Terme de Van der Waals intervenant dans le potentiel du couple Hg 6 1S0-Hg 6 1P1

E. Leboucher, Nguyen Hoe

► To cite this version:

E. Leboucher, Nguyen Hoe. Terme de Van der Waals intervenant dans le potentiel du couple Hg 6 1S0-Hg 6 1P1. Journal de Physique Lettres, 1980, 41 (3), pp.57-61. 10.1051/jphyslet:0198000410305700 . jpa-00231721

HAL Id: jpa-00231721

<https://hal.science/jpa-00231721>

Submitted on 1 Jan 1980

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.

Classification
 Physics Abstracts
 32.70 — 34.20

Terme de Van der Waals intervenant dans le potentiel du couple Hg 6 ¹S₀-Hg 6 ¹P₁

E. Leboucher et Nguyen Hoe

Département de Recherches Physiques (*)
 Université Pierre-et-Marie-Curie, 4, place Jussieu, 75230 Paris Cedex 05, France

(Reçu le 14 novembre 1979, accepté le 10 décembre 1979)

Résumé. — Le potentiel du niveau du couple Hg 6 ¹S₀-Hg 6 ¹P₁ est explicité, pour les distances internucléaires supérieures à 7 unités atomiques, à l'aide de l'interaction résonnante et de la correction due au terme de Van der Waals. Il a été montré que ce terme permet de rendre compte de la position du satellite bleu de la raie Hg 1 849,6 Å en interaction résonnante.

Abstract. — The long-range development of the potential Hg 6 ¹S₀-Hg 6 ¹P₁ with its two first terms, resonant interaction and correction with the Van der Waals term, is given for internuclear distances $R \gtrsim 7$ a.u. It has been proved that this latter term explains the position of the blue satellite of Hg 1 849.6 Å line broadened by the Hg-Hg interaction.

1. Introduction. — L'interaction de Van der Waals ($-C_{6dd}/R^6$) est le premier terme qui corrige l'interaction résonnante ($\pm C_3/R^3$) du niveau électronique du couple Hg 6 ¹S₀-Hg 6 ¹P₁ valable pour les grandes distances interatomiques. Ce terme correspond au 2^e ordre du développement de Rayleigh Schrödinger [1] utilisé pour déterminer l'interaction dipôle-dipôle induit du niveau considéré. Si cette correction a un effet négligeable dans les ailes proches de la raie 1 849,6 Å en collisions résonnantes, son rôle est déterminant dans les ailes lointaines et en particulier dans la position du satellite bleu [2], [3], [4]. C'est pour cette raison, qu'à l'aide de données récentes de forces d'oscillateur du mercure, nous déterminons le coefficient C_{6dd} [5]. Sa valeur se révèle tout à fait acceptable pour expliquer la position du satellite observé. Ceci permet d'estimer le domaine de distances interatomiques où le développement proposé pour le potentiel du niveau du couple Hg 6 ¹S₀-Hg 6 ¹P₁ est valable.

2. Détermination du potentiel « effectif » du niveau Hg 6 ¹S₀-Hg 6 ¹P₁. — Dans le profil de la raie Hg 1 849,6 Å en collisions résonnantes, pratiquement seules interviendront les restrictions de l'interaction symétrisée (+) [5] :

$$V_+ = S^+ VS$$

(V : hamiltonien d'interaction, S opérateur symétriseur) aux deux niveaux Hg 6 ¹S₀-Hg 6 ¹S₀ et Hg 6 ¹S₀-Hg 6 ¹P₁, notés respectivement (a) et (b). En effet, l'observable moment dipolaire ne peut relier le niveau fondamental, symétrique par rapport à l'échange des atomes, qu'à un niveau symétrique.

