

COMITÉ CONSULTATIF DE THERMOMÉTRIE

SESSION DE 1962

NOTE

A partir de cette session, les travaux du *Comité Consultatif de Thermométrie* sont publiés dans une série indépendante, et non plus dans les Procès-Verbaux des séances du Comité International des Poids et Mesures.

Les travaux des précédentes sessions de ce Comité Consultatif ont été publiés dans les *Procès-Verbaux du Comité International des Poids et Mesures*, 2^e série :

- tome 19, p. T 1 à T 124 (1^{re} Session, 1939);
- » 21, p. T 1 à T 146 (2^e Session, 1948);
- » 23-B, p. T 1 à T 160 (3^e Session, 1952);
- » 24, p. T 1 à T 195 (4^e Session, 1954);
- » 26-A, p. T 1 à T 226 (5^e Session, 1958).

Par simplification, le Comité International des Poids et Mesures a par ailleurs décidé (*Procès-Verbaux C. I. P. M.*, 29, 1961, p. 37) la suppression des procès-verbaux détaillés des séances des Comités Consultatifs; les Rapports des Comités Consultatifs au Comité International tiennent lieu de procès-verbaux simplifiés.

COMITÉ INTERNATIONAL DES POIDS ET MESURES

COMITÉ CONSULTATIF
DE THERMOMÉTRIE

6^e SESSION — 1962

(26-27 septembre)



PARIS

GAUTHIER-VILLARS & C^{ie}

IMPRIMEUR-ÉDITEUR DU BUREAU INTERNATIONAL DES POIDS ET MESURES

55, Quai des Grands-Augustins.

AVERTISSEMENT HISTORIQUE

Le Bureau International des Poids et Mesures a été créé par la *Convention du Mètre* signée à Paris le 20 mai 1875 par dix-sept États, lors de la dernière séance de la Conférence Diplomatique du Mètre. Cette Convention a été modifiée en 1921.

Le Bureau International a son siège près de Paris, dans le domaine du Pavillon de Breteuil (Parc de Saint-Cloud) mis à sa disposition par le Gouvernement français; son entretien est assuré à frais communs par les États membres de la Convention du Mètre (1).

Le Bureau International a pour mission d'assurer l'unification mondiale des mesures physiques; il est chargé :

- d'établir les étalons fondamentaux et les échelles des principales grandeurs physiques et de conserver les prototypes internationaux;
- d'effectuer la comparaison des étalons nationaux et internationaux;
- d'assurer la coordination des techniques de mesure correspondantes;
- d'effectuer et de coordonner les déterminations relatives aux constantes physiques fondamentales.

Le Bureau International fonctionne sous la surveillance exclusive d'un *Comité International des Poids et Mesures*, placé lui-même sous l'autorité d'une *Conférence Générale des Poids et Mesures*.

La Conférence Générale est formée des délégués de tous les États membres de la Convention du Mètre et se réunit au moins une fois tous les six ans. Elle reçoit à chacune de ses sessions le Rapport du Comité International sur les travaux accomplis, et a pour mission :

- de discuter et de provoquer les mesures nécessaires pour assurer la propagation et le perfectionnement du Système Métrique;
- de sanctionner les résultats des nouvelles déterminations métrologiques fondamentales et les diverses résolutions scientifiques de portée internationale;
- d'adopter les décisions importantes concernant l'organisation et le développement du Bureau International.

(1) Au 31 décembre 1962, trente-neuf États sont membres de cette Convention : Allemagne, Amérique (É.-U. d'), Argentine (Rép.), Australie, Autriche, Belgique, Brésil, Bulgarie, Canada, Chili, Corée, Danemark, Dominicaine (Rép.), Espagne, Finlande, France, Hongrie, Inde, Indonésie, Irlande, Italie, Japon, Mexique, Norvège, Pays-Bas, Pologne, Portugal, République Arabe Unie, Roumanie, Royaume-Uni, Suède, Suisse, Tchécoslovaquie, Thaïlande, Turquie, U. R. S. S., Uruguay, Vénézuéla, Yougoslavie.

Le Comité International est composé de dix-huit membres appartenant à des États différents; il se réunit au moins une fois tous les deux ans. Le bureau de ce Comité adresse aux Gouvernements des États membres de la Convention du Mètre un *Rapport Annuel* sur la situation administrative et financière du Bureau International.

Devant l'extension des tâches confiées au Bureau International, le Comité International a institué depuis 1927, sous le nom de *Comités Consultatifs*, des organes destinés à le renseigner sur les questions qu'il soumet, pour avis, à leur examen. Ces Comités Consultatifs sont chargés de coordonner les travaux internationaux effectués dans leurs domaines respectifs et de proposer des recommandations concernant les modifications à apporter aux définitions et aux valeurs des unités, en vue des décisions que le Comité International est amené à prendre directement ou à soumettre à la sanction de la Conférence Générale pour assurer l'unification mondiale des unités de mesure.

Les Comités Consultatifs, dont la présidence est généralement confiée à un Membre du Comité International, ont un règlement commun (*Procès-Verbaux C. I. P. M.*, 1952, 23-A, p. 108); ils sont composés d'un délégué de chacun des grands Laboratoires métrologiques nationaux, de représentants d'Organisations et d'Instituts spécialisés et de spécialistes nominativement désignés. Ces Comités tiennent leurs sessions selon une périodicité irrégulière; ils sont actuellement au nombre de six :

1. Le *Comité Consultatif d'Électricité*, créé en 1927.
2. Le *Comité Consultatif de Photométrie*, créé en 1933 (de 1930 à 1933 le Comité précédent s'est occupé des questions de photométrie).
3. Le *Comité Consultatif de Thermométrie*, créé en 1937.
4. Le *Comité Consultatif pour la Définition du Mètre*, créé en 1952.
5. Le *Comité Consultatif pour la Définition de la Seconde*, créé en 1956.
6. Le *Comité Consultatif pour les Étalons de Mesure des Radiations Ionisantes*, créé en 1958.

Les travaux de la Conférence Générale, du Comité International, des Comités Consultatifs et du Bureau International sont publiés par les soins de ce dernier dans les collections suivantes :

- *Comptes Rendus des séances de la Conférence Générale des Poids et Mesures*;
- *Procès-Verbaux des séances du Comité International des Poids et Mesures*;
- *Sessions des Comités Consultatifs*;
- *Travaux et Mémoires du Bureau International des Poids et Mesures* (périodicité irrégulière).

Le Bureau International présente en outre à la Conférence Générale un Rapport sur les développements du Système Métrique dans le monde, Rapport publié sous le titre : *Les récents progrès du Système Métrique*.

PRÉSIDENT
du Comité International des Poids et Mesures

R. VIEWEG

LISTE DES MEMBRES

DU

COMITÉ CONSULTATIF DE THERMOMÉTRIE

Président

J. DE BOER, Membre du Comité International des Poids et Mesures; Professeur à l'Université, *Amsterdam*.

Membres

PHYSIKALISCH-TECHNISCHE BUNDESANSTALT [P. T. B.], *Braunschweig* (H. MOSER, Vice-Président; W. THOMAS, Chef du Laboratoire des propriétés thermiques des gaz).

DEUTSCHES AMT FÜR MESSWESEN [D. A. M.], *Berlin* (M. RICHTER, Direktor des Abt. III, Wärme und Druck).

NATIONAL BUREAU OF STANDARDS [N. B. S.], *Washington 25, D. C.* (H. T. KOSTKOWSKI, High Temperature Measurements Laboratory; H. H. PLUMB, Acting Chief Cryogenic Physics Section; J. L. RIDDLE, Physicist).

NATIONAL STANDARDS LABORATORY [N. S. L.], *Chippendale* (A. F. A. HARPER, Senior Principal Research Officer, Division of Physics).

- NATIONAL RESEARCH COUNCIL [N. R. C.], *Ottawa* (H. PRESTON-THOMAS, Head of Heat and Solid State Physics Section, Division of Applied Physics).
- CONSERVATOIRE NATIONAL DES ARTS ET MÉTIERS [C. N. A. M.], *Paris* (M. DEBURE, Sous-Directeur du Service de Métrologie du Laboratoire National d'Essais).
- NATIONAL RESEARCH LABORATORY OF METROLOGY [N. R. L. M.], *Tokyo* (S. TAKATA, Chief Research Member).
- KAMERLINGH ONNES LABORATORIUM [K. O. L.], *Leiden* (H. VAN DIJK, Conservateur pour la Thermométrie; M. DURIEUX, Collaborateur de la Section de Thermométrie).
- NATIONAL PHYSICAL LABORATORY [N. P. L.], *Teddington* (C. R. BARBER, Principal Scientific Officer, Standards Division; J. A. HALL, Senior Officer, Standards Division).
- INSTITUT DE MÉTROLOGIE D. I. MENDÉLÉEV [I. M. M.], *Leningrad* (B. N. OLEINIK, Chef du Laboratoire de Thermométrie; M^{me} P. ORLOVA, Chef du Laboratoire de Thermométrie de l'Institut des Mesures Physicotechniques et Radiotechniques, Moscou).
- G. BOZZA, Professeur de Physique appliquée, Politecnico, *Milano*.
- F. G. BRICKWEDDE, Dean, College of Chemistry and Physics, Pennsylvania State University, *Pennsylvania*.
- J. TIMMERMANS, Professeur honoraire à l'Université Libre de *Bruxelles*.
- Le Directeur du BUREAU INTERNATIONAL DES POIDS ET MESURES [B. I. P. M.], *Sèvres* (J. TERRIEN).

Invité

- T. R. ROBERTS, Los Alamos Scientific Laboratory, University of California, *Los Alamos*.

ORDRE DU JOUR DE LA SESSION

1. *Domaine de 90°K à 273,15°K (— 183°C à 0°C).*
 - a. Points fixes et secondaires.
 - b. Échelle Internationale Pratique de Température. Amélioration.
 - c. Écarts entre l'échelle thermodynamique et l'Échelle Internationale Pratique de Température.
 2. *Domaine de 0°C à 1063°C.*
 - a. Points fixes et secondaires.
 - b. Thermomètres à résistance de platine.
 - c. Échelle Internationale Pratique de Température. Propositions.
 - d. Écarts entre l'échelle thermodynamique et l'Échelle Internationale Pratique de Température.
 3. *Pyrométrie.*
 - a. Comparaison de lampes pyrométriques.
 - b. Pyrométrie photoélectrique.
 4. *Domaine de 20°K à 90°K.*
 - a. Points fixes.
 - b. Thermomètres à résistance de platine.
 - c. Tension de vapeur de H₂.
 - d. Méthode acoustique.
 - e. Échelle Internationale Pratique de Température. Extension.
 5. *Domaine des températures au-dessous de 20°K.*
 - a. Échelle à tension de vapeur de ⁴He.
 - b. Échelle à tension de vapeur de ³He.
 - c. Extension de l'Échelle Internationale Pratique de Température.
 6. *Équipement du Bureau International.*
 7. *Questions diverses.*
-

COMITÉ CONSULTATIF DE THERMOMÉTRIE

6^e SESSION (1962)

RAPPORT

AU

COMITÉ INTERNATIONAL DES POIDS ET MESURES

Par J. A. HALL, Rapporteur

Le Comité Consultatif de Thermométrie s'est réuni pour sa sixième session au Bureau International des Poids et Mesures à Sèvres, où il a tenu quatre séances les mercredi 26 et jeudi 27 septembre 1962.

Étaient présents : Mr DE BOER, Président, MM. BARBER, BOZZA, BRICKWEDDE, DEBURE, DURIEUX, Van DIJK, HALL, HARPER, KOSTKOWSKI, MOSER, OLEINIK, M^{me} ORLOVA, MM. PLUMB, PRESTON-THOMAS, RIDDLE, TAKATA, TERRIEN, TIMMERMANS, THOMAS, Membres du Comité Consultatif; Mr ROBERTS, invité.

Excusé : M. RICHTER.

Mr Hall (assisté de Mr Girard du Bureau International comme secrétaire) fut nommé Rapporteur.

Domaine 90°K à 273°K (— 183°C à 0°C)

(Annexes 1, 2, 3)

La question de la valeur à adopter pour la température d'ébullition de l'oxygène a été examinée. D'après un rapport du N. P. L. (Annexe 1), la valeur moyenne est 90,175°K, mais

après avoir corrigé cette valeur pour la température de référence et en donnant le poids un à la moyenne des deux valeurs de Heuse et Otto, elle devient $90,170^{\circ}\text{K}$; cette valeur a été acceptée provisoirement comme *nouvelle valeur de travail* qui remplacera probablement la valeur actuelle ($90,18^{\circ}\text{K}$). Les Laboratoires nationaux ont été invités à poursuivre l'étude de cette question afin qu'une décision puisse être prise avant la prochaine Conférence Générale des Poids et Mesures sur la nouvelle valeur à attribuer à ce point fixe de définition de l'Échelle Internationale Pratique de Température (E. I. P. T.).

On a comparé les mérites d'une équation et d'un tableau comme procédés d'interpolation entre le point d'ébullition de l'oxygène et le point triple de l'eau. La préférence est allée à un tableau de corrections joint à la formule d'interpolation actuelle, car il est plus simple d'appliquer les corrections d'un tableau que de convertir la résistance du thermomètre en température à l'aide d'une équation d'un degré élevé.

De nouvelles expériences au thermomètre à gaz sont nécessaires, afin de connaître avec plus de précision les températures thermodynamiques. On a demandé aux Laboratoires nationaux d'examiner ce problème et de préparer un tableau de corrections. Des appareils pour effectuer de telles mesures sont en cours de construction au N. P. L. et au N. R. C. Le N. B. S. a aussi l'intention d'entreprendre des travaux semblables.

Domaine 0°C à 1063°C

(Annexes 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 33, 34)

Au sujet des travaux sur la détermination du point de congélation de l'or dans l'échelle thermodynamique, la P. T. B. a attiré l'attention du Comité Consultatif sur les coefficients de dilatation du platine iridié et du quartz fondu adoptés dans les expériences de l'Institut de Métrologie D. I. Mendéléev. Dans l'Annexe 5, la valeur 1016×10^{-8} est indiquée pour le platine iridié, tandis que dans une étude antérieure, on trouve 990×10^{-8} . La différence entre ces deux valeurs correspond à 1 degré environ sur la température du point de congélation de l'or. La P. T. B. exprime des doutes sur la valeur adoptée par l'I. M. M. pour le coefficient de dilatation du quartz fondu, qui est beaucoup plus élevée que celle trouvée

à la P. T. B. Mr OLEINIK s'informerait auprès de ses collègues de l'I. M. M. pour fournir les renseignements demandés.

Sur cette question, le N. P. L. signale ses nouvelles expériences interférométriques sur la dilatation du quartz fondu entre 20 et 120°C (Annexe 33). Le coefficient α obtenu est légèrement plus élevé que celui trouvé par Beattie en 1941 et qui était lui-même plus élevé que celui donné par Harlow il y a 50 ans. Mais les courbes sont devenues plus droites à mesure que le coefficient α augmente et il semble possible que la dilatation moyenne entre 0 et 1063°C n'ait pas beaucoup changé.

On a noté que les travaux de J. Oishi (Tokyo Institute of Technology) avec le nouveau thermomètre à gaz ne sont pas encore achevés.

La P. T. B. a proposé au Comité Consultatif d'envisager, pour la Conférence Générale des Poids et Mesures de 1966, une modification des températures assignées à certains points de congélation.

Après discussion, le Comité Consultatif estime que les valeurs données dans l'« Échelle Internationale Pratique de Température de 1948. Édition amendée de 1960 », pourraient être augmentées de

- 1,5 degré environ pour le point de congélation de l'or;
- 1,1 degré environ pour le point de congélation de l'argent;
- 0,07 degré environ pour le point de congélation du zinc.

Il est par ailleurs très probable qu'en 1966 le point de congélation du zinc remplacera celui du soufre comme point fixe de définition de l'E. I. P. T. et que le thermomètre à résistance de platine servira d'instrument d'interpolation à la place du thermocouple dans le domaine de 630,5 à 1063°C.

Le Comité Consultatif a considéré la question du remplacement du point d'ébullition de l'eau par un point de congélation, celui de l'étain par exemple, afin d'obtenir une meilleure répartition des points fixes. Dans cette même voie, des études sont en cours au N. R. C. sur le point de congélation de l'antimoine. D'après des expériences déjà faites avec le bismuth, on pense qu'il serait possible de définir le point de congélation de l'antimoine avec une précision satisfaisante.

Le Comité Consultatif a décidé de constituer un Groupe de travail ayant pour mission de préparer un tableau des écarts

entre l'E. I. P. T. et l'échelle thermodynamique dans le domaine — 182°C à 1063°C. Mr Brickwedde est proposé comme président de ce groupe composé comme suit :

MM. Brickwedde (Pennsylvania State University),	<i>Président</i> ;
Barber	(National Physical Laboratory);
Van Dijk	(Kamerlingh Onnes Laboratorium);
Moser	(Physikalisch-Technische Bundesanstalt);
Oleinik	(Institut de Métrologie D. I. Mendéléev);
Riddle	(National Bureau of Standards).

La comparaison de thermomètres à résistance de platine dans le domaine 0-100°C, dont les premiers résultats ont été présentés à la 5^e session du Comité Consultatif (*Procès-Verbaux C. I. P. M.*, 26-A, 1958, p. T 35) est maintenant terminée. Les résultats complets sont rassemblés dans l'Annexe 10.

Pyrométrie

(*Annexes 6, 11, 12, 13, 14, 15*)

Comparaison internationale de lampes pyrométriques. — Le Comité Consultatif a pris connaissance des travaux de l'Université d'Utrecht sur des lampes à ruban de tungstène (Annexe 11). Il a été décidé d'inclure ce Laboratoire dans les comparaisons qui sont en cours entre les Laboratoires nationaux et dont les premiers résultats ont été présentés à cette session. On attendra la fin de cette comparaison pour publier tous les résultats dans un rapport de synthèse.

Le N. S. L. a constaté que les lampes à ruban de tungstène étaient capables de fournir une reproductibilité suffisante pour étalonner les pyromètres photoélectriques (Annexe 13). Les travaux du N. B. S. ont montré que la reproductibilité des lampes étalons employées en pyrométrie optique n'était pas meilleure que 0,1 deg.

Pyrométrie photoélectrique. — Le N. P. L. a signalé que des expériences étaient en cours avec un monochromateur en utilisant un rayonnement infrarouge, afin d'établir l'échelle thermodynamique dans le domaine 200-1063°C (Annexe 14). Les premières observations montrent une reproductibilité de $\pm 3 \times 10^{-4}$, pour un rapport d'intensités de 2, 3 ou 4, qui est équivalente à 0,03 deg dans un intervalle de température d'environ 100 deg au voisinage de 500°C. On peut dire que les

écarts décelés entre 200 et 600°C sont dans le même sens que ceux qui avaient été obtenus avec le thermomètre à gaz. On étudie en ce moment la présence possible d'erreurs systématiques.

L'Université d'Utrecht a fait un travail semblable (Annexe 6), mais limité aux points de congélation de l'antimoine, de l'argent et de l'or. En se basant sur la valeur de 630,65°C pour le point de congélation de l'antimoine (d'après Moser et collaborateurs) on trouve pour les points de l'argent et de l'or : $t_{Ag} = 962,2^\circ\text{C}$ et $t_{Au} = 1064,3^\circ\text{C} \pm 0,4 \text{ deg}$. Ces valeurs sont en bon accord avec les déterminations de Moser faites au thermomètre à gaz.

Domaine 20°K à 90°K

(Annexes 1, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28)

Les résultats suivants, obtenus pour le point d'ébullition de l'hydrogène, ont été présentés au Comité Consultatif :

	Hydrogène normal	Hydrogène en équilibre
K. O. L.....	20,383°K	20,266°K
N. P. L.....	20,384	20,267

Il a été décidé d'adopter provisoirement 20,384°K et 20,267°K comme valeurs moyennes de travail pour les comparaisons internationales.

Les mesures comparatives de thermomètres à résistance de platine entre le N. P. L. et l'Institut des Mesures Physico-techniques et Radiotechniques (I. M. P. R.) de Moscou ont montré que la précision des comparaisons était très satisfaisante, mais elles conduisent à déceler des écarts assez importants entre les échelles des différents Laboratoires.

Le point triple de l'oxygène a été étudié en U. R. S. S. et au Japon; on a trouvé qu'il pouvait être reproduit avec une exactitude du millième de degré ou même mieux. On a toutefois fait remarquer que la composition isotopique de l'oxygène peut avoir une influence sur le point triple.

L'I. M. M. a fait des expériences électro-acoustiques en déterminant la relation entre la température et la fréquence de résonance des vibrations sonores dans un résonateur tubulaire acoustique. Des observations ont également été effectuées avec un thermomètre à bruit d'agitation thermique (Annexe 27).

Le Comité Consultatif a décidé de constituer un Groupe de travail pour examiner les travaux dans ce domaine de température, en le chargeant de lui présenter, dans un délai de deux ans, un rapport sur les propositions à faire concernant l'extension de l'E. I. P. T. dans cette région. Ce Groupe de travail a la composition suivante, Mr Brickwedde étant proposé comme Président :

- Mr Brickwedde (Pennsylvania State University), *Président*;
M^{me} Orlova (Institut des Mesures Physicotechniques et Radiotechniques);
MM. Barber (National Physical Laboratory);
Van Dijk (Kamerlingh Onnes Laboratorium);
Riddle (National Bureau of Standards).

Domaine des températures au-dessous de 20°K

(Annexes 17, 29, 30, 31, 32)

En ce qui concerne le domaine 10-20°K, le N. B. S. a attiré l'attention du Comité Consultatif sur les grands progrès faits dans la technique des thermomètres à germanium. Le Groupe de travail qui s'occupera du domaine 20-90°K aura à examiner aussi les possibilités d'emploi de thermomètres à résistance de platine ou de germanium dans ce domaine.

Le N. P. L. a rendu compte d'expériences effectuées avec le thermomètre à tension de vapeur de l'hydrogène entre 14 et 20°K (Annexe 17). D'après un tableau préparé par le K. O. L., la précision de la mesure des températures dans cette région est de $\pm 0,010$ deg et celle de la pente de la courbe de $\pm 0,3$ %.

Le N. B. S. considère que la méthode utilisant la vitesse du son peut être aussi précise que la thermométrie à gaz et beaucoup moins coûteuse.

Le Comité Consultatif émet l'avis que l'Échelle ⁴He 1958 (désignée par T₅₈), recommandée par lui pour l'usage général lors de sa 5^e session ainsi que par le Comité International des Poids et Mesures en 1958, devra être incorporée dans l'E. I. P. T. par la Conférence Générale des Poids et Mesures en 1966.

L'I. M. P. R. a proposé que les Laboratoires nationaux fassent des comparaisons de l'Échelle ⁴He 1958 en se servant d'échantillons d'indium (Annexe 29); la température du passage

à l'état supraconducteur de l'indium pourrait servir de point-repère. L'I. M. P. R. étudiera la possibilité de fournir les échantillons d'indium. Le Comité Consultatif décide d'étudier cette question et de la reprendre à sa prochaine session.

Le Comité Consultatif a pris connaissance des travaux sur l'échelle de tension de vapeur ${}^3\text{He}$ (Annexe 31) proposée par le Los Alamos Scientific Laboratory (États-Unis d'Amérique), et qui avaient été examinés à une réunion d'information précédant immédiatement cette session.

Il a estimé que l'Échelle ${}^3\text{He}$ 1962 doit également être recommandée pour l'usage général, avec la désignation T_{62} .

Les deux échelles T_{38} et T_{62} peuvent être utilisées concurremment dans le domaine où elles sont valables. Cependant, quand il s'agit de l'adoption de cette nouvelle échelle ${}^3\text{He}$ comme partie de l'E. I. P. T., on doit prendre soin d'éviter toute ambiguïté dans le domaine de recouvrement avec l'échelle ${}^4\text{He}$.

Le Comité Consultatif a émis le vœu que le Bureau International envoie une lettre au Directeur du N. B. S. lui demandant d'intervenir auprès de la Commission de l'Énergie Atomique des États-Unis d'Amérique pour que tous les pays du monde puissent disposer d'hélium 3 de production américaine. Il a également exprimé l'espoir que l'U. R. S. S. puisse agir de même avec sa production d'hélium 3. Si les Laboratoires pouvaient disposer d'hélium 3 provenant de ces deux sources, il serait possible d'organiser des comparaisons internationales sur la pureté de cet isotope.

Équipement du Bureau International

Le Bureau International a informé le Comité Consultatif de l'état actuel de son équipement pour la réalisation de l'E. I. P. T. La construction d'un baromètre interférentiel, selon le projet de Mr Terrien (*Rev. Optique*, 38, 1959, p. 34), est envisagée avec l'aide financière du Ministère de l'Air français.

Le Comité Consultatif a exprimé l'avis que les travaux du Bureau International soient de préférence orientés au début dans le domaine 0-1063°C. Il semble en effet que des progrès plus rapides pourront être faits dans ce domaine de température, plutôt que dans le domaine au-dessous de 0°C.

Questions diverses

Au sujet d'un rapport de Mr Oleinik (I. M. M.) sur les « Substances de référence en calorimétrie », le Comité Consultatif considère que les travaux de calorimétrie sont en dehors de sa compétence et de ses activités. Une commission de l'Union Internationale de Chimie Pure et Appliquée s'occupe de ces questions.

En ce qui concerne les documents de travail soumis à l'examen du Comité Consultatif, il a été décidé que ceux-ci devraient parvenir au Bureau International au moins deux mois avant la date de la session, afin que les Membres aient le temps de les examiner. Tout document parvenant après ce délai ne sera, sauf cas exceptionnel, ni distribué, ni publié.

A l'issue de la session, Mr TIMMERMANS a donné sa démission de membre spécialiste, son grand âge ne lui permettant plus de participer activement aux travaux de ce Comité Consultatif où il avait été appelé en 1946 comme physico-chimiste.

Au nom de tous les Membres, Mr le PRÉSIDENT remercie Mr Timmermans de sa collaboration depuis une quinzaine d'années et lui exprime tous ses souhaits les plus cordiaux.

Mr BRICKWEDDE se fait l'interprète de tous ses Collègues pour remercier le Président, le Rapporteur, le Directeur et le Personnel du Bureau International pour le déroulement et l'organisation de cette session.

(28 septembre 1962)

ANNEXE 4

National Physical Laboratory (Royaume-Uni)

L'ÉCHELLE DE TEMPÉRATURE DU N. P. L. DANS LE DOMAINE 10-90°K

Par C. R. BARBER

(Traduction)

Une échelle de température pour le domaine 10-90°K a été établie en 1960 au National Physical Laboratory en utilisant un thermomètre à hélium à volume constant [1], dans lequel un diaphragme en bronze au phosphore était utilisé pour séparer le réservoir du thermomètre à gaz de l'appareillage pour la mesure de la pression. Cette technique facilitait la réduction du volume de l'espace nuisible, de sorte qu'il n'était qu'une petite fraction du volume du réservoir et qu'il pouvait être déterminé avec précision. Le thermomètre à gaz était comparé à un thermomètre à résistance de platine monté dans l'axe du réservoir, à 80 températures entre 10 et 90°K. Ce thermomètre à résistance a été ensuite comparé à un groupe de huit autres thermomètres qui constitue maintenant l'échelle des basses températures du N. P. L.

La base de l'échelle est le point d'ébullition de l'oxygène dont la température est 90,18°K, en accord avec la valeur dans l'Échelle Internationale Pratique de Température

$$(90,18^{\circ}\text{K} - 273,15^{\circ}\text{K} = -182,97^{\circ}\text{C}).$$

Une détermination du point d'ébullition de l'oxygène avec le même thermomètre à hélium a donné une valeur de 90,177°K sur la base de $T_0 = 273,15^{\circ}\text{K}$. Une petite correction devrait ainsi être appliquée à l'échelle du N. P. L. pour l'exprimer en fonction de $T_0 = 273,15^{\circ}\text{K}$; cette correction s'élèverait, par exemple, à $-0,003$ deg à 90°K et à $-0,0007$ deg à 20°K.

Comparaisons avec d'autres échelles. — Les échelles peuvent être comparées, soit en comparant les thermomètres à résistance de platine qui ont été étalonnés dans les échelles respectives, soit par la détermination de différents points fixes. Comme il

est indiqué ci-dessus, le point d'ébullition de l'oxygène a été déterminé au N. P. L. et la valeur trouvée est comparée à celles d'autres mesures (tableau I).

TABLEAU I
Point d'ébullition de l'oxygène

Date	Observateurs	Température publiée (°K)	Valeur de T_r utilisée (°K)
1931.....	Heuse et Otto [2]	90,198	273,16
1932.....	Heuse et Otto [3]	90,195	
1933.....	Aoyama et Kanda [4]	90,17	273,15
1940.....	Van der Horst [5]	90,160	273,15
1933.....	Aston et Moessen [6]	90,154	273,16
1960.....	Barber [7]	90,177	273,15
Moyenne.....		90,175	

Les déterminations du point d'ébullition et du point triple de l'hydrogène en équilibre et sa tension de vapeur de 14 à 20°K effectuées au N. P. L. sont données dans l'Annexe 17 (p. 94). La plupart des déterminations faites dans le passé se réfèrent au point d'ébullition de l'hydrogène normal, de sorte que pour comparer les résultats il faut ajouter 0,118 deg à la valeur du N. P. L. pour le point d'ébullition de l'hydrogène en équilibre, pour avoir la valeur équivalente du point d'ébullition de l'hydrogène normal dans l'échelle du N. P. L. Le tableau II donne les valeurs obtenues depuis 1931.

TABLEAU II
Point d'ébullition de l'hydrogène normal

Date	Observateurs	Température publiée (°K)	Valeur de T_r utilisée (°K)
1931.....	Heuse et Otto [3]	20,38	273,16
1934.....	Keesom, Bijl et Van der Horst [8]	20,382	273,15
1939.....	Hoge et Brickwedde [9]	20,39	90,19
1951.....	Moessen et Aston [10]	20,365	273,16
1951.....	Borovik-Romanov et Strelkov [11]	20,380	90,19
1951.....	Hoge et Arnold [12]	20,396	90,19
1959.....	Orlova [13]	20,393	90,19
1962.....	Barber	20,388 (*)	273,15
Moyenne.....		20,384	

(*) Valeur découlant d'une détermination du point d'ébullition de l'hydrogène en équilibre.

L'échelle du N. P. L. a aussi été comparée à l'échelle du N. B. S. au moyen d'un thermomètre fourni par le N. B. S. il y a quelques années, et à l'échelle de l'U. R. S. S. en utilisant un thermomètre fourni par l'Institut des Mesures Physicotechniques et Radiotechniques à Moscou. L'échelle du N. B. S. a été comparée à celle de la Pennsylvania State University au moyen d'un thermomètre prêté par le N. B. S. En rapportant toutes ces échelles à la même valeur du point d'ébullition de l'oxygène, leurs écarts par rapport à la moyenne ne dépassent pas $\pm 0,015$ deg dans le domaine 20-90°K. Entre 10 et 20°K les différences sont un peu plus grandes. Pour obtenir des renseignements plus précis sur les différences entre les diverses échelles, un projet de comparaison a été mis au point par les représentants des Laboratoires nationaux réunis au National Bureau of Standards en mars 1961. Il a été convenu que le N. P. L., le N. B. S., l'I. M. P. R. et la P. S. U. soumettraient chacun au N. P. L. deux thermomètres à résistance, du type à capsule, étalonnés dans l'échelle propre à chaque laboratoire. Ces thermomètres seraient ensuite comparés au N. P. L. dans l'intervalle 10-90°K. La comparaison serait répétée à l'I. M. P. R. Ce travail est encore en cours au moment de la rédaction de cette Note.

(reçu le 30 août 1962)

BIBLIOGRAPHIE

- [1] BARBER (C. R.), *Temperature, its measurement and control in science and industry*, vol. 3-I, Reinhold Publ. Corp., New York, 1962. *Brit. J. Appl. Phys.*, 13, 1962, p. 235.
- [2] HEUSE (W.) et OTTO (J.), *Ann. Physik*, 9, 1931, p. 486.
- [3] HEUSE (W.) et OTTO (J.), *Ann. Physik*, 14, 1932, p. 185.
- [4] AOYAMA (S.) et KANDA (E.), *Bull. Chem. Soc. Japan*, 10, 1935, p. 472.
- [5] VAN DER HORST (H.), Thèse, Leiden, P 79, 1940; VAN DIJK (H.), *Procès-Verbaux C. I. P. M.*, 23-B, 1952, p. T 45.
- [6] ASTON (J. G.) et MOESSEN (G. W.), *J. Chem. Phys.*, 21, 1953, p. 948.
- [7] BARBER (C. R.), *Temperature, its measurement...*, vol. 3-I, p. 345.
- [8] VAN DIJK (H.), *Procès-Verbaux C. I. P. M.*, 23-B, 1952, p. T 37.
- [9] HOGE (H. J.) et BRICKWEDDE (F. G.), *J. Res. N. B. S.*, 22, 1939, p. 351.
- [10] MOESSEN (G. W.) et ASTON (J. G.), *J. Chem. Phys.*, 22, 1954, p. 2096.
- [11] BOROVIK-ROMANOV (A. S.) et STRELKOV (P. G.), *Procès-Verbaux C. I. P. M.*, 23-B, 1952, p. T 32.
- [12] HOGE (H. J.) et ARNOLD (R. D.), *J. Res. N. B. S.*, 47, 1951, p. 63.
- [13] ORLOVA (M. P.), *Temperature, its measurement...*, vol. 3-I.

ANNEXE 2

National Research Council (Canada)

QUELQUES POINTS D'ÉBULLITION ET POINTS TRIPLES AU-DESSOUS DE 0°C

Par D. R. LOVEJOY
(Traduction)

INTRODUCTION

On a construit un appareillage pour la réalisation précise du point d'ébullition normal de l'oxygène qui est un point fixe de définition de l'Échelle Internationale Pratique de Température (E. I. P. T.). A l'aide de cet appareillage le point de l'oxygène a été réalisé avec une exactitude d'environ 1×10^{-4} deg (écart-type). De plus, cet appareillage a été utilisé pour déterminer le point de sublimation normal du gaz carbonique, les points d'ébullition normaux du xénon, du krypton, du méthane, de l'argon, de l'oxyde de carbone et de l'azote, ainsi que les points triples du gaz carbonique, du xénon, du krypton, du méthane et de l'argon avec une exactitude estimée à environ 3×10^{-4} deg (écart-type); par suite de l'influence des impuretés, cette exactitude est un peu moindre pour le méthane et elle est seulement de 3×10^{-3} deg pour l'oxyde de carbone.

APPAREILLAGE

L'appareillage utilisé était dans l'ensemble semblable à celui qui est décrit par Stimson [1]; il comportait un bloc de cuivre massif muni d'une cavité qui jouait le rôle de réservoir d'un thermomètre à tension de vapeur et de quatre puits de maillechort pour thermomètres. Le bloc était contenu dans une enceinte de cuivre vide d'air qui pouvait être maintenue à la température

de l'azote liquide (ou, si besoin était, à la température de la glace carbonique). Un blindage anti-rayonnement était placé entre le bloc et l'enceinte; sa température pouvait être asservie à celle du bloc au moyen d'un enroulement chauffant et de thermocouples différentiels. Deux écrans étaient placés sur les puits des thermomètres. La température de l'écran inférieur était asservie par des thermocouples différentiels à la température du bloc, tandis que celle de l'écran supérieur était réglée manuellement. On a trouvé qu'il était nécessaire de maintenir l'écran supérieur à une température plus élevée que celle du bloc pour compenser le long des puits le flux de chaleur du bloc au réfrigérant.

La vapeur thermométrique du réservoir communiquait, par un tube de maillechort de 3 mm de diamètre, à parois minces, avec un capteur de pression à diaphragme dont l'élément sensible était une sonde à capacité. Un manostat de précision décrit par Berry [2] fournissait au capteur une contre-pression qui servait de référence dans un domaine de 100×10^{-6} atmosphère normale, connue de façon absolue avec une exactitude d'environ 3×10^{-6} . Le capteur et la boucle d'asservissement du bloc de cuivre ont été décrits par Lovejoy [3] et pouvaient régler la température du bloc avec une stabilité prévue de 10^{-6} deg. Les échanges de chaleur entre le bloc et son voisinage pouvaient être réduits à quelques 10^{-3} W, ce qui correspondait à des différences maximales de température à l'intérieur du bloc de quelques 10^{-4} deg.

Cinq thermocouples différentiels disposés à intervalles égaux le long du tube de tension de vapeur donnaient le profil de la température du tube. A partir de ce profil il était possible de calculer les densités de la vapeur et de faire ainsi une correction précise pour la différence de pression entre la surface du liquide et le capteur de pression.

Les mesures de résistance étaient effectuées avec un pont de Mueller Leeds et Northrup G 3, dont la dernière décade était graduée en $10^{-3} \Omega$. La détection et l'interpolation étaient effectuées au moyen d'un galvanomètre de 25Ω de sensibilité nominale $0,05 \mu\text{V}/\text{mm}$ à 1 m, modifié suivant Dauphinee [4] pour lui donner un levier optique équivalent de 8 m, de sorte que les mesures étaient essentiellement limitées par le bruit Johnson dans les résistances du circuit de mesure.

Les mesures de résistance étaient faites aux intensités de 2 mA et 1 mA, et extrapolées à intensité nulle avec une exactitude absolue de quelques 10^{-6} en ohms du pont. On a constaté qu'une immersion des thermomètres de 15 cm dans le bloc convenait et que l'emploi d'une atmosphère d'hélium ou d'un fluide pour le contact thermique dans les puits des thermomètres n'était pas nécessaire.

Les étalonnages des thermomètres furent effectués avec une exactitude de 1×10^{-4} deg au point triple et au point d'ébullition de l'eau et de 1×10^{-3} deg au point du soufre, en utilisant les étalons conservés par le National Research Council.

RÉSULTATS

On a utilisé dans la plupart des cas les gaz disponibles dans le commerce, dont les puretés s'échelonnaient de 99,995 à 99,999 %. La méthode expérimentale utilisée au cours des déterminations des points d'ébullition consistait à condenser, au point triple de l'azote, un à deux litres de gaz à l'intérieur de l'appareil, puis à enlever la vapeur située au-dessus du liquide par fractions de 100 cm³ environ jusqu'à ce qu'il ne reste plus de liquide. Le point d'ébullition de la fraction restante était mesuré chaque fois et dans la plupart des cas une légère augmentation apparaissait. Un taux d'augmentation croissant avec les mesures successives indiquait l'enrichissement du liquide en impureté soluble, tandis qu'un taux d'augmentation décroissant indiquait le départ préférentiel d'une impureté volatile. Dans la plupart des cas, les données ainsi obtenues étaient suffisantes pour qu'il soit possible d'estimer le point d'ébullition du gaz pur avec une précision de 1 à 2×10^{-4} deg.

Pour réaliser le point de l'oxygène, on a utilisé de l'oxygène de deux provenances différentes : oxygène de Linde préparé par distillation de l'air pour lequel les principales impuretés étaient du krypton et du xénon, qui sont solubles; oxygène de la British Oxygen Company (B. O. C.) préparé par électrolyse de l'eau, pour lequel l'impureté principale était de l'azote, qui est volatil. Les deux ont conduit à des points d'ébullition qui concordent à mieux que 2×10^{-4} deg. L'oxygène de la B. O. C. fournit toujours des résultats plus reproductibles. En particulier, chacun des trois thermomètres (deux d'entre eux du type canne de Meyers et le troisième du type à capsule de Leeds et Northrup) furent étalonnés au moyen d'une livraison d'oxygène de la B. O. C., puis recuits et réétalonnés après un an au moyen d'une nouvelle livraison de cet oxygène. Dans chaque cas, ces thermomètres ont donné des rapports de résistance R_1/R_0 qui ont varié de quantités équivalentes à 2×10^{-4} deg ou moins.

Pour les autres gaz, les déterminations du point d'ébullition normal (point de sublimation normal pour CO₂) exigent peu d'explications supplémentaires dans ce bref compte rendu. Le méthane, préparé par le Dr. J. H. Colwell (National Research Council, Pure Chemistry Division), semble former avec environ 0,01 % d'azote un mélange à point d'ébullition constant; les résultats relatifs à ce gaz correspondent à ce mélange et sont donc proba-

blement entachés d'une erreur petite, mais inconnue. Le meilleur oxyde de carbone disponible contenait environ 0,03 % de CO₂ soluble; l'incertitude résultante fut estimée à environ 3×10^{-3} deg.

Pour la détermination des points triples, on a condensé dans l'appareil 1 à 2 l de gaz et déterminé le point d'ébullition comme critère de pureté. Le contrôleur de pression fut alors déconnecté et la température modifiée jusqu'à une valeur juste inférieure à celle du point triple. On a obtenu une courbe de fusion en réchauffant le bloc de cuivre en même temps que le solide à raison de 10^{-3} deg/min ou 3×10^{-2} W environ. On en a déduit le point triple en extrapolant le palier de fusion vers les basses températures jusqu'à son intersection avec la portion linéaire de la courbe de réchauffement. Pourvu que le blindage anti-rayonnement et les écrans aient été soigneusement réglés pour réduire les gradients de température, on a obtenu des courbes de fusion satisfaisantes et on a trouvé que les points triples étaient reproductibles avec une exactitude d'environ 2×10^{-4} deg (écart-type).

Il est vraisemblable que des thermomètres différents satisfaisant aux spécifications de l'E. I. P. T. indiqueraient des températures légèrement différentes dans des régions éloignées des points d'étalonnage. De plus, l'E. I. P. T. reste non définie au-dessous du point de l'oxygène. Afin que l'exactitude des mesures ci-dessus ne soit pas limitée par ces considérations, nous définissons une nouvelle échelle « E. I. P. T.* » qui est l'E. I. P. T. réalisée par un groupe particulier de six thermomètres de haute pureté ($\alpha > 0,003\ 925$) et qui s'étend aux températures inférieures au point de l'oxygène au moyen de l'équation de Callendar-Van Dusen. Il fut possible de montrer que les réalisations de l'échelle, différentes selon les thermomètres, présentaient par rapport à la moyenne un écart-type ne dépassant pas environ 1×10^{-4} deg entre le point de fusion de la glace et le point d'ébullition de l'azote. En fait, ces différences étaient à peu près celles qui seraient prévues si on examinait les erreurs d'étalonnage des thermomètres.

Au-dessous du point de l'oxygène les thermomètres furent étalonnés par rapport à un thermomètre étalonné au National Bureau of Standards (États-Unis d'Amérique) selon l'échelle N. B. S. 1955. Cette échelle est, à toutes températures, inférieure de 0,010 deg à l'échelle provisoire de Hoge et Brickwedde [5] qui, à son tour, peut être reliée aux échelles conservées à la Pennsylvania State University (États-Unis d'Amérique), au National Physical Laboratory (Grande-Bretagne) et à l'Institut des Mesures Physicotechniques et Radiotechniques (U. R. S. S.) au moyen de données publiées par Barber [6].

Le tableau I donne dans la deuxième colonne la liste des points d'ébullition normaux et dans la troisième colonne celle

des points triples, tous dans l'E. I. P. T.*; les nombres entre parenthèses sont les valeurs au-dessous du point de l'oxygène dans l'échelle N. B. S. 1955. La liste comprend également les points fixes de définition de l'E. I. P. T. et la valeur probable du point de congélation du mercure qui a été utilisée comme point d'étalonnage par Michels, Wassenaar, Sluyters, De Graaff [7] et par d'autres.

TABLEAU I

*Points d'ébullition normaux (point de sublimation pour CO₂)
et points triples dans le domaine 0°C à - 200°C (E. I. P. T.*).*

Gaz	Points d'ébullition normaux	Points triples
S.....	+444,600 0 (a)	—
H ₂ O.....	+100,000 0 (a)	+ 0,010 0 (c) (273,160 0)
Hg.....	—	— 38,851 (b)
CO ₂	— 78,509 7	— 56,600 0
Xe.....	—108,106 5	— 111,769 4
Kr.....	—153,341 6	— 157,379 9
CH ₄	—161,492 5	— 182,473 5
O ₂	—182,970 0 (a) (90,180 0)	—
Λ.....	—185,855 3 (87,293 4)	— 189,334 2 (83,804 4)
CO.....	—191,420 (81,706)	—
N ₂	—195,716 7 (77,354 7)	—

(a) Points fixes de définition de l'E. I. P. T.

(b) Point de congélation du mercure dans l'E. I. P. T., déterminé puis utilisé comme point d'étalonnage par Michels et al. [7].

(c) Point fixe de définition.

En général, il y a eu plutôt peu de mesures de précision des points fixes par d'autres chercheurs. La référence [7] donne des valeurs pour le point de congélation du mercure et les points triples du gaz carbonique et de l'argon. Le point du gaz carbonique est donné dans une échelle de thermomètre à gaz et lorsqu'il est corrigé pour la différence entre cette échelle et l'échelle pratique telle qu'elle est donnée par Keesom et Dammers [8], il concorde avec notre valeur à moins de 2×10^{-3} deg. Nous avons de la même façon réduit à l'E. I. P. T. le point du mercure de Michels, puis nous avons suivi celui-ci en employant ses valeurs du point du mercure et du point du gaz carbonique, ainsi que

les points de la glace et de l'oxygène, pour déterminer les constantes de l'équation de Callendar-Van Dusen pour l'un de nos thermomètres et, de là, pour déterminer notre point de l'argon dans son échelle. Il en est résulté un accord à mieux que 2×10^{-3} deg.

Enfin, le point triple de l'argon a été déterminé par Flubacher, Leadbetter et Morrison [9] et le point triple du krypton par Beaumont, Chihara et Morrison [10]. Dans chaque cas, la valeur citée est 6×10^{-3} deg supérieure à la nôtre (à noter que Morrison indique notre valeur dans l'E. I. P. T.* pour le point triple de l'argon). Pourtant, il semble maintenant (communication privée) qu'il y ait une erreur systématique de 5 à 7×10^{-6} deg dans les mesures de Morrison et on peut ainsi considérer que l'accord est tout à fait bon.

En conclusion on peut remarquer que, s'il est nécessaire de disposer d'un point fixe dans le domaine de 0°C à -200°C , un appareillage tel que celui décrit ici, qui nécessite seulement une petite quantité de substance, peut commodément être utilisé pour la réalisation d'un tel point, pourvu que la substance en question ne soit pas corrosive et qu'elle puisse être obtenue suffisamment pure.

L'auteur remercie MM. N. J. Scardina et R. J. Berry pour leur collaboration à ce travail expérimental et le Dr. H. Preston-Thomas pour ses précieux conseils.

(reçu le 13 août 1962)

BIBLIOGRAPHIE

- [1] STIMSON (H. F.), *Temperature, its measurement and control in science and industry*, vol. 2, p. 141, Reinhold, New York, 1955.
- [2] BERRY (R. J.), *Can. J. Phys.*, 36, 1958, p. 740.
- [3] LOVEJOY (D. R.), *Rev. Sci. Instrum.*, 32, 1961, p. 41.
- [4] DAUPHINEE (T. M.), *Rev. Sci. Instrum.*, 26, 1955, p. 873.
- [5] HOGE (H. J.) et BRICKWEDDE (F. G.), *J. Res. N. B. S.*, 22, 1939, p. 351.
- [6] BARBER (C. R.), *Brit. J. Appl. Phys.*, 13, 1962, p. 237.
- [7] MICHELS (A.), WASSENAAR (T.), SLUYTERS (T.) et DE GRAAFF (W.), *Physica*, 23, 1957, p. 89.
- [8] KEESOM (W. H.) et DAMMERS (B. G.), *Physica*, 2, 1935, p. 1080.
- [9] FLUBACHER (P.), LEADBETTER (A. J.) et MORRISON (J. A.), *Proc. Phys. Soc.*, 78, 1961, p. 1449.
- [10] BEAUMONT (R. H.), CHIHARA (H.) et MORRISON (J. A.), *Proc. Phys. Soc.*, 78, 1961, p. 1462.

ANNEXE 3

Institut de Métrologie D. I. Mendéléev (U. R. S. S.)

RÉALISATION DES POINTS-REPÈRES
DE L'ÉCHELLE DE TEMPÉRATURE
PAR LA MÉTHODE
DE LA RÉSONANCE QUADRIPOLAIRE NUCLÉAIRE

Par A. D. BRODSKY et V. I. SOLOVIEV

(Traduction remise)

Dans divers pays on effectue actuellement des travaux sur l'application de la relation entre la température et la fréquence de résonance quadripolaire nucléaire (RQN) pour la mesure de la température [1, 2]. Ainsi, on pense que le passage aux méthodes radiospectroscopiques de mesure de la température par la détermination de la fréquence de la RQN et sa comparaison avec la fréquence étalon, doit élever notablement la précision de mesure. Dans ce sens, le laboratoire de l'Institut de Métrologie a accompli un travail pour déterminer la possibilité de reproduction des points-repères de l'échelle des basses températures en se basant sur la RQN.

Dans le but d'expérimenter la nouvelle méthode pour la réalisation des points-repères de l'échelle de température, on a effectué l'étude de la relation entre la température et la fréquence de la RQN de ^{35}Cl dans les cristaux de KClO_3 aux températures voisines des points d'ébullition de l'oxygène et de fusion de la glace.

La mesure de cette relation a été faite au moyen de la partie super-régénérative d'un radiospectromètre de haute précision [3, 4] qui effectue la mesure de la fréquence avec la précision de ± 3 Hz à 0°C et de ± 10 Hz à $-182,97^\circ\text{C}$.

La valeur absolue de la fréquence de la RQN a été déterminée par comparaison à la fréquence étalon de l'Institut de Métrologie.

Pour déterminer la fréquence de la RQN, on a fabriqué sept cylindres (*fig. 1*) de 20 cm³ de volume dont le degré de remplissage en cristaux de KClO₃ était différent.

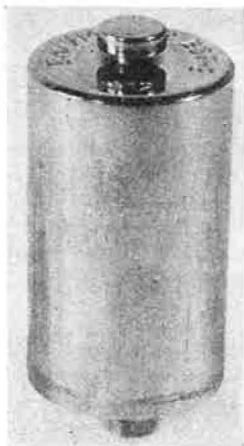


Fig. 1. — Cylindre contenant les cristaux de KClO₃.

La composition chimique du KClO₃ correspond aux exigences techniques ci-dessous :

1. Contenu en KClO₃ : 99 % minimum;
2. Quantités maximales admissibles d'impuretés en pour-cent :
 - a. Substances insolubles dans l'eau..... 0,005
 - b. Chlorures..... 0,002
 - c. Sulfates..... 0,005
 - d. Bromates..... 0,005
 - e. Métaux lourds du groupe de l'hydrogène sulfuré..... 0,001
 - f. Fer..... 0,000 5
 - g. Calcium..... 0,002
 - h. Magnésium..... 0,002
 - i. Arsenic..... 0,000 05

On plaçait les cylindres contenant ces cristaux, à tour de rôle, dans le bloc en cuivre de la tête du radiospectromètre (*fig. 2*). Pour diminuer l'influence subjective de l'observateur, les mesures étaient effectuées par les différents spécialistes de notre laboratoire (V. I. Soloviev, I. B. Trouleva et V. S. Timofeéva). Dans le but d'apprécier l'influence de l'hystérésis sur le résultat de la mesure, on effectuait ces mesures alternativement à la tempé-

rature de 0°C et à celle de l'oxygène liquide. On n'a pas pu déceler d'hystérésis dans les limites de la précision des mesures. Les résultats des mesures de la fréquence de la RQN, à la température voisine du point d'ébullition de l'oxygène, sont donnés dans le tableau I.

TABLEAU I

Détermination de la fréquence de la RQN à la température d'ébullition de l'oxygène technique (— 182,795°C)

N° de échantillon	Date	m_i	n_i	$\bar{\nu}_i$	$\bar{\nu}$
1	22.V.62	7	10	28 919 699	} 28 919 696
		8	11	701	
		12	10	689	
2	21.V.62	2	16	28 919 682	} 28 919 684
		3	14	695	
		13	10	655	
		14	8	703	
3	21.V.62	4	13	28 919 691	} 28 919 737
		5	15	730	
		6	13	790	
4	21.V.62	1	20	28 919 756	28 919 756
5	17.V.62	9	10	28 919 735	} 28 919 775
		10	8	792	
		11	6	768	

m_i = numéro de la série; m = nombre de séries ($m = 14$);
 n_i = nombre de mesures dans chaque série; $n = 164$;
 $\bar{\nu}_i$ = valeur moyenne de la fréquence pour chaque série;
 $\bar{\nu}$ = valeur moyenne de la fréquence de la RQN pour chaque échantillon en attribuant le même poids à toutes les mesures,

$$\bar{\nu}_{-182,795} = \frac{\sum n_i \bar{\nu}_i}{n} = 28\,919\,721 \text{ Hz.}$$

Erreur quadratique moyenne du résultat de la mesure :

$$S_{\bar{\nu}} = \pm \sqrt{\frac{\sum n_i (\bar{\nu}_i - \bar{\nu})^2}{n(m-1)}} = \pm 11 \text{ Hz.}$$

Il s'ensuit que $\bar{\nu} = 28\,919\,721 \pm 11$ Hz. Le coefficient de température de la RQN étant égal à 2 757 Hz/degré, l'erreur quadratique moyenne de ± 11 Hz correspond à 0,005 degré environ. La valeur du coefficient de température a été obtenue

par la mesure de la fréquence de la RQN à quatre températures : $t_1 = -182,795^\circ\text{C}$, $t_2 = -183,275^\circ\text{C}$, $t_3 = -183,534^\circ\text{C}$ et $t_4 = -183,831^\circ\text{C}$. On a mesuré la température à l'aide de deux thermomètres à résistance de platine étalonnés au point d'ébullition de l'oxygène.

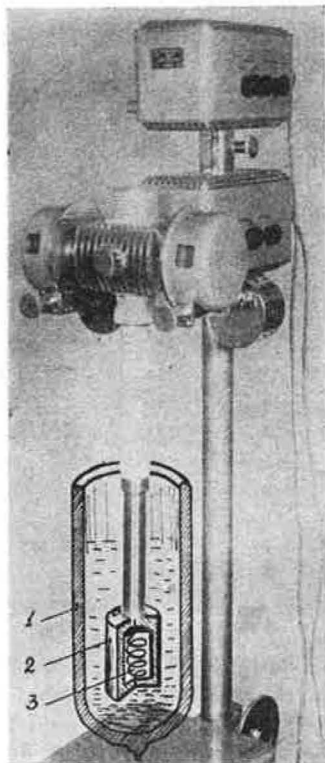


Fig. 2. — Vue générale de la tête du radiospectromètre.

- 1, Récipient de Dewar; 2, Bloc en cuivre;
- 3, Cylindre contenant les cristaux de KClO_3 .

La valeur absolue de la fréquence de la RQN au point repère de $-182,97^\circ\text{C}$ (d'après $t_{\text{int}} 1948$), compte tenu des erreurs systématiques non éliminées, sera égale à

$$\nu_{-182,97} = 28\,920\,145 \pm 20 \text{ Hz.}$$

La valeur de l'erreur totale se calcule d'après la loi de la somme des erreurs; elle résulte de l'incertitude de mesure de la fréquence

(± 10 Hz) et de l'erreur d'interpolation (± 10 Hz) de la fréquence de la RQN à la température du point d'ébullition de l'oxygène.

Nous n'avons pas décelé d'influence des erreurs systématiques dues au contenu des impuretés dans KClO_3 et au degré de remplissage du cylindre, vu que la valeur moyenne de la fréquence de la RQN pour chaque échantillon est approximativement la même dans les limites des erreurs de mesure.

Les résultats des mesures de la valeur absolue de la fréquence de la RQN à la température de fusion de la glace sont donnés dans le tableau II. Le contrôle de la température de fusion de la glace était effectué à l'aide de thermomètres à résistance de platine étalonnés au point triple de l'eau.

TABLEAU II

*Détermination de la fréquence de la RQN
à la température de fusion de la glace*

N° de l'échantillon	Date	m_i	n_i	$\bar{\nu}_i$	$\bar{\nu}$
10.....	25.V.62	1	11	28 213 577	} 28 213 540
		2	10	504	
6.....	25.V.62	3	10	28 213 410	} 28 213 438
		4	10	386	
	26.V.62	5	11	454	
4.....	26.V.62	6	10	503	} 28 213 460
		7	12	28 213 491	
		8	11	430	
$n = 85$				$S_{\bar{\nu}} = \pm 22 \text{ Hz}$	

La valeur absolue de la RQN, compte tenu des erreurs systématiques non éliminées, est $\nu_0 = 28\ 213\ 470 \pm 25$ Hz.

On a établi, au cours des recherches, que les cristaux de KClO_3 atteignaient lentement la température du bloc de cuivre (2 à 3 heures environ). En conséquence, lors du traitement des résultats des mesures, on a dû introduire des corrections pour l'inertie thermique des cristaux de KClO_3 compte tenu du régime thermique du bain. La grandeur de ces corrections ne dépassait pas 0,01 deg.

Il est à noter que par la méthode de la RQN, on peut augmenter la reproductibilité des points-repères jusqu'à 0,001 deg près, avec l'emploi de la partie de compensation de phase de l'appareil [4].

