



HAL
open science

DÉTERMINATION DE PROFILS SPECTRAUX PAR LA MÉTHODE DE BALAYAGE MAGNÉTIQUE

David Lagarde, Mm. J. Butaux, R. Lennuier, J. Prévot

► **To cite this version:**

David Lagarde, Mm. J. Butaux, R. Lennuier, J. Prévot. DÉTERMINATION DE PROFILS SPECTRAUX PAR LA MÉTHODE DE BALAYAGE MAGNÉTIQUE. Journal de Physique Colloques, 1967, 28 (C2), pp.C2-243-C2-246. 10.1051/jphyscol:1967245 . jpa-00213226

HAL Id: jpa-00213226

<https://hal.science/jpa-00213226>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

DÉTERMINATION DE PROFILS SPECTRAUX PAR LA MÉTHODE DE BALAYAGE MAGNÉTIQUE

M^{lle} D. LAGARDE, MM. J. BUTAUX, R. LENNUIER, J. Y. PRÉVOT
Laboratoire des Recherches Physiques Faculté des Sciences de Paris

Résumé. — La méthode de balayage magnétique associée à un traitement des résultats tenant compte de la fonction d'appareil est utilisée pour la détermination des *profils* spectraux.

Abstract. — A method including magnetic scanning and information treatment (taking into account the apparatus function) is used to study the *shape* of spectral lines.

La méthode de balayage magnétique, utilisant le déplacement par effet Zeeman d'une fréquence d'émission ou d'absorption, est particulièrement bien adaptée à l'étude des spectres d'absorption s'étendant sur un domaine de l'ordre de 1cm^{-1} . Il semble que sa première réalisation soit due à Malinowski, en 1913 [1], qui a ainsi montré que la radiation de résonance $\lambda = 2\,537\text{ \AA}$ du mercure ($6^1S_0 - 6^3P_1$) comportait au moins deux composantes. Buhl, en 1938, [2], a amélioré considérablement la méthode en utilisant un filtre de Mrozowski pour isoler dans le rayonnement incident une seule composante hyperfine. L'utilisation d'une source à Mercure 198 et la séparation des deux composantes σ ont permis à F. Bitter [3] une bonne détermination de la structure de la raie $2\,537\text{ \AA}$. Parmi les résultats les plus récents, citons ceux de Schweitzer [4].

La méthode peut être appliquée à la détermination des *profils* spectraux : J. L. Cojan et R. Lennuier en 1949 étudièrent les profils de réflexion sélective sur la vapeur de mercure en réalisant l'autoconvolution de la raie à explorer [5]. Mais l'application systématique de la méthode de balayage magnétique à la détermination des profils spectraux exige que l'on prenne en considération la forme de la raie exploratrice pour l'interprétation des résultats.

Dans le montage expérimental réalisé au L. R. P. S. (Fig. 1), nous mesurons la transmission d'une cuve contenant la vapeur absorbante dans des conditions physiques données. La source est placée dans une induction magnétique variable, son excitation et son refroidissement étant strictement contrôlés. La radiation exploratrice possède un profil $A(\nu - \nu_0)$, qui joue le rôle de fonction d'appareil. Nous avons vérifié que ce profil ne dépendait pas de l'induction magnétique

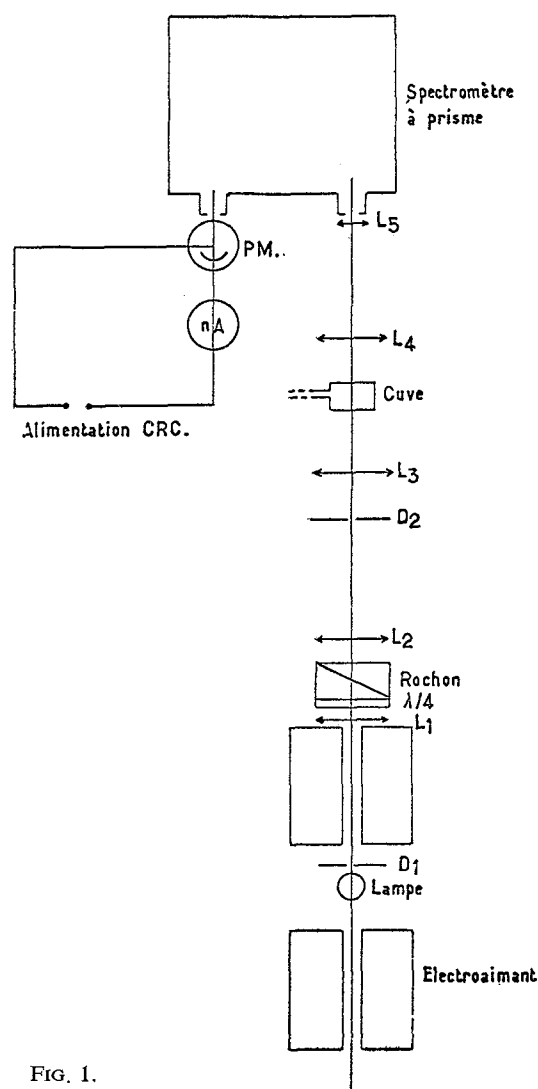


FIG. 1.

