Spectromètre à haute résolution utilisant un laser à fréquence accordée par effet Zeeman

Henri Brunet

► To cite this version:

Henri Brunet. Spectromètre à haute résolution utilisant un laser à fréquence accordée par effet Zeeman. *Revue de Physique Appliquée*, 1967, 2 (3), pp.191-197. 10.1051/rphysap:0196700203019100 . jpa-00242790

HAL Id: jpa-00242790

<https://hal.science/jpa-00242790>

Submitted on 1 Jan 1967

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.

SPECTROMÈTRE A HAUTE RÉOLUTION UTILISANT UN LASER A FRÉQUENCE ACCORDÉE PAR EFFET ZEEMAN ⁽¹⁾

Par HENRI BRUNET,

Centre de Recherches de la Compagnie Générale d'Électricité,
Département Recherches Physiques de Base, route de Nozay, Marcoussis (Essonne).

Résumé. — Nous avons étudié le déplacement de fréquence, par effet Zeeman, de raies laser infrarouges du néon et du xénon, de longueurs d'onde proches de $7,5 \mu$.

Les déplacements de fréquence obtenus, de l'ordre de $0,1 \text{ cm}^{-1}$, sont suffisamment élevés pour que l'on puisse réaliser un spectromètre infrarouge de très haute résolution permettant d'analyser les spectres de rotation-vibration de molécules sur un intervalle de $\pm 0,1 \text{ cm}^{-1}$.

Quelques bandes d'absorption de molécules polyatomiques, CH_4 , C_2H_6 , SF_6 et C_3H_8 , ont été étudiées entre $1\,200$ et $1\,400 \text{ cm}^{-1}$ avec une résolution meilleure que $0,005 \text{ cm}^{-1}$.

Abstract. — The frequency shifts of infrared laser lines, obtained by the Zeeman effect, have been studied for wavelengths around 7.5μ .

The observed frequency shifts, up to 0.1 cm^{-1} , are large enough to realize a tuned-infrared laser spectrometer having a resolving power of more than 1 in 3×10^5 and the rotation-vibration spectra of molecules can be studied in a range of $\pm 0.1 \text{ cm}^{-1}$ around the laser frequency.

Several absorption bands of the polyatomic molecules CH_4 , C_2H_6 , C_3H_8 and SF_6 have been studied in the region $1\,250$ to $1\,400 \text{ cm}^{-1}$ using neon and xenon laser lines, the resolution being better than 0.005 cm^{-1} .

Introduction. — Plusieurs transitions laser infrarouges du néon et du xénon, de longueurs d'onde proches de $7,5 \mu$, ont des gains suffisamment élevés pour que leurs fréquences puissent être déplacées de $\pm 0,1 \text{ cm}^{-1}$ par effet Zeeman.

On dispose alors d'une source infrarouge d'une largeur spectrale très étroite, de fréquence presque continûment variable sur une plage de $\pm 0,1 \text{ cm}^{-1}$, ce qui permet d'analyser, avec une résolution de l'ordre de $500\,000$ à $1\,400 \text{ cm}^{-1}$, les spectres de rotation-vibration des molécules qui absorbent l'émission laser.

Cette méthode a été utilisée, avec succès, par plusieurs chercheurs, pour l'étude à très haute résolution de spectres de molécules polyatomiques au voisinage de $3,39 \mu$ [1], $3,5080 \mu$ [2] et $7,5 \mu$ [3].

Après avoir exposé le principe de la spectroscopie par effet Zeeman, nous donnons les résultats originaux obtenus sur des bandes d'absorption de CH_4 , C_2H_6 , SF_6 et C_3H_8 grâce aux raies laser du néon à $7,4799 \mu$, $7,6510 \mu$, $7,7015 \mu$, $7,7655 \mu$, $8,0008 \mu$ et à la raie du xénon à $7,3167 \mu$.

I. Fonctionnement du laser à fréquence accordée. —

I.1. EFFET DU CHAMP MAGNÉTIQUE SUR LE COEFFICIENT D'AMPLIFICATION. — En présence d'un champ magné-

tique suffisamment élevé, la courbe de gain initialement centrée en ν_0 se décompose en trois groupes de courbes : les composantes σ_i^+ centrées en $\nu_0 + \Delta\nu_i(H)$, les composantes σ_i^- centrées en $\nu_0 - \Delta\nu_i(H)$ et les composantes π_i centrées en $\nu_0 + \delta\nu_i$.