La comparaison des valeurs absolues de la fréquence de la RQN que nous avons obtenues, à celles qui sont citées dans le travail [1] pour la température de 0°C ($\nu_0 = 28\ 213\ 345$ Hz; l'évaluation des erreurs de mesure de la température manque dans ce travail)

montre que les résultats ne diffèrent entre eux que de 125 Hz ($\approx 0,03$ deg). Au point d'ébullition de l'oxygène, la concordance des résultats est dans les limites de la précision du graphique cité dans le travail [2].

Conclusions. — 1. Lors de l'emploi de KClO_3 comme substance thermométrique, on peut attribuer aux points-repères les valeurs des fréquences suivantes :

$$\begin{aligned} \text{à } 0^\circ\text{C} : \quad \nu_0 &= 28\,213\,470 \pm 25 \text{ Hz;} \\ \text{à } -182,97^\circ\text{C} : \quad \nu_{-182,97} &= 28\,920\,145 \pm 20 \text{ Hz.} \end{aligned}$$

2. L'étude des sept échantillons de KClO_3 n'a pas permis d'établir, dans les limites mentionnées ci-dessus, l'influence des impuretés sur la relation entre la température et la fréquence de la RQN.

3. Sur la base des résultats obtenus, on peut recommander la poursuite du travail dans la voie de l'augmentation future de la précision et de la détermination des valeurs absolues de la fréquence de la RQN pour les autres points-repères de l'échelle des basses températures, en visant à réaliser ces points par la méthode proposée.

(reçu le 13 septembre 1962)

BIBLIOGRAPHIE

- [1] BENEDEK (G. B.) et KUSHIDA (T.), *Rev. Sc. Instr.*, 28, 1957.
- [2] VANIER (J.), *Can. J. Phys.*, 38, 1960.
- [3] BRODSKY (A. D.) et SOLOVIEV (V. I.), *Trud. Inst. Metrol. D. I. Mendeleev*, n° 63 (123), 1962.
- [4] SOLOVIEV (V. I.) et BRODSKY (A. D.), *Pribori Tekhnika Eksperim.*, 2, 1962.

ANNEXE 4

Physikalisch-Technische Bundesanstalt (Allemagne)

COMPARAISON DE L'E. I. P. T.
AVEC L'ÉCHELLE THERMODYNAMIQUE
ENTRE LES POINTS DU ZINC ET DE L'OR
D'APRÈS LES PLUS RÉCENTES MESURES
AU THERMOMÈTRE A GAZ

Par H. MOSER et W. THOMAS

(Traduction remise)

Dans les Procès-Verbaux du C. I. P. M. de 1958 [1] ont été publiés quelques résultats de mesures au thermomètre à gaz dans l'intervalle entre le point du soufre et le point de l'or, effectuées à la P. T. B. à l'aide d'une nouvelle méthode [2]. On a employé du quartz fondu pour le réservoir du thermomètre à gaz. Le calcul des températures thermodynamiques des points fixes était basé, pour le coefficient de dilatation α du verre de quartz, sur les valeurs trouvées par Randall [3], qui semblaient être confirmées par des mesures antérieures et par un seul contrôle personnel au point de l'or. Déjà en 1958, il y avait certains doutes sur l'exactitude de ces valeurs de α ; c'est pourquoi on avait indiqué le caractère provisoire des températures thermodynamiques publiées à cette époque. Entre temps, des mesures personnelles de α , au moyen d'une méthode absolue améliorée, ont montré que ces doutes étaient justifiés.

D'après la nouvelle méthode, on mesure la dilatation d'un tube de quartz de 50 cm de longueur, dont la partie moyenne (33 cm) peut être chauffée dans un four électrique à différentes températures. Les changements de longueur sont déterminés au moyen d'un comparateur, en mesurant les changements de distance de deux fils de platine chargés de poids, fixés aux bouts du tube, à l'extérieur du four. Le gradient de température le long du tube de quartz à l'extérieur du four électrique est mesurable par des

thermocouples ajustables dans le tube. La correction pour ce gradient peut être déterminée assez exactement [4].

On a déterminé la dilatation thermique de quatre sortes de verre de quartz fabriquées par Heraeus à Hanau, parmi lesquelles se trouvaient deux échantillons de Herasil I provenant de la même fusion que les réservoirs de thermomètre à gaz utilisés. Avant de commencer les mesures, les échantillons de quartz étaient exposés à une température de 1080°C pendant à peu près 40 heures. Après cela, ils ne montraient plus d'effets de recuit mesurables.

Les résultats obtenus pour le verre de quartz de la qualité Herasil I sont donnés au tableau I.

TABLEAU I

*Coefficient moyen de dilatation linéaire
pour Herasil I entre 0 et t°C*

t°C	$\alpha \times 10^4$ (deg ⁻¹)
420.....	57,4
445.....	56,8
631.....	53,1
962.....	47,2
1064.....	48,2

Tous les échantillons examinés jusqu'ici, y compris un échantillon opaque, ne montraient, en comparaison de ces valeurs de α , que des différences d'environ ± 2 %, à l'intérieur de l'incertitude des mesures. En comparant les nouvelles valeurs de α avec la plupart des valeurs antérieures aux températures de 1000°C, on trouve des écarts considérables; les valeurs antérieures sont supérieures d'environ 14 %. Cependant, les nouvelles valeurs de la P. T. B. sont en bon accord avec les mesures de Saunders [5] exécutées au N. B. S. en 1942. Il semble que les écarts observés sont dus moins à la qualité du quartz qu'à des erreurs systématiques dans les mesures effectuées il y a plus de 50 ans. Jusqu'ici, on n'a pu trouver aucune sorte de quartz donnant les valeurs antérieures élevées de α aux températures voisines de 1000°C. Comme ces valeurs antérieures de α servaient de base à toutes les déterminations récentes de température au thermomètre à gaz avec des réservoirs en quartz, il fallait, en jugeant l'incertitude de mesure, porter une attention particulière à ce fait.

Au tableau II sont rassemblés tous les résultats, publiés depuis 1927, des mesures au thermomètre à gaz pour des températures élevées. Au-dessous des valeurs des températures des

TABLEAU II +++

Résultats des mesures effectuées depuis 1927 au thermomètre à gaz à des températures élevées (entre parenthèses, le coefficient de dilatation α du matériau utilisé pour le réservoir du thermomètre, en 10⁻⁸ deg⁻¹).

Point fixe	Température thermodynamique Celsius t (°C)						t - t _{int} (deg)
	Beattie ⁺ [8]	Oishi, Awano et Mochizuki [9]	Moser, Otto et Thomas [7]	Gordov, Arjanov et Djikov [10]	Kirenkov et al. [11]	Moser, Otto et Thomas [7]	
Zn	419,599 (57,4)	-	419,58 (57,4)	-	419,57 (64,0)	+ 0,07	
S	444,686 (57,1)	-	444,67 (56,8)	-	-	+ 0,07	
Sb	-	-	630,65 (53,1)	-	-	+ 0,17	
Cu-Ag	-	-	779,11 (49,9)	-	-	+ 0,81	
Ag	-	961,28 (56)	961,93 (47,2)	-	-	+ 1,13	
Au	-	1063,69 (56)	1064,48 (48,2)	1064,54 (1016) ⁺⁺	1064,36 (63,3)	+ 1,48	

t_{int} = température dans l'Echelle Internationale de Température de 1948.

+ Les valeurs sont réduites à T₀ = 273,15°K; point du zinc calculé sur la base t_{int} = 419,505°C.

++ Pour un alliage platine-iridium.

+++ Ces valeurs sont tirées de la publication de H. Moser [6].

points fixes sont donnés, entre parenthèses, les coefficients α pour le matériau des réservoirs du thermomètre à gaz. Sauf Gordov et ses collaborateurs qui ont utilisé un alliage de platine-iridium, tous les auteurs ont employé des réservoirs en verre de quartz.


L'accord entre les valeurs des différents observateurs aux points du zinc et du soufre est très satisfaisant. Par contre, les valeurs de Oishi et de ses collaborateurs aux points de l'argent et de l'or s'écartent de celles des autres observateurs de quantités dépassant l'incertitude admise aujourd'hui dans les mesures au thermomètre à gaz. Une erreur systématique non encore évaluée semble être responsable de cette grande différence. D'autre part, les valeurs des températures obtenues pour les points du zinc et de l'or par les observateurs allemands et russes, semblent être bien concordantes. Malheureusement, il faut douter de ce jugement à cause des grandes différences entre les coefficients de dilatation α pris pour le réservoir du thermomètre — quartz fondu à l'exception d'un cas — et qui ne semblent pas résulter seulement des différences du matériau. En appliquant les valeurs de α mesurées par Otto et Thomas [4] aux mesures de Kirenkov et de ses collaborateurs, la température du point de l'or serait abaissée de 0,6 deg et celle du point du zinc de 0,06 deg. C'est pourquoi la situation actuelle reste non satisfaisante jusqu'à ce que la cause des valeurs contradictoires de α du verre de quartz soit éclaircie, ou que de nouvelles mesures au thermomètre à gaz soient effectuées.

Finalement, on peut ajouter que des expériences supplémentaires ont été faites pour contrôler les mesures aux thermomètres à gaz effectuées à la P. T. B. En changeant les conditions des expériences pour le thermomètre à gaz (par exemple, augmentation de la surface du réservoir du thermomètre), on n'a pas trouvé d'indices d'erreurs systématiques.

(reçu le 3 septembre 1962)

BIBLIOGRAPHIE

- [1] MOSER (H.), OTTO (J.) et THOMAS (W.), *Procès-Verbaux C. I. P. M.*, 26-A, 1958, p. T 67.
- [2] MOSER (H.), OTTO (J.) et THOMAS (W.), *Z. f. Physik*, 147, 1957, p. 59.
- [3] RANDALL (H. M.), *Phys. Rev.*, 30, 1910, p. 216.
- [4] OTTO (J.) et THOMAS (W.), sous presse.
- [5] SAUNDERS (J. B.), *J. Res. N. B. S.*, 28, 1942, p. 51.
- [6] MOSER (H.), *Temperature, its measurement and control in science and industry*, vol. 3-I, Reinhold Publ. Corp., New York, 1962.
- [7] MOSER (H.), OTTO (J.) et THOMAS (W.), *Wiss. Abhand. der Phys. Techn. Bundesanstalt*, 12-1, 1960, p. 22.

- [8] BEATTIE (J. A.), *Temperature, its measurement and control in science and industry*, vol. 2, p. 63, Reinhold Publ. Corp., New York, 1955.
- [9] OISHI (J.), AWANO (M.) et MOCHIZUKI (T.), *J. Phys. Soc. Japan*, 11, 1956, p. 311.
- [10] ARJANOV (A. S.), GORDOV (A. N.) et DIJKOV (U. V.), *Trud. Inst. Metrol. D. I. Mendeleev*, n° 49 (109), 1960, p. 5.
- [11] AREFIEVA (N. V.), DIJKOV (U. V.), IZBAILOV (K. S.), KIRENKOV (I. I.) et CHEMETILLO (N. V.), *Trud. Inst. Metrol. D. I. Mendeleev*, n° 49 (109), 1960, p. 13.
- 

ANNEXE 5

Institut de Métrologie D. I. Mendéléev (U. R. S. S.)

NOUVELLES MESURES DES TEMPÉRATURES THERMODYNAMIQUES AUX POINTS-REPÈRES DE L'ÉTAIN, DU CADMIUM, DU ZINC ET DE L'OR

Par I. I. KIRENKOV, A. N. GORDOV,
K. S. IZRAILOV et U. V. DIJKOV

(Traduction remise)

LE THERMOMÈTRE À GAZ N° 1 ET LA DÉTERMINATION DU POINT DE L'OR

L'Institut de Métrologie D. I. Mendéléev a perfectionné le thermomètre à gaz [1] existant déjà, pour qu'il fournisse une grande précision dans le domaine des hautes températures.

L'appareil résultant de ces recherches est un thermomètre à gaz à volume constant rempli d'azote et fonctionnant d'après le schéma classique habituel. On a choisi, pour la grande branche du manomètre à mercure, un tube de verre dont le diamètre intérieur, de 20 mm, variait, sur la longueur de 1,5 m, dans les limites de $\pm 0,17$ mm; l'épaisseur des parois variait de 1,66 à 1,74 mm. On déterminait la température de la colonne de mercure à l'aide de huit thermocouples.

Le niveau du mercure dans la branche courte du manomètre était toujours à la même hauteur; pour s'en assurer, le ménisque du mercure était amené jusqu'au contact optique avec la pointe de la branche courte. La visée était alors effectuée à l'aide d'un microscope ($\times 45$). On mesurait la hauteur de la colonne de mercure par comparaison à une échelle d'invar de 2 m de longueur. La position du ménisque était repérée sur cette échelle à l'aide d'un cathétomètre ($\times 20$) à système autocollimateur.

Le réservoir en platine iridié du thermomètre à gaz, d'une capacité de 200 cm³, est relié à l'espace au-dessus de la surface du mercure de la branche courte du manomètre par un tube capillaire en platine iridié (diamètre intérieur 0,8 mm, longueur 520 mm) et par un autre tube en platine (diamètre 0,4 mm, longueur 500 mm). Cinq thermocouples mesuraient la température de l'espace nuisible du thermomètre, aussi bien au-dessus du mercure de la branche courte que dans le tube capillaire.

On a établi que l'espace nuisible du thermomètre était égal à 452,2 mm³, soit 0,225 % de la capacité du réservoir utilisé.

En se servant des données publiées [2] et vérifiées lors des essais, le coefficient moyen de dilatation de la matière dont est fabriqué le réservoir du thermomètre à gaz a été pris égal à $1,016 \times 10^{-3}/\text{deg}$ dans l'intervalle 20-1000°C.

Le coefficient d'augmentation de pression de l'azote a été déterminé aux points de fusion de la glace et d'ébullition de l'eau.

Les valeurs arithmétiques moyennes des coefficients d'augmentation de pression de l'azote α_p correspondant aux pressions initiales p_0 , établies à partir de six à huit séries de mesures, ainsi que les erreurs quadratiques moyennes des résultats de ces mesures sont données dans le tableau I.

TABLEAU I

p_0 (mm Hg).....	980,311	786,572	536,543	311,952
$\alpha_p \times 10^8/\text{deg} \dots$	$367\ 369 \pm 6$	$367\ 123 \pm 7$	$366\ 785 \pm 9$	$366\ 500 \pm 23$

Le thermomètre à gaz N° 1 a été utilisé pour la détermination de la température de congélation de l'or pur. On se servait, comme thermostat, d'un bain d'étain agité [2] représenté schématiquement par la figure 1.

Un ruban en Ni-Cr (réchauffeur principal) est enroulé sur la surface latérale du tube en quartz fondu (7) à parois épaisses et à fond hémisphérique. L'extrémité inférieure du tube (7) entre dans le tube (9) en porcelaine sur la surface latérale duquel est enroulé également un ruban en Ni-Cr (réchauffeur inférieur supplémentaire). Le tube (3) à parois minces possède un enroulement en Ni-Cr sur sa surface latérale; il est disposé à la partie supérieure du tube (7) et constitue le réchauffeur supérieur supplémentaire.

L'étain fond sous la couche de chlorure de sodium (4) dans le tube (7). On immerge le tube à essai (5) en quartz vitreux dans l'étain liquide suivant l'axe du tube (7) jusqu'à ce que le fond du tube (5) soit éloigné de celui du tube (7) de 2 cm environ. On immerge dans l'étain l'agitateur en quartz (8) concentriquement au tube (5).

A l'intérieur du tube à essai (5) on introduit le réservoir en platine iridiée du thermomètre à gaz de sorte qu'il touche le fond. Trois thermocouples sont fixés à ce réservoir au moyen de fils en platine (1). Tout le reste de l'espace à l'intérieur du tube à essai (5), au-dessus du réservoir, est rempli d'amiante émiettée (6) cuite dans l'air. Sur le tube capillaire, à la sortie du tube à essai (5), est soudé un refroidisseur (2) alimenté par de l'eau courante.

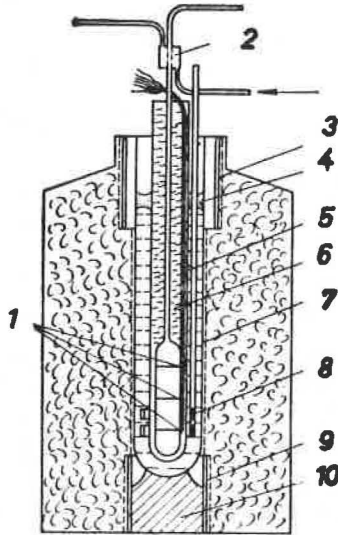


Fig. 1.

Les trois thermocouples utilisés avaient des conducteurs positifs en alliage à 30 % Rh et 70 % Pt et des conducteurs négatifs en alliage à 6 % Rh et 94 % Pt. Leurs soudures chaudes étaient fixées à $1/4$, $1/2$ et $3/4$ de la hauteur du réservoir du thermomètre à gaz.

On effectuait l'étalonnage des thermocouples à la température de congélation de l'or pur, avant et après chaque série de mesures au thermomètre à gaz. On peut estimer que la pureté de l'or utilisé n'était pas inférieure à 99,999 7 %.

La température du bain était uniformisée d'après les indications des trois thermocouples. Pour cela, au cours du fonctionnement continu de l'agitateur, on changeait l'intensité du courant dans les trois réchauffeurs de sorte que la différence des indications des thermocouples ne dépasse pas 0,1 degré.

On calculait la température « de gaz » de congélation de l'or à partir de la formule

$$t = \frac{P_1 - P_0}{P_0 \alpha_v}$$

La valeur de α_v a été prise à partir des données au tableau I pour $p_0 = 312$ mm Hg.

Les résultats définitifs de la température thermodynamique de congélation de l'or sont présentés au tableau II.

TABLEAU II

1959	Nombre de séries	Température de congélation de l'or (°C)	Erreur quadratique moyenne du résultat (degré)	Poids
Mars.....	78	1 064,43	± 0,10	0,14
Octobre....	24	1 064,55	± 0,06	0,38
Novembre...	37	1 064,60	± 0,07	0,28
Décembre...	49	1 064,49	± 0,08	0,20
Moyenne pondérée.....		1 064,54	± 0,08°C	

Pour évaluer l'erreur totale du résultat obtenu pour la température de congélation de l'or, il faut ajouter à l'erreur quadratique moyenne mentionnée ci-dessus ($\pm 0,08$ degré) :

1° l'erreur ($\pm 0,02$ deg) due à l'incertitude dans la détermination du volume de l'espace nuisible;

2° l'erreur ($\pm 0,02$ deg) due à l'incertitude dans la détermination du coefficient d'augmentation de pression de l'azote;

3° l'erreur ($\pm 0,1$ deg) due à l'incertitude dans la détermination de la force électromotrice des thermocouples à la température de congélation de l'or;

4° l'erreur, évaluée approximativement à $\pm 0,1$ deg, due à l'incertitude dans la détermination du coefficient de dilatation de la matière du réservoir.

Compte tenu de ces erreurs on obtient pour la température de congélation de l'or

$$t_{Au} = 1\,064,5 \pm 0,2^\circ\text{C} \quad (\text{therm.}).$$

THERMOMÈTRE À GAZ N° 3

Pour mesurer les températures thermodynamiques depuis le point de l'étain jusqu'à celui de l'or on a employé le thermomètre à gaz N° 3 dont le schéma principal est donné à la figure 2. On utilisait des réservoirs en quartz vitreux d'un volume de 120 à 180 cm³. Le réservoir (1) est muni d'un tube capillaire en quartz (2) d'un diamètre de 0,4 à 0,7 mm et d'une longueur de 400

à 450 mm. Ce tube capillaire est relié à l'aide d'un autre tube capillaire en acier inoxydable (3), d'un diamètre de 0,5 mm, à la chambre séparatrice (4) et par celle-ci au manomètre à mercure.

Pour assurer la liaison entre les tubes capillaires en quartz et en acier, leurs extrémités sont polies et reliées entre elles par contact optique.

La chambre (4) sépare, à l'aide d'une membrane, l'azote du réservoir du thermomètre, du gaz qui transmet la pression sur le mercure dans la branche inférieure du manomètre. Cette chambre séparatrice constitue un manomètre différentiel de zéro qui permet de fixer l'égalité des pressions de ces gaz.

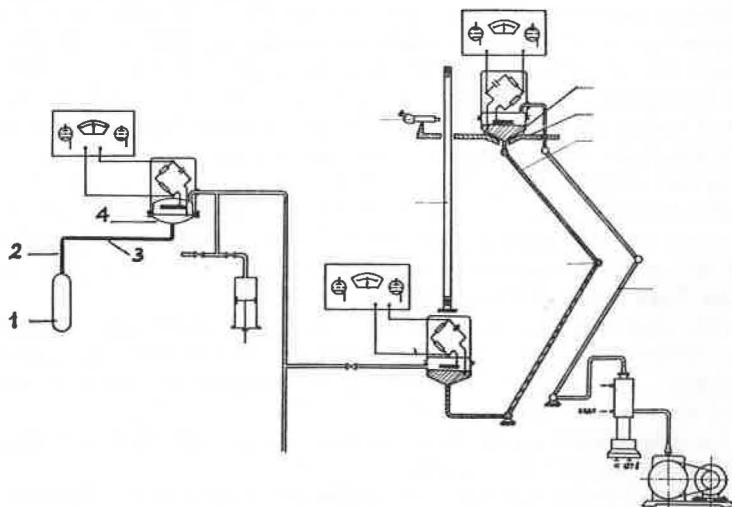


Fig. 2.

L'utilisation de la chambre séparatrice présente les avantages principaux suivants :

1. elle facilite le maintien du manomètre à la même température;
2. elle permet d'augmenter le diamètre du ménisque du mercure sans augmenter l'espace nuisible;
3. elle facilite les préparatifs et la succession des mesures en se servant de divers réservoirs à des températures différentes;
4. elle exclut la possibilité de contamination du gaz du thermomètre par la vapeur de mercure;
5. elle facilite le contrôle du fonctionnement du manomètre.

La membrane sensible, d'un diamètre de 75 mm, sert comme indicateur d'égalité des pressions des gaz.

La déviation de la membrane de sa position d'équilibre est contrôlée par une méthode capacitive. La partie centrale (diamètre

de 50 mm environ) d'une des surfaces de la chambre, isolée électriquement des autres pièces, forme avec la membrane un condensateur dont la capacité varie lors de la déviation de la membrane. Le condensateur est inséré dans le bras d'un pont à courant alternatif (fréquence 1000 Hz) qui est équilibré lorsque la membrane est à la position de repos.

Les essais ont montré que les erreurs dues à la chambre séparatrice sont fixées principalement par les déformations résiduelles de la membrane; elles ne dépassent pas $1 \mu\text{m Hg}$.

On a utilisé un manomètre avec repérage du niveau du mercure par une méthode capacitive. Le manomètre est muni de deux capteurs capacitifs. Le capteur a été construit de telle sorte que l'influence de la différence entre les pressions extérieure et intérieure, sur la précision du repérage du niveau du mercure (effet barométrique), ne dépasse pas les limites de $\pm 0,3 \mu\text{m Hg}$; on a prévu, en plus, la possibilité de contrôler cette influence.

La lecture du manomètre s'effectue à l'aide d'un microscope relié au capteur supérieur et pointant sur une échelle fixe. Cette échelle de lecture est solidaire du même support que le capteur inférieur fixe du manomètre. En plus, l'échelle est installée au-dessus de ce capteur de façon que l'axe de l'échelle coïncide avec l'axe vertical du capteur.

On contrôle la température du manomètre au moyen de 15 thermocouples. Tout le dispositif est incorporé dans une enceinte, à l'intérieur de laquelle deux ventilateurs maintiennent une circulation continue d'air.

Le manomètre assure une précision de mesure de la pression de l'ordre de ± 1 à $2 \mu\text{m Hg}$.

Le point triple de l'eau a été reproduit de la façon habituelle. Dans ce but, on se servait d'ampoules dont les dimensions étaient supérieures à celles qui sont utilisées habituellement.

La fusion du zinc, du cadmium et de l'étain a été effectuée dans des fours électriques verticaux à réchauffeurs réglés indépendamment. Un creuset en graphite pur (teneur en cendres 0,02 % environ), d'un diamètre intérieur de 90 mm et d'une hauteur de 240 à 280 mm, était rempli de métal dont les impuretés ne dépassaient pas 0,0003 à 0,001 %. Lors des mesures on immergeait le réservoir du thermomètre à gaz dans ce creuset. La température du réservoir restait constante durant 40 minutes à 2 heures lors de la fusion ou de la congélation. Les constructions des fours pour les divers métaux ne différaient que très peu entre elles.

On se servait du même thermostat qu'on avait utilisé avec le thermomètre à gaz N° 1 pour mesurer la température thermodynamique de congélation de l'or.

Pour déterminer la température d'équilibre entre le zinc solide et le zinc liquide on a effectué cinq séries de mesures. Trois de

ces séries ont été faites au point de congélation du zinc et deux autres au point de fusion du zinc. Quant aux points du cadmium et de l'étain, on a effectué quatre séries de mesures pour chacun : deux lors de la fusion et deux lors de la congélation.

La valeur de la température thermodynamique a été calculée à partir de la formule

$$t = \left[273,16 \frac{p_t}{p_0} - 273,15 \right] ^\circ\text{C} \quad (\text{therm.}),$$

où p_t et p_0 sont les pressions du gaz du thermomètre à la température mesurée et à celle du point triple de l'eau.

Toutes les corrections nécessaires, excepté celle du deuxième coefficient du viriel de l'azote et celle qui tenait compte de la différence entre la température du réservoir au moment de l'expérience et la température à établir (lors des mesures au point de l'or), ont été appliquées avant que le calcul n'ait été fait d'après la formule ci-dessus.

Les résultats de ces mesures sont les suivants :

$$\begin{aligned} t_{\text{Sn}} &= 231,94 \pm 0,015^\circ\text{C} \quad (\text{therm.}), \\ t_{\text{Cd}} &= 321,11 \pm 0,02^\circ\text{C} \quad (\text{therm.}), \\ t_{\text{Zn}} &= 419,57 \pm 0,02^\circ\text{C} \quad (\text{therm.}), \\ t_{\text{Au}} &= 1\,064,4 \pm 0,2^\circ\text{C} \quad (\text{therm.}). \end{aligned}$$

L'erreur totale du résultat a été calculée par l'addition quadratique de toutes les erreurs partielles. Ces erreurs sont données dans le tableau III.

TABLEAU III

Source de l'erreur (ou de la grandeur mesurée)	Erreur, en degré			
	Sn	Cd	Zn	Au
Température du mercure dans le manomètre.....	$\pm 0,002$	$\pm 0,003$	$\pm 0,003$	$\pm 0,005$
Température de l'espace nuisible.	$\pm 0,002$	$\pm 0,002$	$\pm 0,003$	$\pm 0,015$
Dilatation thermique du réservoir.....	$\pm 0,008$	$\pm 0,010$	$\pm 0,015$	$\pm 0,1$
Mesures thermoélectriques....	—	—	—	$\pm 0,1$
Coefficient du viriel de l'azote...	$\pm 0,004$	$\pm 0,005$	$\pm 0,01$	$\pm 0,1$
Position de zéro du manomètre...	$\pm 0,002$	$\pm 0,002$	$\pm 0,003$	$\pm 0,01$
Dilatation thermique de l'échelle.	$\pm 0,001$	$\pm 0,001$	$\pm 0,005$	$\pm 0,01$
Non uniformité de la température du thermostat.....	$\pm 0,002$	$\pm 0,002$	$\pm 0,005$	$\pm 0,1$
Erreurs accidentelles (dispersion).....	$\pm 0,008$	$\pm 0,010$	$\pm 0,01$	$\pm 0,1$
Erreur totale.....	$\pm 0,015$	$\pm 0,02$	$\pm 0,02$	$\pm 0,2$

PRÉCISION DE L'ÉCHELLE INTERNATIONALE PRATIQUE
DE TEMPÉRATURE

Les valeurs numériques présentées ci-dessus, rassemblées avec les résultats d'autres travaux effectués au cours des dernières années [3], [4], [5] sur la mesure des températures thermodynamiques des points repères (tableau IV), montrent la possibilité réelle de mieux préciser l'Échelle Internationale Pratique de Température [8].

Les résultats des travaux de Oishi diffèrent des autres; les raisons probables de ce fait ont déjà été examinées [6]. C'est pourquoi on n'a pas pris en considération ces résultats lors du calcul des valeurs moyennes. Quant aux résultats des autres travaux, ils s'accordent bien entre eux. Compte tenu de cela, nous avons la possibilité d'écrire également la valeur moyenne des points repères où il n'y a pas de contrôle mutuel.

L'analyse des valeurs numériques données au tableau IV montre qu'on peut passer aux nouvelles valeurs des points repères en conservant la méthode d'interpolation existante.

TABLEAU IV

$t^{\circ}\text{C}$ (Int. 1948)	Oishi et al. (Japon)	Moser et al. (Allemagne)	I. M. M.		Moyenne arithmétique (3, 4, 5)
			Therm. N° 1	Therm. N° 3	
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
231,91	—	—	—	231,94 $\pm 0,015$	231,94
321,03	—	—	—	321,11 $\pm 0,02$	321,11
419,50 ₃	—	419,58 $\pm 0,02$	—	419,57 $\pm 0,02$	419,57 ₃
630,48	—	630,65	—	—	630,65
778,3	—	779,11	—	—	779,11
960,8	961,28 $\pm 0,00_3$	961,9 ₃	—	—	961,9 ₃
1 063,0	1 063,6 ₉ $\pm 0,05$	1 064,48 $\pm 0,1$	1 064,51 $\pm 0,2$	1 064,3 ₆ $\pm 0,2$	1 064,4 ₆

Lors du calcul de cette échelle nous avons tenu compte des conditions suivantes :

1. le changement des valeurs numériques des points repères obéit à la loi quadratique qui est propre au domaine de 0 à 630°C, ainsi qu'à celui de 630 à 1063°C (t_{int} 1948);
2. les divergences établies d'une manière expérimentale sont traitées par la méthode des moindres carrés, compte tenu de l'augmentation des erreurs du thermomètre à gaz lorsqu'on élève la température à mesurer;
3. les valeurs des températures 0°C et 100°C sont maintenues sans changement;
4. la valeur de la température au point de l'or est arrondie.

Les résultats d'un tel calcul sont présentés dans le tableau V, où θ_{exp} sont les valeurs expérimentales des corrections pour les températures des points repères, calculées comme la différence entre les valeurs numériques des colonnes (6) et (1) du tableau IV; θ_{calc} sont les valeurs calculées des changements des valeurs des températures des points repères conformément aux conditions mentionnées ci-dessus; Δ_{moy} sont les différences entre θ_{exp} et θ_{calc} , Δ_{max} sont les différences maximales entre les valeurs expérimentales et calculées des températures, déterminées d'après les valeurs numériques θ_{calc} et des colonnes (3), (4) et (5) du tableau IV. Enfin, t_{calc} sont les nouvelles valeurs recommandées des températures des points repères, fondées sur les valeurs numériques de θ_{calc} .

TABLEAU V

	Sn	Cd	Zn	Sb	Ag-Cu	Ag	Au
θ_{exp} ...	+0,03	+0,08	+0,07	+0,17	+0,81	+1,13	+1,46
θ_{calc} ...	+0,020	+0,047	+0,088	+0,22	+0,74	+1,26	+1,50
Δ_{moy} ...	-0,010	-0,033	+0,018	+0,05	-0,07	+0,13	+0,04
Δ_{max} ...	-0,010	-0,033	+0,023	+0,05	-0,07	+0,13	+0,14
t_{calc} ...	231,930	321,087	419,593	630,70	779,04	962,06	1 064,5

Les valeurs Δ_{moy} et Δ_{max} correspondent approximativement, par leurs grandeurs, aux erreurs de mesure au thermomètre à gaz; cela indique qu'on peut employer les valeurs calculées θ_{calc} . En comparant les valeurs Δ_{moy} et Δ_{max} avec les valeurs numériques expérimentales θ_{exp} , on montre que les changements proposés réduisent la divergence entre l'échelle thermodynamique et l'échelle pratique de 3 à 10 fois et la ramènent à des valeurs en accord avec la précision actuelle.

Naturellement, les points repères énumérés dans les tableaux doivent être divisés, comme d'habitude, en points primaires et points secondaires.

La courbe des changements proposés correspondant aux valeurs numériques θ_{calc} du tableau V présente une cassure à la température de congélation du Sb, point de passage entre deux courbes quadratiques. Cette allure de la courbe est naturelle et nécessaire : elle permettra d'éliminer la cassure existant en ce point dans l'Échelle Internationale Pratique de Température. Il y a quelques années, le Massachusetts Institute of Technology (U. S. A.) a effectué des comparaisons du thermomètre à gaz au thermomètre à résistance de platine dans le domaine des températures de 0°C à 444,6°C (t_{int} 1948).

La formule du passage de l'Échelle Internationale de Température à l'échelle thermodynamique [7] est calculée à partir de leurs résultats. Nos valeurs numériques sont inférieures aux valeurs américaines de 0,05 à 0,06 degré, ce qui correspond approximativement à la précision du thermomètre à gaz du Massachusetts Institute of Technology et est aussi en liaison avec la différence des valeurs utilisées pour la température absolue du point de fusion de la glace.

Les changements de l'Échelle Internationale Pratique de Température peuvent être calculés par différentes méthodes. Il est possible qu'on ait recours aux précisions de calcul liées à une évaluation certainement arbitraire des erreurs de mesures effectuées au thermomètre à gaz. Il est possible aussi qu'on ait besoin des précisions fondées sur de nouveaux résultats des recherches au thermomètre à gaz s'ils se présentent dans un avenir très rapproché. Mais il est douteux que les deux corrections soient considérables. Finalement, il est possible qu'il y ait des propositions sur le changement des méthodes d'interpolation entre les valeurs de la température des points repères.

CONCLUSIONS

1. Les considérations présentées montrent la possibilité réelle et l'opportunité d'une révision de l'Échelle Internationale Pratique de Température en prenant pour base les derniers résultats expérimentaux obtenus avec les thermomètres à gaz.

2. Avant que la décision définitive sur le changement de l'Échelle Internationale Pratique de Température soit adoptée, on peut recommander les nouvelles valeurs des températures des points repères avec les méthodes d'interpolation utilisées dans les cas particuliers où il serait nécessaire d'exprimer le résultat de la mesure d'une température en degrés de l'échelle thermodynamique.

(reçu le 13 septembre 1962)

BIBLIOGRAPHIE

- [1] GORDOV (A. N.), ARJANOV (A. S.) et DIJKOV (U. V.), *Dokl. Akad. Nayk*, 133, 1960, p. 811.
- [2] DAY (A. L.) et SOSMAN (R. B.), *High temperature gas thermometry*, Washington, 1911.
- [3] MOSER (H.), OTTO (J.) et THOMAS (W.), *Z. f. Phys.*, 147, 1957.
- [4] OISHI, AWANO et MOSHISUKI, *J. Phys. Soc. of Japan*, 11, 1956, p. 3.

- [5] MOSER (H.), Review of recent determinations of thermodynamic temperatures of fixed points above 419°C . Temperature, its measurement and control in science and industry, vol. 3-I, p. 167, Reinhold Publ. Corp., New York, 1962.
- [6] AREFIEVA (N. V.), DIJKOV (U. V.), IZRAILOV (K. S.), KIRENKOV (I. I.) et CHEMETILLO (N. V.), *Trud. Inst. Metrol. D. I. Mendeleev*, n° 51 (111), 1961.
- [7] BEATTIE (J. A.), JACOBUS (D. D.), GAINES (J. M.), BENEDICT (M.) et BLAISDELL (B. E.), *Proc. Amer. Acad. Arts Sc.*, 74, 1941, p. 327.
- [8] KIRENKOV (I. I.), *Izmeritelnaia Tekhnika*, n° 4, 1962.

ANNEXE 6

DÉTERMINATION DES TEMPÉRATURES DE CONGÉLATION DE L'OR ET DE L'ARGENT EN UTILISANT LA LOI DU RAYONNEMENT DE PLANCK

Par W. A. HEUSINKVELD et K. SCHURER
Laboratoire de Physique de l'Université d'Utrecht, Pays-Bas

(Traduction)

On sait que la relation suivante, déduite de la loi de Planck, peut être utilisée pour des mesures optiques de température

$$\frac{L_T}{L_0} = \frac{\exp(c_2/\lambda T_0) - 1}{\exp(c_2/\lambda T) - 1},$$

où L_T et L_0 sont les densités spectrales de la luminance énergétique d'un corps noir à la température inconnue T et à la température de référence T_0 . En prenant comme température de référence le point de congélation de l'antimoine ou le point d'ébullition du soufre — tous deux étant bien définis dans l'échelle thermodynamique — cette relation fournit un moyen de déterminer la température du point de congélation de l'or [1].

Une recherche a été entreprise à notre Laboratoire dans le but de déterminer les points de congélation de l'or et de l'argent suivant le principe ci-dessus, en prenant le point de congélation de l'antimoine comme température de référence.

L'appareillage utilisé pour cette étude comprenait :

- a. une cellule photoémissive à vide, sensible dans le rouge, pour mesurer les rapports d'énergie;
- b. un monochromateur double Leiss pour isoler les longueurs d'onde;

c. un four électrique avec un corps noir constituant une source de rayonnement obéissant à la loi de Planck;

d. un thermocouple étalon Pt-Pt/Rh à 10 % inséré dans le corps noir pour mesurer sa température.

Le rayonnement tombant sur la photo-cathode était haché. La composante alternative du signal était équilibrée par une tension de référence alternative stabilisée et étalonnée. Après amplification, le signal différentiel était analysé par un détecteur synchrone utilisé comme instrument de zéro. La stabilité et la linéarité de la cellule photoémissive étaient contrôlées avec soin, la linéarité étant meilleure que 0,1 %.

Le four électrique a été construit pour donner une bonne uniformité de température dans le corps noir. Près de la cavité, le gradient de température était inférieur à 0,1 deg/cm.

Le thermocouple employé pour mesurer la température du corps noir aux points de congélation de l'antimoine, de l'argent et de l'or, a été construit et étalonné selon les prescriptions de l'E. I. P. T. (Ce travail a été effectué au Kamerlingh Onnes Laboratorium à Leiden, sous la direction du Dr H. Van Dijk.)

Les mesures ont été faites à trois longueurs d'onde : 960, 1000 et 1030 nm. On a pris pour la température de congélation de l'antimoine la valeur de Moser [2], 630,65°C, et pour c_2 la valeur 0,014 388 mètre.degré dérivée des constantes atomiques [3, 4].

Les valeurs suivantes sont la moyenne des mesures faites en 1959 : $t_{Ax} = 962,25^\circ\text{C}$ et $t_{Au} = 1\,064,29^\circ\text{C}$. En 1961, après amélioration de quelques détails dans l'appareillage, on a trouvé les valeurs suivantes : $t_{Ax} = 962,11^\circ\text{C}$ et $t_{Au} = 1\,064,33^\circ\text{C}$.

En prenant la moyenne des deux séries, on obtient :

$$t_{Ax} = 962,2^\circ\text{C} \quad \text{et} \quad t_{Au} = 1\,064,3^\circ\text{C},$$

avec une incertitude estimée à 0,4 deg.

(reçu le 10 septembre 1962)

BIBLIOGRAPHIE

- [1] HOFFMANN (F.), *Z. angew. Phys.*, 2, 1950, p. 88.
- [2] MOSER (H.), *Temperature, its measurement and control in science and industry*, vol. 3-I, p. 167, Reinhold Publ. Corp., New York, 1962.
- [3] COHEN (E. R.), DUMOND (J. W. M.), LAYTON (T. W.) et ROLLET (J. S.), *Rev. Mod. Phys.*, 27, 1955, p. 363.
- [4] BEARDEN (J. A.) et THOMSEN (J. S.), *Nuovo Cimento*, Suppl., Série 10, vol. 5, 1957, p. 267.

ANNEXE 7

National Standards Laboratory (Australie)

COMPARAISON DE THERMOMÈTRES A RÉSISTANCE EN UTILISANT DES POINTS DE CONGÉLATION DE MÉTAUX

Par J. V. McALLAN
(Traduction)

INTRODUCTION

Des mesures ont été effectuées sur la reproductibilité des points de congélation d'un certain nombre d'échantillons d'indium, d'étain, de cadmium et de zinc de différentes provenances et purifiés de diverses façons. Nous avons aussi étudié la reproductibilité d'un groupe de thermomètres à résistances de platine satisfaisant tous aux prescriptions de l'E. I. P. T., mais de différentes constructions et fabriqués avec du platine d'origines diverses.

POINTS DE CONGÉLATION ET DE FUSION

Les mesures de fusion et de congélation étaient faites en utilisant deux fours identiques ayant des gradients de température négligeables ($\ll 10^{-1}$ deg.cm⁻¹ dans les lingots de métal). Les échantillons de métal étaient placés dans les fours et on observait, pour chacun d'eux, une congélation et une fusion avec deux thermomètres; on répétait les mesures après avoir permuté les thermomètres; on effectuait ensuite un nouveau cycle de mesures après échange des échantillons. Une congélation type durait deux heures et demie, et une fusion une heure. Les procédés de congélation utilisés étaient les mêmes que ceux de McLaren [1].

a. Zinc. — Les échantillons provenaient de New Jersey Zinc Co. (SP, 1957), Cominco (HP, 1958), Imperial Smelting Corp. (Spectrographic, 1957) et les échantillons purifiés par l'auteur, de l'Electrolytic Zinc Co. of Australasia. Ces derniers comprenaient des échantillons purifiés par distillation sous vide, et par extraction du centre d'un lingot refroidi lentement dans un four de comparaison.

Les températures de fusion des échantillons de New Jersey Zinc étaient comprises dans un domaine plus étroit que pour les autres échantillons, mais tous les paliers de congélation étaient à l'intérieur de 0,001 deg. Si l'on élimine les échantillons présentant des fusions manifestement peu satisfaisantes, ce qui serait raisonnable dans la pratique, les points de congélation des échantillons restants ne diffèrent que de 0,000 5 deg, ceci provenant principalement de l'instabilité des thermomètres.

b. Cadmium. — Les échantillons étaient ceux de Cominco (HP, 1958 et HP, 1960), de New Jersey Zinc Co. (SP, 1960) et ceux purifiés par l'auteur par distillation sous vide.

Les premiers échantillons de Cominco et de New Jersey ont donné des résultats semblables à ceux exposés par McLaren [2], mais les derniers échantillons de Cominco (purifiés par la méthode de la zone fondue) et ceux de l'auteur avaient un domaine de fusion beaucoup plus étroit. Tous les échantillons ont donné des points de congélation à l'intérieur de 0,000 5 deg, la variation principale étant due à l'instabilité des thermomètres.

c. Étain. — Les échantillons provenaient de Vulcan Detining Co. (Extra pure, 1958, et SP, 1958 et 1960), Cominco (SRG, 1960) et Capper Pass and Son (Pass S, 1960). Les échantillons de ce dernier fournisseur ont été purifiés par « zone fondue », par chauffage sous vide et en éliminant le centre du lingot comme pour le zinc.

Au point de vue fusion, les échantillons Vulcan SP et Cominco SRG étaient bien supérieurs aux autres, tandis que les échantillons Vulcan Extra Pure et Capper étaient les plus mauvais. La dispersion totale des points de congélation était de 0,002 deg; les échantillons Cominco SRG et Vulcan SP avaient les mêmes points de congélation à mieux que 0,000 2 deg, mais plus élevés que pour les autres échantillons sauf pour un de ceux de l'auteur. Comme pour le zinc, si l'on rejette les échantillons dont la courbe de fusion n'est pas satisfaisante, l'accord entre les points de congélation est de $\pm 0,000 2$ deg.

d. Indium. — Les échantillons provenaient de Cominco HP (1958) et SRG (1960). Ce métal était plus difficile à utiliser que les autres, principalement à cause de sa faible diffusivité ther-

mique et de sa lente élévation de température après formation du noyau de congélation. Un palier de congélation était rarement obtenu à mieux que 0,001 deg. Ordinairement, la température s'élevait de 0,001 deg dans la deuxième heure et baissait de 0,001 deg durant la troisième, pendant une congélation de trois heures et demie. La fusion du SRG était comparable à celle du meilleur zinc, ce qui indiquait qu'il y avait peu d'impuretés.

Comme on n'a pas pu obtenir de point de congélation satisfaisant avec l'indium, ce métal n'a pas été utilisé pour les comparaisons de thermomètres.

COMPARAISONS DE THERMOMÈTRES

Deux des meilleurs échantillons de chaque métal ont été sélectionnés et l'on a mesuré sur chacun d'eux une congélation et une fusion. Les thermomètres utilisés pour ces mesures ont été permutés et l'on a fait une nouvelle mesure des points de congélation et de fusion de chaque échantillon. Une mesure au point triple de l'eau a été effectuée avant et après ce groupe de lectures. Les thermomètres étaient alors remplacés par deux autres et l'on répétait les mesures. Après avoir mesuré tous les thermomètres de cette façon, les échantillons étaient permutés et toutes les mesures précédentes étaient répétées. Un creuset d'étain avait un défaut d'étanchéité et l'on n'a pu faire qu'une partie des lectures sur chaque thermomètre. Pour réduire l'instabilité du thermomètre, les plus hautes températures étaient mesurées en premier.

Huit thermomètres furent employés, sept avec du platine fourni par Sigmund Cohn Corp. et le huitième avec du fil provenant de Johnson Matthey. Ce dernier, N° S 407, a été fabriqué par C. H. Meyers en même temps que le N° S 406, qui lui est identique, de même que les N°s S 385 et S 386 fabriqués deux ans auparavant et utilisés souvent dans les comparaisons d'échantillons de métal. Le N° 1134633 a été construit par Leeds & Northrup sur un modèle antérieur de Meyers [3], le N° 153366 par Tinsley d'après le modèle de Barber [4], et les deux autres, de différentes dimensions, par N. M. Bass, selon une modification du modèle de Strelkov et Linkov [5].

Par suite d'une panne de la chaudière à vapeur, aucune comparaison n'a pu être faite avec cet instrument. Lors des mesures précédentes le point de l'étain avait été déterminé et l'on avait trouvé $231,912 \text{ } ^\circ\text{C} \pm 0,001 \text{ deg}$, en accord avec la valeur obtenue par McLaren [6]. On a pris les valeurs $231,912 \text{ } ^\circ\text{C}$ pour le point de l'étain sous la pression de 1 atmosphère et à immersion nulle,

et 419,505°C pour le point du zinc; on a calculé ensuite la température moyenne de chaque thermomètre au point de congélation du cadmium.

RÉSULTATS

Les coefficients des thermomètres et les déterminations du point de congélation du cadmium sont indiqués dans le tableau I.

TABLEAU I

Thermomètre N°	α (deg ⁻¹)	δ (deg ⁻¹)	t_{Cd} (°C)
S 385	0,003 927 168	1,491 425	321,031 82
S 386	7 110	1 599	2 25
S 406	7 466	1 402	2 27
S 407	6 441	1 688	1 78
153 366.....	6 948	1 794	1 27
I 134 633.....	5 843	1 696	1 42
DH 2	6 550	2 611	3 64
DH 3	5 337	2 945	2 23
Moyenne t_{Cd}		= 321,032 08°C	
Écart maximal		= 0,002 37 deg	
Écart-type		= 0,000 73 »	
Niveau de confiance à 99 %		= 0,000 91 »	
Moyenne t_{Cd} en excluant DH 2		= 321,031 86°C	
Écart maximal		= 0,001 00 deg	
Écart-type		= 0,000 41 »	
Niveau de confiance à 99 %		= 0,000 57 »	

La valeur R_0 du thermomètre DH 2 a diminué d'une quantité équivalente à 0,002 deg durant les lectures au point du zinc et les premières lectures au point du cadmium, probablement par suite d'un recuit insuffisant du thermomètre. Le R_0 de tous les autres thermomètres a augmenté légèrement au cours des mesures.

Il n'y avait pas de différences significatives dans les résultats par suite des différents modes de construction ou des constantes des thermomètres, la précision étant fonction de la stabilité des thermomètres. Sauf pour le N° DH 2, la stabilité était à peu près la même pour tous les thermomètres.

La température du point du cadmium est en bon accord avec celle de McLaren [6] qui a obtenu 321,032 5°C et, en excluant un thermomètre qui se comportait anormalement, 321,032 3°C. L'écart maximal et l'écart-type de ses résultats sont analogues à ceux du présent travail bien qu'un peu plus grands, de sorte qu'une différence de 0,000 5 deg n'est pas significative.

CONCLUSION

L'accord des températures de congélation des échantillons d'étain, de cadmium et de zinc purifiés commercialement de différentes manières et dans notre Laboratoire, et l'accord dans les mesures de température sur ces échantillons en utilisant divers thermomètres, avec les résultats obtenus au National Research Council, donnent une très grande confiance dans la reproductibilité de l'E. I. P. T. entre les laboratoires, ainsi que dans la cohérence interne des résultats.

La principale limitation de l'exactitude du présent travail s'est révélée être l'instabilité des thermomètres. La stabilité actuelle sera difficile à améliorer; en effet, le plus mauvais thermomètre a montré une dérive de la résistance R_0 de 8×10^{-6} seulement pour toutes les comparaisons du thermomètre qui comprennent de nombreuses manipulations et des cycles répétés de températures.

(reçu le 10 septembre 1962)

BIBLIOGRAPHIE

- [1] McLAREN (E. H.), *Can. J. Phys.*, 35, 1957, p. 1086.
- [2] McLAREN (E. H.), *Can. J. Phys.*, 36, 1958, p. 1131.
- [3] MEYERS (C. H.), *J. Res. N. B. S.*, 9, 1932, p. 807.
- [4] BARBER (C. R.), *J. Sc. Instr.*, 27, 1950, p. 47.
- [5] STRELKOV (P. G.) et LINKOV, *J. Tech. Phys. U. S. S. R.*, 11, 1941, p. 367.
- [6] McLAREN (E. H.), *Can. J. Phys.*, 37, 1959, p. 422.

ANNEXE 8

National Research Laboratory of Metrology (Japan)

THERMOMÉTRIE DES HAUTES TEMPÉRATURES A L'AIDE DU THERMOMÈTRE A RÉSISTANCE DE PLATINE

Par S. NAKAYA et H. UCHIYAMA
(Traduction)

L'emploi du thermomètre à résistance de platine dans le domaine de température assigné au thermocouple dans l'Échelle Internationale Pratique de Température est considéré comme avantageux à cause de la précision de mesure, et surtout de la simplification du système de mesure grâce à l'élimination du thermocouple. Cependant, ce remplacement demande qu'une attention spéciale soit apportée dans la construction du thermomètre pour un fonctionnement correct à des températures qui sont supérieures au domaine des thermomètres à résistance de platine ordinaires.

Le thermomètre construit pour ce travail est représenté aux figures 1 et 2. Le fil de platine de 0,5 mm de diamètre, 250 mm de long, d'une résistance de 0,13 Ω environ à 0°C (R_0), est enroulé librement sur un cadre constitué par deux tubes fins d'alumine, de manière à diminuer les pressions au contact.

Deux thermomètres, N^{os} 621 et 611, furent construits; ils différaient seulement par la longueur de leur tube de protection (600 et 800 mm) en alumine très pure, imperméable aux gaz; ces tubes, de 5 mm de diamètre intérieur et 8 mm de diamètre extérieur, étaient remplis d'air sec sous la pression de 1,2 à 1,3 atmosphère au point de l'or.

Les deux paires de fils qui relient l'élément sensible à la tête du thermomètre sont des fils de platine de 0,5 mm de diamètre.

Les deux fils d'aménée de courant sont prolongés par des fils de cuivre; l'autre paire, pour la mesure de la tension, est prolongée par une paire de fils de platine d'une longueur approximative de 1000 mm et d'un diamètre de 0,5 mm, aux extrémités desquels sont reliés des fils de cuivre. Chacune de ces soudures cuivre-platine est soigneusement enveloppée dans une feuille de cuivre

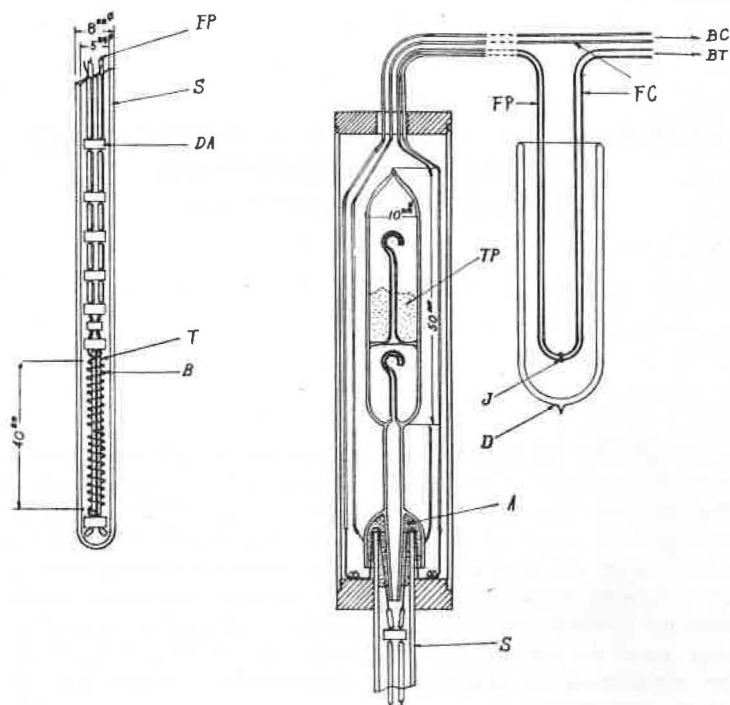


Fig. 1 et 2. — Thermomètre à résistance de platine.

1. FP, fils de platine; S, tube de protection en alumine recristallisée; DA, disque en alumine; T, tube en alumine recristallisée; B, bobine en fil de platine.
2. BC, vers les bornes d'aménée de courant; BT, vers les bornes de prise de potentiel; FP, fils de platine; FC, fils de cuivre; J, soudures; D, vase de Dewar; TP, piège contenant de l'anhydride phosphorique; A, ciment de scellement; S, tube de protection du thermomètre.

et dans de l'isolant thermique, les fils de potentiel étant placés dans un vase Dewar. Environ un gramme d'anhydride phosphorique est placé à l'intérieur du tube de protection pour maintenir l'air sec. L'anhydride est contenu dans la partie supérieure des deux pièges communicants, de façon que la partie essen-

tielle du thermomètre ne soit pas contaminée par l'anhydride quand il arrive que l'on soit obligé de tenir le thermomètre la tête en bas et qu'on lui donne un léger choc, dans la crainte que le fil de platine de la bobine ne soit court-circuité par déformation permanente après exposition à des températures élevées. On a trouvé plus tard que cette précaution n'était pas nécessaire : un chauffage à 1000°C environ pendant 150 h ne causait pas de déformation nuisible.

La résistance du thermomètre N° 621 aux points de l'or (R_{Au}), de l'argent (R_{Ag}) et du zinc (R_{Zn}), et la stabilité du thermomètre sont indiquées au tableau I et à la figure 3.

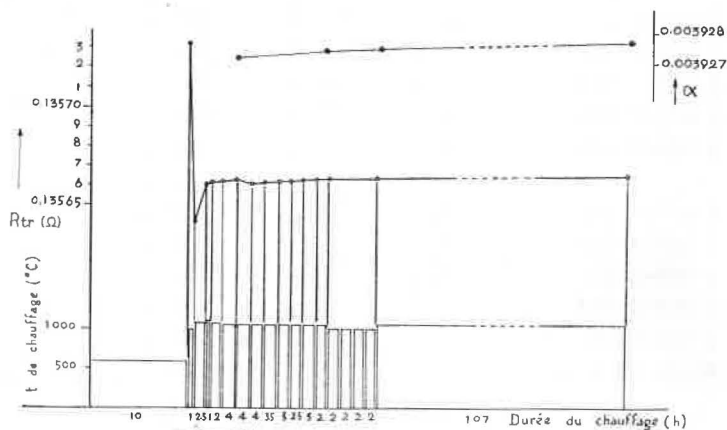


Fig. 3. — Stabilité du thermomètre N° 621.

Le changement dans la valeur de la résistance au point triple de l'eau (R_{tr}) avant et après chauffage pendant 107 h à 1055-1065°C est approximativement 0,000 001 6 Ω, ce qui correspond à 0,004 deg ou à une variation calculée de 0,03 deg à la température du point de l'or.

Le changement dans la valeur de R_{tr} obtenue avant et après chauffage aux points de l'or, de l'argent et du zinc est approximativement 0,000 002 3 Ω, ce qui correspond à 0,005 deg ou à une variation calculée de 0,03 deg à la température du point de l'or; ce changement est significatif étant donné le peu de temps passé pour la mesure — environ 10 heures aux points de l'or et de l'argent — en comparaison avec les 107 heures mentionnées plus haut.