Nous donnerons les éléments de matrice $V_+^{(b)|M|}(R)$ du potentiel du niveau (b) sur la base standard attachée à la représentation où l'axe internucléaire est pris comme axe de quantification Oz . M est la projection du moment cinétique de l'atome optiquement actif ($|M| = 0$ ou 1). R est la distance internucléaire. En nous limitant aux deux premiers termes, nous écrivons :

$$V_+^{(b)0,1} = \frac{C_3^{0,1}}{R^3} - \frac{C_{6dd}^{0,1}}{R^6}. \quad (1)$$

2.1 LES COEFFICIENTS $C_3^{0,1}$. — Ils sont donnés par :

$$C_3^{0,1} = \alpha \frac{\hbar e^2 f_{6^1S_0 \rightarrow 6^1P_1}}{2 m_e \omega_0} \quad (2)$$

où :

— $\alpha = -2$ ou 1 respectivement pour $|M| = 0$ ou 1 (le 1^{er} ordre de l'interaction est purement anisotrope).

— ω_0 est la fréquence circulaire de la transition $6^1S_0 \rightarrow 6^1P_1$.

(*) Laboratoire associé au C.N.R.S.

— $f_{6^1S_0 \rightarrow 6^1P_1}$ est la force d'oscillateur de la transition.

— m_e et e sont respectivement la masse et la charge de l'électron.

Plusieurs auteurs ont mesuré soit $f_{6^1S_0 \rightarrow 6^1P_1}$, soit la durée de vie du niveau 6^1P_1 qui lui est proportionnelle. Dans la suite nous adopterons la valeur $f = 1$ qui est à quelques pour cent près celle donnée dans la plupart des travaux [2], [6]. Les constantes de force de

résonance sont données en unités atomiques par (3) :

$$C_3^0 = -4,064 \text{ u.a.} \quad C_3^1 = 2,032 \text{ u.a.} \quad (3)$$

2.2 LES COEFFICIENTS $C_{6dd}^{0,1}$. — On peut montrer [5] que le terme de Van der Waals est indépendant du transfert d'excitation. Son calcul s'effectue donc comme dans le cas non résonnant en ignorant le phénomène d'échange d'atomes [7] :

$$C_{6dd}^{0,1} = \frac{3}{4} \left(\frac{\hbar^2 e^2}{m_e} \right)^2 \sum'_{\substack{n_1 L_1 J_1 \\ n_2 L_2}} \frac{f_{6^1S_0 \rightarrow n_2 L_2 J_2} f_{6^1P_1 \rightarrow n_1 L_1 J_1}}{(E_{n_1 L_1 J_1} - E_{6^1P_1})(E_{n_2 L_2 J_2} - E_{6^1S_0})(E_{n_1 L_1 J_1} + E_{n_2 L_2 J_2} - E_{6^1P_1} - E_{6^1S_0})} \times \\ \times [3 C^2(J_1 11; M 0 M) + 1] \quad (4)$$

avec $|M| = 0$ ou 1 .

Dans (4) interviennent les forces d'oscillateur des transitions dipolaires issues des niveaux atomiques 6^1S_0 et 6^1P_1 impliqués dans le niveau électronique (b). Les niveaux $(n_1 L_1 J_1)$ et $(n_2 L_2 J_2)$ sont les niveaux des atomes atteints par des transitions (réelle et virtuelle).

Dans ces notations, nous entendons par :

n , le nombre quantique principal,
 L , le nombre quantique orbital,
 J , le nombre quantique cinétique.

Les énergies aux dénominateurs de (4) sont les valeurs propres des hamiltoniens électroniques des deux atomes de mercure supposés sans interaction.

La sommation $\sum'$ porte sur les niveaux atteints par des transitions qui n'annulent pas les dénominateurs.

Dans ce travail nous avons tenu compte de 27 termes. Les niveaux d'énergie qui interviennent sont extraits des tables du NBS [8]. Les forces d'oscillateur impliquées sont répertoriées dans le tableau I qui englobe les données expérimentales les plus récentes [9] ainsi que quatre nouvelles forces d'oscillateur que nous avons déterminées.

