



HAL
open science

Effet Zeeman de la structure hyperfine de la raie $4\ 101\ \text{\AA}$ ($52\ p_{1/2} - 6\ S_{1/2}$) de l'indium

Derek A. Jackson

► **To cite this version:**

Derek A. Jackson. Effet Zeeman de la structure hyperfine de la raie $4\ 101\ \text{\AA}$ ($52\ p_{1/2} - 6\ S_{1/2}$) de l'indium. *Journal de Physique et le Radium*, 1956, 17 (12), pp.977-987. 10.1051/jphys-rad:019560017012097700 . jpa-00235604

HAL Id: jpa-00235604

<https://hal.science/jpa-00235604>

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.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

EFFET ZEEMAN DE LA STRUCTURE HYPERFINE DE LA RAIE 4 101 Å ($5^2P_{1/2}$ — $6S_{1/2}$) DE L'INDIUM

Par DEREK A. JACKSON,

Laboratoire Aimé-Cotton, C. N. R. S., Bellevue.

Sommaire. — La structure hyperfine de l'effet Zeeman de la raie 4 101 de l'indium I a été étudiée au moyen de l'absorption par un jet atomique dans un champ magnétique compris entre 5 800 et 8 500 gauss. L'appareil à haute résolution est un étalon double avec surface semi-réfléchissante multidielectrique.

Dans tout le domaine de champ de 5 800 à 8 500 gauss il y a une remarquable similitude entre les structures des composantes π et les structures des composantes σ ; dans les deux cas il y a deux fortes composantes centrales assez larges séparées d'environ 260 mK pour le plus faible champ et d'environ 400 mK pour le champ le plus élevé, et deux groupes de 9 et 10 composantes respectivement, étalées sur un intervalle de l'ordre de 400 mK, les centres des groupes étant à une distance de 550 mK pour le plus faible et 600 mK pour le plus fort champ magnétique, des deux côtés des centres de la figure. Les différences entre les figures π et σ sont que les fortes composantes centrales du premier sont plus fortes et plus serrées, tandis que dans les groupes extérieurs résolus il y a un déplacement d'environ la moitié de la distance entre deux composantes adjacentes, et que les intensités des composantes π décroissent régulièrement avec leur distance à partir du centre, alors qu'une telle décroissance n'a pas été observée avec les composantes σ .

La similitude entre les composantes π et σ est en contraste frappant avec ce que l'on peut attendre dans un effet Paschen-Back complet de structure hyperfine, dans lequel on observerait seulement de fortes composantes centrales (groupes non résolus de 10 composantes très serrées) en polarisation π , et en polarisation σ , seulement deux groupes de 10 composantes plus largement séparées et étalées sur environ 600 mK. Les niveaux hyperfins d'effet Zeeman des deux termes donnant lieu à la raie 4 101 peuvent être calculés exactement au moyen de la mécanique quantique, et, en admettant un principe de sélection convenable, on trouve une structure dans laquelle les déplacements sont en accord très satisfaisant avec les valeurs déterminées expérimentalement.

Introduction. — La détermination expérimentale de l'effet Zeeman de structure hyperfine n'a été faite que sur les spectres d'un petit nombre d'éléments, lithium [1], sodium [2], potassium [3], césium [4], bismuth [5] et thallium [6]. Les recherches ont été restreintes, sauf pour le cas du bismuth, aux raies de résonance ; et, dans ce cas, pour toutes les raies, sauf deux, les largeurs instrumentales et les largeurs Doppler des raies n'étaient pas suffisamment petites pour résoudre les composantes de structure hyperfine et on observait seulement des groupes de composantes non résolues. De plus, sauf dans le cas du thallium, la résolution de l'effet Zeeman n'était possible que dans des champs magnétiques assez grands pour que la décomposition des termes en question soit notablement plus grande que la largeur de la structure hyperfine, c'est-à-dire dans le cas d'un effet Paschen-Back de structure hyperfine complet.

