



HAL
open science

Étude de la relaxation des niveaux de l'hélium excités par impact d'ions lourds : - III. - Orientation par relaxation anisotrope d'atomes excités dans des états initialement alignés

E. Chamoun, M. Lombardi, M. Carré, M.L. Gaillard

► **To cite this version:**

E. Chamoun, M. Lombardi, M. Carré, M.L. Gaillard. Étude de la relaxation des niveaux de l'hélium excités par impact d'ions lourds : - III. - Orientation par relaxation anisotrope d'atomes excités dans des états initialement alignés. *Journal de Physique*, 1977, 38 (6), pp.591-598. 10.1051/jphys:01977003806059100 . jpa-00208618

HAL Id: jpa-00208618

<https://hal.science/jpa-00208618>

Submitted on 4 Feb 2008

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

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

Classification
Physics Abstracts
5.250 — 5.280

ÉTUDE DE LA RELAXATION DES NIVEAUX DE L'HÉLIUM EXCITÉS PAR IMPACT D'IONS LOURDS :

III. — ORIENTATION PAR RELAXATION ANISOTROPE D'ATOMES EXCITÉS DANS DES ÉTATS INITIALEMENT ALIGNÉS

E. CHAMOUN, M. LOMBARDI

Laboratoire de Spectrométrie Physique (*), Domaine Universitaire,
38041 Grenoble Cedex, France

M. CARRÉ et M. L. GAILLARD

Laboratoire de Spectrométrie Ionique et Moléculaire (*), Campus de la Doua, 69621 Villeurbanne, France

(Reçu le 26 novembre 1976, accepté le 28 février 1977)

Résumé. — Dans cet article, le dernier de cette série consacrée aux phénomènes de relaxation observés dans une cellule d'hélium basse pression excité par un faisceau d'ions accélérés, nous démontrons expérimentalement l'existence du phénomène de transfert d'alignement en orientation par relaxation anisotrope. Nous rappelons brièvement les considérations théoriques qui avaient conduit à prévoir ce phénomène ; puis nous précisons les conditions qui nous ont permis de mettre en évidence la composante circulairement polarisée de la lumière émise par la cible à partir du niveau 4^1D de HeI excité par impact d'ions Na^+ .

Abstract. — In the last paper of this series devoted to relaxation phenomena in a low pressure cell of Helium excited by an accelerated ion beam, we provide experimental evidence for a new mechanism of transfer between alignment and orientation through anisotropic relaxation of initially aligned excited states. We briefly recall the theory which predicted this effect and then proceed with the description of the exact experimental conditions which enabled us to detect the circularly polarized component of the light emitted by the target excited in the 4^1D level by Na^+ impact.

1. Introduction. — Dans cet article notre but est de montrer que l'on peut observer de la lumière circulairement polarisée quand on bombarde par des ions lourds une vapeur à une pression relativement élevée. On sait pourtant que l'excitation ionique ou électronique ne peut créer que de l'alignement dans les niveaux excités et on ne s'attend donc à observer dans ces conditions que de la lumière partiellement polarisée rectilignement. Toutefois Lombardi [1] a montré que lorsqu'on superpose à l'alignement initial d'un niveau excité une perturbation ayant la symétrie de l'alignement, ce niveau peut être orienté à condition que les deux effets alignants ne soient ni parallèles, ni perpendiculaires entre eux. Ainsi si on applique un champ électrique statique qui possède la symétrie de l'alignement, on observe de la lumière circulairement polarisée. Ce phénomène qui avait été observé dès 1925 par Hanle [2] en excitation par

une raie de résonance optique, a été mis en évidence en excitation électronique par Lombardi et Giroud [3], puis par Chamoun [4] en excitation ionique.

Nous avons vu dans les articles précédents de cette série (référés [J.P. 1] et [J.P. 2]) que l'excitation ionique se caractérise par une forte anisotropie dans la distribution des vitesses des atomes excités dans les chocs primaires. Dans le cas d'une anisotropie totale suivant une direction privilégiée des processus de relaxation par collisions, l'effet sera analogue à celui d'un champ électrique ayant même direction que celle de l'anisotropie de la relaxation, si on admet l'hypothèse que la relaxation est de nature purement électrostatique. Des calculs de cet effet ont été effectués dans le cas où la relaxation se fait par un potentiel dipole-dipole de Van der Waals par Lombardi [1] et Rebane [5]. En excitation ionique, l'anisotropie n'a pas une seule direction, elle possède une symétrie de révolution par rapport à l'axe du faisceau et la direction moyenne de la relaxation est donc parallèle

(*) Associé au C.N.R.S.

à l'alignement initial : nous n'observerons pas de lumière circulaire. Néanmoins si on applique un champ magnétique relativement faible (tel que $\mu_0 gH$ soit du même ordre de grandeur que Γ), on modifie la géométrie initiale des deux alignements par rotation de l'alignement des niveaux excités et nous verrons alors apparaître de l'orientation.

Nous considérerons d'abord l'aspect théorique du problème par l'étude de la forme et de l'amplitude de la courbe d'évolution de la polarisation circulaire en fonction du champ magnétique appliqué. Nous décrirons ensuite l'observation expérimentale du phénomène sur la transition 4^1D-2^1P de He excité par un faisceau de Na^+ à 70 keV, énergie pour laquelle nous avons observé le maximum de recul [J.P. 1].

2. Etude théorique. — 2.1 DÉTERMINATION DE LA COMPOSANTE D'ORIENTATION INDUITE PAR RELAXATION ANISOTROPE SUIVANT UNE DIRECTION. — Nous avons montré dans [J.P. 1] que dans le cas d'une distribution anisotrope des vitesses des atomes excités, le terme de relaxation par collisions de l'équation d'évolution de la matrice densité, développée sur la base tensorielle des T_q^k , s'exprime par

$$\left[\frac{d\rho_q^k}{dt} \right]_{\text{coll.}} = - \sum_{k'} \Gamma_q^{kk'} \rho_q^{k'} \quad (1)$$

où $\Gamma_q^{kk'}$ est donné par l'expression (9) de [J.P. 1].