Lorsque le champ magnétique est appliqué parallèlement à l'axe du laser, on observe exclusivement les composantes σ_i^+ et σ_i^- , polarisées circulairement, à droite et à gauche. Par contre, lorsque le champ magnétique est transversal, on observe les composantes σ_i^+ , σ_i^- et π_i , avec des polarisations linéaires, les composantes σ ayant une direction de polarisation perpendiculaire à celles des π .

Les déplacements de fréquence dus à l'effet Zeeman sont :

$$\Delta\nu_i(H) = \mu_B H(g_2 m_2 - g_1 m_1) = \mu_B g_{\text{eff}} H$$

$$\delta\nu_i(H) = \mu_B H m_2 (g_2 - g_1)$$

g_1 et g_2 sont les facteurs de Landé des niveaux supérieur et inférieur,

m_1 et m_2 les nombres quantiques magnétiques, μ_B le magnéton de Bohr.

Les déplacements notés $\Delta\nu_i$ sont obtenus en associant à chaque valeur de m_1 les valeurs correspondantes de m_2 , $m_2 = m_1$, $m_2 = m_1 \pm 1$.

Les courbes de gain, en champ magnétique longitudinal, sont de la forme [4] :

$$g_{\pm}^i = g_0^i e^{-(\nu' \pm \Delta\nu_i)^2}$$

⁽¹⁾ Cette étude a été subventionnée par la Direction des Recherches et Moyens d'Essais.

TABLEAU I

λ (μ) — ν (cm^{-1})	TRANSITION $m \rightarrow m'$	g_{eff}	INTENSITÉS RELATIVES	$\Delta\nu_i$ Mc/s/cœ	$\Delta\nu$ MESURÉ Mc/s/cœ
	— 2 $\rightarrow$ — 1	1,243	1/35	1,74	
7,7015 — (1 298,443)	— 1 $\rightarrow$ 0	1,184	3/35	1,66	
Néon $4p'[3/2]_2 - 3d'[5/2]_3$	0 $\rightarrow$ 1	1,125	6/35	1,57	1,53
	1 $\rightarrow$ 2	1,066	10/35	1,49	
	2 $\rightarrow$ 3	1,007	15/35	1,41	
7,7655 — (1 287,755)	— 1 $\rightarrow$ 0	1,397	1/10	1,96	
Néon $4p'[1/2]_1 - 3d'[3/2]_2$	0 $\rightarrow$ 1	1,242	3/10	1,74	1,57
	1 $\rightarrow$ 2	1,087	6/10	1,52	
7,3167 — (1 366,74)	2 $\rightarrow$ 1	1,730	6/10	2,42	
Xénon $5d[7/2]_3 - 6p[5/2]_2$	1 $\rightarrow$ 0	1,376	3/10	1,93	2,20
	0 $\rightarrow$ — 1	1,022	1/10	1,43	
7,7407	2 $\rightarrow$ 1	1,600	2/10	2,24	non mesuré transition inutilisable
Néon $4p[5/2]_2 - 3d[3/2]_2$	1 $\rightarrow$ 0	1,112	3/10	1,57	
	0 $\rightarrow$ — 1	1,356	3/10	1,89	
	— 1 $\rightarrow$ — 2	0,868	2/10	1,21	
8,0088 — (1 248,631)	1 $\rightarrow$ 0	0,685	6/10	0,96	
Néon $4p'[3/2]_1 - 3d'[5/2]_2$	0 $\rightarrow$ — 1	0,781	3/10	1,09	1,0
	— 1 $\rightarrow$ — 2	0,877	1/10	1,25	
	2 $\rightarrow$ 3	1,027	15/35	1,44	
7,4799 — (1 336,917)	1 $\rightarrow$ 2	1,14	10/35	1,60	
Néon $4p[3/2]_2 - 3d[5/2]_3$	0 $\rightarrow$ 1	1,249	6/35	1,75	1,40
	— 1 $\rightarrow$ 0	1,360	3/35	1,91	
	— 2 $\rightarrow$ — 1	1,47	1/35	2,06	
	2 $\rightarrow$ 3	0,88	15/35	1,23	
7,6510 — (1 307,012)	1 $\rightarrow$ 2	0,95	10/35	1,33	
Néon $4p[5/2]_2 - 3d[7/2]_3$	0 $\rightarrow$ 1	1,034	6/35	1,45	1,28
	— 1 $\rightarrow$ 0	1,112	3/35	1,57	
	— 2 $\rightarrow$ — 1	1,190	1/35	1,67	

