Analyse de la bande $2 \nu_4$ de 12CH_4

P. Lepage, R. Saint-Loup

► To cite this version:

P. Lepage, R. Saint-Loup. Analyse de la bande $2 \nu_4$ de 12CH_4 . Journal de Physique Lettres, 1979, 40 (4), pp.63-67. 10.1051/jphyslet:0197900400406300 . jpa-00231570

HAL Id: jpa-00231570

<https://hal.science/jpa-00231570>

Submitted on 1 Jan 1979

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.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE-LETTRES

Classification
Physics Abstracts
33.10 — 33.20E

Analyse de la bande $2 \nu_4$ de $^{12}\text{CH}_4$

P. Lepage et R. Saint-Loup

Laboratoire de Spectronomie Moléculaire (*), Faculté des Sciences, 21100 Dijon, France

(Reçu le 15 novembre 1978, accepté le 21 décembre 1978)

Résumé. — L'analyse de la bande $2 \nu_4$ de $^{12}\text{CH}_4$ est reprise en introduisant le sous-niveau A_1 en interaction avec les sous-niveaux précédemment considérés. Avec 12 nouveaux paramètres s'ajoutant à ceux déjà obtenus pour les niveaux de base et ν_4 , l'écart quadratique moyen obtenu est de $0,027 \text{ cm}^{-1}$ sur les 206 transitions attribuées dans le spectre à 100 K pour $J \leq 7$.

Abstract. — The analysis of the $2 \nu_4$ band of $^{12}\text{CH}_4$ is performed by introducing the A_1 sub-level in interaction with the others sub-levels already taken into account. With 12 new parameters added to those already known for the ground and ν_4 states the standard deviation obtained is 0.027 cm^{-1} on the 206 lines observed at 100 K with $J \leq 7$.

1. Introduction. — L'analyse de la bande harmonique $2 \nu_4$ du méthane $^{12}\text{CH}_4$ a été entreprise par Fox en 1962 [1]. Il utilisait un schéma de couplage où les différents sous-niveaux vibrationnels étaient supposés assez voisins pour donner naissance à 5 branches pour chaque valeur de J . Si le sous-niveau $l = 0$ était pris en compte lors du calcul des niveaux d'énergie, il négligeait son influence sur l'intensité des transitions pouvant résulter de son couplage avec le sous-niveau $l = 2$. Pierre *et al.* [2] ont repris cette étude en ne considérant que ce dernier sous-niveau mais en utilisant l'Hamiltonien développé par Moret-Bailly et simplifié par Berger [3]. Tout en obtenant de très bons résultats, ils rencontraient de nombreuses difficultés d'attribution en travaillant sur un spectre de Plyler parfois difficilement exploitable.

Nous avons repris ce travail sur la base d'un nouveau spectre réalisé dans notre laboratoire sur un spectromètre à grille à haute résolution. Le spectre présenté ici a été enregistré avec un parcours d'absorption de 24 cm, le gaz étant maintenu à 100 K sous une pression de 50 torrs. L'étalonnage de ce spectre qui couvre la région de $2\,500$ à $2\,700 \text{ cm}^{-1}$, a été réalisé à partir des bandes $[1 \leftarrow 0]$ de HCl [4] et des bandes $[1200] \leftarrow [0000]$ et $[2000] \leftarrow [0000]$ de N_2O [5]. L'interpolation entre raies-étalon est obtenue par un interféromètre avec une précision de $0,003 \text{ cm}^{-1}$, alors que la résolution du spectromètre dans cette région spectrale est de $0,065 \text{ cm}^{-1}$.

2. L'Hamiltonien du niveau $2 \nu_4$. — Nous utilisons dans ce travail le formalisme développé par Champion [6, 7] qui permet de traiter commodément l'interaction entre les différents sous-niveaux vibrationnels d'une bande harmonique. A la différence des auteurs précédents qui ne prennent en compte que le sous-niveau $l = 2(E + F_2)$, nous introduisons dans le calcul le sous-niveau $l = 0(A_1)$ du niveau $2 \nu_4$ qui, selon sa position estimée par Robiette, peut interagir de manière non négligeable avec les sous-niveaux E et F_2 . Les opérateurs de l'Hamiltonien sont construits par un couplage non symétrisé d'opérateurs élémentaires dans le groupe Td.