Ainsi en l'absence de champ magnétique et si on considère des niveaux non résonnants, l'évolution de la matrice densité est décrite par :

$$\frac{d\rho_q^k}{dt} = - \Gamma \rho_q^k - \sum_{k'} \Gamma_q^{kk'} \rho_q^{k'} + \rho_q^k(0). \quad (2)$$

Dans [J.P. 1], nous nous sommes uniquement intéressés à l'alignement et nous n'avons alors considéré que les coefficients de couplage alignement-alignement (k et k' pairs). Nous avons montré (dans le cas $j = 2$) que, dans l'hypothèse d'un potentiel d'interaction Van der Waals, les termes non-diagonaux pouvaient être négligés devant les termes diagonaux. Dans cette partie nous allons considérer les coefficients de couplage orientation-alignement. Rappelons les deux propriétés suivantes des $\Gamma_q^{kk'}$ [1], dues

— à l'invariance du système atome excité-vapeur relaxante par réflexion sur un plan passant par la direction de collision :

$$\Gamma_q^{kk'} = (-1)^{k+k'} \Gamma_{-q}^{kk'}$$

— à l'hermité de ρ :

$$\rho_q^k = (-1)^q \rho_{-q}^{k*} \quad \text{et donc} \quad \Gamma_q^{kk'} = \Gamma_{-q}^{kk'*}.$$

Ces deux propriétés impliquent d'une part que les termes de couplage orientation-alignement soient imaginaires purs, d'autre part que le terme de couplage avec $q = 0$, qui est obligatoirement réel, soit nul.

De plus nous ne considérons que les coefficients couplant les composantes d'orientation d'ordre 1 avec les composantes d'alignement : en effet seules ces composantes sont observables. Si on suppose que l'anisotropie de la relaxation est totale, c'est-à-dire que les atomes au fondamental sont au repos et que les atomes excités ont des vitesses dirigées suivant une même direction, et si on prend cette direction comme axe de quantification, nous avons [J.P. 1] :

$$\Gamma_q^{kk'} = NvP_q^{kk'}(v).$$

Les coefficients $P_q^{kk'}$ calculés par Lombardi [1] pour un potentiel d'interaction de Van der Waals sont portés dans le tableau I où nous donnons uniquement les valeurs indispensables à notre étude (les $P_q^{kk'}$ sont définis à une constante multiplicative près).

Pour $j = 2$, $|P_1^{14}| \ll |P_1^{12}|$, d'autre part nous avons vu [J.P. 1] que $\rho_q^2 > \rho_q^4$ sauf dans le cas où un peuplement très sélectif de $m = 0$ ou $|m| = 1$; on pourra donc négliger, dans l'équation (2) relative à la composante ρ_1^1 , $\Gamma_1^{14} \rho_1^4$ devant $\Gamma_1^{12} \rho_1^2$, et on traitera le cas $j = 2$ de la même façon que $j = 1$.

Les équations où interviennent les termes de couplage orientation-alignement s'écrivent, si on est en régime stationnaire (l'axe de quantification étant dans la direction de l'anisotropie de la relaxation) :

$$\begin{aligned} -(\Gamma + \Gamma_1^{11}) \rho_1^1 - \Gamma_1^{12} \rho_1^2 &= 0 \\ -(\Gamma + \Gamma_1^{22}) \rho_1^2 - \Gamma_1^{21} \rho_1^1 + \rho_1^2(0) &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

On démontre [1] que $\Gamma_1^{12} = \Gamma_1^{21}$. D'autre part $\rho_1^1(0) = 0$ puisque l'excitation initiale est alignante. Le système d'équations précédent admet comme solutions :

$$\begin{aligned} \rho_1^2 &= \frac{1}{\Gamma + \Gamma_1^{22}} \cdot \frac{\rho_1^2(0)}{1 - \frac{(\Gamma_1^{12})^2}{(\Gamma + \Gamma_1^{22})(\Gamma + \Gamma_1^{11})}} \\ \rho_1^1 &= - \frac{\Gamma_1^{12}}{(\Gamma + \Gamma_1^{11})(\Gamma + \Gamma_1^{22})} \times \\ &\quad \times \frac{\rho_1^2(0)}{1 - \frac{(\Gamma_1^{12})^2}{(\Gamma + \Gamma_1^{11})(\Gamma + \Gamma_1^{22})}} \end{aligned} \quad (4)$$

$\frac{(\Gamma_1^{12})^2}{(\Gamma + \Gamma_1^{11})(\Gamma + \Gamma_1^{22})} \ll 1$ on obtient donc :

$$\rho_1^2 = \frac{\rho_1^2(0)}{\Gamma + \Gamma_1^{22}} \quad \text{et} \quad \rho_1^1 = - \frac{\Gamma_1^{12} \rho_1^2(0)}{(\Gamma + \Gamma_1^{11})(\Gamma + \Gamma_1^{22})}. \quad (5)$$

Si dans le référentiel lié à la direction de l'anisotropie de la relaxation, la direction de l'alignement est définie par les angles polaires θ , φ , les composantes de la matrice d'excitation dans ce référentiel se dédui-

