

COMITÉ CONSULTATIF POUR LA DÉFINITION DU MÈTRE

SESSION DE 1957

PROCÈS-VERBAUX DES SÉANCES,

RAPPORT ET ANNEXES.

PRÉSIDENT
du Comité International des Poids et Mesures

A. DANJON.

LISTE DES MEMBRES
DU
COMITÉ CONSULTATIF
POUR LA DÉFINITION DU MÈTRE

Président

L. E. HOWLETT, Membre du Comité International des Poids et Mesures; Director, Division of Applied Physics, National Research Council, *Ottawa*.

Membres

PHYSIKALISCH - TECHNISCHE BUNDESANSTALT, *Braunschweig*
(E. ENGELHARD, Regierungsrat, Abteilung I).

NATIONAL BUREAU OF STANDARDS, *Washington 25, D. C.*
(I. C. GARDNER, Chief, Optics and Metrology Division).

NATIONAL RESEARCH COUNCIL, *Ottawa* (K. M. BAIRD, Chief,
Interferometry Section).

CONSERVATOIRE NATIONAL DES ARTS ET MÉTIERS, *Paris*
(M. BELLIER, Directeur du Laboratoire d'Essais; M. DÉBURE,
Chef du Service de Métrologie).

CENTRAL INSPECTION INSTITUTE OF WEIGHTS AND MEASURES,
Tokyo (M. TAMANO, Directeur).

NATIONAL PHYSICAL LABORATORY, *Teddington* (H. BARRELL,
Superintendent, Metrology Division).

COMITÉ DES NORMES, DES MESURES ET INSTRUMENTS DE MESURE
DE L'U. R. S. S., *Moscou* (S. M. STOLIAROV, Chef des
Instituts Scientifiques du C. N. M. I. M.; M^{me} M. F. ROMA-
NOVA, Chef de la Section des Étalons Fondamentaux à
l'Institut de Métrologie D. I. Mendéléév).

COMMISSION ITALIENNE DE MÉTROLOGIE (E. PERUCCA, Directeur
de l'Institut de Physique Expérimentale, Politecnico
di *Torino*).

ASSOCIATION INTERNATIONALE DE GÉODÉSIE (P. TARDI, Secrétaire
général, *Paris*).

UNION ASTRONOMIQUE INTERNATIONALE (J. CABANNES, Pro-
fesseur à la Sorbonne, *Paris*).

UNION INTERNATIONALE DE PHYSIQUE PURE ET APPLIQUÉE
(A. PÉRARD, Ancien Président de la Commission « Symboles,
Unités et Nomenclature » de l'U. I. P. P. A., *Paris*).

BUREAU INTERNATIONAL DES POIDS ET MESURES, *Sèvres*
(Ch. VOLET, Directeur).

J. CABANNES, Professeur à la Sorbonne, *Paris*.

B. EDLÉN, Professeur à l'Université de *Lund*.

J. STULLA-GÖTZ, Wirkl. Hofrat, Bundesamt für Eich-und
Vermessungswesen, *Wien*.

Y. VÄISÄLÄ, Professeur à l'Université de *Turku*.

Invités

C. F. BRUCE, Principal Research Officer, National Standards
Laboratory, *Chippendale*, Australie.

J. TERRIEN, Sous-Directeur du Bureau International des Poids
et Mesures, *Sèvres*.

ORDRE DU JOUR DE LA SESSION

1. Ouverture de la session.
 2. Nomination d'un Secrétaire et d'un Rapporteur.
 3. Réaffirmation ou révision des résolutions adoptées par le Comité Consultatif en 1953.
 4. Exposé, par les Membres du Comité, des résultats expérimentaux sur les sources de lumière suivantes : *a.* cadmium, *b.* mercure, *c.* krypton, *d.* toute autre source, qui sont susceptibles d'être utilisées pour la production d'une longueur d'onde fondamentale étalon du mètre.
 5. *a.* Décision sur la question suivante : la documentation présentée au paragraphe 4 est-elle suffisante pour justifier l'adoption d'une longueur d'onde particulière comme fondement à la définition du mètre ?
b. Dans le cas contraire, établissement du programme de recherche détaillé qui permettrait un nouvel examen de la question à la session suivante du Comité Consultatif, et organisation du programme précis réparti entre les divers laboratoires pour l'exécution des recherches.
c. Examen de la possibilité de fixer pour ce travail des délais qui permettraient au Comité Consultatif de discuter les résultats obtenus avant la Conférence Générale de 1960.
d. Choix de la date de la session suivante.
 6. Échange de vues et documentation sur l'étalonnage des étalons à traits en fonction du mètre fondé sur une longueur d'onde.
 7. Questions diverses.
 8. Publications aux Procès-Verbaux.
-

COMITÉ CONSULTATIF
POUR LA DÉFINITION DU MÈTRE.

2^e SESSION (1957)

PROCÈS-VERBAL

DE LA PREMIÈRE SÉANCE,

TENUE AU BUREAU INTERNATIONAL.

Lundi 23 septembre 1957.

PRÉSIDENTE DE Mr L. E. HOWLETT.

La séance est ouverte à 10^h 10^m.

Sont présents : MM. HOWLETT, BARRELL, BELLIER, EDLÉN, ENGELHARD, GARDNER, PERUCCA, STOLIAROV, STULLA-GÖTZ, TAMANO, VOLET, Membres du Comité Consultatif.

Assistent à la séance : Mr DANJON, Président du Comité International des Poids et Mesures;

M^{me} ROMANOVA, MM. BRUCE, DEBURE, TERRIEN, invités;
MM. A. BONHOURE, MOREAU, LECLERC, THULIN, HAMON,
J. BONHOURE, MASUI, GIRARD, du Bureau International.

Excusés : MM. CABANNES, BAIRD, PÉRARD, VÄISÄLÄ.

Mr le PRÉSIDENT souhaite la bienvenue aux délégués et en particulier aux nouveaux Membres : M^{me} ROMANOVA, MM. GARDNER et STOLIAROV. Il demande qu'on observe un instant de silence à la mémoire de E. C. CRITTENDEN, décédé en 1956, qui avait pris une part active aux travaux de la première session de notre Comité Consultatif.

Mr DANJON, au nom du Comité International, tient à saluer les Membres du Comité Consultatif pour la Définition du Mètre, et à leur exprimer les souhaits qu'il forme pour le succès de la présente session; il poursuit en ces termes :

« Lorsque ce Comité se réunit pour la première fois en septembre 1953, il ne s'estima pas suffisamment documenté pour émettre une proposition ferme sur le choix d'une raie étalon, et il demanda que les grands Laboratoires et le Bureau International poursuivent leurs travaux. Vous êtes assemblés aujourd'hui pour examiner les résultats de ces nouvelles recherches.

« La Dixième Conférence Générale des Poids et Mesures, réunie en 1954, reprit la proposition que vous aviez formulée l'année précédente, en la précisant. On lit, en effet, dans sa Résolution 1 : « La Dixième Conférence Générale... renouvelle aux grands Laboratoires et au Bureau International son invitation à poursuivre aussi activement que possible leurs études sur les radiations monochromatiques, en vue de permettre à la Onzième Conférence Générale de prendre une résolution définitive... »

« Il y a lieu de souligner ces derniers mots. Le Comité International se voit invité en termes formels à présenter à la Conférence Générale de 1960 un projet de définition du mètre par la longueur d'onde d'une raie spectrale déterminée. Si le Comité International n'était pas en mesure de le faire, il devrait en fournir les motifs. Vous ne serez donc pas surpris qu'il suive vos travaux avec un vif intérêt.

« En 1953, votre Comité avait suggéré que le Comité International demande à la Conférence Générale de 1954 le pouvoir de promulguer une nouvelle définition du mètre sans attendre la Conférence Générale suivante. Cette proposition ne fut pas retenue, la majorité du Comité International ayant jugé qu'une décision d'une telle importance devait être réservée à la Conférence Générale elle-même; comme il est vraisemblable que le Comité International restera sur cette position, la question se trouverait automatiquement ajournée à 1966 si la Conférence de 1960 n'aboutissait à aucune conclusion.

« Cela dit pour votre information, il va de soi que vous allez délibérer en pleine indépendance. Vous aurez à dire si les Rapports qui vous sont soumis contiennent ou non les éléments d'une décision définitive. Quelle que soit votre réponse, vous faciliterez la tâche du Comité International en la motivant

fortement. Si cette réponse est négative, il conviendra d'énumérer les études supplémentaires qui vous paraîtraient indispensables, ainsi qu'il est dit aux points 5 b et 5 c de l'Ordre du Jour.

« Mais je m'en voudrais d'insister, puisqu'il appartient à votre Président d'organiser et de conduire vos débats. La haute compétence de Mr Howlett est la meilleure garantie de leur succès et de leur efficacité. »

Mr le PRÉSIDENT rappelle que la langue officielle est la langue française; Mr Terrien s'efforcera d'assurer les traductions pour la langue anglaise.

Mr PERUCCA est désigné comme Rapporteur et Mr TERRIEN comme Secrétaire.

Mr le PRÉSIDENT remercie Mr DANJON de l'intérêt qu'il porte aux travaux de ce Comité Consultatif; il félicite les physiciens qui ont, par leurs recherches, obtenu des résultats positifs meilleurs qu'on n'espérait un an auparavant.

Il croit que la plupart des Membres estiment la documentation suffisante pour qu'une recommandation positive soit adoptée en temps voulu, afin que la Onzième Conférence Générale des Poids et Mesures puisse prendre une décision. On dispose en effet d'un ensemble complet de résultats quantitatifs sur la symétrie des radiations et sur les perturbations présentes dans diverses conditions d'excitation. Les comparaisons de longueurs d'onde à celle de la radiation rouge de la lampe à cadmium de Michelson ont prouvé que la précision est limitée par la largeur de cette dernière radiation.

La correspondance échangée au cours des derniers mois a montré clairement quelle est l'opinion générale : le projet d'une définition du mètre par une longueur d'onde devra être établi dès que l'on sera assuré que cette nouvelle définition présente une précision suffisante, et garantit la continuité avec la définition actuelle.

La majorité des Membres souhaite que le choix soit limité à des radiations des trois éléments, cadmium 114, krypton 86 et mercure 198. Cette majorité ne semble pas favorable à de nouveaux délais motivés par des espoirs prometteurs qui sont seulement à l'état de projets. Le temps qui a été nécessaire pour l'étude des sources de radiations en usage montre bien que la prise en considération de nouvelles sources retarderait

de plusieurs années l'obtention d'une résolution positive. Dès maintenant, nous pouvons avec les sources actuelles choisir un étalon fondamental de longueur qui apporterait une grande amélioration dans la définition du mètre et garantirait en même temps une continuité suffisante. Ce nouveau degré de précision n'empêcherait nullement un progrès ultérieur si des sources plus précises apparaissaient à l'avenir.

La tâche du Comité Consultatif pendant ces deux ou trois jours sera lourde et complexe. Il est inutile de résumer maintenant les mémoires présentés, ils seront commentés par les Membres eux-mêmes.

Mr le PRÉSIDENT estime qu'il serait déplacé de suggérer dès le début une ligne de conduite. Il ne peut s'empêcher d'avoir ses opinions personnelles mais, comme Président, il s'efforcera de rester impartial.

Mr le PRÉSIDENT rappelle enfin les Propositions I, II et III adoptées par le Comité Consultatif en 1953, pour servir de base à toute définition du mètre par une longueur d'onde; il demande aux Membres s'ils sont toujours d'accord avec ces trois Propositions. Aucune objection n'est soulevée à leur sujet.

Position du Bureau International.

Avant de passer à l'exposé des résultats des recherches sur les sources lumineuses, Mr VOLLET tient à préciser la position actuelle du Bureau International concernant le changement de la définition du mètre. En 1953, le Bureau International avait encore insisté sur le fait qu'un changement de la définition du mètre était prématuré. Il avait soutenu cette opinion depuis longtemps, et l'on peut s'en réjouir. Ainsi, on connaît maintenant l'explication des divergences de certaines déterminations absolues de longueurs d'onde : les mesures interférentielles étaient fautives et non celles effectuées avec les étalons à traits.

Aujourd'hui, le Bureau International reconnaît que le temps est venu de changer la définition du mètre; en voici trois raisons.

1^o Les comparaisons récentes entre le Prototype international du mètre en platine iridié \mathfrak{M} et les Mètres du Bureau International nous ont déçus. Elles ont conduit à des résultats en médiocre accord avec ceux obtenus en 1938-1939 et ont ainsi confirmé que \mathfrak{M} n'est pas défini avec une précision meilleure que 0,1 ou 0,2 μ . (Annexe M 1, p. M 41). Les observateurs

d'aujourd'hui ne sont plus les mêmes et, à vingt ans d'intervalle, l'incertitude des pointés sur ces traits anciens atteint $0,2 \mu$; de petites variations dans la structure des traits peu profonds, sous l'action des nettoyages, sont aussi vraisemblables.

Sur des Mètres de tracé moderne, la concordance est meilleure que $0,1 \mu$, mais il reste difficile, même aujourd'hui, de réussir un tracé parfait. Plutôt que d'améliorer la définition de l'unité de longueur par de nouveaux étalons à traits, mieux vaut adopter l'étalon naturel que constitue une longueur d'onde.

2° Nos connaissances sur les radiations monochromatiques ont bien progressé récemment. Sans entrer dans le détail, qui se trouve dans les documents distribués, on peut dire que l'ensemble des renseignements actuellement connus nous autorise à faire le pas décisif vers l'adoption d'une longueur d'onde.

3° Les difficultés particulières à l'emploi de l'étalon longueur d'onde ont pu faire hésiter. Aujourd'hui, non seulement on sait comparer les longueurs d'onde entre elles d'une façon exacte et précise, mais encore on sait passer directement d'une longueur d'onde à un étalon à traits; un comparateur est en construction pour le Bureau International et sera installé dans un an ou deux, et d'autres Laboratoires ont déjà réalisé des comparateurs similaires, qui donnent des résultats excellents.

Le Bureau International ne voit donc aucune difficulté majeure à l'adoption d'une définition du mètre fondée sur une longueur d'onde, si tel est le résultat des délibérations du Comité Consultatif.

Résultats des recherches expérimentales sur les sources de lumière.

Mr le PRÉSIDENT invite les délégués des Laboratoires à exposer tour à tour les résultats de leurs expériences et leurs opinions.

Mr ENGELHARD résume d'abord les six Rapports présentés par la Physikalisches-Technische Bundesanstalt.

1° La séparation des isotopes du krypton (Annexe M 2, p. M 51) est une question importante si l'un d'eux doit fournir l'étalon primaire; elle ne présente aucune difficulté sérieuse. L'intention primitive de la P. T. B. était l'extraction de l'isotope 84, mais on préfère maintenant l'isotope 86 qui possède les mêmes qualités métrologiques et dont la pureté sera meilleure, sa séparation étant plus facile. La quantité de krypton 86

extraite est déjà suffisante pour 1000 lampes; les lampes disponibles peuvent être offertes aux Laboratoires intéressés.

Une nouvelle séparation vient de commencer, grâce à laquelle on espère mettre à la disposition des Laboratoires des quantités considérables de krypton 86. On a voulu démontrer en même temps que tout laboratoire peut se lancer avec succès dans la séparation des isotopes du krypton.

2° La longueur d'onde dans le vide des deux radiations les plus intéressantes du krypton 86 a été mesurée très soigneusement (Annexe M 3, p. M 54). Les résultats diffèrent un peu de ceux du Bureau International et des autres Laboratoires, mais il est évident que la lampe de Michelson en est responsable, car ses spécifications sont insuffisantes. Les petites variations de la longueur d'onde du cadmium observées au Bureau International confirment cette opinion.

Les valeurs des longueurs d'onde mesurées ont été réduites à pression nulle, à courant nul, et à l'état de repos des atomes émetteurs, par des corrections fondées sur des mesures anciennes qui seront reprises, mais qui, d'après des résultats préliminaires, seront probablement confirmées sans grand changement.

3° La correction de déplacement par effet Doppler vient d'être déterminée soigneusement (Annexe M 4, p. M 58). On savait depuis vingt ans que la longueur d'onde des radiations observées en bout du capillaire changeait un peu avec le sens du courant continu. Une théorie simplifiée explique suffisamment ce déplacement. La correction nécessaire se détermine avec une grande exactitude, elle n'est donc pas gênante.

4° La longueur d'onde de plusieurs radiations du krypton 86, du krypton 84 et du mercure 198 a été mesurée à la P. T. B. (Annexe M 5, p. M 62). Toutes les valeurs obtenues sont supérieures à celles des autres Laboratoires; ceci confirme que la lampe de Michelson est à incriminer. De plus, si l'on élimine la longueur d'onde de la raie rouge du cadmium en faisant le rapport des longueurs d'onde mesurées au Bureau International et à la P. T. B., on trouve une concordance excellente. Le remplacement de la lampe de Michelson est donc très urgent.

Les déplacements de longueur d'onde entre le krypton 84 et le krypton 86 prouvent la nécessité d'utiliser des isotopes très purs.

5° De nombreuses mesures de l'intensité des raies (Annexe M 6,

p. M 66) montrent que la radiation orangée du krypton 86, la plus intéressante, est à peu près aussi lumineuse que la radiation rouge du cadmium. Lorsque la lampe à krypton est refroidie du point d'ébullition au point triple de l'azote, l'intensité de la radiation orangée augmente d'un facteur 8 et passe par un maximum à cette dernière température.

6° Pour discuter la reproductibilité des longueurs d'onde du krypton 86 (Annexe M 7, p. M 70), il faut distinguer les variations réelles et l'incertitude des observations. Les variations réelles peuvent être limitées facilement à 10^{-9} en valeur relative pour la plupart des raies. L'incertitude des observations visuelles à la P. T. B. est un peu moins bonne; elle correspond à 0,0025 frange, c'est-à-dire à $3 \cdot 10^{-9}$ en valeur relative à la différence de marche de 500 mm; mais on peut certainement élever la précision par l'observation photoélectrique; dans ce cas, Mr Terrien estime qu'elle peut être meilleure que 10^{-9} .

Ces six Rapports ne décrivent qu'une partie des travaux de la P. T. B.; Mr ENGELHARD en cite quelques autres.

Il a examiné tous les éléments du tableau périodique en vue de la production de radiations monochromatiques, et expérimenté par exemple sur le xénon 136, sur l'isotope 20 du néon, séparé à la P. T. B., et excité au point triple de l'hydrogène, et sur le thorium, dont le nombre de masse 236 est pair et élevé, et qui a été excité dans une cathode creuse. La conclusion est que le cas du krypton est véritablement exceptionnel par la facilité de production de radiations extrêmement monochromatiques.

Mr ENGELHARD envisage aussi le jet atomique de krypton, qu'il désire réaliser prochainement. Mais il se demande si l'emploi d'un jet pour produire l'étalon de longueur ne nous replongerait pas dans une situation aussi critiquable que par le passé, situation caractérisée par un étalon difficilement accessible aux laboratoires industriels ou à ceux dont l'équipement est modeste; le nouvel étalon de longueur devrait être utilisable partout et par tous.

En conclusion de son exposé, Mr ENGELHARD est d'avis que le moment est venu de donner une nouvelle définition au mètre, par la longueur d'onde d'une radiation du krypton 86, et qu'une proposition ferme devrait être adoptée immédiatement.

Mr GARDNER développe à son tour les arguments en faveur

du mercure 198 contenus dans le Rapport du National Bureau of Standards (Annexe M 8, p. M 73), à savoir :

1° la précision et l'exactitude élevées actuellement réalisables avec la lampe sans électrodes de Meggers, son utilité et sa commodité;

2° l'espoir évident d'un accroissement spectaculaire de la longueur de cohérence qui résultera du perfectionnement de la lampe à jet de mercure 198.

Il ajoute que le N. B. S. fournira aux Laboratoires nationaux, sur leur demande, des lampes sans électrodes à mercure 198.

Les essais en cours au N. B. S. portent sur deux lampes à jet atomique, l'une à émission, l'autre à absorption. Le choix de la radiation dépendra du type de lampe qui sera retenu. Pour la lampe à émission, ce sera probablement la raie $0,4358 \mu$ et pour la lampe à absorption la raie $0,2537 \mu$. Pour la lampe de Meggers, la raie $0,5461 \mu$ est généralement employée.

Cependant, on ne désire pas faire un choix de la raie spectrale avant l'achèvement des expériences en cours. Mr GARDNER ne pense pas que la lampe à jet atomique sera suffisamment étudiée pour qu'elle puisse être adoptée dès 1960 pour la production de l'étalon fondamental de longueur, mais il croit que les expériences qui se poursuivent devraient avoir une influence importante sur la décision à prendre en 1960.

Mr GARDNER réfute l'argument que le jet atomique soit de réalisation trop compliquée pour servir d'étalon. Il considère aussi que la possibilité du choix d'une radiation ultraviolette ou infrarouge ne devrait pas être rejetée purement et simplement, étant donné que l'une et l'autre de ces radiations peuvent être facilement utilisées lorsque les observations sont faites à l'aide d'un photomultiplicateur; Mr Terrien a du reste montré que cette méthode est préférable parce qu'elle fournit une plus grande sensibilité et élimine certaines erreurs systématiques.

Mr GARDNER conclut en recommandant que la décision soit reportée à une session ultérieure, et que l'on prépare maintenant le programme de travail à accomplir dans l'intervalle.

Mr BARRELL présente trois Rapports. Le premier (Annexe M 9, p. M 76) décrit un comparateur pour le passage de la longueur d'onde à un étalon à traits, mettant en œuvre la méthode de Ch. Volet et N. Cabrera; les dessins de cet appareil sont prêts

et sa construction est en cours. Le second Rapport est un tirage à part de *Research*, 10, 1957, p. 298-307, où sont exprimées ses vues personnelles. Le troisième Rapport (Annexe M 10, p. M 80), le plus important, expose les résultats de mesures récentes de longueurs d'onde au National Physical Laboratory, avec un étalon Perot-Fabry dans le vide, par la méthode photographique qu'il a déjà utilisée; mais les clichés ont été mesurés cette fois par deux procédés, avec un microscope visuel, et avec un micro-densitomètre qui fournit la densité optique et son gradient. Les franges de la radiation rouge du cadmium sont plus difficilement mesurables, à cause de la largeur considérable de cette radiation; on y trouve même des indices de structure et de dissymétrie. Au contraire, les franges des radiations du krypton sont nettes, et la mesure du gradient de la densité photographique permet des observations très sûres.

La mesure du déplacement des raies du krypton par effet Doppler pour les deux directions d'observation en bout du capillaire a confirmé les résultats obtenus par Mr Engelhard.

Mr BARRELL a dressé le tableau des valeurs des longueurs d'onde mesurées dans quatre laboratoires; ce tableau, complété par les résultats tout récents du Central Inspection Institute of Weights and Measures du Japon, a été présenté à l'ensemble des Membres du Comité Consultatif et commenté par Mr TERRIEN.

TABLEAU J.
Longueurs d'onde dans le vide.

	B. I. P. M.	P. T. B.	N. P. L.	C. I. I. W. M.	N. R. C.		Moyenne des cinq Laboratoires.
					Perot- Fabry.	Michelson.	
Krypton 86	0,565 112 86 μ	88	86	86	83	82	0,565 112 86 μ
	0,605 780 21	23	21	21	21	19	0,605 780 21
	0,645 807 20	22	15	25	18	16	0,645 807 20
Mercure 198	0,546 227 07	09	07	08	04	04	0,546 227 07
	0,577 119 85	87	85	84	79	78	0,577 119 84
	0,579 226 84	87	85	86	83	80	0,579 226 85

Sans méconnaître que la lampe à mercure 198 est extrêmement utile, qu'elle a été employée dans son Laboratoire pour des

déterminations telles que la mesure de la vitesse des ondes électromagnétiques et celle de la masse volumique du mercure liquide ordinaire, et que cette lampe sera sans doute employée aussi avec la lampe à krypton 86 pour la mesure précise d'une distance dans la détermination absolue de g par la méthode des deux stations de Mr Volet, Mr BARRELL soutient vivement l'opinion, déjà exprimée par Mr Engelhard, que les radiations du krypton 86 sont les meilleures parmi celles que nous savons produire actuellement, et il engage avec force le Comité Consultatif à prendre une résolution dès maintenant.

Mr STOLIAROV et M^{me} ROMANOVA proposent que l'on adopte comme étalon la radiation rouge du cadmium 114 (Annexe M 11, p. M 87). La radiation rouge du cadmium naturel, qui a été bien étudiée pendant soixante ans et surtout pendant ces dernières années, a prouvé la haute reproductibilité de sa longueur d'onde. La radiation correspondante du cadmium 114 conserve cette propriété.

Les expériences faites en U. R. S. S. montrent : 1^o que cette raie rouge est dépourvue de renversement jusqu'à la température de 320° C; 2^o que l'augmentation de sa longueur d'onde avec l'augmentation de la pression de l'argon dans la lampe est très petite, presque négligeable.

On peut supposer que les niveaux énergétiques de cette raie sont peu sensibles aux perturbations d'origine extérieure, ce qui explique la haute reproductibilité de sa longueur d'onde.

Les lampes à cadmium 114 sont très commodes pour les mesures interférentielles, car le spectre du cadmium offre, dans le domaine visible, non seulement la raie rouge, mais encore trois autres raies intenses; ceci permet de déterminer l'entier de l'ordre d'interférence par la méthode des coïncidences, sans qu'il soit nécessaire d'utiliser d'autres lampes.

Enfin, la radiation rouge du cadmium 114 assurerait une meilleure continuité de l'étalon longueur d'onde.

Si l'on choisit cette radiation comme étalon, les interférences aux très grandes différences de marche pourront être observées avec les radiations étalons secondaires émises par d'autres mono-nuclides, ou encore, plus tard, avec une lampe à cadmium 114 productrice de radiations plus fines.

Mais quel que soit le choix de la radiation étalon, le remplacement de la radiation du cadmium naturel par la radiation d'un mononuclide permettrait d'augmenter la précision des

mesures interférentielles. Le Comité Consultatif doit donc choisir une radiation du cadmium 114, ou du mercure 198, ou du krypton 86.

M^{me} ROMANOVA résume enfin les recherches faites sur quelques raies du plomb 206 dont les qualités métrologiques ont été comparées au cadmium 114 (Annexe M 12, p. M 90), et signale les travaux interférentiels effectués à l'Institut de Métrologie D. I. Mendéléév (Annexes M 13, 14, 15, p. M 92).

Mr TAMANO commente les travaux du Central Inspection Institute of Weights and Measures (Annexe M 16, p. M 102), concernant des mesures de longueurs d'onde dont la précision actuelle est estimée à 2 ou $3 \cdot 10^{-8}$, et surtout une étude du profil spectral de plusieurs radiations, par trois méthodes expérimentales différentes. Le résultat principal est que l'on peut obtenir, avec le krypton 86, des profils spectraux conformes à la courbe de Gauss due à l'effet Doppler, tandis que le profil des radiations du mercure 198 s'écarte de la forme Doppler théorique.

L'appareil interférentiel et la méthode utilisés pour la mesure en longueurs d'onde d'un étalon à traits ont permis d'obtenir une exactitude de 0,03 à 0,05 μ au cours des mesures préliminaires d'une échelle de 20 mm (Annexe M 16, § 3).

Mr TAMANO conclut que, si l'on doit choisir à présent une radiation étalon, il préfère une radiation du krypton 86.

Mr le PRÉSIDENT, en l'absence de Mr BAIRD souffrant, prie ses collègues de se reporter aux Rapports relatifs aux travaux du National Research Council (Annexes M 17 à M 21, p. M 107), qui exposent les difficultés et les résultats de mesures précises de longueurs d'onde par comparaison à la raie rouge du cadmium, la description d'appareils interférométriques, la découverte que l'azote, remplaçant l'argon comme gaz porteur dans une lampe sans électrodes, diminue la tendance au renversement de la raie verte du mercure et de la raie rouge du cadmium, et la description d'un comparateur pour la mesure directe d'un étalon à traits en longueurs d'onde.

Mr TERRIEN résume les travaux que le Bureau International a effectués (Annexes M 22 à M 25, p. M 130) conformément à la Résolution 1 de la Dixième Conférence Générale; ces travaux

ont été orientés dans deux directions : *a.* la mesure plus précise des longueurs d'onde et de leurs variations; *b.* la détermination du profil spectral par deux méthodes, au moyen d'un étalon Perot-Fabry et par la visibilité des franges de l'interféromètre de Michelson. Ce programme a été appliqué aux meilleures radiations des sources de lumière dont disposait le Bureau International.

Une première série de mesures de longueurs d'onde, présentée au Comité International des Poids et Mesures en 1956, et dont l'originalité à cette époque était que deux interféromètres différents avaient été utilisés en un même lieu et avec les mêmes lampes, avait prouvé que des erreurs systématiques subsistaient; la recherche et l'élimination de leurs causes semblent garantir aujourd'hui une exactitude au moins dix fois meilleure. D'autre part, les améliorations instrumentales nécessaires à un nouveau progrès sont connues; avec les radiations disponibles actuellement, la précision devrait pouvoir dépasser 10^{-9} . Les résultats définitifs des mesures de longueurs d'onde figurent au tableau I.

Une étude préliminaire a fait connaître l'influence des conditions d'utilisation des lampes : température de l'eau circulant autour du tube à mercure 198, puissance et fréquence du champ exciteur; température et pression du krypton dans la lampe de E. Engelhard, observation en bout et en travers; température du tube à cadmium 114. Dans des conditions choisies, on a déterminé ensuite, avec la meilleure précision possible, le profil spectral des radiations les plus prometteuses au moyen d'un étalon Perot-Fabry à haute résolution de 62,5 mm. Les renseignements de cette étude concernent la symétrie, la largeur, et les déformations grossières telles que le renversement, mais cette méthode ne fait pas connaître les déformations aux pieds du profil, loin du sommet.

Au contraire, dans le cas des radiations à profil symétrique, la mesure exacte de la visibilité V des franges de l'interféromètre de Michelson à plusieurs différences de marche D permet de mesurer séparément l'élargissement attribuable à l'effet Doppler-Fizeau d'agitation thermique, et l'élargissement attribuable à un ensemble d'autres causes telles que l'effet de pression, la résonance quantique et la largeur naturelle. Sur le graphique rectiligne $\frac{\log_{10} V}{D} = f(D)$, la pente renseigne directement sur la première cause d'élargissement, et l'ordonnée à l'origine sur la seconde.

Voici les conclusions principales de ces études.

1° *Finesse*. — La largeur mesurée des raies, produites dans les meilleures conditions, permet de les classer dans un ordre de mérite qui est identique à l'ordre prévu d'après l'effet Doppler théorique, c'est-à-dire que les radiations du krypton sont plus fines que celles du mercure, et celles du mercure plus fines que celles du cadmium. Les efforts ont donc été concentrés sur les deux éléments dont les raies sont les plus fines.

2° *Symétrie*. — Sur la meilleure radiation du mercure 198, la radiation verte, le sommet du profil est dissymétrique lorsque l'eau de refroidissement est maintenue à 20° C; cette dissymétrie n'existe plus à 4° C et au-dessous, mais il subsiste des déformations explicables par la structure hyperfine d'une impureté, le mercure 199, dont la proportion était 1,5 %.

Sur les meilleures raies du krypton, la symétrie est parfaite, à la précision des observations, qui est environ 0,01 fois la largeur.

Des comparaisons précises de longueurs d'onde à deux différences de marche dans l'interféromètre de Michelson fournissent les mêmes rapports pour les raies du krypton 86, ce qui confirme leur symétrie, tandis que ce rapport change avec la différence de marche dans le cas du mercure 198, sans doute à cause de l'isotope 199 et de sa structure hyperfine.

3° *Perturbations*. — L'interprétation des valeurs de la visibilité à l'interféromètre de Michelson révèle avec une grande sensibilité l'importance des perturbations qui agissent sur les pieds du profil spectral; on a trouvé que les raies les meilleures du krypton 86 sont moins perturbées que les raies les meilleures du mercure 198. Tout récemment, grâce à une pompe à vide neuve, permettant de refroidir la lampe à krypton dans l'air liquide à 58-60° K, au lieu de la température du point triple de l'azote 63° K, on a constaté par simple observation visuelle que la visibilité était encore améliorée, vraisemblablement par diminution des perturbations résiduelles.

Les trois qualités étudiées, finesse, symétrie, petitesse des perturbations, étant toutes en faveur du krypton 86, Mr TERRIEN conclut que la radiation orangée $2 p_{10} - 5 d_5$ du krypton 86 est, à tous points de vue, le meilleur étalon de longueur actuellement connu.

Après les exposés des représentants des Laboratoires, membres de ce Comité, et du Bureau International, Mr le PRÉSIDENT invite les autres Membres à faire connaître leur avis (1).

Mr STULLA-GÖTZ félicite les Laboratoires, et particulièrement le Bureau International, pour les résultats positifs des études présentées. Les arguments apportés par Mr Terrien sont de la plus grande importance, car ils justifient que l'on mette fin à la situation actuelle. Mr STULLA-GÖTZ est d'avis que le moment est venu de fixer la nouvelle définition du mètre, et qu'il faut fonder cette définition sur la radiation $2 p_{10} - 5 d_5$ du krypton 86.

Mr BRUCE a commencé au National Standards Laboratory d'Australie quelques mesures sur des radiations du krypton 86 et du mercure 198, et a obtenu des résultats préliminaires (Annexe M 26, p. M 173). Il prépare la mise en œuvre de méthodes photoélectriques. A son avis, il est clair que la radiation orangée du krypton 86 est la meilleure. Il pense pourtant qu'il n'est peut-être pas désirable de prendre une décision avant de mieux connaître les possibilités d'une lampe à jet atomique.

La séance étant sur le point de s'achever, Mr VOLET prie ses Collègues de consacrer une partie du loisir qui leur est laissé avant la prochaine séance pour prendre connaissance des Rapports qui ont été distribués tardivement et relire ceux qui viennent d'être résumés en séance. Il affirme sa conviction que l'ensemble de ces documents contient tous les éléments nécessaires pour une réponse précise à la question posée au Comité Consultatif et il exprime le vœu que cette réponse soit bientôt donnée à la suite d'un vote unanime.

La séance est levée à 12^h 25^m.

(1) On trouvera à l'Annexe M 27, p. M 175, le point de vue de Mr VÄISÄLÄ, empêché d'assister à la session du Comité Consultatif.

PROCÈS-VERBAL

DE LA DEUXIÈME SÉANCE,

TENUE AU BUREAU INTERNATIONAL.

Mardi 24 septembre 1957.

PRÉSIDENCE DE Mr L. E. HOWLETT.

La séance est ouverte à 15^h 5^m.

Sont présents : MM. HOWLETT, BARRELL, BELLIER, EDLÉN, ENGELHARD, GARDNER, PERUCCA, STOLIAROV, STULLA-GÖTZ, TAMANO, VOLET, Membres du Comité Consultatif.

Assistent à la séance : Mr DANJON, Président du Comité International des Poids et Mesures;

M^{me} ROMANOVA, MM. BRUCE, DEBURE, TERRIEN, invités;

MM. A. BONHOURE, MOREAU, LECLERC, THULIN, HAMON, J. BONHOURE, MASUI, GIRARD, du Bureau International.

Excusés : MM. CABANNES, BAIRD, PÉRARD, VÄISÄLÄ.

Avant de passer à la discussion des rapports présentés à la première séance, Mr le PRÉSIDENT invite le Comité à voir le montage expérimental préparé par Mr Terrien au laboratoire du Bureau International. Dans un étalon de Perot-Fabry réglé à la différence de marche de 0,5 m, on peut envoyer successivement deux des principales radiations envisagées pour l'étalon fondamental de longueur, la radiation verte du mercure 198 et la radiation orangée du krypton 86, chacune étant produite dans les conditions actuellement les plus favorables : la première avec un tube à mercure de Meggers refroidi à l'eau glacée, la seconde avec une lampe à krypton de Engelhard refroidie à l'air liquide sous pression réduite.

Discussion générale.

Mr GARDNER, au retour de cette démonstration, fait les commentaires suivants :

« Le mercure 198 de la lampe employée par Mr Terrien contient 1,5 % de l'isotope 199; or, on sait obtenir maintenant une pureté bien meilleure (99,8 %). On a dit aussi qu'une lampe à jet atomique serait trop compliquée pour la production d'une radiation étalon; je ne suis pas de cet avis. Ceux qui n'ont pas encore l'expérience de la lampe à krypton actuelle de la P. T. B. pourraient aussi juger son mode d'emploi bien compliqué, car elle exige l'utilisation d'azote liquide. Une lampe à jet atomique de mercure est peut-être plus difficile à construire, mais son emploi ne sera pas nécessairement beaucoup plus difficile que celui d'une lampe à krypton actuelle. La lampe à krypton a des qualités remarquables qui sont bien mises en évidence par les travaux de Mr Terrien, et je ne veux pas le nier. Mais la lampe à mercure, qui a servi à Mr Barrell pour les déterminations les plus importantes, qui est très répandue et que l'on emploie également à la P. T. B., possède aussi de grandes qualités.

« Si l'on construit une lampe à jet atomique, je crois que le mercure sera l'élément le plus commode. Dans cinq ou six mois, nous aurons très probablement une lampe à jet atomique de mercure en fonctionnement et nous pourrions étudier ses caractéristiques; les résultats que nous obtiendrons seront peut-être susceptibles d'avoir une grande influence sur le choix de la radiation étalon. Je désire donc recommander, en accord avec la suggestion exprimée par Mr Baird dans son rapport (Annexe M 17, p. M 107), que les laboratoires présentent un complément d'information avant le 1^{er} juillet 1958, et que nous ne prenions pas de décision avant d'avoir pu examiner les nouveaux résultats attendus.

« Pour répondre à une question de Mr Engelhard, je crois que le mercure est d'un emploi plus facile dans un jet atomique, parce que la tension de vapeur du krypton est trop élevée à la température de l'air liquide. »

Mr ENGELHARD estime, au contraire, que c'est là un avantage du krypton; c'est grâce à cette tension de vapeur élevée que la lampe actuelle peut fonctionner à environ 60° K et présenter un effet Doppler-Fizeau aussi faible. Cet argument reste valable pour un jet atomique, et l'on peut prévoir que la lampe à jet

de krypton qui sera réalisée prochainement sera meilleure que la lampe à jet de mercure.

Mr GARDNER ne conteste pas cette conclusion, mais il voit dans la remarque de Mr Engelhard une raison de plus pour ajourner toute décision jusqu'à ce que l'on ait éprouvé ces lampes nouvelles. Il regrette l'absence de Mr Baird qui a déjà expérimenté sur un jet de krypton naturel.

Mr GARDNER décrit la lampe expérimentale à jet de mercure naturel du N. B. S., construite selon le modèle de K. W. Meissner. La vapeur de mercure produite dans un four à une température inférieure à 100°C est canalisée par un tube refroidi à l'azote liquide; les atomes qui n'ont pas touché les parois du tube traversent la chambre d'excitation et vont se condenser à la partie supérieure refroidie de l'appareil. Deux canons à électrons opposés excitent les atomes de mercure, et la lumière émise est observée par l'une des fenêtres latérales. On estime que 200 mg de Hg 198 suffiront pour deux à quatre heures de fonctionnement. L'appareil étant scellé, on pourra ensuite recondenser tout le mercure dans le four et remettre la lampe en marche.

Mr VOLET considère que la simplicité n'est pas la qualité essentielle pour un étalon fondamental; ainsi, le platine iridié, à l'époque où il a été choisi pour l'étalon du mètre, était un alliage les plus difficiles à réaliser, et seuls les Gouvernements et le Bureau International ont pu posséder des étalons constitués avec cet alliage; des métaux plus communs l'ont remplacé pour la plupart des usages. Ce qui est important maintenant, c'est l'urgence d'une décision : les spectroscopistes ne peuvent plus se contenter de la lampe à cadmium de Michelson, ni les métrologistes du Prototype international du mètre. Les jets atomiques peuvent apporter une solution, mais combien de recherches et combien de temps faudrait-il pour qu'on puisse affirmer qu'ils sont dépourvus d'hétérogénéité, qu'ils n'apporteront pas de dissymétries dans les radiations ?

Or, nous avons une solution toute prête, bien étudiée, la lampe à krypton; cette lampe contient un gaz unique très pur, sans addition d'air ni d'argon, tandis que la lampe à mercure exige un gaz porteur qui change la longueur d'onde. D'ailleurs, le rapport de Mr Perucca sur notre session de 1953 dit expressément que nous devons envisager la possibilité de réviser la définition du mètre lorsque de nouveaux progrès le justifieront

(*Procès-Verbaux du C. I. P. M.*, 24, 1954, p. M 41). Je ne vois donc aucun inconvénient à choisir maintenant la solution qui nous paraît la meilleure.

Mr GARDNER ne s'oppose pas à une décision en 1960, mais demande seulement un délai de cinq à six mois pour que les possibilités de la lampe à jet atomique soient mieux connues et qu'on puisse en tenir compte dans le choix entre krypton et mercure.

Mr EDLÉN expose des remarques de principe sur l'emploi d'un jet atomique pour la réalisation d'un étalon absolu. Les radiations des lampes usuelles sont élargies par l'effet Doppler-Fizeau dû à l'agitation thermique, mais cette agitation est isotrope et la structure spectrale est la même quelle que soit la direction des rayons.

Ce n'est pas le cas pour la lumière produite par un jet; la composante de vitesse dans la direction d'observation est alors réduite, ce qui rend le jet atomique une source idéale pour l'étude des structures hyperfines ou des déplacements isotopiques. Mais le rayonnement du jet n'a pas des propriétés isotropes, car sa longueur d'onde dépend de la direction d'une façon sensible : dans une direction perpendiculaire aux trajectoires les plus inclinées, et dans la direction perpendiculaire à l'axe du jet, les longueurs d'onde diffèrent de la moitié de la largeur du profil Doppler-Fizeau; pour que la longueur d'onde moyenne observée soit correcte à 1 % de cette largeur, et si le rapport de collimation est 0,05, la tolérance sur la direction d'observation est 0,000 5 rad.

Ce réglage étant supposé acquis, il faut encore considérer que des rayons de directions différentes, donc de longueurs d'onde différentes, parviennent sur la lentille collimatrice; dans les franges que donnerait un interféromètre, la longueur d'onde varierait d'un point à l'autre; ceci ne serait peut-être pas très grave si l'on n'utilise que la partie centrale des anneaux d'interférence. D'autre part, il nous faut une source étendue, et son intensité lumineuse doit être répartie d'une façon homogène, sinon la forme du profil sera asymétrique. Il faut donc à la fois une densité uniforme des atomes dans le jet, et une excitation électronique uniforme. Réaliser ces conditions n'est peut-être pas très facile. D'après les utilisateurs de jets atomiques, la condensation des atomes sur les fentes de délimitation n'est que rarement symétrique, ce qui rend le jet dissymétrique.

On doit donc discuter avec soin le principe même de la production d'une radiation étalon par un jet atomique.

Mr TERRIEN ajoute qu'il serait fort déplaisant d'avoir à utiliser une lumière dont la longueur d'onde serait différente d'un point à un autre sur les miroirs de l'interféromètre, la planéité imparfaite de ces miroirs exigeant déjà un contrôle sévère de l'uniformité d'éclairement.

Mr ENGELHARD attire également l'attention sur les perturbations apportées par le canon à électrons; la densité et le courant des électrons produisent un champ électrique et un champ magnétique non négligeables, susceptibles de modifier par effet Stark et par effet Zeeman les radiations émises.

Mr GARDNER reconnaît l'existence d'un déplacement possible de la longueur d'onde égal à la largeur du profil, mais cette largeur est très petite avec le jet atomique. Une objection sur ce point ne devrait pas être acceptée tant que sa validité ne sera pas estimée quantitativement.

M^{me} ROMANOVA considère qu'il serait intéressant d'étudier le déplacement isotopique possible de la longueur d'onde du krypton 86. Dans les spécifications qui seront recommandées pour l'obtention de cette radiation, il faudra probablement fixer les tolérances de pureté isotopique.

Mr ENGELHARD répond que les déplacements isotopiques de longueur d'onde ont été mesurés et permettent de calculer l'influence des impuretés isotopiques. La pureté du krypton 86 de la P. T. B. atteint 99,7 %; mais le but était primitivement l'enrichissement en isotope 84 et l'isotope 86 n'a pas été extrait de façon à obtenir la pureté la meilleure. Depuis quelques semaines seulement un nouveau dispositif de séparation est en fonctionnement à la P. T. B. et la pureté attendue sera probablement supérieure à 99,9 %.

Mr STULLA-GÖTZ rappelle qu'il a déjà donné, à la séance d'hier, son avis sur le rapport de Mr Terrien (Annexe M 23) et proposé que l'on adopte comme étalon la radiation orangée du krypton 86. Il cite un passage de ce rapport (p. M 154) :

« On sait en effet produire cette radiation, mieux que toute autre, avec les qualités suivantes que nous rappelons sommairement : symétrie spectrale sans défaut mesurable,

perturbations réduites au minimum, reproductibilité aussi parfaite qu'il est possible de la contrôler. Son intensité est analogue à celle de la radiation étalon actuelle, la raie rouge du cadmium. Sa finesse est meilleure que celle de toutes les radiations que nous avons examinées dans le spectre visible, et ses interférences sont visibles jusqu'à la différence de marche la plus grande, si l'on exclut, comme il se doit, des radiations... qui sont grossièrement perturbées, et les radiations infrarouges insuffisamment étudiées. L'isotope du krypton de masse 86 est préférable à l'isotope 84, simplement parce que sa séparation, étant plus facile, peut être plus parfaite.

De plus, un avantage d'ordre pratique est que la séparation de l'isotope 86 du krypton par thermodiffusion peut s'opérer avec peu de personnel et avec un matériel d'un prix abordable pour un laboratoire modeste. Les pays qui ne disposent pas d'une pile atomique ni de séparateurs d'isotopes électromagnétiques pourront, s'ils le désirent, préparer du krypton 86 très pur. Le krypton 86 étant obtenu, la production de la radiation monochromatique... n'exige pas d'appareillage délicat ni coûteux, et est à la portée de tout laboratoire disposant d'azote ou d'air liquide. Ce côté pratique répond au désir exprimé en 1953 par le Comité Consultatif pour la Définition du Mètre dans sa Proposition I, «... de conférer à l'unité fondamentale de longueur... un caractère incontestable d'universalité... ».

C'est exactement ce que nous voulons; pourquoi retarder la décision ?

Mr STOLIAROV, ayant examiné les documents présentés au Comité Consultatif concernant les recherches sur les sources à mononuclides et les mesures interférentielles, estime qu'ils apportent une information suffisante pour que soit soumise au Comité International une recommandation tendant à l'adoption d'un nouvel étalon pour la définition du mètre. Le Comité des Normes, des Mesures et Instruments de Mesure de l'U.R.S.S. a proposé comme étalon la radiation rouge du cadmium 114, mais, après les discussions qui viennent d'avoir lieu, il accepte sans objection la radiation orangée du krypton 86.

Mr PERUCCA constate que l'accord est unanime sur le principe de l'adoption d'une longueur d'onde comme étalon primaire de longueur, mais que deux mononuclides, le krypton 86 et le mercure 198, se partagent les préférences. Il semble que l'on fonde

de grands espoirs sur les lampes à jet atomique. Mr PERUCCA ignore s'il existe des raisons de principe pour que les avantages du jet de mercure soient interdits au jet de krypton. Or, les raisons de la supériorité de la lampe à krypton actuelle sont très convaincantes; si le jet de mercure se montre supérieur dans un proche avenir, le jet de krypton, pour des raisons analogues, ne deviendra-t-il pas encore meilleur peu de temps après ? En vérité, la lampe à krypton actuelle devrait convenir; on dit qu'elle autorise une précision de 10^{-9} , c'est-à-dire que le mètre peut être défini à quelques distances réticulaires près; devons-nous désirer encore mieux ?

Mr ENGELHARD ajoute que si l'on veut envisager de supprimer presque entièrement l'effet Doppler et les autres causes de l'élargissement des raies spectrales, la finesse des radiations sera limitée par la largeur naturelle qui est inconnue dans la plupart des cas; le choix de la radiation qui serait la plus favorable à l'avenir est donc très difficile.