Il est possible que cela soit dû à l'évaporation ou à la contamination de la bobine de fil de platine, exposée à une pression d'air relativement basse aux températures plus hautes que le

point de congélation du métal employé, car le thermomètre était d'abord sorti du creuset chauffé à hautes températures, puis du four, excepté l'élément sensible, pour lui permettre de se refroidir lentement.

TABLEAU I

Thermomètre N° 621

Température de chauffage (°C)	Durée du chauffage (heures)	Résistance (Ω)	R_t/R_0	
600	10			
1 000-1 040	1	R_{tr}		
1 063-1 093	2,5			
1 077-1 099	1			
1 071-1 088	2			
1 073-1 086	3			
				0,135 733 3
				642 8
		661 1		
		661 4		
		661 8		
		662 7		
		α 0,003 927 2		
1 062-1 075	4	R_{tr}		
1 063-1 073	4			
1 068-1 071	3,5			
1 063-1 073	3			
1 065-1 071	2,5			
				0,135 660 8
				661 0
		661 0		
		661 2		
		661 2		
Point de l'or		R_{Au} 0,620 220	4,571 96 ₈	
		R_{tr} 0,135 662 1		
		α 0,003 927 6		
Point de l'argent		R_{Ag} 0,581 498 3	4,286 51 ₄	
		α 0,003 927 6		
Point du zinc		R_{Zn} 0,348 520 7	2,569 10 ₃	
		R_{tr} 0,135 663 5		
1 055-1 065	107	R_{tr} 0,135 665 1		
		α 0,003 927 7		

$$\alpha = (R_{100} - R_0)/100R_0$$

La valeur de R_{Ag}/R_0 calculée à partir d'une équation quadratique tirée des valeurs observées de R_{Au}/R_0 , R_{Zn}/R_0 et R_0 est 4,286 54, tandis que sa valeur observée est 4,286 51. La différence entre ces deux valeurs correspond approximativement à 0,01 deg.

L'autre thermomètre, N° 611, était utilisé seulement pour un contrôle de stabilité dont le résultat est indiqué au tableau II et à la figure 4.

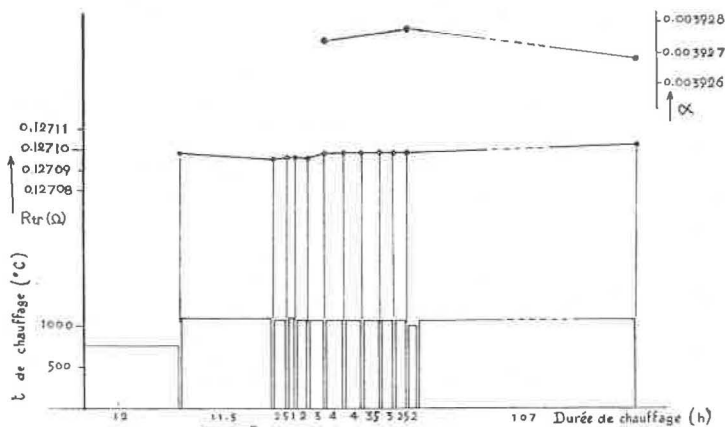


Fig. 4. — Stabilité du thermomètre N° 611.

TABLEAU II

Thermomètre N° 611

Température de chauffage (°C)	Durée du chauffage (heures)	Résistance (Ω)	R_t/R_0
600- 900	12	R_{tr} { 0,127 098 095 8 096 9 096 8 095 6 097 3	
1 060-1 100	11,5		
1 060-1 093	2,5		
1 077-1 099	1		
1 071-1 088	2		
1 073-1 086	3		
		α 0,003 927 4	
1 062-1 075	4	R_{tr} { 0,127 097 9 098 8 098 2 098 6 098 3 0,003 927 7	
1 063-1 073	4		
1 067-1 071	3,5		
1 063-1 073	3		
1 065-1 071	2,5		
Point de l'argent		R_{Ag} 0,544 775 4	4,286 42 ₃
1 055-1 065	107	R_{tr} 0,127 101 2	
		α 0,003 926 8	

$$\alpha = (R_{100} - R_0) / 100R_0$$

(reçu le 14 août 1962)

ANNEXE 9

National Bureau of Standards (États-Unis d'Amérique)

ÉTUDE SUR LA STABILITÉ DES THERMOMÈTRES A RÉSISTANCE DE PLATINE A HAUTE TEMPÉRATURE

Par J. P. EVANS et G. W. BURNS

Cette étude, publiée dans « Temperature, its measurement and control in science and industry » (vol. 3-1, p. 313, New York, 1962), montre, pensons-nous, que l'on peut construire des thermomètres à résistance de platine qui soient stables pendant de longues périodes de temps à des températures jusqu'au point de congélation de l'or.

Des expériences préliminaires faites au N. B. S. ont aussi montré que des mesures de température au point de l'or, fondées sur les rapports de la résistance de tels thermomètres, sont reproductibles à environ 0,01 deg. Nous estimons en conséquence que la précision de l'E. I. P. T. serait améliorée par la substitution du thermomètre à résistance de platine au thermocouple étalon dans le domaine 630,5–1063°C (Int. 1948).

Plusieurs recherches sont encore nécessaires. Parmi celles-ci :

1. Une étude de l'influence des différents gaz de remplissage sur la stabilité et la reproductibilité des thermomètres à résistance de platine à haute température.
2. Une comparaison soignée entre les thermomètres à résistance et les thermocouples dans le domaine 630,5 à 1063°C.
3. Le choix d'une équation d'interpolation appropriée pour les thermomètres à résistance jusqu'à 1063°C.

Le National Bureau of Standards propose que d'autres Laboratoires nationaux effectuent des recherches sur la thermométrie à résistance à haute température, afin de compléter les résultats déjà obtenus. Nous proposons en outre que le Comité Consultatif

de Thermométrie, en l'absence d'avis contraires, soit prêt à recommander à la prochaine Conférence Générale des Poids et Mesures que le thermomètre à résistance de platine soit substitué au thermocouple étalon dans l'Échelle Internationale Pratique de Température de 1948.

(Septembre 1962)

ANNEXE 10

National Physical Laboratory (Royaume-Uni)

COMPARAISON INTERNATIONALE
DES THERMOMÈTRES
A RÉSISTANCE DE PLATINE S 167, R 13 et N° 109
DANS DIX LABORATOIRES

(MESURE DE L'INTERVALLE 0-100°C
DE L'ÉCHELLE INTERNATIONALE PRATIQUE DE TEMPÉRATURE)

Par C. R. BARBER
(Traduction)

Les résultats de cette comparaison jusqu'en 1957 ont été présentés à la 5^e session du Comité Consultatif et publiés dans *Procès-Verbaux C. I. P. M.*, 26-A, 1958, p. T 35. De nouvelles valeurs ont été obtenues au National Bureau of Standards (N. B. S.), au National Physical Laboratory (N. P. L.) et à l'Institut de Métrologie D. I. Mendéléev (I. M. M.). Ces nouvelles valeurs ont été traitées de la même manière que les précédentes; des corrections pour tenir compte de la différence entre l'ohm national et l'ohm B. I. P. M. ont été appliquées, mais il n'a pas été nécessaire de faire des corrections pour le courant de mesure ou la gravité, puisque les valeurs ont été données pour un courant nul et dans le système de Potsdam.

Les résultats de la comparaison complète sont résumés au tableau I.

A partir des valeurs du tableau I, la meilleure relation linéaire entre α et le temps a été déduite d'une façon analogue à celle

TABLEAU I

Valeurs corrigées de R_0 et α des thermomètres S 167, R 13 et N° 109

Laboratoire	Date des mesures	S 167		R 13		N° 109	
		R_0 (Ω)	$\alpha \times 10^3$	R_0 (Ω)	$\alpha \times 10^3$	R_0 (Ω)	$\alpha \times 10^3$
N.B.S.	9/1952	25,478 71	3,924 48				
N.I.T.	9/1952	8 78	49				
N.P.L.	1/1953	8 98	50	28,638 56	3,924 93		
P.T.B.	10/1953	9 15	54	8 76	93		
K.O.L.	1/1954	8 99	56	8 66	85		
N.P.L.	3/1954	9 11	47	8 76	90	10,156 16	3,924 33
I.M.M.	8/1954	9 34	42	9 01	86	5 70	25
N.P.L.	11/1954	9 28	—	9 06	—	5 76	—
T.I.T.	2/1955	9 62	51	9 30	92	5 87	18
C.I.I.W.M.	5/1955	9 73	55	9 25	88	5 91	26
N.S.L.	4/1956	9 60	55	9 16	95	5 79	22
N.P.L.	11/1956	9 60	48	9 18	87	5 78	21
N.R.C.	9/1957	9 56	42	9 12	84	5 81	14
N.B.S.	3-5/1958	9 67	42	9 27	83	5 87	15
N.P.L.	7/1958	9 63	43	9 24	85	5 85	14
I.M.M.	1959	9 63	47	9 29	85	5 87	13

TABLEAU II

Écarts de α par rapport à la droite moyenne
passant au mieux des valeurs
(en degré $\times 10^4$ pour 100 degrés)

Laboratoire	Date	S 167	R 13	N° 109	Moyenne
N.B.S.	9/1952	- 10			- 10
M.I.T.	9/1952	- 8			- 8
N.P.L.	1/1953	- 4	+ 4		0
P.T.B.	10/1953	+ 8	+ 6		+ 7
K.O.L.	1/1954	+ 14	- 14		0
N.P.L.	3/1954	- 8	- 1	+ 14	+ 2
I.M.M.	8/1954	- 20	- 9	- 3	- 11
T.I.T.	2/1955	+ 4	+ 7	- 17	- 2
C.I.I.W.M.	5/1956	+ 15	- 2	+ 5	+ 6
N.S.L.	4/1956	+ 18	+ 18	+ 2	+ 13
N.P.L.	11/1956	+ 2	0	+ 4	+ 2
N.R.C.	9/1957	- 11	- 6	- 7	- 8
N.B.S.	3-5/1958	- 10	- 6	- 1	- 6
N.P.L.	7/1958	- 6	- 1	- 1	- 3
I.M.M.	1959	+ 7	+ 3	- 6	+ 1

qui est décrite dans le Rapport de 1958; les écarts entre les valeurs individuelles et cette droite sont indiqués au tableau II.

(reçu le 14 septembre 1962)

COMPARAISON
DE L'ÉCHELLE PYROMÉTRIQUE DE TEMPÉRATURE
DE L'UNIVERSITÉ D'UTRECHT
A CELLES DU N. P. L. ET DE LA P. T. B.

Par W. A. HEUSINKVELD et K. SCHURER
Laboratoire de Physique de l'Université d'Utrecht, Pays-Bas
(Traduction)

Trois lampes à ruban de tungstène ont été employées pour une comparaison de l'échelle de l'Université d'Utrecht à celles du N. P. L. et de la P. T. B. Deux lampes de la General Electric Company Ltd, Wembley, avaient reçu un étalonnage courant au N. P. L. Une des lampes était du type à vide (N° 155 A), l'autre à atmosphère gazeuse (N° 24 A). Ces deux lampes ont été ensuite étalonnées à Utrecht. La troisième lampe (N° 650), de Philips N. V., Eindhoven, a été étalonnée à Utrecht et envoyée ensuite à la P. T. B. pour un étalonnage courant.

L'échelle de l'Université d'Utrecht est conservée au moyen de deux pyromètres. On utilise un pyromètre Holborn-Kurlbaum à verre rouge pour les températures inférieures au point de l'or et un pyromètre monochromatique pour les températures au-dessus de 1300°K.

Dans le domaine des températures au-dessous du point de l'or les pyromètres ont été étalonnés directement par rapport à un corps noir dont la température était mesurée avec un thermocouple Pt-Pt/10 % Rh étalonné selon les prescriptions de l'E.I.P.T. par le Dr Van Dijk du Kamerlingh Onnes Laboratorium. Le domaine du pyromètre monochromatique a été étendu aux plus hautes températures à l'aide d'un jeu de disques à secteurs et — comme contrôle indépendant — d'une lampe à ruban dont l'intensité énergétique à la longueur d'onde du pyromètre a été mesurée en unités relatives avec un monochromateur double et une cellule photoémissive, en fonction du courant traversant la lampe.

TABLEAU I

<u>Lampe N° 650 (à atmosphère gazeuse)</u>				
Intensité de courant (A int.)	Température de luminance (°K)			P.T.B.-Utrecht
	P.T.B.		Utrecht	
	juil. 1958	juil. 1958	janv. 1958	
6,560	1 300	1 300	1 301	- 1
7,085	1 400	1 400	1 402	- 2
7,700	1 500	1 500	1 502	- 2
8,405	1 600	1 600	1 603	- 3
9,200	1 700	1 700	1 701	- 1
10,060	1 800	1 800	1 798	+ 2
10,990	1 900	1 900	1 899	+ 1
11,970	2 000	2 000	2 000	0
13,010	2 100	2 100	2 098	+ 2
14,090	2 200	2 200	2 199	+ 1
15,23	2 300	2 300	2 300	0
16,41	2 400	2 400	2 402	- 2

<u>Lampe N° 155 A (à vide)</u>				
Intensité de courant (A abs.)	Température de luminance (°K)			N.P.L.-Utrecht
	N.P.L. mars 1961		Utrecht	
	$\lambda = 0,66 \mu\text{m}$	$\lambda = 0,65 \mu\text{m}$ (calculé)	mai 1961	
3,38	1 073	1 074	1 076	- 2
3,86	1 173	1 174	1 176	- 2
4,46	1 273	1 274	1 276	- 2
5,17	1 373	1 374	1 375	- 1
5,98	1 473	1 475	1 474	+ 1
6,87	1 573	1 575	1 575	0

<u>Lampe N° 24 A (à atmosphère gazeuse)</u>				
Intensité de courant (A abs.)	Température de luminance (°K)			N.P.L.-Utrecht
	N.P.L. déc. 1959		Utrecht	
	$\lambda = 0,66 \mu\text{m}$	$\lambda = 0,65 \mu\text{m}$ (calculé)	fév. 1960	
8,55	1 573	1 575	1 573	+ 2
9,31	1 673	1 675	1 675	0
10,12	1 773	1 775	1 775	0
10,99	1 873	1 876	1 873	+ 3
11,93	1 973	1 976	1 974	+ 2
12,93	2 073	2 076	2 074	+ 2
13,98	2 173	2 177	2 174	+ 3
15,07	2 273	2 277	2 275	+ 2
16,21	2 373	2 377	2 376	+ 1
17,40	2 473	2 478	2 476	+ 2
18,63	2 573	2 578	2 576	+ 2

On a employé la longueur d'onde effective $0,65 \mu\text{m}$. Toutes les valeurs données sont la moyenne d'un certain nombre de déterminations indépendantes faites par deux observateurs (tableau I).

Pour comparer nos résultats à ceux du N. P. L. où la longueur d'onde effective employée est $0,66 \mu\text{m}$, on a calculé une correction en prenant pour l'émissivité spectrale du tungstène les valeurs données par Larrabee [1] et pour les plus hautes températures celles de Vos [2].

La température de luminance de l'anode d'un arc au charbon (graphite) dans l'air a été mesurée (tableau II). Le résultat est comparé à ceux d'autres déterminations, recalculées si nécessaire pour donner les valeurs dans l'E. I. P. T. [3-7].

TABLEAU II

*Température de luminance
de l'anode de l'arc au charbon ($\lambda_e = 0,653 \mu\text{m}$)*

	$^{\circ}\text{K}$ (Int. 1948)
Waidner et Burgess, 1904 [3].....	3 798
Chaney, Hamister et Glass, 1935 [4].....	3 790
Forsythe et Watson, 1935 [4].....	3 781
Wensel, 1935 [4].....	3 791
Krijgsman, 1938 [5].....	3 786
Euler, 1954 [6].....	3 806
Univ. d'Utrecht, 1958 [7].....	$3 806 \pm 20$
» » , 1960 [7].....	$3 808 \pm 15$

(reçu le 24 septembre 1962)

BIBLIOGRAPHIE

- [1] *J. Opt. Soc. Amer.*, 49, 1959, p. 619.
- [2] *Physica*, 20, 1954, p. 690.
- [3] *Bull. Bur. Stand.*, 1, 1904, p. 109.
- [4] *Temperature, its measurement and control*, vol. 1, 1941, p. 1146.
- [5] *Physica*, 5, 1938, p. 918.
- [6] *Ann. Phys.*, 14, 1954, p. 145.
- [7] *Electrotechniek*, 38, 1960, p. 536.

ANNEXE 12

National Research Council (Canada)

LIMITES DE DÉTECTION ET EXACTITUDE
DE L'ÉCHELLE EN PYROMÉTRIE PHOTOÉLECTRIQUE

Par D. R. LOVEJOY

Cette communication sur les limites de détection des pyromètres à récepteurs photoélectriques et sur l'exactitude des mesures de température avec de tels instruments, a fait l'objet d'une étude publiée dans *J. Opt. Soc. Amer.*, 52, 1962, p. 1387-1398, sous le titre « Detection limits in radiation and optical pyrometry ».

ANNEXE 13

National Standards Laboratory (Australie)

SUR LES LAMPES A RUBAN DE TUNGSTÈNE
COMME SOURCES ÉTALONS SECONDAIRES
EN PYROMÉTRIE PHOTOÉLECTRIQUE

Par T. P. JONES
(Traduction)

Le document présenté au Comité Consultatif de Thermométrie est le résumé d'un article publié dans *Journal of Scientific Instruments*, 40, 1963, p. 101-104, dont voici les conclusions :

Les lampes à ruban de tungstène conviennent comme étalons secondaires en pyrométrie photoélectrique pour les raisons suivantes :

a. Aucune erreur significative n'est introduite dans le calcul de la température de luminance par leur emploi.

b. Les températures de luminance des lampes à vide ne changent pas d'une façon sensible lorsque la température ambiante varie; si cette dernière est contrôlée à mieux que $\pm 0,2$ deg, la variation consécutive de la température de luminance des lampes à atmosphère gazeuse sera inférieure à 0,02 deg à 1400°C.

c. La stabilité des lampes à ruban est telle que si elles sont étalonnées après l'équivalent d'une durée de fonctionnement de 100 heures à 2000°C pour les lampes à atmosphère gazeuse et de 100 heures à 1400°C pour les lampes à vide, le changement de leur étalonnage n'excédera jamais 0,2 deg.

d. La reproductibilité de la température de luminance des lampes à ruban est meilleure que 0,05 deg pour les lampes à vide à 1063°C et 0,10 deg pour les lampes à atmosphère gazeuse à 1400°C.

ANNEXE 14

National Physical Laboratory (Royaume-Uni)

L'ÉCHELLE PYROMÉTRIQUE DE TEMPÉRATURE ENTRE 200 et 1063°C

Par J. A. HALL
(Traduction)

Des mesures sont en cours au National Physical Laboratory en vue d'établir l'échelle pyrométrique de température dans le domaine 200-1063°C en utilisant un rayonnement monochromatique infra-rouge. La méthode employée consiste à maintenir deux corps noirs à des températures telles qu'à la longueur d'onde choisie l'intensité du rayonnement de l'un soit approximativement deux, trois ou quatre fois celle de l'autre. Les intensités sont comparées en exposant alternativement les fours à un détecteur au tellurure de plomb à travers un monochromateur double muni d'un dispositif pour réduire l'intensité de la source à haute température par un facteur 2, 3 ou 4. L'échelle peut ainsi être établie de la même façon qu'avec les disques à secteurs d'un pyromètre optique.

Les résultats disponibles actuellement entre les températures de 330°C et 600°C tendent à confirmer la conclusion obtenue par l'utilisation du thermomètre à gaz, c'est-à-dire que dans cette région les valeurs numériques des températures dans l'échelle thermodynamique sont plus grandes que celles dans l'échelle pratique.

En dehors de la question des erreurs systématiques, le tableau I donne une idée de la reproductibilité des observations.

LES FOURS

Deux corps noirs identiques sont utilisés, dont la coupe est représentée à la figure 1. Leur construction est basée sur un

TABLEAU I

*Reproductibilité des observations
à différentes températures et longueurs d'onde*

Intervalle approximatif de température (°C)	λ (μm)	Rapport nominal	Nombre d'observa- tions	Écart-type d'une seule observation du rapport (*)	Incertitude sur la moyenne pour un degré de confiance de 95 % (')
416-600...	4,038 9	3	16	$6,7 \times 10^{-4}$	$\pm 3,5 \times 10^{-4}$
418-524...	4,038 9	2	18	5,8	$\pm 2,7$
416-516...	3,822 7	2	17	4,2	$\pm 2,0$
416-506...	3,461 9	2	17	2,8	$\pm 1,4$
336-418...	4,038 9	2	18	4,5	$\pm 2,2$
300-415...	3,822 7	3	15	4,7	$\pm 2,4$
285-414...	3,461 9	4	16	8,7 (**)	$\pm 4,3$
272-419...	4,038 9	4	16	6,1	$\pm 3,1$
219-274...	4,038 9	2	18	5,9	$\pm 2,8$
205-306...	3,822 7	4	16	6,0	$\pm 3,0$

(*) 1×10^{-4} sur le rapport correspond à peu près à 0,01 deg.

(**) La combinaison d'une courte longueur d'onde et d'une basse température a donné la plus basse sensibilité utilisée jusqu'ici.

four dû à la « British Iron and Steel Research Association », qui consiste en une sphère réfractaire, d'environ 30 cm de diamètre intérieur, constituée de deux hémisphères; dans chaque hémisphère est placé un enroulement en alliage Kanthal. Un tel four donne une uniformité de température d'environ ± 5 deg, mais pour ce travail la construction a été modifiée par l'adjonction d'une sphère intérieure en nickel pur, de 115 mm de diamètre intérieur et de 18 mm d'épaisseur de parois, supportée par trois tubes dans lesquels des thermocouples ou un thermomètre à résistance peuvent être introduits. Des éléments chauffants auxiliaires disposés au-dessus et au-dessous des hémisphères permettent d'obtenir une uniformité de température à 0,1 deg près à l'intérieur de la sphère en nickel. Cette dernière a une ouverture rectangulaire de 20×5 mm dont on forme l'image grandeur nature sur la fente d'entrée du monochromateur; cette fente a une longueur de 16 mm et une largeur n'excédant jamais 3 mm. L'intérieur de la sphère est recouvert d'oxyde de cobalt, suivant une suggestion du Dr C. P. Tingwaldt (P. T. B.).

Au-dessous de 630°C les températures sont mesurées dans l'échelle pratique avec des thermocouples argent-palladium qui sont comparés fréquemment à un thermomètre à résistance de platine étalon. Ces étalonnages sont cohérents à l'intérieur de $\pm 0,01$ deg. Une alimentation stabilisée fournit le courant aux fours et les dérives de température sont normalement inférieures à $0,1$ deg par heure.

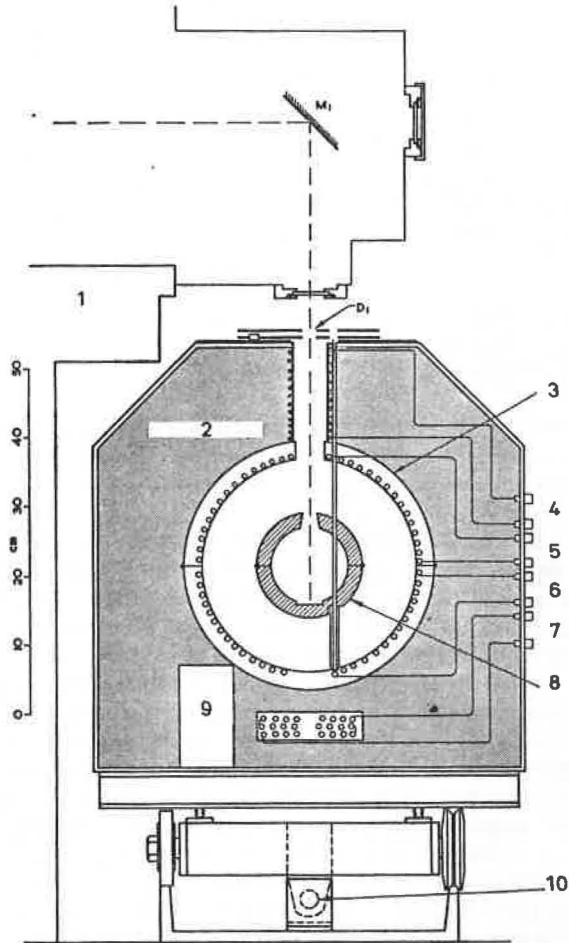


Fig. 1. — 1, Table du monochromateur; 2, Poudre de « Sil-o-Cel »; 3, « Sillimanite »; 4, Ouverture; 5, 6, Chauffage des hémisphères supérieur et inférieur; 7, Chauffage inférieur supplémentaire; 8, Nickel; 9, Brique de terre d'infusoires; 10, Béliet hydraulique.

LE MONOCHROMATEUR

Le monochromateur (*fig. 2*) est un instrument à prisme et réseau. Le premier monochromateur utilise un prisme de fluorure de lithium P taillé dans un cristal qui nous a été fourni par le Laboratoire National d'Essais, grâce à l'amabilité de son direc-

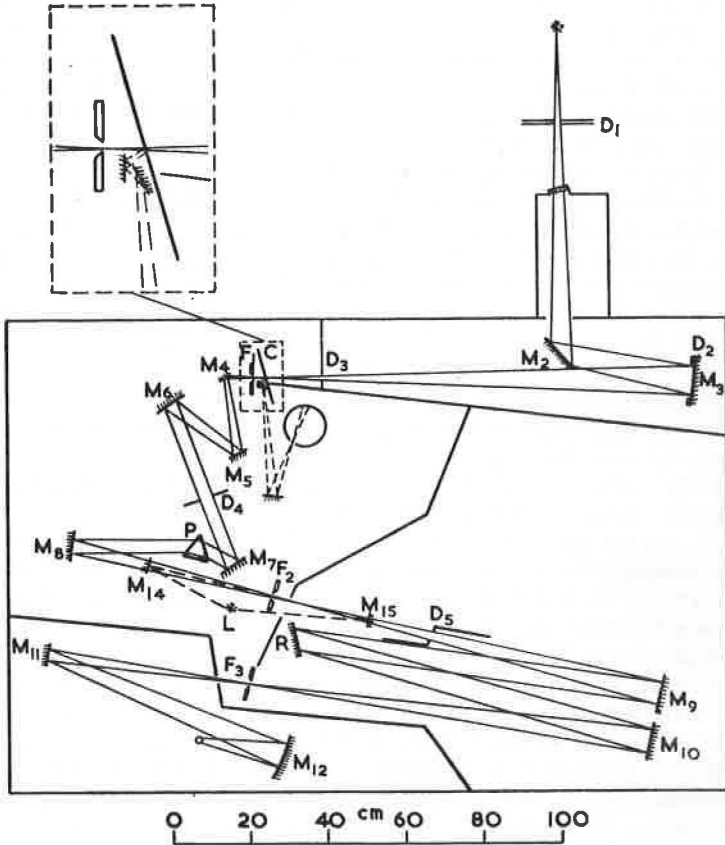


Fig. 2.

teur Mr Bellier. Le second monochromateur utilise un réseau R à 6 000 traits/inch (environ 236 traits/mm) dont l'angle de « blaze » est tel que le maximum de l'intensité soit à $4 \mu\text{m}$ environ dans le premier ordre. L'emploi de ce système (suggéré par J. Guild et mis en pratique par A. Jackson de la « Light Division » du N. P. L.) permet d'effectuer un étalonnage exact en longueurs

d'onde à n'importe quel moment, pourvu que les mesures soient faites à des multiples des raies connues dans le spectre visible. Les longueurs d'onde que nous avons choisies sont les sixième et septième multiples de la plus courte des deux raies jaunes du mercure et le septième multiple de la raie verte (approximativement 3,46, 4,04 et 3,82 μm). Le facteur de transmission de l'atmosphère est satisfaisant pour toutes ces longueurs d'onde.

Le rayonnement émis par le four utilisé en position verticale est dirigé sur le miroir M_1 (*fig. 1*) pour former, après réflexion sur M_2 et M_3 , une image de l'ouverture du four sur la fente d'entrée F_1 du monochromateur (*fig. 2*). Les miroirs M_4 et M_5 réfléchissent le rayonnement sur le miroir collimateur M_6 , d'où il est dirigé sur le prisme par un montage de Wadsworth (M_7 , P). La fente F_1 est ensuite focalisée par M_8 sur la fente centrale F_2 . Le faisceau est collimaté par M_9 et, après réflexion sur le réseau plan R , est focalisé sur la fente de sortie F_3 par M_{10} . Après réflexion sur M_{11} , une image de F_3 est formée sur la surface sensible du détecteur par M_{12} . Les miroirs concaves sont sphériques et l'on prend soin que les faisceaux soient décentrés le moins possible.

Les diaphragmes D_1 , D_2 , D_3 et D_4 ont un diamètre utile supérieur d'environ 1 mm au diamètre du faisceau; D_4 est le diaphragme de l'instrument qui limite l'étendue du faisceau. Les trois premiers diaphragmes empêchent le rayonnement parasite provenant du four de pénétrer dans le monochromateur; D_3 interdit à toute radiation venant du premier monochromateur de pénétrer dans le second autrement qu'à travers F_2 .

D_1 est un carré de 33 mm de côté, divisé en quatre rectangles horizontaux de $33 \times 7,5$ mm séparés par des bandes en cuivre de 1 mm, et que l'on peut obturer indépendamment par des volets. La dimension des miroirs M_9 et M_{10} est telle qu'ils reçoivent complètement le rayonnement passant à travers D_1 .

Une lampe à mercure L est placée à l'intérieur du monochromateur pour les opérations de réglage. En mettant en place les miroirs M_{13} ou M_{14} , la lumière émise par cette lampe est dirigée, soit vers le premier monochromateur, soit vers le second. Ceci est particulièrement utile pour l'alignement des corps noirs puisque la lumière du mercure peut former une image de F_1 en deçà de l'ouverture du four.

Pour les mesures, le rayonnement est masqué à la fréquence de 800 Hz par l'obturateur périodique (« chopper ») C . Le signal reçu est proportionnel à la différence entre le rayonnement provenant du four et celui provenant des secteurs réfléchissants de l'obturateur. Ce dernier est en aluminium poli et est construit de telle sorte qu'en utilisant deux miroirs plans et un miroir concave le rayonnement issu d'une petite cavité, dont la température peut être mesurée, est reçu par le détecteur quand celui

provenant du four est masqué. L'incertitude dans ce rayonnement « zéro », qui atteint plus de 1 % quand la température du four observé est de 200°C, donne probablement naissance à la plus grande incertitude dans les mesures aux températures au-dessous de 300°C environ. L'utilisation des trois longueurs d'onde choisies donne la possibilité de savoir si la valeur de ce « zéro » a été correctement estimée. Cette question est encore à l'étude.

Les deux fours sont montés côte à côte sur un chariot commandé par un bélier hydraulique à contrôle pneumatique le long d'une paire de rails (*fig. 1*). Le positionnement des fours devant la fente d'entrée du monochromateur s'est montré très reproductible. Une seconde lampe à mercure est disposée entre les fours et peut servir pour produire un rayonnement haché pour le réglage du monochromateur en longueurs d'onde. Ceci est fait au début de chaque journée de travail. En utilisant une largeur de fente de 3 mm pour F_1 et de 2 mm pour F_2 et F_3 , une bande passante de 50 Å environ à mi-hauteur du maximum d'intensité est transmise, et la position moyenne peut être repérée à ± 3 Å environ par une légère rotation du réseau au moyen d'une came pendant que l'on reçoit le rayonnement haché de la lampe à mercure.

LES MESURES

Le détecteur est une cellule photoconductrice au tellure de plomb construite par Mr Jean Turck (S. A. T., Paris) dont le courant de sortie à 800 Hz est appliqué à un amplificateur sélectif de fréquence Barr and Stroud qui fournit un courant redressé d'environ 16 V. Ce courant est ramené à 800 mV par un diviseur de tension et est ensuite mesuré au moyen de deux potentiomètres en série. Le premier varie par échelons de 30 mV, tandis que le second est un instrument enregistreur d'un domaine de 50 mV pour une largeur de papier de 28 cm; 4 mm sur le papier représentent ainsi 10^{-3} environ.

La technique d'observation est d'exposer les fours alternativement pendant une demi-minute chacun, avec un intervalle d'une demi-minute nécessaire pour le déplacement des fours, l'ajustage des ouvertures de D_1 et l'obtention de lectures stables. La hauteur moyenne de la courbe tracée pendant chaque demi-minute est déterminée à l'aide d'un planimètre et, en continuant l'observation pendant une demi-heure ou plus, le bruit de fond est en moyenne suffisamment réduit pour obtenir un rapport des intensités reproductible à 3×10^{-4} environ à 200°C.

Quand on mesure un rapport d'intensité 2/1, le four à basse température est exposé à travers les quatre ouvertures du

diaphragme D_1 , tandis que le four à haute température est exposé alternativement à travers les ouvertures $1 + 2$ et $3 + 4$, puis à travers $1 + 3$ et $2 + 4$ et finalement à travers $1 + 4$ et $2 + 3$. Aucune différence systématique n'a été trouvée entre ces trois combinaisons possibles. De même, lorsqu'on mesure un rapport $3/1$, les ouvertures 1, 2, 3 et 4 sont maintenues obturées en permanence tour à tour et, de nouveau, aucune erreur systématique ne fut obtenue. Ceci suggère que le processus d'observation élimine d'une façon satisfaisante les erreurs dues à la non-uniformité de la sensibilité ou de l'éclairement de la surface de la cellule.

La linéarité de l'ensemble détecteur-amplificateur a été étudiée et les conditions d'emploi ont été choisies de manière à s'approcher le plus possible d'une réponse linéaire : une petite correction est appliquée pour un écart quelconque à la condition optimale tandis que, comme précaution supplémentaire, chaque série d'observations comporte des observations avec un rapport des signaux plus grand que l'unité et d'autres avec un rapport plus petit. Le résultat est alors calculé pour un rapport de signal égal à 1.

Les calculs ont tous été faits avec le calculateur électronique ACE de la « Mathematics Division », ce qui permet de traiter un nombre beaucoup plus grand de données qu'il n'aurait été raisonnablement possible de faire par d'autres moyens.

(reçu le 12 septembre 1962;
révisé le 29 octobre 1962)

National Bureau of Standards (États-Unis d'Amérique)

QUELQUES RÉSULTATS ET PROBLÈMES
DE L'ÉTALONNAGE
DU PYROMÈTRE PHOTOÉLECTRIQUE
DU N. B. S. DE 1961

Par R. D. LEE
(Traduction)

L'Échelle Internationale Pratique de Température (E. I. P. T.) a été réalisée dans le passé avec un pyromètre optique à disparition de filament. On a montré que les moyens photoélectriques pour détecter l'égalité de luminance énergétique spectrale suivant les mêmes principes que dans le pyromètre optique visuel étaient considérablement plus précis [1, 2], et que cet accroissement de précision était obtenu avec une bande passante spectrale plus étroite.

Ces dernières années les pyromètres photoélectriques ont été étudiés au N. B. S. et dans d'autres Laboratoires nationaux. Des progrès ont été faits avec le pyromètre du N. B. S. pour la réalisation de l'E. I. P. T. Cette Note rend compte des résultats préliminaires obtenus et des problèmes rencontrés.

DESCRIPTION DU PYROMÈTRE PHOTOÉLECTRIQUE

Les figures 1 et 2 donnent les schémas de principe électrique et optique du pyromètre photoélectrique du N. B. S. Le rôle du photomultiplicateur (R. C. A. type 7 265) est de remplacer la comparaison visuelle de luminances énergétiques. La surface de la photocathode est éclairée alternativement, soit par la source monochromatique, soit par la lampe du pyromètre qui est déplacée périodiquement à des intervalles de 30 s. Le schéma électrique est essentiellement un circuit à courant continu qui enregistre

à des intervalles de 30 s les courbes de la source et de la lampe du pyromètre. Ces courbes guident l'opérateur pour faire les réglages du courant. Une tension de polarisation ajustable est opposée au signal produit dans la résistance de charge du photo-

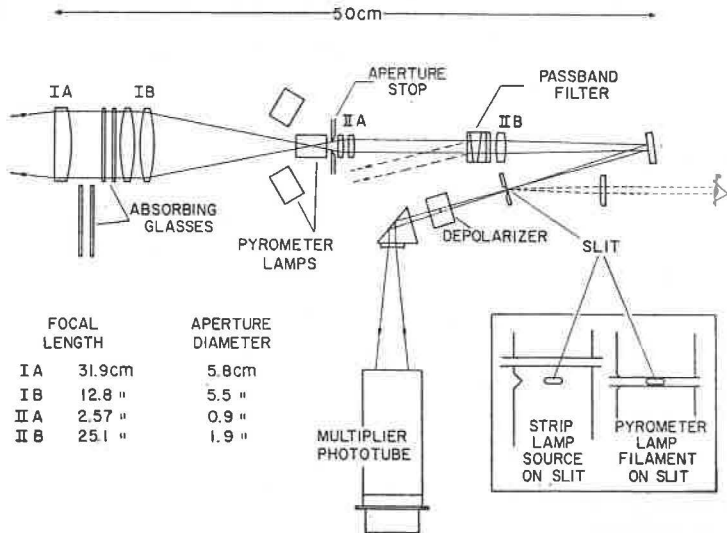


Fig. 1. — Schéma optique du pyromètre photoélectrique du N. B. S.
Le plan de la source est à 30,6 cm de la lentille frontale.

multiplicateur afin que les enregistrements apparaissent avec une sensibilité convenable. Les enregistrements des profils de luminosité peuvent être obtenus, par exemple pour examiner les

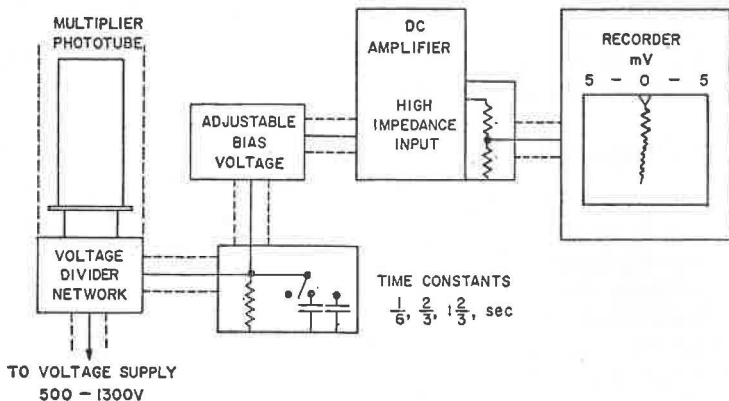


Fig. 2. — Schéma électrique du pyromètre photoélectrique du N. B. S.

gradients de température, sans se rapporter à la lampe du pyromètre. La précision est toutefois diminuée dans ce cas. Les avantages importants du pyromètre photoélectrique du N. B. S. par rapport au pyromètre visuel ordinaire sont :

a. L'obtention d'une plus grande luminance. Dans la terminologie employée avec les objectifs photographiques, le diaphragme correspond à une ouverture $f/7,2$ dans l'espace objet.

b. L'utilisation de trois lampes pyrométriques montées de telle sorte qu'elles peuvent être échangées rapidement et avec précision. Les lampes peuvent être ainsi comparées commodément et avec exactitude.

c. Un filtre qui donne une bande passante spectrale de 125 \AA à mi-hauteur, centrée approximativement sur la longueur d'onde 6550 \AA . Ce filtre est constitué d'un filtre interférentiel à couches diélectriques multiples, d'un filtre interférentiel à suppression de bandes latérales et d'un verre rouge, ces trois éléments étant collés ensemble. Récemment, un filtre interférentiel supplémentaire à suppression de bandes latérales a été ajouté pour réduire encore le rayonnement transmis vers 7700 \AA que le photomultiplicateur R. C. A. 7265 (caractéristique spectrale S-20) est capable de détecter.

d. Une dépolarisation de la lumière par un verre mince plan incliné sur l'axe optique (polarisation compensatrice). La polarisation (5 % maximum) est produite principalement par les filtres interférentiels. Ceci est dû probablement à l'inclinaison des surfaces interférentielles de 7° sur l'axe (pour rejeter le rayonnement non utilisé en dehors du faisceau optique).

Un écart de température de $0,02 \text{ deg}$ est perceptible au point de l'or (1063°C) en utilisant une constante de temps de $2/3 \text{ s}$. La valeur calculée de l'éclairement énergétique de la photocathode à cette température est de $6 \times 10^{-10} \text{ W}$. Les fluctuations du bruit de fond sur les enregistrements pris avec une constante de temps électrique de $2/3 \text{ s}$ également atteignent environ $0,02 \text{ deg}$ à 1063°C ; avec les mêmes montages électriques aucun bruit n'apparaît sur le courant d'obscurité. Le photomultiplicateur fonctionne à la température ambiante.

STABILITÉ DES LAMPES PYROMÉTRIQUES

Des comparaisons périodiques ont été effectuées entre des lampes pyrométriques ayant fonctionné sans arrêt des centaines d'heures à courant spécifié et des lampes pyrométriques n'ayant pas servi. Pour ces comparaisons on a utilisé comme source tare une lampe à vide à ruban de tungstène dont il suffisait que la

stabilité se maintienne pendant environ une heure. Ces comparaisons ont montré que l'étalonnage à courant spécifié de certaines lampes pyrométriques pouvait varier de 0,2 à 0,3 deg après 100 h d'utilisation à une température entre 1063 et 1250°C.

Ces lampes pyrométriques étaient du type commercial et deux lampes avaient été spécialement construites pour le N. B. S. Ces dernières lampes avaient des filaments de 0,1 mm de largeur et environ 0,01 mm d'épaisseur; ces dimensions étaient approximativement le double de celles des lampes du commerce. Les lampes commerciales étaient un peu meilleures que les lampes du N. B. S. et elles ont fait l'objet d'études plus complètes; après des contrôles prolongés on avait un aperçu de leur comportement. Par exemple, une lampe maintenue au point de l'or variait d'environ 0,2 deg dans les cent premières heures; la variation était beaucoup plus lente ensuite. Si la température de luminance de la lampe était portée à 1250°C, une autre nouvelle variation d'environ 0,2 deg se produisait de la même façon. En revenant au point de l'or le phénomène se reproduisait, le sens de la variation n'étant pas nécessairement le même que précédemment. A 1250°C, le sens de variation était imprévisible pour une lampe donnée.

Aucune différence n'a été constatée entre les lampes commerciales qui ont été vieilles ou recuites à la température réelle de 1500°C pendant 2 000 h avant contrôles et les lampes qui n'avaient subi que le recuit effectué par le fabricant. Un recuit prolongé des lampes du modèle N. B. S. au-delà de 2 000 h se traduisait par une stabilité moindre.

Malgré l'instabilité observée, en utilisant l'une des trois lampes pyrométriques pour les travaux courants et les deux autres pour de brèves comparaisons périodiques, le pyromètre photoélectrique du N. B. S. est sûr à 0,1 deg près de 800 à 1250°C. On a également quelques preuves qu'une lampe utilisée à des températures différentes pendant de petits intervalles de temps peut être plus stable que ne l'ont indiqué nos méthodes de contrôle (longues périodes à la même température). On étudie la possibilité de construire des lampes pyrométriques plus stables.

EFFET D'ÉTENDUE DE LA SOURCE

Un effet qui a été observé et qui pourrait limiter sérieusement l'exactitude dans la réalisation de l'E. I. P. T. avec certains modèles de pyromètres photoélectriques est l'effet d'étendue de la source (« size-of-source effect »). On a observé qu'une partie non négligeable du rayonnement provenant du plan objet extérieur à la surface de l'image conjuguée de la fente est détectée par le pyromètre. On a constaté avec des sources expérimentales

qu'une variation de leur diamètre de 1 à 5 mm produisait une augmentation de la réponse photoélectrique de 1 deg environ. Une augmentation identique de la réponse se produit lorsque l'image de la lampe est sur la fente et lorsque la lampe est en égalité de luminance ou non. Ainsi, les égalisations de luminance, telles qu'elles sont faites avec le pyromètre du N. B. S., sont affectées à un moindre degré (approximativement 0,1 deg) par une variation de l'étendue de la source, mais les erreurs n'ont pas été évaluées soigneusement puisque les sources expérimentales utilisées à ce jour ne sont pas adéquates. Une image diaphragmée de la lampe à ruban n'est pas suffisamment grande. On a utilisé un disque de 5 cm recouvert d'une peinture pour sphère lumenmètre, mais son rayonnement réfléchi est partiellement cohérent. Puisque la diffraction par le diaphragme pourrait produire une partie substantielle de l'effet d'étendue de la source, des calculs montrent qu'il serait souhaitable d'utiliser une source non cohérente équivalente à celles qui sont employées en pratique pour ce contrôle.

Plus récemment, un échauffement du filament de la lampe pyrométrique par la source a été découvert. Cet effet dépend de la largeur de l'image de la source sur le filament et sera examiné plus loin. Cependant, bien qu'un système optique qui forme l'image de la source sur la lampe du pyromètre, comme dans le pyromètre visuel à disparition de filament et le pyromètre photoélectrique du N. B. S., réduise considérablement, sinon complètement, l'effet d'étendue de la source, il crée par contre les problèmes dus à l'effet d'échauffement.

DÉTERMINATION DU POINT DE L'OR

Plusieurs étalonnages du point de l'or ont été effectués avec le pyromètre photoélectrique. Le corps noir et le four employés pour ce travail sont représentés à la figure 3. L'or utilisé pour entourer la cavité a une pureté de 99,999 %. Le tube de visée et le creuset pour l'or sont en graphite de la plus haute pureté. D'après le fabricant, les impuretés contenues dans le graphite sont inférieures à 20 millièmes. De plus, le graphite a une émittance élevée, une conductibilité thermique suffisamment grande et il est facile à usiner. Cette dernière qualité a permis la construction de tubes de visée de 0,5 mm d'épaisseur de parois.

Dans la construction du corps noir et du four de la figure 3, on a fait attention à ce que la température soit uniforme sur les parois internes du tube de visée. La forme du creuset contenant l'or est telle que la masse de métal par unité de longueur soit à peu près constante pour tout le creuset. Le four a trois enroulements de chauffage à commande indépendante qui sont disposés

longitudinalement dans des mouffles cylindriques en graphite. La grande conductibilité thermique du graphite tend à réduire les gradients longitudinaux de température. La puissance fournie aux deux enroulements des extrémités est réglée de manière à maintenir les deux sections terminales à $1063 \pm 5^{\circ}\text{C}$; cette température est contrôlée par deux thermocouples placés près de la surface interne de ces sections. L'enroulement central est utilisé pour régler la vitesse des pertes de chaleur de l'or durant une congélation.

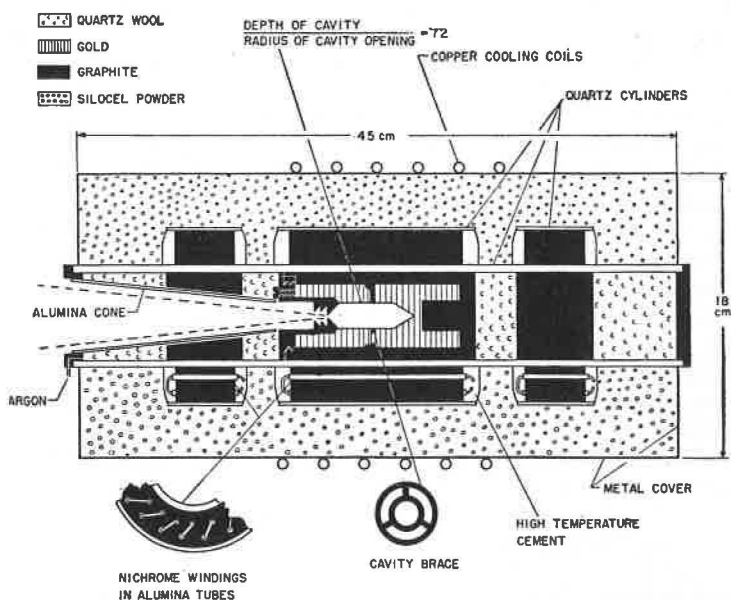


Fig. 3. — Coupe du corps noir du point de l'or et du four.

Des observations au point de l'or ont été faites récemment avec des creusets ayant 0,5 et 1 mm d'épaisseur de parois. On a fait, sur une période de deux jours, une série de deux à trois observations de fusion-congélation pour chacune des trois lampes pyrométriques avec chaque creuset. Ces observations ont été répétées deux semaines et demie plus tard. Les paliers de congélation et de fusion avaient une durée déterminée principalement par la masse d'or (environ 1800 g par creuset), l'isolement du four et la puissance de chauffe. La durée d'une congélation était de 17 min environ lorsque le chauffage principal (au centre) était arrêté. La figure 4 montre le début et la fin d'un palier de congélation enregistré avec le pyromètre photoélectrique. La puis-

sance de chauffe était réglée de manière que la durée d'une fusion était de 17 min environ.

On s'est aperçu que les résultats obtenus devaient être corrigés à cause du chauffage des filaments des lampes du pyromètre par l'image du four. Les résultats obtenus au cours de la première série d'observations diffèrent ainsi de ceux obtenus deux semaines et demie plus tard, d'environ 0,15 deg. Nous pensons que cette différence est due à la lentille frontale du pyromètre qui a été

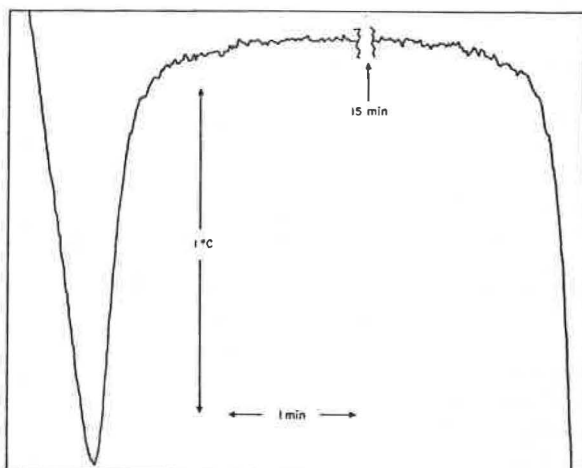


Fig. 4. — Reproduction du début et de la fin d'un palier de congélation au point de l'or.

nettoyée différemment dans les deux cas. Ceci a été vérifié par d'autres observations au point de l'or. Néanmoins, les observations terminées ont révélé beaucoup de choses sur les résultats des étalonnages au point de l'or.

Les résultats disponibles ont été étudiés pour déterminer une différence éventuelle entre les cavités de 0,5 et 1 mm d'épaisseur de parois, des différences entre les fusions et les congélations, la constance des paliers, et des dérives journalières qui indiqueraient une détérioration du corps noir ou de son uniformité de température. Le tableau I résume cette étude. La différence entre les congélations et les fusions est statistiquement significative; il pourrait y avoir aussi une différence significative entre les cavités d'épaisseurs différentes et dans la dérive d'un palier. Toutes ces différences sont cependant inférieures à 0,02 deg; elles sont petites par rapport aux effets d'étendue de la source et d'échauffement du filament.

TABLEAU I
Reproductibilité du point de l'or

Nature de la comparaison	Moyenne des mesures	Nombre de mesures	Écart-type d'une seule mesure
Différence entre les fusions-congé- lations pour des épaisseurs de pa- rois des cavités de 0,5 et 1,0 mm.	+ 0,011 deg	10	0,018 deg
Congélations — Fusions	+ 0,018	24	0,021
Dérive d'un palier :			
Congélation (1 ^{re} — 2 ^e moitié) . . .	— 0,004	22	0,007
Fusion (1 ^{re} — 2 ^e moitié)	+ 0,008	19	0,009
Dérive pendant une journée :			
Congélations (1 ^{re} — 2 ^e moitié) . . .	+ 0,001	12	0,021
Fusions (1 ^{re} — 2 ^e moitié)	0,000	12	0,022

Pour contrôler l'uniformité de température on a fait de fréquentes mesures sur le diaphragme, au bord de la cavité. La température de luminance du diaphragme était toujours d'environ 0,2 deg plus basse que celle du trou de la cavité. En tenant compte de l'émission effective du diaphragme et des résultats d'une étude approximative de transfert de chaleur, on a conclu provisoirement que la différence de température entre le diaphragme et la cavité était réellement inférieure à 0,2 deg.

EFFET D'ÉCHAUFFEMENT

L'effet d'échauffement de la lampe du pyromètre que l'on a mentionné plus haut a été observé tout en effectuant l'étalonnage au point de l'or. Les changements de résistance dans les lampes du pyromètre, mesurés quand on masquait le rayonnement provenant du corps noir, indiquaient qu'il y avait échauffement par le corps noir d'une quantité nettement plus grande que celle correspondant à la reproductibilité au point de l'or. Le four peut être considéré comme un disque rayonnant de 5 cm de diamètre, à 1063°C. Le rayonnement qui arrive sur les filaments est défini par un cône $f/2,3$ et un facteur de réduction de l'image correspondant de 0,4. Un échauffement se produit à 8 mm de la plaque de visée centrale du filament.

Des contrôles ont été faits pour connaître l'importance de l'échauffement en utilisant comme sources des lampes à ruban à 1063°C. Un filtre transmettant l'infra-rouge avec une absorption suffisamment complète de toutes les longueurs d'onde inférieures à 7 500 Å, était placé entre les lampes-sources et le pyro-

mètre; on observait les variations de la luminance énergétique de la lampe du pyromètre à mesure que la lentille frontale était recouverte par un obturateur. Les résultats ont montré un échauffement des filaments des lampes pyrométriques (0,05 mm de large et 0,005 mm d'épaisseur) de 0,17 deg pour une source à ruban de 3 mm de large. Pour la même source cet échauffement était de 0,12 deg sur un filament de 0,1 mm de large et de 0,01 mm d'épaisseur; ce même filament n'était échauffé que de 0,05 deg avec une source à ruban de 1,3 mm de large.

L'effet d'échauffement sera déterminé d'une façon semblable en utilisant le four au point de l'or quand on fera la prochaine fusion-congélation. On s'attend à ce qu'il soit de l'ordre de 1 deg. Il semble, à l'heure actuelle, que la meilleure façon d'éliminer cet effet est d'installer un filtre qui absorbe ou réfléchisse le rayonnement infra-rouge avant qu'il n'atteigne la lampe du pyromètre. Ce filtre pourrait être monté avec les verres absorbants.

Il serait intéressant de voir si la différence entre les congélations et les fusions (tableau I) disparaît quand l'échauffement des filaments du pyromètre est à peu près complètement éliminé. Le cône frontal du four (*fig. 3*) était toujours à une température plus élevée (environ 4 deg) durant les fusions que durant les congélations. Le filament de la lampe pyrométrique peut être à une température légèrement plus élevée pendant une fusion par suite du chauffage du four, et faire ainsi que la luminance de la cavité lors d'une fusion, en demandant moins de courant pour une égalisation de luminance, apparaisse inférieure à celle d'une congélation. La légère dérive dans le palier peut aussi être due à la marche de la température dans le cône du four.

UN POINT D'ÉTALONNAGE SUPÉRIEUR

Un travail préliminaire a été exécuté en vue d'obtenir un étalonnage au-dessus du point de l'or. Présentement, l'utilité de ce travail n'est que d'indiquer la reproductibilité des procédés employés. Il n'apparaît pas souhaitable d'utiliser des disques à secteurs avec le pyromètre photoélectrique à cause des graves incertitudes qui se présentent lorsque l'on compare un grand éclairement intermittent provenant de la source au petit éclairement constant de la lampe du pyromètre. Un système à lame séparatrice double qui fournit un rapport de luminance énergétique de 2, utilisé en U. R. S. S. [3], a été étudié et construit (*fig. 5*). La séparation du faisceau en composantes réfléchie et transmise s'effectue sur les surfaces interférentielles. La division du faisceau n'était pas équilibrée, l'une des couches interférentielles ayant un facteur de transmission de 61 % et l'autre de 65 %;

cependant, une lame plane de verre de faible épaisseur, placée sur l'un des trajets, pouvait égaliser les faisceaux. Cette lame était orientée de manière à rejeter ses réflexions hors du faisceau optique. On a fait de légers réglages sur la lame séparatrice double de façon à éviter les interférences entre les deux faisceaux.

Jusqu'à maintenant une lampe à ruban nous a servi de source. Elle a été réglée pour correspondre à peu près au point de l'or pour un faisceau du séparateur. Pour obtenir un rapport de luminance énergétique de 2 environ, les égalisations étaient faites

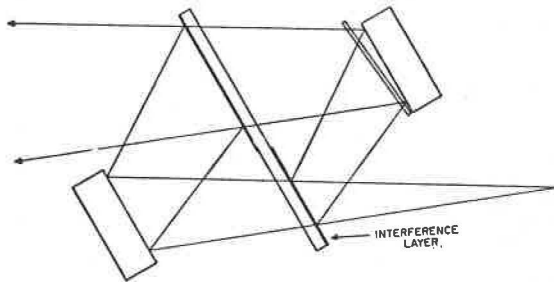


Fig. 5. — Système à lame séparatrice double, fournissant un rapport de luminance de 2.

tour à tour avec les deux faisceaux. Une égalisation de l'ensemble des deux faisceaux était faite ensuite. La température de luminance de l'ensemble des deux faisceaux a été calculée et trouvée égale à 1122°C , en prenant une longueur d'onde donnée et le rapport observé ci-dessus. L'écart-type de la moyenne de 14 déterminations est de $0,004$ deg.