où g_{0i} est le gain au centre de la raie $\sigma_i^\pm$ tel que $\sum_i g_{0i} = g_0$, g_0 étant le gain au centre de la raie en l'absence de champ magnétique, $\nu_i' = \frac{2(\nu - \nu_0)}{\Delta\nu_D} \log 2$ et $\Delta\nu_i' = \frac{2 \Delta\nu_i}{\Delta\nu_D} \sqrt{\log 2}$, $\Delta\nu_D$ étant la largeur Doppler.

Les gains g_{0i} sont obtenus à partir des formules classiques donnant l'intensité des composantes Zeeman [5].

Le tableau I indique les déplacements de fréquence $\Delta\nu_i(H)$ et les gains g_{0i} des composantes $\sigma_i^\pm$ des transitions laser étudiées. Les facteurs de Landé indiqués sont ceux figurant dans les tables de C. E. Moore [6].

I. 2. VARIATION DE LA PUISSANCE LASER EN FONCTION DU CHAMP MAGNÉTIQUE. — La puissance délivrée par un laser à gaz multimodes (modes longitudinaux) dépend du nombre de modes ν_n contenus dans la courbe de gain, donc de la largeur de cette courbe, de l'écart $\Delta\nu_n = \frac{c}{2L}$ entre deux modes et de la position

du maximum de gain par rapport aux modes de résonance de la cavité. Du fait du champ magnétique, la fréquence qui correspond au maximum de gain n'est plus ν_0 mais $\nu_0 + \Delta\nu_i(H)$ pour une oscillation σ_i^+ , ou $\nu_0 - \Delta\nu_i(H)$ pour une oscillation σ_i^- . La position relative de ces fréquences et des modes ν_n de la cavité varie avec $\Delta\nu(H)$, c'est-à-dire avec le champ magnétique H . Il résulte de cette situation une variation de la puissance émise en fonction du champ magnétique.

Lorsque les pertes de la cavité résonnante sont faibles, on trouve (voir annexe) que la puissance est une fonction périodique continue du champ tant que le gain demeure constant. Par contre, la fréquence d'émission n'est pas une fonction continue du champ, l'oscillation laser n'ayant lieu qu'aux fréquences ν_n fixes si la longueur de la cavité est constante.

La courbe de variation de la puissance en fonction du champ H est correctement représentée par la fonction elliptique $\theta_3(H, \chi)$, fonction périodique de H et de minimums plus ou moins marqués selon la valeur

du paramètre $\chi = \frac{\pi\delta^2}{(\Delta\nu_n)^2}$ où $\delta = \frac{\Delta\nu_D}{2\sqrt{2\log 2}}$, aux faibles valeurs de χ correspondant une importante modulation de la courbe de puissance.

La figure 1 montre la modulation de la puissance émise pour deux valeurs de $\frac{\Delta\nu_D}{\Delta\nu_n}$, les paramètres P_0 et X étant identiques pour ces deux courbes, les fréquences ν_n des modes étant supposées fixes dans le temps.

FIG. 1.

Expérimentalement, on constate que la courbe de puissance du laser à xénon est nettement plus modulée que celle du laser à néon, ce qui était prévisible puisque $\frac{\Delta\nu_D(\text{xénon})}{\Delta\nu_D(\text{néon})} \simeq 2$. Cependant, la courbe est moins modulée que ne le prévoit la formule théorique, cela étant sans doute dû aux déplacements de fréquence des modes liés aux variations de longueur de la cavité résonnante.

De la périodicité de la courbe de puissance, on déduit le déplacement de fréquence $\Delta\nu(H)$ et on calcule la valeur moyenne du facteur de Landé g_{eff} .

Le laser utilisé dans nos expériences a une cavité de 1,66 m de longueur, ce qui conduit à un écart $\Delta\nu_n$ de 90 Mc/s entre modes longitudinaux.

