Structure fine du niveau $n = 4$ de l'ion He^+

N. Billy, C. Lhuillier, J.P. Faroux

► To cite this version:

N. Billy, C. Lhuillier, J.P. Faroux. Structure fine du niveau $n = 4$ de l'ion He^+ . Journal de Physique Lettres, 1977, 38 (21), pp.429-434. 10.1051/jphyslet:019770038021042900 . jpa-00231413

HAL Id: jpa-00231413

<https://hal.science/jpa-00231413>

Submitted on 1 Jan 1977

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
 32.60 — 32.80B — 35.10F

STRUCTURE FINE DU NIVEAU $n = 4$ DE L'ION He^+

N. BILLY, C. LHUILLIER et J. P. FAROUX

Laboratoire de Spectroscopie Hertziennne de l'E.N.S., 24, rue Lhomond, 75231, Paris Cedex 05, France

(Reçu le 25 juillet 1977, révisé le 23 septembre 1977, accepté le 28 septembre 1977)

Résumé. — En utilisant une technique de croisements et antic croisements de niveaux associée à une excitation par bombardement transversal avec un jet d'atomes neutres, nous avons mesuré l'ensemble de la structure fine du multiplet $n = 4$ de l'ion He^+ . L'étude de résonances de cohérence entre niveaux de même L a permis d'obtenir la première détermination directe des structures $\Delta L = 0$.

L'ensemble des résultats est en bon accord avec les prévisions théoriques.

Abstract. — Level-crossing and anticrossing resonances have been detected in $n = 4$ states of ionized helium which was excited by transverse bombardment with a beam of neutral atoms. From the measurements, values of all the fine-structure splittings have been deduced. Direct determination of $\Delta L = 0$ splittings was obtained by studying coherence resonances between same L levels.

All our results agree well with the theoretical predictions.

1. Introduction. — La structure fine de l'ion He^+ , et plus particulièrement celle du multiplet $n = 4$, a fait l'objet dans la dernière décennie de nombreuses déterminations expérimentales, sans cesse plus précises. Mais celles-ci ont surtout concerné le Lambshift des niveaux $J = 1/2$ ou la structure $S_{1/2}$ - $P_{3/2}$ [1-5]; peu d'études ont été consacrées aux autres niveaux D ou F [6-8]. Enfin les intervalles d'énergie entre niveaux de même L n'ont jamais été mesurés directement.

Le but de ce travail a été d'obtenir une détermination complète de la structure fine du multiplet $n = 4$. Pour ce faire, nous avons utilisé la spectroscopie des croisements [9] et antic croisements de niveaux [10] associée à une excitation par jet; la mesure directe des intervalles d'énergie entre niveaux de même L a été rendue possible par l'étude des croisements de niveaux $\Delta L = 0$, tandis que la détection de croisements $\Delta L = 2$ et d'antic croisements a permis d'obtenir une détermination des structures $\Delta L = 1, 2$ et 3 .

Le dispositif expérimental utilisé a été mis au point lors d'une étude de précision de l'effet Zeeman des niveaux 3P de l'hélium [11], nous n'en donnons ici qu'une description sommaire. Nous envisageons ensuite les différents signaux qu'il permet de détecter. Enfin les résonances étudiées sont présentées et les valeurs obtenues pour la structure fine du multiplet $n = 4$ sont discutées et comparées aux résultats théoriques et expérimentaux les plus précis existant à ce jour.

2. Dispositif expérimental. — Une source d'ions à excitation HF délivre un jet ionique (H^+ ou He^+) qui est accéléré (de 20 à 50 keV) et focalisé dans une

chambre d'échange de charge, où il est neutralisé par collision avec une cible gazeuse (H_2 ou He suivant la nature du jet), dont la pression a été choisie de façon à ce que le jet émergent ait atteint sa composition d'équilibre. Le jet d'atomes neutres ainsi créé pénètre ensuite dans la chambre de collision où il excite une cible gazeuse d'hélium. Dans la gamme d'énergies utilisée, on peuple de nombreux niveaux de He et de He^+ , mais les taux de polarisation sont en général très faibles (de 0,1 % à 1 % pour les raies de He^+).