M^{me} ROMANOVA rappelle que les comparaisons anciennes entre le mètre et la longueur d'onde de la radiation rouge du cadmium naturel permettent d'en déduire une certaine valeur de l'indice de réfraction de l'air normal, valeur confirmée par ses mesures plus récentes dans un petit domaine spectral. Or, la valeur calculée d'après la formule de dispersion d'Edlén est différente d'une quantité considérable, équivalant à une variation de $0,0007 \text{ \AA}$ sur la longueur d'onde dans le vide de la radiation rouge du cadmium naturel. Pour mieux assurer la continuité de la valeur du mètre, il faudrait donc mesurer à nouveau l'indice de réfraction de l'air normal pour cette radiation. De ce point de vue, il serait intéressant de comparer dans l'air normal les longueurs d'onde du mercure 198, du krypton 86 et du cadmium naturel, et de confronter les résultats avec les valeurs mesurées dans le vide et réduites à l'air normal par la formule d'Edlén.

Mr EDLÉN, qui a lu l'excellent travail exécuté en U. R. S. S. sur ce sujet (*Procès-Verbaux du C. I. P. M.*, 25, 1956, p. 104), est bien d'accord que la mesure de l'indice de l'air devrait être répétée, non pas pour confirmer la dispersion qui est assez sûre, mais surtout pour vérifier la valeur absolue de cet indice. La formule de dispersion adoptée est fondée sur les mesures de Kösters et Lampe et sur celles de Barrell et Sears qui sont en

bon accord sur la dispersion; mais la valeur absolue choisie dans cette formule est celle de Barrell et Sears, car les autres auteurs n'ont pas publié le détail de leurs expériences. D'après des conversations avec Mr Engelhard, il semble que les mesures de Kösters et Lampe, faites dans des tubes de cuivre, aient pu être faussées par des résidus de vapeurs grasses susceptibles d'élever la valeur de l'indice de l'air.

Mr BELLIER constate qu'actuellement la supériorité du krypton n'est pas contestée. D'autre part, on attend bien des progrès importants par l'emploi de jets atomiques, ou d'autres modes d'excitation, mais personne ne peut prévoir quelle radiation bénéficiera le plus de ces techniques futures. Notre rôle essentiel n'est pas de choisir un type de lampe, mais une radiation.

Il appuie en conséquence les propositions déjà présentées en faveur du krypton.

Choix de la radiation étalon.

Mr le PRÉSIDENT, estimant que toutes les opinions ont été exprimées, propose que l'on procède à une série de votes sur les questions suivantes :

1° Avons-nous suffisamment de résultats pour prendre une décision dès maintenant ?

La réponse unanime est oui.

2° Quel élément doit-on choisir pour définir le mètre, parmi les trois proposés, par ordre alphabétique : cadmium 114, krypton 86, mercure 198 ?

Le Comité Consultatif rejette à l'unanimité le cadmium et le mercure; il adopte à l'unanimité le krypton 86.

3° Quelle radiation du krypton 86 doit-on choisir ?

Mr BARRELL propose la radiation orangée $2 p_{10} - 5 d_5$, qui est adoptée à l'unanimité.

Mr le PRÉSIDENT suggère alors qu'une commission restreinte, comprenant MM. Engelhard, Gardner, Stoliarov, Tamano, Terrien, et présidée par Mr Edlén, spectroscopiste distingué libre de tout lien avec les Laboratoires nationaux, soit chargée de la mise en forme d'une Recommandation qui serait discutée à la séance suivante. Cette proposition est approuvée.

La séance est levée à 17^h 25^m.

PROCÈS-VERBAL

DE LA TROISIÈME SÉANCE,

TENUE AU BUREAU INTERNATIONAL.

Mercredi 25 septembre 1957.

PRÉSIDENCE DE Mr L. E. HOWLETT.

La séance est ouverte à 11^h 10^m.

Sont présents : MM. HOWLETT, BARRELL, BELLIER, EDLÉN, ENGELHARD, GARDNER, PÉRARD, PERUCCA, STOLIAROV, STULLA-GÖTZ, TAMANO, VOLET, Membres du Comité Consultatif.

Assistent à la séance : Mr DANJON, Président du Comité International des Poids et Mesures;

M^{me} ROMANOVA, MM. BRUCE, DEBURE, TERRIEN, invités;

MM. A. BONHOURE, MOREAU, THULIN, HAMON, J. BONHOURE, MASUI, GIRARD, du Bureau International.

Excusés : MM. CABANNES, BAIRD, VÄISÄLÄ.

Mr EDLÉN présente le projet de recommandation rédigé conformément aux votes de la deuxième séance par la commission restreinte formée à cet effet.

Répondant à une demande de Mr Barrell, Mr TERRIEN dit que, d'après la définition du mètre proposée dans cette recommandation, la longueur d'onde dans le vide de la radiation du krypton 86 choisie comme étalon est $0,605\ 780\ 210\ 593\ 8 \dots \times 10^{-6}$ m. MM. VOLET et PÉRARD désapprouvent une suggestion selon laquelle on ajouterait des zéros, ou le mot « exactement », au nombre de longueurs d'onde définissant le mètre. Mr DANJON partage ce point de vue et considère que l'expression propre serait plutôt « par convention ».

Le Comité Consultatif ayant approuvé l'adjonction des mots « par convention », Mr le PRÉSIDENT soumet au vote l'ensemble de la recommandation proposée, dont le texte ainsi complété est reproduit ci-après.

RECOMMANDATION.

« Le Comité Consultatif pour la Définition du Mètre, après avoir entendu le rapport du Directeur du Bureau International des Poids et Mesures confirmant que le Prototype international du mètre en platine iridié ne répond plus aux exigences de la haute métrologie, et ayant examiné soigneusement les rapports des grands Laboratoires et du Bureau International concernant les qualités métrologiques des radiations que l'on sait produire actuellement, déclare être suffisamment informé pour formuler une recommandation ferme conforme à la Proposition II qu'il a adoptée en 1953.

« En conséquence, le Comité Consultatif pour la Définition du Mètre recommande que le mètre soit défini au moyen de la radiation correspondant à la transition entre les niveaux $2p_{10}$ et $5d_5$ de l'atome de krypton 86.

« Il estime, d'après les résultats concordants obtenus selon les règles de la Proposition III qu'il a adoptée en 1953, que le mètre devrait être défini comme égal, par convention, à 1 650 763,73 fois la longueur d'onde dans le vide de cette radiation. »

Cette recommandation est adoptée à l'unanimité.

Mr le PRÉSIDENT déclare que la tâche de cette session est achevée. Il remercie Mr Volet et ses collaborateurs pour l'excellente préparation de la session. Il tient à dire à Mr Danjon combien le Comité Consultatif a apprécié sa présence à toutes les séances. Il félicite enfin les physiciens dont les travaux ont fourni les fondements d'une conclusion positive.

Mr BARRELL exprime à Mr le Président ses remerciements et ceux de ses Collègues pour le soin et la dextérité avec lesquels il a préparé et conduit les débats.

Au nom du Comité International des Poids et Mesures, Mr DANJON remercie le Comité Consultatif pour son excellent travail. La Recommandation qui vient d'être adoptée est un

document qui répond exactement aux vœux du Comité International; celui-ci est maintenant parfaitement éclairé pour la préparation des propositions qu'il devra présenter à la Conférence Générale des Poids et Mesures.

La séance est levée à 11^h 20^m.

DEUXIÈME RAPPORT
DU
COMITÉ CONSULTATIF
POUR LA DÉFINITION DU MÈTRE
AU
COMITÉ INTERNATIONAL DES POIDS ET MESURES.

Par E. PERUCCA, Rapporteur.

Créé en 1952, le Comité Consultatif pour la Définition du Mètre avait tenu sa première session en septembre 1953, sous la présidence de Mr R. H. Field. Les propositions votées au cours de cette session — propositions adoptées par le Comité International des Poids et Mesures en 1954 — et la Résolution 1 adoptée par la Dixième Conférence Générale des Poids et Mesures (octobre 1954), ont conduit à la deuxième session du Comité Consultatif qui fait l'objet de ce Rapport.

Cette seconde session a pu disposer d'une documentation très riche constituée par l'ample correspondance échangée entre le Président et les Membres du Comité Consultatif, ainsi que par les nombreux rapports scientifiques qui sont parvenus au Bureau International. Les travaux du Comité Consultatif se sont déroulés au Bureau International au cours de trois séances tenues les 23, 24 et 25 septembre 1957 sous la présidence de Mr L. E. HOWLETT, successeur de Mr Field qui avait entre temps donné sa démission de Membre du Comité International.

Étaient présents à ces séances : MM. HOWLETT, BARRELL, BELLIER, EDLÉN, ENGELHARD, GARDNER, PERUCCA, STOLIAROV, STULLA-GÖTZ, TAMANO, VOLET, Membres du Comité Consultatif;

Mr DANJON, Président du Comité International des Poids et Mesures;

M^{me} ROMANOVA, MM. BRUCE, DEBURE, TERRIEN, invités.

MM. CABANNES, BAIRD, VÄISÄLÄ s'étaient excusés, ainsi que Mr PÉRARD qui n'a pu assister qu'à la dernière séance.

Mr Terrien fut nommé Secrétaire, et Mr Perucca Rapporteur.

Après avoir souhaité la bienvenue aux participants et demandé d'observer quelques instants de silence à la mémoire de E. C. Crittenden, Membre du Comité International et du Comité Consultatif, décédé en 1956, le Président a ouvert la session en donnant la parole à Mr Danjon qui a rappelé le rôle du Comité Consultatif.

Le Président a été heureux de constater que le Bureau International et les grands Laboratoires nationaux ont bien répondu au vœu de la Dixième Conférence Générale leur demandant de poursuivre activement les recherches sur les radiations monochromatiques. Les nombreux rapports soumis à la discussion ont montré avant tout l'esprit de collaboration vraiment mondial avec lequel on a travaillé pendant ces quatre années. Un premier examen de ces rapports a aussitôt révélé qu'on avait sous les yeux des résultats positifs meilleurs qu'on pouvait les espérer il y a un an seulement. Cet ensemble constitue une importante documentation à laquelle, nous sommes persuadés, tout métrologue pourra se référer pour ses études futures.

RÉSULTATS DES RECHERCHES EXPÉRIMENTALES.

En premier lieu, il faut considérer l'exposé du Directeur du Bureau International sur la précision limite que permet d'atteindre le Prototype International du mètre actuel \mathfrak{M} .

Les comparaisons récentes entre \mathfrak{M} et les Mètres du Bureau International ont déçu. Elles ont conduit à des résultats en médiocre accord avec ceux qui ont été obtenus en 1938-1939, confirmant ainsi que \mathfrak{M} n'est pas défini avec une précision meilleure que $0,1$ ou $0,2 \mu\text{m}$.

Les observateurs d'aujourd'hui ne sont plus les mêmes et, à vingt ans d'intervalle, la divergence des pointés sur les traits anciens atteint $0,2 \mu\text{m}$.

Sur des Mètres de tracé moderne la concordance est meilleure que $0,1 \mu\text{m}$, mais il reste difficile, même actuellement, de réussir un tracé parfait. Plutôt que d'améliorer la définition de l'unité de longueur par de nouveaux étalons à traits, mieux vaut adopter l'étalon naturel constitué par une longueur d'onde.

Les difficultés particulières à l'emploi de cet étalon ont pu faire hésiter. Aujourd'hui, non seulement on sait comparer les longueurs d'onde entre elles d'une façon extrêmement satisfaisante, mais on sait aussi passer directement d'une longueur d'onde à un étalon à traits; quelques Laboratoires ont déjà réalisé des comparateurs permettant ce passage et le Bureau International

a en construction un tel comparateur qui sera installé dans un ou deux ans.

En 1953, le Bureau International n'avait pas caché ses craintes devant l'adoption du « mètre optique », et il avait exhorté le Comité Consultatif à une grande prudence avant de décider le passage; aussi le Comité a-t-il entendu avec intérêt que le Bureau International n'avait plus maintenant ces craintes et qu'il ne voyait donc aucune difficulté majeure à l'accomplissement de ce passage effectué en respectant la continuité de l'unité de longueur.

De nombreux arguments en faveur de ce passage ressortent des travaux effectués à la Physikalisch-Technische Bundesanstalt (Allemagne).

La méthode de thermodiffusion a été réalisée en vue de séparer les isotopes du krypton, en particulier l'isotope 86 qui peut être obtenu à une pureté de 99,5 %; la quantité de krypton 86 produite est déjà suffisante pour le remplissage d'un millier de lampes. Un perfectionnement de la méthode de séparation permet d'espérer qu'on obtiendra des quantités considérables de krypton 86 d'une pureté de 99,7 % et à un prix inférieur à celui du reste de la lampe.

La P. T. B. a également achevé la mesure des longueurs d'onde dans le vide des radiations les plus intéressantes pour l'objectif de notre Comité. A partir de la valeur conventionnelle de la radiation rouge du cadmium on a calculé la longueur d'onde dans le vide de cette radiation en employant la formule de dispersion d'Edlén, et l'on a ensuite déterminé les longueurs d'onde dans le vide des radiations les plus importantes du ^{198}Hg et du ^{86}Kr , en particulier de la raie orangée $0,6056 \mu\text{m}$ de ce dernier élément, qui a été trouvée la meilleure. On connaît, d'autre part, les corrections à apporter aux résultats pour les ramener aux conditions idéales : pression nulle, courant nul et atome au repos.

Des mesures semblables ont été faites dans d'autres laboratoires; les résultats obtenus présentent toutefois des différences systématiques qu'il faut, pour une grande part, attribuer à la lampe de Michelson dont les spécifications ne sont plus suffisantes pour lui donner le niveau de reproductibilité que les mesures actuelles exigent.

Un autre avantage de la radiation orangée du ^{86}Kr mérite d'être signalé : cette radiation atteint dans la lampe une luminance qui est peu différente de la luminance de la radiation rouge du cadmium dans la lampe de Michelson.

La P. T. B. a également examiné tous les éléments du tableau périodique en vue de la production de radiations monochromatiques; par exemple, le ^{136}Xe , le ^{20}Ne excité à la température du point triple de l'hydrogène, le ^{236}Th dont le nombre de masse est

pair et élevé. En conclusion, on a reconnu que le cas du krypton est véritablement exceptionnel par la facilité de production de radiations extrêmement monochromatiques.

Le National Bureau of Standards (États-Unis d'Amérique) a, de son côté, exposé les raisons pour lesquelles il donnerait la préférence à la radiation verte ($0,5461 \mu\text{m}$) du mercure 198.

Le mercure 198 peut être obtenu dans plusieurs pays, suivant une technique bien connue. La lampe sans électrodes à mercure 198, du type Meggers, excitée en haute fréquence, a une vie extrêmement longue et son fonctionnement à la température ordinaire est en outre un avantage notable dans son emploi. Le niveau de bruit de la lampe peut être réduit à $0,1 \%$ du niveau total du signal lorsque l'alimentation électrique est filtrée convenablement et ceci est avantageux lorsqu'on travaille avec un détecteur photoélectrique. La lampe à mercure 198 peut fonctionner dans des conditions où l'influence de la pression du gaz porteur est réduite à $1 \cdot 10^{-9} \mu\text{m}$ ou même $0,5 \cdot 10^{-9} \mu\text{m}$.

L'inconvénient dû au renversement de la raie semble éliminé par la substitution de l'azote à l'argon comme gaz porteur, ainsi que l'ont établi les recherches faites au National Research Council du Canada.

On a enfin l'espoir bien fondé d'obtenir une monochromaticité beaucoup plus élevée par l'emploi de la lampe à jet atomique de ^{198}Hg , qui est déjà à l'étude.

Le N. B. S. a proposé en conséquence de renvoyer toute décision définitive à une session ultérieure.

Parmi les rapports du National Physical Laboratory (Royaume-Uni), une mention spéciale doit être faite aux déterminations récentes de la longueur d'onde dans le vide des radiations monochromatiques les plus intéressantes. Les mesures ont été faites photographiquement au moyen d'un étalon Perot-Fabry dans le vide. Les franges de la radiation rouge du cadmium naturel de la lampe Michelson sont les plus difficiles à mesurer à cause de la largeur considérable de cette radiation; on y trouve même des indices de structure isotopique et de dissymétrie. Au contraire, les franges des radiations du ^{86}Kr sont nettes et permettent des observations très sûres.

Sans méconnaître que la lampe à mercure 198 est extrêmement utile et qu'elle sera sans doute souvent employée concurremment avec la lampe à krypton 86, le N. P. L. a soutenu vivement l'opinion que les radiations du ^{86}Kr sont actuellement les meilleures.

A l'Institut de Métrologie de l'U. R. S. S., on a étudié plus particulièrement la lampe à cadmium 114; les avantages résultant

de l'emploi de la radiation rouge de cet isotope sont mis en évidence par les points suivants : assurance d'une meilleure continuité pour le passage de l'étalon actuel H au « mètre optique » ; possibilité de disposer avec le spectre du ^{114}Cd de quatre radiations intenses dans le domaine visible, ce qui est bien utile pour la recherche de l'entier de l'ordre d'interférence ; influence de la pression de l'argon dans la lampe beaucoup plus faible que dans le cas de la lampe à mercure 198.

Des études ont également été faites sur les radiations du plomb 206 qui semblaient les plus intéressantes pour les applications métrologiques, en particulier la radiation $0,5005 \mu\text{m}$; ces raies n'ont toutefois pas paru préférables aux radiations déjà considérées par le Comité Consultatif.

L'Institut de Métrologie a construit plusieurs appareils pour longueurs jusqu'à 1 m :

- 1° pour la mesure directe en longueurs d'onde d'étalons à bouts ou d'étalons à traits ;
- 2° pour la comparaison interférentielle d'étalons à bouts de longueurs voisines ;
- 3° pour la comparaison entre un étalon à bouts et un étalon à traits.

En conclusion de leurs recherches, les métrologistes de l'I. M. considèrent que la lampe à cadmium 114 mérite encore d'être prise en considération pour la production de la radiation fondamentale.

Le Central Inspection Institute of Weights and Measures (Japon) s'est consacré aux mesures de la longueur d'onde des radiations du ^{198}Hg et du ^{86}Kr , ainsi qu'à la détermination du profil spectral de ces raies par trois méthodes ; ces dernières études ont montré que les raies du ^{86}Kr présentent un profil spectral conforme à la courbe de Gauss résultant de l'effet Doppler, tandis que le profil des raies du ^{198}Hg s'écarte de la forme Doppler théorique.

On a également mis au point dans ce laboratoire un comparateur interférentiel pour l'étalonnage en longueurs d'onde des échelles divisées.

Le C. I. I. W. M. a finalement recommandé de choisir la radiation étalon parmi celles du krypton 86.

Le National Research Council (Canada) a présenté divers rapports sur la mesure précise des longueurs d'onde des raies du ^{86}Kr et du ^{198}Hg par comparaison à la raie rouge du cadmium, sur la prévention du renversement des raies dans les lampes à mercure 198, et sur la réalisation d'un comparateur interfé-

rentiel; ces rapports n'ont malheureusement pu être commentés par suite de l'absence, pour raison de santé, du représentant de ce laboratoire.

Le National Standards Laboratory (Australie) a rendu compte de quelques mesures préliminaires sur les radiations du ^{86}Kr et du ^{198}Hg ; tout en reconnaissant que la radiation orangée du krypton 86 peut être considérée actuellement comme la meilleure, ce laboratoire pense que la décision sur le choix de la radiation étalon devrait être retardée.

Au Bureau International des Poids et Mesures, les travaux ont été orientés dans deux directions principales : *a.* la mesure plus précise des longueurs d'onde et de leurs variations; *b.* la détermination du profil spectral des radiations par deux méthodes : au moyen d'un étalon Perot-Fabry et par la méthode de la visibilité des franges à l'interféromètre Michelson.

La cause de certaines erreurs systématiques qui subsistaient dans des mesures de longueurs d'onde présentées au Comité International en 1956 a été décelée et éliminée; les améliorations instrumentales nécessaires à un nouveau progrès sont connues; elles permettront sans doute de dépasser la précision de 10^{-9} .

Une étude préliminaire a fait connaître l'influence des conditions d'utilisation des lampes : température de l'eau circulant autour du tube à mercure 198, puissance et fréquence du champ excitateur; température et pression dans la lampe à krypton 86; observation en bout et en travers; température du tube à cadmium 114.

Les conclusions principales sur l'étude du profil des raies sont les suivantes :

1° *Finesse.* — La largeur mesurée des raies, produites dans les meilleures conditions, permet de les classer dans un ordre de mérite qui est identique à l'ordre prévu d'après l'effet Doppler théorique, c'est-à-dire que les radiations du ^{86}Kr sont plus fines que celles du ^{198}Hg , et celles du ^{198}Hg plus fines que celles du ^{114}Cd . Les efforts ont par suite été concentrés sur les deux éléments dont les raies sont les plus fines.

2° *Symétrie.* — Sur la meilleure radiation du ^{198}Hg , la radiation verte, le sommet du profil est dissymétrique lorsque l'eau de refroidissement est maintenue à 20°C ; cette dissymétrie n'existe plus à 4°C et au-dessous, mais il subsiste des déformations explicables par la structure hyperfine d'une impureté, le ^{199}Hg , dont la proportion était 1,5 %.

Sur les meilleures raies du ^{86}Kr , la symétrie est parfaite, à la précision des observations qui est environ 0,01 fois la largeur.

Des comparaisons précises de longueurs d'onde à deux différences de marche dans l'interféromètre Michelson fournissent les mêmes rapports pour les raies du ^{86}Kr , ce qui confirme leur symétrie, tandis que ce rapport change avec la différence de marche dans le cas du ^{198}Hg , sans doute à cause de l'isotope 199 et de sa structure hyperfine.

3° *Perturbations.* — On a trouvé que les raies les meilleures du ^{86}Kr sont moins perturbées que les raies les meilleures du ^{198}Hg . On a également constaté tout récemment par simple observation visuelle que la visibilité était encore améliorée, vraisemblablement par diminution des perturbations résiduelles, en refroidissant la lampe à krypton dans l'air liquide (58-60° K), au lieu de la température du point triple de l'azote (63° K).

Les trois qualités étudiées, finesse, symétrie, petitesse des perturbations, étant toutes en faveur du krypton 86, le Bureau International considère que la radiation orangée $2 p_{10} - 5 d_5$ de ce mononuclide est, à tous points de vue, le meilleur étalon de longueur actuellement connu.

DISCUSSION GÉNÉRALE. RECOMMANDATION ADOPTÉE.

Une expérience particulièrement probante, préparée par Mr Terrien dans les laboratoires du Bureau International, a été présentée au Comité : un étalon Perot-Fabry de 0,5 m avait été réglé pour donner un système d'anneaux; par simple rotation d'un miroir on passait alternativement de l'observation en lumière orangée du ^{86}Kr (lampe Engelhard) à l'observation en lumière verte du ^{198}Hg (lampe Meggers). Les anneaux, parfaitement visibles avec le ^{86}Kr , étaient difficiles à voir avec le ^{198}Hg .

Après que Mr Gardner eut fait remarquer que la lampe à mercure 198 utilisée pour cette expérience contenait 1,5 % de l'isotope ^{199}Hg , alors que l'on peut obtenir maintenant une pureté de 99,8 %, il restait à considérer le poids que devait avoir, sur les décisions du Comité Consultatif, l'espoir d'une amélioration de la monochromaticité des radiations si elles étaient produites par une lampe à jet atomique.

Trois points ont été considérés :

a. Existe-t-il des raisons de penser que la technique du jet atomique pourrait faire perdre au krypton 86 sa position actuelle de primauté ?

b. Combien de temps faudrait-il probablement attendre pour mettre au point la nouvelle lampe ?

c. A l'avantage éventuellement présenté par la lampe à jet atomique, ne s'opposera-t-il pas le désavantage d'un appareillage compliqué et coûteux au point de limiter seulement à quelques laboratoires la réalisation et l'emploi de cette lampe ?

Aucune de ces questions n'a reçu une réponse susceptible d'inciter le Comité Consultatif à attendre la nouvelle solution, d'autant plus que des remarques de principe, présentées par Mr Edlén, ont montré que les conditions de production du rayonnement dans une lampe à jet atomique ne paraissent pas très favorables pour un étalon absolu de longueur.

Placé devant la possibilité de choisir actuellement une radiation qui autorise une précision de 10^{-9} , permettant ainsi de définir le mètre à quelques distances réticulaires, le Comité Consultatif devait-il désirer encore mieux ?

En conclusion de ses travaux, le Comité Consultatif a décidé à l'unanimité de transmettre au Comité International des Poids et Mesures la recommandation suivante :

RECOMMANDATION.

« Le Comité Consultatif pour la Définition du Mètre, après avoir entendu le rapport du Directeur du Bureau International des Poids et Mesures confirmant que le Prototype international du mètre en platine iridié ne répond plus aux exigences de la haute métrologie, et ayant examiné soigneusement les rapports des grands Laboratoires et du Bureau International concernant les qualités métrologiques des radiations que l'on sait produire actuellement, déclare être suffisamment informé pour formuler une recommandation ferme conforme à la Proposition II qu'il a adoptée en 1953.

« En conséquence, le Comité Consultatif pour la Définition du Mètre recommande que le mètre soit défini au moyen de la radiation correspondant à la transition entre les niveaux $2p_{10}$ et $5d_5$ de l'atome de krypton 86.

« Il estime, d'après les résultats concordants obtenus selon les règles de la Proposition III qu'il a adoptée en 1953, que le mètre devrait être défini comme égal, par convention, à $1\ 650\ 763,73$ fois la longueur d'onde dans le vide de cette radiation. »

En terminant cet exposé, qu'il soit permis au Rapporteur de mentionner ici les paroles échangées à mi-voix entre plusieurs Membres à la fin des travaux du Comité Consultatif : « Si W. Kösters et J. E. Sears étaient là ! » Hélas ! les Parques ne concèdent pas toujours que l'homme puisse voir de ses yeux les bons fruits de son travail.

(Turin, 26 novembre 1957.)

ANNEXE M 1.

Bureau International des Poids et Mesures.

RÉSULTATS DES RÉCENTES DÉTERMINATIONS
DE MÈTRES PROTOTYPES
EFFECTUÉES AU BUREAU INTERNATIONAL

Par G. LECLERC.

Au moment où l'on envisage de changer la définition du mètre et de choisir un nouvel étalon capable de mieux assurer la permanence de l'unité de longueur, nous croyons qu'il est intéressant d'exposer les résultats des déterminations récentes effectuées au Bureau International sur des prototypes en platine iridié.

Ces mesures, faites dans des conditions que nous estimons les meilleures, fixent la limite de la précision qu'il nous est actuellement possible d'obtenir dans la comparaison de deux étalons à traits; leurs résultats, rapprochés des valeurs précédemment obtenues, permettent en outre d'apprécier la stabilité de la règle en platine iridié *M* qui, depuis soixante-huit ans, conserve l'unité de longueur du Système Métrique.

En 1954, la Dixième Conférence Générale des Poids et Mesures a, dans sa Résolution 2, « attiré l'attention des Pays adhérents à la Convention du Mètre sur la possibilité qu'ils avaient d'améliorer leurs étalons nationaux en les faisant munir d'un nouveau tracé ». Plusieurs États ont suivi cet avis et ont fait rénover leurs prototypes; dans tous les cas ces prototypes sont passés par Sèvres pour y être mesurés une dernière fois, avant d'être expédiés à la Société Genevoise d'Instruments de Physique chargée d'effectuer le retraçage.

En 1956, le Bureau International a lui-même fait munir d'un nouveau tracé deux de ses Mètres, les N° 19 et T 3. Le N° 19 avait déjà été retracé en 1938 mais sans grand succès, tandis que T 3 possédait encore les traits gravés par Tresca en 1891.

Toutes les mesures dont nous allons rendre compte ont été

faites à l'aide du *comparateur normal*, installé en 1954 (1). Ce nouvel instrument nous donne entière satisfaction. Nous pensons qu'il permet d'éliminer toutes les erreurs systématiques d'origine instrumentale ou personnelle dans la comparaison des Mètres à traits de bonne construction.

ÉTUDE DES PROTOTYPES DU BUREAU INTERNATIONAL.

Première étude. — De janvier à mars 1957 nous avons effectué la comparaison en série fermée de \mathfrak{M} et des Mètres N° 13, N° 19, N° 26 et T 3, afin

- 1° de déterminer les nouvelles équations des prototypes N° 19 et T 3 après leur retraçage en 1956;
- 2° de vérifier les équations des prototypes N° 13 et N° 26 admises depuis 1939, à la suite de la comparaison des Mètres du Bureau International avec \mathfrak{M} (2).

Quatre observateurs ont participé à ces mesures, chacun d'eux comparant les cinq règles deux à deux dans toutes les combinaisons possibles, c'est-à-dire dans $\frac{1}{2}(5 \times 4) = 10$ combinaisons; chaque combinaison comprenait elle-même les huit séries habituelles : les quatre premières séries constituant les séries « aller », les quatre autres les séries « retour ». Toutes les mesures ont été faites à une température voisine de 20° C, les séries « retour » étant symétriques dans le temps des séries « aller » par rapport à une même date centrale (28 février 1957) pour tous les observateurs.

Les observations, réduites à 20° C et compensées par la méthode des moindres carrés, conduisent aux valeurs suivantes des Mètres, exprimées en fonction de leur moyenne.

TABLEAU I.
(Unité : μ .)

Observateur.	T 3.	N° 13.	N° 19.	N° 26.	\mathfrak{M} .
Le.....	- 0,382	+ 0,347	+ 0,294	- 0,190	- 0,069
Gi.....	- 0,387	+ 0,361	+ 0,284	- 0,170	- 0,088
Mo.....	- 0,367	+ 0,348	+ 0,305	- 0,207	- 0,079
Jb.....	- 0,420	+ 0,350	+ 0,324	- 0,114	- 0,140
Moyenne.....	- 0,389	+ 0,352	+ 0,302	- 0,170	- 0,094

(1) LECLERC (G.), Le nouveau comparateur du Bureau International pour les Mètres prototypes, *Procès-Verbaux C. I. P. M.*, 25, 1956, p. 146.

(2) PÉRARD (A.) et VOLET (Ch.), Les Mètres prototypes du Bureau International (1945), *Travaux et Mémoires du B. I. P. M.*, XXI, 1952, p. 141.

De ces valeurs on déduit les relations suivantes à 20° C, en regard desquelles nous rappelons les résultats trouvés en 1939.

TABLEAU II.

(Unité : μ .)

	1957.	1939.	Δ .
N° 13 — M =	+ 0,45	+ 0,17	+ 0,28
N° 26 — M =	- 0,08	- 0,49	+ 0,41
N° 13 — N° 26 =	+ 0,52	+ 0,66	- 0,14
T 3 — M =	- 0,30		
N° 19 — M =	+ 0,40		

(Après réduction à 0° C, on a : T 3 — **M** = - 0,14 μ .)

Les différences Δ entre les résultats de 1957 et ceux de 1939 dépassent notablement les écarts qu'on observe généralement avec de bons Mètres. Dans ces conditions, devons-nous continuer à admettre la parfaite stabilité de **M** et attribuer aux seuls prototypes N° 13 et N° 26 les écarts constatés ? Certes, **M** n'a subi aucune manipulation et est resté enfermé dans son caveau de 1939 à 1957 (même pendant la guerre où il est demeuré au Pavillon de Breteuil, alors que les autres prototypes ont été évacués en province). Le N° 13 et le N° 26 ont, par contre, fréquemment servi et ont subi de nombreux nettoyages.

Les Mètres N° 19 et T 3 ont aussi été souvent utilisés avant leur retraçage, conjointement avec les Mètres N° 13 et N° 26, et la concordance des résultats obtenus dans les comparaisons où sont intervenus ces quatre Mètres a toujours été jugée satisfaisante. De même, l'importante intercomparaison des Mètres N° 13, N° 13 C, N° 26, T 4 et N° 19 (ce dernier avant retraçage), effectuée en 1953 par quatre observateurs⁽³⁾, n'avait fait apparaître aucune évolution anormale des prototypes N° 13 et N° 26 par rapport aux trois autres. (Remarquons seulement qu'en 1953 on avait trouvé N° 13 — N° 26 = + 0,52 μ , c'est-à-dire le même résultat qu'en 1957.) Doit-on en conclure que ces cinq Mètres évoluent d'une manière quasi identique ? Une telle conclusion avait déjà été formulée implicitement par A. Pérard et Ch. Volet après les comparaisons des Mètres prototypes du Bureau International en 1939⁽⁴⁾.

Deuxième étude. — Dans le but de chercher à résoudre cette si importante question, nous avons fait en avril 1957 une nou-

(³) *Procès-Verbaux C. I. P. M.*, 24, 1954, p. M 100.

(⁴) Voir référence (²), p. 137-139.

velle comparaison en série fermée des Mètres N° 13, N° 26 et T 4, auxquels nous avons joint le prototype national autrichien N° 15, actuellement à Sèvres. Nous avons choisi ces quatre étalons parce qu'ils avaient déjà été comparés entre eux, de la même façon, par quatre observateurs en 1943-1944 et que depuis cette époque le N° 15 n'avait pas été employé.

Nous avons obtenu les valeurs suivantes des Mètres à 20° C, rapportées à leur moyenne :

TABLEAU III.

(Unité : μ .)

Observateur.	N° 13.	N° 26.	T 4.	N° 15.
Lc.....	+ 0,232	- 0,289	- 1,378	+ 1,434
Gi.....	+ 0,238	- 0,288	- 1,465	+ 1,515
Mo.....	+ 0,231	- 0,301	- 1,379	+ 1,449
Jb.....	+ 0,212	- 0,231	- 1,505	+ 1,524
Moyenne.....	+ 0,228	- 0,277	- 1,432	+ 1,480
En 1943-1944.....	+ 0,287	- 0,320	- 1,438	+ 1,471
Différences (1957 - 1944)....	- 0,059	+ 0,043	+ 0,006	+ 0,009

Les Mètres du Bureau International n'ont pratiquement pas varié l'un par rapport à l'autre, pas plus que par rapport à N° 15; il faut alors en conclure que, si les Mètres du Bureau International ont tous varié par rapport à \mathfrak{M} , le Mètre N° 15 a subi un changement identique.

Troisième étude. — Deux autres prototypes du Bureau International, T 1 et T 2, de construction antérieure à celle de tous les autres Mètres mais retracés en 1909, restaient à notre disposition. Ces deux prototypes avaient participé à l'importante comparaison des Mètres du Bureau International avec \mathfrak{M} en 1939. Depuis cette époque, T 1 n'avait plus été utilisé et T 2 l'avait été fort peu. Ils pouvaient éventuellement nous fournir des renseignements intéressants, quoique ces Mètres soient actuellement considérés comme ayant un tracé défectueux.

Deux observateurs ont effectué en juin 1957 l'intercomparaison des Mètres T 1, T 2, T 3 et N° 19. Les résultats de ce travail ont conduit aux valeurs suivantes des Mètres à 20° C, toujours rapportées à leur moyenne.

TABLEAU IV.

(Unité : μ .)

Observateur.	T 1.	T 2.	T 3.	N° 19.
Lc.....	- 5,248	+ 5,079	- 0,251	+ 0,420
Gi.....	- 5,252	+ 5,104	- 0,251	+ 0,400
Moyenne.....	- 5,250	+ 5,091	- 0,251	+ 0,410

Si l'on admet pour T 1 et T 2 les équations déterminées en 1939, on obtient indirectement pour T 3 et N° 19 les relations suivantes par rapport à \mathfrak{M} :

$$A\ 20^{\circ}C \left\{ \begin{array}{l} T\ 3 - \mathfrak{M} = -0,31\ \mu, \\ N^{\circ}\ 19 - \mathfrak{M} = +0,35\ \mu, \end{array} \right.$$

qui sont en bon accord avec celles qui ont été obtenues en janvier-mars 1957 lors de la comparaison directe de T 3 et N° 19 avec \mathfrak{M} (cf. tableau II).

RÉVISION DES ÉQUATIONS DES MÈTRES
DU BUREAU INTERNATIONAL.

De l'ensemble des comparaisons faites en 1957, il ressort ainsi que deux groupes de Mètres ont eu des comportements différents. D'une part, la comparaison indirecte des Mètres \mathfrak{M} , T 1 et T 2 a conduit, en 1957, à des résultats parfaitement cohérents avec ceux de 1939. D'autre part, on a constaté que les Mètres N° 19 et T 3 (avec leurs anciens tracés) et les Mètres N° 13 et N° 26 formaient un autre groupe présentant une stabilité interne satisfaisante. Cependant, les Mètres de l'un des groupes semblent avoir varié d'environ $0,3\ \mu$ par rapport aux Mètres de l'autre groupe.

Dans ces conditions, il nous a paru justifié d'établir les équations des Mètres du Bureau International en nous appuyant également sur les mesures de 1939 et sur celles de 1957. Dans le tableau suivant, comportant dix équations de condition, on a admis : 1° les équations des Mètres N° 13 et N° 26 trouvées en 1939; 2° les équations des Mètres N° 19 et T 3 telles qu'elles résultent des observations non compensées de 1957; 3° les résultats non compensés des intercomparaisons de ces quatre Mètres effectuées en janvier-mars 1957. Les résultats contenus dans ce tableau sont réduits à $0^{\circ}C$.

Équations de condition.

(Unité : μ).

			0 - C.
En 1939	{	N° 13	$= \mathfrak{M} + 0,17 \quad -0,08$
		N° 26	$= \mathfrak{M} - 0,49 \quad -0,19$
	}	N° 19	$= \mathfrak{M} + 0,39 \quad +0,13$
		T 3	$= \mathfrak{M} - 0,14 \quad +0,14$
En 1957	{	N° 13 - N° 26	$= +0,516 \quad -0,03$
		N° 13 - N° 19	$= +0,052 \quad +0,06$
		N° 13 - T 3	$= +0,586 \quad +0,06$
		N° 26 - N° 19	$= -0,479 \quad +0,08$
		N° 26 - T 3	$= +0,050 \quad +0,07$
		N° 19 - T 3	$= +0,531 \quad -0,01$

La résolution de ce système par la méthode des moindres carrés conduit aux résultats définitifs suivants, à 0° C, en posant par définition $\mathfrak{M} = 1 \text{ m}$:

TABLEAU V.

$$\text{N}^{\circ} 13 = 1 \text{ m} + 0,25 \mu$$

$$\text{N}^{\circ} 19 = 1 \text{ m} + 0,26$$

$$\text{N}^{\circ} 26 = 1 \text{ m} - 0,30$$

$$\text{T} 3 = 1 \text{ m} - 0,28$$

Aucune des erreurs résiduelles (O — C) ne dépasse 0,2 μ , ce qui est un résultat satisfaisant.

Le désaccord des déterminations de 1939 et de 1957 apparaît, après cette compensation, comme étant égal à 0,27 μ . Cet écart n'est pas considérable; on peut l'attribuer sans doute, pour la plus grande part, à \mathfrak{M} . Les traits de ce prototype sont très peu profonds et très peu ébarbés; ils sont particulièrement sensibles aux conditions d'observation, de nettoyage, etc.

Les équations du tableau V ayant été finalement déduites de comparaisons avec \mathfrak{M} auxquelles ont participé huit observateurs différents (quatre en 1939 et quatre en 1957), nous pensons que ce sont les meilleures que l'on puisse retenir pour les travaux futurs du Bureau International. Les considérations exposées ci-après renforcent nettement cette conclusion.

ÉTUDE DES PROTOTYPES NATIONAUX.

Comme nous l'avons déjà mentionné, nous avons eu l'occasion depuis 1954 d'étudier de nombreux Mètres nationaux, la plupart avant leur retraçage. Le tableau VI résume les résultats de ces récentes déterminations (colonne 3), en admettant pour les prototypes de référence du Bureau International les équations données au tableau V (le signe * indique que les valeurs à considérer pour les prototypes de référence sont celles qu'ils avaient avant leur retraçage; ces valeurs, ainsi que celles de N° 13 C et T 2, ont été déduites de comparaisons dont le détail sera donné dans un Mémoire ultérieur).

Pour compléter cette étude, nous avons également repris toutes les déterminations des Mètres nationaux faites depuis 1948, en tenant compte des nouvelles valeurs attribuées aux prototypes de référence du Bureau International.

Les valeurs ainsi recalculées de ces Mètres sont données au tableau VII, colonne (3), la colonne (4) indiquant les valeurs portées au dernier Certificat.

A l'examen des tableaux VI et VII, on remarque que les variations apparentes (Δ) de tous les prototypes (sauf une, celle du

Mètre N° 22) sont inférieures à $0,2 \mu$, ce qui est très satisfaisant. Mais on doit surtout noter que ces variations ne présentent aucun caractère systématique qui traduirait un désaccord de nos étalons de référence avec l'ensemble des dix-sept prototypes nationaux récemment étudiés; la moyenne des valeurs de Δ est en effet $+ 0,01 \mu$.

CONCLUSION.

Nous pensons que, grâce au comparateur dont nous disposons et à notre façon d'opérer, nous déterminons la différence de longueur de deux prototypes munis d'un tracé moderne, avec une incertitude n'exédant pas $0,1 \mu$. Auparavant, et plus spécialement en 1889 lors de la détermination initiale des équations des Mètres nationaux, cette précision n'était certainement pas atteinte. C'est une des raisons qui rend incertaine l'appréciation de la stabilité dans le temps des prototypes en platine iridié dont les variations apparentes peuvent autant résulter d'erreurs de mesure que d'évolutions réelles.

Quoi qu'il en soit, nous croyons pouvoir affirmer que le Prototype international **M** et ses copies en platine iridié ont confirmé les espoirs qu'on avait mis en eux et assurent, depuis trois quarts de siècle, la permanence de l'unité de longueur du Système Métrique avec la précision désirable de $0,1$ à $0,2 \mu$.

Nous espérons que les savants métrologistes de notre époque seront aussi heureux que leurs devanciers dans le choix du nouvel étalon de longueur qui permettra de vérifier, du moins nous le souhaitons, nos conclusions sur la stabilité des règles actuelles en platine iridié.

TABLEAU VI : voir p. M 48-49.

TABLEAU VII : voir p. M 50.

(Septembre 1957.)

TABLEAU VI.

(Excès, en micron, sur la valeur nominale de 1 m.)

Mètre N° (1).	Prototypes de référence. (2).	Valeurs à 0° C.			Δ. (3) - (4). (5).	Remarques. (6).
		1954-1957 (3).	Anciennes (4).			
I 1 B. I. P. M.	19* T 3* 26 13 C	+ 0,60 α	+ 0,67 (1889)	- 0,07	Le Mètre I 2, considéré comme pièce historique et qui appartenait au Bureau International, a été échangé le 23 février 1956 contre le Mètre I 4 du Conservatoire National des Arts et Métiers, Paris. I 1 a été retracé sur toute sa longueur en 1956 (<i>Procès-Verbaux C. I. P. M.</i> , 1956, 26, p. 15)	
			+ 6,01 (1892) + 6,06 (1908) + 6,19 (1920) + 6,41 (1936) + 6,17	+ 0,15		
I 2 C. N. A. M. Paris	19* T 3* 26 13 C	+ 6,32			a. Dernière valeur avant retracement	
4 Observatoire de Paris	T 3	- 1,28	- 1,09 (1889) - 1,14 (1922) - 1,12	- 0,16	Ce Mètre est en cours de cession à l'Inde	
11 U. R. S. S.	19 T 3 26 13	- 0,45	- 0,54 (1889)	+ 0,09	En cours de retracement	
16 Royaume-Uni	19* T 3* 26 13	- 0,53 b	- 0,59 (1889) - 0,66 (1922) - 0,70 (1933) - 0,64 (1934) - 0,43 (1949) - 0,60	+ 0,07	b. Dernière valeur avant retracement en 1956	

Mètre N° (1).	Prototypes. de référence. (2).	Valeurs à 0° C.		Δ (3) - (4). (5).	Remarques. (6).
		1956-1957. (3).	Anciennes. (4).		
18 Allemagne (Est)	$\left\{ \begin{array}{l} 19^* \\ 26 \\ T 3^* \\ 43 \end{array} \right\}$	- 1,58 c	$\left\{ \begin{array}{l} - 1,17 \\ - 1,46 \\ - 1,58 \\ - 1,50 \\ - 1,51 \end{array} \right\} \begin{array}{l} d \\ (1889) \\ (1901) \\ (1922) \\ (1934) \end{array}$	- 0,07	$\left\{ \begin{array}{l} c. \text{ Dernière valeur avant retraçage} \\ \text{en 1957} \\ d. \text{ Valeur non retenue, ce Mètre ayant} \\ \text{subi un accident entre 1889 et 1901} \end{array} \right\}$
22 Japon	$\left\{ \begin{array}{l} 19 \\ 26 \\ T 3 \\ 43 \end{array} \right\}$	- 0,75	$\left\{ \begin{array}{l} - 1,16 \\ - 0,78 \\ - 0,97 \end{array} \right\} \begin{array}{l} (1889) \\ (1921) \end{array}$	+ 0,22	En cours de retraçage
23 Allemagne (Ouest)	$\left\{ \begin{array}{l} 26 \\ 43 \\ T 3 \end{array} \right\}$	- 1,33 e	$\left\{ \begin{array}{l} - 0,96 \\ - 1,35 \\ - 1,16 \end{array} \right\} \begin{array}{l} (1889) \\ (1932) \end{array}$	- 0,17	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Ce Mètre, qui appartenait à la Bel-} \\ \text{gique, a été cédé à l'Allemagne en} \\ \text{mai 1954.} \\ e. \text{ Dernière valeur avant retraçage} \\ \text{en 1955} \end{array} \right\}$
27 États-Unis d'Amérique	$\left\{ \begin{array}{l} 19 \\ 26 \\ T 3 \\ 43 \end{array} \right\}$	- 1,45	$\left\{ \begin{array}{l} - 1,49 \\ - 1,46 \\ - 1,48 \\ - 1,48 \end{array} \right\} \begin{array}{l} (1889) \\ (1903) \\ (1922) \end{array}$	+ 0,03	
6 C Roumanie	$\left\{ \begin{array}{l} 19 \\ 26 \\ T 3 \\ 43 \end{array} \right\}$	+ 1,66	+ 1,68 (1936)	- 0,02	En cours de retraçage
47 C Lab. Central de l'Armement Paris	$\left\{ \begin{array}{l} 26 \\ T 3 \end{array} \right\}$	+ 0,38	+ 0,20 (1892)	+ 0,18	
19 C Pays-Bas	$\left\{ \begin{array}{l} 26 \\ T 3 \end{array} \right\}$	+ 8,98	+ 9,17 (1921)	- 0,19	En cours de retraçage
92 C Observatoire de Paris	$\left\{ \begin{array}{l} 26 \\ T 3 \end{array} \right\}$	+ 1,60	+ 1,53 (1892)	+ 0,07	

TABLEAU VII.

(Excès, en micron, sur la valeur nominale de 1 m).

Mètre N° (1).	Prototypes de référence. (2).	Valeurs à 0° C.				Δ . (3) - (6). (6).
		Recalculées 1937. (3).	Certifié. (4).	Anciennes. (5).		
29 Suède	26 T 2	- 2,52	- 2,56 (1948)	$\left. \begin{array}{l} - 2,52 \text{ (1889)} \\ - 2,49 \text{ (1920)} \\ - 2,50 \end{array} \right\}$	- 0,02	
3 C Danemark	$\left. \begin{array}{l} 26 \text{ T 3*} \\ 43 \text{ C} \end{array} \right\}$	- 1,43	- 1,55 (1950)	- 1,54 (1921)	+ 0,11	
21 C Turquie	26 43 C	- 1,55	- 1,68 (1952)	- 1,56 (1936)	+ 0,01	
27 C Pays-Bas	26 T 2	+ 9,37	+ 9,34 (1948)	+ 9,45 (1921)	- 0,08	

ANNEXE M 2.

Physikalisch-Technische Bundesanstalt (Allemagne).

PRÉPARATION DES ISOTOPES Kr 86 ET Kr 84

Par E. ENGELHARD.

(Traduction.)

Les lampes à cathodes chaudes contenant un isotope du krypton, utilisées dans l'air liquide refroidi ou à la température du point triple de l'azote, se sont montrées très avantageuses, pour plusieurs raisons, pour la production des rayonnements hautement monochromatiques qui sont nécessaires pour servir de base à une définition future éventuelle du mètre par une longueur d'onde. Pendant les dix années précédentes, la P. T. B. a construit un grand nombre de lampes de ce genre destinées aux mesures. Les isotopes 84 et 86 du krypton qui ont été introduits dans ces lampes avaient été préparés par Clusius ⁽¹⁾, par la méthode de thermodiffusion qu'il avait développée, et mis à la disposition de la P. T. B. En 1953, lorsque l'approvisionnement fourni par Clusius fut presque épuisé, il devint urgent pour la P. T. B. de préparer elle-même des isotopes du krypton.

