

COMITÉ CONSULTATIF POUR LA DÉFINITION DU MÈTRE

SESSION DE 1962

NOTE

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

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

tome 24, p. M 1 à M 101 (1^{re} Session, 1953);

» 26-B, p. M 1 à M 180 (2^e Session, 1957).

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

COMITÉ INTERNATIONAL DES POIDS ET MESURES

COMITÉ CONSULTATIF
POUR
LA DÉFINITION DU MÈTRE

3^e SESSION — 1962

(8-10 octobre)



PARIS

GAUTHIER-VILLARS & C^{ie}

IMPRIMEUR-ÉDITEUR DU BUREAU INTERNATIONAL DES POIDS ET MESURES

55, Quai des Grands-Augustins.



AVERTISSEMENT HISTORIQUE

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

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

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

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

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

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

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

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

Limitées à l'origine aux mesures de longueur et de masse et aux études métrologiques en relation avec ces grandeurs, les activités du Bureau International ont été étendues aux étalons de mesure électriques (1927), photométriques (1937) et des radiations ionisantes (1960). Dans ce but, un agrandissement des premiers laboratoires construits en 1876-1878 a eu lieu en 1929 et deux nouveaux bâtiments ont été construits en 1963 pour les laboratoires de la Section des radiations ionisantes.

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

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

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

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

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

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

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

PRÉSIDENT
du Comité International des Poids et Mesures

R. VIEWEG

LISTE DES MEMBRES
DU
COMITÉ CONSULTATIF
POUR LA DÉFINITION DU MÈTRE

Président

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

Membres

PHYSIKALISCH-TECHNISCHE BUNDESANSTALT [P.T.B.], *Braunschweig*
(E. ENGELHARD, Oberregierungsrat, Abteilung I).

DEUTSCHES AMT FÜR MESSWESEN [D.A.M.], *Berlin* (non représenté).

NATIONAL BUREAU OF STANDARDS [N.B.S.], *Washington 25 D.C.*
(A.G. McNISH, Chief, Metrology Division).

NATIONAL RESEARCH COUNCIL [N.R.C.], *Ottawa* (K.M. BAIRD, Head,
Interferometry Section, Division of Applied Physics).

CONSERVATOIRE NATIONAL DES ARTS ET MÉTIERS [C.N.A.M.], *Paris*
(M. BELLIER, Directeur du Laboratoire National d'Essais; M. DEBURE,
Chef du Service de Métrologie).

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

NATIONAL RESEARCH LABORATORY OF METROLOGY [N.R.L.M.], *Tokyo*
(Y. SAKURAI, Chief of 1st Section, 1st Division, Length Standards).

NATIONAL PHYSICAL LABORATORY [N.P.L.], *Teddington* (H. BARRELL,
Superintendent Standards Division).

INSTITUT DE MÉTROLOGIE D. I. MENDÉLÉEV [I.M.M.], *Leningrad*
(L. KAJAK, Chef du département des unités fondamentales;
A. I. KARTACHEV, Savant métrologiste; M^{me} A. KOROLEVA, Savant
métrologiste).

COMMISSION ITALIENNE DE MÉTROLOGIE (non représentée).

ASSOCIATION INTERNATIONALE DE GÉODÉSIE (non représentée).

UNION ASTRONOMIQUE INTERNATIONALE (M^{me} Ch. M. SITTERLY, Prési-
dente de la Commission 14).

UNION INTERNATIONALE DE PHYSIQUE PURE ET APPLIQUÉE (non repré-
sentée).

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

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

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

Le Directeur du BUREAU INTERNATIONAL DES POIDS ET MESURES
[B.I.P.M.], *Sèvres* (J. TERRIEN).

Invités

P. CONNES, Maître de Recherches, Laboratoire Aimé Cotton, *Bellevue*.

P. JACQUINOT, Directeur du Laboratoire Aimé Cotton, *Bellevue*.

K. G. KESSLER, Chief, Atomic Physics Division, National Bureau of
Standards, *Washington 25 D.C.*

R. LENNUIER, Professeur à la Faculté des Sciences, *Paris*.

W. R. C. ROWLEY, Scientific Officer, National Physical Laboratory,
Teddington.

COMITÉ CONSULTATIF
POUR LA DÉFINITION DU MÈTRE

3^e SESSION (1962)

RAPPORT

AU

COMITÉ INTERNATIONAL DES POIDS ET MESURES

par E. ENGELHARD, Rapporteur

Le Comité Consultatif pour la Définition du Mètre (C.C.D.M.) s'est réuni pour sa troisième session au Pavillon de Breteuil, à Sèvres, où il a tenu six séances les 8, 9 et 10 octobre 1962.

Étaient présents : Mr HOWLETT, Président ; MM. BAIRD, BARRELL, BELLIER, BRUCE, DEBURE, ENGELHARD, KAJAK, KARTACHEV, M^{me} KOROLEVA, Mr McNISH, M^{me} SITTERLY, MM. SAKURAI, STULLA-GÖTZ, TERRIEN, VÄISÄLÄ.

Assistaient également aux séances : MM. VIEWEG, Président, et BOURDOUN, Membre du Comité International des Poids et Mesures ; MM. CONNES, JACQUINOT, KESSLER, LENNUIER, ROWLEY, invités.

Excusé : Mr EDLÉN.

Mr Engelhard (assisté de Mr Hamon du Bureau International comme secrétaire) fut nommé Rapporteur.

Le Comité Consultatif a rendu hommage à la mémoire du Professeur J. Cabannes, décédé le 31 octobre 1959, qui avait pris une part importante à la 1^{re} session (1953).

1. Programme de la session.

L'objet de la troisième session de ce Comité Consultatif, la première depuis le changement de la définition du mètre en 1960, était l'examen des sujets dont l'étude était demandée par la Résolution 7 adoptée par

la Onzième Conférence Générale des Poids et Mesures le 14 octobre 1960 :

« La Onzième Conférence Générale des Poids et Mesures invite le Comité International

1° à établir des instructions pour la mise en pratique de la nouvelle définition du mètre;

2° à choisir des étalons secondaires de longueur d'onde pour la mesure interférentielle des longueurs et à établir des instructions pour leur emploi;

3° à poursuivre les études entreprises en vue d'améliorer les étalons de longueur. »

A sa session d'octobre 1960, le Comité International des Poids et Mesures a déjà adopté une Recommandation concernant la mise en pratique de la nouvelle définition du mètre au moyen de la lampe à ^{86}Kr à cathode chaude. Depuis ce temps-là, on a fait au B.I.P.M. et dans les autres laboratoires des études plus détaillées sur la radiation étalon primaire émise par la lampe recommandée, sur les conditions de fonctionnement de cette lampe et sur des lampes de diverses formes. Il convenait donc d'examiner si le moment était venu de remplacer les premières instructions données en 1960 par d'autres plus précises.

Quant aux étalons secondaires de longueur d'onde, on s'était accordé au sein du C.C.D.M., par correspondance, sur les radiations spectrales à étudier en premier lieu. Une autre tâche de cette troisième session était donc de discuter les résultats de ces études et de proposer au Comité International les valeurs estimées les meilleures pour un certain nombre d'étalons secondaires de longueur d'onde et les instructions pour leur mise en pratique.

Les recherches à examiner par le C.C.D.M. en vue d'améliorer les étalons de longueur portaient sur les perfectionnements des techniques déjà connues en 1960, c'est-à-dire l'émission de radiations extrêmement monochromatiques par des jets atomiques, l'emploi des raies d'absorption, des filtres interférentiels, et du filtre Zeeman étudié au N.B.S., enfin les comparateurs interférentiels; on devait considérer aussi une technique inconnue en 1960: l'émission de radiations d'une finesse extrême et d'une luminance énorme par le maser optique (laser).

Pour ordonner et animer les discussions, ces questions diverses avaient été classées autour de sept thèmes principaux, et sept personnalités particulièrement qualifiées avaient été invitées par le Président à présenter au Comité Consultatif un exposé général d'introduction sur un des thèmes suivants :

- La symétrie des raies spectrales, par W. R. C. Rowley.
- La radiation étalon de la définition du mètre, par J. Terrien.
- Les étalons secondaires de longueur d'onde, par E. Engelhard.
- Détermination de longueurs d'onde étalons à partir de jets atomiques et de filtres Zeeman, par K.G. Kessler.

- Les raies d'absorption, par R. Lennuier.
- Les lasers, par P. Connes.
- Les comparateurs interférentiels, par K.M. Baird.

Ces exposés sont publiés dans ce volume (Annexes 1 à 7).

2. Symétrie du profil spectral.

(Annexes 1, 9, 10, 11)

Pour interpréter correctement les mesures récentes les plus précises de la longueur d'onde de la radiation étalon primaire $2p_{10}-5d_5$ émise par la lampe à ^{86}Kr dans les conditions recommandées, il faut connaître le degré de dissymétrie du profil spectral de cette radiation.

Dans son exposé d'introduction, W. R. C. Rowley a rappelé les causes pouvant produire une dissymétrie du profil des raies atomiques et leur théorie. Il a décrit la méthode mise en œuvre par lui, de janvier à juillet 1962, pour mesurer, à partir de la visibilité et de la phase des franges de l'interféromètre de Michelson du B.I.P.M., le profil spectral de la radiation étalon produite conformément aux premières spécifications, ainsi qu'à une pression plus basse et plus élevée. Il a observé dans les trois cas une dissymétrie se traduisant par des déplacements de franges mesurables, de l'ordre de quelques millièmes d'interfrange.

Au cours de la discussion sur les causes de cette dissymétrie, qui est étonnamment peu fonction de la pression du krypton dans la lampe, on a remarqué que l'altération de la symétrie par auto-absorption, constatée sur des raies du mercure et du cadmium, n'a rien de surprenant, mais n'intervient probablement pas dans le cas de la radiation étalon du krypton, car on sait qu'elle n'est presque pas auto-absorbée. L'influence de l'intensité du courant et l'étude de la radiation émise en travers, avec la lampe spéciale de K. M. Baird, ou avec une lampe analogue plus lumineuse grâce à un étranglement de plus grande dimension, pourraient aider à trouver les causes de la dissymétrie.

On a discuté les méthodes expérimentales et leurs erreurs systématiques :

a. la méthode de l'interféromètre de Michelson, qui a été employée par W. R. C. Rowley, et dont les erreurs ont été discutées par J. Terrien et Rowley d'une façon assez complète pour qu'elles puissent être probablement toutes corrigées; la méthode analogue reprise par E. Engelhard en utilisant des calibres à bouts plans;

b. la méthode de l'étalon Perot-Fabry dans laquelle on est gêné par la répartition dissymétrique des défauts de planéité des miroirs; ces défauts, qui sont grands devant la précision nécessaire, peuvent être plus ou moins neutralisés par une extrapolation à surface nulle de la partie utilisée des miroirs (Bayer-Helms), ou par des méthodes statistiques ou encore par l'étude de la variation apparente de position des franges d'un

étalon Perot-Fabry lorsqu'on explore une partie plus ou moins grande autour du maximum de l'intensité des franges. On envisage aussi de mesurer complètement ces défauts de planéité avec la lumière d'un laser.

Les résultats des mesures de dissymétrie faites par W. R. C. Rowley au B.I.P.M. sont jusqu'à présent les plus précis et leur ordre de grandeur est confirmé par plusieurs autres études moins exactes; on a conclu que la dissymétrie de la radiation étalon produite selon les spécifications ne peut en aucun cas provoquer d'erreur supérieure à 10^{-8} en valeur relative sur la mesure d'une longueur. Cette erreur est toujours négligeable dans les mesures pratiques; la dissymétrie n'est à considérer actuellement que dans les tentatives pour produire et utiliser la radiation étalon avec une précision nettement meilleure que 10^{-8} .

3. La radiation étalon primaire.

(*Annales* 2, 9, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22)

Dans son exposé d'introduction, J. Terrien a d'abord commenté les études du profil spectral de la radiation étalon primaire, faites principalement au B.I.P.M. et à la P.T.B., permettant une estimation des composantes de sa largeur: largeur naturelle, effet Doppler d'agitation thermique, et autres causes attribuées à l'effet Stark interatomique ou à l'effet de pression. Puis il a examiné les nombreux travaux destinés à la détermination du nombre d'ondes de la radiation non perturbée, en insistant sur la nécessité d'opérer par une extrapolation à pression nulle (et non pas seulement à courant nul), et sur l'avantage de l'observation en travers, perpendiculairement à la direction du courant de décharge, car on n'est plus gêné par la différence du nombre d'ondes selon le sens du courant, ni par la différence de pression entre les extrémités du capillaire.

On a discuté sur la forme et les dimensions à donner aux lampes à krypton employées dans de tels travaux où la précision accessible est de l'ordre de 10^{-9} , en considérant les facteurs qui influent sur la précision.

L'uniformité d'éclairement de l'interféromètre serait facilitée si l'image du capillaire n'était pas déformée par des dioptries irréguliers au passage de la lumière à travers la paroi de la lampe ou du vase de Dewar. Cette qualité a été réalisée dans une lampe d'une forme spécialement étudiée dans ce but à l'I.M.M.: la lumière utilisée ne rencontre que des dioptries plans et ne traverse pas le bain réfrigérant d'azote ou d'air liquides. L'I.M.M. a aussi expérimenté, avec des résultats encourageants, des capillaires ayant la forme d'un cylindre hyperbolique, en vue d'augmenter la précision de la reproduction de la radiation étalon primaire.

Un appendice greffé sur la branche anodique et non échauffé par la décharge semble utile pour que la tension de vapeur du krypton condensé

dans cet appendice soit bien définie, la température du bain réfrigérant étant alors mesurée à son voisinage au moyen d'un thermomètre à tension de vapeur d'azote. On sait que la pression du krypton dans la branche cathodique de la lampe est plus basse pendant la décharge en courant continu; cette différence de pression, déjà mesurée au N.R.C. pour un capillaire de 3 mm de diamètre intérieur, le sera pour d'autres diamètres, car elle compromet la validité de l'hypothèse admise précédemment, selon laquelle la moyenne des observations aux deux extrémités du capillaire fournit le nombre d'ondes d'une radiation émise par un atome au repos. J. Terrien a tenu compte de cette différence de pression par une correction estimée, tandis que K. M. Baird pense s'en affranchir en remplaçant le courant continu par un courant alternatif de fréquence suffisamment élevée, 1 000 Hz par exemple.

Même si les lignes de courant ne sont pas toutes des droites perpendiculaires à la direction d'observation, et malgré la réduction de la luminance, l'observation en travers de la décharge, qui a déjà donné au B.I.P.M. et au N.R.C. des résultats en bon accord, semble la méthode la meilleure actuellement pour déterminer le nombre d'ondes de la radiation sans perturbation par une extrapolation à pression nulle.

Pour étalonner les lampes pratiques observées en bout par comparaison à une lampe expérimentale observée en travers, sans détériorer la précision de l'extrapolation conduisant au nombre d'ondes de la définition du mètre, l'emploi de l'interféromètre de Michelson selon la méthode de A. Pérard (à deux différences de marche égales et de sens opposé), avec un sérieux contrôle de la répartition de l'éclairement, semble jusqu'à présent la méthode la plus sûre; elle a permis au Bureau International de contrôler l'identité, à $\pm 2 \times 10^{-9}$ près, de l'extrapolation à pression nulle avec deux lampes différentes, observées l'une en travers l'autre en bout. On a discuté sur la perfection de l'élimination des erreurs systématiques par cette méthode et envisagé l'emploi d'un diffuseur entre la source et un interféromètre de Perot-Fabry pour atténuer les erreurs dues aux défauts de planéité des miroirs en éclairage non uniforme.

Malgré les nombreuses déterminations de la variation du nombre d'ondes en fonction de la densité du courant de décharge, il n'est pas encore possible de choisir entre plusieurs formules empiriques exprimant cette variation; ceci n'est guère surprenant, car les différences sont faibles et semblent dépendre légèrement du diamètre du capillaire.

L'orientation des travaux devant préparer les progrès futurs, et la recherche des modèles de lampes à krypton les mieux adaptées à ces travaux ont été examinées par un petit groupe qui continuera ses discussions par correspondance.

Deux ans après le changement de la définition du mètre, après avoir considéré les nombreux travaux présentés, le Comité Consultatif s'accorde avec l'opinion exprimée dans l'exposé de J. Terrien : « Une constatation

fondamentale s'impose aujourd'hui : les conclusions du rapport du Bureau International, qui avaient pesé fortement sur le choix du Comité Consultatif en 1957, étaient exactes; parmi les lampes à décharge produisant des spectres atomiques, la supériorité des lampes à krypton n'est pas contestée et la radiation choisie reste la meilleure. L'estimation de la précision du cent-millionième est bien confirmée, ce qui assure déjà une amélioration d'un facteur 20 à 30 sur la précision de la définition antérieure du mètre par le prototype à traits en platine iridié; et l'on a l'espoir justifié de gagner un facteur supplémentaire de 5 à 10 ».

4. Les étalons secondaires de longueur d'onde.

(*Annexes 3, 9, 12, 14, 15, 16, 18, 19, 20, 22*)

L'exposé de E. Engelhard a rappelé les raisons pour lesquelles il est urgent et important de s'accorder sur la valeur la plus probable et sur la marge d'incertitude de la longueur d'onde de quelques radiations étalons secondaires convenablement choisies : de telles radiations sont employées plus souvent que l'étalon primaire dans les mesures pratiques, et elles sont nécessaires pour la détermination de l'entier de l'ordre d'interférence par la méthode des coïncidences. Aussi cette question a-t-elle été particulièrement étudiée par le Comité Consultatif.

Un accord préalable avait été obtenu longtemps avant la session, par correspondance, sur le choix d'un certain nombre de radiations déjà en usage et offrant les meilleures chances d'une entente rapide sur une recommandation les concernant. Tous les laboratoires intéressés ont eu le temps d'étudier ces radiations et de présenter leurs résultats à la session du Comité Consultatif. E. Engelhard a non seulement traité la question d'un point de vue général, mais encore rassemblé et comparé les résultats des laboratoires. Au cours de la discussion, le Comité Consultatif s'est accordé à reconnaître l'intérêt de radiations étalons situées dans l'ultra-violet, et surtout dans le proche infrarouge; il sera donc utile de poursuivre leur étude, déjà commencée au B.I.P.M. et au N.R.L.M., mais en seconde urgence, car il existe encore quelques difficultés pratiques qui retardent leur emploi généralisé. Les étalons de longueur d'onde dans le visible choisis pourront être améliorés, soit par la construction de sources autres que les lampes sans électrodes, par exemple des lampes à cathode chaude employées à l'I.M.M. pour ^{114}Cd , soit par le remplacement de l'argon comme gaz porteur par un gaz à la pression duquel les lampes sans électrodes à ^{198}Hg ou à ^{114}Cd seraient moins sensibles; mais il faut sans délai établir pour les utilisateurs la recommandation dont ils ont besoin concernant les étalons secondaires choisis.

Un petit groupe présidé par H. Barrell a discuté en détail la valeur des longueurs d'onde, et leur incertitude actuelle. A l'avant-dernière séance du Comité Consultatif, ce groupe a présenté ses conclusions : les

caractéristiques importantes des lampes sont spécifiées; les longueurs d'onde dans le vide ne sont pas celles de la radiation émise par l'atome non perturbé, mais celles de la radiation réellement produite par la source ainsi spécifiée, calculées d'après la moyenne des résultats des laboratoires, en tenant compte le cas échéant d'une différence de pression du gaz porteur; les incertitudes, longuement controversées, en apparence pessimistes, traduisent la dispersion des résultats présentés par les laboratoires. Complétées par les indications de la discussion en séance, ces conclusions furent mises en forme d'une recommandation que le Comité Consultatif a adoptée à l'unanimité à sa dernière séance (*Recommandation M 1*, p. 18).

5. Jet atomique, filtre Zeeman et production de radiations à profil étroit.

(*Annexes 4, 5, 23, 24*)

L'exposé de K. G. Kessler a porté sur trois méthodes conçues et expérimentées au N.B.S. pour utiliser en métrologie des radiations monochromatiques dont la finesse soit bien meilleure que celle de la radiation étalon du krypton 86: le jet atomique en émission, le jet en absorption et le filtre Zeeman; ces méthodes ont été appliquées à la radiation de résonance $2\,537 \times 10^{-10}$ m du ^{198}Hg . Au cours d'une discussion animée, le conférencier a bien précisé qu'il ne contestait pas les qualités de la définition du mètre adoptée en 1960, certainement la meilleure à ce moment; mais de nouvelles techniques doivent être envisagées pour préparer les progrès futurs, et il est persuadé que l'étude des techniques présentées doit être fructueuse.

Jusqu'à quel degré les écarts de longueur d'onde par inclinaison d'un jet atomique sont-ils corrigés par l'emploi combiné des rayons lumineux cheminant en sens opposés dans la même direction, malgré l'impossibilité théorique d'appliquer ce principe simultanément en tous les points d'une source étendue? Quelles sont les perturbations produites par le faisceau d'électrons qui excite l'émission dans un jet atomique? L'absorption partielle et dissymétrique de la radiation de résonance du mercure par les traces de vapeur de mercure dans l'air du laboratoire est-elle capable de fausser les mesures d'une façon appréciable? Telles sont quelques questions qui ont été envisagées par le Comité Consultatif et qui mériteraient d'être étudiées. Le filtre Zeeman a spécialement retenu l'attention parce qu'il allie la luminosité à la finesse, et parce qu'il est facile de contrôler la longueur d'onde par un jet en absorption, méthode de contrôle qui offre le plus de chances d'être affranchie de toute perturbation des atomes.

Le Comité Consultatif souhaiterait que de telles études soient entreprises par plusieurs laboratoires dans le même esprit que lors des recherches sur la radiation étalon du krypton, particulièrement en ce qui concerne la reproductibilité et le dépistage des erreurs systématiques, car l'étroitesse du profil spectral n'est pas la qualité fondamentale d'un étalon;

la radiation du krypton, malgré sa largeur, autorise des pointés de frange correspondant à une précision relative atteignant 3×10^{-10} .

La monochromatisation interférentielle, particulièrement au moyen d'un étalon Perot-Fabry à miroirs sphériques de Connes, permet elle aussi d'obtenir des profils spectraux plus étroits par filtrage optique des raies d'une lampe à décharge. Les essais du N.B.S., et surtout la mise en pratique de cette méthode dans un comparateur décrit par l'I.M.M., prouvent que la luminosité de la raie filtrée est suffisante pour la mesure d'étalons matériels de grande longueur, et que l'on peut déterminer la longueur d'onde exacte d'une raie filtrée à chaque expérience. L'emploi de cette méthode, qui a déjà donné de bons résultats, mérite donc d'être poursuivi, car elle rend possible l'utilisation des radiations monochromatiques habituelles pour la mesure directe, sans étape intermédiaire, de longueurs excédant 1 m.

6. Les raies d'absorption.

(Annexes 4, 5)

R. Lennuier a donné un exposé où étaient rappelés les facteurs physiques qui déterminent les qualités des raies d'absorption, thème en relation avec le filtre Zeeman et les jets atomiques en absorption. Malgré les difficultés des mesures de longueur au moyen des raies d'absorption, celles-ci sont d'un grand intérêt, quoique plus ou moins théorique jusqu'à présent, pour la métrologie, et cela pour différentes raisons : absence de perturbations d'origine électrique dans les cellules d'absorption ; possibilité de réduire la densité de la vapeur à des valeurs telles que les perturbations mutuelles des atomes deviennent inobservables ; technique du jet atomique pour la production de raies d'absorption extrêmement fines. Il est donc possible d'utiliser effectivement, au moyen des raies d'absorption, la finesse et la bonne définition du profil que posséderait une raie d'émission spontanée d'une vapeur à très basse pression sans perturbation électrique et sans gaz étranger.

Lorsque la densité de la vapeur n'est pas très faible (par exemple supérieure à 1×10^{-3} mm Hg dans le cas de la vapeur de mercure), les interactions entre les atomes deviennent sensibles et se traduisent par un élargissement additionnel qui, à priori, n'est pas symétrique, ainsi que par un déplacement. La dissymétrie possible est assez forte, surtout sur les ailes du profil de la raie, et c'est pourquoi le filtre Zeeman et en général les filtres magnéto-optiques sont sensibles à l'accroissement de pression. Les résultats expérimentaux obtenus au laboratoire de R. Lennuier indiquent que le déplacement par résonance quantique peut être assez fort dans certains cas : de l'ordre de 10^{-7} . Il est donc préférable d'utiliser des cellules d'absorption plus longues à une pression suffisamment basse. K. G. Kessler a constaté récemment que ce déplacement,

dans le filtre Zeeman qu'il a employé, était inférieur à 10^{-8} ; il pourrait être diminué par l'emploi de cellules d'absorption trois ou quatre fois plus longues, sans qu'il soit difficile de maintenir l'uniformité de 1 % nécessaire du champ magnétique.

7. Les lasers.

(Annexe 6)

La technique du maser optique, sujet présenté par l'exposé de P. Connes, n'était pas encore connue peu de temps avant la nouvelle définition du mètre. Les qualités de la lumière émise par les lasers à cristaux et surtout à gaz sont assez fascinantes: raies très fines, très puissantes et lumière émise dans un faisceau très étroit. Mais la longueur d'onde de la radiation d'un laser ne peut pas être une constante de l'atome seulement, car elle dépend de l'accord du résonateur, qui est réalisé sous la forme d'un étalon Perot-Fabry. Donc le laser ne peut être une source stable par elle-même; il est nécessaire de l'asservir. Plusieurs procédés sont possibles, mais la stabilité obtenue ne sera que celle de l'étalon pilote. K. G. Kessler a donné, au cours de la discussion, un moyen de stabiliser les modes d'oscillation d'un laser. A. G. McNish a présenté la photographie des franges d'interférences à une différence de marche de 9 m obtenues avec un laser.

On peut conclure que le laser ne semble pas intéressant actuellement comme étalon primaire, mais les métrologistes y portent intérêt dès maintenant pour des raisons pratiques, par exemple: réglage au parallélisme des miroirs d'un interféromètre à une différence de marche telle que, visuellement, les interférences ne sont plus observables avec les radiations des lampes à décharge; étude fine des défauts d'un étalon Perot-Fabry de sorte que la méthode utilisant un tel étalon pour l'étude de la dissymétrie d'une raie spectrale deviendrait aussi exacte que la méthode utilisant un interféromètre Michelson, tout en étant plus rapide. Presque tous les laboratoires représentés au Comité Consultatif avaient à leur programme l'étude des lasers.

8. Les comparateurs interférentiels.

(Annexes 7, 24, 25)

K. M. Baird, dans son exposé d'introduction sur le thème des comparateurs, souligna que la précision de la mesure en longueurs d'onde d'étalons matériels à traits et à bouts doit être vraisemblablement limitée, non par les erreurs interférentielles, mais plutôt par les qualités qui font qu'un étalon matériel est par lui-même plus ou moins bien défini, ou par la connaissance de conditions telles que l'indice de l'air, la température, ou la stabilité dimensionnelle du comparateur; d'où l'utilité d'échanges de vues sur la façon de surmonter ces difficultés.

Les résultats d'observations faites au cours des essais et de l'emploi du comparateur mis en service dès 1955 au N.R.C. et conçu spécialement pour la mesure en longueurs d'onde d'étalons à traits ont été présentés; il est important de maintenir l'uniformité de l'indice de réfraction de l'air parcouru par les faisceaux interférentiels du comparateur et de connaître cet indice par une mesure absolue sur place au moyen d'une chambre à vide interposée sur un faisceau; la formule de dispersion d'Edlén ne peut fournir qu'une valeur approchée de l'indice pour lever le doute sur l'entier de l'ordre d'interférences. Opérer dans le vide et mesurer la déformation des étalons matériels sous l'effet de la pression atmosphérique présentent des inconvénients, en particulier une plus grande difficulté de contrôler la température.

Des avis variés furent exprimés sur la précision et l'utilité comparées des étalons à traits et à bouts: on peut défendre l'opinion qu'il n'y a pas de différence de principe dans la précision de ces deux types d'étalons.

Tous les principaux laboratoires de métrologie ont à leur programme, à un stade plus ou moins avancé, un comparateur interférentiel pour la mesure en longueurs d'onde d'étalons à traits. Le Comité Consultatif était bien d'accord sur l'utilité d'organiser à l'avenir des comparaisons internationales d'étalons mesurés au moyen de ces comparateurs, comme l'avait déjà proposé l'I.M.M. en 1957.

Recommandations adoptées.

A la dernière séance, les deux recommandations mises au point par le groupe présidé par H. Barrell après examen aux séances précédentes, ont été discutées puis adoptées à l'unanimité sous la forme suivante.

RECOMMANDATION M 1.

Conformément aux instructions données par la Onzième Conférence Générale des Poids et Mesures par sa résolution 7, paragraphe 2, le Comité Consultatif pour la Définition du Mètre recommande l'emploi des radiations secondaires suivantes pour la mesure interférentielle des longueurs.

1° Radiations du krypton 86.

Termes spectraux	Longueurs d'onde dans le vide
$2p_9-5d'_4$	$6\ 458,072\ 0 \times 10^{-10}\ \text{m}$
$2p_8-5d_4$	6 422,800 6
$1s_3-3p_{10}$	5 651,128 6
$1s_4-3p_8$	4 503,616 2

On estime que la longueur d'onde de ces radiations a la valeur indiquée à 2×10^{-8} près en valeur relative lorsqu'elles sont produites en conformité avec la recommandation adoptée par le Comité International des Poids et Mesures à sa 49^e session (octobre 1960) concernant la production de la radiation étalon primaire.

2° Radiations du mercure 198.

Termes spectraux	Longueurs d'onde dans le vide
$6^1P_1-6^1D_2$	$5\,792,268\,3 \times 10^{-10}$ m
$6^1P_1-6^3D_2$	5 771,198 3
$6^3P_2-7^3S_1$	5 462,270 5
$6^3P_1-7^3S_1$	4 359,562 4

On estime que la longueur d'onde de ces radiations a la valeur indiquée à 5×10^{-8} près en valeur relative lorsque les conditions suivantes sont observées :

- les radiations sont produites au moyen d'une lampe à décharge sans électrodes contenant du mercure 198 d'une pureté non inférieure à 98 pour cent et de l'argon à une pression de 0,5 à 1,0 mm Hg;
- le diamètre intérieur du capillaire de la lampe est environ 5 mm, et les radiations sont observées en travers;
- la lampe est excitée par un champ à haute fréquence de puissance modérée; elle est maintenue à une température inférieure à 10 °C;
- le volume de la lampe est de préférence supérieur à 20 cm³.

3° Radiations du cadmium 114.

Termes spectraux	Longueurs d'onde dans le vide
$5^1P_1-6^1D_2$	$6\,440,248\,0 \times 10^{-10}$ m
$5^3P_2-6^3S_1$	5 087,237 9
$5^3P_1-6^3S_1$	4 801,252 1
$5^3P_0-6^3S_1$	4 679,458 1

On estime que la longueur d'onde de ces radiations a la valeur indiquée à 7×10^{-8} près en valeur relative lorsque les conditions suivantes sont observées :

- les radiations sont produites au moyen d'une lampe à décharge sans électrodes contenant du cadmium 114 d'une pureté non inférieure à 95 pour cent et de l'argon à une pression de 1 mm Hg environ à la température ambiante;
- le diamètre intérieur du capillaire de la lampe est environ 5 mm, et les radiations sont observées en travers;
- la lampe est excitée par un champ à haute fréquence de puissance modérée; elle est maintenue à une température telle que la raie verte ne soit pas renversée.

Le Comité Consultatif pour la Définition du Mètre,

CONSIDÉRANT que des sources de radiations secondaires probablement plus avantageuses, par exemple des lampes à cadmium 114 à cathode chaude, pourraient être produites assez facilement,

RECOMMANDE que soient poursuivies ou entreprises les études dans ce but; il recommande également que l'étude des radiations étalons secondaires soit étendue à l'ultraviolet et à l'infrarouge.

RECOMMANDATION M 2.

Le Comité Consultatif pour la Définition du Mètre,
ayant examiné les résultats des recherches du Bureau International des Poids et Mesures et des autres Laboratoires,

CONSTATE avec satisfaction qu'elles confirment la supériorité de la radiation $2p_{10}-5d_5$ du krypton 86 comme étalon de la définition du mètre.

Néanmoins, conformément aux instructions données par la Onzième Conférence Générale des Poids et Mesures par sa résolution 7, paragraphe 3, le Comité Consultatif pour la Définition du Mètre,

RECOMMANDE de poursuivre les études suivantes :

1° perfectionnement des lampes à krypton servant à la recherche du nombre d'ondes de la radiation non perturbée;

2° perfectionnement des lampes à krypton servant à la métrologie pratique;

3° étude d'autres dispositifs utiles pour la métrologie des longueurs, tels que filtres Zeeman, filtres interférentiels, jets atomiques en émission et en absorption, lasers;

4° préparation de comparaisons internationales d'étalons à bouts et à traits.

Mr le PRÉSIDENT remercie le Directeur du Bureau International, Mr Terrien, et ses collaborateurs pour la bonne préparation et l'organisation de cette session. Il félicite le B.I.P.M. pour le travail accompli et adresse aussi ses remerciements aux membres du C.C.D.M. et surtout aux conférenciers qui ont apporté des contributions remarquables et d'une grande valeur.

Au nom de tous les présents, Mr KESSLER remercie Mr Howlett de la courtoise autorité avec laquelle il a ordonné les débats qui furent toujours animés et pleins d'intérêt.

(Braunschweig et Sèvres, 5 novembre 1962;
rédaction modifiée le 19 mars 1963)

ANNEXE 1

LA SYMÉTRIE DES RAIES SPECTRALES

Par W. R. C. ROWLEY

National Physical Laboratory, Teddington

(Traduction)

Abstract. — The main factors affecting the profile and symmetry of spectral lines are briefly reviewed. The results are also described of an experimental determination of the profile of the krypton-86 line, which is used to define the metre.

Tout d'abord, quelles sont les causes de dissymétrie des raies spectrales ou, plus généralement, quels sont les facteurs qui déterminent le profil d'une raie spectrale ? Les raies spectrales observées en émission, ou en absorption, ont une largeur finie due à la largeur des niveaux d'énergie intervenant dans la transition. Les niveaux d'énergie sont larges en ce sens qu'ils ont une petite incertitude de définition due à la courte durée de vie des états (de l'ordre de 10^{-8} seconde). La dispersion de l'énergie dans une raie due à cette cause est très petite, de sorte que le facteur de Boltzmann reste effectivement constant et qu'il n'en résulte pas de dissymétrie appréciable.

Pratiquement, dans la plupart des sources, cette largeur naturelle est masquée par l'effet Doppler qui est beaucoup plus grand. Dans une décharge gazeuse, pour prendre un exemple courant, les atomes émetteurs sont en mouvement rapide à cause de la température du gaz. En l'absence d'autres effets, les vitesses des atomes sont distribuées également dans toutes les directions, mais on doit se souvenir que l'effet Doppler pour la lumière n'est pas parfaitement linéaire, étant représenté par

$$\nu = \nu_0 \left[1 \pm \frac{v}{c} - \frac{1}{2} \left(\frac{v}{c} \right)^2 \dots \right].$$

Néanmoins, puisque le rapport des vitesses $\frac{v}{c}$ est de l'ordre de 10^{-6} , la dissymétrie provenant de cette non-linéarité est trop petite pour être prise en considération avec les techniques actuelles d'observation. Par suite, l'élargissement Doppler peut être considéré comme symétrique.

Dans les sources de lumière monochromatique couramment en usage, le profil spectral des raies est affecté par l'interaction des atomes entre eux. Cet effet, appelé « effet de pression », rend non seulement les profils spectraux plus larges, mais déplace aussi les longueurs d'onde moyennes et crée quelque dissymétrie. L'effet provient de la proximité immédiate d'un atome émetteur et d'un autre atome, d'un ion ou d'un électron du fait de leur agitation thermique. Quand deux atomes viennent très près l'un de l'autre, ils réagissent mutuellement et le schéma entier des niveaux d'énergie est désorganisé avec, pour effet, une perturbation de la radiation émise. Le problème étant très difficile à traiter exactement du point de vue théorique, on considère habituellement des modèles simplifiés. Il y a deux modèles de base : celui de Lorentz ou « modèle des collisions », et le « modèle statistique » appliqué pour la première fois par Holtmark.

Dans la théorie des collisions, on considère que l'effet de l'approche à très faible distance d'un atome émetteur est de rompre le train d'onde non perturbé autrement. La largeur de raie est alors déterminée par la durée entre collisions plutôt que par la durée de vie naturelle. Cette théorie simple montre un accroissement de la largeur du profil spectral, mais le prévoit encore symétrique et non déplacé. Une extension de la théorie consiste à considérer le changement progressif de la longueur d'onde émise lors du rapprochement des atomes mais, pour cela, il est nécessaire de connaître les lois de l'interaction entre atomes, en particulier à des distances relativement grandes. Ce sont ces rencontres plus éloignées qui déplacent la longueur d'onde de la raie et la rendent dissymétrique, mais il est difficile d'appliquer numériquement la théorie à un exemple réel.

La théorie statistique traite les interactions des atomes d'une façon quelque peu différente. On considère que les particules émettrices et les particules perturbatrices sont au repos lorsque l'émission intervient, de sorte que la longueur d'onde est une fonction de leurs distances mutuelles seules, les principales interactions étant l'effet Stark et les forces de Van der Waals. L'application de la théorie requiert l'addition vectorielle des champs électriques dus aux particules à diverses distances. Il n'est pas très clair dans quelle mesure il est justifié de négliger les mouvements des particules, de sorte que, quoique la théorie indique un déplacement et un élargissement dissymétrique, sa validité numérique pour des sources pratiques est douteuse.

Un autre effet sur les profils spectraux de raies émises par des sources pratiques est dû à l'auto-absorption. Une transition électronique à l'intérieur d'un atome est un processus réversible et peut se produire dans les deux directions, de sorte qu'une source qui émet une certaine radiation peut aussi absorber la même radiation. Donc, en général, un peu de la lumière émise par une lampe est réabsorbée par d'autres atomes lorsqu'elle passe à travers le gaz à l'intérieur de la source. Comme la probabilité d'absorption est liée à la probabilité d'émission, la partie centrale de la raie est plus fortement absorbée et le profil spectral résultant est modifié. L'importance de la modification des raies par auto-absorption dépend de la géométrie de la source et du schéma des termes spectraux, puisque quelques transitions sont beaucoup plus susceptibles d'absorption que d'autres. Les transitions dans lesquelles interviennent l'état fondamental ou un niveau

inférieur métastable sont, en particulier, fortement absorbées; tandis qu'en général les transitions parmi les niveaux les plus élevés d'un atome sont beaucoup moins affectées.

L'effet le plus notable de l'auto-absorption sur le profil spectral est une réduction de l'intensité du pic donnant une raie élargie qui peut, quelquefois, devenir autorenversée. Cependant, au moins dans quelques cas, l'absorption n'est pas symétrique. Au N.P.L. on a observé la raie verte $6^3P_2-7^3S_1$ du mercure 198, émise par une lampe sans électrodes à plusieurs températures comprises entre 3 et 30 °C. A la température la plus basse, l'auto-absorption est faible et la raie est bien symétrique; mais, lorsque la température est augmentée, le profil devient progressivement plus dissymétrique jusqu'à ce qu'il se renverse à environ 30 °C. On constate alors que les deux pics de la raie renversée sont d'intensité inégale, le plus intense étant celui qui se situe du côté des grandes longueurs d'onde.

T. Tako, du National Research Laboratory of Metrology du Japon, a décrit une observation similaire pour le triplet des raies visibles du spectre du cadmium 114. Lorsque ces raies se renversent à environ 300 °C, elles présentent aussi deux pics dissymétriques. On ne comprend pas très bien pourquoi l'auto-absorption serait autrement que symétrique. Les atomes absorbants et émetteurs sont dans un milieu identique, on pourrait donc s'attendre à ce que le maximum d'absorption coïncide avec le maximum du pic d'émission.

En résumé, les causes principales de dissymétrie du profil spectral de raies émises par des sources classiques sont: l'effet de pression dû aux forces interatomiques, l'effet Stark dû aux champs électriques interatomiques ou aux champs électriques externes et enfin la dissymétrie due à l'auto-absorption.

Avec une raie spectrale dissymétrique, il y a de nombreuses difficultés pratiques en relation avec son emploi comme étalon de longueur d'onde ou comme échelle de longueur dans les mesures interférométriques. L'une de ces difficultés est d'exprimer le degré de dissymétrie. Si l'on considère une raie dissymétrique, en admettant que le profil entier est connu, la dissymétrie peut alors être décelée en repliant l'une des ailes du profil sur l'autre, autour d'une ligne centrale choisie de telle sorte que les deux flancs coïncident au voisinage du sommet du pic. Une telle image, quoique montrant clairement l'ordre de grandeur des écarts par rapport à une raie symétrique, n'est peut-être pas la plus convenable pour exprimer la dissymétrie. Une autre méthode possible consiste à tracer les points à mi-distance des flancs pour une même intensité. Le lieu géométrique de ces points pour toutes les intensités peut être appelé la ligne centrale du profil. Pour un profil spectral parfaitement symétrique, cette ligne devrait être, naturellement, droite et verticale mais, en général, elle est à la fois inclinée et courbée. Cette ligne centrale est utile en ceci, qu'avec un interféromètre Perot-Fabry, la forme des franges d'interférence est similaire à celle du profil spectral. Ainsi, on peut s'attendre à ce que ces franges présentent une ligne centrale pareillement courbée et inclinée. Cette représentation peut ainsi être utilisée pour estimer l'incertitude de la valeur de la longueur d'onde attribuée à la radiation suivant les différents critères de pointés des franges. En d'autres termes, si l'on emploie différentes techniques (photographique, photoélectrique, visuelle) pour l'observation des franges,

on peut estimer le désaccord entre ces diverses méthodes à partir de la connaissance de la ligne centrale du profil.

Si l'on utilise une raie spectrale dissymétrique avec un interféromètre à deux ondes, tel qu'un interféromètre de Michelson, il est difficile, à priori, de savoir de quelle manière les mesures seront affectées. Avec un tel interféromètre et une lumière monochromatique, les franges, fonction de la différence de marche, sont presque parfaitement sinusoïdales et la représentation de la dissymétrie par la ligne centrale est inapplicable. On peut illustrer l'effet de la dissymétrie en considérant l'exemple particulier d'une raie dissymétrique possédant une faible composante satellite ne pouvant être résolue. Chaque composante donne naissance à un ensemble de franges sinusoïdales, les ensembles se décalant progressivement l'un de l'autre par suite de la petite différence de longueur d'onde des composantes. L'interférogramme observé est la somme de ces deux ensembles de franges. Lorsque les deux ensembles sont en phase, ou déphasés de 180° , la phase de l'interférogramme coïncide avec celle de la composante principale mais, à d'autres différences de marche, il y a une avance ou un retard de phase. De cette manière, on peut considérer l'interférogramme comme une onde sinusoïdale ayant une petite différence de phase par rapport à une onde parfaitement sinusoïdale, cette différence de phase étant une fonction de la différence de marche.

Or la différence de phase est liée à la dissymétrie du profil spectral de la raie et on peut l'utiliser pour mesurer cette dissymétrie. Si l'on connaît à la fois la différence de phase et la visibilité des franges en fonction de la différence de marche, le profil spectral peut alors être déterminé sans ambiguïté

$$I_{(x)} = \int_0^{\infty} V_{(D)} \cos \varphi_{(D)} \cdot \cos Dx \cdot dD + \int_0^{\infty} V_{(D)} \sin \varphi_{(D)} \cdot \sin Dx \cdot dD,$$

où $x = 2\pi (\sigma - \sigma_0)$

- σ , nombre d'ondes.
- D , différence de marche,
- φ , différence de phase,
- V , visibilité.

Cela constitue la base d'une méthode expérimentale pour la détermination des profils spectraux qui a été mise en œuvre au Bureau International au début de 1962 et appliquée à l'étude du profil de la radiation étalon $2p_{10}\text{-}5d_5$ du krypton 86. La difficulté de cette détermination est la mesure de la différence de phase, particulièrement pour la radiation étalon du fait qu'il n'y a pas d'échelle plus uniforme à laquelle on pourrait comparer l'espacement des franges, de sorte que la technique de Pérard ne peut être utilisée. Cependant, comme φ ne change pas brusquement pour une raie presque symétrique, il est seulement nécessaire de le mesurer à des intervalles de différences de marche assez grands comme le montre le théorème d'échantillonnage (« sampling theorem »). Dans ce cas, une excellente échelle de référence peut être fournie par un interféromètre Perot-Fabry. Avec un interféromètre Perot-Fabry et un autre interféromètre dont la différence de marche est un multiple de celle du premier (le deuxième pouvant être du type Perot-Fabry ou du type à deux ondes), on peut former des franges de superposition (ou de Brewster) en lumière blanche,

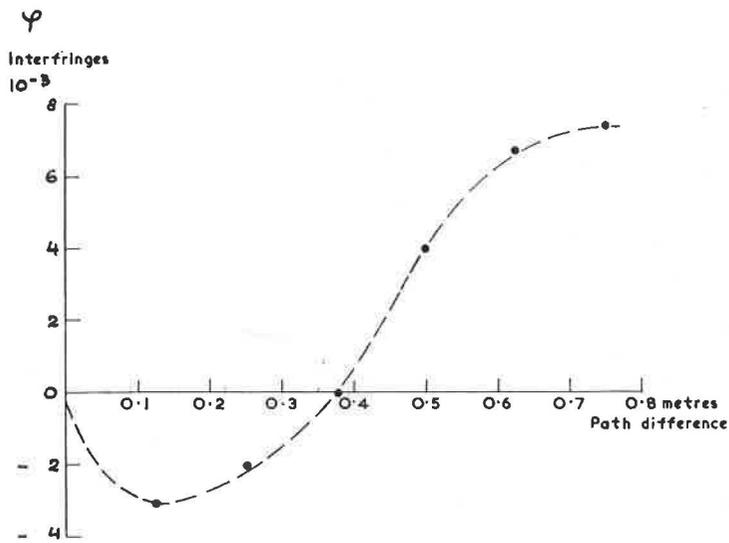


Fig. 1. — Différence de phase de la radiation étalon du krypton 86
(60-66 °K, $j = 0,3 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$).

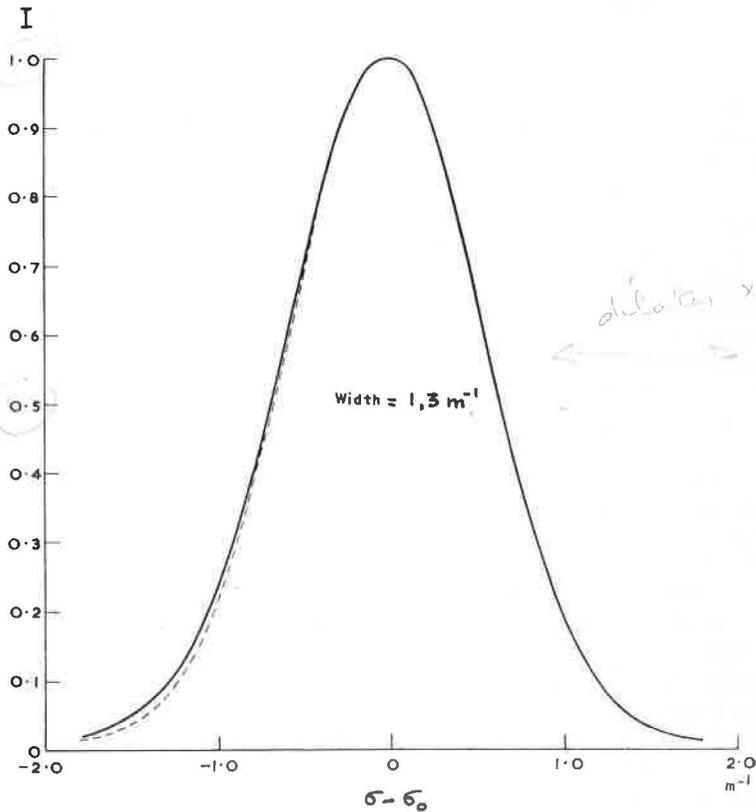


Fig. 2. — Profil spectral de la radiation étalon du krypton 86
(63,2 °K, $j = 0,32 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$).

un maximum de transmission pouvant être observé quand les différences de marche dans les deux interféromètres sont exactement égales. De même, il y a un maximum de transmission quand le second interféromètre est exactement le double, le triple, etc. de la longueur du premier Perot-Fabry. Utilisant cette technique, on réglait l'interféromètre de Michelson à une certaine différence de marche, puis à une différence de marche double, triple, etc. La phase des franges d'interférence avec la radiation étalon du krypton 86 était déterminée à chaque réglage, de même que la visibilité. L'écart entre les phases angulaires et les rapports simples donne la différence de phase φ .

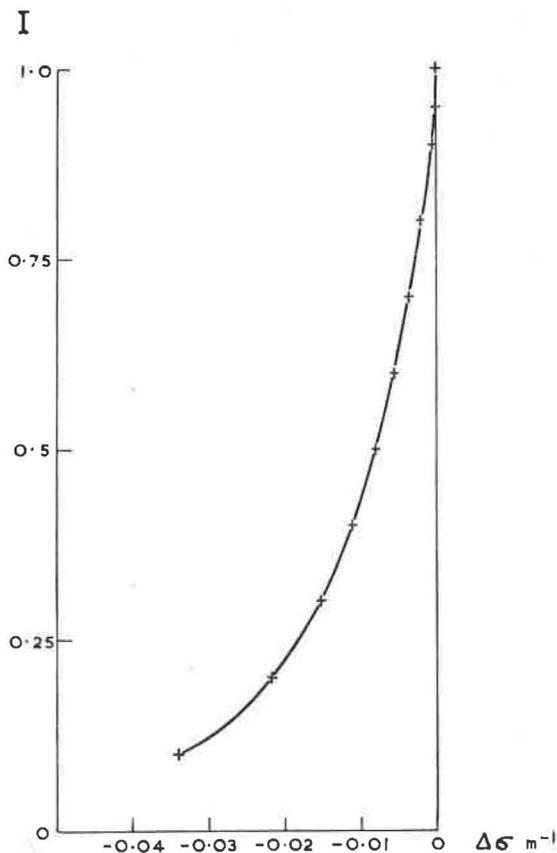


fig. 3. — Ligne centrale du profil de la radiation étalon du krypton 86 (63 °K, $j = 0,3 \text{ A. cm}^{-2}$).

On a effectué les observations pour trois conditions de fonctionnement de la lampe à krypton 86 : 60, 63, 66 °K (toujours avec une densité de courant de $0,3 \text{ A. cm}^{-2}$), la lampe étant observée en bout, côté anode. On a trouvé, bien que la fonction visibilité change considérablement dans ce domaine, que la différence de phase est très semblable pour ces trois conditions. L'amplitude de cette différence de phase est telle que, pour

prendre un exemple défavorable, on aurait une différence d'environ 1×10^{-8} en valeur relative entre des mesures faites avec une différence de marche de 0,4 m et de 0,1 m, la différence réelle étant de 0,003 interfrange (*fig. 1*).

Le profil spectral, tel qu'il a été déterminé à partir de ces mesures, s'écarte peu d'un profil idéalement symétrique (*fig. 2*). La ligne centrale du profil à 63 °K s'incurve rapidement aux faibles valeurs de l'intensité, mais a un gradient moyen d'environ $0,02 \text{ m}^{-1}$ (*fig. 3*). C'est peu, si l'on considère que la largeur à mi-hauteur de la raie est $1,3 \text{ m}^{-1}$.

Nos résultats, quant au sens de cette dissymétrie et à son ordre de grandeur, concordent assez bien avec ceux de F. Bayer-Helms décrits par E. Engelhard au Symposium d'interférométrie du N.P.L. en 1959. Cependant, dans une communication récente, la plus grande part de cette dissymétrie a été attribuée aux défauts de planéité des lames du Perot-Fabry de sorte que, peut-être, les observations peuvent difficilement être considérées comme confirmatives de nos résultats. Néanmoins, une certaine confirmation est donnée par les observations de Baird et Smith qui, en mesurant les variations de la longueur d'onde de la raie étalon en fonction des conditions de fonctionnement, ont noté une dissymétrie significative des interférogrammes obtenus avec un Perot-Fabry, grossièrement en accord avec cette valeur. De même, les enregistrements obtenus au N.P.L. avec un Perot-Fabry dans une étude similaire sur la radiation étalon ont tous montré une légère dissymétrie qui correspond très bien à celle qui résulte des mesures exposées ici.

La cause précise de la dissymétrie de cette raie n'est pas aisée à établir. Il semble peu probable qu'elle soit due à l'effet de pression seul, puisque sa valeur paraît être remarquablement insensible aux changements de température de la lampe et par suite de la pression du krypton. Il est possible qu'elle soit liée de quelque manière au courant électrique dans la décharge ou à une interaction entre les atomes du gaz et les parois du capillaire.

(Octobre 1962).

BIBLIOGRAPHIE

- BAIRD (K. M.) et SMITH (D. S.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1962, **52**, p. 507.
ENGELHARD (E.), Symposium on Interferometry N.P.L., 1959, p. 44.
PÉRARD (A.), *Rev. Opt.*, 1928, **7**, p. 1.
TAKO (T.), *J. Phys. Soc. Japan*, 1961, **16**, p. 2016.
-

ANNEXE 2

SUR LA RADIATION ÉTALON DE LA DÉFINITION DU MÈTRE

par J. TERRIEN

Bureau International des Poids et Mesures

Résumé. — On constate le bien-fondé du choix de la radiation étalon de la définition du mètre qui garantit un gain de précision de 20 à 30 par rapport au Prototype de l'ancienne définition. On décrit les expériences faites au Bureau International afin de connaître de combien le nombre d'ondes de cette radiation est changé sous l'influence du mouvement et des perturbations des atomes dans une lampe réelle; des résultats concordants à 2×10^{-9} près ont été obtenus, mais ils devront être réexaminés lorsque la dissymétrie du profil sera bien connue.

SUCCÈS DE LA DÉFINITION DU MÈTRE PAR UNE RADIATION DU KRYPTON 86

Le 24 septembre 1957, le Comité Consultatif pour la Définition du Mètre a choisi à l'unanimité la radiation orangée $2p_{10}-5d_5$ du krypton 86 pour servir d'étalon de la définition du mètre. Le 3 octobre 1958, le Comité International des Poids et Mesures a approuvé le projet de résolution qui, adoptée à l'unanimité par la 11^e Conférence Générale le 14 octobre 1960, a donné au mètre une nouvelle définition fondée sur cette radiation. Le Comité International a complété cette définition par une recommandation, préparée par correspondance entre les membres du Comité Consultatif dès 1959, sur le mode de production de cette radiation pour l'usage pratique.

Depuis lors, des Laboratoires nationaux qui ne l'avaient pas encore fait ont entrepris l'étude de cette radiation, d'autres l'ont continuée, le Bureau International a perfectionné ses appareils et fait de nouvelles expériences. Après tout ce travail, il est temps de faire le point.