Notre connaissance expérimentale de l'effet Zeeman de structure hyperfine est donc très

limitée, particulièrement en ce qui concerne l'effet Paschen-Back partiel, et il apparaît nécessaire de poursuivre les recherches dans ce domaine, malgré les difficultés expérimentales inhérentes à ce type de travail. La source lumineuse, fonctionnant dans le champ magnétique, doit donner des raies suffisamment fines pour permettre la résolution des composantes hyperfines très serrées de l'effet Zeeman ; sauf dans les cas du césium, du bismuth et du thallium, une réduction suffisante de la largeur Doppler ne peut être obtenue qu'au moyen d'un jet atomique. En outre, l'instrument spectral de haut pouvoir de résolution doit avoir une limite de résolution bien au-dessus de celle que peuvent donner les plus grands réseaux, de telle sorte qu'il est nécessaire d'utiliser un interféromètre de Fabry-Perot avec une distance relativement grande des lames.

Mais en raison de l'extension de la figure Zeeman sur un domaine de longueur d'onde assez grand, on ne peut pas utiliser un étalon simple de

grande séparation à cause de l'empiètement des ordres ; il est donc nécessaire d'utiliser un étalon double, le plus épais donnant le pouvoir de résolution cherché, et le plus mince donnant l'intervalle spectral libre nécessaire pour éviter l'empiètement des ordres successifs.

Dans la moitié la moins réfrangible du spectre visible, la haute réflectivité et la faible absorption des couches d'argent évaporé permettent de les utiliser sur un double étalon sans perte excessive de lumière due à l'absorption et avec une suppression suffisante des ordres indésirables de l'étalon le plus épais, même avec le rapport relativement élevé des épaisseurs des deux étalons nécessaires pour obtenir simultanément la haute résolution et le large domaine spectral libre ; par exemple, dans le cas des raies de résonance du lithium un rapport de 10 : 1 a été utilisé avec une suppression complète des maxima subsidiaires. Mais en dessous de 4 500 Å, l'absorption des couches d'argent

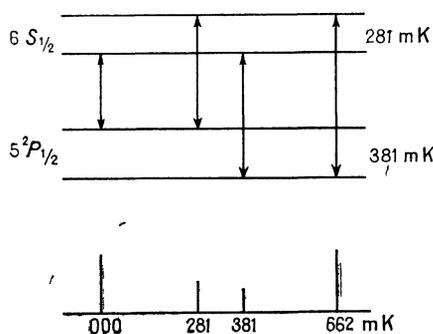


FIG. 1. — Structure hyperfine de la raie λ 4 101 Å ($5s^2 5p \ ^2P_{1/2} \leftarrow 5s^2 6s \ S_{1/2}$) de l'indium.

(ou d'aluminium) de réflectivité suffisante pour supprimer les maxima subsidiaires devient si grande que les temps de pose, même avec des sources de haute intensité, deviennent très longs. Cependant, le développement des couches multi-diélectriques a permis de résoudre cette difficulté et le double étalon peut être utilisé facilement jusqu'à environ 4 000 Å, avec des couches multiples alternées de cryolithe et de sulfure de zinc ; l'étude de la structure hyperfine de l'effet Zeeman de la raie 4 101 Å de l'indium nécessitant une limite de résolution de 20 mK et un domaine spectral libre de 2 000 mK ne présente donc pas plus de difficulté du point de vue instrumental que les études du même genre dans le rouge ou le jaune avec un double étalon argenté.