— Mosburg et Wilke [9] obtiennent neuf forces d'oscillateur de raies issues du niveau 6^1P_1 , à partir de mesures de probabilités de transition. Cinq d'entre elles (soulignées dans le tableau) constituent des résultats nouveaux. Les autres forces ont été comparées par ces auteurs à des résultats antérieurs. En particulier les valeurs qu'ils donnent pour $f_{6^1P_1 \rightarrow 6^1D_2}$, $f_{6^1P_1 \rightarrow 6^3D_2}$, $f_{6^1P_1 \rightarrow 7^3S_1}$ sont différentes des résultats de Jean *et al.* [10] et de Anderson *et al.* [11]. Nous avons retenu cependant les valeurs de Mosburg et Wilke qui vérifient de manière satisfaisante certaines règles de somme partielle [13] (Annexe 1).

— Par ailleurs nous avons déterminé les bornes supérieures de quatre nouvelles forces d'oscillateur (soulignées dans le tableau). Pour cela nous avons,

Tableau I. — Forces d'oscillateur utilisées dans le calcul de la constante de force C_{6dd} du couple Hg 6^1S_0 -Hg 6^1P_1 .

Les forces d'oscillateur récentes sont soulignées.

[Oscillator strengths used for calculating the Hg 6^1S_0 -Hg 6^1P_1 dipole-dipole dispersion coefficient C_{6dd} .

Recent oscillator strengths are underlined.]

Transitions $6^1S_0 \rightarrow n_2 L_2 J_2$		
Niveaux $(n_2 L_2 J_2)$	$f_{6^1S_0 \rightarrow n_2 L_2 J_2}$	Références
6^1P_1	1	Skerbele-Lassetre [6]
6^3P_1	0,025	Omont [12]
		Deech-Baylis
Transitions $6^1P_1 \rightarrow n_1 L_1 J_1$		
Niveaux $(n_1 L_1 J_1)$	$f_{6^1P_1 \rightarrow n_1 L_1 J_1}$	Références
6^1S_0 (*)	- 0,333	Skerbele-Lassetre [6]
7^1S_0	0,143	
8^1S_0	<u>0,016</u>	Mosburg-Wilke [9]
9^1S_0	<u>0,002 45</u>	
10^1S_0	<u>~ 0,000 65</u>	Leboucher-Nguyen Hoe
6^1D_2	0,457	
7^1D_2	<u>0,119</u>	Mosburg-Wilke [9]
8^1D_2	<u>0,023 7</u>	
9^1D_2	<u>~ 0,008 6</u>	
10^1D_2	<u>~ 0,004 2</u>	Leboucher-Nguyen Hoe
11^1D_2	<u>~ 0,002 4</u>	
6^3D_2	0,506	
7^3D_2	<u>0,037</u>	Mosburg-Wilke [9]
7^3S_1	0,000 07	

(*) Emission.

comme Wiese et Weiss [14], observé une *variation régulière* des forces de raies d'une même série en fonction de n^{*3} (où n^* est le nombre quantique effectif du niveau supérieur).

Les forces d'oscillateur relatives aux transitions lié-continuum et aux autres transitions lié-lié connectent des niveaux d'énergie suffisamment éloignés

pour que leur participation dans le calcul de $C_{6dd}^{0,1}$ soit négligeable. Comme on peut le constater sur le tableau II, la véritable cause d'erreur provient essentiellement de la connaissance approchée des principales forces d'oscillateur.

Tableau II. — *L'incertitude a) provient essentiellement de celles relatives aux transitions 6 ¹P₁ → 7 ¹S₀, 6 ¹P₁ → 6 ¹D₂, 6 ¹P₁ → 6 ³D₂ qui contribuent à 85 % dans les résultats obtenus.*

[The uncertainty a) comes essentially from those relative to the 6 ¹P₁ → 7 ¹S₀, 6 ¹P₁ → 6 ¹D₂, 6 ¹P₁ → 6 ³D₂ transitions which contribute 85 % of the obtained results.]