Une constatation fondamentale s'impose aujourd'hui: les conclusions du rapport du Bureau International, qui avaient pesé fortement sur le choix du Comité Consultatif en 1957, étaient exactes: parmi les lampes à décharge produisant des spectres atomiques, la supériorité des lampes à krypton n'est pas contestée et la radiation choisie reste la meilleure. L'estimation de la précision du cent-millionième est bien confirmée, ce qui assure

déjà une amélioration d'un facteur 20 à 30 sur la précision de la définition antérieure par le Prototype à traits en platine iridié et l'on a l'espoir justifié de gagner un facteur supplémentaire de 5 à 10. C'est un succès dont ce Comité Consultatif peut être fier.

Je voudrais maintenant résumer ce que l'on sait de cette radiation, ce que l'on désirerait savoir et comment on peut tenter de le découvrir, afin de préparer une discussion.

PROFIL SPECTRAL

Il me paraît important d'examiner d'abord les qualités physiques de la radiation, qui peuvent être étudiées sans que son nombre d'ondes soit exactement connu, car les propriétés ainsi dévoilées facilitent l'interprétation des variations du nombre d'ondes.

L'atome au niveau $2p_{10}$ peut descendre aux niveaux $1s_4$ et $1s_5$ en émettant les radiations infrarouges intenses du spectre du krypton, de longueur d'onde $9\,751$ et $8\,928 \times 10^{-10}$ m; la durée de vie du niveau $2p_{10}$ ne peut donc pas être longue, ce qui explique l'absence d'auto-absorption constatée dès 1956 au Bureau International et confirmée ensuite ailleurs. Une autre conséquence est que la largeur naturelle du niveau $2p_{10}$ pourrait être appréciable. Elle a été mesurée: la largeur naturelle de la radiation $2p_{10} - 5d_5$, déduite de la visibilité des interférences à deux ondes au Bureau International, a été estimée en 1960 à $0,07 \pm 0,02$ m⁻¹ (en nombre d'ondes par mètre); un rapport de Bayer-Helms (P.T.B., 1962) indique la valeur $0,12 \pm 0,03$ m⁻¹. Ces deux estimations se recouvrent à $0,09$ m⁻¹; la largeur du profil spectral naturel à mi-intensité est donc de l'ordre de $1/20\,000\,000$ du nombre d'ondes de la radiation, et la durée de vie du niveau $2p_{10}$ de l'ordre de 4×10^{-8} seconde.

La largeur du profil spectral de la radiation produite conformément aux spécifications du Comité International est $1,33$ m⁻¹ d'après les mesures du Bureau International en 1957 [1], valeur exactement confirmée en 1961 par C.F. Bruce et R.M. Hill et en 1962 par F. Bayer-Helms et par K. M. Baird et D. S. Smith; cette largeur 15 fois plus grande que la largeur naturelle est expliquée par deux causes: l'effet Doppler-Fizeau d'agitation thermique, qui produirait à lui seul une largeur de $1,25$ m⁻¹, et les perturbations des atomes et des ions qui, ajoutées à la largeur naturelle, produiraient une largeur de $0,13$ m⁻¹. La largeur résultante, dans les conditions recommandées par le Comité International, est donc à peine inférieure au millionième du nombre d'ondes; pour utiliser ce nombre d'ondes à des mesures plus précises que 10^{-8} , il faut donc s'assurer que le profil est assez symétrique pour que l'axe de ce profil soit défini à mieux que le centième de sa largeur à mi-intensité.

Les études que W. R. C. Rowley est venu faire au Bureau International doivent fournir un élément fondamental d'appréciation des qualités de la radiation et de ses possibilités.

On sait aussi produire cette radiation avec une meilleure finesse, de largeur $1,0$ m⁻¹, et observer ses interférences à la différence de marche de 1 m avec une visibilité et une luminosité permettant des mesures de lon-

gueur avec une précision de 10^{-8} , comme cela a été constaté au Bureau International en 1960, et l'année suivante à la P.T.B. Plus généralement, les résultats concordants du Bureau International et de la P.T.B. permettent de prévoir la largeur de la radiation produite par la lampe recommandée par le Comité International, que les conditions de fonctionnement soient à l'intérieur ou à l'extérieur des domaines de température et de densité de courant recommandés, et même de connaître la contribution des deux causes d'élargissement, qui sont l'échauffement du gaz lumineux et la perturbation des niveaux.

L'étude de F. Bayer-Helms a porté sur des lampes dont le capillaire avait un diamètre intérieur différent (2 et 3,1 mm); il est intéressant de constater, sur ses résultats, que si l'on passe d'un capillaire de 3,1 mm à un capillaire de 2 mm, sans changer l'intensité du courant ni la température de la lampe, la largeur de la radiation est à peine augmentée, bien que la densité de courant soit plus que doublée; on peut penser que le courant de décharge est concentré au voisinage de l'axe du capillaire, remarque faite aussi par K. M. Baird et D. S. Smith pour d'autres raisons. Cette constatation sera rappelée utilement plus loin.

Une autre constatation utile pour la suite est que la largeur extrapolée à courant décroissant tend vers une limite qui est fonction de la température, donc de la pression du krypton dans la lampe. Des mesures de la visibilité des interférences faites au Bureau International en 1959, à des densités de courant décroissantes de 0,23 à 0,06 A.cm⁻², extrapolées, semble-t-il, avec sécurité, montrent un fort accroissement de la largeur avec la pression. La recherche des niveaux non perturbés ne peut donc pas se faire par une extrapolation à pression constante et intensité de courant décroissante; il est indispensable d'opérer à pression décroissante.

NOMBRE D'ONDES SANS PERTURBATION

Le Comité Consultatif a clairement déclaré, dès sa première session en 1953 dans sa Proposition II, que le mètre devrait être défini « par la longueur d'onde d'une radiation lumineuse se propageant dans le vide, le radiateur et l'observateur étant en repos relatif. Cette radiation serait spécifiée par deux termes spectraux d'un atome dont le spectre soit dépourvu de structure hyperfine, et qui ne soit soumis à aucune influence perturbatrice ».

Un travail préliminaire s'impose avant que la définition du mètre devienne pratiquement utilisable; choisir une lampe, étudier quantitativement le mouvement et la perturbation des atomes dans cette lampe, en déduire enfin la correction qui fera passer de la radiation réellement produite à la radiation idéale, dont le nombre d'ondes est fixé par définition. Ce travail est nécessaire pour la métrologie; c'est une recherche physique sur un sujet intéressant, que la qualité des radiations permet d'étudier avec une finesse inaccessible dans le passé.

Capillaire observé en bout. — La lampe à décharge à cathode chaude, du type Engelhard ou analogue, avec capillaire observé en bout, dans laquelle la pression gazeuse est réglée par condensation contrôlée du kryp-

ton, a beaucoup servi à cette étude. La composante du mouvement des atomes dans la direction d'observation semble avoir trois causes :

1° l'agitation thermique;

2° la création d'écoulements gazeux dans le capillaire par la décharge en courant continu;

3° la quantité de mouvement cédée aux atomes, en même temps que l'énergie, par les chocs excitateurs.

La théorie des deux dernières causes est à l'état embryonnaire; leur étude expérimentale systématique est commencée par des mesures d'effet Doppler-Fizeau, mais les expérimentateurs ne réussissent que difficilement à atteindre la précision nécessaire.

On a admis généralement que l'effet du mouvement orienté des atomes était éliminé de la moyenne des nombres d'ondes de la radiation observée aux deux bouts du capillaire. Pourtant cette hypothèse a été contestée par H. Barrell et A. H. Cook dès 1959. On avait en effet constaté expérimentalement au Bureau International que la visibilité des interférences est meilleure lorsque la lumière vient du côté cathodique, que lorsqu'elle vient du côté anodique; la différence est importante aux pressions assez fortes du krypton (quelques dixièmes de mm Hg); elle subsiste, très faible mais décelable, aux pressions très faibles (0,005 mm Hg, 58 °K). Puis, W. R. C. Rowley a rappelé les observations de Langmuir (1923) sur la différence de pression créée entre les extrémités d'un capillaire parcouru par une décharge gazeuse en courant continu, et D. S. Smith a publié en 1961 [2] des résultats de mesures de cette différence de pression, qui est considérable, dans le capillaire de 3 mm de diamètre intérieur d'une lampe à krypton. Dans un bain réfrigérant à température quasi-uniforme, le krypton se condense dans la branche anodique, où la pression est plus forte; la pression dans l'autre branche est inférieure à la pression saturante. Ceci n'explique qu'une petite partie de la différence de visibilité des interférences produites avec la lumière des deux extrémités du capillaire.

D'autres faits ont été constatés. La différence de nombre d'ondes entre les deux extrémités du capillaire varie beaucoup avec la pression du krypton: elle diminue à pression croissante et change de signe aux pressions élevées de l'ordre de 0,1 mm Hg (Bureau International; K. M. Baird et D. S. Smith); cette différence est plus petite lorsque le diamètre du capillaire est plus grand; il semble qu'elle dépende, au moins en partie, du rapport du libre parcours moyen des atomes au diamètre du capillaire (*fig. 1*).

Malgré ces complexités, plusieurs rapports publiés font état de la détermination du nombre d'ondes non perturbé par extrapolation, à pression décroissante, des nombres d'ondes obtenus à chaque pression par la moyenne entre les deux extrémités du capillaire. Seul jusqu'à présent, le Bureau International a tenté d'appliquer une correction tenant compte de la différence de pression entre les extrémités du capillaire, et il a constaté que cette correction améliore les résultats. Il serait intéressant de comparer les nombres d'ondes extrapolés dans plusieurs laboratoires, mais comment le faire? La difficulté de cette comparaison est encore accrue du fait que les lampes utilisées diffèrent par le diamètre ou la longueur du capillaire, et que les interféromètres utilisés sont différents (Michelson, Perot-Fabry avec miroirs de facteur de réflexion différent).

Dans des capillaires de diamètre différent, on a constaté que l'égalité de la densité de courant ne suffit pas pour que la radiation ait le même nombre d'ondes. On se souvient qu'elle n'a pas non plus le même profil spectral. Avec des interféromètres différents, les résultats ne sont pas comparables si la symétrie du profil n'est pas suffisante.

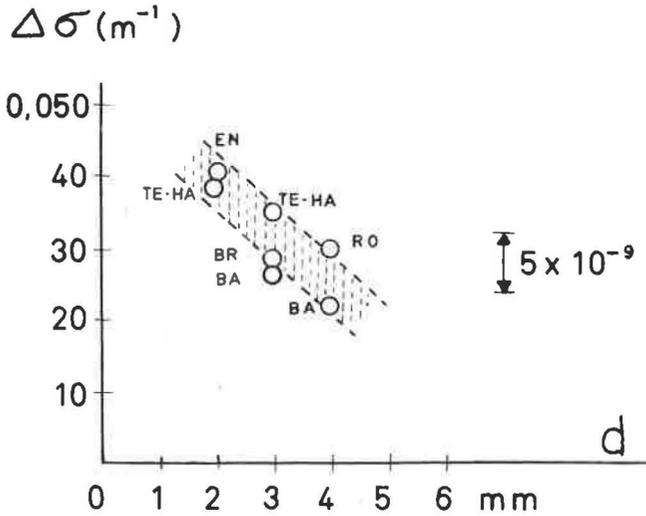


Fig. 1.

Variation, en fonction du diamètre du capillaire, de la différence de nombre d'ondes entre les conditions d'observation suivantes : en bout du capillaire, les rayons lumineux cheminant de l'extrémité cathodique vers l'extrémité anodique du capillaire (CAO), et en sens inverse (ACO).

$\Delta\sigma$, (CAO-ACO), 63 °K, $j = 0,2$ à $0,33 \text{ A. cm}^{-2}$.

d , diamètre du capillaire.

EN, Engelhard; TE-HA, Terrien-Hamon; BR, Bruce; BA, Baird; RO, Rowley.

Enfin, il a été prouvé par K. M. Baird et D. S. Smith que l'extrapolation à courant nul laisse subsister des variations du nombre d'ondes qui sont fonction de la pression, ce qui était à prévoir d'après l'étude du profil spectral.

Capillaire observé en travers. — L'observation en travers d'un capillaire court et large est d'une interprétation beaucoup plus simple. Non seulement l'observation en travers évite l'effet Doppler-Fizeau du premier ordre des mouvements des atomes dirigés dans l'axe du capillaire (l'effet du second ordre est négligeable), mais encore la différence de pression est réduite à cause des dimensions du capillaire. Des lampes de ce type construites à Ottawa ont servi aux expériences de K. M. Baird et D. S. Smith au N.R.C., et du Bureau International, avec des résultats en parfait accord, malgré la différence des interféromètres employés. L'extrapolation à pression nulle semble très sûre; sa précision est sans doute de l'ordre de 0,002 à 0,003 m^{-1} , c'est-à-dire 2×10^{-9} en valeur relative. Il semble évident que cette extrapolation fondée sur des phénomènes plus simples est la plus digne de confiance.

COMPARAISON DES RÉSULTATS

Il est important de comparer le résultat de cette extrapolation à celui que l'on essaie d'obtenir avec la lampe observée en bout, mais cette comparaison n'est instructive que si la précision de 2×10^{-9} est conservée. Or, les expérimentateurs disposent bien des moyens garantissant une *sensibilité* de cet ordre ou meilleure, permettant de mesurer la variation du nombre d'ondes de radiations produites par une seule et même lampe maintenue immobile devant l'interféromètre; mais aucun n'a résolu le problème de la comparaison de deux lampes différentes avec cette précision, à cause des défauts de planéité des miroirs, qui sont 20 à 100 fois plus grands que les petites différences de marche à déceler.

Il existe une exception pourtant : avec l'interféromètre de Michelson, utilisé comme l'a fait A. Pérard, et avec le plus grand soin, le Bureau International se croit capable d'assurer la précision de 2×10^{-9} dans la comparaison de deux lampes. Les raisons de cette supériorité ne semblent pas avoir été comprises. On a dit que l'interféromètre de Michelson s'emploie à des différences de marche plus grandes, ce qui diminue l'importance relative des défauts de planéité des miroirs. Cela est vrai, mais n'est pas la raison principale. La raison principale est qu'en combinant les observations faites à deux différences de marche de signe opposé, on élimine l'un des deux miroirs; le résultat final est le même que si l'interféromètre était construit avec deux miroirs strictement identiques, avec les mêmes défauts de planéité, se déduisant l'un de l'autre par translation. Si le réglage du parallélisme était parfait on aurait l'équivalent d'un interféromètre dont les miroirs définissent un intervalle de longueur rigoureusement constante, quels que soient les défauts de planéité. Cette raison principale, jointe aux précautions de réglage optique, allant jusqu'au contrôle photométrique de l'identique répartition de l'éclairement sur les miroirs, explique la meilleure exactitude des comparaisons de nombre d'ondes au Bureau International.

Ces comparaisons ont prouvé que l'extrapolation fondée sur les phénomènes simples de la lampe observée en travers, et l'extrapolation au moyen de la lampe à capillaire observé en bout, concordent à la précision de $\pm 2 \times 10^{-9}$ en valeur relative. On souhaiterait que de telles comparaisons soient étendues aux extrapolations faites ailleurs qu'au Bureau International; ce Bureau invite les expérimentateurs à venir se servir de son interféromètre pour tout travail où son emploi serait avantageux, comme l'a fait W. R. C. Rowley pour étudier la symétrie du profil spectral.

CONCLUSIONS

Je serais enclin à résumer ainsi ce qui précède :

1° On dispose de bonnes méthodes pour étudier le profil spectral, soit par la visibilité au Michelson qui est la transformée de Fourier du profil spectral, soit par les procédés raffinés essayés avec succès par F. Bayer-Helms avec l'étalon Perot-Fabry; ces deux méthodes se confirment mutuellement.

Seule l'étude du profil spectral fait connaître séparément la température d'agitation thermique, et la perturbation des niveaux, qui sont utiles pour la compréhension des phénomènes physiques dans la lampe.

2° La radiation sans perturbation a été obtenue avec la meilleure certitude dans deux laboratoires par extrapolation à pression nulle au moyen d'une lampe dont le gaz lumineux est observé en travers de la décharge; la précision relative est de l'ordre de 2×10^{-9} .

On peut penser que la symétrie s'améliore lorsque la pression est réduite et que l'extrapolation n'est pas affectée par le défaut de symétrie.

3° Avec cette précision, on peut au Bureau International mesurer le déplacement de 0,4 à 0,5 m d'un miroir d'un interféromètre de Michelson, et mesurer la longueur d'onde d'une radiation émise par une autre lampe.

Ceci étant, on peut envisager les travaux souhaitables de deux points de vue.

a. Point de vue pratique: La lampe observée en travers convient le mieux pour l'extrapolation à pression nulle, mais sa luminosité est faible. On pourrait étalonner, par des mesures comparatives faites au Bureau International, un type de lampe pratique dont les dimensions seraient assez étroitement spécifiées pour que toutes les lampes de ce type soient équivalentes.

Dans les conditions d'excitation choisies de cette lampe, la symétrie du profil spectral et ses défauts devraient être étudiés, ainsi que l'influence des défauts de symétrie lorsqu'on emploie divers interféromètres et diverses méthodes de pointé des franges.

b. Point de vue de la recherche: La lampe à capillaire observé en bout pose plusieurs problèmes qui ne sont pas encore éclaircis. Enfin d'autres sources de production de la lumière du krypton peuvent être imaginées.

Ces travaux futurs ne semblent pas d'une urgence extrême car les résultats acquis prouvent que la précision de 10^{-8} , suffisante dans la plupart sinon la totalité des applications, est bien garantie par les procédés en usage conformes à la recommandation de 1960 du Comité International.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] *Procès-Verbaux C. I. P. M.*, 26-B, 1958, p. M 152, figure.
 - [2] *Nature*, 191, 1961, p. 265.
-

ANNEXE 3

LES ÉTALONS SECONDAIRES DE LONGUEUR D'ONDE

Par E. ENGELHARD

Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig

(Traduction remise)

Bien longtemps avant la définition du mètre par une longueur d'onde, on utilisait déjà en métrologie les longueurs d'onde de nombreuses radiations visibles. En réalité, la nouvelle définition du mètre n'aurait pas été possible en 1960 avec un seul étalon de longueur d'onde et sans les autres radiations connues, dont à l'avenir les meilleures représenteront des étalons secondaires. On a besoin d'étalons secondaires de longueur d'onde comme étalons auxiliaires pour la détermination de l'ordre des interférences par la méthode des coïncidences et surtout comme étalons suppléant, dans certains cas, l'étalon primaire.

En ce qui concerne les étalons auxiliaires pour la détermination de l'ordre des interférences, il est utile d'employer trois ou quatre radiations bien réparties dans le spectre. Il serait convenable de produire ces radiations avec une seule lampe. Le spectre du cadmium par exemple est bien satisfaisant à cet égard et c'est pourquoi les métrologistes ont toujours été particulièrement intéressés par la lampe à cadmium. Le spectre du mercure est un peu moins avantageux, au moins dans le visible. En comparaison de ceux-ci, le spectre du krypton offre un nombre plus grand de radiations auxiliaires.

L'établissement des étalons secondaires ne serait pas pressant, s'il s'agissait seulement des étalons auxiliaires pour la détermination de l'ordre des interférences, mais on désire des étalons secondaires surtout pour les mesures fondamentales. Pour maintenir l'uniformité des mesures de longueur dans le monde, il serait important d'établir des étalons secondaires aussitôt que possible.

C'est essentiellement une question de précision de déterminer dans quels cas il serait possible ou convenable d'utiliser un étalon secondaire au lieu de l'étalon primaire. Ce dernier permet des mesures avec une précision relative de 10^{-8} à 10^{-9} environ. Pour une telle précision il est nécessaire d'utiliser, outre l'équipement pour l'observation conforme à la haute précision demandée, une source de lumière, la lampe à ^{86}Kr recommandée par le Comité International des Poids et Mesures [1]. Or le fonctionnement

de cette lampe demande des accessoires (un cryostat et une pompe) assez modestes au reste en comparaison de la précision. Ces accessoires sont bien nécessaires pour une précision de 10^{-8} ou 10^{-9} . Dans la plupart des mesures, surtout dans les mesures industrielles qui dominent en nombre sur toutes les autres, mais aussi dans beaucoup de mesures scientifiques, le dixième ou le centième de cette précision est suffisant. Or on peut atteindre une telle précision au moyen des étalons secondaires réalisables d'une manière plus simple. Cela ne signifie pas qu'il soit impossible de mesurer une longueur au moyen d'un étalon secondaire avec une précision relative de 10^{-8} ou 10^{-9} . La lampe à ^{86}Kr sous les conditions recommandées, par exemple, fournit plusieurs étalons secondaires avec la même précision environ que l'étalon primaire.

Les étalons secondaires sont généralement moins précis (10^{-7} ou 10^{-8}), mais en tout cas plus précis que le Mètre Prototype international. En vérité, il est presque impossible de produire un étalon de longueur d'onde inférieur en précision à ce Prototype. Par exemple à la P. T. B. ou à la P. T. R. on a mesuré en trente ans environ des milliers d'étalons à bouts au moyen des radiations émises par la lampe à cadmium d'Osram. Une grande partie de ces mesures a été effectuée avec une précision relative de 10^{-7} environ. Aujourd'hui la lampe Osram est très bien connue et on sait que les erreurs et les incertitudes à cause de la pression d'argon et de la structure hyperfine ne dépassent pas une limite de 2×10^{-7} environ. Avec des corrections très bien connues, cette lampe plus simple de fonctionnement que quelqu'autre lampe permet des mesures à 10^{-7} .

Ce que l'on demande donc généralement à un étalon secondaire c'est de pouvoir être produit d'une manière simple. Quant à la lampe à ^{86}Kr , une complication est le bain réfrigérant à 63°K ; mais on peut utiliser cette lampe sans ce bain, pourvu que la pression du ^{86}Kr soit inférieure à 1 mm Hg, la précision étant alors environ le tiers de celle de la même lampe sous les conditions recommandées, précision encore suffisante pour la plupart des mesures. On pourrait conclure que la lampe à ^{86}Kr émettant de nombreuses radiations utilisables comme étalons auxiliaires serait parfaitement suffisante.

Mais il existe d'autres points de vue pour les étalons secondaires. Par exemple la multiplicité du spectre du krypton, avantageuse d'une part parce qu'elle présente un grand nombre d'étalons auxiliaires, est assez gênante d'autre part. Pour séparer les différentes radiations du krypton, très voisines, on a besoin de monochromateurs d'une assez grande résolution, de spectrographes à réseau ou à prisme ou de filtres interférentiels, comme par exemple le filtre à polarisation du type Lyot [2]. En outre dans le spectre du krypton, l'énergie rayonnée est distribuée sur un grand nombre de raies plus ou moins faibles. A cet égard, les spectres du mercure et du cadmium sont plus convenables que le spectre du krypton. On peut séparer les raies du mercure et du cadmium au moyen de dispositifs très simples, dans quelques cas même avec des filtres colorés. A la température ambiante les raies du mercure sont plus fines que les raies du krypton. Les raies du cadmium ne sont pas trop inférieures. Cela est dû à la grande masse des atomes du mercure et du cadmium et c'est pourquoi les métrologistes, depuis l'époque de Michelson [3], ont toujours été intéressés par les radiations de ces éléments.

L'intérêt de la métrologie pour les radiations du krypton, du mercure et du cadmium a été ravivé après que l'on sût séparer les nucléides du krypton ou produire les nucléides ^{198}Hg et ^{114}Cd et donc éliminer la structure hyperfine des radiations de ces éléments. Alors la raie verte du ^{198}Hg et la raie rouge du ^{114}Cd étaient des compétiteurs sérieux de la raie orangée $2p_{10}-5d_5$ du ^{86}Kr comme étalon primaire éventuel. Après la décision en faveur de la radiation orangée du ^{86}Kr , la raie verte du ^{198}Hg , la raie rouge du ^{114}Cd et les autres raies du ^{86}Kr , ^{198}Hg et ^{114}Cd semblaient être prédestinées avant toutes les autres raies comme étalons secondaires.

Selon la Résolution 7 de la Onzième Conférence Générale des Poids et Mesures, le Président du Comité Consultatif pour la Définition du Mètre a invité les membres de ce Comité à faire leurs propositions à l'égard des étalons secondaires les plus convenables. On s'est mis d'accord assez vite sur certains étalons de longueur d'onde du ^{86}Kr , du ^{198}Hg et du ^{114}Cd . Les laboratoires ont communiqué les résultats de leurs mesures dans plusieurs documents présentés à cette session du Comité Consultatif. Les valeurs des laboratoires sont rassemblées dans les tableaux I, II et III.

La concordance des valeurs des longueurs d'onde du ^{86}Kr indiquées au tableau I est excellente et il semble facile de se mettre d'accord sur les valeurs les plus convenables données par exemple par les valeurs moyennes. Les raies préférées du ^{86}Kr sont évidemment les raies rouges 6 458 et 6 422, la raie violette 4 503, et surtout la raie jaune-vert 5 651 autrefois proposée comme étalon primaire par Kösters. Ces quatre raies, jointes à l'étalon primaire, sont suffisantes en nombre pour la méthode des coïncidences. On pourrait, si l'on veut, établir d'autres étalons secondaires dans le spectre du ^{86}Kr à cette session ou dans l'avenir, mais ce ne serait pas important si l'on considère que ces raies seront utilisées probablement comme étalons auxiliaires et non dans des mesures fondamentales.

La concordance des valeurs des longueurs d'onde du ^{198}Hg et du ^{114}Cd est meilleure que celle à laquelle on pouvait s'attendre, surtout si l'on réduit les valeurs observées aux valeurs à une pression constante ou à la pression nulle de l'argon nécessaire comme gaz porteur au fonctionnement des lampes sans électrodes qui ont été utilisées sans exception dans tous les laboratoires. Les tableaux II et III donnent ces valeurs réduites à la pression nulle conformément aux mesures du changement de la longueur d'onde effectuées au N.R.C. pour le ^{198}Hg , au N.P.L. et au B.I.P.M. pour le ^{114}Cd . La concordance est si bonne que l'on pourrait s'accorder sur les valeurs moyennes sans craindre un désaccord dans l'avenir.

On se demande de quelle façon établir les valeurs de ces étalons secondaires. Faut-il se référer aux conditions de certaines lampes ou à l'atome non perturbé? Les longueurs d'onde du ^{86}Kr ont été observées avec la lampe à ^{86}Kr utilisée dans les conditions recommandées, les longueurs d'onde du ^{198}Hg et du ^{114}Cd avec des lampes sans électrodes à différentes pressions d'argon, densités de courant, températures et fréquences d'excitation. Les changements des longueurs d'onde du ^{86}Kr dus à l'effet Stark et à l'effet Doppler ont été observés pour la plupart des raies mesurées à la P.T.B. [4]. On n'a pu constater aucune différence essentielle en comparaison de l'étalon primaire. Les changements des longueurs d'onde du ^{198}Hg et du ^{114}Cd ont été étudiés au N.R.C. [5], au N.P.L. et dans d'autres laboratoires [6]. On n'a trouvé aucune indication remarquable d'un change-

TABLEAU I

Valeurs de la longueur d'onde des radiations du Krypton 86

Radiations Niveaux spectraux	Laboratoires et N ^{os} des Annexes dans ce volume		Moyennes (10 ⁻¹⁰ m) (entre parenthèses : nombre de valeurs)	Notes						
	λ (10 ⁻¹⁰ m)	BIPM 9			NPL 12	PTB 14	NRC 15	NSL 16	IMM 18	NBS 19
2p ₉ -5d ₄	6 458,07	196	188	19-	203	23-	18-	18-	6 458,072 0 (6) ⁺	
2p ₈ -5d ₄	6 422,80		047	05-	058	10-	06-		6 422,800 6 (5) ⁺	
2p ₁₀ -5d ₆	6 084,54						396		6 084,544 0 (1)	
2p ₁₀ -5d ₃	6 013,81			96-					6 013,819 6 (1)	rate double (PTB)
2p ₆ -5s										
1s ₄ -2p ₄	5 995,50						888		5 995,508 9 (1)	trop faible sous les con- ditions recommandées de la lampe à 80Kr (PTB) renversée (NRC, Annexe 15)
1s ₄ -2p ₂	5 872,54		150			22-			5 872,541 9 (2)	
1s ₃ -3p ₁₀	5 651,12	857	858	86-	857	86-	859	87-	5 651,128 6 (8) ⁺	
1s ₂ -3p ₅	5 581,93		529				522		5 581,935 3 (2)	
1s ₅ -2p ₃	5 571,83		515				520		5 571,835 2 (2)	renversée (NRC, Annexe 15)
1s ₅ -2p ₂	5 563,76		902	92-			901		5 563,769 1 (3)	probablement renversée (PTB)
1s ₄ -3p ₈	4 503,61	616	620	613	62-	615	65-	63-	4 503,616 2 (7) ⁺	
1s ₄ -3p ₇	4 464,94			17-					4 464,941 7 (1)	renversée (NRC, Annexe 15)
1s ₄ -3p ₅	4 377,35			03-					4 377,350 3 (1)	renversée (NRC, Annexe 15)

⁺ Radiation suggérée comme étalon secondaire.

TABEAU II

Valeurs de la longueur d'onde des radiations du Mercure 198, à pression nulle de l'argon
(La pression de l'argon (mm Hg) dans les Lampes utilisées est indiquée entre parenthèses)[†]

Radiations	Laboratoires et N ^{os} des Annexes dans ce volume										Moyennes (10 ⁻¹⁰ m)
	BIPM	NPL	PTB	NRC	NSL	IMM [*]	NBS	NRLM			
9	12,20	14	15	16	18	19	22				
5 792,26	846 (0,3)	855 (1 et 3)	836 (3)	83- (0,2)	81- (2)	80- (?)	830 (0,25)	83- (1)			5 792,268 3
5 771,19	846 (0,3)	841 (1 et 3)	836 (3)	82- (0,2)	82- (2)	81- (?)	827 (0,25)	83- (1)			5 771,198 3
5 462,27	061 (0,3)	065 (1 et 3)	058 (3)	05- (0,2)	05- (2)	05- (?)	034 (0,25)	04- (1)			5 462,270 5
4 359,56	242 (3)	248 (1 et 3)	-	23- (0,2)	24- (2)		228 (0,25)	24- (1)			4 359,562 4

[†] Pour la réduction des valeurs observées à pression nulle de l'argon on a utilisé les coefficients suivants (déterminés par Baird et Smith, Canad. J. Phys., 25, 1957, p. 455 :

Radiation	5 792	: 0,57 x 10 ⁻¹⁴	m/mm Hg d'argon
"	5 771	: 0,63 x	"
"	5 462	: 0,60 x	"
"	4 559	: 0,44 x	"

^{*} Les valeurs de l'I.M.M. ne sont pas réduites à pression nulle.

TABLEAU III

Valeurs de la longueur d'onde des radiations du Cadmium 114

(Entre parenthèses : pression de l'argon en mm Hg)[†]

Radiations	Laboratoires et N ^{os} des Annexes dans ce volume										Moyennes (10-10m)	
	BIPM 9	NPL 12	FTB 14	NRC 15	NSL 16	IMM 18	NRLM 22					
6 440,24	95-(10) 84-(3)	874 (5)	866 (4) 822 (2)	82-(2)	84-(1)	80-(?)	78-(1)					
	76-(0) 78-(0)		790 (0) 784 (0)									
Moy...	77-(0)	779 (0)	787 (0)	78-(0)	82-(0)	-	76-(0)					6 440,247 8
5 087,23	844 (10) 789 (3)	804 (5)	821 (4) 795 (2)	79-(2)	81-(1)	75-(?)	79-(1)					
	765 (0) 765 (0)		789 (0) 779 (0)									
Moy...	765 (0)	764 (0)	784 (0)	77-(0)	80-(0)	-	78-(0)					5 087,237 8 (renversée)
4 801,25	261 (10) 212 (3)	226 (5)	242 (4) 222 (2)	20-(2)	22-(1)	20-(?)	19-(1)					
	190 (0) 191 (0)		214 (0) 208 (0)									
Moy...	190 (0)	190 (0)	211 (0)	19-(0)	21-(0)	-	18-(0)					4 801,252 0 (renversée)
4 679,45	864 (10) 814 (3)	826 (5)	832 (4) 812 (2)	83-(2)	83-(1)	83-(?)	80-(1)					
	793 (0) 793 (0)		804 (0) 798 (0)									
Moy...	793 (0)	790 (0)	801 (0)	82-(0)	82-(0)	-	79-(0)					4 679,458 0 (renversée)

[†] Pour la réduction des valeurs observées à pression nulle de l'argon on a utilisé les coefficients suivants :

Radiation 6 440 :	1,9 x 10 ⁻¹⁴	m/mm Hg d'argon
" 5 087 :	0,79 x	"
" 4 801 et 4 679 :	0,71 x	"

N.P.L., Annexe 20

ment dépendant des conditions d'utilisation des lampes, à l'exception de la pression de l'argon. Il semble donc possible de considérer les valeurs moyennes du tableau I et les valeurs moyennes extrapolées à la pression nulle de l'argon dans les tableaux II et III comme les valeurs correspondant à l'atome non perturbé. Par conséquent, il serait probablement préférable, en principe, de référer les étalons secondaires à l'atome non perturbé. Or il faudrait aussi référer ces étalons à certaines lampes dans une recommandation additionnelle, comme pour l'étalon primaire, c'est-à-dire les étalons du ^{86}Kr à la lampe à ^{86}Kr sous les conditions déjà recommandées, et les étalons du ^{198}Hg et du ^{114}Cd à des lampes sans électrodes remplies d'argon par exemple sous une pression maximale de 0,5 mm Hg pour le ^{198}Hg et de 1 mm Hg pour le ^{114}Cd . Dans ces conditions il me semble convenable, pour le moment, de suggérer les limites suivantes pour la reproductibilité des étalons secondaires :

$$^{86}\text{Kr}, \pm 2 \times 10^{-8} \lambda; ^{198}\text{Hg}, \pm 3 \times 10^{-8} \lambda; ^{114}\text{Cd}, - 3 \text{ à } + 5 \times 10^{-8} \lambda.$$

Il serait sans doute possible d'établir ces étalons avec une incertitude moindre au cours d'une amélioration future des sources de lumière.

Comme on le sait, il y a un grand nombre d'autres possibilités pour réaliser des étalons secondaires. On a suggéré par exemple des raies des éléments zinc et calcium dans certains documents remis à cette session. On peut penser aussi aux isotopes 20 du néon et 136 du xénon ou au thorium. De plus, l'hélium dont certaines raies ont déjà été utilisées en métrologie offrirait par exemple à des températures voisines du zéro absolu des possibilités très intéressantes.

Considérant la grande variété des étalons secondaires dans le spectre visible aujourd'hui possibles ou imaginables, on hésite un peu à examiner les possibilités dans les autres régions du spectre. Or on s'intéresse déjà à des étalons dans les domaines des micro-ondes [7], de l'infrarouge ou de l'ultraviolet [8]. Les micro-ondes et les radiations dans l'infrarouge sont intéressantes à cause de leur grande différence de marche accessible. Les raies ultraviolettes seraient avantageuses à l'égard de la finesse d'échelle réalisable avec elles ou à l'égard de la sensibilité des photomultiplicateurs. Un intérêt particulier et tout récent pour certaines radiations infrarouges du néon du type $2s-2p$, et peut-être pour d'autres radiations, provient de la possibilité de produire ces radiations avec une intensité énorme et une finesse inconnue jusqu'à présent au moyen d'un maser optique. La raie 2 537 du mercure dans l'ultraviolet et en principe toutes les autres radiations de résonance dans le visible et dans les régions voisines sont dignes d'être discutées, après que K. G. Kessler et W. G. Schweitzer ont mis au point un type de filtre tout à fait nouveau et ingénieux basé sur l'effet Zeeman; ce filtre, nommé filtre Zeeman, possède une bande passante considérablement plus étroite que le profil de la radiation de résonance émise par les sources connues [10].

Le N. B. S. a communiqué, outre la longueur d'onde de la raie 2 537, les longueurs d'onde de nombreuses raies du ^{198}Hg dans l'ultraviolet. La plupart de ces raies n'ont pas un intérêt particulier pour la métrologie; elles conviennent à la catégorie des étalons de longueur d'onde spectroscopiques, domaine de la Commission 14 de l'Union Astronomique Internationale qui coopère avec ce Comité Consultatif.

Quant aux étalons de longueur d'onde hors du visible, on doit dire qu'en général les avantages coûtent trop cher et qu'ils sont trop petits en comparaison des difficultés que l'on rencontre, comme par exemple l'absorption des verres optiques, la complication des réglages avec des raies invisibles ou les difficultés avec les détecteurs pour l'infrarouge. Le développement de la technique des mesures hors du visible et l'expérience acquise dans ces mesures sont actuellement sans doute trop insuffisants pour établir des étalons secondaires. C'est aussi d'ailleurs le cas pour les raies d'absorption.

Une autre question relative aux étalons secondaires a été encore discutée depuis quelques années : doit-on établir un étalon secondaire au moyen d'une radiation filtrée? Comme on le sait depuis longtemps, on obtient des raies très fines et capables d'une grande différence de marche par des procédés interférentiels, tels que l'étalon Perot-Fabry ou encore mieux le Perot-Fabry sphérique de Connes ou encore le filtre interférentiel à polarisation du type Lyot. I. C. Gardner et K. F. Nefflen ont obtenu au N.B.S. par exemple des interférences à 2 m de différence de marche avec la raie verte du ^{198}Hg émise par une lampe sans électrodes et avec un étalon Connes [11]. A l'Institut de Métrologie Mendeléev on a utilisé avec succès un monochromateur similaire pour les mesures des longueurs de 1 m [12]. On peut appliquer ces procédés à toute radiation dans le visible ou dans les régions voisines du spectre. La finesse obtenue est plus grande que celle de l'étalon primaire sous les conditions recommandées de la lampe à ^{86}Kr . Or la fréquence et surtout le profil spectral de la bande passante dépendent, comme on le sait, des dimensions, de la température, des défauts et du réglage de ces filtres. C'est pourquoi les filtres interférentiels ne devraient pas intervenir dans la définition d'un étalon secondaire. Ces filtres seront sans doute avantageux dans la technique des mesures et tout le monde pourrait les utiliser; mais on devrait définir un étalon secondaire en principe comme l'étalon primaire par une constante naturelle, et non par les qualités d'un dispositif. Si l'on utilise un filtre interférentiel on doit mesurer de temps à autre les modifications que les radiations filtrées ont subies.

Un dispositif complémentaire, dans un certain sens, des filtres du type Perot-Fabry est le maser optique pour lequel les mêmes réserves sont applicables. Cela ne signifie pas que les filtres interférentiels ou le maser optique ne seraient pas d'une importance éminente pour les applications des étalons secondaires. L'importance spéciale du maser optique pour la métrologie consiste en ce que plusieurs radiations, d'ailleurs en petit nombre jusqu'à présent, gagneraient un plus grand intérêt dès qu'elles seraient capables d'être produites avec un maser optique. Or on ne devrait pas plus comprendre de tels dispositifs dans la définition d'un étalon de longueur d'onde que ne l'est l'interféromètre utilisé pour les observations de la longueur d'onde.

Le filtre Zeeman de Kessler a un avantage essentiel en comparaison des autres filtres et du maser optique. Dans le filtre de Kessler la fréquence de la bande passante est en effet donnée par les atomes absorbants, atomes à peu près non perturbés. Or il faut faire aussi des réserves graves et cela à l'égard d'une dissymétrie éventuelle du profil de la bande passante. D'ailleurs l'importance de tous les filtres mentionnés ici semble un peu douteuse parce que les raies sont fortement réduites en intensité par l'emploi de ceux-ci. Il faut dire que G. R. Hanes au N.R.C. a montré par une

étude théorique que la précision des mesures dépend non seulement de la finesse, mais aussi de l'intensité [13].

Certainement on ne devrait pas perdre de vue toutes les possibilités nouvelles et fascinantes pour la réalisation des étalons de longueur d'onde. Mais on pourrait se demander s'il ne serait pas plus important de développer dans l'avenir proche des sources de lumière meilleures et assez simples pour la réalisation des étalons secondaires, comme les raies du ^{198}Hg ou du ^{114}Cd , considérant que le but de la nouvelle définition du mètre était non seulement de parvenir à une précision relative de 10^{-8} ou 10^{-9} , mais aussi et surtout de faciliter les nombreuses mesures d'une précision moindre, d'environ 10^{-7} . C'est pourquoi il faudrait parvenir aussitôt que possible à des étalons secondaires de longueur d'onde de production aisée et autorisés par le Comité International des Poids et Mesures. Cela serait urgent pour maintenir l'uniformité des mesures dans le monde.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] *Procès-Verbaux C.I.P.M.*, **28**, 1960, p. 71.
- [2] BAYER-HELMS (F.), *Optik*, **16**, 1959, p. 472.
- [3] MICHELSON (A. A.), *Phil. Mag.*, **34**, 1892, p. 280.
- [4] ENGELHARD (E.), *Procès-Verbaux C.I.P.M.*, **26-B**, 1957, p. M 58, M 70.
- [5] BAIRD (K. M.) et SMITH (D. S.), *Canad. J. Phys.*, **35**, 1957, p. 455.
- [6] COOK (A. H.). Ce volume, Annexe 20, p. 129.
- [7] FROOME (K. D.), *Proc. Roy. Soc.*, **213-A**, 1952, p. 123.
- [8] TERRIEN (J.) et HAMON (J.), *C. R. Acad. Sci.*, **239**, 1954, p. 586.
- [9] JAVAN (A.), BENNET (W. R.) et HERRIOTT (D. R.), *Phys. Rev. Letters*, **6**, 1961, p. 106.
- [10] KESSLER (K. G.) et SCHWEITZER (W. G.), *J. Opt. Soc. Am.*, **49**, 1959, p. 199.
- [11] GARDNER (I. C.) et NEFFLEN (K. F.), *J. Opt. Soc. Am.*, **50**, 1960, p. 184.
- [12] Ce volume, Annexes 23 et 24, p. 157 et 163.
- [13] HANES (G. R.), *Canad. J. Phys.*, **37**, 1959, p. 1283.

ANNEXE 4

DÉTERMINATION DE LONGUEURS D'ONDE ÉTALONS A PARTIR DE JETS ATOMIQUES ET DE FILTRES DE ZEEMAN

Par K. G. KESSLER

National Bureau of Standards, Washington

(Traduction remise)

Summary. — We have developed and tested three devices which utilized the 2 537 Å radiation of ^{198}Hg as a length and wavelength standard. We feel that the wavelengths from these three devices are consistent and measurable to approximately 1 part in 10^9 . Of these three, the one that most nearly approximates the ideal of a radiation standard based on transitions in a free unperturbed atom is the absorption atomic beam. It is the standard with which the others should be compared.

The sharpest lines are produced by the two atomic beam devices. With the collimation ratio of 1 to 10, we have produced lines whose width at half maximum is approximately 0.002 cm^{-1} . Further narrowing can be achieved at the expense of intensity by further increase in the collimation ratio. The ultimate limit is, of course, set by the lifetime of this transition in mercury. Since this lifetime is approximately 10^{-7} seconds, the half-width is therefore approximately 0.0003 cm^{-1} .

The radiation passed by the Zeeman filter is not quite as narrow as that produced by the atomic beam devices. This source, however, is much more convenient to use than either of the others and also has considerably greater intensity. Also, the ease with which its output can be modulated makes it particularly suitable for work utilizing photoelectric detection.

We feel that for very high precision length and wavelength measurements and for measurements where coherence over a long path is desired, these sources have considerable advantage over the present krypton standard.

1. INTRODUCTION

Dans cet exposé, je décrirai trois dispositifs qui ont été mis au point et étudiés au National Bureau of Standards en collaboration avec R. L. Barger et W. G. Schweitzer [1-6]. Nous avons utilisé un jet atomique en émission, un jet atomique en absorption et un filtre de Zeeman pour produire une émission fine ou des longueurs d'onde d'absorption convenables pour l'utilisation comme longueurs d'onde étalons. Ces longueurs d'onde se sont montrées reproductibles avec une précision de quelques 10^{-9} .

Dans un tube à décharge conventionnel, l'élargissement dû à l'effet Doppler fixe la limite à laquelle la cohérence peut être obtenue. Dans le cas de la lampe à krypton étalon, cette limite correspond approximativement à une largeur de raie de $0,011 \text{ cm}^{-1}$, déterminée par la masse des atomes émetteurs et la température de la décharge. Pour obtenir une largeur de raie minimale, il faut que cette température soit la plus basse possible, mais suffisante pour que la tension de vapeur du gaz maintienne la décharge. Si nous examinons les tensions de vapeur de divers éléments de la table périodique, nous découvrons que nous pouvons obtenir un gain de 15 pour cent sur l'étalon krypton en utilisant une lampe contenant du ^{20}Ne à une température de $10 \text{ }^\circ\text{K}$. Cette petite amélioration justifie à peine les énormes difficultés rencontrées pour opérer à si basse température. Nous devons donc envisager d'autres types de sources pour des améliorations ultérieures.

Une technique possible est l'utilisation d'une cathode creuse à décharge refroidie. On a obtenu quelque succès avec cette technique, sur l'isotope ^{198}Hg , aussi bien au N. B. S. qu'au National Research Council à Ottawa. Les variations dues à la pression du gaz porteur nécessaire introduisent cependant une incertitude de base sur la longueur d'onde émise par cette source. Les expériences que je décrirai montreront d'autres solutions à ce problème.

2. ÉMISSION A PARTIR DE JETS ATOMIQUES

Comme source d'émission, le jet atomique est évidemment bien connu. La vapeur atomique provenant d'un four, à une pression d'environ $0,1 \text{ mm Hg}$, passe à travers une petite ouverture. Une seconde ouverture, au delà de la première, sert de simple collimateur géométrique. Ceux des atomes qui ont traversé la seconde fente seront alors contenus dans un angle solide déterminé par le rapport de la distance entre les fentes à leur largeur, appelé « rapport de collimation ». La diffusion doit être maintenue à un minimum, et il est donc nécessaire, soit par pompage soit par condensation, d'enlever les atomes de l'enceinte aussitôt qu'ils ont accompli leur premier passage.

Puisque dans le jet les atomes ont des vitesses presque parallèles, la composante de la distribution de vitesse perpendiculaire au jet sera fortement réduite. Les calculs de Minkowski et Brück [7] montrent que pour une paire de fentes de largeur s et distantes de h , la demi-largeur est plus petite que la largeur Doppler à la température du four, approximativement d'un facteur $s/2h$.

En choisissant un atome propre à l'utilisation dans un jet atomique donnant des longueurs d'onde étalons, on est limité à des isotopes uniques ayant des masses paires et des nombres atomiques pairs. Ces isotopes ont des tensions de vapeur d'environ $0,1 \text{ mm Hg}$ à une température inférieure à quelques centaines de degrés. Des mélanges isotopiques naturels, seuls sont convenables ^4He , ^{16}O et ^{40}Ar . Stanley poursuit actuellement à la Purdue University un travail sur un jet atomique d'argon, mais les résultats définitifs n'ont pas encore été publiés.

Si on inclut les isotopes séparés, alors, évidemment, beaucoup plus d'éléments sont potentiellement utilisables, comprenant ^{86}Kr , ^{198}Hg et ^{114}Cd . Quelques travaux préliminaires, très intéressants, ont été faits

sur le ^{86}Kr par Hanes à Ottawa. Cependant, dans son spectre, les raies dont les longueurs d'onde sont supérieures à 2 000 Å ne sont pas facilement excitées et la conservation de l'isotope est difficile.

Pour l'utilisation dans des jets atomiques, le ^{198}Hg est, à beaucoup d'égards, presque idéal. Il a une tension de vapeur de 0,1 mm Hg à 82 °C et se fixe, au premier contact, à une surface à la température de l'azote liquide. Sa raie de résonance à 2 537 Å est facilement excitée par des électrons et peut être aisément observée avec une optique en quartz.

La figure 1 donne le schéma du jet atomique utilisé au N. B. S. Le réservoir inférieur contient 0,5 g de ^{198}Hg de pureté 99,7 %. Pendant le fonctionnement, ce réservoir ou four (1) est immergé dans un bain d'huile maintenu à une température d'environ 80 °C. A cette température, la tension de vapeur du mercure dans le four est de 0,1 mm Hg.

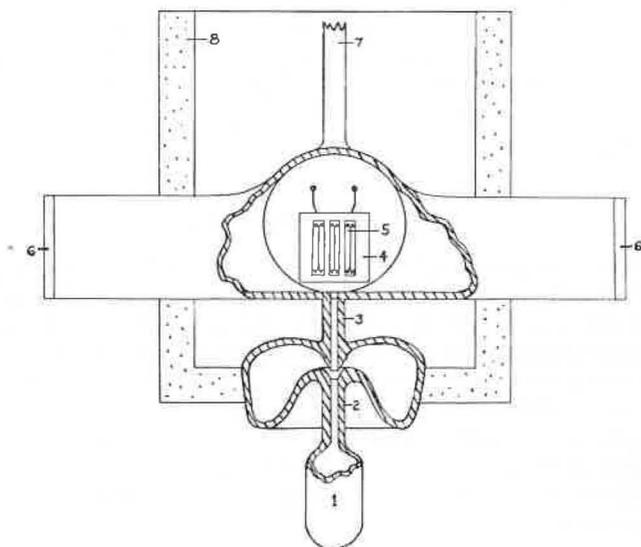


Fig. 1. — Section transversale du jet atomique de mercure en émission. 1, Four; 2, Tube pré-collimateur chauffé; 3, Tube collimateur froid; 4, Canon à électrons; 5, Cathode du canon à électrons; 6, Fenêtres en quartz; 7, Tube relié à la pompe ionique à Ti; 8, Récipient d'azote liquide en polystyrène expansé.

La vapeur de mercure s'échappe de ce four à travers un petit tube (2). Ce tube permet une première collimation et sa principale fonction est de réduire la quantité de mercure nécessaire. La partie supérieure de l'appareil est immergée dans un bain d'azote liquide; le jet passe ensuite à travers le tube refroidi (3). Les atomes qui ne se propagent pas dans la bonne direction sont piégés sur les parois de ce tube.

Dans la région immédiatement au-dessus de la sortie du tube de collimation (6), les atomes et le jet sont soumis à un bombardement électronique provenant des canons à électrons (4) et (5). Le rayonnement émis est alors observé à travers des fenêtres en quartz (6). Le rayonnement observé à partir de ce jet, à 2 537 Å, a une demi-largeur d'environ

$0,002 \text{ cm}^{-1}$. La figure 2 représente cet appareil sans le bain d'huile et le récipient d'azote liquide en polystyrène expansé.

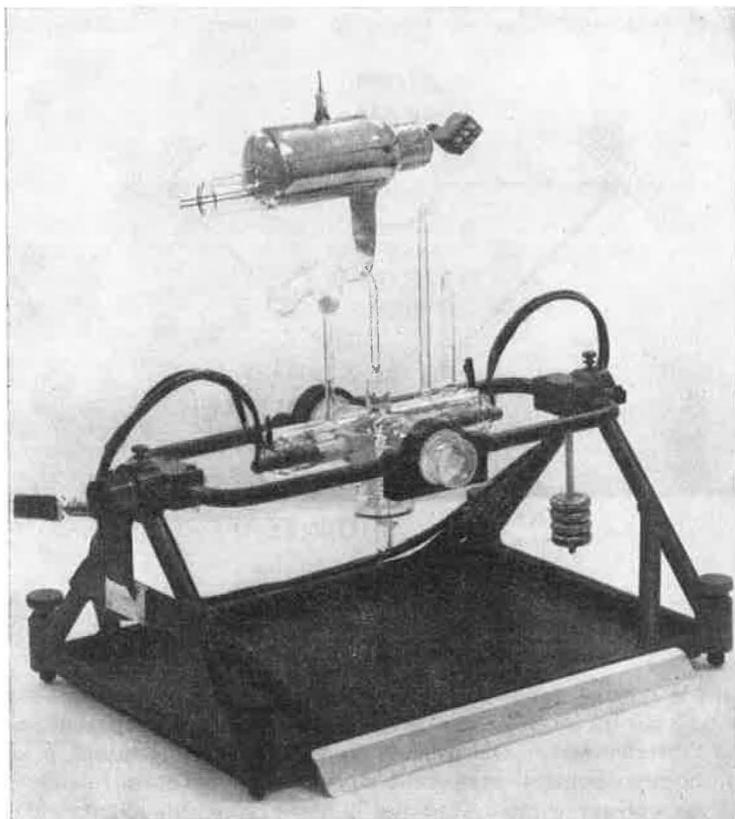


Fig. 2. — Vue générale du jet atomique de mercure en émission (le récipient d'azote liquide est enlevé).

Dans le passé, on a utilisé les jets atomiques pour la production de raies très fines pour l'étude de la structure hyperfine ou pour l'étude des déplacements isotopiques. Dans cette application, la valeur absolue de la longueur d'onde est d'importance secondaire, et un déplacement systématique des longueurs d'onde peut être facilement toléré. Cependant, quand elle est utilisée comme étalon, la longueur d'onde absolue émise par un tel jet est de première importance. Si la ligne de symétrie du jet atomique n'est pas exactement normale à la direction d'observation, un petit déplacement de la longueur d'onde sera alors introduit, en vertu de la direction préférentielle du mouvement atomique. On devra donc prendre soin que le jet soit exactement normal à l'axe optique.

La figure 3 donne le montage optique utilisé dans toutes les mesures de longueurs d'onde à partir du jet atomique. Ce montage optique a été utilisé pour éliminer entièrement l'effet d'un déplacement Doppler introduit par l'inclinaison du jet. Si le jet est légèrement incliné, la longueur d'onde sera déplacée vers les plus courtes valeurs quand elle est observée

dans une direction, et déplacée de la même quantité vers les plus grandes valeurs quand elle est observée dans la direction opposée. Si les rayonnements dans ces deux directions sont réunis en un seul faisceau, la courbe résultante sera symétrique par rapport à la longueur d'onde non perturbée.

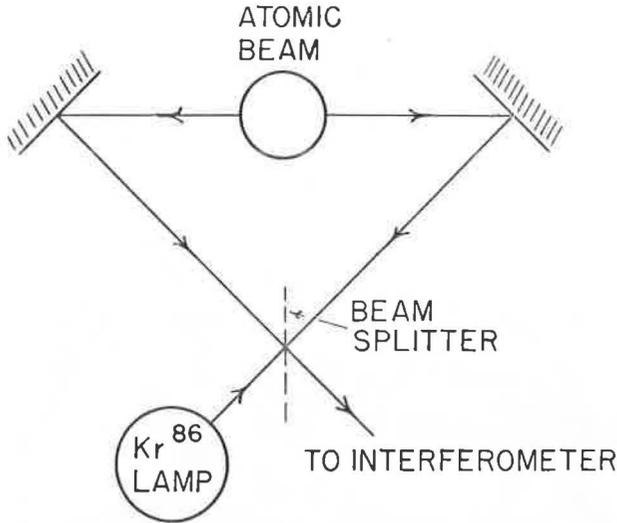


Fig. 3. — Schéma du montage optique pour éliminer l'influence de l'inclinaison du jet atomique sur la longueur d'onde des radiations émises.