Cette raie est homologue de la raie 3 777 Å du thallium ; les niveaux d'énergie de structure hyperfine sont représentés sur la figure 1. La structure hyperfine de l'effet Zeeman présente un intérêt particulier parce que les termes supérieurs et les termes inférieurs ont tous les deux des structures

hyperfines assez larges pour permettre la résolution de la structure hyperfine de l'effet Zeeman des termes ; et dans le domaine de 6 000 à 9 000 gauss l'effet Paschen-Back des termes supérieurs $6S_{1/2}$ avec une structure hyperfine de 281 mK et un facteur g de 2 est complet, tandis que pour le terme inférieur $5^2P_{1/2}$, avec une structure hyperfine de 381 mK et un facteur g faible de $2/3$, l'effet Paschen-Back n'est pas atteint. De plus, le spin nucléaire I a la valeur élevée $9/2$ et les termes sont décomposés dans le champ magnétique en 20 niveaux différents. Une étude expérimentale de la structure hyperfine de l'effet Zeeman de cette raie permettrait une comparaison très soignée des rapports d'intervalles avec les rapports calculés par la mécanique quantique et donnerait aussi des indications concernant les intensités relatives des différentes transitions possibles.

Conditions requises de la source lumineuse. —

Si l'effet Paschen-Back de structure hyperfine de la raie 4 101 était bien complet, il y aurait en polarisation π deux groupes de 10 raies réparties uniformément sur une largeur de l'ordre de 70 mK, et en polarisation σ deux groupes similaires répartis sur une largeur d'approximativement 500 mK. En tenant compte de la séparation plus faible des composantes vers les bords extérieurs des groupes des limites de résolution de l'ordre de 5 et de 40 mK respectivement seraient nécessaires pour permettre une résolution complète de ces groupes. On ne peut pas espérer atteindre une largeur Doppler des composantes de cette raie, émise par l'arc à vide de Back, beaucoup plus faible que 100 mK. Avec une décharge en haute fréquence dans un gaz porteur, hélium ou néon, et une faible tension de vapeur de trichlorure d'indium, la température pourrait être abaissée jusqu'aux environs de 400°K donnant une largeur Doppler de 35 mK, tout juste trop grande pour une bonne résolution des groupes les plus larges. Un tube à cathode creuse refroidi à l'eau donnerait, dans les conditions idéales, une largeur Doppler de 30 mK qui serait aussi à peine assez faible, même en l'absence d'élargissement dû au champ électrique assez fort nécessaire pour faire fonctionner une cathode creuse dans le champ magnétique.

Le jet atomique. — Pour obtenir une résolution satisfaisante, il est nécessaire d'avoir des raies dont la largeur n'excède guère la moitié de la plus petite séparation, c'est-à-dire environ 20 mK pour les groupes les plus larges ou 3 mK pour les groupes les plus serrés ; il était donc évident qu'il fallait employer un jet atomique. Un jet atomique d'indium fonctionne correctement entre 950 et 1 150 degrés, températures auxquelles les largeurs Doppler normales sont respectivement 60 et 65 mK. Un calcul exact [7], de la

distribution des vitesses dans un jet atomique idéal, a montré que la largeur des raies est réduite dans le rapport $0,42 \cdot d/l$, d/l étant le facteur de collimation, soit, dans le cas d'un jet formé par un tube, le rapport de la largeur du tube à sa longueur. Cependant cette formule est un peu dangereuse pour comparer la largeur effective d'une raie normale à celle d'une raie produite par un jet atomique, puisque le contour des deux types de raies est très différent ; la raie Doppler normale a un contour caractérisé par une chute d'intensité très rapide dans les ailes, tandis que le contour de la raie donnée par un jet atomique tombe relativement lentement dans cette région. En pratique, on obtient une bien meilleure comparaison des largeurs effectives au moyen de la formule $d/l \cdot \delta\lambda$, où $\delta\lambda$ est la largeur Doppler normale. L'expérience a montré que cette formule donne une largeur égale à la distance minima à laquelle les raies sont séparées, quantité bien plus importante que la demi-largeur classique.