La chambre de collision est placée entre les pièces polaires d'un électroaimant piloté par un gaussmètre à effet Hall, ce qui assure une bonne stabilité à court terme du champ magnétique (~ 10 mG). Les dérives à long terme sont éliminées par un repérage permanent du champ, effectué par un gaussmètre à R.M.N. dont la sonde est placée sur l'une des pièces polaires de l'électroaimant. Une autre sonde à R.M.N., escamotable, permet, en l'absence du jet, de mesurer le champ magnétique dans le volume exact où se produit habituellement la collision.

La lumière de fluorescence des atomes cible excités par le jet est observée suivant deux directions, perpendiculaires au champ magnétique et faisant respectivement des angles de 90° ou de 45° avec le jet. La transition étudiée (raie $n = 4 \rightarrow n = 3$ à $4\,686\text{ Å}$) est isolée par un filtre interférentiel et détectée par un photomultiplicateur (EMI 9658-B). Le signal est ensuite stocké sur un analyseur multicanaux, dont le déclenchement est piloté par le gaussmètre à R.M.N., de façon à éliminer toute dérive lente du champ magnétique.

Nous allons maintenant étudier brièvement quels sont les signaux que l'on peut détecter avec un tel dispositif.

3. Signaux observables. — Pour observer un signal de croisement de niveaux, c'est-à-dire une résonance de cohérence, il faut satisfaire deux conditions [12] :

- On doit d'abord exciter de façon cohérente les deux niveaux qui se croisent.

- Il faut encore détecter le terme de cohérence ainsi créé entre ces deux niveaux (d'où les règles de sélection $|\Delta L| = 0$ ou 2 ; $|\Delta M_J| = 0, 1$ ou 2).

Ainsi, dans les conditions de bombardement transversal où nous nous sommes placés (jet exciteur perpendiculaire au champ magnétique), les seules résonances de cohérence que l'on puisse détecter sont dues aux croisements de niveaux $\Delta L = 0$; $|\Delta M_J| = 2$ et $|\Delta L| = 2$; $|\Delta M_J| = 0$ ou 2 .

La forme des signaux observables sur la lumière de fluorescence dans le cas de croisements

$$\Delta M_J = M_b - M_a = \pm 2$$

est donnée par l'expression [13] :

$$I \propto \left(\frac{S_1 \bar{\Gamma} + S_2 \Delta E}{\Delta E^2 + \bar{\Gamma}^2} \cos 2\chi + \frac{S_1 \Delta E - S_2 \bar{\Gamma}}{\Delta E^2 + \bar{\Gamma}^2} \sin 2\chi \right) \times \sin^2 \varphi$$

où $\Delta E = E_b - E_a$ représente la différence d'énergie des sous-niveaux Zeeman qui se croisent ($\hbar = 1$), Γ_a et Γ_b leurs largeurs naturelles ($\bar{\Gamma} = \Gamma_a + \Gamma_b/2$), φ l'angle du champ magnétique avec la polarisation détectée, χ l'angle de la direction d'observation avec le jet incident, S_1 et S_2 deux coefficients dépendant de l'excitation. Dans la mesure où l'énergie des niveaux au voisinage du point de croisement est une fonction linéaire du champ, la courbe de résonance apparaît de façon générale (observation à 45° ou à 90°) comme un mélange d'absorption et de dispersion : elle ne se simplifie ($S_2 = 0$) que dans le cas de croisements $\Delta L = 0$ [13], apparaissant alors soit comme une courbe d'absorption (observation à 90°), soit comme une courbe de dispersion (observation à 45°).

En l'absence de toute perturbation, on ne pourrait détecter d'autres signaux et, en particulier, on ne pourrait pas observer de résonance de population. Mais, dans le cas présent, nous nous intéressons à un hydrogénoïde, pour lequel des niveaux très proches peuvent être couplés par un champ électrique. Or la collision ionise et excite les atomes d'hélium cible, mais leur transfère aussi une impulsion de recul. De ce fait, les ions He^+ étudiés sont soumis non seulement à un champ magnétique mais également à un champ électrique motionnel, responsable d'un effet Stark.

Pour préciser les caractéristiques cinématiques de la collision excitatrice, un modèle simplifié suffit.