Dans le schéma, les rayonnements provenant des côtés opposés du jet sont réunis sur un miroir semi-réfléchissant et dès lors se propagent ensemble jusqu'à l'interféromètre. Dans nos comparaisons avec la lampe à krypton étalon, le rayonnement provenant de cette lampe était introduit dans le système optique comme l'indique la flèche. Avec un alignement soigné et l'introduction d'écrans convenables, le rayonnement de ces trois sources passait à travers la même partie du système optique.

Dans notre appareil, 0,5 g de ¹⁹⁸Hg est suffisant pour environ 40 minutes de fonctionnement normal. Le mercure condensé dans les tubes de collimation et dans la partie supérieure de la chambre peut être aisément redistillé dans le four en immergeant celui-ci dans l'azote liquide et en irradiant la partie supérieure de l'appareil avec des lampes infrarouges.

Les comparaisons de longueurs d'onde ont été faites en utilisant un interféromètre de Perot-Fabry d'une longueur de 218 mm. Les franges de Perot-Fabry étaient focalisées par une lentille achromatique bien corrigée sur la fente d'un spectrographe Zeiss Q-24. Les observations ont été aussi faites avec un étalon de 5 mm pour corriger la dispersion de phase sur la couche d'aluminium. La longueur d'onde de la raie de résonance du mercure mesurée de cette manière est $2\,537,268\,71 \pm 0,000\,03$ Å. La raie 3 132 Å du mercure a été aussi observée et sa longueur d'onde mesurée de la même manière est $3\,132,749\,85 \pm 0,000\,04$ Å.

Dans ces mesures, la limite de précision d'environ 10^{-8} a été fixée par notre incapacité de mesurer plus précisément la raie relativement

large du krypton. Pour vérifier l'exactitude de nos mesures sur les raies de mercure, nous avons attribué à la raie de résonance la valeur 2 537, 268 711 Å. En se référant à cette valeur, la longueur d'onde mesurée de la seconde raie du mercure était alors $3\,132,749\,847 \pm 0,000\,006$ Å. Ceci correspond à une précision relative de 2×10^{-9} . Les erreurs systématiques inconnues sont toujours difficiles à estimer, mais il nous semble que de telles erreurs ne sont probablement pas supérieures à 5 μ Å.

3. JETS ATOMIQUES EN ABSORPTION

Si un rayonnement émis par une raie de résonance telle que la raie 2 537 Å du mercure passe à travers une vapeur très peu dense constituée du même type d'atomes que celui qui produit le rayonnement, une partie de l'énergie du faisceau sera absorbée et sera réémise dans toutes les directions. Si la vapeur absorbante forme un jet atomique, alors la largeur de la bande d'absorption sera extrêmement étroite; à des densités de jet modérées elle correspond presque à la largeur de la raie d'émission qui serait émise, par un jet ayant le même degré de collimation.

Le rayonnement de fluorescence de résonance d'un tel jet pourrait servir de source de rayonnement monochromatique. Une telle méthode d'excitation est préférable à l'excitation électronique, d'autant plus qu'il n'y a pas d'autres possibilités de perturbation que celle produite par l'interaction des photons. Cependant les intensités obtenues sont très faibles.

Si une raie d'émission relativement large passe à travers un jet absorbant, le rayonnement transmis aura un profil ressemblant à celui de la raie d'émission avec une dépression très étroite au centre. Cette absorption peut être utilisée comme marque de référence très précise pour la détermination de la longueur d'onde. Malheureusement, aux ordres d'interférence élevés, le chevauchement des ailes de la raie d'émission par les ordres d'interférence adjacents réduit fortement le contraste, et dans le cas de raies d'émission dissymétriques ce chevauchement influencera la longueur d'onde apparente.

Si on emploie la détection photoélectrique, le profil de la raie absorbée peut être observé directement en utilisant le jet comme détecteur plutôt que comme source de rayonnement. Dans cette application, le rayonnement 2 537 Å d'un tube à décharge passe à travers l'interféromètre et d'autres optiques. Le faisceau émergent passe alors à travers un miroir semi-réfléchissant, chaque partie résultante étant envoyée sur une cellule photoélectrique. Les gains de ces deux cellules photoélectriques sont ajustés de telle sorte que l'on produise des signaux de sortie égaux. Si maintenant un jet atomique est envoyé dans un de ces chemins lumineux, le signal différent entre les deux cellules photoélectriques sera un enregistrement de l'absorption dans le jet et la forme de la raie émise est complètement éliminée.

Dans le cas du jet en émission, il est nécessaire d'utiliser un isotope unique de haute pureté. Dans le jet en absorption, l'isotope présent dans le mélange naturel d'isotopes du mercure peut cependant être utilisé. Ceci est possible, parce que les seules raies vues par le détecteur sont celles qui se trouvent dans la largeur de la raie de la source émettrice. L'émission d'un isotope unique peut être utilisée avec un jet atomique d'absorption conte-

nant tous les isotopes. Ce système marche bien avec les isotopes ^{200}Hg ou ^{202}Hg .

Malheureusement, dans le cas de l'isotope ^{198}Hg une interférence provenant de la composante 201 b peut causer des difficultés. Pour éliminer entièrement l'effet de cette composante, il est nécessaire de rétrécir un peu la raie provenant de la source d'émission en utilisant les techniques d'absorption de Zeeman, comme nous le verrons plus loin.

Comme dans le cas de l'émission, des précautions sont nécessaires pour éviter l'introduction d'un déplacement Doppler dans la longueur d'onde. Ceci est encore facilement obtenu par l'utilisation d'un miroir semi-réfléchissant et d'une surface totalement réfléchissante, arrangés de telle sorte que tout le rayonnement observé passe à travers le jet dans les deux directions.

Un tel jet atomique d'absorption a été construit et étudié au N.B.S. Avec cet appareil la raie observée a une largeur d'environ $0,002\text{ cm}^{-1}$. Nous l'avons aussi utilisé pour les comparaisons de longueurs d'onde comme nous le verrons plus loin.

4. FILTRE DE ZEEMAN

La figure 4 montre les caractéristiques de transmission de la raie d'absorption $2\,537\text{ \AA}$. Les deux bords de cette courbe d'absorption sont extrêmement raides et on doit noter que cette pente augmentera en fonction de la densité de vapeur aussi longtemps que le bord reste à l'intérieur de la région où la forme gaussienne prédomine. Cette courbe correspond à des caractéristiques de transmission dans 25 mm de vapeur de Hg à la température de $85\text{ }^\circ\text{C}$ ou à une tension de vapeur de $0,12\text{ mm Hg}$. Une telle cellule d'absorption absorbera virtuellement tout le rayonnement de résonance émis par le classique tube à décharge à ^{198}Hg .

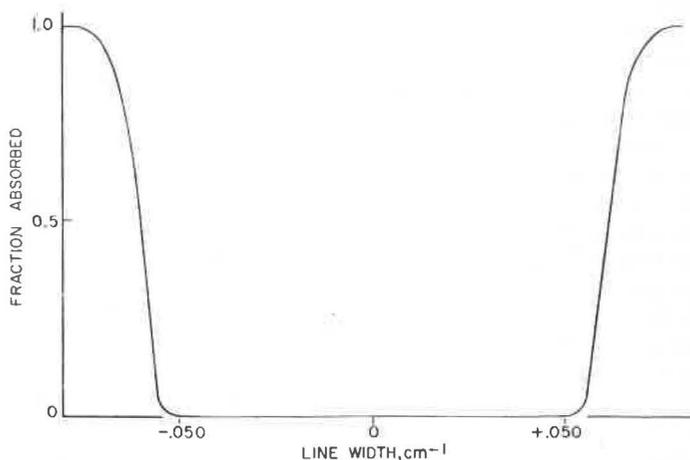


Fig. 4. — Caractéristiques de transmission de la vapeur de ^{198}Hg au voisinage de la raie d'absorption $2\,537\text{ \AA}$.

Appliquons maintenant un champ magnétique de 900 gauss à une cellule contenant cette vapeur et observons les caractéristiques de transmission de cette vapeur perpendiculairement à la direction du champ magnétique. Si nous considérons les caractéristiques de transmission pour un rayonnement polarisé parallèlement au champ magnétique, nous rencontrerons une courbe d'absorption identique à celle de la figure 4. Cependant, si nous observons les caractéristiques de transmission pour un rayonnement polarisé perpendiculairement au champ magnétique, nous rencontrerons deux courbes d'absorption de cette même forme, mais déplacées symétriquement par rapport au centre (fig. 5). Avec un champ magnétique d'environ 900 gauss, ces deux courbes sont déplacées de telle sorte qu'elles se chevauchent presque. La plus grande partie du rayonnement de cette polarisation sera absorbée; cependant une petite quantité s'échappera au centre entre les deux courbes.

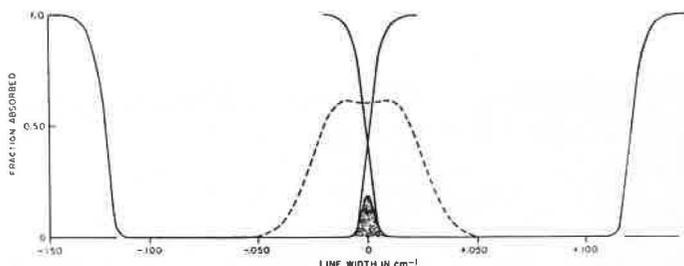


Fig. 5. — Caractéristiques de transmission du filtre de Zeeman. Le trait continu indique les caractéristiques de transmission de chacune des composantes Zeeman prises isolément. La courbe en tirets montre la forme approximative de la raie d'émission d'une lampe à mercure sans électrodes. La partie ombrée montre la forme de la raie transmise à 2 537 Å.

Avec un tel filtre, il est possible d'obtenir un rétrécissement très considérable de la raie d'émission 2 537 Å. Une raie typique d'émission partiellement absorbée provenant d'un tube à décharge a une largeur d'environ 0,05 cm^{-1} . Après passage à travers un filtre de Zeeman, la largeur du rayonnement sortant est approximativement 0,005 cm^{-1} . Il y a évidemment dans ce processus une grande perte d'intensité. Au maximum de la raie, il y a une atténuation d'un facteur 10 environ. De plus, la moitié du rayonnement est perdu du fait de sa mauvaise polarisation. Au maximum, le filtre transmet environ 5 pour cent du rayonnement incident. Heureusement, la raie de résonance 2 537 Å est extrêmement intense et une telle perte n'est pas grave. Le rayonnement qui a traversé ce filtre est encore, au moins, aussi intense que le rayonnement observé à partir d'un jet de mercure ou à partir de la lampe à ^{86}Kr , quand le filtre fonctionne avec une source de fluorescence de résonance, et il est considérablement plus intense quand il fonctionne directement avec une lampe à décharge.

Évidemment, une question surgit immédiatement : la longueur d'onde de ce rayonnement, après passage à travers le filtre de Zeeman, est-elle la même que celle du rayonnement qui serait absorbé ou émis par un atome libre de mercure? Un examen sérieux de l'expérience montre que de tels effets, comme les effets de Zeeman du second ordre, sont entièrement négli-

geables. Cependant, le seul effet pouvant être pris en considération est une dissymétrie du déplacement dû à la pression de la vapeur de mercure dans la cellule d'absorption. Cet effet a été étudié par R. Lennuier [8] et ses collaborateurs.

L'amplitude d'un tel effet de pression a été étudiée par l'expérience suivante récemment achevée. Si un rayonnement provenant d'un filtre de Zeeman passe à travers un jet atomique d'absorption, une raie fine partiellement absorbée sera observée. S'il existe une dissymétrie ou un déplacement entre les deux raies, alors les deux pics subsidiaires partiellement absorbés seront de hauteurs différentes. Nos observations ont montré que si un déplacement se produit, il est plus petit que $0,0001 \text{ cm}^{-1}$, ou inférieur à $2,5 \times 10^{-9}$. Ce résultat est compatible avec une extrapolation des résultats publiés par D. Lagarde et R. Lennuier.

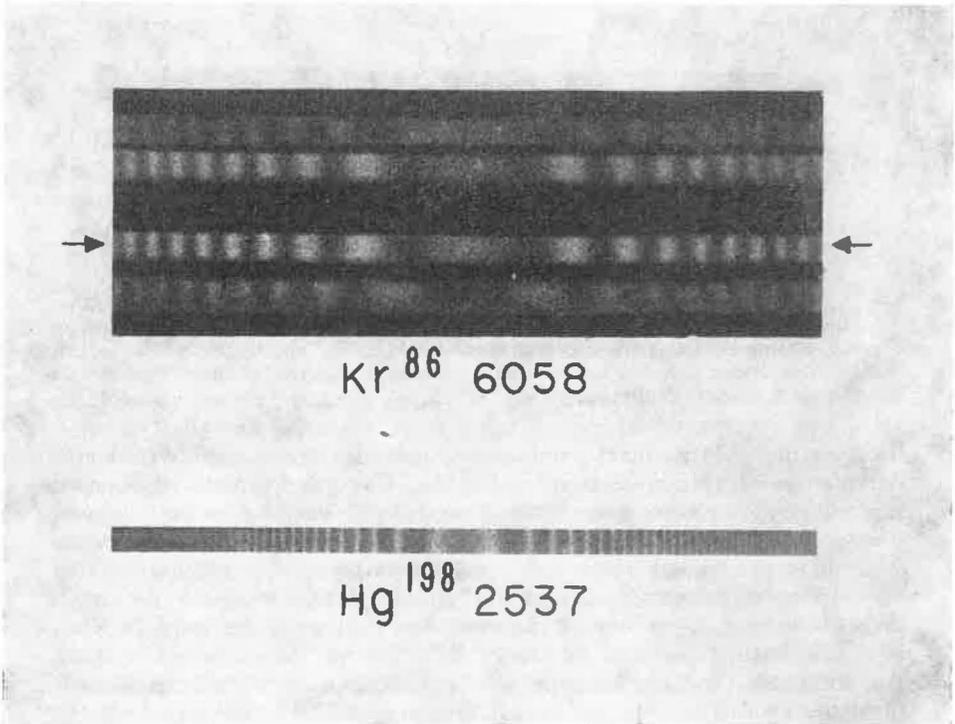


Fig. 6. — Interférogrammes de la radiation 6058 \AA du ^{86}Kr et de la radiation 2537 \AA du ^{198}Hg après passage à travers un filtre de Zeeman.

En utilisant le rayonnement provenant d'un filtre de Zeeman pour des déterminations de longueurs d'onde très précises, on doit prendre des précautions pour éliminer les perturbations dues à la raie 2535 \AA du mercure. Comparée à la raie 2537 \AA , cette raie est extrêmement faible et peut être ordinairement négligée. Cependant, ce n'est pas une raie de résonance et elle passe facilement à travers le filtre d'absorption sans atténuation. Elle apparaît comme une raie large et faible dont l'énergie intégrée est comparable, toutefois, à celle de la raie très étroite 2537 \AA après passage

à travers le filtre de Zeeman. Puisqu'elle est large, son effet sur la longueur d'onde de la raie fine $2\,537\text{ \AA}$ est petit. Cependant, elle peut être éliminée soit en utilisant une dispersion secondaire suffisante dans le monochromateur ou le spectrographe associé à l'interféromètre de Perot-Fabry, soit en utilisant un rayonnement de fluorescence de résonance au lieu du tube à décharge. Dans nos observations photographiques, nous avons utilisé cette dernière technique et nous avons trouvé une intensité de rayonnement suffisante à la longueur d'onde désirée, avec une contribution négligeable de la raie $2\,535\text{ \AA}$.

Dans les observations photoélectriques, on a appliqué une technique légèrement différente. On superpose un champ magnétique modulé à 100 Hz au champ magnétique constant dans la cellule d'absorption de Zeeman. Ce champ magnétique modulé a pour effet d'ouvrir et de fermer la fenêtre du filtre de Zeeman à la fréquence de 100 Hz . Si le signal du tube photoélectrique est amplifié par un amplificateur à bande étroite et par un détecteur de phase accordé à 100 Hz , seule la partie de la lumière modulée à cette fréquence sera observée. La lumière non modulée à $2\,535\text{ \AA}$ n'aura, par suite, aucun effet sur le signal de sortie.

On a comparé photographiquement la longueur d'onde du rayonnement qui a traversé le filtre de Zeeman à celle du rayonnement provenant de lampes à krypton normales (*fig. 6*). Ces mesures ont été faites avec le même appareil précédemment décrit, c'est-à-dire un interféromètre Perot-Fabry de 218 mm sous vide. La longueur d'onde observée était $2\,537,268\,75 \pm 0,000\,03\text{ \AA}$. Dans les limites de l'erreur indiquée, cette valeur est en bon accord avec la longueur d'onde déterminée à partir du jet atomique en émission. De nouveau, notre précision est limitée par notre incapacité d'obtenir des mesures plus précises sur la raie étalon du krypton.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] KESSLER (K. G.), BARGER (R. L.) et SCHWEITZER (W. G.), *I. R. E. Trans.*, 1958, I-7, p. 181.
- [2] KESSLER (K. G.) et SCHWEITZER (W. G.), *J. Opt. Soc. Am.*, **49**, 1959, p. 199.
- [3] BARGER (R. L.) et KESSLER (K. G.), *J. Opt. Soc. Am.*, **50**, 1960, p. 352.
- [4] BARGER (R. L.) et KESSLER (K. G.), *J. Opt. Soc. Am.*, **50**, 1960, p. 651.
- [5] BARGER (R. L.) et KESSLER (K. G.), *J. Opt. Soc. Am.*, **51**, 1961, p. 827.
- [6] KESSLER (K. G.), BARGER (R. L.) et SCHWEITZER (W. G.), National Physical Laboratory Symposium 11 on Interferometry, H.M.S.O., London, 1960.
- [7] MINKOWSKI (R.) et BRÜCK (H.), *Z. Physik*, **95**, 1935, p. 274.
- [8] LAGARDE (D.) et LENNUIER (R.), *C. R. Acad. Sci.*, **253**, 1961, p. 832.

LES RAIES D'ABSORPTION

Par R. LENNUIER

Faculté des Sciences, Paris

1. — L'intérêt suscité par les raies d'absorption en métrologie n'est pas nouveau : dès 1868 Ångstrom avait publié un atlas du spectre solaire où certaines raies d'absorption, dont la longueur d'onde était mesurée à 10 nm près, constituaient des étalons pour la spectroscopie. Rappelons aussi que la célèbre loi de Balmer relative au spectre de l'hydrogène fut établie à partir des spectres d'absorption de certaines étoiles. Notre but n'étant pas de retracer un historique, nous délaisserons ces brèves évocations du passé pour présenter immédiatement la question dans la perspective des recherches qui ont été suscitées depuis quelques années par le changement de définition du mètre.

L'idée d'avoir recours, pour définir des étalons primaires ou secondaires, à des raies d'absorption, est assez naturelle : les principales difficultés à vaincre pour améliorer la « définition » de la longueur d'onde d'une raie ont en effet leur origine dans les perturbations subies par les atomes dans les sources de lumière. Or, une raie d'absorption se forme au sein d'une vapeur qui peut être soumise à des conditions bien mieux définies et bien plus favorables que celles qu'il faut imposer à une vapeur de même nature pour constituer une source de rayonnement : absence de perturbation d'origine électrique, réduction de la densité de la vapeur à des valeurs telles que les perturbations mutuelles des atomes deviennent inobservables ; la technique du jet atomique est même utilisable pour la formation de raies d'absorption extrêmement fines.

Pour illustrer ces remarques, je citerai les travaux et les suggestions de W. G. Fastie concernant des possibilités d'utilisation de raies d'absorption :

a. Comme étalon, par le pointé exact du centre d'une telle raie (l'auteur présentait des études faites sur une raie d'absorption de l'iode très proche de la raie verte de Hg 198) [1].

b. Comme contrôle de la raie d'émission correspondante. Par exemple la symétrie et l'absence de déplacement de la raie d'émission 2 537 Å d'une source Hg 198 peuvent être éprouvées à quelques 10^{-12} près [2] par la détermination du profil de la raie d'absorption obtenue en faisant

traverser au rayonnement de cette source une cellule de vapeur Hg 198 à très basse pression : dans une telle cellule en effet les perturbations si redoutables dans la source émettrice (présence de gaz étranger, excitation électrique, etc.) n'existent pas.

Mais on peut encore envisager une autre utilisation des raies d'absorption : la raie d'absorption d'une vapeur, dédoublée par l'application d'un champ magnétique, peut servir de filtre à bande passante très étroite. La première idée d'un tel filtre magnéto-optique semble être due à S. Mrozowski [3] qui l'applique à l'isolement d'une composante hyperfine de la radiation 2 537 Å du Hg naturel. Mais on peut aussi l'appliquer à l'affinement d'une composante; c'est ce que nous avons montré en 1949, J. L. Cojan et moi-même [4], à l'occasion de la réalisation d'un filtre magnétique isolant la composante 202 de la radiation 2 537 Å du Hg naturel : deux bandes d'absorption serrant de part et d'autre la raie spectrale à isoler suppriment ses ailes et réduisent la largeur de sa partie centrale. L'utilisation d'un filtre de cette nature, formé avec une vapeur mononuclide Hg 198, a été appliquée par K. G. Kessler et W. G. Schweitzer à l'obtention d'une radiation d'une extrême finesse spectrale [5] [6] (la largeur de la raie filtrée était de $0,5 \text{ m}^{-1}$, alors que la largeur Doppler du rayonnement émis par la source devait être de l'ordre de $3,5 \text{ m}^{-1}$).

Plus récemment, N. R. Bataruchkova, A. I. Kartashev et A. P. Kirichenko [7] ont utilisé un filtre magnéto-optique à vapeur d'iode à l'affinement de la radiation verte $0,5461 \mu\text{m}$ émise par une source Hg 198.

L'application de ces méthodes à la métrologie pose deux problèmes essentiels : celui de la *finesse* des raies d'absorption, et celui de leur *symétrie*. Nous allons chercher à en préciser les données et nous nous placerons donc systématiquement dans le cas de raies fines obtenues par passage d'un faisceau de lumière parallèle à travers une couche homogène d'un gaz ou d'une vapeur à très faible pression.

Soit $I_0(\nu)$ l'intensité spectrale du faisceau incident avant traversée de la couche absorbante, $I(\nu)$ l'intensité spectrale après traversée d'une épaisseur l . On a :

$$I(\nu) = I_0(\nu) e^{-k(\nu)l},$$

et le coefficient d'absorption $k(\nu)$ se présente comme le produit de trois facteurs :

$$k(\nu) = \left(\frac{g_2}{g_1} \frac{\lambda_0^3}{8\pi} A_{2 \rightarrow 1} \right) N_1 F(\nu - \nu_0).$$

Le premier facteur est caractéristique de la transition quantique à laquelle correspond l'absorption : le niveau de départ (en général le fondamental) est noté (1) et présente un poids statistique g_1 , le niveau d'arrivée est (2), de poids g_2 . λ_0 est la longueur d'onde moyenne, dans le vide, relative à la transition (1) \rightarrow (2) $\left(\lambda_0 = \frac{hc}{E_2 - E_1} \right)$. $A_{2 \rightarrow 1}$ est la probabilité de la transition spontanée (2) \rightarrow (1), à laquelle est proportionnel le coefficient d'Einstein d'absorption induite $B_{1 \rightarrow 2}$. L'inverse $1/A_{2 \rightarrow 1}$ est la durée de vie moyenne du niveau supérieur (2) auquel conduit l'absorption.

Le deuxième facteur, N_1 , est le nombre d'atomes de la vapeur absorbante se trouvant dans l'état initial (1), par unité de volume. Si (1) est

l'état fondamental, N_1 sera pratiquement, dans les cas envisagés, confondu avec le nombre N d'atomes de la vapeur absorbante par unité de volume.

Le troisième facteur, noté $F(\nu - \nu_0)$, que nous appellerons « facteur de profil », traduit l'inégale probabilité d'absorption des diverses fréquences autour de la fréquence centrale $\nu_0 = c/\lambda_0$. Dans l'expression de $k(\nu)$ donnée, ce facteur de profil est tel que

$$\int_{-\infty}^{+\infty} F(\nu - \nu_0) d(\nu - \nu_0) = 1.$$

Il est supposé traduire tous les effets d'élargissement de la raie. On notera qu'en vertu des lois de Kirchhoff, $F(\nu - \nu_0)$ représente le profil de la raie d'émission spontanée des atomes placés dans l'état (2) dans les conditions mêmes qui sont imposées à la vapeur absorbante. Nous serons ainsi amenés à comparer le profil de la raie d'absorption

$$\frac{I(\nu)}{I_0(\nu)} = e^{-k(\nu)t}$$

au profil de la raie d'émission dans les mêmes conditions $F(\nu - \nu_0)$.

Je rappelle très brièvement, car ils sont bien connus, les divers « effets » qui contribuent à former la fonction $F(\nu - \nu_0)$:

a. La largeur naturelle des niveaux, ou effet de dispersion, qui seule se traduirait par une fonction profil

$$\frac{1}{2\pi} \frac{\Delta\nu_N}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\Delta\nu_N}{2}\right)^2}$$

caractérisée par la largeur naturelle $\Delta\nu_N$, très petite :

— pour la vapeur de mercure et la radiation 2 537 Å, on a

$$\Delta\nu_N = 1,5 \times 10^6 \text{ Hz,} \quad \text{soit} \quad \Delta\sigma_N = 0,005 \text{ m}^{-1};$$

— pour la vapeur de sodium et la radiation 5 896 Å,

$$\Delta\nu_N = 1,0 \times 10^7 \text{ Hz,} \quad \text{soit} \quad \Delta\sigma_N = 0,03 \text{ m}^{-1}.$$

b. L'élargissement dû à l'effet Doppler d'agitation thermique des atomes. Pour une vapeur isotrope, la fonction profil correspondante serait

$$\frac{2\sqrt{\ln 2}}{\pi\Delta\nu_D} \exp\left[-\ln 2 \cdot \left(\frac{\nu - \nu_0}{\frac{1}{2}\Delta\nu_D}\right)^2\right]$$

caractérisée par la largeur Doppler

$$\Delta\nu_D = 7,16 \times 10^{-7} \sqrt{\frac{T}{M}} \nu_0.$$

Pour le mercure ($M = 200$) à la température ordinaire ($T = 300$ °K) cette largeur traduite en nombre d'ondes donne pour la raie 2 537 Å

$$\Delta\sigma_D = 3,5 \text{ m}^{-1}.$$

Pour un jet atomique, la forme de la fonction est différente et sa largeur bien plus faible. Une bonne approximation consiste à assimiler $F(\nu - \nu_0)$ à une fonction de Lorentz dont la largeur est $\Delta\nu_D \times \rho_c$ (ρ_c étant le rapport de collimation du jet).

c. Un premier effet lié à la densité de la vapeur, envisagé par Lorentz et dû à l'interruption de la cohérence des trains d'ondes par suite des chocs. Cet effet conduit à une fonction du type dispersion, mais avec une largeur généralement supérieure à la largeur naturelle, proportionnelle à la densité des atomes responsables des chocs.

Les trois effets précédents ont ceci de commun qu'ils respectent la symétrie du profil $F(\nu - \nu_0)$ autour de $\nu = \nu_0$ (Notons que, les profils étant fins, le profil est également symétrique si on le trace dans l'échelle des longueurs d'onde : l'écart est de l'ordre de $(\Delta\nu/\nu_0)^2$ à la distance $\Delta\nu$, soit 10^{-12} dans le cas de la raie 2 537 Å du mercure pour $\Delta\nu = \Delta\nu_D$.)

La fonction $F(\nu - \nu_0)$ qui représente ces trois effets agissant simultanément est le produit de convolution des diverses fonctions envisagées, donc finalement le produit de convolution d'une fonction de Gauss par une fonction de Lorentz.

d. Lorsque la densité de la vapeur n'est plus très petite, les interactions entre atomes deviennent sensibles et se traduisent par un nouvel élargissement qui, à priori, n'est pas symétrique et dont l'effet devra donc être nettement distingué de celui des précédents.

2. — Recherche des conditions de finesse maximale de la raie d'absorption d'une vapeur donnée.

Ici nous supposons réalisées les conditions suivantes :

$I_0(\nu)$ uniforme sur un domaine assez large autour de ν_0 .

$F(\nu - \nu_0)$ donnée et symétrique.

Le profil d'absorption est alors défini par

$$y = e^{-\alpha F(x)},$$

où on a posé

$$y = \frac{I(\nu)}{I_0(\nu)} \quad \text{et} \quad x = \nu - \nu_0;$$

α est proportionnel à $N_1 l$ et constitue donc un paramètre dont nous disposons assez largement, en particulier pour fixer l'absorption au centre définie par

$$y_0 = e^{-\alpha F(0)}.$$

Nous appelons $2a$ la largeur à mi-hauteur du profil $F(x)$, soit $F(a) = 1/2 F(0)$, et $2b$ la largeur à mi-hauteur du profil d'absorption y , définie par $y(b) = 1/2 (1 + y_0)$.

La donnée graphique de $F(x)$ permet de trouver rapidement, en fonction du paramètre y_0 (donc de α), le rapport b/a . On a en effet

$$\frac{F(b)}{F(a)} = 2 \frac{\log \frac{2}{1 + y_0}}{\log \frac{1}{y_0}}$$

qui permet de dresser le tableau suivant de résultats, donnés ici pour un profil de Gauss $G(x)$ et pour un profil de Lorentz $L(x)$.

y_0	1	1/2	1/3	1/5	1/10	1/100	1/1 000
$\frac{F(b)}{F(a)}$	1	0,83	0,74	0,635	0,52	0,30	0,20
$\frac{b}{a} \left\{ \begin{array}{l} G \\ L \end{array} \right.$	1	1,12	1,19	1,28	1,39	1,65	1,80
	1	1,18	1,30	1,48	1,69	2,35	

On notera que la profondeur de la raie d'absorption est suffisamment marquée dès que $y_0 \geq 1/3$.

Il résulte donc de ce tableau que

1°. On a toujours $b > a$.

2°. Mais en choisissant α de manière que y_0 reste compris entre 1/3 et 1/10, la largeur de la raie d'absorption reste du même ordre de grandeur que celle du profil d'émission *dans les mêmes conditions* (très favorables).

A titre d'exemple, la vapeur de mercure mononuclide en équilibre avec sa goutte liquide à -10 °C (pression $6,0 \times 10^{-6}$ mm Hg) réalise $y_0 = 0,235$ pour une épaisseur $l = 1$ cm ($b/a = 1,25$ pour un profil de Gauss). Lorsque de telles conditions sont réalisées, $\alpha F(0)$ est de l'ordre de l'unité (1,45 pour l'exemple précédent) et on peut prévoir la forme des ailes de la raie d'absorption : pour $x \gg a$, $\alpha F(x) \ll 1$ et on a

$$y \approx 1 - \alpha F(0) \left(\frac{F(x)}{F(0)} \right)$$

qui montre que l'importance relative des ailes est la même, au facteur voisin de l'unité $\alpha F(0)$ près, pour le profil d'absorption et pour le profil d'émission dans les mêmes conditions.

Il est donc possible d'utiliser effectivement, en s'adressant aux raies d'absorption, la finesse et la bonne définition du profil $F(\nu - \nu_0)$ d'une vapeur à très basse pression, sans perturbation électrique, et sans gaz étranger.

3. — Les considérations précédentes doivent être complétées, toujours dans l'hypothèse d'un profil $F(\nu - \nu_0)$ symétrique, par l'examen des conditions pratiques d'obtention d'un profil primaire $I_0(\nu)$ convenable.

L'observation visuelle ou photographique comme l'observation photo-électrique font appel à la mesure de $I(\nu)$ et $I_0(\nu)$ séparément. L'idéal serait la réalisation d'un spectre continu uniforme ($I_0 = \text{Cte}$) pour le rayonnement primaire. Mais deux difficultés se présentent :

a. La bande d'énergie utile très étroite $\Delta\nu$ entourant ν_0 transporte une énergie $I_0(\nu) \Delta\nu$ très faible lorsque le spectre continu utilisé est celui d'une source usuelle.

b. L'observation des franges d'interférences d'ordre élevé suppose que l'on ait préalablement découpé dans le spectre continu une bande étroite autour de ν_0 : un système monochromateur à très haute résolution est alors nécessaire.

En fait l'observation d'une raie d'absorption très fine s'effectue donc non pas à partir d'un spectre primaire continu, mais à partir d'une raie d'émission couvrant le domaine spectral de la raie d'absorption ; ce sera

généralement la raie d'émission du même élément. La raie d'absorption $I(\nu)$ observée présente alors plutôt l'aspect d'une « raie renversée ». L'intérêt de cette méthode est évident : le gain de lumière est considérable, et la bande étroite nécessaire à l'observation d'interférences d'ordre élevé est réalisée sans difficultés.

Mais pour le métrologiste une grave question se pose : si le profil $I_0(\nu)$ du rayonnement primaire, non uniforme et étroit par hypothèse, n'est pas très exactement symétrique par rapport à ν_0 , le profil $I(\nu)$ ne sera pas symétrique non plus, même si le profil $F(\nu - \nu_0)$ est symétrique. Le pointé exact du centre ν_0 sera entaché d'une erreur inadmissible. Voici quelques solutions, plus ou moins imparfaites, à ce problème.

1° Utiliser un procédé d'enregistrement des profils qui donne simultanément $I(\nu)$ et $I_0(\nu)$ pour chaque bande très étroite $\delta\nu_\lambda$. Ici $\delta\nu_\lambda$ est alors la largeur d'appareil du dispositif analyseur (par exemple un étalon de Perot-Fabry à variation de pression du gaz placé entre les miroirs).

On corrige ainsi la dissymétrie éventuelle de $I_0(\nu)$, et on obtient la courbe $y = \frac{I(\nu)}{I_0(\nu)}$ correcte, à condition que $\delta\nu_\lambda \ll 2a$ ($2a$ désignant encore la largeur du profil $F(x)$). Comme d'autre part l'intervalle spectral libre $\Delta\nu_\lambda$ de l'appareil doit être égal au moins à trois ou quatre fois la largeur $2b$, on voit que cela exige une *finesse* très grande de l'appareil analyseur. (Par exemple $\Delta\nu_\lambda = 4 \times 2b$ et $\delta\nu_\lambda = 2a/5$ exigent une finesse supérieure à 20.)

L'association de plusieurs dispositifs permet d'augmenter le rapport $\frac{\Delta\nu_\lambda}{\delta\nu_\lambda}$ (Perot-Fabry associés par exemple).

2° Utiliser une bande spectrale primaire étroite *constamment centrée sur la fréquence ν enregistrée* par le dispositif interférentiel.

Ceci est réalisable en adaptant la méthode préconisée par W. G. Fastie pour la mesure des largeurs des raies d'absorption de l'iode [1]. La source primaire, placée dans un champ magnétique, émet une raie fine dont on déplace en bloc le profil spectral par effet Zeeman. Des filtres polarisants permettent d'isoler une composante σ polarisée circulairement. On peut alors concevoir un asservissement du courant magnétisant tel que le centre de la composante Zeeman utilisée soit constamment en coïncidence avec la fréquence ν transmise par le dispositif interférentiel. Ceci revient à utiliser ce dispositif comme un filtre découpant une bande très étroite centrée sur la raie primaire, cette raie balayant le domaine spectral de la raie d'absorption (*fig. 1*).

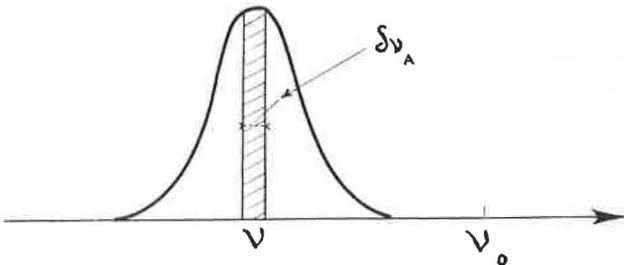


Fig. 1.

Bien entendu, on doit continuer à former le rapport $\frac{I(\nu)}{I_0(\nu)}$ à tout instant pour s'affranchir des variations éventuelles d'intensité du rayonnement primaire au cours du balayage. Je pense que ce procédé peut être très précieux si on parvient à asservir correctement le champ magnétique responsable du déplacement de la raie primaire, ce qui exige pratiquement d'utiliser des bobines sans fer capables de donner des champs de quelques milliers de gauss. (Pour la raie 2 537 Å du Hg, 0,1 tesla déplace de 7 m⁻¹ les composantes σ .)

4. Les considérations précédentes supposent le profil $F(\nu - \nu_0)$ symétrique. Il reste à voir dans quelle mesure il en est bien ainsi pour les pressions de la vapeur absorbante que l'on est amené à réaliser.

La prévision par la théorie de l'effet des interactions de résonance, entre atomes de même nature, sur le profil $F(\nu - \nu_0)$, est très difficile : pratiquement, on prévoit que dans la région centrale du profil, il doit apparaître une dissymétrie se traduisant par un déplacement vers les basses fréquences ; mais le calcul n'a pu être mené à son terme. D'autre part, les expériences tendant à déterminer le profil $F(\nu - \nu_0)$ ont toujours été faites très loin du centre, domaine où la théorie prévoit que l'effet de résonance ne doit pas apporter de dissymétrie : celle que l'on observe aux pressions assez élevées est alors attribuée à la formation de paires d'atomes faiblement liés (paires de Van der Waals) [8].

Les progrès accomplis en spectroscopie interférentielle à très haute résolution permettent maintenant de tracer le profil d'une raie d'absorption fine même dans sa région centrale. Une étude expérimentale a été entreprise récemment au Laboratoire des Recherches Physiques de la Sorbonne, par Mlle D. Lagarde [9]. Un montage associant deux étalons de Perot-Fabry ayant respectivement 20 mm et 100 mm d'épaisseur, avec balayage du spectre par variation de pression de l'air dans les enceintes contenant les étalons, permet de tracer les profils spectraux dans le domaine de la radiation 2 537 Å du mercure. Dans les expériences faites, une dissymétrie de l'ordre de 0,05 m⁻¹ était décelable. Une cellule absorbante, de 1 cm d'épaisseur, était remplie de la vapeur saturante du mono-nuclide Hg 198 ; nous devons cette cellule à l'obligeance du N.B.S. et de J. Terrien. Le rayonnement primaire était constitué par la radiation 2 537 Å fournie par une lampe sans électrodes à Hg 198, de même provenance. Un champ magnétique appliqué à la source permettait d'élargir symétriquement la bande spectrale primaire utilisable.

Les résultats ont montré que :

— Pour une pression du mercure dans la cellule inférieure à 5×10^{-2} mm Hg, aucun déplacement et aucune dissymétrie de la raie supérieure à 0,05 m⁻¹ ne sont observés.

— Pour les pressions plus élevées, une dissymétrie apparaît : le centre du diamètre du profil d'absorption $y = \frac{I(\nu)}{I_0(\nu)}$, mené à la cote $y = 1/2$, se trouve déplacé de 0,3 m⁻¹ du côté des basses fréquences pour une pression de 0,22 mm Hg de la vapeur saturante ($t = 96$ °C).

La dissymétrie que nous observons ainsi n'est donc pas celle des ailes de la raie d'absorption, comme dans les travaux antérieurs ; c'est une dissymétrie du corps même de la raie, mesurée à mi-hauteur, et qui inter-

vient directement dans les dispositifs que nous avons envisagés comme susceptibles d'intéresser la métrologie. En particulier, nous pouvons déjà tirer les conclusions suivantes : lorsqu'on utilise la vapeur à très basse pression (expériences du type Fastie), disons à $p \approx 10^{-5}$ mm Hg, la dissymétrie du profil n'est probalement pas décelable dans l'état actuel des techniques.

Mais lorsqu'on utilise les filtres magnéto-optiques pour affiner la raie transmise, on est amené à faire appel à des pressions de vapeur pour lesquelles la dissymétrie des bords de la raie d'absorption n'est pas négligeable. La raie filtrée voit alors son côté grandes fréquences plus absorbé que son côté basses fréquences : en même temps qu'elle se trouve affinée, elle est déplacée du côté basses fréquences.

Pour éviter ce grave défaut du filtrage magnéto-optique, il faut donc limiter la pression à des valeurs suffisamment basses (par exemple 10^{-3} mm Hg pour le mercure) et augmenter la longueur de la cellule absorbante (qui doit être tout entière dans le champ magnétique convenable). M^{me} Lagarde a montré [10] que l'on peut ainsi, comme la théorie le laisse prévoir, retrouver des profils d'absorption sensiblement de même largeur, mais symétriques.

Nous nous garderons bien d'apporter une conclusion à cet exposé puisque son but est au contraire d'ouvrir une discussion et de montrer que chacune des questions envisagées pose des problèmes qui restent à résoudre. Cependant il nous semble qu'il se dégage de cette brève revue le sentiment que les raies d'absorption sont susceptibles de rendre des services à la métrologie, sous une forme qu'il reste à discuter.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] FASTIE (W. G.), *J. Phys. Rad.*, **19**, 1958, p. 405.
 - [2] FASTIE (W. G.), *J. Opt. Soc. Am.*, **49**, 1959, p. 512.
 - [3] MROZOWSKI (S.), *Bull. Acad. Pol.*, 1930, p. 464; 1931, p. 489.
 - [4] COJAN (J. L.) et LENNUIER (R.), *C.R. Acad. Sci.*, **228**, 1949, p. 670.
 - [5] KESSLER (K. G.) et SCHWEITZER (W. G.), *J. Opt. Soc. Am.*, **49**, 1959, p. 199.
 - [6] SCHWEITZER (W. G.), *J. Opt. Soc. Am.*, **51**, 1961, p. 1466.
 - [7] BATARCHUKOVA (N. R.), KARTASHEV (A. I.) et KIRICHENKO (A. P.), reproduit dans *Optics and Spectrosc.*, **12**, 1962, p. 232.
 - [8] Une mise au point bibliographique sur la « perturbation par la pression des raies spectrales » a été faite par ROBIN (S.) et ROBIN (M^{me} S.), *J. Phys. Rad.*, **17**, 1956, p. 143.
 - [9] LAGARDE (D.) et LENNUIER (R.), *C.R. Acad. Sci.*, **253**, 1961, p. 832.
 - [10] LAGARDE (D.), *J. Phys. Rad.*, **23**, 1962, p. 266.
-

ANNEXE 6

LES LASERS

Par P. CONNES

Laboratoire Aimé Cotton, Bellevue

I. INTRODUCTION

Nous rappellerons d'abord brièvement le principe du laser, en nous limitant strictement à ce qu'il est utile de connaître pour les applications métrologiques.

Un laser peut être compris comme un oscillateur entretenu classique; celui-ci est constitué par l'association d'un élément résonnant (circuit ou cavité) et d'un amplificateur ou système à résistance négative. La fréquence des oscillations qui y prennent naissance est, en principe, entièrement déterminée par les caractéristiques du circuit résonnant, leur puissance par celles de l'amplificateur. Quant à la largeur de bande des oscillations, elle est limitée par les sources de bruit présentes dans l'oscillateur: bruit Johnson dans les résistances, effet grenaille dans les lampes. On peut comprendre leur effet en imaginant que chaque choc électronique provoque une petite fluctuation de phase aléatoire de l'oscillation qui est donc modulée en phase (ou en fréquence) et occupe une largeur de bande finie. Une étude détaillée montre que la finesse, inverse de la largeur relative, de la « raie » est proportionnelle à la puissance de l'oscillation entretenue. En fait, aucun oscillateur classique n'atteint cette limite, et des causes non essentielles (dérive thermique ou vieillissement du système résonnant) provoquent dans tous les cas des variations de fréquence très supérieures.

Le laser est la transposition de l'oscillateur classique aux fréquences optiques. Le système résonnant est maintenant un interféromètre à réflexions multiples que l'on peut considérer comme une cavité résonnante; son coefficient de surtension Q est égal au pouvoir de résolution bien connu des opticiens.

L'amplification est fournie par un milieu matériel (solide ou gaz) excité, capable d'émettre spontanément d'une part, d'absorber ou d'amplifier par émission induite d'autre part, sur une fréquence correspondant à une certaine transition entre deux niveaux. Si l'on sait réaliser, par un procédé d'excitation convenable, une inversion de population entre ces deux niveaux, l'émission induite l'emporte sur l'absorption, et le milieu se comporte comme un amplificateur, c'est-à-dire qu'une onde progressive s'y propage sans déformation, avec une amplitude qui croît exponentiellement. Si la

fréquence de la transition coïncide avec une fréquence propre de la cavité ou, dans le langage des opticiens, une bande passante de l'interféromètre, l'amplitude d'une onde progressive lancée initialement par l'émission spontanée va en augmentant jusqu'à ce qu'elle soit limitée, comme dans l'oscillateur classique, par la saturation de l'amplification. Il s'établit alors à l'intérieur de l'interféromètre un système d'ondes stationnaires; les lames semi-transparentes permettent le couplage avec l'extérieur et laissent échapper deux ondes progressives. Dans le régime permanent qui prend naissance la somme des puissances qu'elles emportent, plus la puissance dissipée dans les couches réfléchissantes elles-mêmes, est égale à la puissance apportée par le système qui crée l'inversion de population.

Les qualités essentielles de la lumière émise sont les suivantes. Tout d'abord le laser constitue une source *très directive*; en effet tous les atomes sont couplés entre eux par la présence de la cavité et obligés à rayonner en phase. Dans le cas le plus simple, celui d'un interféromètre Perot-Fabry à faces planes et du système d'ondes stationnaires le plus simple également, constitué par une série de plans nodaux et ventraux parallèles aux faces, l'onde émise est plane et parallèle aux faces, parfaitement cohérente. En d'autres termes, la directivité du faisceau émis n'est limitée que par la diffraction due au diamètre fini D des lames; la majeure partie de l'énergie est contenue dans un angle égal à λ/D et un angle solide de l'ordre de λ^2/D^2 ; on peut encore dire que l'étendue du faisceau est de l'ordre de λ^2 .

Deuxièmement le laser est une source *très puissante*. En effet le taux d'émission induite est proportionnel à la densité du rayonnement; or cette densité va en croissant jusqu'à ce que le régime permanent soit atteint, et n'est limité que par la vitesse avec laquelle les atomes sont amenés sur le niveau supérieur (et évacués du niveau inférieur). En conséquence, les atomes sont forcés à effectuer les transitions à un taux beaucoup plus élevé que par l'émission spontanée seule, et la puissance fournie par un volume donné de matière peut être beaucoup plus grande. Il ne semble pas exister de limitation strictement fondamentale à la puissance émise. Il est cependant assez remarquable que les puissances fournies par les différents lasers à gaz existant à ce jour soient comparables: de l'ordre du milliwatt, soit 10^{16} photons par seconde.

Enfin la propriété la plus remarquable est certainement la finesse de la raie émise. Elle n'est limitée, comme celle de l'oscillateur classique, que par la présence d'une source de bruit, c'est-à-dire ici de rayonnement incohérent à la même fréquence que l'oscillation entretenue. Mais, contrairement à ce qui se produit aux fréquences radioélectriques (et en particulier dans le cas du maser) l'émission thermique des parois de la cavité est totalement négligeable dans le domaine des fréquences visibles et du proche infrarouge; inversement la puissance émise par émission spontanée, bien que faible, ne l'est plus.

En conclusion, la finesse F de la raie correspondant à l'oscillation cohérente est proportionnelle à la puissance émise P ; elle peut s'écrire, dans le cas du laser à gaz qui nous intéressera plus loin: $F = P/8\pi h\delta\nu^2$ où $\delta\nu$ est la largeur de la bande passante de l'interféromètre. Comme la puissance n'est pas théoriquement limitée, la finesse ne l'est pas non plus. Avec les puissances mentionnées plus haut la finesse serait de l'ordre de 10^{17} .

Une conséquence très importante à la fois de la puissance et de la finesse de raie du laser est la possibilité d'observer des signaux de battement entre deux raies laser, ou même entre une raie laser et une raie incohérente classique [11] et donc d'observer avec une extrême sensibilité des variations de fréquence, ou de longueur d'onde. Cette technique est systématiquement utilisée pour les mesures dont il sera question plus loin.

II. RÉALISATIONS ET APPLICATIONS

Nous pouvons maintenant exposer dans quelle mesure les réalisations actuelles s'approchent des performances du laser idéal, et quelles améliorations il est possible d'attendre.

TABLEAU I

$\lambda(\mu\text{m})$	Gaz	Mode d'excitation	Bibliographie.	
7,18 } 3,20 }	Vapeur de césium à 175 °C	Pompage optique (Lampe à He excitée en HF, émettant la raie 3 888 Å)	[1]	
2,060 3		Hélium	Courant continu ou HF	
2,101 9 } 0,632 8 }	Néon	"		
1,618 } 1,694 } 1,793 } 2,061 }		Argon	"	[2]
1,690 } 1,694 } 1,784 } 1,819 } 1,921 } 2,116 } 2,189 }	Krypton		"	
2,026			Xénon	"
1,152			Hélium-Néon	HF ou courant continu. (Transfert d'excitation de He à Ne)
0,844 6		Oxygène moléculaire	HF (Transfert d'excitation à partir de Ne ou Ar)	[4]

Tous les lasers connus se rattachent à deux types : lasers à cristaux et lasers à gaz. Les premiers paraissent présenter peu d'intérêt pour la métrologie et nous ne les examinerons pas. En effet les raies émises ne sont pas remarquablement fines et elles sont assez peu stables; la cohérence spatiale est médiocre en raison des défauts d'homogénéité des cristaux et d'une façon générale les résultats sont peu reproductibles. Leur propriété la plus remarquable est une puissance de crête extrêmement grande (pouvant aller jusqu'au mégawatt) en fonctionnement pulsé, qui se prête bien à des applications du type radar.

Les caractéristiques des lasers à gaz existant à l'heure actuelle sont données dans le tableau I.

Le plus ancien et le plus complètement étudié est le laser à mélange hélium-néon [3]; il a servi à établir la plupart des résultats qui suivent.

a. Cohérence spatiale. — Le premier appareil décrit, de longueur 1 m, comportait des lames planes de diamètre utile 1 cm. Dans ces conditions la cohérence spatiale peut être presque parfaite, ce qui se vérifie par l'observation de franges d'Young de bonne visibilité, et par la mesure de l'étalement angulaire du faisceau, de l'ordre de 10^{-4} rad. Ce résultat n'est obtenu qu'avec des lames d'excellente qualité (défauts de l'ordre de $\lambda/200$) et un réglage pratiquement parfait. Le moindre défaut fait apparaître des modes plus compliqués et moins favorables, correspondant à des faisceaux moins concentrés [5]. Le réglage et l'isolement du mode principal paraissent plus faciles à obtenir avec des interféromètres utilisant deux miroirs sphériques formant un système afocal [6]. L'obtention d'une cohérence parfaite n'est d'ailleurs pas essentielle pour les applications métrologiques; le faisceau même déformé restant d'étendue si faible qu'il sera facilement transmis par les interféromètres utilisés (Michelson ou Perot-Fabry).

b. Spectre. — Le spectre produit est en général beaucoup moins simple que celui qui est attendu d'après les considérations élémentaires données plus haut, et ceci pour plusieurs raisons.

Tout d'abord les amplifications relativement faibles obtenues en général avec les milieux gazeux, de l'ordre de quelques pour cent par mètre, obligent à utiliser des interféromètres de grande longueur l (de l'ordre du mètre) afin d'atteindre le seuil d'accrochage. En conséquence, l'écart entre deux modes axiaux consécutifs $\Delta\sigma = \frac{1}{2l}$ ou $\Delta\nu = \frac{c}{2l}$ diminue et devient très inférieur à la largeur de la raie, essentiellement une largeur Doppler dans les conditions utilisées.

Dans ces conditions, lorsque l'amplification va en augmentant, un nombre croissant de modes entrent en oscillation et le spectre du laser se compose d'une série de raies d'intensités inégales, avec une séparation $\Delta\nu$. Ceci peut être un inconvénient sérieux pour des applications telles que le comptage de franges à longue distance par exemple, la visibilité des franges s'annulant pour des différences de marches $\delta = (2k + 1)l$.

À dire vrai il est possible, en réduisant suffisamment le gain, d'obtenir l'oscillation sur le seul mode le plus voisin du sommet de la raie. Mais on limite ainsi fortement la puissance disponible; d'autre part ces conditions de fonctionnement risquent d'être relativement instables. Une amélioration

de la situation peut être obtenue au moyen de coefficients d'amplification beaucoup plus grands, permettant de réduire la longueur de l'interféromètre; il semble que dans le cas de la vapeur de césium un laser de quelques centimètres de long soit réalisable. Une seconde solution est l'emploi d'un interféromètre composé [7] comportant trois surfaces réfléchissantes, mais dont la réalisation apparaît difficile.

Enfin une complication supplémentaire apparaît avec l'existence de modes paraxiaux, correspondant à une propagation légèrement oblique, dont les fréquences peuvent différer légèrement de celles des modes axiaux. Ils produisent un groupe complexe de satellites faibles qui accompagnent les raies principales. Il semble qu'un des avantages de l'interféromètre afocal soit la disparition de ces modes.

c. Fréquence d'oscillation et stabilité. — Cette question est évidemment essentielle pour le métrologue. Elle n'est malheureusement pas simple et nous ne pourrions la traiter ici, même approximativement; nous nous contenterons de donner les résultats essentiels [8] [9]. Les fréquences d'oscillations mesurées diffèrent légèrement des fréquences calculées des modes axiaux. Elles sont légèrement « attirées » par le centre de la raie d'émission; d'autre part leur écart augmente avec le coefficient d'amplification.

Du point de vue de l'utilisateur le résultat est donc le suivant. La ou les fréquences d'oscillations tombent à l'intérieur du profil Doppler de la raie d'émission en des positions qui dépendent essentiellement de la longueur de l'interféromètre dont la stabilité ne peut être excellente en raison de la nécessité d'y dépenser une puissance assez grande (10 à 100 W).

D'autre part les variations d'indice du gaz et des conditions d'excitation viennent encore ajouter des causes de déplacements. Dans ces conditions le laser ne peut être une source stable par lui-même, il est nécessaire de l'asservir. L'asservissement par lui-même ne présente pas de difficulté particulière [10] mais la stabilité obtenue ne sera que celle de l'étalon utilisé, ce qui transpose le problème.

Plusieurs solutions ont été proposées. Une seule a été essayée [8]. Elle consiste à faire fonctionner le laser en mode unique et à l'asservir de façon à obtenir le maximum du signal; la fréquence d'oscillation coïncide alors en principe avec celle du centre de la raie d'émission, qui sert d'étalon. Un défaut de reproductibilité de l'ordre de 20 MHz, soit 1/50 de la largeur de la raie, ou encore une définition de l'ordre de 10^7 a été atteinte. Il semble difficile de faire beaucoup mieux par ce moyen.

Un critère de centrage beaucoup plus sensible a été proposé [9] mais non encore essayé. Il consiste à faire osciller le laser sur trois modes simultanément; si ces trois modes sont disposés asymétriquement par rapport au profil (supposé symétrique) de la raie, ils donnent naissance après détection par un photomultiplicateur à deux fréquences de battement légèrement différentes; cette différence s'annule lorsque la symétrie est parfaite. Elle pourrait être utilisée comme signal d'erreur pour réaliser l'asservissement. Il est possible que l'on puisse de cette façon atteindre la définition de la raie elle-même. Il n'y a malheureusement aucune raison a priori de la supposer excellente. Néanmoins, le nombre de raies laser doit certainement augmenter de façon considérable dans l'avenir et l'on peut espérer que des raies plus favorables seront obtenues.