Dans ces conditions, un facteur de collimation de $1/4$ doit permettre une résolution facile de raies distantes de 15 mK en supposant un élargissement négligeable par l'interféromètre, ou approximativement 20 mK en supposant la largeur instrumentale du même ordre de grandeur que la largeur de la raie. Cette collimation est donc tout à fait adéquate pour résoudre la structure des groupes les plus larges ; mais pour les groupes serrés, dans lesquels les distances des raies sont de l'ordre de 5 mK, il serait nécessaire d'utiliser une collimation de l'ordre de $1/12$ ou, en tenant compte d'une largeur instrumentale comparable à la largeur de raie, environ $1/15$. Des expériences préalables ont montré que l'absorption d'un jet atomique simple avec une collimation de $1/12$ fonctionnant à la température la plus élevée est forte pour les composantes les plus fortes de la raie, et faible, mais adéquate, pour une mesure exacte de la plus faible composante dont l'intensité est d'environ $1/8^e$ de l'intensité totale. Si la température et, de ce fait, la vitesse d'évaporation du métal, reste constante, l'intensité de l'absorption au centre de la raie est inversement proportionnelle au degré de collimation ; il apparaît donc que, avec un jet atomique simple ayant une collimation de $1/4$ on pourrait observer des raies dont l'intensité soit $1/40$ de l'intensité totale. C'est-à-dire que, à condition que les intensités des composantes individuelles des quatre groupes de dix raies soient comparables, l'absorption du jet serait suffisante pour l'observation de ces composantes. D'autre part, si on utilisait une collimation plus élevée pour résoudre la structure des groupes serrés l'absorption d'un jet atomique simple ne serait pas suffisante ; il faudrait au moins trois tubes, ou faire passer la lumière plusieurs fois à travers un jet simple. En outre, la difficulté d'utiliser

un étalon double avec un domaine spectral de 2 000 mK et une limite de résolution de 5 mK serait très sérieuse.

Il fut donc décidé de ne pas chercher à résoudre la structure des groupes serrés ; une bonne résolution des groupes larges pourrait fournir les données nécessaires pour déterminer les niveaux d'énergie dans le champ magnétique et des raies suffisamment fines pourraient être obtenues avec une collimation de l'ordre de $1/4$ permettant d'utiliser un jet atomique simple en absorption. Le tube de production du jet atomique fut calculé d'après les caractéristiques de l'électro-aimant. Les pièces polaires sont à sections circulaires, avec un diamètre de 6 cm ; avec un entrefer de 2 cm on peut obtenir des champs jusqu'à 10 000 gauss pendant des périodes prolongées, sans échauffement excessif des enroulements refroidis à l'air ; le champ est homogène à 1 % près dans tout le volume d'un cylindre de 2 cm de diamètre entre les pièces polaires. La construction du tube à jet atomique est très simple. Il est constitué par une croix formée de deux tubes de silice fondu de diamètre extérieur 19,5 mm et intérieur 18 mm. La partie horizontale de la croix constitue la chambre d'observation ; chaque bras s'étend à 10 cm du centre et est fermé par une glace de silice de qualité optique. Cette longueur des bras est nécessaire pour éviter l'obscurcissement des fenêtres par la dispersion du jet qui se produit aux hautes densités nécessaires pour obtenir une absorption suffisante. La partie verticale inférieure du tube a une longueur de 15 cm dont la moitié la plus basse peut être chauffée au moyen d'un four à résistance de platine placé en dessous de l'entrefer de l'électro-aimant.

Source lumineuse pour l'émission du fond. — Pour observer l'absorption du jet atomique il est nécessaire d'avoir une source lumineuse émettant la raie $4\ 101\ \text{Å}$ avec une largeur non inférieure à 1 800 mK, largeur attendue de la figure Zeeman, et de préférence non supérieure à environ 2 000 mK, de façon à permettre l'emploi d'un double étalon de domaine spectral égal à 2 000 mK sans empiètement des ailes de la raie source dans les ordres adjacents. La meilleure méthode de production d'une telle raie serait probablement une excitation à haute fréquence dans un tube contenant du chlorure d'indium avec un gaz porteur (néon ou hélium), le tube étant placé dans un champ magnétique dont l'intensité varierait dans la direction de la ligne de visée d'environ 7 000 à 10 000 gauss, ou, dans le cas de l'observation photographique, un champ magnétique variant périodiquement dans ce domaine. Cela impliquerait l'utilisation d'un second électro-aimant et aussi d'un oscillateur très puissant pour produire la lumière avec une intensité suffisante pour éviter les longues poses. On peut éviter ces complications au moyen d'une source