Les opérateurs rotationnels sont la réduction dans ce groupe de ceux employés par Moret-Bailly [8] :

$$R^{\Omega(K,nI)} = \underbrace{[A^{(1)} \times \cdots \times A^{(1)}]^{(K,nI)}}_{\Omega}$$

où l'opérateur $A^{(1)}$ a pour composantes $\left(\frac{2 P_x}{\hbar}, \frac{2 P_y}{\hbar}, \frac{2 P_z}{\hbar} \right)$ les P_α désignant les composantes du moment angulaire de la molécule.

Les opérateurs vibrationnels sont construits à partir des opérateurs annihilation

$$a_{4\sigma}^{(F_2)} = \left(\frac{m\omega}{2\hbar} \right)^{1/2} q_{4\sigma} + i(2m\omega\hbar)^{1/2} p_{4\sigma}$$

et des opérateurs création $a_{4\sigma}^{+(F_2)}$ correspondants.

(*) Equipe de recherche associée au C.N.R.S.

Tableau I. — Liste des opérateurs relatifs au niveau $2\nu_4$ et valeurs des coefficients correspondants. Les valeurs sont exprimées en cm^{-1} , l'incertitude standard sur les deux chiffres est donnée entre parenthèses. Les coefficients relatifs aux niveaux de base et ν_4 sont fixés aux valeurs des références [7] et [9].

[Terms of the Hamiltonian relative to the $2\nu_4$ level and the corresponding values of their coefficients. The values are given in cm^{-1} and the standard error on the two last figures are given in brackets. The coefficients corresponding to the ground and ν_4 levels are held constant at the values given by references [7] and [9].]

Niveau de Base	R	$2(0, A_1) A_1$	- 2,269435
	R	$4(0, A_1)$	- 2,0787 x 10 ⁻⁵
	R	$4(4, A_1)$	- 3,0297 x 10 ⁻⁶
	R	$6(0, A_1)$	- 4,6899 x 10 ⁻¹⁰
	R	$6(4, A_1)$	- 1,6012 x 10 ⁻¹⁰
	R	$6(6, A_1)$	- 6,087 x 10 ⁻¹¹
Niveau ν_4	R	$0(0, A_1) (A_1)$	538,2081
	R	$1(1, F_1) (F_1)$	10,23944
	R	$2(0, A_1) (A_1)$	4,738438 x 10 ⁻²
	R	$2(2, E) (E)$	8,325738 x 10 ⁻²
	R	$2(2, F_2) (F_2)$	9,989078 x 10 ⁻³
	R	$3(1, F_1) (F_1)$	2,077908 x 10 ⁻³
	R	$3(3, F_1) (F_1)$	1,686107 x 10 ⁻³
	R	$4(0, A_1) (A_1)$	8,216482 x 10 ⁻⁷
	R	$4(2, E) (E)$	2,120772 x 10 ⁻⁵
	R	$4(2, F_2) (F_2)$	7,490475 x 10 ⁻⁶
	R	$4(4, A_1) (A_1)$	9,554278 x 10 ⁻⁶
	R	$4(4, E) (E)$	2,951488 x 10 ⁻⁶
	R	$4(4, F_2) (F_2)$	- 4,979031 x 10 ⁻⁶
	R	$0(0, A_1) A_1 A_1 (A_1)$	-34,177 (55)
	R	$2(0, A_1) A_1 A_1 (A_1)$	- 8,0 (1.5) x 10 ⁻³
	R	$2(2, E) A_1 E (E)$	- 8,18 (87) x 10 ⁻³
Interaction A_1 -E	R	$2(2, F_2) A_1 F_2 (F_2)$	2,088 (64) x 10 ⁻³
	R	$0(0, A_1) EE(A_1)$	4,499 (18)
	R	$2(0, A_1) EE(A_1)$	4,2 (2.2) x 10 ⁻³
	R	$2(2, E) EE(E)$	3,1 (3.1) x 10 ⁻³
Interaction E- F_2	R	$1(1, F_1) EF_2(F_1)$	9,65 (70) x 10 ⁻²
	R	$2(2, F_2) EF_2(F_2)$	7,3 (1.6) x 10 ⁻³
	R	$0(0, A_1) F_2 F_2 (A_1)$	- 12,537 (13)
Sous Niveau F_2	R	$1(1, F_1) F_2 F_2 (F_1)$	9,289 (45) x 10 ⁻¹
	R	$2(0, A_1) F_2 F_2 (A_1)$	- 1,13 (27) x 10 ⁻³
	R	$2(2, E) F_2 F_2 (E)$	
	R	$2(2, F_2) F_2 F_2 (F_2)$	
	R	$4(4, A_1) F_2 F_2 (A_1)$	
	R	$4(4, E) F_2 F_2 (E)$	

Non significatifs

Principaux paramètres de la bande $2\nu_4$ dans la nomenclature de Champion [6]. Les valeurs entre parenthèses sont celles que l'on peut déduire des résultats de Pierre et al. [2].