On a construit dans ce but un appareil de séparation comportant une longueur de tube efficace de 72 m, avec 12 étages et 23 parties tubulaires de 6 m chacune reliées les unes aux autres par le circuit de convection habituel. Au début de 1957 s'est achevé un cycle de séparations qui a duré environ quinze mois.

Le tableau I indique la quantité et la composition de chacun des deux isotopes Kr 84 et Kr 86 séparés.

Dans le tableau II sont indiquées la durée, l'énergie électrique et la quantité d'eau de refroidissement qui sont nécessaires pour la production des quantités de Kr 86 et Kr 84 préparées.

Les quantités totales d'isotopes enrichis (1,5 l et 0,5 l) indiquées au tableau I sont conservées dans des éprouvettes de 0,3 et 0,1 l.

(1) *Z. f. Phys. Chem. (B)*, 52, 1942, p. 348.

TABLEAU I.

Résultats de la séparation des isotopes du krypton.

Isotope enrichi.	Quantité (en litre à 760 mm Hg et 20°C).	Composition (%)		
		Kr 83.	Kr 84.	Kr 86.
Kr 84.....	1,5	1,3	98,5	0,2
Kr 86.....	0,5	-	0,5	99,5

TABLEAU II.

Besoins pour la séparation d'isotopes du krypton.

Isotope enrichi.	Durée de la séparation (mois).	Consommation d'énergie (kWh).	Quantité d'eau de refroidissement (m ³).
Kr 84.....	15	150 000	5 000
Kr 86.....	6	60 000	2 000

Les concentrations indiquées au tableau I sont les concentrations moyennes d'échantillons prélevés sur toutes les éprouvettes. La concentration la meilleure est environ 98,8 % pour Kr 84 et environ 99,7 % pour Kr 86. Il est visible que la concentration moyenne atteinte pour Kr 86 (99,5 %) est considérablement plus élevée que pour Kr 84 (98,5 %). De plus, la meilleure concentration en Kr 86 est atteinte après une durée notablement plus courte (6 mois) que pour la concentration la meilleure en Kr 84 (15 mois). Ceci s'explique par la composition connue du krypton naturel qui est reproduite au tableau III.

TABLEAU III.

Analyse du krypton naturel (%)

Kr 78.	Kr 80.	Kr 82.	Kr 83.	Kr 84.	Kr 86.
0,354	2,27	11,56	11,55	56,9	17,37

La différence de masse entre l'isotope Kr 86. et l'isotope le plus voisin Kr 84 est deux fois plus grande que la différence entre l'isotope Kr 84 et l'isotope le plus voisin Kr 83. En conséquence, il faut environ deux fois plus de temps et d'énergie pour préparer l'isotope Kr 84 avec la même pureté que l'isotope Kr 86. Inversement, pour une même dépense de temps et d'énergie, la concentration de Kr 86 est toujours plus élevée que celle de Kr 84.

En ce qui concerne la qualité des radiations émises, il n'existe aucune différence entre Kr 84 et Kr 86; on peut donc recommander de ne plus prendre en considération à l'avenir l'isotope 84 et de se limiter à l'isotope Kr 86.

On voit au tableau I que la quantité produite de Kr 86 à haute concentration a été environ 0,5 l sous la pression normale et à une température de 20° C. Cette quantité permet de remplir environ 700 lampes de 50 cm³ chacune avec une pression dans chaque lampe d'environ 10 mm Hg. La quantité de gaz ainsi introduite est si grande que la disparition progressive inévitable du gaz, qui limitait la durée de vie des lampes remplies à basse pression, ne joue plus pratiquement aucun rôle.

D'après les données du tableau II concernant la consommation en énergie électrique et en eau de refroidissement, on calcule facilement que le prix de la quantité d'isotope nécessaire au remplissage d'une lampe est moins important que le prix de la construction de la lampe elle-même.

Après l'achèvement du cycle de séparation, l'appareil de séparation a été reconstruit avec les perfectionnements inspirés par l'expérience. On s'est efforcé d'améliorer l'efficacité et de réduire la durée du cycle ainsi que la consommation en énergie électrique.

Dès que nous aurons obtenu des isotopes séparés avec cette nouvelle installation, les laboratoires intéressés pourront recevoir de la P. T. B. non seulement des lampes, mais aussi des ampoules contenant des isotopes du krypton à haute concentration.

(Août 1957.)

ANNEXE M 3.

Physikalisch-Technische Bundesanstalt (Allemagne).

DÉTERMINATION
DE LA LONGUEUR D'ONDE DANS LE VIDE
DE DEUX RADIATIONS ÉTALONS
DE L'ISOTOPE Kr 86

Par E. ENGELHARD.

(Traduction.)

On a déterminé aussi exactement que possible la longueur d'onde dans le vide de la radiation $6\,056\text{ \AA}$ ($2\,p_{10} - 5\,d_5$) et de la radiation $5\,649\text{ \AA}$ ($1\,s_3 - 3\,p_{10}$) de l'isotope Kr 86. L'une de ces deux radiations servira d'étalon de référence pour toutes les mesures ultérieures de longueur d'onde à la P. T. B.

1. MÉTHODE.

Les mesures ont été effectuées avec le comparateur de longueurs d'onde dans le vide de la P. T. B. La méthode consiste en une détermination du nombre d'ondes dans le vide compris dans une longueur à bouts pour la radiation rouge du cadmium et pour la radiation à mesurer, suivie d'une comparaison de ces nombres.

2. CONDITIONS EXPÉRIMENTALES.

2.1. *Différence de marche.* — La différence de marche utilisée dans les mesures interférentielles était 125 mm.

2.2. *Sources de lumière.* — a. Lampe de Michelson :

Température de la lampe dans la région la plus froide.....	$305 \pm 5^\circ\text{C}$
Densité de courant.....	environ $0,6\text{ mA/mm}^2$
Nature du courant.....	alternatif 50 Hz
Addition d'air.....	environ 1 mm Hg à 300°C
Volume de la lampe.....	environ 70 cm^3

b. Lampe à isotope de krypton à cathode chaude :

Température de la lampe dans la région la plus froide.....	60,3° K (moyenne de toutes les observations)
Densité de courant.....	environ 1,4 mA/mm ²
Nature du courant.....	continu
Direction d'observation.....	en bout, cathode du côté de l'observateur

2.3. *Longueur d'onde de référence.* — On a utilisé la formule de dispersion d'Edlén pour la réduction au vide de la valeur de la longueur d'onde de la radiation rouge du cadmium dans l'air normal. Cette formule fournit la valeur suivante de l'indice de réfraction de l'air normal

$$n = 1,000\ 276\ 380.$$

Il en résulte pour la longueur d'onde dans le vide de la radiation rouge du cadmium la valeur suivante, qui a servi de base aux mesures :

$$\lambda_{\text{vide}} \text{ Cd rouge} = 6440,249\ 064 \cdot 10^{-10} \text{ m.}$$

3. RÉSULTATS.

Les valeurs moyennes corrigées provenant de 224 mesures individuelles sont

$$\lambda_{\text{vide}} 6056 \text{ Kr } 86 = (6057,802\ 33 \pm 0,000\ 05) \cdot 10^{-10} \text{ m,}$$

$$\lambda_{\text{vide}} 5649 \text{ Kr } 86 = (5651,128\ 82 \pm 0,000\ 05) \cdot 10^{-10} \text{ m.}$$

Les valeurs indiquées ont subi des corrections de réduction aux conditions normales (pression de krypton $p = 0$, densité de courant $j = 0$) et à l'état de repos de l'atome.

4. INCERTITUDE DES MESURES.

Les valeurs de l'erreur moyenne arithmétique (M) sont les suivantes :

$$M_{6056} = 0,000\ 024 \cdot 10^{-10} \text{ m,}$$

$$M_{5649} = 0,000\ 023 \cdot 10^{-10} \text{ m.}$$

Dans les incertitudes indiquées de $\pm 0,000\ 05 \cdot 10^{-10}$, ne sont pas comprises les incertitudes éventuelles de la valeur de la longueur d'onde de la raie rouge du cadmium qui pourraient provenir des imprécisions concernant la température, la densité de courant, la nature du courant et la quantité d'air dans la lampe de Michelson.

5. CORRECTIONS.

On a apporté aux valeurs observées les corrections suivantes

5.1. *Corrections dues au déplacement par effet Stark interatomique.* — Nous avons examiné dans une étude antérieure ⁽¹⁾ le déplacement par effet Stark des diverses raies du krypton. Les courbes que nous avons publiées se rapportaient à une densité de courant d'environ 6,4 mA/mm². La relation entre le déplacement des raies et l'effet de la pression et de la densité de courant obéit à la loi expérimentale $\Delta n = \text{const.} (p \cdot j)^{\frac{2}{3}}$, expression dans laquelle Δn est le déplacement en nombre d'ondes, p la pression et j la densité de courant.

A la température moyenne observée de 60,3° K pour la région la plus froide de la lampe à krypton, on calcule, d'après la formule suivante de Meihuizen pour la tension de vapeur du krypton :

$$\log p_{(\text{cm})} = - \frac{607,69}{T} + 7,2955 - 0,0026675 T,$$

une tension de vapeur moyenne de $p = 0,01$ mm Hg.

A cette pression et à la densité de courant moyenne qui existait pendant les mesures, les corrections prennent les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} \Delta_1 \lambda_{6056} &= - 0,000014 \cdot 10^{-10} \text{ m,} \\ \Delta_1 \lambda_{5649} &= - 0,000009 \cdot 10^{-10} \text{ m.} \end{aligned}$$

5.2. *Correction de déplacement Doppler* ⁽²⁾. — D'après les mesures de la P. T. B., lorsque la cathode est du côté de l'observateur, le déplacement Doppler donne lieu à une correction indépendante de la densité de courant, et dont la valeur est la suivante ⁽³⁾ :

$$\begin{aligned} \Delta_2 \lambda_{6056} &= - 0,000087 \cdot 10^{-10} \text{ m,} \\ \Delta_2 \lambda_{5649} &= - 0,000074 \cdot 10^{-10} \text{ m.} \end{aligned}$$

⁽¹⁾ ENGELHARD (E.), The present state of a lightwave standard of length, p. 21 (*in* Recent developments and techniques in the maintenance of standards. Symposium held at the National Physical Laboratory, 21-22 may 1951. H. M. S. O., London, 1952).

Voir aussi *Procès-Verbaux du C. I. P. M.*, 22, 1950, p. 139.

⁽²⁾ Voir l'Annexe M 4 ; *Déplacement Doppler des raies du krypton*, p. M 58

⁽³⁾ Dans un Rapport provisoire qui a été communiqué à quelques Membres du Comité Consultatif, la grandeur de ces corrections avait une valeur erronée trop petite.

5.3. *Correction totale :*

$$\Delta\lambda_{3,676} = \Delta_1 + \Delta_2 = -0,000\ 101 \cdot 10^{-10} \text{ m};$$

$$\Delta\lambda_{3,619} = \Delta_1 + \Delta_2 = -0,000\ 083 \cdot 10^{-10} \text{ m}.$$

Les corrections totales ont été appliquées aux résultats des mesures de longueur d'onde donnés au paragraphe 3.

(Août 1957.)

ANNEXE M 4.

Physikalisch-Technische Bundesanstalt (Allemagne).

DÉPLACEMENT DOPPLER DES RAIES DU KRYPTON

Par E. ENGELHARD.

(Traduction.)

Les lampes à lumière monochromatique ayant la forme de tubes de Geissler, qu'elles soient à cathode chaude ou à cathode froide, sont souvent utilisées en bout pour que leur luminance soit plus grande. Dans ce cas, l'axe de la colonne positive de la décharge coïncide à peu près avec l'axe optique des instruments d'observation.

On peut penser, dans ces conditions, que la valeur de la longueur d'onde des radiations émises dépend du sens de la différence de potentiel qui entretient la décharge, si cette tension n'est pas alternative.

Un tel effet a été confirmé expérimentalement à la P. T. R. dès 1942. Cependant, l'exactitude des mesures de cette époque laissant à désirer, on a entrepris une vérification expérimentale des résultats.

Ces nouvelles mesures ont porté sur huit raies du krypton. A une différence de marche de 400 ou 500 mm, on a déterminé la différence entre le nombre des franges produites pour deux lampes à krypton 86 à cathode chaude alimentées exactement dans les mêmes conditions, lorsque le mouvement d'ensemble des électrons dans la colonne positive, qui est en sens opposé de la direction du courant, s'éloignait de l'observateur dans la première lampe (A), et se rapprochait au contraire de l'observateur dans la deuxième lampe (R). Les observations de contrôle avec une même direction de courant dans les deux lampes ont donné, comme prévu, le même nombre de franges dans les limites des incertitudes de mesure. Les résultats des mesures pour des directions de courant opposées sont rassemblés dans le

tableau suivant (1) :

Déplacement Doppler des raies du krypton 86.

Raies.	Classification selon Meggers.	Différences des nombres de franges par mètre (lampe R — lampe A).	$\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$. (électrons s'éloignant de l'observateur).
6 456	$2p_9 - 5d'_4$	$+ 0,132 \pm 0,006$	$+ 2,1 \cdot 10^{-8}$
6 421	$2p_8 - 5d_4$	$+ 0,106 \pm 0,005$	$+ 1,7$
6 056	$2p_{10} - 5d_5$	$+ 0,101 \pm 0,005$	$+ 1,5$
5 870	$1s_4 - 2p_2$	$+ 0,118 \pm 0,011$	$+ 1,7$
5 649	$1s_3 - 3p_{10}$	$+ 0,093 \pm 0,008$	$+ 1,3$
5 580	$1s_2 - 3p_5$	$+ 0,097 \pm 0,005$	$+ 1,4$
5 570	$1s_5 - 2p_3$	$+ 0,175 \pm 0,008$	$+ 2,4$
5 562	$1s_5 - 2p_2$	$+ 0,074 \pm 0,008$	$+ 1,0$

Il apparaît, d'après ce tableau, que le nombre de franges est plus petit pour la lampe A (électrons s'éloignant de l'observateur) que pour la lampe R (électrons se rapprochant de l'observateur), c'est-à-dire que les raies de la lampe A sont déplacées vers le rouge et celles de la lampe R vers le bleu. $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ est donc positif

pour la lampe A et négatif pour la lampe R. Les déplacements étant les mêmes en valeur absolue pour les deux lampes, le déplacement cherché, en franges par mètre, est égal à la moitié des valeurs indiquées dans la colonne 3 du tableau. On obtient ainsi les valeurs de $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ de la colonne 4.

Des observations à des intensités de courant différentes ont montré que cet effet est pratiquement indépendant de l'intensité de courant. Les observations antérieures ont montré, de plus, que la pression du krypton, au moins dans le domaine des pressions inférieures à 1 mm Hg, a également une influence très petite.

On peut expliquer les résultats d'une façon qualitative par les considérations suivantes. Les électrons, qui reçoivent un mouvement d'ensemble qui les rapproche de l'anode sous l'influence du gradient de potentiel de la colonne positive, peuvent exciter par choc les atomes de krypton lorsque leur énergie cinétique est à peu près égale à l'énergie d'excitation d'une raie. Lors d'un choc, l'atome de krypton heurté reçoit non seulement de l'énergie, mais aussi une quantité de mouvement de la part

(1) Dans le document distribué aux Membres du Comité Consultatif, ce tableau ne concernait que les raies 5 649 et 6 056 du Kr 86; des résultats pour six autres raies ont été communiqués en novembre 1957 par l'auteur.

de l'électron. Les atomes de krypton excités acquièrent par conséquent une composante de vitesse supplémentaire dans la direction du mouvement de l'électron exciteur. A cette composante de vitesse supplémentaire correspond un déplacement Doppler de la raie émise. Le déplacement Doppler est vers le rouge si le mouvement de l'électron exciteur s'éloigne de l'observateur.

Pour obtenir une évaluation quantitative approchée de cet effet, on doit remarquer que l'excitation a en général pour niveau de départ non pas l'état fondamental, mais l'un des états métastables de l'atome. On sait qu'il en est ainsi en particulier pour le krypton, qui possède deux états métastables, $1s_3$, $1s_5$. Dans le cas de la raie $5\ 649\ \text{\AA}$ ($1s_3 - 3p_{10}$), l'énergie nécessaire pour l'excitation à partir de l'état $1s_3$ est environ $2,2\ \text{eV}$. Les électrons de cette énergie ont une vitesse v donnée par

$$v = \sqrt{\frac{2 \times 2,2 \times 1,59 \cdot 10^{-12}}{m}} \text{ cm/s} \quad (m = \text{masse de l'électron en g})$$

$$= \sqrt{\frac{2 \times 2,2 \times 1,59 \cdot 10^{-12}}{9 \cdot 10^{-28}}}$$

d'où

$$v = 0,88 \cdot 10^8 \text{ cm/s.}$$

Comme la vitesse de l'électron après le choc est nulle si l'énergie de l'électron était à peu près égale à l'énergie d'excitation nécessaire, on déduit du principe de la conservation de la quantité de mouvement que la vitesse de l'atome après le choc est donnée par l'égalité suivante

$$M \cdot u = m \cdot v$$

(u = accroissement de vitesse de l'atome par le choc, M = masse de l'atome Kr 86), d'où

$$u = \frac{9 \cdot 10^{-28}}{86 \times 1,65 \cdot 10^{-24}} v \text{ (cm/s)}$$

$$= 0,63 \cdot 10^{-5} v \text{ (cm/s)} = 0,56 \cdot 10^3 \text{ cm/s.}$$

Le déplacement Doppler ainsi calculé est

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{u}{c} = \frac{0,56 \cdot 10^3}{3 \cdot 10^{10}} = 1,9 \cdot 10^{-8}$$

(c = vitesse de la lumière).

Pour la raie du krypton $6\ 056\ \text{\AA}$ ($2p_{10} - 5d_5$), l'énergie d'excitation nécessaire à partir de l'état métastable $1s_3$ est

environ 2,8 eV. On en déduit

$$u = 0,63 \cdot 10^3 \text{ cm/s}$$

et

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 2,1 \cdot 10^{-8}.$$

L'accord approximatif entre les valeurs calculées de $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ ($1,9 \cdot 10^{-8}$ et $2,1 \cdot 10^{-8}$) et les valeurs mesurées (en moyenne $1,3 \cdot 10^{-8}$ et $1,4 \cdot 10^{-8}$) et l'indépendance de l'intensité de courant constatée expérimentalement, semblent en faveur de l'exactitude des hypothèses sur lesquelles est fondée cette évaluation approchée.

Conclusion. — Les mesures qui viennent d'être décrites montrent que dans le cas d'un tube de Geissler ou d'une lampe à décharge analogue utilisée en bout et alimentée sous une tension continue, les raies émises paraissent déplacées. Cet effet semble dépendre surtout et presque uniquement de l'énergie d'excitation de chaque raie; il est interprété comme un déplacement Doppler dû au transfert de quantité de mouvement de l'électron exciteur à l'atome excité. Le déplacement est de l'ordre de grandeur de 10^{-8} .

Dans le cas où des lampes analogues aux tubes de Geissler sont alimentées en courant alternatif, il doit se produire dans l'observation en bout, par suite de cet effet de déplacement, un élargissement supplémentaire, bien que petit, des raies.

Si l'effet qui a été constaté dans le cas de la lampe à krypton existe également avec le même ordre de grandeur dans la lampe de Michelson, la valeur de la longueur d'onde de l'étalon primaire de longueur d'onde (Cd rouge) peut varier de deux unités de la dernière décimale exprimée, selon la nature et la direction du courant, ces deux paramètres n'ayant pas été spécifiés exactement pour la lampe de Michelson.

(Août 1957.)

ANNEXE M 5.

Physikalisch-Technische Bundesanstalt (Allemagne).

DÉTERMINATION
DE LA LONGUEUR D'ONDE DANS LE VIDE
DE RADIATIONS DU Hg 198, Kr 86 ET Kr 84

Par E. ENGELHARD.

(Traduction.)

Dans une précédente Note (voir Annexe M 3, p. M 54), nous avons donné les valeurs obtenues pour la longueur d'onde dans le vide des raies 6 056 Å et 5 649 Å du Kr 86. Nous donnons ici les valeurs de la longueur d'onde dans le vide de quelques autres raies des isotopes Hg 198, Kr 86 et Kr 84.

1. MÉTHODE DE MESURE. — On a utilisé la même méthode de mesure que lors de la détermination de la valeur de la longueur d'onde dans le vide des raies 6 056 Å et 5 649 Å du Kr 86.

2. SOURCES DE LUMIÈRE. — a. Lampe sans électrodes à mercure 198 de Meggers (N. B. S.) refroidie à l'eau.

Température : Température de l'eau de refroidissement, 10° C environ.

Excitation haute fréquence : Sans électrodes, fréquence 400 MHz.

Densité de courant : Non mesurée, aussi petite que possible.

Contenu d'argon : Indéterminé à cause de la possibilité d'absorption du gaz; pression initiale 3 mm Hg.

Mode d'observation : En travers de l'axe.

b. Lampe à Kr 86 à cathode chaude.

Température : Dans l'air liquide refroidi par évaporation; température mesurée à la région la plus

froide de la lampe avec un couple thermo-
électrique; pression du krypton calculée
d'après cette température.

Nature du courant : Continu, densité 1,4 mA/mm² environ.

Mode d'observation : En bout, anode du côté de l'observateur.

3. LONGUEUR D'ONDE DE RÉFÉRENCE. — Les mesures ont été
fondées sur la valeur corrigée suivante de la longueur d'onde dans
le vide de la radiation 6 056 Å du Kr 86 :

$$\lambda_{\text{vide}} 6\ 056\ \text{Kr}\ 86 = 6\ 057,802\ 33 \cdot 10^{-10}\ \text{m}$$

(voir l'Annexe M 3).

4. DIFFÉRENCE DE MARCHÉ. — Les longueurs d'onde ont été
mesurées aux différences de marche suivantes : 250 mm environ
pour les raies du Hg 198; 400 mm environ pour les raies 5 870 Å
et 5 570 Å du Kr 86 et 500 mm environ pour les raies 6 456 Å,
6 421 Å, 5 580 Å et 5 562 Å du Kr 86.

5. CORRECTIONS. — Les valeurs observées de la longueur
d'onde des raies du Hg 198 n'ont pas été affectées de corrections,
car on n'a pu obtenir aucune base certaine pour estimer la pression
du mercure, la pression de l'argon et la densité de courant dans
la lampe.

Toutes les longueurs d'onde relatives aux isotopes Kr 86
et Kr 84 ont été réduites aux conditions normales, c'est-à-dire :
pression nulle, densité de courant nulle et atomes au repos.

6. RÉSULTATS :

TABLEAU I.

Valeurs non corrigées de la longueur d'onde des raies du Hg 198.

Radiations.	$\lambda_{\text{vide}} \cdot 10^{10}\ \text{m.}$
Hg 198 jaune I	5 792,268 7 ± 0,000 2
jaune II	5 771,198 7 ± 0,000 2
vert.....	5 462,270 9 ± 0,000 2

TABLEAU II.

Valeurs réduites de la longueur d'onde des raies du Kr 86.

Radiations.	$\lambda_{\text{vide}} \cdot 10^{10}\ \text{m.}$
Kr 86 rouge I	6 458,072 2 ± 0,000 1
rouge II.....	6 422,800 7 ± 0,000 1
orange.....	6 057,802 33 ± 0,000 05
jaune.....	5 872,541 8 ± 0,000 1
jaune-vert.....	5 651,128 82 ± 0,000 05
vert I.....	5 581,935 5 ± 0,000 1
vert II.....	5 571,835 4 ± 0,000 1
vert III.....	5 563,769 3 ± 0,000 1

TABLEAU III.

Déplacement isotopique entre les raies du Kr 86 et du Kr 84.

Radiations.	$\Delta\lambda \cdot 10^8$ Kr 84-Kr 86.	Longueurs d'onde dans le vide des raies du Kr 84. $\lambda_{\text{vide}} \cdot 10^{10}$ m.
6 456	+ 11,1	6 458,073 3 \pm 0,000 1
6 421	+ 10,4	6 422,801 8 \pm 0,000 1
6 056	+ 9,8	6 057,803 3 \pm 0,000 1
5 870	+ 12,7	5 872,543 1 \pm 0,000 1
5 649	+ 10,2	5 651,129 8 \pm 0,000 1
5 580	+ 13,0	5 581,936 8 \pm 0,000 1
5 570	+ 9,2	5 571,836 4 \pm 0,000 1
5 562	+ 8,6	5 563,770 2 \pm 0,000 1

7. INCERTITUDE DES MESURES. — En ce qui concerne l'incertitude indiquée de la longueur d'onde des raies 6 056 Å et 5 649 Å, se reporter à l'Annexe M 3.

L'exactitude des autres valeurs données ci-dessus pour les longueurs d'onde du krypton, dont l'incertitude indiquée est environ $\pm 0,000 1 \cdot 10^{-10}$ m, est limitée principalement par l'incertitude de la correction de déplacement des raies. Ces corrections sont partiellement déduites de mesures antérieures que nous sommes en ce moment en train de contrôler et de compléter.

L'incertitude relativement grande ($\pm 0,000 2 \cdot 10^{-10}$) pour la valeur des longueurs d'onde des raies mesurées du Hg 198, résulte de la largeur des raies du mercure, qui est environ deux fois plus grande que celle des raies des isotopes du krypton, et aussi de l'incertitude sur la densité de courant, sur la température, et sur la pression réelle de l'argon au moment des mesures dans la lampe à Hg 198.

TABLEAU IV.

Rapports des longueurs d'onde dans le vide.

Radiations.	$\frac{\lambda_{\text{vide}}}{\lambda_{\text{vide 6 056}}}$	
	B. I. P. M.	P. T. B.
Kr 86	6 056	1
	6 456	1,066 075 120
	5 649	0,932 867 814
Hg 198	5 790	0,956 166 660
	5 769	0,952 688 501
	5 461	0,901 691 837

Dans le tableau IV sont rassemblées les valeurs recalculées des longueurs d'onde, en prenant pour unité la longueur d'onde dans le vide de la radiation $6\ 056\ \text{\AA}$ d'après les mesures faites au B. I. P. M. et à la P. T. B. On voit que les valeurs mesurées en 1957 au B. I. P. M. sont en accord avec les valeurs déterminées à la P. T. B. dans la limite de l'incertitude estimée, sauf pour la radiation $6\ 456\ \text{\AA}$.

(Août 1957.)



ANNEXE M 6.

Physikalisch-Technische Bundesanstalt (Allemagne).

MESURE DE L'INTENSITÉ DE QUELQUES RADIATIONS

Par E. ENGELHARD et F. BAYER-HELMS.

(Traduction.)

1. INTRODUCTION. — On a mesuré l'intensité de six raies du cadmium, de trois raies du mercure et d'environ soixante raies du krypton dans des conditions d'excitation définies. Ne seront communiqués ici que les résultats les plus importants de ces mesures.

2. SOURCES DE LUMIÈRE. — *a. Lampe de Michelson.*

Température : $305 \pm 5^\circ \text{C}$.
Nature du courant : Alternatif 50 Hz.
Densité de courant : $0,6 \text{ mA/mm}^2$ environ.
Addition d'air : Environ 1 mm Hg à 300°C .
Volume : 70 cm^3 environ.
Observation : En bout.

b. Lampe à mercure 198 sans électrodes de Meggers (N. B. S.).

Température : Refroidissement par eau à 10°C environ.
Excitation : Haute fréquence, 400 MHz environ.
Densité de courant : Faible, non mesurée.
Contenu d'argon : Initialement 3 mm Hg.
Observation : En travers.

c. Lampe à krypton à cathode chaude.

Température : Lampe dans l'air liquide refroidi; température du krypton comprise entre 58 et 78°K selon les cas, mesurée par couple thermoélectrique.
Nature du courant : Continu; densité de courant comprise entre $1,8$ et $7,1 \text{ mA/mm}^2$ environ, selon les cas.
Observation : En bout.

3. APPAREILS ET MÉTHODE. — Les radiations spectrales étaient dispersées par un spectrographe de Steinheil à trois prismes. Les intensités ont été déterminées par photographie. L'étalon de rayonnement était une lampe à ruban de tungstène de température de couleur connue. Le flux lumineux pouvait être gradué par des diaphragmes dans les rapports 32 : 16 : 8 : 4 : 2 : 1 et la courbe de noircissement pouvait être déterminée à chaque longueur d'onde. Le degré de noircissement produit par le rayonnement à spectre continu de la lampe à ruban était ajusté par variation de la largeur de la fente du spectrographe, selon les raies spectrales à étudier. Afin d'éliminer l'influence de l'exposant de Schwarzschild, on n'a comparé que des images photographiques produites avec la même durée d'exposition.

4. RÉSULTATS. — Le tableau I donne les résultats des mesures d'intensité pour les raies les plus importantes.

TABLEAU I.
Intensité I des radiations.

Radiations.	I.	I'.	I''.	I'''.
Cd 6438.....	29 . 10 ⁻⁷	1	1	1
Kr 6456.....	4,2	0,143	0,131	0,14
6421.....	3,0	0,102	0,104	0,10
6056.....	3,0	0,101	0,39	0,22
5870.....	17	0,59	3,2	1,8
5649.....	1,3	0,043	0,29	0,15
5580.....	2,0	0,069	0,48	0,27
5570.....	6,7	0,23	1,57	0,9
5562.....	3,5	0,119	0,83	0,46
4502.....	3,1	0,107	0,029	0,9
Hg 5790.....	1,2	0,041	0,25	0,14
5769.....	1,3	0,042	0,26	0,14
5460.....	15	0,51	3,5	2,2
	± 15 %	± 7 %	± 7 %	

I, Valeur absolue de l'intensité en $\frac{W}{mm^2 \cdot rad^2}$.

I', Intensité rapportée à Cd rouge.

I'', Intensité rapportée à Cd rouge compte tenu de la sensibilité de l'œil.

I''', Intensité rapportée à Cd rouge compte tenu de la sensibilité d'une photocathode normale (maximum de sensibilité à 3700 Å).

Lampe à cadmium de Michelson, 2 mA, 305° C, en bout.

Lampe à krypton à cathode chaude, 12,5 mA, 63° K, en bout.

Lampe à mercure N. B. S., refroidie à l'eau.

Étant donné l'intérêt particulier que présente la radiation

6 056 du Kr par ses qualités métrologiques, nous avons rassemblé dans le tableau II les intensités des raies du krypton voisines de la raie 6 056. Les intensités données sont rapportées à l'intensité de la raie 6 056.

TABLEAU II.

Intensité relative des raies du krypton.

Radiations.	Classification selon Meggers.	$\frac{I}{I_{6056}}$.
6 082	$2p_{10} - 5d_6$	0,43
6 075	$2p_6 - 6d'_1$	0,23
6 056	$2p_{10} - 5d_5$	1
6 049	$2p_5 - 6s_1$	0,0039
6 035	$2p_8 - 6d'_1$	0,26
		$\pm 20\%$

Lampe à krypton à cathode chaude, 12,5 mA, 58° K.

Le tableau III montre dans quelle mesure l'intensité des raies du krypton change avec la température, c'est-à-dire avec la densité de la vapeur du krypton.

TABLEAU III.

*Intensité relative des raies du krypton
en fonction de la température du krypton.*

Radiations.	$\frac{I}{I_{62,6^\circ K}}$ à					
	58,3.	60,5.	62,6.	64,5.	68,8.	78,1° K.
5 993 ($1s_1 - 2p_1$)...	0,133	0,42	1	1,89	1,87	0,92
5 649 ($1s_3 - 3p_{10}$)...	0,34	0,66	1	1,13	0,60	0,23
6 056 ($2p_{10} - 5d_5$)...	0,51	0,83	1	0,85	0,32	0,126
						$\pm 7\%$

Lampe à krypton à cathode chaude, 12,5 mA.

Toutes les raies d'un même groupe, $1s - 2p$, $1s - 3p$ ou $2p - 5d$, montrent à cet égard à peu près le même comportement. Dans chacun de ces groupes on a choisi une radiation typique qui figure dans le tableau III. Les intensités indiquées sont rapportées à l'intensité à 62,6° K. Il est caractéristique que toutes les raies d'un même groupe atteignent un maximum d'intensité à peu près à la même température, qui est d'autant plus basse que le nombre quantique principal du niveau supérieur est plus élevé. Le maximum d'intensité des raies du groupe $2p - 5d$ est particulièrement accentué; l'intensité de la raie 6 056, par exemple, est environ huit fois plus grande à 62,6° K qu'à 78° K.

Le tableau IV indique finalement la relation entre l'intensité I des divers groupes de raies et l'intensité de courant i dans la lampe à krypton. La relation observée est en général $I = k.i^m$, k étant une constante. Les exposants m donnés au tableau IV se sont montrés égaux pour toutes les raies d'un même groupe.

TABLEAU IV.

*Relation entre l'intensité I des raies du krypton
et l'intensité i du courant ($I = k.i^m$).*

Radiations.	m .
$1s - 2p$	0,98
$1s - 3p$	0,77
$2p - nd$	0,63
	$\pm 0,05$

Lampe à krypton à cathode chaude, 62°K .

(Août 1957.)



ANNEXE M 7.

Physikalisch-Technische Bundesanstalt (Allemagne).

REPRODUCTIBILITÉ DES RADIATIONS DU KRYPTON

Par E. ENGELHARD.

(Traduction.)

Dans l'éventualité d'une définition future du mètre par une longueur d'onde, la reproductibilité de la valeur de la longueur d'onde d'une radiation joue un rôle important. Il faut distinguer à ce sujet deux questions :

1° Quelle est la grandeur des variations réelles de la valeur de la longueur d'onde d'une radiation lorsque l'on change les conditions d'excitation ?

2° Quelle est la grandeur de l'incertitude de mesure lors de la détermination de la valeur de la longueur d'onde effective d'une radiation ?

Question 1. — Dans le cas d'une lampe à isotope de Kr à cathode chaude, on peut répondre assez exactement à la question 1. En l'absence de champs extérieurs perturbateurs, électriques ou magnétiques, le lieu où est produite la radiation est le siège d'influences provenant uniquement de la tension de vapeur p du krypton et de la densité de courant j dans la colonne positive, et le déplacement Δn , en franges par mètre, est conforme à l'équation suivante

$$\Delta n = k(p \cdot j)^{\frac{2}{3}} = k \left(\frac{p \cdot i}{D^2} \right)^{\frac{2}{3}}$$

dans laquelle i est l'intensité de courant en milliampères, D le diamètre de la colonne positive en millimètres et k une constante. La différenciation par rapport à p et i de cette équation donne

$$d \Delta n = \frac{2}{3} k \left(\frac{p \cdot i}{D^2} \right)^{-\frac{1}{3}} \frac{1}{D^2} (p di + i dp).$$

La température moyenne habituelle du krypton est $T = 63^{\circ} \text{K}$ environ (point triple de l'azote). Cette température correspond, selon la formule de Meihuizen donnant la tension de vapeur du krypton (voir Annexe M 3, p. M 54), à une tension de vapeur du krypton $p = 0,0303 \text{ mm Hg}$. Il est possible, comme l'expérience le montre, de maintenir la température constante à l'intérieur des limites $dT = \pm 0,5 \text{ deg}$; il en résulte, d'après la formule de Meihuizen, que la tension de vapeur du krypton est affectée d'une incertitude $dp = \pm 0,0058 \text{ mm Hg}$.

Il n'y a aucune difficulté sérieuse à maintenir l'intensité du courant à la valeur habituelle de 10 mA dans des limites $di = \pm 0,5 \text{ mA}$.

Dans ces conditions on obtient pour $D = 3 \text{ mm}$

$$\begin{aligned} d \Delta n &= \pm \frac{2}{3} k \left(\frac{0,0303 \times 10}{9} \right)^{-\frac{1}{3}} \frac{1}{9} [(0,0303 \times 0,5) + (10 \times 0,0058)] \\ &= \pm 0,017 k. \end{aligned}$$

La valeur de la constante k dépend des termes spectroscopiques de la raie. Dans la colonne 2 du tableau sont données les valeurs de k pour plusieurs types de raies. Dans la colonne 3 se trouvent les déplacements correspondants, en franges par mètre, et dans la colonne 4 les déplacements relatifs maxima compatibles avec l'incertitude estimée ci-dessus de T et de i .

TABLEAU.

Déplacement des raies du krypton.

Type de raies. (1).	k . (2).	$d \Delta n$. (3).	$\frac{\Delta \lambda}{\lambda}$. (4).
$1s - 2p$	0,034 2	0,000 57	$1,7 \cdot 10^{-10}$
$1s - 3p$	0,102 6	0,001 7	5,1
$2p - 5d$	0,136 8	0,002 3	7,0

Comme on peut le voir d'après ce tableau, les incertitudes $\frac{\Delta \lambda}{\lambda}$ à craindre sur les longueurs d'onde restent inférieures à 10^{-9} .

Le déplacement Doppler dont on doit tenir compte dans l'observation en bout (voir Annexe M 4, p. M 58), joue un rôle de peu d'importance dans la reproductibilité des raies. En première approximation, ce déplacement est indépendant de la pression et de la densité de courant et ne dépend que de la classification de la raie. On peut le déterminer avec une grande exactitude.

Question 2. — La plus petite incertitude de mesure que l'on peut obtenir est déterminée par la largeur de la raie. De cette largeur dépend l'ordre d'interférence pour lequel la visibilité,

définie par Michelson, est encore suffisante. Pour chaque largeur de raie, il existe un ordre d'interférence optimum pour lequel l'incertitude des mesures est minimum. Pour la plupart des raies des isotopes du krypton situées dans le visible, l'expérience montre que la différence de marche la plus favorable est 500 mm environ, l'ordre d'interférence étant par conséquent d'environ $1,5 \cdot 10^6$ franges. Dans le cas de l'observation visuelle, l'expérience acquise à la P. T. B. a montré que l'on peut facilement réduire l'incertitude de mesure à une valeur comprise entre $\pm 0,005$ frange. L'incertitude relative serait donc dans ces conditions $\pm 3 \cdot 10^{-9}$ environ. On peut supposer que cette valeur serait considérablement diminuée par l'emploi de méthodes d'observation photoélectriques.

Résumé et conclusion. — La valeur de la longueur d'onde des raies visibles du krypton est effectivement définie, dans les conditions d'utilisation connues de la lampe à isotope de krypton, avec une précision meilleure que $1 \cdot 10^{-9}$. Ceci ne suffit pas pour que la reproductibilité de la valeur de la longueur d'onde soit égale à $1 \cdot 10^{-9}$. Celle-ci dépend non seulement de la bonne définition de la valeur de la longueur d'onde, mais aussi de l'incertitude des mesures. Dans le cas de l'observation visuelle, on peut évaluer l'incertitude des mesures à mieux que $\pm 3 \cdot 10^{-9}$; cette incertitude devrait être notablement plus petite dans le cas de l'observation photoélectrique.

Les valeurs des longueurs d'onde des raies des isotopes du krypton devraient donc être reproductibles avec certitude à l'intérieur des limites maxima d'environ $\pm 5 \cdot 10^{-9}$ dans le cas de l'observation visuelle. Pour la raie $6\ 056 \text{ \AA}$ du Kr 86, on doit donc pouvoir atteindre une limite d'imprécision d'environ $\pm 0,000\ 03 \cdot 10^{-10} \text{ m}$.

(Août 1957.)

ANNEXE M 8.

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

SUR LE CHOIX D'UNE RADIATION ÉTALON

Par I. C. GARDNER.

(Traduction.)

Le National Bureau of Standards propose l'isotope 198 du mercure en tant que source de radiation devant servir à la définition du mètre.

Cette proposition est fondée sur deux arguments principaux :

1° La précision et l'exactitude que l'on peut actuellement obtenir avec la lampe à mercure du type sans électrodes telle qu'elle a été réalisée par Meggers ; l'utilité et la commodité de cette lampe.

2° L'espoir évident d'un accroissement spectaculaire de la longueur de cohérence qui résultera du perfectionnement de la lampe à jet atomique de Hg 198.

Les niveaux énergétiques à considérer pour la définition du mètre sont ceux qui correspondent aux raies spectrales suivantes : 5 791, 5 461, 4 358, 2 537 Å.

Aux températures ordinaires, la largeur à mi-intensité de la raie 5 461 Å est $0,0205 \text{ cm}^{-1}$ (0,0061 Å). Pour une différence de marche de 50 cm, J. Terrien a annoncé que la visibilité des franges est 0,05. Ceci permet de mesurer une longueur de 1 m en deux opérations. Jusqu'à présent, on n'a proposé aucune source qui permette cette mesure en une seule opération.

La lampe sans électrodes fonctionne dans un champ de haute fréquence. Une fréquence égale ou supérieure à 300 MHz est recommandée, et à cette fréquence la vie de la lampe est extrêmement longue. Des mesures ont montré que le niveau de bruit de la lampe sans électrodes peut être réduit à 0,1 % du niveau total du signal lorsque l'alimentation électrique est filtrée conve-

nablement. Ceci est avantageux lorsqu'on travaille avec un détecteur photoélectrique.

Pour les travaux les plus exacts, les lampes fonctionnent avec une pression du gaz porteur réduite à 0,25 ou 0,1 mm Hg; les déplacements de longueur d'onde sous l'influence de la pression n'atteignent alors que $1 \cdot 10^{-5} \text{ \AA}$ et $0,5 \cdot 10^{-5} \text{ \AA}$ respectivement.

K. M. Baird, du National Research Council du Canada, annoncera à la deuxième session du Comité Consultatif que le renversement de la raie 5461 \AA n'existe pas si l'on substitue l'azote à l'argon en tant que gaz porteur (voir l'Annexe M 19, p. M 121). Ceci élimine effectivement la critique la plus sévère opposée à la lampe à mercure 198 sans électrodes.

Il existe maintenant des réacteurs atomiques répartis dans le monde entier et l'on produit du mercure 198 dans plusieurs pays. De plus, aux États-Unis, et vraisemblablement dans d'autres pays, on peut trouver sans difficulté dans le commerce des lampes à mercure 198 du type sans électrodes.

La très large mise en œuvre, la commodité à tous points de vue et l'utilité de la lampe à mercure 198, telle qu'elle a été popularisée par Meggers, sont très bien connues. La plus grande partie de la puissance spectrale est concentrée dans un petit nombre de raies intenses, bien séparées et relativement isolées. Dans de nombreuses applications interférométriques, on peut se contenter de verres colorés et séparer les diverses raies d'une façon satisfaisante sans monochromateur. La luminance des raies et la commodité de la lampe sans électrodes fonctionnant à une température peu différente de la température ambiante habituelle sont telles que les spectroscopistes et les métrologistes continueront à utiliser cette lampe pour une grande proportion de leurs travaux quantitatifs les plus précis, quelle que soit la décision qui pourrait être prise par le Comité Consultatif.

La tâche primordiale du Comité Consultatif est le choix d'une paire de niveaux énergétiques d'un isotope et non pas le choix d'une lampe particulière, bien que son Rapport doive inclure nécessairement une description de la lampe qui paraît actuellement la plus convenable pour que les mesures interférométriques soient effectuées avec la radiation correspondant à la paire de niveaux énergétiques choisie.

Si le Comité Consultatif choisit maintenant un isotope qui laisse le grand espoir d'une amélioration future, dans ce cas, lorsque sera mise au point une lampe améliorée donnant une raie spectrale mieux représentative de la paire de niveaux énergétiques choisie, le changement par passage à la nouvelle lampe sera presque automatique aussitôt que sera reconnue la qualité supérieure de la nouvelle lampe. Au contraire, si un isotope est choisi maintenant, et qu'un autre isotope fournisse à l'avenir

des résultats nettement supérieurs, on verra renaître tous les problèmes, toutes les difficultés et toutes les lenteurs de la situation présente. La lampe à jet atomique est déjà à l'horizon.

Une lampe à jet atomique de mercure a été construite et décrite par R. L. Barger et K. W. Meissner (). Au National Bureau of Standards, Kessler et Barger ont construit une lampe à jet atomique de mercure qui produit les radiations 2 537, 3 125, 3 131, 3 650, 4 047, 4 358 et 5 460 Å. Des procédés d'excitation améliorés doivent être développés pour que soient produites des raies d'intensité convenable. L'obtention de mercure 198 en quantité suffisante pour une lampe à jet atomique n'est pas un problème. Il est clairement évident que cette source fournira une radiation plus exactement représentative de l'atome de mercure non perturbé et que la longueur de cohérence sera beaucoup plus grande que tout ce qui a été réalisé jusqu'à maintenant. Le mercure, en raison de sa tension de vapeur convenable à température modérée et de sa masse atomique élevée, promet une lampe à jet atomique d'un fonctionnement plus favorable et d'une réalisation plus facile que les autres isotopes qui ont été recommandés.

Pour ces motifs, le National Bureau of Standards propose que le mètre soit défini par le moyen de l'isotope du mercure 198.

(11 septembre 1957.)

(1) *J. Opt. Soc. Amer.*, 48, 1958, p. 22.

ANNEXE M 9.

National Physical Laboratory (Royaume-Uni).

MESURE D'ÉTALONS A TRAITS
PAR COMPARAISON DIRECTE
AUX LONGUEURS D'ONDE LUMINEUSES

Par J. S. CLARK, L. F. WILSON et H. BARRELL.

(Traduction.)

Grâce à l'utilisation du microscope photoélectrique du N. P. L. comme instrument de repérage associé à un interféromètre de Michelson spécialement adapté, on prévoit qu'il sera possible d'étalonner des règles divisées à traits, par comparaison directe à une longueur d'onde lumineuse convenable, avec un écart-type d'environ $0,05 \mu$.

Dans le microscope photoélectrique du N. P. L. décrit par J. S. Clark et A. H. Cook ⁽¹⁾, on fait osciller devant la fente qui précède un photomultiplicateur l'image d'un trait produite par un objectif de microscope ordinaire, et la variation du courant électrique est transformée par un moyen électronique en une indication de la position du trait. Si la position moyenne de l'image du trait se place symétriquement sur la fente, la lumière transmise par la fente varie périodiquement à une fréquence qui est le double de la fréquence d'oscillation de l'image devant la fente; si, au contraire, la position moyenne de l'image est déplacée légèrement, la lumière transmise par la fente contient alors une composante qui varie à la même fréquence que l'oscillation de l'image du trait. La lumière qui traverse la fente tombe sur un photomultiplicateur, et un redresseur sensible à la phase, fonctionnant en séparateur de fréquence, isole du courant délivré par le photomultiplicateur la composante dont la fréquence est celle des oscillations de l'image du trait. Le courant de sortie

(1) *J. Sc. Instr.*, 33, 1956, p. 341.

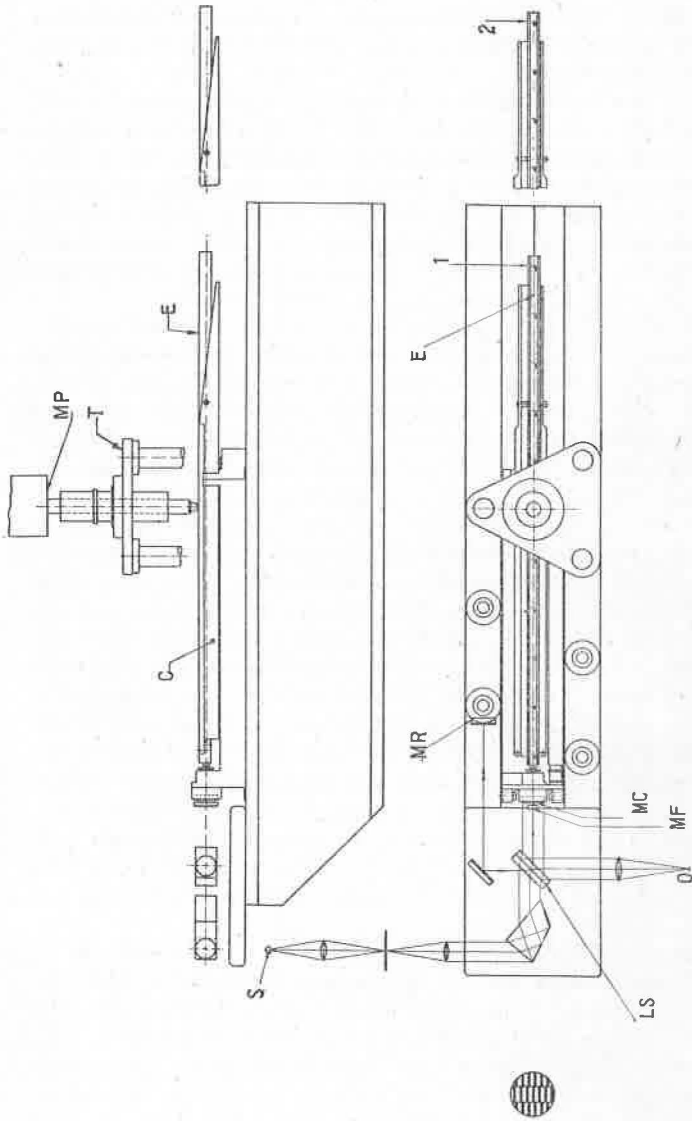
du redresseur, indiqué par un microampèremètre sensible, est donc nul lorsque la position moyenne de l'image du trait est symétrique sur la fente; sinon, il est proportionnel au petit déplacement de la position moyenne de l'image et proportionnel également au petit déplacement du trait réel à partir de l'axe optique du microscope.