beaucoup plus simple. En effet la raie $4\ 101$ émise par un arc entre électrodes formées d'un alliage d'environ 97 % de laiton et 3 % d'indium et alimentées par un courant de 4 ampères a un profil suffisamment voisin du profil désiré. Le profil de la raie est très sensible à l'intensité du courant et aussi au temps de fonctionnement de l'arc. Un courant trop élevé donne des effets de renversement, la structure fine apparaissant comme un triplet renversé, les composantes 000 et 662 étant résolues, et les deux composantes centrales 281 et 381 confondues. Avec un courant trop faible l'ensemble n'est pas suffisamment large et la structure hyperfine se présente comme un triplet d'émission, et il y a une chute d'intensité au delà de 500 mK à partir du centre. Ces effets peuvent produire des erreurs systématiques dans les mesures de position des composantes de structure hyperfine en absorption ; si une raie d'absorption est mesurée sur un fond d'émission d'intensité non uniforme des déplacements de l'ordre du $1/3$ de la largeur de la raie d'absorption peuvent se produire. Cependant cette source est très simple à utiliser, elle est tellement intense que de nombreuses photographies peuvent être prises dans différentes conditions de la distribution d'intensité, particulièrement au voisinage du centre de l'ensemble, et les effets de ces déplacements peuvent être contrôlés par comparaison des mesures obtenues sur différentes poses dans le même champ magnétique.

Le spectrographe et l'interféromètre. — La disposition de la source lumineuse, du jet atomique, de l'interféromètre et du spectrographe est représentée

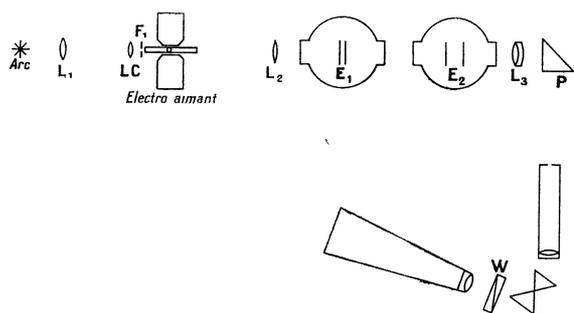


FIG. 2. — Appareil pour l'observation de l'effet Zeeman de structure hyperfine de $\lambda\ 4\ 101$ Å de l'indium.

sur la figure 2. Une image de l'arc agrandie environ 6 fois est formée par la lentille L_1 , sur la fente F_1 (longueur 15 mm, largeur 3 mm), placée immédiatement devant la fenêtre d'entrée de la chambre d'observation du tube du jet atomique. La fente F_1 est au foyer de la lentille L_2 , de 70 cm de distance focale, qui forme ainsi une image à l'infini de la fente éclairée par l'arc. Les deux étalons E_1 et E_2 sont placés dans des boîtes étanches et leur

ensemble forme le double étalon : la lentille de champ L_2 forme une image de la lentille L_1 sur la lentille L_3 assurant ainsi un éclairage uniforme sur toute la longueur de la fente, et permet en outre de corriger les petits défauts d'alignement. La lentille L_3 est un achromat de 50 cm de distance focale et forme une image de la fente F_1 et du système de franges sur la fente du spectrographe S_2 placée au foyer de l'achromat. Le prisme à réflexion totale P sert à réduire la longueur du montage. Le spectrographe est un appareil à deux prismes avec des lentilles achromatiques d'environ 40 cm de distance focale pour le collimateur et la chambre ; l'ouverture est $F/10$. La dispersion à $4\ 100$ Å est d'environ 15 Å/mm, ce qui est suffisant pour séparer de plus d'un mm l'image de la raie $4\ 100$ de l'indium de la raie du cuivre la plus voisine émise par l'arc à alliage laiton-indium. Le prisme de Wollaston W , placé entre le second prisme et la lentille de chambre, sépare les polarisations π et σ donnant ainsi deux images de chaque raie séparées d'environ 1 mm. L'une des deux est environ 3 fois plus intense que l'autre à cause de la perte de lumière par réflexion sur le prisme, plus grande en polarisation σ qu'en polarisation π . Pour photographier les composantes σ une lame demi-onde est placée entre le jet atomique et la fente du spectrographe, de façon à faire tourner le plan de polarisation de 90° , de telle sorte que la polarisation σ dans le champ magnétique se présente comme polarisation π devant le prisme.