DÉTERMINATION DE LA LONGUEUR D'ONDE

Une mesure de la reproductibilité de la longueur d'onde effective moyenne a été faite de la manière suivante. Le rayonnement d'une source continue (lampe à ruban) était dispersé par un monochromateur à réseau muni d'un mécanisme à moteur faisant défiler le spectre (balayage spectral); le pyromètre photo-électrique était focalisé sur la fente de sortie du monochromateur. La bande passante spectrale utilisée dans le monochromateur était de 4 \AA .

On a obtenu des enregistrements avec l'enregistreur et le mécanisme à balayage spectral fonctionnant simultanément. En fait, pour obtenir la réponse spectrale du pyromètre à partir d'un tel enregistrement il faut connaître le facteur spectral de transmission du monochromateur et la répartition spectrale de la source. La première information n'est toutefois pas encore

disponible, mais elle n'est pas nécessaire pour le contrôle de la reproductibilité de la méthode.

Les valeurs se rapportant aux longueurs d'onde effectives ont été calculées à partir de trois enregistrements obtenus avec la lampe à ruban à 1122°C en trois jours différents : 6 547,63, 6 547,58 et 6 547,98 Å. La plus grande différence, 0,40 Å, conduit à une différence de température de 0,004 deg au point d'étalonnage 1122°C. L'étalonnage en longueur d'onde de l'enregistreur a été fait en superposant un spectre du néon, par un montage optique approprié, en avant de la fente d'entrée du monochromateur. Les étalonnages en longueur d'onde pour les trois séries étaient en accord à 0,2 Å.

D'autres contrôles préliminaires ont été effectués sur l'appareillage pour la détermination des longueurs d'onde. Le monochromateur a été éprouvé en ce qui concerne la dispersion spectrale et il a été reconnu satisfaisant. C'est un instrument commercial de prix modéré utilisant un montage optique d'Ebert et un réseau plan de diffraction.

On a contrôlé aussi la stabilité de la réponse spectrale relative du photomultiplicateur quand il reçoit pendant une heure un rayonnement de 6 550 Å avec une bande spectrale de 10 Å. La réponse baissait de 2 %, ce qui indiquait une fatigue; cette même fatigue était aussi observée pour d'autres longueurs d'onde. Une variation de 0,1 % de la réponse à ce réglage relatif au spectre voisin aurait pu être détectée.

Bien qu'il était raisonnable de ne s'attendre à aucune instabilité de cette sorte, cela valait la peine d'être vérifié expérimentalement.

RÉSUMÉ

Les résultats qui montrent principalement la reproductibilité sont considérés comme favorables. Les problèmes rencontrés concernent surtout les erreurs systématiques dans le pyromètre photoélectrique. L'examen de la méthode complète d'étalonnage n'est nullement achevé. Toutefois, l'influence des facteurs actuellement connus sur l'exactitude de la réalisation de l'E. I. P. T., si elle n'est pas corrigée, est estimée comme suit :

	1 063°C	2 400°C
Instabilité de la lampe pyrométrique ...	0,1 deg	0,4 deg
Étendue de la source :		
<i>a.</i> diffraction, diffusion, etc.....	0,1	0,4
<i>b.</i> effet d'échauffement	1	4
Reproductibilité (à court terme) des méthodes.....	0,02	0,4
Longueur d'onde effective moyenne.....	-	0,5

(reçu le 24 septembre 1962)

BIBLIOGRAPHIE

- [1] LEE (R. D.), The N. B. S. photoelectric pyrometer of 1961, Temperature, its measurement and control in science and industry, vol. 3-1, p. 507, Reinhold Publ. Corp., New York, 1962.
- [2] MIDDLEHURST (J.) et JONES (T. P.), A precision photoelectric optical pyrometer, Temperature, its measurement..., vol. 3-1, p. 517.
- [3] BOJARSKI (L. A.) et al., L'emploi de la méthode photoélectrique pour les mesures précises dans le domaine de la pyrométrie optique, *Procès-Verbaux C. I. P. M.*, 26-A, 1958, p. T 151.

MÉMORANDUM SUR L'EXTENSION
DE L'ÉCHELLE INTERNATIONALE PRATIQUE
DE TEMPÉRATURE AU-DESSOUS DE $-182,97^{\circ}\text{C}$

(Traduction)

Ayant été chargés de faire des propositions pour l'extension de l'Échelle Internationale Pratique de Température au-dessous du point d'ébullition de l'oxygène, les soussignés se sont réunis à Teddington les 28, 29 et 30 septembre 1960. Ce mémorandum est l'exposé des conclusions auxquelles nous sommes parvenus, et nous serions heureux d'avoir les commentaires des autres laboratoires intéressés.

Nous avons accueilli avec satisfaction la suggestion du National Bureau of Standards pour une circulation de thermomètres à résistance, de manière à vérifier le degré de reproductibilité des points d'ébullition de l'oxygène et de l'hydrogène dans les divers laboratoires nationaux. Nous avons soumis un programme à l'approbation du N. B. S.

Nous sommes parvenus à la conclusion que si l'E. I. P. T. devait être étendue au-dessous de $-182,97^{\circ}\text{C}$ ($90,18^{\circ}\text{K}$) au moyen du thermomètre à résistance de platine en utilisant des points fixes et des moyens d'interpolation appropriés, il serait nécessaire d'imposer les conditions suivantes :

- a. La limite inférieure de l'échelle serait 20°K .
- b. La qualité du platine devrait être contrôlée très soigneusement; il serait nécessaire d'obtenir $R_{100}/R_0 > 1,3925$.
- c. L'étalonnage à deux points fixes au moins, entre 20 et 90°K , serait nécessaire en plus des points d'ébullition de l'oxygène et de l'hydrogène (¹).

(¹) Les relations tension de vapeur-température (de la vapeur saturée) de gaz condensés pourraient aussi être utilisées.

Le contrôle le plus efficace de la qualité du platine serait d'utiliser du fil provenant d'un même lingot, fourni par le constructeur qui produirait, au moment opportun, le platine le plus pur. Ce fil pourrait être tenu à la disposition de tous les laboratoires nationaux pour la construction de thermomètres à basse température, et un stock pourrait aussi être déposé au Bureau International pour répondre aux demandes ultérieures. Puisque la quantité de platine demandée est petite, un tel projet semble possible.

Une autre méthode d'établissement de l'échelle serait de charger un laboratoire d'étalonner pour tous les autres laboratoires nationaux des thermomètres étalons de dimensions acceptées. Ce laboratoire serait un de ceux qui maintiennent un groupe de thermomètres comparés au thermomètre à gaz, et l'étalonnage serait effectué par rapport à ce groupe (1). Cette procédure fournirait certainement une échelle plus reproductible que celle qui serait obtenue par des déterminations indépendantes aux points fixes et l'emploi de moyens arbitraires d'interpolation. Une telle échelle pourrait aussi être étendue jusqu'à 10°K. Le Comité Consultatif de Thermométrie déciderait de l'échelle à employer d'après les comparaisons des échelles de température dans la région de 10 à 90°K qui sont en cours actuellement : si cette échelle n'était pas identique à celle qui est réalisée au laboratoire d'étalonnage, une correction appropriée serait appliquée.

L'objection que l'on peut faire à la seconde méthode est que la conservation de l'échelle serait entre les mains d'un seul laboratoire national, mais nous pensons qu'on assurerait ainsi actuellement la plus haute reproductibilité. Comme l'on travaille plus sur les points fixes, l'autre méthode pourra conduire plus tard au même degré de reproductibilité; on pourrait ainsi adopter provisoirement les deux méthodes. Les valeurs des points fixes seraient choisies de sorte que, à l'exactitude expérimentale actuelle, les échelles définies par les deux méthodes seraient identiques; tout laboratoire possédant l'appareillage nécessaire pour les points fixes pourrait réaliser l'échelle jusqu'à 20°K, quoique avec une exactitude un peu plus faible. On peut espérer qu'à l'avenir l'exactitude de la méthode des points fixes deviendra aussi bonne que celle que l'on obtient par des comparaisons au thermomètre à gaz par l'intermédiaire d'un groupe de thermomètres à résistance de platine; la méthode de comparaison pourrait alors être

(1) Actuellement, de tels groupes sont conservés au National Bureau of Standards (États-Unis d'Amérique), au National Physical Laboratory (Royaume-Uni) et à l'Institut des Mesures Physicotechniques et Radio-techniques (U. R. S. S.).

abandonnée en faveur de la méthode des points fixes. L'échelle du thermomètre à résistance reposerait ainsi complètement sur une base homogène.

(21 novembre 1960)

H. VAN DIJK,
Kamerlingh Onnes Laboratorium.

J. A. HALL, C. R. BARBER,
National Physical Laboratory.



National Physical Laboratory (Royaume-Uni)

NOUVELLES DÉTERMINATIONS
DE LA TENSION DE VAPEUR
ET DES POINTS TRIPLE ET D'ÉBULLITION
DE L'HYDROGÈNE EN ÉQUILIBRE

Par C. R. BARBER

(Traduction)

On a déterminé les points triple et d'ébullition de l'hydrogène en équilibre en se servant du groupe d'étalons secondaires constitué de thermomètres à résistance qui définit l'échelle des basses températures établie récemment au National Physical Laboratory. On en a tiré en même temps la relation tension de vapeur-température entre le point triple et le point d'ébullition.

Des comparaisons ont été faites entre un thermomètre à tension de vapeur de l'hydrogène en équilibre et huit thermomètres à résistance de platine étalonnés par rapport à un thermomètre à hélium dans le domaine 10-90°K, et qui servent à définir l'échelle des basses températures du N. P. L. L'hydrogène pur était condensé dans le réservoir d'un thermomètre à tension de vapeur contenant de l'oxyde ferrique hydraté qui catalyse la conversion ortho-para de l'hydrogène. Une cavité au centre d'un bloc de cuivre cylindrique constituait le réservoir du thermomètre à tension de vapeur. Cette cavité était entourée de huit trous dans lesquels les thermomètres à résistance de platine du type à capsule étaient soigneusement ajustés. Le bloc était immergé directement dans l'hydrogène liquide pour assurer son uniformité de température; il était entouré sur les côtés et dans le fond par deux écrans en cuivre; on faisait le vide entre ceux-ci et le bloc. Le tube en cuivre-nickel à paroi mince qui transmet la pression de la vapeur, était protégé thermiquement par un

manchon à vide. Le réservoir du thermomètre à tension de vapeur était séparé de l'appareillage mesurant la pression par un diaphragme en bronze phosphoreux identique à celui qui est utilisé dans le thermomètre à gaz du N. P. L.

La température de l'hydrogène dans lequel le bloc de cuivre est immergé était maintenue constante par le contrôle de sa tension de vapeur. De cette façon, on obtenait des températures constantes à $\pm 0,001$ deg durant une mesure dans le domaine 14-20°K. La pureté de l'hydrogène contenu dans le thermomètre à tension de vapeur était contrôlée par la mesure de la température d'équilibre au point d'ébullition pour différents volumes d'hydrogène condensé dans le réservoir du thermomètre; pour des volumes variant de 0,05 à 4,5 cm³, la température d'équilibre, à la même pression, était constante à mieux que 0,001 deg. Le point triple était obtenu sur l'hydrogène du bain (hydrogène en équilibre également) en congelant d'abord l'hydrogène, puis en le laissant se réchauffer par les apports de chaleur naturels du bain; on observait le point de transformation. De cette façon, la température d'équilibre était constante à 0,001 deg près durant 15 minutes.

La dispersion des températures indiquées par les huit thermomètres à résistance de platine au point d'ébullition de l'hydrogène était de 0,002 deg; elle était de 0,004 deg à 17°K et de 0,007 deg au point triple (13,8°K). Ces différences sont dues en partie aux gradients de température dans l'appareillage, et en partie à l'étalonnage initial de chaque thermomètre.

Les températures d'équilibre moyennes aux points triple et d'ébullition, ainsi que la tension de vapeur au point triple sont rassemblées au tableau I avec les résultats d'autres observateurs.

TABLEAU I

Hydrogène en équilibre (e-H₂)

Observateur	Point d'ébullition (°K)	Point triple (°K)	Tension de vapeur au point triple (mm Hg à 0°C)
Barber.....	20,270 ₃	13,816	52,95
Woolley, Scott et Brickwedde...	20,273	13,813	52,8
Hoge et Arnold	20,278		

La base des valeurs du N. P. L. est $T_0 = 273,15^\circ\text{K}$, avec les coefficients du viriel de l'hélium de Keesom. La valeur de Woolley, Scott et Brickwedde s'appuie sur la température du point d'ébullition de l'oxygène égale à 90,19°K et sur la moyenne des valeurs des coefficients du viriel trouvées à Leiden (K. O. L.) et à Berlin (P. T. R.). La valeur du point d'ébullition de Hoge et

Arnold provient d'une nouvelle détermination en utilisant la même échelle que celle employée par Woolley et al.

La relation suivante entre la tension de vapeur et la température a été calculée sur la base des mesures faites aux températures voisines de 14, 16, 18 et 20°K

$$\log_{10} p = 4,54731 - \frac{43,7978}{T} + 0,026607 T - 0,00010992 T^2.$$

Des mesures à des températures intermédiaires ne diffèrent pas de plus de 0,002 deg de l'équation ci-dessus.

Les différences entre cette équation et la table des valeurs de Hoge et Arnold, et l'équation de Woolley, Scott et Brickwedde, sont indiquées à la figure 1.

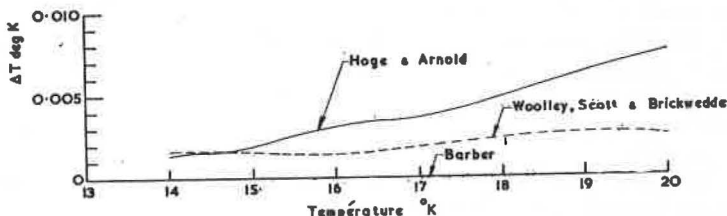


Fig. 1.

Suivant Varekamp, l'équation suivante représente les résultats de Hoge et Arnold

$$\log_{10} p = 4,63011 - \frac{44,2674}{T} + 0,021813 T - 0,000021 T^2.$$

Woolley, Scott et Brickwedde indiquent

$$\log_{10} p = 4,64392 - \frac{44,3450}{T} + 0,02093 T.$$

(reçu le 30 août 1962)

TABLEAU I
Points d'ébullition de l'hydrogène
(Températures en °K)

Valeurs publiées								Valeurs	
n-H ₂	e-H ₂	T _{réf.}	n-H ₂ (a)	e-H ₂ (a)	T _{réf.} (a)	n-H ₂ (b)	e-H ₂ (b)		
20,38		273,16	20,381	20,264	273,15	20,381	20,264		
-252,754°C	-252,871°C	273,15	20,382	20,265	273,15	20,382	20,265		
20,39		90,19	20,388	20,271	90,17	20,390 ₅	20,273 ₅		
20,390	20,273	90,19							
	20,278	90,19							
20,365		273,16 90,154	20,369	20,252	90,17	20,371	20,254		
20,393		90,19	20,388 ₅	20,271 ₅	90,17	20,391	20,274		
	20,270 ₅	273,15	20,387 ₅	20,270 ₅	273,15	20,387 ₅	20,270 ₅		
			20,383	20,266		20,384	20,267		

culées (a) Les valeurs fondées sur le point de l'oxygène ont été recalculées
 (b) " " " " " " " "
 (c) Comme en (a), mais en utilisant les coefficients du viriel de Kees
 (d) " (b) " " " " " "

ur les coefficients du viriel : [3] et [4] + 0,001 6 deg ; [5] + 0,003 1 deg

hydrogène

)

Valeurs recalculées

	e-H ₂ (b)	T _{réf.} (b)	n-H ₂ (c)	e-H ₂ (c)	T _{réf.} (c)	n-H ₂ (d)	e-H ₂ (d)	T _{réf.} (d)
1	20,264	273,15	20,381	20,264	273,15	20,381	20,264	273,15
2	20,265	273,15	20,382	20,265	273,15	20,382	20,265	273,15
0,5	20,273 ₅	90,18	20,389 ₅	20,272 ₅	90,17	20,391 ₅	20,274 ₅	90,18
1	20,254	90,18	20,372	20,255	90,17	20,374	20,257	90,18
1	20,274	90,18	20,393	20,276	90,17	20,395	20,278	90,18
7,5	20,270 ₅	273,15	20,387	20,270 ₅	273,15	20,387 ₅	20,270 ₅	273,15
4	20,267		20,384	20,267		20,385	20,268	

recalculées en adoptant 90,17°K.

" " 90,18°K.

diel de Keesom.

"

,003 1 deg ; [6] + 0,004 7 deg.

ANNEXE 18

National Physical Laboratory (Royaume-Uni)

POINTS D'ÉBULLITION DE L'HYDROGÈNE

Par C. R. BARBER

(Traduction)

Une récente détermination du point d'ébullition de l'hydrogène en équilibre dans l'échelle de température du N. P. L. a donné la valeur $20,270^{\circ}\text{K}$ (voir Annexe 17, p. 95). Dans le tableau I cette valeur est comparée à des résultats publiés antérieurement et recalculés de différentes manières. Il peut être avantageux que tous ces résultats se rapportent aux coefficients du viriel de Keesom pour les corrections du thermomètre à gaz et à une valeur commune de la température du point d'ébullition de l'oxygène, prise comme température de référence. La température du point d'ébullition de l'oxygène dans l'Échelle Internationale Pratique de Température est $-182,97^{\circ}\text{C}$ ($90,18^{\circ}\text{K}$). La meilleure valeur moyenne du point de l'oxygène déduite des mesures au thermomètre à gaz est $90,170^{\circ}\text{K}$. Il est probable que les meilleures valeurs des points d'ébullition de l'hydrogène sont données par les moyennes des colonnes (c), dans lesquelles les valeurs fondées sur le point d'ébullition de l'oxygène ont été recalculées en adoptant $90,170^{\circ}\text{K}$; toutes les valeurs ont été rapportées aux coefficients du viriel de Keesom.

(reçu le 24 septembre 1962,
révisé le 12 novembre 1962)

Institut des Mesures Physicotechniques et Radiotechniques
(U. R. S. S.)

RÉALISATION DE L'ÉCHELLE PRATIQUE
DE TEMPÉRATURE
DANS LE DOMAINE 10-90°K

Par D. I. CHAREVSKAIA, D. N. ASTROV,
A. S. BOROVIK-ROMANOV, M. P. ORLOVA et P. G. STRELKOV
(Traduction remise)

En Union Soviétique, on a légalisé l'échelle pratique pour le domaine de 10 à 90°K (*Izmeritel'naya Tekhnika*, 1959, n° 11, p. 35; n° 12, p. 28).

Au cours de la réalisation de l'échelle, on a comparé en 107 points quatre thermomètres à résistance de platine ($\alpha = 0,003925$) au thermomètre à hélium sans espace nuisible. On s'est servi de ces thermomètres comme d'un *étalon de l'échelle*. La comparaison a été effectuée dans un cryostat adiabatique.

Partant des résultats expérimentaux obtenus au cours de cette comparaison, on a calculé les tableaux d'étalonnage avec des valeurs arrondies.

Un tableau $W(T)$ et un tableau $T(W)$ indiquent la relation entre la température et la valeur moyenne de la résistance relative de tous les thermomètres du groupe. L'échelle pratique est reliée à l'Échelle Internationale Pratique de Température au point $T_{0,19} = 90,19^\circ\text{K}$. La température thermodynamique est calculée d'après la formule

$$T_{\text{therm}} - T_{\text{int}} = T_{\text{int}} \left(\frac{T_{0,19}}{90,19} - 1 \right) \pm 0,006 \text{ degré.}$$

L'étude des thermomètres au cours de sept années a montré que le changement de leurs valeurs est inférieur à l'erreur de la

reproduction des points-repères, c'est-à-dire que leur stabilité est meilleure que $\pm 0,002$ deg.

On a déterminé la température thermodynamique d'ébullition de l'hydrogène « de composition naturelle » à l'aide du thermomètre à gaz. La valeur obtenue est

$$T_{H_2} = 20,393 \pm 0,006^\circ K.$$

A la session de 1954 du Comité Consultatif de Thermométrie (*Procès-Verbaux C. I. P. M.*, 24, 1954, p. T 35 et T 141), la délégation de l'Union Soviétique a proposé d'organiser la comparaison des échelles pratiques existant dans le domaine 10 à 90°K dans le but de préparer l'extension de l'Échelle Internationale Pratique de Température jusqu'à 10°K. L'Institut des Mesures Physicotechniques a effectué la comparaison des échelles pratiques de l'U. R. S. S. et du Royaume-Uni (N. P. L.) avec les thermomètres étalons de l'U. R. S. S. dans le domaine 20 à 90°K, dans un cryostat adiabatique avec une variation de la température de l'ordre de 1×10^{-3} deg/min.

La différence entre l'échelle pratique de l'U. R. S. S. et la graduation du thermomètre N. P. L. dans ce domaine de température ne dépasse pas 0,01 deg (*Izmeritel'naya Tekhnika*, 1959, n° 8, p. 29).

(reçu en octobre 1960)

ANNEXE 20

Institut des Mesures Physicotechniques et Radiotechniques
(U. R. S. S.)

MÉTHODE DE RÉDUCTION
DES RÉSULTATS DE L'ÉTALONNAGE INDIVIDUEL
DES THERMOMÈTRES A RÉSISTANCE
A L'ÉCHELLE PRATIQUE DE TEMPÉRATURE
DANS LE DOMAINE 10-90°K

Par D. I. CHAREVSKAIA, P. G. STRELKOV,
A. S. BOROVNIK-ROMANOV, D. N. ASTROV et G. H. MOROZOVA
(Traduction remise)

La méthode de réduction des résultats obtenus au cours de l'étalonnage individuel des thermomètres se base sur l'idée actuelle de la relation entre la résistance électrique des métaux et la température. Le passage de la résistance relative mesurée W_T à celle de référence W_T^k s'effectue à l'aide de la relation suivante

$$W_T = W_T^k + \delta(1 + \beta)(1 - W_T^k) - \frac{\delta^2 \beta^2}{\delta\beta + \gamma W_T^k},$$

où

$$W_T^k = W_T' - \delta_r(1 + \beta_r)(1 - W_T') + \frac{\delta_r^2 \beta_r^2}{\delta_r \beta_r + \gamma_r [W_T' - \delta_r(1 + \beta_r)(1 - W_T')]},$$

$$\delta_r = 5 \times 10^{-4}; \quad \beta_r = 0,1; \quad \gamma_r = 0,01.$$

On a calculé dans ce travail le tableau W_T^k comme une fonction de W_T' ; δ , β et γ sont des constantes qui sont déterminées à partir des résultats de l'étalonnage des thermomètres aux points d'ébullition de l'oxygène, de l'hydrogène et de l'hélium. La recherche expérimentale faite sur la relation entre la résistance de onze sortes de platine thermométrique (différentes par leur pureté et leur

origine) et la température dans le domaine entre 10,8 et 273,15°K (90 points expérimentaux) a donné la possibilité d'évaluer l'exactitude de la méthode ainsi que les limites de son emploi.

En ce qui concerne les échantillons de platine assez pur ($W_{100^{\circ}\text{C}} \cong 1,392\ 3$), l'exactitude de la réduction est meilleure que 0,01 degré dans le domaine de 20 à 90°K et 0,02 degré au-dessous de 20°K. En se basant sur ce matériel expérimental, on a fait l'examen des méthodes simples de réduction qui sont fondées sur la possibilité d'utiliser la règle de Matthiessen exprimée par

$$W_T = W_T^0 + M(1 - W_T^0)$$

et la fonction Z pour le platine dans le domaine de 20 à 90°K, ainsi que sur les méthodes plus compliquées, celles de Los et Morrison, Van Dijk, Schultz, Barber.

On a constaté les limitations et l'exactitude insuffisante des méthodes simples de réduction. La plupart des méthodes plus compliquées n'ont pas donné non plus de résultats dont l'exactitude soit satisfaisante. Il est évident que ces méthodes ne pourraient être recommandées que pour la réduction des résultats de l'étalonnage de thermomètres fabriqués avec une certaine sorte de platine pour les températures au-dessus de 20°K.

Une exactitude satisfaisante de la réduction (0,01 degré environ dans le domaine 20 à 90°K pour les échantillons de platine assez pur, $W_{100^{\circ}\text{C}} \cong 1,392\ 31$) a été obtenue à l'aide de la méthode proposée par Barber au N. P. L. (Royaume-Uni).

Cette méthode présente toutefois les inconvénients suivants : l'impossibilité de réaliser le critère d'emploi indiqué par l'auteur, la nécessité d'un étalonnage supplémentaire au point triple de l'oxygène qui provoque des difficultés expérimentales, le manque d'un tableau de référence assez détaillé (fonction Z) sur lequel se base la méthode, et surtout l'exactitude insuffisante de la méthode aux températures inférieures à 20°K.

Les avantages de la méthode proposée dans ce travail sont : l'exactitude satisfaisante de la réduction dans tout l'intervalle de température de 90 à 10-12°K pour diverses sortes de platine, l'emploi d'un tableau détaillé arrondi, ainsi que le choix du point d'ébullition de l'hélium comme troisième point repère compte tenu que l'étalonnage à ce point est très facile.

(reçu en octobre 1960)

ANNEXE 24

Institut des Mesures Physicotechniques et Radiotechniques
(U. R. S. S.)

EXTENSION DE L'ÉCHELLE INTERNATIONALE PRATIQUE DE TEMPÉRATURE AU-DESSOUS DE — 182,97°C (90,18°K)

Par D. N. ASTROV, M. P. ORLOVA et D. I. CHAREVSKAIA
(Traduction remise)

Au cours des dernières années, on a discuté assez largement la question de l'extension de l'Échelle Internationale Pratique de Température au-dessous du point d'ébullition de l'oxygène. Pour le moment, il y a quatre échelles de température, basées sur des mesures au thermomètre à gaz : l'échelle du N. B. S., de la P. S. U., de l'I. M. P. R. et du N. P. L. Le thermomètre à résistance de platine est un instrument d'interpolation pour toutes ces échelles et pour l'Échelle Internationale Pratique de Température au-dessus de 90,18°K.

La relation entre le thermomètre à résistance de platine et la température thermodynamique, pour toutes les échelles nationales, est obtenue au moyen de mesures au thermomètre à gaz. Pour établir une échelle pratique dans ce domaine, il faut une méthode et une formule d'interpolation à l'aide desquelles on puisse étalonner des thermomètres avec une précision qui ne soit pas inférieure à la précision obtenue lors de l'établissement des échelles thermodynamiques.

PROPOSITIONS

1. Des recherches, faites dans des laboratoires nationaux, donnent à présent la possibilité d'étendre l'Échelle Internationale Pratique de Température dans le domaine au-dessous du point d'ébullition normal de l'oxygène.

2. Il faut étendre l'Échelle Internationale Pratique en se fondant sur la table étalon $W(T) = \frac{R_T}{R_{0^\circ\text{C}}}$ comme une moyenne et lisser les tables existantes des échelles nationales.

3. La reproduction de l'Échelle Internationale Pratique de Température dans le domaine 90,18 à 10°K doit s'effectuer en se basant sur les points-repères d'ébullition de l'oxygène, de l'hydrogène et de l'hélium (1) au moyen de la réduction à la table étalon des indications du thermomètre à résistance de platine avec $W_{100^\circ\text{C}} \cong 1,392\ 5$ à l'aide d'une méthode commune pour tout le domaine des températures.

Les écarts de l'échelle pratique ainsi établie dans les laboratoires nationaux ne dépasseront pas 0,01 deg.

4. Il faut adopter un texte définitif de réalisation de l'Échelle Internationale Pratique de Température dans le domaine 90,18 à 10°K après l'exécution d'une comparaison des échelles nationales.

Nous pensons qu'il serait utile à l'avenir d'effectuer des études supplémentaires dans le but d'établir une table de la fonction $W(T)$ pour le platine idéal, afin qu'elle puisse remplacer la table étalon $W^{\text{st}}(T)$, en utilisant une méthode commune de réduction, fondée sur la théorie actuelle des métaux, pour tout le domaine des températures.

ARGUMENTATION DES PROPOSITIONS (2)

L'échelle I. M. P. R. qui est déjà en usage depuis quelques années est assez commode en pratique.

Pour établir l'échelle de température, on a utilisé un groupe de thermomètres à résistance de platine étalonnés au moyen du thermomètre à gaz. Les thermomètres à résistance de platine qui constituent un groupe étalon ont été fabriqués avec du platine spectralement pur IONCH-6. Chacun de ces thermomètres avait $R_0 \approx 100\ \Omega$ et $W_{100^\circ\text{C}} = 1,392\ 5$. Leur stabilité a été suivie pendant sept années; la reproductibilité de leurs indications est meilleure que $\pm 0,002$ deg.

Pour les mesures, on a utilisé le thermomètre à gaz rempli d'hélium sans espace nuisible, ce qui présente un avantage consi-

(1) Le mode de réalisation des points-repères devrait être spécifié.

(2) L'Échelle I. M. P. R. a été établie en 1954 à partir de $T_0 = 90,19^\circ\text{K}$ et $T_0 = 273,16^\circ\text{K}$. Toutes les valeurs numériques des mesures faites au thermomètre à gaz sont réduites à partir de $T_0 = 273,16^\circ\text{K}$.

dérable par rapport au modèle ordinaire qui oblige à appliquer une plus grande correction instrumentale. La particularité de construction de ce thermomètre consiste en une membrane

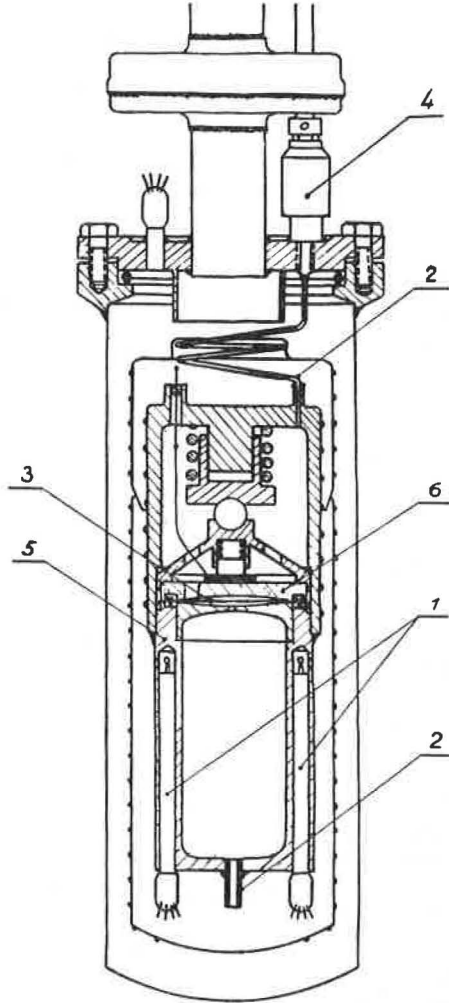


Fig. 1.

sensible qui est en même temps la paroi du réservoir du thermomètre à gaz (fig. 1).

La comparaison des thermomètres à résistance de platine avec les thermomètres à gaz a été effectuée dans l'intervalle 10,7 à 94,9°K pour 107 températures différentes dans un cryostat

adiabatique. La dérive de la température était inférieure à 1×10^{-4} deg/min. La température d'ébullition de l'oxygène a été choisie comme point-repère initial.

Les résultats des mesures ont été corrigés pour tenir compte de la dilatation du réservoir du thermomètre à gaz et du fait que le gaz n'était pas parfait.

L'établissement de la table lissée des valeurs $W(T)$ du groupe des thermomètres à résistance de platine est le résultat de ce travail. Dans le domaine des températures de 10 à 15°K, on a utilisé la formule d'interpolation

$$W \times 10^6 = 439,31 + 2,3970 T^2 + 0,00099060 T^3.$$

Au-dessus de 15°K, on a employé en première approximation la table de Hoge et Brickwedde. On a utilisé ensuite une méthode de lissage des différences secondes. L'écart entre les valeurs expérimentales et celles tirées de la table est de $\pm 5 \times 10^{-3}$ deg.

Pour l'usage pratique, la table $W^s(T)$ a été recalculée d'après la méthode d'interpolation inverse en $T = f(W^s)$ (voir Appendice I).

En tenant compte de toutes les erreurs, on peut constater que la température thermodynamique T_{th} est liée à la température pratique T_{pr} par la formule

$$T_{th} = T_{pr} + T_{pr} \left(\frac{T_{0_2}}{90,19} - 1 \right) \pm \tau_1 + \delta,$$

où T_{0_2} est la valeur précisée du point d'ébullition de l'oxygène; τ_1 est l'erreur totale de l'échelle : 0,006 deg; δ est la correction systématique tenant compte des nouvelles valeurs de la dilatabilité du cuivre (voir Appendice II).

L'échelle pratique existante est liée à l'Échelle Internationale Pratique de Température par la valeur numérique du point d'ébullition de l'oxygène (voir Appendice III).

Au cours de l'établissement de l'échelle, une mesure de la température d'ébullition de l'hydrogène de composition naturelle (25 % de parahydrogène) a été faite dans l'échelle pratique en usage; on a obtenu $T_{H_2} = 20,393 \pm 0,003^\circ\text{K}$ (voir Appendice IV).

On a mesuré les températures des changements de phases dans l'oxygène solide (voir Appendice V). Les deux températures des changements de phases, 54,4°K (point triple) et 43,8°K (passage $\beta \rightarrow \alpha$), présentent un certain intérêt au point de vue de la thermométrie. Les chaleurs de transformation de ces deux changements de phases sont grandes et on peut maintenir constante la température de changement assez longtemps au moyen de la méthode de compensation des pertes thermiques.

Les valeurs suivantes des températures des changements de phases dans l'oxygène ont été obtenues :

pour le passage $\beta \rightarrow \alpha$: $T = 43,818 \pm 0,004^\circ\text{K}$;

pour le point triple : $T = 54,365 \pm 0,004^\circ\text{K}$.

La relation entre la température et la résistance de dix thermomètres à résistance de platine d'origine et de pureté différentes a été étudiée dans le domaine 10 à 90°K, en vue du choix d'une méthode de réduction des indications des thermomètres à la table étalon (*voir* Appendice VI).

Sur la base des résultats obtenus expérimentalement, nous avons examiné la possibilité d'appliquer des méthodes de réduction différentes.

a. Méthodes simples. — La méthode de réduction de Nernst-Matthiessen à une seule constante (étalonnage à la température d'ébullition de l'oxygène) assure une précision de quelques millièmes de degré dans le domaine de température de 90°K à 40–50°K, et pour les thermomètres étalons jusqu'à 30°K. Cette méthode n'est pas satisfaisante aux températures plus basses.

L'emploi de la règle de Matthiessen à deux constantes (étalonnage aux températures d'ébullition de l'oxygène et de l'hydrogène), c'est-à-dire la fonction Z, n'assure pas non plus une précision satisfaisante dans tout le domaine des températures de 20 à 90°K.

En comparant les méthodes de réduction fondées sur la fonction Z et sur la fonction W (T), nous en avons conclu que cette dernière fonction a certains avantages :

1. La fonction W (T) donne plus exactement la relation entre la résistance du métal et la température.
2. L'application de la fonction Z est limitée par le point d'étalonnage inférieur.
3. Près de la limite inférieure de l'intervalle de température, la précision de la définition d'après la fonction Z est plus faible que celle fournie par la fonction W (T).
4. L'emploi de la fonction Z dans le domaine des températures au-dessus de 50°K nécessite l'étalonnage des thermomètres au point d'ébullition de l'hydrogène.

b. Méthodes plus compliquées. — Les méthodes de réduction plus compliquées proposées par Los et Morisson, Van Dijk et Schultz, n'ont pas donné de résultats satisfaisants, même pour le thermomètre à résistance de platine de haute pureté qui diffère du platine étalon, quand on fait la comparaison des valeurs calculées et expérimentales.

La méthode de réduction de Barber à l'aide de la fonction Z assure une précision meilleure que 0,01 deg dans le domaine de 20 à 90°K pour un platine suffisamment pur. Cette méthode ne donne pas de résultats aussi satisfaisants pour les températures au-dessous de 20°K. Pourtant, il est nécessaire d'étalonner le thermomètre au point triple de l'oxygène (correction quadratique) ou aux points d'ébullition du néon et de l'azote (correction cubique). Ainsi, cette méthode n'est applicable, pour des thermomètres de platine très pur, que dans un domaine de température assez limité et elle impose aux thermomètres un étalonnage en de nombreux points; elle a, en outre, les défauts communs à toutes les méthodes de réduction faisant intervenir la fonction Z.

Actuellement, nous utilisons une méthode basée sur la théorie générale des écarts à la règle de Matthiessen de la relation température-résistance du métal (*voir* Appendice VII). La formule approximative suivante pour la réduction à la table étalon a été proposée

$$(1) \quad W_T = W_T^k + \delta(1 + \eta)(1 - W_T^k) - \frac{\eta^2 \delta^2}{\eta \delta + \gamma W_T^k},$$

où W_T^k est la table de la fonction $W(T)$ pour le platine « idéal » dans notre approximation;

δ , γ , η sont les constantes obtenues lors de l'étalonnage du thermomètre aux points d'ébullition de l'hélium, de l'hydrogène et de l'oxygène. Pour que cette méthode soit applicable, il est nécessaire que les constantes de la formule de réduction soient positives.

Il faut noter que les deux premiers termes de la formule (1) coïncident avec ceux de la formule de Nernst-Matthiessen et on peut considérer le troisième terme comme un terme correctif.

Nos résultats montrent que la précision de la réduction au moyen de cette méthode est d'environ 0,01 deg pour les thermomètres à résistance de platine suffisamment pur : $W_{100^\circ\text{C}} \cong 1,3924$ dans tout le domaine de température de 10 à 90°K (*fig.* 2, points ○).

On peut aussi utiliser comme point d'étalonnage supérieur le point triple de l'oxygène (*fig.* 2, points ●).

Pour des thermomètres construits avec la même sorte de platine, on peut ne faire l'étalonnage qu'une fois au point d'ébullition de l'hélium et l'étalonnage des autres thermomètres en deux points seulement.

Ainsi, la méthode proposée est la plus simple des méthodes de réduction à une constante dans le domaine de température où la règle de Matthiessen est applicable. Cette méthode tient compte des écarts à la règle de Matthiessen dans le domaine des températures les plus basses, tout en assurant une précision de réduc-

tion satisfaisante dans le domaine de température au-dessous du point d'ébullition de l'oxygène, domaine où la thermométrie à résistance de platine est utilisable pour un grand nombre de

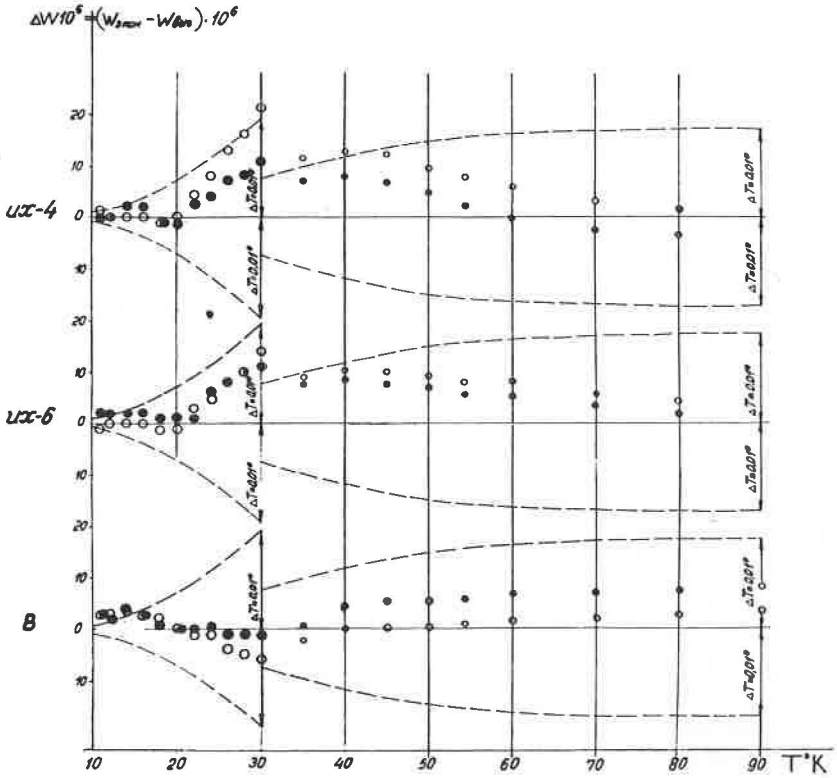


Fig. 2.

thermomètres en platine pur, où un seul étalonnage en un point facile à réaliser est nécessaire.

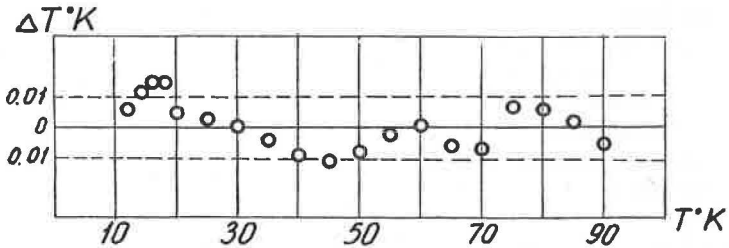


Fig. 3.

Ces derniers temps, nous avons eu la possibilité de comparer l'échelle N. B. S. avec l'échelle I. M. P. R. en étalonnant le thermomètre G_2 à notre groupe étalon de thermomètres dans un cryostat adiabatique dans le domaine de 10 à 90°K. Puisque le thermomètre G_2 avait été étalonné par rapport aux thermomètres du N. B. S. (*fig. 3*), nous avons pu ainsi comparer les échelles du N. B. S. et de l'I. M. P. R.

Ainsi, une série de travaux exécutés à l'I. M. P. R. à propos de l'établissement de l'échelle pratique de température dans le domaine de 10 à 90°K, nous a donné la possibilité de présenter les propositions indiquées ci-dessus.

(reçu le 13 septembre 1962)

APPENDICE I.

Table étalon de la fonction $T = f(W)$ pour le domaine 10 à 90°K

W	T	Δ^1	Δ^2	W	T	Δ^1	Δ^2	W	T	Δ^1	Δ^2
0,000780	10,0180	0,1985	-0,0026	0,001260	13,2269	0,0920	-0,0026	0,002150	16,1790	0,1242	-0,0026
0,000800	10,2175	0,1999	0,0018	0,001280	13,3189	0,0902	0,0018	0,002200	16,3032	0,1214	0,0028
0,000820	10,4074	0,1811	0,0018	0,001300	13,4091	0,0884	0,0018	0,002250	16,4246	0,1188	0,0030
0,000840	10,5885	0,1785	0,0017	0,001320	13,4975	0,0868	0,0017	0,002300	16,5404	0,1163	0,0032
0,000860	10,7620	0,1663	0,0017	0,001340	13,5841	0,0851	0,0017	0,002350	16,6597	0,1140	0,0034
0,000880	10,9283	0,1593	0,0017	0,001360	13,6690	0,0832	0,0017	0,002400	16,7737	0,1117	0,0036
0,000900	11,0876	0,1532	0,0016	0,001380	13,7522	0,0816	0,0016	0,002450	16,8854	0,1096	0,0038
0,000920	11,2468	0,1476	0,0016	0,001400	13,8338	0,0816	0,0016	0,002500	16,9950	0,1076	0,0040
0,000940	11,3984	0,1423	0,0016	0,001420	13,9138	0,0816	0,0016	0,002550	17,1026	0,1057	0,0042
0,000960	11,5507	0,1375	0,0016	0,001440	14,0314	0,0804	0,0016	0,002600	17,2083	0,1038	0,0044
0,000980	11,6982	0,1331	0,0016	0,001460	14,1450	0,0804	0,0016	0,002650	17,3121	0,1020	0,0046
0,010000	11,8013	0,1289	0,0016	0,001480	14,2208	0,0817	0,0017	0,002700	17,4141	0,1003	0,0048
0,010100	11,9302	0,1249	0,0016	0,001500	14,4025	0,0808	0,0016	0,002750	17,5144	0,0987	0,0050
0,010200	12,0551	0,1211	0,0016	0,001520	14,5774	0,0803	0,0016	0,002800	17,6131	0,0972	0,0052
0,010300	12,1762	0,1177	0,0016	0,001540	14,7460	0,0807	0,0016	0,002850	17,7103	0,0958	0,0054
0,010400	12,2939	0,1146	0,0016	0,001560	14,9089	0,0812	0,0016	0,002900	17,8061	0,0944	0,0056
0,010500	12,4085	0,1115	0,0016	0,001580	15,0665	0,0816	0,0016	0,002950	17,9000	0,0930	0,0058
0,010600	12,5200	0,1085	0,0016	0,001600	15,2193	0,0820	0,0016	0,003000	18,0000	0,0916	0,0060
0,010700	12,6285	0,1057	0,0016	0,001620	15,3677	0,0824	0,0016	0,003050	18,0881	0,0903	0,0062
0,010800	12,7342	0,1032	0,0016	0,001640	15,5118	0,0828	0,0016	0,003100	18,1754	0,0890	0,0064
0,010900	12,8374	0,1008	0,0016	0,001660	15,6520	0,0832	0,0016	0,003150	18,2644	0,0877	0,0066
0,011000	12,9382	0,0985	0,0016	0,001680	15,7987	0,0836	0,0016	0,003200	18,3521	0,0865	0,0068
0,011100	13,0367	0,0962	0,0016	0,001700	15,9219	0,0840	0,0016	0,003250	18,4386	0,0853	0,0070
0,011200	13,1329	0,0940	0,0016	0,001720	16,0519	0,0844	0,0016	0,003300	18,5239	0,0842	0,0072
0,011300	13,2269	0,0920	0,0016	0,001740	16,1790	0,0848	0,0016	0,003350	18,6081	0,0831	0,0074

Table étalon T = f(W) (suite)

W	T	Δ ²	W	T	Δ ¹	Δ ²	W	T	Δ ¹	Δ ²	W	T	Δ ¹	Δ ²
,0,004550	20,3722	,0,0006	,0,005100	22,4791	,0,1002	-0,0012	,0,008900	24,6307	0,0802	-0,0006	,0,012600	27,3394	0,1271	-0,0013
,004600	20,4372	,0006	,005200	22,5793	,0911	,0011	,009100	24,7109	,0796	,0006	,012800	27,4663	,1259	,0012
,004650	20,5016	,0006	,005300	22,6784	,0820	,0011	,009200	24,7905	,0790	,0006	,013000	27,5924	,1247	,0012
,004700	20,5654	,0006	,005400	22,7764	,0729	,0011	,009300	24,8695	,0784	,0006	,013200	27,7171	,1235	,0012
,004750	20,6286	,0006	,005500	22,8733	,0638	,0010	,009400	24,9479	,0779	,0005	,013400	27,8406	,1224	,0011
,004800	20,6912	,0005	,005600	22,9692	,0547	,0010	,009500	25,0258	,0774	,0005	,013600	27,9630	,1213	,0011
,004850	20,7533	,0005	,005700	23,0641	,0456	,0010	,009600	25,1032	,0774	,0005	,013800	28,0843	,1203	,0010
,004900	20,8149	,0005	,005800	23,1580	,0365	,0009	,009700	25,1802	,0774	,0005	,014000	28,2046	,1193	,0010
,004950	20,8761	,0005	,005900	23,2519	,0274	,0009	,009800	25,2563	,1331	,0020	,014200	28,3239	,1183	,0010
,005000	20,9366	,0005	,007200	23,3451	,0182	,0009	,009900	25,3323	,1511	,0020	,014400	28,4422	,1173	,0010
,005050	20,9966	,0005	,007300	23,4383	,0091	,0008	,009800	25,4074	,1491	,0020	,014600	28,5595	,1163	,0010
,005100	21,0568	,1202	,007400	23,5314	,0000	,0008	,010000	25,5565	,1471	,0020	,014800	28,6758	,1153	,0010
,005200	21,1751	,1166	,007500	23,6247	,0000	,0008	,010200	25,7036	,1452	,0019	,015000	28,7911	,1143	,0010
,005300	21,2917	,1159	,007600	23,7181	,0000	,0008	,010400	25,8488	,1434	,0018	,015200	28,9054	,1134	,0009
,005400	21,4067	,1135	,007700	23,8113	,0000	,0008	,010600	25,9922	,1416	,0018	,015400	29,0188	,1125	,0009
,005500	21,5202	,1120	,007800	23,9046	,0000	,0008	,010800	26,1338	,1399	,0017	,015600	29,1313	,1116	,0009
,005600	21,6322	,1106	,007900	24,0547	,0000	,0007	,011000	26,2737	,1383	,0016	,015800	29,2429	,1108	,0008
,005700	21,7428	,1092	,008100	24,0504	,0000	,0007	,011200	26,4120	,1368	,0015	,016000	29,3537	,1100	,0008
,005800	21,8520	,1078	,008200	24,1354	,0000	,0007	,011400	26,5488	,1353	,0015	,016200	29,4637	,1092	,0008
,005900	21,9598	,1064	,008300	24,2197	,0000	,0007	,011600	26,6841	,1338	,0015	,016400	29,5729	,1085	,0007
,006000	22,0662	,1051	,008400	24,3033	,0000	,0007	,011800	26,8179	,1324	,0014	,016600	29,6814	,1078	,0007
,006100	22,1713	,1038	,008500	24,3862	,0000	,0007	,012000	26,9503	,1310	,0014	,016800	29,7892	,1071	,0007
,006200	22,2751	,1026	,008600	24,4684	,0000	,0007	,012200	27,0813	,1297	,0013	,017000	29,8963	,1064	,0007
,006300	22,3777	,1014	,008700	24,5499	,0000	,0007	,012400	27,2110	,1284	,0013	,017200	30,0027	,1057	,0007
,006400	22,4791	,1002	,008800	24,6307	,0002	,0006	,012600	27,3394	,1271	,0013	,017400	30,1084	,1050	,0007

Table étalon $T = f(W)$ (suite)

W	T	Δ^2	W	T	Δ^2	W	T	Δ^2	W	T	Δ^2	W	T	Δ^2
,017400	30,1081	,01050	,022260	32,4598	-,00004	,027780	34,7517	0,2038	-,00018	,038900	39,2312	0,1718	-,00069	
,017600	30,2134	,1043	,022400	32,5313	,0015	,038000	34,9555	,2020	,0018	,040000	39,4030	,1709	,00069	
,017800	30,3177	,1686	,022500	32,6424	,0911	,028500	35,1575	,2002	,0018	,040000	39,5789	,1700	,00069	
,018000	30,4213	,1686	,022600	32,7531	,0903	,029000	35,3577	,1984	,0018	,041000	39,7489	,1691	,00069	
,018200	30,5242	,1022	,023000	32,8234	,0899	,029500	35,5561	,1967	,0017	,041500	39,9130	,1682	,00069	
,018400	30,6264	,1016	,023200	32,9133	,0894	,030000	35,7528	,1951	,0016	,042000	40,0812	,1673	,00069	
,018600	30,7280	,1010	,023400	33,0027	,0890	,030500	35,9479	,1936	,0015	,042500	40,2485	,1664	,00069	
,018800	30,8290	,1004	,023600	33,0917	,0886	,031000	36,1415	,1921	,0015	,043000	40,4149	,1656	,00069	
,019000	30,9294	,0998	,023800	33,1803	,0882	,031500	36,3336	,1906	,0015	,043500	40,5805	,1648	,00069	
,019200	31,0292	,0992	,024000	33,2685	,0878	,032000	36,5242	,1891	,0015	,044000	40,7453	,1640	,00069	
,019400	31,1284	,0986	,024200	33,3563	,0874	,032500	36,7133	,1877	,0014	,044500	40,9093	,1632	,00069	
,019600	31,2270	,0980	,024400	33,4437	,0870	,033000	36,9010	,1863	,0013	,045000	41,0721	,1625	,00069	
,019800	31,3250	,0874	,024600	33,5307	,0866	,033500	37,0873	,1850	,0012	,045500	41,2350	,1618	,00069	
,020000	31,4224	,0868	,024800	33,6173	,0862	,034000	37,2723	,1838	,0012	,046000	41,3988	,1611	,00069	
,020200	31,5192	,0863	,025000	33,7035	,0858	,034500	37,4561	,1826	,0012	,046500	41,5579	,1604	,00069	
,020400	31,6155	,0858	,025200	33,7893	,0854	,035000	37,6387	,1814	,0012	,047000	41,7189	,1597	,00069	
,020600	31,7113	,0853	,025400	33,8747	,0850	,035500	37,8201	,1802	,0011	,047500	41,8790	,1590	,00069	
,020800	31,8066	,0848	,025600	33,9597	,0847	,036000	38,0003	,1791	,0011	,048000	42,0370	,1583	,00069	
,021000	31,9014	,0843	,025800	34,0444	,0844	,036500	38,1794	,1780	,0011	,048500	42,1953	,1576	,00069	
,021200	31,9957	,0838	,026000	34,1288		,037000	38,3574	,1769	,0011	,049000	42,3529	,1570	,00069	
,021400	32,0895	,0833	,026200	34,2128	,2068	,037500	38,5343	,1758	,0011	,049500	42,5100	,1564	,00069	
,021600	32,1828	,0828	,026400	34,2966	,2075	,038000	38,7101	,1747	,0010	,050000	42,6663	,1558	,00069	
,021800	32,2759	,0823	,026500	34,3806	,2075	,038500	38,8848	,1737	,0010	,050500	42,8221	,1552	,00069	
,022000	32,3679	,0819	,027000	34,5461	,2056	,039000	39,0595	,1727	,0010	,051000	42,9773	,1546	,00069	
,022200	32,4598	,0815	,027500	34,7117	,2038	,039500	39,2312	,1718	,0009	,051500	43,1319	,1540	,00069	

Table étalon T = f(W) (suite)

W	T	Δ ¹	Δ ²	W	T	Δ ¹	Δ ²
0,194000	78,7004		-0,0007	0,230000	86,9957		
,196000	79,6238	0,9234	,0006	,234000	87,9163	,9206	+0,0001
,202000	80,5466	,9228	,0005	,238000	88,8370	,9207	,0002
,206000	81,4689	,9223	,0004	,242000	89,7579	,9209	,0003
,210000	82,3908	,9219	,0004	,246000	90,6791	,9212	,0004
,214000	83,3123	,9215	,0003	,250000	91,6007	,9216	,0005
,218000	84,2335	,9212	,0003	,254000	92,5228	,9221	,0005
,222000	85,1544	,9209	,0002	,258000	93,4454	,9226	,0006
,226000	86,0751	,9207	,0001	,262000	94,3686	,9232	,0007
,230000	86,9957	,9206		,266000	95,2925	,9239	

APPENDICE II.

**APPENDICE II. - Correction tenant compte des nouvelles valeurs
de la dilatabilité du cuivre**

$$\delta = 10^{-3} [\Delta T_{\alpha}(1960) - \Delta T_{\alpha}(1954)]$$

T(°K)	δ	T(°K)	δ	T(°K)	δ
10	1,2	38	- 2,0	66	- 7,1
12	1,4	40	- 2,5	68	- 7,1
14	1,4	42	- 3,0	70	- 7,0
16	1,5	44	- 3,6	72	- 6,9
18	1,5	46	- 4,2	74	- 6,4
20	1,4	48	- 4,8	76	- 6,1
22	1,2	50	- 5,3	78	- 5,6
24	1,0	52	- 5,7	80	- 4,8
26	0,7	54	- 6,1	82	- 4,2
28	0,3	56	- 6,5	84	- 3,2
30	- 0,1	58	- 6,8	86	- 2,9
32	- 0,5	60	- 7,0	88	- 1,7
34	- 1,0	62	- 7,1	90	- 0,1
36	- 1,5	64	- 7,1		

APPENDICE III. — Écart
entre l'Échelle Internationale Pratique de Température,
l'échelle I. M. P. R. et l'échelle thermodynamique
près du point d'ébullition de l'oxygène

L'échelle adoptée dans le domaine de 10 à 90°K, basée sur l'étalonnage de thermomètres à résistance de platine d'après le thermomètre à gaz, coïncide avec l'E. I. P. T. au point d'ébullition de l'oxygène (90,19°K en

prenant $T_0 = 273,16^{\circ}\text{K}$), parce que ce point a été choisi comme point de départ pour étendre l'échelle pratique vers les basses températures.

Nos recherches ont montré que l'E. I. P. T. s'écarte d'une manière sensible de l'échelle d'un groupe-étalon dans le domaine de $90-95^{\circ}\text{K}$ (fig. 4). La différence entre l'échelle I. M. P. R. et l'E. I. P. T. atteint $0,01$ deg à 95°K , c'est-à-dire qu'elle dépasse toutes les erreurs expérimentales de mesures directes, ainsi que les écarts possibles de notre étalonnage par rapport à l'échelle thermodynamique. On révèle ainsi la limitation de l'utilité de la formule d'interpolation de l'E. I. P. T. près de 90°K .