L'écart-type d'un seul pointé, avec un modèle expérimental du microscope utilisé comme instrument de zéro ou de repérage, est $0,03 \mu$; en associant le microscope à un interféromètre d'essai, on a mesuré au N. P. L. des échelles linéaires de petites longueurs avec un écart-type d'environ $0,1 \mu$ ⁽²⁾. Avec un interféromètre convenablement conçu pour la mesure du déplacement d'une échelle linéaire par rapport à un microscope photoélectrique fixe, on prévoit que l'écart-type sera réduit à $0,05 \mu$.

L'étude d'un appareil adapté à ce but est en cours au N. P. L. En utilisant un interféromètre de Michelson fonctionnant avec la lumière parallèle monochromatique d'une source isotopique, il devrait être possible de mesurer des déplacements supérieurs à un demi-mètre. En conséquence, le projet de l'interféromètre est conforme au schéma de la figure. Le chariot, qui peut recevoir des échelles linéaires jusqu'à 1 m de longueur, porte aussi le miroir mobile de l'interféromètre. Ce chariot C peut se déplacer sur une course de 1,02 m sur une glissière qui assure un mouvement rectiligne aussi bien en projection horizontale qu'en projection verticale. Le microscope photoélectrique MP est porté par un trépied T. Le miroir de référence MR de l'interféromètre est mobile sur des glissières parallèles à l'échelle linéaire E, afin qu'il puisse être placé à la position la plus favorable pour la mesure de chaque déplacement. Le chariot est entraîné sur sa glissière au moyen d'une vis et d'un écrou jusqu'à ce que le trait de l'échelle soit amené sous le microscope photoélectrique; le réglage fin destiné à amener l'image du trait sur la fente (c'est-à-dire le « pointé ») est obtenu par une vis tangente actionnant une roue dentée fixée à l'extrémité de la vis qui entraîne le chariot. Le miroir fixe MF de l'interféromètre est solidaire du socle de l'appareil.

On prévoit que la mesure d'une échelle de 1 m se fera par la mesure de deux déplacements de 500 mm, la règle divisée étant retournée bout pour bout sur le chariot entre les deux mesures partielles. Pour ce faire, le microscope photoélectrique est bloqué à sa position extrême et le trait 500 mm est pointé au microscope (position 1 du chariot sur la figure). On note l'excédent fractionnaire des franges observées avec une radiation de longueur d'onde appropriée, puis l'on déplace le chariot jusqu'à la position 2

(2) Cf. référence (1), p. 345.



Projet de comparateur interférentiel à microscope photoélectrique pour la mesure en longueurs d'onde des étalons à traits.

MP, microscope photoélectrique; T, trépied support; C, chariot; E, étalon à traits; S, source de lumière; MR, miroir de référence; MF, miroir fixe; MC, miroir solide du chariot; LS, lame séparatrice; O, œil.

afin de pointer au microscope le trait zéro de l'échelle. L'excédent fractionnaire correspondant étant noté, on répète les observations sur le trait 500 mm afin d'éliminer l'influence possible d'une dérive de la température. L'ensemble de l'appareil, qui est situé dans une salle à température constante, sera entouré d'une enceinte en aluminium à double paroi convenablement calorifugée dans laquelle on fera circuler de l'eau à température contrôlée; la température de l'air à l'intérieur de l'interféromètre et au voisinage de l'échelle sera mesurée au moyen de thermomètres à résistance de platine. De cette façon, on espère mesurer la température moyenne avec une incertitude inférieure ou égale à 0,002 degré et maintenir cette température constante à 0,005 degré pendant la durée des trois opérations que comporte une mesure de l'intervalle entre les deux traits observés, intervalle qui sera au maximum de 500 mm dans le cas le plus difficile.

On a pensé que l'on pourrait rencontrer des difficultés dans la détermination du nombre entier de franges si les mesures du déplacement maximum ne peuvent être faites qu'avec une seule longueur d'onde. Pour faciliter la détermination de l'ordre d'interférence dans ce cas, on a prévu pour le blocage du microscope cinq positions possibles, séparées par des intervalles de 100 mm. On peut mesurer par la méthode des coïncidences un déplacement de l'échelle de 100 mm au moyen de trois longueurs d'onde ou davantage avec une exactitude meilleure que $0,05 \mu$, et il devrait être possible de déterminer l'intervalle de 500 mm par cinq mesures partielles de 100 mm avec une exactitude suffisante pour que l'ordre d'interférence total d'un déplacement de 500 mm soit connu à une unité près.

En vue de préparer et de faciliter la mesure directe du prototype britannique du mètre (N° 16) par comparaison aux longueurs d'onde, on a profité de son retraçage récent pour faire tracer un trait repère à la position 500 mm.

(Août 1957.)

ANNEXE M 10.

National Physical Laboratory (Royaume-Uni).

DÉTERMINATIONS
DE LA LONGUEUR D'ONDE DANS LE VIDE
DE RADIATIONS DU KRYPTON 86 ET DU MERCURE 198

Par H. BARRELL,

(Traduction.)

1. MÉTHODE. — On a déterminé la longueur d'onde dans le vide de trois radiations du krypton 86 (0,565, 0,606 et 0,646 μ) et de trois radiations du mercure 198 (0,546, 0,577 et 0,579 μ) par comparaison à la longueur d'onde dans le vide de la radiation rouge du cadmium. On a utilisé un interféromètre de Fabry-Perot à la différence de marche nominale de 125 mm dans une enceinte vide d'air. La lampe à cadmium de référence et l'une des lampes à l'étude éclairaient l'interféromètre simultanément. Au moyen d'un objectif très bien corrigé, on projetait sur la fente d'un spectrographe à prisme de verre (Hilger et Watts « medium ») une image réelle des anneaux d'interférence produits avec chacune des radiations des deux lampes; les images des raies spectrales, dans chacune desquelles se formaient les anneaux d'interférence correspondants, étaient photographiées sur des plaques Ilford HP 3. Les mesures étaient faites sur les photographies après développement des clichés. Cet appareillage et la méthode de calcul des longueurs d'onde d'après la mesure des ordres d'interférence ont déjà été décrits [1]. Les couches d'aluminium semi-transparentes déposées sur les miroirs de l'interféromètre avaient un facteur de réflexion d'environ 0,80 et un facteur de transmission d'environ 0,07 dans les régions rouge, orangée et verte du spectre; les corrections de dispersion de la perte de phase sur ces miroirs ont été déterminées par l'observation des franges d'égale épaisseur à ondes multiples produites par transmission, les miroirs étant placés face à face très près l'un de l'autre et éclairés en lumière parallèle [2].

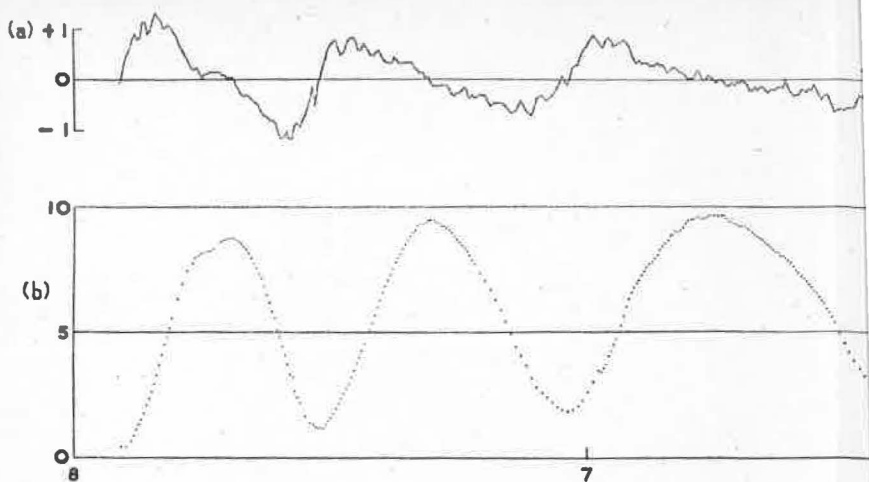


Fig. 1. — Courbes de densité photographique (b) et de gradient

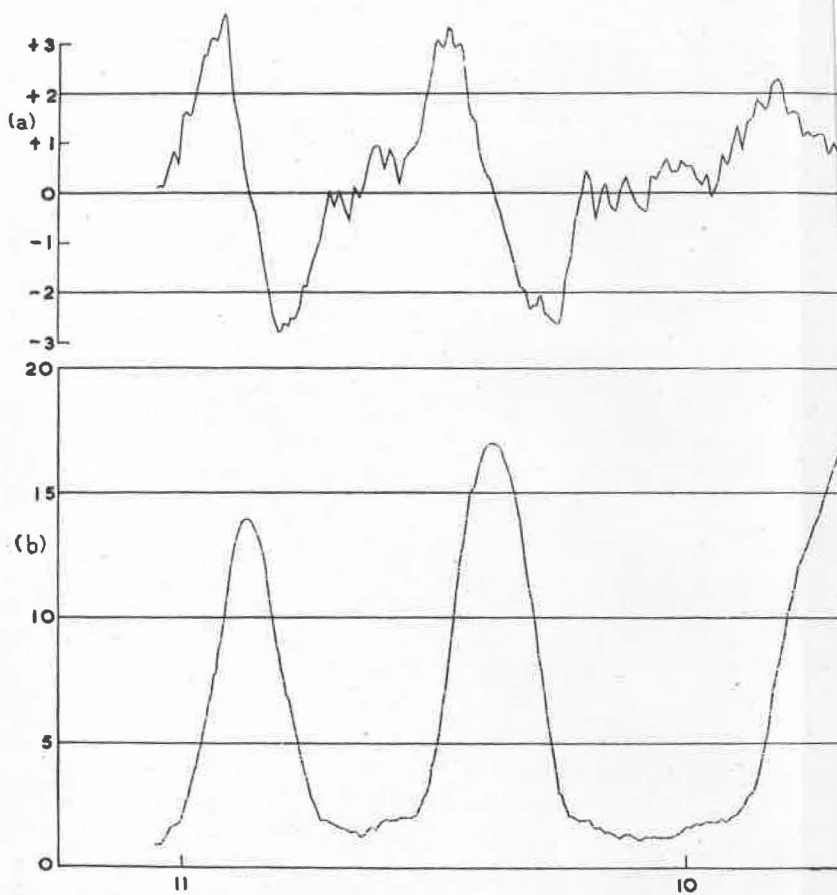
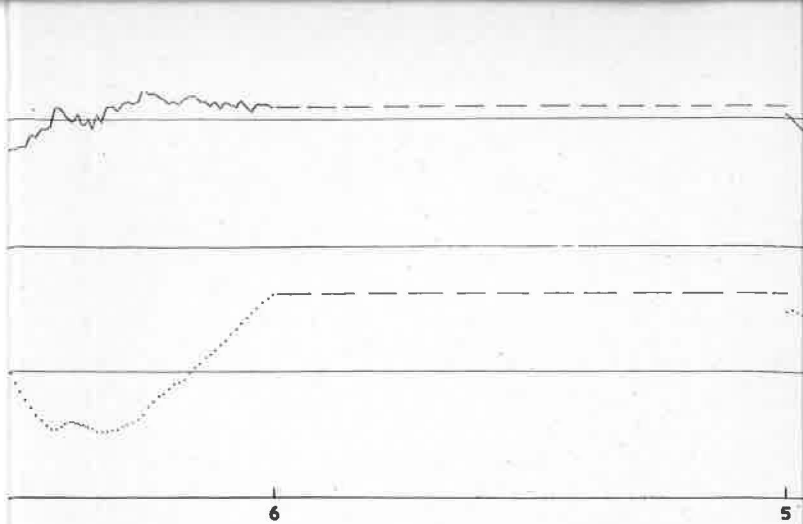
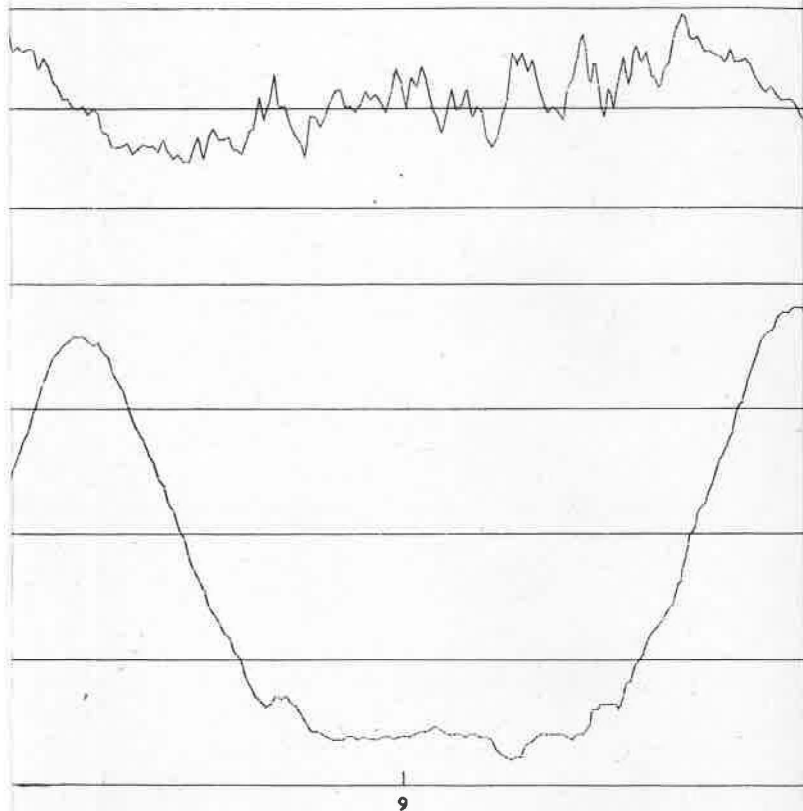


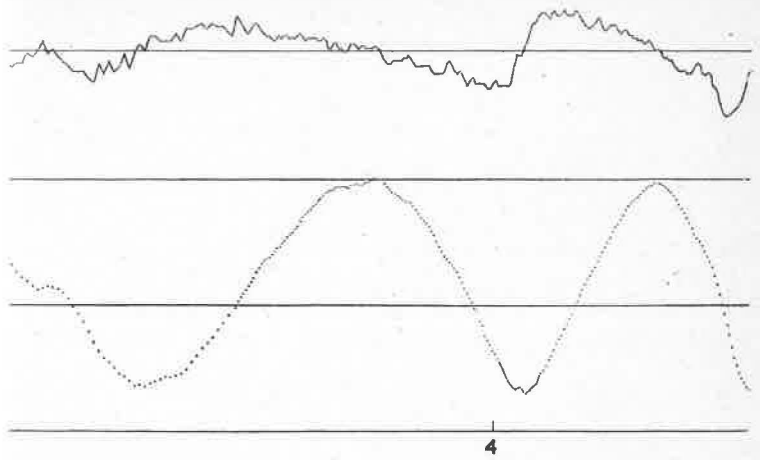
Fig. 2. — Courbes de densité photographique (b) et de gradient



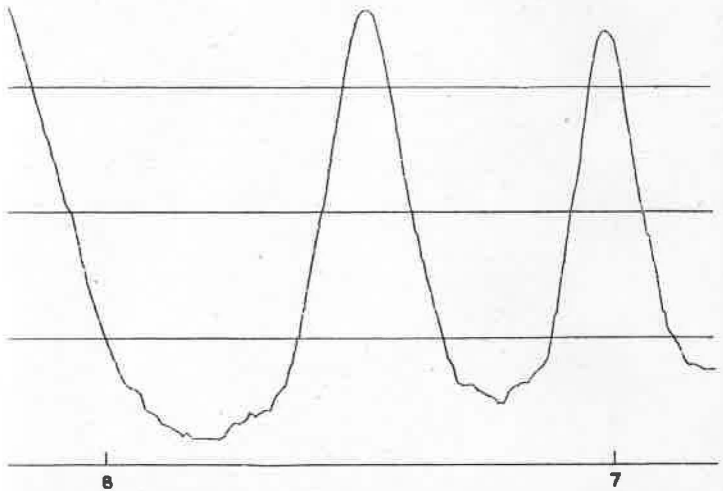
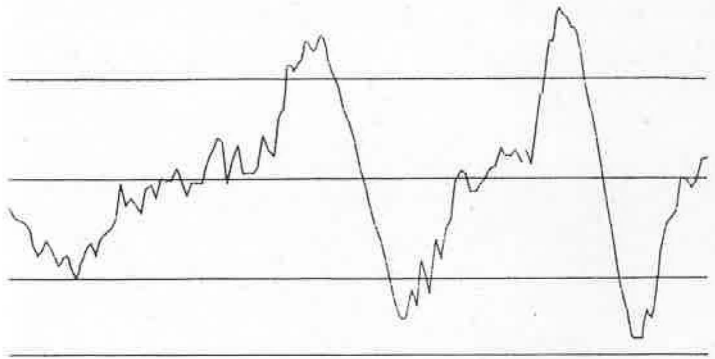
dient de densité (α) pour les anneaux de Fabry-Perot de la radiation rouge



dient de densité (α) pour les anneaux de Fabry-Perot de la radiation orangée



du cadmium. (L'échelle des ordonnées est arbitraire.)



u krypton 86. (L'échelle des ordonnées est arbitraire.)

Pour l'évaluation des ordres d'interférence par la méthode des coïncidences, on mesurait sur les clichés les diamètres de cinq ou six anneaux centraux pour chaque radiation, par deux méthodes, et l'on utilisait un calcul de moindres carrés pour en déduire l'excédent fractionnaire [3]. La première méthode est celle qui est employée normalement au National Physical Laboratory pour la spectroscopie interférentielle. Des pointés visuels sont faits avec le microscope de grossissement environ 40 d'une machine à mesurer, pourvue d'un mouvement micrométrique divisé à intervalles de 25μ et permettant une lecture au vernier à $2,5 \mu$. On a mesuré au total 69 interférogrammes de raies du krypton 86 et du cadmium (neuf clichés comportant chacun sept interférogrammes et un cliché de six interférogrammes); sauf pour la raie $0,646 \mu$ du krypton 86, il y a eu au moins deux et jusqu'à quatre observateurs; pour la comparaison entre les raies du mercure 198 et la raie du cadmium, quatorze interférogrammes ont été mesurés sur deux clichés par trois observateurs.

La seconde méthode employée est une méthode de mesure impersonnelle au moyen d'un microdensitomètre. Cet appareil a été conçu par A. H. Cook principalement pour servir de machine à mesurer utilisable conjointement avec le comparateur photographique du N. P. L. pour les étalons à traits et les règles divisées de précision [4]. Les valeurs de la densité photographique et du gradient de densité sont indiquées dans une échelle arbitraire par des microampèremètres connectés à la machine à mesurer; celle-ci est pourvue d'un mouvement micrométrique et d'une cellule photoélectrique disposée dans un circuit logarithmique avec redressement électronique. Des exemples typiques de courbes de densité et de gradients de densité obtenues de cette façon pour des anneaux d'interférence produits avec la radiation rouge du cadmium et la radiation orangée du krypton 86 sont présentés aux figures 1 et 2; chaque point est obtenu après un déplacement de 5μ ou de 10μ contrôlé par le mouvement micrométrique de la machine.

Pour la mesure impersonnelle courante des diamètres des anneaux, on a utilisé deux critères de pointé des franges. Les pointés peuvent être faits : *a.* à la position de gradient nul (densité photographique maximum D_m , ou éclaircissement maximum sur la frange); *b.* aux positions du gradient maximum de la densité sur les deux flancs de part et d'autre de chaque maximum de densité. Dans le second cas on prend la moyenne G_m des deux positions pour chaque frange. On peut noter aux figures 1 et 2 que le profil de densité des franges du cadmium est notablement complexe et asymétrique, tandis que le profil des franges du krypton 86 est plus simple et presque parfaitement symétrique, si l'on ne tient pas compte de petits accidents locaux qui sont

pour la plupart attribuables au grain des plaques photographiques rapides. L'un des clichés mesurés visuellement, comportant sept interférogrammes des raies du cadmium et du krypton 86, a été aussi mesuré en détail au microdensitomètre en utilisant les deux critères de pointé. On montre plus loin que, pour les

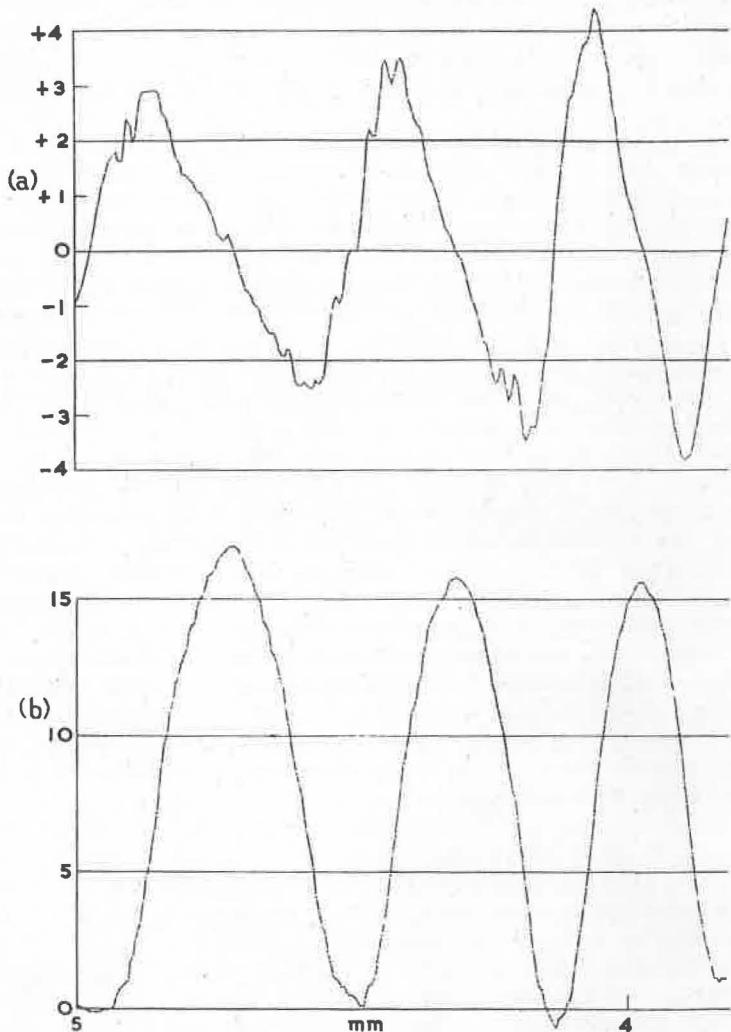


Fig. 3. — Courbes de densité photographique (b) et de gradient de densité (a) pour les anneaux de Fabry-Perot de la radiation verte du mercure 198. (L'échelle des ordonnées est arbitraire.)

N. B. — Cette figure a été communiquée par l'auteur en décembre 1957.

deux raies du krypton 86, les deux critères fournissent la même valeur de l'excédent fractionnaire avec des écarts égaux ou inférieurs à 0,005 et qu'ils sont aussi en accord avec les mesures visuelles. Dans le cas de la raie rouge du cadmium, les deux méthodes impersonnelles de pointé fournissent des excédents fractionnaires présentant des écarts d'environ 0,03; par rapport à la méthode visuelle, le pointé au maximum de densité donne un excédent plus grand d'environ 0,01, et le critère du gradient maximum de densité donne des excédents plus petits d'environ 0,02.

Dans la méthode de mesure visuelle (V) du diamètre des anneaux, il semblerait que les observateurs s'efforcent de pointer à la position de densité maximum, mais que l'œil est quelque peu influencé dans son jugement par les bords (ou les flancs) de la frange. Si les flancs de la frange ne sont pas symétriques par rapport au maximum de densité, comme c'est le cas sur les interférogrammes de la radiation rouge du cadmium, les valeurs V , D_m et G_m des diamètres des anneaux ne sont pas concordantes, mais les valeurs V ont tendance à se rapprocher des valeurs D_m . Dans le cas des franges mieux symétriques produites par les raies plus fines d'un mononuclide, les trois méthodes de pointé fournissent des valeurs beaucoup mieux concordantes de l'excédent fractionnaire (voir tableau II). D'après l'expérience acquise jusqu'ici dans l'utilisation du microdensitomètre pour la mesure des positions relatives des images photographiques de traits de haute qualité gravés sur des étalons de longueur, on a observé que, dans ces conditions, les résultats obtenus par le critère de pointé G_m correspondent bien à ceux qui résultent de pointés visuels avec des microscopes du type employé dans le comparateur d'étalons à traits.

Quelques légers signes de structure isotopique dans la radiation rouge du cadmium sont peut-être révélés à la figure 1 par de petites complexités dans les régions de densité maximum des franges. Les conditions d'excitation de la lampe de Michelson utilisée, qui est conforme aux spécifications internationales, ne conviennent pas à la spectroscopie à haute résolution à cause du chevauchement des composantes fortement élargies par effet Doppler.

2. CONDITIONS EXPÉRIMENTALES :

Différence de marche : 125,0 mm.

Pression résiduelle dans l'enceinte de l'interféromètre : $< 10 \mu$ Hg.

Lampe à cadmium de Michelson :

Température moyenne

du four : 305 \pm 3° C.

Densité du courant de décharge :	0,9 à 1,8 mA/mm ² (courant total 6 à 12,5 mA, diamètre du capillaire 3 mm).
Nature du courant et mode d'observation :	Courant dans un seul sens; anode du côté de l'interféromètre; observation en bout (une série de sept photographies a été faite avec la cathode du côté de l'interféromètre, mais elle n'a pas donné de résultats différents).
Pression d'air :	0,7 à 1 mm Hg.
Volume de la lampe :	25 cm ³ dans le four, 450 cm ³ en dehors du four.

Une photographie de la lampe et du four a déjà été publiée [5].

Lampe à krypton 86 à cathode chaude de la P. T. B. :

Température :	Point triple de l'azote (63° K, non mesuré).
Densité du courant de décharge :	1,6 à 5,1 mA/mm ² (courant total 8 à 25 mA, diamètre du capillaire 2,5 mm).
Nature du courant et mode d'observation :	Courant dans un seul sens; observation en bout (pour quatre plaques l'anode était du côté de l'interféromètre; pour six autres la cathode était du côté de l'interféromètre).

Lampe à mercure 198 sans électrodes G. E. C. (N° M 43), du type Meggers :

Température :	15° C dans l'eau en circulation.
Excitation :	100 MHz.
Contenu d'argon :	Pression de 0,25 mm Hg.
Mode d'observation :	En travers.

3. LONGUEUR D'ONDE DANS LE VIDE DE LA RADIATION ROUGE DU CADMIUM :

Valeur conventionnelle de la longueur d'onde dans l'air normal :	6 438,469 6. 10 ⁻¹⁰ m.
Indice de réfraction de l'air normal pour cette longueur d'onde, calculé d'après la formule de dispersion de l'air normal de B. Edlén :	1,000 276 381.

Longueur d'onde dans le vide : $6\,438,469\,6 \times 1,000\,276\,381 \cdot 10^{-10}$ m
 $= 6\,440,249\,07 \cdot 10^{-10}$ m.

4. RÉSULTATS :

TABLEAU I.

Longueurs d'onde dans le vide des radiations du Kr 86 et du Hg 198
 (unité $1 \cdot 10^{-10}$ m).

a. Mesures visuelles

(fondées sur 69 interférogrammes pour Kr 86 et 14 pour Hg 198).

Krypton 86.	Mercure 198.
5 651,128 5	5 462,270 7
6 057,802 0	5 771,198 5
6 458,071 5	5 792,268 5

b. Mesures densitométriques

(fondées sur le critère du maximum de densité pour 7 interférogrammes).

Krypton 86.
5 651,128 7
6 057,802 2

L'écart-type estimé, associé à chacune des valeurs moyennes données ci-dessus, est $0,000\,2 \cdot 10^{-10}$ m, sauf pour la radiation 6 458 pour laquelle l'écart-type estimé est $0,000\,3 \cdot 10^{-10}$ m.

TABLEAU II.

Comparaison des excédents fractionnaires mesurés d'après 7 interférogrammes sur le cliché 308, par les critères de pointés visuels (V), de densité maximum (D_m) et de gradient maximum de densité (G_m)

		Excédent fractionnaire.		
Méthode.	Observateur.	Krypton 80 jaune-vert.	Krypton 86 orangé.	Cadmium rouge.
Visuelle (V)	HB.....	0,660	0,304	0,990
	MC.....	0,664	0,304	0,999
	FF.....	0,666	0,305	0,991
	PA.....	0,665	0,304	0,985
	Moyenne.....	0,664	0,304	0,991
Densité photographique	D_m RGH.....	0,666	0,303	1,002
	G_m RGH.....	0,667	0,298	0,971
	$(D_m - G_m)$	-0,001	+0,005	+0,031
Entier de l'ordre d'interférence.....		221 225	206 374	194 118

TABLEAU III.

Déplacements Doppler mesurés sur une lampe à Kr 86 de la P. T. B.

λ_{vide}	(1)	(2)	Différence	
	Anode du côté de l'interféromètre (*)	Cathode du côté de l'interféromètre.	N. P. L.	P. T. B.
5 651.10 ⁻¹⁰ m.....	0,128 43	0,128 58	+ 0,000 15	+ 0,000 15
6 057.....	0,801 93	0,802 00	+ 0,000 07	+ 0,000 17
6 458.....	0,071 38	0,071 55	+ 0,000 17	-

(*) Au point triple de l'azote ou à une température voisine, la surface interne de la branche anodique de la lampe P. T. B. se recouvre d'une couche mince translucide (probablement de krypton solide). La branche qui contient la cathode chaude reste toujours transparente; il est donc préférable d'observer la décharge par le côté de la branche cathodique.

(Rappelons que les valeurs du tableau I sont les moyennes d'un nombre approximativement égal de pointés faits dans les deux modes d'observation de la lampe.)

Ce travail a été effectué à la Division de Métrologie du National Physical Laboratory avec la collaboration de K. D. Froome, A. H. Cook, R. G. Hitchins et de M^{mes} P. Anderton, F. Freshwater et M. Clough.

(16 septembre 1957.)

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] *Proc. Roy. Soc.*, A, 209, 1951, p. 132.
- [2] *Proc. Phys. Soc.*, B, 64, 1951, p. 413.
- [3] *Proc. Roy. Soc.*, A, 122, 1929, p. 131.
- [4] *Research (Lond.)*, 10, 1957, p. 302.
- [5] *Phil. Trans.*, A, 231, 1932, p. 145.

ANNEXE M 11.

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

SUR LE CHOIX
DE LA LONGUEUR D'ONDE FONDAMENTALE

Par M. F. ROMANOVA.

Pour la définition du mètre basée uniquement sur une longueur d'onde lumineuse, il est nécessaire de fixer la longueur d'onde étalon. Jusqu'à présent, la longueur d'onde étalon est celle de la radiation rouge du cadmium naturel, qui a été spécifiée par la Septième Conférence Générale des Poids et Mesures (1927). Les nombreuses études sur différentes radiations des mononuclides montrent que ces dernières doivent être préférées pour les mesures interférométriques.

C'est pour cette raison qu'il serait nécessaire d'adopter à la prochaine Conférence Générale des Poids et Mesures en 1960 le remplacement de la radiation rouge du cadmium naturel par une radiation d'un mononuclide. Dans ce sens, le Comité Consultatif pour la Définition du Mètre doit choisir à sa session de 1957 la radiation étalon nouvelle parmi les radiations du Hg 198, du Kr 86 et du Cd 114.

Nous proposons de choisir la radiation rouge du Cd 114. La raie spectrale rouge du cadmium naturel, très bien étudiée pendant plus d'un demi-siècle, a montré la haute reproductibilité de sa longueur d'onde. La radiation rouge du Cd 114 conserve cette propriété.

Les lampes à Cd 114 sont bien commodes pour les mesures interférentielles car le spectre du cadmium possède dans le domaine visible, outre la raie rouge, encore trois autres raies intenses. Ceci permet de définir le nombre entier de l'ordre d'interférence sans qu'il soit nécessaire d'utiliser d'autres lampes.

Enfin la continuité de l'étalon de longueur d'onde sera meilleure. Nos expériences montrent aussi que l'augmentation de la longueur d'onde de la raie rouge du Cd 114 avec l'augmentation de pression

de l'argon dans la lampe est moindre que pour les raies du Hg 198 (1). Mais, quel que soit le choix de la radiation étalon, le remplacement de la radiation du cadmium naturel par la radiation d'un mononuclide permettrait d'augmenter la précision des mesures interférentielles.

Le Comité Consultatif pour la Définition du Mètre, en choisissant la nouvelle radiation étalon, doit concentrer son attention sur les études détaillées des grands Laboratoires nationaux et du Bureau International concernant les questions suivantes :

a. L'établissement de spécifications rationnelles pour l'excitation de cette radiation.

b. La comparaison de la longueur d'onde de la radiation choisie avec celle de la raie rouge du cadmium naturel dans des conditions spécifiées.

c. L'étude de la reproductibilité de la longueur d'onde de la radiation choisie et de la précision de l'établissement de la valeur de cette longueur d'onde.

d. L'étude plus précise de la réduction au vide de la longueur d'onde de cette radiation, mesurée dans l'air (2).

e. La recommandation concernant la valeur de la longueur d'onde dans le vide de la nouvelle radiation d'un mononuclide.

Il faut remarquer que le remplacement de la radiation rouge du cadmium naturel comme étalon par une radiation d'un mononuclide serait encore nécessaire, même si la définition du mètre basée sur le prototype en platine iridié était conservée.

La nouvelle définition du mètre uniquement par la longueur d'onde d'une radiation lumineuse ne dépend pas seulement du choix de la longueur d'onde fondamentale, mais aussi, d'une manière plus importante, de la possibilité de son application pratique, c'est-à-dire du développement des méthodes interférentielles pour la mesure des longueurs (3). On pourra voir dans les résumés de nos travaux (Annexes M 13 à M 15) comment nous atteignons la concordance des mesures interférométriques de longueur. Notre expérience dans ce domaine montre que, pour le contrôle de l'exactitude interférométrique et pour les inter-comparaisons, il faut avoir des étalons stables, à bouts et à traits.

Il semble que nous pouvons maintenant considérer nos étalons de longueur comme des étalons que l'on peut reproduire par une longueur d'onde lumineuse. Naturellement, nous ne pouvons pas

(1) BATARCHOUKOVA (N. R.) et DOUBROWSKI (C. B.), *Optika i Spektroskopija*, 1, n° 3, 1956, p. 380.

(2) KORONKEWITCH (V. R.), *Optika i Spektroskopija*, 1, n° 1, 1956, p. 85.

(3) VOLKOVA (E. A.), KARTACHEV (A. I.), ROMANOVA (M. F.) et STEPANOV (V. S.), *Trud. Inst. Metrol. D. I. Mendeleev*, n° 26 (86), 1955, p. 43.

changer la valeur de notre prototype national (Mètre N° 28) avant une nouvelle définition du mètre. Mais nos comparaisons de ce prototype à la longueur d'onde de la radiation rouge du cadmium en 1940-1941 et en 1949, nous donnent la certitude que ce prototype est stable et qu'il ne faut pas modifier son certificat (4).

Il nous semble que le rapport entre le Mètre international \mathcal{M} et la longueur d'onde de la radiation rouge du cadmium, bien établi par l'expérience, permet de considérer déjà maintenant \mathcal{M} comme un étalon que l'on saurait reproduire.

Nous croyons que le développement des mesures interférentielles permet dès maintenant de choisir la définition du mètre uniquement par la longueur d'onde d'une raie spectrale.

(Août 1957.)

(4) ROMANOVA (M. F.), VOLKOVA (E. A.) et KAJAK (L. K.), *Trud. Inst. Metrol. D. I. Mendeleev*, n° 16 (76), 1951, p. 4.

COMPARAISON DES RAIES DU Pb 206 ET DU Cd 114 (1)

Par N. R. BATARCHOUKOVA.

Les radiations du mercure 198, du cadmium 114 et du krypton 86 ont été déjà bien étudiées. Mais dans la nature il y a d'autres mononuclides, par exemple, Pb 206, Pb 208, Xe 136, Xe 132, etc. Durant les deux dernières années, E. Engelhard à la P. T. B. a étudié les raies du Xe 136; de notre côté nous avons entrepris dans notre laboratoire quelques études expérimentales concernant des comparaisons des raies du Pb 206 et du Cd 114.

Un tube sans électrodes contenant 3 ou 4 mg de Pb 206 et de l'argon sous une pression de 5 mm Hg, et excité dans le champ de haute fréquence d'un oscillateur à 200 MHz environ, a été mis dans un four à 480-500° C. Ce n'est que dans ces conditions qu'on peut observer un spectre brillant du Pb 206. Dans le rayonnement visible de ce spectre il y a beaucoup de raies intenses, mais la plupart proviennent de l'atome ionisé.

La méthode d'étude de quelques raies du Pb 206 consistait à observer les variations de la visibilité des interférences avec la différence de marche dans un interféromètre. Pour la raie verte $\lambda = 0,500\ 5\ \mu$, la visibilité décroît presque régulièrement avec l'augmentation de la différence de marche. On peut dire que cette raie est simple et non renversée. En utilisant comme base de référence la longueur d'onde de la raie rouge du cadmium 114, émise par une lampe à électrodes chaudes ($\lambda = 0,643\ 846\ 78\ \mu$), nous avons déterminé la longueur d'onde de cette raie du plomb et nous avons trouvé $\lambda = 0,500\ 543\ 31\ \mu$. Pour obtenir les interférogrammes on a employé deux étalons Perot-Fabry tubulaires en quartz fondu, à la différence de marche de 40 et de 200 mm.

Nous avons constaté que les qualités métrologiques des raies

(1) BATARCHOUKOVA (N. R.), *Optika i Spektroskopia*, 1957 (sous presse).

émises par le tube sans électrodes à Pb 206 excité en haute fréquence dans un four à 450-500° C sont les mêmes que celles des raies d'autres mononuclides. Nous croyons qu'il ne faut pas considérer les raies du Pb 206 comme bases possibles pour la définition du mètre, car elles ne sont pas meilleures que les autres raies bien étudiées déjà; mais les raies simples du Pb 206 peuvent être utilisées en interférométrie pratique.

(Août 1957.)

MESURES INTERFÉRENTIELLES
D'ÉTALONS A BOUTS (1)

Par A. I. KARTACHEV.

Pour des raisons pratiques, les récents travaux interférométriques effectués à l'Institut de Métrologie de l'U. R. S. S. visaient principalement les applications spéciales de l'interférométrie à la mesure des étalons à bouts de 100 jusqu'à 1 000 mm.

Nous avons poursuivi les études d'un interféromètre pour les mesures absolues des calibres à bouts jusqu'à 1 000 mm. Le principe de cet interféromètre a déjà été publié en 1949 (2). Pour la mesure des calibres, on a utilisé comme bases de référence les longueurs d'onde de quatre raies du Cd 114. A l'aide de ces raies on détermine la longueur d'un étalon Perot-Fabry tubulaire de 100 mm. Par réflexion multiple dans l'étalon, en utilisant de la lumière blanche, on peut comparer la longueur des calibres (200, 300, 400, 500, 600, 700, 800, 900, 1 000 mm) à la longueur de l'étalon. L'emploi de l'enregistrement photographique et du pointé photoélectrique des franges nous a permis d'obtenir une grande précision dans ces mesures ($\sigma = \pm 0,05 \mu$ pour 1 m). On a pu mesurer à l'aide de cet interféromètre, dans une chambre à température constante, presque 100 calibres à bouts par an.

Les calibres mesurés de cette manière peuvent être employés pour la vérification de calibres moins précis. Nous avons construit dans ce but un nouveau modèle d'interféromètre pour la comparaison des étalons à bouts jusqu'à 1 m. Les avantages principaux

(1) KARTACHEV (A. I.), *Izmeritelnaia Tekhnika (Technique de Mesure)*, 1957, n° 5, p. 9.

(2) ROMANOVA (M. F.) et KARTACHEV (A. I.), *Trud. Inst. Metrol. D. I. Mendeleev*, n° 7 (67), 1949, p. 23.

de cet appareil sont les suivants :

1. Possibilité de mesurer sans dispositif de contact et sans collage de plaques auxiliaires.
2. Lecture directe, à l'aide d'un compensateur, de la différence de longueur de deux calibres disposés horizontalement.
3. Possibilité d'observer les franges d'interférence d'égale épaisseur sur les surfaces superposées des calibres, dans le but d'un contrôle précis des défauts de planéité et de parallélisme.

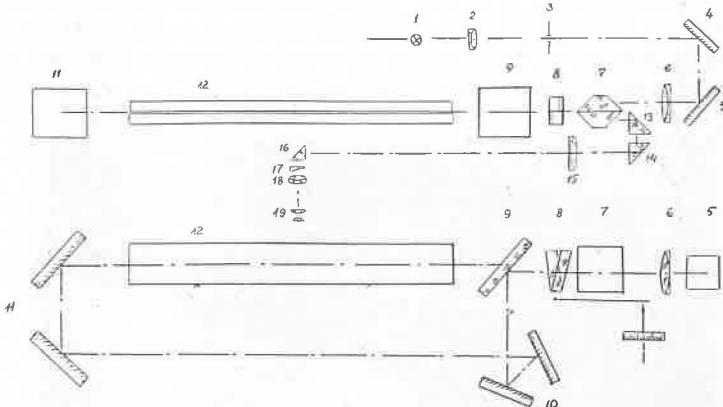


Fig. 1. — Schéma optique, du comparateur interférentiel pour étalons à bouts jusqu'à 1 m.

Le schéma optique de l'appareil est donné à la figure 1. La lumière blanche de la source (1) est dirigée, après traversée du condenseur (2), sur la fente (3) et renvoyée par les miroirs (4) et (5) vers le collimateur (6). Le faisceau parallèle sortant du collimateur tombe sur le double prisme de séparation (7). Ce prisme divise le faisceau lumineux en deux parties qui cheminent ensuite parallèlement l'une à l'autre.

Ces deux parties du faisceau rencontrent sur leur trajet les plaques du compensateur de Jamin (8), puis tombent sur le miroir semi-transparent (9) couvert d'une couche mince d'aluminium. Ce miroir divise chacun des deux faisceaux partiels en deux autres parties, dont l'une traverse le miroir (9) et tombe sur les faces droites des calibres (12). La seconde partie, réfléchie par le miroir (9), tombe sur le bloc de miroirs (10) qui la renvoie directement sur le bloc de miroirs (11); réfléchi par ce bloc, cette seconde partie du faisceau tombe sur les faces gauches des calibres.

Après la réflexion par les faces gauches, les faisceaux retournent sur eux-mêmes et se superposent sur (9) aux faisceaux réfléchis

par les faces droites des calibres; ils traversent de nouveau les plaques du compensateur et entrent dans le double prisme (7) où ils se recombinent. En sortant de ce prisme, le faisceau recombinaé est dirigé à l'aide des prismes (13) et (14) dans le système d'observation constitué par une lentille (17) et une lunette (18) et (19).

La lentille concave divise le champ de vision en deux parties, dont l'une permet d'observer les images d'interférence qui correspondent aux faces droites des calibres, et l'autre celles qui correspondent aux faces gauches. Si la longueur du calibre étudié diffère de celle de l'étalon d'une valeur Δl , les systèmes de franges dans les parties droite et gauche du champ de vision sont déplacés l'un par rapport à l'autre.

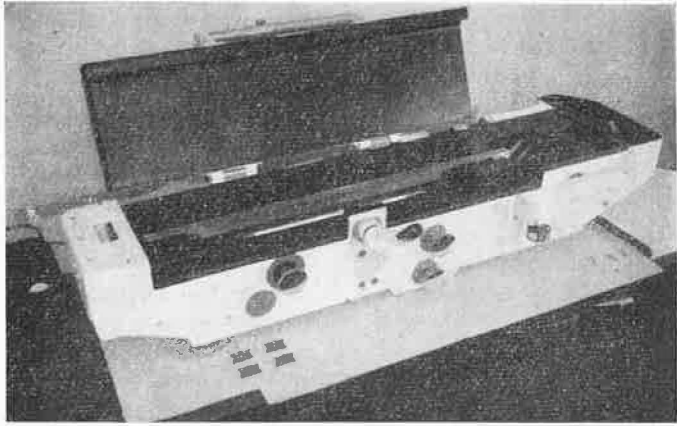


Fig. 2. — Vue d'ensemble du comparateur interférentiel.

Pour déterminer la valeur de ce déplacement, on utilise le compensateur (8). On amène en coïncidence les franges achromatiques en tournant les plaques du compensateur, et l'on fait la lecture sur le tambour. Le compensateur est gradué préalablement en longueurs d'onde lumineuse. Quand aucun calibre n'est disposé dans l'appareil, la lecture du zéro du compensateur se déduit de la position de la frange achromatique noire sur le réticule de l'oculaire. La figure 2 représente la vue extérieure de l'appareil. Les études avec cet appareil ont montré que l'erreur moyenne quadratique était de $\pm 0,17 \mu$ par mètre.

(Août 1957.)

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

MESURES D'ÉTALONS A TRAITS
EN LONGUEURS D'ONDE LUMINEUSE (1)

Par M. L. BRJEZINSKI et N. TROFIMOVA.

Dans le but d'augmenter la précision des mesures des étalons à traits, nous avons construit deux appareils pour comparer un étalon à traits avec un étalon à bouts; l'un des appareils utilise la méthode de contact mécanique, l'autre la méthode interférentielle.

La comparaison d'un étalon à traits avec un étalon à bouts par la méthode de contact est fondée sur le principe de la comparaison longitudinale (*fig. 1*).

Le schéma d'un comparateur universel interférentiel est représenté à la figure 2. C'est un interféromètre à deux faisceaux avec une lame séparatrice. L'un des miroirs (9) de l'interféromètre est lié au tube du microscope monté sur un chariot mobile (10). Cet arrangement permet d'employer ce comparateur pour la mesure des étalons à traits, ainsi que des étalons à bouts, jusqu'à 1 000 mm.

La valeur des intervalles de l'étalon à traits peut être déterminée par un étalon à bouts correspondant (A) monté sur un chariot mobile (28), ou bien par un étalon Perot-Fabry tubulaire (PF) placé avant la lame séparatrice (8) dans le faisceau parallèle du collimateur.

Pour éliminer les erreurs provoquées par les défauts de rectitude de la glissière du bâti, la position du microscope (19) peut être contrôlée par autocollimation ou bien par l'observation de la

(1) BRJEZINSKI (M. L.), *Trud. Inst. Metrol. D. I. Mendeleev*, n° 26 (86), 1955, p. 37.

figure d'interférence; elle peut être corrigée par un système mécanique spécial.

L'étalon à mesurer est monté sur le chariot mobile (20). Le pointé du réticule oculaire sur le trait s'effectue par le déplacement du chariot (20). Ce déplacement peut être mesuré par un indicateur interférentiel (B), ou bien par un autre indicateur à autocollimation (C).