TABLEAU I

Valeurs des $P_q^{kk'}$ pour un potentiel d'interaction Van der Waals

kk'	11	11	12	14	22	22	22
q	0	1	1	1	0	1	2
$P_q^{kk'}$							
$j = 1$	0,78	0,32	-0,14 i		0,28	0,48	0,48
$j = 2$	0,93	0,36	-0,14 i	-0,03 i	0,62	0,95	0,62

sent des composantes ${}^A\rho_q^k(0)$ exprimées dans le référentiel lié à la direction de l'alignement par la relation

$$\begin{aligned} \rho_q^k(0) &= \sum_{q'} {}^A\rho_{q'}^k(0) R_{q'q}^k(0, -\theta, -\varphi) \\ &= \sum_{q'} {}^A\rho_{q'}^k(0) r_{qq'}^k(\theta) e^{-iq\varphi}. \end{aligned} \quad (6)$$

Seules les composantes ${}^A\rho_0^k$ avec $k = 0$ ou 2 sont différentes de 0. On en déduit

$$\rho_{\pm 1}^2(0) = \pm \sqrt{\frac{3}{2}} \sin \theta \cos \theta {}^A\rho_0^2(0) e^{\mp i\varphi}. \quad (7)$$

Ainsi pour qu'il y ait création d'orientation il faut que $\theta \neq 0$ ou $\pi/2$, c'est-à-dire que la direction de l'anisotropie ne soit ni parallèle ni perpendiculaire à l'alignement initial. Nous retrouvons la condition énoncée par Lombardi [1]. Par ailleurs la matrice d'orientation sera maximale pour $\theta = \pi/4$.

2.2 INTENSITÉ DE LA LUMIÈRE CIRCULAIRE ÉMISE. — L'axe de quantification est toujours la direction de la relaxation. L'intensité lumineuse observée suivant une direction \mathbf{k} définie par les angles polaires θ_1 et φ_1 est donnée par [6]

$$\begin{aligned} I(\mathbf{k}, \mathbf{e}_\lambda) &= (-1)^{j_1+j_0} I_0 \sum_{k=0}^2 \sqrt{2k+1} \times \\ &\times \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & k \\ j_1 & j_1 & j_0 \end{matrix} \right\} \sum_{q=-k}^{+k} (-1)^q \rho_q^k \Phi_q^k(\mathbf{e}_\mathbf{k}, \lambda). \end{aligned} \quad (8)$$

Pour une polarisation circulaire droite, les $\Phi_q^k(\mathbf{e}_\mathbf{k}, \lambda)$ s'expriment par

$$\begin{aligned} \Phi_0^0 &= -\frac{1}{\sqrt{3}} \\ \Phi_0^1 &= \frac{\cos \theta_1}{\sqrt{6}} \quad \Phi_1^1 = \frac{\sin \theta_1}{2\sqrt{3}} e^{i\varphi_1} \\ \Phi_0^2 &= -\frac{3 \cos^2 \theta_1 - 1}{2\sqrt{30}} \quad \Phi_1^2 = -\frac{\sin \theta_1 \cos \theta_1}{2\sqrt{5}} e^{i\varphi_1} \\ \Phi_2^2 &= -\frac{\sin^2 \theta}{4\sqrt{5}} e^{2i\varphi_1} \\ \Phi_{-q}^k &= (-1) \Phi_q^{k*}. \end{aligned} \quad (9)$$

Pour une lumière circulaire gauche, la fonction géométrique est celle de la lumière circulaire droite se propageant dans la même direction mais en sens opposé.

En développant $I_{\sigma+}$ et $I_{\sigma-}$, nous obtenons

$$\begin{aligned} I_{\sigma+} - I_{\sigma-} &= (-1)^{j_1+j_0} I_0 \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & 1 \\ j_1 & j_1 & j_0 \end{matrix} \right\} \times \\ &\times \sin \theta_1 (\rho_1^1 e^{i\varphi_1} + \rho_{-1}^1 e^{-i\varphi_1}). \end{aligned} \quad (10)$$

Si on suppose que l'alignement des niveaux excités est dans le plan xOz , $\varphi = 0$ et d'après la relation (7) nous obtenons :

$$\rho_1^2(0) = \rho_{-1}^2(0) \quad \text{et par conséquent} \quad \rho_1^1 = -\rho_{-1}^1$$

$\rho_1^2(0)$ étant réel et Γ_1^{12} étant imaginaire pur, d'après la deuxième relation (5) ρ_1^1 est imaginaire pur.

Finalement l'intensité de la lumière polarisée circulairement est égale à

$$\begin{aligned} I_{\sigma+} - I_{\sigma-} &= (-1)^{j_1+j_0} I_0 \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & 1 \\ j_1 & j_1 & j_0 \end{matrix} \right\} \times \\ &\times 2i \sin \theta_1 \sin \varphi_1 \rho_1^1. \end{aligned} \quad (11)$$

Elle est donc maximale pour $\theta_1 = \pi/2$ et $\varphi_1 = \pi/2$, c'est-à-dire dans la direction Oy . Si maintenant on suppose que l'alignement est dans le plan yOz , $\varphi = \pi/2$ et nous obtiendrons :

$$\rho_1^2(0) = +\rho_{-1}^2(0) \quad \text{d'où} \quad \rho_1^1 = +\rho_{-1}^1$$

$\rho_1^2(0)$ est imaginaire pur, par conséquent ρ_1^1 est réel et

$$\begin{aligned} I_{\sigma+} - I_{\sigma-} &= (-1)^{j_1+j_0} I_0 \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & 1 \\ j_1 & j_1 & j_0 \end{matrix} \right\} \times \\ &\times 2 \sin \theta_1 \cos \varphi_1 \rho_1^1. \end{aligned} \quad (12)$$

La polarisation circulaire est maximale dans la direction Ox .

2.3 EVOLUTION DE LA POLARISATION CIRCULAIRE EN FONCTION DU CHAMP MAGNÉTIQUE APPLIQUÉ. —

Nous supposons que l'anisotropie est totale et qu'elle est parallèle à l'alignement initial dirigé suivant Oz . Nous prendrons comme direction d'observation la direction du champ magnétique, appliqué perpendiculairement à l'alignement initial suivant Ox (Fig. 1a).