La largeur Doppler d'une transition du néon est de 120 Mc/s à 8μ , celle du xénon de 60 Mc/s à $7,3\mu$. (Il est possible que la largeur naturelle $\delta\nu_N$ des raies du xénon soit aussi de l'ordre de 60 Mc/s, ce qui expliquerait la modulation moins importante de la courbe de puissance.)

En plus du phénomène de modulation décrit précédemment, on observe une diminution de la puissance laser lorsque le champ magnétique croît. Cet effet est lié à la modification du processus de collision entre atomes et conduit à la destruction de l'inversion de population. Ce phénomène est peu marqué pour les transitions de fort gain ($3,39\mu$ et $7,70\mu$), mais amène rapidement l'extinction de l'oscillation laser des transitions faibles. En général, l'extinction est presque complète lorsque le champ atteint 1 600 œrstedes, ce qui correspond à un déplacement de fréquence de $\pm 0,1\text{ cm}^{-1}$ et à une variation relative de puissance de 1 à $\frac{1}{30}$.

FIG. 2. — Variation de la puissance en fonction du champ magnétique.

La figure 2 montre la variation de puissance des raies à $7,7015\mu$ du néon et de la raie à $7,3167\mu$ du xénon. La cavité résonnante est composée d'un miroir à couche d'or de 1 % de transmission ($R \simeq 97\%$) et d'un miroir à réflexion maximale ($R \simeq 98\%$).

I.3. CARACTÉRISTIQUES SPECTRALES DE L'ÉMISSION LASER. — Aux faibles valeurs du champ magnétique ($H < 500$ œ), les composantes $\sigma_i^\pm$ ont des fréquences qui diffèrent d'une quantité inférieure à la largeur Doppler.

Aux valeurs élevées du champ magnétique ($H > 500$ œ), le gain g_{0i} des composantes $\sigma^\pm$ est réduit par suite des effets de plasma et, seule la composante $\sigma_i^\pm$ de plus grand gain peut osciller, car c'est alors la seule qui conserve un gain supérieur aux pertes. De plus, le phénomène de compétition entre raies fait que la composante σ_i^+ de plus grand gain élimine la composante σ_i^- de faible gain issue du même niveau et *vice versa*.

Des observations précédentes, on conclut que le déplacement de la fréquence d'émission laser doit être proche du déplacement $\Delta\nu(H)$ de la composante σ_i de plus grand gain. Ceci est assez bien vérifié par l'expérience (voir tableau I).

Par ailleurs, l'émission laser a lieu aux fréquences des modes contenus dans la courbe de gain. Or, la fréquence ν_n d'un mode fluctue rapidement autour d'une valeur ν_{n0} fixe pendant le temps de mesure (2 mn), les fluctuations de fréquence traduisant les variations de longueur de la cavité résonnante. Il s'ensuit que la fréquence de l'oscillation laser se déplace à l'intérieur de la raie Doppler. La distribution spectrale du rayonnement laser est donc représentée par une courbe gaussienne, centrée en $\nu_0 \pm \Delta\nu(H)$, de largeur $\delta\nu_L$ inférieure ou égale à la largeur Doppler $\Delta\nu_D$.

La largeur spectrale $\delta\nu_L$ dépend du gain de la transition et des pertes, donc du coefficient de transmission du miroir de sortie. Pour une transition de gain moyen (quelques décibels) et un miroir de faible transmission ($T \leq 1\%$), on observe $\delta\nu_L \simeq \Delta\nu_D$, soit $\delta\nu_L \simeq 4 \cdot 10^{-3}\text{ cm}^{-1}$ pour le néon.

I.4. INTÉRÊT DU LASER A FRÉQUENCE ACCORDÉE EN SPECTROSCOPIE. — On montre facilement que, lorsqu'on analyse une raie d'absorption de profil $A(\nu)$ avec une source de profil $A_L(\nu)$, la courbe d'absorption résultante $A'(\nu)$ est donnée par :

$$A'(\nu) = A(\nu) * A_L(\nu)$$

(* produit de convolution).