D'autres solutions consistent à stabiliser la fréquence laser, par rapport à une raie d'émission ou d'absorption différente, mais très voisine; elles reposent donc sur l'espoir de trouver des coïncidences accidentelles. Dans le cas d'une raie d'absorption la stabilisation serait obtenue en envoyant le faisceau laser à travers la cuve à absorption; on s'efforcera de placer un mode sur chaque flanc de la raie et d'égaliser leurs intensités.

Dans le cas d'une raie d'émission un signal de battement incohérent [11] serait obtenu par mélange dans un photomultiplicateur.

Enfin une stabilisation par rapport à une raie quelconque pourrait être obtenue indirectement, en passant par l'intermédiaire d'un étalon Perot-Fabry traversé simultanément par la raie laser et la raie étalon, et asservi par rapport à cette dernière.

En conclusion, il est vraisemblable qu'il s'écoulera longtemps avant que la stabilité d'une raie laser puisse approcher sa finesse. Néanmoins, le laser offre dès maintenant des possibilités très intéressantes pour le comptage de franges à longue distance en particulier. En outre, il semble probable que l'interconnexion qu'il permet d'établir entre les mesures de longueur et les mesures de fréquence sera très fructueuse.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] *Applied Optics*, **1**, 1962, p. 513.
 - [2] *Phys. Rev. Letters*, **9**, 1962, p. 102.
 - [3] *Phys. Rev. Letters*, **6**, 1961, p. 105.
 - [4] *Phys. Rev. Letters*, **8**, 1962, p. 470.
 - [5] *J. Opt. Soc. Am.*, **52**, 1962, p. 31.
 - [6] *Bell Syst. Techn. J.*, **40**, 1961, p. 489.
 - [7] *Bell Syst. Techn. J.*, **41**, 1962, p. 453.
 - [8] *J. Opt. Soc. Am.*, **52**, 1962, p. 96.
 - [9] *Phys. Rev.*, **126**, 1962, p. 580.
 - [10] *Rev. Sci. Inst.*, **33**, 1962, p. 601.
 - [11] *J. Opt. Soc. Am.*, **51**, 1961, p. 253.
-

ANNEXE 7

COMPARATEURS INTERFÉRENTIELS

Par K. M. BAIRD

National Research Council, Ottawa

(Traduction remise)

INTRODUCTION

La principale utilisation du nouvel étalon primaire de longueur est l'étalonnage des étalons secondaires qui servent en métrologie légale, technique et scientifique. Pour satisfaire aux conditions actuelles et à celles du proche avenir, certains de ces étalonnages doivent avoir une précision d'au moins 10^{-7} , soit $0,1 \mu\text{m}$ par mètre. Celle-ci est très voisine de la limite pratique de précision de la comparaison entre les longueurs d'étalons matériels et les longueurs d'onde. Ceci implique une haute performance des comparateurs interférentiels.

Dans les techniques de comparaison, il semble possible de limiter les sources d'erreurs telles que celles dues aux effets de la température, au pointé, etc., de façon que chacune d'elles soit de l'ordre de 10^{-8} . Cependant des limitations effectives, qui seront examinées ultérieurement, rendent illusoire une telle précision sur le résultat final de la mesure des étalons secondaires tels que nous les connaissons actuellement. C'est, évidemment, le cas des mesures de semi-routine et aussi lorsqu'on a un étalon dont la longueur n'est pas rigoureusement définie du fait d'un manque de spécifications concernant la méthode d'observation (telle que l'emploi d'un certain type de microscope photoélectrique ou d'un genre particulier de comparateur mécanique).

On a montré que l'étalon primaire peut être reproduit à 10^{-9} près lorsque certaines précautions, d'ailleurs difficiles à observer, ont été prises. Par contre, on peut facilement le reproduire à 10^{-8} près en suivant les instructions recommandées par le C.I.P.M. Ainsi donc, l'étalon primaire n'introduit plus par lui-même une limitation importante à la précision. Il n'y a pas davantage de limitations graves imposées par les procédés de pointé des franges interférentielles. Ceux-ci peuvent être effectués par une méthode visuelle ou photoélectrique avec une précision supérieure à 10^{-8} pour les longueurs plus grandes que 1 décimètre ou avec une erreur inférieure à $0,002 \mu\text{m}$ pour les longueurs plus faibles.

La difficulté de dépasser la précision de 10^{-7} dans une comparaison est liée premièrement aux problèmes de la connaissance convenable des paramètres qui déterminent le milieu environnant et qui modifient la longueur de l'étalon. Deuxièmement elle est liée aux procédés de comparaison qui consistent à s'assurer que la distance ou la translation des surfaces optiques, mesurées au moyen de l'étalon primaire, correspondent effectivement à celles des autres longueurs physiques à comparer. Ces problèmes sont les plus simples avec les étalons secondaires de longueurs d'onde parce qu'ils sont de même nature que l'étalon primaire; ils ne sont cependant déterminés avec difficulté qu'à 2×10^{-8} , comme nous l'avons déjà vu.

L'objet de cet exposé est d'attirer l'attention sur les problèmes particuliers de la comparaison interférentielle avec l'espoir d'en accélérer la solution. Il est essentiel de « brasser » à l'échelle internationale les techniques des comparateurs interférentiels pour atteindre le but d'un étalon international, assurant au mètre la signification d'une même longueur en tout temps et en tout lieu. Un tel « brassage » serait, bien entendu, réalisé sous les auspices du Bureau International et de ce Comité Consultatif.

Les comparateurs interférentiels peuvent être raisonnablement classés en deux catégories destinées respectivement à la mesure des étalons à bouts et à la mesure des étalons à traits. Avant de considérer les problèmes particuliers à chaque type, je voudrais mentionner quelques-uns de ceux qui leur sont communs.

TEMPÉRATURE

La détermination et le contrôle de la température est un des problèmes les plus difficiles en ce qui concerne l'état du milieu environnant, mais c'est un de ceux qui a été le plus étudié. Il suffit de suivre une technique bien éprouvée pour la réalisation d'écrans protégeant à la fois du rayonnement et de la conduction, et d'utiliser des structures massives, pour obtenir la température à 0,001 degré près, ce qui correspond à une incertitude de 10^{-8} sur la longueur de la plupart des matériaux avec lesquels les étalons sont fabriqués. Je voudrais cependant signaler le grand avantage d'une circulation d'air à l'intérieur de l'enceinte contenant l'interféromètre. Ceci produirait normalement une fâcheuse élévation progressive de la température dans une chambre parfaitement isolée, en raison de l'accumulation de chaleur provenant de l'énergie communiquée à l'air. La difficulté est cependant facilement évitée par l'emploi d'une petite turbine à air pour entraîner le ventilateur qui agite l'atmosphère; l'échappement de cette turbine se fait à travers un serpentin de cuivre situé dans la chambre, ce qui permet d'obtenir une réfrigération qui compense l'échauffement dû à l'agitation.

INDICE DE RÉFRACTION

Le contrôle et la connaissance de l'indice de réfraction est le second facteur important du milieu environnant qui affecte alors l'étalon de longueur d'onde. Dans la mesure des calibres plus longs que 1 décimètre, il est préférable de le rapporter à des valeurs dans le vide, conformément aux procédés de Kösters. En fait, la méthode fournit les résultats en fon-

tion des longueurs d'onde dans le vide, mais elle a en même temps l'avantage de maintenir une atmosphère dans l'interféromètre. Notre expérience a mis en évidence quelques faits qui peuvent présenter un certain intérêt.

Nous avons trouvé, en ce qui concerne l'indice de réfraction de l'air, qu'il est essentiel d'agiter l'air à l'intérieur de l'enceinte contenant l'interféromètre afin d'obtenir une mesure précise, à la fois pour les étalons à bouts et pour les étalons à traits. Autrement il peut se présenter des régions d'indices de réfraction différents, dues à des courants de convection ou à des vapeurs, et qui produisent des différences de la longueur optique atteignant 2 à 3×10^{-8} pour deux régions voisines de l'interféromètre.

Dans la technique de mesure des étalons à traits, on a utilisé au N.R.C. la formule d'Eidlén pour obtenir une correction théorique de l'indice de réfraction de l'air en fonction des enregistrements de température, de pression et d'humidité relative. La correction a été ensuite modifiée d'après les observations de contrôle sous vide, de telle façon que le résultat final est effectivement rapporté à des longueurs d'onde dans le vide. Les résultats ont montré que la formule d'Eidlén conduirait à une précision supérieure à 5×10^{-8} pour l'air de notre laboratoire, en tenant compte seulement des corrections pour la température, la pression et l'humidité. Il faut remarquer, puisqu'il est plus facile de déterminer l'indice de réfraction de l'air plutôt que sa composition, qu'il ne semble pas qu'on tirerait profit d'un accord international sur une valeur plus précise de l'indice de réfraction de l'air normal, du moins dans la région visible.

Un fait concernant l'indice de réfraction conduit à la question de savoir s'il convient ou non que l'enceinte de l'interféromètre soit hermétique à la pression. Dans le cas des comparateurs pour étalons à bouts, il est facile et par conséquent préférable d'utiliser ce moyen pour contrôler la pression. Toutefois, les comparateurs pour étalons à traits sont plus grands et plus compliqués à cause des microscopes et en raison de la nécessité du déplacement de l'étalon, aussi est-il souhaitable de ne pas avoir une enceinte étanche à l'air bien que les petites variations de la pression barométrique durant les mesures puissent perturber sensiblement la précision. Notre solution à ce dernier problème est d'employer un microbaromètre enregistreur, sensible à 0,01 mm Hg, sur lequel sont enregistrés les temps de chaque observation interférométrique. Les enregistrements montrent, d'un coup d'œil, s'il convient d'introduire des corrections et, en cas de variation pendant le temps des lectures, de quelle importance elles doivent être relativement aux mesures effectuées sous vide et à la détermination de la longueur de l'étalon.

AUTRES CONSIDÉRATIONS

Pour la mesure des étalons de longueur entre 1 décimètre et 1 mètre, plusieurs laboratoires utilisent la méthode par laquelle l'étalon est comparé à un autre étalon matériel. Au N.R.C. nous avons trouvé qu'il est parfaitement praticable et préférable de faire toujours des comparaisons directement avec la radiation étalon primaire en utilisant la méthode des excédents fractionnaires pour déterminer le nombre de longueurs d'onde. Cette technique sera améliorée avec la connaissance plus précise des étalons secondaires de longueur d'onde qui seront établis par ce Comité Consultatif.

Au moyen de notre comparateur on peut mesurer des intervalles inconnus en utilisant seulement l'échelle incorporée à l'instrument et les observations sur quatre radiations du krypton 86. Il faut signaler l'importance d'un monochromateur assez puissant.

Il y a des dispositifs interférentiels, récemment proposés, avec lesquels on peut observer des franges sur des surfaces séparées d'une distance double de la différence de marche, afin de mesurer le mètre en une seule étape. A mon avis, de tels dispositifs n'ont aucun avantage qui compense leur complexité. Premièrement, ils obligent quand même à effectuer deux lectures et, de ce fait, n'augmentent pas la précision; de plus, ils ne semblent pas être tellement plus faciles à utiliser que les méthodes habituelles en deux étapes dans la mesure des grandes distances. Deuxièmement, d'autres méthodes de multiplication optique, telles que les franges de Brewster ou les lasers, rendront possibles les mesures de distances beaucoup plus grandes. Le mètre n'est plus cet intervalle spécial qu'il a été.

Il y a plusieurs autres facteurs de correction relatifs aux différentes sources d'erreur possibles telles que la lumière cohérente parasite, les effets d'obliquité, les corrections d'ouverture, etc. Ces derniers sont bien connus et je ne les discuterai pas ici.

COMPARATEURS POUR ÉTALONS A BOUTS

On utilise depuis plus de soixante ans les comparateurs interférentiels pour la mesure des étalons à bouts, et la technique a atteint un très haut degré de développement. Quelques modifications de technique, utilisant avantageusement les sources améliorées, peuvent rendre possibles une augmentation de la précision et la mesure d'étalons plus grands mais, d'une façon générale, il n'est pas nécessaire de s'étendre longuement sur ce genre de comparateurs. Pour les étalons courts les franges de Fizeau sont généralement utilisées, par exemple dans le comparateur de Zeiss vieux de soixante ans et dans les interféromètres du type N.P.L. plus récents. Pour les étalons plus grands l'interféromètre de Michelson est le plus utilisé, tel celui de Kösters sur lequel sont copiés presque tous les comparateurs des laboratoires nationaux; le comparateur conçu par les métrologistes de l'U.R.S.S. est cependant une exception intéressante. Au moyen de ces comparateurs on peut assez facilement déterminer la longueur optique d'un étalon (c'est-à-dire la distance entre deux surfaces optiques, l'une formée par un des bouts de l'étalon, l'autre étant une surface plane collée à l'autre extrémité de l'étalon) avec une précision presque aussi grande que celle avec laquelle on peut comparer des longueurs d'onde, les limitations étant les mêmes.

La principale difficulté qui limite la précision avec laquelle on peut mesurer un étalon à bouts est de déterminer la différence entre la longueur optique et la longueur pratique de l'étalon lorsqu'il est utilisé dans une mesure secondaire. La difficulté est particulièrement grande avec les étalons à bouts parce qu'ils définissent une longueur par leurs faces terminales qui sont opposées, de sorte que des manifestations différentes de la surface (optique ou mécanique) produisent une différence de longueur du premier ordre, contrairement au cas d'un intervalle défini par deux surfaces ou deux

traits reliés entre eux par une pure translation. Les effets contribuant à créer cette différence de longueur sont : la convergence des surfaces collées, les courbures et la rugosité des surfaces, les variations de perte de phase dans la substance, la nature et la grandeur des pressions exercées sur les surfaces dans les applications mécaniques. Ces effets sont souvent plus complexes qu'on ne le croit généralement. Par exemple, pour le dernier nommé, on doit inclure en plus des charges extérieures appliquées, la force de cohésion des contacts de collage et les forces dues à l'énergie de surface, semblables à celles qui tendent à fermer une microfissure dans les matériaux.

On peut, avec difficulté, limiter ces effets à $0,1 \mu\text{m}$; avec l'effet de la température sur la longueur de l'étalon, l'erreur totale sera d'environ 10^{-7} pour des longueurs inférieures à 1 mètre. A cette erreur on doit ajouter celle des observations; cette dernière est normalement plus faible comme nous l'avons vu précédemment.

COMPARATEURS POUR ÉTALONS A TRAITS

Dans le passé, la mesure des étalons à traits a été effectuée tout naturellement par comparaison directe avec d'autres étalons à traits, parmi lesquels le Mètre prototype. Comme conséquence il n'y a pas eu de développement important de la technique de comparaison directe de tels étalons avec des longueurs d'onde, si ce n'est par l'intermédiaire des étalons à bouts. Les quelques expériences classiques pour déterminer la relation entre le mètre et la longueur d'onde de la raie rouge du cadmium n'ont pas été faites par des moyens se prêtant aux mesures de routine; en fait, elles dépendaient principalement de l'emploi d'étalons à bouts comme intermédiaires, technique de mesure qui a probablement contribué dans une très large part aux erreurs de ces expériences. Ce n'est que tout récemment que des comparateurs interférentiels ont été spécialement construits pour la mesure directe en longueurs d'onde des étalons à traits; nous les considérerons donc avec quelques détails.

Le moyen le plus naturel et le plus simple, et qui me semble le meilleur, pour la comparaison directe des étalons à traits et des longueurs d'onde est la méthode par laquelle l'étalon a un miroir fixé à une de ses extrémités et subit une translation sous un microscope; le miroir constitue un élément d'un interféromètre de sorte que la translation de l'étalon peut être mesurée en fonction des longueurs d'onde et, par l'intermédiaire du microscope, en fonction des intervalles des traits de l'étalon, donnant ainsi la relation entre ce dernier et les longueurs d'onde. Ce procédé a été proposé par Ch. Volet et N. Cabrera en 1950 et apparaît, comme étant le plus largement adopté par les laboratoires nationaux.

Un comparateur basé sur ce principe a été tout d'abord utilisé au N.R.C. en 1955 et a été ensuite continuellement amélioré, de sorte qu'en 1960 il fut facile de mesurer quatre copies de l'ancien Mètre étalon, notamment les copies anglaises et américaines en Pt-Ir, en fonction de l'étalon nouvellement proposé, la radiation orangée du krypton 86. Les résultats confirment qu'il n'y aurait pas d'appréciable discontinuité expérimentale avec la nouvelle définition du mètre. Les premières mesures ont été faites par pointés visuels sur l'étalon à traits, mais le comparateur vient d'être équipé d'un microscope photoélectrique de la Société Genevoise.

Des comparateurs pour la comparaison directe des étalons à traits et des longueurs d'onde ont aussi été conçus et réalisés en U.R.S.S., en Allemagne, au Japon, en Australie, en plus de ceux construits par la Société Genevoise pour le Bureau International et quelques autres laboratoires nationaux. Comme il n'y a pas encore eu de rapport détaillé sur l'expérimentation dans la mesure interférentielle des étalons à traits, j'examinerai quelques considérations d'ordre général qui sont apparues lors de l'utilisation de l'instrument du N.R.C. et qui sont vraisemblablement applicables à tous les dispositifs.

Le montage interférentiel du comparateur du N.R.C. est du type Michelson. Un des miroirs terminaux est léger et est directement fixé à l'extrémité de l'étalon à traits par une attache légère et un soupçon de colle afin d'être sûr qu'il ne se déplace pas pendant les mesures. Les précautions habituelles concernant la température, les effets de l'inclinaison (dus par exemple à la direction de translation de l'étalon) sont évidentes et il n'est pas nécessaire de les exposer ici.

La différence principale entre les anciennes techniques interférentielles et celles pour l'étalonnage des étalons à traits est qu'il faut déplacer l'étalon avec précision, et qu'il ne faut pas déranger les positions relatives du microscope et des éléments de l'interféromètre pendant la translation de l'étalon à traits. Cette particularité exige un bâti d'une rigidité et d'une stabilité extrêmes, ce qui est réalisé de préférence par un modèle très massif, et de cinématique simple et symétrique.

Le moyen par lequel le comparateur du N.R.C. a satisfait ces exigences a été décrit antérieurement ⁽¹⁾. Les résultats obtenus avec ce comparateur se sont révélés très satisfaisants et ont montré qu'il est possible d'effectuer des mesures de semi-routine avec une grande précision. Une instabilité apparente mentionnée dans l'article causait un déplacement régulier du microscope de $0,03 \mu\text{m}$ pendant la translation de 1 mètre du chariot portant l'étalon à traits. On a trouvé depuis que cette instabilité était due à une légère transmission de force entre l'enceinte et l'interféromètre; on a maintenant éliminé ce défaut. Les résultats de mesures récentes en utilisant le microscope photoélectrique ont montré que l'écart-type d'une seule détermination est de $0,02 \mu\text{m}$.

Je pense que le résultat le plus important de nos expériences a été de montrer qu'il est très facile et pratique de mesurer, avec une grande précision, les étalons à traits directement en longueurs d'onde; un nombre donné d'intervalles peut être étalonné plus facilement et en moins de temps qu'il n'en faut pour étudier le même nombre d'étalons à bouts. Logiquement, les appareils pour la comparaison directe d'étalons à traits entre eux ne présentent donc plus d'intérêt.

Je ne crois pas que le nouvel instrument du Bureau International aurait été conçu suivant ce principe traditionnel si ce fait avait été connu il y a quelques années, mais qu'il aurait été beaucoup plus simple, comme notre comparateur par exemple. Une autre conséquence est de limiter le domaine de mesure du micromètre du microscope à quelques microns.

La méthode de mesure par le déplacement de l'étalon se prête facile-

⁽¹⁾ BAIRD (K. M.), Interference comparator for the calibration of line standards directly in terms of standard wavelengths, *Rev. Sci. Instr.*, **32**, 1961, p. 550.

ment aux méthodes d'étalonnage automatiques qui utilisent le principe du comptage des franges interférentielles. Des expériences antérieures au N.R.C. sur de telles méthodes, en utilisant les sources traditionnelles, ne nous ont pas enthousiasmés, mais le développement des lasers donne à cette technique de nouvelles possibilités.

Le principe de mesure par translation de la surface optique et de l'étalon élimine les effets associés aux bouts, tels que ceux qui ont été examinés pour les étalons à bouts. A mon avis, cela signifie qu'une plus grande précision sera finalement possible dans la mesure des étalons à traits que dans celles des étalons à bouts. En outre, les étalons à traits peuvent être plus facilement mesurés, et ils se prêtent au procédé d'interpolation. Ces caractéristiques peuvent avoir comme résultat que l'usage des étalons à traits augmentera fortement par rapport à celui des étalons à bouts.

CONCLUSION

En conclusion, je crois qu'il convient de suggérer ici qu'il serait utile que ce Comité Consultatif organise un échange international d'étalons de longueur afin d'éprouver les techniques de mesure. Cependant, il serait probablement préférable de retarder cet échange afin de laisser le temps aux laboratoires intéressés de développer leurs techniques.

ANNEXE 8

FOURNISSEURS DE NUCLIDES
POUR LAMPES SPECTROSCOPIQUES

(Renseignements communiqués en 1961 en réponse à une demande
du Président du Comité Consultatif)

Fournisseur	Pureté isotopique %	Prix approximatif pour 1 mg
<i>Krypton 86</i>		
Oak Ridge National Laboratory, P.O. Box X, <i>Oak Ridge</i> , Tennessee U.S.A.	99	2 dollars
National Research Council, Applied Physics Division, Sussex Drive, <i>Ottawa</i> , Canada	99	
Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Bundesallee 100, <i>Braunschweig</i> , Rép. Féd. Allemagne.....	99	1 lampe, 150 D.M.
Association de l'Union « Sojouschimexport », <i>Moscou</i> , U.R.S.S.		non indiqués
<i>Mercure 198</i>		
Atomic Energy Commission, Commercial Products Division, P. O. Box 93, <i>Ottawa</i> , Canada	98-98,5	35 dollars
Oak Ridge National Laboratory	99	20 »
Optos Instruments Co., 1 107 Lewis Avenue, <i>Rockville</i> , Maryland, U.S.A.		lampes à Hg 198
Association de l'Union « Sojouschimexport »		non indiqués
<i>Cadmium 114</i>		
Chemistry Division, Building 7, Atomic Energy Research Establishment, <i>Harwell</i> , Didcot Berks, England	97,1	2 dollars
Oak Ridge National Laboratory	99	0,6 »
Association de l'Union « Sojouschimexport »	> 93	60 kopecks

MESURE DE LA LONGUEUR D'ONDE
DES RADIATIONS ÉTALONS SECONDAIRES
ET DE LA RADIATION ÉTALON PRIMAIRE
SANS PERTURBATION

Par J. TERRIEN et J. HAMON

Bureau International des Poids et Mesures

Résumé. — On donne dans cette Note les résultats des mesures précises de la longueur d'onde dans le vide de trois radiations du krypton 86, de quatre radiations du cadmium 114 et de quatre radiations du mercure 198. On expose ensuite les mesures destinées à la connaissance de la longueur d'onde de la radiation étalon du krypton 86 émise par des atomes au repos et non perturbés.

LONGUEUR D'ONDE DES RADIATIONS ÉTALONS SECONDAIRES

L'interféromètre employé est celui de Michelson fonctionnant dans le vide. Chaque comparaison à la différence de marche D est suivie immédiatement d'une observation à la différence de marche $-D$, dans le double but de neutraliser la dispersion de l'ensemble séparatrice-compensatrice et l'inégalité des défauts de planéité des deux ondes interférentes. La somme des deux excédents fractionnaires est employée pour le calcul des longueurs d'onde; le résultat est équivalent à celui que donnerait un étalon Perot-Fabry muni de deux miroirs identiques, absolument dépourvus de dispersion de phase et capables de laisser entre eux une distance rigoureusement uniforme. De plus, on a contrôlé, avec un photomultiplicateur, que la répartition des éclairagements sur les miroirs interférentiels pouvait être reproduite de la même façon sur toutes les raies; on s'est aussi assuré que la petite ouverture circulaire placée dans le plan des anneaux d'interférence est centrée sur les anneaux, et éclairée uniformément en l'absence d'interférences.

Le flux transmis par l'ouverture est reçu par un photomultiplicateur à cathode Cs_3Sb , suivi d'un galvanomètre à enregistreur qui inscrit l'intensité du courant photoélectrique pendant une ou plusieurs dizaines de secondes, à chacun d'une suite de six retards équidistants de la compensatrice. La sensibilité est suffisante pour que l'effet grenaille du courant photoélectrique soit rendu visible.

Une analyse des causes d'erreurs, que l'on espère complète, montre que les précautions prises doivent réduire l'erreur systématique à environ

0,001 ordre d'interférence, c'est-à-dire à mieux que 5×10^{-9} en valeur relative pour toutes les longueurs d'onde citées ici. Les erreurs accidentelles peuvent venir des variations de la luminance des lampes, de l'effet grenaille si les raies sont très peu intenses, ou de réglages imparfaits; les mesures ont été répétées en nombre suffisant pour que leur moyenne ait une erreur accidentelle probablement inférieure aux erreurs systématiques précédentes.

Krypton 86. — Lampe de Engelhard, diamètre du capillaire 2 mm, fonctionnant et observée dans les conditions recommandées par le Comité International des Poids et Mesures en 1960. Différence de marche 150 mm.

Longueur d'onde dans le vide

(Unité : 10^{-10} m)

6 458,071 96	$\pm 0,000 03$
5 651,128 57	»
4 503,616 16	»

Cadmium 114. — Lampe N° 15 : Lampe sans électrodes offerte par le N.S.L. d'Australie par l'intermédiaire de C. F. Bruce, contenant de l'argon à la pression de 3 mm Hg.

Lampe N° 14 : Lampe semblable contenant de l'argon à la pression de 10 mm Hg.
Différence de marche 150 mm.

*Longueur d'onde dans le vide,
non corrigée de la pression d'argon*

(Unité : 10^{-10} m)

Lampe N° 15	Lampe N° 14	
6 440,248 4	6 440,249 5	$\pm 0,000 2$
5 087,237 9	5 087,238 4	$\pm 0,000 1$
4 801,252 2	4 801,252 6	»
4 679,458 2	4 679,458 6	»

Mercure 198. — Lampe A : Lampe sans électrodes offerte par le N.B.S. (Washington), contenant de l'argon à la pression de 3 mm Hg.

Lampe B : Lampe sans électrodes offerte par le N.R.C. (Ottawa), contenant de l'argon à la pression de 0,3 mm Hg.

Différence de marche 250 mm. La lampe est refroidie à 2 °C. Les longueurs d'onde ont été mesurées dans l'air en 1959 et réduites au vide par la formule d'Edlén.

*Longueur d'onde dans le vide,
non corrigée de la pression d'argon*

(Unité : 10^{-10} m)

Lampe A	Lampe B	
5 792,268 58	5 792,268 48	$\pm 0,000 05$
5 771,198 60	5 771,198 48	»
5 462,270 83	5 462,270 63	»
4 359,562 54		

La correction à pression d'argon nulle, d'après les données de Baird et Smith (*Can. J. Phys.*, **35**, 1957, p. 455), donne les résultats corrigés suivants

Longueur d'onde corrigée à pression nulle d'argon
(Unité : 10^{-10} m)

Lampe A	Lampe B
5 792,268 40	5 792,268 46
5 771,198 42	5 771,198 46
5 462,270 65	5 462,270 61
4 359,562 42	

Sur les qualités de ces radiations optiques, leur profil spectral, leur renversement, les changements de leur longueur d'onde, le Bureau International a publié de nombreuses observations que l'on peut trouver dans les *Procès-Verbaux du C.I.P.M.*, tomes **24**, 1954 et **26-B**, 1958.

RECHERCHE DE LA LONGUEUR D'ONDE
DE LA RADIATION ÉTALON SANS PERTURBATION

En vue de saisir par l'expérience le nombre d'ondes de la radiation étalon produite par des atomes immobiles et non perturbés, les efforts du Bureau International ont donné des résultats qui semblent satisfaisants.

Il est bien certain qu'une extrapolation à intensité nulle du courant de décharge est insuffisante, car les perturbations mutuelles des atomes voisins subsistent; on doit extrapoler à pression nulle. D'autre part, la radiation émise en bout d'un capillaire illuminé par une décharge électrique en courant continu change de longueur d'onde avec le sens du courant; avec une lampe du type Engelhard, son profil n'a pas la même largeur lorsqu'elle est émise par l'une ou l'autre des extrémités du capillaire, comme le prouvent nos mesures de la visibilité des interférences; il existe aussi une différence de pression considérable du krypton gazeux entre les extrémités du capillaire; pour toutes ces raisons, l'extrapolation a été faite sur les résultats d'observations portant sur une lampe observée en travers, car l'interprétation des résultats est alors plus simple.

Ensuite, des mesures sur une lampe Engelhard observée en bout, après les corrections appropriées, ont fourni une confirmation de la longueur d'onde non perturbée obtenue avec la lampe observée en travers.

Enfin, une étude de l'influence des variations de la densité du courant de décharge dans le capillaire a complété les données qui permettent de connaître la longueur d'onde exacte de la radiation émise par la lampe de Engelhard dans des conditions variées.

Lampe à krypton 86 observée en travers. — Cette lampe a été offerte par K. M. Baird du N.R.C. du Canada en mai 1961. Le gaz lumineux qui éclaire l'interféromètre est dans une partie du tube dont la section quasi-rectangulaire mesure 2×13 mm. L'intensité du courant de décharge était 20 mA. La température de condensation du krypton était mesurée au bas d'une tubulure latérale soudée sur la branche anodique de la lampe.

L'interféromètre de Michelson dans le vide (pression résiduelle de l'air 5×10^{-5} mm Hg environ) était réglé à la différence de marche de 400 mm.

Sa stabilité étant excellente, on mesurait l'excédent fractionnaire de l'ordre d'interférence lorsque la température de la lampe était portée plusieurs fois et alternativement à deux valeurs différentes T_1 et T_2 . Ces excédents, inscrits par des points sur un graphique en fonction du temps en abscisses, permettaient de tracer deux courbes de dérive de l'interféromètre. La différence d'ordonnées de ces deux courbes est une mesure de la différence de longueur d'onde entre les deux pressions du krypton obtenues aux deux températures. La dérive de l'interféromètre était de l'ordre du centième d'ordre d'interférence en deux heures. Pendant cette durée, on déterminait la position de cinq à sept points sur chaque courbe. Le temps nécessaire pour changer puis stabiliser la température est en effet d'environ 20 minutes.

Quatre différences du nombre d'ondes σ ont été mesurées. Les résultats suivants, exprimés en nombre d'ondes $\Delta\sigma$ par mètre, ont été obtenus (tableau I); le nombre d'ondes est une fonction décroissante de la pression p du krypton.

TABLEAU I

T_1 (°K)	T_2 (°K)	p_1 (mm Hg)	p_2 (mm Hg)	Δp (mm Hg)	$\Delta\sigma$ (m ⁻¹)	$\Delta\sigma/\Delta p$ (m ⁻¹ /mmHg)	Poids
58,03	61,72	0,004 7	0,019 3	0,014 6	0,003 5	0,240	2
61,72	63,48	0,019 3	0,036 1	0,016 8	0,003 5	0,208	1
57,92	63,48	0,004 5	0,036 1	0,031 6	0,009 0	0,285	2
63,57	65,32	0,037 2	0,065 8	0,028 6	0,008 8	0,308	1

Ces résultats montrent que l'on peut admettre que σ est une fonction linéaire de p ; on a calculé sa pente par une moyenne pondérée des quatre valeurs de $\Delta\sigma/\Delta p$; le poids de chaque observation tient compte du nombre d'observations, de l'étendue de l'intervalle p_1-p_2 , et de la régularité de la dérive de l'interféromètre. La pente moyenne fournit la valeur suivante pour la variation du nombre d'ondes en fonction de la pression dans cette lampe pour une intensité du courant de décharge de 20 mA : $\frac{\Delta\sigma}{\Delta p} = 0,261 \text{ m}^{-1}/\text{mm Hg}$. L'incertitude est de l'ordre de $\pm 0,050$.

Le nombre d'ondes par mètre à 63 °K ($p = 0,03 \text{ mm Hg}$) et à 20 mA est donc

$$1\ 650\ 763,722 \pm 0,001\ 6 \text{ m}^{-1}.$$

L'incertitude relative est de l'ordre de 10^{-9} . Cette valeur du nombre d'ondes a servi de référence pour les mesures sur la lampe de Engelhard

Lampe à krypton 86 de Engelhard observée en bout; comparaison à la lampe de Baird. — Cette lampe a été offerte par E. Engelhard de la P.T.B. en mars 1961. La longueur du capillaire horizontal est 70 mm, et son diamètre intérieur mesuré sur la lampe immergée dans un liquide de même indice que le verre, est $2,0 \pm 0,1 \text{ mm}$.

La longueur d'onde de la radiation émise par cette lampe a été mesurée aux différences de marche de + 400 et - 400 mm par comparaison à la lampe de Baird servant d'étalon; cette dernière fonctionnait à la température de 63 °K et à l'intensité de courant de 20 mA; elle fournissait donc une radiation dont le nombre d'ondes est connu par les expériences décrites au paragraphe précédent.

La radiation produite par la lampe de Engelhard a été observée dans six conditions différentes: aux températures de 58, 61 et 63 °K, et dans les deux sens cathode-anode (CA) et anode-cathode (AC) de propagation de la lumière dans le capillaire; l'intensité du courant était maintenue à 10,4 mA ($j = 0,33 \text{ A. cm}^{-2}$).

Les résultats de nos mesures sont donnés au tableau II, où l'on a inscrit la différence entre le nombre d'ondes de la radiation de la lampe de Engelhard et le nombre d'ondes nominal. Autrement dit, le nombre d'ondes est le nombre inscrit au tableau augmenté de $1\ 650\ 763,73 \text{ m}^{-1}$.

TABLEAU II

T (anode)	Sens CA	Sens AC
58 °K	+ 0,028 5 m^{-1}	— 0,041 0 m^{-1}
61	+ 0,015 0	— 0,033 3
63	+ 0,005 7	— 0,033 7

Essai d'extrapolation à pression nulle avec la lampe de Engelhard. — W. R. C. Rowley a rappelé qu'une décharge en courant continu entretient une différence de pression entre les extrémités du capillaire [1]; D. S. Smith [2] a mesuré cette différence de pression dans une lampe à krypton refroidie, dont le capillaire avait un diamètre intérieur de 3 mm. Aux pressions et aux densités de courant considérées ici, la différence de pression est loin d'être négligeable; la pression est la plus forte à l'extrémité anodique.

Il en résulte que le krypton se condense dans la branche anodique. Au bas de cette branche est appliqué, sur la lampe de Engelhard, le couple thermoélectrique; la tension de vapeur à la température T ainsi mesurée est donc bien la pression du krypton dans cette branche. Mais la pression dans l'autre branche, du côté de la cathode, est plus basse.

Or, si l'on considère l'angle solide des rayons sortant d'une extrémité du capillaire, il est facile de voir que seul le gaz lumineux contenu dans les 20 mm les plus proches de cette extrémité contribue d'une façon notable à l'éclairage de l'interféromètre.

En conséquence, lorsqu'on retourne la lampe, on ne change pas seulement le sens du courant par rapport au sens de propagation des rayons lumineux, mais on change aussi la pression du gaz qui éclaire l'interféromètre.

Nous avons donc appliqué une correction soustractive à la pression du krypton pour les observations où l'extrémité cathodique du capillaire était dirigée vers l'interféromètre (sens AC). La valeur de cette correction ne peut pas être tirée immédiatement des résultats de D. S. Smith qui a étudié un capillaire de 3 mm de diamètre, puisque notre capillaire avait un diamètre de 2 mm. Faute de théorie sûre, nous avons fait l'hypothèse simple que, pour ces deux diamètres, la différence de pression est la même si la densité de courant est la même. La valeur de cette correction est donc assez incertaine, mais il n'y a pas de doute sur son signe.

Il semble bien évident que si l'on veut éliminer le changement de longueur d'onde provoqué par le sens du courant, il faut faire la moyenne entre les longueurs d'onde avec sens opposés du courant à une même pression du krypton. C'est ce que nous avons fait sur la représentation graphique de la figure 1.

Sur la figure 1, les nombres d'ondes sont portés en ordonnées, et les pressions en abscisses sur une échelle linéaire. Lorsque le sens de la lumière est CA, le nombre d'ondes mesuré est représenté par un point à l'abscisse de la pression égale à la tension de vapeur à la température T ; lorsque le sens de propagation de la lumière est AC, l'abscisse est cette pression diminuée de la correction que nous venons d'indiquer. Dans la partie de la courbe AC qui est presque horizontale, la correction change peu sa forme; aux pressions plus basses, la courbe est relevée, et cette modification améliore nettement le résultat de l'extrapolation à pression nulle de la courbe quasi rectiligne à mi-distance entre les courbes AC et CA; en effet, le nombre d'ondes extrapolé, grâce à la correction de pression, se rapproche de l'origine des coordonnées dont il n'est distant que de $0,002 \pm 0,002 \text{ m}^{-1}$; cette origine est, rappelons-le, le nombre d'ondes obtenu au moyen de la lampe de Baird observée en travers, par une extrapolation plus simple et plus sûre.

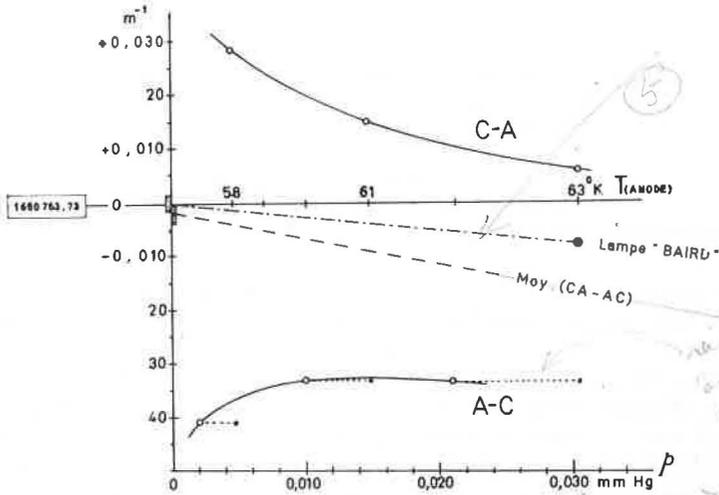


Fig. 1. — Radiation $2p_{10}-5d_3$ du Kr 86.
 Comparaison de la lampe de Engelhard
 (capillaire $d = 2 \text{ mm}$, $i = 10,4 \text{ mA}$, $j = 0,33 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$) à la lampe de Baird.

Les domaines d'incertitude des deux résultats extrapolés se recouvrent, les deux lampes donnent des résultats cohérents.

D'autres expériences ont été faites, dans les six mêmes conditions de fonctionnement de la lampe, pour mesurer la variation du nombre d'ondes lorsque l'intensité du courant était augmentée jusqu'à $24,4 \text{ mA}$ ($0,78 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$); les résultats sont donnés au tableau III et à la figure 2.

TABLEAU III

T (anode)	Sens CA	Sens AC
58 °K	+ 0,030 8 m^{-1}	— 0,047 0 m^{-1}
61	+ 0,014 8	— 0,038 5
63	+ 0,003 1	— 0,038 9

Comme précédemment, il faut ajouter 1 650 763,73 aux nombres du tableau III pour obtenir le nombre d'ondes de la radiation émise par la lampe de Engelhard.

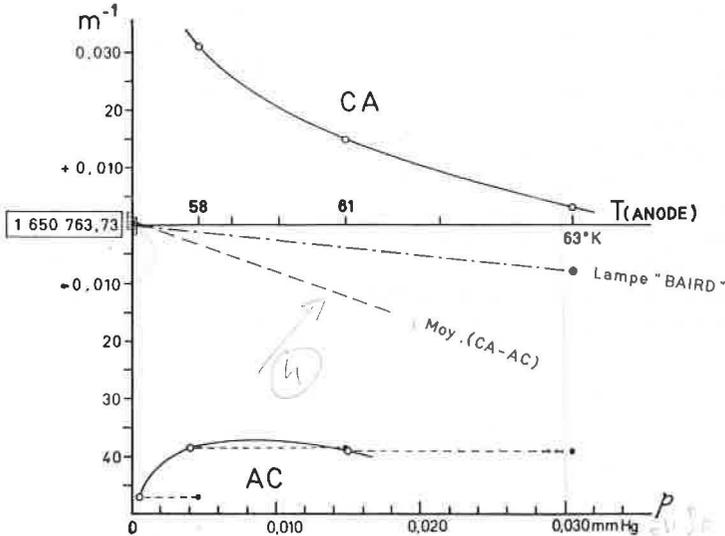


Fig. 2. — Radiation $2p_{10}-5d_5$ du Kr 86.
 Comparaison de la lampe de Engelhard
 (capillaire $d = 2$ mm, $i = 24,4$ mA, $j = 0,78$ A. cm $^{-2}$) à la lampe de Baird.

Le nombre d'ondes extrapolé à pression nulle (fig. 2) est le même, compte tenu de l'incertitude des résultats de mesure et de la valeur en partie arbitraire de la correction de pression.

Enfin, on a essayé d'étudier de la même façon la variation du nombre d'ondes lorsque l'intensité du courant était réduite à 5,8 mA (0,185 A. cm $^{-2}$), mais le fonctionnement de la lampe devenait parfois moins stable à la température la plus basse; la précision des mesures est donc moins bonne et nous préférons ne pas utiliser ces résultats.

On peut conclure que le nombre d'ondes de la radiation $2p_{10}-5d_5$ émise par l'une de ces deux lampes peut être connu avec une incertitude relative comprise entre 1×10^{-9} et 2×10^{-9} , et que la précision de la définition du mètre de 1960 est fort en avance sur les besoins actuels.

(8 décembre 1961)

BIBLIOGRAPHIE

- [1] LANGMUIR (I.), *J. Franklin Inst.*, **196**, 1923, p. 751.
 CAIRNS (R. B.) et EMELEUS (K. G.), *Proc. Phys. Soc.*, **71-1**, 1958, p. 694.
- [2] SMITH (D. S.), *Nature*, **191**, 1961, p. 265.

ANNEXE 10

MESURES ET ANALYSE DES PROFILS SPECTRAUX (1)

Par F. BAYER-HELMS et E. ENGELHARD

Physikalisch-Technische Bundesanstalt (Allemagne)

(Traduction remise)

Sommaire. — Les profils réels de plusieurs radiations du krypton 86 ont été obtenus avec un étalon Perot-Fabry. L'analyse de ces profils donne des informations détaillées sur la température et les perturbations des atomes émetteurs et surtout sur la dissymétrie possible des radiations examinées.

1. RADIATIONS EXAMINÉES. SOURCE DE LUMIÈRE

On a examiné les radiations du ^{86}Kr 6 057, 6 458, 5 651 et 4 503 Å en utilisant la lampe Engelhard, de préférence sous les conditions recommandées par le Comité International des Poids et Mesures [1]. La radiation 6 057 a aussi été examinée entre les températures de 57,5 et 72,8 °K et entre les densités de courant de 0,1 et 0,8 A.cm⁻². Le sens de l'observation a été le même pour toutes les études, la propagation des rayons utilisés s'effectuant du côté cathodique vers le côté anodique.

2. MÉTHODE EXPÉRIMENTALE

L'étalon Perot-Fabry était installé derrière le collimateur d'un spectrographe Steinheil à trois prismes et enfermé dans une enceinte étanche, la pression de l'air dans cette enceinte pouvant être réglée par un piston.

(1) Résumé des articles publiés dans *Z. f. angew. Physik.*, 15, 1963, p. 330, 416, 532; 16, p. 44.

Le flux lumineux au centre de la figure d'interférences était reçu par un photomultiplicateur et enregistré par un enregistreur synchronisé avec le mouvement du piston.

3. PRINCIPE DE LA MÉTHODE POUR L'ÉVALUATION DES COURBES ENREGISTRÉES

La théorie élémentaire de l'élargissement des raies spectrales émises par une décharge électrique donne un profil Lorentz auquel se superpose l'effet Doppler, c'est-à-dire un profil Voigt [2]. Pour l'évaluation des courbes enregistrées avec l'étalon Perot-Fabry on a admis, par conséquent, les suppositions suivantes : le profil spectral est un profil Lorentz de demi-largeur σ_1 , auquel se superpose un profil Doppler de demi-largeur σ_D . La courbe enregistrée est composée du profil spectral et de la fonction instrumentale, cette dernière étant donnée par les imperfections de l'étalon Perot-Fabry (défauts de parallélisme et de planéité), et par la fonction d'Airy.

A cause des défauts de parallélisme et de planéité la différence de marche dans un interféromètre Perot-Fabry n'est pas uniforme, mais elle diffère d'un point à l'autre entre les limites d'une certaine répartition des différences de marche. Cette répartition est aussi représentée d'une façon approximative par un profil Voigt. L'influence des défauts de l'étalon Perot-Fabry est réduite en diminuant le diamètre du faisceau de rayons. On peut donc éliminer cette influence en extrapolant au diamètre zéro une série de courbes enregistrées avec différents diamètres du faisceau.

La fonction d'Airy aussi superposée au profil spectral et donnée par la réflexion seule de l'étalon Perot-Fabry peut être compensée par une correction caractérisée par la demi-largeur d'un profil Lorentz.

Une courbe enregistrée avec l'interféromètre Perot-Fabry représente donc un profil Voigt défini par les largeurs respectives du profil Doppler et du profil Lorentz dont on a calculé les fonctions pour toutes les courbes enregistrées à différents diamètres du faisceau par la méthode des moindres carrés. Les largeurs réelles Doppler et Lorentz ont été obtenues en extrapolant les valeurs ainsi déterminées au diamètre zéro. La correction de la largeur Airy a été dérivée du changement de la largeur Lorentz en fonction de la différence de marche.

4. RÉSULTATS

4. 1. *Largeurs des radiations examinées.* — Les demi-largeurs Doppler et Lorentz, σ_D et σ_L , ainsi que les demi-largeurs calculées du profil σ_H et les différences de marche accessibles l^k sont indiquées dans le tableau I.

Les approximations des courbes enregistrées par la méthode des moindres carrés n'indiquent pas d'écarts systématiques pour la radiation 6 057 sous les conditions recommandées. On peut donc conclure que dans ce cas le profil spectral est assez bien représenté par un profil Lorentz superposé à un profil Doppler, à l'exception du paragraphe 4.2.

On a cependant constaté des écarts systématiques pour les radiations 6 458, 5 651 et 4 503. La sensibilité de la radiation 6 458 aux variations

de la densité de courant semble démontrer que les écarts de cette radiation sont causés par l'effet Stark. Les écarts de la raie 5 651 s'expliquent par l'auto-absorption à cause de l'état métastable $1s_3$ de l'atome ^{86}Kr . L'auto-absorption est plus petite que celle à laquelle on pourrait s'attendre, parce que le nombre des atomes dans l'état métastable $1s_3$ est fortement réduit par des collisions entre les atomes en faveur de l'état métastable $1s_2$ d'énergie un peu plus faible.

TABLEAU I

Demi-largeurs et différences de marche accessibles pour des radiations du krypton 86.

Lampe Engelhard: $T = 63,0 \text{ }^\circ\text{K}$; $j = 0,30 \text{ A.cm}^{-2}$; diamètre du capillaire: 2,0 mm.

Radiation examinée λ vide (10^{-10} m)	Niveaux spectraux [3], (J entre parenthèses)	Demi-largeur			Différence de marche accessible (l^k) (m)
		Doppler (σ_D) (m^{-1})	Lorentz (σ_L) (m^{-1})	du profil (σ_H) (m^{-1})	
6 057	$2p_{10}(1)-5d_5$ (1)	0,571	0,075	0,612	0,844
		$\pm 0,004$	$\pm 0,009$	$\pm 0,007$	$\pm 0,007$
6 458	$2p_9$ (3)- $5d'_4$ (4)	$\mp 0,04^*$	$\mp 0,01^*$	$\mp 0,04^*$	$\pm 0,05^*$
		0,746	0,092	0,796	0,648
5 651	$1s_3$ (0)- $3p_{10}$ (1)	$\pm 0,005$	$\pm 0,014$	$\pm 0,010$	$\pm 0,008$
		0,647	0,056	0,677	0,758
4 503	$1s_4$ (1)- $3p_8$ (2)	$\pm 0,005$	$\pm 0,014$	$\pm 0,010$	$\pm 0,010$
		0,864	0,158	0,951	0,545
		$\pm 0,005$	$\pm 0,019$	$\pm 0,013$	$\pm 0,006$

* Limites pour les conditions recommandées de la lampe.

La figure 1 donne pour la radiation ^{86}Kr 6 057 les variations de σ_D^2 en fonction des conditions d'utilisation de la lampe. Ces variations sont données pour différentes températures du bain d'air liquide et pour deux lampes, l'une dont le diamètre du capillaire est de 2 mm, l'autre de 3,1 mm. De la valeur de σ_D^2 on peut calculer la température Doppler T_D , donnée sur l'ordonnée de la figure 1. Cette température augmente lorsqu'on fait croître la densité de courant: très faiblement à la température basse et beaucoup plus à la température supérieure (57,5 ou 68 $^\circ\text{K}$). A la température du bain de 72,8 $^\circ\text{K}$ on peut observer un maximum de la température Doppler avec la lampe ayant un capillaire de 3,1 mm.

La figure 2 représente la demi-largeur Lorentz en fonction de la densité $\rho \left(\frac{p}{T} \right)$ de krypton. L'extrapolation à l'atome non perturbé ($\rho, j \rightarrow 0$) donne la valeur de la largeur naturelle $\sigma_{L, \text{nat}} = (0,06 \pm 0,015) \text{ m}^{-1}$. La demi-largeur Lorentz σ_L augmente lorsqu'on fait croître la température du bain d'air liquide, c'est-à-dire la densité de krypton, ou la densité de courant; à $T = 72,8 \text{ }^\circ\text{K}$ et $j = 0,8 \text{ A.cm}^{-2}$, $\sigma_L = 0,96 \text{ m}^{-1}$ et $\sigma_D = 0,54 \text{ m}^{-1}$, c'est-à-dire $\sigma_L > \sigma_D$.

La demi-largeur du profil spectral σ_H en fonction de la densité de courant à différentes températures du bain d'air liquide est représentée sur

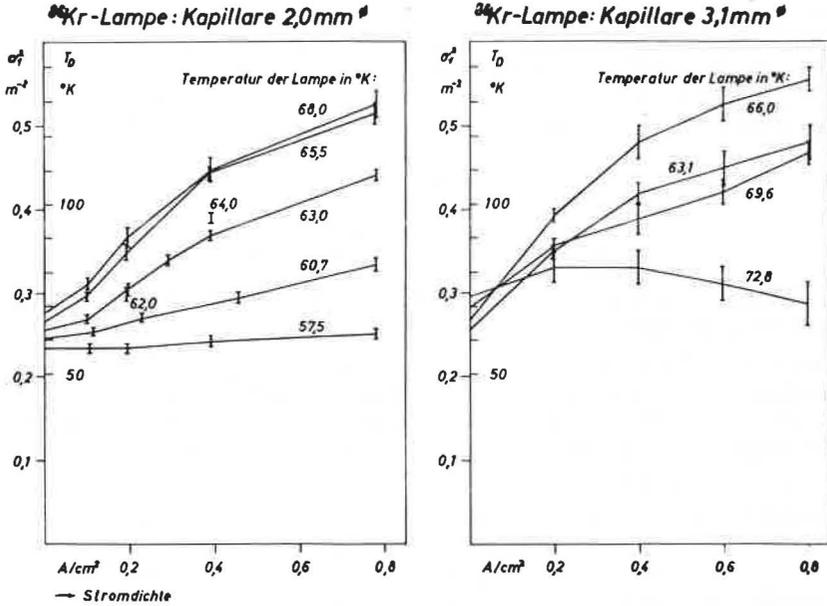


Fig. 1. — Demi-largeurs Doppler (σ_D) de la radiation 6 057 du krypton 86.

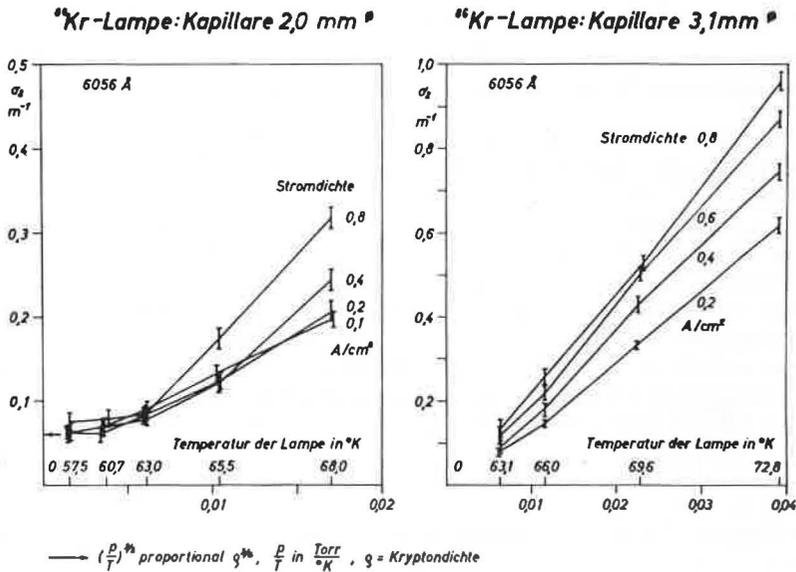


Fig. 2. — Demi-largeurs Lorentz (σ_L) de la radiation 6 057 du krypton 86.

la figure 3. A la température basse, l'accroissement est aussi assez faible. La différence de marche accessible correspondant à la valeur de σ_H la plus petite (fig. 3) est environ 1 m, conforme à l'observation expérimentale [4].

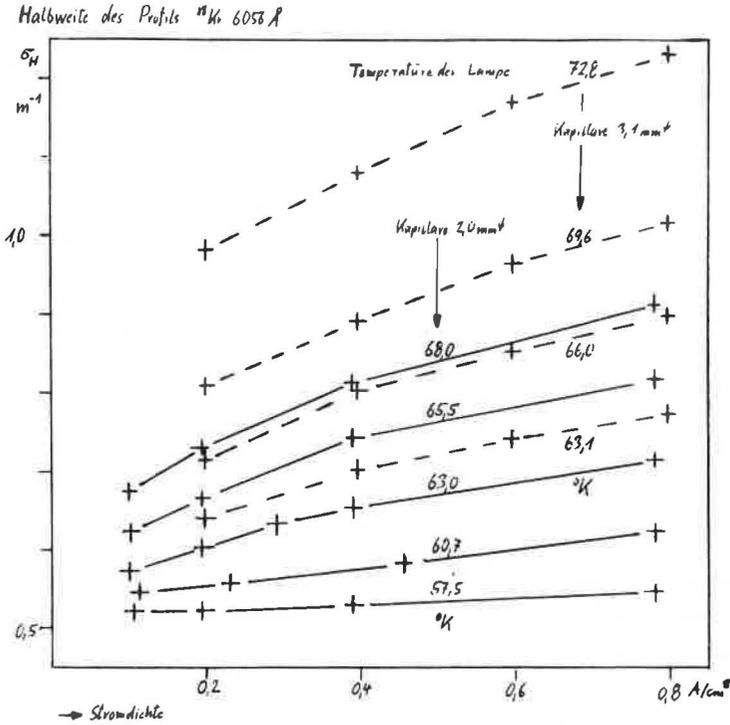


Fig. 3. — Demi-largeurs du profil spectral (σ_H) de la radiation 6 057 du krypton 86.