[Mains $2\nu_4$ parameters in Champion's formalism [6]. The values in brackets are those that we can deduce from the results given by Pierre et al. [2].]

Paramètre	A_1	Sous-niveau de $2\nu_4$ E	F_2
0(0, A_1)	2 587,291	2 624,650 (2 624,89)	2 614,231 (2 614,30)
1(1, F_1)			- 9,274 (- 10,021)
2(0, A_1)	5,096 2	5,107 8 (5,089)	5,116 2 (5,089)

Ainsi, outre l'opérateur trivial $1^{(0)}$ contribuant aussi au niveau de base, les opérateurs contribuant aux niveaux ν_4 et $2\nu_4$ sont donnés par :

$$V_{4,4}^{(\Gamma)} = \frac{1}{[\Gamma]^{1/2}} (a_4^{+(F_2)} \times a_4^{(F_2)(\Gamma)}).$$

Les opérateurs contribuant spécifiquement au niveau $2\nu_4$ sont de deux types : ceux relatifs à un sous-niveau vibrationnel (avec $\Gamma_1 = A_1, E, F_2$) :

$$V_{4,4,44}^{\Gamma_1 \Gamma_1 (\Gamma)} = (4[\Gamma])^{1/2} [(a_4^{+(F_2)} \times a_4^{+(F_2)(\Gamma_1)} \times (a_4^{(F_2)} \times a_4^{(F_2)(\Gamma)})^{(\Gamma)}]$$

et ceux relatifs à l'interaction entre deux sous-niveaux vibrationnels,

$$V_{4,4,44}^{\Gamma_1 \Gamma_2 (\Gamma)} = (4[\Gamma])^{1/2} \{ [(a_4^{+(F_2)} \times a_4^{+(F_2)(\Gamma_1)} \times (a_4^{(F_2)} \times a_4^{(F_2)(\Gamma_2)})^{(\Gamma)} + (-1)^{[\Gamma]} [(a_4^{+(F_2)} \times a_4^{+(F_2)(\Gamma_2)} \times (a_4^{(F_2)} \times a_4^{(F_2)(\Gamma_1)})^{(\Gamma)}] \}.$$

Le développement de l'Hamiltonien a été limité à l'ordre 4. Le niveau de base est décrit par 6 opérateurs de degré rotationnel $\Omega \leq 6$. Un niveau ν_4 est décrit par 13 opérateurs en $q^2 P^\Omega$ avec $\Omega \leq 4$. Le niveau $2\nu_4$ est décrit par 14 opérateurs en $q^4 P^\Omega$ avec $\Omega \leq 2$, dont 2 décrivant l'interaction entre les sous-niveaux E et F_2 et 2 décrivant celle de ces sous-niveaux avec le sous-niveau A_1 . La liste de ces opérateurs est donnée dans le tableau I.

3. Résultats. — Les paramètres correspondant au niveau de base et au niveau ν_4 ont été fixés aux valeurs déterminées respectivement par Tarrago et al. [9] et Champion [7]. Les 14 paramètres du niveau $2\nu_4$ ont alors été ajustés par approximations successives selon une méthode de moindres carrés [7]. Les paramètres obtenus apparaissent dans le tableau I. La figure 1 permet de constater l'excellent accord entre le

Fig. 1. — Comparaison du spectre infrarouge calculé (en haut) et observé (en bas) de $2 \nu_4$ de $^{12}\text{CH}_4$ à 100 K.

[The calculated (above) and observed (below) IR spectrum of $2 \nu_4$ band of $^{12}\text{CH}_4$ at 100 K.]

spectre recalculé sur la base de ces résultats et le spectre obtenu expérimentalement. Avec 14 paramètres, dont 12 seulement sont significatifs, nous pouvons rendre compte de 206 transitions attribuées jusqu'à $J = 7$, avec un écart quadratique moyen de $0,027 \text{ cm}^{-1}$. Aucune transition mesurée ne s'écarte de plus de $0,090 \text{ cm}^{-1}$ de sa valeur calculée. La liste complète des transitions attribuées est donnée dans le tableau II. On note que les paramètres $2(0, A_1)$ et $2(2, E)$ du sous-niveau E sont peu significatifs; nous avons toutefois préféré les conserver pour préserver la cohérence des résultats. Le paramètre $1(1, F_1)$ relatif au sous-niveau F_2 a une valeur très grande : cela s'explique en ce que nous travaillons avec une restriction de l'Hamiltonien au niveau $2 \nu_4$. Nous ne pouvons donc tenir compte d'une interaction probable avec des niveaux voisins, le sous-niveau F_2 du niveau $\nu_2 + \nu_4$ en particulier.