	$\frac{\delta C_{6dd}}{C_{6dd}}$	$\frac{\delta \Delta V_{+}^{1 \text{ Max}}}{\Delta V_{+}^{1 \text{ Max}}}$
a) En ne tenant compte que de l'incertitude sur les forces d'oscillateur autres que $f_{6 \text{ } ^1S_0 \rightarrow 6 \text{ } ^1P_1}$	17,5 %	10 %
b) En incluant 3 % d'incertitude sur $f_{6 \text{ } ^1S_0 \rightarrow 6 \text{ } ^1P_1}$	20,5 %	15 %
c) En tenant compte de toutes les incertitudes précédentes et de celle sur le calcul du fondamental (3 %)	—	16 %

Les valeurs obtenues pour les coefficients de dispersion dipôle-dipôle sont les suivantes :

$C_{6dd}^0 = 512 \text{ u.a.} \quad C_{6dd}^1 = 335 \text{ u.a.} \quad (5)$

Nous donnons sur la figure 1 les potentiels $V_{+}^{(b)0}$ et $V_{+}^{(b)1}$ du niveau du couple Hg 6 ¹S₀-Hg 6 ¹P₁ cal-

Fig. 1. — Potentiels $V_{+}^{(b)0,1}(R)$ du niveau du couple Hg 6 ¹S₀-Hg 6 ¹P₁.

[Potentials $V_{+}^{(b)0,1}(R)$ relative to the Hg 6 ¹S₀-Hg 6 ¹P₁ level.]

culés à l'aide de (1), (3) et (5). La courbe en pointillé ne tient compte que de l'interaction résonnante. La courbe en trait plein tient compte de la correction par le terme de Van der Waals.

3. Comparaison avec l'expérience. — En vue d'une comparaison avec les résultats expérimentaux nous introduisons les différences de potentiels :

$\Delta V_{+}^{0,1}(R) = V_{+}^{(b)0,1}(R) - V^{(a)}(R) \quad (6)$

où $V^{(a)}(R)$ est le potentiel du niveau fondamental Hg 6 ¹S₀-Hg 6 ¹S₀ récemment calculé d'après la méthode Hartree-Fock par Baylis [15]. Les courbes $\Delta V_{+}^{0,1}(R)$ déduites sont tracées sur la figure 2. $\Delta V_{+}^1(R)$ présente un maximum de 0,005 08 u.a. pour $R = R_0 = 7 \text{ u.a.}$ ($\sim 3,7 \text{ \AA}$). L'incertitude sur la position calculée du maximum est analysée dans le tableau II. Elle est liée à l'incertitude des principales forces d'oscillateur utilisées et dans une moindre mesure à celle portant sur les valeurs numériques du fondamental.

Fig. 2. — Courbes $\Delta V_{+}^{0,1}(R) = V_{+}^{(b)0,1}(R) - V^{(a)}(R)$. $V_{+}^{(b)0,1}(R)$ est le potentiel du niveau du couple Hg 6 ¹S₀-Hg 6 ¹P₁. $V^{(a)}(R)$ est le potentiel du niveau du couple Hg 6 ¹S₀-Hg 6 ¹S₀.

[Curves $\Delta V_{+}^{0,1}(R) = V_{+}^{(b)0,1}(R) - V^{(a)}(R)$. $V_{+}^{(b)0,1}(R)$ is relative to Hg 6 ¹S₀-Hg 6 ¹P₁. $V^{(a)}(R)$ is relative to Hg 6 ¹S₀-Hg 6 ¹S₀.]

Connaissant le potentiel d'interaction et l'opérateur d'évolution [16] des états atomiques qui lui est associé, sous réserve d'habituelles précautions d'ordre numérique, le profil entier englobant la raie principale et ses satellites se calcule sans difficulté. Les résultats en seront donnés ultérieurement. Dans ce travail, en vue de relier les caractéristiques du maximum de la différence de potentiel (6) à la position du satellite bleu observé nous nous contenterons d'une version simplifiée où la dynamique et la statistique des interactions sont respectivement basées sur l'approximation adiabatique [17] et le modèle à un seul perturbateur [18]. Au voisinage du satellite, le profil d'absorption est alors défini par :