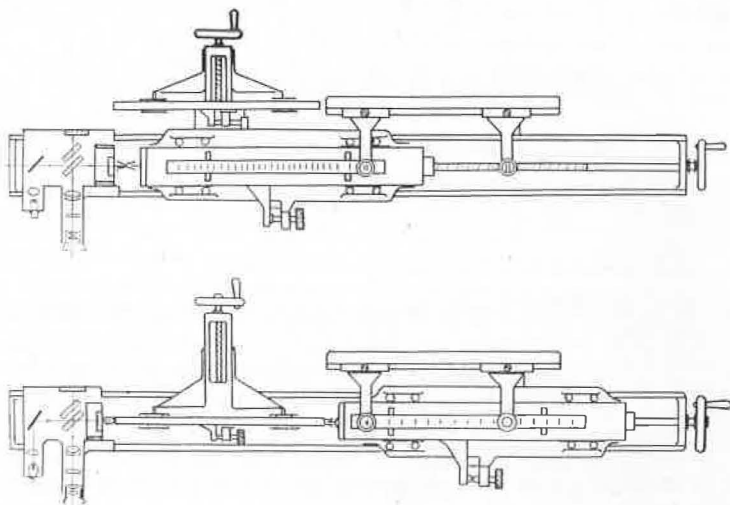


Fig. 1. — Comparateur à déplacement longitudinal utilisant la méthode de contact.

Ainsi l'interféromètre permet d'effectuer les comparaisons suivantes :

1. La comparaison des étalons à traits avec des étalons à bouts.
2. La mesure des étalons à traits, ainsi que des étalons à bouts, par la méthode de comparaison avec un étalon Perot-Fabry.
3. La comparaison des étalons à bouts de mêmes valeurs nominales.

La vue générale du comparateur interférentiel universel est représentée à la figure 3.

Les résultats de la détermination en longueurs d'onde lumineuse des intervalles entre traits coïncident avec les valeurs obtenues au moyen des comparaisons successives avec l'étalon fondamental à traits. Ces résultats sont donnés dans le tableau I.

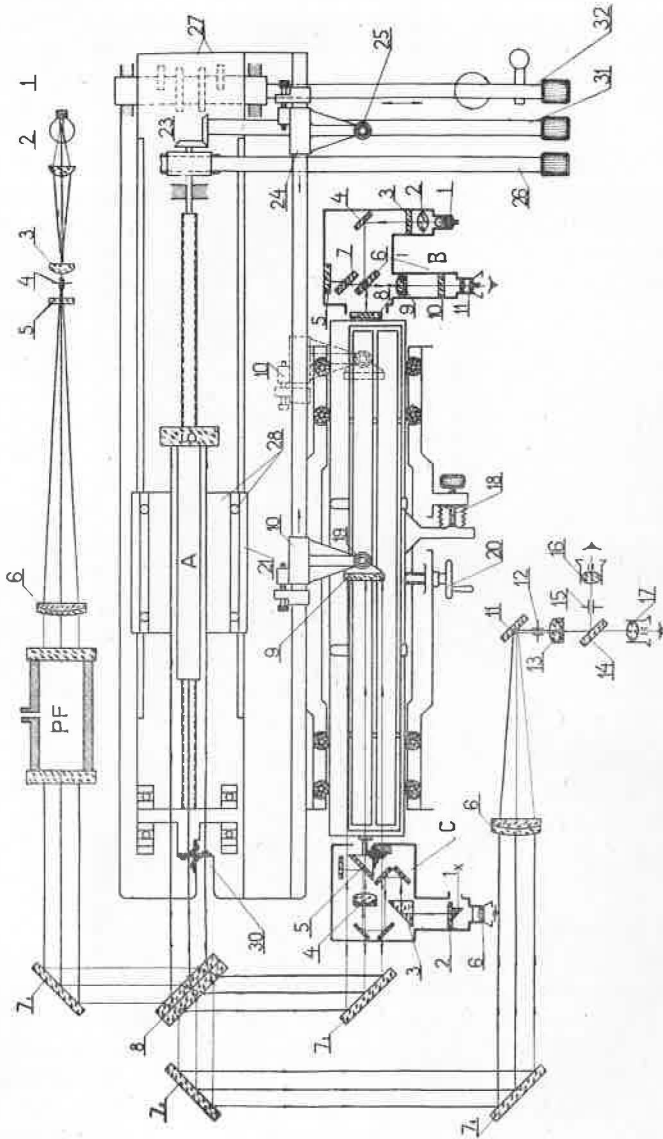


Fig. 2. — Schéma optique du comparateur universel interférentiel pour la mesure en longueurs d'onde des étalons à bouts et à traits.

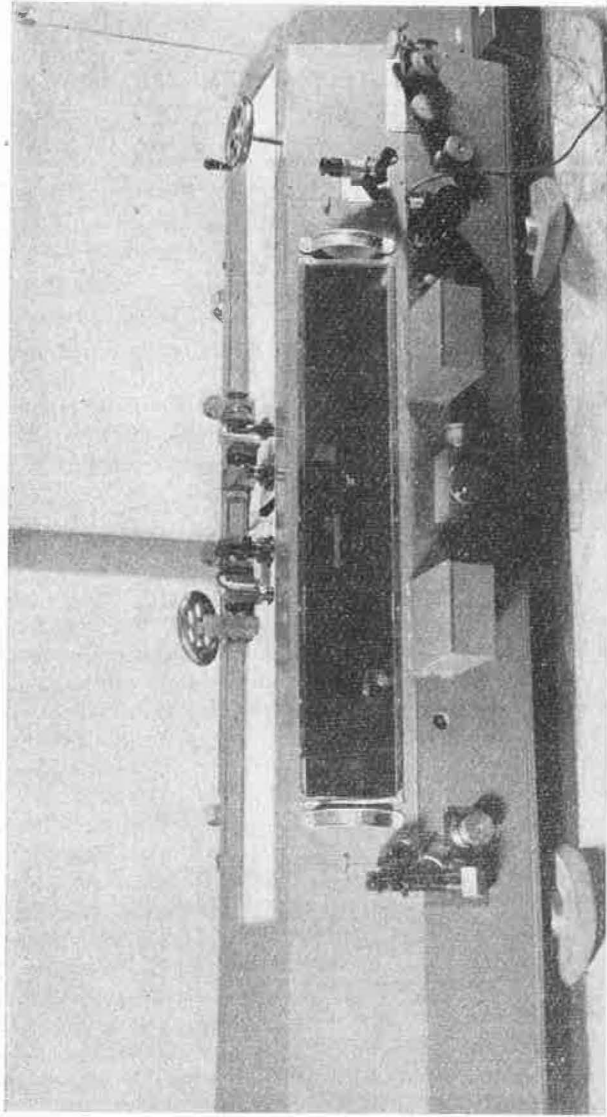


Fig. 3. — Vue d'ensemble du comparateur universel interférentiel.

TABLEAU I.

Désignation des étalons.	Ecart en microns, par rapport à la valeur nominale, obtenus pour les étalons à traits mesurés à partir de l'		Différences (μ).
	étalon à bouts.	étalon à traits.	
1. Étalon mixte à bouts et à traits en platine iridié N° 2 (1 000 mm)....	— 2,15	— 2,13	0,02
2. Étalon en invar N° 173 (1 000 mm).	6,34	6,25	0,09
3. Étalon en platine iridié (République Populaire de Chine) (320 mm)...	2,45	2,36	0,09
4. Échelle en verre N° 18776 du stéréocomparateur :			
(0 - 100 mm).....	0,50	0,47	0,03
(100 - 200 mm).....	— 0,62	— 0,60	0,02
5. Échelle en verre N° 5208 (intervalles centimétriques) (200 mm).....	—	—	0,08 (*)
6. Décimètre D-29 (intervalles centimétriques et millimétriques)....	—	—	0,09 (*)
7. Micromètre objectif (1 mm).....	—	—	0,09 (*)

(*) Différences moyennes pour tous les intervalles.

Les étalons à bouts employés dans ces comparaisons ont été mesurés en fonction des longueurs d'onde lumineuse.

(Août 1957.)

ANNEXE M 15.

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

INTERCOMPARAISON
DE CALIBRES DE 100 mm A BOUTS PLANS,
EN ACIER ET EN QUARTZ FONDU

Par O. CHOCHINA et E. ALEXEEVA.

Pour le contrôle de l'exactitude des mesures de longueur, on fait annuellement l'intercomparaison des appareils interférentiels entre les laboratoires des Instituts du Comité des Normes, des Mesures et Instruments de Mesure de l'U. R. S. S.

Tous les laboratoires mesurent les longueurs optiques de leurs calibres en acier et les envoient à l'Institut de Métrologie. Dans les laboratoires, chaque calibre est mesuré une seule fois pour deux collages sur le plan de verre. A l'Institut de Métrologie, on détermine la longueur des calibres à 20° C, ainsi que leur coefficient de dilatation par des mesures entre 16° et 24° C.

Pour étudier l'influence de l'adhérence on fait deux séries de mesures pour deux collages. L'incertitude du résultat de ces mesures ne dépasse pas 0,006 μ pour 100 mm avec une probabilité égale à 0,7. L'erreur moyenne quadratique de la méthode employée dans les autres laboratoires ne doit pas être supérieure à 0,033 μ pour 100 mm. On a admis que la divergence des résultats des mesures faites dans les laboratoires et à l'Institut de Métrologie ne doit pas dépasser 0,067 μ pour 100 mm. Dans ces conditions, l'Institut de Métrologie donne aux laboratoires l'autorisation d'effectuer les vérifications des calibres à bouts.

Les résultats des intercomparaisons des calibres de 100 mm pendant cinq ans sont donnés dans le tableau I.

Pour ces intercomparaisons on a utilisé les calibres de différents constructeurs. Ces calibres n'étant pas assez stables, l'intercomparaison ne durait pas plus de trois mois.

Pour avoir des calibres plus stables, on a construit pour ces comparaisons des étalons à bouts en quartz fondu qui sont en

contact permanent avec les plaques auxiliaires, également en quartz fondu. Ces étalons ont été étudiés pendant deux années et leur longueur est restée constante à 0,01 μ près. Les différences entre les résultats des mesures pour les étalons en quartz fondu sont données dans le tableau II.

Toutes les mesures ont été exécutées avec l'interféromètre à deux ondes du type Kösters. Les sources lumineuses étaient des lampes à krypton naturel. Depuis deux ans l'Institut de Métrologie utilise aussi les radiations du Cd 114 et du Kr 86.

TABLEAU I.

Écarts, en microns, entre les résultats des mesures de l'Institut de Métrologie et des laboratoires pour les calibres à bouts en acier (100 mm)
(N° 1, N° 2, N° 3 désignent trois interféromètres).

Laboratoires.	1952.	1953.	1954.	1955.	1956.	
1.....	+ 0,013	+ 0,025	+ 0,004	+ 0,048	+ 0,005	
2 {	N° 1.....	+ 0,033	+ 0,067	+ 0,041	-	+ 0,036
	N° 2.....	+ 0,021	+ 0,086	+ 0,035	+ 0,048	+ 0,044
	N° 3.....	=	-	+ 0,023	+ 0,028	+ 0,044
3 {	N° 1.....	+ 0,063	+ 0,040	- 0,063	+ 0,037	+ 0,043
	N° 2.....	+ 0,092	+ 0,033	- 0,027	=	=
4.....	-	-	- 0,001	- 0,064	+ 0,005	
5.....	- 0,055	- 0,016	+ 0,009	+ 0,016	+ 0,035	

TABLEAU II.

Écarts, en microns entre les résultats des mesures de l'Institut de Métrologie et des laboratoires pour les étalons en quartz fondu (100 mm).

Laboratoires.	1955.	1956.		
		N° 1.	N° 2.	N° 3.
1.....	0,000			
2.....	=	+ 0,001	- 0,028	+ 0,006
3.....	+ 0,021		- 0,034	
4.....	+ 0,011		+ 0,002	

(Août 1957.)

Central Inspection Institute of Weights and Measures (Japon).

RAPPORT SUR LES ÉTUDES
CONCERNANT LA DÉFINITION DU MÈTRE

(Traduction.)

Nous sommes engagés dans l'étude des possibilités d'utilisation des raies spectrales du Hg 198 et du Kr 86 pour la définition du mètre, et de la méthode pratique pour étalonner en longueurs d'onde lumineuse des échelles divisées. Nos études portent sur les points suivants :

1. Mesures de la longueur d'onde de quelques radiations visibles du Hg 198 et du Kr 86.
2. Études du profil spectral de ces radiations.
3. Réalisation d'une méthode et d'un instrument pour l'étalonnage en longueurs d'onde des échelles divisées.

1. MESURES PRÉLIMINAIRES DE LA LONGUEUR D'ONDE
DANS LE VIDE DE PLUSIEURS RADIATIONS DU Hg 198 ET DU Kr 86.

Les longueurs d'onde dans le vide ont été mesurées en fonction de la longueur d'onde dans le vide de la raie rouge du cadmium émise par une lampe du type Michelson, en adoptant la valeur $0,644\ 024\ 907\ \mu$ déduite de la formule d'Edlén. Un étalon Perot-Fabry en invar, avec une paire de plans optiques en verre distants de 62,5 mm, était utilisé dans le vide pour obtenir les franges d'interférence. L'observation des figures d'interférence était faite par photographie à l'aide d'un spectrographe à grande dispersion. Les résultats préliminaires figurent aux tableaux I et II.

*Mercur*e 198. — La lampe à Hg 198 sans électrodes du N. B. S. (avec une pression d'argon de 3 mm Hg) était excitée en haute fréquence (200 MHz). Le tube à décharge était observé en travers

et était maintenu à une température comprise entre 0 et 5° C par circulation d'eau autour du tube.

TABLEAU I.

Raie.	$\lambda_{\text{vide Hg 198}}$
Jaune 1.....	0,579 226 86 μ
Jaune 2.....	0,577 119 84
Verte....	0,546 227 08

Krypton 86. — La lampe à Kr 86 à cathode chaude du type Engelhard, refroidie dans l'azote liquide, était observée en bout.

TABLEAU II.

Raie.	$\lambda_{\text{vide Kr 86}}$
Rouge.....	0,645 807 25 μ
Orangée.....	0,605 780 21
Jaune-vert.....	0,565 112 86

L'écart-type des valeurs observées pour chaque raie est 2 à $3 \cdot 10^{-8} \mu$.

2. ÉTUDES SUR LE PROFIL SPECTRAL DE CERTAINES RADIATIONS.

Nous avons fait des études sur le profil spectral de certaines radiations émises par une lampe à Hg 198 et à Kr 86, par trois méthodes. Les résultats que nous avons obtenus par ces trois méthodes ne présentent que de faibles écarts; nos résultats sont par ailleurs en accord satisfaisant avec ceux du Bureau International.

1^{re} MÉTHODE. — Un interféromètre enregistreur Perot-Fabry, avec une monture de 62,5 mm, a été employé pour tracer directement le profil de la raie spectrale sur une échelle linéaire, selon la méthode de J. Terrien, J. Hamon et T. Masui (*Procès-Verbaux du C. I. P. M.*, 25, 1956, p. 34) ou de M. A. Biondi (*Rev. Sc. Inst.*, 27, 1956, p. 36); dans cette méthode, un photomultiplicateur vise le centre de la figure d'interférence pendant que l'on fait varier la longueur d'onde avec le temps par changement de l'indice de réfraction du gaz entre les plans de l'interféromètre. Les plans étaient recouverts de onze couches minces diélectriques ayant un facteur de réflexion supérieur à 90 % dans un domaine spectral compris entre 540 et 650 μ .

Mercure 198. — La largeur à mi-intensité de la raie verte 546 μ

est d'environ 24 mK ($1 \text{ mK} = 0,001 \text{ cm}^{-1}$) et dépend de la température de la lampe. Au fur et à mesure que la température monte, la largeur de la raie s'accroît au point d'atteindre 28 mK à 24° C. Quand la température augmente encore, la raie spectrale est renversée par autoabsorption et se dédouble en apparence. Le profil de la raie renversée est asymétrique et le sommet du côté des grandes longueurs d'onde est plus élevé que l'autre. La largeur de la raie jaune 579 m μ est d'environ 2 mK plus faible et celle de la raie 577 m μ est d'environ 1 mK plus grande que la largeur de la raie verte à 24° C.

Krypton 86. — Quand la lampe du type Engelhard est refroidie dans l'azote liquide, la largeur de la raie jaune intense 587 m μ est d'environ 24 mK et celle de la raie verte 557 m μ d'environ 22 mK.

2^e MÉTHODE. — On peut aussi connaître les caractéristiques de la raie spectrale à partir de la relation entre la différence de marche optique et la visibilité des franges d'interférence. La visibilité des franges d'interférence des radiations émises par une lampe à Hg 198 sans électrodes maintenue à environ 0° C, 30° C et 60° C, a été mesurée par un examen photométrique de la photographie des interférences. La différence de marche optique variait de 10 cm à 70 cm par échelons de 5 cm. Les raies jaunes 579 et 577 m μ , la raie verte 546 m μ et la raie violette 436 m μ furent examinées. A basse température, la visibilité de ces raies diminue en fonction de l'augmentation de la différence de marche optique, suivant une courbe d'erreur de Gauss, ce qu'on attend d'une raie spectrale ayant un élargissement Doppler. Mais à plus haute température les visibilités diminuent non pas régulièrement, mais avec des oscillations, sauf pour les raies jaunes. Ces phénomènes peuvent s'expliquer en admettant qu'au fur et à mesure de l'élévation de la température, ces raies se dédoublent comme suit : sur la raie verte, par exemple, la séparation du doublet est d'environ 15 mK à 60° C et d'environ 7 mK à 30° C.

3^e MÉTHODE. — Dans cette méthode, les courbes de visibilité ont été enregistrées sur des papiers sensibles au moyen de l'interféromètre à trièdres décrit au paragraphe 3. Les résultats de mesures préliminaires montrent que la visibilité de la raie verte (0,546 μ) et celle de la raie violette (0,435 μ) de la lampe à Hg 198 fonctionnant à environ 0° C, sont réduites de moitié pour les différences de marche optique de 189 mm et 148 mm respectivement.

Pour ces deux raies, les profils ainsi obtenus ne sont pas complètement semblables à la courbe d'erreur de Gauss et les largeurs sont de 24,2 mK et 30,2 mK respectivement.

3. MÉTHODE ET INSTRUMENT POUR L'ÉTALONNAGE EN LONGUEURS D'ONDE DES ÉCHELLES DIVISÉES.

En prévision de l'adoption prochaine d'une longueur d'onde comme étalon de longueur, il importe de créer des méthodes pratiques et des instruments pour mesurer des échelles divisées ou des étalons à bouts en fonction de la longueur d'onde d'une radiation. Un instrument interférentiel a été conçu et construit au C. I. I. W. M., pour la mesure des règles divisées jusqu'à 1 m.

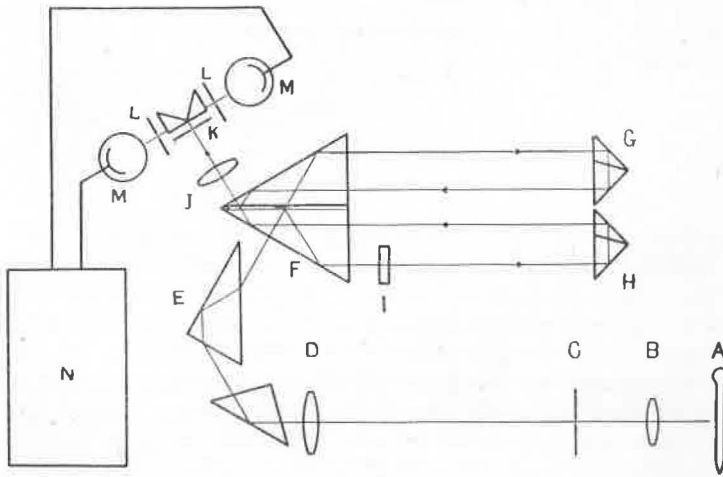


Fig. 1.

A, source de lumière; B, condenseur; C, ouverture d'entrée; D, lentille collimatrice; E, prisme dispersif; F, double prisme de Kösters; G, trièdre réflecteur (mobile); H, trièdre réflecteur (fixe); I, prisme de petit angle; J, lentille de mise au point; K, ouverture de sortie; L, fentes; M, phototubes; N, compteur électronique.

La comparaison du déplacement mécanique avec la longueur d'onde de la radiation s'effectue en comptant le nombre des franges d'interférence observées dans le champ d'un interféromètre du type Michelson; le schéma de principe de cet appareil est représenté à la figure 1.

Pour diviser le faisceau de lumière, on utilise un double prisme de Kösters, et la paire de miroirs de l'interféromètre de Michelson est remplacée par des réflecteurs en trièdre, de manière que les franges soient produites dans des conditions optiques correctes, même lors du déplacement du chariot sur lequel est fixé le réflecteur. Pour obtenir des franges équidistantes, on a introduit dans

le chemin optique un prisme de très petit angle qui produit une réfraction angulaire de $10''$ sur l'un des faisceaux. On a employé un compteur électronique capable de distinguer la direction dans laquelle les franges se déplacent, en disposant deux phototubes qui reçoivent deux parties de la figure d'interférence pour lesquelles les variations d'intensité de lumière résultant de franges en déplacement sont déphasées d'approximativement 90° .

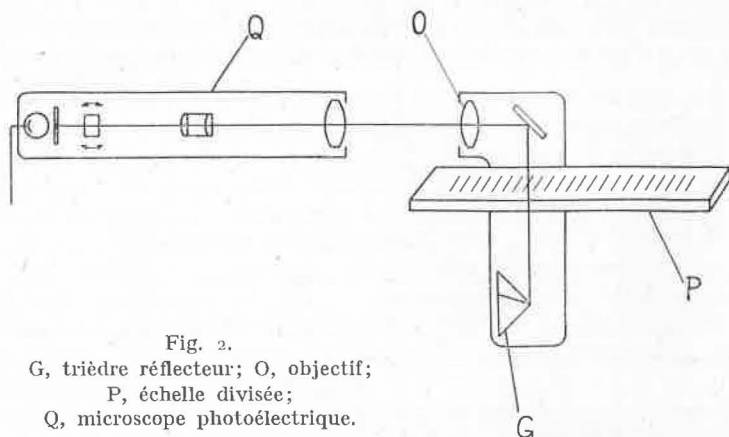


Fig. 2.
G, trièdre réflecteur; O, objectif;
P, échelle divisée;
Q, microscope photoélectrique.

Il est possible de raccorder les positions du trièdre réflecteur avec les traits de l'échelle divisée par la méthode schématisée à la figure 2. Les traits de l'échelle sont observés au microscope photoélectrique avec un objectif O dont le foyer est dans le plan de l'échelle divisée. La position du trièdre réflecteur est ajustée de façon que la distance focale de l'objectif O soit précisément égale à la distance entre le réflecteur et l'échelle. Au moyen d'un volant à main couplé avec une vis de commande agissant sur un engrenage hélicoïdal, on peut obtenir un déplacement très précis du chariot sur lequel le trièdre réflecteur et l'objectif sont fixés. Le chariot peut aussi être déplacé au moyen d'un moteur à la vitesse maximum de 1 mm/s . Étant donné que le trièdre réflecteur fixe peut prendre plusieurs positions sur le rayon incident, il est possible de mesurer des échelles plus longues que la longueur de cohérence de la source de lumière. En vue d'assurer la constance de la température, l'instrument est placé dans une enceinte en aluminium à double paroi contenant des couches de « Molto-pren ». La mesure préliminaire d'une longueur de 20 mm avec cet instrument a conduit à un écart-type de $0,03$ à $0,05 \mu$ pour les valeurs observées.

(6 septembre 1957.)

ANNEXE M 17.

National Research Council (Canada).

RAPPORT SUR LES TRAVAUX
CONCERNANT LA DÉFINITION DU MÈTRE

Par K. M. BAIRD.

(Traduction.)

On a fait une étude de la raie étalon (6 438 Å) émise par la lampe de Michelson, et des incertitudes de son emploi dans les comparaisons de longueurs d'onde (*voir* Annexe M 18). On est parvenu à la conclusion que les longueurs d'onde des raies fournies par les nouvelles sources isotopiques peuvent être comparées à la raie étalon avec une incertitude de l'ordre de $\pm 0,000 1 \text{ Å}$, soit $\pm 2.10^{-8}$, lorsque les mesures sont faites avec grand soin. On estime cette précision suffisante pour assurer la continuité dans la redéfinition du mètre selon les règles envisagées par le Comité Consultatif pour la Définition du Mètre.

Des valeurs provisoires ont été obtenues pour la longueur d'onde de trois raies du spectre du Hg 198 et de trois raies du Kr 86 (Annexe M 18). Elles concordent avec la moyenne des valeurs annoncées par d'autres laboratoires, jusqu'aux limites de précision justifiées par le nombre des expériences faites jusqu'à présent, c'est-à-dire $\pm 0,000 2 \text{ Å}$.

On a presque terminé la recherche de l'influence des conditions opératoires sur la longueur d'onde des raies du Hg 198 excitée dans un tube sans électrodes. Les résultats des mesures du déplacement de la longueur d'onde dû à plusieurs gaz porteurs ont déjà été publiés [1] et les mesures des largeurs à mi-intensité des raies 5 462, 5 771 et 5 792 Å ont été parachevées. Ces largeurs ont été trouvées de l'ordre de $0,020 \text{ cm}^{-1}$ à condition que la lampe fonctionne au-dessous de 10° C et soit observée en travers avec de l'argon comme gaz porteur. A plus haute température, la raie 5 461 Å subit un renversement asymétrique qui cause un déplacement de la longueur d'onde. Le renversement peut être

grandement réduit par l'emploi d'un gaz moléculaire tel que l'azote comme porteur, au lieu d'un gaz rare (Annexe M 19). L'influence de l'intensité de l'excitation sur les longueurs d'onde sera recherchée; d'après les travaux effectués jusqu'à présent, aucune influence importante n'est attendue.

Les largeurs à mi-intensité des raies 6 458, 6 058 et 5 651 Å du Kr 86 émises par une lampe du type P. T. B. ont été trouvées de 0,012, 0,015 et 0,016 cm^{-1} , respectivement. L'influence de la température de la lampe, de la densité et de la direction du courant sera mesurée dans le but de confirmer les résultats de E. Engelhard [2].

Un comparateur pour la mesure des étalons à traits en fonction des longueurs d'onde a été réalisé et mis en service (Annexe M 20). Avec cet instrument, des étalons à traits peuvent être mesurés directement en longueurs d'onde aussi aisément que des étalons à bouts de longueur comparable. La précision est limitée actuellement par l'emploi d'un microscope visuel pour le pointé de l'étalon à traits; l'écart-type d'une seule détermination d'un intervalle de 25 cm est de $\pm 0,16 \mu$. Un nouvel instrument utilisant un microscope photoélectrique de la Société Genevoise d'Instruments de Physique est à l'étude et l'on prévoit que sa construction sera achevée en 1959.

Une étude de l'excitation du Hg 198 dans une lampe à cathode creuse refroidie à l'air liquide a montré que les raies ne sont pas aussi fines que celles du Kr 86 excité dans une lampe de la P. T. B., ni aussi fines qu'on l'aurait escompté. Bien que la lampe puisse être utilisée dans l'étude des raies d'émission du Hg 198, elle n'est pas satisfaisante pour un emploi courant dans sa forme actuelle, en raison de la difficulté de conserver assez de Hg 198 dans la cathode. Une étude des raisons de la largeur inattendue des raies est en cours.

Il a été possible d'exciter un jet atomique de krypton naturel, d'une intensité telle qu'une photographie convenable des interférences d'un étalon Perot-Fabry peut être obtenue en 10 minutes. Les raies apparaissent nettes avec un étalon de 62,5 mm, mais leur largeur n'a pas encore été déterminée. Les intensités relatives des raies dans le jet sont semblables à celles de la lampe de la P. T. B., avec cette différence que le spectre du second ordre est considérablement rehaussé dans les conditions actuelles d'excitation. Ce travail est activement poursuivi, mais il est peu probable qu'une telle source puisse être étudiée à fond en temps voulu pour influencer les décisions à prendre en 1960, sauf de la manière suivante : une raie qui apparaissait satisfaisante, quand elle était excitée par les méthodes déjà proposées, présenterait un avantage supplémentaire si l'on prouvait qu'il est aussi possible de l'exciter dans un jet atomique.

Nous estimons, aussi bien d'après notre propre expérience que d'après les résultats des autres laboratoires, qu'une nouvelle définition du mètre fondée sur une longueur d'onde procurerait vraisemblablement une augmentation de la précision d'un facteur 10 environ par rapport à la définition actuelle; la longueur d'onde aurait de plus les avantages très importants d'être un étalon universel, affranchi de tout changement séculaire et satisfaisant pour la mesure absolue des étalons secondaires de longueur. Ces avantages seraient obtenus avec l'une quelconque des raies suivantes déjà étudiées : les raies 5 792, 5 771 et 5 462 Å du Hg 198, les raies 6 458, 6 058 et 5 651 Å du Kr 86 et la raie 6 440 Å du Cd 114.

Un complément d'information (qui pourrait être réuni au cours des quelques prochains mois) est indispensable pour avoir l'assurance qu'une grande amélioration serait procurée par la redéfinition proposée. Étant donné qu'il reste à peu près une année avant qu'il soit nécessaire de soumettre une proposition au Comité International des Poids et Mesures pour qu'elle soit présentée à la Onzième Conférence Générale, le Comité Consultatif servirait mieux son objectif en prenant les dispositions suivantes lors de sa réunion :

A. Se mettre d'accord sur une liste déterminée de raies spectrales à prendre en considération. Les raies désignées ci-dessus devraient donner satisfaction.

B. Se mettre d'accord sur les formes générales des sources qui seront recommandées pour la production des radiations. Les lampes actuellement en usage apparaissent satisfaisantes; les modifications à leur apporter et les conditions spécifiques d'emploi pourront être fixées lorsque le complément d'information mentionné ci-après aura été obtenu.

C. Recommander aux laboratoires participants d'obtenir les informations suivantes et de les communiquer à tous les Membres du Comité Consultatif avant le 1^{er} juillet 1958 :

1. Valeurs admises pour les longueurs d'onde citées plus haut, mesurées par comparaison à la radiation étalon du cadmium avec une précision de $\pm 0,0001$ Å.

2. Vérification de la linéarité de l'échelle de distance procurée par ces longueurs d'onde.

3. Influence de la variation de la température de la lampe et de la densité du courant sur les longueurs d'onde des raies du Kr 86.

4. Influence de l'intensité de l'excitation et de la température de la lampe sur les longueurs d'onde des raies du Hg 198.

5. Influence de la pression de l'azote sur la longueur d'onde de la raie rouge du Cd 114.

Avec ces renseignements joints à ceux qui sont déjà disponibles, la décision sur le choix d'une des raies proposées pourrait être prise avec confiance. Il est à prévoir que notre laboratoire obtiendra, dans les prochains mois, des résultats sur les points 2 à 5 et sur les valeurs précises des longueurs d'onde.

(3 septembre 1957.)

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] BAIRD (K. M.) et SMITH (D. S.), *Can. J. Phys.*, 35, 1957, p. 455.
- [2] Recent developments and techniques in the maintenance of standards (Symposium held at the National Physical Laboratory, 21-22 may 1951); H. M. S. O., London, 1952, p. 13.
Voir aussi *Procès-verbaux du C. I. P. M.*, 22, 1950, p. 137.

ANNEXE M 18.

National Research Council (Canada).

SUR LA MESURE PRÉCISE
DE LA LONGUEUR D'ONDE DE QUELQUES RADIATIONS
DU KRYPTON 86 ET DU MERCURE 198
PAR COMPARAISON A LA RAIE ROUGE DU CADMIUM

Par K. M. BAIRD et D. S. SMITH.

(Traduction.)

INTRODUCTION.

Un programme d'étude et de mesure des raies spectrales émises par certaines sources isotopiques a été entrepris au National Research Council en coopération avec d'autres Laboratoires nationaux et le Bureau International des Poids et Mesures, en vue d'établir une nouvelle base pour le mètre international. Les raies ont été comparées à la raie rouge du cadmium qui, d'un commun accord, sera utilisée comme étalon de passage entre le mètre existant et celui qui sera redéfini [1].

Au cours de ce travail, il est devenu évident que la précision avec laquelle les longueurs d'onde (ou les longueurs matérielles) peuvent être comparées à la raie rouge étalon du cadmium est moindre qu'on l'admet généralement. Bien que l'on ait souvent donné l'impression [2], [3] que de telles mesures peuvent être faites assez facilement avec une précision de $\pm 0,0001 \text{ \AA}$, soit $2 \cdot 10^{-8}$, il existe en fait très peu de raies qui soient connues avec une certitude meilleure que 10^{-7} et aucune ne l'est à $\pm 0,0001 \text{ \AA}$ en fonction de la raie rouge du Cd.

La difficulté pour atteindre le dix-millième d'angström est démontrée par la gamme des valeurs données par différents auteurs [4], [5], [6], [7], [8] pour la raie 5461 de la lampe à Hg 198 du type Meggers. Ces valeurs sont dispersées sur un intervalle de $0,0004 \text{ \AA}$, même après des corrections tenant compte du

déplacement par pression et de la nouvelle formule de dispersion d'Edlén. Comme autres exemples, les quatre récentes déterminations de la longueur d'onde de la raie rouge du Cd 114 montrent une dispersion de $0,0014 \text{ \AA}$ [9], [10], [11], [12]; les récentes longueurs d'onde des raies de lampes à isotope de krypton, officiellement communiquées au Comité International des Poids et Mesures, montrent une dispersion de $0,001 \text{ \AA}$; et l'on a trouvé en Allemagne, ce qui a été confirmé par les auteurs, que quelques-unes des longueurs d'onde données par C. V. Jackson [13] pour le krypton naturel pourraient présenter une erreur supérieure à $0,001 \text{ \AA}$.

Ces exemples ne doivent pas être interprétés comme une critique des auteurs cités qui, dans la plupart des cas, ne revendiquaient pas des précisions atteignant $2 \cdot 10^{-8}$. Néanmoins, ces longueurs d'onde ont été mesurées avec soin dans des laboratoires spécialisés dans ce travail et ces raies sont supposées être très bien définies.

Une étude des sources possibles d'erreur dans l'intercomparaison de longueurs d'onde a été effectuée et quelques-uns des résultats sont brièvement exposés ci-après.

CAUSES POSSIBLES DU DÉPLACEMENT DE LA LONGUEUR D'ONDE DE LA RAIE ROUGE DU CADMIUM.

La raie 6 438 du Cd fut étudiée par Michelson et recommandée par lui pour être prise en considération comme étalon de longueur [14]. Elle fut retenue en 1907 par l'International Union for Cooperation in Solar Research pour définir l'angström, et fut provisoirement adoptée comme étalon de longueur en 1927 par la Septième Conférence Générale des Poids et Mesures [15]; les spécifications de la lampe furent alors approximativement les mêmes que celles de Michelson.

La dernière spécification de la lampe est celle qui fut recommandée par le Comité International des Poids et Mesures [16] et l'Union Astronomique Internationale [17], à savoir $\lambda = 6\,438,469 \text{ \AA}$ dans l'air normal pour une lampe présentant les caractéristiques et conditions de fonctionnement suivantes :

- a. électrodes intérieures;
- b. excitation par un courant continu ou alternatif basse fréquence;
- c. température voisine de 300° C , mais n'excédant pas 320° C ;
- d. pression d'air comprise entre $0,7$ et 1 mm Hg à cette température;
- e. capillaire dont le diamètre ne soit pas inférieur à 2 mm ;
- f. densité de courant n'excédant pas 7 mA/mm^2 dans la région observée.

Cette lampe diffère de celle qui fut spécifiée en 1927, princi-

palement par l'addition d'air. Quelques observateurs ont employé l'argon comme gaz porteur parce qu'il donne une bonne excitation et évite l'oxydation du cadmium par l'oxygène de l'air.

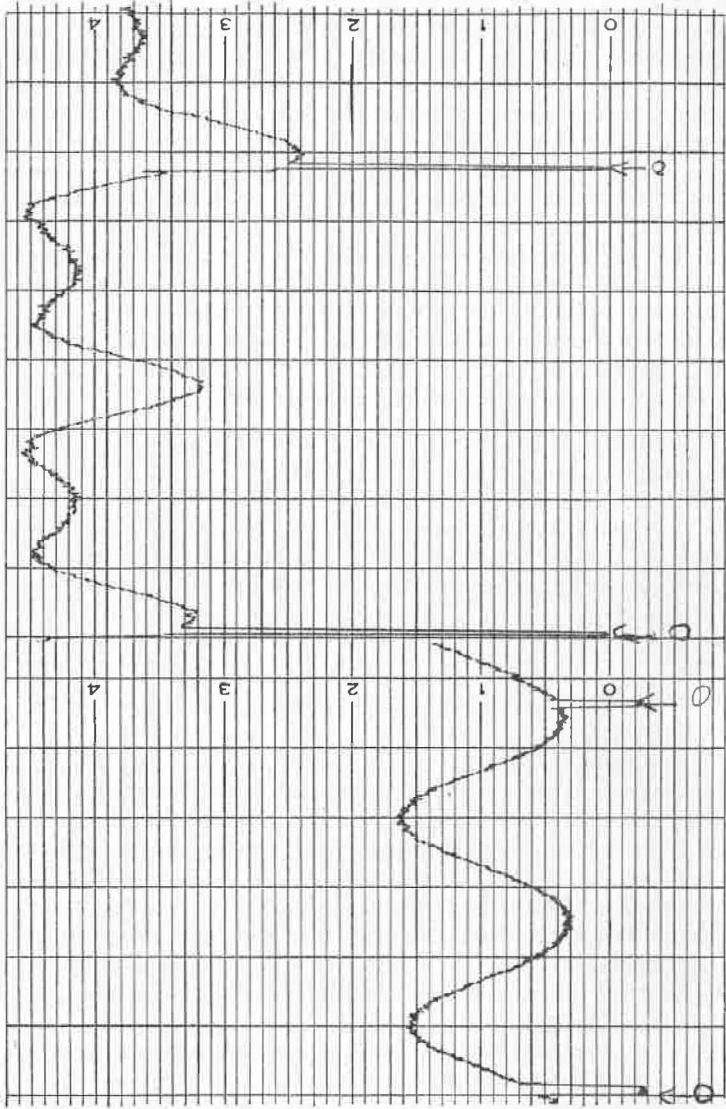
La lampe est aussi utilisée en étant reliée à un important réservoir d'air situé en dehors du four, dans le but de maintenir une pression correcte du gaz porteur [18], [19]. Cependant, deux incertitudes sont introduites par ce procédé : 1° la pression de la vapeur de cadmium est nécessairement affectée par le tube tiède conduisant hors du four; 2° la pression du gaz porteur dans la lampe est réduite par l'oxydation du cadmium. D'autres lampes à cadmium en usage comprennent la lampe à haute fréquence sans électrodes et les lampes commerciales qui n'emploient pas un four, mais comportent un isolement par un espace vide et utilisent la chaleur produite par la décharge pour maintenir une pression suffisante de la vapeur de cadmium.

On indique ci-après l'importance des variations de la longueur d'onde, imputables aux changements des conditions d'emploi, dans les limites des spécifications précédentes :

1. Les études de l'influence des isotopes sur la longueur d'onde de la raie rouge ont montré que cette influence était très petite [20], [21], [22]. On peut établir, d'après les résultats publiés, qu'une limite supérieure à la perturbation de la longueur d'onde serait de $0,000\ 03\ \text{\AA}$ jusqu'à une différence de marche de 25 cm. Ceci est confirmé par les recherches de A. Pérard [23], qui ne parvinrent pas à mettre en évidence de perturbations jusqu'à 25 cm de différence de marche. Il n'y a pas de raison d'attendre une variation dans la composition isotopique du cadmium naturel de différentes origines, qui affecterait manifestement la longueur d'onde de la raie rouge.

2. L'influence de la pression de l'argon, comme gaz porteur, sur la longueur d'onde a été mesurée par N. R. Batachoukova et autres [24] et trouvée égale à $0,000\ 03\ \text{\AA}$ par mm Hg; il s'ensuit que si la pression dans la lampe était maintenue au-dessous de 1 mm Hg, l'erreur maximum qui en résulterait sur la longueur d'onde serait inférieure à $0,000\ 03\ \text{\AA}$. L'utilisation par A. Pérard, H. Barrell et autres de la lampe à cadmium avec une pression d'air de 1 mm Hg, laisse à penser que l'azote ne provoque pas un déplacement appréciable par rapport au vide [18], [19].

3. L'influence de la température de la lampe sur la longueur d'onde a été mesurée par les auteurs avec une lampe remplie d'argon, observée en travers, en comparant la longueur d'onde de la raie rouge du Cd à la raie $6\ 057$ du Kr 86, à des températures de la lampe à cadmium de 250, 300 et 350° C. Ces mesures ont été effectuées par une série d'observations sur une adaptation de l'interféromètre de Michelson pour la mesure des étalons à



b

a

traits (Annexe M 20) et vérifiées d'après les interférogrammes de Perot-Fabry. On n'a trouvé aucun déplacement supérieur à la précision d'observation (la probabilité statistique de 95 % correspondait à $\pm 0,0005 \text{ \AA}$; cette limite était imposée par la largeur de la raie à haute température). Le résultat indique qu'une variation de quelques degrés au voisinage de 300° C n'affecterait pas le dix-millième d'angström.

4. Des observations semblables sur l'influence de la densité du courant ont été effectuées avec la même lampe à 300° C , quand la densité du courant passait de $0,5$ à 2 mA/mm^2 . Aucun déplacement n'a été trouvé dans les limites de l'incertitude d'observation de $\pm 0,0002 \text{ \AA}$ (probabilité statistique 95 %). La limite supérieure du courant utilisé est moindre que les 7 mA/mm^2 admis dans les spécifications, mais dans un travail sur les étalons une valeur aussi importante n'est pas habituelle. L'observation d'une lampe excitée en courant continu et observée en bout avec une densité de courant de 7 mA/mm^2 n'a pas montré de déplacement supérieur à $0,00005 \text{ \AA}$ (probabilité statistique 95 %) quand le sens du courant a été inversé.

5. Une étude du profil de la raie émise par la lampe remplie d'argon et observée en bout, a montré que la raie était fortement renversée comme l'indique la partie droite *b* de la figure. Une lampe sans gaz porteur (comme le recommandait Michelson) a aussi montré un renversement. Il est important de noter, toutefois, que le renversement est tout à fait symétrique, justifiant ainsi l'indépendance relative du déplacement de la longueur d'onde par rapport à la température, la densité du courant, le mode d'observation en bout ou en travers, etc.

Le profil de la raie émise par une lampe à cadmium remplie d'azote a aussi été relevé (partie gauche *a* de la figure). L'amélioration frappante est vraisemblablement due à la propriété connue de la molécule d'azote d'amortir le renversement [26]. Cette absence de renversement explique la visibilité améliorée de la lampe remplie d'air, signalée par A. Pérard [18].

Des observations examinées plus haut, les auteurs concluent que les variations de la longueur d'onde émise, susceptibles de se produire dans les conditions d'emploi recommandées pour la lampe, n'expliqueraient pas la dispersion des valeurs de longueurs d'onde obtenues par différents observateurs, sauf peut-être dans les cas où tous les déplacements arriveraient à affecter la longueur d'onde dans le même sens. Quelques-unes des lampes commerciales à cadmium sont connues pour avoir à peu près la même longueur d'onde que la lampe de Michelson [18], [19], mais les petites lampes sans chauffage d'amorçage, telles que les lampes Osram fabriquées en Allemagne, ont été remarquées par les

auteurs comme présentant un déplacement vers le rouge d'environ $0,0010 \text{ \AA}$, qui serait expliqué par une pression du gaz porteur de quelques centimètres de mercure.

Les conditions qui, selon l'opinion des auteurs, satisferaient le mieux aux exigences d'une lampe à cadmium étalon sont celles qui ont été spécifiées ci-dessus, mais avec les restrictions suivantes :

1. Remplissage à l'azote sous une pression de $0,5 \text{ mm Hg}$ à la température d'utilisation.
2. Température d'utilisation : $300 \pm 2,5^\circ \text{ C}$, à prendre au point où le cadmium se condense.
3. Densité du courant alternatif inférieure à 2 mA/mm^2 et observation de la lampe en travers.
4. Lampe entièrement contenue dans le four.

On pense que de telles conditions assureraient une reproductibilité de la longueur d'onde à $0,0001 \text{ \AA}$. On souligne cependant que l'expérimentation sur une telle lampe est jusqu'à présent limitée.

ERREURS D'OBSERVATION.

Au regard de la discussion précédente sur la lampe de Michelson, il est évident que les sources d'erreur prédominantes dans l'intercomparaison de longueurs d'onde sont dues à l'instrument d'observation et à la limitation inhérente résultant de la largeur finie et du profil des raies spectrales (mais en excluant les déplacements).

J. Terrien [8] a donné une analyse de quelques-unes des erreurs qui peuvent surgir dans l'emploi de l'interféromètre de Michelson au cours de l'examen des différences entre les valeurs de longueurs d'onde qu'il a obtenues aux interféromètres de Michelson et de Perot-Fabry. En bref, ces erreurs sont tributaires de la planéité des ondes interférentes, de l'influence de la polarisation, de la lumière parasite et des variations locales de l'éclairement ou de la sensibilité du récepteur. Ces causes peuvent expliquer des erreurs atteignant $0,0010 \text{ \AA}$, mais avec des précautions raisonnables elles peuvent être réduites à moins de $0,0001 \text{ \AA}$.

Une source d'erreur dans l'emploi de l'interféromètre de Perot-Fabry, qui peut être importante mais qu'il n'est pas aisé d'estimer, résulte du fait qu'on doit pointer des franges qui se succèdent selon une loi quadratique et non linéaire. Dans ces conditions, quand on pointe une frange avec un ou plusieurs fils de micromètre, on a tendance à adopter un compromis entre le sommet réel et le milieu de l'intervalle entre les points correspondant à

l'intensité moitié, par exemple. Si la largeur de la raie équivaut au tiers de l'interfrange, l'erreur peut être de l'ordre de quelques centièmes de frange, soit environ $0,0005 \text{ \AA}$ pour la raie rouge du cadmium à la différence de marche de 125 mm . Cette erreur systématique dépendrait de l'observateur, de la densité photographique, etc.

Une amélioration considérable peut résulter de l'emploi de densitomètres photoélectriques tels qu'on les applique actuellement à la mesure des diamètres des anneaux; cependant, on soupçonne que les erreurs particulières à de tels instruments pourraient ne pas être bien différentes en grandeur des erreurs particulières à l'œil, parce que la difficulté est inhérente à la forme des franges. Ce serait peut-être un procédé meilleur d'observer délibérément les points à mi-intensité et de calculer correctement la position du sommet, mais ce procédé serait laborieux.

Dans l'opinion des auteurs, il est bien préférable d'éviter complètement la difficulté et en même temps de s'affranchir d'autres erreurs possibles de la méthode de mesure du diamètre des anneaux, telles que celles qui sont dues à la distorsion, à l'œil de chat, aux erreurs du micromètre, etc. Ceci peut être obtenu par l'emploi de la partie centrale du système de franges et la technique de balayage, soit par moyens photoélectriques directs [27] ou par photographie [25].

En considérant la précision possible d'un étalon longueur d'onde, il y a un autre facteur dont l'importance n'a pas été appréciée à sa juste valeur. C'est la limitation sérieuse imposée par la largeur et le profil de la raie spectrale à la précision avec laquelle la longueur d'onde peut être déterminée par un nombre raisonnable d'observations auxquelles la statistique peut être appliquée; on souligne que la statistique doit s'appuyer sur la vraie longueur d'onde et non pas simplement sur la précision de reproduction de quelque valeur particulière obtenue par une seule méthode, dans un laboratoire donné.

On aura une idée de l'importance de cette remarque en considérant la meilleure précision accessible pour le pointé des traits gravés sur les étalons matériels du mètre; ce sujet a été beaucoup étudié. Par l'emploi des meilleurs moyens de pointé visuel (bien supérieurs à ceux qui sont ordinairement réalisés dans les observations interférentielles, même soigneusement exécutées), il est possible de déterminer l'intervalle entre des traits, dont la largeur totale est d'environ 4μ , avec une précision absolue quelque peu supérieure à $0,1 \mu$, c'est-à-dire d'environ 2 % de la largeur de chaque trait. Grâce aux microscopes photoélectriques modernes, cette précision peut être améliorée par un facteur d'environ 5. Cette précision n'est toutefois valable que pour le pointé de longs

traits rectilignes à bords très nets et sous des conditions favorables d'éclairage.