On peut penser que l'excitation se fait suivant le schéma :

On supposera d'une part que la collision est élastique (négligeant ainsi le défaut d'énergie dû aux modifications d'état interne des atomes face à l'énergie cinétique totale du système) et d'autre part que l'influence de l'électron, particule très légère, est négligeable devant celle d'un atome d'hélium (et, ce faisant, on ne tiendra pas compte de l'énergie cinétique de l'électron face à l'énergie totale du système). Alors, après collision, l'ion et l'atome neutre, avec des masses pratiquement égales, ont des vitesses perpendiculaires l'une à l'autre (la particule cible était immobile avant le choc). Or l'analyse des résultats expérimentaux montre que l'ion He^+ est animé d'une vitesse de recul de l'ordre de 4 km/s . Ceci est à comparer à la vitesse des particules du jet ($E \simeq 50 \text{ keV}$; $v \simeq 1\,500 \text{ km/s}$). Celles-ci emportent donc pratiquement toute l'impulsion du système, elles sont peu diffusées ($\theta_{\text{dif}} < 1^\circ$). Les ions He^+ , qui ont une vitesse v perpendiculaire à celle des projectiles sont pratiquement diffusés dans un plan normal au jet incident. Dans leur repère propre, ces ions sont alors soumis au champ magnétique $\mathbf{H}$, mais aussi à un champ électrique motionnel $\mathbf{E} = \mathbf{v} \wedge \mathbf{H}$, orienté suivant l'axe du jet et dont le module varie de 0 à vH selon la direction de $\mathbf{v}$ par rapport à $\mathbf{H}$.

L'effet Stark qui en résulte a un double effet sur les signaux de croisement de niveaux :

- d'une part, il les déforme : en effet, il les élargit, les déplace et enfin introduit dans tous les cas des composantes d'absorption et de dispersion ;

- d'autre part, il rend possible la détection de nouveaux signaux. En effet, en l'absence d'effet Stark, seul le terme de cohérence entre les deux sous-niveaux Zeeman qui se croisent est résonnant. Mais dès que le champ électrique $\mathbf{E}$ induit un couplage entre ces deux niveaux, populations et cohérence évoluent de façon couplée ; alors les unes et les autres présentent des variations résonnantes au voisinage du croisement de niveaux. Pour obtenir un signal de résonance sur la lumière de fluorescence des ions He^+ , il n'est pas indispensable de détecter la cohérence, il suffit de détecter les populations des niveaux qui se croisent, ce qui est toujours réalisé. Ainsi dans tous les cas où les deux sous-niveaux Zeeman qui se croisent sont couplés par effet Stark, soit directement, soit par l'intermédiaire d'autres sous-niveaux Zeeman, on peut détecter un signal d'anticroisement sur la lumière de fluorescence, dû à une résonance de population. Compte tenu que le champ électrique est suivant le jet, donc perpendiculaire au champ magnétique, on ne peut coupler par effet Stark que des sous-niveaux tels que $|\Delta L|$ et $|\Delta M_J|$ soient de même parité, on peut ainsi détecter des anticroisements du premier ordre ($|\Delta L| = 1$; $|\Delta M_J| = 1$) ou du troisième

ordre ($|\Delta L| = 3$). Notons que les résonances de population du deuxième ordre se superposent aux résonances de cohérence caractéristiques des croisements de niveaux $|\Delta L| = 2$.

Tant que l'effet Stark peut être pris en compte comme une perturbation devant l'effet Zeeman, la forme des signaux observables sur la lumière de fluorescence est donnée par l'expression [13] :

$$I \propto \frac{S'_1(\chi, \varphi) \bar{F} + S'_2(\chi, \varphi) (\Delta E + R_{bb} - R_{aa})}{\bar{F}^2 + \frac{4 \bar{F}^2}{\Gamma_a \Gamma_b} |R_{ab}|^2 + (\Delta E + R_{bb} - R_{aa})^2}$$

où R_{aa} , R_{bb} et R_{ab} représentent respectivement les éléments diagonaux et le terme de couplage de l'hamiltonien Stark effectif, les premiers caractérisant le déplacement de la résonance, le second, son élargissement, et où $S'_1(\chi, \varphi)$ et $S'_2(\chi, \varphi)$ sont deux coefficients, dépendant à la fois de l'excitation et de la détection et prenant en compte la dépendance angulaire (en χ et en φ) du signal.