appliquée. Dans ces conditions, le résultat brut de la mesure, qui est le facteur de transmission $T(\nu_0)$ de la cuve, peut s'écrire :

$$T(\nu_0) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(\nu - \nu_0) e^{-k(\nu)l} d\nu$$

ou

$$T = A * e^{-kl}$$

Dans cette expression $k(\nu)$ désigne le coefficient d'absorption de la vapeur pour la fréquence ν , et l l'épaisseur de la cuve. La fonction d'appareil A est déterminée de la façon suivante : pour de la vapeur de mercure à faible pression (vapeur saturante à 0 °C) et sans gaz étranger, le coefficient d'absorption est calculable ; il s'agit alors de trouver une fonction A dont le produit de convolution avec le profil e^{-kl} calculé représente le profil expérimental $T(\nu_0)$. Nous avons d'abord cherché $A(\nu)$ sous forme d'un produit de convolution Gauss * Lorentz, mais avons constaté que c'est une gaussienne pure de largeur 42,5 mK qui permet de réaliser cet accord.

Dans le cas d'une vapeur à pression plus élevée, ou mélangée à un gaz étranger, la grandeur physique à déterminer est le coefficient d'absorption $k(\nu)$. Pour l'obtenir, nous avons le plus souvent procédé de la façon suivante :

a) Nous nous donnons pour $k(\nu)$ une forme analytique suggérée par les phénomènes étudiés, et comportant des paramètres ajustables.

b) Nous réalisons les produits de convolution $A * e^{-kl}$ et les comparons au profil expérimental $T(\nu)$.

Les effets étudiés ici sont l'élargissement de la raie de résonance 2 537 Å du mercure 198 sous l'effet de la vapeur de mercure elle-même ($10^{-3} < p < 3,5$ mm) ou de gaz étrangers ($p < 1$ atmosphère). Dans les deux cas, nous avons jugé raisonnable de représenter $k(\nu)$ par un produit de convolution Gauss * Lorentz.

Ces produits Gauss * Lorentz ont été obtenus à partir des tables de Fried et Conte [6] ou, pour les faibles largeurs Lorentz, par des développements en série de la fonction de Voigt [7].

Pour la réalisation des produits $A * e^{-kl}$, nous avons travaillé principalement avec l'intégrateur optico-mécanique mis au point au Laboratoire [8, 9], qui réalise les produits de convolution par une méthode analogique. Un écran découpé de manière à reproduire à une échelle convenable la fonction A est éclairé uniformément et sert de source à un système de lentilles cylindro-sphériques, qui fournit dans le plan conjugué une répartition d'éclairement proportion-

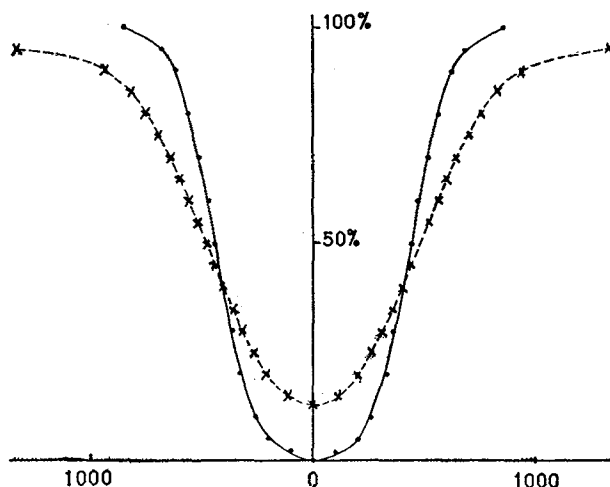


FIG. 2. — Profils d'absorption de la raie $\lambda = 2537$ Å du mercure 198. Ordonnées : transmission de la cuve. Abscisses : Induction magnétique appliquée à la source (gauss). Epaisseur de la cuve $l = 0,1$ mm. Pression $p = 0,025$ mm de mercure (vapeur saturante à 60 °C). Courbe en traits pleins : e^{-kl} , calculée dans l'hypothèse d'un élargissement de Holtmark négligeable devant la largeur naturelle. Courbe en pointillé : $A * e^{-kl}$, obtenue à l'intégrateur optico mécanique (A est la gaussienne de largeur 42,5 mK adoptée comme fonction d'appareil).
× : points expérimentaux de $T(\nu)$.