Si $A(\nu)$ et $A_L(\nu)$ sont des raies gaussiennes, de largeurs respectives δ et $\delta\nu_L$, $A'(\nu)$ est une raie gaussienne de largeur $[\delta^2 + (\delta\nu_L)^2]^{1/2}$. De même, si $A(\nu)$ et $A_L(\nu)$ sont des raies lorentziennes, $A'(\nu)$ est lorentzienne de largeur $\delta + \delta\nu_L$ [10].

On dispose, avec le laser à fréquence accordée par effet Zeeman, d'une source infrarouge de fréquence variable sur une plage de $\pm 0,1 \text{ cm}^{-1}$ et de largeur spectrale de quelque 10^{-3} cm^{-1} . Cela permet de réaliser un spectromètre infrarouge de très haute résolution pouvant résoudre des raies d'absorption séparées de moins de $0,005 \text{ cm}^{-1}$.

Expérimentalement, on a résolu deux raies de la branche Q du méthane, distantes de $0,003 \text{ cm}^{-1}$ (voir fig. 5). La fréquence laser utilisée est $\nu_0 = 1298,443 \text{ cm}^{-1}$ (transition $\lambda = 7,7015 \mu$ du néon), la cavité résonnante étant composée d'un miroir à couche d'or à réflexion maximale, $R \simeq 98 \%$, et d'un miroir à couches multidiélectriques, $T \simeq 2 \%$, $R \simeq 95 \%$.

II. Dispositif expérimental. — Le laser est du type à miroirs internes. Cette géométrie a été adoptée pour conserver les polarisations circulaires liées à l'effet Zeeman et on évite ainsi l'emploi de fenêtres qui occasionnent des pertes. La décharge, de 1,28 m de longueur, est excitée en continu, la tension est de

l'ordre de 5 000 V et le courant peut atteindre 250 mA. Le tube comporte une anode en acier inoxydable et une cathode chaude à oxydes.

La cavité Fabry-Perot a 1,66 m de longueur et est composée de miroirs de 2 m de rayon de courbure. L'un des miroirs est à réflexion maximale (couche d'or épaisse, $R \simeq 98 \%$), l'autre a, selon les besoins, de 0,5 à 2 % de transmission (couche d'or mince ou couches multidiélectriques).

Pour éviter les vibrations mécaniques qui créent des fluctuations de fréquence et de puissance, on a monté le laser sur un banc en granit posé sur des amortisseurs vibrachocs.

Presque toutes les transitions laser connues [11], [12] entre 4 et 9μ ont été observées.

La transformation en polarisation rectiligne des polarisations circulaires des transitions σ^+ et σ^- est obtenue à l'aide d'un prisme de Fresnel en NaCl agissant comme une lame quart d'onde.

Le polariseur qui permet de choisir la composante σ^+ (fréquence $\nu_0 + \Delta\nu$) ou σ^- (fréquence $\nu_0 - \Delta\nu$) est du type à transmission et comporte trois lames minces de sélénium (épaisseur 3μ) obtenues par évaporation sous vide sur support en collodion [13]. Le taux de polarisation obtenu dépasse 99 %.

Le champ magnétique est produit par des bobines (six bobines de 20 cm comportant vingt couches de 900 spires) et atteint 1 800 œ pour un courant de 17 A.

Un système à double faisceau a été réalisé pour s'affranchir de la variation de puissance en fonction du champ, des fluctuations aléatoires et de l'absorption atmosphérique.

Avant de pénétrer dans la cuve à réflexions multiples (quatre passages de 25 cm), le faisceau est

FIG. 3. — Principe du spectromètre utilisant l'effet Zeeman.

divisé, à l'aide de deux lames séparatrices à 45°, en deux parties; l'une traverse la cuve et l'autre est utilisée comme faisceau de référence. Le premier faisceau d'intensité I est modulé à 1 000 c/s, le second d'intensité I_0 à 600 c/s. Un spectromètre Perkin Elmer, équipé d'une cellule Ge-Au et d'un réseau à 75 t/mn, permet de choisir la transition laser pour laquelle on désire mesurer l'absorption du gaz contenu dans la cuve. Une lentille en KRS 5 focalise le faisceau sur la fente d'entrée du spectromètre.