Les demi-largeurs du profil déterminées par plusieurs observateurs sont indiquées au tableau II.

TABLEAU II

Demi-largeurs (en m^{-1}) du profil spectral déterminées par différents observateurs.

Lampe à ^{86}Kr : Radiation 6 057 $\times 10^{-10}$ m ;

$T = 63^\circ\text{K}$; $j = 0,3 \text{ A. cm}^{-2}$; diamètre du capillaire : 3 mm

	Terrien [5]	Bruce et Hill [6]	Bayer-Helms
σ_D	0,62 ₅		0,630 $\pm 0,010$
σ_L	0,065 a $\pm 0,015$		0,07 $\pm 0,01$
σ_H	0,66 ₅ a $\pm 0,02_5$	0,65 ₅ b $\pm 0,02_5$	0,66 ₅ $\pm 0,012$

a. Par mesure de la visibilité des interférences à deux ondes.

b. Par mesure du profil avec un étalon Perot-Fabry.

4.2. *Symétrie du profil spectral.* — Des courbes dissymétriques sur l'enregistrement peuvent être produites par une dissymétrie du profil réel ou par les défauts de l'étalon Perot-Fabry, ces défauts pouvant toutefois être éliminés (§ 3).

Il est possible d'interpréter les dissymétries observées sur la figure 4 comme si la courbe dissymétrique provenait d'un cisaillement vers le sens positif ou négatif de l'abscisse. L'axe de la courbe incliné de l'angle α

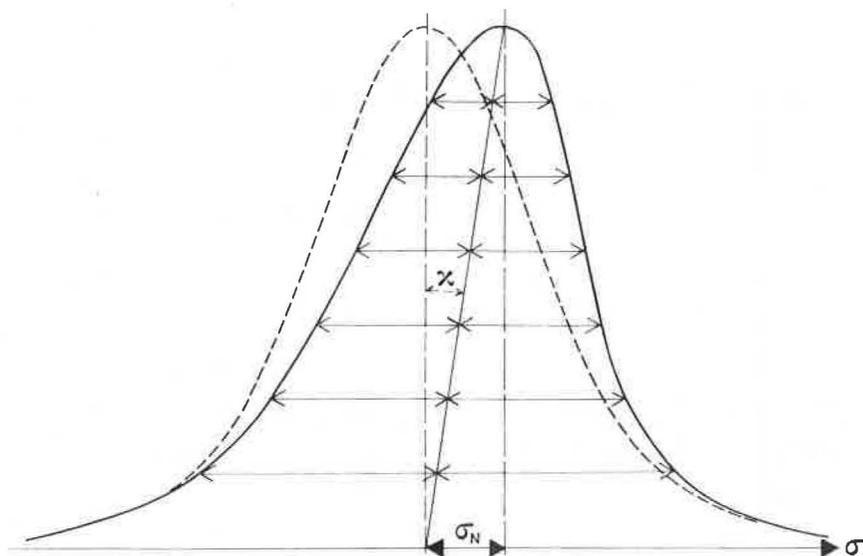


Fig. 4. — Interprétation de la dissymétrie d'un profil spectral par cisaillement d'une courbe symétrique.

coupe la courbe dissymétrique en son maximum. La distance σ_N entre l'abscisse du maximum et le pied de l'axe est simplement une grandeur à déterminer sur une courbe enregistrée. On a donc observé σ_N pour examiner la symétrie du profil. Si σ_N est positif ($\sigma_N > 0$) l'axe de la courbe est incliné vers les nombres d'ondes supérieurs.

4.2.1. Symétrie des radiations 6 057, 6 458, 5 651 et 4 503 sous les conditions recommandées de la lampe à ^{86}Kr ($T = 63,0 \text{ }^\circ\text{K}$, $j = 0,3 \text{ A.cm}^{-2}$) et pour un diamètre du capillaire de 2 mm.

TABLEAU III

Symétrie des radiations du krypton 86

λ_{vide} (10^{-10} m)	σ_N (m^{-1})	Incertitude (m^{-1})
6 057	+ 0,004	} $\pm 0,01$
6 458	+ 0,02	
5 651	- 0,003	
4 503	+ 0,002	

Les valeurs de σ_N données au tableau III sont des valeurs moyennes pour plusieurs courbes enregistrées aux différences de marche de 50, 100 et 200 mm. L'incertitude de $\pm 0,01 \text{ m}^{-1}$ dépend surtout de l'incertitude de la lecture des courbes enregistrées.

Le tableau III indique que sous les conditions recommandées pour la lampe à ^{86}Kr une dissymétrie est seulement à constater sur la radiation 6 458. Les valeurs de σ_N pour les autres radiations sont à l'intérieur des limites données par l'incertitude des lectures ($\pm 0,01 \text{ m}^{-1}$).

4.2.2. Symétrie de la radiation 6 057 sous les conditions différentes de la recommandation du Comité International.

A $T \leq 68,0^\circ\text{K}$, $j \leq 0,8 \text{ A.cm}^{-2}$ et à une différence de marche de 100 mm on a déterminé la limite suivante :

$$\sigma_N \leq (+ 0,03 \pm 0,01)\text{m}^{-1};$$

à $T \leq 69,6^\circ\text{K}$, $j \leq 0,8 \text{ A.cm}^{-2}$ et à une différence de marche de 200 mm :

$$\sigma_N \leq (+ 0,05 \pm 0,02)\text{m}^{-1};$$

enfin à $T = 72,8^\circ\text{K}$, $j \leq 0,8 \text{ A.cm}^{-2}$ et à une différence de marche de 200 mm :

$$\sigma_N \leq (+ 0,11 \pm 0,02)\text{m}^{-1}.$$

Pour ces trois exemples une dissymétrie du profil réel est évidente.

4.2.3. Erreur systématique produite par une dissymétrie éventuelle de la radiation 6 057 sous les conditions recommandées de la lampe à ^{86}Kr .

Soit $\sigma(l)$ le nombre des interférences à deux ondes observé à la différence de marche l , et $\bar{\sigma}$ le nombre correspondant au centre du profil;

l'erreur relative est alors $\frac{\sigma(l) - \bar{\sigma}}{\bar{\sigma}}$. La valeur σ_N sous les conditions recom-

mandées est $\sigma_N = (+ 0,004 \pm 0,01)\text{m}^{-1}$ (tableau III). Pour une approximation numérique une incertitude additionnelle de 0 à $+ 0,01 \text{ m}^{-1}$ a été introduite à cause d'une excentricité éventuelle de la petite ouverture au centre des interférences. Donc la valeur la plus grande possible de σ_N est égale à $0,024 \text{ m}^{-1}$. Le résultat de l'approximation est que l'erreur à des différences de marche comprises entre 0 et la différence de marche accessible ($l^k = 0,84 \text{ m}$) a pour limite :

$$\frac{\sigma(l) - \bar{\sigma}}{\bar{\sigma}} < 0,5 \times 10^{-8}. \quad (20 \text{ mai } 1963)$$

BIBLIOGRAPHIE

- [1] *Procès-Verbaux C. I. P. M.*, 28, 1960, p. 71.
- [2] VOIGT (W.), *S. B. Bayer. Akad. Wiss.*, 1912, p. 603.
HUNGER (K.), *Z. Astrophys.*, 39, 1956, p. 36.
POSENER (W. D.), *Austr. J. Phys.*, 12, 1959, p. 184.
BORN (M.), *Optik*, § 93, Berlin, 1933.
- [3] MEGGERS (W. F.), de BRUIN (T. L.) et HUMPHREYS (C. J.), *J. Res., N. B. S.*, 7, 1931, p. 643.
- [4] TERRIEN (J.), *Optica Acta*, 6, 1959, p. 301.
Ber. Phys.-Techn. Bundesanstl., 11, 1959, Teil I, p. 6.
- [5] TERRIEN (J.), *Procès-Verbaux C. I. P. M.*, 26-B, 1958, p. M 135.
- [6] BRUCE (C. F.) et HILL (R. M.), *Austr. J. Phys.*, 14, 1961, p. 64.

ANNEXE 11

ANALYSE DU PROFIL SPECTRAL DE RADIATIONS VISIBLES DU MERCURE 198 ET DU CADMIUM 114

Par T. TAKO et M. OHI

National Research Laboratory of Metrology (Japon)

(Traduction)

Abstract. — The spectral profiles and their half-widths are given for several visible lines, emitted by Hg 198 and Cd 114 lamps with various pressures of argon or neon as carrier gas at various temperatures. The contributions of the Doppler effect, the pressure effect and the self-absorption to the line broadening are discussed.

1. INTRODUCTION

On pense que les radiations visibles du ^{198}Hg et du ^{114}Cd conviennent comme étalons secondaires de longueur d'onde en métrologie et en spectroscopie. Le profil spectral de ces radiations et sa largeur à mi-hauteur sont affectés par plusieurs facteurs, tels que la nature et la pression du gaz porteur et la température de la lampe; ces facteurs ont été étudiés pour analyser les causes d'élargissement des raies et pour obtenir les conditions optimales de fabrication et d'utilisation des lampes.

2. APPAREILLAGE ET LAMPES

2.1. *Appareillage.* — Le tracé direct des profils spectraux sur une échelle linéaire a été obtenu au moyen d'un interféromètre Perot-Fabry à balayage par variation de pression. Les étalons ont des longueurs mécaniques de 62,5, 50 et 40 mm; les couches diélectriques réfléchissantes déposées sur les plans interférentiels ont un facteur de réflexion supérieur à 0,90 dans un domaine spectral couvrant plus de 1 000 Å.

2.2. *Lampes à ^{198}Hg .* — Au cours de ces expériences, trois lampes de construction étrangère et plusieurs lampes fabriquées dans notre laboratoire ont été utilisées. L'une des trois lampes étrangères nous a été offerte par le National Bureau of Standards; les deux autres avaient été construites

l'une par la Baird Co. et l'autre par la General Electric Co.; l'isotope 198 de cette dernière lampe a été préparé par l'Atomic Energy of Canada Ltd. et sa composition isotopique mesurée par spectrométrie de masse est la suivante :

Isotope	198	199	200
	98,74 %	1,19 %	0,07 %

La somme du reste étant inférieure à 0,01 %.

Toutes ces lampes sans électrodes étaient excitées par un oscillateur à haute fréquence (60 MHz, 100 W); elles étaient refroidies par de l'eau à 2°C ou à 20°C environ.

2.3. *Lampes à ¹¹⁴Cd.* — Plusieurs lampes sans électrodes à isotope ¹¹⁴Cd ont été préparées dans notre laboratoire. L'isotope a été obtenu en réduisant par l'hydrogène du ¹¹⁴CdO provenant du laboratoire de Oak Ridge; sa pureté isotopique indiquée était de 98,2 %. Ces lampes sont chauffées à une température comprise entre 250 et 360°C et excitées par un oscillateur à 60 MHz.

3. RÉSULTATS ET ANALYSE

3.1. *Radiations du ¹⁹⁸Hg.*

Les largeurs à mi-hauteur des radiations visibles observées à environ 2 et 20°C pour quelques lampes caractéristiques sont données dans le tableau I. On voit que la largeur de la radiation 5 461 Å est affectée d'une façon plus marquée par la nature et la pression du gaz porteur et par la température de la lampe. Comme cette radiation est la plus utilisée en interférométrie, parmi celles du spectre du ¹⁹⁸Hg, on a analysé d'une façon plus détaillée sa finesse.

TABLEAU I

Largeur des raies du ¹⁹⁸Hg (Unité : m⁻¹)

Gaz porteur (mm Hg)	Ar (0,25)		Ar (3)		Ar (9)		Ne (5)	
	2	20	2	20	2	20	2	20
Température de la lampe (°C)								
Radiation	579 nm	— 2,2	— 2,1	— —	— —	— —	— —	— —
	577	— —	2,1 2,1	2,0 2,4	— 2,1	— 2,1	— 2,1	— 2,1
	546	1,75 2,60	1,93 2,34	2,18 2,25	1,77 2,55	1,77 2,55	1,77 2,55	1,77 2,55
	435	2,4 2,7	2,6 2,6	2,6 2,6	2,4 2,5	2,4 2,5	2,4 2,5	2,4 2,5
	404	2,9 3,3	3,0 3,0	3,4 3,4	2,8 3,0	2,8 3,0	2,8 3,0	2,8 3,0

a. *Radiation 5461 Å.* — Les courbes des largeurs observées à 2°C et 20°C sont portées sur la figure 1a en fonction de la pression de l'argon dans les lampes. On notera que lorsque la pression d'argon augmente, la largeur de la raie croît à 2°C mais décroît à 20°C. Nous pensons que dans le premier cas seul intervient l'effet de pression qui est accompagné par le déplacement vers le rouge de la longueur d'onde correspondant au maximum d'intensité.

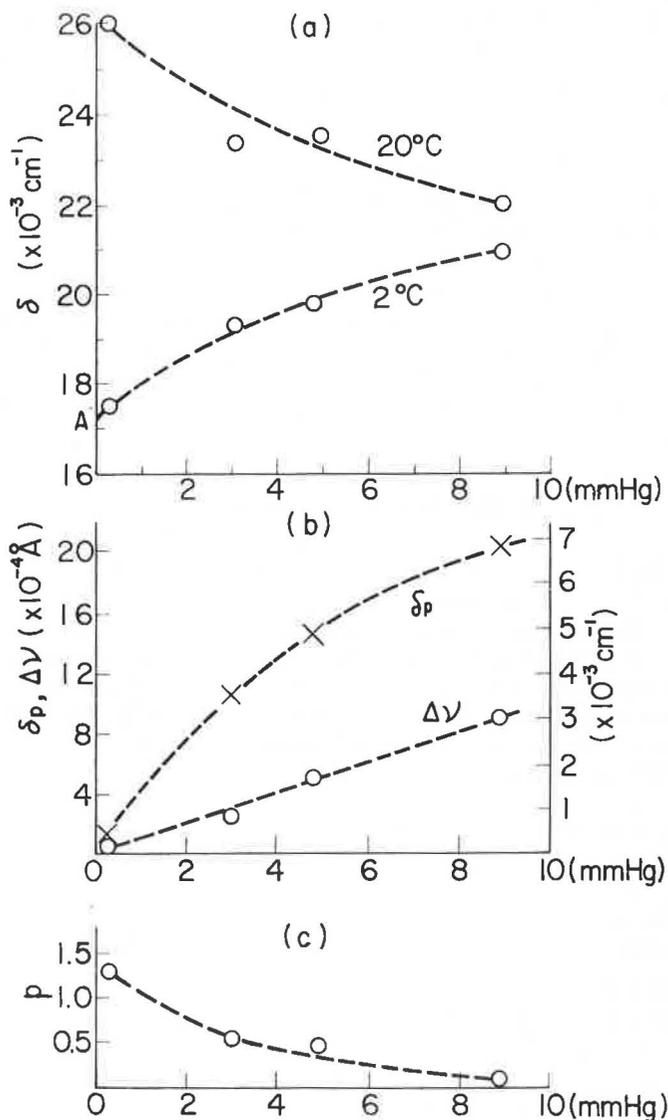


Fig. 1. — Lampes à ^{198}Hg ; radiation 5 461 Å. Variation en fonction de la pression d'argon :

- a) de la largeur de raie δ observée à 2 et à 20 °C;
- b) de la valeur estimée de l'élargissement δ_p de la raie dû à la pression et du déplacement observé vers le rouge $\Delta\nu$ à 2 °C;
- c) de la valeur estimée du degré d'auto-absorption p à 20 °C.

Le point A de la courbe à 2 °C extrapolée à la pression nulle correspond à 1,72 m⁻¹ que nous pensons être la valeur de la largeur naturelle augmentée de la largeur Doppler, de l'élargissement dû à l'effet Stark, etc., mais sans élargissement dû à la pression. L'élargissement dû à la pression peut être estimé comme suit : en général, le profil spectral élargi à la fois par l'effet Doppler et l'effet du type Lorentz est représenté par la formule de Voigt

$$\varphi(w) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{a^2 + (w - y)^2} dy,$$

où

$$w = \frac{2(\nu - \nu_0)}{\delta_D} \sqrt{\ln 2},$$

$$y = \frac{2x}{\delta_D} \sqrt{\ln 2},$$

$$a = \frac{\delta_L}{\delta_D} \sqrt{\ln 2},$$

δ_D et δ_L étant les largeurs à mi-hauteur d'un profil Doppler et Lorentz et ν_0 la fréquence au maximum de la raie. Les valeurs de $\varphi(w)$ et $\varphi(w)/\varphi(0)$ pour diverses valeurs de a sont obtenues au moyen d'un calculateur électronique et présentées sous forme de tableaux [1]. Ensuite, comme le montre la figure 2, on obtient la relation entre δ_D , δ_L et la valeur résultante

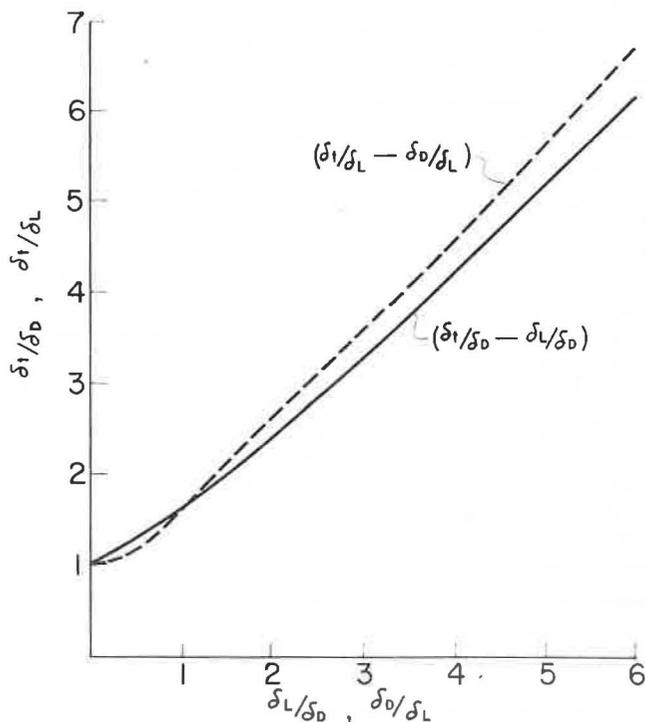


Fig. 2. — Relations entre $\frac{\delta_L}{\delta_D}$ et $\frac{\delta_t}{\delta_D}$ (trait continu) et $\frac{\delta_t}{\delta_L}$ et $\frac{\delta_0}{\delta_L}$ (trait pointillé).

δ_l . A l'aide de cette courbe on peut évaluer δ_l , à partir des largeurs observées à 2°C en admettant que δ_p est égal à 1,67 m⁻¹, valeur déduite par J. Terrien [2] de l'analyse de la courbe des visibilités observées avec une lampe refroidie à 2°C. L'élargissement dû à la pression est $\delta_p = \delta_l - \delta_{l,0}$, où $\delta_{l,0}$ est l'élargissement du type Lorentz correspondant à la pression nulle (point A sur la figure 1a) de largeur 0,08 m⁻¹ dans ce cas. Les valeurs de δ_p obtenues sont présentées à la figure 1b, avec celles du déplacement vers le rouge de la longueur d'onde. Pour les lampes à ¹⁹⁸Hg avec de l'argon comme gaz porteur, le rapport moyen de l'élargissement dû à la pression au déplacement observé de la longueur d'onde est 2,9, valeur en bon accord avec le rapport théorique (2,75) donné par Margenau et Watson pour le gaz du modèle de Van der Waals. Ce fait justifie raisonnablement les estimations ci-dessus de la valeur de l'élargissement dû à la pression.

La différence des largeurs à 2 et à 20°C environ pour chacune des lampes est attribuée à l'auto-absorption étudiée en détail dans notre précédent rapport [3] où sont décrits les résultats suivants. A la suite des mesures de la variation radiale de l'intensité de la radiation et de la forme du profil, il est prouvé que les lampes sans électrodes à ¹⁹⁸Hg et ¹¹⁴Cd peuvent être approximativement représentées par le modèle dans lequel la densité des atomes émetteurs décroît linéairement depuis le maximum au centre jusqu'à zéro sur les parois, tandis que la densité des atomes absorbants est uniforme. Pour ce modèle, le profil spectral de la raie auto-absorbée est représenté par

$$I(u) = \frac{I_0}{2p^2} \cdot \frac{f_e(u)}{f_a(u)} [1 - \exp(-p f_a(u))],$$

où $f_e(u)$ et $f_a(u)$ sont les répartitions spectrales de la raie d'émission et de la raie d'absorption, et p est le degré d'auto-absorption. L'évaluation numérique de cette équation nous a permis d'obtenir la relation entre l'accroissement de la largeur de la raie et p lorsque la raie n'est pas renversée, et la relation entre le rapport du minimum central au maximum latéral et p , lorsque la raie est renversée. A l'aide de ces relations, on a estimé les valeurs du paramètre p pour chaque lampe à 20°C; ces valeurs sont données à la figure 1 c.

Le fait que la lampe contenant comme gaz porteur du néon à la pression de 5 mm Hg présentait la même tendance que la lampe contenant de l'argon à une pression inférieure à 1 mm Hg, prouve que l'effet de pression du néon est plus faible.

b. Autres radiations du ¹⁹⁸Hg. — Ces radiations sont moins affectées par la nature et la pression du gaz porteur et par la température de la lampe que la radiation 5 461 Å, comme le montre le tableau I. De ce fait, il est difficile de faire l'analyse des causes d'élargissement de ces radiations comme cela a été fait pour la radiation 5 461 Å. Cependant, l'élargissement de ces radiations est principalement dû à l'effet Doppler. Lorsque la lampe est observée en bout, le chemin de la lumière dans le tube est plus de dix fois plus grand que lorsque la lampe est observée en travers, de sorte que le degré d'auto-absorption est nettement plus élevé dans le premier cas que dans le second. Des mesures de largeurs de raies, faites par observation en bout, ont montré que les valeurs estimées de p pour les radiations 4 358 Å et 4 047 Å sont environ 1/5 et 1/3 de la valeur pour la radiation

5 461 Å, et que les radiations jaunes ne sont pas affectées d'une manière significative par l'auto-absorption.

3.2. Radiations du ^{114}Cd .

On a soigneusement étudié l'effet de la température sur la forme du profil spectral et sur l'intensité des radiations 6 438, 5 086, 4 800 et 4 678 Å entre 250 et 360 °C, toutes les autres conditions expérimentales restant constantes.

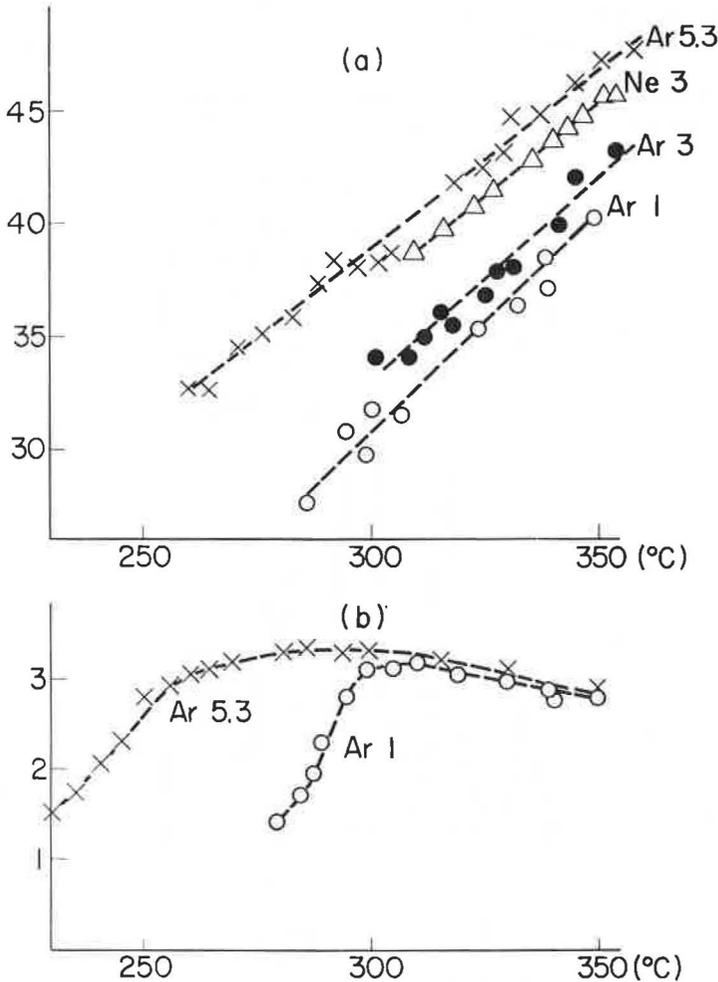


Fig. 3. — Variations de la largeur de raie δ et de l'intensité I en fonction de la température pour la radiation 6 438 Å émise par diverses lampes à ^{114}Cd .

a. Radiation 6 438 Å. — La figure 3 montre la variation de l'intensité de cette radiation et de la largeur de raie observée en fonction de la température, pour les lampes contenant de l'argon à des pressions de 1,3 et 5 mm Hg ou du néon à une pression de 3 mm Hg. On remarque que la radiation est plus fine lorsqu'elle est émise par la lampe contenant de

l'argon à basse pression que lorsqu'elle est émise par la lampe à pression plus élevée d'argon ; mais, dans le premier cas, l'intensité est plus faible. Si l'on déplace vers les hautes températures, d'environ 40 à 50 deg, les courbes de l'intensité et de largeur de la raie pour la lampe contenant de l'argon sous une pression de 5,3 mm Hg, elles coïncident approximativement avec les courbes obtenues pour la lampe contenant de l'argon sous une pression de 1 mm Hg.

Nous pensons que l'accroissement de la largeur de la raie, à une température donnée, avec l'accroissement de la pression de l'argon est dû uniquement à l'effet de pression qu'on a trouvé être égal à $0,2 \text{ m}^{-1}$ par mm Hg d'argon. La valeur importante de cet élargissement laisse prévoir le déplacement notable de la longueur d'onde dû à cet effet de pression et ceci a été confirmé par J. Hamon et J. Terrien [4]. L'effet de la température sur

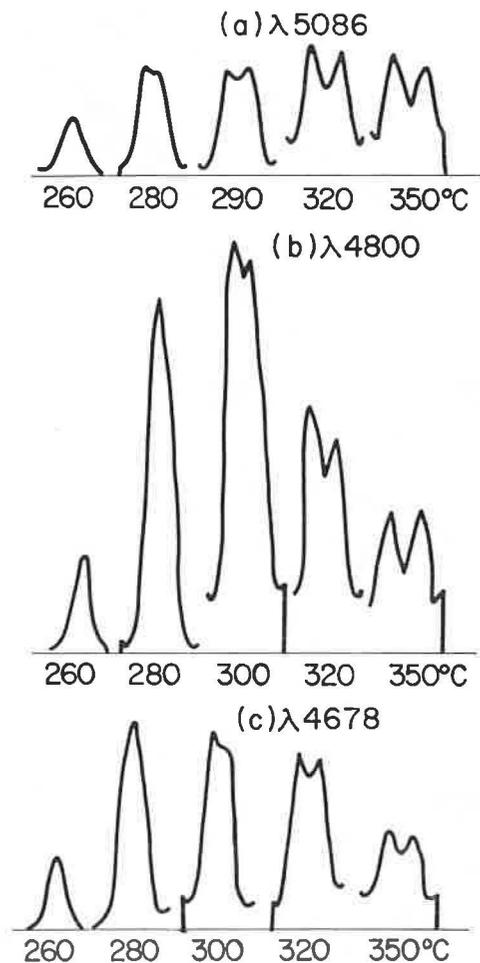


Fig. 4. — Enregistrement, à plusieurs températures, des profils spectraux des radiations 5 086, 4 800 et 4 678 Å émises par la lampe à ^{114}Cd contenant du néon sous une pression de 3 mm Hg.

la largeur de la raie pour chaque lampe semble dû, en partie, à l'auto-absorption; mais cela n'a pas encore été analysé en détail. En outre, on a constaté que cette raie n'est pas renversée au-dessous de 400°C, température la plus élevée à laquelle nous ayons expérimenté la lampe.

b. *Le triplet des radiations visibles du ^{114}Cd .* — La figure 4 montre quelques exemples caractéristiques de profils spectraux enregistrés des radiations 5 086, 4 800 et 4 678 Å émises par les lampes contenant du néon sous une pression de 3 mm Hg et à plusieurs températures comprises entre 250 et 360°C. Toutes ces radiations se renversent aux températures élevées; le plus haut degré d'auto-absorption a été observé pour la radiation 5 086 Å, et le plus faible pour la radiation 4 678 Å. D'autre part, c'est pour la radiation 4 800 Å que l'effet de la température sur l'intensité est le plus sensible. La figure 5 illustre l'effet de la température sur la largeur des raies ou, dans

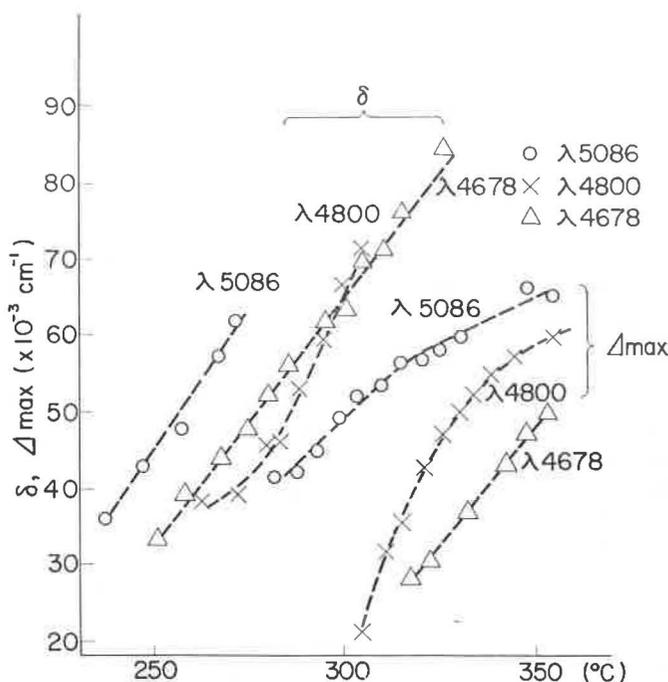


Fig. 5. — Variations de la largeur de raie (δ) et de la distance entre les deux maximums (Δ_{max}) lorsque la raie est renversée en fonction de la température, pour les radiations 5 086, 4 800 et 4 678 Å émises par la lampe à ^{114}Cd contenant du néon sous la pression de 3 mm Hg.

le cas des raies renversées, sur la distance des deux maximums exprimées en nombre d'ondes, pour les trois radiations émises par la lampe à ^{114}Cd contenant du néon sous une pression de 3 mm Hg. Les valeurs des largeurs observées de ces radiations à environ 250°C, qui est la plus basse température possible pour l'émission du spectre du cadmium dans cette lampe, concordent bien avec la valeur de la largeur Doppler théorique; ce fait laisse à penser que seul l'effet Doppler est cause de l'élargissement de la raie à cette température. Cependant, l'accroissement de la largeur observée

avec la température de la lampe est plus de dix fois la largeur Doppler; c'est pourquoi nous considérons que cela est dû à l'auto-absorption comme pour la radiation 5 461 Å du ^{198}Hg . La variation du degré d'auto-absorption en fonction de la température pour chaque radiation, obtenue par la même méthode que pour la radiation 5 461 Å du ^{198}Hg , est représentée sur la figure 6. Les courbes pour la lampe à ^{114}Cd contenant de l'argon sous une

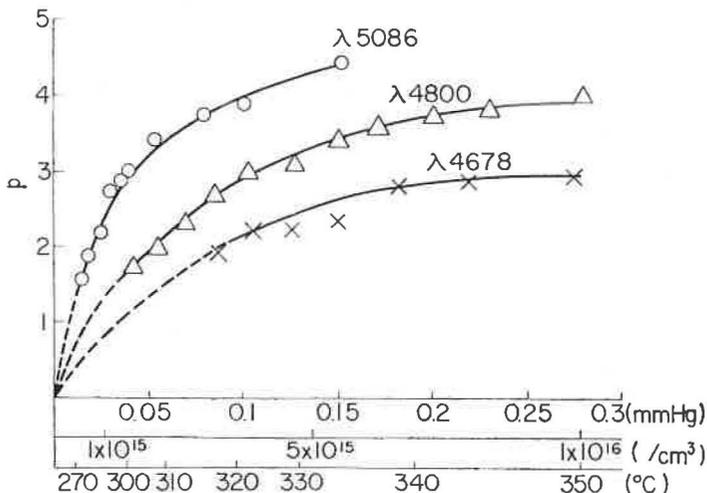


Fig. 6. — Variation du degré d'auto-absorption évalué (p) en fonction de la température pour les radiations 5 086, 4 800 et 4 678 Å émises par la lampe à ^{114}Cd contenant du néon sous une pression de 3 mm Hg.

pression de 3 mm Hg sont déplacées vers les températures élevées d'environ 30 deg, comme dans le cas de la radiation 6 438 Å, avec une petite modification de forme par rapport aux courbes des figures 4, 5 et 6.

(Septembre 1962)

BIBLIOGRAPHIE

- [1] TAKO (T.), *Report Cent. Insp. Inst. Weights Measures*, 10 n° 1, 1961, p. 20 (en japonais).
- [2] TERRIEN (J.), *Symposium on Interferometry*, Teddington 1959, p. 452.
- [3] TAKO (T.), *J. Phys. Soc. Jap.*, 16, 1961, p. 2016; *Bull. Nat. Res. Lab. Metrol.*, n° 4, 1962, p. 1.
TAKO (T.), KONO (I.) et OHI (M.), *Bull. Nat. Res. Lab. Metrol.*, n° 4, 1962, p. 10.
- [4] *Procès-Verbaux C. I. P. M.*, 80, 1962, p. 75.

ANNEXE 12

MESURE DE LA LONGUEUR D'ONDE DE RADIATIONS DU KRYPTON 86, DU CADMIUM 114 ET DU MERCURE 198

Par W. R. C. ROWLEY

National Physical Laboratory (Royaume-Uni)

(Traduction)

Abstract. — By means of a pressure-scanning Fabry-Perot interferometer used in conjunction with the electronic computer A.C.E., the vacuum wavelengths of the four main spectral lines of both cadmium-114 and mercury-198 and also two lines of krypton-86, have been redetermined with high accuracy by reference to $2p_{10}-5d_5$ standard line of krypton-86.

Cette Note donne les résultats de la mesure de la longueur d'onde dans le vide des quatre principales radiations du Cd 114 et du Hg 198, ainsi que de deux radiations du Kr 86, par rapport à la longueur d'onde étalon primaire.

MÉTHODE DE COMPARAISON

Les longueurs d'onde ont été mesurées au moyen d'un interféromètre de Perot-Fabry à balayage par variation de pression, utilisé dans l'air sec, par enregistrement photoélectrique. La lumière venant de deux collimateurs parallèles est reçue par une lame semi-réfléchissante qui permet d'éclairer l'étalon Perot-Fabry avec deux sources en même temps; un disque tournant à secteurs placé entre les lampes et les collimateurs sert d'obturateur pour occulter les sources alternativement, 325 fois par seconde. Un photomultiplicateur centré sur la figure d'interférences est commuté en synchronisme avec le disque obturateur de façon à transmettre le signal de chaque source à un amplificateur séparé. Comme la pression d'air dans l'étalon est changée lentement par un piston se mouvant régulièrement, les courants de sortie de ces amplificateurs suivent les distributions de l'intensité dans les figures d'interférences dues aux deux sources. Les tensions de sortie sont relevées à intervalles réguliers par un voltmètre numérique et enregistrées sur cartes perforées. Un calculateur numérique A.C.E. est ensuite employé pour donner, à partir de cet enregistrement des distributions des deux intensités, les positions et l'écart relatif des franges. La méthode adoptée pour ces calculs utilise la moitié centrale de la varia-

tion d'intensité du profil de chaque frange, là où l'intensité varie rapidement et uniformément avec la différence de marche; elle évite la région du maximum où le profil présente une forte courbure et où l'intensité change plus lentement. La reproductibilité des résultats montre que la précision effective sur les pointés de frange est de l'ordre de $1/3\ 000$ d'interfrange, soit 1×10^{-9} sur les mesures de longueurs d'onde.

Du fait que l'interféromètre était utilisé dans l'air, il était nécessaire de tenir compte de l'indice de réfraction de l'air pour le calcul des longueurs d'onde. Le problème est simplifié lorsque les deux figures d'interférences sont enregistrées ensemble, puisqu'alors ce n'est que le rapport des indices pour les deux longueurs d'onde, et non leur valeur absolue, qui doit être connu; la mesure de la température et de la pression peut ainsi être faite avec une précision moindre. Barrell et Sears [1] ont montré que la réfractivité de l'air est proportionnelle à la masse volumique de l'air. Dans cet appareil, une masse d'air déterminée est enfermée, de sorte que la masse volumique est inversement proportionnelle au volume du système. Il est donc suffisant de déterminer les indices de réfraction à deux positions connues du piston pour pouvoir calculer les indices à n'importe quelle position intermédiaire. En pratique, les lectures de la pression et de la température de l'air étaient faites avant et après chaque exploration et les indices étaient calculés par le calculateur électronique en même temps que les positions de la frange. On a utilisé la formule d'Edlén [2] pour calculer les indices de réfraction aux conditions normales et ces valeurs étaient corrigées pour les conditions de pression et de température des observations par la formule de Barrell [3].

L'écartement des lames de l'étalon Perot-Fabry était 83,9 mm; ces lames étaient recouvertes d'une couche d'aluminium ayant un facteur de réflexion de 0,65. Une étude de la perte de phase sur ces lames a été faite par la méthode décrite par Cook et Richardson [4], qui consiste à calculer la variation de la perte de phase avec la longueur d'onde, d'après la figure d'interférence en lumière blanche (franges de superposition ou franges de Brewster) produite par deux étalons Perot-Fabry en série, la longueur de l'un étant un multiple exact de la longueur de l'autre. La dispersion de la perte de phase donne lieu à une légère dissymétrie de la figure aux environs du maximum central, à partir de laquelle on peut calculer les écarts de perte de phase à différentes longueurs d'onde par transformation de Fourier. Les résultats de quatre mesures faites avec des étalons dont le rapport des longueurs était 4 ont tous donné des écarts de pertes de phase, par rapport à celle de la radiation étalon du krypton 86, plus petites que le millièème de l'interfrange pour les longueurs d'onde entre 4 500 et 6 500 Å. Les mesures n'ont pas été étendues à un plus grand domaine de longueurs d'onde à cause des limites imposées par l'appareillage, mais elles nous ont cependant montré qu'il existe de plus grands écarts de perte de phase aux longueurs d'ondes plus courtes. En particulier à 4 360 Å l'écart relatif de perte de phase pourrait être de 0,004 frange. Aucune correction de perte de phase n'a été appliquée dans le calcul des longueurs d'onde parce qu'en général une telle correction serait plus petite que $0,3 \times 10^{-8}$. La valeur donnée de la longueur d'onde de la raie 4 360 Å du mercure 198 pourrait cependant de ce fait être trop élevée de 1×10^{-8} ou plus, en valeur relative.

La radiation étalon était émise par une lampe à krypton 86 de Engelhard à cathode chaude, avec un capillaire de 2 mm de diamètre intérieur traversé

par un courant de densité $0,35 \text{ A/cm}^2$, plongée dans un bain d'azote liquide, continuellement agité, à une température moyenne de $63,5 \text{ }^\circ\text{K}$. La lampe était observée côté anode suivant les spécifications recommandées pour la réalisation de la longueur d'onde étalon [5]. Néanmoins le nombre d'ondes a été pris égal à $1\,650\,763,719 \text{ m}^{-1}$, valeur déterminée par une étude préalable faite dans ce laboratoire. La lampe à krypton éclairait un des faisceaux du système optique, et la lampe à étudier éclairait l'autre faisceau. Les positions de ces sources étaient permutées plusieurs fois pendant la durée de la mesure sur chaque lampe de façon à annuler autant que possible toute erreur systématique due à la non-uniformité de l'éclairage de l'interféromètre et pour équilibrer l'effet de toute différence dans les retards des deux systèmes amplificateurs.

Krypton 86. — Une seconde lampe à krypton semblable à la lampe de référence a été utilisée, dans les mêmes conditions, pour les mesures des radiations du krypton 86. Deux radiations seulement ont été mesurées parce que nous ne disposions que de filtres permettant la séparation de ces raies.

Longueurs d'onde dans le vide

(unité : 10^{-10} m)
à $63,5 \text{ }^\circ\text{K}$ et $0,35 \text{ A.cm}^{-2}$

5 651,128 58 \pm 0,000 02
4 503,616 20 \pm 0,000 02

Cadmium 114. — La lampe à cadmium 114 (N^o 13) était un tube sans électrodes fourni par C.F. Bruce (N.S.L.) contenant 1,5 mg de cadmium 114 enrichi à 94,1 % et sous une pression d'argon de 10 mm Hg.

Longueurs d'onde dans le vide

(unité : 10^{-10} m)

6 440,248 74 \pm 0,000 03
5 087,238 08 \pm 0,000 03
4 801,252 32 \pm 0,000 03
4 679,458 42 \pm 0,000 03

Mercure 198. — Cinq lampes sans électrodes à mercure 198 de la General Electric Company (Wembley, England), refroidies par circulation d'eau à 13°C ont été utilisées. Elles étaient excitées dans un champ de 300 MHz et nous avons noté qu'en changeant la puissance de l'oscillateur de façon à multiplier l'intensité lumineuse par un facteur vingt environ, la longueur d'onde n'est affectée que d'une quantité négligeable (inférieure à $0,000\,02 \text{ \AA}$).

La lampe H était une lampe neuve contenant 0,5 mg de mercure sous une pression d'argon de 1 mm Hg.

Les lampes 71 855-1 et 71 855-2 contenaient 1 mg d'isotope sous une pression d'argon de 1 mm Hg. La première avait été utilisée déjà plus de 250 heures et la seconde, quoique moins employée, avait un spectre parasite plus intense que d'habitude.

Les lampes 43 918-1 et 43 918-5 contenaient 2 mg d'isotope sous une

pression d'argon de 3 mm Hg. Aucune n'était neuve, et la seconde avait été utilisée près de 200 heures.

*Longueurs d'onde dans le vide,
non corrigées de l'effet de pression*

(unité : 10^{-10} m)

	Lampe H	71855-1	71855-2	43918-1	43918-5	
5 792	,268 60	,268 60	,268 70	,268 99	,268 79	$\pm 0,000 10$
5 771	,198 54	,198 48	,198 50	,198 77	,198 67	$\pm 0,000 10$
5 462	,270 72	,270 71	,270 73	,270 96	,270 82	$\pm 0,000 03$
4 359	,562 51	,562 52	,562 52	,562 68	,562 58	$\pm 0,000 03$

Les valeurs ci-dessus ont ensuite été corrigées pour tenir compte de la pression d'argon, d'après les résultats des expériences de Baird et Smith [6]; on a ainsi obtenu les valeurs suivantes :

*Longueurs d'onde dans le vide,
corrigées de l'effet de pression*

(unité : 10^{-10} m)

	Lampe H	71855-1	71855-2	43918-1	43918-5
5 792	,268 54	,268 54	,268 64	,268 72	,268 62
5 771	,198 47	,198 41	,198 44	,198 58	,198 48
5 462	,270 66	,270 65	,270 67	,270 78	,270 64
4 359	,562 47	,562 48	,562 49	,562 55	,562 45

Les résultats obtenus avec les différentes lampes sont concordants, sauf dans le cas de la lampe 43 918-1 pour laquelle les longueurs d'onde sont notablement plus élevées; en conséquence, les valeurs obtenues avec cette lampe ont été négligées dans le calcul des valeurs moyennes ci-dessous :

*Moyennes des longueurs d'onde dans le vide
du Mercure 198 refroidi à 13°C*

(unité : 10^{-10} m)

5 792,268 59 $\pm 0,000 05$
5 771,198 45 $\pm 0,000 04$
5 462,270 65 $\pm 0,000 02$
4 359,562 47 $\pm 0,000 02$ (*)

* Cette valeur peut être entachée d'une erreur systématique, considérablement plus élevée que celle indiquée, due à la différence de perte de phase qui n'est pas corrigée, ce qui donne une valeur de la longueur d'onde trop grande.

On a étudié la variation de la longueur d'onde de la radiation verte du mercure (5 462 Å) en fonction de la température, avec la lampe 71 855-2. On a trouvé que la longueur d'onde augmente avec la température, et, quand le renversement devient apparent à 30 °C environ, on a noté que les deux maximums sont d'inégale intensité.

*Variation de la longueur d'onde de la raie verte du Mercure 198
en fonction de la température*

Température (°C)	Variation de la longueur d'onde (unité : 10^{-16} m)
0	0
5	14
10	29
15	47
20	71
25	104

(15 février 1962)

BIBLIOGRAPHIE

- [1] BARRELL (H.) et SEARS (J. E.), *Trans. Roy. Soc. London*, A-238, 1939, p. 1.
- [2] EDLÉN (B.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 43, 1953, p. 339.
- [3] BARRELL (H.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 41, 1951, p. 295.
- [4] COOK (A. H.) et RICHARDSON (H. M.), *Proc. Phys. Soc. London*, 73, 1959, p. 661.
- [5] *C.R. de la Onzième Conférence Générale des Poids et Mesures*, 1960, p. 85 (Gauthier-Villars, Paris).
- [6] BAIRD (K. M.) et SMITH (D. S.), *Canad. J. Phys.*, 35, 1957, p. 455.

ÉTUDE DES VARIATIONS DU NOMBRE D'ONDES
DE LA RADIATION ÉTALON DU KRYPTON 86
SOUS DIFFÉRENTES CONDITIONS D'ÉMISSION

Par W. R. C. ROWLEY

National Physical Laboratory (Royaume-Uni)

(Traduction)

Abstract. — The wavenumber variations of the $2p_{10}-5d_5$ standard line of krypton-86 under different conditions of excitation have been measured with a pressure-scanning Fabry-Perot interferometer employing photoelectric detection. The results are expressed in the form of equations which represent the observed behaviour of the source as a function of temperature and current density.

Les variations du nombre d'ondes de la radiation étalon $2p_{10} - 5d_5$ du krypton 86 sous différentes conditions d'excitation ont été mesurées avec un interféromètre Perot-Fabry à balayage par variation de pression en utilisant la détection photoélectrique. Cet appareil a été brièvement décrit dans l'Annexe 12; il comprend deux systèmes optiques identiques éclairant l'interféromètre et permettant d'obtenir simultanément les figures d'interférences des deux sources.

Au cours de recherches antérieures faites dans ce Laboratoire sur la radiation étalon du krypton 86, deux lampes de Engelhard furent employées, une dans chaque faisceau éclairant l'interféromètre. L'une d'elles, choisie comme référence, fonctionnait dans des conditions invariables et les changements du nombre d'ondes de l'autre lampe étaient observés en modifiant sa température et la densité du courant. De cette façon on a obtenu des graphiques montrant les variations du nombre d'ondes émis côté anode et côté cathode du capillaire pendant que la température était changée, la densité du courant restant constante. De façon semblable on a obtenu des courbes représentant les variations du nombre d'ondes en fonction de la densité du courant à température constante. Ces résultats n'étaient cependant pas assez précis pour choisir entre des équations dans lesquelles l'écart du nombre d'ondes était proportionnel à la densité du courant (1) ou proportionnel à la racine carrée de la densité du courant (2).

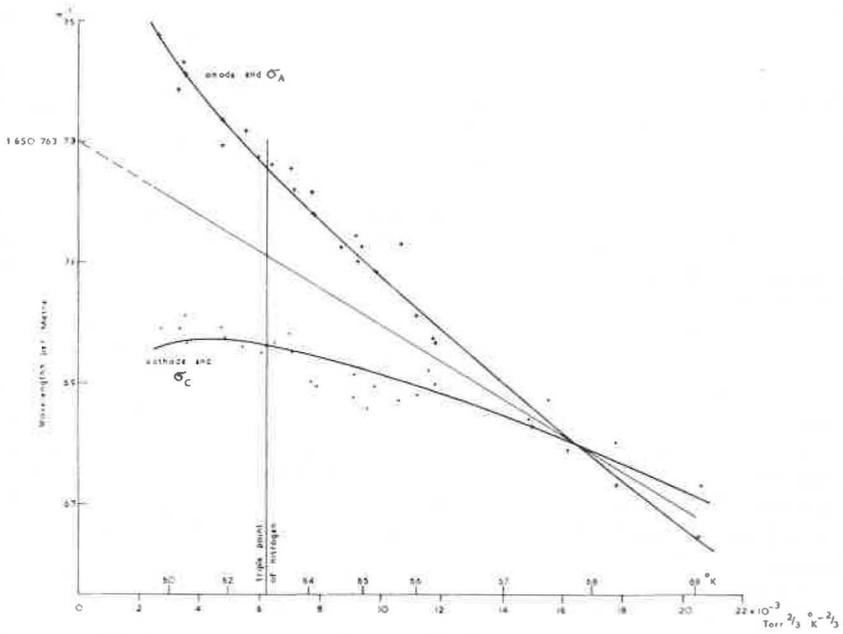


Fig. 1. — Variation du nombre d'ondes d'après l'équation (1). Lampe NPL 186; $j = 0,255 \text{ A. cm}^{-2}$.

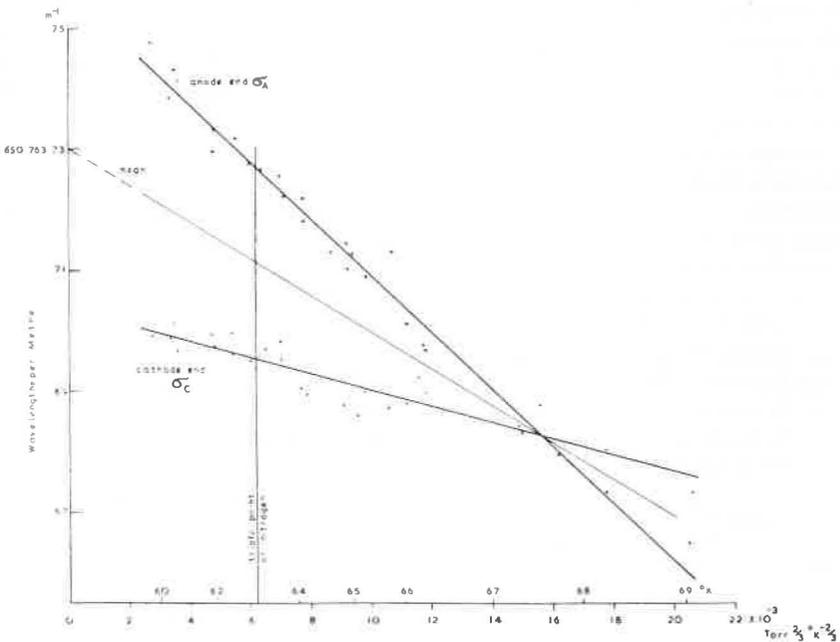


Fig. 2. — Variation du nombre d'ondes d'après l'équation (2). Lampe NPL 186; $j = 0,255 \text{ A. cm}^{-2}$.

Avec l'interféromètre à deux systèmes optiques identiques une autre disposition des sources est possible dans laquelle on peut observer ensemble, par un système approprié de miroirs, les deux extrémités de la même lampe. On a étudié de cette façon les variations de l'effet Doppler en fonction de la température et de la densité du courant. Les résultats montrent que l'effet Doppler est indépendant de la densité du courant et approximativement proportionnel à la température.

Plus récemment, des mesures ont été faites sur une lampe ayant un capillaire de 4 mm de diamètre, fabriquée au N.P.L. avec du krypton 86 à 99,7 % de pureté fourni par K.M. Baird (N.R.C. Canada). Cette lampe est équipée de filaments aux deux électrodes de façon que les fonctions de l'anode et de la cathode puissent être permutées en quelques secondes sans perturber le réglage optique de la lampe par rapport à l'interféromètre. Une lampe ordinaire de Engelhard était utilisée comme source de référence de sorte qu'en faisant des mesures, à différentes températures, avec la lampe spéciale et en permutant les fonctions de ses électrodes à chaque température, l'effet Doppler est donné directement en fonction de la température. De plus, la moyenne des nombres d'ondes observés dans les deux directions du courant électrique donne la partie de l'écart du nombre d'ondes qui est indépendante de la direction de l'observation du capillaire de la lampe.

La lampe spéciale avait aussi, près d'une électrode, un tube auxiliaire soudé qui plongeait dans le bain d'azote à côté du capillaire de la lampe. La décharge ne passait pas à l'intérieur de ce tube qui n'était pas ainsi sujet à l'échauffement interne affectant le reste de la lampe. On admettait que ce tube auxiliaire serait la partie la plus froide de la lampe, de sorte que la pression à l'intérieur de celui-ci pourrait être déterminée par la tension de vapeur du krypton à la partie la plus froide du tube. Un thermomètre à azote ayant un tube de même diamètre que celui du tube auxiliaire plongeait à côté de lui dans le bain d'azote et la tension de vapeur du krypton était calculée à partir de la pression mesurée de la vapeur d'azote. Puisque le tube auxiliaire de la lampe en est la partie la plus froide, sa pression n'est pas affectée par la pression différentielle observée le long du capillaire ⁽¹⁾ et, de ce fait, aucune correction aux observations n'est nécessaire tant que celles-ci restent limitées à l'extrémité du capillaire la plus près du tube auxiliaire.

Les résultats des mesures faites avec cette lampe spéciale peuvent être représentés aussi bien par l'une que par l'autre des deux formes d'équations, que l'on peut ajuster sur les observations expérimentales avec des erreurs quadratiques moyennes de 1,8 et $1,6 \times 10^{-9}$ respectivement. Dans les deux cas, la valeur absolue de l'échelle du nombre d'ondes a été déterminée en extrapolant à pression et à température nulles la moyenne des nombres d'ondes pour les deux directions du courant électrique.

$$(1) \begin{cases} \sigma_{\lambda} = -6,00(p/T)^{2/3} j^{1/2} - 0,003\,044\,T + 1\,650\,763,937 \\ \sigma_{\text{c}} = -6,00(p/T)^{2/3} j^{1/2} + 0,003\,044\,T + 1\,650\,763,525 \end{cases}$$

ou

$$(2) \begin{cases} \sigma_{\lambda} = -5,95(p/T)^{2/3} (j^{1/2} + 0,28) + 1\,650\,763,756 \\ \sigma_{\text{c}} = -5,95(p/T)^{2/3} (j^{1/2} - 0,28) + 1\,650\,763,704 \end{cases}$$

⁽¹⁾ SMITH (D. S.), *Nature*, 191, 1961, p. 265.

où

σ_A = nombre d'ondes en m^{-1} avec le côté anode le plus près de l'observateur (CAO),

σ_C = nombre d'ondes en m^{-1} avec le côté cathode le plus près de l'observateur (ACO),

p = pression en mm Hg,

T = température en degrés K,

j = densité de courant en $A.cm^{-2}$.