D'un autre côté, la largeur à mi-intensité de la raie rouge du cadmium correspond à peu près à $2 \cdot 10^{-8}$ de sa longueur d'onde. Par conséquent, une précision de $2 \cdot 10^{-8}$ dans la détermination de la longueur d'onde exigerait un pointé correspondant à 1 % de la largeur de la frange, même si l'interféromètre ne contribuait en rien à cette largeur. Quand on considère que la frange est habituellement incurvée, qu'elle présente un profil approximativement gaussien ou sinusoïdal au lieu d'avoir des bords nets et que l'éclairage n'est pas optimum, il n'est guère surprenant qu'une telle précision ne soit pas obtenue facilement, ou même pas du tout.

Au National Research Council, les comparaisons de longueurs d'onde sont effectuées selon les méthodes classiques en utilisant l'interféromètre de Perot-Fabry et l'interféromètre de Kösters. En plus, deux nouvelles méthodes seront utilisées, dont on pense qu'elles auront de grands avantages quant à leur absence d'erreurs systématiques. L'une est une méthode de balayage par variation de pression avec un interféromètre Perot-Fabry et enregistrement soit photoélectrique, soit photographique [25], [27]. L'autre est une adaptation de l'interféromètre de Michelson pour la mesure des étalons à traits avec emploi d'une technique de pénombre (Annexe M 20). Ces deux techniques nécessitent des ondes interférentes aussi planes et parallèles que possible avec, en conséquence, l'élimination de nombreuses sources d'erreur.

LONGUEURS D'ONDE DE QUELQUES RAIES DU Kr 86 ET DU Hg 198.

Des valeurs provisoires pour les longueurs d'onde dans le vide de trois raies du Kr 86 et de trois raies du Hg 198 sont données dans le tableau suivant. Ces valeurs ont été obtenues par comparaison à la raie rouge du cadmium émise par une lampe observée en travers et fonctionnant suivant les spécifications du Comité International des Poids et Mesures, sauf que le gaz porteur était de l'argon au lieu d'air; on a admis pour la longueur d'onde dans le vide de la raie rouge la valeur $6\,440,249 \text{ \AA}$.

Les raies du Kr 86 étaient produites par une lampe à cathode chaude, à la température du point triple de l'azote, selon les indications de E. Engelhard [28].

La lampe à Hg 198 était une lampe sans électrodes contenant de l'argon à une pression de $0,2 \text{ mm Hg}$; elle était excitée par un oscillateur à 270 MHz , refroidie par de l'eau à 4° C et observée en travers.

Longueurs d'onde dans le vide des raies du Kr 86 et du Hg 198
(unité : $1 \cdot 10^{-10} \text{m}$).

Hg 198.			
a. Perot-Fabry.....	5 792,268 3	5 771,197 9	5 462,270 4
b. Michelson.....	268 0	197 8	270 4
c. Moyenne des valeurs publiées	5 792,268 2	5 771,198 2	5 462,270 3
Kr 86.			
a. Perot-Fabry.....	6 458,071 8	6 057,802 1	5 651,128 3
b. Michelson.....	071 6	801 9	128 2
c. Moyenne des valeurs publiées.....	-	6 057,802.0	5 651,128 6

Les valeurs de la ligne *a* ont été obtenues à l'aide d'un étalon Perot-Fabry dans le vide avec des couches d'aluminium. Celles de la ligne *b* ont été obtenues à l'aide d'un interféromètre du type Michelson (Annexe M 20). A titre de comparaison, la ligne *c* donne ce que les auteurs considèrent comme les meilleures valeurs extraites de la documentation citée dans les références et de communications privées.

L'intervalle d'incertitude calculé à 99 % de probabilité à partir de la dispersion des observations individuelles atteignait 0,000 2 à 0,000 3 Å pour les valeurs obtenues par les deux interféromètres. Bien que ces valeurs soient provisoires, elles se sont révélées utiles aux auteurs dans une variété de problèmes en métrologie. Avant qu'elles ne soient obtenues, une difficulté considérable surgissait dans l'application de la méthode des coïncidences pour la détermination des grandes distances en raison de l'incertitude des valeurs disponibles pour les longueurs d'onde.

Les auteurs expriment leurs remerciements au Dr G. R. Hanes pour sa collaboration efficace dans la préparation de ce Rapport.

(3 septembre 1957.)

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] *Procès-Verbaux du C. I. P. M.*, 24, 1954, p. M 27 (Proposition III).
- [2] CANDLER (C.), *Modern Interferometers*. Hilger and Watts, London, 1951, p. 55-56.
- [3] TOLANSKY, *An Introduction to Interferometry*, 1955, p. 92-137.
- [4] MEGGERS (W. F.) et WESTFALL (F. O.), *J. Res. Bur. Stand.*, 44, 1950, p. 447.
- [5] BLANK (J. M.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 40, 1950, p. 345.

- [6] BARRELL (H.), *Proc. Roy. Soc. A*, 209, 1951, p. 132.
- [7] MEGGERS (W. F.) et KESSLER (K. G.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 45, 1955, p. 902.
- [8] TERRIEN (J.), ce volume, Annexes M 22 et M 24.
- [9] BATARCHOUKOVA (N. R.), KARTACHEV (A. I.) et ROMANOVA (M. F.), *Trud. Inst. Metrol.*, 1954.
- [10] BURNS (K.) et ADAMS (K. B.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 46, 1956, p. 94.
- [11] WISE (J. H.) et VAN DER SLUIS (K. L.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 46, 1956, p. 587.
- [12] TERRIEN (J.), *Nuovo Cimento*, 6, 1957, Suppl. 1, p. 419 (Congrès Avogadro, Turin, 1956).
- [13] JACKSON (C. V.), *Phil. Trans. Roy. Soc. A*, 236, 1935, p. 1.
- [14] MICHELSON, *Travaux et Mémoires du B. I. P. M.*, 11, 1895, p. 3.
- [15] *Comptes rendus des Séances, Septième Conf. Gén. Poids et Mesures*, 1927.
- [16] *Procès-Verbaux du C. I. P. M.*, 17, 1935, p. 91.
- [17] *Report of Int. Astron. Un.*, 1938.
- [18] PÉRARD (A.), *Rev. d'Optique*, 7, 1928, p. 10.
- [19] SEARS (J. E.) et BARRELL (H.), *Proc. Roy. Soc. A*, 139, 1933, p. 202.
- [20] MINKOWSKI et BRUCK, *Z. f. Physik*, 95, 1935, p. 274 et 284.
- [21] MEISSNER et LUFT, *Rev. Modern Physics*, 14, 1942, p. 68.
- [22] BATARCHOUKOVA (N. R.), KARTACHEV (A. I.) et ROMANOVA (M. F.), *Doklady Akad. Nauk S. S. S. R.*, 90, 1953, p. 153.
- [23] PÉRARD (A.), *Réunions de l'Institut d'Optique*, Paris, 1935.
- [24] BATARCHOUKOVA (N. R.) et DUBROVSKI (G. B.), *Optika i Spektroskopija*, 1, n° 3, 1956, p. 330.
- [25] BAIRD (K. M.), *J. de Physique*, 19, 1958, p. 384 (Colloque international de Spectroscopie interférentielle).
- [26] PRINGSHEIM (N.), *Fluorescence and Phosphorescence*. Interscience Publishers Limited, London, 1949.
- [27] BAIRD (K. M.) et SMITH (D. S.), *Can. J. Phys.*, 35, 1957, p. 455.
- [28] Recent developments and techniques in the maintenance of standards. Symposium held at the National Physical Laboratory, 21-22 mai 1951, H. M. S. O., London, 1952, p. 13.

ANNEXE M 19.

National Research Council (Canada).

PRÉVENTION DU RENVERSEMENT DES RAIES
DANS LES LAMPES A MERCURE 198

Par K. M. BAIRD et D. S. SMITH.

(Traduction.)

La raie verte 5461 \AA du Hg 198 a été proposée par Meggers [1] comme étalon primaire de longueur d'onde et elle est une des raies prises en considération pour servir de base au mètre international redéfini. Cette raie se recommande beaucoup par sa finesse, son isolement des autres raies, sa facilité d'excitation.

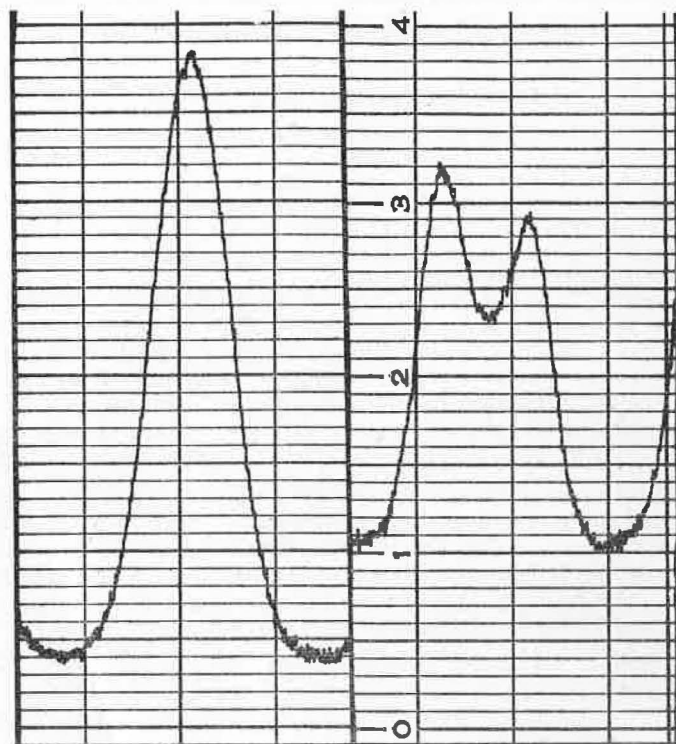
Cependant, étant donné que la raie est produite actuellement dans une lampe sans électrodes, avec de l'argon comme gaz porteur, elle présente le désavantage sérieux de subir un renversement asymétrique qui provoque son élargissement et son déplacement. Par conséquent, la lampe doit être utilisée et observée avec prudence. La température doit être maintenue au-dessous d'environ 10° C , bien que l'intensité de la raie soit réduite et que la lampe cesse de fonctionner un peu au-dessous de 0° C .

En vue de surmonter cette difficulté, des expériences ont été faites pour utiliser la propriété connue des gaz moléculaires de réduire la tendance au renversement par dépeuplement des niveaux métastables [2]. On a fabriqué et étudié des lampes qui contenaient respectivement comme gaz porteurs de l'hydrogène, de l'azote, et des mélanges de ces gaz avec l'argon.

Les résultats sont tout à fait frappants, comme le montre la figure. A droite, on voit le profil de la raie 5461 Hg 198 émise par une petite lampe sans électrodes, remplie d'argon, fonctionnant dans l'air sans refroidissement spécial et observée en bout; à gauche se trouve le profil de la même raie, émise et observée dans des conditions identiques, mais où l'argon a été remplacé par l'azote comme gaz porteur. Une amélioration semblable a été trouvée avec de l'hydrogène. Dans les deux cas, l'intensité au

sommet était considérablement accrue. Les mélanges argon-hydrogène et argon-azote montrèrent une amélioration un peu moindre, mais importante néanmoins; d'un autre côté, l'émission des raies du mercure comparée au rayonnement propre de l'azote et de l'hydrogène était un peu meilleure avec les mélanges.

Le déplacement de longueur d'onde imputable à la présence d'azote a été mesuré et trouvé moindre que pour l'argon [3]; on



s'attendrait également, sur la base des mesures faites à haute pression [4], à ce que le déplacement imputable à l'hydrogène soit petit. L'azote tend à former du Hg_3N_2 qui, cependant, dans les conditions de décharge est en équilibre avec l'azote à une pression suffisante pour un fonctionnement adéquat de la lampe.

Au point où en sont les expériences, il apparaît que l'utilité de la raie verte du Hg 198 comme étalon pour la mesure des longueurs serait grandement accrue par la méthode de prévention du renversement que nous venons d'exposer. Une étude se poursuit sur des

points tels que la vie de la lampe, l'importance du rayonnement du gaz porteur, la valeur exacte de la longueur d'onde émise, etc.

(3 septembre 1957.)

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] MEGGERS (W. F.) et KESSLER (K. G.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 40, 1950, p. 737.
- [2] PRINGSHEIM, *Fluorescence and Phosphorescence*. Interscience Publishers Ltd., London, 1949.
- [3] BAIRD (K. M.) et SMITH (D. S.), *Can. J. Phys.*, 35, 1957, p. 455.
- [4] MARGENAU (H.) et WATSON (W. W.), *Rev. Modern Physics*, 8, 1936, p. 44.



National Research Council (Canada).

UN INTERFÉROMÈTRE
POUR LA MESURE DES ÉTALONS A TRAITS

Par K. M. BAIRD.

(Traduction.)

Étant donné l'augmentation de précision exigée maintenant des étalons à traits et la probabilité que le mètre international sera dans un proche avenir défini par une longueur d'onde lumineuse, il devient de plus en plus important de pouvoir mesurer des étalons à traits en fonction des longueurs d'onde. Ceci a évidemment déjà été fait; depuis que Michelson et Benoît ont, pour la première fois, rattaché le mètre à la raie rouge du cadmium en 1895, la mesure a été répétée six fois en différents pays, par plusieurs méthodes différentes, et une très bonne concordance a été atteinte, meilleure que $\pm 3 \cdot 10^{-7}$, soit $0,3 \mu$ pour 1 m ⁽¹⁾. Ce furent toutefois des expériences longues, ardues et difficilement applicables aux mesures courantes.

L'instrument que l'on va décrire est conçu pour le travail courant et vise cependant à la même précision. Ceci est rendu possible surtout par l'emploi des nouvelles sources isotopiques qui permettent des mesures interférométriques faciles à des distances relativement grandes, mais aussi par la mise en œuvre de nouvelles techniques.

Le principe de la mesure est très simple, comme le montre la figure 1. L'étalon à traits G porte un miroir optique plan M₁ fixé à une extrémité, et est monté sur une coulisse mobile sous un seul microscope M. Le miroir constitue l'un des miroirs interférentiels d'un interféromètre de Michelson coudé dont les éléments

⁽¹⁾ Cf. C. CANDLER, *Modern Interferometers*. Hilger and Watts Ltd., London, 1951, p. 55.

sont le collimateur K, la séparatrice S, le deuxième miroir M_2 et le tube d'observation des franges T. Pour la mesure d'un intervalle défini par deux traits, on pointe l'un des traits au microscope et l'on fait une lecture de l'ordre d'interférence en T. La règle est ensuite déplacée jusqu'à ce que l'autre trait soit sous le microscope; on fait un deuxième pointé et une nouvelle lecture de l'ordre d'interférence. A partir des différences on détermine la longueur de l'intervalle en fonction des longueurs d'onde.

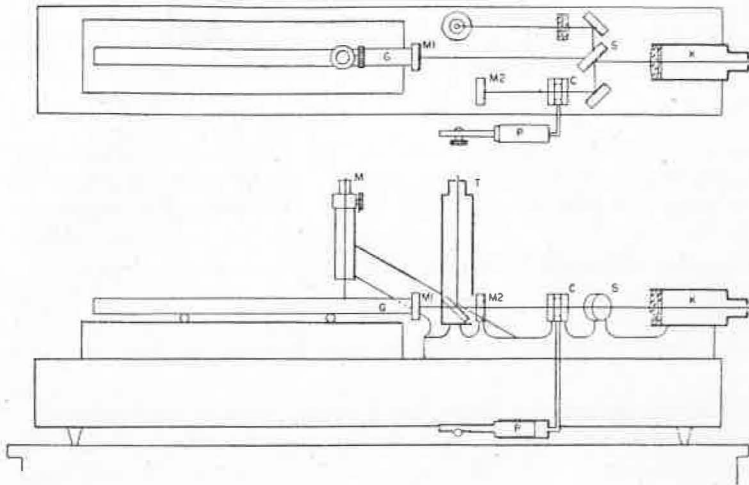


Fig. 1. — Schéma de principe du comparateur interférentiel pour la mesure des étalons à traits.

G, étalon à traits auquel est fixé le miroir M_1 .

K, collimateur; S, séparatrice; M_2 , miroir; T, tube d'observation des franges, cet ensemble constituant avec M_1 les éléments d'un interféromètre de Michelson.

M, microscope pour le pointé de l'étalon à traits.

C, chambre à air; P, piston.

L'entier de l'ordre d'interférence est déduit des excédents fractionnaires observés par la méthode des coïncidences, à l'aide de tables numériques appropriées. L'une des deux séries de couleurs suivantes est utilisée : les raies 5 792, 5 771 et 5 462 Å du Hg 198, ou les raies 6 458, 6 058 et 5 651 Å du Kr 86. A cause de la précision de la méthode de pointé des franges décrite ci-après, l'emploi de l'une ou l'autre de ces séries requiert la connaissance préalable de la longueur de l'intervalle à moins de 15 μ pour que la longueur exacte soit déterminée sans ambiguïté.

Pour que cette méthode soit praticable, il est nécessaire de pouvoir déterminer facilement et d'une manière précise la partie

fractionnaire de l'ordre d'interférence. Ceci s'obtient par l'emploi d'une technique de pénombre, de la façon suivante (*fig. 1*) : une chambre à air C est montée sur l'un des bras de l'interféromètre; par déplacement du piston P la différence de marche optique peut être modifiée de petites quantités mesurables, de façon à en faire un nombre entier de demi-longueurs d'onde. Cette dernière condition est constatée avec grande précision en disposant une bande mince transparente évaporée sur l'une des fenêtres de la chambre et en utilisant le principe représenté sur la figure 2.

Les courbes indiquent la variation de la luminance du champ en fonction de la pression dans la chambre, c'est-à-dire de la

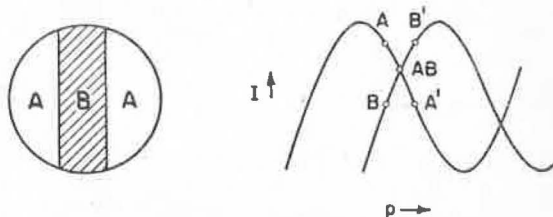


Fig. 2. — Principe de la méthode de pointé des franges.

différence de marche (avec les miroirs réglés au parallélisme) : la courbe A est pour le fond; B est pour la bande. Aux points correspondant à A et B le fond apparaît beaucoup plus lumineux; en A' et B' la bande est plus brillante et en AB il y a une égalité photométrique qui peut être pointée avec une grande sensibilité, soit environ 0,001 ordre d'interférence aux petites différences de marche.

La figure 3 montre une vue générale de l'appareil avec une partie de l'isolement thermique enlevée. De droite à gauche on voit le collimateur, la séparatrice, la chambre à pression variable, le tube d'observation des franges, les miroirs, l'étalon à traits et le microscope.

Afin de vérifier la précision de l'instrument, une série de déterminations (environ 50 en tout) a été effectuée sur tous les intervalles de 1 dm, de 2 dm et de 25 cm d'une échelle divisée de 50 cm et un calcul de l'étalonnage a été fait pour obtenir la meilleure compensation. L'écart d'une seule détermination de ces intervalles par rapport aux valeurs compensées fut trouvé égal à 0,16 μ , même sur les intervalles de 25 cm. Ceci inclut les écarts dus à la température et à des facteurs autres que les erreurs de pointé, parce que les déterminations ont été effectuées dans un ordre plus ou moins quelconque et sur une période de plusieurs mois. La précision absolue de la détermination fut indiquée lors de la

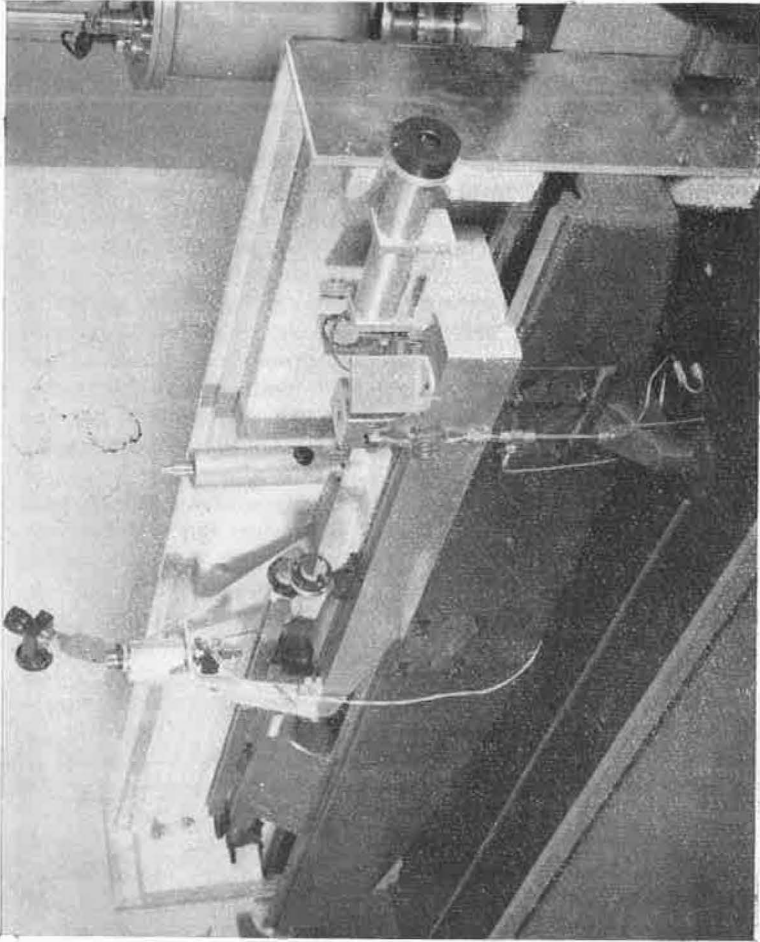


Fig. 3. — Vue d'ensemble du comparateur interférentiel.

mesure d'un intervalle de 275 mm pour une expérience sur la valeur de g ; cet intervalle fut aussi mesuré par référence à une règle divisée récemment contrôlée au B. I. P. M. et les deux mesures concordaient à mieux que $0,2 \mu$.

La précision avec laquelle l'ordre d'interférence est déterminé est indiquée par l'écart moyen quadratique de cinquante observations par rapport aux valeurs compensées provenant de l'application de la méthode des coïncidences; cet écart moyen est de $0,016$ (soit $0,005 \mu$).

La précision de $\pm 0,16 \mu$ dans la détermination des intervalles de longueur est à peu près tout ce qu'on peut attendre du pointé au microscope visuel utilisé dans ces expériences. Il est possible d'améliorer considérablement cette précision, peut-être d'un facteur 10, par l'emploi d'un microscope photoélectrique qui a été commandé à la Société Genevoise d'Instruments de Physique.

La technique interférométrique actuelle s'est révélée très satisfaisante et, d'après quelques mesures préliminaires, apparaît applicable à la mesure directe d'intervalles jusqu'à 40 cm environ. Une détermination unique demande environ vingt minutes. La commodité d'emploi de l'instrument et la longueur de l'intervalle maximum peuvent vraisemblablement être augmentées par le pointé photoélectrique des franges, modification relativement simple.

Il y a tout lieu de supposer qu'une seconde version de cet instrument utilisant des microscopes photoélectriques permettra l'étalonnage de règles à traits jusqu'à 1 m de longueur, directement en fonction des longueurs d'onde, avec une précision de 10^{-7} ou même meilleure.

(3 septembre 1957.)



ANNEXE M 21.

National Research Council (Canada).

DÉPLACEMENT DES RAIES DU MERCURE 198
EN FONCTION DE LA PRESSION

Par K. M. BAIRD et D. S. SMITH.

(Extrait de l'article publié
dans *Canadian Journal of Physics*, 35, 1957, p. 455-461.)

Le tableau suivant donne le déplacement des raies du Hg 198 pour une pression du gaz porteur de 10 mm Hg. Pour l'argon, le premier nombre a été obtenu avec un étalon Perot-Fabry de 25,0 mm, et le second avec un étalon de 62,5 mm. Pour les autres gaz, l'étalon était de 62,5 mm.

Unité : 10^{-4} cm^{-1}

λ (Å).	He.	Ne.	A.	Kr.	Xe.
5 791.....	-	-	$\left\{ \begin{array}{l} -26 \pm 1 \\ -17 \pm 1 \end{array} \right\}$	-	-
5 770.....	-	-	$\left\{ \begin{array}{l} -30 \pm 8 \\ -19 \pm 1 \end{array} \right\}$	-	-
5 461.....	+ 7,6	- 11	$\left\{ \begin{array}{l} -25 \pm 1 \\ -20 \pm 1 \end{array} \right\}$	- 21	-
4 358.....	+ 6,6	- 15	$\left\{ \begin{array}{l} -29 \pm 2 \\ -23 \pm 1 \end{array} \right\}$	-	- 20
4 047.....	-	-	$\left\{ \begin{array}{l} -21 \pm 1 \\ -21 \pm 1 \end{array} \right\}$	-	-

ANNEXE M 22.

Bureau International des Poids et Mesures.

QUALITÉS DES RADIATIONS MONOCHROMATIQUES.
EXACTITUDE DES MESURES INTERFÉRENTIELLES

Par J. TERRIEN.

Les travaux du Bureau International relatifs au projet d'une nouvelle définition du mètre ont été orientés dans deux directions :

1° L'étude du profil spectral de radiations émises par le cadmium 114, le mercure 198 et le krypton 86, lorsque l'on fait varier les conditions de fonctionnement et le mode d'utilisation des lampes. Les résultats, présentés au Comité International en octobre 1956 (*Procès-Verbaux du C. I. P. M.*, 25, 1956, p. 34), renseignent sur les perturbations qui affectent les diverses radiations lors de l'émission; ils peuvent guider le choix d'une radiation fine et peu sensible aux perturbations, qui se rapprocherait des conditions idéales d'une constante naturelle.

2° L'étude de la production des phénomènes d'interférence et des défauts des interféromètres susceptibles de limiter l'exactitude des mesures de longueur et des comparaisons de longueurs d'onde. Quelle que soit la qualité de la radiation étalon, il faut toujours se servir d'un interféromètre et la précision des observations expérimentales est limitée par de petites erreurs systématiques fort sournoises; l'analyse de ces erreurs constitue le deuxième travail, dont les résultats acquis seront résumés dans cette Note.

Ces deux études paraissent aussi indispensables l'une que l'autre pour évaluer le bénéfice qu'apporterait l'adoption d'un nouvel étalon fondamental de longueur.

Profil spectral. — Rappelons d'abord brièvement les principaux résultats de la première étude. Dans les cas les plus favorables, le profil spectral, déterminé expérimentalement à l'étalon Perot-

Fabry et confirmé par la visibilité selon la méthode employée par Michelson en 1891, est une courbe de Gauss symétrique conforme à la théorie d'un élargissement par effet Doppler-Fizeau d'agitation thermique; mais la largeur du profil a toujours été trouvée supérieure d'au moins 20 % à celle que l'on calcule d'après la température de l'enceinte où la lampe est maintenue. On sait que le quotient de la masse atomique par la température absolue, qui régit théoriquement la largeur Doppler, laisse prévoir des raies de plus en plus fines lorsqu'on passe du cadmium à 250-300° C, au mercure refroidi à l'eau, et au krypton refroidi au point triple de l'azote; ces prévisions sont bien vérifiées par l'expérience, si l'on règle les conditions d'excitation de façon que les radiations soient peu perturbées.

La cause la plus fréquente de perturbation du profil spectral paraît être l'autoabsorption, que l'on peut confirmer par des mesures purement photométriques d'intensité, le tube à décharge étant observé en bout et en travers. Les radiations qui fournissent les interférences de meilleure visibilité (la visibilité V étant définie comme l'a fait Michelson) sont celles du krypton dans l'infrarouge, aux longueurs d'onde voisines de 1μ : par exemple $V = 0,5$ à la différence de marche de $0,5 \text{ m}$, et $V = 0,13$ à la différence de marche de 1 m . Les radiations qui semblent les moins facilement perturbées sont celles du krypton de longueur d'onde $0,565 \text{ } \mu$ et $0,605 \text{ } \mu$; cette dernière raie est celle qui fournit la meilleure visibilité des interférences parmi les raies étudiées dans le spectre visible ($V = 0,23$ à la différence de marche de $0,5 \text{ m}$).

Erreurs des mesures interférentielles. — L'utilité de l'étude de ces erreurs a été sentie vivement lorsque nous avons voulu mesurer des longueurs d'onde par rapport à la raie rouge du cadmium, parce que l'emploi de deux interféromètres différents, l'étalon Perot-Fabry et l'interféromètre de Michelson, nous a conduits à un désaccord bien que les sources de lumière eussent été les mêmes. Ces résultats ont été également présentés au Comité International en octobre 1956; le désaccord le plus grand atteint, en valeur relative, $0,16 \cdot 10^{-6}$. Plus récemment, entre des valeurs de longueurs d'onde mesurées dans deux laboratoires différents, valeurs provisoires publiées ou communiquées officieusement, le désaccord dépasse $0,16 \cdot 10^{-6}$. Dans tous les cas, la précision de chaque mesure était estimée à $\pm 0,02 \cdot 10^{-6}$. Cette constatation prouve que même dans des laboratoires spécialisés, des précautions patientes et méticuleuses sont nécessaires pour qu'une exactitude meilleure que $0,1 \cdot 10^{-6}$ soit garantie.

Les causes d'erreur qui ont été examinées au Bureau International sont liées à des phénomènes simples et en général connus, mais elles sont nombreuses. Leur étude a d'abord été faite pour

l'interféromètre de Michelson; elle sera étendue plus tard à l'éta lon Perot-Fabry.

1° Les défauts de planéité des ondes interférentes atteignent 0,1 frange, soit la fraction $0,4 \cdot 10^{-6}$ de la différence de marche lorsque celle-ci est 125 mm. La répétition des mesures à différence de marche positive et négative devrait éliminer les erreurs dues à des répartitions inégales de la lumière, mais il faut que ces répartitions se conservent fidèlement.

2° Dans le plan où les franges sont observées, si l'amplitude de vibration de chaque onde interférente n'est pas uniforme, les maxima et minima sont déplacés.

3° Si un peu de lumière parasite cohérente s'ajoute aux ondes interférentes normales, la vibration parasite correspondante se compose avec la vibration résultante des ondes interférentes normales; les franges observées se trouvent déphasées, par exemple de $1/60$ frange si la vibration parasite est en quadrature et si son amplitude est le dixième de l'amplitude résultante; il suffit pour cela que l'intensité photométrique de la lumière parasite soit 1 %. Dans notre interféromètre de Michelson utilisé sans précaution, la lumière parasite provenant des réflexions vitreuses atteindrait 6 %.

4° Si une radiation plus faible, de longueur d'onde légèrement différente, se mêle à la radiation que l'on veut étudier, les intensités des interférences de ces deux radiations s'ajoutent et provoquent une erreur systématique variable avec la différence de marche. Par exemple, une raie de l'argon voisine de la raie rouge du cadmium existe dans le spectre des lampes Osram, avec une intensité suffisante pour déplacer les maxima de 0,04 interfrange si ces deux raies sont mêlées.

5° Dans un interféromètre de Michelson, l'ordre d'interférence dépend de l'état de polarisation de la lumière; il change de 0,04 selon que la vibration est parallèle ou perpendiculaire au plan d'incidence sur la séparatrice.

6° Lorsqu'on mesure visuellement le diamètre des anneaux à l'infini au moyen d'une lunette à micromètre focal, la coma, la distorsion et la dispersion spectrale du point nodal sont des causes d'erreurs; de plus, l'appréciation subjective du diamètre du cercle de luminance maximum ou minimum varie de plusieurs centièmes d'interfrange, selon le niveau de luminance, et selon que l'anneau observé est plus ou moins voisin du centre.

7° Lorsqu'on reçoit une petite partie centrale des anneaux sur un tube photoélectrique, les variations locales de la sensibilité du tube sont une cause d'erreur; cette erreur existe toujours, bien qu'elle soit différente lorsque l'on projette sur la surface

réceptrice l'image des franges, ou celle de miroirs imparfaits ou d'un autre plan quelconque.

Ces causes d'erreurs ont été évaluées plus ou moins complètement par le calcul, pour des conditions expérimentales choisies, et mises en évidence par des expériences spéciales.

On a ensuite essayé de minimiser leur influence. Dans les mesures de longueurs d'onde actuellement en cours, et qui sont près de s'achever avec l'interféromètre de Michelson, on ne peut encore affirmer le degré de précision qui sera obtenu. Grâce à la diminution des erreurs systématiques, le gain de précision se chiffrera peut-être par un facteur compris entre 5 et 10. Si l'exactitude réelle sur la détermination d'un ordre d'interférence était auparavant caractérisée par une erreur maximum de 0,02 à 0,04 interfrange, elle sera peut-être maintenant 0,002 à 0,008 interfrange, ce qui fournirait, sur la mesure d'une longueur ou la comparaison de deux longueurs d'onde à la différence de marche de 125 mm, une précision relative de l'ordre de 0,01 à 0,04. 10^{-6} .

Par rapport à l'exactitude actuelle des mesures fondées sur le Prototype international du mètre, exactitude qui atteint 0,1 à 0,2. 10^{-6} dans les conditions les plus favorables, le Bureau International croit être préparé actuellement à exécuter des mesures interférentielles trois à dix fois plus précises.

Ce progrès ne sera pourtant confirmé à nos yeux qu'après trois épreuves qui devraient pouvoir être tentées prochainement :

1° il faudra que nous obtenions la concordance des résultats de mesures de longueurs d'onde avec deux interféromètres différents, pour être sûrs que les erreurs systématiques de mesure ont été réduites autant que nous le croyons;

2° il faudra que la reproductibilité de la longueur d'onde des raies les moins perturbées, présumée d'après la forme du profil spectral, soit vérifiée par des mesures de longueur d'onde aussi précises que possible pendant que les sources sont alimentées de diverses façons;

3° il faudra enfin que le Bureau International et d'autres laboratoires obtiennent sur des mesures de longueur d'onde des résultats concordants avec une approximation de 0,01 à 0,04. 10^{-6} , c'est-à-dire quatre à seize fois mieux que ne l'indiquent les résultats provisoires qui nous sont actuellement connus.

Conclusion. — Il ne semble pas encore absolument certain qu'une définition optique du mètre par une longueur d'onde apporterait dès aujourd'hui une amélioration sensible de la précision, surtout à cause des difficultés plus ou moins cachées de l'emploi des interférences. Mais on a obtenu aussi des résultats expérimentaux, que l'on désire confirmer prochainement, et qui

tendent à prouver qu'un gain d'un facteur 10 environ sur la précision est accessible, sans changement radical des techniques, avec les sources de lumière déjà étudiées. Cet accroissement de précision, dès qu'il sera assuré, joint à la qualité de constante naturelle que possède l'étalon longueur d'onde lorsque les perturbations dans la source sont rendues négligeables, justifierait à notre avis que l'on fasse un pas en avant dans l'amélioration de la définition du mètre.

Note additionnelle.

Ci-dessous sont reproduits les résultats présentés en octobre 1956 au Comité International des Poids et Mesures et les résultats provisoires des mesures en cours (1957), concernant la longueur d'onde dans le vide de quelques radiations monochromatiques, mesurée par comparaison à la radiation rouge du cadmium de la lampe de Michelson conforme aux spécifications internationales.

- a* : interféromètre Michelson (1956);
- b* : interféromètre Perot-Fabry (1956);
- c* : interféromètre Michelson (1957).

Longueurs d'onde dans le vide.

Mercure 198.

<i>a</i>	0,579 226 81 μ	0,577 119 82 μ	0,546 227 04 μ	0,435 956 22 μ
<i>b</i>	83	84	06	28
<i>c</i>	84	84	07	24

Krypton 86.

<i>a</i>	0,645 807 24 μ	0,605 780 22 μ	0,565 112 86 μ
<i>b</i>	22	24	86
<i>c</i>	21	21	86

(17 mai 1957.)

RÉSULTATS
DE L'ÉTUDE DES RADIATIONS MONOCHROMATIQUES
ENVISAGÉES POUR LA DÉFINITION DU MÈTRE

Par J. TERRIEN.

1. INTRODUCTION.

Dès qu'il en a eu la possibilité, c'est-à-dire après l'achèvement des comparaisons internationales de calibres en décembre 1954, le Bureau International a décidé d'entreprendre l'étude de radiations monochromatiques, conformément à la Résolution 1 de la Dixième Conférence Générale des Poids et Mesures (octobre 1954) qui, reconnaissant la nécessité de ces recherches, renouvelait « en conséquence aux grands Laboratoires et au Bureau International son invitation à poursuivre aussi activement que possible leurs études sur les radiations monochromatiques, en vue de permettre à la Onzième Conférence Générale de prendre une résolution définitive... », et non plus des résolutions d'attente.

En fait, l'exécution de diverses améliorations longtemps retardées, et quelques mesures supplémentaires de calibres, ont reporté à juillet 1955 le début des recherches proprement dites. Pendant les deux années de juillet 1955 à août 1957, le travail a été poussé avec acharnement, stimulé par l'impression que la plus grande part de responsabilité de ces recherches reposait sur le Bureau International. L'orientation des travaux a été changée chaque fois qu'une voie nouvelle paraissait plus prometteuse; des tentatives dont l'issue était imprévisible ont été entreprises, et parfois avec succès; aucun essai susceptible d'éclairer la question n'a été abandonné, même si l'habileté de l'expérimentateur restait le seul recours pour suppléer à l'insuffisance des instruments disponibles. Cet effort soutenu a donné des résultats qui sont exposés dans ce rapport.

2. QUALITÉS A ÉTUDIER.

On a souvent insisté sur les qualités que doit présenter une radiation monochromatique pour constituer un étalon de longueur; A. Pérard, en particulier, les a déjà exposées en détail [1]. Mais le Comité Consultatif pour la Définition du Mètre a donné en 1953 un aspect nouveau à ces exigences lorsqu'il a adopté par sa Proposition II les lignes générales d'une définition dont le caractère théorique apparaît dans les expressions « le radiateur et l'observateur étant en repos relatif » et « atome... qui ne soit soumis à aucune influence perturbatrice » [2]. Ni l'une ni l'autre de ces expressions ne désignent rien de pratiquement réalisable; leur signification évidente est que l'on doit chercher à connaître quantitativement la différence entre la longueur d'onde de la radiation réellement produite et la longueur d'onde idéale. Une correction bien connue, mieux qu'une correction plus petite et mal connue, doit permettre la réalisation la plus exacte d'un étalon défini selon les termes adoptés par le Comité Consultatif.

Donc, aux qualités communément citées, intensité, facilité de production, symétrie spectrale, etc., vient s'ajouter la possibilité de mesurer les perturbations et leur influence, condition plus intéressante et plus complète que la simple reproductibilité. L'étude des perturbations nous a donc paru fondamentale, plus que la recherche de la plus grande finesse.

3. TRAVAUX PRÉLIMINAIRES.

L'étude d'optique géométrique de l'éclairage de notre interféromètre de Michelson a permis d'accroître la luminosité des interférences d'un facteur 10 à 50. On a choisi des grossissements de la lunette d'observation bien adaptés aux propriétés de l'œil. Le mécanisme de réglage du parallélisme des miroirs, avec commande extérieure, a été rendu plus fin et plus efficace. Des observations qualitatives commodes ont alors établi que les anneaux à l'infini de la raie rouge du cadmium devenaient visibles jusqu'à la différence de marche de 320 mm; les interférences de la raie verte du mercure 198 étaient encore visibles à plus de 500 mm lorsque le tube était refroidi à l'eau glacée, et à 720 mm lorsque la circulation d'eau était arrêtée, mais avec annulation de la visibilité à 300-350 mm, preuve de renversement. D'une façon analogue, la visibilité de la raie verte intense $0,557\ 0\ \mu$ du krypton 86 refroidi au point triple de l'azote passe par un minimum vers 500 mm, et les anneaux sont visibles jusqu'à 900 mm. Par photographie, on a reconnu que les raies infrarouges intenses du krypton étaient anormalement larges, et que la raie $0,985\ 6\ \mu$

interférait à la différence de marche de 1 m. Des observations visuelles ou photographiques similaires ont orienté le choix des radiations qui méritaient une étude plus complète.

La longueur d'onde de ces radiations a été mesurée par observation visuelle à l'interféromètre de Michelson, puis à l'étalon Perot-Fabry, dans l'air et dans le vide. Les résultats, médiocrement concordants, ont été présentés en octobre 1956 au Comité International des Poids et Mesures [3].

Lorsque nous avons pu disposer d'un photomultiplicateur assez sensible, avec cathode au césium-antimoine pour le visible, puis tout récemment avec cathode césium-argent pour l'infrarouge, des études plus quantitatives des qualités de ces radiations ont été abordées.

4. ANALYSE DU PROFIL SPECTRAL AVEC L'ÉTALON PEROT-FABRY.

On pouvait se demander si le flux lumineux transmis par un étalon Perot-Fabry à haute résolution serait suffisant pour que les flux monochromatiques isolés, avec une bande passante de $0,002 \text{ cm}^{-1}$ par exemple, soient mesurables avec un photomultiplicateur. L'expérience, tentée avec des miroirs aluminés ($\rho = 0,86$, $\tau = 0,057$), a montré que les mesures devaient être possibles. On a aussitôt déterminé, avec ces miroirs provisoires, le profil spectral de plusieurs radiations du Hg 198, du Kr 86 et du cadmium naturel, et constaté, par exemple, que la raie violette $0,4356 \mu$ du Hg 198 se renverse comme la raie verte $0,5461 \mu$ lorsque la lampe n'est pas refroidie, malgré l'observation en travers. L'étalon Perot-Fabry de 62,5 mm était enfermé dans une enceinte étanche, préalablement vidée d'air, et on laissait entrer l'air lentement; le photomultiplicateur recevait la lumière transmise par une petite ouverture au centre des anneaux, et l'intensité du courant photoélectrique était lue sur un galvanomètre; la courbe du profil spectral était tracée ensuite d'après ces lectures.

Des perfectionnements ont ensuite été apportés à l'installation, qui a été munie de miroirs de meilleure planéité, avec couches réfléchissantes diélectriques septuples de facteur de réflexion 0,95 à $\lambda = 0,5800 \mu$; un suiveur de spot assurait l'enregistrement continu du courant du photomultiplicateur. La finesse des anneaux d'interférence a été définie comme le rapport entre la distance de deux ordres successifs et la largeur à mi-hauteur d'une frange. Le facteur de réflexion élevé aurait fourni en théorie une finesse de 60 à 70 pour une radiation strictement monochromatique; mais les défauts de planéité et l'aire finie de l'ouverture d'exploration réduisaient la finesse à la valeur de 30

à 35. L'intervalle entre les ordres d'interférence successifs dans un étalon de 62,5 mm étant $0,08 \text{ cm}^{-1}$, la bande passante était d'environ $0,0025 \text{ cm}^{-1}$, nettement plus petite que la largeur des raies à étudier. Les premiers profils enregistrés étaient fortement dissymétriques; en regardant les miroirs de l'étalon par l'ouverture au centre des anneaux, on a constaté, pendant que la pression de l'air variait entre les miroirs, que les maxima d'interférence se produisaient successivement en diverses régions des miroirs. On a découpé un écran opaque pour masquer les régions défectueuses, et l'on a trouvé un compromis entre la finesse et la luminosité; l'écran finalement adopté avait une ouverture de 2 cm^2 environ. C'est avec cet écran que l'on a obtenu la finesse indiquée de 30 à 35, qui a été mesurée avec un étalon de 2 mm, assez court pour que la largeur propre des raies puisse être négligée.

On peut estimer l'élargissement dû à la largeur de bande instrumentale; il est de l'ordre de $0,001 \text{ cm}^{-1}$ dans la plupart des cas, et toutes les largeurs de raies mesurées ont subi une correction de $-0,001 \text{ cm}^{-1}$.

Un grand nombre d'enregistrements de profils ont été obtenus en juillet et août 1956; ils ne prétendent pas à une grande exactitude, à cause de réglages parfois imparfaits et, dans le cas des raies les moins intenses, des fluctuations du courant du photomultiplicateur.

Nous indiquons dans les tableaux qui suivent les largeurs mesurées sur les profils, et corrigées de l'effet instrumental; l'incertitude est en général de $\pm 0,0005$ à $0,001 \text{ cm}^{-1}$. Cette largeur sera par définition la distance, comptée parallèlement à l'axe des abscisses gradué en nombre d'ondes par centimètre, entre les deux points du profil dont l'ordonnée est la moitié du maximum; elle est donc mesurée en unités de nombre d'ondes, c'est-à-dire en cm^{-1} . Nous indiquerons aussi l'intensité au sommet du profil.

4.1. *Mercure 198. — Plusieurs lampes à mercure 198 ont pu être étudiées.*

1° Lampe sans électrodes offerte par le National Research Council; pression initiale d'argon 0,5 à 1 mm Hg, excitation en haute fréquence 300 MHz, circulation d'eau à la température t .

I, intensité du maximum (déviations du galvanomètre en mm);

b , largeur corrigée du profil en 10^{-3} cm^{-1} ;

$$M1, \quad \lambda = 0,579 \mu \quad (6^1 P_1 - 6^1 D_2),$$

$$M2, \quad \lambda = 0,577 \mu \quad (6^1 P_1 - 6^3 D_2),$$

$$M3, \quad \lambda = 0,546 \mu \quad (6^3 P_2 - 7^3 S_1).$$

TABLEAU I.

	$t = 5^{\circ}\text{C.}$		$t = 18^{\circ}\text{C.}$		$t = 40^{\circ}\text{C.}$	
	I.	b.	I.	b.	I.	b.
M1.....	37	18,9	138	19,4	1224	23,2
M2.....	36	20,3	149	19,8	1280	23,6
Me.....	807	19,6	1940	24,9	5720	renversée

2° Lampe offerte par le National Bureau of Standards; pression initiale d'argon 3 mm Hg (réduite probablement par l'usage), excitation par oscillateur « Raytheon » à 2 850 MHz. La lampe a été refroidie par un courant d'air (A) ou par immersion partielle dans l'eau, la lumière étudiée provenant de la région immergée (B).

TABLEAU II.

	A.		B.	
	I.	b.	I.	b.
M1.....	1 943	26,5	—	24,4
M2.....	2 000	25,2	—	24,5
Me.....	9 870	renversée	—	29,5

3° Lampe à électrodes internes de la General Electric Co, Wembley, Grande-Bretagne; pression d'argon 10 mm Hg, circulation d'eau à 20° C.

TABLEAU III.

	I.	b.
M1.....	14,4	28,6
M2.....	14	28,4
Me.....	19,9	30,4

Les principales conclusions que nous avons tirées de ces résultats ont été les suivantes :

L'excitation par « Raytheon » à fréquence élevée ne convient pas, l'une des raisons étant que nous n'avons pas réussi à allumer la lampe à l'intérieur d'une circulation d'eau.

La lampe à pression d'argon élevée (10 mm Hg) émet des raies larges avec peu d'intensité.

Le meilleur mode d'excitation est celui qui avait été conseillé par le National Bureau of Standards, c'est-à-dire dans un champ à la fréquence de 300 MHz environ, avec circulation d'eau. Dans ces conditions, une élévation de la température provoque l'élargissement, puis le renversement de la raie verte; les raies jaunes s'élargissent, au-dessus de 20° C, d'une quantité supérieure à ce

qui serait conforme à l'accroissement de l'effet Doppler. L'intensité de la raie verte croît moins vite que l'intensité des raies jaunes, ce qui doit s'expliquer principalement par l'autoabsorption bien connue de cette raie verte dont le niveau inférieur 6^3P_2 est métastable. Cette autoabsorption, que l'on peut supposer très petite à 5°C , serait, d'après les intensités mesurées, de l'ordre de 40 % à 18°C et de 80 % à 40°C . L'eau doit donc être refroidie par de la glace.

Les plus petites largeurs obtenues sont de l'ordre de $0,020\text{ cm}^{-1}$, tandis que la largeur Doppler théorique à 5°C serait $0,0155\text{ cm}^{-1}$. L'excès de la largeur mesurée sur la valeur théorique ne peut pas être attribué entièrement à la température d'agitation thermique des atomes émetteurs, car il faudrait admettre entre cette température et celle de l'eau de refroidissement une différence excessive d'environ 200 degrés.