Le signal fourni par la cellule Ge-Au est amplifié par un préamplificateur P.A.R. et par deux amplificateurs accordés à 1 000 c/s et 600 c/s. Ces deux signaux sont ensuite convertis (convertisseurs Moseley) en deux signaux logarithmiques que l'on soustrait pour obtenir le rapport I/I_0 en décibels. La réjection mutuelle des deux voies est de 35 dB.

Le signal I/I_0 est appliqué à la voie Y d'un enregistreur XY Moseley dont la voie X reçoit un signal proportionnel au champ magnétique. Ce dispositif (fig. 3) permet de tracer directement la courbe d'absorption en fonction du champ, donc de la fréquence.

III. Résultats obtenus en spectroscopie. — Nous avons étudié quelques bandes d'absorption du méthane, de l'éthane, du propane et de l'hexafluorure de soufre. La bande d'absorption de la vibration ν_4 du méthane a été analysée à l'aide des raies laser du néon à 7,4799 μ , 7,7015 μ et 7,7655 μ et la bande de la vibration ν_6 de l'éthane à l'aide de la raie à 7,3167 μ du xénon.

Des raies d'absorption fines ont été observées dans

CH_4 et C_2H_6 avec une cuve d'absorption de 1 m et des pressions de quelques torr.

Nous avons mis en évidence la structure rotationnelle compliquée d'une bande d'absorption du propane (vibrations ν_6 , ν_{18} ou ν_{22}) et de la bande $\nu_2 + \nu_4$ de l'hexafluorure de soufre. La structure rotationnelle n'est pas résolue par suite du faible espacement des niveaux de rotation dû au poids élevé de la molécule (SF_6) et aux interactions de Coriolis qui décomposent en sous-niveaux chaque niveau de rotation (SF_6 , C_3H_8).

Les résultats sont présentés dans le tableau II. On a indiqué la fréquence de la raie laser, les fréquences des raies d'absorption observées à l'aide de cette raie et les intensités d'absorption.

Les fréquences des raies $R_5(F'_1)$ et $P_3(F_2)$ de CH_4 (fig. 4) sont légèrement différentes de celles précé-

FIG. 4.

TABLEAU II

FRÉQUENCES LASER CALCULÉES A PARTIR DES TABLES DE C. E. MOORE [6]

GAZ	VIBRATION	FRÉQUENCE LASER (cm ⁻¹)	FRÉQUENCE DE LA RAIE (cm ⁻¹)	ABSORPTION (dB)
CH_4 ($P = 5$ torr)	ν_4			
	Raie P_3	1 287,755 néon	1 287,831 $\pm$ 0,005	28
	Branche Q		1 287,730 $\pm$ 0,002	7
	Branche Q		1 287,699 $\pm$ 0,004	10
	Branche Q	1 298,443 néon	1 298,451 $\pm$ 0,001	36
	Branche Q		1 298,526 $\pm$ 0,005	16
	Branche Q		1 298,408 $\pm$ 0,003	6
	Raie R_5	1 336,917 néon	1 336,965 $\pm$ 0,005	18
C_2H_6 ($P = 20$ torr)	ν_6			
	Branche P	1 366,74 xénon	1 366,759 $\pm$ 0,001	18
	Branche P		1 366,728 $\pm$ 0,001	7
SF_6 ($P = 50$ torr)	$\nu_2 + \nu_4$	1 248,631 néon	1 248,61	8
C_3H_8 ($P = 50$ torr)	ν_6, ν_{18} ou ν_{22}	1 366,74 xénon		environ 10

(Pression 20 torr)

demment indiquées par les spectroscopistes, mais sont en très bon accord avec celles calculées par J. Moret-Bailly [14].

Les figures 4, 5 et 6 montrent les raies observées dans CH_4 et SF_6 .

FIG. 5.

FIG. 6.

Conclusion. — Cette étude a montré l'intérêt du système de spectroscopie à très haute résolution utilisant un laser à fréquence accordée par effet Zeeman.

Ce nouveau dispositif permet d'analyser, avec une résolution meilleure que $0,005 \text{ cm}^{-1}$, le spectre de rotation-vibration des molécules dont les fréquences d'absorption coïncident avec celles des oscillations laser que l'on sait produire.

On a pu séparer des raies extrêmement serrées de la branche Q de la vibration ν_4 du méthane et on a montré que les spectres d'absorption de certaines molécules présentaient une structure rotationnelle extrêmement compliquée.