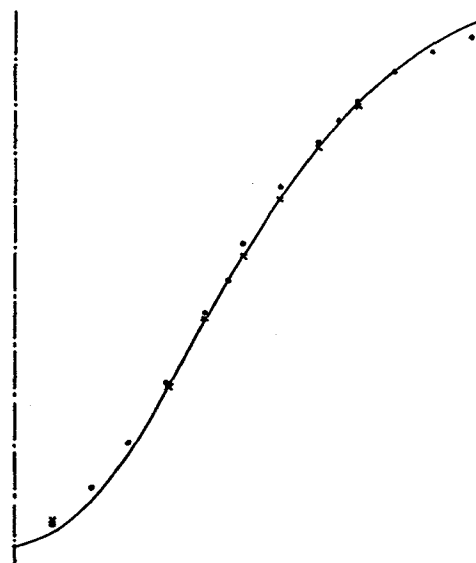


FIG. 3. — Application de la méthode de substitution. Profils d'absorption de la raie $\lambda = 2537$ Å du mercure 198 en présence de gaz étrangers.

Epaisseur de la cuve $l = 1$ cm.

Vapeur saturante de mercure à 0 °C.

Points expérimentaux { ● Hélium $p = 8,6$ cm de mercure.
× Hydrogène $p = 4,2$ cm de mercure

Dans les deux cas l'élargissement est le même.

Courbe — : $A * e^{-kl}$ dans l'hypothèse où $k = G * L$

avec

$$\frac{\text{largeur de } L}{\text{largeur de } G} = 0,6$$

nelle à $A(\nu - \nu_0)$. Ce plan est exploré à travers un deuxième écran reproduisant e^{-kx} et se déplaçant dans une direction correspondant à l'axe des fréquences (perpendiculaire à l'axe du montage). Le flux lumineux transmis est reçu par un photomultiplicateur relié à un appareil enregistreur. La fonction enregistrée est $A * e^{-kx}$ (Fig. 2 et 3).

Un programme de calcul numérique a également été mis au point et éprouvé en effectuant le produit de convolution de deux fonctions de dispersion et en le comparant au résultat théorique.

La méthode de substitution ci-dessus décrite nécessite des hypothèses. Si l'on veut s'en affranchir, il faut traiter le délicat problème de « division de convolution ». Nous avons utilisé une méthode d'itération, qui ne nécessite que des réalisations de produits de convolution, et donc pour laquelle les techniques précédentes sont utilisables.

Soit P le profil vrai de la radiation étudiée, et A la fonction d'appareil. Le résultat de la mesure est

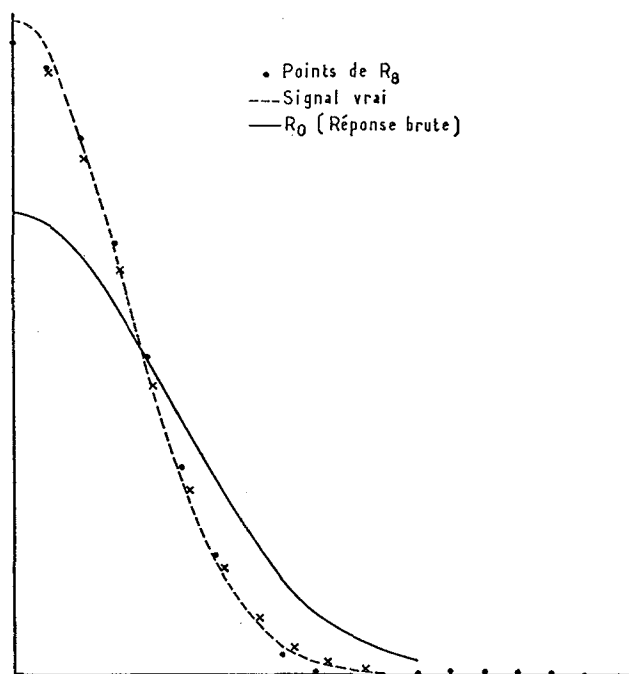


FIG. 4. — Méthode d'itération. Calculs effectués sur IBM 7094.

- P Gaussienne de largeur s .
- A Gaussienne de largeur $t = s$.
- A' Gaussienne de largeur $t' = t/3,6$.
- P (signal vrai).
- $R_0 = A * P$ (réponse brute).
- Points calculés de R_n .
- × Points calculés de $A' * P$.