Les composantes tensorielles de la matrice densité en régime stationnaire sont obtenues en résolvant le système d'équations couplées :

$$-\Gamma \rho_q^k - \sum_{k'} \Gamma_q^{kk'} \rho_q^{k'} - i[\mathcal{H}, \rho_q^k] + \rho_q^k(0) = 0$$

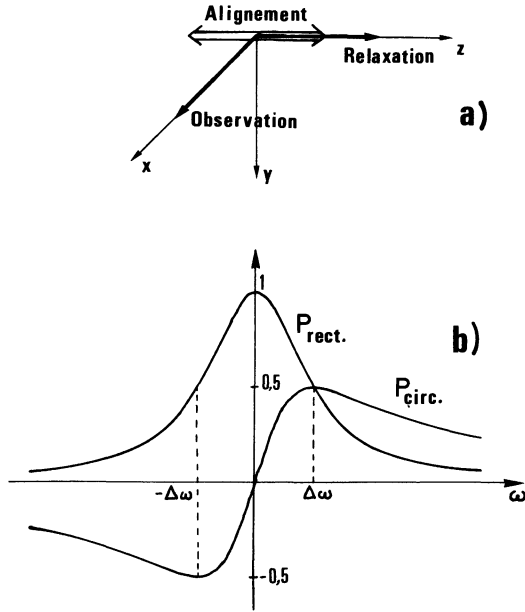


FIG. 1. — a) Conditions de relaxation et d'observation ; b) Courbes correspondantes de dépolarisation magnétique et de polarisation circulaire.

[a) Geometrical conditions for relaxation and observation ; b) Magnetic depolarization curve and associated circular polarization signal.]

où $[\mathcal{E}, \rho_q^k]$ est donné, puisque le champ est dirigé suivant Ox , par :

$$[\mathcal{E}, \rho_q^k] = \frac{\mu_0 gH}{2} (\sqrt{k(k+1) - q(q+1)} \rho_{q+1}^k + \sqrt{k(k+1) - q(q-1)} \rho_{q-1}^k). \quad (13)$$

Dans le cas $j_1 = 2$, nous avons vu que l'on pouvait négliger dans les équations relatives à l'alignement les termes de couplage alignement-alignement (voir [J.P. 1]), ainsi que les termes de couplage alignement-orientation (ceci pour les composantes $\rho_{\pm 1}^2$). Ainsi pour $j_1 = 2$ et $j_1 = 1$ nous avons à résoudre, pour obtenir les composantes d'alignement, un système d'équations indépendant des composantes d'orientation, dont les solutions sont données par les relations (14) de [J.P. 1].

En ce qui concerne les composantes d'orientation, si on néglige, dans le cas $j = 2$, les termes de couplage $\Gamma_{\pm 1}^{14} \rho_{\pm 1}^4$ et si on suppose que l'excitation initiale ne crée pas d'orientation, ces composantes sont solutions du système d'équations (ρ_0^1 étant réel) :

$$\begin{aligned} (\Gamma + \Gamma_1^{11}) \Re(\rho_1^1) + |\Gamma_1^{12}| \Im(\rho_1^2) &= 0 \\ (\Gamma + \Gamma_0^{11}) \rho_0^1 - \omega \sqrt{2} \Im(\rho_1^1) &= 0 \\ (\Gamma + \Gamma_1^{11}) \Im(\rho_1^1) + \frac{\sqrt{2}}{2} \omega \rho_0^1 &= 0 \end{aligned} \quad (14)$$

où $\Re(\rho_q^k)$ représente la partie réelle de ρ_q^k et $\Im(\rho_q^k)$ sa partie imaginaire

$$\omega = \mu_0 gH.$$

Le système (14) admet comme solutions

$$\rho_0^1 = \Im(\rho_1^1) = 0 \quad \Re(\rho_1^1) = -\frac{|\Gamma_1^{12}|}{\Gamma + \Gamma_1^{11}} \Im(\rho_1^2) \quad (15)$$

$\Im(\rho_1^2)$ est donné dans les relations (14) de [J.P. 1]. $\Re(\rho_1^1)$ s'exprime donc en fonction de la composante de la matrice d'excitation $\rho_0^2(0)$.

Si on pose $\gamma_q^k = \Gamma + \Gamma_q^{kk}$, nous obtenons :

$$\begin{aligned} \Re(\rho_1^1) &= \\ &= \frac{|\Gamma_1^{12}|}{\gamma_1^1} \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\omega \gamma_2^2}{(3\gamma_2^2 + \gamma_0^2) \omega^2 + \gamma_0^2 \gamma_1^2 \gamma_2^2} \rho_0^2(0). \end{aligned} \quad (16)$$

Dans la direction Ox , la polarisation s'exprime par

$$\begin{aligned} I_{\sigma^+} - I_{\sigma^-} &= (-1)^{j_1 + j_0} 2 I_0 \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & 1 \\ j_1 & j_1 & j_0 \end{matrix} \right\} \frac{|\Gamma_1^{12}|}{\gamma_1^1} \times \\ &\times \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\omega \gamma_2^2}{(3\gamma_2^2 + \gamma_0^2) \omega^2 + \gamma_0^2 \gamma_1^2 \gamma_2^2} \rho_0^2(0). \end{aligned} \quad (17)$$

La courbe de variation de la polarisation circulaire en fonction du champ magnétique est une lorentzienne en dispersion dont les extrémums sont séparés de :

$$2 \Delta \omega = 2 \sqrt{\frac{\gamma_0^2 \gamma_1^2 \gamma_2^2}{3\gamma_2^2 + \gamma_0^2}}$$

qui correspond à la largeur à mi-hauteur de la lorentzienne en absorption représentant l'évolution de la polarisation rectiligne (Fig. 1b).