ANNEXE

Calcul de la puissance en fonction du champ magnétique. — La puissance d'un laser à gaz multimodes est donnée par [7] :

$$P = P_0 X^2 \sum_n \left(e^{-\left(\frac{\nu_n - \nu_0}{\delta}\right)^2} - \frac{1}{X^2} \right) \quad \text{si } P \geq 0$$

où ν_n est la fréquence des modes longitudinaux, ν_0 la fréquence du centre de la courbe de gain et

$$\frac{\delta}{\sqrt{2}} = \Delta\nu_c = \frac{\Delta\nu_D}{2\sqrt{\log 2}}$$

où $\Delta\nu_D$ est la largeur Doppler.

$X = \frac{g_0 L}{a + t}$ est le rapport du gain non saturé au gain saturé, g_0 le gain au centre de la raie, L la longueur du milieu amplificateur, t le coefficient de transmission des miroirs et a représente les pertes par diffusion, diffraction, etc.

Nous ne considérerons que le cas où les pertes totales sont suffisamment faibles par rapport au gain pour qu'il y ait toujours au moins un mode à l'intérieur de la courbe de gain, quelle que soit la position de ν_0 par rapport aux ν_n .

Cette condition nécessite que l'on ait

$$2\delta\sqrt{2\log X} > \Delta\nu_n$$

et alors la puissance est une fonction continue du champ magnétique représentée par :

$$P(\nu) = P_0 X^2 \left(\sum_{n=M}^N e^{-\left(\frac{n\Delta\nu_n - \nu}{\delta}\right)^2} - \frac{1}{X^2} \right)$$

s'il y a $M + N + 1$ modes dans la courbe de gain. ν est la fréquence du centre de la courbe de gain.

Lorsque les inégalités $\delta\sqrt{2\log X} > \frac{\Delta\nu_n}{z}$ et $X \gg 1$ sont satisfaites, on peut étendre la sommation sur n de $-\infty$ à $+\infty$ (erreur de l'ordre de $1/X^2$) et on obtient :

$$P(\nu) \simeq P_0 X^2 \left(\sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{-\left(\frac{n\Delta\nu_n - \nu}{\delta}\right)^2} \right).$$

En appliquant la formule sommatoire de Poisson [8] à la fonction $e^{-\left(\frac{X-\nu}{\delta}\right)^2}$ et à sa transformée de Fourier $\delta\sqrt{\pi} e^{2i\pi\nu y} e^{-\pi^2 y^2 \delta^2}$, on obtient :

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{-\left(\frac{n\Delta\nu_n - \nu}{\delta}\right)^2} = \frac{\delta\sqrt{\pi}}{\Delta\nu_n} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{2i\pi n \nu / \Delta\nu_n} e^{-\pi^2 n^2 \left(\frac{\delta}{\Delta\nu_n}\right)^2}.$$

On reconnaît à droite la fonction elliptique Theta :

$$\theta_3(\nu, \chi) = \theta_3\left(\frac{\nu}{\Delta\nu_n}, \pi\left(\frac{\delta}{\Delta\nu_n}\right)^2\right)$$

d'où l'expression de la puissance laser :

$$P(\nu) = \frac{\delta\sqrt{\pi}}{\Delta\nu_n} \theta_3\left(\frac{\nu}{\Delta\nu_n}, \pi\left(\frac{\delta}{\Delta\nu_n}\right)^2\right).$$

La fonction $\theta_3(\nu, \chi)$ a été tabulée par Jahnke-Emde-Lösch [9]. Les tables donnent, d'une part $\theta_3(\nu, \alpha)$, et d'autre part α en fonction de $\log q = 0,434 \pi \chi$. La figure 1 montre l'aspect de la courbe $P(\nu)$ pour deux valeurs de $\frac{\delta}{\Delta\nu_n}$, X et P_0 étant fixes.