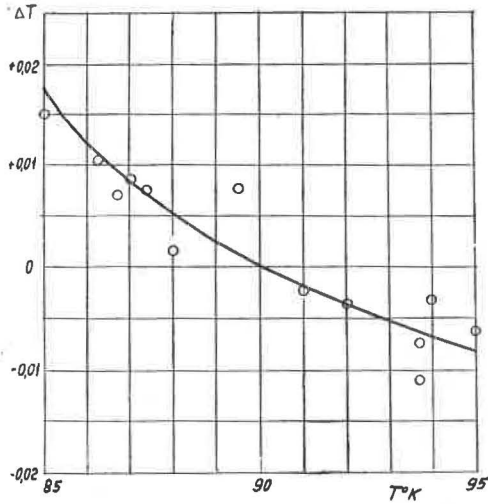


Fig. 4.

Les comparaisons entre l'E. I. P. T. et l'échelle thermodynamique ont été faites autrefois, mais pas d'une manière détaillée et probablement avec une précision insuffisante. On a étudié la différence des échelles dans le domaine des températures plus élevées; les recherches ont été arrêtées loin du point d'ébullition de l'oxygène. Heuse et Otto ont trouvé que la différence ($t_{int} - t_{th}$) est toujours négative pour les températures comprises entre 0 et -130°C , la valeur minimale se trouvant à -80°C . Keesom et Dammers ont étudié cette différence jusqu'à -150°C et ont établi que près de -115°C cette différence changeait de signe et atteignait environ $+0,02$ deg à -150°C . Il n'y a pas encore de données expérimentales au-dessous de -150°C (123°K).

L'écart de l'E. I. P. T. par rapport à l'échelle thermodynamique que nous avons trouvé est apparu parce que la courbe $W(T)$ a un point d'inflexion à $87-89^{\circ}\text{K}$ et sa courbure change de signe (fig. 5). Il est peu probable que la formule d'interpolation de l'E. I. P. T. puisse être en bon accord avec la fonction $W(T)$ près de ce point d'inflexion. Les graphiques des dérivées dW/dT confirment tout ce qui précède (fig. 6). Nous voyons que les dérivées calculées pour le groupe-étalon de platine ICh-6 d'après

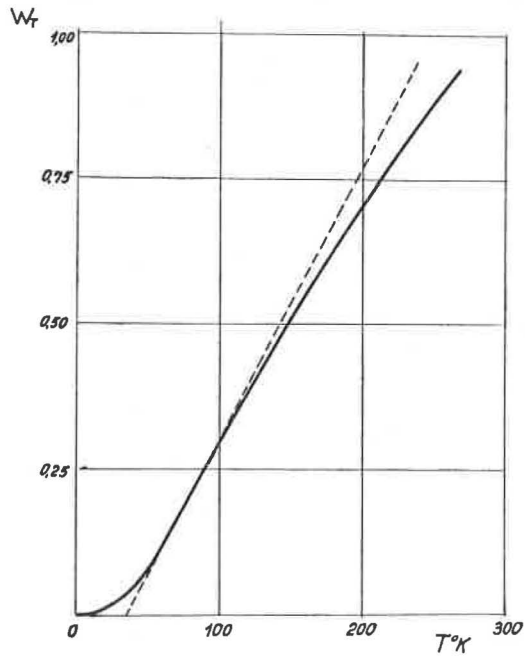


Fig. 5.

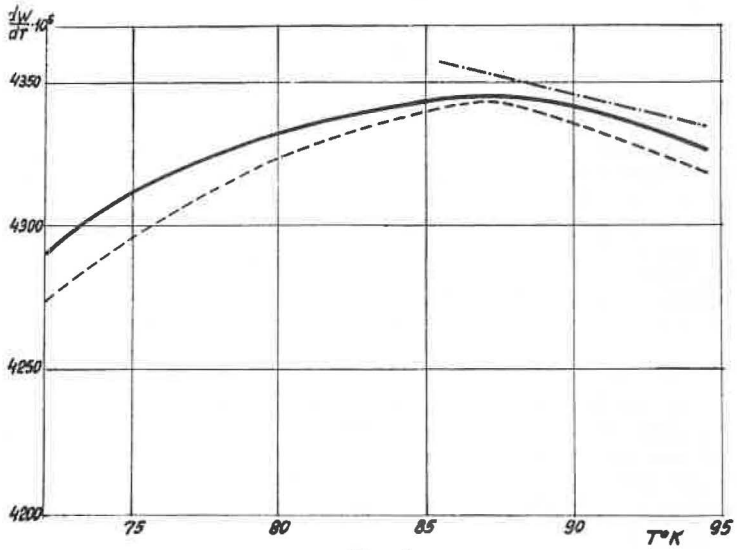


Fig. 6.

les formules de l'E. I. P. T., diffèrent des dérivées de nos tableaux d'étalonnage de 0,2 % à 90°K. Cette différence augmente si la température baisse.

Ainsi, malgré la concordance des valeurs W_T dans l'échelle I. M. P. R. et dans l'E. I. P. T. à 90,19°K, les dérivées dW/dT diffèrent de 0,2 % à ce point. Nous ne pensons pas qu'il soit rationnel d'ajuster les différences des échelles d'après la valeur de leurs dérivées comme Hoge et Brickwedde l'ont fait, parce que cela peut changer la courbe des dérivées (voir la courbe en pointillé sur la figure 6). On peut supposer qu'il est possible d'établir dans le domaine 90–273°K une meilleure échelle pratique qui coïnciderait mieux avec l'échelle thermodynamique. Il est possible aussi qu'il y ait des raisons pour renoncer aux formules d'interpolation à puissances et pour établir l'échelle d'après la table étalon et la formule de réduction. Comme au-dessus de 90,19°K la relation température-résistance du platine suit la règle de Matthiessen, on peut évidemment utiliser une formule de réduction à une constante

$$W_t = W_t^{st} + M(1 - W_t^{st}),$$

où M est définie par un étalonnage aux points d'ébullition de l'oxygène et de fusion de la glace.

APPENDICE IV. — *Température d'ébullition de l'hydrogène « de composition naturelle »*

Les thermomètres du groupe-étalon de l'I. M. P. R. ont été étalonnés au point d'ébullition de l'hydrogène « de composition naturelle ». Cela a permis de définir la température d'ébullition de l'hydrogène; dans ce but, on a fait cinq déterminations parallèles dans un cryostat de W_T de l'étalon et de T d'après le thermomètre à gaz.

Nous avons obtenu pour la température du point d'ébullition de l'hydrogène « de composition naturelle » (25 % de parahydrogène) $T_{H_2} = 20,39_3 \pm 0,006^\circ\text{K}$ (avec probabilité 0,9). La température du point d'ébullition de l'oxygène admise est 90,19°K, en prenant $T_0 = 273,16^\circ\text{K}$. L'erreur totale indiquée comprend les erreurs dans la détermination de la température au thermomètre à gaz ainsi que les erreurs d'étalonnage.

Il faut comparer cette valeur à celle que nous avons obtenue en 1950–1951 lors de la détermination du point d'ébullition de l'hydrogène « de composition naturelle », en confrontant directement les indications du thermomètre à gaz et la tension de vapeur saturante. Nous avons alors obtenu $T_{H_2} = 20,38 \pm 0,007^\circ\text{K}$ (avec probabilité 0,9).

Nous préférons les valeurs de 1954 pour les raisons suivantes : 1° Lors des mesures de 1951, le manomètre n'était pas thermostaté : il a fallu introduire de fortes corrections pour tenir compte des différences de température le long des tubes manométriques; 2° Le modèle du thermomètre à gaz a été profondément amélioré en 1954; 3° La détermination de la constante du thermomètre à gaz a été effectuée plus soigneusement en 1954.

D'après la table $T(W)$, le point d'ébullition de l'hydrogène « de composition naturelle » est $T = 20,39,0^{\circ}\text{K}$ pour le groupe-étalon. La différence entre la valeur de la table et celle des mesures est $0,002$ deg, ce qui se trouve dans les limites d'erreur.

Dans notre échelle pratique, la température du point d'ébullition de l'hydrogène « de composition naturelle » est $T = 20,39 \pm 0,003^{\circ}\text{K}$ (pour $T_0 = 273,16^{\circ}\text{K}$).

Le tableau I donne le résumé des valeurs de la température d'ébullition de l'hydrogène « de composition naturelle » après la découverte du phénomène de conversion ortho-para.

TABLEAU I

Auteurs	$T(^{\circ}\text{K})$	
	$(T_0 = 273,16^{\circ}\text{K})$	Date
Henning	20,43	1927
Keesom, Bijl et Van der Horst.....	20,38	1931
Heuse et Otto.....	20,38	1931
Hoge et Brickwedde.....	20,39	1939
Borovik-Romanov, Strelkov	20,38	1952
Moessen et Aston (*)	20,373	1954
Borovik-Romanov, Orlova, Strelkov.....	20,39	1954

(*) Recalculé avec $T_{0,1} = 90,154^{\circ}\text{K}$.

APPENDICE V. — *Reproductibilité des températures de changements de phases de l'oxygène solide*

Les températures de changements de phases dans l'oxygène solide ont été mesurées par la méthode calorimétrique.

Le point triple de l'oxygène et le changement de phase supérieur de l'oxygène solide ($54,3^{\circ}\text{K}$ et $43,8^{\circ}\text{K}$) sont des repères de température commodes pour l'établissement des échelles de température dans le domaine au-dessous de 90°K . En outre, à ces changements de phases correspondent de grandes chaleurs de transformation, $L = 106$ et 177 cal/mol.

A cause de la mauvaise conductibilité thermique de l'oxygène, la méthode thermométrique ne donne pas une grande reproductibilité des températures. C'est pourquoi nous avons utilisé la méthode calorimétrique qui donne une grande reproductibilité des valeurs avec des temps de compensation très courts. On a utilisé un calorimètre à vide sans protection adiabatique, ce qui facilitait les recherches sans altérer les résultats.

Grâce à la grande chaleur de transformation, les températures sont suffisamment stables. Pendant une demi-heure de mesure, la température change de $0,0015$ deg environ à la température du changement de phase.

Le tableau II donne les valeurs des températures du changement de phases et du point triple de l'oxygène solide, à partir de 1911.

TABEAU II

Auteurs	T (°K) ($T_0 = 273,16^\circ\text{K}$)	Date
<i>Changement de phase supérieur</i>		
Euken	42,5	1916
Clausius	43,5	1929
Giauque et Johnson	43,76	1929
Aoyama et Kanda	43,70	1935
Hoge	43,8	1950
Orlova	43,818	1959
<i>Point triple</i>		
Onnes et Crommelin	54,7	1911
Dewar	54	1911
Euken	54,1	1916
Giauque et Johnson	54,39	1929
Justin	54,24	1931
Aoyama et Kanda	54,40	1935
Lisman et Keesom	54,325	1935
Henning et Otto	54,33	1936
Hoge	54,363	1950
Orlova	54,365	1959

APPENDICE VI. — *Analyse de différentes méthodes de réduction des indications des thermomètres à résistance de platine à la Table étalon sur la base de nos données expérimentales*

Nous avons comparé les résultats de l'étude expérimentale d'une relation température-résistance de 10 sortes de platine de pureté et d'origine différentes dans le domaine 10 à 90°K, avec les valeurs calculées obtenues à l'aide des méthodes de réduction simples et compliquées.

Sur la figure 7 sont représentées les courbes (×) des différences $\Delta W_T^x = W_{\text{Mcalc}}^x - W_{\text{exp}}^x$ (en équivalent de température) en fonction de T

$$W_{\text{Mcalc}}^x = W_T^{s'l} + M^x(1 - W_T^{s'l}),$$

où M^x provient de l'étalonnage du thermomètre à 90,19°K et 273,16°K. Pour toutes les sortes de platine étudiées, cette méthode assure une réduction à la table étalon à moins de 0,01 deg dans tous les cas jusqu'au point triple de l'oxygène (54,363°K), et pour les thermomètres à résistance de platine étalons jusqu'à 25°K environ.

La figure 7 représente les courbes (●) des différences $\Delta Z^x = Z^{s'l} - Z_{\text{exp}}^x$ (en équivalent de température) en fonction de T

$$Z^{s'l} = \frac{W^{s'l} - W_{T_1}^{s'l}}{W_{T_2}^{s'l} - W_{T_1}^{s'l}} = \frac{W_{\text{calc}}^x - W_{T_1}^x}{W_{T_2}^x - W_{T_1}^x}.$$

C'est ainsi que pour trouver W_{calc}^x , il faut étalonner le thermomètre en deux points : 20,39°K et 90,19°K. Cette méthode n'assure pas la réduction

à mieux que 0,01 deg environ dans tout le domaine de 20 à 90°K, même pour les sortes de platine suffisamment pur ($R_{373^{\circ}\text{K}}/R_{273^{\circ}\text{K}} \cong 1,3924$);

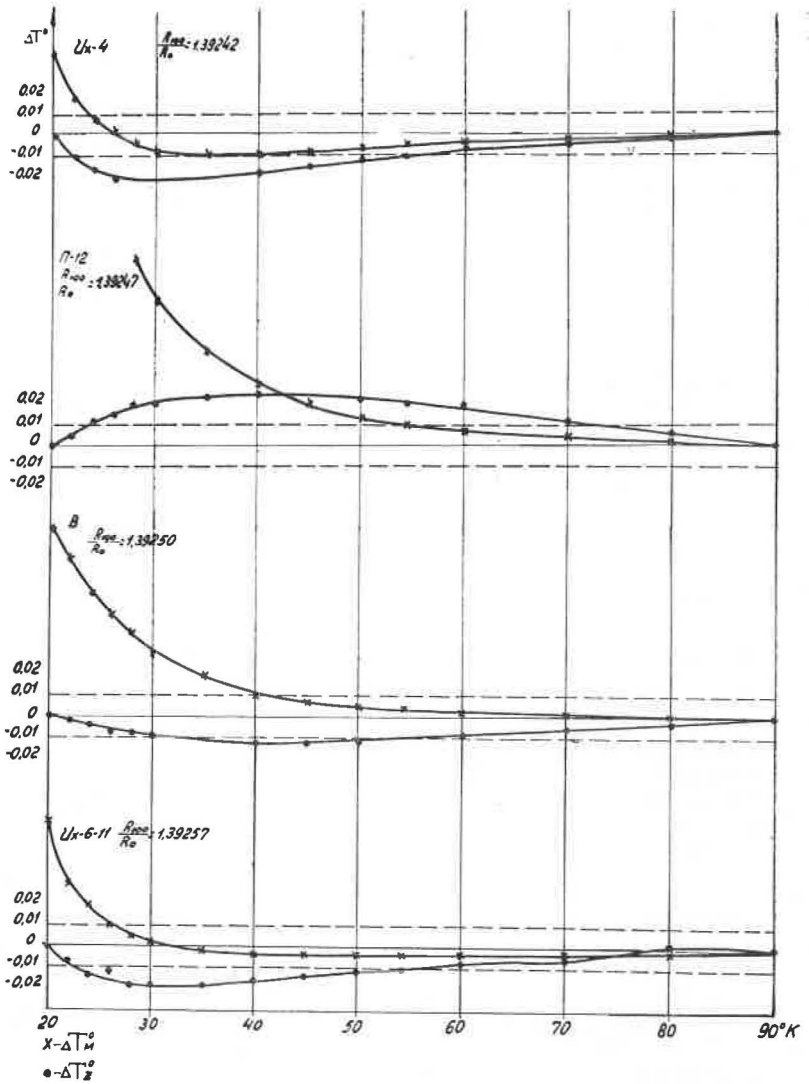


Fig. 7.

en conséquence, elle n'est pas plus exacte que la première et elle exige d'étalonner le thermomètre au point d'ébullition de l'hydrogène même pour les travaux aux températures de l'azote.

Parmi les méthodes plus compliquées, nous avons choisi celle de Barber que nous estimons être la meilleure méthode de réduction au moyen de la fonction Z .

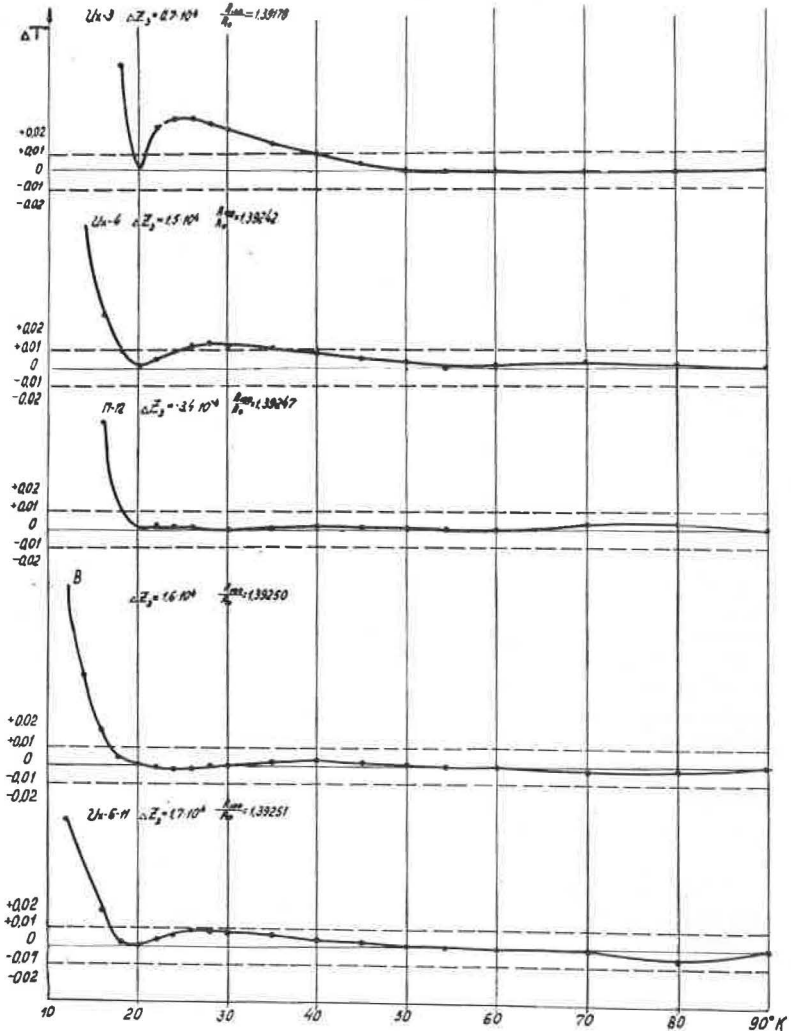


Fig. 8.

La figure 8 donne les courbes des différences $\Delta Z = Z_{\text{B}}^{\text{c}} - Z_{\text{exp}}^{\text{c}}$ (en équivalent de température) en fonction de T , où Z_{B}^{c} a été calculé au moyen de la méthode de réduction de Barber avec la correction quadratique. Cette méthode assure la réduction à mieux que 0,01 deg dans le domaine 20

à 90°K pour les sortes de platine suffisamment pur ($R_{273^{\circ}\text{K}}/R_{273^{\circ}\text{K}} \geq 1,3924$). Au-dessous de 20°K, la réduction devient beaucoup plus mauvaise. Il faut noter que le critère d'applicabilité de la méthode proposée par Barber ($\Delta Z_3 \leq 2 \times 10^{-4}$) n'est pas rempli. Évidemment, c'est la pureté du platine qui sert de critère : $R_{273^{\circ}\text{K}}/R_{273^{\circ}\text{K}} \geq 1,3924$.

APPENDICE VII. — *Méthode d'extension de l'échelle pratique de température dans le domaine 10 à 90°K*

La méthode proposée est fondée sur l'expression obtenue par Koller pour la relation entre la température et la résistance des métaux

$$(1) \quad R(T) = R_{\text{id}}(T) + R_{\text{rés}} + \frac{\gamma \eta R_{\text{id}}(T) R_{\text{rés}}}{\eta R_{\text{rés}} + \gamma R_{\text{id}}(T)}$$

où $R_{\text{id}}(T)$ est la résistance du platine « idéal » ;

$R_{\text{rés}}$ est la résistance résiduelle ;

η, γ sont des constantes positives.

Cette expression peut être transformée sous la forme

$$(2) \quad W_T = W_T^* + \delta(1 + \eta)(1 - W_T^*) - \frac{\eta^2 \delta^2}{\eta \delta + \gamma W_T^*}$$

où

$$W_T = \frac{R_T}{R_{0^{\circ}\text{C}}}; \quad W_T^* = \frac{R_{\text{id}}(T)}{R_{0^{\circ}\text{C}}}; \quad \delta = \frac{R_{\text{rés}}}{R_{0^{\circ}\text{C}}}$$

La formule (2) relie la résistance d'une sorte de platine donné à celle du platine « idéal ». Le troisième terme détermine l'écart à la règle de Matthiessen.

Pour la réduction des échelles individuelles de thermomètres à la table étalon, il est nécessaire de connaître la relation entre la résistance du platine considéré et celle du platine étalon $W_T^{\text{ét}}$, de sorte que la formule (2) ne peut pas être utilisée directement.

La transformation suivante conduit à la formule (3) qui est la formule principale de la méthode de réduction

$$(3) \quad W_T = W_T^{\text{ét}} + \delta(1 + \eta)(1 - W_T^{\text{ét}}) - \frac{\eta^2 \delta^2}{\eta \delta + \gamma W_T^{\text{ét}}}$$

La formule (3) est analogue à la formule (2), si ce n'est que la fonction W_T^* est remplacée par la fonction $W_T^{\text{ét}}$ qui est « idéale » dans notre approximation. La fonction $W_T^{\text{ét}}$ est liée à la fonction $W_T^{\text{ét}}$ par

$$(4) \quad W_T^{\text{ét}} = W_T^{\text{ét}} - \delta_{st}(1 + \eta_{st})(1 - W_T^{\text{ét}}) + \frac{\eta_{st}^2 \delta_{st}^2}{\eta_{st} \delta_{st} + \gamma_{st} [W_T^{\text{ét}} - \delta_{st}(1 + \eta_{st})(1 - W_T^{\text{ét}})]}$$

On détermine indépendamment les constantes du platine étalon :

$\delta_{st} = 5 \times 10^{-4}$ a été déterminée d'une manière expérimentale à partir de la valeur de la résistance du platine à 1,5°K ;

$\eta_{st} = 0,1$ a été calculée en supposant que la règle de Matthiessen était applicable à 90,19°K et en admettant que la relation entre les constantes de l'E. I. P. T. (α, β, δ) satisfait à la relation de Stimson et que $\alpha_{\text{id}}^k = 0,003928$.

$\gamma_{st} = 0,01$ a été calculée aussi en supposant que la règle de Matthiessen était applicable, c'est-à-dire que le troisième terme de la formule (2) ne dépassait pas 1×10^{-6} à $90,19^\circ\text{K}$.

Des valeurs de la fonction W_T^k sont données dans le tableau III. On peut calculer avec une grande exactitude les valeurs intermédiaires de la fonction, parce que les $\Delta W_T^k = W_T^{k'} - W_T^k$ donnés dans le tableau III changent peu en fonction de T .

TABLEAU III

T(°K)	$W_T^k \times 10^6$	$\Delta W_T^k \times 10^6$	T(°K)	$W_T^k \times 10^6$	$\Delta W_T^k \times 10^6$	T(°K)	$W_T^k \times 10^6$	$\Delta W_T^k \times 10^6$
10	275	503	26	10 083	528	55	95 726	495
12	527	504	28	13 133	528	60	114 122	485
14	935	507	30	16 666	528	65	136 474	474
16	1 570	510	35	27 584	526	70	156 068	462
18	2 490	514	40	41 237	522	75	179 092	449
20	3 753	519	45	57 173	514	80	199 194	437
22	5 415	523	50	74 924	505	85	222 308	426
24	7 515	526				90	242 639	415

On détermine les constantes δ , γ et η pour chaque thermomètre en l'étalonnant aux trois points d'ébullition de l'hélium, de l'hydrogène et de l'oxygène; mais on peut aussi utiliser le point triple de l'oxygène comme point d'étalonnage supérieur.

Quand on utilise des thermomètres construits avec la même sorte de platine, on peut effectuer l'étalonnage de cette sorte de platine une fois au point d'ébullition de l'hélium et étalonner tous les thermomètres du même platine en deux points seulement.

Ainsi, la détermination de la température dans le domaine 10 à 90°K au moyen du thermomètre à résistance de platine étalonné aux points d'ébullition de l'hélium, de l'hydrogène et de l'oxygène revient à la mesure

de $W_T = \frac{R_T}{R_{0^\circ\text{C}}}$, à la détermination de W_T^k d'après la formule de réduction (3),

au calcul de $W_T^{k'}$ correspondant d'après le tableau III et au calcul de T d'après la table $T = f(W^{s'})$ (Appendice I, p. 110).

Le caractère positif des constantes γ et η de la formule de réduction vient avant le critère d'emploi de la méthode.

BIBLIOGRAPHIE

*Échelle de température de l'I. M. P. R.
dans le domaine 10 à 90°K*

BOROVIK-ROMANOV (A. S.) et STRELKOV (P. G.), *Dokl. Ak. Nayk, C. C. G. P.*, 83, n° 1, 1952, p. 59.

Établissement de l'échelle des basses températures à l'aide de la Table étalon; Publication de la « Chambre Centrale des Mesures et Instruments de Mesure », Moscou, 1954.

Procès-verbaux C. I. P. M., 24, 1954, p. T 141.

ASTROV (D. N.) et BOROVIK-ROMANOV (A. S.), *Prib. i Tekhn. Experim.*, n° 1, 1958, p. 132.

Table étalon $T = f(W)$ pour le domaine 10 à 90°K; Publication de l'I. M. P. R., Moscou, 1959 (voir ce volume, Appendice I, p. 110).

ASTROV (D. N.), ORLOVA (M. P.), CHAREVSKAIA (D. I.) et STRELKOV (P. G.), *Izmeritelnaia Tekhnica*, n° 8, 1959, p. 29.

ASTROV (D. N.), BOROVIK-ROMANOV (A. S.), ORLOVA (M. P.) et STRELKOV (P. G.), *Ibid.*, n° 11, 1959, p. 35.

BOROVIK-ROMANOV (A. S.), ORLOVA (M. P.) et STRELKOV (P. G.), *Ibid.*, n° 12, 1959, p. 29; n° 1, 1960, p. 34.

*Reproductibilité des températures de changements de phases
dans l'oxygène solide*

STRELKOV (P. G.), BOROVIK-ROMANOV (A. S.) et ORLOVA (M. P.), *J. Fiziticheskoï Khimii*, 28, n° 2, 1954, p. 345.

ORLOVA (M. P.), *Izmeritelnaia Tekhnica*, n° 2, 1961, p. 21.

*Méthode de réduction de l'échelle pratique de température
dans le domaine 10 à 90°K*

STRELKOV (P. G.) et CHAREVSKAIA (D. I.), *Izmeritelnaia Tekhnica*, n° 6, 1957, p. 53; n° 2, 1959, p. 35; n° 12, 1960, p. 18; n° 2, 1961, p. 16.

CHAREVSKAIA (D. I.), STRELKOV (P. G.), BOROVIK-ROMANOV (A. S.), ASTROV (D. N.) et MOROZOVA (G. H.), *Ibid.*, n° 7, 1960, p. 34.

ANNEXE 22

National Research Council (Canada)

CHOIX DES THERMOMÈTRES A RÉSISTANCE POUR LE DOMAINE 10-90°K

Par R. J. BERRY

(Traduction)

Les récents efforts accomplis pour établir, dans le domaine 10 à 90°K, une échelle de température reproductible fondée sur le thermomètre à résistance de platine ont rencontré des difficultés considérables en raison des grandes variations dans la relation résistance-température entre des thermomètres de construction différente. Ce comportement non uniforme des thermomètres résulte de différences dans les impuretés physiques et chimiques contenues dans les divers échantillons de fil de platine. Les tentatives pour tenir compte de l'influence de ces impuretés en utilisant la règle de Matthiessen (c'est-à-dire en introduisant les fonctions Z de Cragoe [1]) ou en utilisant la théorie des deux bandes de conduction de Sondheimer et Wilson [2] n'ont pas encore permis d'obtenir une parfaite concordance pour tous les thermomètres. Il semble donc désirable que le choix des thermomètres soit limité à quelque groupe spécial de sorte que la résistance de tous les thermomètres du groupe obéisse à une fonction particulière de la température. Le but de cette Note est d'examiner la grandeur de la divergence entre thermomètres de fabrication différente et d'ébaucher une base possible pour la sélection de thermomètres de caractéristiques semblables.

EXPÉRIENCES

Au cours de cette recherche nous avons étudié les données relatives à la relation résistance-température pour 105 thermomètres, dont certains étaient construits avec du platine préparé aux États-Unis d'Amérique, en Angleterre, en Allemagne et en U. R. S. S. Ces données provenaient en partie de mesures

faites au N. R. C., en partie de rapports précédemment publiés et en partie de mesures non publiées d'autres auteurs (1). La résistance résiduelle à 0°K a été estimée, dans la plupart des cas, d'après la résistance à 4,2°K et dans quelques cas d'après les mesures dans le domaine 10-20°K. On a mesuré la résistance à 4,2°K de plusieurs thermomètres remplis d'air après avoir fait diffuser une trace d'hélium à travers leurs enveloppes de verre pour améliorer le contact thermique à basse température.

Avant de présenter les résultats, il est d'abord nécessaire d'examiner brièvement la forme générale de la relation résistance-température. Selon la méthode utilisée par Van Dijk [3], nous pouvons exprimer le rapport des résistances $W_T = \frac{R_T}{R_{0^\circ\text{C}}}$ de la façon suivante :

$$(1) \quad W_T = [W_T]_i + \eta_T W_0,$$

où $[W_T]_i$ est le rapport pour du platine pur idéal, W_0 est le rapport à 0°K (c'est-à-dire la résistance résiduelle réduite) et η_T est une fonction de correction que Van Dijk pense être unique pour la plupart des échantillons de platine relativement pur. Si l'on suppose que η_T est une fonction unique, la courbe représentative de W_T en fonction de W_0 devrait être une droite de pente η_T qui coupe l'axe des W_T à la valeur $[W_T]_i$. Dans le cas particulier où la règle de Matthiessen est valable, il est relativement simple de montrer que η_T doit être égal à $(1 - [W_T]_i)$ et, par suite, qu'il doit être le même pour l'ensemble de tels échantillons de platine.

Rapports au point d'ébullition de l'eau. — Pour juger de l'unicité de η_T on a représenté à la figure 1 les valeurs du rapport au point d'ébullition de l'eau (W_{373}) en fonction de W_0 . On peut voir aisément que les points ne se placent pas sur une droite, mais plutôt que la majorité des points tombent entre deux droites (L_1 et L_2) qui convergent sur l'axe W_{373} à la valeur $[W_{373}]_i$. Une troisième droite (MR) est celle sur laquelle les points tomberaient si la règle de Matthiessen était satisfaite et si notre valeur extrapolée de W_{373} était correcte. Apparemment, aucune résistance en platine n'obéit à la règle de Matthiessen, tous les écarts par rapport à elle étant dans le même sens. La droite L_1 représente le minimum des écarts par rapport à la règle de Matthiessen et on a trouvé qu'elle constituait une limite assez bien définie sur tous les graphiques de ce type. C'est cette ligne de moindres

(1) L'auteur tient à remercier C. R. Barber du N. P. L. ainsi que J. A. Morrison, T. M. Dauphinee et C. G. Kirby du N. R. C. qui ont mis à sa disposition les résultats de leurs étalonnages de thermomètres à basse température.

écarts qui fut essentiellement employée pour extrapoler le graphique jusqu'à l'axe W_{373} . Cette méthode est le seul procédé raisonnable d'extrapolation qui ait été trouvé, puisqu'aucun groupement rationnel des thermomètres (faits par le même fabricant ou tirés du même lot de platine) ne conduirait à une droite aussi bien définie à cet effet. En fait, dans les quelques cas où les thermomètres étaient fabriqués par le même constructeur à partir de la même bobine de fil de platine, les points du graphique tendaient à s'aligner parallèlement à l'axe W_{373} .

La valeur 1,392 88 obtenue pour $[W_{373}]_i$ à partir du graphique est légèrement supérieure à la valeur 1,392 8 résultant d'estimations antérieures de Barber [1] et Van Dijk [4]. Ce faible écart n'est cependant pas trop surprenant, puisque leur extrapolation était fondée sur des données relatives à un nombre de thermomètres nettement plus faible et qu'elle utilisait une droite moyenne pour tous les points. On a trouvé que les valeurs de τ_{1373} calculées au moyen de cette ordonnée à l'origine variaient de $-0,50$ jusqu'à des valeurs aussi faibles que $-2,36$; toutefois, pour la plupart des thermomètres les valeurs étaient comprises entre $-0,50$ et $-0,85$ correspondant aux deux droites L_1 et L_2 .

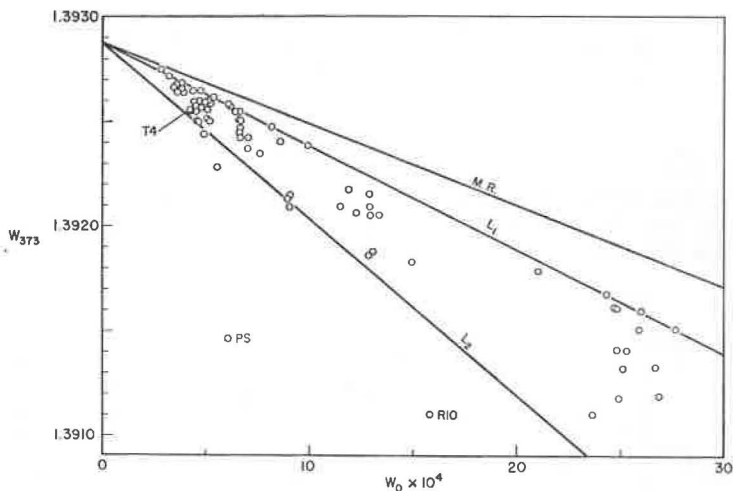


Fig. 1.

De même, il est évident d'après la figure 1 que l'emploi du coefficient α (c'est-à-dire W_{373}) pour spécifier la pureté relative d'échantillons de platine peut être quelque peu trompeur, puisque α n'est pas une fonction uniforme de W_0 . Tout ce que l'on peut dire est qu'il y a une tendance vers des α plus grands lorsque la platine devient plus pur.

Rapports aux basses températures. — Pour mettre en évidence la variation de τ_T dans le domaine 20-90°K, les résultats concernant le rapport au point de l'oxygène (W_0) et le rapport $W_{20^\circ\text{K}}$ sont présentés dans les figures 2 et 3. Dans ces cas, au lieu de W_T ,

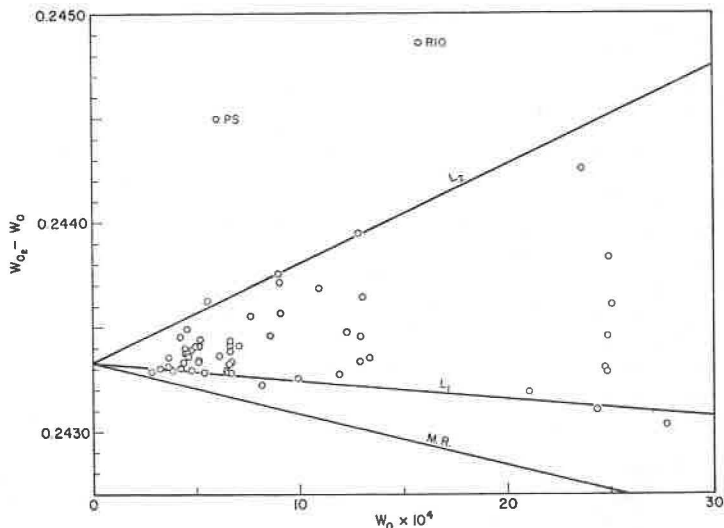


Fig. 2.

ce sont les valeurs de $W_T - W_0$ qui ont été représentées en fonction de W_0 de façon qu'une plus grande échelle soit disponible sur le graphique. D'après l'équation (1), nous pourrions nous attendre à ce que les points se placent sur une ligne droite

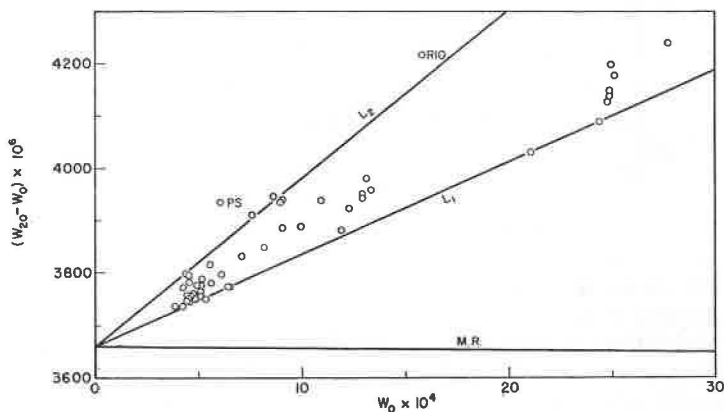


Fig. 3.

idéale coupant l'axe ($W_T - W_0$) en $[W_T]_i$ et de pente $(\eta_T - 1)$. Comme dans la figure 1 nous trouvons que la plupart des thermomètres donnent des points pouvant être encadrés par deux droites concourantes L_1 et L_2 et que tous les thermomètres s'écartent dans le même sens de la règle de Matthiessen. En prolongeant la droite des moindres écarts à la règle de Matthiessen, nous obtenons pour $[W_{0,2}]_i$ la valeur 0,243 33 et pour $[W_{20}]_i$ la valeur 0,003 66. Pour la majorité des thermomètres la valeur de $\eta_{0,2}$ est comprise entre 0,92 et 1,47 et celle de η_{20} entre 1,18 et 1,32.

DISCUSSION

Il apparaît ainsi que η_T , au lieu d'être une fonction unique, varie souvent selon les thermomètres d'un facteur atteignant presque 2 dans le domaine 20-90°K. Il apparaît aussi que les variations de η_T sont aussi grandes pour le platine du plus haut degré de pureté disponible et pour du platine relativement impur. Toutefois, plus le platine est pur, moins les variations de η_T ont d'effet sur le rapport W_T , puisque le terme $\eta_T W_0$ de l'équation (1) devient plus petit lorsque W_0 tend vers zéro. Telle est probablement la raison pour laquelle les températures interpolées concordent beaucoup mieux pour les thermomètres de haute pureté.

Les calculs préliminaires à des températures supplémentaires ont aussi montré que la forme de la courbe représentative de η_T en fonction de T varie considérablement selon les thermomètres dans la plus grande partie du domaine de température. La forme générale de la courbe est cependant telle que η_T a la valeur 1 à 0°K, présente un maximum au voisinage de 30°K, puis diminue de façon grossièrement linéaire jusqu'à la valeur 0 à 0°C. Dans le domaine 10-90°K les différences irrégulières entre les courbes η_T pour divers thermomètres entraînent des variations de W_T quelque peu imprévisibles. Puisqu'une relation définie avec précision entre W_T et T est essentielle pour la réalisation d'une échelle à basse température, il semble logique d'imposer quelque restriction aux variations de η_T aussi bien qu'à celles de W_0 pour ce domaine de température.

De telles restrictions ne seraient pas nécessairement appliquées directement à η_T ou W_0 . Par exemple, pour l'Échelle Internationale Pratique de Température actuelle dans le domaine de -183 à +630°C, les thermomètres doivent avoir une valeur de $W_{373} \geq 1,392\ 0$ et ceci, nous le voyons sur la figure 1, revient à exiger que W_0 soit $\leq 17,6 \times 10^{-4}$. Pour l'échelle 10-90°K on a proposé plusieurs fois [5] que la limite inférieure de W_{373} soit relevée à 1,392 4, ce qui conduit à exiger que W_0 soit $\leq 9,6 \times 10^{-4}$.

Quant à la restriction sur τ_T mentionnée ci-dessus, il n'est ni nécessaire ni pratique d'exiger que τ_T soit une fonction unique de la température. Toute condition moins restrictive inclurait non seulement une certaine limitation des variations permises de τ_T aux températures d'étalonnage, mais aussi quelque restriction sur la forme des courbes représentatives de τ_T en fonction de T . Actuellement, il est plausible de proposer que l'on recherche une formule d'interpolation applicable seulement aux thermomètres dont les valeurs de τ_T sont situées approximativement entre les droites L_1 et L_2 des figures 2 et 3. Ceci voudrait dire que l'on pourrait rejeter des thermomètres se comportant aussi mal que les thermomètres PS de Barber [5] et R 10 de Lowenthal [6] (voir les figures).

Réciproquement, toute étude expérimentale complète du problème de l'établissement d'une échelle des basses températures inclurait les thermomètres ayant des valeurs de τ_T couvrant au moins une grande partie du domaine limité par les deux droites. La forme de restriction la plus appropriée sur l'allure des courbes τ_T est une question qui demande de plus amples études. Il est bien possible qu'il soit finalement plus commode d'appliquer indirectement une telle restriction à τ_T . Actuellement, nous analysons les courbes τ_T pour un grand nombre de thermomètres et nous espérons être en mesure de faire une proposition précise dans un proche avenir.

En 1958, Van Dijk [3] a publié un tableau des valeurs de τ_T calculées à partir d'une équation fondée sur la supposition que la fonction τ_T était la même pour tous les échantillons de platine. En utilisant ces valeurs de τ_T il a également calculé une table des valeurs de $[W_T]_i$ et d'une fonction de correction désignée par ε (ε est relié linéairement à τ_T et $[W_T]_i$). D'après le travail présenté ici, il apparaît, au mieux, que les tables τ_T et ε de Van Dijk s'appliqueront seulement à un groupe très restreint de thermomètres et que les valeurs de $[W_T]_i$ sont loin d'être aussi précises qu'il a été indiqué. Sa proposition d'utiliser les valeurs ci-dessus de τ_T et $[W_T]_i$ ainsi que l'équation (1) pour calculer W_0 ne sera également valable que pour un groupe très restreint de thermomètres. Jusqu'à ce que du platine parfaitement pur soit disponible, la seule méthode exacte pour déterminer $[W_T]_i$ semble être une extrapolation de courbes, telles que celles présentées ici, qui utilisent les résultats concernant un grand nombre d'échantillons de platine différents. Une table des valeurs de $[W_T]_i$ est actuellement en préparation d'après cette méthode; elle sera bientôt publiée.

Une deuxième méthode de sélection des thermomètres, selon la valeur du paramètre $\left(\frac{1}{\alpha}\right)$ de Sondheimer-Wilson, a déjà été

proposée par Klemens et Lowenthal [7]. Pour calculer la valeur de $\left(\frac{1}{\alpha}\right)$ ils utilisent la relation suivante

$$(2) \quad \frac{W_T - W_T^i}{W_0 - W_0^i} = (1 - [W_T]_i) \left(1 + \frac{1}{\alpha}\right),$$

valable pour T supérieur ou approximativement égal à 30°K et où W_T^i est le rapport des résistances d'un thermomètre de référence particulier T4. Alors que leur méthode qui consiste à utiliser $\left(\frac{1}{\alpha}\right)$ pour identifier les thermomètres de caractéristiques semblables peut être bien valable, l'utilisation de l'équation (2) conduit à des valeurs de $\left(\frac{1}{\alpha}\right)$ très imprécises. On peut en voir très clairement la raison en se reportant à la position du thermomètre T4 sur la figure 1. Le membre de gauche de l'équation (2) est simplement la pente de la droite joignant ce point (W_T^i) au point (X) correspondant à l'autre thermomètre considéré; il est évident que cette pente peut avoir toute valeur de $-\infty$ à $+\infty$. Cependant, si au lieu de W_T^i nous utilisons la valeur correspondant au platine idéalement pur $[W_T]_i$, le membre de gauche de l'équation (2) devient alors la pente de la droite joignant le point (X) au point situé sur l'axe W_T , et cette pente est naturellement égale à τ_T . En conséquence, il existe à toute température une relation linéaire entre τ_T et le paramètre $\left(\frac{1}{\alpha}\right)$ de Sondheimer-Wilson; on peut l'exprimer par

$$(3) \quad \frac{\tau_T}{[\tau_T]_{MR}} = 1 + \frac{1}{\alpha}$$

pour T supérieur ou approximativement égal à 30°K et où $[\tau_T]_{MR}$ (égal à $1 - [W_T]_i$) est la valeur de τ_T lorsque la règle de Matthiessen est satisfaite.

Il est alors évident que ces deux méthodes de sélection des thermomètres peuvent être aisément ramenées l'une à l'autre. Par exemple, si nous sélectionnons seulement les thermomètres dont les valeurs de $\left(\frac{1}{\alpha}\right)$ sont indépendantes de la température entre 30 et 90°K environ, ceci équivaut alors, d'après l'équation (3), à exiger que τ_T appartienne à une famille de courbes à un seul paramètre $\left(\frac{1}{\alpha}\right)$ dans le domaine de température en question. De même, toute restriction sur la variation maximale permise de τ_T à toute température peut être aisément convertie

en une variation permise équivalente de $\left(\frac{1}{\alpha}\right)$. Dans l'analyse définitive, la méthode la plus appropriée pour formuler le critère de sélection dépendra beaucoup de la nature de la formule d'interpolation adoptée. Actuellement, il semble que l'on puisse conseiller d'employer la fonction τ_T , plus générale, en particulier parce qu'elle peut être aisément évaluée pour des températures aussi basses que 10°K.

CONCLUSION

Nous avons trouvé que la fonction τ_T peut varier d'un facteur aussi grand que 4 et qu'elle varie couramment d'un facteur atteignant presque 2 pour des thermomètres à résistance de platine différents. Qualitativement, on peut considérer que la fonction τ_T traduit la nature des impuretés du platine, tandis que la résistance résiduelle réduite W_0 traduit la quantité totale d'impuretés. Puisque ce sont les irrégularités de la courbe τ_T qui expliquent que la valeur de W_T varie d'une façon quelque peu imprévisible, il semble désirable de soumettre τ_T aussi bien que W_0 à quelque restriction. La forme la plus appropriée que prendraient ces restrictions est un sujet qui demande une étude plus complète. Nous espérons que des recommandations détaillées pourront être faites dans un proche avenir.

(reçu le 13 août 1962)

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Voir, par exemple, CRAGOE (C. S.), *Procès-Verbaux C. I. P. M.*, 21, 1948, p. T 84; ou BARBER (C. R.), *Progress in Cryogenics*, vol. 2, Heywood and Company Ltd., London, 1960, p. 149.
- [2] Voir, par exemple, SCHULTZ (H.), *Z. f. angew. Phys.*, 9, 1957, p. 465.
- [3] VAN DIJK (H.), *Procès-Verbaux C. I. P. M.*, 26-A, 1958, p. T 42.
- [4] VAN DIJK (H.), *Procès-Verbaux C. I. P. M.*, 23-B, 1952, p. T 48.
- [5] Voir, par exemple, BARBER (C. R.), *Procès-Verbaux C. I. P. M.*, 26-A, 1958, p. T 52; ou CORRUCINI (R. J.), *Rev. Sci. Instr.*, 31, 1960, p. 637.
- [6] LOWENTHAL (G. C.), KEMP (W. R.) et HARPER (A. F.), *Bull. Intern. Inst. of Refrigeration*, Annexe 1, 1958, p. 107.
- [7] KLEMENS (P. G.) et LOWENTHAL (G. C.), *Australian J. Phys.*, 14, 1961, p. 352.

ANNEXE 23

National Physical Laboratory (Royaume-Uni)

EXTENSION
DE L'ÉCHELLE INTERNATIONALE PRATIQUE
DE TEMPÉRATURE
DANS LE DOMAINE 14-90°K

Par C. R. BARBER

(Traduction)

Dans une précédente communication (*Procès-Verbaux C.I.P.M.*, 26-A, 1958, p. T 52) des propositions ont été faites pour une échelle pratique de température dans le domaine 20-90°K utilisant le thermomètre à résistance de platine et une table de la fonction Z. En maintenant, lors de l'étalonnage d'un thermomètre à partir de la table, l'écart ΔZ à l'intérieur de limites étroites (correspondant grossièrement à une variation des coefficients α entre 3,925 et $3,927 \times 10^{-3}$), l'erreur d'interpolation n'excédait probablement pas 0,005 deg avec un étalonnage en trois points (points d'ébullition de l'hydrogène et de l'oxygène, et point triple de l'oxygène). Si l'on utilisait quatre points (points d'ébullition de l'hydrogène, de l'azote et de l'oxygène, et le point de transition de l'oxygène, 43,8°K) l'erreur pouvait être réduite à 0,002 deg en utilisant la même limite de ΔZ .

Plus récemment, on a examiné les étalonnages de quatorze thermomètres dont les coefficients α n'étaient pas inférieurs à $3,925 \times 10^{-3}$. Les écarts par rapport à une table étalon de la fonction Z basée sur un des thermomètres ayant un coefficient $\alpha = 3,9265 \times 10^{-3}$ ont été examinés en utilisant quatre points d'étalonnage : les points d'ébullition de l'hydrogène, du néon, de l'azote et de l'oxygène. La courbe des écarts était représentée par une équation cubique et l'on a trouvé que l'erreur maximale d'interpolation était de 0,003 deg quel que soit le thermomètre du groupe; on a estimé que cette erreur maximale pouvait être appliquée à tout thermomètre ayant un coefficient $\alpha > 3,925 \times 10^{-3}$.

Afin de simplifier la méthode de spécification de l'échelle, il est possible qu'une interpolation un peu moins précise soit acceptable. Dans cette hypothèse on a examiné le système suivant qui semble présenter un grand intérêt. On suggère qu'un thermomètre soit étalonné aux points triple et d'ébullition de l'hydrogène, au point triple de l'azote et au point d'ébullition de l'oxygène. Une table étalon des résistances réduites ($W = \frac{R_T}{R_{100^\circ C}}$) en fonction de la température serait utilisée et les différences à partir de la table aux points d'étalonnage seraient portées sur un graphique; on tracerait une courbe passant au mieux entre ces points, à partir de laquelle on déduirait un étalonnage complet entre 14 et 90°K.

Cette proposition a été éprouvée sur un lot de dix-neuf thermomètres comprenant douze thermomètres fabriqués par H. Tinsley à Londres (un de ceux-ci a été utilisé comme étalon de référence pour l'établissement de la table W en fonction de T), deux thermomètres soviétiques construits à l'Institut des Mesures Physico-techniques et Radiotechniques à Moscou et cinq thermomètres américains construits par Leeds & Northrup Co. Tous ces thermomètres ont été étalonnés au N. P. L. par comparaison, en de nombreux points entre 10 et 90°K, aux thermomètres étalons du N. P. L.; il fut possible, avec une légère erreur, de les rapporter tous à une courbe étalon. On a utilisé quatre points d'étalonnage aussi voisins que possible des points fixes proposés ci-dessus. Le point correspondant au point triple de l'azote (63°K) varie de 60 à 65°K avec les différents thermomètres. Les courbes des écarts par rapport à la table étalon des valeurs de W ont été tracées à partir des quatre points (*fig. 1*) et les points d'étalonnage intermédiaires (représentés par des points noirs) ont été ensuite portés sur ces courbes afin de se rendre compte des erreurs d'interpolation. L'erreur maximale atteint environ 0,006 deg sur la courbe G pour 35°K; mais les erreurs moyennes sont généralement bien à l'intérieur de 0,005 deg. Les coefficients α des thermomètres utilisés dans cette étude étaient compris entre $3,9250 \times 10^{-3}$ (courbe R) et $3,9266 \times 10^{-3}$ (courbe K), tandis que celui du thermomètre de référence était $3,9264 \times 10^{-3}$.

Le mérite principal de cette méthode est la simplicité combinée à une exactitude d'interpolation suffisante tout en permettant un étalonnage jusqu'à 14°K, alors que les propositions précédentes se limitaient à 20°K. Il est généralement admis que le point d'ébullition de l'hydrogène en équilibre serait un des points d'étalonnage; dans ce but, il est nécessaire de réaliser un thermomètre à tension de vapeur. Cela fait, il est ensuite facile d'obtenir

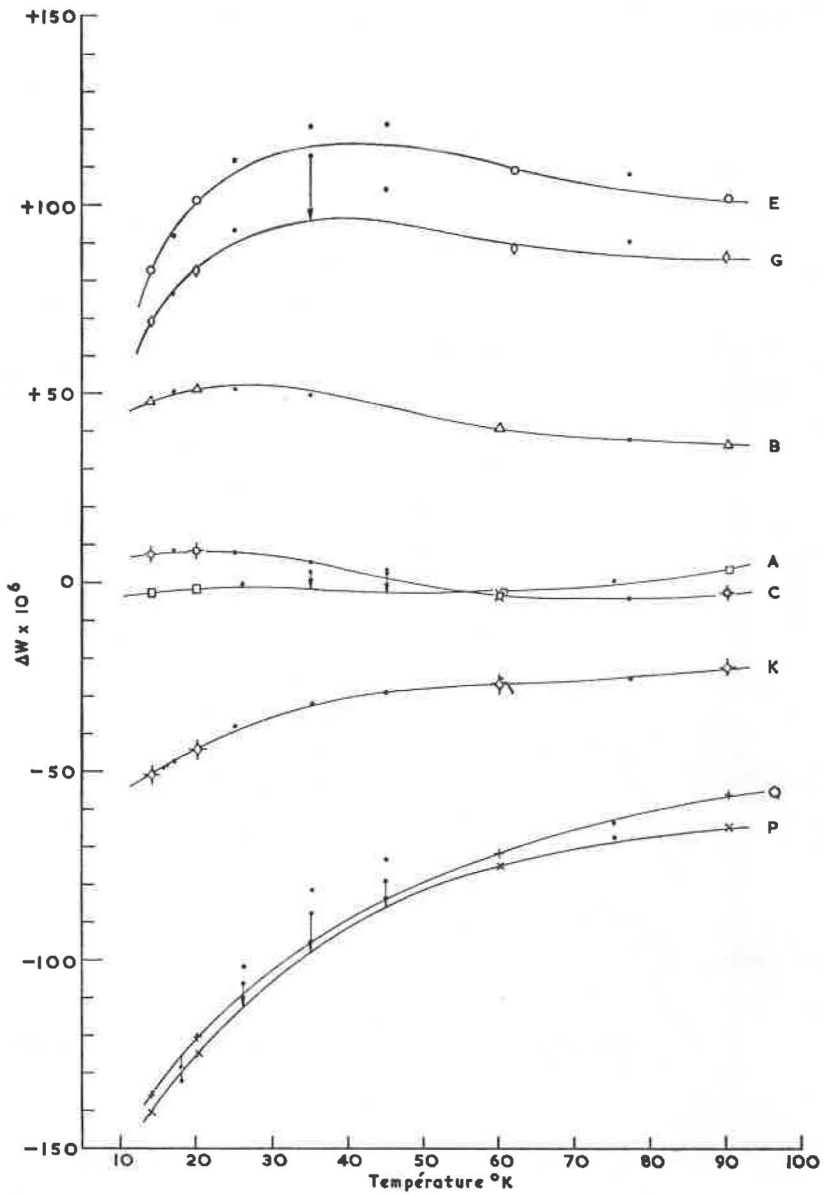


Fig. 1.

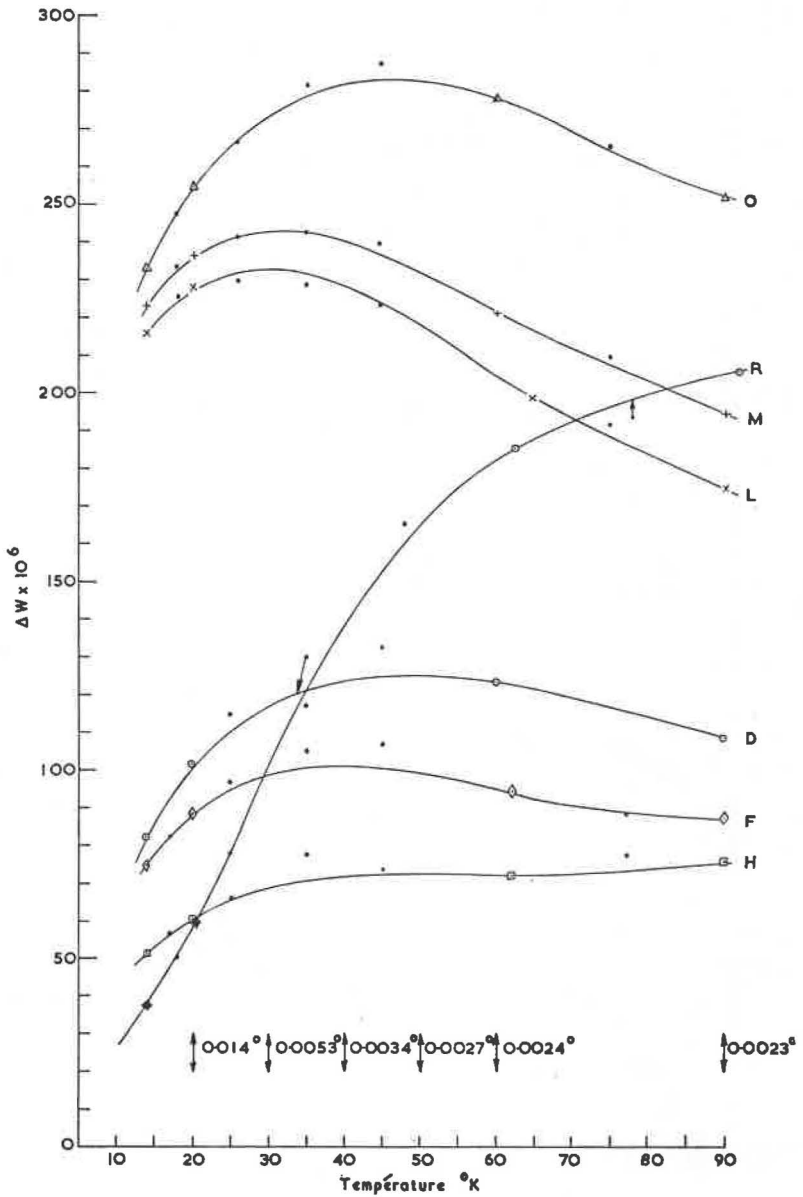


Fig. 1 (suite).