4. Les résultats expérimentaux. — 4.1 LES RÉSONANCES ÉTUDIÉES. — Nous avons mesuré la position en champ magnétique de huit croisements ou anticroisements de niveaux. Ceux-ci sont indiqués sur le diagramme Zeeman du multiplet $n = 4$, présenté figure 1.

FIG. 1. — Diagramme Zeeman du multiplet $n = 4$ de He^+ .

[Zeeman splitting of $n = 4$ level of He^+ .]

Croisements : $\Delta L = 0$; $\Delta M_J = \pm 2$. — Pour étudier ces croisements, nous n'avons observé la lumière de fluorescence de la cible que dans la direction perpendiculaire au jet ($\chi = 90^\circ$). Au degré de précision de ces enregistrements, il n'apparaît pas de composante de dispersion, ce qui laisse penser que le terme de population (proportionnel à un élément de matrice Stark effectif du deuxième ordre en perturbation) est masqué par le terme de cohérence.

Les positions obtenues pour chacun de ces croisements sont consignées ci-dessous, ce sont des résultats expérimentaux bruts qui, par conséquent, englobent le déplacement dû à l'effet Stark.

$$P \left| \frac{3}{2}; -\frac{3}{2} \right\rangle; P \left| \frac{1}{2}; +\frac{1}{2} \right\rangle \quad 6\,974 \pm 1 \text{ G} \quad (77 \text{ G}),$$

$$D \left| \frac{5}{2}; -\frac{5}{2} \right\rangle; D \left| \frac{3}{2}; -\frac{1}{2} \right\rangle \quad 2\,090 \pm 2,5 \text{ G} \quad (22 \text{ G}),$$

$$F \left| \frac{7}{2}; -\frac{7}{2} \right\rangle; F \left| \frac{5}{2}; -\frac{3}{2} \right\rangle \quad 995 \pm 1 \text{ G} \quad (10 \text{ G}).$$

Les incertitudes qui affectent ces résultats correspondent à la dispersion des mesures réalisées. Entre parenthèses, on a fait figurer les ordres de grandeur des demi-largeurs des signaux correspondants.

Croisements $\Delta L = \pm 2$; $\Delta M_J = \pm 2$. — Nous avons étudié trois croisements $\Delta L = \pm 2$; $\Delta M_J = \pm 2$:

$$S \left| \frac{1}{2}; +\frac{1}{2} \right\rangle; D \left| \frac{3}{2}; -\frac{3}{2} \right\rangle \quad 5\,810,5 \pm 5 \text{ G} \quad (6 \text{ G}),$$

$$S \left| \frac{1}{2}; +\frac{1}{2} \right\rangle; D \left| \frac{5}{2}; -\frac{3}{2} \right\rangle \quad 8\,098,1 \pm 1,5 \text{ G} \quad (20 \text{ G}),$$

$$S \left| \frac{1}{2}; -\frac{1}{2} \right\rangle; D \left| \frac{5}{2}; -\frac{5}{2} \right\rangle \quad 9\,811,7 \pm 1,5 \text{ G} \quad (23 \text{ G}),$$

Pour ces croisements, on est encore sensible à la fois aux termes de population et de cohérence, chacun d'eux étant un mélange d'absorption et de dispersion. Ainsi les enregistrements obtenus pour chacune des directions d'observation possibles ($\chi = 90^\circ$ ou $\chi = 45^\circ$) correspondent l'un et l'autre à un mélange de courbes d'absorption et de dispersion, comme l'on peut s'en rendre compte par la figure 2.

La connaissance simultanée de la forme des courbes obtenues pour $\chi = 90^\circ$ et pour $\chi = 45^\circ$, c'est-à-dire des rapports absorption/dispersion dans ces deux cas permet d'atteindre le terme de couplage R_{ab} de l'hamiltonien Stark effectif et, de ce fait, la vitesse de recul des ions He^+ . Cette étude que l'on a pu effectuer uniquement pour le croisement $S | 1/2; -1/2 \rangle$;

FIG. 2. — Croisement $S |1/2; -1/2\rangle; D |5/2; -5/2\rangle$:
a) Observation à $\chi = 90^\circ$; b) Observation à $\chi = 45^\circ$.