Manuscrit reçu le 17 mars 1967.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] GERRITSEN (H. J.), HELLER (M. E.), « High Resolution tuned Laser Spectroscopy », *Appl. Optics*, Suppl. 2 on Chemical Lasers, p. 73-80, 1965.
- GERRITSEN (H. J.), « Tuned-Laser Spectroscopy of Organic Vapors », *Physics of Quantum Electronics*, New York, Mac Graw Hill, 1966, 581.
- [2] SAKURAI (K.), SHIMODA (K.), « Tunable Infrared Maser Spectrometers », *Japan J. Appl. Phys.*, 1966, 5, 10, 938-947.
- [3] BRUNET (H.), « High Resolution Spectroscopy by Zeeman-tuned Infrared Laser », *I.E.E.E. J. of Quantum Electronics*, QE 2, 9, 382-384, septembre 1966.
- [4] FORK (R. L.), PATEL (C. K. N.), « Broadband Magnetic Field Tuning of Optical Masers », *Appl. Phys. Letters*, May 1963, 2, 180-181.
- [5] WHITE (H. E.), « Introduction to Atomic Spectra », New York, Mac Graw Hill, 1964, p. 221.
- [6] MOORE (C. E.), « Atomic Energy Levels », N.B.S., Washington D.C., Circular 467, août 1952.
- [7] RIGROD (W. W.), « Gain Saturation and Output Power of Optical Masers », *J. Appl. Phys.*, septembre 1963, 34, 9, 2602-2609.
- [8] SCHWARTZ (L.), « Méthodes mathématiques pour les Sciences Physiques », Paris, Hermann, 1961, p. 217-218.
- [9] JAHNKE, EMDE, LÖSCH, « Tables of Higher Functions », New York, Mac Graw Hill, 1960, p. 82-94.
- [10] SCHWARTZ (L.), *loc. cit.*, p. 127-128.
- [11] PATEL (C. J. N.), « Noble Gas Optical Maser Lines at Wavelengths between 2μ and 35μ », *Phys. Rev.*, mars 1964, 133, 6 A, 1476-1486.
- [12] BROCHARD (J.), LIBERMAN (S.), « Émission stimulée de nouvelles transitions infrarouges de l'hélium et du néon », *C. R. Acad. Sc. Paris*, juin 1965, 260, 6827-6829.
- [13] LENFANT (R.), « Un polariseur dans l'infrarouge », *La recherche aéronautique*, juillet-août 1961, 83, 55-57.
- [14] MORET-BAILLY (J.), Thèse, Paris, 10 octobre 1961, p. 73-74.

APPAREILLAGES DE MESURE DE LA PIÉZORÉSISTANCE DES SEMICONDUCTEURS

Par G. WEILL,

Laboratoire de Magnétisme et de Physique du Solide, C.N.R.S. (92), Meudon-Bellevue.

Résumé. — L'amplification sélective de signaux alternatifs permet d'atteindre la grande sensibilité exigée par les mesures de piézorésistance. Ce résultat est obtenu soit par l'application à l'éprouvette d'une contrainte alternative, soit par l'utilisation du courant alternatif dans le circuit de mesure. Les deux appareillages décrits sont utilisables dans des domaines complémentaires. Le second, en outre, peut trouver d'utiles applications à des mesures précises de résistivité, d'effet Hall ou de magnétorésistance.

Abstract. — Measurement of piezoresistance coefficients in semiconductors requires a high sensitivity which can be achieved through selective amplification of alternating signals. Such a result has been obtained either by applying an alternating stress on the sample or by working with alternating currents in the circuits. Both techniques are described, each of which being used in the case when the other fails to give satisfactory performance. Furthermore, the latter may be used when precision measurements of resistivity, Hall effect or magnetoresistance are required.

I. **Introduction.** — Depuis les travaux de C. S. Smith [1] sur l'effet de piézorésistance dans le germanium et le silicium, l'étude de ce phénomène s'est avérée capable de fournir des indications utiles sur la structure de bandes des semiconducteurs. Rappelons qu'il s'agit de mesurer la variation des propriétés électroniques du matériau (résistivité électrique et éventuellement concentration des porteurs de charge), sous l'effet d'une contrainte mécanique.

Des mesures sous faible contrainte permettent de déterminer, d'une part les caractères de symétrie de la structure de bandes, et d'autre part des paramètres fondamentaux tels que les coefficients de pression des énergies de bord de bande et des masses effectives, et, dans le cas particulier où les bandes se déplacent linéairement avec la pression sans se déformer, les coefficients du potentiel de déformation.

C'est ainsi par exemple que Smith [1] a pu confir-