2.4 RAPPORT DES AMPLITUDES DE LA COURBE DE DÉPOLARISATION RECTILIGNE ET DE LA COURBE DE POLARISATION CIRCULAIRE (POUR UNE ANISOTROPIE TOTALE). — La polarisation rectiligne est donnée, dans la géométrie choisie précédemment, par

$$\begin{aligned} I_{\parallel} - I_{\perp} &= (-1)^{j_1 + j_0} I_0 \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & 2 \\ j_1 & j_1 & j_0 \end{matrix} \right\} \sqrt{\frac{3}{2}} \times \\ &\times \frac{\gamma_0^2 \gamma_1^2 \gamma_2^2}{(3\gamma_2^2 + \gamma_0^2) \omega^2 + \gamma_0^2 \gamma_1^2 \gamma_2^2} \frac{\rho_0^2(0)}{\gamma_0^2}. \end{aligned}$$

D'où

$$\begin{aligned} \frac{A_{\text{circ.}}}{A_{\text{rect.}}} &= \\ &= \frac{2 \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & 1 \\ j_1 & j_1 & j_0 \end{matrix} \right\} \frac{|\Gamma_1^{12}|}{\gamma_1^1} \cdot \frac{\gamma_2^2}{\sqrt{\gamma_0^2 \gamma_1^2 \gamma_2^2 (3\gamma_2^2 + \gamma_0^2)}}}{\left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & 2 \\ j_1 & j_1 & j_0 \end{matrix} \right\} \times \frac{1}{\gamma_0^2}}. \end{aligned} \quad (18)$$

Le rapport $\frac{A_{\text{circ.}}}{A_{\text{rect.}}}$ est d'autant plus important que la pression sera élevée. A haute pression, on peut négliger, dans les valeurs de γ_q^k , Γ devant Γ_q^k , nous trouvons alors pour

$$j_1 = 1 ; j_0 = 0 \quad \frac{A_{\text{circ.}}}{A_{\text{rect.}}} = 0,353$$

et

$$j_1 = 2 ; j_0 = 1 \quad \frac{A_{\text{circ.}}}{A_{\text{rect.}}} = 0,460 .$$

Il ne faut pas oublier que quand on augmente la pression, l'amplitude du signal rectiligne diminue, on observera donc pour le signal circulaire, une augmentation de son amplitude, puis une diminution.

Le maximum du signal d'orientation sera égal pour $j_1 = 1$ à 9,8 % et $j_1 = 2$ à 9,37 % de l'amplitude du signal d'alignement à pression nulle.

2.5 APPLICATION AU CAS DE L'EXCITATION IONIQUE.

— Dans le cas de l'excitation ionique nous obtiendrons la même forme que la courbe précédente puisque la direction moyenne de la relaxation est parallèle à l'alignement initial. Pour une distribution de vitesses monocinétique suivant un angle de recul fixe θ par rapport à l'axe du faisceau, les coefficients de relaxation s'expriment en fonction des $P_q^{kk'}$ par la relation :

$$\Gamma_q^{kk'} = Nv \sum_{q_1} r_{qq_1}^k(\theta) r_{q_1q}^{k'}(\theta) P_{q_1}^{kk'} . \quad (19)$$

Nous avons vu dans [J.P. 1] que dans les conditions de recul maximum (Na^+ à 70 keV) θ est voisin de 90°. Nous allons donc calculer le rapport des amplitudes pour un recul de 90° et nous obtenons pour les $\Gamma_q^{kk'}$:

$$\begin{aligned} \Gamma_0^{22} &= \frac{Nv}{4} (P_0^{22} + 3 P_2^{22}) \\ \Gamma_1^{22} &= \frac{N_0}{2} (P_1^{22} + P_2^{22}) \\ \Gamma_2^{12} &= \frac{Nv}{8} (3 P_0^{22} + 4 P_1^{22} + P_2^{22}) \\ \Gamma_1^{12} &= -\frac{Nv}{2} P_1^{12}, \quad \Gamma_1^{11} = \frac{Nv}{2} (P_0^{11} + P_1^{11}) \end{aligned} \quad (20)$$

ce qui donne comme rapport maximum des amplitudes des signaux circulaire et rectiligne :

$$\begin{aligned} \text{pour } j_1 = 2 \quad \frac{A_{\text{circ.}}}{A_{\text{rect.}}} &= 0,144 \\ \text{et pour } j_1 = 1 \quad \frac{A_{\text{circ.}}}{A_{\text{rect.}}} &= 0,120 \end{aligned}$$

tandis que l'amplitude maximum du signal circulaire est égale pour $j_1 = 1$ à 3,49 % et $j_1 = 2$ à 3,45 % de l'alignement à pression nulle.

Les calculs ont été effectués dans l'hypothèse d'un potentiel d'interaction Van der Waals en R^{-6} ; or pour He l'interaction dominante n'est pas Van der Waals, mais plutôt répulsive en R^{-n} ($n \geq 12$). Expérimentalement les rapports des amplitudes des deux courbes devraient donc être inférieurs à ceux que nous venons de calculer.

3. Observation expérimentale de la polarisation circulaire sur la raie 4 ¹D-2 ¹P de HeI (4 922 Å).

3.1 DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL. — Le dispositif expérimental dont nous nous sommes servis est analogue à celui qui a été décrit dans [J.P. 1], la seule différence se situe au niveau de l'analyse de la lumière émise par la cible. Le problème expérimental est que nous devons détecter un signal en polarisation circulaire qui n'est que de quelques pour cent du signal en polarisation rectiligne qui lui est superposé.