La forme de la courbe enregistrée pour $M\nu$ à 5°C est pourtant superposable, sur sa plus grande partie, à 1 ou 2 % près, à la courbe de Gauss de même largeur qui représente un profil Doppler; mais là où la courbe de Gauss se rapproche de l'axe des abscisses, la courbe enregistrée reste au-dessus, comme on devait s'y attendre, car les franges de Perot-Fabry n'ont jamais de minimum nul. Il serait pourtant fort instructif de connaître le profil exact loin du sommet, car la plupart des causes d'élargissement autres que l'effet Doppler, si elles agissaient seules, donneraient au profil, en fonction du nombre d'onde $\nu - \nu_0$, la forme

$$\frac{\delta^2}{4(\nu - \nu_0)^2 + \delta^2}$$

qui reste seule importante aux valeurs élevées de $\nu - \nu_0$. C'est pourquoi nous avons essayé, par analyse harmonique, de calculer le profil réel de la raie verte $M\nu$ en corrigeant le profil enregistré [4], compte tenu du profil des franges d'une raie parfaitement fine obtenu avec l'étalon de 2 mm. Le résultat de ce calcul n'a rien appris; les intensités calculées aux pieds du profil étaient faibles et négatives; les données expérimentales manquaient sans doute de précision, ou le réglage du parallélisme était différent à 2 mm et à 62,5 mm.

La symétrie du profil de $M\nu$ aurait été parfaite lorsque la lampe est refroidie à l'eau glacée, sauf au voisinage des pieds; mais cette dissymétrie a pu être expliquée. La composition isotopique du mercure de cette lampe, communiquée par le National Research Council, est la suivante : Hg 198 98,0 %, Hg 199 1,51 %, Hg 200 0,16 %, Hg 201 0,08 %, Hg 202 0,12 %, Hg 204 0,06 %. La structure hyperfine de la raie verte du mercure 199 comporte trois composantes d'intensités respectives $3/5$, $1/3$ et $1/15$ situées aux distances $+0,058\text{ cm}^{-1}$,

— 0,260 cm⁻¹ et + 0,815 cm⁻¹ de la raie unique du mercure 198. Par superposition des ordres d'interférence, distants de 0,08 cm⁻¹, les deux composantes principales du mercure 199 se trouvent donc apparemment à — 0,022 et à — 0,020 cm⁻¹ de la raie du Hg 198. Si l'on retranche du profil enregistré l'influence calculée de l'isotope 199, la dissymétrie disparaît d'une façon satisfaisante.

A 18° C, le sommet du profil de Mv devient légèrement dissymétrique. A 40° C, le renversement est accentué et fortement dissymétrique.

Le profil des raies jaunes moins intenses est symétrique, mais n'a pu être étudié d'une façon détaillée qu'à 18° C; on observe encore, sur un pied de M1, une petite déformation attribuable sans doute à l'isotope 199.

4.2. *Cadmium 114.* — Une lampe sans électrodes à cadmium 114, contenant de l'argon à la pression de 3 mm Hg, offerte par l'Institut de Métrologie de l'U. R. S. S., a été chauffée dans un four électrique et excitée dans un champ oscillant à la fréquence 300 MHz. Le rayonnement émis en travers a été analysé à l'égalon Perot-Fabry comme l'avait été le rayonnement du mercure. La raie verte 0,508 5 μ, observée lorsque la lampe était à 275° C, était renversée. On a enregistré le profil spectral de la raie rouge du cadmium 114 à trois températures, en intercalant des fragments d'enregistrement de la raie rouge du cadmium naturel émise par la lampe de Michelson. On a pu ainsi mesurer, à trois températures de la lampe à cadmium 114, la largeur des raies, et la différence de longueur d'onde.

TABLEAU IV.

	Température.	Largeur.	$\lambda(114) - \lambda(\text{Cd naturel})$
Cd 114,	230° C	31,2 · 10 ⁻³ cm ⁻¹	— 8 · 10 ⁻⁸ μ
	250	32,5	— 11
	270	33,5	— 11
Cd naturel (lampe Michelson)...	305° C	34,8	

La largeur Doppler théorique à 230 et 270° C serait 0,023 3 et 0,024 2 cm⁻¹; la raie rouge du cadmium 114, bien qu'elle ait été plus fine que celle du cadmium naturel, était plus large de 37 % environ qu'une raie élargie par le seul effet Doppler calculé pour la température du four.

La longueur d'onde de la raie rouge du cadmium 114 diminue lorsque la température de la lampe s'élève; des observations fragmentaires à 290° C sur le cadmium 114, et des observations sur une lampe analogue construite par nous avec du cadmium naturel, confirment cette diminution, qui a été de 4 · 10⁻⁸ μ

entre 270 et 290° C avec le cadmium naturel. Au contraire, dans la lampe de Michelson où le gaz est de l'azote, aucun changement de la longueur d'onde en fonction de la température n'a été mis en évidence.

4.3. *Krypton 86.* — Les lampes utilisées ont été fabriquées par E. Engelhard à la Physikalisch-Technische Bundesanstalt, avec du krypton 86 séparé par thermodiffusion. La cathode est un filament émissif; l'intensité habituelle du courant de décharge était 20 mA. La lampe était immergée dans un bain d'azote liquide refroidi par évaporation jusqu'au point triple. Lorsqu'une palette d'agitation actionnée à la main de l'extérieur du cryostat a été installée, il est devenu bien apparent que le brassage du bain d'azote améliorait la finesse des radiations; ce dispositif d'agitation rudimentaire n'a pas toujours été maintenu, car son encombrement entravait la mise en place d'une lampe à krypton sans électrodes. Le refroidissement n'était donc pas aussi efficace que si un mécanisme mieux construit avait fonctionné en permanence. Le krypton est liquéfié et la pression du krypton gazeux est commandée par la tension de vapeur à la température de refroidissement, par exemple 0,03 mm Hg au point triple de l'azote 63° K.

Les lampes à cathode chaude étaient observées normalement en bout, mais aussi parfois en travers. Quelques observations ont été faites sur un tube sans électrodes excité par un champ oscillant à la fréquence de 300 MHz, toujours refroidi à l'azote liquide, et observé en bout ou en travers. Ce tube était plus court et de plus gros diamètre que le capillaire des lampes à cathode chaude.

Les radiations étudiées ont été :

$Ko_1,$	$\lambda = 0,6056 \mu$	$(2p_{10} - 5d_3),$
$Kj,$	$\lambda = 0,5870 \mu$	$(1s_1 - 2p_2),$
$Kjv,$	$\lambda = 0,5650 \mu$	$(1s_3 - 2p_{10}),$
$Kv,$	$\lambda = 0,5570 \mu$	$(1s_3 - 2p_3),$
$Kv_1,$	$\lambda = 0,5562 \mu$	$(1s_3 - 2p_2).$

Le tableau suivant indique l'intensité I et la largeur b des radiations, mesurées sur leur profil spectral enregistré derrière le même étalon Perot-Fabry de 62,5 mm à miroirs diélectriques. La lampe L est une lampe à cathode chaude observée en bout (Lb) et en travers (Lt); la lampe N est un tube sans électrodes observé en bout (Nb) et en travers (Nt). Tous les résultats de ce tableau ont été obtenus au point triple de l'azote; l'intensité du courant de décharge était 20 mA dans la lampe L.

TABLEAU V.

Lampe.	K α_1 .		K β_1 .		K β_2 .		K γ_1 .		K γ_2 .	
	l.	b.	l.	b.	l.	b.	l.	b.	l.	b.
Lb.....	53	13,1	637	21	148	14,5	369	23,8	376	15,7
Lt.....	2				3		25	13,2	11	13,2
Nb.....	73	15,6	1 134	25,1	264	16,3	905	24,9	660	17,0
Nt.....	6		146	16,4	14	15,1	174	14,9	56	14,9

Les largeurs b sont exprimées en 10^{-3} cm^{-1} , et la précision est environ $\pm 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$. Les intensités sont assez incertaines, surtout dans l'observation en travers, car le rayonnement doit traverser une couche épaisse d'azote; lorsque les expériences ont été faites, on n'avait pas prévu que les intensités pourraient être interprétées par la suite.

La lampe N sans électrodes est plus lumineuse, mais ses radiations ont une largeur spectrale plus grande que dans le cas de la lampe L à cathode chaude. Nous pensons que le défaut d'agitation de l'azote et l'échauffement du verre dans le champ de haute fréquence en sont les causes principales. D'autres expériences ont montré que l'on pouvait réduire un peu la largeur de K α_1 et de K β_2 en diminuant la puissance de l'oscillateur à haute fréquence.

La radiation intense K ν est très large dans l'observation en bout ($0,024$ à $0,025 \text{ cm}^{-1}$), et fine ($0,013$ à $0,015 \text{ cm}^{-1}$) dans l'observation en travers, ce qui semble prouver que cette radiation est autoabsorbable; l'estimation de la visibilité des franges à l'interféromètre de Michelson avait aussi montré une variation anormale, analogue à celle d'une raie dont le profil est altéré par absorption. C'est aussi pour cette raie que l'intensité augmente le moins lorsqu'on passe de l'observation en travers à l'observation en bout. Paradoxalement, la largeur de K ν augmente de $0,020$ à $0,023 \text{ cm}^{-1}$ lorsqu'on abaisse la température de l'azote du point d'ébullition 77° K au point triple 63° K .

La radiation K β_1 est aussi élargie par autoabsorption; mais l'existence d'autres causes d'élargissement est cette fois évidente, car K β_1 est plus large que les autres radiations dans l'observation en travers (ligne Nt, tableau V), où l'autoabsorption ne saurait être importante.

Les radiations K α_1 , K β_2 et K γ_1 sont à la fois moins intenses, moins autoabsorbables et plus fines. La plus fine est K α_1 , avec $b = 0,013 \text{ cm}^{-1}$; sa largeur n'a pas pu être mesurée avec une précision suffisante avec le photomultiplicateur disponible à l'époque, lorsqu'elle était observée en travers.

La forme des profils spectraux s'écarte nettement de la courbe

Doppler théorique dans le cas de $K\nu$ et de Kj , et varie avec la température de l'azote ; mais la forme des profils de $Kj\nu$ et de Ko_1 est indiscernable d'une courbe Doppler, sauf aux pieds du profil où subsiste un petit excès de lumière, sans que nous ayons pu décider à ce moment si le profil d'intensité des franges à ondes multiples en était la seule raison.

Le profil de Ko_1 , la raie la plus fine, a été examiné avec un soin particulier, sans qu'on ait pu y déceler une dissymétrie supérieure à l'incertitude du tracé enregistré. L'axe de symétrie pouvait être déterminé à mieux que $1/100$ de la largeur à mi-intensité, c'est-à-dire à environ $0,0001 \text{ cm}^{-1}$ près.

Le nombre d'ondes par centimètre de la radiation Ko_1 étant 16 700, nos enregistrements de profil permettent de dire que la précision minimum de la définition de la longueur d'onde de cette radiation est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-9}$, limite imposée par la sensibilité de la méthode de contrôle.

5. PREMIÈRE ÉTUDE SOMMAIRE A L'INTERFÉROMÈTRE DE MICHELSON.

Dans cette première étude à l'interféromètre de Michelson, la plupart des observations ont été faites en avril 1956 avec un photomultiplicateur ; nous ne relaterons que les résultats les plus significatifs. La visibilité des interférences a été évaluée selon

la définition de A. Michelson,
$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}.$$

5.1. *Mercure 198.* — A la différence de marche 400 mm, on a mesuré la visibilité et l'excédent fractionnaire de l'ordre d'interférence en fonction de la température de l'eau qui circulait autour de la lampe entre 0 et 32° C. La visibilité de $M\nu$ passe par un minimum à 17° C, celle de la raie violette 0,435 8 μ passe aussi par un minimum à 24° C ; la visibilité de la raie jaune M1 décroît lentement. Dans la mesure où l'on peut se fier à la stabilité de l'interféromètre et de la différence de marche, c'est-à-dire à quelques centièmes de frange près, les excédents fractionnaires de $M\nu$ et de la raie violette changent de 0,50 de part et d'autre du minimum de visibilité.

Dans une étude analogue, à la différence de marche de 450 mm, le minimum de visibilité de $M\nu$ s'est produit à 14° C ; l'excédent fractionnaire, après avoir changé de 0,50 aux températures un peu supérieures à 14° C, changeait ensuite progressivement aux températures plus élevées, par suite de la déformation dissymétrique du profil spectral de la raie.

La variation entre 150 et 400 MHz de la fréquence du champ excitateur et la variation de la puissance de l'oscillateur, ne

changent pas beaucoup la visibilité des interférences de la raie verte $M\nu$ lorsqu'elle n'est pas renversée. Lorsqu'elle est renversée, les influences observées et leur interprétation sont assez complexes.

5.2. *Krypton 86.* — Une mesure rapide de la visibilité et de l'excédent fractionnaire de raies visibles du krypton 86, pendant le refroidissement et pendant le réchauffement de l'azote liquide entre le point d'ébullition et le point triple, n'a montré aucune variation très importante de l'excédent fractionnaire, même pour $K\nu$. La visibilité des interférences de $Kj\nu$, et surtout de Ko_1 , augmente beaucoup lorsqu'on refroidit la lampe; celle de $K\nu$ ne change qu'assez peu.

5.3. *Raies infrarouges du krypton 86 et du xénon 136.* — En août 1956 et en janvier 1957, on a fait quelques essais sur les qualités des radiations infrarouges du krypton 86 et du xénon 136 produites à basse température, dans des tubes à décharge à cathode chaude observés en bout et en travers. On a mesuré, avec une simple cellule photoémissive, puis avec un photomultiplicateur refroidi à la glace carbonique, la visibilité de plusieurs raies aux différences de marche de 300, 600, 800 mm et 1 m. Les premières radiations examinées du krypton avaient pour longueur d'onde 0,785 4, 0,850 8, 0,877 7, 0,892 8, 0,975 2 μ ; elles sont trop intenses pour pouvoir être fines dans l'observation en bout; seule, la raie 0,892 8 μ interfère à 1 m avec une visibilité de 0,08, mais elle est renversée; sa visibilité est 0,04 à 60 cm. Nous avons examiné ensuite les radiations de longueur d'onde 0,954 0, 0,985 6, 1,059 3 et 1,087 4 μ , en bout et en travers, et aussi à nouveau les radiations 0,975 2 et 0,892 8 μ . La meilleure visibilité à la différence de marche de 1 m, fournie par la raie 0,985 6 μ en travers, est 0,13; mais la visibilité en bout est quatre à cinq fois moins bonne, ce qui prouve que cette radiation, la plus fine de toutes celles que nous avons étudiées, peut être élargie par auto-absorption.

Dans le spectre du xénon, nous avons choisi les raies les plus faciles à isoler, de longueur d'onde 0,823 2, 0,886 2, 0,895 2, 0,904 5, 0,951 3, 0,968 5, 0,980 0, 0,992 3, 1,052 7, 1,083 8 μ , qui ont été observées en bout, et en travers lorsque leur intensité le permettait. Plusieurs de ces radiations sont intéressantes, mais aucune ne surpasse la raie 0,985 6 μ du krypton 86.

Avec ces deux sources, on a trouvé douze radiations qui ont une intensité et une finesse suffisantes pour être utilisables à la différence de marche de 1 m. Même aux différences de marche plus petites, ces radiations infrarouges conservent sur les radiations visibles l'avantage d'une meilleure visibilité dépassant par exemple 0,4 à 50 cm.

Ces études dans l'infrarouge ont été ajournées devant l'urgence d'expériences plus poussées sur les raies visibles.

6. DEUXIÈME ÉTUDE A L'INTERFÉROMÈTRE DE MICHELSON:

Après avoir apporté à l'interféromètre de Michelson et à son emploi quelques nouvelles améliorations, il est devenu possible de mesurer, avec une précision de l'ordre de 1 %, la visibilité des interférences. Nous avons tout d'abord, en juin 1957, mesuré cette visibilité avec un photomultiplicateur, à plusieurs différences de marche et pour quelques radiations visibles du mercure 198 et du krypton 86.

La lampe à mercure était refroidie à environ 2° C, et observée comme toujours en travers. La lampe à krypton, alimentée par un courant de 20 mA, était refroidie au point triple de l'azote et observée en bout. Lorsque les visibilités mesurées ont été portées sur un graphique en même temps qu'un réseau de courbes calculées pour des profils Doppler de diverses largeurs, il est devenu évident que les radiations $K\alpha_1$ et $K\beta$ du krypton se comportaient comme si leur profil était du type Doppler, avec des largeurs de l'ordre de 0,014 et 0,015 cm^{-1} respectivement, tandis que les radiations $M\beta$, $M1$ et $M2$ du mercure 198, surtout les deux dernières, ne pouvaient s'accorder avec aucune courbe de visibilité Doppler.

Deux conclusions s'imposaient : 1° le profil spectral des raies du mercure est non seulement plus large que le profil des raies du krypton, mais il est en outre déformé par des perturbations; 2° la méthode d'étude par mesure précise des visibilités paraît plus sensible que l'analyse à l'étalon Perot-Fabry pour la connaissance de faibles perturbations. Il était donc essentiel de mettre cette méthode en œuvre pour les radiations qui n'ont pas révélé de perturbations dans l'analyse à l'étalon Perot-Fabry, mais qui pourtant ont une largeur supérieure à la largeur théorique d'effet Doppler. C'est ce que nous avons fait en juillet et août 1957, en mesurant des visibilités avec un soin particulier, pour diverses conditions de température ou de densité de courant dans la lampe.

A. Michelson a montré que, dans son interféromètre à deux ondes et quel que soit le profil spectral $\varphi(x)$ de la radiation supposée symétrique, la visibilité V à la différence de marche D est

$$V = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(x) \cos 2\pi D x dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(x) dx}$$

Si le profil spectral est régi uniquement par l'effet Doppler,

$$\varphi(x) = \exp\left(-\frac{4x^2}{\delta_1^2} \ln 2\right),$$

δ_1 est la largeur à mi-intensité du profil Doppler, et x le nombre d'ondes compté à partir de l'abscisse du sommet prise pour origine.

Dans ce cas, la visibilité est

$$V_1 = \exp\left(-\frac{\pi^2 D^2 \delta_1^2}{4 \ln 2}\right).$$

Admettons maintenant que les atomes sont soumis à des perturbations; la théorie des chocs de H. A. Lorentz, la théorie de la largeur naturelle, et celle de la résonance quantique, nous apprennent que ces atomes, supposés au repos, émettraient des radiations dont le profil serait de la forme, encore symétrique,

$$f(x) = \left(1 + \frac{4x^2}{\delta_2^2}\right)^{-1},$$

δ_2 étant la largeur provenant de ces perturbations; la visibilité serait alors

$$V_2 = \exp(-\pi D \delta_2).$$

Si maintenant ces atomes perturbés sont en agitation thermique, le profil devient

$$F(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x-u) \varphi(u) du;$$

cette intégrale est difficile à manier, mais la visibilité correspondant à ce profil, conformément au théorème de Parseval, est simplement

$$V = V_1 V_2 = \exp\left(-\frac{\pi^2 D^2 \delta_1^2}{4 \ln 2} - \pi D \delta_2\right).$$

Cette relation peut s'écrire

$$\frac{\log_{10} V}{D} = -1,542 D \delta_1^2 - 1,36 \delta_2.$$

On doit donc pouvoir, sur un graphique portant D en abscisses et $\frac{\log V}{D}$ en ordonnées, placer les points expérimentaux sur une droite; la pente de cette droite doit être proportionnelle au carré de la largeur Doppler pure δ_1 , et son ordonnée à l'origine doit être proportionnelle à δ_2 . De la largeur δ_1 on déduira la tempé-

rature d'agitation des atomes, et de δ_2 l'importance des perturbations.

Pour que ces conclusions soient correctes, il faut que l'auto-absorption et l'effet Stark interatomique soient négligeables.

6.1. *Mercur*e 198. — Les visibilitées mesurées du mercure 198, la lampe étant refroidie à l'eau glacée, sont assez bien conformes à cette loi dans les limites des erreurs expérimentales. La température d'agitation des atomes ainsi déterminée est 38° C, d'après $\delta_1 = 0,016 \text{ cm}^{-1}$; la largeur δ_2 due aux perturbations est 0,003 dans le cas de Mv, et 0,008 dans le cas de M1 et M2. L'importance des perturbations, mesurée par ces valeurs de δ_2 , est plus grande que dans le cas du krypton, pour lequel nous verrons plus loin que δ_2 est à peine supérieur à 0,001 cm^{-1} .

Avant de pousser plus à fond cette méthode d'étude, nous avons cherché comment on peut tenir compte de l'autoabsorption qui affecte facilement la raie Mv dès que le refroidissement du tube est insuffisant. Nous avons établi une théorie simple qui devrait être valable lorsque le nombre α , qui mesure la proportion de lumière absorbée, n'est pas trop grand, inférieur à 0,5 par exemple. On a admis que l'on pourrait assimiler le volume du gaz lumineux à une couche émettrice sans absorption, recouverte d'une couche absorbante sans émission, et que le profil spectral de l'émission et celui de l'absorption étaient l'un et l'autre très voisins du profil Doppler pur, et de même largeur. Avec ces hypothèses simplificatrices et en posant $k = 4 \ln 2$, le profil d'une raie partiellement absorbée est

$$\begin{aligned} & \exp\left(-k \frac{x^2}{\delta^2}\right) \left[1 - \alpha \exp\left(-k \frac{x^2}{\delta^2}\right) \right] \\ & = \exp\left(-k \frac{x^2}{\delta^2}\right) - \alpha \exp\left(-k \frac{2x^2}{\delta^2}\right), \end{aligned}$$

et la visibilité correspondante est

$$V_3 = \frac{1}{1 - \alpha} \left[\exp\left(-\frac{\pi^2 D^2 \delta_1^2}{4 \ln 2}\right) - \alpha \exp\left(-\frac{\pi^2 D^2 \delta_1^2}{8 \ln 2}\right) \right].$$

On a admis de plus que l'influence de faibles perturbations autres que l'effet Stark pouvait être ajoutée, comme précédemment, en multipliant V_3 par $V_2 = \exp(-\pi D \delta_2)$.

Cette théorie a été mise à l'épreuve sur la raie Mv émise par une lampe sans électrodes à 22° C. Les visibilitées mesurées dans ces conditions sont en bon accord avec le calcul fondé sur notre théorie, lorsque les trois paramètres reçoivent les valeurs vraisemblables suivantes :

$$\delta_1 = 0,017 \text{ cm}^{-1} \quad (t = 60^\circ \text{C}), \quad \delta_2 = 0,00375 \text{ cm}^{-1} \quad \text{et} \quad \alpha = 0,385,$$

ainsi qu'on peut en juger par le tableau suivant, dans lequel le changement de signe de V doit être interprété comme une inversion des franges claires et des franges sombres, inversion conforme à l'expérience.

TABLEAU VI.

D (cm).....	10.	20.	30.	40.
V observé.....	0,775	0,457	0,182	0,023
V calculé.....	0,775	0,451	0,176	0,025
D (cm).....	43.	50.	54.	60.
V observé.....	0,000	— 0,032	— 0,032	— 0,019
V calculé.....	0,000	— 0,031	— 0,031	— 0,029

Les valeurs attribuées aux paramètres sont bien plausibles; l'excès de température est le même qu'à 2° C; la valeur de a , qui est ici le coefficient d'absorption pour l'axe de symétrie de la raie, avait été précédemment estimée à 0,4 environ d'après les intensités de $M\nu$ en bout et en travers comparées à celles de $M1$ et $M2$ qui ne peuvent être absorbées que dans une proportion infime. La valeur de δ_2 est presque la même qu'à 2° C, malgré l'augmentation de la tension de vapeur du mercure dans un rapport 5. La principale cause de perturbation réside donc vraisemblablement dans l'interaction entre atomes de mercure et d'argon. On peut rapprocher de cette interprétation le déplacement connu de la longueur d'onde de $M\nu$ vers le rouge sous l'action de la pression d'argon, de 0,000 2 à 0,000 4 cm^{-1} par mm Hg, tandis que la température, entre 0 et 20° C, ne change la longueur d'onde que d'une quantité beaucoup plus petite. L'élargissement par l'argon était, nous l'avons signalé, très important dans la lampe à électrodes internes, refroidie à l'eau, où la pression de ce gaz était 10 mm Hg; il est probable que le profil spectral de $M\nu$ émis par cette lampe s'éloigne nettement du profil Doppler.

Plusieurs de ces conclusions confirment les évaluations publiées par H. Barrell dès 1951 [5].

6.2. *Krypton 86.* — L'efficacité de la méthode d'étude des visibilitées, constatée dans le cas du mercure, nous donnait quelque espoir d'aborder avec succès les recherches sur les raies plus fines et moins perturbées du krypton 86, malgré l'effet Stark interatomique qui, d'après W. Kösters et E. Engelhard [6], est mis en évidence par un déplacement des raies avec la densité de courant et la pression. Des expériences sur le krypton ont été faites avec une lampe à cathode émissive observée en bout, pour plusieurs intensités du courant de décharge; seules les raies les plus fines $K\alpha_1$ et $K\nu$ ont été étudiées.

Au point triple de l'azote et sous 3 mA, les visibilitées de $K\alpha_1$ mesurées à 5, 10, 30 et 50 cm de différence de marche se placent très bien sur la droite $\frac{\log V}{D} = f(D)$, mieux que dans le cas du mercure; la mesure de la pente conduit à la largeur Doppler $\delta_1 = 0,0112 \text{ cm}^{-1}$, qui correspond à une température d'agitation des atomes de 77° K , supérieure de 14 degrés à la température du point triple de l'azote. Cette différence paraît acceptable car le bain d'azote est refroidi par évaporation superficielle, le tube à décharge immergé dégage de la chaleur, et l'agitation manuelle du bain devait être interrompue pendant les mesures. L'ordonnée à l'origine fournit $\delta_2 = 0,0013 \text{ cm}^{-1}$, avec une incertitude qui est de l'ordre de $\pm 0,0003$. Les perturbations de $K\alpha_1$ sont donc nettement plus faibles que dans le cas de la raie verte $M\beta$ du mercure produite dans les conditions les meilleures, la valeur de δ_2 ayant été $0,003$ pour $M\beta$. Pourtant, d'après E. Engelhard, nous n'avons pas utilisé la lampe à krypton de la façon la plus favorable; il aurait fallu refroidir la lampe avec de l'air liquide, mélange d'azote et d'oxygène qui permet d'atteindre une température plus basse, et agiter le bain en permanence.

La raie $K\beta$, étudiée dans les mêmes conditions que $K\alpha_1$, c'est-à-dire à 3 mA et au point triple de l'azote, fournit des résultats analogues, mais avec moins de certitude, car les points expérimentaux ne se rapprochent d'une droite qu'avec des écarts légèrement supérieurs aux incertitudes de mesure.

Pour tenter de découvrir la cause de l'élargissement δ_2 attribué aux perturbations, nous avons mesuré la visibilité de $K\alpha_1$ avec un courant de décharge dix fois plus intense, de 30 mA. La largeur δ_1 augmente et devient égale à $0,0139 \text{ cm}^{-1}$. S'il est encore légitime d'interpréter δ_1 comme une largeur Doppler, elle correspond à une température de 110° K . La largeur δ_2 est à peine différente, sa valeur mesurée à 30 mA est $0,0016 \text{ cm}^{-1}$. La raie $K\beta$ se comporte d'une façon analogue sous l'action d'un accroissement du courant électrique.

Revenant au courant faible de 3 mA, nous avons ensuite augmenté la pression du krypton par immersion de la lampe dans l'azote en ébullition (77° K); la tension de vapeur du krypton est alors $1,9 \text{ mm Hg}$. La détermination de δ_1 et δ_2 devient moins certaine, mais l'ordre de grandeur de δ_2 atteint la valeur considérable de $0,010 \text{ cm}^{-1}$. Le comportement de $K\beta$ conduit aux mêmes conclusions.

Si, maintenant, la densité du courant et la pression du krypton sont relativement grandes simultanément, les visibilitées de $K\alpha_1$ ne sont plus conformes à notre théorie, très probablement parce que l'effet Stark interatomique, qui élargit les raies selon un profil différent de celui de l'effet des chocs ou de la résonance

quantique, devient dominant. Cette interprétation est confirmée par l'observation de la raie $Kj\nu$, que l'on sait moins sensible à l'effet Stark, et qui devient, dans ces conditions d'excitation relativement violentes, moins large et moins perturbée que Ko_1 .

Dans cette deuxième étude des raies Ko_1 et $Kj\nu$ à l'interféromètre de Michelson, la lampe à krypton était toujours observée en bout. Des mesures antérieures de visibilité à 20 mA avaient indiqué que la visibilité était meilleure lorsque le capillaire est observé en travers, mais la différence était sans doute trop petite pour être certaine, eu égard à la précision des mesures. Si cet effet était réel, il prouverait que les raies Ko_1 et $Kj\nu$ subissent une petite autoabsorption. On peut démontrer que dans ces conditions, le graphique $\frac{\log V}{D} = f(D)$ reste presque rectiligne, sauf à des différences de marche plus grandes que celles où nous avons opéré, mais que sa pente est augmentée. La température d'agitation des atomes est donc peut-être inférieure de quelques degrés à la valeur que nous avons indiquée.

L'interprétation provisoire que nous donnons des perturbations peut être discutée; mais les résultats expérimentaux restent valables : ces perturbations sont mesurables, et elles peuvent être rendues plus petites pour le krypton que pour le mercure.

7. CONTRÔLE DES PROFILS SPECTRAUX OBTENUS AVEC L'ÉTALON PEROT-FABRY.

Dans les conditions de fonctionnement normal de la lampe à krypton 86, la visibilité des interférences de Ko_1 à l'interféromètre de Michelson étant conforme à la loi de variation prévue par notre théorie, il semble légitime de lisser, d'interpoler et d'extrapoler les valeurs des visibilités observées, et de remonter au profil spectral par la transformation paire de Fourier indiquée par Lord Rayleigh [7]

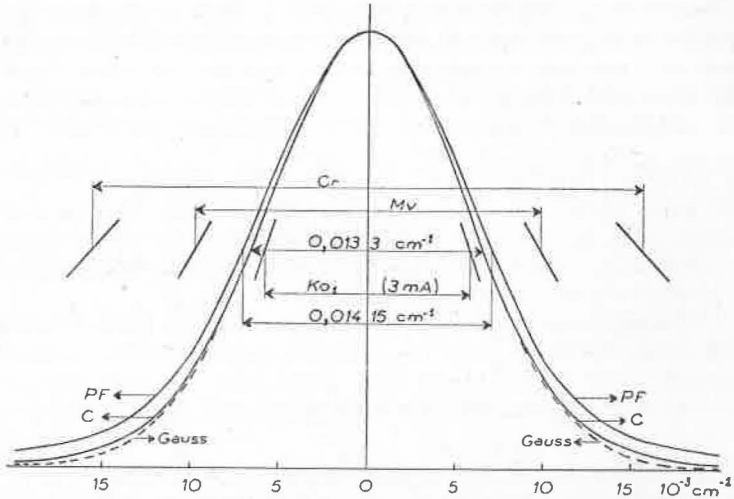
$$\tilde{v}(x) = k \int_0^{\infty} V(D) \cos 2\pi Dx \, dD;$$

cette formule n'est valable que si le profil est symétrique, et l'expérience a prouvé qu'il l'est avec une approximation surabondante. Pour faciliter l'intégration, on a décomposé $V(D)$ en une somme

$$V(D) = e^{-cD^2} + \varepsilon(D)$$

en choisissant la valeur de c de façon que ε reste petit. L'intégration du premier terme est facile; l'intégration du second terme, qu'il faut effectuer numériquement, ne porte plus que sur des nombres petits.

Ce calcul a été fait sur les visibilitées mesurées dans les conditions mêmes qui étaient réalisées lors d'un bon enregistrement antérieur du profil spectral de Ko_1 analysé avec l'étalon Perot-Fabry, c'est-à-dire au point triple de l'azote, la lampe étant alimentée sous 20 mA et observée en bout; les largeurs sont dans ce cas $\delta_1 = 0,0125$ et $\delta_2 = 0,0013 \text{ cm}^{-1}$. La figure permet



Profil spectral de la radiation Ko_1 ($0,6056 \mu$) du krypton 86, à 63° K et 20 mA.

PF, profil expérimental obtenu avec l'étalon Perot-Fabry;
 C, profil plus exact calculé d'après les visibilitées au Michelson;
 Gauss, profil Doppler de même largeur que la courbe C.

Ko_1 (3 mA), largeur observée de Ko_1 à 3 mA; Mv , largeur observée de la raie verte du Hg 198 à 2° C ; Cr , largeur observée de la raie rouge du Cd 114.

de comparer ce profil plus exact calculé d'après la visibilité, au profil enregistré directement derrière notre étalon Perot-Fabry, et d'apprécier les déformations apportées au profil réel par les défauts de l'appareil interférentiel. On peut remarquer que l'élargissement instrumental est bien de l'ordre de $0,001 \text{ cm}^{-1}$ comme nous l'avions estimé. L'excès de lumière aux pieds du profil est attribuable en grande partie, mais non entièrement, à la forme des franges à ondes multiples de l'étalon Perot-Fabry. Le profil exact coïncide de part et d'autre du sommet, sur une assez grande longueur, avec une courbe Doppler ayant la même largeur $0,0133 \text{ cm}^{-1}$; elle ne s'en écarte, et assez peu, que loin du sommet, à cause des perturbations. On voit que nos analyses

de profils à l'étalon Perot-Fabry étaient dignes de confiance, mais qu'elles étaient inaptes à révéler les petites perturbations qui apparaissent par de petites déformations des pieds des profils, ce que nous savions déjà.

8. VARIATIONS DES LONGUEURS D'ONDE.

D'octobre 1956 à mars 1957, une étude prolongée nous a permis d'améliorer la précision des comparaisons de longueurs d'onde à l'interféromètre de Michelson (*voir* l'Annexe M 24). Parmi les séries de mesures de longueurs d'onde bien concordantes effectuées par deux observateurs de mars à août 1957, nous ne retiendrons que celles qui permettent de mettre en évidence des perturbations ou des défauts de symétrie.

Les longueurs d'onde du mercure 198 ont été mesurées à la différence de marche de 125 mm pour le rayonnement de deux lampes différentes : 1° la lampe offerte par le National Research Council avec 0,5 à 1 mm Hg d'argon, refroidie à 20-22° C; cette lampe a cessé de fonctionner avant les mesures prévues à 0° C; 2° la lampe offerte par le National Bureau of Standards en 1948, où la pression initiale d'argon était 3 mm Hg, et qui a été refroidie à l'eau glacée. Dans la lampe du N. R. C. à 20° C, la longueur d'onde de $M\nu$ est plus grande, de $7 \cdot 10^{-9}$ environ en valeur relative, et la longueur d'onde de M1 et M2 est plus petite, de $16 \cdot 10^{-9}$ environ, que dans la lampe du N. B. S. à 0° C. Deux effets sont en cause simultanément, la température et la pression d'argon; cette dernière est impossible à mesurer puisque la lampe est scellée, et elle diminue, croit-on, à l'usage. Dans le cas de $M\nu$, l'examen attentif de son profil à 20° C avait révélé une dissymétrie, petite mais certaine, du sommet (cette dissymétrie devient considérable à 40° C). Il semble bien, d'après la forme du profil, que la longueur d'onde doit être plus grande à 20° C qu'à 0° C; c'est bien ce que l'on constate.

Au contraire, les raies jaunes M1 et M2 ont un profil symétrique à 20° C; il faut sans doute faire intervenir une différence de la pression d'argon qui, d'après H. Barrell, déplace les raies jaunes de $+ 25 \cdot 10^{-9}$ par mm Hg. Le déplacement des raies jaunes tend donc à prouver que la pression d'argon est plus petite, de 0,6 mm Hg, dans le tube N. R. C. que dans le tube N. B. S. Le déplacement en sens inverse de la raie verte $M\nu$ serait la somme de deux effets opposés : le déplacement par l'argon et l'effet de la dissymétrie qui apparaît à 20° C.

Dans la plupart des comparaisons de longueurs d'onde, la différence de marche choisie était 125 mm, afin que la radiation rouge du cadmium soit utilisée dans les mêmes conditions que lors des expériences de Benoît, Fabry et Perot et de plusieurs des autres

déterminations de la longueur d'onde de cette radiation en fonction du mètre. Les longueurs d'onde de Ko_1 et Kjv du krypton au point triple de l'azote, et de Mv , $M1$ et $M2$ du mercure à $2^\circ C$ ont été ensuite comparées entre elles à la différence de marche de 360 mm, afin que soit décelée une variation possible du rapport des longueurs d'onde à ces deux différences de marche. Les résultats peuvent s'interpréter de la façon suivante : les radiations que l'on sait les moins perturbées, Ko_1 , Kjv et Mv fournissent des valeurs parfaitement concordantes à $\pm 1.10^{-9}$; des radiations plus perturbées $M1$ et $M2$, seule $M1$ présente une longueur d'onde plus grande à la différence de marche de 360 mm; la variation, 15.10^{-9} , dépasse l'incertitude expérimentale. A. Pérard a insisté sur la signification de ce résultat, qui prouve l'existence de dissymétries ou de résidus de structure hyperfine. La présence de 1,5 % de Hg 199 serait plus que suffisante pour provoquer, dans certains cas, des variations apparentes de la longueur d'onde de l'ordre de grandeur observé ici sur une raie du mercure 198.

Une interprétation certaine des résultats que nous venons de citer concernant les radiations du mercure 198 exigerait de nouvelles mesures. A titre de comparaison, pour donner une indication numérique sur la reproductibilité des comparaisons de longueurs d'onde portant sur les radiations les meilleures Ko_1 et Kjv , les écarts par rapport à la moyenne de sept séries de mesures à la différence de marche de 360 mm, favorable pour le krypton, sont en moyenne $\pm 1,8.10^{-9}$ en valeur relative; l'écart le plus grand est 3.10^{-9} .

9. CHOIX D'UNE RADIATION ÉTALON.

Lorsque nous avons commencé l'exploration des propriétés des diverses radiations qui semblaient avoir quelque chance de présenter des qualités intéressantes, les préférences pour l'une ou l'autre radiation reposaient sur des arguments qui n'étaient pas purement scientifiques. A mesure que notre étude se développait, trouvait ses méthodes, et apportait des résultats de plus en plus certains, notre choix se précisait en faveur de l'une des deux raies du krypton Ko_1 ou Kjv . Les dernières expériences ont achevé de nous convaincre que le choix le meilleur, on pourrait dire imposé par l'expérience, est la radiation du krypton que nous avons appelée Ko_1 , c'est-à-dire $2p_{10} - 5d_5$ (notation de Paschen et de Meggers).

On sait en effet produire cette radiation, mieux que toute autre, avec les qualités suivantes que nous rappelons sommairement : symétrie spectrale sans défaut mesurable, perturbations réduites au minimum, reproductibilité aussi parfaite qu'il est possible de la contrôler. Son intensité est analogue à celle de la radiation

étalon actuelle, la raie rouge du cadmium. Sa finesse est meilleure que celle de toutes les radiations que nous avons examinées dans le spectre visible, et ses interférences sont visibles jusqu'à la différence de marche la plus grande, si l'on exclut comme il se doit des radiations telles que $K\alpha$ qui sont grossièrement perturbées, et les radiations infrarouges insuffisamment étudiées. L'isotope du krypton de masse 86 est préférable à l'isotope 84, simplement parce que sa séparation, étant plus facile, peut être plus parfaite.

De plus, un avantage d'ordre pratique est que la séparation de l'isotope 86 du krypton par thermodiffusion peut s'opérer avec peu de personnel et avec un matériel d'un prix abordable pour un laboratoire modeste. Les pays qui ne disposent pas d'une pile atomique ni de séparateurs d'isotopes électromagnétiques pourront, s'ils le désirent, préparer du krypton 86 très pur. Le krypton 86 étant obtenu, la production de la radiation monochromatique $K\alpha_1$ avec les qualités métrologiques nécessaires n'exige pas d'appareillage délicat ni coûteux, et est à la portée de tout laboratoire disposant d'azote ou d'air liquide. Ce côté pratique répond au désir exprimé en 1953 par le Comité Consultatif pour la Définition du Mètre dans sa Proposition I « ... de conférer à l'unité fondamentale de longueur... un caractère incontestable d'universalité... ».

Il est peut-être utile d'expliquer pourquoi nous n'avons pas préconisé une radiation infrarouge du krypton, malgré la plus grande finesse qui est alors réalisable, la meilleure visibilité des interférences, et la plus grande différence de marche accessible, supérieure à 1 m. La principale raison est que l'accord international sur un nouvel étalon, pour être obtenu sans réserves, doit se faire sur des faits universellement connus; or, la pratique des interférences en lumière visible est bien plus répandue qu'en infrarouge. De plus, l'étude des radiations infrarouges n'est pas assez complète, on n'en a encore produit aucune qui soit aussi peu perturbée que $K\alpha_1$, et la technique de leur utilisation, plus difficile, ne pourrait être étendue à d'autres laboratoires avant certains délais. Tandis que les qualités des radiations visibles des isotopes pairs du krypton ont été signalées à la Conférence Générale des Poids et Mesures dès 1948 par W. Kösters. Rien n'empêchera d'ailleurs à l'avenir d'utiliser les radiations infrarouges comme étalons secondaires lorsque leurs qualités et leurs longueurs d'onde auront été éprouvées et mesurées.

La radiation visible $K\alpha_1$ du krypton 86 que nous proposons semble bien constituer un étalon de longueur défini avec une précision considérablement meilleure que 10^{-8} en valeur relative. Son adoption comme étalon primaire apporterait donc un gain d'un facteur supérieur à 10 ou 20, par rapport au Prototype

à traits en platine iridié dont la définition a une précision de 1 à $2 \cdot 10^{-7}$.

10. AUTRES TRAVAUX PRÉVUS.

Dès que le Comité Consultatif pour la Définition du Mètre aura émis, sur le choix de la radiation, la proposition ferme qu'il avait ajournée en 1953 faute de documentation, nous compléterons les expériences destinées à faire connaître avec quelle approximation on est capable de produire la radiation choisie avec la longueur d'onde correspondant aux conditions idéales de la Proposition II adoptée par le Comité Consultatif en 1953. E. Engelhard a fait des études sur ce sujet. Nous avons aussi effectué quelques mesures préliminaires de la variation de la longueur d'onde de $K\alpha_1$ à des intensités de courant décroissantes entre 50 mA et 3 mA, afin d'extrapoler à courant nul, et conclu qu'à l'intensité usuelle de 15 à 20 mA, la différence entre la longueur d'onde réelle et sa valeur extrapolée est de l'ordre de $+ 4 \cdot 10^{-9}$ en valeur relative. Des mesures de ce genre donneront une signification concrète et pratiquement utilisable à la désignation de l'étalon de longueur exprimée sous la forme extrêmement idéale prévue par le Comité Consultatif pour la Définition du Mètre, et conféreront à l'étalon de longueur, même réalisé par le moyen d'une simple lampe, le caractère souhaité d'une grandeur naturelle.

(6 septembre 1957.)

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] *Comptes Rendus Acad. Sc.*, 237, 1953, p. 284 et 364.
- [2] *Procès-Verbaux du C. I. P. M.*, 24, 1954, p. M 23.
- [3] *Procès-Verbaux du C. I. P. M.*, 25, 1956, p. 37-38.
- [4] DUFFIEUX (P. M.), Analyse harmonique des franges d'interférence données par les appareils à ondes multiples, *Revue d'Optique*, 18, 1939, p. 1, 201, 273 et 282.
- [5] *Proc. Roy. Soc. A*, 209, 1951, p. 132.
- [6] *Procès-Verbaux du C. I. P. M.*, 22, 1950, p. 137.
- [7] *Phil. Mag.*, 34, 1892, p. 407.

ANNEXE M 24.

Bureau International des Poids et Mesures.

NOUVELLE DÉTERMINATION
DE LA LONGUEUR D'ONDE
DES RADIATIONS MONOCHROMATIQUES
ENVISAGÉES POUR LA DÉFINITION DU MÈTRE

Par T. MASUI, J. TERRIEN et J. HAMON.

1. INTRODUCTION.

Conformément à la Proposition IV du Comité Consultatif pour la Définition du Mètre (1953) et à la Résolution 1 de la Dixième Conférence Générale des Poids et Mesures (1954), le Bureau International avait effectué, entre août 1955 et mars 1956, une première détermination de la longueur d'onde de quelques radiations d'une lampe à mercure 198 et d'une lampe à krypton 86 (1). Quelques autres laboratoires ont aussi fait connaître dans ces dernières années les résultats de mesures analogues. Entre les valeurs de la longueur d'onde d'une même radiation, on constatait malheureusement des écarts atteignant en valeur relative $1 \cdot 10^{-7}$, écarts inadmissibles, bien supérieurs aux erreurs estimées. Une étude des erreurs systématiques, et de nouvelles mesures, s'imposaient donc.

La sensibilité des observations photoélectriques ayant été confirmée par de nombreux essais préliminaires (2), cette méthode d'observation a été adoptée définitivement pour l'utilisation de

(1) *Procès-Verbaux du C. I. P. M.*, 25, 1956, p. 37 et 38.

(2) TERRIEN (J.) et HAMON (J.), Sur la mesure interférentielle des longueurs par une méthode d'observation photoélectrique, *Comptes Rendus Acad. Sc.*, 243, 1956, p. 740;

MASUI (T), Mesure interférentielle de la longueur d'onde de quelques raies spectrales du proche infrarouge au moyen d'une cellule photoélectriques *Revue d'Optique*, 36, 1957, p. 171.

l'interféromètre de Michelson à partir de juin 1956. Mais avant de commencer de nouvelles mesures de longueurs d'onde, on a entrepris une étude soignée des erreurs systématiques, afin de connaître leur ordre de grandeur et de trouver la meilleure façon de les éliminer ou de les rendre négligeables.

Les mesures définitives ont compris 48 séries d'observations, auxquelles ont participé deux observateurs; quatre radiations du mercure 198, de longueur d'onde 0,435 8, 0,546 1, 0,577 0 et 0,579 1 μ , émises par deux lampes différentes, et trois radiations du krypton 86, de longueur d'onde 0,565 0, 0,605 6 et 0,645 6 μ , ont été mesurées à la différence de marche de 125 mm dans l'air à la pression atmosphérique, par comparaison à la longueur d'onde de la radiation rouge 0,643 8 μ du cadmium de la lampe de Michelson conforme aux spécifications internationales. Quelques-unes des séries ont été faites à la différence de marche de 360 mm.

La précision relative atteinte dans cette nouvelle détermination est meilleure que $\pm 1 \cdot 10^{-8}$. Aucun écart par rapport à la moyenne des résultats n'atteint $2 \cdot 10^{-8}$.

L'étude des erreurs systématiques a été effectuée entre octobre 1956 et septembre 1957, alors que les mesures définitives ont été commencées le 12 mars 1957 et terminées le 3 août 1957.

2. APPAREILS.

2.1. *Sources.* — Deux lampes à mercure 198, l'une offerte par le National Bureau of Standards, États-Unis, l'autre par le National Research Council, Canada, et plusieurs lampes à krypton 86 offertes par la Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Allemagne, étaient à notre disposition. On a préparé cinq lampes de Michelson; quatre ont été laissées, comme le faisait A. Pérard, en communication avec l'extérieur du four, le tube à décharge étant relié à une ampoule de 1 l qui stabilisait la pression du gaz; la cinquième a été scellée et enfermée entièrement dans le four. Les conditions d'utilisation sont indiquées au tableau I.

2.2. *Optique d'éclairage.* — L'optique géométrique du montage est analogue à celle de A. Pérard⁽³⁾; la figure 1 reproduit le schéma de la disposition adoptée. Le faisceau lumineux (trait plein) partant d'un point de la source S est focalisé sur la fente F₁, puis rendu parallèle pendant la traversée du monochromateur à prismes M et focalisé ensuite sur la fente F₂; il est rendu parallèle à la traversée de l'interféromètre I, et redonne une image de S sur le trou T. D'autre part, un faisceau (trait interrompu) partant

(3) *Revue d'Optique*, 7, 1928, p. 1.

TABEAU I.