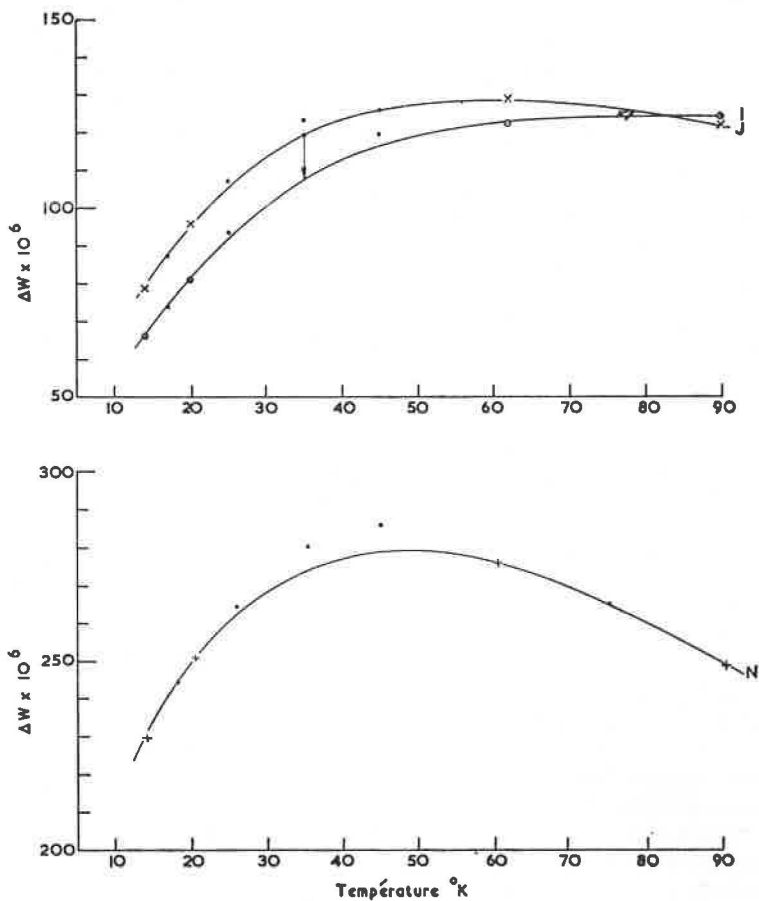


Fig. 1 (suite).

le point triple de l'hydrogène en pompant le bain d'hydrogène qui, s'il est converti en hydrogène en équilibre, peut être utilisé pour donner le point de transformation, ou bien la tension de vapeur peut être utilisée. Si l'on avait besoin d'une plus grande précision entre le point triple et le point d'ébullition de l'hydrogène, on pourrait facilement obtenir des points supplémentaires dans l'échelle de tension de vapeur.

(reçu le 30 août 1962)



ANNEXE 24

National Research Council (Canada)

LA THÉORIE DES DEUX BANDES POUR LE PLATINE DE HAUTE PURETÉ ET LA REPRODUCTIBILITÉ DES ÉCHELLES DE TEMPÉRATURE

Par D. R. LOVEJOY

(Traduction)

INTRODUCTION

Le comportement de quatorze thermomètres de types différents et de haute pureté (α s'échelonnant de 0,003 924 à 0,003 927) et pour lesquels on dispose de résultats d'étalonnage précis, a été analysé en fonction de la théorie des deux bandes (*voir*, par exemple, [1]).

Sur la base de cette théorie, des critères ont été utilisés au-dessus de 90°K pour sélectionner des thermomètres pour lesquels la théorie semble s'appliquer. A partir de là, il fut possible de prévoir les fonctions résistivité-température pour le platine idéalement pur et pour les thermomètres au-dessous de 90°K.

THÉORIE DE LA RÉSISTIVITÉ RÉSIDUELLE

La théorie de l'influence des impuretés sur la fonction résistivité-température du platine α , entre autres, été étudiée par Van Dijk [2]. De façon plus précise, le modèle des deux bandes électroniques de conduction développé sous sa forme moderne par Sondheimer et Wilson [1] a été appliqué au problème du platine par Schultz [3], Van Dijk [4] et Orlova [5].

a. Théorie générale. — Selon la règle de Matthiessen la résistivité ρ_T d'un métal, à la température T , peut être considérée comme la somme de la résistivité du métal idéalement pur ρ_{IT}

et d'un terme $\varepsilon_T \rho_0$ (1) dû aux impuretés, où ρ_0 est la résistivité résiduelle à 0°K

$$(1) \quad \rho_T = \rho_{IT} + \varepsilon_T \rho_0.$$

L'utilisation de rapports de résistivité est commode dans de nombreux cas et nous avons

$$(2) \quad W_T = W_{IT} (1 - \varepsilon_I W_0) + \varepsilon_T W_0,$$

où

$$W_T = \frac{\rho_T}{\rho_I}, \quad W_{IT} = \frac{\rho_{IT}}{\rho_I}, \quad W_0 = \frac{\rho_0}{\rho_I},$$

l'indice I se rapportant aux valeurs au point de fusion de la glace. L'équation (2) est une approximation; elle est valable lorsque $\rho_0 \ll \rho_I$. Si $\varepsilon_I \approx \varepsilon_T$ nous pouvons récrire l'équation (2)

$$(3) \quad W_T = \varepsilon_T (1 - W_{IT}) W_0 + W_{IT}.$$

Habituellement nous pouvons supposer (voir ci-dessous) que ε_T a la même valeur au point de fusion de la glace et au point d'ébullition de l'eau; dans ce cas, il est facile de montrer que

$$(4) \quad W_T = \frac{\alpha}{\alpha_I} W_{IT} + \varepsilon_T W_0,$$

où α_i est le coefficient α pour le platine idéalement pur.

L'équation (4) peut être utilisée pour déterminer ε_T si les autres quantités qui interviennent sont connues.

L'équation (3) peut être récite :

$$(5) \quad (W_T - 1) = (W_{IT} - 1) (1 - \varepsilon_T W_0).$$

Si nous supposons maintenant que $\varepsilon_T = \varepsilon$ est constant du point d'ébullition de l'oxygène au point d'ébullition du soufre, nous voyons que l'équation de Callendar-Van Dusen peut être écrite sous la forme

$$(6) \quad \frac{W_T - 1}{1 - \varepsilon W_0} = A_i t + B_i t^2 + C_i (t - 100) t^3$$

et

$$(7) \quad \frac{A}{A_i} = \frac{B}{B_i} = \frac{C}{C_i} = \frac{\alpha}{\alpha_i} = 1 - \varepsilon W_0,$$

(1) La règle de Matthiessen est habituellement énoncée sous la forme moins générale dans laquelle $\varepsilon_T = 1$.

où A_i , B_i et C_i sont les coefficients de Callendar-Van Dusen pour le platine idéalement pur.

Un thermomètre obéissant exactement à l'équation (7) reproduirait une échelle de température identique à celle d'un thermomètre idéal.

b. Théorie des deux bandes. — Supposons que le platine se comporte comme deux conducteurs en parallèle obéissant indépendamment à la règle de Matthiessen sous sa forme initiale, avec $\varepsilon_T = 1$. Suivant la méthode de Sondheimer et Wilson nous pouvons poser que les résistivités résiduelles dans les deux bandes sont a et b , et les résistivités idéales respectivement x et y . Si, en outre,

$$b = \lambda a \quad \text{et} \quad y = \mu x,$$

alors pour l'ensemble des deux bandes

$$\rho_0 = \frac{\lambda a}{(1 + \lambda)} \quad \text{et} \quad \rho_i = \frac{\mu x}{(1 + \mu)},$$

et il y aura un autre terme correspondant à une partie de la résistivité résiduelle totale dépendant de la température, ce qui conduit à la relation

$$(8) \quad \varepsilon_T = 1 + \frac{(\lambda - \mu)^2 W_{IT}}{\mu (1 + \lambda)^2 W_0 + \lambda (1 + \mu)^2 W_{IT}},$$

soit

$$(9) \quad \varepsilon_T = 1 + \frac{\beta \gamma W_{IT}}{\beta W_0 + \gamma W_{IT}},$$

où

$$(10) \quad \beta = \frac{(\lambda - \mu)^2}{\lambda (1 + \mu)^2}$$

et

$$(11) \quad \gamma = \frac{(\gamma - \mu)^2}{\mu (1 + \lambda)^2}.$$

Nous avons supposé ici que λ et μ sont indépendants de la température.

On peut voir d'après l'équation (9) qu'à température suffisamment basse, $\varepsilon_T = 1$ et à haute température, $\varepsilon_T = 1 + \beta$.

SÉLECTION DES THERMOMÈTRES

La théorie des deux bandes ci-dessus conduit à certaines prévisions que l'on peut utiliser comme critères pour sélectionner les thermomètres auxquels la théorie s'applique. Ces critères sont fondés sur le fait que, à température croissante (au-dessus de 50°K environ), ε_T tend vers la valeur limite constante $1 + \beta$ qui est à peu près la même pour tous les thermomètres.

1. Une représentation de W_T en fonction de W_0 devrait se traduire pour différents thermomètres par des points disposés suivant une droite coupant l'axe des ordonnées en W_{iT} . La pente est déterminée par W_{iT} et par la valeur limite de ε_T [voir équation (3)].

2. Le coefficient C de Callendar-Van Dusen devrait, pour différents thermomètres, se placer à l'intérieur d'un domaine limité de valeurs déterminé par C_i et par le domaine de valeurs contenant les W_0 des thermomètres [voir équation (7)].

3. De même, les coefficients B devraient se placer à l'intérieur d'un domaine limité déterminé par B_i . Les écarts par rapport à cette condition ne peuvent pas être importants puisqu'ils ne se rapportent qu'aux températures relativement élevées.

4. Les thermomètres devraient définir une échelle unique. Ceci est une condition peu restrictive dans la mesure où des variations régulières de ε_T ne peuvent affecter beaucoup l'échelle dont l'expérience a montré qu'elle était relativement bien définie par l'équation de Callendar-Van Dusen.

Si l'on représente la valeur de W_s pour le point d'ébullition de l'eau (ou, ce qui revient au même, celle de α) en fonction de W_0 pour un certain nombre de thermomètres, on trouve que ceux pour lesquels C est compris entre 4,32 et $4,33 \times 10^{-12}$ donnent des points proches d'une droite pour laquelle $\varepsilon_T \approx 1,3$. Une telle représentation a été donnée par R. J. Berry [6] pour 105 thermomètres; elle indique que tous les points se situent à l'intérieur d'un domaine limité par la valeur $\varepsilon_T = 1,3$. Il est naturel de supposer qu'une telle limite correspond à un modèle physique relativement simple, tel que celui donné par la théorie des deux bandes.

Nous avons examiné les résultats de quatorze thermomètres pour lesquels $\alpha > 0,003\ 924$ et pour lesquels on dispose de plus ou moins de résultats d'étalonnage appropriés. L'« un » de ces thermomètres, Ch 6, est en fait la moyenne de quatre thermomètres fabriqués à partir du même fil et constitue le groupe étalon utilisé comme base de l'échelle de 10°K à 90°K par l'Institut des Mesures Physicotechniques et Radiotechniques de l'U. R. S. S. [7]. Les résultats concernant ce « thermomètre » ont été réduits à la valeur 90,18°K pour le point d'ébullition de l'oxygène et reliés à l'échelle N. B. S. 1955 au moyen des résultats donnés par Barber [8].

Le tableau I résume les renseignements relatifs à ces quatorze thermomètres. On peut voir que pour les neuf thermomètres « de bon comportement » de la première partie du tableau ε_1 se tient entre 1,30 et 1,40 et C entre 4,32 et $4,33 \times 10^{-12}$, tandis

TABLEAU I
 Caractéristiques de 14 thermomètres de haute pureté et leurs écarts
 par rapport à l'E.I.P.T.* à -108°C, -195°C et -220°C

Thermomètre	Type	W_0 $\times 10^4$	α $\times 10^7$	ϵ_I	B $\times 10^7$	C $\times 10^{12}$	ΔT_{Xe} $\text{deg } \times 10^4$	ΔT_{N_2} $\text{deg } \times 10^4$	ΔT_{50} $\text{deg } \times 10^4$
359	1	3,4	392 71	1,38	(-)5,8576	(-)4,327	0	0	-
1586296	2	4,0	69	1,36	5,857	4,324	-	0	- 1
320	3	4,4	66	1,39	5,857	4,329	-	-	-
337	1	4,6	66	1,33	5,8560	4,325	+ 3	0	-
153359	4	5,0	65	1,31	5,857	4,320	-	- 2	- 9
1191492	2	5,6	61	1,30	5,857	4,325	+ 2	0	- 5
338	1	5,6	60	1,36	5,8554	4,327	+ 2	- 1	-
1158062	2	6,7	54	1,34	5,857	4,330	-	+ 1	0
1158063	2	6,6	54	1,36	5,857	4,330	+ 1	+ 3	- 6
718154	2	5,3	59	1,46	5,8575	4,326	0	0	+ 18
1579437	2	4,8	60	1,56	5,857	4,340	-	+ 2	+ 2
1579438	2	4,9	56	1,71	5,857	4,351	-	+ 3	+ 28
5178	1	6,8	43	1,68	5,8560	4,343	- 7	0	-
Ch 6	5	5,2	57	1,64	-	-	-	-	-

1, type canne de Meyers (U.S.A.); 2, type à capsule de Leeds et Northrup (U.S.A.); 3, type à capsule de Aminco (U.S.A.); 4, type à capsule de Tinsley (U.K.); 5, type étalon à capsule (U.R.S.S.).

que pour les cinq thermomètres de la seconde partie $\epsilon_1 > 1,40$. Pour la plupart de ces derniers thermomètres C est supérieur à $4,34 \times 10^{-12}$; il y a des écarts par rapport à l'E. I. P. T.* ⁽²⁾ à 50°K et des indices d'un petit écart ($< 1 \times 10^{-3}$ deg) au point du xénon, pour lequel l'exactitude des mesures indiquées est d'environ 2×10^{-1} deg (écart-type).

Trois de ces thermomètres ont été étalonnés au moyen de l'échelle N. B. S. 1955 et dans le tableau II nous avons inscrit

TABLEAU II

Différences entre les échelles de température
E. I. P. T.* et N. B. S. 1955

E. I. P. T.*	E. I. P. T.* - N. B. S. 1955
- 183°C	0 $\times 10^{-3}$ deg
- 186	1,4
- 188	5,7
- 190	15,2
- 192	30,5
- 194	52,9
- 196	83,4
o 198	122,7
o 200	171,8
- 202	232
- 204	304
- 206	390
- 208	495
- 210	623
- 212	780
- 214	973
- 216	1 209
- 218	1 496
- 220	1 845
- 222	2 273

⁽²⁾ Nous définissons l'E. I. P. T.* comme étant l'Échelle Internationale Pratique de Température telle qu'elle est réalisée par un groupe particulier de six de ces thermomètres qui semblent satisfaire à la théorie des deux bandes et pour lesquels on dispose de résultats complets d'étalonnage. L'E. I. P. T.* est étendue au-dessous du point d'ébullition de l'oxygène au moyen de l'équation de Callendar-Van Dusen.

les différences E. I. P. T.* — N. B. S. 1955 pour des températures échelonnées de deux en deux degrés dans l'E. I. P. T.* de — 186°C à — 222°C. L'exactitude de l'interpolation est meilleure que 1×10^{-3} deg jusqu'à — 210°C; elle est réduite à 5×10^{-3} deg au voisinage de — 222°C. Le tableau II peut être utilisé pour déterminer les températures supérieures ou égales à 50°K en employant des thermomètres étalonnés aux points de fusion de la glace et d'ébullition de l'eau, du soufre et de l'oxygène.

FONCTION IDÉALE RÉSISTANCE-TEMPÉRATURE

On a utilisé les six thermomètres comme décrit ci-dessus pour établir que $\alpha_i = 0,003\ 929\ 0$ avec une incertitude estimée à environ 1×10^{-7} (écart-type), équivalente à environ 3×10^{-3} deg au point d'ébullition de l'eau. De façon analogue on a obtenu les valeurs de W_{iT} aux points d'ébullition du soufre et de l'oxygène. L'exactitude de ces valeurs peut être améliorée au moyen des relations de l'équation (7). De cette façon nous avons obtenu le groupe suivant de coefficients de Callendar-Van Dusen pour le platine idéalement pur

$$\begin{aligned} A_i &= 3,987\ 6 \times 10^{-3}, \\ B_i &= 5,860 \times 10^{-6}, \\ C_i &= 4,329 \times 10^{-12}, \end{aligned}$$

avec des incertitudes estimées à environ 2×10^{-3} pour A_i , 2×10^{-4} pour B_i et 5×10^{-4} pour C_i . Ces valeurs déterminent la résistance idéale du platine en fonction de la température dans l'E. I. P. T. de 903°K à 90°K et, à l'aide du tableau II, jusqu'à 50°K en fonction de l'échelle N. B. S. 1955.

Nous avons également, comme ci-dessus, estimé que $W_{i20} = 0,003\ 629$, avec une incertitude évaluée à environ 1×10^{-5} , équivalente à environ 12×10^{-3} deg. En utilisant les valeurs mesurées de W_{20} et W_{30} pour le thermomètre N° 1586296, qui a la plus faible valeur de W_0 des six thermomètres, il fut possible d'utiliser la théorie des deux bandes pour déterminer β et γ pour ce thermomètre. Par suite, on a déterminé les valeurs de W_{iT} à des intervalles de deux en deux degrés de 10°K à 54°K au moyen des équations (9) et (4), ainsi que pour quelques autres températures (tableau III). Au-dessus de 50°K on peut déterminer W_{iT} comme il a été dit ci-dessus au moyen de l'équation de Callendar-Van Dusen et de coefficients idéaux. Au voisinage de 50°K, domaine commun aux deux méthodes (qui, naturellement, ne sont pas complètement indépendantes), l'accord est meilleur

que 2×10^{-4} deg. De 10°K à environ 30°K nous avons trouvé la relation approximative

$$(12) \quad W_{iT} = 2,80 \times 10^{-8} T^{3,93}$$

TABLEAU III

Résistivité idéale du platine en fonction de la
température dans l'échelle N.B.S. 1955

T	W_{iT}
444,6°C	2,657 05
100	1,392 90
0	1,000 000
-100	0,594 514
90,18°K	0,243 270
90	0,242 484
80	0,198 968
70	0,155 891
60	0,113 906
54	0,089 945
52	0,082 254
50	0,074 755
48	0,067 370
46	0,060 430
44	0,053 663
42	0,047 201
40	0,041 069
38	0,035 303
36	0,029 931
34	0,024 989
32	0,020 501
30	0,016 488
28	0,012 961
27	0,011 380
26	0,009 922
24	0,007 365
22	0,005 279
20	0,003 629
18	0,002 384
16	0,001 484
15	0,001 146
14	0,000 871
12	0,000 481
10	0,000 238(1)
4,2	0,000 009

(1) En raison d'un changement de la formule d'interpolation utilisée pour obtenir les tables dans l'échelle N.B.S. 1955, cette valeur devrait être remplacée par 0,000 242 lorsque l'on travaille avec des tables publiées avant mars 1962.

que l'on peut utiliser pour obtenir les valeurs de W_{iT} par extrapolation aux températures inférieures à 10°K . Il faudrait toutefois noter que pour des raisons assez fondamentales on prévoit

que l'exposant de T dans l'équation (12) devient égal à 5 à température suffisamment basse.

Dans le but de déterminer exactement la résistivité résiduelle W_0 à partir de mesures au point d'ébullition de l'hélium il est encore nécessaire de soustraire la petite résistivité idéale de 9×10^{-6} . Si nous désirons déterminer W_0 à partir de mesures à 10°K nous devons soustraire une résistivité idéale plus grande (238×10^{-6}) et aussi un petit terme de résistivité résiduelle fonction de la température. On peut estimer ce dernier à l'aide de l'équation (9) dans le cas où $\gamma W_{iT} \ll \beta W_0$, lorsque nous avons

$$(13) \quad \varepsilon_T W_0 = W_0 + \gamma W_{iT}.$$

A 10°K , γW_{iT} a la valeur approximative 20×10^{-6} (γ ne varie pas de plus de 20 % pour les thermomètres de haute pureté).

PRÉVISIONS DE LA THÉORIE DES DEUX BANDES DE 10°K A 90°K

En utilisant les valeurs mesurées de W_{20} et W_{90} il est possible de déduire, à partir des équations (4) et (9), les valeurs de β et γ pour différents thermomètres. Nous pouvons alors utiliser β et γ ainsi que les valeurs mesurées de W_T pour en déduire W_{iT} comme ci-dessus.

Ayant fait cela pour un thermomètre nous pouvons, pour les autres thermomètres, utiliser leurs propres valeurs de β et γ ainsi que W_{iT} , considéré maintenant comme connu, pour en déduire les valeurs de W_T et les comparer aux valeurs mesurées de W_T . Dans le tableau IV nous avons reporté, pour tous les thermomètres du tableau I, les valeurs de β , γ et ε_T déduites des mesures de W_T à 10, 15, 20, 27, 54 et 90°K . Pour les valeurs à 10, 15, 27 et 54°K la différence de température équivalente (en millidegrés) entre les valeurs de W_T prévues et mesurées est donnée entre parenthèses. En outre, nous avons inclus dans le tableau IV les valeurs de ε_T pour -100 , 0 , $+100$ et 444°C . Ces valeurs ont été obtenues par une méthode d'itération fondée sur l'équation (2) et à l'aide des écarts entre ε_{111} et ε_T déduits des écarts entre les valeurs de B et celles prévues par l'équation (7). On peut voir que pour les neuf thermomètres « de bon comportement » de la première partie des tableaux I et IV la concordance avec la théorie des deux bandes est raisonnablement bonne, bien que les mesures et les calculs les plus soignés révèlent dans la plupart des cas une légère baisse de ε_T aux plus hautes températures. Pour les cinq thermomètres anormaux de la seconde partie des tableaux I et IV l'accord est beaucoup moins

TABLEAU IV.

Analyse par la théorie des deux bandes de 14 thermomètres de haute pureté.

(On donne les valeurs mesurées du paramètre ϵ_T à un certain nombre de températures, ainsi que les valeurs de β et γ déterminées à partir de mesures à 20°K et 90,18°K et les écarts en millidegrés entre les valeurs prévues et les valeurs mesurées à 10°K, 15°K, 27°K et 54°K).

Thermomètre	β	γ	10°K		15°K		20°K		27°K		54°K		90°K		-100°K		0°K		100°K		444°K	
			ϵ	ΔT	ϵ	ΔT	ϵ	ΔT	ϵ	ΔT	ϵ	ΔT	ϵ	ΔT	ϵ	ΔT	ϵ	ΔT	ϵ	ΔT	ϵ	ΔT
359	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
1586296	0,346	0,085	1,05	-	1,14	-	1,24	1,30	-	1,34	-	1,34	-	1,35	-	1,35	-	1,36	-	1,36	-	1,36
320	0,385	0,078	1,04	(+30)	1,13	(+3)	1,24	1,32	(0)	1,37	(+1)	1,37	(+1)	1,38	(+1)	1,38	(+1)	1,39	(+1)	1,39	(+1)	1,39
337	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
153359	0,319	0,104	1,04	(+40)	1,13	(+6)	1,23	1,29	(-2)	1,32	(-1)	1,32	(-1)	1,31	(-1)	1,31	(-1)	1,31	(-1)	1,31	(-1)	1,31
1191492	0,302	0,101	1,03	(+40)	1,11	(+15)	1,21	1,26	(+2)	1,29	(+1)	1,29	(+1)	1,30	(+1)	1,30	(+1)	1,30	(+1)	1,30	(+1)	1,30
338	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
1158062	0,317	0,102	1,03	(+40)	1,12	(-3)	1,20	1,25	(+5)	1,29	(+2)	1,29	(+2)	1,32	(+2)	1,32	(+2)	1,34	(+2)	1,34	(+2)	1,34
1158063	0,337	0,096	1,03	(+20)	1,12	(-7)	1,20	1,26	(+5)	1,31	(+2)	1,31	(+2)	1,34	(+2)	1,34	(+2)	1,36	(+2)	1,36	(+2)	1,36
718154	0,453	0,077	1,03	(-80)	1,13	(-9)	1,24	1,33	(+8)	1,42	(+2)	1,42	(+2)	1,45	(+2)	1,45	(+2)	1,46	(+2)	1,46	(+2)	1,46
1579437	0,524	0,061	1,03	(-40)	1,13	(-29)	1,25	1,34	(+15)	1,45	(+5)	1,45	(+5)	1,52	(+5)	1,52	(+5)	1,57	(+5)	1,56	(+5)	1,54
1579438	0,622	0,056	1,03	(-40)	1,13	(-38)	1,25	1,34	(+24)	1,50	(+9)	1,50	(+9)	1,61	(+9)	1,61	(+9)	1,71	(+9)	1,71	(+9)	1,69
8178	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Ch 6	0,627	0,062	1,04	(-60)	1,14	(-38)	1,26	1,38	(+30)	1,50	(+9)	1,50	(+9)	1,61	(+9)	1,61	(+9)	-	-	-	-	-

bon. Il semble que ε_T croisse bien au-delà de 1,4, puis diminue aux températures plus élevées.

Si, comme on le suppose habituellement, les deux bandes électroniques de conduction proviennent de l'existence d'un niveau de Fermi commun dans la zone de recouvrement des bandes *s* et *d*, alors le paramètre μ prend une signification fondamentale. Il donne le rapport des résistivités idéales pour les deux bandes et est probablement en relation avec le rapport des mobilités des électrons au niveau de Fermi dans chacune des bandes. Si tel était le cas, μ devrait être le même pour tous les thermomètres et β et γ ne seraient pas complètement indépendants. Nous avons trouvé que $\mu = 6 \pm 1$. En calculant β et γ à partir de mesures à 20°K et en attribuant à μ une valeur commune, tous les thermomètres donnent un accord nettement amélioré entre les valeurs mesurées et calculées de W_T à 10°K, 15°K et 27°K, mais l'accord est beaucoup plus mauvais qu'avant aux températures supérieures. On pourrait toutefois obtenir l'accord aux températures supérieures, même dans les cas les plus mauvais, en supposant un accroissement d'environ 20 % de l'autre paramètre λ , lorsqu'on va de 20°K à 90°K. Le rapport λ/μ , qui a une valeur d'environ 5, est probablement lié au rapport des sections efficaces de diffusion des impuretés pour les électrons voisins du niveau de Fermi dans les bandes respectives. Les variations de cette grandeur avec la température, lorsque sont en cause des impuretés particulières (ions métalliques de transition ?), peuvent expliquer les cas anormaux.

Pour les thermomètres ayant un rapport de résistivité résiduelle plus élevé ($\approx 25 \times 10^{-4}$), nous avons trouvé par l'analyse des thermomètres employés par Hoge et Brickwedde pour établir l'échelle du N. B. S. [9] que trois concordaient avec la théorie des deux bandes et que trois étaient désaccord. Van Dijk [4] a de même analysé les neuf thermomètres employés par Aston et Moessen pour établir l'échelle de la Pennsylvania State University [10]; il a trouvé que cinq thermomètres satisfaisaient à la théorie des deux bandes; pour les quatre autres il suggère la nécessité d'une théorie des quatre bandes.

Enfin, nous avons analysé deux thermomètres ayant un rapport de résistivité résiduelle beaucoup plus élevé ($\approx 200 \times 10^{-4}$) et trouvé un bon accord avec la théorie. Pour les thermomètres ayant un rapport de résistivité résiduelle plus élevé, l'accord avec la théorie, si bon soit-il, n'empêche pas des divergences appréciables par rapport à l'échelle de température « idéale » puisqu'elles dépendent du produit $\varepsilon_T W_0$. De plus, les critères pour discerner les « bons » des « mauvais » thermomètres semblent être plus difficiles à appliquer dans ces cas.

CONCLUSIONS

Du point de vue de la thermométrie de précision dans le domaine 10–90°K on peut tirer les conclusions suivantes :

1. Pour satisfaire aux besoins de la calorimétrie, il est nécessaire que la fonction $\frac{dT_{\text{int}}}{dT_{\text{therm}}}$ soit continue.

Il est maintenant douteux que cette condition puisse être respectée à la limite supérieure de 90°K en raison des défauts de l'E. I. P. T. actuelle au-dessus de 90°K. Ces défauts peuvent probablement être supprimés grâce aux déterminations exactes de $T_{\text{int}} - T_{\text{therm}}$ au-dessus de 90°K au moyen du thermomètre à gaz.

2. L'échelle doit être reproductible dans des limites spécifiées. Passant ne dépassant pas 2×10^{-3} deg, même dans la région « difficile » voisine de 27°K, pourrait constituer une telle condition. Il y a au moins trois moyens qui pourraient satisfaire à cette condition :

2.1. L'utilisation comme étalon primaire international d'un groupe particulier de thermomètres étalonnés (ou peut-être l'utilisation d'une bobine particulière de fil de platine avec lequel on pourrait fabriquer les thermomètres étalons secondaires). C'est la solution la moins satisfaisante.

2.2. La solution fondée sur la théorie des deux bandes et les étalonnages aux points d'ébullition de l'eau, de fusion de la glace et d'ébullition de l'oxygène, de l'hydrogène et de l'hélium. Cela exigerait la détermination de critères de sélection suffisamment rigoureux. De tels critères pourraient être :

(a) $\alpha > 0,003\ 926$ pour éliminer les thermomètres les moins purs;

(b) $C < 4,33 \times 10^{-12}$ ainsi que

(c) $\varepsilon_1 < 1,40$ pour éliminer les thermomètres de « mauvais comportement »

(on peut aisément montrer à partir de l'équation (4) que

$$(14) \quad \varepsilon_1 = \frac{1,392\ 90 - W_S}{0,393\ W_0},$$

où W_S est le rapport de résistivité au point d'ébullition de l'eau).

L'inclusion du critère (b), bien qu'il ne soit pas strictement nécessaire, permettrait dans la plupart des cas de rejeter les thermomètres de « mauvais comportement », avant que W_0 ne soit déterminé.

2.3. La solution fondée sur une équation du troisième degré avec des étalonnages aux points d'ébullition de l'eau, de fusion de la glace, d'ébullition de l'oxygène, au point triple de l'azote et aux points d'ébullition du néon et de l'hydrogène, comme Barber l'a proposé [11].

Cela exigerait aussi la détermination de critères de sélection suffisamment rigoureux; ces critères pourraient toutefois être moins rigoureux qu'en 2.2. Cela nécessiterait aussi un travail supplémentaire sur la réalisation expérimentale du point triple de l'azote et du point d'ébullition du néon.

L'auteur remercie MM. N. J. Scardina, C. Kirby et R. J. Berry de leur collaboration dans les divers domaines du travail expérimental, Mr E. Lu de son aide pour les calculs et le Dr. H. Preston-Thomas avec qui il a eu d'utiles entretiens.

(reçu le 10 septembre 1962)

BIBLIOGRAPHIE

- [1] SONDEHEIMER (E. H.) et WILSON (A. H.), *Proc. Roy. Soc., A*, 190, 1947, p. 435.
- [2] VAN DIJK (H.), *Procès-Verbaux C. I. P. M.*, 23-B, 1952, p. T 48.
- [3] SCHULTZ (H.), *Z. Angew. Phys.*, 9, 1957, p. 465.
- [4] VAN DIJK (H.), *Temperature, its measurement and control in science and industry*, vol. 3-I, p. 365, Reinhold Publ. Corp., New York, 1962.
- [5] ORLOVA (M. P.), *Temperature, its measurement...*, vol. 3-I, p. 351.
- [6] BERRY (R. J.), Ce volume, Annexe 22, p. 125.
- [7] BOROWIK-ROMANOV (A. S.), ORLOVA (M. P.) et STRELKOV (P. G.), *Procès-Verbaux C. I. P. M.*, 24, 1954, p. T 141.
- [8] BARBER (C. R.), *Brit. J. Appl. Phys.*, 13, 1962, p. 237.
- [9] HOGE (H. J.) et BRICKWEDDE (F. G.), *J. Res. N. B. S.*, 22, 1939, p. 351.
- [10] MOESSEN (G. W.) et ASTON (J. G.), *Temperature, its measurement...*, vol. 3-I, p. 91.
- [11] BARBER (C. R.), *Temperature, its measurement...*, vol. 3-I, p. 345.

Kamerlingh Onnes Laboratorium (Pays-Bas)

RÉSULTATS DE MESURES OBTENUS
SUR DES THERMOMÈTRES
A RÉSISTANCE DE PLATINE

Par H. VAN DIJK

(Traduction)

INTRODUCTION

Seize thermomètres à résistance de platine ont été mesurés à la Section de Thermométrie dans les domaines de ^4He liquide, H_2 liquide et O_2 liquide. La résistance de treize d'entre eux a aussi été mesurée dans H_2 solide entre 14 et 10°K.

Les températures dans la région de ^4He liquide ont été déduites des mesures de la tension de vapeur. Les températures au-dessus de 9°K ont été obtenues à partir des mesures faites sur le thermomètre étalon à résistance de platine LN 1137601; ce thermomètre a été étalonné au National Bureau of Standards, Washington, et une table donnant la relation entre la résistance et la température a été établie entre 10 et 92°K en se servant de l'échelle N. B. S. 1955 (1).

Tous les thermomètres étaient placés dans des cavités à l'intérieur d'un bloc de cuivre. Le bloc était immergé dans l'un des gaz liquifiés ou solidifié. Le réservoir d'un thermomètre à tension de vapeur était disposé dans un trou au centre du bloc.

RÉSULTATS OBTENUS AUX TEMPÉRATURES DE ^4He

La résistance des thermomètres en platine varie à peu près linéairement en fonction de T^2 pour des températures inférieures à 4,3°K. Si l'on trace la courbe de la résistance réduite ($\omega = R/R_0$)

(1) Toute température exprimée en degrés K (N. B. S. 1955) a une valeur umérique inférieure de 0,01 degré à celle de la même température exprimée dans l'échelle N. B. S. précédente (*J. Res. N. B. S.*, 22, 1939, p. 351).

en fonction de T^2 , la résistance réduite à 0°K, ω_0 , peut être déduite du graphique par extrapolation linéaire à $T = 0$. Nous appelons ainsi ω_{0e} la résistance résiduelle réduite. La figure 1 donne un exemple de la relation de ω avec la température.

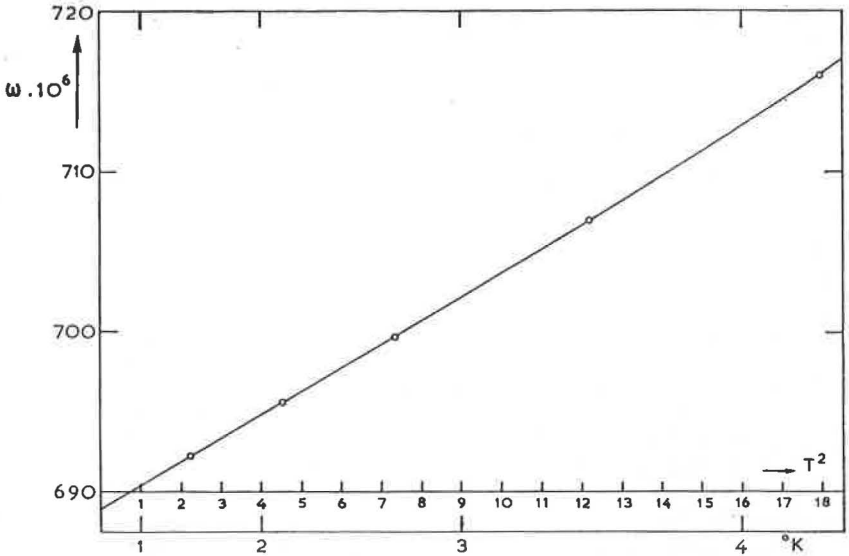


Fig. 1. — Relation entre la température et la résistance réduite du thermomètre K. O. L. 120.

La plupart des résistances mesurées s'écartent de la fonction linéaire en T^2 d'une quantité mesurable au voisinage de 4,2°K. Cet écart peut être représenté par un terme proportionnel à T^3 . C'est ce que montre la figure 2 où l'on a porté $(\omega - \omega_{0e})/T^2$ en fonction de T^3 .

Pour presque tous les thermomètres dont la courbe est tracée à la figure 2, les valeurs expérimentales peuvent être représentées par des droites dans les limites de la précision des expériences. Seules les valeurs pour le thermomètre LN 1137601 demandent évidemment une autre représentation.

Puisque, d'après la figure 2,

$$(\omega - \omega_0)/T^2 = A + BT^3,$$

$$(1) \quad \omega = \omega_0 + AT^2 + BT^3.$$

Les valeurs des coefficients A et B peuvent être lues sur le graphique. Dans le tableau I nous représentons ces valeurs A et B par A_e et B_e .

La validité de l'équation (1), pour tous nos thermomètres à résistance mesurés, a été vérifiée de la manière suivante. Pour chaque thermomètre, toutes les valeurs expérimentales ont été

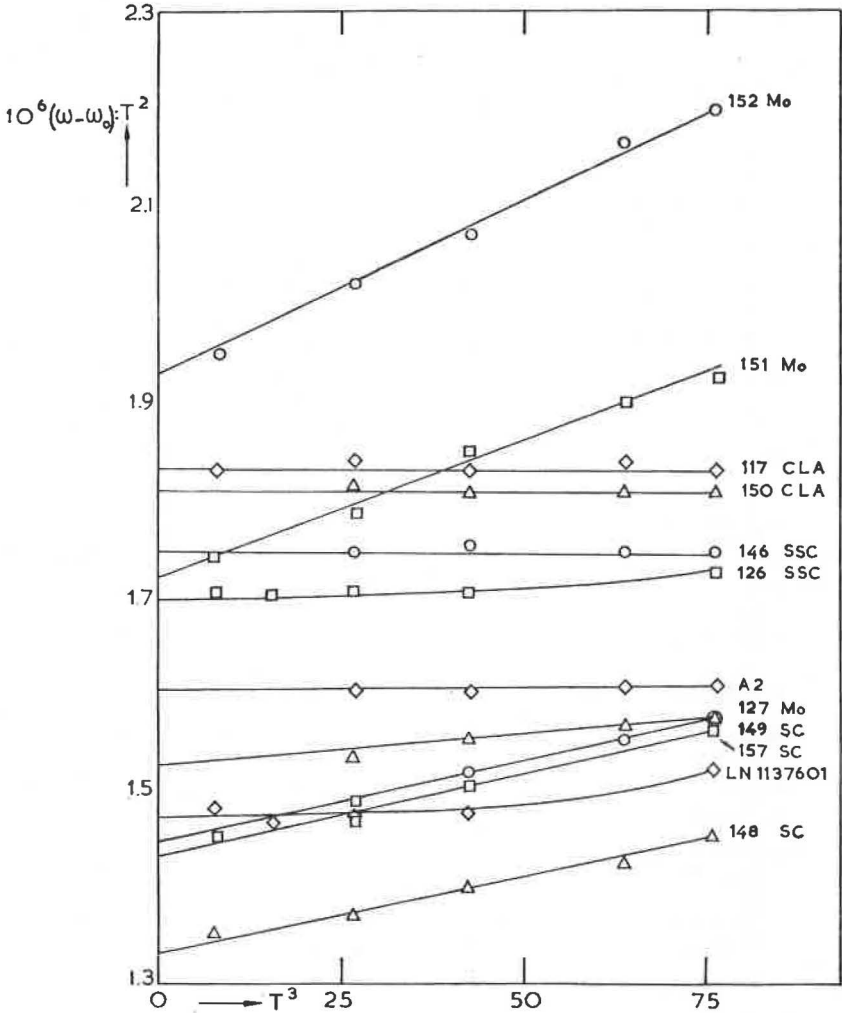


Fig. 2. — Relation $(\omega - \omega_0)/T^2$ en fonction de T^3 pour plusieurs thermomètres à résistance de platine.

portées sur un graphique ω en fonction de T^2 . Une courbe a été tracée, qui représente une moyenne des valeurs observées. Les valeurs ω lues sur la courbe pour $T = 1,5^\circ\text{K}$, 3°K et $3\sqrt{2}^\circ\text{K}$,

ont été utilisées pour calculer les trois coefficients de l'équation (1). Nous affectons ces coefficients de l'indice c et appelons ω_c les ω calculées à partir de l'équation (1) avec ces coefficients. Le ω défini par la courbe dans les graphiques ω en fonction de T^2 est indiqué par ω_e . La figure 3 montre $\omega_e - \omega_c$ en fonction

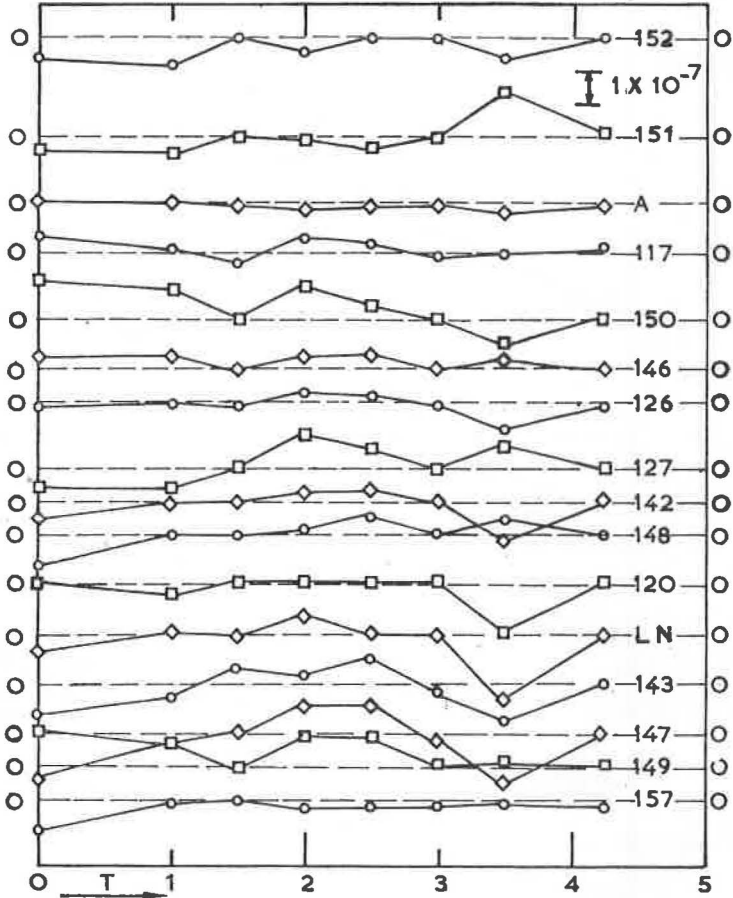


Fig. 3. $\omega_e - \omega_c$ en fonction de T pour 16 thermomètres.

Origine du platine ou du thermomètre :

Mo, platine allemand envoyé par le Prof. H. Moser;

A 2, thermomètre de la Pennsylvania State University prêté par le Prof. Aston;

LN 1137601, thermomètre fabriqué par Leeds and Northrup and Co, prêté par le N. B. S. à Washington;

S. S. C., platine de Sheffield Smelting Co;

S. C., platine de Sigmund Cohn Co, New York, U. S. A.;

C. L. A., platine du Comptoir Lyon-Alemand, Paris.

de T pour huit températures, y compris les trois températures qui ont servi de base. Le résultat est tout à fait satisfaisant. Presque tous les écarts sont bien à l'intérieur de l'exactitude des mesures (environ 1×10^{-7} pour ω). Seuls les écarts à 3,5°K, pour les thermomètres 151, 142, 120, LN 1137601 et 147 sont supérieurs à 1×10^{-7} .

L'équation (1) a aussi été employée pour obtenir des formules d'interpolation pour le domaine de température entre 4,3 et 10°K. Les constantes ω_{0i} , A_i et B_i ont été calculées à partir des valeurs connues de ω à 1,5°K, $3\sqrt{2}$ °K et 10°K. Pour la plupart de nos thermomètres ω (10) a été obtenu à partir d'une comparaison de ω_c et ω_{LN} à 10°K dans H_2 solide. Pour les thermomètres 148, 151 et 152, ω (10) a été obtenu par interpolation graphique de ω_c — ω_{117} entre 14 et 4,3°K. Le ω (10)_{LN} est donné par la table d'étalonnage.

Le tableau I rassemble les valeurs de ω_0 , A et B obtenues de différentes manières. Il est déjà évident, d'après la figure 2, que les valeurs A_c et B_c des divers thermomètres diffèrent considérablement. Le tableau I confirme et établit avec précision ce résultat. Pour les températures jusqu'à 4,3°K, l'influence du terme en T^3 est à peu près négligeable pour plusieurs thermomètres. Comparativement, pour des valeurs élevées de ω_{0c} , on a trouvé des valeurs élevées de A_c et en même temps B_c est parfois néanmoins proche de zéro. ω_{0c} et ω_{0e} sont à peu près égaux (à l'intérieur de 1×10^{-7}). Pour chaque thermomètre, A_c et A_e ne diffèrent pas plus de 2 %. Les différences entre B_c et B_e sont plus grandes (jusqu'à 20 %) pour plusieurs thermomètres. Ces imprécisions correspondent aux changements de ω_{0c} , A_c et B_c causés par une variation de 1×10^{-7} sur ω (3).

La répartition de A_i en fonction de ω_0 est donnée par la figure 4. ω_{0c} et ω_{0i} ne diffèrent pas plus de $0,3 \times 10^{-7}$. A_c et A_i diffèrent jusqu'à ± 10 %. Pour les différentes résistances, les B_i sont beaucoup plus voisins que ne le sont les B_c et les B_e . La répartition de A_i et B_i , chacun en fonction de ω_0 , est donnée par les figures 5 et 6. La répartition de A_i ressemble à celle de A_c . Les répartitions sont en général irrégulières, mais des thermomètres fabriqués avec du platine de même origine ont habituellement leurs représentations proches les unes des autres sur le graphique. Les points du graphique montrent une tendance à converger vers $A_i = 1,3 \times 10^{-6}$ et vers $B_i = 1,2 \times 10^{-9}$ pour $\omega_{0e} = 0$. Donc, ω (10) doit tendre vers

$$\zeta(10) = 1,3 \times 10^{-6} \times 10^2 + 1,2 \times 10^{-9} \times 10^3 = 250 \times 10^{-6}.$$

La figure 7 donne ω (10) — ω_0 en fonction de ω_0 et montre qu'une résistance réduite idéale, ζ (10), égale à 250×10^{-6} s'accorde convenablement avec les résultats expérimentaux.

On dispose de peu de renseignements sur la validité de l'équation (1) pour des températures comprises entre 4 et 10°K.

TABLEAU I

Thermom. N°	R_{100}/R_0	$10^6 \omega_{oe}$	$10^6 \omega_{oi}$	$10^6 A_e$	$10^6 A_c$	$10^6 A_1$	$10^9 B_e$	$10^9 B_1$
		$10^6 \omega_{oc}$					$10^9 B_c$	
.152 Mo	1,391 32	2959,9	2959,7	1,93		2,047	3,57	2,169
		2959,96		1,917			3,67	
151 Mo	1,391 89	1913,6	1913,5	1,72		1,782	2,54	1,997
		1913,64		1,708			2,844	
A 2	1,392 09	1318,75	1319,0	1,60		1,468	0,09	1,590
		1318,74		1,608			-0,020	
117 CLA	1,392 25	1222,75	1222,95	1,83		1,706	0	1,446
		1222,70		1,837			-0,102	
150 CLA	1,392 28	1134,0	1134,2	1,805		1,687	0	1,409
		1133,88		1,831			-0,245	
146 SSC	1,392 32	1084,1	1084,3	1,74		1,627	0	1,376
		1084,06		1,750			-0,041	
126 SSC	1,392 30	942,9	943,1	1,69		1,604	0,4	1,459
		942,91		1,686			0,510	
127 Mo	1,392 52	745,8	746,0	1,52		1,459	0,67	1,372
		745,86		1,504			0,856	
142 SC	1,392 53	743,9	743,9	1,34		1,353	1,6	1,423
		743,95		1,349			1,468	
148 SC	1,392 52	734,1	734,1	1,33		1,337	1,65	1,453
		734,19		1,308			1,793	
120 SC	1,392 54	689,0	689,1	1,44		1,402	0,88	1,368
		688,99		1,443			0,897	
LN 1137601	1,392 55	636,3	636,4	1,47		1,405	0,63	1,371
		636,35		1,441			0,958	
143 SC	1,392 62	540,05	540,1	1,45		1,458	1,37	1,309
		540,14		1,446			1,447	
147 SC	1,392 63	524,4	524,4	1,43		1,470	1,85	1,316
		524,53		1,425			1,834	
149 SC	1,392 65	511,85	511,65	1,44		1,484	1,69	1,302
		511,74		1,441			1,794	
157 SC	1,392 63	496,6	496,6	1,43		1,462	1,72	1,301
		496,69		1,419			1,794	

J. de Boer ⁽²⁾ a mesuré deux thermomètres à résistance dans cette région. La validité de l'équation (1) peut être éprouvée sur ses résultats.

Des résultats sont connus pour plusieurs thermomètres à résistance de platine, pour des températures entre 1,5 et 4,3°K

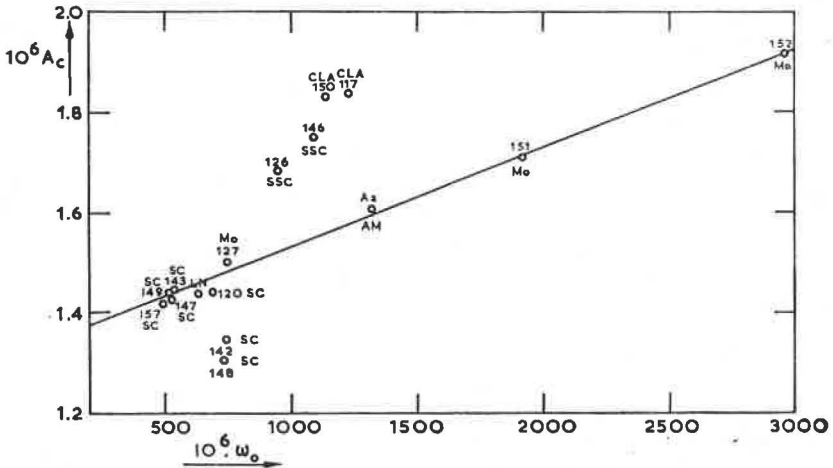


Fig. 4. — A_c en fonction de w_0 pour du platine de différentes origines.

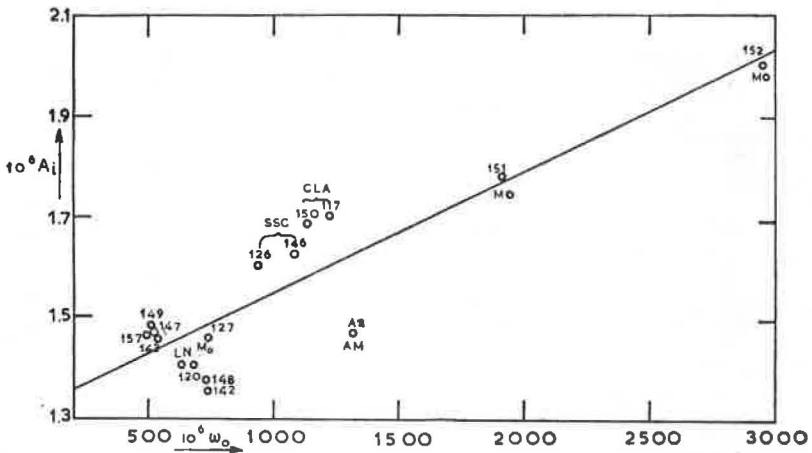


Fig. 5. — A_i en fonction de w_0 .

(²) DE BOER (J.), *Physica*, 1, 1933-1934, p. 609; *Comm. Kamerlingh Onnes Lab., Leiden*, n° 231 c; *Thesis*, Leiden, 1935.

et entre 10 et 20,3°K. On peut donc contrôler si les coefficients calculés à partir des valeurs connues de $\omega(1,5)$, $\omega(4,2)$ et $\omega(10)$ sont en bon accord à 10°K. Nous avons essayé ce mode de calcul

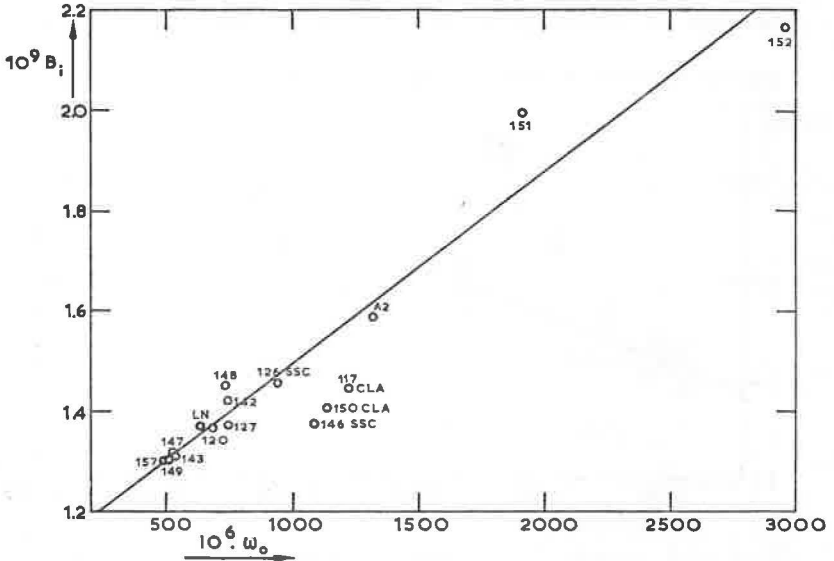


Fig. 6. — B_i en fonction de ω_0 .

pour LN 1137601 et trouvé un bon accord à 10,5°K, 11°K et 11,5°K. Les écarts étaient inférieurs à l'équivalent de 0,02 deg.

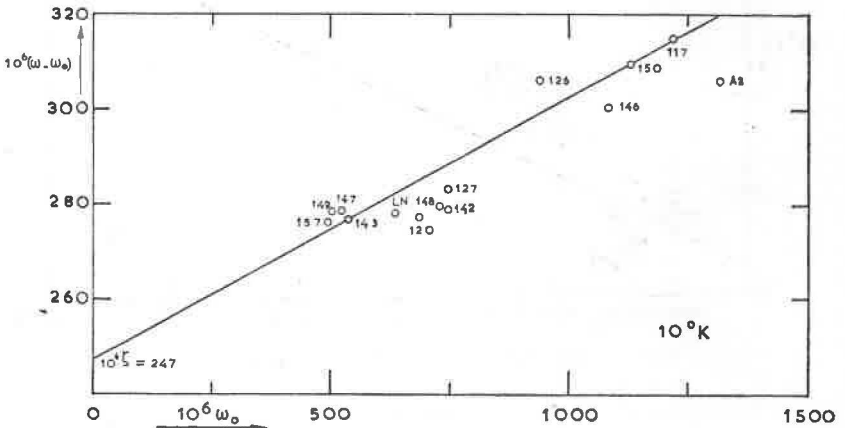


Fig. 7. $\omega - \omega_0$ en fonction de ω_0 pour 10°K.

Aussi, nous avons calculé ω_{LN} pour plusieurs températures entre 4 et 10°K en utilisant l'équation (1).

Pour tous les autres thermomètres, nous avons obtenu $\omega_x - \omega_{LN}$ par interpolation graphique et calculé ω_x en additionnant la propre valeur de ω_{LN} .