4. Conclusion. — Cette étude rend compte de manière très satisfaisante du spectre de la bande $2 \nu_4$ de $^{12}\text{CH}_4$ observé à basse température. Ceci est dû en particulier à l'introduction du sous-niveau A_1 dans le calcul. D'ailleurs le spectre montre quelques transitions ⁽¹⁾ faibles vers ce sous-niveau, transitions

Tableau II. — Transitions de $2 \nu_4$ de $^{12}\text{CH}_4$ pour $J \leq 7$ et $T = 100 \text{ K}$. On donne de gauche à droite : — Le nombre d'onde observé; — L'attribution; — L'écart entre nombre d'onde observé et calculé en 10^{-3} cm^{-1} ; — L'intensité relative calculée de la transition à 100 K.

[Transitions of $2 \nu_4$ of $^{12}\text{CH}_4$ with $J \leq 7$ and $T = 100 \text{ K}$. We give from left to right : — Observed wavenumber; — Assignment; — Difference between observed and calculated wavenumber in 10^{-3} cm^{-1} ; — Calculated relative intensity at 100 K.]

OBS	IDENT	DIF	INT
2450,857	P 8 F2 G	17	2
2451,079	P 8 E G	10	1
2452,288	P 8 F1 G	-4	2
2452,853	P 8 F2 1	-11	1
2472,491	P 7 F1 1	9	7
2473,310	P 7 E G	20	4
2473,610	P 7 F2 1	9	6
2474,038	P 7 A2 G	-16	9
2493,885	P 6 A1 G	9	32
2494,353	P 6 F1 G	8	18
2494,754	P 6 F2 G	-2	16
2494,756	P 7 F2 G	-39	8
2495,389	P 7 F1 G	-12	7
2511,550	P 6 A2 G	-6	39
2512,326	P 6 F2 1	-6	18
2512,837	P 6 E G	7	11
2515,450	P 5 F1 1	-4	39
2515,660	P 5 E G	-3	24
2526,036	P 7 A2 G	-18	8
-	P 7 F2 G	-27	2
-	P 7 F2 1	10	1
2526,113	P 7 F1 G	2	3
2528,811	P 5 F2 G	16	44
2529,874	P 5 F1 G	11	26
* 2533,087	P 5 F1 G	37	2
2536,437	P 4 F2 G	9	69
2536,865	P 6 F2 G	9	4
-	P 6 F2 1	-12	9
2537,159	P 6 E G	2	7
* 2543,912	P 4 F1 G	-50	2
* 2543,980	P 4 A1 G	-11	1
2545,399	P 4 E G	12	52
2546,415	P 4 F1 G	-2	52
2547,271	Q 6 A2 G	-17	9
2547,601	P 5 F1 G	2	33
2549,582	P 5 E G	1	7
2550,414	P 5 F2 G	-7	4
2557,077	P 3 A2 G	3	171
2557,416	P 4 A1 G	45	184
2557,558	Q 5 F2 G	-7	8
2559,984	P 4 F1 G	6	39
2561,811	P 3 F2 G	13	97
2561,970	P 4 F2 G	-13	4
2563,312	P 6 A1 G	-7	8
2566,823	Q 7 F1 G	-3	5
2567,812	Q 4 F1 G	-6	6
2567,998	Q 4 E G	-26	8

⁽¹⁾ Ces transitions sont marquées d'une étoile dans le tableau II.