Le « gain en finesse » t/t' après 8 itérations est donc de 3,6 dans ce cas.

$R_0 = A * P$. Sous certaines conditions très générales, on montre que les profils successifs :

$$\begin{aligned} R_1 &= R_0 + R_0 - A * R_0 \\ R_2 &= R_0 + R_1 - A * R_1 \\ R_{p+1} &= R_0 + R_p - A * R_p \end{aligned}$$

se rapprochent de P et tendent dans certains cas vers P [9].

La mise en pratique de cette méthode à l'aide de l'intégrateur optico-mécanique est délicate lorsque de nombreuses itérations sont nécessaires (cas où A et P ont des largeurs du même ordre).

Un programme de calcul numérique a été mis au point pour un ordinateur IBM 7 094. Nous l'avons éprouvé dans le cas où P et A sont deux fonctions de Gauss de même largeur ; les résultats sont satisfaisants (Fig. 4 et 5).

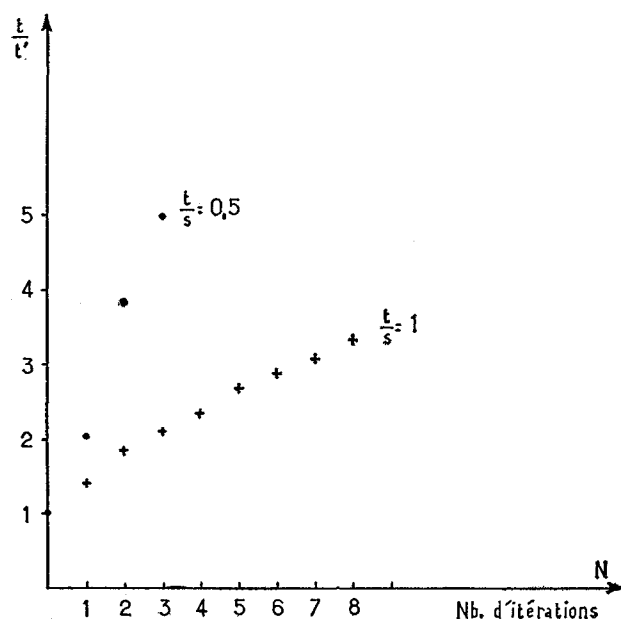


FIG. 5. — « Gain en finesse » t/t' en fonction du nombre d'itérations.

- P Gaussienne de largeur s .
- A Gaussienne de largeur t .

Cette association « balayage magnétique-traitement des résultats », nous a permis de déterminer les élargissements dus aux chocs mercure-mercure [10] et mercure-gaz étrangers [11] dans des conditions où ces élargissements sont encore très faibles.

Dans le premier cas, des élargissements Lorentz de l'ordre de 10 fois la largeur naturelle de la raie ($\Delta\nu_N = 45 \times 10^{-3}$ mK) ont pu être mis en évidence.

Dans le deuxième cas, nous avons vérifié que, même pour des pressions de gaz voisines de 1 atmosphère, il est légitime de représenter k_ν par un produit de convolution $G * L$.

Bibliographie

- [1] MALINOWSKI, *Physik. Z.*, 1913, **14**, 284, *Ann. Physik*, 1914, **44**, 935.
- [2] BUHL, *Z. Physik*, 1938, **109**, 180 ; 1938, **110**, 395.
- [3] BITTER, PLOTKIN, RICHTER, TEVIOTDALE, YOUNG, *Phys. Rev.*, 1953, **91**, 421.
BITTER, DAVIS, RICHTER, YOUNG, *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 1531.
- [4] SCHWEITZER (W. G.), *J. Opt. Soc. Amér.*, 1963, **53**, 1055.
- [5] COJAN (J. L.) et LENNUIER (R.), *C. R. Ac. Sc.*, 1949, **228**, 1409 et 1710.
- [6] FRIED et CONTE, « The Plasma Dispersion Function », Acad. Press., 1961.
- [7] MITCHELL et ZEMANSKY, « Resonance Radiation and Excited Atoms », Cambridge University Press, 1934.
HARRIS, *Astrophys. J.*, 1948, **108**, 112.
- [8] PRUNET (R.), *D. E. S.*, Paris, 1960.
- [9] PRÉVOT (J. Y.), *D. E. S.*, Paris, 1964.
- [10] LAGARDE (D.) et LENNUIER (R.), *C. R. Ac. Sc.*, 1965, **261**, 919.
- [11] BUTAUX (J.) et LENNUIER (R.), *C. R. Ac. Sc.*, 1965, **261**, 671.
-