$[S |1/2; -1/2\rangle; D |5/2; -5/2\rangle$ level-crossing : a) observed with $\chi = 90^\circ$; b) observed with $\chi = 45^\circ$.]

$D |5/2; -5/2\rangle$, a permis d'obtenir un ordre de grandeur de cette vitesse de recul :

$$v \sim 5,5 \text{ km/s}.$$

Anticroisements. — Nous avons observé deux anticroisements :

- l'un du premier ordre :

$$S \left| \frac{1}{2}; -\frac{1}{2} \right\rangle; P \left| \frac{1}{2}; +\frac{1}{2} \right\rangle \quad 956 \pm 4 \text{ G} \quad (90 \text{ G});$$

- l'autre du troisième ordre :

$$S \left| \frac{1}{2}; +\frac{1}{2} \right\rangle; F \left| \frac{7}{2}; -\frac{5}{2} \right\rangle \quad 6\,710,5 \pm 4,5 \text{ G} \quad (4,5 \text{ G}).$$

Dans ce cas, on n'est plus sensible qu'au terme de population; la forme de courbe reste un mélange d'absorption et de dispersion, comme l'on peut s'en apercevoir sur la figure 3; mais elle ne dépend plus de la direction d'observation, ce que nous avons vérifié. L'intensité du signal est proportionnelle à l'élément de couplage R_{ab} de l'hamiltonien Stark effectif, ce qui explique les difficultés rencontrées pour mettre en évidence l'anticroisement du troisième ordre

et, de ce fait, l'importance du domaine d'erreur qui affecte sa position. On pourrait pallier à cette difficulté en utilisant un champ électrique extérieur supplémentaire, plus intense que ne l'est le champ électrique motionnel.

FIG. 3. — Anticroisement $S |1/2; -1/2\rangle; P |1/2; +1/2\rangle$.

$[S |1/2; -1/2\rangle; P |1/2; +1/2\rangle$ anticroising.]

4.2 LA STRUCTURE FINE DU MULTIPLET $n = 4$ DE L'ION He^+ . — Les mesures que nous avons réalisées permettent d'obtenir une détermination complète de la structure fine du multiplet $n = 4$ de He^+ .

Le mode d'analyse des données que nous avons employé est le suivant : chacune des positions en champ magnétique des signaux étudiés prend en compte le déplacement dû à l'effet Stark, nous avons calculé ces déplacements en utilisant des valeurs théoriques de la structure en champ nul, en l'occurrence celles de Garcia et Mack [14]. On a pu alors étudier séparément les structures SP , SD et SF . Lors de l'étude des croisements SD (pour laquelle nous disposons de quatre croisements de niveaux), outre la structure en champ nul correspondante, nous avons ajusté la vitesse de recul des ions He^+ (soit au total trois paramètres indépendants). Pour celle-ci, nous avons obtenu la valeur :

$$v = 4 \text{ km/s}$$

en bon accord avec l'ordre de grandeur que nous avons obtenu pour ce paramètre lors de l'étude des formes de courbes expérimentales du croisement $S |1/2; -1/2\rangle; D |5/2; -5/2\rangle$ ($v = 5,5 \text{ km/s}$)⁽¹⁾.

⁽¹⁾ En fait, ces résultats correspondent l'un et l'autre à des valeurs moyennes de la vitesse de recul des ions He^+ (moyennée sur deux paramètres : direction et module). Mais ils ne sont pas tout à fait comparables, car ces moyennes sont obtenues en pondérant différemment les classes de vitesse des ions He^+ .

TABLEAU I

Déterminations expérimentales et théoriques de la structure fine du multiplet $n = 4$ de He^+
[Experimental and theoretical values of the fine structure of He^+ ($n = 4$)]