Pour analyser la lumière circulaire, nous avons adopté un montage dont le principe a été donné par Pavlovic et Laloë [7] : une lame $\lambda/4$ pour 5 000 Å environ tourne sur elle-même et effectue N tours par seconde ; elle est suivie d'un polariseur rectiligne fixe (Fig. 2). L'ensemble constitué par la lame $\lambda/4$ tournante et le polariseur fixe correspond à un analyseur alternativement circulaire droit et circulaire gauche. On comprend aisément que si la lumière possède un taux de polarisation circulaire, le photomultiplicateur détecte une modulation lumineuse de fréquence $2N$. Quant à la partie rectiligne de la lumière, on remarque qu'elle est modulée à la fréquence double $4N$. Ainsi en envoyant le signal PM dans une détection synchrone dont la référence est commandée par un signal de fréquence $2N$, nous obtenons à la sortie un signal proportionnel à la polarisation circulaire et avec une fréquence de référence $4N$ un signal proportionnel à la polarisation rectiligne sans avoir à toucher au montage optique. Toutefois avec ce dispositif l'amplitude du signal rectiligne est deux fois moins importante que dans le cas où l'on utilise un polariseur rectiligne.

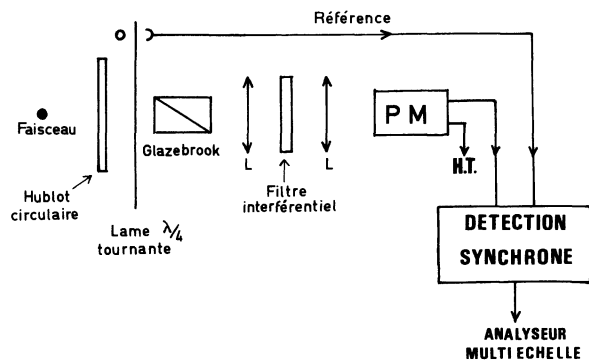


FIG. 2. — Dispositif expérimental d'observation du signal de polarisation circulaire. [Experimental set up for the measurement of circular polarization.]

Afin de nous affranchir des signaux parasites provoqués par les défauts d'homogénéité des polariseurs plastiques, nous avons dû utiliser comme polariseur rectiligne un prisme de type Glazebrook. En raison de la faible dimension de ce Glazebrook, nous avons rapproché au maximum la lame $\lambda/4$ et le prisme de la fenêtre de la chambre de collision de façon à avoir le plus grand angle solide possible pour l'observation de la lumière. Pour cela nous avons monté la lame $\lambda/4$ sur un disque dont la suspension et la rotation sont assurées par un dispositif utilisant un *coussin d'air*. Cet appareil, dont les plans nous ont été aimablement fournis par F. Laloë, est entièrement amagnétique et il assure une fréquence de rotation stable et relativement élevée.

Au cours d'expériences préliminaires, nous avons également déterminé que la fenêtre d'observation devenait biréfringente sous l'effet des forces de pression quand on fait le vide dans la chambre. On parvient à réduire considérablement cet effet en utilisant des hublots de symétrie cylindrique autour de l'axe optique. Avec ce dispositif, nous avons pu observer le signal en polarisation circulaire pratiquement pur puisque la contribution parasite due à la réjection imparfaite du signal rectiligne était mesurée inférieure à 0,2 %.

3.2 RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX. — Les expériences, réalisées avec le dispositif décrit au paragraphe précédent, ont été effectuées dans les conditions de recul maximum en faisant varier la pression de 6×10^{-3} à $1,2 \times 10^{-1}$ torr.

Pour la polarisation rectiligne, nous avons obtenu la variation habituelle de la courbe Hanle, une diminution de l'amplitude avec une augmentation de la largeur identique à ce que nous avons déjà observé auparavant, tandis que pour l'orientation nous avons enregistré les courbes présentées dans la figure 3. On remarque sur cette figure que le signal augmente avec la pression, puis diminue vers les hautes pressions, ce qui est tout à fait conforme à la théorie. D'autre part, nous avons mesuré la largeur des courbes d'orientation ainsi que celle des courbes de dépolarisation rectiligne correspondantes. Les valeurs mesurées ont été portées sur la figure 4 où nous remarquons que les largeurs des courbes d'orientation sont plus faibles que celles des courbes de dépolarisation rectiligne correspondantes, alors que la théorie prévoit des courbes de même largeur.

Le rapport des amplitudes des courbes de polarisation circulaire et de dépolarisation rectiligne, dont l'évolution avec la pression est représentée par la figure 5, augmente avec la pression et tend vers une valeur limite comme le prévoit la théorie. La valeur limite de ce rapport, 6 % environ, vaut à peu près la moitié de celle qui résulterait d'une relaxation purement Van der Waals.

Si nous considérons les variations des largeurs en fonction de la pression, nous constatons que la varia-