OBS	IDENT	DIF	INT	OBS	IDENT	DIF	INT
2568,308	P 6 F2 G	16	4	2618,737	R 2 E G	17	6
2568,611	Q 7 A2 G	22	9	2619,603	Q 3 F2 G	-8	77
2569,091	P 6 A2 G	31	12	2622,500	R 1 F1 G	52	5
2570,090	P 3 F1 G	36	126	2622,621	Q 4 F2 G	-11	87
2570,833	P 5 F1 1	-14	10	2623,069	R 3 F2 G	23	5
2573,050	Q 6 E G	-9	10	2623,204	Q 4 F1 G	-7	13
2573,521	Q 6 F2 1	-9	11	2625,432	Q 3 F1 G	11	5
2575,509	P 5 E G	5	5	2625,972	Q 5 E G	21	26
2575,979	P 5 F2 G	17	11	-	Q 5 F1 1	-33	24
2577,694	P 4 F2 G	-14	13	2627,874	Q 4 E G	9	15
2578,333	Q 3 F2 G	2	9	2628,728	Q 1 F1 G	-8	61
2578,475	P 4 E G	-20	15	2628,778	Q 6 F1 G	5	7
2579,098	Q 5 F1 G	-17	35	2628,863	Q 6 F2 G	10	13
2582,010	P 2 F2 G	19	110	2630,505	Q 5 F1 1	1	18
2582,220	Q 4 F1 G	7	19	2631,116	Q 5 F2 G	15	5
2583,345	P 3 F2 G	10	29	2631,306	Q 7 F2 1	15	3
2583,527	P 4 F1 G	5	12	2631,353	R 5 F1 1	-33	3
* 2584,732	Q 4 A1 G	-26	129	2631,493	Q 7 A2 G	64	8
2585,446	Q 4 F1 G	47	7	2632,941	R 0 A1 G	-33	394
2586,587	P 3 F1 G	-22	18	-	Q 6 A1 G	-32	33
2588,314	Q 3 F1 G	-2	38	2633,221	Q 6 F1 G	-19	9
2588,644	P 2 E G	42	96	2634,675	R 6 A1 G	-39	3
2593,254	Q 2 F2 G	21	15	2635,309	R 2 F2 G	-12	46
2598,288	Q 7 F1 1	17	3	2635,493	Q 7 F2 1	-23	1
2598,544	Q 7 E G	29	4	2635,574	Q 7 F1 1	-69	6
2598,897	Q 7 F2 1	-35	2	2637,091	Q 7 E G	91	1
-	Q 7 F1 1	24	3	2637,904	Q 2 E G	0	68
2598,940	Q 7 F2 G	-30	2	2638,975	R 1 F1 G	-28	162
2598,979	Q 7 F2 1	-29	2	2639,205	Q 2 F2 G	19	50
2599,278	Q 6 A2 G	-10	29	2641,864	R 6 A2 G	40	6
-	Q 6 F2 G	24	11	2642,722	Q 3 F2 G	-37	11
-	Q 6 F2 1	2	4	2644,675	R 3 F2 G	3	44
-	Q 6 F1 G	-14	10	2645,740	R 3 A2 G	-19	176
2599,585	P 6 A1 G	-6	9	2647,432	Q 3 F1 G	12	87
2599,658	Q 5 F2 G	-6	32	2649,154	Q 3 F2 G	27	37
2599,948	Q 4 F1 G	0	45	2650,738	Q 4 F2 G	-36	9
-	P 5 F1 1	10	4	2651,029	R 2 F2 G	-17	122
-	Q 5 E G	14	16	2651,815	R 2 E G	-14	128
2600,278	Q 6 A1 G	18	29	2652,286	Q 4 F1 G	-15	12
2600,574	Q 6 F1 G	-1	4	-	R 4 E G	-8	11
2601,505	Q 5 F1 1	5	33	2653,875	R 4 F1 G	11	9
2601,901	Q 3 F1 G	24	81	2654,583	R 4 F2 G	2	60
2601,941	P 4 E G	-40	7	2655,542	R 1 F1 G	-27	170
-	Q 4 E G	0	47	2656,206	Q 4 A1 G	12	115
2602,774	Q 4 F2 G	5	43	2657,713	Q 4 F1 G	17	42
2603,137	P 7 A2 G	-9	2	2658,124	Q 4 E G	21	26
2603,786	P 1 F1 G	36	66	2658,595	Q 5 E G	-20	7
2603,878	Q 3 F2 G	-9	78	2659,014	Q 5 F1 G	-20	6
2604,342	Q 2 E G	-17	94	-	Q 5 F1 1	-5	3
2605,355	P 5 F1 1	23	8	2662,091	R 5 F2 G	28	3
2605,541	P 4 F1 G	19	4	-	R 5 F1 1	-3	10
2605,767	P 5 E G	25	6	2663,389	R 5 F1 1	11	20
2607,260	P 4 F2 G	36	23	2663,500	R 5 E G	2	19
2607,770	P 3 F2 G	18	23	2664,525	R 3 F2 G	-10	88
2609,047	R 4 A1 G	0	6	2665,076	R 3 F1 G	-34	164
2609,267	P 3 A2 G	32	78	2666,480	Q 5 F1 G	11	28
2610,171	P 2 F2 G	3	34	2666,532	Q 6 F2 G	1	5
2614,027	Q 1 F1 G	-2	139				
2614,790	Q 2 F2 G	20	179				
2618,280	Q 3 A2 G	8	356				