Structures	Nos résultats (MHz)	Résultats théoriques (MHz)	Autres résultats expérimentaux (MHz)
Lambshift			
$S_{1/2}-P_{1/2}$	$-1\,767,1 \pm 7,4$	$-1\,769,097 \pm 0,076$ [15]	$-1\,769,4 \pm 1,2$ [18]
$S_{1/2}-P_{3/2}$	$20\,182,5 \pm 12,0$	$20\,180,05 \pm 0,07$ [17]	$20\,180,6 \pm 0,8$ [19]
$P_{1/2}-P_{3/2}$	$21\,949,6 \pm 4,7$	$21\,949,117 \pm 0,089$ [16]	$21\,949,1 \pm 2,4$ [20]
$S_{1/2}-D_{3/2}$	$20\,137,7 \pm 5,5$ (*)	$20\,143,51 \pm 0,28$ [17]	$20\,145,3 \pm 7,8$ [7] (**)
$S_{1/2}-D_{5/2}$	$27\,454,1 \pm 3,9$ (*)	$27\,459,25 \pm 0,28$ [17]	$27\,455 \pm 7,4$ [7] (**)
$D_{3/2}-D_{5/2}$	$7\,316,4 \pm 8,3$ (*)	$7\,315,745 \pm 0,012$ [17]	$7\,310,1 \pm 15,2$ [7] (**)
$S_{1/2}-F_{5/2}$	$27\,426 \pm 21$	$27\,446,06 \pm 0,13$ [17]	$27\,435,7 \pm 13,8$ [6] (**)
$S_{1/2}-F_{7/2}$	$31\,082 \pm 24$	$31\,103,84 \pm 0,13$ [17]	$31\,098,8 \pm 10,5$ [6] (**)
$F_{5/2}-F_{7/2}$	$3\,656,3 \pm 3,7$	$3\,657,783 \pm 0,006$ [17]	$3\,663,1 \pm 24,3$ [6] (**)

(*) Les résultats retenus pour l'ensemble de la structure SD ont été calculés avec les positions de trois croisements de niveaux seulement $D | 5/2 ; - 5/2 \rangle ; D | 3/2 ; - 1/2 \rangle , S | 1/2 ; + 1/2 \rangle ; D | 5/2 ; - 3/2 \rangle$ et $S | 1/2 ; - 1/2 \rangle ; D | 5/2 ; - 5/2 \rangle$. La précision obtenue pour le croisement $S | 1/2 ; + 1/2 \rangle ; D | 3/2 ; - 3/2 \rangle$ est en effet insuffisante pour améliorer ces résultats.

(**) Les domaines d'incertitude publiés par Beyer et Kleinpoppen [6, 7] prennent en compte une incertitude statistique (estimée avec un taux de confiance de 90 %) faible dans la plupart des cas devant l'estimation des erreurs systématiques (shifts dus à la pression, à la charge d'espace créée par le courant électronique, etc.).

Nous avons ensuite utilisé ce résultat pour étudier les structures SP et SF .

Les valeurs des écarts d'énergie en champ nul entre les différents niveaux du multiplet $n = 4$ que cette étude nous a permis d'obtenir sont consignées dans le tableau I ; à titre de comparaison, nous y présentons également les valeurs théoriques correspondantes, ainsi que les meilleures déterminations expérimentales connues à ce jour.

Nos déterminations expérimentales sont en bon accord avec les valeurs théoriques des énergies de structure fine. Les domaines d'incertitude annoncés pour chacun de nos résultats correspondent aux plages totales de dispersion des déterminations expérimentales, augmentées le cas échéant, des erreurs dues à l'incertitude sur la vitesse de recul des ions He^+ (essentiellement pour le croisement $P | 3/2 ; - 3/2 \rangle ; P | 1/2 ; + 1/2 \rangle$ à $6\,974 \pm 1,5$ G pour lequel l'origine des erreurs se répartit ainsi : ± 1 G pour la dispersion des résultats expérimentaux ; $\pm 0,5$ G pour l'incertitude sur la vitesse de recul des ions).

La précision de nos mesures varie dans l'ensemble de quelque 10^{-3} à 10^{-5} , les structures les plus importantes, de 20 à 30 000 MHz, faisant l'objet des déterminations les plus précises. Il s'agit là d'une conséquence directe de la méthode de croisements de niveaux : l'erreur commise sur la position d'un signal ne dépendant pas de sa position, mais plutôt de sa largeur, l'incertitude reste du même ordre de grandeur (~ 1 G) pour l'ensemble des croisements étudiés. La détermination de la structure en champ nul corres-

pondante est de ce fait d'autant plus précise que le croisement est en champ plus intense, donc que cette structure est elle-même plus grande.