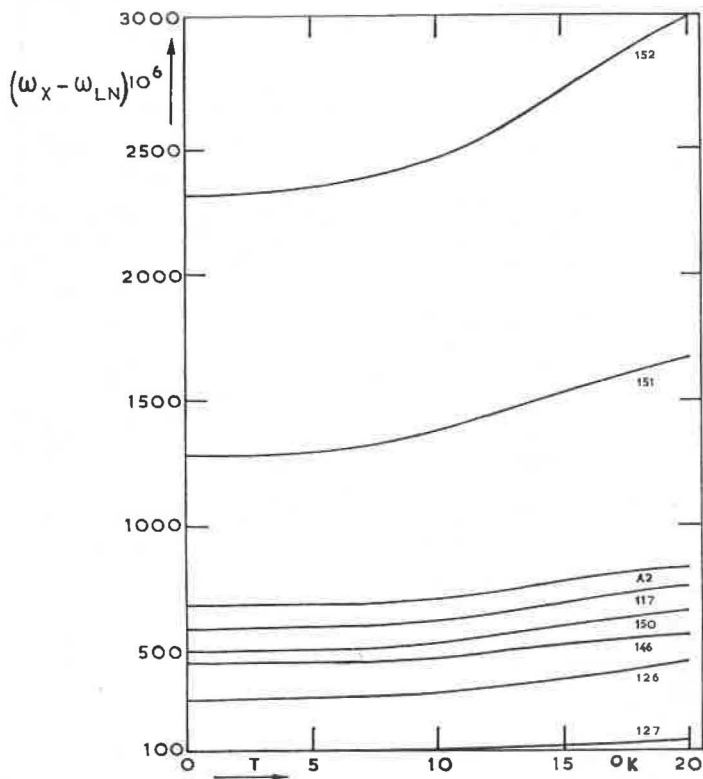


Fig. 8 a. $\omega_x - \omega_{LN}$ en fonction de T pour des températures jusqu'à 20°K.

Les courbes $\omega_x - \omega_{LN}$ en fonction de T montrent quelques singularités (fig. 8 a et b). Les courbes de nos thermomètres fabriqués avec du platine de Sigmund Cohn montrent un minimum pour ceux dont $\omega_x - \omega_{LN}$ est positif. Les thermomètres dont $\omega_x - \omega_{LN}$ est négatif montrent un minimum aplati suivi d'un maximum plus prononcé. Pour des thermomètres fabriqués avec le platine le plus pur, cette forme des courbes rend l'interpolation plus difficile.

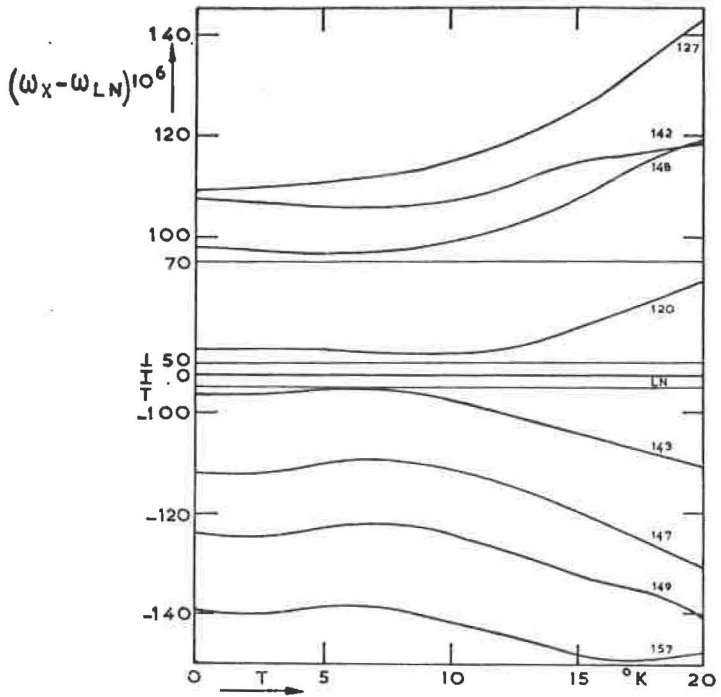


Fig. 8 b. $\omega_x - \omega_{LN}$ en fonction de T pour des températures jusqu'à 20°K.

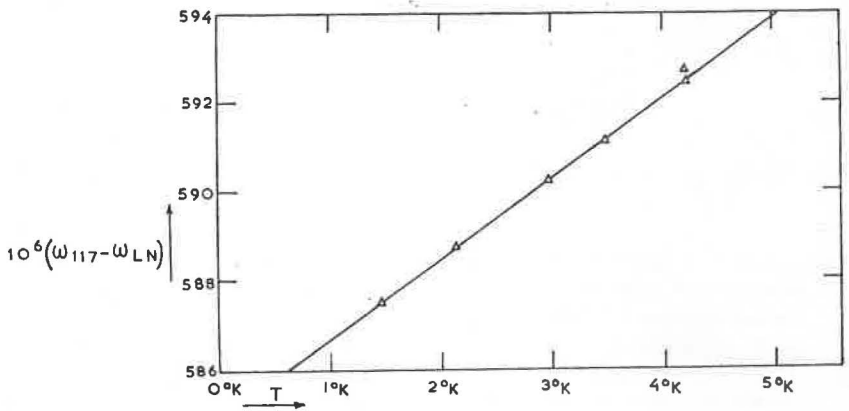


Fig. 9. $\omega_x - \omega_{LN}$ en fonction de T entre 1,4 et 4,3°K pour le thermomètre 117.

Un second fait remarquable est une apparente linéarité de $\omega_x(T) - \omega_{LN}(T)$ trouvée pour 8 des 15 thermomètres comparés avec LN 1137601 dans la région de l'hélium liquide. Un exemple est donné à la figure 9. Pour tous ces thermomètres, A_x et B_x donnés dans le tableau I sont de signes opposés. Bien qu'une fonction de la forme $\omega = \omega_0 + AT^2 + BT^3$ puisse être assimilée à une fonction linéaire entre 1,5 et 4,3°K, quand A et B ont des signes opposés et sont de rapport convenable (par exemple $B = 4 \times 10^{-3} A$), le fait est toutefois remarquable, car dans certains cas presque tous les points sont si proches de la droite que l'on a de la peine à croire que la linéarité est seulement apparente.

RÉSULTATS OBTENUS AUX TEMPÉRATURES AU-DESSUS DE 10°K

Ayant mesuré seize thermomètres dans ^4He liquide, H_2 liquide, H_2 solide et O_2 liquide, nous avons essayé d'utiliser les résultats obtenus pour en déduire de nouveaux renseignements sur la résistance réduite idéale. Si l'on porte sur un graphique ω ou $\omega - \omega_0$ en fonction de ω_0 pour plusieurs températures constantes, nous avons retrouvé une relation en grande partie linéaire entre ω et ω_0 (fig. 10). Si nous supposons que nous avons le droit

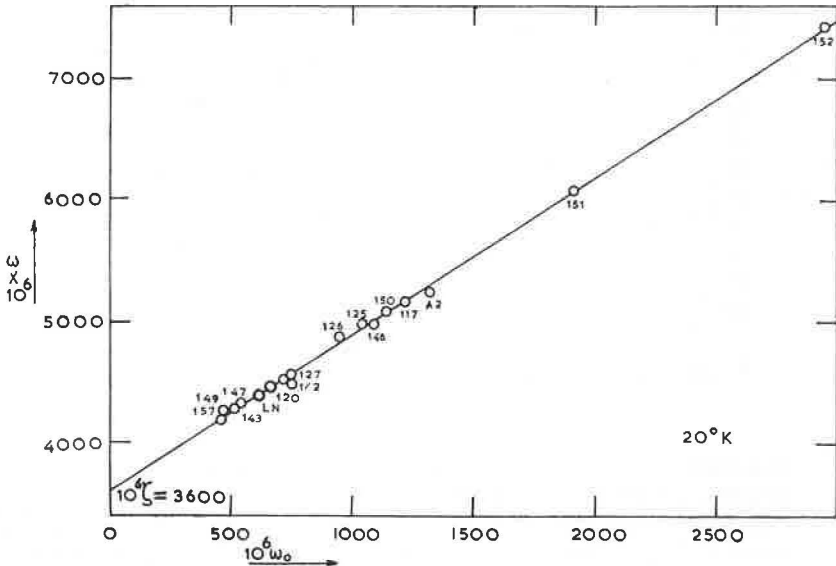


Fig. 10. ω en fonction de ω_0 pour 20°K.

d'extrapoler jusqu'à $\omega_0 = 0$ et que nous pouvons obtenir de cette façon des valeurs de ζ , celles-ci peuvent être comparées aux précédentes. La figure 11 et le tableau II montrent le résultat.

Les nouvelles valeurs de ζ sont plus basses que celles trouvées autrefois. De plus, la pente des courbes ω en fonction de ω_0 est

TABLEAU II

T (°K)	$\zeta \times 10^6$ (K.O.L. 1962)	$\zeta \times 10^6$ (K.O.L. 1958)	$\zeta \times 10^6$ (U.R.S.S. 1959/60*)
10	245,0		275
11	333,6		
12	474,0		527
13	645,5		
14	856,5	910	935
16	1 461,9	1 530	1 570
18	2 349,0	2 430	2 490
20	3 600	3 686	3 753
22			5 415
24			7 515
25	8 540	8 655	
30	16 445	16 568	16 666
35	27 350	27 495	27 584
40	41 005	41 164	41 234
50	74 678	74 855	74 924
55	93 770	93 952	95 726
60	113 840	114 022	114 122
70	155 845	156 006	156 068
80	198 920	199 081	199 194
90	242 438	242 582	242 639

* Communiqué par M.P. Orlova.

plus raide. Ceci s'applique pour toutes les températures entre 10 et 90°K. L'incertitude sur ζ reste toutefois très grande. Tant que l'on n'aura pas obtenu de renseignements plus exacts, il sera prudent de n'utiliser ζ en thermométrie de précision, que pour calculer surtout des corrections. Les figures 12 a et b montrent $\omega_x - \omega_{LN}$ pour quinze thermomètres jusqu'à 90°K.

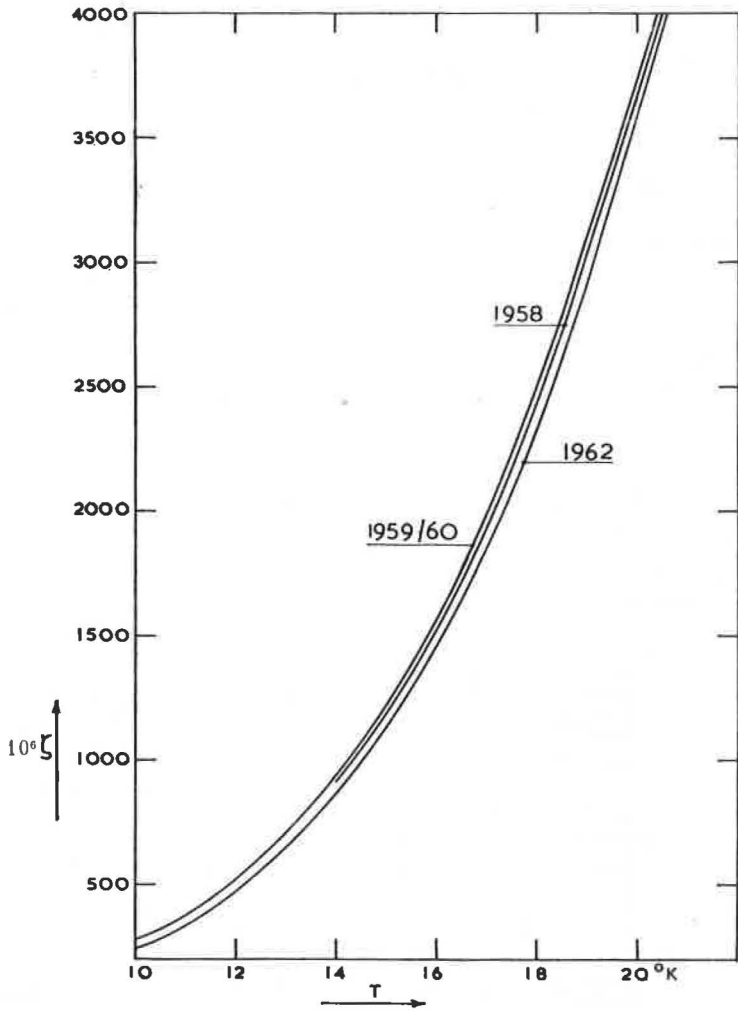


Fig. 11.

Relation entre la température et la résistance réduite idéale.

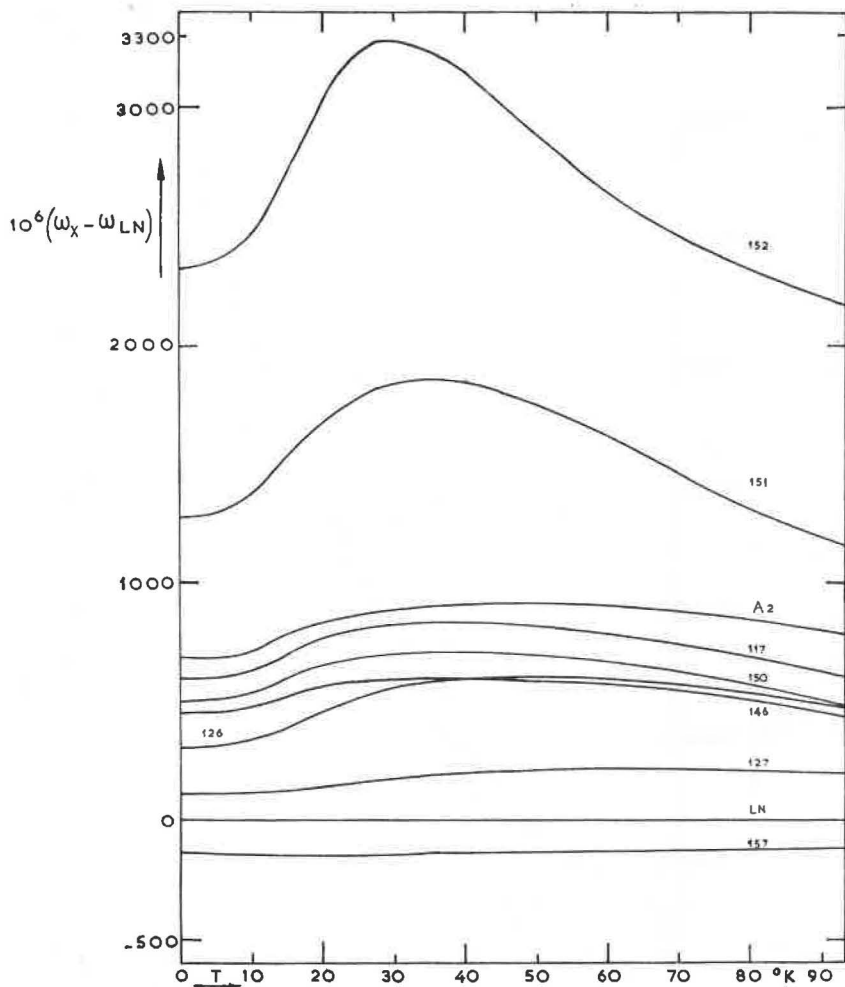


Fig. 12 a. $\omega_x - \omega_{LN}$ pour 15 thermomètres de 0 à 90°K.

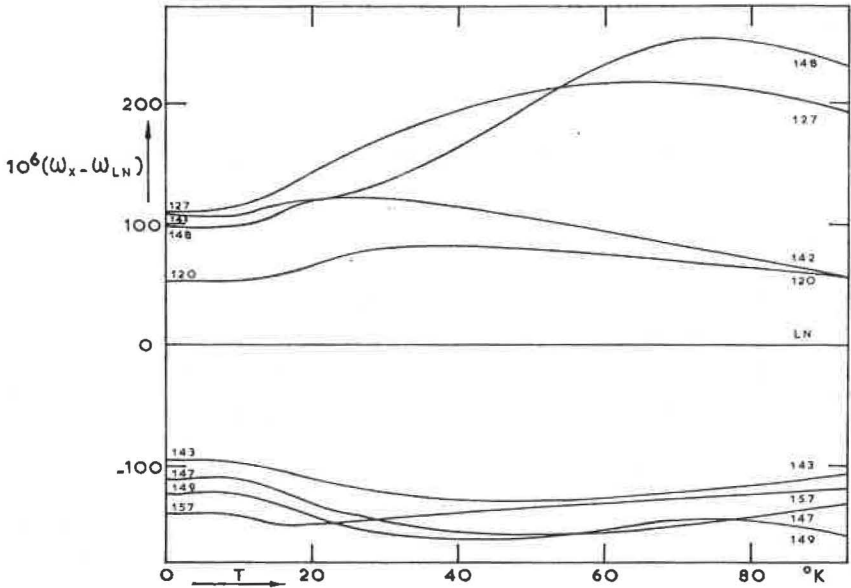


Fig. 12 b. $\omega_x - \omega_{LN}$ pour 15 thermomètres de 0 à 90°K.

Remerciements. — L'auteur adresse ses remerciements au National Bureau of Standards pour le prêt du thermomètre étalonné LN 1137601 qui a été d'une grande aide pour cette étude, et à tout le personnel de la Section de Thermométrie du K. O. L. pour sa collaboration à ce travail.

(reçu le 24 juillet 1962)

Kamerlingh Onnes Laboratorium (Pays-Bas)

LES RELATIONS
TEMPÉRATURE-TENSION DE VAPEUR
POUR L'HYDROGÈNE EN ÉQUILIBRE LIQUIDE
ET L'HYDROGÈNE NORMAL LIQUIDE

Par M. DURIEUX et H. VAN DIJK

(Traduction)

Il y a quelques années, nous avons fait des mesures de température par une méthode magnétique pour déterminer les relations température-tension de vapeur de l' « hydrogène en équilibre liquide à 20,4°K » (*e*-H₂) et de l'hydrogène normal liquide (*n*-H₂) [1], [2]. Les températures furent déduites de la relation

$$n = A + B/(T + \Delta),$$

où *n* est le nombre de spires d'un pont à inductance mutuelle de Hartshorn. *n* est une fonction linéaire de la susceptibilité d'un sel paramagnétique placé au centre d'un jeu de bobines dont l'inductance mutuelle pouvait être mesurée. Les températures attribuées aux points d'ébullition de *e*-H₂ et de *n*-H₂ étaient 20,260°K et 20,378°K. Les constantes *A*, *B* et Δ pouvaient être déterminées à partir de mesures faites à ces points d'ébullition et aux températures de l'hélium liquide.

Nous avons aussi calculé la relation *p*-*T* pour l'hydrogène liquide à partir de grandeurs thermodynamiques mesurées en utilisant la formule de Clapeyron [1], [2].

Comme résultat de ces études et d'une analyse de données plus anciennes, nous avons donné les équations suivantes pour les tensions de vapeur :

TABLEAU I
Points d'ébullition de n-H₂ et de e-H₂

Auteur	Résultats publiés			Résultats recalculés		
	n-H ₂ (°K)	e-H ₂ (°K)	T _{réf.} (°K)	n-H ₂ (°K)	e-H ₂ (°K)	T _{réf.} (°K)
1. Heuse et Otto, 1931 [4]	20,38		273,16	20,381 [4]	20,264*	273,15
2. Keesom, Bijl et Van der Horst, 1931 [3]	-252,754°C	-252,871°C	273,15	20,382 [4]	20,265	273,15
3. Hoge et Erickwedde, 1939 [15]	20,390	20,273	90,19	20,386	20,269	90,17
4. Hoge et Arnold, 1951 [6]		20,278	90,19	20,391*	20,274	90,17
5. Moesson, Aston et Ascah, 1951 [7]	20,365		273,16 90,154	20,369	20,252*	273,15 90,17
6. Borovik-Romanov, Orlova et Strelkov, 1954 [9]	20,393		90,19	20,392	20,275*	90,17
7. Barber, 1962 [10]		20,271	273,15	20,388*	20,271	273,15
		Moyenne - - -		20,383	20,266	

Les températures de référence sont le point de fusion de la glace et le point d'ébullition de l'oxygène.

* Résultats non mesurés, mais calculés avec la valeur moyenne 0,117°K pour la différence entre les points d'ébullition de n-H₂ et e-H₂.

Pour le calcul de la moyenne des résultats, on a pris la moyenne des valeurs 3 et 4 puisqu'elles ont été déduites des mêmes mesures au thermomètre à gaz.

Pour $e\text{-H}_2$:

$$(1) \quad \log_{10} p \text{ (mm Hg, } ^\circ\text{C)} = 4,635\,384 - 44,267\,4 T^{-1} \\ + 0,021\,669 T - 0,000\,021 T^2.$$

Pour $n\text{-H}_2$:

$$(2) \quad \log_{10} p \text{ (mm Hg, } ^\circ\text{C)} = 4,658\,334 - 44,879\,3 T^{-1} \\ + 0,021\,276 T - 0,000\,021 T^2.$$

D'après ces équations, les points d'ébullition sont $20,260$ $^\circ\text{K}$ pour $e\text{-H}_2$ et $20,377$ $^\circ\text{K}$ pour $n\text{-H}_2$. Ces valeurs diffèrent seulement de quelques millidegrés des valeurs moyennes des points d'ébullition données au tableau I.

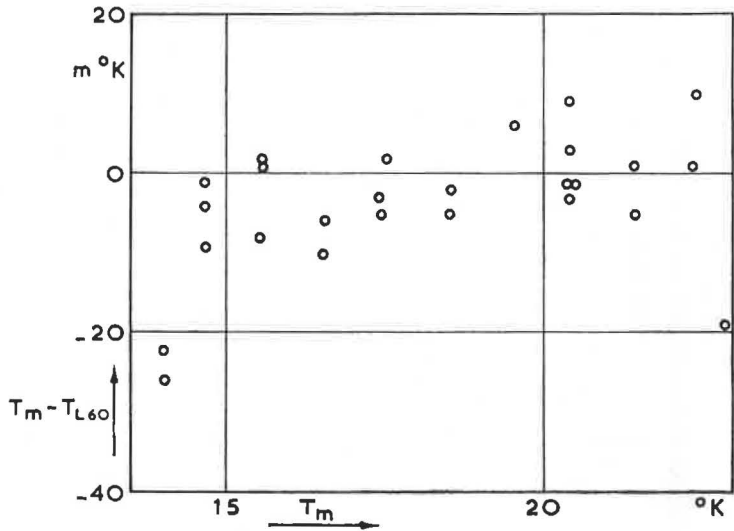


Fig. 1. — Écart entre la « température magnétique » (T_m) et les températures tirées de l'équation (1) (T_{L60}) pour $e\text{-H}_2$. Ces mesures ont été faites avec du sulfate de manganèse et d'ammonium comme sel paramagnétique.

A la figure 1, les températures tirées de l'équation (1) sont comparées aux températures de nos mesures magnétiques. Aux figures 2 et 3, les températures tirées des équations (1) et (2) sont comparées aux valeurs p - T données par d'autres auteurs. Dans les figures, T_{L60} indique les températures calculées à partir des équations (1) et (2).

Il n'est pas recommandé d'employer l'équation (1) au-dessus de 30°K et l'équation (2) au-dessus de 23°K environ. Les tables

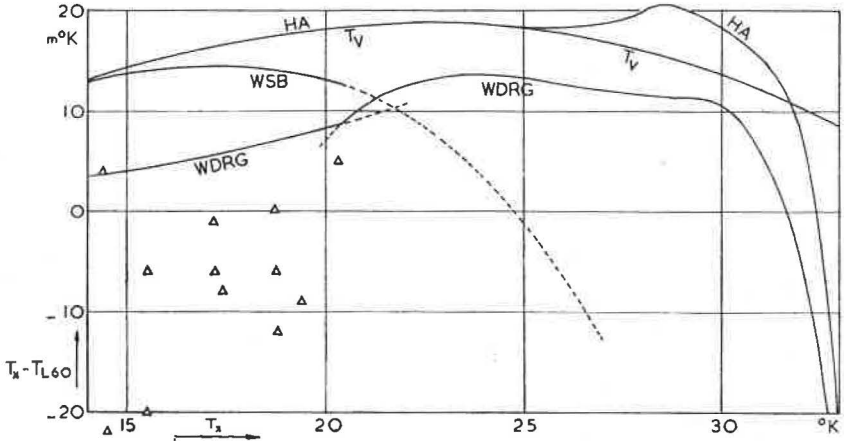


Fig. 2. — Écarts entre les résultats p - T pour e - H_2 de différents auteurs et T_{L60} [équation (1)].

Δ : T_k est la température (recalculée) d'après les mesures de Keesom, Bijl et Van der Horst [3].

WSB : T_k est la température calculée à partir de l'équation (7.4) [5].

HA : T_k est la température suivant tableau 5 [6].

T_v : T_k est la température calculée à partir de l'équation (5) [11].

WDRG : T_k est la température calculée à partir des équations (1), (1 a) et (2) [12].

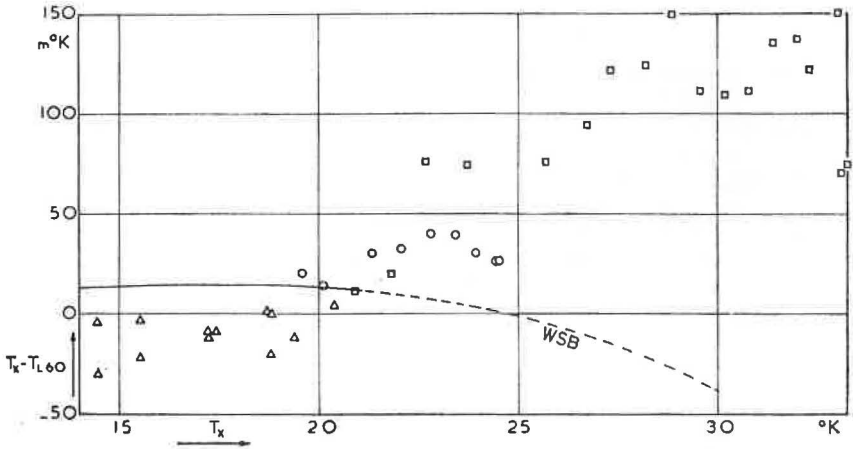


Fig. 3. — Écarts entre les résultats p - T pour n - H_2 de différents auteurs et T_{L60} [équation (2)].

Δ : T_k est la température (recalculée) d'après les mesures de Keesom, Bijl et Van der Horst [3].

WSB : T_k est la température calculée à partir de l'équation (7.2) [5].

\square : T_k est la température mesurée par White et al. [13].

\circ : T_k est la température mesurée par Grilly [14].

des valeurs numériques de p en fonction de T , calculées à partir des équations (1) et (2) pour des intervalles de 0,01 deg entre 13,5 et 24°K, peuvent être obtenues sur demande auprès des auteurs.

(reçu le 3 septembre 1962;

révisé le 12 mars 1963)

BIBLIOGRAPHIE

- [1] DURIEUX (M.), *Thesis*, Leiden, 1960.
- [2] DURIEUX (M.), VAN DIJK (H.), TER HARMSEL (H.) et VAN RIJN (C.), *Temperature, its measurement and control in science and industry*, vol. 3-I, p. 383, Reinhold Publ. Corp., New York, 1962.
- [3] KEESOM (W. H.), BIJL (A.) et VAN DER HORST (H.), *Commun. Kamerlingh Onnes Lab.*, Leiden, n° 217 a, 1931.
- [4] VAN DIJK (H.), *Procès-Verbaux C. I. P. M.*, 26-A, 1958, p. T 61.
- [5] WOOLLEY (H. W.), SCOTT (R. B.) et BRICKWEDDE (F. G.), *J. Res. N. B. S.*, 41, 1948, p. 379.
- [6] HOGE (H. J.) et ARNOLD (R. D.), *J. Res. N. B. S.*, 47, 1951, p. 63.
- [7] MOESSEN (G. W.), ASTON (J. G.) et ASCAH (R. G.), *Temperature, its measurement...*, vol. 3-I, p. 91.
- [8] BOROVIK-ROMANOV (A. S.) et STRELKOV (P. G.), *Procès-Verbaux C. I. P. M.*, 23-B, 1952, p. T 32.
- [9] ASTROV (D. N.), ORLOVA (M. P.) et CHAREVSKAIA (D. I.), ce volume, Annexe 21, p. 102.
BOROVIK-ROMANOV (A. S.), ORLOVA (M. P.) et STRELKOV (P. G.), *Izmeritelnaia Tekhnika*, 1959, n° 12, p. 28.
- [10] BARBER (C. R.), ce volume, Annexe 1, p. 19.
- [11] VAREKAMP (F. H.) et BEENAKKER (J. J. M.), *Commun. Leiden*, n° 316 c; *Physica*, 25, 1959, p. 889.
- [12] WEBER (L. A.), DILLER (D. E.), RODER (H. M.) et GOODWIN (R. D.), *Cryogenics* (G. B.), 2, 1962, p. 236.
- [13] WHITE (D.), FRIEDMAN (A. S.) et JOHNSTON (H. L.), *J. Amer. Chem. Soc.*, 72, 1950, p. 3927.
- [14] GRILLY (E. R.), *J. Amer. Chem. Soc.*, 73, 1951, p. 843.
- [15] HOGE (H. J.) et BRICKWEDDE (F. G.), *J. Res. N. B. S.*, 22, 1939, p. 351.

Institut de Métrologie D. I. Mendéléev (U. R. S. S.)

NOUVELLES MÉTHODES DE RÉALISATION
DE L'ÉCHELLE THERMODYNAMIQUE
DANS LE DOMAINE DES BASSES TEMPÉRATURES

Par A. D. BRODSKY,
V. P. KREMLEVSKY et A. V. SAVATÉEV

(Traduction remise)

De nouvelles méthodes ont été créées à l'Institut de Métrologie pour la réalisation de l'échelle thermodynamique dans le domaine des basses températures à l'aide de thermomètres électro-acoustiques et de thermomètres à bruit d'agitation thermique [1, 2, 3].

La réalisation de l'échelle thermodynamique des températures à l'aide du thermomètre à gaz électro-acoustique est fondée sur la relation entre la température et la fréquence de résonance des vibrations de l'onde sonore dans un résonateur tubulaire acoustique.

Contrairement au travail [4], le résonateur acoustique fait partie intégrante d'un générateur de vibrations électromagnétiques à réaction acoustique. La fréquence du générateur est mesurée à l'aide d'un fréquencesmètre électronique. La température T_x du résonateur est déterminée par la formule suivante

$$T_x = K_\alpha K_\gamma \left[\left(\frac{f_x}{f_0} \right)^2 \cdot \left(T_0 + \frac{2B_0 p_0}{R} \right) \right] - \frac{2B_x p_x}{R},$$

où K_α = correction de dilatation linéaire du résonateur;
 K_γ = correction pour la relation entre le rapport des capacités thermiques $\frac{C_p}{C_v}$ du gaz et la température;

f_0 = fréquence de résonance à la température T_0 ;

f_x = fréquence de résonance à la température T_x ;

B_0, B_x = seconds coefficients du viriel du gaz;

p_0, p_x = pression du gaz dans le résonateur.

La réalisation de l'échelle thermodynamique des températures à l'aide du thermomètre d'impulsions à bruit d'agitation thermique est fondée sur la loi connue de Nyquist.

À la différence des thermomètres à bruit thermique construits par d'autres auteurs, par exemple [5], on utilise pour la construction des thermomètres d'impulsions à bruit d'agitation thermique, le caractère des bruits qui permet de compter le nombre d'impulsions dont l'amplitude dépasse un seuil de discrimination donné. Il existe entre le nombre d'impulsions de la tension et la température la relation suivante

$$N = D \exp \left[- \frac{V^2}{2(g + CT)} \right],$$

où N = nombre d'impulsions par seconde;
 V = seuil de discrimination;
 T = température;
 D, g, C = constantes du thermomètre.

Dans le but de diminuer l'influence de l'instabilité des éléments radiotechniques du circuit, on a jugé nécessaire d'utiliser la méthode de mesure par laquelle le nombre d'impulsions thermiques de la tension sera la mesure de comparaison des bruits de deux résistances qui se trouvent à des températures différentes. Dans ce cas-là, conformément à la loi de Nyquist et à condition que $R_0 C_0 = R_x C_x$ (où C est la capacité d'entrée du circuit de mesure), la valeur numérique de la température mesurée est exprimée par la formule

$$T_x = \frac{R_0}{R_x} T_0 + k f(N),$$

où R_0 et R_x sont les résistances aux températures T_0 et T_x ;
 k est un coefficient de proportionnalité;
 $f(N)$ est une fonction du nombre d'impulsions thermiques de la tension.

On a effectué la mesure de la température thermodynamique du point d'ébullition de l'oxygène à l'aide du thermomètre à gaz électro-acoustique. Les mesures ont été exécutées lors de onze remplissages du système avec de l'hélium chimiquement pur. On a effectué en tout 49 mesures et l'on a obtenu

$$T_{0_1} = 90,19 \pm 0,01^\circ \text{K}.$$

L'analyse des erreurs accidentelles et systématiques de la présente méthode a montré, en définitive, que ces erreurs se composent de :

1. l'erreur dans la détermination du coefficient de dilatation linéaire du résonateur tubulaire ($\pm 0,003$ degré);

2. l'erreur dans la détermination de la relation entre les capacités thermiques du gaz et la température ($\pm 0,007$ degré);

3. l'erreur dans la mesure de la fréquence de résonance ($\pm 0,003$ degré);

4. l'erreur dans la détermination de la correction due à l'amortissement du son dans le résonateur ($\pm 0,01$ degré);

5. l'erreur dans la détermination de la correction des coefficients du viriel du gaz ($\pm 0,001$ degré).

L'erreur totale est égale à $\pm 0,013$ degré.

Les deux erreurs les plus importantes sont les erreurs 2 et 4; elles feront l'objet d'une étude ultérieure.

Nous avons utilisé le thermomètre à gaz électro-acoustique dans un cryostat à gaz pour les températures de 15 à 273°K.

A 15°K, les divergences avec l'étalonnage par la méthode de l'Institut des Mesures Physicotechniques et Radiotechniques sont égales à 0,2 degré.

L'utilisation du thermomètre d'impulsions à bruit d'agitation thermique a une grande importance pour préciser les valeurs absolues de la température thermodynamique dans le domaine 1-90°K, parce que la thermométrie à gaz ne peut assurer une précision nécessaire dans tout ce domaine.

Aussi a-t-on effectué des études théoriques sur les possibilités du thermomètre d'impulsions à bruit d'agitation thermique pour la mesure des températures indiquées et l'on en a déduit des recommandations pratiques pour sa construction. Après avoir été expérimentées, ces études ont montré que :

a. La loi de distribution des amplitudes des impulsions du bruit de la tension dépend de la largeur de la bande passante du canal amplificateur : pour $\frac{\Delta f}{f_{\text{moyen}}} \rightarrow 2$, la loi de la distribution s'approche de la loi de Gauss; pour $\frac{\Delta f}{f_{\text{moyen}}} \rightarrow 0$, elle s'approche de la loi de Rayleigh.

b. Dans le domaine de température indiqué, la sensibilité la plus grande de la méthode s'obtient dans le cas où la bande passante du canal amplificateur est étroite, le seuil de sensibilité du thermomètre d'impulsions à bruit d'agitation thermique s'exprimant alors par la formule suivante

$$\theta_{\text{min}} (\text{deg}) = \frac{4,1}{\sqrt{Dt}} (\gamma + T),$$

où $D \approx f_{\text{moyen}}$;

t = durée de la mesure;

γ = constante de l'instrument, égale au rapport du bruit propre

de l'amplificateur au bruit thermique de la résistance du capteur à 1°K.

c. En partant de la formule obtenue pour le seuil de sensibilité de la méthode en question, on a formulé des exigences pour la construction du thermomètre d'impulsions à bruit thermique; on a créé l'appareillage de ce thermomètre qui a les paramètres suivants : $D \approx 4 \times 10^3$ Hz, $\gamma \approx (10-15)^\circ\text{K}$. Cela fournit le seuil de sensibilité dans le domaine des températures de l'hélium ($T = 4^\circ\text{K}$) pour une durée de mesure de $t = 5$ min

$$\theta_{\text{min}} = \frac{4,1}{\sqrt{4 \times 10^3 \cdot 3 \times 10^2}} 15 \approx 0,007 \text{ degré.}$$

Un certain abaissement supplémentaire du seuil de sensibilité peut être obtenu par l'augmentation de la durée de la mesure.

A l'Institut de Métrologie les travaux se poursuivent actuellement sur la comparaison des résultats de la mesure des différents points de l'échelle des basses températures par les méthodes indiquées ci-dessus, dans le but de diminuer les erreurs systématiques de l'échelle thermodynamique des basses températures.

(reçu le 13 septembre 1962)

BIBLIOGRAPHIE

- [1] BRODSKY (A. D.), *Izmeritelnaia Tekhnika*, n° 6, 1960.
- [2] BRODSKY (A. D.) et SAVATEEV (A. V.), *Izmeritelnaia Tekhnika*, n° 5, 1960.
- [3] SAVATEEV (A. V.), *Izmeritelnaia Tekhnika*, n° 2, 1962.
- [4] ITTERBEEK (A.) et al., *Bull. Inst. Intern. du Froid*, n° 1, 1958, p. 155-169.
- [5] FINK (H. J.), *Can. J. Phys.*, 37, 1959, n° 12.

National Bureau of Standards (États-Unis d'Amérique)

TEMPÉRATURES ABSOLUES
DÉTERMINÉES PAR DES MESURES
DE LA VITESSE DU SON
DANS L'HÉLIUM GAZEUX

Par G. CATALAND et H. H. PLUMB

Résumé. — A 20°K et au-dessous, la mesure de la vitesse du son dans l'hélium gazeux semble fournir une détermination plus exacte des températures absolues que ce qui a été précédemment réalisé. Dans un gaz parfait, la vitesse du son est directement proportionnelle à la racine carrée de la température absolue; pour un gaz réel, des corrections doivent être faites qui font intervenir les coefficients du viriel du gaz exprimés en accroissement de pression. Parce que ces corrections augmentent avec la pression, il est souhaitable que les mesures de vitesse, pour les déterminations de température absolue, soient effectuées aux plus basses pressions praticables, où le gaz réel se rapproche de l'état d'un gaz parfait.

Un interféromètre acoustique a été employé comme instrument de mesure et l'on a fait des déterminations de température absolue à 2°K et 20°K. La température mesurée acoustiquement est, à 2°K, 0,003 deg plus haute que celle associée à l'échelle T_{38} à tension de vapeur de l'hélium; à 20°K l'écart par rapport à l'échelle de température à tension de vapeur de l'hydrogène en équilibre de Woolley, Brickwedde et Scott, est dans les limites de 0,010 deg. Le travail se poursuit pour déterminer une échelle de température absolue au-dessous de 20°K.

Le texte de cette Note est publié dans : « Proceedings of the 8th International Conference on low temperature physics », London, Sept. 1962, p. 300.

ANNEXE 29

Institut des Mesures
Physicotechniques et Radiotechniques (U. R. S. S.)

THERMOMÈTRE
A TENSION DE VAPEUR DE L'HÉLIUM
POUR LA RÉALISATION DE L'ÉCHELLE T_{58}

Par M. P. ORLOVA et D. N. ASTROV

(Traduction remise)

L'échelle T_{58} pour les températures comprises entre 0,5 et 5,2°K, basée sur la mesure de la tension de vapeur de l'hélium 4, a été acceptée à la Conférence Générale des Poids et Mesures en 1960.

Quand on utilise cette échelle pour la mesure des températures à $\pm 0,001$ ou $0,002$ deg près, on rencontre des difficultés importantes dues à ce que les indications de thermomètres de construction différente ne sont pas reproductibles. Ambler et Hudson [1, 2], Berman et Mate [3], Van Dijk [4] ont indiqué que cette incertitude était de quelques millièmes de degré. Il faut noter que ces auteurs ont utilisé des thermomètres à tension de vapeur de construction différente qui avaient certaines imperfections. Il est assez difficile de choisir la meilleure de ces constructions en tenant compte des particularités spéciales de l'hélium liquide.

Dans le but de déterminer la concordance des mesures de température dans les divers pays ayant utilisé l'échelle T_{58} nous proposons :

1. La comparaison des thermomètres à tension de vapeur des laboratoires nationaux par la mesure de la résistance du même spécimen (par exemple, le thermomètre à indium ou le thermomètre à semi-conducteur) et de la température du passage à l'état supraconducteur du même spécimen (par exemple, pour l'indium : $T_k = 3,411^\circ\text{K}$ et pour l'aluminium : $T_k = 1,19^\circ\text{K}$).

2. A la suite de cette comparaison, le choix d'une construction unique du thermomètre à tension de vapeur de l'hélium pour la réalisation de l'échelle $T_{5,4}$ dans les laboratoires nationaux.

La description du thermomètre à tension de vapeur de l'hélium de l'I. M. P. R. est donnée ci-après.

Thermomètre à tension de vapeur de l'I. M. P. R. — On utilise des thermomètres pour mesurer la tension de vapeur de l'hélium dans des laboratoires de divers pays [1, 2, 3, 4, 5 et autres]; la construction de ces thermomètres est voisine.

Le thermomètre adopté dans le laboratoire de l'I. M. P. R. est représenté aux figures 1 et 2. Le tube du thermomètre (1)

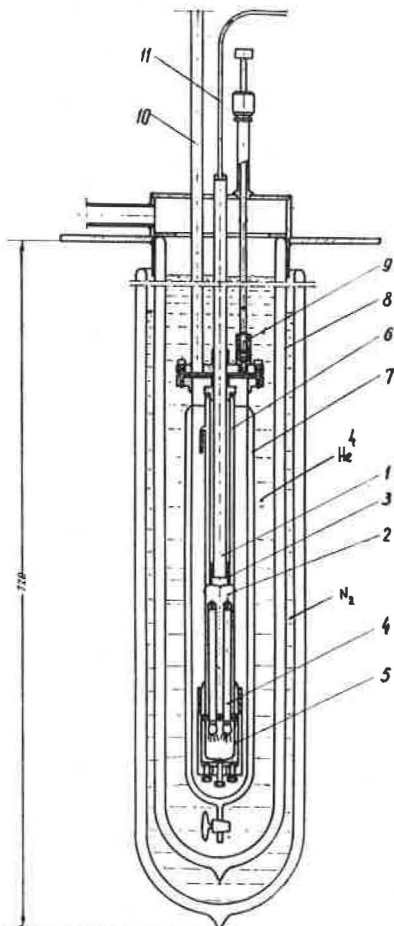


Fig. 1.

est muni d'un bloc de cuivre de comparaison (2). Le thermomètre a un dispositif pour diminuer l'influence d'un film d'hélium superfluide (3). Le bloc de cuivre (2) est percé de sept trous longitudinaux, de 5 mm de diamètre, où sont logés les thermomètres étudiés (4). Les têtes des thermomètres se trouvent dans

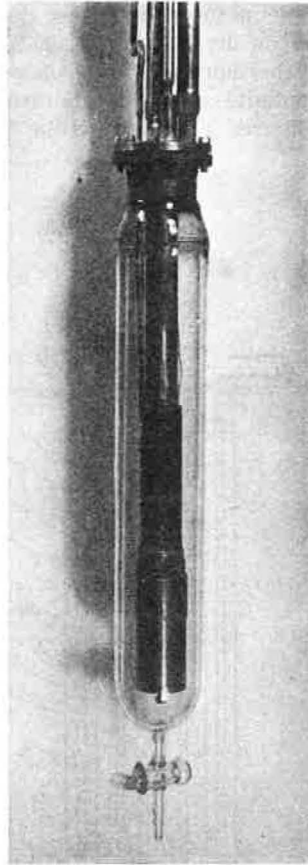


Fig. 2.

l'enceinte (5) que l'on ouvre lors de la mise en place des thermomètres. Quand on refroidit l'appareil jusqu'à la température de l'hélium liquide, le vide s'y forme et à ce moment les thermomètres sont en contact thermique avec le bloc de comparaison. Les conducteurs des thermomètres sortent à travers le couvercle du récipient de Dewar au moyen d'un capillaire. Pour dimi-

nuer l'apport de chaleur, les conducteurs sont en contact thermique avec un bain d'hélium liquide. Un réchauffeur en fil de constantan, d'une résistance d'environ 120Ω , a été bobiné sur le bloc. Une enveloppe sous vide (6) est disposée sur le tube de condensation; elle peut être emplie de gaz pour échange thermique. Le thermomètre et le bloc se placent dans le récipient de Dewar (7). On remplit celui-ci avec l'hélium contenu dans le récipient de Dewar extérieur au moyen de la soupape (9). On emploie un anneau de cuivre pour faire des collerettes hermétiques [9]. La présence du récipient de Dewar intérieur rempli d'hélium donne la possibilité d'obtenir des températures du bloc plus basses en pompant le Dewar par deux tubes (10) d'un diamètre de 12 mm environ.

En outre, en maintenant dans le récipient de Dewar extérieur une pression un peu supérieure à la pression atmosphérique, on peut éviter « un point froid » lors des mesures près de $4,2^\circ\text{K}$.

Le tube de condensation est relié au moyen d'un capillaire (11) au système manométrique. On mesure la pression au moyen d'un manomètre à mercure thermostaté et d'une jauge de MacLeod.

La précision de la mesure de la pression est de $\pm 0,025$ mm Hg. L'existence du réchauffeur sur le bloc et du récipient de Dewar intérieur donne la possibilité d'utiliser cette installation comme un cryostat à vide au-dessus de $4,2^\circ\text{K}$. L'étalonnage des thermomètres à résistance d'indium a été effectué au moyen de cette installation. Elle a servi pour la mesure du passage à l'état supraconducteur de l'indium dans un champ magnétique nul [8]. T_k a été trouvée égale à $3,411^\circ\text{K} \pm 0,0015^\circ\text{K}$. (D'après les mesures de la résistance de l'indium de White, Woods et Anglin [6], $T_k = 3,412-3,410^\circ\text{K}$; d'après Clement et Quinell [7], $T_k = 3,396^\circ\text{K}$).

L'appareil décrit a été utilisé à l'I. M. P. R. pendant deux années et demie. Il est d'un emploi commode et il s'est montré utile pour les mesures précises de la tension de vapeur de l'hélium lorsqu'il est nécessaire d'effectuer l'étalonnage de thermomètres secondaires d'après l'échelle T_{88} .

(reçu le 13 septembre 1962)

BIBLIOGRAPHIE

- [1] AMBLER (E.) et HUDSON (R. P.), *J. Res. N. B. S.*, 56, 1956, p. 99.
- [2] AMBLER (E.) et HUDSON (R. P.), *J. Res. N. B. S.*, 57, 1956, p. 23.
- [3] BERMAN (R.) et MATE (C. F.), *Phil. Mag.*, 3, 1958, p. 461.
- [4] VAN DIJK (H.), *Progress in cryogenics*, 2, 1960, p. 122.
- [5] ITSKEVITCH (E. S.), Dissertation, 1958.

- [6] WHITE (G. K.), WOODS (S. B.) et ANGLIN (F.), *Rev. Sc. Instr.*, 29, 1958, p. 181.
- [7] CLEMENT (J. R.) et QUINNELL (E. H.), *Phys. Rev.*, 92, 1953, p. 258.
- [8] ORLOVA (M. P.), ASTROV (D. N.) et MEDVEDEVA (L. A.), *P. T. E.*, sous presse.
- [9] STRELKOV (P. G.), ITSKEVITCH (E. S.), KOSTRUKOV (V. N.), MIRSKAIA (G. G.) et ŠAMOJLOV (B. I.), *J. Phys. Ch.*, 28, 1954.

ANNEXE 30

Institut des Mesures
Physicotechniques et Radiotechniques (U. R. S. S.)

L'ÉCHELLE DE TEMPÉRATURE DANS LE DOMAINE DE 4,2 A 10°K

Par M. P. ORLOVA et D. N. ASTROV
(Traduction remise)

Pour mesurer la température thermodynamique dans le domaine 4,2-10°K, on a utilisé le thermomètre à tension de vapeur de l'hélium sans espace nuisible; la compensation dans la chambre de travail est réalisée au moyen d'un indicateur à membrane à $\pm 0,01$ mm Hg près. Le point d'ébullition de l'hydrogène normal est pris comme point-repère du thermomètre à gaz. La pression de remplissage au point d'ébullition de l'hydrogène est de 500 mm Hg.

Les températures thermodynamiques ont été repérées sur cinq thermomètres à résistance de germanium dont la résistance au point d'ébullition de l'hydrogène est de 20 Ω environ et celle au point d'ébullition de l'hélium de 200 Ω environ; dR/dT est de 50 à 30 Ω /degré pour ces thermomètres à la température d'ébullition de l'hélium et de 2,5 à 1,7 Ω /degré au point d'ébullition de l'hydrogène. La reproductibilité des résistances de ces thermomètres à 4,2°K et à 20,38°K était meilleure que 0,001 deg. Cela a été contrôlé pendant deux mois par des refroidissements et des réchauffements successifs jusqu'à la température ordinaire.

On a effectué des mesures en 46 points dans le domaine de 4,1 à 20,6°K à l'aide du thermomètre à gaz. Pour la réduction des résultats on a utilisé les coefficients B et C du viriel d'après les données de Keyes et Keesom. La correction pour la dilatation

du réservoir en cuivre a été calculée selon les données de White; elle est en dehors de la précision des mesures de température.

· Une détermination préliminaire de la température d'ébullition de l'hélium a donné $4,215^{\circ}\text{K}$. On peut s'attendre à ce que la précision de la détermination des températures thermodynamiques selon cette échelle ne soit pas inférieure à $0,003^{\circ}\text{K}$ dans tout le domaine de température.

(reçu le 13 septembre 1962)



PROPOSITION POUR UNE ÉCHELLE INTERNATIONALE
DE TEMPÉRATURE
A TENSION DE VAPEUR DE ^3He (*)

Par S. G. SYDORIAK, T. R. ROBERTS, R. H. SHERMAN
Los Alamos Scientific Laboratory, University of California
et F. G. BRICKWEDDE
Pennsylvania State University

(Traduction)

Summary. — A ^3He vapor pressure scale of temperatures is proposed for an International Practical Standard Scale extending from 0.25 to 2.245°K, to be considered for adoption as a part of the International Practical Scale by the Comité Consultatif de Thermométrie of the Comité International des Poids et Mesures.

The scale is based on : (1) the 1958 International ^4He Scale; (2) ^3He vapor pressure data as a function of the ^4He vapor pressure for the same values of T from 0.9°K to the critical temperature (3.324°K); and (3) thermodynamic data (liquid densities, specific heats of the saturated liquid, and virial coefficient data for the vapor) from 0.2 to 2.0°K. The fit of these data and the 1958 International ^4He Scale by the proposed ^3He scale is nowhere greater than 0.6 millidegree which is only about a third of the allowed uncertainty of ± 2 millidegrees in the 1958 International ^4He Scale when it was approved by the Comité Consultatif de Thermométrie.

Rather large uncertainties in temperature determinations arise with ^4He vapor pressure thermometers in the liquid He II range because of the Kapitza temperature discontinuity associated with the creeping film, whose mass flow rate is quite variable. The ^3He vapor pressure thermometer is therefore a more reliable standard than the ^4He thermometer below the λ -point. The temperature 2.2450°K is suggested as an appropriate temperature at which to connect the ^3He and ^4He vapor pressure scales. This would allow various measurements of interest to be extended through the γ -point temperature without a change of scale.

(*) Travail effectué sous les auspices de la U. S. Atomic Energy Commission.

INTRODUCTION

De nombreuses recherches sont actuellement effectuées avec des cryostats à l'hélium 3 liquide (^3He) pour descendre jusqu'à des températures de l'ordre de $0,25^\circ\text{K}$. A ces températures, les tensions de vapeur de l'hélium 4 (^4He) sont beaucoup trop faibles (de l'ordre de 10^{-12} mm Hg) pour être pratiquement utilisées; l'« Échelle ^4He 1958 » se termine pratiquement à $1,0^\circ\text{K}$. La tension de vapeur de ^3He est la propriété thermométrique mesurable la plus commode et la plus sûre dont on dispose pour constituer un étalon pratique pour les mesures de température de $0,25^\circ\text{K}$ à une température au-dessus du point λ de ^4He .

Le thermomètre à tension de vapeur de ^3He est déjà en usage; de l'hélium 3 de pureté élevée et analysé, convenant pour des thermomètres étalons, sera bientôt disponible commercialement à un prix modéré. Le moment est donc venu d'obtenir un accord international sur l'échelle de température à tension de vapeur de ^3He .

PROPOSITION

On propose comme étalon international une échelle de température fondée sur une relation entre la température et la tension de vapeur de ^3He liquide, au-dessus de $0,2^\circ\text{K}$. Cette relation est exprimée par une équation analytique qui représente la tension de vapeur (p_3) de ^3He liquide entre $0,2^\circ\text{K}$ et la température critique ($3,324^\circ\text{K}$)

$$(1) \quad \ln p_3 = 2,248\ 46 \ln T - \frac{2,491\ 74}{T} + 4,803\ 86 - 0,286\ 001 T \\ + 0,198\ 608 T^2 - 0,050\ 223\ 7 T^3 + 0,005\ 054\ 86 T^4.$$

On propose que l'équation (1) soit la définition d'une Échelle Internationale Pratique de Température entre $0,25$ et $2,245\ 0^\circ\text{K}$.

Les tables de T en fonction de la tension de vapeur de ^3He et les tables inverses donnant la tension de vapeur de ^3He en fonction de T ont été calculées en utilisant l'équation (1); elles sont données dans le « Los Alamos Report LAMS 2701 », où l'on trouve également une table donnant la différentielle de la pression par rapport à la température, dp_3/dT . La table I donne la tension de vapeur de ^3He de $0,01$ en $0,01$ degré. Des tables plus complètes seront publiées par les soins du National Bureau of Standards à Washington.

BASE PHYSIQUE DE L'ÉQUATION PROPOSÉE
POUR LA TENSION DE VAPEUR

L'équation (1) de la tension de vapeur de ${}^3\text{He}$ est fondée sur :

1° des mesures sûres des tensions de vapeur de ${}^3\text{He}$ et ${}^4\text{He}$, faites à la même température entre 0,9 et 3,324°K (température critique de ${}^3\text{He}$), en considérant soigneusement toutes les difficultés d'une mesure exacte;

2° l'Échelle ${}^4\text{He}$ 1958;

3° des données thermodynamiques de ${}^3\text{He}$ entre 0,2 et 2,0°K utilisées conjointement avec les équations thermodynamiques qui relient ces propriétés à la tension de vapeur de ${}^3\text{He}$. Ces données thermodynamiques comprennent, outre la tension de vapeur de ${}^3\text{He}$, la masse volumique et la chaleur massique du liquide, ainsi que les coefficients du viriel de ${}^3\text{He}$ gazeux dans le domaine 0,2 à 2,0°K.

Les détails de l'établissement de l'équation (1) seront publiés dans *J. Res. N. B. S.*

En résumé, l'équation (1) a été obtenue de la manière suivante :

1. L'équation thermodynamique suivante de la tension de vapeur a été établie entre 0,2 et 2,0°K, domaine dans lequel les propriétés thermodynamiques exigées de ${}^3\text{He}$ ont été déterminées d'une façon sûre; cette équation exprime $\ln p_3$ en fonction de T pour les températures comprises seulement dans ce domaine

$$(2) \quad \ln p_3 = \frac{5}{2} \ln T + i - \frac{1}{RT} \int_{0,2^\circ\text{K}}^T dT' \int_{0,2^\circ\text{K}}^{T'} \frac{C_{\text{sat}}}{T''} dT'' \\ + \ln \frac{p_3 V_G}{RT} - \frac{2B}{V_G} - \frac{3C}{2V_G^2} + \frac{1}{RT} \int_0^{p_3} V_L dp_3 \\ + \left(\frac{-L_0 + \int_0^{0,2^\circ\text{K}} C_{\text{sat}} dT}{RT} \right) - \frac{1}{R} S_L(0,2^\circ\text{K}),$$

où i est la constante chimique de ${}^3\text{He}$: 5,317 33;

C_{sat} est la chaleur massique du liquide saturé;

V_G et V_L sont les volumes moléculaires de la vapeur et du liquide;

B et C sont les second et troisième coefficients du viriel dans l'équation d'état exprimée sous forme de développement selon les puissances de l'inverse du volume;

L_0 est la chaleur de vaporisation à 0°K;

$S_L(0,2^\circ\text{K})$ est l'entropie molaire du liquide saturé à 0,2°K.

Sauf pour les deux derniers termes, les grandeurs du second membre de l'équation (2) ont été mesurées et exprimées dans l'Échelle ^4He 1958.

Dans l'équation (2), les termes comprenant V_G et V_L pourraient être représentés d'une manière satisfaisante par une expression analytique contenant des termes en T , T^2 , T^3 et T^4 , mais d'autres termes en T^{-1} , T^0 , $\ln T$ sont nécessaires pour le terme à double intégrale en C_{sat} .

Les constantes $\left(-L_0 + \int_0^{0,2^\circ\text{K}} C_{\text{sat}} dT\right)$ et $S_L(0,2^\circ\text{K})$ de l'équation (2) ont été déterminées par la méthode des moindres carrés en utilisant les valeurs de la tension de vapeur de ^3He entre 0,9 et 2,0°K qui ont été reportées dans cette équation. Une table de l'équation (2) a été ensuite calculée pour les pressions correspondant à l'intervalle de température 0,2 à 2,0°K.