OBS	IDENT	DIF	INT	OBS	IDENT	DIF	INT
2667,136	Q 5 F2 G	6	26	2692,641	R 3 F2 G	-37	133
2670,213	R 3 F2 G	0	8	2694,183	R 3 F1 G	-17	100
2671,288	R 6 A1 G	35	24	2696,000	E 5 F1 1	-42	6
2671,535	R 6 F1 G	27	7	2696,235	R 5 E G	-10	10
2672,135	R 6 F1 G	24	5	2704,478	R 6 E G	-2	20
2672,220	R 6 F2 G	-16	6	2704,578	R 6 F2 1	37	29
2673,365	Q 7 A2 G	87	6	2704,723	R 6 A2 G	60	45
2674,157	R 2 F2 G	-37	177	2708,727	R 6 F2 G	-17	9
2675,290	R 2 E G	-24	97	2708,800	R 6 F1 G	-81	4
2675,644	Q 6 E G	-5	9	2709,045	R 4 F2 G	-42	105
2675,917	Q 6 F2 1	-12	13	2710,950	R 4 E G	-26	50
2676,356	Q 6 A2 G	-24	22	2712,273	R 4 F1 G	-11	62
2678,297	R 4 E G	-14	55	2714,756	R 4 A1 G	-7	84
2678,343	R 4 F1 G	-26	96	2725,826	R 5 F1 1	-6	55
2678,482	R 4 A1 G	-9	216	2726,803	R 5 E G	6	33
2683,473	R 4 F2 G	24	11	2729,357	R 5 F2 G	17	33
2684,749	Q 7 F1 G	-24	5	2732,680	R 5 F1 G	-54	26
2685,117	Q 7 F2 G	-40	5	2741,190	R 6 A1 G	59	45
2691,203	R 3 A2 G	-59	291	2742,280	R 6 F1 G	-17	24
2691,598	R 5 F1 G	8	64	2743,780	R 6 F2 G	56	20
2691,666	R 5 F2 G	4	55	2746,570	R 6 A2 G	57	22

interdites en première approximation. Ce travail doit permettre une étude de la même bande pour des valeurs de J beaucoup plus importantes, et à température ambiante où le spectre apparaît très complexe. Toutefois, pour poursuivre dans cette voie, il apparaît nécessaire de prendre également en compte le niveau $\nu_2 + \nu_4$ très voisin dont la branche P vient d'ailleurs se mélanger à $2\nu_4$ au-delà de 2700 cm^{-1} . D'autre part ce travail permet d'entreprendre l'étude de la bande

chaude $2\nu_4 - \nu_4$ dont de nombreuses transitions semblent apparaître parmi celles de la bande ν_4 .

Remerciements. — Les auteurs sont très reconnaissants au Dr Robiette qui leur a fait part de son estimation de la position du sous-niveau A_1 , obtenue sur la base d'un spectre Raman réalisé par le Dr. Brodersen [10].

Bibliographie

- [1] FOX, K., *J. Mol. Spectrosc.* **9** (1962) 381.
- [2] PIERRE, G., CADOT, J., CORICE, R. J., FOX, K., *Can. J. Phys.* **55** (1977) 473.
- [3] BERGER, H., *J. Physique* **37** (1976) 461.
- [4] RAO, K. N., HUMPHREYS, C. J., RANK, D. H., *Wavelength Standards in the Infrared* (Academic Press, New York) 1966.
- [5] AMIOT, C., GUELACHVILI, G., *J. Mol. Spectrosc.* **59** (1976) 380.
- [6] CHAMPION, J. P., *Can. J. Phys.* **55** (1977) 1802.
- [7] CHAMPION, J. P., Thèse, Dijon (1978).
- [8] MORET-BAILLY, J., *Cah. Phys.* **15** (1961) 237.
- [9] TARRAGO, G., DANG NHU, M., POUSSIGUE, G., GUELACHVILI, G., AMIOT, C., *J. Mol. Spectrosc.* **57** (1975) 246.
- [10] BRODERSEN, S. et ROBIETTE, A. G., Symposium on High Resolution Molecular Spectroscopy, Prague (1978).