$$I_{\text{sat}}(\Delta\omega) = \frac{N}{\pi} \left(1 + \frac{\omega_s + \Delta\omega}{\omega_0} \right) \left\langle \rho_a(R) \mathbf{d}_{ba}(\mathbf{R}) \times \int_0^{+\infty} dt \mathbf{d}_{ab}[\mathbf{R}(t)] \exp(-i/\hbar) \times \right. \\ \left. \times \left\{ \hbar \Delta\omega t - \int_0^t \{ \Delta V_+^1[R(t')] - \Delta V_+^1(R_0) \} dt' \right\}_{\mathbf{R},\mathbf{v}} \right\rangle \quad (7)$$

où on a posé : $\omega_s = \Delta V_+^1(R_0)/\hbar$ et adopté comme origine des fréquences la quantité $\omega_0 + \omega_s$. Le signe $\langle \dots \rangle_{\mathbf{R},\mathbf{v}}$ désigne ici la moyenne sur la vitesse relative et la position initiale des perturbateurs. N , ρ et $\mathbf{d}$ sont respectivement le nombre de perturbateurs, la matrice densité et le dipôle optique. On remarque que seul un petit domaine de R entourant R_0 intervient effectivement dans le calcul. Dans l'expression (7), l'essentiel de la dynamique des interactions est contenu dans l'argument de l'exponentielle. A la limite des basses températures, en faisant $\Delta V_+^1[R(t')] \simeq \Delta V_+^1(R)$

on vérifie aisément que cette expression conduit au profil quasi statique infiniment mince et situé à la fréquence $\Delta\omega = 0$.

Dans le cas général le profil est élargi et a son pic défini par la relation $\frac{dI_{\text{sat}}(\Delta\omega)}{d\Delta\omega} = 0$. En observant que $\Delta\omega - \{ \Delta V_+^1[R(t)] - \Delta V_+^1(R_0) \}$ varie en fonction de R et t beaucoup plus lentement que l'exponentielle, moyennant une intégration par parties sur t , l'expression (7) donne :

$$\frac{dI_{\text{sat}}(\Delta\omega)}{d\Delta\omega} \simeq -\frac{1}{2} \left\{ \Delta\omega - \left\{ \Delta V_+^1 \left[R \left(\frac{1}{\Delta\omega} \right) \right] - \Delta V_+^1(R_0) \right\} \right\} \frac{d^2 I_{\text{sat}}(\Delta\omega)}{d\Delta\omega^2} \\ \simeq -\frac{1}{2} \left\{ \Delta\omega - \frac{\langle v_{R_0}^2 \rangle_v}{2\hbar\Delta\omega^2} \left[\frac{d^2 \Delta V_+^1(R)}{dR^2} \right]_{R=R_0} \right\} \frac{d^2 I_{\text{sat}}(\Delta\omega)}{d\Delta\omega^2} \quad (8)$$

où v_{R_0} est la vitesse radiale relative. En remplaçant $\langle v_{R_0}^2 \rangle_v$ par kT/M on voit que le déplacement dû à la dynamique des interactions est donné par :

$$\Delta\omega_{\text{dyn}} = \left\{ \frac{kT}{2\hbar M} \left[\frac{d^2 \Delta V_+^1(R)}{dR^2} \right]_{R=R_0} \right\}^{1/3} \\ = -2,5 \times 10^{-4} \left(\frac{TK}{500} \right)^{1/3} \text{ u.a.} \quad (9)$$

pour le satellite qui nous intéresse.

Ce glissement du satellite bleu vers la raie principale pour des températures croissantes a été observé expérimentalement [2]. Il est néanmoins trop faible pour permettre une comparaison quantitative. L'expression (9), établie de manière approchée ici, peut en fait être démontrée par un calcul plus rigoureux (voir également Ref. [19]). Dans le tableau III, la position du satellite $\omega_s + \Delta\omega_{\text{dyn}}$ est calculée pour $T = 500$ K. On constate que la valeur calculée est inférieure aux valeurs mesurées. L'écart est cependant de même ordre de grandeur que les incertitudes théorique et expérimentale.