Lampe.	Excitation.	Température.	Gaz intérieur.	Mode d'observation.
Hg 198 (N. R. C.)	Haute fréquence 400 MHz 60 W	20° C	Argon 0,5 à 1 mm Hg (pression initiale)	en travers
Hg 198 (N. B. S.)		0° C		
Kr 86 (P. T. B.)	20 mA continu	63° K	Krypton 0,03 mm Hg	en bout, cathode vers l'observateur
Cd (ampoule extérieure)	Alternatif 50 Hz 4 mA	300° C	Air 0,7 à 0,8 mm Hg à 300° C	en bout, côté ouvert vers l'observateur
Cd (lampe scellée)				

d'un point du condenseur L_1 est focalisé dans le monochromateur, puis dans l'interféromètre, et enfin sur la cathode du récepteur photoélectrique R. Cette disposition tend à réaliser des éclairagements uniformes, sans champ de contour, et sans perte de lumière par œil de chat. La plupart des surfaces optiques étaient munies de couches antireflet.

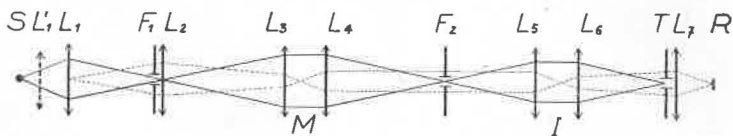


Fig. 1. — Schéma de l'optique.

Entre la lampe à krypton et son condenseur, on a ajouté une lentille cylindrique convergente L'_1 à génératrices verticales, qui compense la réfraction cylindrique des rayons à la sortie de l'azote liquide, et supprime l'astigmatisme de l'image de l'extrémité du capillaire.

Lorsque les deux ondes sont réglées au parallélisme, les anneaux d'interférence à l'infini forment une image réelle dans le plan focal de L_6 où se trouve le petit trou circulaire centré T. La cathode du récepteur photoélectrique reçoit un éclairagement qui est une fonction périodique de l'ordre d'interférence.

Pour régler cette optique, on procède comme suit : on enlève le récepteur et L_7 , et l'on éclaire l'interféromètre par le trou T que l'on centre sur la normale aux miroirs par autocollimation; F_2 est amené sur l'image de T; le monochromateur et l'interféromètre doivent être conjugués; F_1 doit coïncider avec l'image de F_2 et de T. On règle ensuite la position de la source, de L_1 et de L_2 de façon que l'image de la source soit sur F_1 , et l'image du condenseur L_1 sur le monochromateur. On achève le réglage du parallélisme des miroirs de l'interféromètre, et l'on remet en place L_7 et le récepteur.

Ces réglages doivent être minutieusement contrôlés, si l'on veut éviter des erreurs systématiques considérables, comme on l'expliquera plus loin (§ 3.4 et 3.5).

La largeur maximum de la fente F_1 doit être 1,5 mm pour la séparation des radiations $0,5770$ et $0,5791 \mu$ du mercure, et 1,1 mm pour l'isolement de la radiation $0,6056 \mu$ du krypton. La fente F_2 a été choisie plus étroite de 0,2 mm pour que son éclairement reste uniforme malgré de petits déplacements de l'optique pendant la durée des observations.

2.3. *Système de lecture.* — Le système de lecture comprend un dispositif mécanique pour changer la différence de marche par inclinaison de la lame compensatrice, et un circuit photo-

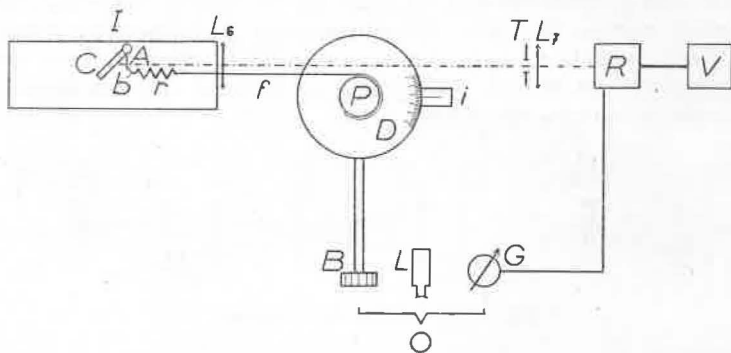


Fig. 2. — Schéma du système de lecture.

électrique pour l'observation des variations de l'excédent fractionnaire de l'ordre d'interférence. Cet ensemble est schématisé à la figure 2.

La partie mécanique, bien qu'elle ait été reconstruite, reste analogue à la forme primitive décrite par A. Michelson (⁴).

(⁴) *Travaux et Mémoires du B. I. P. M.*, 11, 1895, p. 28.

L'observateur O se tient à 3 m environ de l'interféromètre; en actionnant le bouton B, il fait tourner, par l'intermédiaire d'une longue tige, la poulie P de 20 mm de diamètre et le disque gradué solide D de 80 mm de diamètre. La circonférence du disque est divisée en 240 parties, et sa position angulaire devant l'index i est lue au dixième de division au moyen de la lunette L. Sur la poulie P s'enroule un fil fin f qui, par l'intermédiaire du ressort à boudin r , exerce une force sur le bras b solidaire de l'axe de torsion A. Cet axe est fixé par une extrémité au bâti de l'interféromètre I, l'autre extrémité porte le bras b et la compensatrice C qui, en tournant d'un petit angle sous un accroissement de tension du ressort, provoque un petit changement de la différence de marche.

Le frottement a été ajusté de façon que la manœuvre du bouton soit douce et sans saccade, et que la traction du ressort ne puisse pas entraîner la rotation du bouton.

On désire que les déformations du ressort soient purement élastiques et sans hystérésis, afin que la différence de marche soit une fonction définie de la lecture angulaire sur le disque D. Le calcul montre que les contraintes les plus fortes, qui se produisent sur la couche superficielle du ressort, dépendent seulement, pour une force de traction donnée, de la nature du métal et du volume occupé par le ressort lorsque ses spires sont jointives; on a avantage, pour diminuer les contraintes du métal, à faire un ressort volumineux. Compte tenu de la place disponible, le ressort adopté est un fil de bronze phosphoreux d'un diamètre de 0,8 mm enroulé en hélice de 10 mm de diamètre, qui occupe une longueur de 60 mm lorsque les spires sont jointives. L'axe de torsion est en bronze phosphoreux; son diamètre est 8 mm et sa longueur effective 15 mm. L'ensemble ne présente pas d'hystérésis mesurable. Une rotation complète du disque correspond à une variation de 2μ environ de la différence de marche, quantité suffisante pour l'utilisation.

Le récepteur photoélectrique R est un photomultiplicateur dont la cathode est au césium-antimoine. Le premier photomultiplicateur dont le bruit de fond ait été assez petit pour convenir à des mesures précises nous a été offert par G. Boutry, Directeur du Laboratoire d'Électronique Appliquée à Paris. Tout récemment, nous avons acheté à l'Observatoire de Paris un photomultiplicateur de A. Lallemand, qui s'approche encore davantage de la perfection théorique et qui a servi aux dernières séries de mesures. La haute tension continue et stabilisée est fournie par la boîte d'alimentation V. L'intensité du courant photoélectrique est lue sur le galvanomètre G dont la sensibilité, 10^{-10} A/mm, permet d'apprécier une variation de 10^{-11} A.

Lorsque l'on tourne progressivement le bouton B, la position

du spot du galvanomètre varie selon une loi sinusoïdale en fonction de l'angle du disque D, ce qui permet de déterminer l'excédent fractionnaire correspondant à une position origine choisie de ce disque.

3. ÉTUDES PRÉLIMINAIRES.

3.1. *Linéarité du système de lecture.* — On a établi par l'expérience la relation entre la variation de la différence de marche et la lecture sur le disque gradué D; si cette relation est linéaire, il suffit de trois lectures pour déterminer l'excédent fractionnaire. L'expérience a montré que, à la condition de ne pas employer le premier tiers de la circonférence du disque où la variation suit une loi plus complexe, la linéarité est assurée, avec une incertitude de l'ordre de $\pm 0,0003 \mu$ sur la différence de marche, entre les divisions 80 et 240.

En conséquence, la division 160 a été choisie comme position origine; c'est à la différence de marche réalisée à cette position que l'on a calculé l'excédent fractionnaire. Les trois lectures étaient les trois positions angulaires les plus voisines de 160 pour lesquelles la déviation du galvanomètre était la moyenne entre un maximum et un minimum.

3.2. *Ondes parasites.* — Les réflexions sur la face nue de la séparatrice et sur les faces de la compensatrice donnent naissance à des ondes parasites dont on ne tient pas compte dans la théorie élémentaire de l'interféromètre de Michelson, désigné souvent sous le nom d'interféromètre à deux ondes. L'angle d'incidence étant 45° , les ondes parasites sont polarisées rectilignement, mais non pas totalement, ce qui exclut la possibilité de les arrêter par un polariseur. La marche des rayons est indiquée aux figures 3 A et B.

En vue d'obtenir simplement un ordre de grandeur du flux transporté par ces rayons, on a admis, pour cette figure, que le facteur de transmission et le facteur de réflexion de la face séparatrice étaient 0,5, et que les valeurs correspondantes sur le verre nu étaient 0,96 et 0,04. En réalité, il faut considérer séparément les deux composantes principales de polarisation rectiligne. Citons seulement le résultat de quelques mesures photométriques sur les ondes parasites les plus gênantes, celles dont les interférences ne sont pas en phase avec les ondes principales. En vibration horizontale, ce flux parasite est 1,4 % du flux principal; en vibration verticale, 10 %. Si le monochromateur est éclairé en lumière naturelle, il transmet une lumière partiellement polarisée, dont la composante horizontale transporte 60 %, et la composante verticale 40 % du flux transmis. L'ensemble donne lieu à un flux parasite nuisible qui est 4,8 % du flux utile. Ce

flux parasite peut fausser l'ordre d'interférence de $\pm 0,005$ en moyenne.

Cette conclusion a été confirmée avec plusieurs sources et plusieurs radiations, par des observations expérimentales faites en isolant les deux ondes principales seules, ou en laissant libre

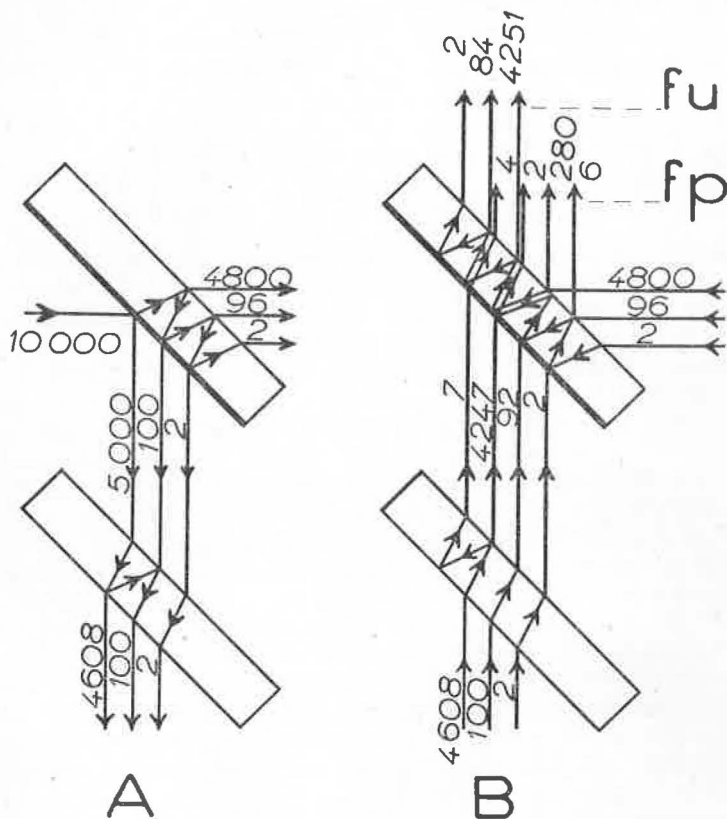


Fig. 3. — Schéma de la marche des rayons.

A. Entrée à l'interféromètre; B. Sortie de l'interféromètre.

f_u , faisceaux utiles; f_p , faisceaux parasites.

passage à tous les rayons, ondes parasites incluses; les variations observées de l'excédent fractionnaire, produites par les ondes parasites, étaient en moyenne $\pm 0,007$.

Si la sensibilité du récepteur photoélectrique est surabondante, on élimine facilement toutes les ondes parasites en diaphragmant le faisceau parallèle qui pénètre dans l'interféromètre par une fente verticale dont la largeur soit inférieure à 8 mm; les faisceaux

parasites étant décalés latéralement de 8 mm, peuvent être arrêtés à la sortie. Si le flux transmis par ce diaphragme est insuffisant, on ajoute de part et d'autre une paire de fentes de même largeur; une très faible quantité de lumière parasite provenant de réflexions multiples doit être alors tolérée, mais elle est pratiquement négligeable.

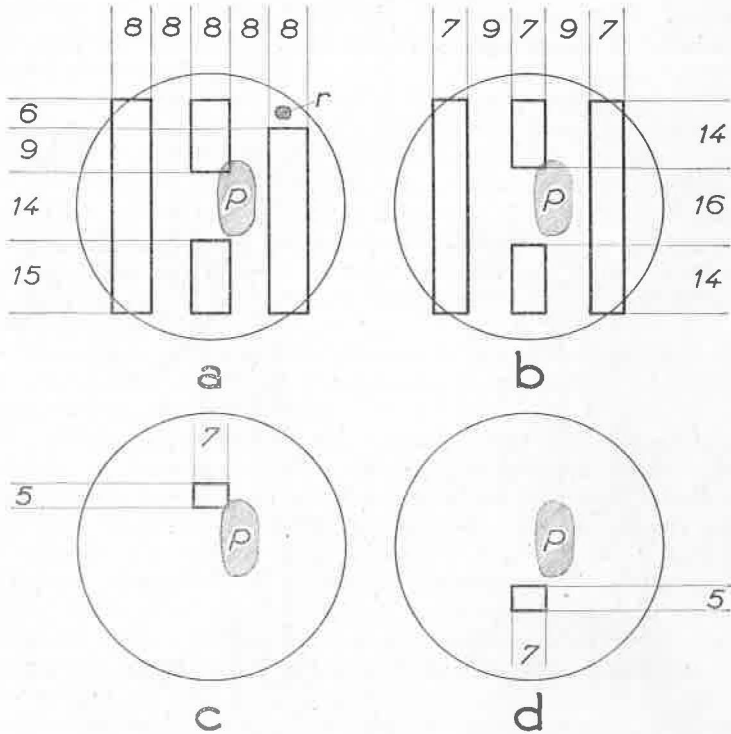


Fig. 4. — Diaphragmes employés.
p, planéité irrégulière; *r*, défaut du monochromateur.
 Cotes des diaphragmes en millimètres.

La figure 4 montre la forme de quatre diaphragmes employés dans nos observations. La partie centrale des ouvertures *a* et *b* a été masquée afin d'exclure la région la plus défectueuse en ce qui concerne la planéité des deux ondes interférentes. Un écran supplémentaire, en haut et à droite de *a*, cache un reflet, de position variable avec la couleur, provenant d'un défaut du monochromateur. Les écrans *c* et *d* dérivent de *b* par une diaphragmation plus sévère.

3. 3. *Dispersion.* — Par suite d'une petite différence d'épaisseur optique entre la compensatrice et la séparatrice, et des pertes de phase différentes à la réflexion sur les deux faces de la couche d'aluminium semi-réfléchissante de la séparatrice, il est impossible de réaliser une différence de marche nulle simultanément pour toutes les radiations. Dans les mesures antérieures de longueurs d'onde, on déterminait par des expériences préalables la dispersion de l'interféromètre, c'est-à-dire l'ordre d'interférence en fonction de la longueur d'onde, la différence de marche étant réglée à la valeur zéro pour une radiation choisie; ces ordres d'interférence, toujours très petits, étaient des termes correctifs dont on tenait compte dans les mesures proprement dites à grande différence de marche. De plus, un nombre égal de mesures étaient effectuées en donnant à la différence de marche des signes opposés; ces deux demi-séries d'observations n'étaient pas toujours faites le même jour. Or, si l'on mesure la dispersion à plusieurs reprises, un jour sur deux par exemple, on constate qu'elle varie d'une façon trop irrégulière pour justifier une interpolation dans le temps. On s'est donc astreint à répéter chaque série d'observations, après inversion du signe de la différence de marche par déplacement d'un des miroirs vers la position symétrique par rapport au conjugué de l'autre miroir interférentiel, ces deux groupes d'observations étant immédiatement consécutifs. La dispersion reste suffisamment stable pendant cette durée pour s'éliminer correctement, comme on le verra plus loin (3.7). Les coïncidences sont recherchées sur la différence de marche totale, égale au déplacement du miroir, avec la différence des excédents fractionnaires observés pour chaque radiation dans les deux positions.

3. 4. *Répartition de l'éclairement sur le trou T.* — La phase des interférences n'est pas la même sur toute la surface de l'ouverture circulaire T, elle varie du centre vers les bords. Si l'éclairement produit par chacune des ondes interférentes est uniforme sur l'ouverture, il n'en résulte aucune erreur sur la comparaison de deux longueurs d'onde. Dans le cas de deux lampes à mercure observées en travers, après le réglage soigné habituel de l'optique, on a étudié la répartition de l'éclairement par le déplacement d'un très petit trou placé contre la fente F_2 ; l'uniformité a été trouvée suffisamment parfaite. Mais dans le cas d'une lampe à krypton observée en bout, malgré la projection d'une image agrandie sur la fente F_1 qui isolait une région où l'on ne pouvait déceler visuellement aucun défaut d'uniformité, on a constaté une nette diminution de l'éclairement du centre vers les bords. L'erreur résultante sur l'ordre d'interférence varie à peu près comme la quatrième puissance du diamètre de l'ouverture T; pour un

diamètre de 2 mm, l'erreur provenant de l'inégalité d'éclairement est environ $2 \cdot 10^{-8}$ sur la différence de marche. On a donc utilisé des ouvertures plus petites, de 1,4, 0,9 ou 0,6 mm de diamètre selon la quantité de lumière et la sensibilité du récepteur. A la différence de marche de 125 mm et pour la longueur d'onde de 0,6 μ , la différence de phase des interférences entre le centre et le bord de l'ouverture placée au foyer de l'objectif L_0 , dont la longueur focale est environ 620 mm, est respectivement $\frac{2\pi}{8}$, $\frac{2\pi}{18}$ et $\frac{2\pi}{41}$ environ pour ces trois ouvertures.

3.5. *Répartition de l'éclairement sur les miroirs.* — Les défauts de planéité des ondes interférentes, qui atteignent 0,05 μ dans la région centrale la plus défectueuse (*fig. 4*), et l'imperfection du réglage de ces ondes au parallélisme, sont des causes d'erreur non négligeables si la répartition de l'éclairement n'est pas identique avec les deux radiations dont on compare la longueur d'onde. On a vérifié que le réglage optique pouvait être réalisé de telle sorte que les éclaircissements soient répartis d'une façon suffisamment semblable; sur un diamètre horizontal, l'éclairement varie légèrement d'un bord à l'autre, ce qui s'explique en partie par l'absorption des prismes du monochromateur.

Quelle que soit la répartition des éclaircissements dans l'interféromètre, la répétition des mesures avec deux différences de marche égales et de signe opposé doit, si cette répartition reste invariable, éliminer complètement les erreurs résultant des défauts de planéité, mais seulement partiellement les erreurs qui proviennent du défaut de parallélisme; c'est pourquoi le parallélisme doit être réglé avec grand soin. Lorsque les précautions indiquées sont prises, c'est-à-dire sans onde parasite et sans défaut important de planéité, l'excellente visibilité des radiations disponibles et la souplesse du mécanisme de réglage nous permettaient de contrôler visuellement le parallélisme à 0,01 frange près, ce qui réduit les erreurs à craindre sur la définition de l'ordre d'interférence à environ $\pm 0,0004$.

3.6. *Polarisation.* — En lumière polarisée rectilignement, on a observé que l'ordre des interférences changeait de 0,04 environ entre la composante parallèle et la composante perpendiculaire au plan d'incidence sur la séparatrice. Dans la comparaison de radiations provenant de sources différentes, la présence de miroirs servant à couder le faisceau entre la source et F_1 peut changer le degré de polarisation, mais les mesures à des différences de marche de signe opposé éliminent cette petite cause d'erreur.

3.7. *Précision des observations.* — Parmi les expériences des-

tinées à vérifier l'efficacité des précautions contre les erreurs systématiques, on a mesuré de petites différences de marche de 1μ environ avec plusieurs radiations de longueur d'onde connue; sur l'interféromètre était placé le diaphragme a de la figure 4, et la différence de marche était inversée. L'incertitude moyenne a été $\pm 0,0018 \mu$; elle a pour causes probables les erreurs de lecture, le résidu de lumière parasite, le défaut de parallélisme, et les instabilités mécaniques de l'interféromètre pendant la durée des observations. La petitesse de la différence de marche rend négligeables les autres causes d'erreur.

Dans les observations à une différence de marche plus grande, de 125 mm par exemple, viennent s'ajouter les erreurs provenant des variations de l'indice de l'air dues surtout au changement irrégulier de la pression atmosphérique, les défauts de répartition de l'éclairement sur l'ouverture T, les défauts de reproductibilité des longueurs d'onde elles-mêmes, etc.; on pouvait raisonnablement estimer que les erreurs finales devaient être inférieures à $\pm 0,0025 \mu$ sur la différence de marche. Cette incertitude correspond à $\pm 1.10^{-8}$ en valeur relative à la différence de marche de 125 mm observée aux deux signes opposés.

3.8. *Reproductibilité de la radiation rouge du cadmium.* — La variation de la longueur d'onde de la radiation rouge $0,6438 \mu$ d'une lampe de Michelson a été étudiée en fonction de la température, de la pression intérieure, et de l'intensité du courant de décharge. On a comparé cette radiation à un étalon provisoire produit toujours dans les mêmes conditions, la radiation rouge d'une lampe à cadmium Osram à cathode chaude, alimentée par un courant dont l'intensité était ajustée exactement à 1 A. Cette radiation étant peu intense dans ces conditions et le photomultiplicateur disponible à cette époque n'ayant pas une sensibilité suffisante, les mesures ont été faites visuellement.

D'après des observations aux températures de 260, 280, 300 et 320° C, la longueur d'onde de la radiation rouge de la lampe de Michelson diminue en valeur relative de $0,36.10^{-9}$ par degré lorsque la température croit. Pour assurer une reproductibilité de $\pm 1.10^{-9}$, on doit donc maintenir la température constante à ± 3 degrés près.

La variation de la longueur d'onde avec la pression de l'air, d'après des observations à 0,4, 0,7, 1,0 et 1,3 mm Hg, est très petite; elle est négligeable entre 0,7 et 1,0 mm Hg. L'influence de l'intensité du courant, étudiée à 2, 3, 4 et 5 mA, est aussi très petite et négligeable entre 3 et 5 mA.

Les lampes de Michelson restaient en général reliées à un réservoir d'air extérieur au four; le cadmium en limaille était placé dans la branche la plus éloignée de l'observateur, et le

tube de connexion au réservoir, qui franchit l'enceinte du four, était soudé sur la branche la plus proche de l'observateur. Il existe donc un courant de vapeur de cadmium qui distille vers les parois froides en traversant le tube capillaire dans le sens qui va vers l'observateur, ce qui pouvait faire craindre un effet Doppler dont l'ordre de grandeur, calculé approximativement, risquait de n'être pas négligeable. En comparant la longueur d'onde émise dans les deux directions opposées en bout du capillaire d'une même lampe, on n'a pu observer aucune différence.

3.9. *Indice de l'air.* — Toutes les observations ayant été faites dans l'air, la réduction à l'air normal a été calculée par les formules qui ont été publiées par T. Masui ⁽⁵⁾, et la réduction au vide par la formule de dispersion d'Edlén.

4. RÉSULTATS.

Par les méthodes et avec les améliorations exposées aux paragraphes précédents, on a effectué 54 séries de comparaisons de longueurs d'onde avec l'interféromètre de Michelson. Dans chacune de ces séries intervenaient quatre à six radiations différentes, dont on mesurait l'excédent fractionnaire dans un certain ordre, puis dans l'ordre inverse. Chaque excédent fractionnaire était observé par trois lectures obtenues en tournant le bouton B de commande de la compensatrice dans un sens, puis en sens inverse. Le tout était répété après changement de signe de la différence de marche. Dans la salle climatisée, la température était 20° C, le degré hygrométrique 60 %; la pression atmosphérique était non seulement mesurée au début et à la fin des mesures, mais encore, dans certains cas, enregistrée avec un instrument peu précis, mais très sensible, qui a permis d'éliminer des séries pendant lesquelles la variation de pression avait été trop irrégulière. Pendant la durée d'une demi-série, la variation la plus grande de la différence de marche a été de l'ordre de 0,05 μ .

Parmi les 54 séries, six ont été éliminées parce qu'elles contenaient des erreurs anormalement grandes, attribuables par exemple à une faute de lecture, à une variation irrégulière de la pression atmosphérique, à des changements de la luminosité des sources, ou à un dérèglement de l'interféromètre.

Les 48 séries conservées comprennent 41 séries à la différence de marche de 125 mm, et 7 séries à 360 mm; elles ont fourni 230 valeurs des ordres d'interférence dont on a déduit 18 valeurs

⁽⁵⁾ Note sur l'indice de réfraction de l'air dans le spectre visible, *Revue d'Optique*, 36, 1957, p. 281.

TABEAU II.

Longueurs d'onde dans le vide.

		Différence de marche, 125 mm.		Différence de marche, 360 mm.	
		λ .	σ .	λ .	σ .
Hg 198 (lampe N. R. C.)	12	0,435 956 241 μ	$\pm 4 \cdot 10^{-9} \mu$		
	12	0,546 227 073	± 3		
	29	0,577 119 846	± 3		
	29	0,579 226 838	± 4		
Hg 198 (lampe N. B. S.)	19	0,546 227 069	± 4	(a)	
	12	0,577 119 855	± 4	0,577 119 857 μ	$\pm 5 \cdot 10^{-9} \mu$
	12	0,579 226 847	± 3	0,579 226 856	± 6
Kr 86 (lampe P. T. B.)	28	0,565 112 861	± 4	(a)	
	26	0,605 780 212	± 3	(a)	
	10	0,645 807 210	± 4	0,645 807 183	± 5
Cd (5 lampes de Michelson)	4	0,644 024 907	± 7		
	6	906	± 5		
	2	908	± 8		
	6	902	± 5		
	2	913	± 3		
Moy...		0,644 024 907			

(a) Les observations à 360 mm de différence de marche n'ayant fait apparaître aucune différence significative par rapport aux observations à 125 mm, on a admis pour le calcul de compensation la même valeur de la longueur d'onde aux deux différences de marche.

de longueurs d'onde par compensation des résultats. Des calculs préliminaires avaient montré que la longueur d'onde de la radiation $0,546\ 1\ \mu$ de la lampe à Hg 198 du N. B. S. et celle des radiations $0,565\ 0$ et $0,605\ 6\ \mu$ de la lampe à krypton 86 gardaient la même valeur, qu'elles soient calculées d'après les observations à $125\ \text{mm}$, ou d'après les observations à $360\ \text{mm}$ de différence de marche.

Le tableau II contient les valeurs finales de ces longueurs d'onde dans le vide, avec leur incertitude et le nombre des séries ayant servi au calcul de chacune de ces valeurs.

L'incertitude indiquée à chaque longueur d'onde est l'erreur moyenne quadratique σ d'une observation, c'est-à-dire

$$\sigma = \pm \sqrt{\sum_{i=1}^N \frac{(x_i - \bar{x})^2}{N-1}},$$

expression dans laquelle les x_i sont les valeurs individuelles, \bar{x} la moyenne arithmétique des x_i , et N le nombre des observations.

En utilisant les valeurs finales des longueurs d'onde du tableau II et avec quelques ajustements simples, on calcule, d'après les ordres d'interférence observés, 230 valeurs des différences de marche qui devraient être toutes égales s'il n'y avait aucune erreur; les différences entre ces valeurs sont les résidus de l'application de la méthode de recherche de l'entier de l'ordre d'interférence par la méthode des coïncidences. Ces 230 résidus, exprimés en fraction de la différence de marche, ont une valeur moyenne de $\pm 8.10^{-9}$; parmi les 230 résidus, 202 ne dépassent pas $\pm 10.10^{-9}$, et le plus grand est 16.10^{-9} .

Un essai d'explication de la différence de longueur d'onde entre les deux lampes à Hg 198, et entre les différences de marche de 125 et $360\ \text{mm}$ dans le cas de la radiation $0,579\ 1\ \mu$, est donné à l'Annexe M 23. Les mesures sur la radiation $0,645\ 6\ \mu$ du krypton 86 ont pu être faussées par une séparation imparfaite de la radiation voisine plus faible $0,644\ 8\ \mu$.

Les incertitudes indiquées au tableau II sont calculées d'après des séries d'observations où interviennent des radiations dont la reproductibilité, la finesse et la symétrie ne sont pas égales. Pour établir la cohérence des mesures qui, parmi toutes celles que nous avons faites jusqu'ici ont bénéficié des conditions optima, il est intéressant de séparer les observations sur les deux radiations les meilleures, $0,565\ 1$ et $0,605\ 6\ \mu$ du Kr 86, à la différence de marche de $360\ \text{mm}$, plus favorable que $125\ \text{mm}$. Dans le tableau III on a reporté les sept valeurs de l'ordre d'interférence, observées dans les sept séries à la différence de marche de $360\ \text{mm}$ (ces valeurs correspondent à une longueur double

par suite de la répétition des mesures après inversion du signe de la différence de marche) pour les deux radiations du Kr 86, corrections faites pour l'air normal. Les deux dernières colonnes indiquent le rapport de ces ordres d'interférence, et l'écart Δ par rapport à la moyenne.

TABLEAU III.

Comparaison des radiations 0,565 0 et 0,605 6 μ du Kr 86.

Ordre d'interférence observé (air normal).		Rapport.	$\Delta \cdot 10^{10}$.
0,565 0 μ .	0,605 6 μ .		
I 274 122,247 6	I 188 586,852 7	1,071 963 941 6	+ 7
118,933 6	583,762 1	40 8	— 1
107,444 8	573,041 2	43 9	+ 30
106,958 5	572,593 1	38 8	— 21
072,661 3	540,595 5	41 4	+ 5
069,541 1	537,685 3	40 9	0
116,911 1	581,877 6	38 8	— 21
	Moyenne.....	1,071 963 940 9	$\sigma = \pm 18$

La concordance trouvée ici est étonnante et sans précédent. Si l'erreur moyenne quadratique σ de $\pm 18 \cdot 10^{-10}$ est répartie également sur les deux radiations, sa valeur relative $\pm \frac{9}{1,072} \cdot 10^{-10}$ se trouve réduite à $\pm 8 \cdot 10^{-10}$. Autrement dit, on arrive à cette conclusion que la précision d'une seule observation interférentielle à la différence de marche de 360 mm, en utilisant l'une de ces deux radiations, peut atteindre $\pm 8 \cdot 10^{-10}$. Nous croyons effectivement que les qualités de ces radiations ouvrent désormais la possibilité d'une précision de l'ordre de quelques 10^{-10} en métrologie interférentielle, comme le montrent pour la première fois les résultats exposés ici.

(12 septembre 1957.)

ANNEXE M 25.

Bureau International des Poids et Mesures.

OBSERVATIONS PHOTOÉLECTRIQUES
A L'INTERFÉROMÈTRE DE MICHELSON

Par J. TERRIEN.

Au « Colloque de Spectroscopie interférentielle » tenu à Bellevue (Paris) du 9 au 13 septembre 1957, a été présentée sous ce titre une étude théorique de la précision accessible dans les mesures interférentielles de longueur lorsque cette précision est limitée, soit par les fluctuations de la source de lumière, soit par l'effet grenaille du courant photoélectrique. Le texte de cette étude est publié dans le *Journal de Physique et le Radium*, 19, 1958, p. 390.

ANNEXE M 26.

National Standards Laboratory (Australie).

VALEUR PROVISOIRE
DE LA LONGUEUR D'ONDE DANS LE VIDE
DE LA RADIATION 0,605 6 μ . DU KRYPTON 86

(Traduction.)

Quelques déterminations de la longueur d'onde de la radiation orangée du krypton 86 ont été effectuées dans le vide avec un interféromètre de Perot-Fabry, par comparaison à la raie rouge du cadmium émise par une lampe de Michelson construite et alimentée conformément aux spécifications internationales (1); la différence de marche était 125 mm.

Les anneaux d'interférence ont été photographiés et l'on a mesuré leur diamètre; chaque plaque portait trois photographies des anneaux de la radiation rouge du cadmium et deux photographies des anneaux du krypton 86. Douze plaques ont été étudiées. La lampe à krypton 86 était une lampe à cathode chaude fournie par la Physikalisch-Technische Bundesanstalt; elle a été observée en bout et alimentée par un courant de 20 mA à la température du point triple de l'azote (63° K). Les miroirs de l'interféromètre étaient recouverts d'une couche d'argent dont le facteur de réflexion était environ 0,85; la dispersion de la perte de phase a été déterminée par l'observation de photographies simultanées d'un spectre cannelé et de franges de Fizeau à un ordre d'interférence d'environ 40.

La valeur moyenne obtenue pour la longueur d'onde dans le vide de la radiation orangée du krypton 86 est de 6 057,802 \pm 2.10⁻¹⁰ m, avec une exactitude estimée de \pm 0,000 2.10⁻¹⁰ m.

Certains écarts expérimentaux exagérément grands n'ont pas pu être expliqués raisonnablement par des erreurs de mesure.

(1) Procès-Verbaux du C. I. P. M., 17, 1935, p. 91.

On peut penser que ces écarts pouvaient provenir de variations de la radiation rouge du cadmium utilisée comme étalon, mais on ne peut l'affirmer avec certitude avant d'avoir fait des mesures plus complètes. On a commencé à travailler avec des couches d'aluminium et des couches diélectriques multiples. On met au point également des méthodes d'enregistrement photo-électriques, y compris l'utilisation d'une différence de marche à variation périodique dans le vide pour la détermination exacte des ordres d'interférence. Ce travail n'est pas suffisamment avancé pour permettre la fixation de longueurs d'onde exactes.

Un très petit nombre de déterminations a fourni pour la longueur d'onde de la radiation jaune-vert du krypton 86 la valeur $5\,651,129\,0 \cdot 10^{-10}$ m.

Deux lampes sans électrodes à mercure 198, fournies par le National Bureau of Standards, sont également à l'étude. La première (N° 32) a été en service constant dans notre laboratoire pendant plusieurs années et a été soumise à un certain nombre de régénérations par chauffage; la seconde (N° 99) est une lampe neuve. La lampe N° 32 contient 2 mg de mercure 198 et la lampe N° 99 1 mg, à la même pression du gaz porteur, 3 mm Hg.

Les valeurs obtenues pour la longueur d'onde dans le vide de la raie verte du Hg 198 émise par ces lampes sont les suivantes :

lampe N° 32 (ancienne) :	$5\,462,271\,5 \cdot 10^{-10}$ m (,2707);
» N° 99 (neuve) :	$5\,462,270\,7 \cdot 10^{-10}$ m (,2702).

Les nombres entre parenthèses indiquent la partie décimale de la longueur d'onde dans le vide calculée par la formule d'Edlén d'après la longueur d'onde dans l'air normal donnée dans le certificat du N. B. S. qui accompagnait ces lampes.

Nous insistons sur le fait que ces résultats sont tout à fait provisoires, car le nombre des déterminations est encore trop faible et aussi parce qu'il s'est présenté parfois entre les résultats individuels quelques écarts assez grands qui ne peuvent être expliqués, à moins de mettre en doute la radiation rouge du cadmium utilisée comme étalon.

(23 septembre 1957.)

LETTRE DE Y. VÄISÄLÄ

Turku, 12 septembre 1957.

MONSIEUR LE PRÉSIDENT,

Il ne me semble pas raisonnable de maintenir la définition actuelle du mètre ou d'en élaborer une autre qui serait également fondée sur un étalon matériel, même si une telle définition permettrait d'atteindre une précision plus élevée que celle qui est à présent accessible par une longueur d'onde; en effet, la longueur d'un étalon matériel doit en tout cas être contrôlée de temps en temps à l'aide d'une constante naturelle. La définition du mètre doit donc être fondée sur un étalon naturel, la longueur d'onde d'une radiation lumineuse.

Deux Membres du Comité Consultatif pour la Définition du Mètre ont fait une proposition concrète pour l'adoption de la longueur d'onde dans le vide de la radiation $0,606 \mu$ du krypton 86 comme étalon de longueur. Je n'ai pas encore eu l'occasion d'effectuer des mesures en utilisant les radiations des divers isotopes mais, sur la base des résultats obtenus dans d'autres laboratoires, il me semble préférable de choisir cette radiation du Kr 86 comme base de la nouvelle définition du mètre. Une raie en dehors du spectre visible ne serait recommandable que dans le cas où elle permettrait d'atteindre une exactitude très supérieure à celle qui est accessible avec la raie $0,606 \mu$ du krypton 86.

La longueur d'onde de la radiation $0,606 \mu$ du Kr 86 a déjà été déterminée avec une précision suffisante par comparaison à la longueur d'onde de la radiation rouge du cadmium naturel. Le Comité Consultatif devrait donc décider si possible, à sa deuxième session, quelle valeur sera recommandée pour la longueur d'onde dans le vide de la radiation en question. Je crois inutile d'effectuer encore de nouvelles mesures pour rattacher cette radiation à la longueur d'onde du cadmium naturel, puisque les désaccords résulteront principalement des difficultés de mesure de la radiation du cadmium.

Dès que la longueur d'onde de la radiation du Kr 86 qui sera choisie comme étalon sera sanctionnée, on devrait recommander de déterminer, par comparaison à cette longueur d'onde étalon, les longueurs d'onde des autres radiations reconnues comme bonnes, surtout la raie verte du Hg 198 et la raie rouge du Cd 114; ces comparaisons seraient faites avec la plus grande précision possible et dans plusieurs laboratoires.

Dans le cas où le Comité Consultatif ne pourrait pas encore, à cette session, s'accorder sur le choix de la radiation étalon ou sur la valeur de sa longueur d'onde, il serait préférable de continuer la discussion par correspondance.

L'exactitude avec laquelle les longueurs peuvent être déterminées à l'aide des longueurs d'onde dépend essentiellement du procédé utilisé pour mesurer un étalon matériel — à traits ou à bouts — en partant de la longueur d'onde. Dans ces mesures, la précision réelle peut être gravement affectée d'erreurs systématiques. C'est pourquoi il serait très utile que la longueur de mêmes étalons matériels, ou de divers étalons bien comparés les uns aux autres, soit déterminée en partant de la longueur d'onde étalon. Ce n'est que par de telles mesures que l'on pourra connaître l'exactitude réellement accessible par la nouvelle définition du mètre.

Je voudrais surtout attirer l'attention des Membres du Comité Consultatif sur des mesures absolues d'étalons à bouts en quartz. Ces étalons ont certains avantages. Leur matière ne coûte pas cher, leur coefficient de dilatation est très petit ($4 \cdot 10^{-7}$) et la matière ressemble au verre par ses qualités optiques. Les Mètres à bouts en quartz fondu peuvent être comparés entre eux avec une exactitude qui atteint presque 10^{-9} . La mesure absolue de tels Mètres à l'aide de la longueur d'onde sera bien simple si l'on détermine d'abord la longueur d'un étalon sous-multiple du mètre, par exemple $1/3$ m, $1/4$ m, $1/5$ m, à partir de la longueur d'onde. De là on peut passer avec une grande précision à la longueur de 1 m par des mesures relatives.

ÉTALONS A BOUTS EN QUARTZ FONDU

Par Y. VÄISÄLÄ.

J'ai présenté à la première session du Comité Consultatif pour la Définition du Mètre un résumé de nos études métrologiques (1). J'ai également donné dans une publication récente une brève description de notre laboratoire souterrain, construit dans une colline de granit à Tuorla, au voisinage de Turku, et des recherches que l'on peut y effectuer (2). Une des tâches les plus importantes de notre laboratoire est d'étudier et de développer les étalons à bouts en quartz.

Depuis 1927 j'ai fabriqué, surtout pour des travaux géodésiques, des étalons à bouts de 1 m (et plus courts) en quartz (tubes de quartz fondu munis d'extrémités en silice transparente ou barres de silice transparente). Les extrémités des étalons sont sphériques, convexes ou planes. De 1929 à 1933 nous avons comparé 18 Mètres en quartz les uns aux autres et en 1937 des Mètres jusqu'au N° 23, au moyen du comparateur interférentiel que j'avais construit dans le bâtiment principal de l'Université. De 1953 à 1954 les premières mesures ont été effectuées au moyen d'un nouveau comparateur un peu modifié, installé dans le laboratoire souterrain. Cette année (1957) les mesures sont continuées. De nouveaux étalons en quartz, de 1 m et plus courts, sont en fabrication. Au lieu d'être tubulaires, ces étalons sont constitués par une barre de quartz fondu munie d'extrémités en silice transparente.

Le comparateur pour étalons à bouts se compose de deux lentilles plan-convexes de 200 mm de diamètre, montées sur un pilier de béton. Entre les surfaces planes des lentilles on juxtapose trois étalons et au-dessous de ceux-ci un quatrième pour pouvoir

(1) *Procès-Verbaux du C. I. P. M.*, 24, 1954, p. M 60.

(2) VÄISÄLÄ (Y.), *Astronomisch-optisches Forschungsinstitut der Universität Turku, Astronomia-Optika Socielo*, n° 1, Turku, 1955.

contrôler l'inclinaison verticale des plans de référence. En utilisant, comme d'habitude, une lampe à hélium on photographie les franges d'égale épaisseur (dans le cas des extrémités sphériques les anneaux de Newton) qui apparaissent aux extrémités des étalons. Si l'on place une fente devant les extrémités des étalons et un prisme devant les lunettes d'observation, on peut photographier simultanément les interférences pour diverses radiations. Dans le cas de l'hélium on utilise 7 à 8 raies, ce qui permet de déterminer l'épaisseur des lames d'air simplement à l'aide des excédents fractionnaires.

Avec l'ancien comparateur, la mesure des étalons n'était possible qu'en comparant la longueur de l'étalon central à la moyenne des longueurs des étalons latéraux. A présent, grâce à la stabilité de l'appareillage, les comparaisons peuvent être exécutées rapidement avec grande précision en prenant un interférogramme de chaque étalon dans la position centrale du comparateur. Pour contrôler la distance entre les plans de référence, il suffit de placer de temps en temps un étalon connu dans le comparateur.

La plupart des mesures effectuées jusqu'ici concernent les étalons à faces terminales convexes. Le temps de pose d'un interférogramme est habituellement de 10 à 20 secondes, ce qui donne des franges nettes et faciles à mesurer. Pour chaque étalon, on déduit le rayon de courbure des faces terminales à partir des mesures du diamètre des deux premiers anneaux bien formés en utilisant diverses radiations. La moyenne de ces valeurs sert à calculer les excédents fractionnaires pour chaque radiation. L'erreur moyenne des excédents fractionnaires calculés avec deux anneaux est de l'ordre de $\pm 0,005$ interfrange dans le cas d'un rayon de courbure de plusieurs mètres (de 5 à 10 m). Dans le cas des étalons géodésiques, le rayon de courbure de l'une des extrémités est plus petit, 1 m environ, mais l'exactitude sur la mesure n'est cependant pas sensiblement inférieure. Quelques étalons présentent des discordances provenant de défauts de sphéricité des faces terminales; on peut, évidemment, tenir compte des corrections dans les calculs. Cependant, on a constaté que l'influence de ces défauts est compensée en grande partie lorsque les mesures sont effectuées avec plusieurs radiations, de sorte que l'influence sur le résultat est en tout cas inférieure à $0,001 \mu$. La longueur d'un étalon à faces terminales convexes sera ainsi définie, non par le centre de chaque extrémité, mais par une zone qui correspond à une grandeur moyenne des anneaux.

Entre les résultats que donnent les raies intenses et les raies faibles, il n'existe pas une différence systématique sensible. De même, on peut augmenter la durée de la pose d'un facteur

assez grand, sans que le résultat soit sensiblement influencé. Les résultats obtenus par plusieurs observateurs et en utilisant divers appareils de mesure, ne présentent pas d'erreurs systématiques dépassant $0,001 \mu$ environ. L'exactitude accessible avec des étalons à faces terminales planes sera peut-être un peu meilleure que celle que l'on obtient avec des étalons à faces terminales sphériques. Les recherches sur les étalons à extrémités planes sont en cours.

L'examen des résultats des diverses comparaisons exécutées depuis 1929 démontre que les variations de longueur des étalons sont en général inférieures à $0,1 \mu$ pendant toute cette période. Il n'y a que l'étalon N° 1 qui présente une variation sensible, à savoir un allongement de 1μ après 1937. La cause de cette variation est probablement due au fait que cet étalon est un tube fermé, comme le sont par ailleurs les autres étalons plus anciens, et que la pression intérieure a augmenté au cours des années. Un phénomène semblable, mais plus faible, s'observe aussi dans le cas de l'étalon N° XI.

Dans le nouveau laboratoire à Tuorla on a effectué des mesures depuis 1953. Les différences entre les diverses comparaisons faites depuis cette date sont de l'ordre de $0,01 \mu$. Cependant, les résultats récents ne sont que provisoires, les corrections dues aux variations de la température et de la pression, et celle de l'inclinaison des plans de référence, n'ayant pas encore été appliquées. On ne peut donc indiquer pour le moment la précision définitive sur les mesures, mais elle semble atteindre presque 10^{-9} .

Pour pouvoir comparer les étalons à diverses températures et déterminer leur coefficient relatif de dilatation, nous avons construit une chambre dont la température peut être augmentée de plusieurs dizaines de degrés. Pour obtenir l'équation absolue de dilatation des étalons en quartz je pense utiliser un procédé un peu différent de celui que nous avons employé jusqu'ici, tandis que le coefficient de pression des étalons sera déterminé de la même manière qu'auparavant.

Nous projetons de mesurer les longueurs de nos étalons en quartz à l'aide de la raie $0,606 \mu$ du Kr 86. Plusieurs méthodes pourraient être utilisées pour étendre les mesures jusqu'à la longueur de 1 m. En premier lieu, je pense aux méthodes suivantes : la longueur des étalons plus courts, par exemple de 250 mm, sera déterminée au moyen d'un comparateur semblable à celui qui est employé pour les comparaisons des Mètres en quartz, c'est-à-dire en plaçant les étalons entre deux plans de verre dont la distance sera mesurée en longueurs d'onde; la longueur des étalons plus longs (jusqu'à 1 m) sera rattachée à celle des étalons plus courts par des mesures relatives; un appareillage pour ces dernières mesures est en construction. Un autre procédé est de déter-

miner d'abord la longueur d'un étalon court, par exemple de 200 mm, puis la différence entre des étalons de 600 mm et de 200 mm en plaçant ce dernier étalon au milieu entre les plans de référence, et en déterminant par une mesure absolue l'épaisseur des lames d'air de 200 mm entre les bouts et les plans; dans une troisième étape, on passe de la même manière de la longueur de 600 mm à la longueur de 1 m. Les procédés de multiplication que j'ai utilisés pour mesurer des bases géodésiques pourraient aussi convenir pour passer des étalons courts aux étalons plus longs; mais, dans ce cas, on devrait avoir recours à des surfaces réfléchissantes argentées ou aluminées dont je voudrais éviter l'emploi.

Le passage des étalons courts aux étalons plus longs pourrait aussi être réalisé sans l'emploi des plans de verre, en utilisant les méthodes à deux ou trois fentes, ou peut-être celle à quatre ouvertures, pour déterminer les différences de longueur des étalons, simultanément à leurs deux extrémités (*).

Il serait souhaitable que les étalons en quartz (de 1 m ou d'une fraction de 1 m) soient mesurés en longueurs d'onde dans divers laboratoires. Dans la mesure du possible, nous pourrions mettre certains étalons à la disposition des instituts scientifiques. Ainsi, notre groupe d'étalons en quartz dont l'exactitude interne est très grande serait lié à la longueur d'onde avec une précision aussi élevée que possible. Ces mesures apporteraient en même temps de précieuses informations sur l'exactitude réelle avec laquelle le mètre est défini par les longueurs d'onde.

(12 septembre 1957.)

(*) VÄISÄLÄ (Y.), Neue Methoden zur Untersuchung der Objektive nebst Bemerkungen über die Beurteilung ihrer Güte, *Ann. Univ. Turkuensis* n° 2, 1922, Helsinki.