La détection de croisements de niveaux $\Delta L = 0$ a permis la détermination directe des structures entre niveaux de même L (structures $P_{1/2}-P_{3/2}$, $D_{3/2}-D_{5/2}$ et $F_{5/2}-F_{7/2}$). A notre connaissance, ces paramètres n'avaient jamais été mesurés directement.

Enfin, nos résultats permettent d'obtenir une détermination totalement expérimentale des Lambshifts $J = 3/2$ et $J = 5/2$ ⁽²⁾. Leurs valeurs sont présentées dans le tableau II.

TABLEAU II
Lambshifts du niveau $n = 4$ de He^+ ($J = 3/2$ et $5/2$).
[Lambshifts of $n = 4$ level of He^+ ($J = 3/2$ and $5/2$).]

	Nos résultats (MHz)	Résultats théoriques (MHz)
$P_{3/2}-D_{3/2}$	$-44,8 \pm 17,5$	$-36,54 \pm 0,35$ [17]
$D_{5/2}-F_{5/2}$	-28 ± 25	$-13,19 \pm 0,41$ [17]

(2) Les valeurs expérimentales les plus précises de ces Lambshifts sont actuellement :

- Pour le Lambshift $J = 3/2$: $-42,9 \pm 6,3$ MHz ; cette valeur est déduite de la mesure de la structure $S_{1/2}-P_{3/2}$ effectuée par Eibofner [4] et de nos résultats (structure $S_{1/2}-D_{3/2}$).
- Pour le Lambshift $J = 5/2$: $-16,2 \pm 9,8$ MHz ; cette valeur est obtenue par différence entre notre détermination de la structure $D_{3/2}-D_{5/2}$ et celle de la structure $D_{3/2}-F_{5/2}$ due à Eibofner [8].

Bibliographie

- [1] HATFIELD, L. L., HUGHES, R. H., *Phys. Rev.* **156** (1967) 102.
[2] BEYER, H. J., KLEINPOPPEN, H., *Z. Phys.* **206** (1967) 177.
[3] JACOBS, R. R., LEA, K. R., LAMB Jr., W. E., *Phys. Rev. A* **3** (1971) 884.
[4] EIBOFNER, A., *Z. Phys. A* **227** (1976) 225.
[5] EIBOFNER, A., *Phys. Lett.* **58A** (1976) 219.
[6] BEYER, H. J., KLEINPOPPEN, H., *J. Phys.* **B 4** (1971) L-129.
[7] BEYER, H. J., KLEINPOPPEN, H., *J. Phys.* **B 5** (1972) L-12.
[8] EIBOFNER, A., *Phys. Lett.* **49A** (1974) 335.
[9] COLEGROVE, F. D., FRANKEN, P. A., LEWIS, R. R., SANDS, R. H., *Phys. Rev. Lett.* **3** (1959) 420.
[10] WIEDER, H., ECK, T. G., *Phys. Rev.* **153** (1967) 103.
[11] LHUILLIER, C., FAROUX, J. P., BILLY, N., *J. Physique* **37** (1976) 335.
LHUILLIER, C., Thèse, Université de Paris, 1976.
[12] DESCOUBES, J. P., Thèse, Université de Paris, 1967.
[13] BILLY, N., Thèse de 3^e cycle, Université de Paris, 1977.
[14] GARCIA, J. D., MACK, J. E., *J. Opt. Soc. Am.* **55** (1965) 654.
[15] PETERMAN, A., *Phys. Lett.* **38B** (1972) 330.
[16] TAYLOR, B. N., PARKER, W. H., LANDENBERG, D. N., *Rev. Mod. Phys.* **41** (1969) 375 (Tableau XXVII, p. 461).
[17] ERICKSON, G. W., A paraître dans *J. Phys. Chem. Ref. Data*.
[18] JACOBS, R. R., LEA, K. R., LAMB Jr., W. E., Communication privée rapportée par TAYLOR, B. N., PARKER, W. H., LANDENBERG, D. N., *Rev. Mod. Phys.* **41** (1969) 375.
[19] Ce résultat est dû à EIBOFNER, A. [4]. Notons que JACOBS, LEA et LAMB, lors d'une mesure de cette structure $S_{1/2}-P_{3/2}$ [3], ont obtenu la valeur $20179,7 \pm 1,2$ MHz.
[20] D'après les résultats de JACOBS, LEA et LAMB [3, 18].
-