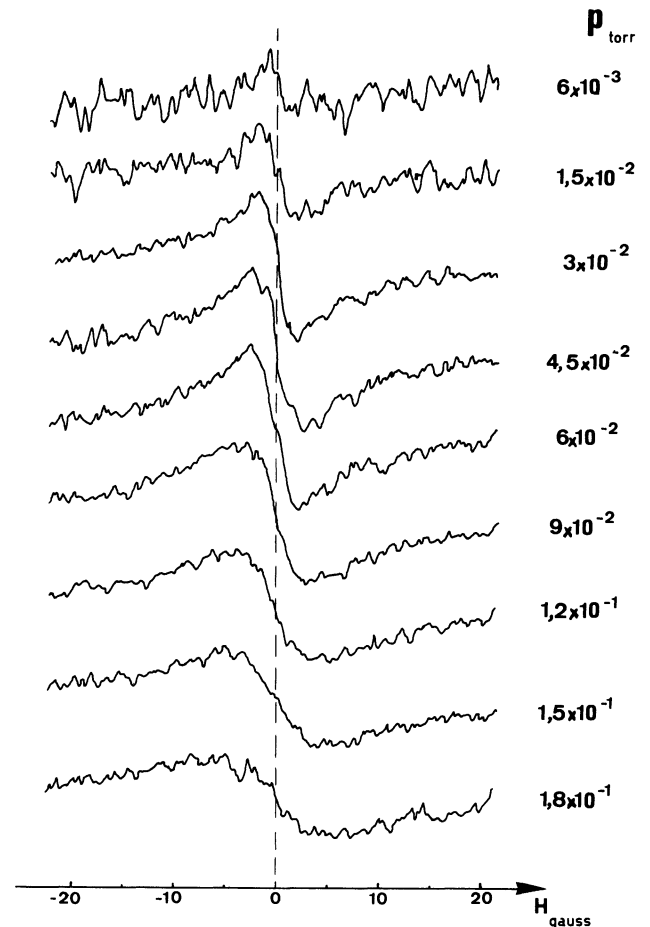


FIG. 3. — Evolution du signal d'orientation avec la pression. Les courbes ont été enregistrées dans les mêmes conditions de sensibilité et l'amplitude maximum, obtenue pour $p = 4,5 \times 10^{-2}$ torr, correspond à une polarisation circulaire de 0,8 %.
[Variation with pressure of the orientation signal. The curves were recorded in the same conditions of sensitivity, and the maximum amplitude, obtained for $p = 4,5 \times 10^{-2}$ torr, corresponds to a circular polarization of 0.8 %.]

tion de la largeur de la courbe d'orientation est linéaire excepté à faible pression où la largeur tend vers une valeur inférieure à celle correspondant à la largeur naturelle du niveau 4^1D . Ceci montre que l'effet de création d'orientation par relaxation anisotrope est plus important pour les niveaux supérieurs n^1F : en effet la courbe de relaxation de l'alignement reste linéaire vers les basses pressions.

Par ailleurs, dans l'analyse des courbes de dépolarisation rectiligne enregistrées avec un excellent rapport signal sur bruit, nous nous sommes rendus compte que les courbes obtenues à haute pression n'étaient pas des lorentziennes pures, mais qu'en réalité elles étaient formées de deux lorentziennes de largeurs différentes. Nous renvoyons le lecteur au paragraphe 5.5 de [J.P. 1] où nous avons présenté les résultats des décompositions en deux lorentziennes. De l'analyse des courbes de dépolarisation magnétique, nous avons déduit que l'excitation par Na^+ à 70 keV se fait suivant deux mécanismes donnant des distributions de

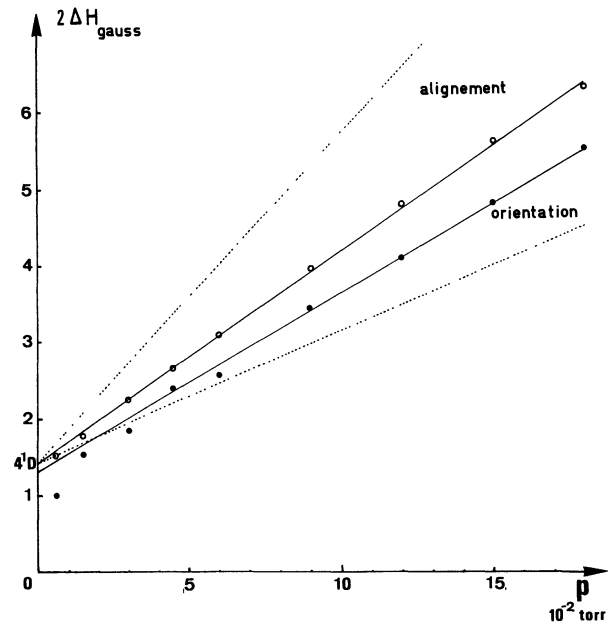


FIG. 4. — Courbes de relaxation de l'alignement et de l'orientation. Les droites en pointillé représentent les courbes de relaxation correspondant à la décomposition des courbes de dépolarisation magnétique en deux lorentziennes (voir [J.P. 1]).
[Relaxation curves observed on the linearly and on the circularly polarized light respectively. The dotted lines are the relaxation curves obtained by decomposition of the magnetic depolarization curves into a sum of two Lorentzian curves [J.P. 1].]

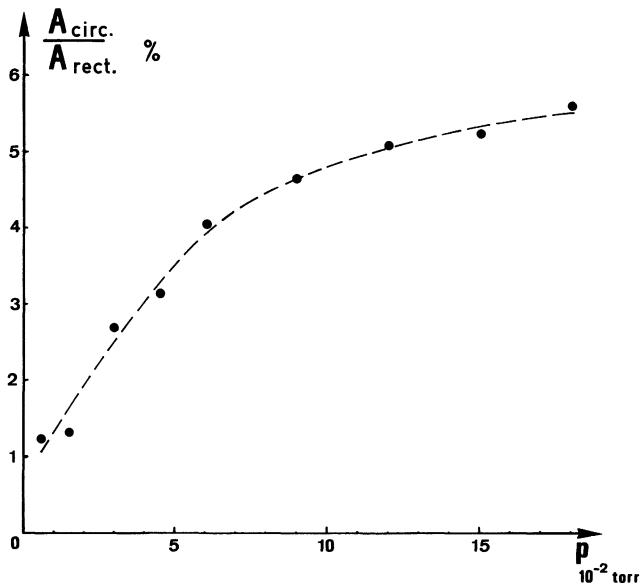


FIG. 5. — Variation avec la pression du rapport des amplitudes des courbes de polarisation circulaire et de dépolarisation rectiligne.
[Variation with pressure of the amplitude ratio of the circular and linear polarization signals.]