La différence réelle entre les équations (1) et (2) est faible malgré leur forme différente; elle excède seulement 1×10^{-9} aux extrémités du domaine des observations (60 à 69 °K). La forme générale des variations du nombre d'ondes ayant été établie au cours des recherches antérieures déjà mentionnées, la plupart des mesures récentes ont été effectuées avec une densité de courant constante $j = 0,26 A.cm^{-2}$. Pour déterminer la puissance à laquelle j doit être élevé dans les équations (1) et (2), on a fait quelques mesures de la grandeur de l'écart du nombre d'ondes pour un changement de la densité de courant de 0,07 à 0,43 $A.cm^{-2}$, à plusieurs températures. Les résultats, bien que non concluants, sont en meilleure concordance avec $j^{1/2}$ qu'avec $j^{2/3}$, particulièrement aux températures les plus élevées du domaine des observations où les variations sont plus grandes.

(16 février 1962)

ANNEXE 14

DÉTERMINATION DE LA LONGUEUR D'ONDE DANS LE VIDE DE RADIATIONS DU KRYPTON 86, DU CADMIUM 114 ET DU MERCURE 198

Par E. ENGELHARD

Physikalisch-Technische Bundesanstalt (Allemagne)

(Traduction remise)

1. MÉTHODE DE MESURE

Les mesures ont été effectuées avec le comparateur de longueurs d'onde dans le vide installé et étudié à la P.T.B. par W. Kösters et décrit, entre autres, par E. Engelhard [1]. Dans ce comparateur on utilise les franges de Fizeau observées visuellement. En principe, la méthode consiste en une détermination du nombre d'ondes dans le vide correspondant à la différence de marche définie par une longueur à bouts pour la radiation orangée du krypton 86 ($2p_{10} - 5d_5$) et pour la radiation à mesurer, suivie d'une comparaison de ces nombres. Les calibres en acier utilisés ont été collés à des plans auxiliaires de même qualité de surface, de sorte qu'aucune correction due à la perte de phase n'est nécessaire.

2. SOURCES DE LUMIÈRE

a. Lampe à krypton 86 à cathode chaude, type P.T.B. [2], conforme aux conditions recommandées par le Comité International des Poids et Mesures en 1960.

b. Lampes sans électrodes à cadmium 114, à excitation haute fréquence de 400 MHz, type National Standards Laboratory (N.S.L.) [3]. Les longueurs d'onde de quatre radiations émises par deux lampes (N^{os} 22 et 23) offertes par C.F. Bruce du N.S.L. ont été mesurées. Chaque lampe contient 5 mg

de cadmium 114, dont la composition indiquée par C.F. Bruce est la suivante :

Cd	106	108	110	111	112	113	114	116
%	0,05	0,05	0,51	0,59	2,30	1,70	94,1	0,75

Mode d'observation des lampes : en travers de l'axe.

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

Contenu d'argon : pression initiale 4 mm Hg pour la lampe N° 22 et 2 mm Hg pour la lampe N° 23.

La pression d'argon existant lors des observations était incertaine par suite de l'absorption possible de l'argon. Cependant cette pression était probablement assez voisine de 4 mm Hg et de 2 mm Hg respectivement, la durée totale d'utilisation de chaque lampe n'étant pas supérieure à 50 heures environ.

c. Lampe sans électrodes à mercure 198, à excitation haute fréquence de 400 MHz, type National Bureau of Standards (N.B.S.) [4], offerte par le Dr. A.V. Astin, Directeur du N.B.S.

Température : refroidissement par eau à 10 °C environ.

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

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

Contenu d'argon : pression initiale 3 mm Hg.

Comme dans le cas des lampes à Cadmium 114, la pression d'argon n'était pas connue avec certitude. On estime que la pression réelle d'argon était voisine de 3 mm Hg.

3. DIFFÉRENCES DE MARCHÉ

Les longueurs d'onde ont été mesurées aux différences de marche suivantes :

500 mm : radiations 6 458, 6 422, 5 651, 5 581, 5 563 $\times 10^{-10}$ m du Kr 86;

400 mm : radiations 5 872 et 5 571 $\times 10^{-10}$ m du Kr 86;

250 mm : radiations du Hg 198;

125 mm : radiations du Cd 114 et radiation 4 503 $\times 10^{-10}$ m du Kr 86.

4. RÉSULTATS

Les résultats obtenus pour la longueur d'onde moyenne dans le vide des diverses radiations sont rassemblés dans les tableaux I, II, et III.

5. REMARQUES

Aucune des valeurs des longueurs d'onde observées n'a été affectée de corrections. Par conséquent les valeurs indiquées sont valables pour les conditions expérimentales indiquées au paragraphe 2. Les valeurs des lon-

guez d'onde données dans les tableaux I et III sont fondées sur des observations effectuées en 1957, à l'exception de la valeur de la raie violette du krypton 86 observée en 1962. Les valeurs données en 1957 [6] sont différentes de ces valeurs parce qu'elles n'ont pas été rapportées à la valeur définitive de la longueur d'onde de la radiation orangée $2p_{10} - 5d_5$ du krypton 86. De plus, les valeurs du krypton 86 données en 1957 ont subi des corrections de déplacement et sont valables aux conditions idéales (pression de krypton $p = 0$, densité de courant $j = 0$) et à l'état de repos de l'atome. Dans les incertitudes indiquées au tableau I sont comprises l'erreur moyenne arithmétique et l'erreur provenant des imprécisions concer-

TABLEAU I

Krypton 86 (Lampe P.T.B.)

(unité : 10^{-10} m)

Transition	λ_{vide}	(a)	Incertainitude
$2p_9 - 5d_4^1$	6 458,071 88	32	$\pm 0,000 04$
$2p_8 - 5d_4$	6 422,800 47	32	$\pm 0,000 04$
$1s_4 - 2p_2$	5 872,541 50	36	$\pm 0,000 03$
$1s_3 - 3p_{10}$	5 651,128 60	32	$\pm 0,000 03$
$1s_2 - 3p_5$	5 581,935 29	32	$\pm 0,000 03$
$1s_5 - 2p_3$	5 571,835 15	36	$\pm 0,000 03$
$1s_5 - 2p_2$	5 563,769 02	32	$\pm 0,000 03$
$1s_4 - 3p_8$	4 503,616 13	132	$\pm 0,000 04$

(a), Nombre d'observations faites par deux observateurs.

TABLEAU II

Cadmium 114 (Lampes N.S.L.)

(unité : 10^{-10} m)

Transition	Lampe N°	P Ar (mm Hg)	λ_{vide}	(a)	Erreur moy. arithmétique	(b)
$5^1P_1 - 5^1D_2$	22	4	6 440,248 66	72	$\pm 0,000 08$	- 0,000 9
	23	2	,248 22	88	$\pm 0,000 07$	- 0,000 4
$5^3P_2 - 6^3S_1$	22	4	5 087,238 21	72	$\pm 0,000 05$	- 0,000 5
	23	2	,237 95	88	$\pm 0,000 05$	- 0,000 3
$5^3P_1 - 6^3S_1$	22	4	4 801,252 42	72	$\pm 0,000 06$	- 0,000 4
	23	2	,252 22	88	$\pm 0,000 04$	- 0,000 2
$5^3P_0 - 6^3S_1$	22	4	4 679,458 32	72	$\pm 0,000 06$	- 0,000 4
	23	2	,458 12	88	$\pm 0,000 05$	- 0,000 2

(a), Nombre d'observations faites par deux observateurs.

(b), Changement possible de la longueur d'onde à cause de l'absorption de l'argon.

nant le déplacement des radiations mesurées. Dans les dernières colonnes des tableaux II et III sont donnés les changements les plus grands qui pourraient survenir dans le cas de l'absorption totale de l'argon contenu dans les lampes utilisées.

TABLEAU III

Mercure 198 (Lampe N.B.S.)

(unité : 10^{-10} m)

Transition	λ_{vide}	(a)	Erreur moy. arithmétique	(b)
$6^1P_1-6^1D_2$	5 792,268 53	28	$\pm 0,000 04$	- 0,000 3
$6^1P_1-6^3D_2$	5 771,198 55	28	$\pm 0,000 03$	- 0,000 3
$6^3P_2-7^3S_1$	5 462,270 76	28	$\pm 0,000 02$	- 0,000 2

(a), Nombre d'observations faites par deux observateurs.

(b), Changement possible de la longueur d'onde à cause de l'absorption de l'argon [5].

6. CONCLUSION

Les mesures semblent confirmer que les raies du Krypton 86 énumérées dans le tableau I sont assez propres aux mesures précises à 1×10^{-8} en valeur relative, tandis que les raies mesurées du cadmium 114 et du mercure 198 dans les conditions données au paragraphe 2 sont moins bonnes, l'exactitude n'étant pas meilleure que 1×10^{-7} en valeur relative surtout par suite de l'incertitude de la pression de l'argon.

(15 février 1962)

BIBLIOGRAPHIE

- [1] ENGELHARD (E.), *Z. Instr. Kde*, **67**, 1959, p. 59.
- [2] ENGELHARD (E.), *Procès-Verbaux C. I. P. M.*, **23-A**, 1953, p. 165.
- [3] BRUCE (C. F.) et HILL (R. M.), *Austr. J. Phys.*, **14**, 1961, p. 64.
- [4] MEGGERS (W. F.) et WESTFALL (F. O.), *J. Research N. B. S.*, **44**, 1950, p. 447.
- [5] BAIRD (K. M.) et SMITH (D. S.), *Canad. J. Phys.*, **35**, 1957, p. 455.
- [6] *Procès-Verbaux C. I. P. M.*, **26-B**, 1958, p. M 62.

ANNEXE 15

LONGUEUR D'ONDE DANS LE VIDE DE RADIATIONS DU KRYPTON 86, DU MERCURE 198 ET DU CADMIUM 114 ⁽¹⁾

National Research Council (Canada)

(Traduction remise)

Abstract. — Vacuum wavelengths values are given for a number of visible lines, emitted by Kr 86, Hg 198 and Cd 114, which are useful spectroscopic and metrological standards. The wavelengths are based on a number of Perot-Fabry interferometer measurements during the past few years; some of the values have also been confirmed by independant measurements on Michelson interferometers. Perturbations to the wavelengths are mentioned.

On a fait de nouvelles mesures de la longueur d'onde dans le vide de plusieurs radiations émises par le krypton 86, le mercure 198 et le cadmium 114, parmi lesquelles celles qui ont été proposées comme étalons secondaires utiles pour la métrologie. Dans la première colonne du tableau I sont données les « meilleures valeurs » de ce laboratoire, basées sur les expériences effectuées pendant les cinq dernières années aussi bien que sur les mesures nouvelles.

Les mesures ont été faites au moyen d'un étalon Perot-Fabry en utilisant les procédés habituels décrits précédemment dans les rapports de ce laboratoire. Des mesures visuelles complémentaires ont été effectuées au moyen d'un interféromètre de Michelson, mais les valeurs exposées dans le tableau I reposent surtout sur les mesures faites à l'interféromètre Perot-Fabry. Il n'y avait aucune différence significative entre les valeurs obtenues par les deux méthodes.

La deuxième colonne du tableau donne l'écart-type calculé pour la valeur moyenne de la longueur d'onde; cette valeur est la moyenne de

⁽¹⁾ Voir BAIRD (K. M.), SMITH (D. S.) et HART (K. H.), *J. Opt. Soc. Am.*, 1963, 53, p. 717.

30 à 100 mesures indépendantes. Les cas où l'écart-type est grand correspondent, en général, à des résultats obtenus à partir d'un petit nombre de mesures.

TABLEAU I

Étalons secondaires de longueur d'onde

	λ_{vide} (10^{-10} m)	Ecart-type calculé (10^{-10} m)	Demi- largeur (m^{-1})	Déplacement dû	
				au courant (m^{-1})	à l'effet Doppler (m^{-1})
^{86}Kr	6 458,071 9 ⁺	0,000 05	1,6	- 0,013	0,013
	6 422,800 5	0,000 08	1,3	- 0,019	0,013
	6 057,802 1		1,3	- 0,011	0,013
	6 013,819 6	0,000 09	1,3	- 0,008	0,013
	5 871 - - ⁺	Cette raie est renversée			
	5 651,128 6 ⁺	0,000 05	1,4	- 0,004	0,011
	5 563,769 2	0,000 14	1,5	+ 0,001	0,008
	4 503,616 2 ⁺	0,000 06	1,9	- 0,007	0,016
	4 464,941 7	0,000 06	2,1	- 0,006	0,016
4 377,350 3	0,000 05	2,1	- 0,008	0,018	
^{198}Hg	5 792,268 3 ⁺	0,000 06	2,2		
	5 771,198 2 ⁺	0,000 05	2,3		
	5 462,270 5 ⁺	0,000 04	1,8		
	4 359,562 3 ⁺	0,000 04	2,2		
	4 047,714 5	0,000 08	2,3		
^{114}Cd	6 440,248 2 ⁺	0,000 08	2,8		
	5 087,237 9 ⁺	0,000 06	3,6		
	4 801,252 0 ⁺	0,000 06	3,4		
	4 679,458 3 ⁺	0,000 12	3,5		

⁺ Radiations pour lesquelles la mesure de la longueur d'onde a été demandée par le C.C.D.M.

La lampe à krypton 86 était excitée selon les recommandations du C.I.P.M. et la raie 6 057 de cette lampe était utilisée comme étalon de référence pour toutes les déterminations.

La lampe à mercure 198 (pureté 98 %), sans électrodes, était excitée à la fréquence de 200 MHz et refroidie par eau à 10 °C. La lampe contenait

de l'argon sous une pression de 0,2 mm Hg; aucune correction de pression d'argon n'a été faite.

La lampe à cadmium 114 (pureté 94 %), sans électrodes, était excitée à la fréquence de 200 MHz et maintenue à 200 °C par un bain de triéthylène glycol. La lampe contenait de l'argon sous une pression de 2,0 mm Hg; aucune correction de pression d'argon n'a été faite.

En plus des mesures de longueur d'onde, on a mesuré la demi-largeur des raies en utilisant les profils spectraux obtenus par balayage photo-électrique; les déplacements dus au courant et à l'effet Doppler ont aussi été mesurés pour les radiations du krypton 86. Les résultats sont donnés dans le tableau I. Les déplacements indiqués représentent les différences entre les nombres d'ondes par mètre pour les conditions recommandées par le C.I.P.M. et ceux déterminés par extrapolation pour les conditions non perturbées.

Les observations suivantes sont utiles pour l'utilisation de ces radiations en métrologie.

1° La radiation 6 422 du ^{86}Kr est sensiblement plus fine que la radiation 6 458. Quoiqu'on ait besoin d'un monochromateur assez puissant pour la séparer de la radiation voisine 6 415, la radiation 6 422 est utilisée dans ce laboratoire de préférence à la radiation 6 458 qui a été proposée par la majorité du C.C.D.M.

2° Les radiations 5 871, 5 570, 4 319 et 4 273 du ^{86}Kr sont nettement renversées dans les conditions d'excitation recommandées par le C.I.P.M.

3° La radiation 5 563 du ^{86}Kr est très fine, intense et facilement isolée. Parmi les raies étudiées, c'est celle-ci qui paraît la moins sensible aux déplacements et on l'a trouvée très utile comme étalon pour la métrologie.

4° Les radiations 5 087, 4 801 et 4 679 du ^{114}Cd sont fortement renversées aux températures supérieures à 250 °C. La radiation 6 440 ne montre aucun renversement ou déplacement jusqu'à 300 °C.

(5 mars 1962)

ANNEXE 16

LONGUEUR D'ONDE DANS LE VIDE DE RADIATIONS DU KRYPTON 86, DU MERCURE 198 ET DU CADMIUM 114

Par C. F. BRUCE

National Standards Laboratory (Australie)

(Traduction)

SOURCES DE LUMIÈRE ET MODE D'UTILISATION

La lampe à krypton 86 était un tube à cathode chaude du type Engelhard [1] utilisé suivant les spécifications recommandées par le Comité International des Poids et Mesures en 1960.

La lampe à mercure 198 était une lampe sans électrodes du type Meggers [2] excitée à la fréquence de 200 MHz et refroidie par eau à environ 10-12 °C. La lampe était observée en travers; elle contenait environ 1 mg de mercure 198 de pureté 98 à 99 %, et de l'argon dont la pression au remplissage était de 2 mm Hg.

La source à cadmium 114 était une lampe sans électrodes, enfermée dans une enveloppe sous vide [3], contenant quelques mg de cadmium 114 de pureté 94 % environ. La composition isotopique était la suivante :

Cd	106	108	110	111	112	113	114	116
%	0,05	0,05	0,51	0,59	2,30	1,70	94,1	0,75

La lampe était excitée à 2 400 MHz dans une cavité résonnante avec un niveau de puissance de l'oscillateur d'environ 15 à 20 W. La lampe était remplie avec de l'argon à une pression de 1 mm Hg et observée en travers.

MÉTHODE EXPÉRIMENTALE

On a utilisé un interféromètre Perot-Fabry à enregistrement photo-électrique, avec balayage électromécanique pour le pointé de la partie centrale du système d'anneaux d'interférences. Un appareillage électrique à deux canaux permettait de faire les lectures d'excédents fractionnaires à 0,000 1 frange pour deux longueurs d'onde presque simultanément.

L'amplitude du balayage était telle que le profil spectral était largement couvert. Les lames de l'interféromètre étaient argentées avec un facteur de réflexion de 0,80 à 0,88. La différence de marche utilisée était 150 mm mais on a utilisé aussi une petite différence de marche de 10 mm pour évaluer et corriger la dispersion de la perte de phase.

TABLEAU I

Étalons secondaires de longueurs d'onde

Source	λ_{vide} (unité : 10^{-10} m)	Demi-largeur (unité : m^{-1})
Krypton 86 (cathode chaude, 63°K ; $0,3 \text{ A/cm}^2$)	6 458,072 03	1,6
	6 422,800 58	1,4
	5 651,128 57	1,4
	4 503,616 15	1,9
Mercure 198 (sans électrodes, 11°C ; 2 mm Hg)	5 792,268 2	2,1
	5 771,198 3	2,1
	5 462,270 6	2,0
	4 359,562 5	1,9
Cadmium 114 (sans électrodes, environ 200°C ; 1 mm Hg)	6 440,248 4	2,9
	5 087,238 1	3,4
	4 801,252 2	3,3
	4 679,458 3	3,3

Les résultats donnés dans le tableau I proviennent d'un grand nombre de mesures faites durant ces dernières années. L'erreur quadratique pour une seule détermination par les méthodes photoélectriques varie de $0,000\ 02$ à $0,000\ 05 \times 10^{-10}$ m. Par comparaison, l'erreur quadratique d'une détermination par les méthodes photographiques habituelles varie de $0,000\ 1$ à $0,000\ 2 \times 10^{-10}$ m.

Les résultats pour les radiations du krypton 86 peuvent être établis avec plus de précision que pour les radiations du mercure 198 et du cadmium 114 pour plusieurs raisons. Premièrement, la forme et le mode de fonctionnement de la lampe assurent des conditions connues et fidèles de pression du gaz et de densité de courant. Deuxièmement, une lampe seulement est observée pour toutes les longueurs d'onde et il n'y a ainsi aucun problème pour l'alignement optique. Dans le cas des lampes à mercure 198 et à cadmium 114, la pression du gaz et la densité de courant ne sont pas connues d'une façon certaine pendant l'expérience, et deux lampes doivent être observées introduisant ainsi la possibilité de petites erreurs dues à un alignement optique imparfait des lampes.

Les valeurs des longueurs d'onde pour les lampes à mercure 198 et à cadmium 114 correspondent à des pressions initiales au remplissage de

2 mm Hg et 1 mm Hg respectivement. Les corrections de pression n'ont pas été appliquées; mais les effets de la pression sont bien connus pour les radiations du mercure [4]: lorsque la pression de l'argon est 2 mm Hg, la correction est environ $-0,0001 \times 10^{-10}$ m. Les mesures avec les lampes à cadmium 114 remplies sous différentes pressions montrent que la correction pour 1 mm Hg est environ $-0,0002 \times 10^{-10}$ m.

REMARQUES

Les longueurs d'onde des radiations secondaires considérées dans le spectre du krypton 86 peuvent être données avec une précision de 1×10^{-8} en valeur relative. La radiation $2p_8-5d_4$ (6 422 Å) est légèrement plus fine que la radiation $2p_9-5d_4$ (6 458 Å). La radiation 6 422 Å est utilisée dans ce Laboratoire pour la mesure des règles à traits de 1 mètre (en utilisant une différence de marche de 500 mm) et est préférée à la radiation 6 458 Å à cause de sa visibilité nettement meilleure et de son intensité. Un désavantage est sa proximité avec la raie 6 415 Å laquelle, cependant, est de très faible intensité. Pour ces raisons, ce Laboratoire estime que les quatre radiations du krypton 86 indiquées dans le tableau I devraient être toutes prises en considération pour le choix des radiations secondaires de cette source.

Les longueurs d'onde du mercure 198 et du cadmium 114 ne peuvent être données qu'avec une précision moindre à cause des incertitudes décrites ci-dessus. On estime que la précision est certainement meilleure que 1×10^{-7} en valeur relative, mais qu'elle n'atteint pas 2×10^{-8} .

(Avril 1962)

BIBLIOGRAPHIE

- [1] ENGELHARD (E.), *Z. Inst. Kde*, **67**, 1959, p. 59.
- [2] MEGGERS (W. F.) et WESTFALL (F. O.), *J. Research N. B. S.*, **44**, 1950, p. 447.
- [3] BRUCE (C. F.) et HILL (R. M.), *Aust. J. Phys.*, **14**, 1961, p. 64.
- [4] BAIRD (K. M.) et SMITH (D. S.), *Canad. J. Phys.*, **35**, 1957, p. 455.

ANNEXE 17

REPRODUCTIBILITÉ DU NOMBRE D'ONDES DE LA RADIATION $2p_{10}$ - $5d_5$ DU KRYPTON 86

Par C. F. BRUCE et R. M. HILL

National Standards Laboratory (Australie)

(Traduction)

Les caractéristiques de cette radiation ont été étudiées par plusieurs laboratoires nationaux durant ces dernières années, en particulier la différence existant entre le nombre d'ondes émis par une lampe à cathode chaude et le nombre d'ondes pour l'état non perturbé des atomes (C.I.P.M. 1958).

Le précédent travail exécuté dans ce laboratoire [1] a été fait avec un interféromètre Perot-Fabry à enregistrement photoélectrique et à balayage mécanique. Le facteur limitatif dans la détermination des petits écarts de longueur d'onde était la précision avec laquelle on pouvait pointer le maximum des franges. En vue des expériences sur la reproductibilité de l'étalon primaire, la précision limite de l'interféromètre à balayage a été étudiée à la fois théoriquement et expérimentalement [2]. Ce travail a défini les valeurs les plus convenables des nombreux paramètres de l'interféromètre et du système de détection pour obtenir la précision optimale des pointés. Des modifications et des additions ont été apportées au système de détection pour permettre la lecture des pointés de franges à mieux que 0,000 1 frange près. On a observé que cet ordre de grandeur de la sensibilité des pointés pouvait être atteint à une différence de marche de 150 mm, ce qui correspond à une précision de 10^9 , la précision étant définie par le rapport de l'ordre d'interférence n à la plus petite variation décelable δn .

Les variations du nombre d'ondes dans la lampe à krypton 86 à cathode chaude dont la forme et le mode d'utilisation sont conformes aux recommandations du C.I.P.M. ont été soigneusement mesurées après les modifications et améliorations apportées à l'appareillage.

Cette Note donne un bref résumé des principaux résultats et conclusions. Le détail de ce travail sera exposé ailleurs [3].

L'appareillage électrique de l'interféromètre fournit un excellent moyen d'ajuster deux ensembles de cadrans décimaux (A et B) pour donner, presque simultanément, des pointés par deux canaux correspondant à deux conditions différentes d'utilisation de la lampe (A et B). La détermination de la variation du nombre d'ondes était obtenue à partir de trois pointés A-B-A, un intervalle de temps précis de 10 secondes séparant chacun d'eux.

Ce processus de mesure éliminait d'une façon satisfaisante les erreurs provenant de petites dérives de température. Chaque point porté dans nos résultats est la moyenne de 24 observations indépendantes. Le tableau I montre une comparaison de la précision expérimentale exprimée comme un écart-type, et de la précision théorique prévue définie par le rapport de l'ordre d'interférence n au plus petit changement décelable de cet ordre d'interférence δn .

TABLEAU I

Température (°K)	Effet Doppler	Effet de pression et de densité de courant	
		Expérimentale	Théorique
70	$0,3 \times 10^9$	$0,2 \times 10^9$	$0,4 \times 10^9$
68		0,3	
66	0,5	0,6	0,7
64		0,9	
63	1,0	1,0	1,0
62		1,0	
60		1,0	
58	0,5	1,0	0,7

Les changements relatifs du nombre d'ondes dus aux effets de pression et de densité de courant ont été mesurés en employant une seule lampe dans laquelle on modifiait systématiquement la densité de courant dans un certain domaine de température. La valeur absolue de l'effet Doppler a été obtenue par la mesure de la variation du nombre d'ondes lorsqu'on inverse le sens d'observation de la lampe: cathode-anode-observateur (CAO), puis anode-cathode-observateur (ACO); on a admis que la moitié de cette variation du nombre d'onde était la valeur de l'effet Doppler. Ceci pouvait être fait au moyen de deux lampes ou d'une seule, mais on a finalement préféré l'emploi de deux lampes puisque les problèmes d'alignement optique étaient moindres. Il convient de remarquer que la reproductibilité des résultats à 1×10^{-9} est valable lorsqu'une seule lampe est observée exactement de la même manière durant toutes les mesures. La reproductibilité n'est pas aussi bonne quand on doit observer deux lampes ou les deux extrémités d'une même lampe, à cause des légères différences d'alignement optique qui peuvent exister. Ceci est dû au fait que l'éclairage des miroirs de l'interféromètre n'est pas parfaitement uniforme; cet effet serait probablement négligeable si l'on avait des miroirs d'une pla-

néité quasi parfaite. Pour cette raison les mesures de l'effet Doppler montrent une dispersion plus grande.

Les valeurs absolues des variations de nombre d'ondes ont été déduites des valeurs relatives par extrapolation à la densité de courant nulle. Ceci impliquait un effet négligeable de la pression à courant nul, ce qui n'est pas strictement le cas. Cependant, les variations dues aux changements de la température à une densité de courant donnée n'ont pas été étudiées à cause du grand intervalle de temps nécessaire pour passer d'une température à une autre.

RÉSULTATS

Le dépouillement, par la méthode des moindres carrés, des mesures sur l'effet de pression et de densité de courant a montré qu'il n'est pas utile de vouloir traduire les résultats par une relation mathématique définie. Les variations du nombre d'ondes $(\Delta\sigma)_s$ dues à l'effet de la densité de courant pour un certain domaine de température sont indiquées sur la figure 1 pour la direction d'observation CAO et sur la figure 2 pour la direction ACO.

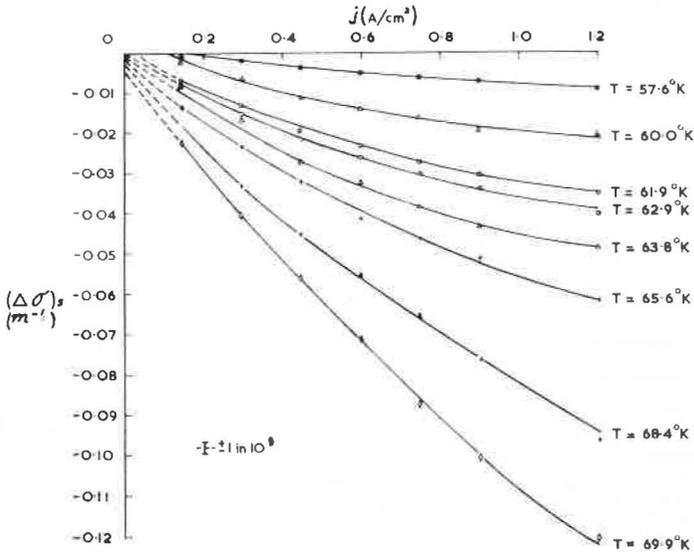


Fig. 1. — Variation du nombre d'ondes $(\Delta\sigma)_s$ due à l'effet de la pression et de la densité de courant en fonction de la densité de courant j à différentes températures. Direction d'observation CAO.

Les variations de l'effet Doppler $(\Delta\sigma)_D$ en fonction de la température sont portés sur la figure 3, l'effet étant positif pour la direction d'observation CAO et négatif pour la direction ACO. Ce déplacement n'est pas affecté par un changement de la densité de courant.

La figure 4 montre la cohérence des résultats obtenus dans différents laboratoires pour le déplacement du nombre d'ondes $(\Delta\sigma)_s$.

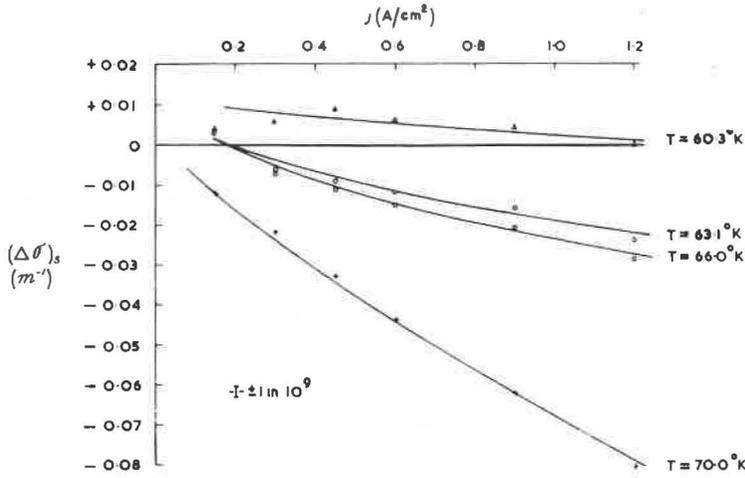


Fig. 2. — Variation du nombre d'ondes $(\Delta\sigma)_s$ en fonction de la densité de courant à différentes températures. Direction d'observation ACO.

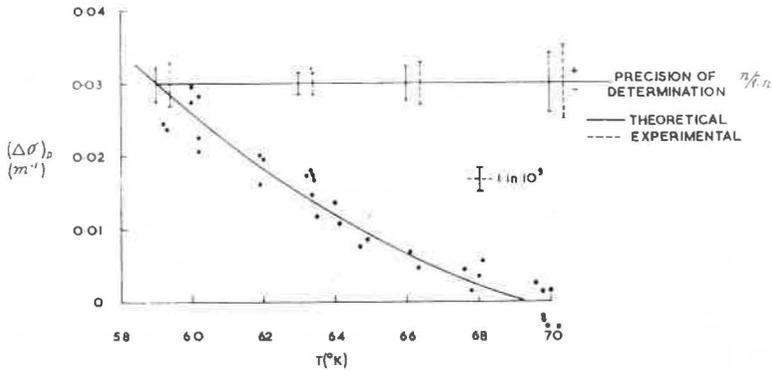


Fig. 3. — Variation du nombre d'ondes $(\Delta\sigma)_D$ due à l'effet Doppler en fonction de la température T . La variation est positive pour la direction d'observation CAO et négative pour la direction ACO.

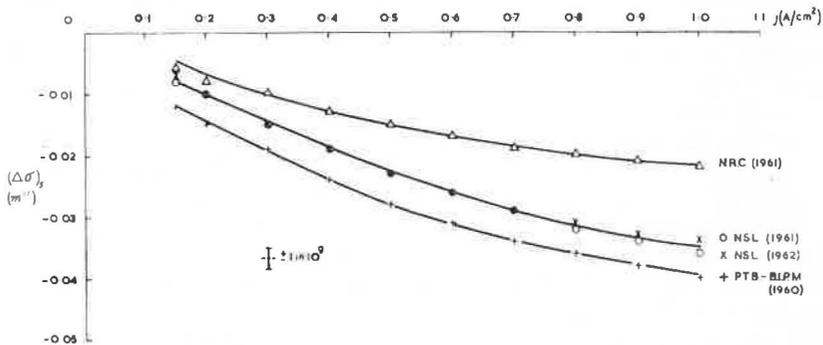


Fig. 4. — Variation du nombre d'ondes $(\Delta\sigma)_s$ en fonction de la densité de courant pour $T = 63^\circ K$. Direction d'observation CAO.

Le tableau II donne un résumé des résultats de différents laboratoires pour une lampe du type Engelhard utilisée suivant les recommandations du C.I.P.M.

TABLEAU II

*Lampe à krypton 86 type Engelhard,
utilisée dans les conditions spécifiées : 63 °K; 0,3 A. cm⁻²,
observation côté anode (CAO)*

Laboratoire	Date	Écarts du nombre d'ondes, par rapport à la valeur de l'étalon primaire (1 650 763,73 m ⁻¹), dus à l'effet		Écart total (m ⁻¹)
		de la pression et de la densité de courant (m ⁻¹)	Doppler (m ⁻¹)	
P.T.B.	1958	— 0,014	+ 0,020	+ 0,006
N.R.C.	1959	— 0,012	+ 0,013	+ 0,001
P.T.B.	1959	— 0,023	+ 0,020	— 0,003
P.T.B.-B.I.P.M.	1960	— 0,020	+ 0,019	— 0,001
N.S.L.	1960	— 0,015	+ 0,014	— 0,001
N.R.C.	1960	— 0,007	+ 0,014	+ 0,007
N.P.L.	1961	— 0,023	+ 0,016	— 0,007
N.R.C.	1961	— 0,011	+ 0,013	+ 0,002
N.S.L.	1962	— 0,015	+ 0,015	0,000
Valeur moyenne		— 0,016	+ 0,016	0,000

Remarques. — Les résultats montrent que le nombre d'ondes dans une lampe donnée utilisée suivant les spécifications du C.I.P.M. peut être déterminé avec une exactitude d'environ 1×10^{-9} par l'utilisation d'un interféromètre Perot-Fabry à balayage photoélectrique travaillant dans le vide. L'interféromètre et le système de détection, avec un choix plus judicieux des valeurs des paramètres et l'emploi de couches diélectriques à haut facteur de réflexion sur les plans optiques, pourraient permettre une précision sur la détermination du nombre d'ondes de 2×10^{-10} . Cependant, l'expérience montre que d'autres sources d'erreur, telles que les petits défauts de planéité des plans optiques de l'interféromètre et les différences de conditions d'utilisation de la lampe qui pourraient advenir à l'intérieur des conditions recommandées, peuvent introduire des erreurs rendant une telle précision sans signification en pratique.

Pour obtenir une reproductibilité de 1×10^{-9} dans l'emploi de différentes lampes, des spécifications plus rigoureuses sont nécessaires, non seulement pour la forme et l'utilisation de la lampe, mais pour le type d'interféromètre et le système de détection utilisés. Cependant, l'étalon primaire peut être reproduit dès à présent avec une fidélité meilleure que 1×10^{-8} et l'on peut, avec les techniques interférométriques modernes, étudier cette

reproductibilité avec une précision au moins dix fois meilleure que cette valeur.

(Avril 1962)

BIBLIOGRAPHIE

- [1] BRUCE (C. F.) et HILL (R. M.), *Aust. J. Phys.*, **14**, 1961, 1, p. 64-88.
- [2] HILL (R. M.), et BRUCE (C. F.), *Ibid.*, **15**, 1962, p. 194.
- [3] BRUCE (C. F.) et HILL (R. M.), *Ibid.*, **15**, 1962, p. 152.

ANNEXE 18

LONGUEUR D'ONDE DE RADIATIONS DU KRYPTON 86, DU CADMIUM 114 ET DU MERCURE 198

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

(Traduction remise)

L'Institut de Métrologie D.I. Mendéléev a effectué les mesures de la longueur d'onde :

a. de cinq radiations du krypton 86 émises par une lampe du type Engelhard et par une lampe d'une construction un peu modifiée par rapport à celle de Engelhard. Cette lampe a été construite dans notre Institut et répond complètement à la spécification des conditions d'excitation de la radiation correspondant à la transition entre les niveaux $2p_{10}$ et $5d_5$ de l'atome de ^{86}Kr ;

b. de quatre radiations du cadmium 114 émises par une lampe à électrodes chaudes et par une lampe sans électrodes et sans chauffage spécial que nous avons proposée dans nos premières recherches avec le ^{114}Cd ;

c. de trois radiations du mercure 198 émises par des lampes sans électrodes (l'une G.E.C. du type Meggers, l'autre fabriquée en U.R.S.S. par A.R. Striganov et G.P. Dontsov).

Les mesures ont été faites dans le vide par comparaison à la longueur d'onde de la radiation $2p_{10}-5d_5$ du krypton 86 émise par les lampes mentionnées en *a.* La précision des mesures était 1×10^{-11} m.

Longueurs d'onde dans le vide (unité : 10^{-10} m)

Krypton 86	Cadmium 114	Mercure 198
6 458,072 3	6 440,248 0	5 792,268 0
6 422,801 0	5 087,237 5	5 771,198 1
5 872,542 2	4 801,252 0	5 462,270 5
5 651,128 6	4 679,458 3	
4 503,616 5		

On a calculé les valeurs des excédents fractionnaires des ordres d'interférences de ces raies spectrales pour les différences de marche jusqu'à 500 mm. Lors de ces calculs pour le passage du vide à l'air on a employé la formule de dispersion de B. Edlén.

(17 mars 1962)

ANNEXE 19

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

Par V. KAUFMAN

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

(Traduction)

Abstract. — The vacuum wavelengths of 27 lines of ^{198}Hg and 6 lines of ^{86}Kr have been measured relative to the international standard of length, the ^{86}Kr line at 6 057 Å, by photographic Perot-Fabry interferometry. Only the results of direct interest to the Comité Consultatif pour la Définition du Mètre are herein reported. This report is given in more detail in an article by Kaufman [1].

Les longueurs d'onde dans le vide de 27 radiations du mercure 198 et de 6 radiations du krypton 86 ont été mesurées par rapport à l'étalon primaire de longueur, la radiation 6 057 Å du ^{86}Kr , au moyen d'un étalon Perot-Fabry par une méthode photographique. Seuls les résultats d'un intérêt direct pour le Comité Consultatif pour la Définition du Mètre sont exposés ici. Le rapport détaillé est publié autre part [1].

1. SOURCES DE LUMIÈRE

a. Lampes à décharge sans électrodes à mercure 198 contenant de l'argon comme gaz porteur.

Pureté du ^{198}Hg	99,8 %	
Pression et volume de l'argon	} 3 lampes ont été utilisées : $p_1 = 0,25$ mm Hg $v_1 = 30$ cm ³ $p_2 = 3$ » $v_2 = 2,5$ » $p_3 = 10$ » $v_3 = 2,5$ »	
Température		} l'eau de refroidissement était maintenue à une température de 6 à 9 °C.
Fréquence d'excitation		
Mode d'observation	en travers.	

b. Lampe à krypton 86 à cathode chaude (don du N.R.C., Ottawa).

Pureté du ^{86}Kr	99,7 %
Dimensions du capillaire	longueur = 73 mm, diamètre intérieur = 3,4 mm, diamètre extérieur = 5 mm.
Température	source maintenue dans un bain d'azote liquide refroidi par évaporation à son point triple (63 °K).
Nature du courant	courant continu de densité dans le capillaire égale à 0,38 A.cm ⁻² .
Mode d'observation	capillaire vu en bout, côté anode vers l'observateur.

2. LONGUEUR D'ONDE DE LA RADIATION ÉTALON

On a admis $\lambda_{\text{vide}} = 6\,057,802\,106 \text{ \AA}$; aucune correction à cette valeur n'a été jugée ni nécessaire ni désirable.

3. MÉTHODE EXPÉRIMENTALE

L'étalon Perot-Fabry était placé dans le faisceau de lumière parallèle et la figure d'interférences était projetée sur la fente d'un grand spectrographe à quartz. Cinq images étaient photographiées sur chaque plaque spectrographique. La première et la cinquième étaient les spectres superposés obtenus simultanément avec la lampe à mercure 198 et la lampe à krypton 86; ceci était obtenu au moyen d'un miroir semi-transparent placé entre les sources et l'objectif d'entrée. La durée du temps de pose pour la raie étalon du krypton 86 était de 8 à 10 minutes, la lumière étant occultée par intermittence pendant le temps de pose de 25 minutes nécessaire avec la lampe à mercure 198. Les seconde, troisième et quatrième images étaient des spectres du mercure 198 obtenus avec des temps de pose dont le total est de 4 minutes environ. Un filtre éliminait les radiations du krypton 86 au-dessous de 5 200 Å.

On a employé le comparateur photoélectrique à miroir oscillant pour la mesure du diamètre de huit anneaux sur chaque figure d'interférences. Les réductions de ces mesures ont été effectuées à l'aide d'un calculateur numérique.

Afin d'éliminer les erreurs dues aux pertes de phase, on a utilisé trois étalons de 110, 52 et 20 mm de longueur.

4. RADIATIONS DU MERCURE 198

Les longueurs d'onde dans le vide moyennes ont été obtenues pour chacune des trois lampes différentes sans électrodes; elles ont été corrigées pour l'effet dû à la perte de phase. Les écarts-types de ces résultats ont tous été de l'ordre de 0,000 05 Å.

Toutes ces radiations observées correspondent à des transitions ayant

pour niveau initial ou final les niveaux $6_s 6_p(^3P_{0,1,2} \ ^1P_1)$. Les nombres d'ondes de ces radiations ont été portés dans les cases d'un tableau à double entrée et on en a déduit trois groupes de niveaux d'énergie, un pour chacune des trois lampes à mercure 198.

On s'est servi de ce niveau d'énergie ainsi déterminé pour calculer les nombres d'ondes et, de là, les longueurs d'onde dans le vide de toutes les radiations observées et de plusieurs autres non observées. Ces valeurs calculées pour les longueurs d'onde émises par les sources contenant de l'argon à des pressions de 0,25 et 3 mm Hg sont indiquées dans le tableau I.

TABLEAU I

Longueurs d'onde dans le vide de radiations
du Mercure 198
(Unité: 10^{-10} m)

$\lambda_{0,25}$	λ_3	$\lambda_{0,25}$	λ_3
2 537,268 7 ₇ ⁺	,268 8 ₆	3 132,458 7 ₄	,458 9 ₁
2 577,061 9 ₅	,062 1 ₈		
2 652,832 4 ₃	,832 6 ₃	3 132,749 8 ₆	,749 8 ₈
2 654,472 8 ₀	,472 9 ₄	3 342,442 2 ₄ ⁺	,442 3 ₇
2 655,920 6 ₈	,920 8 ₁	3 651,196 6 ₆ ⁺	,196 8 ₁
2 753,596 8 ₅	,596 9 ₃	3 655,880 5 ₅	,880 6 ₃
2 894,446 4 ₇ ⁺	,446 5 ₉	3 664,324 3 ₂ ⁺	,324 3 ₀
2 926,269 5 ₃ ⁺	,269 8 ₁	4 047,714 5 ₈ ⁺	,714 7 ₀
2 968,149 8 ₈ ⁺	,150 0 ₀	4 078,989 2 ₈	,989 4 ₀
3 022,379 6 ₉	,379 8 ₇	4 340,444 6 ₅	,445 0 ₄
3 024,356 8 ₃	,357 0 ₅	4 348,717 9 ₉	,718 2 ₄
3 028,371 3 ₀ ⁺	,371 4 ₄	4 359,562 2 ₉ ⁺	,562 5 ₀
3 126,576 1 ₇ ⁺	,576 2 ₆	5 462,270 3 ₆ ⁺	,270 6 ₃
		5 771,198 2 ₉	,198 4 ₀
		5 792,268 3 ₁	,268 1 ₇

⁺ Radiations recommandées comme étalons secondaires.

$\lambda_{0,25}$, longueur d'onde de la radiation émise par la source contenant de l'argon à la pression de 0,25 mm Hg.

λ_3 , longueur d'onde de la radiation émise par la source contenant de l'argon à la pression de 3 mm Hg.

A quelques rares exceptions près, les différences entre les valeurs calculées et observées d'une même radiation sont au plus égales à 0,000 05 Å. C'est une très bonne indication de la cohérence de ces valeurs entre elles. On peut considérer que les longueurs d'onde inscrites dans le tableau I sont correctes à 0,000 1 Å près.

Les longueurs d'onde pour la lampe à mercure 198 sans électrodes contenant de l'argon à une pression de 10 mm Hg ne sont pas données dans ce rapport car il nous semble que de telles sources avec une forte pression d'argon ne conviennent pas comme étalons.

5. LONGUEURS D'ONDE DU KRYPTON 86

Les longueurs d'onde de six radiations du krypton 86 ont été mesurées et sont données dans le tableau II. Elles devraient aussi être considérées comme exactes à 0,000 1 Å près.

TABLEAU II

Longueurs d'onde dans le vide de radiations

du Krypton 86

(Unité: 10^{-10} m)

5 563,769 0 ₁	5 651,128 5 ₉ ⁺
5 571,835 2 ₀	5 995,508 8 ₈ ⁺
5 581,935 2 ₂	6 084,543 9 ₆

⁺ Radiations recommandées comme étalons secondaires.

6. RECOMMANDATION

Les radiations qui sont identifiées par un astérisque dans les tableaux I et II devraient être prises en considération comme étalons secondaires possibles pour les mesures interférométriques. Chacune d'elles est suffisamment séparée des autres raies spectrales de sorte qu'un monochromateur de dispersion modérée devrait suffire pour éviter les erreurs dues à la proximité de raies voisines. Les radiations du mercure 198 ainsi marquées d'un astérisque sont assez intenses pour l'obtention de clichés photographiques avec des temps de pose de quelques minutes. Des interférences à des différences de marche atteignant 300 mm sont possibles avec toutes ces radiations, exceptée la raie d'intercombinaison du mercure 2 537 Å. Cependant, Barger et Kessler [2] et Kessler et Schweitzer [3], ont montré qu'en employant un jet atomique de mercure 198 ou un filtre Zeeman, des interférences peuvent être obtenues avec cette radiation à des différences de marche beaucoup plus grandes.

(Juin 1962)

BIBLIOGRAPHIE

- [1] KAUFMAN (V.), *J. Opt. Soc. Am.*, **52**, 1962, p. 866.
 [2] BARGER (R. L.) et KESSLER (K. G.), *J. Opt. Soc. Am.*, **50**, 1960, p. 651.
 [3] KESSLER (K. G.) et SCHWEITZER (W. G., Jr.), *J. Opt. Soc. Am.*, **49**, 1959, p. 199.

ANNEXE 20

QUELQUES COMMENTAIRES SUR L'EXACTITUDE DES MESURES DE LONGUEURS D'ONDE AU N.P.L. ET COMPARAISON AVEC LES RÉSULTATS D'AUTRES LABORATOIRES

Par A. H. COOK

National Physical Laboratory (Royaume-Uni)

(Traduction)

Abstract. — Statistical analyses have been made of some of the NPL wavelength measurements, the results of which have earlier been reported to the Advisory Committee for the Definition of the Metre by W. R. C. Rowley. Errors of measurements of fringe positions by the two-channel digital recording Fabry-Perot interferometer with air-pressure scanning are found to have standard deviations of between 5 and 10 $\mu\text{\AA}$.

Errors due to variable distribution of illumination over the aperture of the interferometer are more serious and have a standard deviation of about 50 $\mu\text{\AA}$ for measurements on Kr 86 lines. Measurements on the green and violet lines of Hg 198 have comparable uncertainties but those on the yellow lines have much greater standard deviations, probably due to imperfect separation of those lines by the interference filters used.

Laboratories agree well on the 5 651 and 4 503 \AA lines of Kr 86, the scatter being closely predicted by the standard deviations estimated by each observer. The mean values are established to $\pm 30 \mu\text{\AA}$ at 98 per cent confidence limits, provided lamp conditions are properly controlled. The scatter of results for Hg 198 and Cd 114 is considerably greater than is predicted by the observers estimated standard deviations, apparently due to the difficulty of correcting adequately for the pressure of carrier gas. It is found that the Cd 114 results can be consistently corrected for this pressure, giving results agreeing to $2 \times 10^{-4} \text{\AA}$. For the most accurate work, mercury and cadmium lamps should be checked individually against the Kr 86 fundamental standard.

1. INTRODUCTION

Le but de cette Note est d'exposer les résultats de quelques analyses statistiques des mesures de longueurs d'onde des spectres du krypton 86, du cadmium 114 et du mercure 198 par W.R.C. Rowley et R.G. Hitchens,

et de discuter, à la lumière de ces résultats, la dispersion des valeurs de longueurs d'onde données par d'autres laboratoires.

Dans cette Note, je porte mon attention sur les erreurs accidentelles et les erreurs systématiques particulières au système optique et à la méthode d'enregistrement de l'interféromètre du N.P.L.

Ainsi, je ne considère pas en détail les erreurs de pertes de phase des lames de l'interféromètre, ni celles sur la détermination de l'indice de réfraction de l'air dans l'interféromètre, puisqu'elles sont considérées, ainsi que nous le montrerons, être plus petites que les autres erreurs examinées.

Nous croyons que la principale erreur dans le travail du N.P.L. est due aux changements de l'éclairement sur l'ouverture de l'appareil. Si la source est grande, il n'est pas difficile d'éclairer l'ouverture uniformément; mais si la source est petite et ne rayonne pas d'une façon isotrope, comme c'est le cas avec la lampe à krypton 86, cette condition d'éclairement uniforme est plus difficile à réaliser. En outre, les pièces optiques placées dans le faisceau parallèle entre le collimateur et l'étalon, telles que les filtres interférentiels, peuvent déplacer le faisceau latéralement. Puisque les surfaces optiques de l'interféromètre ne sont pas idéalement planes et parallèles, des différences dans l'éclairement de l'étalon créeront des différences dans les longueurs d'onde mesurées.

L'interféromètre du N.P.L. est éclairé simultanément par deux sources et le courant de sortie du photomultiplicateur, sur lequel tombe la lumière transmise, est distribué par deux canaux à des enregistreurs. Les constantes de temps des circuits électroniques de ces canaux sont rendues aussi semblables que possible, mais si elles ne sont pas identiques le groupe de franges enregistré dans un canal alors que la longueur de l'interféromètre est changée, sera déplacé légèrement par rapport au groupe enregistré dans l'autre canal.

L'erreur change de signe en inversant le sens du balayage; elle devrait ainsi s'annuler dans la moyenne de deux balayages. La première question considérée ci-dessous est la dispersion de la différence des longueurs d'onde obtenues par balayage dans chaque sens, car c'est une mesure des erreurs d'enregistrement. Les deux balayages sont effectués en quelques minutes, de sorte que les conditions moyennes de pression et de température de l'étalon et de la lampe ne changent pratiquement pas et la variabilité de la différence entre les deux balayages mesurera les erreurs dues à l'enregistrement et au procédé de calcul.

2. VARIATIONS DES LONGUEURS D'ONDE DES RADIATIONS DU MERCURE 198 AVEC LA TEMPÉRATURE DE LA LAMPE

Les observations faites lors de cette expérience conviennent bien pour mettre en évidence la différence entre les deux sens de balayage.

Une lampe à mercure et une lampe à krypton éclairaient simultanément l'étalon chacune par un canal, et l'on faisait varier la température de refroidissement de la lampe à mercure.

Nous considérerons d'abord les mesures faites avec la radiation violette 4 359 Å. En tout dix-huit mesures de la longueur d'onde ont été faites (chacune avec une paire de balayages) dans un domaine de 6 à 30 °C. Comme il n'y a pas de variation significative de la longueur d'onde avec la température, ces mesures peuvent être considérées comme ayant été faites dans des conditions constantes. Ces mesures ont été réparties sur deux jours, espacés d'une semaine, de la façon suivante : trois mesures le matin et six l'après-midi (tableau I).

TABLEAU I

Variation de la longueur d'onde de la radiation violette du mercure 198 en fonction de la température.

Différences dues au sens du balayage
(pression croissante — pression décroissante).
(Unité : $\mu\text{Å}$)

	7 fév. 1962		12 fév. 1962	
	Matin	Soir	Matin	Soir
	+ 33	+ 12	— 5	+ 21
	+ 5	— 3	+ 23	+ 18
	+ 6	— 4	+ 27	+ 40
		+ 15		+ 2
		+ 6		+ 22
		+ 12		+ 28
Moyenne	+ 15	+ 6	+ 15	+ 22
Variance	252	67	304	155
Moyenne journalière		+ 9		+ 20
Variance journalière		122		185
Variance (pour les 2 jours) ..			154	
Variance de la moyenne d'une paire			38	
Écart-type de la moyenne d'une paire			6 $\mu\text{Å}$	

Considérons d'abord les différences entre les quatre groupes. Aucune des variances ne diffère d'une façon significative des autres, non plus que les moyennes journalières des différences entre elles. Nous estimons donc la variance de la différence entre les balayages pour l'ensemble des deux jours et divisons par 4 pour obtenir une estimation de la variance de la longueur d'onde moyenne déduite d'une paire de balayages. L'écart-type correspondant est 6 $\mu\text{Å}$. Nous comparons cette valeur avec la dispersion des moyennes des paires de balayages en utilisant les valeurs du tableau II.

De nouveau, les différences entre les moyennes des groupes sont insignifiantes et nous déterminons une moyenne générale et une variance globale. Cette dernière est à comparer à la variance de la moyenne d'une paire de balayages tirée du tableau I; il est clair qu'il n'y a pas de cause de

variabilité dans les variations de la longueur d'onde autre que celles révélées par la dispersion des différences entre les balayages.

TABLEAU II

Variation de la longueur d'onde de la radiation violette du mercure 198 en fonction de la température.

Valeurs de la longueur d'onde obtenues par paires de balayage (la longueur d'onde est $4\,359,562\,5\text{ \AA}$ + la valeur indiquée en $\mu\text{\AA}$)

	7 fév. 1962		12 fév. 1962	
	Matin	Soir	Matin	Soir
	50	40	30	32
	40	34	38	35
	33	38	34	38
		28		35
		37		31
		35		37
Moyenne	41	35	34	35
Variance	73	18	16	8
Moyenne générale			36 $\mu\text{\AA}$	
Variance globale			24 ($\mu\text{\AA}$) ²	
Écart-type d'une seule valeur			5 $\mu\text{\AA}$	

TABLEAU III

Variation de la longueur d'onde des radiations du mercure 198 en fonction de la température.