4. Conclusion. — Le calcul effectué a permis d'expliquer l'existence et la position du satellite bleu de la raie Hg 1 849,6 Å. Ceci semble montrer que le potentiel théorique proposé est acceptable pour les distances internucléaires $R \gtrsim 7$ u.a. Une amélioration consisterait à inclure dans le calcul le second ordre de l'interaction dipôle-quadrupôle. Les données relatives aux éléments de matrice du quadrupôle sont

Tableau III. — Positions, calculées et expérimentales, du satellite bleu de Hg 1 849,6 Å en interaction résonnante.

[Computed and experimental positions of the blue satellite of Hg 1 849.6 Å line broadened by the Hg-Hg interaction.]

Références	Position du satellite comptée par rapport à la fréquence non perturbée de la raie principale (cm ⁻¹)
Valeur calculée (T = 500 K)	Ce travail 1 061 ± 110
Valeurs expérimentales	Bousquet-Bras [2] 1 230 ± 50 Winans-Heitz [3] 1 216 ± ? Kremenewsky [4] 1 200 ± 69

malheureusement très fragmentaires en particulier pour le mercure. Cependant la forme des potentiels en R^{-8} est trop proche de l'interaction de Van der Waals R^{-6} pour changer fondamentalement la précédente conclusion.

Annexe 1. — Dans le cas d'atomes hydrogénoïdes on peut définir une force d'oscillateur moyenne $\bar{f}_{nL \rightarrow n'L'}$ pour la transition $nL \rightarrow n'L'$, indépendante des nombres quantiques magnétiques M_L et $M_{L'}$:

$$\bar{f}_{nL \rightarrow n'L'} = \frac{1}{2L+1} \sum_{M_L M_{L'}} f_{nLM_L \rightarrow n'L'M_{L'}} \quad (\text{A.1})$$

Ces forces d'oscillateur obéissent à la règle de sommation partielle [13] :

$$\sum_{n'} (\bar{f}_{nL \rightarrow n'L-1} + \bar{f}_{nL \rightarrow n'L+1}) = 1. \quad (\text{A.2})$$

Dans le cas d'atomes complexes la règle de sommation (A.2) doit être décrite de manière à tenir compte de la structure fine. Les forces d'oscillateur $f_{nLJ \rightarrow n'L'J'}$ utilisées dans (4) sont indépendantes des nombres quantiques magnétiques M et M' (projections de J et J' , nombres quantiques cinétiques, sur Oz) :

$$f_{nLJ \rightarrow n'L'J'} = \frac{1}{2J+1} \sum_{MM'} f_{nLJM \rightarrow n'L'J'M'} \quad (\text{A.3})$$

Lorsque le nombre quantique L reste un bon nombre quantique, on définit une force d'oscillateur moyenne pour l'ensemble des transitions reliant les termes spectraux nL et $n'L'$. Par analogie avec (A.1) et d'après (A.3) on écrira :

$$\bar{f}_{nL \rightarrow n'L'} = \frac{\sum_{JJ'} (2J+1) f_{nLJ \rightarrow n'L'J'}}{\sum_J (2J+1)}. \quad (\text{A.4})$$

Avec cette nouvelle définition de force d'oscillateur moyenne, la règle de sommation (A.2) est applicable, en se limitant aux transitions où un seul électron subit un *saut*. Cette règle s'écrit alors :

$$\sum_{n'} \frac{\sum_{JJ'} (2J+1) f_{nLJ \rightarrow n'L-1J'}}{\sum_J (2J+1)} + \sum_{n'} \frac{\sum_{JJ'} (2J+1) f_{nLJ \rightarrow n'L+1J'}}{\sum_J (2J+1)} = 1. \quad (\text{A.5})$$

Nous avons vérifié (A.5) pour l'ensemble des transitions issues du terme spectral Hg 6 P. Les termes spectraux $n'S$ et $n'D$ (pour tout n') interviennent donc dans le calcul. Pour les forces d'oscillateur connues entre tous les niveaux impliqués, nous avons utilisé les valeurs de Mosburg et Wilke [9] et les quatre nouvelles forces d'oscillateur que nous avons obtenues (Annexe 2 et Tableau I).