on en déduit que la création d'orientation est plus importante à faible vitesse, mais on ne peut pas affirmer si cet effet est dû à la différence des vitesses de recul ou à la différence des angles de recul. En effet, le coefficient de couplage orientation-alignement dépend de l'angle de recul θ :

$$\Gamma_1^{12} = \frac{Nv}{2} \left[(1 + \cos \theta) \cos^2 \frac{\theta}{2} \left(\cos^2 \frac{\theta}{2} - 3 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) - (1 - \cos \theta) \sin^2 \frac{\theta}{2} \left(3 \cos^2 \frac{\theta}{2} - \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \right] P_1^{12}$$

ainsi Γ_1^{12} varie de NvP_1^{12} pour $\theta = 0^\circ$ à $-\frac{NvP_1^{12}}{2}$

pour $\theta = 90^\circ$ en s'annulant pour une valeur de θ voisine de 60° . Une possibilité d'explication serait donc que le recul à grande vitesse s'effectue suivant un angle inférieur à celui correspondant à la faible vitesse. Or on sait que pour un défaut d'énergie donné, l'angle de recul augmente avec la vitesse de recul [J.P. 1]; cela nous conduit à attribuer la plus grande vitesse à une réaction d'excitation ayant un défaut d'énergie plus important qui pourrait correspondre à une excitation simultanée de la cible et du projectile. En supposant que la faible vitesse de recul résulte de l'excitation de la cible uniquement et que la grande vitesse est due à l'excitation des deux partenaires de la collision primaire, nous obtenons comme angle de recul respectivement $80,1^\circ$ et $78,9^\circ$. L'écart entre les deux angles est beaucoup trop faible pour expliquer la prédominance de la vitesse de recul faible dans les courbes d'orientation. La différence d'efficacité du processus de création d'orientation serait donc lié au module de la vitesse relative des atomes excités par rapport aux atomes au fondamental. Cette hypothèse est justifiée si on considère que le potentiel d'interaction atome excité-atome au fondamental est composé d'une partie attractive en R^{-6} (Van der Waals) et d'une partie répulsive en R^{-n} ($n \geq 12$) et si on suppose qu'au cours de la collision la création d'orientation est due essentiellement à l'influence du potentiel attractif. En effet, aux faibles vitesses de collision, l'influence du potentiel attractif est suffisamment importante pour créer de l'orientation tandis qu'aux grandes vitesses, elle devient faible devant l'influence du potentiel répulsif qui, si on suppose que c'est un potentiel de sphère dure, ne crée pas d'orientation. Un moyen de vérifier cette hypothèse serait d'augmenter la vitesse de recul en bombardant la cible par des ions plus lourds.

4. **Conclusion.** — L'observation de l'orientation a été rendue possible grâce à la très forte anisotropie des vitesses des atomes excités obtenue en excitation ionique, mais aussi grâce au fort pouvoir d'alignement de ce type d'excitation; en effet les calculs que nous avons effectués ont montré que pour un potentiel

vitesses très différentes qui se caractérisent par deux droites de relaxation de pentes différentes (ces deux droites sont représentées en pointillés dans la figure 4). Si on compare les deux droites de relaxation d'alignement à celle correspondant à la création d'orientation,

d'interaction Van der Waals, le signal maximum auquel on pouvait s'attendre pour la transition $4\ ^1D-2\ ^1P$ de HeI ne dépassait pas 3,5 % de l'alignement à pression nulle.

Les courbes d'orientation ont été obtenues avec un rapport signal sur bruit suffisant pour être analysées et comparées aux courbes de dépolarisation rectiligne correspondantes. Nous avons trouvé que le rapport limite des amplitudes des courbes d'orientation et d'alignement est inférieur aux prévisions théoriques, ce qui nous conduit à penser que le potentiel d'interaction n'est pas purement Van der Waals. D'autre part, de la comparaison des largeurs des courbes d'orientation à celles des courbes d'alignement correspondantes (qui ont été analysées dans [J.P. 1]) nous

en avons déduit que l'orientation apparaissait de préférence aux basses vitesses relatives des atomes excités, ce qui montre qu'aux faibles vitesses de collision ($v \simeq 5 \times 10^5$ cm/s) le potentiel d'interaction Van der Waals a une influence notable tandis qu'aux plus grandes vitesses ($v > 10^6$ cm/s) le potentiel répulsif devient prépondérant. Pour l'étude de ce phénomène, le choix de l'Hélium, que nous avons fait pour des raisons de commodité expérimentale, n'était pas favorable à cause de l'indétermination du potentiel d'interaction. Cette étude serait intéressante à reprendre, afin de vérifier les calculs, sur un élément pour lequel nous sommes certains que le potentiel d'interaction est Van der Waals, par exemple un gaz rare lourd (Ar, Xe ou Kr).

Bibliographie

- [J.P. 1] CARRÉ, M., GAILLARD, M. L. et LOMBARDI M., *J. Physique* **38** (1977) 553.
[J.P. 2] CARRÉ, M. et LOMBARDI, M., *J. Physique* **38** (1977) 571.
[1] LOMBARDI, M., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci.* **265** (1967) 191, Thèse Grenoble (1969); *J. Physique* **30** (1969) 631.
[2] HANLE, W., *Z. Phys.* **35** (1926) 346.
[3] LOMBARDI, M. et GIROUD, M., *C.R. Hebd. Séan. Acad. Sci.* **266** (1968) 60.
[4] CHAMOUN, E., Thèse Grenoble (1973).
[5] REBANE, V. N., *Opt. Spectrosc.* **24** (1968) 163.
[6] D'YAKONOV, M. I., *Sov. Phys. JETP* **20** (1965) 1484.
[7] PAVLOVIC, M. et LALOE, F., *J. Physique* **31** (1970) 173.
-