	Radiation			
	5 792	5 771	5 462 (*)	4 359 \AA
Écart-type d'une seule mesure ($\mu\text{\AA}$) prévu à partir :				
du sens de balayage	10	16	6,4	6
des écarts par rapport à la formule $\lambda = aT + b$	9	2	6,3	5
χ^2 (moyennes de groupes)	250	200	18	2,3
Degrés de liberté	3	1	3	3
Coefficient de température ($\mu\text{\AA}/\text{deg}$) ..	0,98	1,00	4,55	0,00
Écart-type	0,33	0,08	0,27	0,25

χ^2 pour les moyennes de groupes est $\sum \left(\frac{m - \bar{m}}{s_m} \right)^2$, où m est une moyenne de groupe, \bar{m} la moyenne de tous les m et s_m l'écart-type de m .

Les degrés de liberté sont le nombre de moyennes de groupes moins 1.

(*) La variation de la longueur d'onde en fonction de la température n'est pas, en réalité, tout à fait linéaire; la pente croît avec la température, mais aucune des statistiques n'est affectée d'une façon significative par ce fait.

Les longueurs d'onde de la radiation verte et des deux radiations jaunes du mercure 198 dépendent cependant nettement de la température de l'eau de refroidissement. Les résultats des mesures faites pour déterminer cet effet sont donnés dans le tableau III. En voici l'analyse. La différence entre les paires de balayages est d'abord utilisée pour prévoir l'écart-type des valeurs des longueurs d'onde mesurées. Ces valeurs des longueurs d'onde sont ensuite mises sous la forme d'une fonction linéaire de la température, $\lambda = aT + b$, où b peut être différent pour les groupes séparés d'observations faites chaque matin et chaque après-midi. Finalement, l'écart-type des erreurs résiduelles par rapport à cette formule est calculé et comparé à la valeur prévue. En complément, les résultats pour la radiation violette 4 359 Å ont été indiqués également au tableau III.

En général, les erreurs résiduelles par rapport à la formule sont bien en accord avec les valeurs prévues par les différences entre les balayages, excepté pour les résultats curieux obtenus avec la radiation 5 771 Å. Cependant, sauf pour la radiation 4 359 Å, les variations des moyennes des groupes sont très significatives, ainsi que W.R.C. Rowley l'a trouvé dans ses mesures sur la radiation orangée du krypton 86; cela est attribué à l'instabilité mécanique des lampes devant le système optique, ce qui produit des changements dans l'éclairement de l'étalon.

En définitive, les coefficients de température ont tous été bien déterminés.

Quoique d'autres groupes de valeurs n'aient pas été examinés d'une façon aussi détaillée, on a remarqué que la différence entre les balayages constituant une paire est du même ordre de grandeur que ce qui a été exposé ici, un exemple en est donné dans le paragraphe suivant. Mais on pourra voir aussi dans les paragraphes suivants que cette cause d'erreur, provenant de l'enregistrement dans des conditions optiques constantes, n'est pas la cause principale d'erreur dans les mesures absolues de longueurs d'onde et, pour cette raison, il n'a pas semblé utile de l'analyser en détail pour tous les cas.

3. MESURES DES LONGUEURS D'ONDE DES RADIATIONS 5 651 ET 4 503 Å DU KRYPTON 86

Ce groupe de mesures montre les effets dus à des conditions optiques différentes.

On a utilisé deux lampes à krypton 86 du type Engelhard, l'une émettant la radiation orangée étalon, l'autre la radiation verte ou violette. Chaque lampe était toujours associée au même canal, mais la radiation étalon et la radiation secondaire étudiée étaient émises tantôt par l'une, tantôt par l'autre lampe. Si les conditions optiques restent les mêmes, ce procédé élimine les effets dus aux différences d'éclairement de l'interféromètre par les deux faisceaux et la dispersion des résultats montrera comment, en fait, le réglage optique reste constant. Les valeurs sont indiquées dans le tableau IV.

La première colonne donne le N° de la lampe émettant la radiation secondaire étudiée, la seconde colonne précise la radiation étudiée (verte ou

TABLEAU IV

Résultats de la mesure de la longueur d'onde de radiations du krypton 86.

N° de la lampe étudiée	Radiation étudiée (Vi = violette, Ve = verte)	Filtre de Lyot (G = grand, P = petit)	λ ($\mu\text{Å}$)	Différence due au balayage ($\mu\text{Å}$)	Groupe
39786	Vi	G	4 503 616 221	+ 14	1
	Ve	G	5 651 128 691	+ 20	
43586	Ve	G	708	+ 17	2
	Vi	G	4 503 616 272	— 24	
	Vi	P	258	— 5	
	Ve	P	5 651 128 628	— 9	
39786	Ve	P	542	— 23	3
	Vi	P	4 503 616 176	+ 27	
43586	Vi	P	204	— 5	3
	Vi	P	196	+ 21	
39786	Ve	P	5 651 128 641	+ 8	4
	Ve	P	554	— 5	
43586	Ve	G	575	— 10	4
	Ve	G	554	+ 13	
39786	Vi	G	4 503 616 218	— 3	4
	Vi	G	162	+ 8	
	Groupe 1	Groupe 2	Groupe 3	Groupe 4	Ensemble
Moyenne des différences dues au balayage.....	+ 17	— 3	+ 8	+ 2	+ 3
Variance relative aux moyennes de groupe.....		246 écart-type	16 $\mu\text{Å}$		
Variance relative aux moyennes générales....		232 écart-type	15		

violette), et la quatrième donne la valeur de la longueur d'onde obtenue à partir d'une paire de balayages. Il y a un autre changement supplémentaire des conditions: deux filtres de Lyot (un grand G et un petit P) ont été utilisés pour isoler la radiation orangée, et le troisième colonne indique lequel a servi à la mesure. La cinquième colonne montre les différences entre les balayages: (pression croissante — pression décroissante) (lampe N° 43586 — lampe N° 39786). Enfin, les valeurs sont groupées d'après le moment de la mesure, matin ou après-midi. Les variances montrent que les groupes ne diffèrent pas d'une façon significative. Nous examinons aussi

les variations en fonction de la longueur d'onde et du canal utilisé, les différences entre les balayages étant les suivantes (en $\mu\text{Å}$)

	Lampe N° 43586		Lampe N° 39786
Violet	— 24	} Moyenne	+ 14
	— 5		+ 27
	+ 21		— 5
	— 3		+ 8
	— 3		+ 11
Vert	+ 17	} + 7	+ 20
	— 9		— 23
	+ 8		— 5
	+ 13		— 10
			— 4

La variance concernant les moyennes d'après ce classement est aussi $246 (\mu\text{Å})^2$.

Nous en concluons que la différence entre les balayages est indépendante de la longueur d'onde et des autres conditions examinées, et qu'elle a une variance de $232 (\mu\text{Å})^2$. C'est le double de la variance trouvée au tableau I et la probabilité que ce rapport soit dû au hasard dans un tel cas est de 10 %. Ainsi, il n'est pas évident que les deux groupes de valeurs diffèrent par suite de cette cause d'erreur.

Les valeurs des longueurs d'onde sont classées dans le tableau V d'après la lampe et le filtre avec lesquels elles ont été obtenues.

TABLEAU V

Mesure de la longueur d'onde de radiations du krypton 86.

Classement des résultats suivant les conditions de mesure.

1. Radiation verte, $\lambda = 5\,651,128 \text{ Å} + \text{valeurs en } \mu\text{Å}$

	Filtre P		Filtre G	
Lampe N° 43586	628	634	708	731
	641		754	
Lampe N° 39786	542	548	691	633
	554		575	

2. Radiation violette, $\lambda = 4\,503,616 \text{ Å} + \text{valeurs en } \mu\text{Å}$

Lampe N° 43586	258	227	273	246
	196		218	
Lampe N° 39786	176	190	162	192
	204		221	

Il y a deux résultats pour chaque groupe de conditions et, en prenant les résultats pour la raie verte et la raie violette ensemble, nous avons :

Moyenne des carrés des différences	6 077 $(\mu\text{Å})^2$
Racine carrée de la moyenne des carrés des différences	78 $\mu\text{Å}$
Écart-type de la moyenne d'une paire	39 $\mu\text{Å}$

Nous examinons les différences entre les lampes et les filtres par comparaison avec l'écart-type de la moyenne d'une paire de résultats obtenus dans les mêmes conditions. Écrivons que α^2 est égal à la somme des carrés des écarts par rapport à la longueur d'onde moyenne divisée par $(39)^2$.

Pour la radiation verte, $\alpha^2 = 3,6$ avec 3 degrés de liberté, pour la radiation violette, $\alpha^2 = 1,5$ avec 3 degrés de liberté et ensemble $\alpha^2 = 5,1$ avec 6 degrés de liberté, de sorte que la variabilité de conditions nominalemment identiques rend entièrement compte des différences entre les valeurs obtenues avec diverses combinaisons lampe-filtre.

Enfin, nous avons les variances suivantes des moyennes des paires de mesures dans la même condition :

$$\begin{aligned} \text{vert} : & 1\,794 (\mu\text{Å})^2 \\ \text{violet} : & 751 (\mu\text{Å})^2, \end{aligned}$$

le rapport est 2,4 et la probabilité pour que cette valeur soit obtenue par hasard est de plus de 20 %, de sorte qu'il n'est pas évident que les mesures sur les radiations verte et violette aient une exactitude différente. En conséquence, nous déterminons la variance des deux radiations ensemble :

Variance pour une paire	1 272 ($\mu\text{Å}$) ²
Écart-type	36 $\mu\text{Å}$
Écart-type de la moyenne de 4 paires	18 $\mu\text{Å}$

Les résultats finaux sont donc :

$$\begin{aligned} \text{vert} : \lambda &= 5\,651,128\,612 \text{ Å} \\ \text{violet} : \lambda &= 4\,503,616\,214 \text{ Å} \end{aligned}$$

chacun avec un écart-type de 18 $\mu\text{Å}$ avec 6 degrés de liberté.

4. LONGUEURS D'ONDE DES RADIATIONS DU MERCURE

Trois complications nouvelles surgissent dans ces mesures :

1. Puisqu'une lampe n'émet pas à la fois les spectres du mercure et du krypton, les lampes doivent être échangées entre les canaux pour échanger les radiations entre les canaux.

2. Les raies jaunes du mercure (5 792 et 5 771 Å) étaient isolées avec la même paire de filtres interférentiels qui étaient inclinés sous des angles différents sur l'axe du collimateur pour sélectionner l'une ou l'autre de ces radiations, et il y a quelques indices que la répartition de l'intensité sur l'ouverture de l'étalon ait pu être perturbée par les filtres.

3. Les longueurs d'onde varient d'une lampe à l'autre selon la pression du gaz porteur et l'ignorance de cette pression introduit d'autres désaccords.

Les conditions concernant la puissance excitatrice et la température de l'eau de refroidissement dans lesquelles la lampe est utilisée affectent légèrement aussi la longueur d'onde de la radiation verte, mais aucune variabilité provenant de ces causes n'a été décelée dans les mesures absolues pour lesquelles la température de l'eau était environ 12 °C.

Les valeurs sont données dans le tableau VI. On a utilisé six lampes dont le tableau indique les pressions nominales d'argon. Les nombres donnés

TABLEAU VI

Longueur d'onde de radiations du mercure 198

Lampe N°	p Ar (mm Hg)	canal utilisé	N° du Groupe d'observations	λ en Å + valeurs en μÅ			
71855-1	1	+	1	5792,268	5771,198	5462,270	4359,562
			2	694	559	746	556
			1	548	477	728	549
			2	568	475	684	484
Harwell	1	+	1	598	394	696	492
			2	664	577	749	529
			1	546	551	695	495
			2	581	483	714	486
71855-2	1	+	1	729	642	730	532
			2	670	354	724	512
			1	1001	896	990	710
			2	980	644	936	650
43918-1	3	+	1	790	718	800	558
			2	760	652	826	588
			1	633	604	777	546
			2	826	633	857	636
43918-5	3	+	1	809	809	809	555
			2	816	816	816	567
			1				
			2				
43918-6	3	-	1				
			2				
			1				
			2				

dans les quatre dernières colonnes sont les valeurs moyennes des longueurs d'onde mesurées avec un montage optique déterminé. Avec chacun de ces montages, deux paires de balayages, au moins, ont été faites, mais, à l'occasion, plusieurs autres ont été effectuées pour étudier l'effet du niveau d'excitation ou d'autres facteurs. Du fait que la modification du montage optique est la principale cause de variabilité significative, on a donné le même poids à la valeur moyenne de chaque groupe fait avec le même montage, quel que soit le nombre de résultats obtenus dans chaque groupe. Deux groupes d'observations ont été faits, le premier avec les lampes N° 71 855-1, Harwell, N°s 43918-5 et 43918-6, et le second, après que plusieurs autres mesures aient été faites dans l'intervalle, avec les lampes N° 71855-1, Harwell, N°s 71855-2, 43918-1 et 43918-5. On compte les groupes séparés comme ayant des montages optiques différents et les résultats sont présentés séparément dans le tableau VI.

Nous commençons par les différences entre les groupes 1 et 2, les autres conditions étant identiques. Ceci est une mesure de l'exactitude du réglage de l'interféromètre dans son ensemble.

Les racines carrées des moyennes des carrés des écarts sont :

pour $\lambda = 5\,792 \text{ \AA}$:	122 $\mu\text{\AA}$
5 771	: 62
5 462	: 43
4 359	: 47

En admettant la valeur 45 $\mu\text{\AA}$ pour la radiation verte et pour la radiation violette, les rapports de la variance sont $(122/45)^2 = 7,3$ pour 5 792 \AA et $(62/45)^2 = 1,9$ pour 5 771 \AA ; la probabilité pour que les valeurs de ces rapports soient dues au hasard dans des exemples similaires est inférieure à 1 % pour le premier et supérieure à 20 % pour le dernier.

Nous considérons que les difficultés dues au filtre conduisent à une variance plus grande pour $\lambda = 5\,792 \text{ \AA}$ et nous estimons que la racine carrée de la moyenne des carrés des différences est égale à 50 $\mu\text{\AA}$ pour l'ensemble des trois autres radiations.

Examinons maintenant si cette variabilité peut provenir des différences entre les canaux. Soit d la différence moyenne entre les canaux + et —, et σ^2 la moyenne des carrés des écarts entre les résultats des mesures répétées avec le même canal, ainsi que nous les avons trouvés. La variance de la différence entre les canaux sera σ^2 s'il y a un résultat pour chaque canal, $\frac{1}{2} \sigma^2$ s'il y en a deux, et $\frac{3}{4} \sigma^2$ s'il y a un résultat pour un canal et deux pour l'autre. Calculons ensuite $x^2 = \sum \frac{d^2}{f\sigma^2}$, où $f = 1$ ou $3/4$ ou $1/2$ suivant le cas.

Nous trouvons :

λ	x^2	degrés de liberté
5 792 \AA	5,2	5
5 771	71,7	5
5 462	3,0	6
4 359	5,8	6

La variabilité entre les groupes correspondant à un même canal explique la variabilité entre les deux canaux pour 5 792, 5 462 et 4 359 \AA , mais

non pour 5 771 Å. Ceci encore est probablement le résultat d'un filtrage imparfait. Nous considérons donc les deux radiations jaunes séparément des radiations verte et violette et, pour chaque paire, nous calculons la variance relative à la longueur d'onde moyenne pour chaque lampe, indépendamment du canal ou du groupe.

Les résultats sont les suivants :

Variance pour un montage optique :

Radiations verte et violette	1 004 ($\mu\text{Å}$) ²
» jaunes	7 190 ($\mu\text{Å}$) ²

Les écarts-types des longueurs d'onde moyennes sont alors :

Nombre de montages optiques utilisés	Radiations	
	verte et violette	jaunes
2	22 $\mu\text{Å}$	60 $\mu\text{Å}$
3	18	49
4	16	42

Les valeurs finales des longueurs d'onde sont données au tableau VII, après avoir subi les corrections suivantes pour la pression du gaz :

λ	1 mm Hg	3 mm Hg
5 792 Å	— 57 $\mu\text{Å}$	— 171 $\mu\text{Å}$
5 771	— 63	— 189
5 462	— 60	— 180
4 359	— 44	— 132

TABLEAU VII

Valeurs mesurées de la longueur d'onde de radiations du mercure 198, corrigées pour une pression nulle de l'argon

Lampe N°	λ en Å + valeurs en $\mu\text{Å}$; entre parenthèses écart-type en $\mu\text{Å}$			
	5792,268	5771,198	5462,270	4359,562
71855-1	545 (42)	413 (42)	654 (16)	476 (16)
Harwell	543 (49)	474 (49)	663 (16)	466 (16)
71855-2	643 (60)	435 (60)	667 (22)	478 (22)
43918-1	819 (60)	581 (60)	783 (22)	548 (22)
43918-5	581 (42)	463 (42)	635 (16)	450 (16)
43918-6			632 (22)	429 (22)

L'examen du tableau VII montre que les résultats obtenus avec la lampe N° 43 918-1 sont tous systématiquement différents de ceux des autres

lampes, mais si l'on suppose que la pression du gaz est de 5 mm Hg et non 3 mm Hg, nous obtenons pour les longueurs d'onde les valeurs

5 792,268 705 Å
 5 771,198 455
 5 462,270 663
 4 359,562 460

qui sont très voisines de celles de toutes les autres lampes.

Voyons maintenant si la variabilité entre les lampes est prévue par les écarts-types donnés au tableau VI; pour cela calculons $\chi^2 = \sum \frac{d^2}{s^2}$, où d est l'écart par rapport à la valeur moyenne et s l'écart-type.

Les résultats sont les suivants :

	Lampe N° 43918-1 exclue			Lampe N° 43918-1 incluse corrigée pour $p=5$ mm Hg		
	Moy. ($\mu\text{Å}$)	χ^2	degrés de liberté	Moy. ($\mu\text{Å}$)	χ^2	degrés de liberté
5 792,268	578	2,3	3	603	7,8	4
5 771,198	446	1,1	3	448	1,2	4
5 462,270	650	2,8	4	652	3,3	5
4 359,562	460	5,4	4	460	5,4	5
Somme		11,6			17,7	18

De toute évidence, il n'y a aucun écart significatif entre les lampes, et les écarts-types prédisent d'une façon satisfaisante la dispersion des résultats entre les lampes.

5. COMPARAISON AVEC LES RÉSULTATS DES AUTRES LABORATOIRES

Notre but est, ici, d'examiner si les incertitudes indiquées par les laboratoires, en particulier celles estimées par le N.P.L. sur ses propres résultats, prédisent d'une façon satisfaisante la variabilité des résultats entre laboratoires.

Il faut souligner que W.R.C. Rowley a admis pour le nombre d'ondes de la radiation 6 056 Å du krypton 86 la valeur 1 650 763,719 m^{-1} dans les conditions recommandées d'utilisation de la lampe, au lieu de 1 650 763,73 m^{-1} ; tous ses résultats de longueurs d'onde peuvent ainsi être supérieurs à ceux des autres laboratoires d'environ 35 $\mu\text{Å}$.

D'autres erreurs n'ayant pas été mises en évidence dans l'analyse précédente peuvent provenir de l'effet dû à la perte de phase sur les lames de l'interféromètre, des conditions de production de la radiation étalon, et de l'estimation de la dispersion de l'air dans l'étalon. En ce qui concerne les mesures faites au N.P.L., la dernière source d'erreur est négligeable; quant à l'effet de perte de phase il est, au total, inférieur à 15 $\mu\text{Å}$ pour toutes les radiations, sauf pour la radiation 4 359 Å du mercure pour laquelle cet effet n'est pas bien déterminé mais peut atteindre 44 $\mu\text{Å}$, la valeur observée étant trop grande.

Il n'est pas facile de faire une comparaison directe des résultats des différents laboratoires pour les raisons suivantes : les valeurs ne sont pas données avec le même nombre de chiffres significatifs ; tous les laboratoires ne spécifient pas l'incertitude à attribuer aux résultats ; lorsque l'incertitude est indiquée, il n'est pas fait mention de la variabilité qu'elle représente, ni du nombre de degrés de liberté dont elle dépend, ce qui rend difficile l'interprétation de l'incertitude. Nous admettons par conséquent que les incertitudes indiquées sont les écarts-types afférents aux valeurs indiquées des longueurs d'onde.

Les résultats pour le krypton 86, extraits des documents soumis au C.C.D.M. sont les suivants :

<i>Radiation verte.</i>				
Laboratoire	$\lambda(\text{Å})$	s	<i>rés</i>	χ^2
BIPM	5 651,128 57	3	— 2	0,45
PTB	60	3	+ 1	0,11
NRC	60 (*)	5	+ 1	0,04
NPL	61 (**)	2	+ 2	1,00
NSL	57	5	— 2	0,16
IMM	60 (*)	10	+ 1	0,01
NBS	59	5	0	0,00
Moyenne	5 651,128 59		somme . . .	1,77
			avec 5 degrés de liberté	

(*) Les valeurs indiquées sont 5 651, 128 6 Å.

(**) 58 si l'on admet la valeur nominale pour la radiation étalon.

s est l'incertitude prise comme étant l'écart-type ;

rés est l'écart résiduel par rapport à la valeur moyenne, $\chi^2 = (\text{rés})^2/s^2$.

<i>Radiation violette.</i>				
Laboratoire	$\lambda(\text{Å})$	s	<i>rés</i>	χ^2
BIPM	4 503,616 16	3	— 1	0,09
PTB	13	4	— 4	1,00
NRC	20 (*)	6	+ 3	0,25
NPL	21 (**)	2	+ 4	4,0
NSL	15	5	— 2	0,16
IMM	5	10		
Moy. (IMM exclu)	4 503,616 17		somme . . .	5,5
			avec 4 degrés de liberté	

(*) La valeur indiquée est 4 503,616 2.

(**) 18 si l'on admet la valeur nominale pour la radiation étalon.

Les valeurs de χ^2 montrent que la dispersion entre les laboratoires est tout à fait cohérente avec les incertitudes estimées par chacun d'eux. On notera cependant qu'il y a des différences systématiques puisque les écarts résiduels sont généralement tous les deux positifs ou négatifs pour un laboratoire donné et, en particulier pour la radiation violette, cet effet peut provenir des erreurs dues à la perte de phase dans les interféromètres du type Perot-Fabry utilisés au N.R.C., N.P.L. et N.S.L.

Nous pouvons néanmoins conclure que les longueurs d'onde de ces deux radiations sont bien connues et, en estimant les écarts-types à partir des écarts par rapport à la moyenne de tous les laboratoires pour les deux longueurs d'onde, on obtient les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} \text{Radiation verte} \quad \lambda &= 5\,651,128\,59 \text{ \AA} \\ \text{Radiation violette} \quad \lambda &= 4\,503,616\,17 \text{ \AA} \end{aligned}$$

avec le même écart-type de 0,000 01 Å avec 9 degrés de liberté.

Toute cause d'erreur dans la valeur rapportée à la radiation étalon, non représentée par cet écart-type, ne pourrait être qu'une erreur commune à tous les laboratoires.

Les résultats pour les radiations du mercure 198 sont donnés au tableau VIII. D'une façon générale, ces résultats forment deux groupes de valeurs concordantes, les unes provenant du N.P.L., du B.I.P.M. et de la P.T.B., les autres du N.R.C., du N.S.L. et de l'I.M.M. Les écarts-types annoncés pour les résultats du premier groupe s'échelonnent de 20 à 60 $\mu\text{\AA}$; la dispersion des valeurs est comparable à celle qui a été trouvée pour les mesures faites au N.P.L. et elle doit être attribuée, sans aucun doute, à l'ignorance de la pression exacte du gaz porteur dans les lampes.

TABLEAU VIII

Comparaison des valeurs des longueurs d'onde du mercure 198 obtenues dans différents laboratoires

Laboratoire	Lampe N°	λ en Å, corrigée pour l'effet de pression de l'argon			
		entre parenthèses: écart-type en 10^{-5} Å.			
		5792	5771	5462	4359
NPL*	71855-1	,268 54 (4)	,198 41 (4)	,270 65 (2)	,562 48 (2)
	Harwell	54 (5)	47 (5)	66 (2)	47 (2)
	71855-2	64 (6)	44 (6)	68 (2)	48 (2)
	43918-1				
	p= 3 mm Hg	82 (6)	58 (6)	78 (2)	55 (2)
	p= 5 mm Hg	70 (6)	46 (6)	66 (2)	46 (2)
	43918-5	58 (4)	46 (4)	64 (2)	45 (2)
43918-6			63 (2)	43 (2)	
BIPM	A	40 (5)	42 (5)	65 (5)	42
	B	46 (5)	46 (5)	61 (5)	
PTB		53 (4)	55 (3)	76 (2)	
NRC		3- (6)	2- (5)	5- (4)	3- (4)
NSL		1- (10)	2- (10)	5- (10)	4- (10)
IMM (moyenne de 2 lampes)		0- (10)	1- (10)	5- (10)	
NBS	p= 0,25 mm Hg	30 (5)	28 (5)	35 (5)	28 (5)
	p= 3 mm Hg	10 (5)	33 (5)	56 (5)	45 (5)

*Les valeurs pourraient peut-être être diminuées d'environ 0,000 03 pour tenir compte de la valeur adoptée pour la radiation étalon 6056 Å du Kr 86.

Les autres résultats sont tous notablement plus faibles, d'une quantité correspondant à environ 2×10^{-4} Å sur la radiation étalon; il semble peu probable que cela puisse être expliqué par l'influence de la pression, particulièrement dans le cas de la lampe du N.R.C. qui ne contenait de l'argon que sous une pression de 0,2 mm Hg.

Il ne serait pas raisonnable de calculer la moyenne et l'écart-type avec tous ces résultats, et de les utiliser pour prévoir la longueur d'onde probable et son incertitude pour une lampe donnée, car il n'est aucunement

certain que la totalité du domaine de variation soit représentée ici. Il y a des raisons de penser que la pureté du gaz porteur et peut-être aussi la pureté isotopique du mercure, peuvent avoir une influence plus grande sur la valeur des longueurs d'onde; on a, par exemple, trouvé au N.P.L. une lampe émettant une radiation verte de longueur d'onde 5 462,270 81 Å et une autre lampe dont la même radiation était de longueur d'onde 5 462,271 05 Å, cette dernière présentant un spectre de bandes parasite très complexe qu'il ne nous fut pas possible d'identifier (1). Cela est certainement exceptionnel mais dans tout travail de précision il serait prudent de mesurer les longueurs d'onde des radiations émises par chaque lampe.

Le tableau IX donne les valeurs des longueurs d'onde des radiations du cadmium 114. La dispersion de ces valeurs paraît beaucoup plus grande

TABLEAU IX

Comparaison des valeurs des longueurs d'onde du cadmium 114 obtenues dans différents laboratoires

λ en Å, non corrigée pour l'effet de pression d'argon;
entre parenthèses: écart-type en unité du
dernier chiffre indiqué.

Laboratoire	p Ar (mm Hg)	6 440	5 087	4 801	4 679
BIPM	{ 3	,248 4 (2)	,237 9 (1)	,252 2	,458 2
	{ 10	,249 5 (2)	,238 4 (1)	,252 6	,458 6
PTB	{ 2	,248 22 (7)	,237 95 (5)	,252 22 (6)	,458 12 (6)
	{ 4	,248 66 (8)	,238 21 (5)	,252 42 (4)	,458 32 (5)
NRC	2	,248 2- (8)	,237 9- (6)	,252 0- (6)	,458 3- (12)
NPL*	10	,248 74 (3)	,238 08 (3)	,252 32 (3)	,458 42 (3)
NSL	1	,248 4	,238 1	,252 2	,458 3
IMM	-	,248 0	,237 5	,252 0	,458 3

* Les valeurs pourraient peut-être être diminuées d'environ 0,000 03 pour tenir compte de la valeur adoptée pour la radiation étalon 6056 Å du Kr 86.

que dans le cas du krypton 86 et du mercure 198, mais cela est dû, en partie, à l'effet de la présence de l'argon dont il n'a été tenu compte dans aucun des résultats exposés. Cependant, d'après les résultats du B.I.P.M. et de la P.T.B. nous avons

Déplacement pour 1 mm Hg d'argon
(10⁻⁴ Å)

λ	B.I.P.M.	P.T.B.	Moyenne
6 640	1,6	2,2	1,9
5 087	0,7	1,3	1,0
4 081	0,6	1,0	0,8
4 679	0,6	1,0	0,8

Les résultats du B.I.P.M. couvrent un plus large domaine, mais ceux de la P.T.B. sont donnés avec un chiffre significatif de plus; nous leur don-

(1) Cook (A. H.), *Phil. Trans. Roy. Soc.*, A-254, 1961, p. 125.

nerons donc un poids égal et nous prendrons comme valeurs des corrections les moyennes de ces deux laboratoires.

Les valeurs corrigées des longueurs d'onde sont portées au tableau X.

TABLEAU X

Comparaison des valeurs des longueurs d'onde du cadmium 114 obtenues dans différents laboratoires

Laboratoire	p Ar (mm Hg)	λ en Å, corrigée pour l'effet de pression de l'argon			
		6440	5087	4801	4679
BIPM	{ 3	,247 8	,237 6	,252 0	,458 0
	{ 10	,247 6	,237 4	,251 8	,457 8
PTB	{ 2	,247 8	,237 8	,252 1	,458 0
	{ 4	,247 9	,237 8	,252 1	,458 0
NRC	2	,247 8	,237 7	,251 8	,458 1
NPL	10	,246 8	,237 1	,251 5	,457 6
NSL	1	,248 2	,238 0	,252 1	,458 2
Moyenne (NPL exclu) ...		,247 8	,237 7	,252 0	,458 0

En excluant les valeurs du N.P.L. qui sont faibles et celles de l'I.M.M. pour lesquelles aucune valeur de la pression n'a été donnée, nous trouvons

Valeur moyenne des λ	Écart-type d'un résultat
6 440,247 8 Å	$2,0 \times 10^{-4}$ Å
5 087,237 7	2,2
4 801,252 0	1,4
4 679,458 0	1,3

Les écarts-types sont tous beaucoup plus grands que ceux prévus par les incertitudes indiquées de chaque mesure. La raison en est probablement que dans les lampes à cadmium l'effet de la pression de l'argon est environ deux fois plus important et le domaine de la pression plus grand que dans les lampes à mercure 198. Cela est compatible avec le fait que pour les radiations 4 801 Å et 4 679 Å, pour lesquelles les corrections de pression sont plus petites, la dispersion des résultats est nettement plus faible que pour les radiations 6 440 Å et 5 087 Å pour lesquelles les corrections de pression sont plus grandes.

L'écart des résultats du N.P.L. par rapport à ceux des autres laboratoires dépasse largement les incertitudes estimées. La pression dans la lampe était indiquée comme étant de 10 mm Hg, mais les résultats seraient en meilleur accord avec les autres si la pression était effectivement de 5 mm Hg.

Les conclusions de ce paragraphe peuvent être résumées ainsi :

1. Les longueurs d'onde des radiations 5 561 Å et 4 503 Å du krypton 86 sont déterminées avec des écarts-types de $10 \mu\text{Å}$ ou $\pm 30 \mu\text{Å}$ au niveau de confiance de 98 %.

2. Les longueurs d'onde des radiations du mercure 198 émises par une lampe du type Meggers ne peuvent pas être données avec certitude à mieux que 2×10^{-4} Å. Il est difficile de faire un examen statistique précis du fait que les résultats des laboratoires paraissent former deux groupes et à cause des écarts assez grands qui ont été parfois trouvés. Pour les travaux les plus précis, les lampes devraient être étudiées individuellement.

3. Si l'on tient compte des corrections de pression d'argon, la plupart des résultats des mesures faites sur les radiations du cadmium 114 concordent à 2×10^{-4} Å près et les longueurs d'onde peuvent être prévues à l'intérieur de $\pm 5 \times 10^{-4}$ Å au niveau de confiance de 98 %. Rappelons cependant que la pression du gaz à l'intérieur de la lampe est mal connue et que les lampes devraient être étudiées individuellement.

L'excellent accord des résultats obtenus avec le krypton peut être quelque peu fallacieux.

Nous comparons ici différentes longueurs d'onde émises par la même lampe, ou tout au plus par deux lampes utilisées dans des conditions extrêmement voisines. Par conséquent, la dispersion des résultats n'est pas nécessairement une bonne estimation de l'incertitude des valeurs absolues des longueurs d'onde mesurées dans d'autres laboratoires avec d'autres lampes car, dans de tels cas, l'incertitude avec laquelle les conditions d'utilisation de la lampe sont reproduites est en cause.

Cependant, l'expérience acquise avec la radiation étalon du krypton 86 montre qu'il n'y aurait pas de difficultés à établir des conditions correctes.

Il est intéressant de noter que les laboratoires utilisaient des appareillages différents. Trois d'entre eux utilisaient des interféromètres Perot-Fabry à balayage, mais avec des méthodes de balayage et de pointé de franges toutes différentes; de même, les méthodes de pointé de franges dans les interféromètres de Michelson étaient différentes. Devant cette diversité des conditions expérimentales, la concordance obtenue avec les radiations du krypton 86 est très satisfaisante.

(28 juin 1962.)

NOTE COMPLÉMENTAIRE

Depuis que l'article précédent a été écrit, W.R.C. Rowley a mesuré avec l'interféromètre de Michelson du B.I.P.M. les longueurs d'onde émises par la lampe à cadmium N° 13 du N.P.L. et par deux lampes (N° 14 et 15) appartenant au B.I.P.M.

Comparaison des lampes à cadmium 114 N^{os} 13, 14, 15. — Les valeurs des longueurs d'onde telles qu'elles ont été présentées au C.C.D.M. sont les suivantes (unité : Å) :

Lampe N ^o <i>p</i> nominale (mm Hg) Laboratoire	13 10 N.P.L.	14 10 B.I.P.M.	15 3 B.I.P.M.	Différences calculées ($\lambda_{14} - \lambda_{15}$)
	6 440,248 74 ± 3	,249 50 ± 20	,248 40 ± 20	110 × 10 ⁻⁵
	5 087,238 08 »	,238 40 ± 10	,237 90 ± 10	50 ± 14
	4 801,252 32 »	,252 60 »	,252 20 »	40 »
	4 679,458 42 »	,458 60 »	,458 20 »	40 »

Ces lampes ont été comparées entre elles au B.I.P.M. avec l'interféromètre de Michelson à une différence de marche de 125 mm; on a trouvé les différences de longueurs d'onde suivantes :

λ	Différences mesurées (unité : 10 ⁻⁵ Å)			
	$\lambda_{14} - \lambda_{15}$	$\lambda_{13} - \lambda_{15}$	$\lambda_{14} - \lambda_{13}$	$(\lambda_{14} - \lambda_{13}) + (\lambda_{13} - \lambda_{15})$
5 087	55	15	40	55
4 801	48	16	37	53
4 679	49	14	39	53

La dernière colonne, somme des deux colonnes précédentes, devrait donner des valeurs égales à celles de la seconde colonne ($\lambda_{14} - \lambda_{15}$) si les mesures étaient sans erreur. Les valeurs les plus probables des différences ont été calculées en annulant les erreurs de fermeture :

Valeurs les plus probables (unité : 10 ⁻⁵ Å)				
λ	$\lambda_{14} - \lambda_{15}$	$\lambda_{13} - \lambda_{15}$	$\lambda_{14} - \lambda_{13}$	
5 087	55	15	40	
4 801	49 ₅	14 ₃	35 ₃	
4 679	50	12 ₅	37 ₅	

Si l'erreur de pointé des franges est ± 0,001 frange, l'erreur sur les différences des valeurs des longueurs d'onde est alors de ± 2 × 10⁻⁵ Å; on peut constater que cela est en bon accord avec la quantité dont les résultats ont dû être corrigés pour annuler les erreurs de fermeture.

Si l'on admet que la pression d'argon est réellement de 10 mm Hg dans la lampe N^o 14 et de 3 mm Hg dans la lampe N^o 15, on peut calculer la valeur de la pression d'argon dans la lampe N^o 13 pour chacune des trois radiations et le déplacement dû à l'effet de pression peut être calculé pour chaque radiation. On peut aussi calculer la valeur des longueurs d'onde émises par la lampe N^o 13 à partir des mesures faites au B.I.P.M. sur les lampes N^{os} 14 et 15 :

Lampe N ^o 13 λ (Å) non corrigées pour la pression	<i>p</i> calculée (mm Hg)	Déplacement dû à l'effet de pression (pour 1 mm Hg Ar)
5 087,238 04 ± 10	4,9	7,9 (± 0,3) × 10 ⁻⁵ Å
4 801,252 32 »	5,0	7,1
4 679,458 30 »	4,8	7,1
6 440,248 71 (si l'on admet <i>p</i> = 5 mm Hg)		

Mesure des longueurs d'onde émises par les trois lampes à ^{114}Cd . — Comme expérience supplémentaire à la comparaison des trois lampes, les longueurs d'onde émises par la lampe N° 13 ont été déterminées au B.I.P.M. directement en fonction de la radiation étalon du krypton 86. Ces mesures servent aussi à déterminer les longueurs d'onde émises par les lampes N°s 14 et 15, puisque les valeurs relatives de trois lampes sont déjà bien établies.

En comparant les résultats de ces mesures avec ceux des études antérieures exécutées au N.P.L. et au B.I.P.M., on doit soigneusement tenir compte du fait que les deux laboratoires ont attribué une valeur différente au nombre d'ondes de la radiation étalon. Celle-ci est émise dans des conditions pratiquement semblables dans les deux laboratoires; on a cependant adopté au N.P.L. la valeur $1\ 650\ 763,719\ \text{m}^{-1}$, tandis qu'au B.I.P.M. on a adopté $1\ 650\ 763,735\ 7\ \text{m}^{-1}$. Cette différence est due à l'incertitude de l'extrapolation de la longueur d'onde étalon aux conditions sans perturbations. (D'ailleurs, à cause de cette incertitude, plusieurs laboratoires continuent à prendre comme référence pour leurs mesures la valeur $1\ 650\ 763,73\ \text{m}^{-1}$ malgré des conditions notablement différentes de la température de refroidissement de la lampe et du courant de décharge dans celle-ci.)

Mesures faites avec la lampe N° 13.

Référence : radiation étalon $1\ 650\ 763,719\ \text{m}^{-1}$ (Unité : Å).

Mesures au N.P.L. (présentées au C.C.D.M.)	Nouvelles mesures au B.I.P.M.
5 087,238 08 ± 3	,238 09
4 801,252 32 ± 3	,252 31
4 679,458 42 ± 3	,458 31

L'accord entre les deux laboratoires est très satisfaisant, en particulier pour les radiations verte et bleue malgré l'utilisation d'interféromètres et de méthodes de pointé de franges différents.

Les mesures faites avec la lampe N° 13 peuvent être combinées avec les résultats de la comparaison des lampes N°s 13, 14, 15 pour obtenir de nouvelles valeurs des longueurs d'onde émises par les lampes N°s 14 et 15. Pour comparer ces dernières valeurs à celles qui ont été présentées au C.C.D.M., il faut prendre comme référence le nombre $1\ 650\ 763,735\ 7\ \text{m}^{-1}$ pour la radiation étalon.

Comparaison des résultats des nouvelles mesures faites au B.I.P.M. avec les lampes N°s 14 et 15 aux valeurs antérieurement admises.

(Unité : Å)

Nouvelles mesures avec la lampe N° 13	référence { radiation étalon $1\ 650\ 763,735\ 7\ \text{m}^{-1}$		Valeurs antérieures du B.I.P.M. (présentées au C.C.D.M.)	
	Valeurs déduites de ces nouvelles mesures		Lampe N° 14	Lampe N° 15
	Lampe N° 14	Lampe N° 15	Lampe N° 14	Lampe N° 15
5 087,238 04	,238 44	,237 89	,238 40 ± 10	,237 90 ± 10
4 801,252 26	,252 61	,252 12	,252 60 ± 10	,252 20 ± 10
4 679,458 26	,458 64	,458 14	,458 60 ± 10	,458 20 ± 10

Notons qu'une grande partie de la différence entre les résultats des nouvelles mesures et ceux des mesures antérieures est due aux valeurs différentes des différences de longueurs d'onde entre les lampes N^{os} 14 et 15. De là vient le fait que les nouvelles valeurs sont toutes légèrement plus fortes pour la lampe N^o 14, et plus faibles pour la lampe N^o 15. Les nouvelles valeurs sont donc vraiment en excellent accord avec les valeurs publiées.

Ces résultats montrent qu'il existe une très bonne concordance entre les mesures faites avec l'interféromètre Perot-Fabry du N.P.L. et celles faites avec l'interféromètre de Michelson du B.I.P.M.

Si l'on tient compte des valeurs de référence adoptées pour la radiation étalon du krypton 86, on améliore l'accord entre le N.P.L. et le B.I.P.M. sur les radiations 5 651 Å et 4 503 Å du krypton 86 et les valeurs des longueurs d'onde de ces deux radiations se situent à moins de 10 μ Å de la moyenne de tous les laboratoires.

LAMPE A KRYPTON POUR LA RÉALISATION
DE L'ÉTALON DE L'UNITÉ DE LONGUEUR (1)

Par N. R. BATARTCHOUKOVA, Y. P. EFRÉMOV et G. S. POPOV

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

(Traduction remise)

Резюме. — Предложена конструкция лампы с накаливаемым катодом для воспроизведения длины волны оранжевой линии ^{86}Kr . Лампа изготовлена в соответствии с рекомендацией Международного Комитета по Мерам и Весам. Конструкция сосуда Дьюара и самой трубки имеет преимущества перед лампой Энгельгарда в том, что излучение не проходит через толщу затвердевающего азота, а идет непосредственно от капилляра через плоские оптические полированные окна. Вертикальное расположение капилляра трубки позволило сократить размеры сосуда Дьюара и обеспечить равномерное распределение температуры вдоль капилляра при длительном сохранении температуры тройной точки азота.

En octobre 1960, la Onzième Conférence Générale des Poids et Mesures a adopté une nouvelle définition du mètre par le nombre de longueurs d'onde dans le vide de la radiation correspondant à la transition entre les niveaux $2p_{10}$ et $5d_5$ de l'atome de krypton 86 [1]. Cette nouvelle définition donne aux métrologistes la possibilité de réaliser en pratique le mètre avec une précision supérieure d'au moins un ordre par rapport à celle de la reproduction du mètre par le Prototype en platine iridié. C'est pourquoi, à cette Conférence, on a adopté la première recommandation du Comité International concernant la réalisation d'un nouvel étalon de l'unité de longueur lors de sa mise en pratique dans les mesures linéaires.

La Septième Conférence Générale des Poids et Mesures (1927), qui avait

(1) *Izmeritelnaia Tekhnika*, 1962, n° 8, p. 14.

adopté la longueur d'onde de la raie rouge du cadmium comme étalon-témoin de l'unité de longueur, avait aussi recommandé les spécifications concernant la source de lumière en définissant strictement les dimensions et la forme de la lampe. La recommandation du Comité International adoptée à présent comprend des spécifications concernant non pas la source de lumière, mais les conditions d'excitation du spectre atomique du krypton 86, dans lesquelles les niveaux $2p_{10}$ et $5d_5$ sont soumis à l'excitation supplémentaire minimale possible, et la valeur de la longueur d'onde, définie par la transition entre ces niveaux, s'approche d'une constante naturelle invariable.

Les spécifications concernant seulement les conditions d'excitation du spectre laissent quelque liberté sur le choix de la construction de la lampe. Il n'est pas obligatoire pour la réalisation du nouvel étalon de l'unité de longueur d'utiliser la lampe de Engelhard [2], recommandée par le Comité International des Poids et Mesures en tant qu'une des sources de lumière possibles qui répond aux exigences de la spécification. Ces exigences demandent que les conditions fondamentales suivantes soient satisfaites. On peut penser que les termes spectraux $2p_{10}$ et $5d_5$ ne sont pas soumis, à l'erreur de 1×10^{-8} , aux effets extérieurs de perturbation, si le spectre du krypton 86 est émis par une lampe à cathode chaude contenant du ^{86}Kr d'une pureté non inférieure à 99 % en quantité suffisante pour assurer la présence du krypton solide à la température de 63 °K. La température des parois du capillaire de la lampe où passe la décharge doit être celle du point triple de l'azote ($63 \pm 0,5$ °K); la densité du courant de décharge ne doit pas dépasser $0,4 \text{ A/cm}^2$ ($j = 0,3 \pm 0,1 \text{ A/cm}^2$). Pour assurer un bon échange de chaleur, l'épaisseur des parois du capillaire doit être de l'ordre de 1 mm et le diamètre intérieur de 2 à 3 mm. Le capillaire est observé en bout de façon que les rayons lumineux utilisés cheminent du côté cathodique vers le côté anodique.

Conformément à ces exigences, G.S. Popov a construit une lampe un peu différente de la lampe de Engelhard.

Les parties principales de cette lampe (*fig. 1*) sont les suivantes: le tube à décharge vertical; le vase Dewar pour le refroidissement du tube à décharge; la chambre hermétiquement fermée, en verre organique; le support avec les dispositifs de réglage pour l'éclairage de l'interféromètre.

Dans le ballon cylindrique (1) (220 mm de longueur, 20 mm de diamètre) du tube à décharge est placée la cathode qui se compose de la spirale (2) chauffée par un courant de 0,6 à 0,7 A et de l'écran (3). Le capillaire (4) a 85 mm de longueur, des parois de 1 mm d'épaisseur et un diamètre intérieur de 2,5 mm. Dans le ballon inférieur (5) (30 mm de longueur, 20 mm de diamètre), qui se termine par une plaque (fenêtre d'observation) bien polie (7), est placée l'anode cylindrique froide (6). L'écran (8) ne permet pas à la lumière qui est à l'intérieur du ballon (1) de passer par la fenêtre de la lampe. A l'aide des ressorts spéciaux (9) et de la monture métallique (10) le tube à décharge est étroitement serré par sa fenêtre contre la saillie bien polie (11) dans le fond (13) du vase Dewar (12). La lumière de la lampe passe par la fenêtre d'observation du vase et peut être focalisée sur la fente de l'interféromètre lors de l'observation en bout du capillaire, grâce au système dont le condensateur (14) et le miroir (15) font partie. Le vase Dewar a un diamètre intérieur de 60 mm et une hauteur de 400 mm. L'épaisseur de

la couche d'azote liquide au-dessus de la partie supérieure du capillaire est de 120 mm, et le niveau de l'azote lors du remplissage atteint le milieu du ballon (1). Le vase (12) est placé dans la chambre en verre organique (16) munie d'un couvercle amovible (17) à fermeture hermétique en « textolite » et du tuyau de raccord (18) de la pompe à vide.

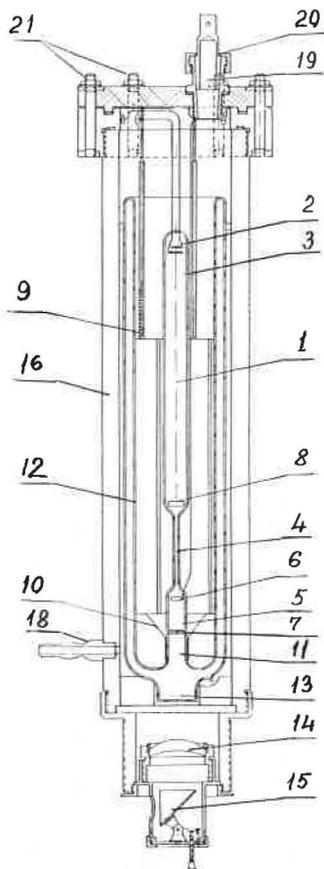


Fig. 1.

Le couvercle (17) possède une ouverture conique (19) pour le remplissage d'azote liquide et les entrées nécessaires (21) pour l'alimentation du tube à décharge. Le bouchon (20) de l'ouverture sert de soupape de sûreté: il se soulève avec facilité au cas où la pression des vapeurs d'azote augmenterait considérablement. Lors du pompage les bulles d'azote sortent de la partie inférieure du vase et brassent l'azote liquide en égalisant la température le long du capillaire.

Le volume intérieur de la chambre (1) (*fig. 2*) est relié à l'aide du tuyau en caoutchouc (2) avec le manomètre à mercure (3) (échelle 0-100 mm). Le système entier peut être relié par le robinet (4) soit avec la pompe soit avec l'atmosphère.

La chambre en verre organique est fixée sur le support (5) à trois vis de réglage (6). Le tube à décharge est rempli de krypton 86 dont la pureté n'est pas inférieure à 99 %.

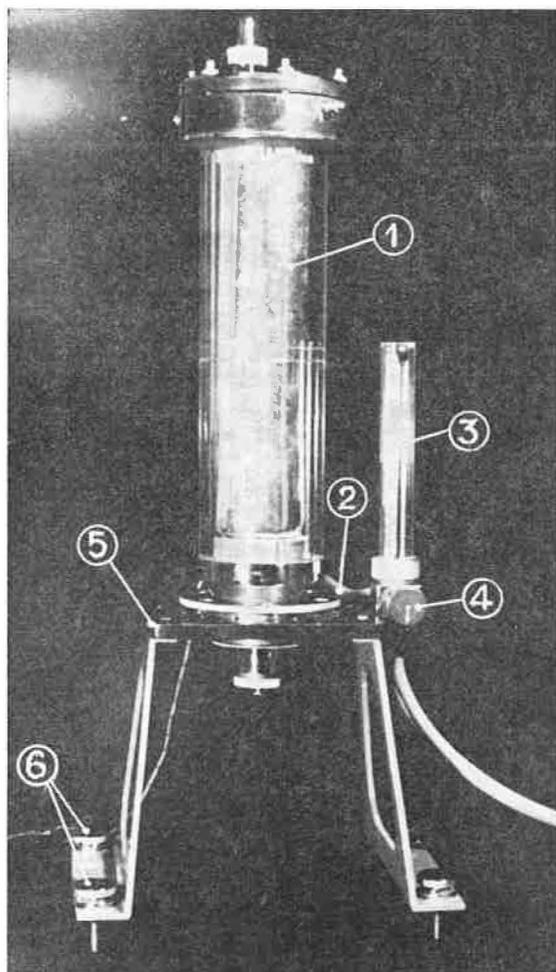


Fig. 2.

C'est d'après la pression de vapeur de l'azote pur (98-99 %) qu'on peut veiller au maintien du point triple de l'azote à l'intérieur du vase Dewar. Mais comme la pureté de l'azote liquide utilisé d'habitude dans les laboratoires est médiocre, la température des parois du capillaire est contrôlée à l'aide d'un thermocouple cuivre-constantan non visible sur la figure. Une des soudures du thermocouple est fixée au milieu du capillaire et l'autre est maintenue dans une cellule à point triple de l'eau.

Le long du cylindre du vase Dewar il y a une zone de 10 à 15 mm de largeur qui n'est pas argentée et par laquelle on peut observer la lumière à

travers le capillaire sans changer la position du tube à décharge à l'intérieur du vase.

D'après ce qui précède, on voit que toutes les exigences des spécifications internationales ont été satisfaites lors de la réalisation de cette lampe.

Pour montrer expérimentalement à quel degré la nouvelle lampe à krypton 86 proposée par l'I.M.M. satisfait aux exigences des spécifications, il était nécessaire d'étudier ses radiations. On a comparé les raies spectrales du krypton 86 émises par cette lampe à celles qui sont émises par la lampe de Engelhard qui est estimée, d'après les recherches détaillées du Bureau International et de la Physikalisch-Technische Bundesanstalt, comme satisfaisant entièrement les spécifications mentionnées ci-dessus.

La lampe de Engelhard était maintenue dans des conditions conformes aux spécifications et la valeur de la longueur d'onde dans le vide de sa raie orangée a été adoptée en conformité de la définition du mètre.

Toutes les longueurs d'onde des radiations visibles du krypton 86 émises par la lampe de l'I.M.M., également maintenue dans des conditions conformes aux spécifications, ont été comparées avec la longueur d'onde étalon. On a constaté que les longueurs d'onde des radiations émises par la nouvelle lampe de l'I.M.M. concordent avec celles de la lampe de Engelhard à 1 ou 2×10^{-8} près. Pour confirmer encore une fois l'absence du déplacement de la raie orangée on a effectué la comparaison de sa largeur à mi-hauteur pour une même densité de courant : $0,35 \text{ A/cm}^2$ dans les deux lampes.

Les résultats des comparaisons sont représentés sur la figure 3. La relation entre la largeur observée et la température dans l'intervalle observé (61-69 °K) est presque linéaire, ce qui coïncide avec les résultats d'autres auteurs [4]. Dans les limites de l'erreur de la mesure, les points correspondant aux deux lampes se répartissent d'une manière uniforme le long d'une droite.

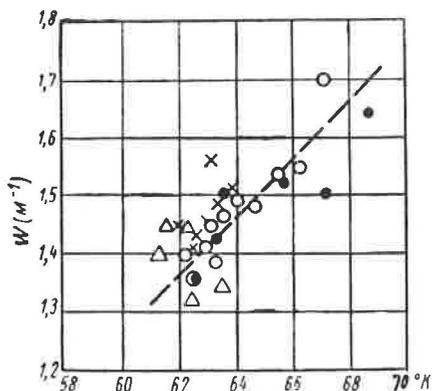


Fig. 3. — Comparaison de la largeur de la radiation orangée du krypton 86 émise par les lampes de Engelhard et de l'I.M.M.

En ordonnées : valeurs observées de la largeur des radiations en m^{-1} .

En abscisses : température des parois du capillaire en °K.

X, O, lampe de Engelhard

△, ●, lampe de l'I.M.M.

On a effectué la détermination de la largeur lors du refroidissement (\times , Δ) et lors du chauffage (\circ , \bullet) des parois des capillaires. On peut dire que dans les limites de l'erreur quadratique moyenne du résultat, de l'ordre de 0,05 à 0,08 m^{-1} , les largeurs des raies spectrales coïncident dans les deux lampes; il n'y a ainsi aucun déplacement de la longueur d'onde de la radiation orangée émise par la lampe de l'I.M.M. par rapport à celle émise par la lampe de Engelhard.

Pour conclure il faut noter que la construction du vase Dewar possède quelques avantages dans la lampe de l'I.M.M. en comparaison avec la lampe de Engelhard. Le tube à décharge de Engelhard est placé de telle sorte que la lumière doit passer à travers la masse de l'azote liquide; alors, surtout à la congélation de l'azote insuffisamment pur, la lumière est fortement absorbée et la luminance des raies diminue. Dans la lampe de l'I.M.M. il n'y a ni azote solide, ni azote liquide sur le trajet du rayonnement, de sorte qu'à l'observation en bout du capillaire la lumière peut être focalisée sur l'interféromètre directement de la fenêtre d'observation du tube à décharge. En outre, la forme et les dimensions différentes du vase Dewar permettent de réduire la consommation d'azote liquide, tout en assurant l'uniformité nécessaire de la répartition de température près du capillaire et la conservation de longue durée de l'état du point triple de l'azote.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] C. R. Onzième Conférence Générale des Poids et Mesures, Paris, 1960.
 - [2] Procès-Verbaux C. I. P. M., 26-B, 1958, (Comité Consultatif pour la Définition du Mètre).
 - [3] ENGELHARD (E.) et TERRIEN (J.), *Rev. Opt.*, **39**, 1960, p. 1.
 - [4] BRUCE (C. F.) et HILL (R. M.), *Procès-Verbaux C. I. P. M.*, **28**, 1960, p. 130.
-

ANNEXE 22

LONGUEUR D'ONDE DANS LE VIDE DE RADIATIONS
DU KRYPTON 86, DU MERCURE 198 ET DU CADMIUM 114

Par T. MASUI

National Research Laboratory of Metrology (Japon)

Le N.R.L.M. a effectué une nouvelle comparaison de la longueur d'onde de plusieurs radiations monochromatiques que l'on estime dignes d'être choisies comme étalons secondaires.