La sommation (A.5) conduit à $1,045 \sim 1$; les valeurs des forces d'oscillateur sont donc satisfaisantes et en nombre suffisant eu égard à l'application de cette règle.

Annexe 2. — Dans le cas des hydrogénéoïdes, les forces $f_{nL \rightarrow n'L'}$ varient comme n'^{-3} lorsque n' est grand [14].

Dans le cas d'atomes complexes, on observe aussi une régularité des forces d'oscillateur $f_{nLJ \rightarrow n'L'J'}$ (n, L, J, L', J' donnés ; n' variable) d'une série spectrale, si l'on introduit le nombre quantique effectif n'^* . Les courbes $n'^*{}^3 f_{nLJ \rightarrow n'L'J'}$ en fonction de n'^* sont régulières et tendent vers une constante lorsque n' est grand.

On peut donc, à partir de ces observations, déterminer les bornes supérieures de quatre nouvelles forces d'oscillateur du mercure : $f_{6^1P_1 \rightarrow 10^1S_0}$, $f_{6^1P_1 \rightarrow n'^1D_2}$ ($n' = 9, 10, 11$) (Tableau I).

Remerciements. — Nous remercions le Pr. R. Lennuier des discussions intéressantes que nous avons eues avec lui.

Bibliographie

- [1] DALGARNO, A., *Quantum Theory* (Academic Press Inc., New York), Volume I, 1961, p. 171.
- [2] BRAS, N., Thèse, Paris (1979).
BOUSQUET, C., BRAS, N., à paraître au *J. Physique*.
- [3] WINANS, J. G., *Phys. Rev.* **37** (1931) 897.
WINANS, J. G., HEITZ, M. P., *Z. Physik* **133** (1952) 291.
- [4] KREMESEWSKY, N., *Z. Physik* **71** (1931) 792.
- [5] LÉBOUCHER, E., Thèse, Paris (1979).
- [6] SKERBELE, A., LASSETTTE, E. N., 6^e *International Conference on the Physics of Electronic and Atomic Collisions* (1969)
- [7] OMONT, A., *J. Physique*, **26** (1965) 26.
- [8] MOORE, C., *Atomic Energy Levels*, Volume III, Circular 467 NBS (1958).
- [9] MOSBURG Jr, E. R., WILKE, M. D., *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* **19** (1978) 69.
- [10] JEAN, P., MARTIN, M., BARRAT, J. P., COJAN, J. L., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci. B* **264** (1967) 1709.
- [11] ANDERSON, R. J., LEE, E. T. P., LIN, C. C., *Phys. Rev.* **157** (1967) 31.
- [12] OMONT, A., *C.R. Hebd. Séan. Acad. Sci.* **260** (1965) 3331.
DEECH, J. S., BAYLIS, W. E., *Can. J. Phys.* **49** (1971) 90.
- [13] BETHE, H. A., SALPETER, E. E., *Quantum Mechanics of one and two electron Atoms*, Chapitre IV, section 61 (1957).
- [14] WIESE, W. L., WEISS, A. W., *Phys. Rev.* **175** (1968) 50.
- [15] BAYLIS, W. E., *J. Phys. B*, **10** (1977) L 583.
- [16] LÉBOUCHER, E., NGUYEN HOE et LENNUIER, R., *J. Physique* **38** (1977) 1361.
- [17] CABY-EYRAUD, M., COULAUD, G. et NGUYEN HOE, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **15** (1975) 593.
- [18] BARANGER, M., *Atomic and Molecular processes*, Ed. D. R. Bates (New York, Academic Press) 1962, chapitre 13.
- [19] SZUDY, J., BAYLIS, W. E., *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **15** (1975) 641, **17** (1977) 681.