2. L'équation (1) donnant la tension de vapeur de ^3He liquide de 0,2°K à la température critique (3,324°K) a été obtenue en se servant de l'équation (2) de la manière suivante :

a. On a écrit une équation de $\ln p_3$ en fonction de T avec des termes en T^{-1} , $\ln T$, T^0 , T , T^2 , T^3 et T^4 . Les coefficients numériques des termes en T^{-1} , $\ln T$ et T^0 (c'est-à-dire la constante numérique) sont ceux de l'équation (2).

b. En gardant les coefficients ci-dessus, ceux des termes en T , T^2 , T^3 et T^4 ont été déterminés par la méthode des moindres carrés en utilisant toutes les valeurs sûres des tensions de vapeur de ^3He de 0,9 à 3,324°K. Aux basses températures, au-dessous de 0,9°K où l'on ne dispose pas de valeurs sûres des tensions de vapeur de ^3He , l'équation (1) fournit des valeurs de la tension de vapeur en bon accord avec celles de l'équation (2).

Les coefficients des termes en T , T^2 , T^3 et T^4 ont été déterminés par une « method of multiple variable least squares analysis » (développée par W. E. Deming, voir « Statistical adjustment of data », publié par John Wiley and Sons) dans laquelle on considère la présence possible d'erreur dans la mesure de p_3 et la « mesure » de T dans l'Échelle ^4He 1958 (mais non les erreurs possibles dans l'Échelle 1958 elle-même).

Les mesures de la tension de vapeur de ^3He (p_3 , T_{58}) utilisées dans la détermination des coefficients de T , T^2 , T^3 , et T^4 de l'équation (1) ont été faites récemment à Los Alamos avec beaucoup de précautions pour éliminer ou corriger les erreurs rencontrées lors de l'utilisation de ^4He , spécialement dans la région de He II à cause de l'évaporation du film superfluide.

COMPARAISON DE L'ÉCHELLE
AVEC LES VALEURS DES TENSIONS DE VAPEUR

La figure 1 montre comment l'échelle des tensions de vapeur de ^3He définie par l'équation (1) s'accorde avec :

1° l'équation thermodynamique de la tension de vapeur [échelle de l'Équation Thermodynamique Expérimentale (E.T.E.), équation (2)] déterminée en utilisant les données thermodynamiques sûres pour ^3He entre 0,2 et 2,0°K;

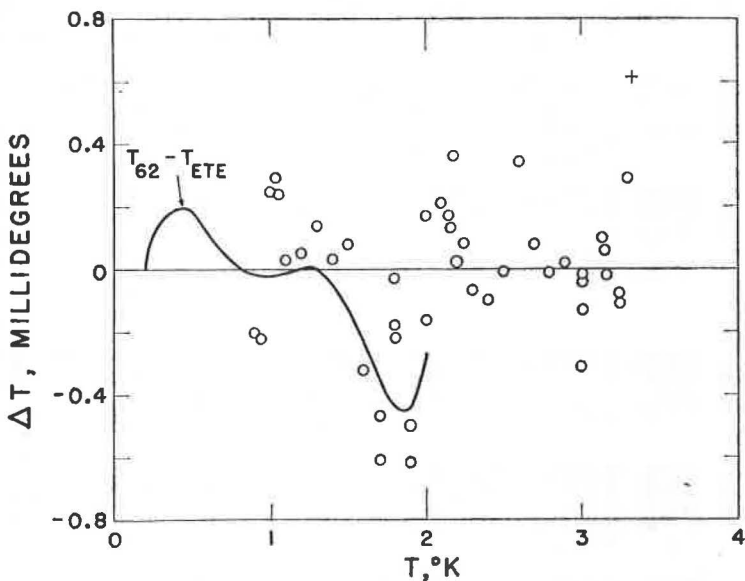


Fig. 1. — La courbe représente l'écart de l'Échelle T_{62} par rapport à l'échelle de l'Équation Thermodynamique Expérimentale (E. T. E.) dans le domaine de validité de l'E. T. E. Les cercles représentent les écarts $T_{62}(p_3) - T_{62}(p_i)$.

2° les données des tensions de vapeur de ^3He entre 0,9°K et la température critique (3,324°K).

L'écart maximal entre l'échelle proposée [équation (1)] et l'équation thermodynamique expérimentale [équation (2)] est de 0,4 mdeg; l'écart maximal entre l'une quelconque des observations expérimentales de la tension de vapeur de ^3He et l'équation (1) est de 0,6 mdeg. L'écart quadratique moyen de toutes les valeurs est 0,25 mdeg.

Étant donné que dans ce travail d'établissement de l'échelle ^3He les températures dans l'Échelle ^4He 1958 ont été considérées

TABLE I. — *Tension de vapeur de ³He : Échelle ³He 1962 (T_{cp}).*

(Unités : 10⁻³ mmHg au-dessous de 1°K et mmHg aux températures supérieures; mercure à 0°C. et $g = 980,665 \text{ cm. s.}^{-2}$.)

T	0.00	0.01	0.02	0.03	0.04	0.05	0.06	0.07	0.08	0.09
0.20	0.012	0.024	0.046	0.084	0.144	0.239	0.382	0.592	0.891	1.308
0.30	1.877	2.636	3.633	4.921	6.561	8.619	11.173	14.304	18.105	22.673
0.40	28.115	34.546	42.086	50.864	61.017	72.686	86.022	101.179	118.319	137.610
0.50	159.224	183.339	210.139	239.811	272.546	308.540	347.992	391.106	438.087	489.145
0.60	544.490	604.337	668.902	738.402	813.059	893.094	978.729	1070.189	1167.698	1271.483
0.70	1381.771	1498.789	1622.766	1753.928	1892.506	2038.728	2192.821	2355.017	2523.542	2704.626
0.80	2892.496	3089.381	3295.508	3511.105	3736.398	3971.613	4216.976	4472.711	4739.044	5016.198
0.90	5304.397	5603.862	5914.815	6237.478	6572.071	6918.813	7277.923	7649.620	8034.120	8431.641
1.00	8.842	9.267	9.704	10.156	10.622	11.102	11.597	12.106	12.631	13.170
1.10	13.725	14.295	14.881	15.484	16.102	16.737	17.388	18.056	18.741	19.443
1.20	20.163	20.900	21.655	22.428	23.220	24.029	24.857	25.704	26.571	27.456
1.30	28.360	29.285	30.229	31.193	32.177	33.181	34.206	35.252	36.319	37.407
1.40	38.516	39.646	40.799	41.973	43.169	44.388	45.629	46.893	48.179	49.489
1.50	50.822	52.178	53.558	54.961	56.389	57.840	59.316	60.817	62.342	63.892
1.60	65.467	67.068	68.694	70.345	72.022	73.726	75.455	77.211	78.993	80.802
1.70	82.638	84.501	86.391	88.309	90.254	92.228	94.229	96.258	98.315	100.402
1.80	102.516	104.660	106.833	109.035	111.266	113.527	115.818	118.138	120.489	122.870
1.90	125.282	127.724	130.197	132.701	135.236	137.803	140.401	143.031	145.692	148.386
2.00	151.112	153.870	156.661	159.485	162.342	165.232	168.155	171.112	174.102	177.126
2.10	180.184	183.276	186.403	189.564	192.760	195.990	199.256	202.557	205.894	209.266
2.20	212.673	216.117	219.597	223.113	226.665	230.255	233.881	237.544	241.244	244.982
2.30	248.757	252.570	256.420	260.309	264.236	268.202	272.206	276.249	280.331	284.452
2.40	288.613	292.813	297.053	301.333	305.653	309.013	314.414	318.855	323.337	327.861
2.50	332.425	337.031	341.679	346.368	351.100	355.874	360.690	365.549	370.450	375.395
2.60	380.383	385.414	390.489	395.608	400.771	405.978	411.230	416.526	421.868	427.254
2.70	432.686	438.164	443.687	449.256	454.871	460.534	466.242	471.998	477.801	483.651
2.80	489.549	495.495	501.488	507.531	513.622	519.762	525.951	532.189	538.477	544.815
2.90	551.203	557.642	564.131	570.672	577.264	583.907	590.602	597.349	604.149	611.002
3.00	617.907	624.866	631.879	638.945	646.066	653.241	660.472	667.757	675.098	682.496
3.10	689.949	697.459	705.026	712.650	720.332	728.072	735.871	743.728	751.644	759.620
3.20	767.656	775.755	783.910	792.128	800.408	808.750	817.155	825.622	834.153	842.747
3.30	851.406	860.130	868.918	877.773						

comme exemptes d'erreur, bien que leur incertitude fût estimée à ± 2 mdeg lorsque cette échelle a été adoptée internationalement, l'accord entre l'équation (1) et les valeurs expérimentales semble suffisant jusqu'au moment où l'échelle thermodynamique Kelvin sera établie expérimentalement d'une façon plus précise dans la région de l'hélium liquide.

RACCORD ENTRE L'ÉCHELLE ^3He ET L'ÉCHELLE ^4He 1958

On propose de raccorder les échelles à tension de vapeur de ^3He et de ^4He à 2,245 0°K, température un peu au-dessus de celle du point λ de ^1He .

La raison qui nous fait préférer l'échelle à tension de vapeur de ^3He comme étalon international à l'échelle de ^4He (II) liquide, est que le film superfluide d'hélium dans un thermomètre à tension de vapeur de ^4He au-dessous du point λ donne naissance à des erreurs considérables qui sont très difficiles à déterminer d'une façon sûre à cause de la grande variabilité et de la non-reproductibilité de la vitesse d'écoulement du film le long du tube de tension de vapeur. Deux points sont particulièrement importants : *a.* la différence de pression dans ^4He entre l'endroit où le film d'hélium liquide s'évapore et le réservoir de tension de vapeur où ^4He se recondense; *b.* les discontinuités de la température de Kapitza où la chaleur de condensation du film évaporé traverse la paroi du réservoir de tension de vapeur. La cause de la non-reproductibilité pratique de ces effets réside dans le fait que la vitesse d'écoulement du film dépend fortement des traces d'impuretés (par exemple air solide) sur les parois du tube sensible à la pression.

Parce qu'il est souhaitable de travailler sur une seule échelle de température lorsqu'on fait des recherches sur ou avec l'hélium 4 liquide autour du point λ , le point de raccord des échelles ^3He et ^4He a été placé 0,073 deg au-dessus de la température du point λ .

(reçu en juin 1962,

et sous sa forme définitive le 25 avril 1963)

NOTE SUR L'EXACTITUDE DE L'ÉCHELLE ${}^3\text{He}$ 1962 (T_{62})

Par M. DURIEUX

(Traduction)

Entre 3,3 et 0,9°K l'échelle T_{62} de ${}^3\text{He}$ a été déduite de l'échelle T_{58} de ${}^4\text{He}$ par comparaisons des tensions de vapeur de ${}^3\text{He}$ et de ${}^4\text{He}$ [1]. Selon les auteurs, ces comparaisons ont été faites avec une exactitude de quelques dix-millièmes de degré. L'exactitude de l'échelle T_{62} dans cette région est par conséquent presque la même que celle de l'échelle T_{58} pour ${}^4\text{He}$ qui est de $\pm 0,002$ ou $0,003$ deg.

Au-dessous de 0,9°K la tension de vapeur de ${}^4\text{He}$ devient trop faible pour effectuer des comparaisons précises avec les tensions de vapeur de ${}^3\text{He}$. Dans ce domaine de température, il n'existe pas d'autres mesures de la tension de vapeur en fonction de la température qui soient assez précises; pour cette raison, entre 0,9 et 0,2°K l'échelle T_{62} a été calculée à partir d'une équation thermodynamique pour la tension de vapeur, écrite sous la forme suivante

$$(1) \quad \ln p_3 = i + \frac{5}{2} \ln T - \frac{1}{RT} \int_{1^\circ\text{K}}^T dT' \int_{1^\circ\text{K}}^{T'} (C_{\text{sat}}/T'') dT'' \\ + \varepsilon + \frac{1}{RT} \int_0^{p_3} V_L dp_3 - \frac{a}{RT} - \frac{b}{R},$$

avec

$$a = L_0 - \int_0^{1^\circ\text{K}} C_{\text{sat}} dT'; \quad b = S_L(1^\circ\text{K}).$$

Les symboles ont la même signification qu'en [1]. Nous définissons une fonction $g(T)$ telle que

$$(2) \quad g(T) = - \frac{1}{RT} \int_{1^\circ\text{K}}^T dT' \int_{1^\circ\text{K}}^{T'} (C_{\text{sat}}/T'') dT'' + \varepsilon + \frac{1}{RT} \int_0^{p_3} V_L dp_3$$

1. Les constantes a et b de l'équation (1) sont d'abord déduites de la relation entre p_3 et T entre 2,0 et 0,9°K (voir fig. 1).

De $\ln p_3$ entre 2,0 et 0,9°K (courbe AB) on soustrait le terme $i + \frac{5}{2} \ln T$, d'où l'on obtient la courbe CD. En soustrayant

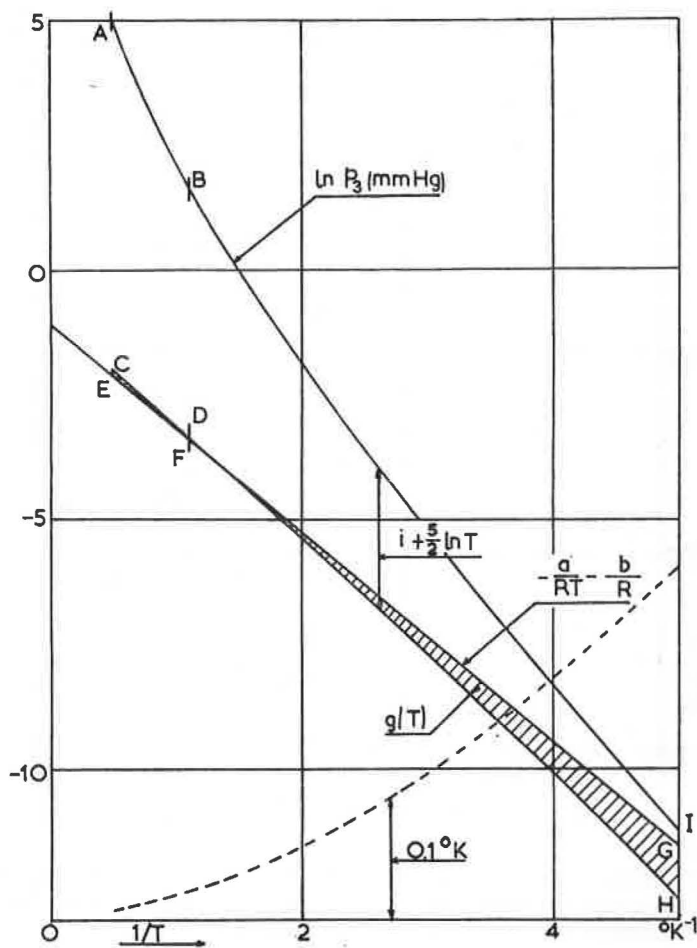


Fig. 1. — Établissement de l'échelle T_{02} au-dessous de 0,9°K.

la fonction $g(T)$ on obtient la courbe EF qui est, d'après l'équation (1), une partie de la droite $-\frac{a}{RT} - \frac{b}{R}$. Cette droite peut être extrapolée aux températures plus basses (FG).

2. La fonction $g(T)$ est additionnée à $-\frac{a}{RT} - \frac{b}{R}$ entre 0,9 et 0,2°K pour avoir la courbe DH. Finalement, en additionnant $i + \frac{5}{2} \ln T$ on obtient la courbe BI qui représente $\ln p$ entre 0,9 et 0,2°K. [On a estimé que la détermination de a et b , comme il est indiqué en (1), était plus précise qu'à partir des valeurs de la chaleur de vaporisation et de la capacité thermique].

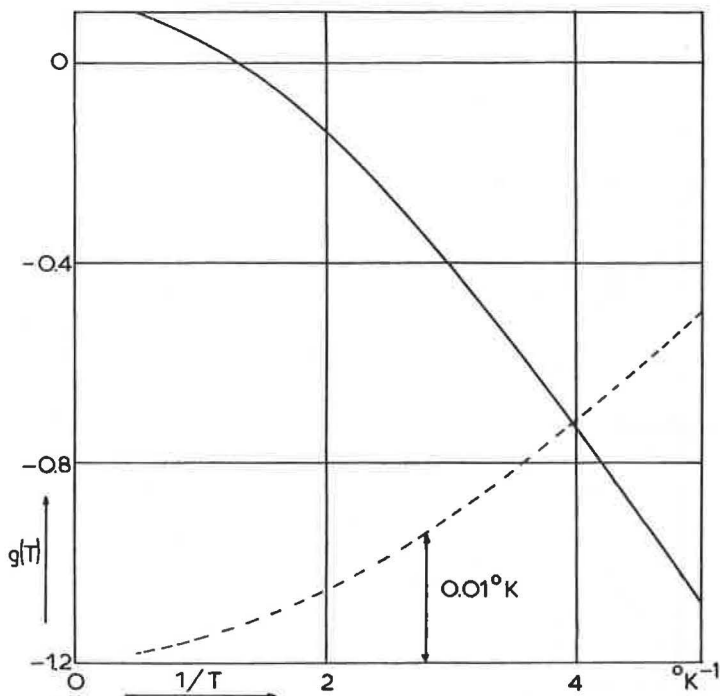


Fig. 2. — La fonction $g(T)$ entre 2,0 et 0,2°K.

La figure 2 montre la fonction $g(T)$ à grande échelle et peut être comparée à l'équivalent de 0,01 deg. Les valeurs numériques des différents termes de $g(T)$ sont donnés dans [1].

Entre 0,9 et 0,2°K, les erreurs dans l'échelle T_{62} sont dues aux :

- erreurs dans T_{62} entre 2,0 et 0,9°K (erreurs dans T_{38});
- erreurs sur C_{sat} entre 2,0 et 0,2°K;
- erreurs sur ε entre 2,0 et 0,2°K (erreurs dans les valeurs des coefficients du viriel de ^3He);
- erreurs sur V_L entre 2,0 et 0°K.

Les erreurs dans l'échelle T_{62} entre 2,0 et 0,9°K ne dépassent probablement pas 0,002 deg, et celles sur C_{sat} , ϵ et V_L 2 %, 6 % et 3 % respectivement.

Le tableau I résume l'influence de diverses variations sur les constantes a , b et sur l'échelle.

TABLEAU I

Changements des constantes a et b, et de T_{62} entre 1,0 et 0,2°K, dus à des variations des valeurs qui ont servi à établir l'échelle T_{62}

	Δa (J/mole)	Δb (J/mole °K)	ΔT (ndeg)				
			1°K	0,8°K	0,6°K	0,4°K	0,2°K
Augmentation de 0,002 deg de T_{62} entre 2,0 et 0,9°K...	+0,10	-0,02	+2,0	+1,9	+1,6	+1,3	+0,8
Augmentation de 2 % sur C_{sat} entre 2,0 et 0,2°K.....	+0,03	-0,03	0,0	+0,2	+0,3	+0,5	+0,5
Diminution de 6 % sur ϵ entre 2,0 et 0,2°K.....	+0,13	-0,14	0,0	+0,4	+0,8	+1,0	+0,8
Diminution de 3 % sur V_L entre 2,0 et 0°K.....	+0,02	-0,02	0,0	+0,1	+0,1	+0,1	+0,1
Total.....			+2,0	+2,6	+2,8	+2,9	+2,2

Les valeurs du tableau I ont été obtenues graphiquement de la manière décrite ci-dessus; leur précision est d'environ 10%.

Nous avons aussi comparé les valeurs des constantes a et b utilisées dans l'établissement de l'échelle T_{62} aux valeurs de ces constantes obtenues à partir d'autres données. Nous avons calculé la constante a à partir de l'expression

$$\begin{aligned}
 a &= L_0 - \int_0^{1^{\circ}\text{K}} C_{sat} dT \\
 &= L_{1,5^{\circ}\text{K}} - \left[\frac{5}{2} RT + \frac{RT}{V_G} \left(B - T \frac{dB}{dT} + \frac{C}{V_G} - \frac{T}{2V_G} \frac{dC}{dT} \right) \right]_{1,5^{\circ}\text{K}} \\
 &\quad + \int_u^{\mu_2(1,5^{\circ}\text{K})} V_L dp_3 + \int_{1^{\circ}\text{K}}^{1,5^{\circ}\text{K}} C_{sat} dT.
 \end{aligned}$$

En utilisant pour $L_{1,5^{\circ}\text{K}}$ la valeur de Weinstock, Abraham et Osborne [2] et pour les autres grandeurs les valeurs qui ont été utilisées pour établir T_{62} , nous avons obtenu $a = 17,75$ J/mole.

Nous avons calculé la constante b de deux façons :

a . A partir de la relation $b = \int_0^{1^{\circ}\text{K}} (C_{sat}/T) dT$, en utilisant au-dessous de 0,23°K les valeurs de Strongin, Zimmerman

et Fairbank [3] et au-dessus de $0,23^{\circ}\text{K}$ les valeurs utilisées pour l'échelle T_{62} ; nous avons trouvé $b = 8,9 \text{ J/mole } ^{\circ}\text{K}$.

b. A partir de l'entropie de la vapeur saturée et de la chaleur de vaporisation à $1,5^{\circ}\text{K}$ (voir [2]) et en utilisant de nouveau les valeurs de Weinstock et al. pour $L_{1,5^{\circ}\text{K}}$, et pour les autres grandeurs les valeurs utilisées pour T_{62} ; nous avons trouvé $b = 8,82 \text{ J/mole } ^{\circ}\text{K}$.

Les valeurs de a et b employées dans l'établissement de T_{62} sont : $a = 17,447 \text{ J/mole}$, $b = 9,009 \text{ J/mole } ^{\circ}\text{K}$.

Nous mentionnerons finalement que dans l'établissement de T_{62} on trouve, entre $2,0$ et $0,9^{\circ}\text{K}$, que $\ln p_3 - i - \frac{5}{2} \ln T - g(T)$ donne une droite avec un écart maximal équivalant à $0,0004 \text{ deg}$, ce qui confirme la cohérence des valeurs que nous avons utilisées.

Nous n'avons pas donné une étude complète de l'exactitude de l'échelle T_{62} . On voit clairement, d'après ce qui précède, que c'est une tâche compliquée. Mais, pour notre part, nous estimons que l'exactitude de l'échelle T_{62} est de $\pm 0,002$ ou $0,003 \text{ deg}$ entre $3,3$ et $0,2^{\circ}\text{K}$.

(reçu le 12 mars 1963)

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Ce volume, Annexe 31, p. 183.
- [2] WEINSTOCK (B.), ABRAHAM (B. M.) et OSBORNE (D. W.), *Nuovo Cimento* (supplément), vol. 9, série X, 1958, p. 310.
- [3] STRONGIN (M.), ZIMMERMAN (G. O.) et FAIRBANK (H. A.), Proc. 8th Intern. Conference on Low Temperature Physics, London, 1962, p. 138.

ANNEXE 33

National Physical Laboratory (Royaume-Uni)

STABILITÉ DIMENSIONNELLE
ET COEFFICIENT DE DILATATION
DU VITREOSIL TRANSPARENT (QUARTZ FONDU)
APRÈS CHAUFFAGE PROLONGÉ A 970°C

Par F. FRESHWATER et J. A. HALL

(Traduction)

En relation avec le travail effectué au National Physical Laboratory sur les thermomètres à mercure en quartz fondu, des mesures interférentielles de la dilatation du Vitreosil transparent ont été faites à environ vingt températures entre 20 et 120°C. Pour étudier sa stabilité dimensionnelle, le quartz a été chauffé à 970°C pendant une durée totale de 2 476 h; les variations de longueur à 20°C ont été mesurées par des moyens mécaniques. Les mesures interférentielles ont été faites sur le quartz dans l'état où nous l'avons reçu (non recuit) et après 24 h à 970°C. Le chauffage ultérieur rendit le parallélisme des surfaces terminales de l'étalon de 100 mm trop mauvais pour que des mesures interférentielles pussent être faites. Finalement, après 2 476 h à 970°C, lorsque la longueur apparut à peu près stable, les faces terminales ont été de nouveau dressées et on a fait une dernière détermination de la courbe de dilatation.

Les résultats suivants ont été obtenus. Les variations dimensionnelles peuvent être de quelque intérêt pour l'emploi du quartz fondu comme réservoirs de thermomètres à gaz; ils montrent qu'un traitement thermique stabilisateur préliminaire serait souhaitable.

Variations de longueur à 20°C

Durée du chauffage à 970°C (heures)	Augmentation de longueur ($\times 10^2$)
24	22
500	130
1 000	186
1 026	197 (*)
1 726	210
2 476	223

(*) Surchauffé accidentellement à 1070°C pendant un temps court avant 1026 heures.

Équations donnant la longueur (en mm) entre 0 et 120°C

a. Dans l'état où l'échantillon a été reçu (non recuit) :

$$l_t = 101,568\ 792 [1 + (0,409\ t + 0,000\ 686\ t^2) \times 10^{-6}] \quad \begin{array}{l} \text{écart-type} \\ \pm 0,010\ \mu\text{m} \end{array}$$

b. Après 24 h à 970°C :

$$l_t = 101,571\ 154 [1 + (0,411\ t + 0,000\ 678\ t^2) \times 10^{-6}] \quad \pm 0,015\ \mu\text{m}$$

c. Après 2 476 h à 970°C et nouveau dressage des faces :

$$l_t = 100,007\ 340 [1 + (0,532\ t + 0,000\ 473\ t^2) \times 10^{-6}] \quad \pm 0,020\ \mu\text{m}$$

(reçu en octobre 1962)

ANNEXE 34

National Research Council (Canada)

ZINC CANADIEN DE HAUTE PURETÉ
POUR POINT FIXE THERMOMÉTRIQUE

Par E. H. Mc LAREN et E. G. MURDOCK

Le Document présenté au Comité Consultatif de Thermométrie est le résumé d'une étude publiée dans « N. R. C. Applied Physics Division Report APHSSP-1023, 25 May, 1962 » dont voici la conclusion :

La comparaison du point du liquidus et de l'intervalle de fusion d'un échantillon de zinc canadien de la Consolidated Mining and Smelting Co. (« Cominco ») avec un échantillon de zinc russe de haute pureté, a montré que le zinc « Cominco » possède la pureté nécessaire pour la réalisation précise du point du zinc comme repère thermométrique.

Il existe actuellement au moins trois sources (États-Unis d'Amérique, U. R. S. S., Canada) où l'on peut obtenir du zinc d'une très haute pureté. Bien que quelques différences de tolérance aient été trouvées entre les échantillons de ces diverses provenances, tous conviennent pour les travaux thermométriques de la plus haute précision.

(reçu le 13 août 1962)

National Bureau of Standards (États-Unis d'Amérique)

CONSTANTES DE LA FORMULE D'INTERPOLATION
POUR LES THERMOMÈTRES
A RÉSISTANCE DE PLATINE

Par J. L. RIDDLE

(Traduction)

Abstract. — Values of the constants in the interpolation formula for a large number of thermometers recently submitted to the National Bureau of Standards for calibration are summarized. All thermometers suitable as standards which were received over a period of about one year during 1959 and 1960 are included. Limitations on such constants can serve either to make the International Practical Temperature Scale more precisely defined or to reduce the number of calibration points required for application over limited temperature ranges.

Les valeurs des constantes de la formule d'interpolation

$$R_t = R_0 [1 + At + Bt^2 + Ct^3 (t - t_{100})]$$

pour un grand nombre de thermomètres récemment soumis au N. B. S. pour étalonnage sont rassemblées au tableau I. Tous les thermomètres convenables comme étalons qui ont été reçus pendant une période d'un an en 1959-1960 y sont inclus. Des limitations sur de telles constantes peuvent servir, soit à définir avec plus de précision l'Échelle Internationale Pratique de Température (E. I. P. T.), soit à réduire le nombre des points d'étalonnage lorsque les thermomètres sont utilisés dans un domaine de température limité. Cependant, une telle limitation ne doit pas restreindre à l'excès les sources d'approvisionnement en platine; les valeurs du tableau I, ainsi que les commentaires ci-dessous qui reflètent les résultats de mesure sur une provenance restreinte de platine, ne doivent pas être interprétés comme

des recommandations, mais seulement comme une partie des renseignements nécessaires en vue d'élaborer une telle recommandation.

TABLEAU I

Résumé des résultats trouvés sur tous les thermomètres étalons soumis pour étalonnage sur une période d'une année (1959-1960)

	Constantes		
	A $\times 10^5$	B $\times 10^2$	C $\times 10^{12}$
Maximum.....	3,986 0	5,859 1	4,379
Minimum.....	3,981 0	5,854 1	4,319
Moyenne.....	3,984 6	5,856 3	4,330
Nombre de thermomètres.....	203	203	173

Les thermomètres à résistance réalisent suffisamment bien l'E. I. P. T. avec la formule d'interpolation actuelle sans qu'il soit besoin d'aucun autre terme. On sait que cela n'est pas satisfait avec du platine pas très pur ou avec certains types de construction; le texte de l'E. I. P. T. tend à lier ensemble le platine et la construction des thermomètres étalons à résistance de platine. Il semble raisonnable, puisque les techniques de purification du platine et de construction des thermomètres progressent, que l'on puisse diminuer encore les variations des thermomètres en platine et admettre ainsi, plutôt que de les mesurer, les valeurs de un ou plusieurs des termes de degré élevé de la formule d'interpolation. Des domaines de température devraient exister où l'écart produit par la différence entre les valeurs réelles et admises de la constante serait petit par rapport à celui provenant des erreurs d'étalonnage.

Depuis plusieurs années le N. B. S. a appliqué, avec quelque restriction, l'idée précédente pour l'étalonnage des thermomètres dans l'E. I. P. T. Par exemple, des thermomètres étalonnés seulement aux points triple et d'ébullition de l'eau et au point d'ébullition du soufre ont permis d'établir des tables de R_t/R_0 jusqu'à -50°C , en utilisant une valeur admise pour la constante « C » au-dessous de 0°C . Au-dessus de -50°C l'influence du terme contenant « C » est inférieure à l'équivalent de $0,02$ deg. Si cette technique avait été appliquée à l'un quelconque des 173 thermomètres pour lesquels « C » a été réellement déterminé, l'erreur maximale introduite aurait été inférieure à 2×10^{-3} deg. Un second exemple comprend l'étalonnage de thermomètres qui ne conviennent pas très bien pour des mesures

au point du soufre, à cause de fuites électriques entre les conducteurs à cette température (au passage des conducteurs à travers le joint en verre). Si un tel thermomètre doit être utilisé seulement au-dessous de 175°C , une valeur de « B » est souvent admise et l'étalonnage n'est fait qu'aux points triple et d'ébullition de l'eau et au point d'ébullition de l'oxygène. Si l'on applique cette technique à n'importe lequel des 204 thermomètres pour lequel « B » a été réellement mesuré, l'erreur maximale au-dessous de $+175^{\circ}\text{C}$ se présente à -120°C et n'excède pas l'équivalent de 7×10^{-4} deg.

En plus de la possibilité d'une réduction souhaitable des points d'étalonnage nécessaires pour les thermomètres utilisés au-dessus du point de l'oxygène, une limitation du domaine autorisé pour les constantes faciliterait l'extension de l'échelle vers de plus basses températures. Un des problèmes inhérents à l'extension de l'échelle par un moyen quelconque qui n'implique pas directement la formule actuelle de l'E. I. P. T. est la difficulté de raccorder sans point anguleux cette extension à l'échelle existante. S'il y a limitation des valeurs des constantes « B » et « C », la pente au point de raccordement est bien définie sans entraîner de mesures au-dessus du point triple de l'eau. Ceci serait très souhaitable pour des thermomètres qui ne doivent être utilisés qu'à basses températures. Un second problème posé par l'extension de l'E. I. P. T. est celui d'une description suffisante des différences entre les thermomètres au-dessous de 90°K . La solution représentera indubitablement un compromis entre la complication d'un processus d'étalonnage et la limitation des caractéristiques des thermomètres. Bien qu'un domaine limité de « A », « B » et « C » ne puisse assurer la similitude des thermomètres au-dessous de 90°K , une telle similitude existe pour les thermomètres contrôlés dans la région des basses températures par le N. B. S. Les 180 derniers thermomètres étalonnés dans le domaine $12-90^{\circ}\text{K}$ par une comparaison en 16 points à un groupe d'étalons auraient bénéficié du même étalonnage de 20 à 90°K , à mieux que $\pm 2 \times 10^{-2}$ deg, s'ils avaient été étalonnés simplement aux points d'ébullition de l'hydrogène et de l'oxygène en employant la méthode simple d'interpolation décrite par Cragoe [3]; sur les 180 thermomètres, l'étalonnage de 17 d'entre eux seulement aurait différé de plus de $\pm 1 \times 10^{-2}$ deg. Parmi ces 180 thermomètres, ceux qui ont été également étalonnés par rapport à l'E. I. P. T. avaient des constantes à l'intérieur des limites fixées. Cependant, pour des mesures à plus basses températures, les limitations devraient être plus étroites.

(reçu le 24 septembre 1962)

BIBLIOGRAPHIE

- [1] HOGE (H. J.) et BRICKWEDDE (F. G.), Intercomparison of platinum resistance thermometers between — 190° and 445°C ., *J. Res. N. B. S.*, 28, 1942, p. 217.
- [2] McLAREN (E. H.), Intercomparison of eleven resistance thermometers at the ice, steam, tin, cadmium and zinc points, *Can. J. Phys.*, 37, 1959, p. 422.
- [3] CRAGOE (C. S.), Mémorandum relatif à une 5^e Section pour la quatrième partie du projet d'Échelle Internationale de Température de 1948, *Procès-Verbaux C. I. P. M.*, 21, 1948, p. T 84.

BIBLIOGRAPHIE SUR L'ÉCHELLE INTERNATIONALE PRATIQUE
DE TEMPÉRATURE (1)

Physikalisch-Technische Bundesanstalt

- MOSER (H.), Thermodynamische Temperaturskala, ihre Realisierung zwischen 90 und 1500°K, Pure Appl. Chem., 2, 1961, p. 167.
- TINGWALDT (C.P.), Thermodynamische Temperaturskala, ihre Realisierung an festen Körpern oberhalb 1500 °K, Pure Appl. Chem., 2, 1961, p. 173.
- TINGWALDT (C.P.), SCHLEY (U.), Eine optische Methode zur direkten Ermittlung der wahren Temperatur glühender Metalle, Z. f. Instkde., 69, 1961, p. 205.
- TINGWALDT (C.P.), Ein einfaches optisch-pyrometrisches Verfahren zur direkten Ermittlung wahrer Temperaturen glühender Metalle, Z. Metallkde., 51, 1960, p. 116.
- MOSER (H.), A review of recent determinations of thermodynamic temperatures of fixed points above 419°C, in *Temperature, its measurement and control in science and industry*, vol. 3, I, p. 167, Reinhold Publ. Corp., New York, 1962.
- TINGWALDT (C.P.), MAGDEBURG (H.), A new optical method for the determination of thermodynamic temperatures of glowing metals, in *Temperature,*, vol. 3, I, 1962, p. 483.

National Standards Laboratory

- GIOVANELLI (R.G.), KEMP (W.R.G.), The use of a polarizer in the disappearing filament optical pyrometer, J. Sci. Instr., 27, 1950, p. 69.

(1) Suite de la bibliographie publiée dans les Procès-Verbaux C.I.P.M., 26-A, 1958, p. T 223.

- HARPER (A.F.A.), MORTLOCK (A.J.), The effect of centring errors on the transmission of a sector disc, Brit. J. Appl. Physics, 4, 1953, p. 220.
- MORTLOCK (A.J.), The effect of tension on the thermoelectric properties of metals, Aust. J. Physics, 6, 1953, p. 410.
- LOWENTHAL (G.C.), KEMP (W.R.G.), HARPER (A.F.A.), A temperature scale down to 20°K using platinum resistance thermometers, Bull. Inst. Int. Froid, Suppl., 1958, p. 107.
- LOWENTHAL (G.C.), HARPER (A.F.A.), The resistance-temperature relationship of platinum at low temperatures and its influence on precision thermometry, Brit. J. Appl. Physics, 11, 1960, p. 205.
- HARPER (A.F.A.), Research, development and the maintenance of standards in heat at the National Standards Laboratory, J. and Proc. Roy. Soc. of N.S.W., 94, 1960, p. 59.
- KLEMENS (P.G.), LOWENTHAL (G.C.), Deviations from Matthiessen's rule for platinum, Aust. J. Physics, 14, 1961, p. 352.
- MIDDLEHURST (J.), A mercury switch for establishing the true electrical zero in precise thermocouple measurements, J. Sci. Instr., 38, 1961, p. 165.
- JONES (T.P.), On the accuracy of realization of the International Temperature Scale above 1063°C, Aust. J. Appl. Sci., 12, 1961, p. 141.
- MIDDLEHURST (J.), JONES (T.P.), A precision photoelectric optical pyrometer, Temperature, its measurement and control in science and industry, vol. 3, I, p. 517, Reinhold Publ. Corp., New York, 1962.
- HARPER (A.F.A.), KEMP (W.R.G.), LOWENTHAL (G.C.), Extension of the International Practical Temperature Scale below 90°K, Temperature,, vol. 3, I, 1962, p. 339.

National Research Council

- BEDFORD (R.E.), A low temperature standard of total radiation, Can. J. Physics, 38, 1960, p. 1256.
- BERRY (R.J.), The temperature-time dependence of the triple point of water, Can. J. Physics, 37, 1959, p. 1230.
- BERRY (R.J.), The reproducibility of the sulphur point, Can. J. Physics, 38, 1960, p. 1027.
- BERRY (R.J.), A precision oxygen point calibration bath, Can. J. Physics, 40, 1962, p. 859.

- BERRY (R.J.), The stability of platinum resistance thermometers at temperatures up to 630°C, *Temperature, its measurement and control in science and industry*, Vol. 3, I, p. 301, Reinhold Publ. Corp., New York, 1962.
- McLAREN (E.H.), The freezing points of high purity metals as precision temperature standards.
- V. Thermal analyses on ten samples of tin with purities greater than 99,99 + %, Can. J. Physics, 38, 1960, p. 100.
- VI. Thermal analyses on five samples of lead with purities greater than 99,999 + %, Ibid., 38, 1960, p. 577.
- McLAREN (E.H.), Intercomparison of eleven resistance thermometers at the ice, steam, tin, cadmium and zinc points, Can. J. Physics, 37, 1959, p. 422.
- McLAREN (E.H.), The freezing points of high purity metals as precision temperature standards, *Temperature*,, vol. 3, I, 1962, p. 185.
- PRESTON-THOMAS (H.), The replacement of fixed points on a temperature scale, *Temperature*,, Vol. 3, I, 1962, p. 159.
- BERRY (R.J.), LOVEJOY (D.R.), On Klemens and Lowenthal's paper on deviations from Matthiessen's rule, Aust. J. Physics, 15, 1962, p. 441.
- DAUPHINEE (T.M.), PRESTON-THOMAS (H.), A direct reading resistance thermometer bridge,
- I. Rev. Sci. Instr., 31, 1960, p. 253.
- II. Rev. Sci. Instr., 31, 1960, p. 258.
- LOVEJOY (D.R.), Accuracy of optical pyrometry in the range 800°C to 4000°C, Can. J. Physics, 36, 1958, p. 1397.
- LOVEJOY (D.R.), Absorbing filters and high temperature optical pyrometry, J. Opt. Soc. Am., 50, 1960, p. 698.
- LOVEJOY (D.R.), Recent advances in optical pyrometry, *Temperature*,, vol. 3, I, 1962, p. 487.
- LOVEJOY (D.R.), Temperature scales above 1000°C, Pure Appl. Chem., 1962.
- LOVEJOY (D.R.), Detection limits in radiation and optical pyrometry, J. Opt. Soc. Am., 52, 1962, p. 1387.

Tokyo Institute of Technology

OISHI (J.), High temperature determination by a new gas thermometer with constant bulb temperature, I. Measuring Methods, J. Phys. Soc. Japan, 16, 1961, p. 2056.

National Research Laboratory of Metrology

MOCHIZUKI (T.), MITSUI (K.), On the realization of the zinc point, Report of the C.I.I.W.M., 2, n° 1, 1960, p. 7 (en japonais).

MOCHIZUKI (T.), SAWADA (S.), A platinum resistance thermometer for use at low temperatures, Report of the N.R.L.M., 10, n° 3, 1961, p. 168 (en japonais).

TAKATA (S.), Realization of blackbody radiation at gold point, J. Soc. Instr. Tech. Japan, 11, n° 8, 1961, p. 458 (en japonais).

Kamerlingh Onnes Laboratorium

DURIEUX (M.), VAN DIJK (H.), On the use of the vapour pressure thermometer in the liquid ^4He region, Bull. Inst. Int. Froid, XXXIX, n° 3, 1959, p. 752.

BRICKWEDDE (F.G.), VAN DIJK (H.), DURIEUX (M.), CLEMENT (J.R.), LOGAN (J.K.), The "1958 ^4He scale of temperatures", J. Res. N.B.S., 64-A, 1960, p. 1.

DURIEUX (M.), Thèse de doctorat, Université de Leiden, 1960.

VAN RIJN (C.), VAN DIJK (H.), DURIEUX (M.), Calibration of a germanium resistance thermometer at liquid helium and liquid hydrogen temperatures, Document présenté à la "Calorimetry Conference", Gatlinburg, Tennessee, Etats-Unis d'Amérique, 1960, (non publié).

VAN DIJK (H.), Die thermodynamische Temperaturskala und ihre Realisierung unterhalb 90°K, J. Pure Appl. Chem., 2, 1961, p. 157

VAN DIJK (H.), Selected values for the thermodynamic temperatures of thermometric fixed points below 0°C, Temperature, its measurement and control in science and industry, vol. 3, I, p. 173, Reinhold Publ. Corp., New York, 1962.

VAN DIJK (H.), On the use of platinum thermometers for thermometry below 90°K, Temperature,, vol. 3, I, 1962, p. 365.

- DURIEUX (M.), VAN DIJK (H.), TER HARMSEL (H.), VAN RIJN (G.), Some remarks on magnetic thermometry between 1,5 and 23°K and on the vapour pressure - temperature relation of liquid hydrogen, *Temperature*,, vol. 3, I, 1962, p. 383.
- VAN DIJK (H.), On temperature units and temperature scales, (à paraître dans Z. angew. Phys.).
- HEUSINKVELD (W.A.), Vergelijking van de temperatuurschalen van verschillende laboratoria in het gebied van 600-3500°C, Electro-techniek, 38, 1960 (21), p. 536.

National Physical Laboratory

- BARBER (C.R.), Low temperature scales 10° - 90°K, *Temperature, its measurement and control in science and industry*, vol. 3, I, p. 345, Reinhold Publ. Corp., New York, 1962.
- BARBER (C.R.), Helium gas thermometry at low temperatures, *Temperature*,, vol. 3, I, 1962, p. 103.
- HALL (J.A.), LEAVER (V.M.), Some experiments in mercury thermometry, *Temperature*,, vol. 3, I, 1962, p. 231.
- BARBER (C.R.), The establishment of a practical scale of temperature for the range 10-90°K, Brit. J. Appl. Physics, 13, 1962, p. 235.
- BARBER (C.R.), HALL (J.A.), Progress in platinum resistance thermometry, Brit. J. Appl. Physics, 13, 1962, p. 147.
- BARBER (C.R.), BLANKE (W.W.), A platinum resistance thermometer for use at high temperatures, J. Sci. Instr., 38, 1961, p. 17.
- BARBER (C.R.), Resistance thermometers for low temperatures, *Progress in Cryogenics*, p. 149, Heywood and Co. Ltd., London 1960.
- HALL (J.A.), LEAVER (V.M.), Stabilization of thermometers of borosilicate glass for use at high temperatures, J. Sci. Instr., 38, 1961, p. 179.
- HALL (J.A.), LEAVER (V.M.), The design of mercury thermometers for calorimetry, J. Sci. Instr., 36, 1959, p. 183.

Institut de Métrologie D.I. Mendéléev

- ALIEVA (Ph. Z.), TCHEKOUJAEV (V.P.), Appareils pour la réalisation du point d'ébullition de l'eau, *Trud. Inst. Komiteta Ctandartov*, N° 51 (111), 1961, p. 35.
- PRODSKI (A.D.), TROULEVA (I.B.), Reproductibilité du point d'ébullition de l'oxygène, *Ibid.*, p. 41.

- ALIEVA (Ph.Z.), Sur les thermomètres à résistance étalons pour les mesures dans le domaine des températures moyennes, Ibid., p. 44.
- ALIEVA (Ph.Z.), Comparaison internationale de thermomètres à résistance, Ibid., p. 49.
- ERGARDT (N.N.), Reproduction de l'échelle de température dans le domaine 300-1063°C et son transfert à l'aide des thermocouples, Ibid., p. 73.
- KIRENKOV (I.I.), KRAKHMALNIKOVA (G.A.), Recherche sur un modèle horizontal de corps noir par la méthode photoélectrique à la température de solidification de l'or, Ibid., p. 98.
- KIRENKOV (I.I.), Méthodes de reproduction de l'échelle de température au-dessus de 10 000°C, Trud. Inst. Komiteta Ctandartov, N° 63 (123), 1962, p. 162.
- KANDIBA (V.V.), Sur les sources de rayonnement pour la réalisation de l'échelle de température au-dessus de 10 000°C, Ibid., p. 165.
- ALIEVA (Ph.Z.), FAIANCE (A.Kh.), Erreur dans la réalisation du point triple de l'eau, Ibid., p. 200.
- ALIEVA (Ph.Z.), Augmentation de l'exactitude des mesures avec le compensateur, en utilisant les mesures de résistance or-chrome, Ibid., p. 210.
- ALIEVA (Ph.Z.), TCHEKOULAEV (V.P.), Sur les particularités de construction des thermomètres à résistance, Ibid., p. 218.
- BRODSKI (A.D.), SOLOVIEV (V.I.), Sur la possibilité de réalisation de l'échelle de température sur la base de la résonance quadripolaire nucléaire, Ibid., p. 230.
- KIRENKOV (I.I.), KOVALEVSKI (V.A.), KRAKHMALNIKOVA (G.A.), Réalisation de l'échelle de température de brillance par la méthode photoélectrique, Izmeritel'naja Tekhnika, N° 2, 1960, p. 18.
- BRAGUINE (B.K.), Sur le point de solidification du cuivre, Ibid., N° 3, 1962, p. 29.
- KIRENKOV (I.I.), KRAKHMALNIKOVA (G.A.), Installation spectropyrométrique de l'Institut de Métrologie D.I. Mendéléev, Ibid., N° 5, 1962, p. 16.
- ALIEVA (Ph.Z.), Étalonnage du thermomètre à résistance de platine en deux points, Ibid., N° 11, 1962, p. 30.
- SOLOVIEV (V.I.), BRODSKI (A.D.), Installation pour la mesure de la température d'après la résonance quadripolaire nucléaire, Pribori i tekhnika experimenta, N° 2, 1962, p. 111.

TABLE DES MATIÈRES

COMITÉ CONSULTATIF DE THERMOMÉTRIE

6^e Session (1962)

	Pages.
NOTE	2
Avertissement historique	5
Liste des Membres	7
Ordre du jour	10
Rapport au Comité International des Poids et Mesures, par J. A. Hall.....	11
Domaine 90°K à 273°K (Nouvelle valeur provisoire (90,170°K) du point d'ébullition de l'oxygène. Procédé d'interpolation entre 90°K et 273,16°K).....	11
Domaine 0°C à 1063°C (Coefficients de dilatation du platine et du quartz fondu; études du N. P. L. Modification envisagée des points de congélation de Au, Ag et Zn. Création d'un Groupe de travail pour préparer un tableau des écarts entre l'E. I. P. T. et l'échelle thermodynamique. Résultats complets de la compa- raison internationale de thermomètres à résistance de platine dans le domaine 0-100°C).....	12
Pyrométrie (Comparaison internationale de lampes pyrométriques. Pyrométrie photoélectrique; travaux des laboratoires).....	14
Domaine 20°K à 90°K (Adoption des valeurs provisoires 20,384°K et 20,267°K pour les points d'ébullition de l'hydrogène normal et en équilibre. Création d'un Groupe de travail pour examiner les travaux dans le domaine 20 à 90°K).....	15
Domaine inférieur à 20°K (Travaux en cours dans les laboratoires. Adoption de l'Échelle ³ He 1962 (T _{h2}). Vœu en faveur de la dispo- sition d'hélium 3 de productions américaine et soviétique).....	16
Équipement et travaux futurs du Bureau International.....	17
Questions diverses (Envoi des documents. Démission de Mr Timmermans).....	18

Annexes :

1. NATIONAL PHYSICAL LABORATORY (Royaume-Uni). — <i>L'échelle de température du N. P. L. dans le domaine 10-90°K</i> , par C. R. Barber.....	19
2. NATIONAL RESEARCH COUNCIL (Canada). — <i>Quelques points d'ébullition et points triples au-dessous de 0°C</i> , par D. R. Lovejoy.....	22
3. INSTITUT DE MÉTROLOGIE D. I. MENDÉLÉEV (U. R. S. S.). — <i>Réalisation des points-repères de l'échelle de température par la méthode de la résonance quadripolaire nucléaire</i> , par A. D. Brodsky et V. I. Soloviev.....	28
4. PHYSIKALISCH-TECHNISCHE BUNDESANSTALT (Allemagne). — <i>Comparaison de l'E. I. P. T. avec l'échelle thermodynamique entre les points du zinc et de l'or d'après les plus récentes mesures au thermomètre à gaz</i> , par H. Moser et W. Thomas....	34
5. INSTITUT DE MÉTROLOGIE D. I. MENDÉLÉEV (U. R. S. S.). — <i>Nouvelles mesures des températures thermodynamiques aux points-repères de l'étain, du cadmium, du zinc et de l'or</i> , par I. I. Kirenkov, A. N. Gordov, K. S. Izrailov et U. V. Dijkov.....	39
6. <i>Détermination des températures de congélation de l'or et de l'argent en utilisant la loi du rayonnement de Planck</i> , par W. A. Heusinkveld et K. Schurer.....	50
7. NATIONAL STANDARDS LABORATORY (Australie). — <i>Comparaison de thermomètres à résistance en utilisant des points de congélation de métaux</i> , par J. V. McAllan.....	52
8. NATIONAL RESEARCH LABORATORY OF METROLOGY (Japon). — <i>Thermométrie des hautes températures à l'aide du thermomètre à résistance de platine</i> , par S. Nakaya et H. Uchiyama.....	57
9. NATIONAL BUREAU OF STANDARDS (États-Unis d'Amérique). — <i>Étude sur la stabilité des thermomètres à résistance de platine à haute température (Résumé)</i> , par J. P. Evans et G. W. Burns....	62
10. NATIONAL PHYSICAL LABORATORY (Royaume-Uni). — <i>Comparaison internationale des thermomètres à résistance de platine S 167, R 13 et N° 109 dans dix laboratoires (Mesure de l'intervalle 0-100°C de l'Échelle Internationale Pratique de Température)</i> , par C. R. Barber.....	64
11. <i>Comparaison de l'échelle pyrométrique de température de l'Université d'Utrecht à celles du N. P. L. et de la P. T. B.</i> , par W. A. Heusinkveld et K. Schurer.....	67
12. NATIONAL RESEARCH COUNCIL (Canada). — <i>Limites de détection et exactitude de l'échelle en pyrométrie photoélectrique (Référence signalée)</i> , par D. R. Lovejoy.....	70

	Pages.
13. NATIONAL STANDARDS LABORATORY (Australie). — <i>Sur les lampes à ruban de tungstène comme sources étalons secondaires en pyrométrie photoélectrique</i> (Résumé), par T. P. Jones	71
14. NATIONAL PHYSICAL LABORATORY (Royaume-Uni). — <i>L'échelle pyrométrique de température entre 200 et 1063°C</i> , par J. A. Hall	72
15. NATIONAL BUREAU OF STANDARDS (États-Unis d'Amérique). — <i>Quelques résultats et problèmes de l'étalonnage du pyromètre photoélectrique du N. B. S. de 1961</i> , par R. D. Lee	79
16. <i>Mémoire sur l'extension de l'Échelle Internationale Pratique de Température au-dessous de — 182,97°C</i> , par H. Van Dijk, J. A. Hall et C. R. Barber	91
NATIONAL PHYSICAL LABORATORY (Royaume-Uni) :	
17. <i>Nouvelles déterminations de la tension de vapeur et des points triple et d'ébullition de l'hydrogène en équilibre</i> , par C. R. Barber	94
18. <i>Points d'ébullition de l'hydrogène</i> , par C. R. Barber	97
INSTITUT DES MESURES PHYSICOTECHNIQUES ET RADIOTECHNIQUES (U. R. S. S.) :	
19. <i>Réalisation de l'échelle pratique de température dans le domaine 10-90°K</i> , par D. I. Charevskaia, D. N. Astrov, A. S. Borovik-Romanov, M. P. Orlova et P. G. Strelkov	98
20. <i>Méthode de réduction des résultats de l'étalonnage individuel des thermomètres à résistance à l'échelle pratique de température dans le domaine 10-90°K</i> , par D. I. Charevskaia, P. G. Strelkov, A. S. Borovik-Romanov, D. N. Astrov et G. H. Morozova	100
21. <i>Extension de l'Échelle Internationale Pratique de Température au-dessous de — 182,97°C (90,18°K)</i> , par D. N. Astrov, M. P. Orlova et D. I. Charevskaia	102
22. NATIONAL RESEARCH COUNCIL (Canada). — <i>Choix des thermomètres à résistance pour le domaine 10-90°K</i> , par R. J. Berry	125
23. NATIONAL PHYSICAL LABORATORY (Royaume-Uni). — <i>Extension de l'Échelle Internationale Pratique de Température dans le domaine 14-90°K</i> , par C. R. Barber	133
24. NATIONAL RESEARCH COUNCIL (Canada). — <i>La théorie des deux bandes pour le platine de haute pureté et la reproductibilité des échelles de température</i> , par D. R. Lovejoy	138
KAMERLINGH ONNES LABORATORIUM (Pays-Bas) :	
25. <i>Résultats de mesures obtenus sur des thermomètres à résistance de platine</i> , par H. Van Dijk	151
26. <i>Les relations température-tension de vapeur pour l'hydrogène en équilibre liquide et l'hydrogène normal liquide</i> , par M. Durieux et H. Van Dijk	166
27. INSTITUT DE MÉTROLOGIE D. I. MENDÉLÉEV (U. R. S. S.). — <i>Nouvelles méthodes de réalisation de l'échelle thermodynamique dans le domaine des basses températures</i> , par A. D. Brodsky, V. P. Kremlevsky et A. V. Savatév	171

	Pages
28. NATIONAL BUREAU OF STANDARDS (États-Unis d'Amérique). — <i>Températures absolues déterminées par des mesures de la vitesse du son dans l'hélium gazeux</i> (Résumé), par G. Cataland et H. H. Plumb.....	175
INSTITUT DES MESURES PHYSICOTECHNIQUES ET RADIO- TECHNIQUES (U. R. S. S.) :	
29. <i>Thermomètre à tension de vapeur de l'hélium pour la réalisation de l'échelle T₃₃₃</i> , par M. P. Orlova et D. N. Astrov.....	176
30. <i>L'échelle de température dans le domaine de 4,2 à 10°K</i> , par M. P. Orlova et D. N. Astrov.....	181
31. <i>Proposition pour une échelle internationale de température à tension de vapeur de ³He</i> , par S. G. Sydoriak, T. R. Roberts, R. H. Sherman et F. G. Brickwedde.....	183
32. KAMERLINGH ONNES LABORATORIUM (Pays-Bas). — <i>Note sur l'exactitude de l'Échelle ³He 1962 (T₆₂)</i> , par M. Durieux.....	190
33. NATIONAL PHYSICAL LABORATORY (Royaume-Uni). — <i>Stabi- lité dimensionnelle et coefficient de dilatation du Vitreosil trans- parent (quartz fondu) après chauffage prolongé à 970°C</i> , par F. Freshwater et J. A. Hall.....	195
34. NATIONAL RESEARCH COUNCIL (Canada). — <i>Zinc canadien de haute pureté pour point fixe thermométrique</i> (Résumé), par E. H. McLaren et E. G. Murdock.....	197
35. NATIONAL BUREAU OF STANDARDS (États-Unis d'Amérique). — <i>Constantes de la formule d'interpolation pour les thermomètres à résistance de platine</i> , par J. L. Riddle.....	198
36. <i>Bibliographie sur l'Échelle Internationale Pratique de Tempé- rature</i>	202

IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS & C^{ie}
55, QUAI DES GRANDS-AUGUSTINS, 55 — PARIS

164 617

Dépôt légal, Imprimeur, 1964, n° 1619
Dépôt légal, Éditeur, 1964, n° 1181

ACHEVÉ D'IMPRIMER LE 15 MAI 1964

Imprimé en France.