La spécification et les conditions d'utilisation des sources sont indiquées au tableau I

TABLEAU I

Source	Kr 86	Hg 198	Cd 114
Provenance de l'isotope.	Oak Ridge, Etats-Unis	Atomic Energy, Canada	Oak Ridge, Etats-Unis
Pureté isotopique nomi- nale	99,97 %	98,74 %	98,2 %
Fabricant de la source ..	N.R.L.M.	N.R.L.M.	N.R.L.M.
Diamètre intérieur du capillaire	3 mm	5 mm	5 mm
Gaz porteur	—	Ar 1 mm Hg	Ar 1 mm Hg
Excitation	courant continu, 20 mA	150 MHz, 40 W	70 MHz, 60 W
Température d'utilisa- tion	63 ± 1 °K	2 ± 2 °C	300 ± 5 °C
Sens d'observation	en bout, CAO	en travers	en travers

Une radiation monochromatique, isolée au moyen d'un réseau plan et polarisée par un cristal de spath, est envoyée, sous l'angle d'incidence de Brewster, dans un interféromètre triangulaire de Michelson; un photomultiplicateur à Cs-Sb reçoit le flux d'une petite partie centrale des anneaux

à l'infini. L'excédent fractionnaire de la radiation est déduit de la variation sinusoïdale du courant photoélectrique, provoquée par la variation linéaire de l'orientation de la lame compensatrice.

On a effectué de nombreuses séries de comparaison parmi cinq radiations visibles du 86 Kr y compris la radiation étalon primaire, quatre radiations du ^{198}Hg et quatre radiations du ^{114}Cd à la différence de marche de 100 mm, et plusieurs séries de comparaison des cinq radiations du ^{86}Kr à la différence de marche de 120 mm. Sauf quelques cas où l'on trouve des erreurs accidentelles, la concordance entre les séries est de l'ordre de 2×10^{-8} en valeur relative; on a constaté aussi que les résultats moyens de la longueur d'onde des radiations du ^{86}Kr aux deux différences de marche différentes sont concordants à mieux que 1×10^{-8} en valeur relative.

En conséquence, on estime que la précision des valeurs obtenues de la longueur d'onde dans le vide (tableau II) est de l'ordre de une unité du dernier chiffre inscrit.

TABLEAU II

Longueur d'onde dans le vide
(unité : 10^{-10} m)

Krypton 86	Mercure 198	Cadmium 114
6 458,071 8	5 792,268 4	6 440,247 8
6 422,800 6	5 771,198 4	5 087,237 9
5 651,128 7	5 462,270 5	4 801,251 9
4 503,616 3	4 359,562 4	4 679,458 0

Toutes les observations ayant été effectuées dans l'air ambiant, on a déduit ces valeurs des formules connues de la dispersion. Aucune autre correction n'a été appliquée.

(Septembre 1962)

MONOCHROMATEUR INTERFÉRENTIEL
A ÉTALON SPHÉRIQUE DU TYPE PEROT-FABRY (1)

Par N. R. BATARTCHOUKOVA et A. P. KIRITCHENKO

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

(Traduction remise)

Резюме. — Дано описание интерференционного монохроматора с дисперсионной системой в виде сферического эталона Фабри и Перо, пригодного для наблюдения интерференции при больших разностях хода в линиях ^{114}Cd . Исследование суженного излучения производилось с помощью плоского эталона Фабри и Перо при разности хода 730 мм. Было найдено, что ширина полосы пропускания интерференционного монохроматора составляла величину порядка $0,5 \text{ м}^{-1}$.

La limite de cohérence, c'est-à-dire la longueur maximale à laquelle on peut encore observer les interférences avec la radiation étalon du krypton 86 émise dans les conditions spécifiées d'excitation dans la source lumineuse, est de 700 mm. Il est donc impossible de mesurer directement des calibres de 1 m par la méthode interférentielle absolue. Quant aux autres raies spectrales du krypton 86 dans le domaine visible du spectre et à celles de divers mononuclides, leur limite de cohérence est du même ordre ou encore plus petite. Il était toujours souhaitable d'augmenter la limite de cohérence. L'emploi de la méthode interférentielle absolue pour mesurer les calibres dont la longueur dépasse 500 mm permettrait réellement d'augmenter la précision de la mesure d'un facteur 10 et d'utiliser intégralement tous les avantages de la nouvelle définition du mètre. On détermine la limite de cohérence par la largeur naturelle de la raie spectrale de la source: plus la raie est fine, plus la limite de cohérence est élevée; plus son profil est symétrique, plus précise est la reproduction de la valeur de la longueur

(1) *Izmeritelnaia Tekhnika*, 1962, n° 8, p. 11.

d'onde de la radiation référée au maximum du profil spectral. Aussi le problème de l'obtention de raies spectrales fines, qui est lié à l'amélioration du nouvel étalon de l'unité de longueur, est-il un des problèmes fondamentaux de la métrologie actuelle dans le domaine de la mesure des longueurs.

La question de la finesse des raies spectrales n'est pas une question nouvelle. Les premiers travaux sur l'obtention de raies spectrales fines datent de 1930 environ et ils se poursuivent jusqu'à présent dans différentes directions. Une de ces directions est liée à la réalisation de sources lumineuses émettant directement des raies fines (sources lumineuses à jet atomique); une autre vise à réaliser des sources artificielles à l'aide de filtres spéciaux à bande passante étroite. Enfin, une troisième direction, toute récente, concerne l'amplification et la production de radiations monochromatiques (lasers).

Il est important pour le métrologiste non seulement d'obtenir une raie spectrale intense et fine, mais aussi d'être sûr que la valeur de sa longueur d'onde soit stable, c'est-à-dire sans déplacement du maximum et sans dissymétrie du profil. Pour les sources lumineuses à jet atomique il faudrait effectuer un contrôle assez compliqué de la symétrie du profil. L'intensité des raies émises par les sources à jet atomique est faible. Il est probable que dans un proche avenir le laser représente une source monochromatique émettant des raies exceptionnellement fines et très intenses, mais il semble que la longueur d'onde de ce rayonnement ne soit pas tout à fait stable du fait qu'elle dépend non seulement de l'atome émetteur, mais aussi de la propriété du résonateur qui est un système du type Perot-Fabry (PF). Aussi, son emploi pour la métrologie est-il encore à étudier. La méthode la plus simple et la plus avantageuse au point de vue de l'emploi des raies spectrales pour la mesure des longueurs est celle du « filtrage » optique, c'est-à-dire la méthode de monochromatisation interférentielle.

Un monochromateur interférentiel a été élaboré pour la première fois à l'I.M.M. en 1941-1946 [1] et utilisé pour l'isolement d'une des composantes à structure hyperfine d'une raie spectrale complexe. Le principe de fonctionnement du monochromateur interférentiel est très simple. Si la lumière d'une raie spectrale quelconque, isolée préalablement par un filtre, un monochromateur simple à prisme ou un réseau, est dirigée sur l'étalon Perot-Fabry dont la différence de marche est calculée d'avance et si, ensuite, un diaphragme qui ne découpe que le maximum central est placé dans le plan focal de l'objectif projetant les anneaux d'interférence d'égale inclinaison, alors la radiation qui en sort sera strictement monochromatique. On peut étudier cette radiation à l'aide de n'importe quel instrument d'une haute résolution. La largeur de la radiation ainsi obtenue dépend de la résolution de l'étalon Perot-Fabry.

Il est bien connu que la largeur instrumentale d'un étalon PF à miroirs plans est déterminée par

$$a = \frac{1 - \rho}{2\pi d \sqrt{\rho}}$$

où ρ est le facteur de réflexion des couches semi-transparentes des miroirs, et d la distance entre les miroirs.

Si l'on désire rendre la radiation sortant de l'étalon PF plus fine, il faut augmenter la distance entre ses miroirs. Pour obtenir une largeur de la

bande passante de l'ordre de $0,2 \text{ m}^{-1}$ lorsque $\varphi = 0,94$ à $0,95$, il faut que $2d$ soit égal à 100 mm . Cependant, dans ce cas, le domaine de dispersion angulaire représente une valeur insignifiante. Ainsi, lors de la séparation d'une partie de la figure d'interférences de $0,1$ ordre, ce qui correspond à une largeur de bande de $0,2 \text{ m}^{-1}$, la largeur angulaire du domaine utilisé de la source représente un angle solide d'environ $2'$. Il s'ensuit que ce système provoque une perte considérable de lumière. C'est pourquoi l'emploi de l'étalon PF à miroirs plans comme monochromateur est restreint.

Dans des conditions données de monochromatisation, la largeur de la raie spectrale de la source et le domaine de dispersion de l'étalon PF doivent être liés entre eux. Si le domaine de dispersion défini par la distance entre deux ordres d'interférence voisins est plus petit que la largeur de la raie initiale, la monochromatisation devient impossible à cause de la superposition des ordres. C'est pourquoi il faut calculer pour chaque raie spectrale une valeur précise de la différence de marche des faisceaux interférents du PF.

L'apparition de l'étalon Perot-Fabry à miroirs sphériques (PFS) a excité l'intérêt pratique de la monochromatisation interférentielle. Le PFS diffère du PF par le fait que les miroirs plans sont remplacés par des miroirs sphériques concaves dont le rayon de courbure est égal à la distance entre leurs centres [2]. On forme ainsi un système afocal où les faisceaux lumineux subissent des réflexions multiples entre les surfaces sphériques recouvertes de couches semi-transparentes à facteur de réflexion élevé. Il en résulte deux séries de faisceaux parallèles cohérents de différence de marche $4d$, où d est la distance entre les centres des miroirs. La seconde particularité de ce système consiste en ce que la différence de marche ne dépend pas de l'inclinaison des faisceaux dans la région des rayons paraxiaux. Donc, en comparaison avec l'étalon PF à miroirs plans, l'étalon à miroirs sphériques est dépourvu de dispersion angulaire. Cela donne la possibilité d'employer des faisceaux lumineux assez larges et d'utiliser ainsi des flux lumineux considérablement plus grands que ceux employés avec l'étalon PF à miroirs plans. Si, pour ce dernier étalon, ainsi que pour le prisme et pour le réseau, le produit de la résolution R_0 et du flux lumineux Φ est une constante, pour l'étalon PFS la constante représente le quotient de Φ par R_0 . L'augmentation de la différence de marche lors de l'emploi du PF à miroirs plans provoque une diminution du flux lumineux utile, tandis que lors de l'emploi du PFS dans le système du monochromateur interférentiel, l'augmentation de la différence de marche est accompagnée d'un accroissement de la luminosité du monochromateur.

Le domaine de propagation des rayons dans le PFS pour lequel la différence de marche ne dépend pratiquement pas de l'inclinaison et de la distance à l'axe optique, est caractérisé par une influence insignifiante de l'aberration. Pour ce domaine, la figure d'interférences présente un champ lumineux uniforme dont la luminance varie seulement corrélativement aux phases des faisceaux interférents. Cependant, la présence d'une aberration du troisième ordre provoque une différence de marche supplémentaire entre les rayons extérieurs au domaine mentionné, ce qui conduit à la formation d'anneaux d'interférence périphériques et provoque une certaine diminution de la résolution R_0 du système en comparaison de la résolution théorique. Pour limiter le domaine de tolérance et assurer une

assez haute résolution, il faut placer dans les pôles des sphères de l'étalon des diaphragmes qui ne laissent libres que les parties sphériques des surfaces pratiquement sans aberration sphérique.

La fabrication de l'étalon PFS (*fig. 1*) ne présente pas de grandes difficultés. Deux lentilles sphériques convexes-concaves sont séparées par un

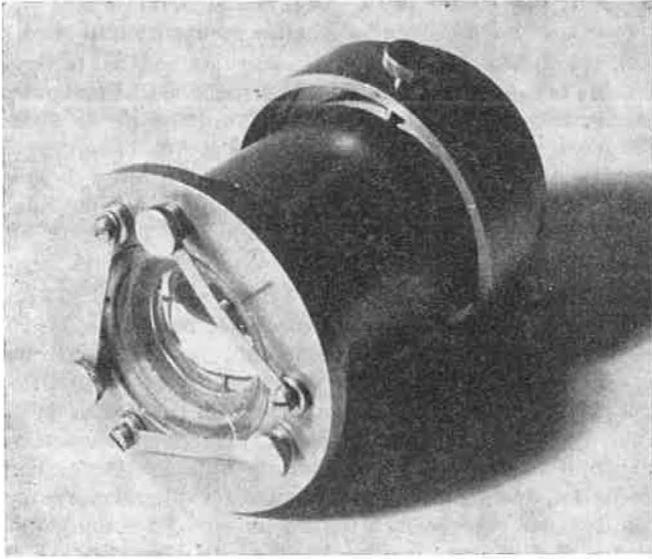


Fig. 1.

anneau en quartz dont chaque extrémité est munie de trois saillies contre lesquelles sont serrées, à l'aide de trois ressorts, les surfaces planes des miroirs. Si pour l'étalon PF à miroirs plans le réglage du parallélisme des miroirs doit être très soigné, pour l'étalon PFS il suffit de maintenir la dimen-

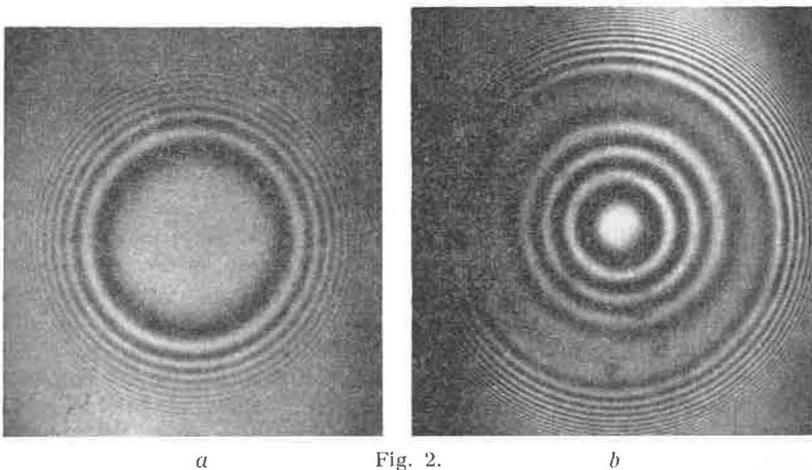


Fig. 2.

sion de l'anneau séparateur afin d'assurer la distance entre les surfaces sphériques égale au rayon des sphères concaves avec une précision de l'ordre de 3 à 5 μm . Quant au parallélisme des plans d'appui du séparateur, il n'a pas de rôle important. La distance entre les miroirs sphériques étant assurée à la précision mentionnée, la figure d'interférences est celle de la figure 2 a. On observe, au centre du champ, un maximum interférentiel se rapportant à la région des rayons paraxiaux et l'on ne voit des anneaux d'aberration sphérique que dans la région périphérique. Lorsque la distance entre les miroirs est plus grande que le rayon de courbure, les anneaux d'interférence dus à l'aberration sont resserrés au centre, tandis que le diamètre de la tache centrale diminue; lorsque cette distance est plus petite que le rayon de courbure, l'éclairement de la tache centrale est moins uniforme et l'on observe les anneaux d'interférence des rayons zonaux (fig. 2b).

La figure 3 représente la vue générale de l'installation pour la monochromatisation des raies du cadmium 114. La lumière de la lampe à cadmium 114 (1) est envoyée à travers le condenseur (2) sur l'étalon sphérique (3) placé dans une chambre hermétique (4). Le rayon des sphères concaves des miroirs de l'étalon est égal à 45 mm et leur diamètre est ≈ 40 mm. Le facteur de réflexion des couches d'argent semi-transparentes n'était pas inférieur à 0,92. Le maximum central localisé dans l'espace entre les miroirs de l'étalon sphérique dont le diamètre utile est de 4,5 mm était projeté par l'objectif (5) dans le plan de l'étalon PF (6) réglé à la différence de marche de 730 mm. On enregistre la figure d'interférences à l'aide d'une chambre photographique (7) ou d'un photomultiplicateur (8) et d'un enregistreur (9).

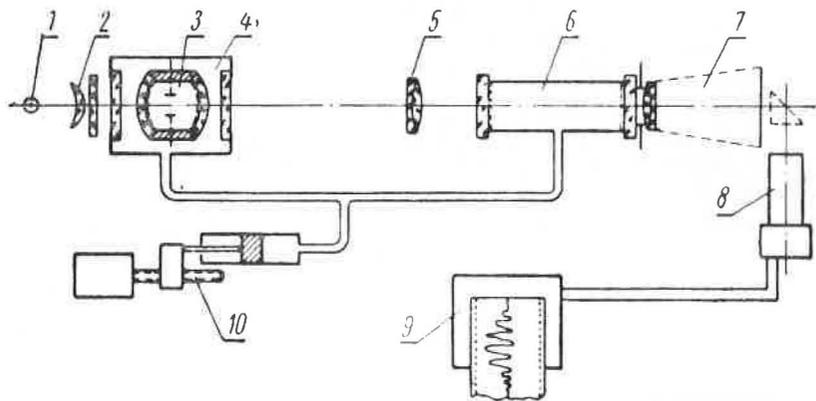


Fig. 3.

La figure 4 représente les anneaux d'interférence d'égale inclinaison à la différence de marche de 730 mm avec la lumière de la raie rouge monochromatisée du cadmium 114. La demi-largeur du secteur séparé était voisine de $0,5 \text{ m}^{-1}$. A l'aide de la pompe-pulsateur (10) (fig. 3) on peut changer la pression de l'air dans la chambre où est placé l'étalon sphérique. L'enregistrement photoélectrique de la figure d'interférences de l'étalon tubulaire

à la différence de marche de 730 mm a été effectué lors du changement simultané de la pression de l'air dans la chambre de l'étalon sphérique

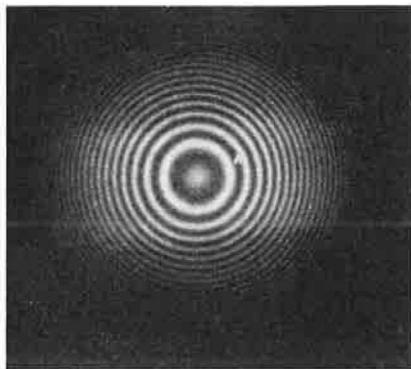


Fig. 4.

(fig. 5). En se servant de cet enregistrement il est facile de contrôler la position du secteur séparé dans le profil de la raie initiale. Les expériences effectuées permettent de supposer que la radiation ainsi séparée peut être utilisée pour la mesure de grandes différences de marche.

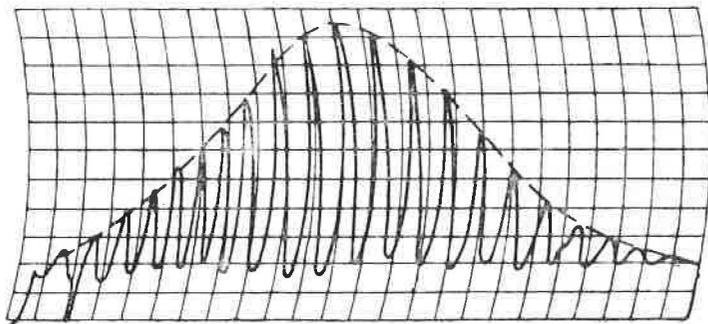


Fig. 5.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] BATARTCHOUKOVA (N. R.), *Dokl. Akad. Naouk U. R. S. S.*, 58, 1947, p. 6.
- [2] CONNES (P.), *J. Phys. Rad.*, 19, 1958, p. 3.



LA MESURE DES GRANDES DIFFÉRENCES DE MARCHE
AU MOYEN
DE LA MONOCHROMATISATION INTERFÉRENTIELLE (1)

Par A. I. KARTACHEV et A. P. KIRITCHENKO
Institut de Métrologie D.I. Mendéléev (U.R.S.S.)

(Traduction remise)

Резюме. — При измерении больших концевых мер от 500 до 1000 мм длиной был применен интерференционный монохроматор с дисперсионной системой в виде сферического эталона Фабри и Перо с радиусом кривизны зеркал 45 мм, при коэффициенте отражения светодетельных покрытий 92 % и ширине полосы пропускания около $0,5 \text{ м}^{-1}$. Измерения производили в свете зеленой линии ^{198}Hg и линий ^{114}Cd . Предложенный метод определения дробной части порядка интерференции при измерениях не требует строгой фиксации полосы пропускания по длине волны. Одновременно с наблюдением интерференционной картины, соответствующей большой разности хода, производится фотоэлектрическая запись контура линии источника. В моменты времени, когда порядок интерференции становится равным целому числу, на регистрограмме контура линии делается отметка, по которой можно определить дробную часть, соответствующую длине волны линии источника.

Quelques communications concernant l'observation des interférences aux grandes différences de marche par la monochromatisation interférentielle des raies spectrales à l'aide de l'étalon sphérique Perot-Fabry (PFS) ont été publiées ces dernières années [1], [2]. Cependant, observer les interférences aux grandes différences de marche n'est pas encore mesurer avec précision une longueur. Le problème de la stabilité de la longueur d'onde de la partie d'une raie isolée par la monochromatisation est très important, surtout s'il s'agit de mesures de longueurs d'onde lumineuse avec une

(1) *Izmeritelnaia Tekhnika*, 1962, n° 8, p. 9.

précision de $1 \text{ à } 2 \times 10^{-8}$. On peut dire qu'aucun rétrécissement artificiel de la raie ne permettra de déterminer sa longueur d'onde avec une précision meilleure que celle qu'on peut attribuer à la valeur de la raie primaire. Il est assez difficile d'effectuer la reproduction de la partie isolée de la raie avec l'exactitude nécessaire. C'est pourquoi ce travail a pour but la recherche d'une méthode de détermination des grandes différences de marche, dépassant considérablement la limite de cohérence de la raie primaire, sans reproduction exacte de la partie isolée par le monochromateur interférentiel.

La possibilité d'utilisation de la monochromatisation interférentielle pour les mesures de grandes différences de marche a été confirmée avec l'interféromètre horizontal de l'I.M.M.

Un tube sans électrodes à mercure 198, ou une lampe à électrodes chaudes à cadmium 114, sert de source lumineuse (1) (fig. 1). Pour observer les interférences à grandes différences de marche, on utilise les raies $5\,461$ du mercure 198, $6\,438$ et $5\,086 \times 10^{-10}$ m du cadmium 114. La lumière qui sort du condenseur (2) tombe sur la chambre (3) où se trouve le monochromateur PFS. L'objectif (4) forme l'image interférentielle localisée entre les miroirs du PFS dans le plan de la fente d'entrée du monochromateur (5). La radiation isolée tombe ensuite sur la fente de l'interféromètre (7). Sur le trajet du faisceau lumineux sortant du collimateur de l'interféromètre est fixée une lame de verre plan-parallèle semi-transparente (8). La lumière tombe sur cette lame sous un angle de 45° de façon que la partie réfléchie puisse être dirigée sur l'amplificateur photoélectrique (9), et que la partie transmise éclaire l'interféromètre.

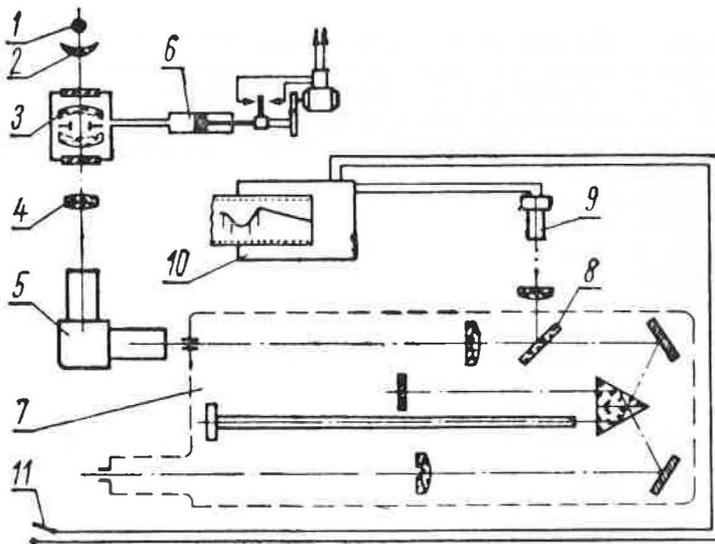


Fig. 1.

A l'aide de la pompe-pulsateur (6) on peut faire varier la pression de l'air dans la chambre (3) du PFS, ce qui produit le changement de la partie isolée du spectre dans les limites du domaine de dispersion.

Comme étalon Perot-Fabry sphérique on utilisait un système afocal à

miroirs sphériques de 45 mm de rayon de courbure recouverts de couches d'argent semi-transparentes ($\rho = 0,92$). Le domaine de dispersion était de $5,5 \text{ m}^{-1}$ et la largeur de la bande passante d'environ $0,5 \text{ m}^{-1}$.

Pour l'observation des franges d'interférences à différence de marche de 1 m et pour la mesure de longueurs de l'ordre du mètre, on employait comme source lumineuse un tube à mercure 198 sans électrodes refroidi par circulation d'eau à 20°C . Ainsi la demi-largeur de la raie de référence était égale à $2,6 \text{ m}^{-1}$. On isolait la radiation verte 5 461 du mercure 198 à l'aide du monochromateur (5) et on la dirigeait sur la fente d'entrée de l'interféromètre. Par la fente de sortie de celui-ci on pouvait voir la figure interférentielle des franges d'égale épaisseur de la radiation isolée par le monochromateur PFS. La figure 2 montre la photographie des franges d'interférences visibles dans le champ de l'interféromètre pour un étalon de 1 000 mm.

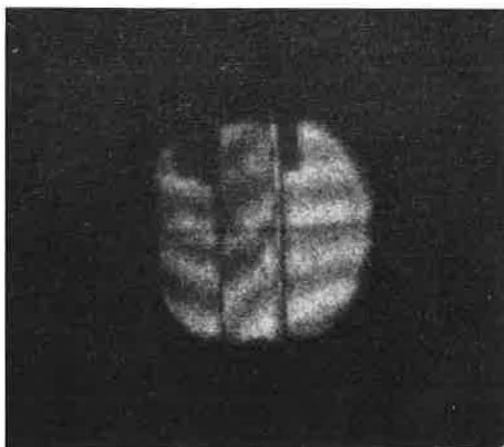


Fig. 2.

Pour la détermination exacte de la longueur d'un étalon, il est nécessaire de connaître la valeur de l'entier et de l'excédent fractionnaire de l'ordre d'interférence correspondant à la longueur d'onde donnée. Donc, en observant la quantité ε définie par la relation $p + \varepsilon = \frac{2L}{\lambda}$ et en connaissant ε_0 pour la dimension nominale L_0 de l'étalon, on peut trouver la différence $\varepsilon - \varepsilon_0$ et la valeur $\delta = \frac{\lambda}{2} (\varepsilon - \varepsilon_0)$ de l'écart entre les valeurs réelle et nominale de l'étalon. Dans le cas considéré, où la valeur de l'épaisseur du PFS est incertaine, un fragment inconnu du spectre (dans les limites de la largeur de la raie à isoler) sort du monochromateur interférentiel, et c'est pourquoi la détermination des excédents fractionnaires ε devient aussi incertaine. La détermination des excédents fractionnaires de l'ordre d'interférence correspondant au centre de gravité de la raie à isoler était effectuée lors du changement continu de l'épaisseur du PFS par la variation de la pression dans la chambre (3) à l'aide de la pompe (6) (fig. 1). Alors le flux lumineux tombant sur le photomultiplicateur variait confor-

mément au profil de la raie de la source. Sur la figure 3 ce profil est représenté en trait discontinu. La longueur d'onde de la radiation isolée par le PFS variant continuellement, les systèmes des franges interférentielles dans le champ de l'interféromètre se déplacent. L'un de ces systèmes se forme par réflexion de la lumière sur la surface libre de l'étalon à mesurer, l'autre sur le plan auxiliaire collé sur cet étalon. Au moment où l'excédent fractionnaire de l'ordre d'interférence devient égal à zéro, c'est-à-dire quand au centre du champ de vision la frange sombre sur l'étalon coïncide avec une des franges sur le plan auxiliaire, on a $2L = p_i \lambda_i$ où p_i et λ_i sont des valeurs particulières de l'ordre d'interférence p et de la longueur d'onde λ . Il est donc nécessaire pour nous de connaître les conditions pour lesquelles $2L = (p_0 + \varepsilon_0) \lambda$, où L est la longueur de l'étalon à mesurer et $p_0 + \varepsilon_0$ l'entier et l'excédent fractionnaire de l'ordre d'interférence pour le centre de gravité de la raie spectrale.

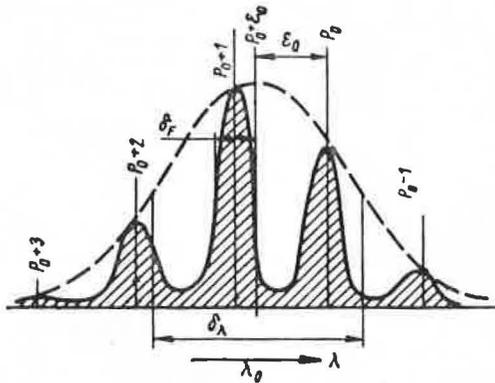


Fig. 3.

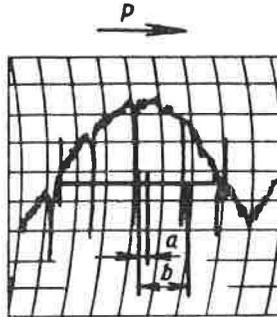
Le profil de la radiation isolée par le PFS est indiqué à la figure 3 par la partie hachurée de la courbe. Pour marquer sur la courbe du profil général de la raie émise par la source les points correspondant aux relations ci-dessus, l'observateur ferme la clé (11) (fig. 1) au moment de la coïncidence des franges; on obtient alors sur l'enregistrement (10) les marques conformes aux valeurs $p_0 - 1, p_0, p_0 + 1, p_0 + 2$, etc. Si la relation entre l'échelle d'enregistrement et λ est linéaire, les excédents fractionnaires de l'ordre d'interférence pour λ_0 seront égaux au rapport des distances linéaires entre la marque correspondant à p_0 et la position du maximum, et entre les marques voisines correspondant au changement d'une unité de p .

On a déterminé la position du maximum du profil par construction géométrique sur l'enregistrement; la figure 4 montre l'exemple d'un enregistrement du profil de la raie 5461×10^{-10} m avec les marques correspondant à la détermination des excédents fractionnaires pour un calibre de 1 m.

Les excédents fractionnaires mesurés correspondent à l'ordre d'interférence dans les conditions d'observation pour la différence de marche $2L$.

On a effectué de cette manière les mesures de calibres de diverses longueurs, de 500 à 1 000 mm, en utilisant les radiations 5 461 du mercure 198

et $5\,086 \times 10^{-10}$ m du cadmium 114. Comme on ne faisait les mesures qu'avec l'une des radiations, il était nécessaire de connaître préalablement la longueur avec l'exactitude d'un ordre d'interférence, c'est-à-dire $0,3 \mu\text{m}$. C'est pourquoi les étalons étaient d'abord mesurés dans l'interféromètre horizontal à l'aide des franges de superposition en lumière blanche.



$$\varepsilon = \frac{a}{b} = 0,15$$

Fig. 4.

Les mesures en lumière monochromatique isolée par le PFS étaient effectuées à plusieurs températures voisines de 20°C .

Sur la figure 5 sont indiqués les points qui correspondent aux mesures particulières d'un étalon de 1 m. La température est indiquée en abscisses;

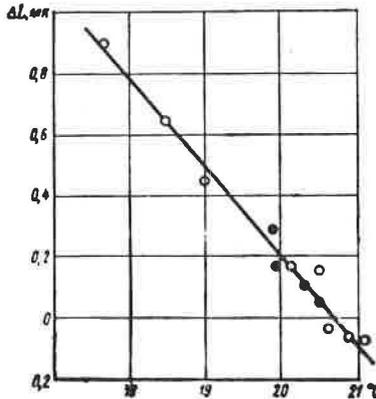


Fig. 5.

les écarts par rapport à la dimension nominale de l'étalon, calculés avec un coefficient de dilatation linéaire de $11,5 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$, sont portés en ordonnées. Comme le montre cette figure, les points sont placés sur une droite inclinée vers l'axe des abscisses, car la vraie valeur du coefficient de dilatation diffère de la valeur adoptée.

Pour les étalons de grandes dimensions de 500 à 1 000 mm l'erreur quadratique moyenne d'une série est d'environ $0,04 \mu\text{m}$; par exemple,

sur la figure 5, l'erreur quadratique moyenne du résultat ne dépasse pas 0,014 μm pour la longueur de 1 m. Puisque l'erreur de la reproduction de la longueur d'onde de référence est de l'ordre de 1×10^{-8} , une telle convergence des mesures particulières indique une précision assez élevée.

Conclusion. — La méthode proposée permettra de réaliser le gain de précision qu'apporte la nouvelle définition du mètre, et l'observation des interférences aux différences de marche excédant 1 m permettra, à son tour, de passer aux mesures absolues des grandes longueurs sans employer des étapes intermédiaires ou « multiplicateurs » de la différence de marche.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] GARDNER (J. C.) et NEFFLEN (K. F.), *J. Opt. Soc. Am.*, 50, 1960, p. 184.
- [2] BATARTCHOUKOVA (N. R.) et KIRITCHENKO (A. P.), ce volume, Annexe 23, p. 157.

INTERFÉROMÈTRE POUR LA DÉTERMINATION
DE LA LONGUEUR D'UN MÈTRE ÉTALON A TRAITS
EN FONCTION DE L'ÉTALON PRIMAIRE
DE LONGUEUR D'ONDE

Par C. F. BRUCE, P. E. CIDDOR et H. J. RITTER

National Standards Laboratory (Australie)

(Traduction)

L'adoption en 1960 de la longueur d'onde dans le vide de la radiation $2p_{10}-5d_5$ du krypton 86 comme étalon primaire de longueur fait que le passage de cet étalon à un étalon matériel, tel qu'une règle à traits, est une importante activité d'un laboratoire de métrologie.

L'appareillage interférométrique conçu dans ce but est montré schématiquement sur la figure 1. C'est un montage du type Michelson dans lequel un miroir intermédiaire fixe R et un miroir E assujéti à l'extrémité de l'étalon à traits forment les miroirs opaques de l'un des bras de l'interféromètre. La règle peut être déplacée longitudinalement de façon que, dans une position, une graduation à l'une des extrémités soit repérée exactement par un microscope photoélectrique, et dans l'autre position, une graduation située à 1 mètre de la première à l'autre extrémité de la règle soit repérée sous le microscope. Dans la figure 1, la règle est dans la première position, appelée position *près* puisque le miroir E à l'extrémité de la règle est plus près de l'observateur que le miroir R. Dans la seconde position, appelée position *loin*, le miroir E est plus loin de l'observateur que le miroir R. Dans les deux positions on obtient des franges d'interférences en plaçant convenablement le miroir M 1, avec une différence de marche d'environ 500 mm, la surface réfléchissante du miroir R étant une référence fixe commune aux deux positions. Ainsi la détermination d'une distance de 1 mètre consiste essentiellement à noter l'excédent fractionnaire corres-

pendant à l'écart entre les franges produites avec le miroir E et celles produites avec le miroir R, dans les positions *près* et *loin* (voir le champ de vision sur la figure 1) et à ajouter les deux excédents.

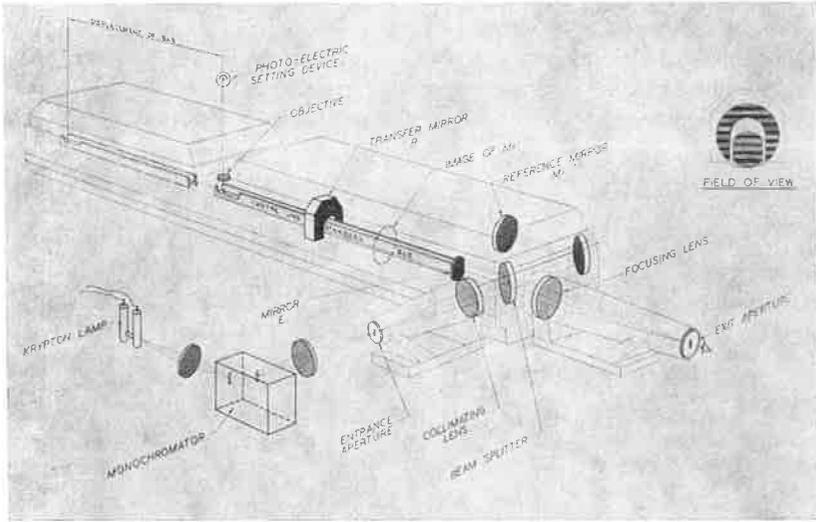


Fig. 1. — Schéma de l'interféromètre pour règle à traits de 1 mètre.

Les prédéterminations mécaniques de la distance et l'observation de la figure d'interférences avec plusieurs longueurs d'onde permettent de connaître le nombre entier de franges compris dans la distance mesurée. La règle est montée sur un chariot très massif se déplaçant sur des rails parfaitement dressés. Des réglages sont prévus, dans deux directions orthogonales, pour ajuster la position des miroirs M 1 et E. L'ensemble du chariot, avec la règle et le miroir E, peut aussi être réglé de la même manière. Le chariot peut être déplacé par un mouvement rapide, lent ou très fin. Ce dernier mouvement très fin permet des déplacements de $0,001 \mu\text{m}$.

Le microscope photoélectrique a été construit dans ce Laboratoire par J.L. Golberg et H.J. Ritter et est représenté à la figure 2 où le système optique a été surimprimé schématiquement sur une photographie de l'instrument. Le microscope permet des pointés de trait à mieux que $0,01 \mu\text{m}$ et aussi des mesures de déplacements jusqu'à $\pm 0,3 \mu\text{m}$ avec la même précision.

L'instrument a été étudié avec soin au point de vue de la stabilité mécanique pendant le mouvement du chariot. Un trait fixe a été placé sous le microscope photoélectrique qui le pointait pendant que le chariot était déplacé d'un mètre. Aucune variation ne fut décelable dans les lectures du système de pointé, bien qu'un déplacement plus petit que $0,01 \mu\text{m}$ eût été immédiatement détecté. Ensuite, un miroir a été fixé au tube du microscope près de la règle à traits, et la figure d'interférences produites entre ce miroir et le miroir R était observée pendant le déplacement du chariot; il n'y eut aucun changement significatif.

L'ensemble du système interférométrique avec le chariot mobile est

monté dans un caisson d'acier très épais ayant une enveloppe externe permettant la circulation d'un liquide thermostaté. Le caisson a été prévu

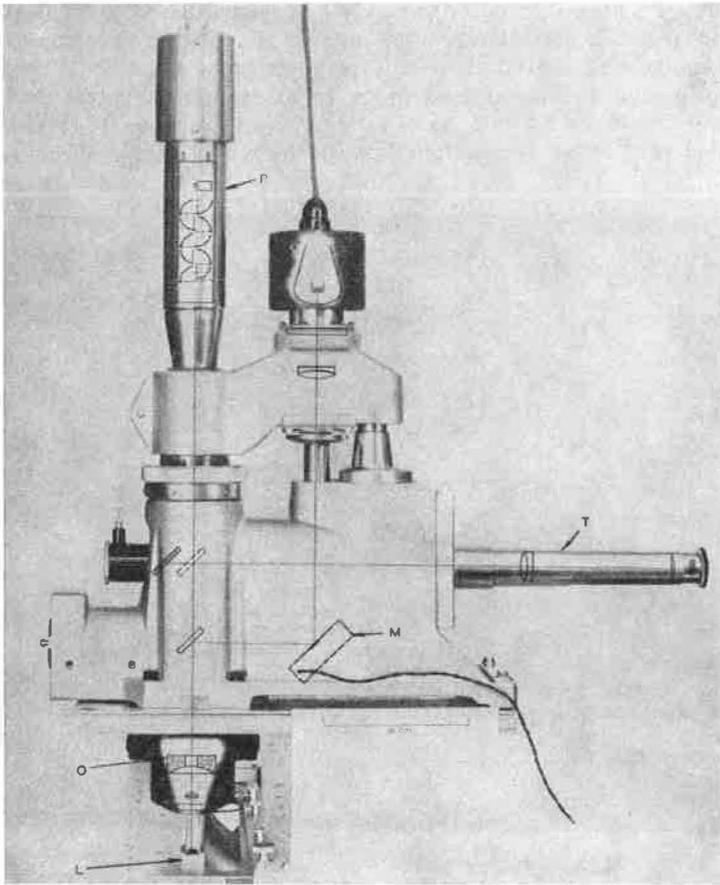


Fig. 2. — Microscope photoélectrique.

P, photomultiplicateur; M, miroir oscillant; O, objectif à miroir; L, règle à traits; T, microscope d'observation.

aussi pour pouvoir y faire le vide. L'instrument est placé en sous-sol à température contrôlée (fig. 3).

Le caisson est monté sur des supports anti-vibratoires reposant sur de massifs piliers de béton. Les réglages préliminaires essentiels comprennent l'alignement de l'axe optique de l'interféromètre et de l'axe de la règle (défini par les traits de la graduation) avec l'axe de déplacement du chariot. Les erreurs provenant d'un alignement incorrect sont des erreurs en cosinus, donc petites. Les mesures de température sont faites avec des thermomètres à résistance de platine et des thermocouples.

Les déterminations préliminaires ont été faites avec une règle de 1 mètre dont la valeur a été mesurée soigneusement par rapport à l'ancien Mètre international. Les mesures ont été faites dans l'air et sans circulation de

liquide autour du caisson. La pression barométrique dans la salle était mesurée à 0,02 mm Hg près et des essais ont montré que la pression dans le caisson, avec le couvercle fermé, mais avec une petite ouverture le faisant communiquer avec l'air de la salle, était la même que la pression dans la salle. Le degré hygrométrique était mesuré à 0,01 près. Le coefficient de dilatation de la règle était environ $11,4 \times 10^{-6}$ par degré C. La correction d'obliquité due aux dimensions finies du diaphragme d'entrée de l'interféromètre était de $+0,08 \mu\text{m}$. Les températures ont été mesurées à 0,001 deg près et les écarts dans la règle n'excédaient pas 0,01 deg. Les

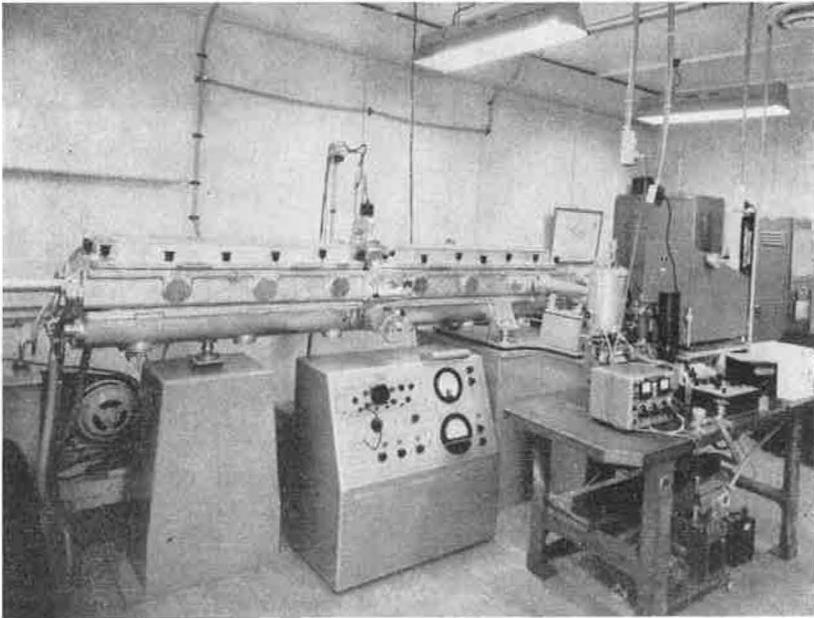


Fig. 3. — Interféromètre à microscope photoélectrique pour règle étalon à traits de 1 mètre.

excédents fractionnaires étaient observés visuellement et obtenus aussi en ajustant la position de la règle de façon à donner des franges en coïncidence et en notant les lectures du microscope photoélectrique. Le microscope avait été étalonné au préalable et sa sensibilité était de 0,01 frange.

Les résultats d'une détermination préliminaire d'une règle de 1 mètre sont donnés dans le tableau I. Ces mesures ont été faites dans l'air et sans circulation de liquide thermostaté autour du caisson. L'équipement pour faire le vide dans le caisson et pour faire circuler le liquide est en cours d'installation. On pense aussi utiliser un réfractomètre permettant d'obtenir la correction pour l'indice de réfraction de l'air de façon à faire des mesures à la pression atmosphérique concurremment avec celles faites dans le vide. Ces déterminations ont montré qu'il est très souhaitable que les futures mesures soient faites sous vide et avec un meilleur contrôle de la température.

TABLEAU I

Mesure du Mètre étalon à traits N° 172/60
(acier-nickel; section en H; $\alpha = 11,439 \times 10^{-6}$ par deg C)

	Mesure interférométrique en fonction du « nouveau » mètre (m_N)	Mesure mécanique en fonction de l'« ancien » mètre (m_A)
Longueur	$1 m_N + 2,269 \mu m$	$1 m_A + 2,26 \mu m$
Erreur quadratique	$0,081 \mu m$	
Erreur quadratique de la moyenne	$0,011 \mu m$	
Nombre de mesures	52	

Les longueurs d'onde du krypton 86 utilisées pour les coïncidences dans la recherche de l'entier de l'ordre d'interférence ont été les suivantes (unité: 10^{-10} m):

Vide λ_{vide}	Air normal $\lambda_{15^\circ C; 760 \text{ mm Hg}}$	Air de référence $\lambda_{20^\circ C; 760 \text{ mm Hg}; 10^{-6} \%$
6 422,800 5	6 421,025 7	6 421,059 7
6 057,802 106	6 056,125 273	6 056,157 386
5 651,128 6	5 649,560 6	5 649,590 6

Les longueurs d'onde ont été déterminées dans le vide en fonction de l'étalon primaire

$$\lambda_{\text{vide}} = 6\,057,802\,106 \times 10^{-10} \text{ m,}$$

de l'équation de dispersion d'Edlén

$$(n_s - 1)10^6 = 272,599 + 1,535\,8 \sigma^2 + 0,013\,18 \sigma^4,$$

et de la formule pour l'indice de l'air de Barrell et Sears

$$(n_{l,p,f} - 1)10^6 = (n_s - 1)10^6 \frac{p(1 + \beta_t p)(1 + 15 \alpha)}{760(1 + \beta_{15} 760)(1 + \alpha t)} - (a - b\sigma^2) \frac{f}{1 + \alpha t},$$

où n_s = indice de réfraction de l'air normal ($15^\circ C$, 760 mm Hg; air sec contenant 0,03 % de CO_2).

σ = nombre d'ondes par μm dans le vide,

$\alpha = 0,003\,661$,

$\beta_t = (1,049 - 0,015\,7 t)10^{-6}$,

$a = 0,062\,4$,

$b = 0,000\,680$.

La mesure mécanique de la règle a été exécutée par E.G. Thwaite par pointés visuels au comparateur pour règles étalons.

(Avril 1962)

ANNEXE 26

ANNEXES PUBLIÉES DANS LES PROCÈS-VERBAUX DU C.I.P.M. DEPUIS LA 2^e SESSION DU C.C.D.M.

- N. R. C. (Canada). — BAIRD (K. M.) et SMITH (D. S.), Reproductibilité de la radiation 0,606 μm du krypton 86, *Procès-Verbaux C. I. P. M.*, 28, 1960, p. 121.
- N. R. C. (Canada). — BAIRD (K. M.), Mesure de quatre Mètres en fonction de la radiation 0,606 μm du krypton 86, *Ibid.*, p. 125.
- I. M. M. (U.R.S.S.). — BARTARTCHOUKOVA (N. R.), KARTACHEV (A. I.) et EFREMOV (G. P.), Détermination de la longueur d'onde dans le vide des radiations du krypton 86, du cadmium 114 et du mercure 198, *Ibid.*, p. 128.
- N. S. L. (Australie). — BRUCE (C. F.) et HILL (R. M.), Études des radiations du krypton 86, du mercure 198 et du cadmium 114, *Ibid.*, p. 130.
-

TABLE DES MATIÈRES

COMITÉ CONSULTATIF POUR LA DÉFINITION DU MÈTRE

3^e Session (1962)

	Pages.
NOTE	2
Avertissement historique	5
Liste des Membres	7
Rapport au Comité International des Poids et Mesures, par E. Engelhard ..	9
Programme de la session (Sujets dont l'étude a été recommandée par la Onzième Conférence Générale en 1960)	9
Symétrie du profil spectral (Causes de dissymétrie; méthodes de mesure expérimentales; discussion des résultats)	11
La radiation étalon primaire (Étude de la radiation primaire non perturbée. Lampes à krypton et leurs modes d'utilisation; supériorité de l'interfé- romètre de Michelson pour l'étalonnage des lampes. La supériorité de la radiation choisie comme étalon est confirmée)	12
Les étalons secondaires de longueur d'onde (Choix et valeurs de la longueur d'onde d'un certain nombre de radiations. Intérêt de la poursuite des études sur les radiations étalons dans l'infrarouge et l'ultraviolet)	14
Jet atomique, filtre Zeeman et production de radiations à profil étroit (Méthodes expérimentées au N. B. S. et appliquées à la raie de résonance $2\,537 \times 10^{-10}\text{m}$ du mercure 198; causes d'erreurs et de perturbations possibles; intérêt de la poursuite de ces études. Monochromatisation interférentielle; travaux du N. B. S. et de l'I. M. M.)	15
Les raies d'absorption (Exposé sur la production, les qualités et l'intérêt de telles raies en métrologie)	16
Les lasers (Exposé sur la production et les qualités des raies émises par les lasers; possibilités actuelles d'emploi de ces raies en métrologie)	17
Les comparateurs interférentiels (Exposé sur les comparateurs pour étalons à bouts et à traits; facteurs limitant la précision des mesures; travaux du N. R. C. Intérêt de comparaisons internationales d'étalons mesurés à l'aide de comparateurs interférentiels)	17
Recommandations adoptées: <i>Recommandation</i> M1 (Étalons secondaires de lon- gueur d'onde du krypton 86, du mercure 198 et du cadmium 114). <i>Recomman- dation</i> M2 (Supériorité de la radiation étalon du krypton 86; poursuite des études sur les lampes à krypton et les dispositifs de production de radiations à profil étroit; comparaisons internationales d'étalons à bouts et à traits)..	18

Annexes :	Pages
1. <i>La symétrie des raies spectrales</i> , par W. R. C. Rowley	21
2. <i>Sur la radiation étalon de la définition du mètre</i> , par J. Terrien	28
3. <i>Les étalons secondaires de longueur d'onde</i> , par E. Engelhard	35
4. <i>Détermination de longueurs d'onde étalons à partir de jets atomiques et de filtres de Zeeman</i> , par K. G. Kessler	44
5. <i>Les raies d'absorption</i> , par R. Lennuier	54
6. <i>Les lasers</i> , par P. Connes	62
7. <i>Comparateurs interférentiels</i> , par K. M. Baird	68
8. <i>Fournisseurs de nucléides pour lampes spectroscopiques</i>	75
9. B. I. P. M. — <i>Mesure de la longueur d'onde des radiations étalons secondaires et de la radiation étalon primaire sans perturbation</i> , par J. Terrien et J. Hamon	76
10. P. T. B. (Allemagne). — <i>Mesures et analyse des profils spectraux</i> , par F. Bayer-Helms et E. Engelhard	83
11. N. R. L. M. (Japon). — <i>Analyse du profil spectral de radiations visibles du mercure 198 et du cadmium 114</i> , par T. Tako et M. Ohi.	90
12. N. P. L. (Royaume-Uni). — <i>Mesure de la longueur d'onde de radiations du krypton 86, du cadmium 114 et du mercure 198</i> , par W. R. C. Rowley ..	99
13. N. P. L. (Royaume-Uni). — <i>Etude des variations du nombre d'ondes de la radiation étalon du krypton 86 sous différentes conditions d'émission</i> , par W. R. C. Rowley	104
14. P. T. B. (Allemagne). — <i>Détermination de la longueur d'onde dans le vide de radiations du krypton 86, du cadmium 114 et du mercure 198</i> , par E. Engelhard	108
15. N. R. C. (Canada). — <i>Longueur d'onde dans le vide de radiations du krypton 86, du mercure 198 et du cadmium 114</i>	112
16. N. S. L. (Australie). — <i>Longueur d'onde dans le vide de radiations du krypton 86, du mercure 198 et du cadmium 114</i> , par C. F. Bruce.....	115
17. N. S. L. (Australie). — <i>Reproductibilité du nombre d'ondes de la radiation $2p_{10}-5d_5$ du krypton 86</i> par C. F. Bruce et R. M. Hill	118
18. I. M. M. (U.R.S.S.). — <i>Longueur d'onde de radiations du krypton 86, du cadmium 114 et du mercure 198</i>	124
19. N. B. S. (États-Unis d'Amérique). — <i>Longueur d'onde dans le vide de radiations du mercure 198 et du krypton 86</i> , par V. Kaufman.....	125
20. N. P. L. (Royaume-Uni). — <i>Quelques commentaires sur l'exactitude des mesures de longueurs d'onde au N.P.L. et comparaison avec les résultats d'autres laboratoires</i> , par A. H. Cook	129
21. I. M. M. (U.R.S.S.). — <i>Lampe à krypton pour la réalisation de l'étalon de l'unité de longueur</i> , par N. R. Batartchoukova, Y. P. Efremov et G. S. Popov	149
22. N. R. L. M. (Japon). — <i>Longueur d'onde dans le vide de radiations du krypton 86, du mercure 198 et du cadmium 114</i> , par T. Masui	155
23. I. M. M. (U.R.S.S.). — <i>Monochromateur interférentiel à étalon sphérique du type Perot-Fabry</i> , par N. R. Batartchoukova et A. P. Kiritchenko..	157

24. I. M. M. (U.R.S.S.). — <i>La mesure des grandes différences de marche au moyen de la monochromatisation interférentielle</i> , par A. I. Kartachev et A. P. Kiritchenko	163
25. N. S. L. (Australie). — <i>Interféromètre pour la détermination de la longueur d'un Mètre étalon à traits en fonction de l'étalon primaire de longueur d'onde</i> , par C. F. Bruce, P. E. Ciddor et H. J. Ritter	169
26. <i>Annexes publiées dans les Procès-Verbaux du C. I. P. M. depuis la 2^e session du C.C.D.M</i>	174



IMPRIMERIE DURAND
LUISANT-CHARTRES (EURE-ET-LOIR)

Dépôt légal, Imprimeur, 1964, n° 11
Dépôt légal, Éditeur, 1964, n° 1211

ACHEVÉ D'IMPRIMER LE 15 MAI 1964

Imprimé en France