Le système de double étalon est choisi de façon à avoir une limite de résolution comparable à la largeur des raies d'absorption donnée par le jet atomique. Dans ce but une séparation de 1 cm a été choisie pour l'étalon le plus épais et les plaques ont été recouvertes d'un revêtement multidiélectrique sulfure de zinc — cryolithe à 7 couches. La réflectivité de ces surfaces est comprise entre 0,95 et 0,96 ; la valeur théorique de la « finesse » correspondant à cette réflectivité est comprise entre $L = 60$ et $L = 75$, mais l'expérience montre qu'en utilisant une ouverture de 3 cm de diamètre, la valeur effective de la finesse est comprise entre 40 et 50, à cause des irrégularités de surface des lames et des défauts de réglage ; la limite de résolution correspondante est comprise entre 12 et 10 mK. L'étalon le moins épais a une séparation de 2,5 mm ou 1,66 mm, donnant un domaine spectral libre de 2 000 mK, ou 3 000 mK. Les lames sont recouvertes de couches multidiélectriques analogues, mais avec seulement 5 couches au lieu de 7. La réflectivité de ces surfaces est comprise entre 0,88 et 0,90. En supposant la plus faible de ces valeurs, l'intensité des maxima subsidiaires les plus forts avec l'étalon de 2,5 mm est approximativement 1 % de celle des maxima principaux, et par conséquent l'intensité en absorption du « ghost » d'une raie absorbée à 100 % correspondrait à une réduction

de l'intensité du fond n'excédant pas 1 %. Dans quelques poses la séparation des lames de l'étalon le moins épais a été réduite à 1,66 mm, donnant un domaine spectral libre de 3 000 mK ; l'intensité des maxima subsidiaires les plus intenses croissait jusqu'à 2 % ; les « ghost » des raies d'absorption les plus intenses correspondaient ainsi à une chute d'intensité de 2 %.

La mise en phase correcte de l'étalon le plus épais sur l'étalon le moins épais a été faite par photographie. Le système est éclairé par la raie 4 101 Å émise par un tube à cathode creuse et une série de clichés des franges était prise à différentes valeurs de la pression de l'air dans l'enceinte de l'étalon de 1 cm. La différence de pression convenable pour réaliser la mise en phase s'obtient en cherchant la pression pour laquelle les maxima primaires sont les plus forts.

La distance focale de 50 cm pour l'achromat qui forme l'image des franges sur la fente du spectrographe est choisie de façon à donner le meilleur compromis entre l'éclairement du système de franges et sa dispersion. Avec cette distance focale le temps de pose est d'environ 1/2 minute à 1 minute, de telle sorte que l'on peut obtenir des clichés correctement exposés pendant le temps de fonctionnement utile du jet atomique ; en effet, au bout des quelques cinq minutes de fonctionnement à la haute densité nécessaire pour produire l'absorption des composantes Zeeman, il se forme dans le tube un anneau d'indium condensé qui accroît la collimation et réduit la densité du jet atomique au point que les composantes les plus faibles ne produisent plus d'absorption observable. L'inconvénient de cette distance focale est que la dispersion n'est pas tout à fait suffisante. Le système de franges est projeté sur la fente de telle sorte que son centre soit à une extrémité de la fente ; le domaine de longueur d'onde correspondant à la longueur de la fente (environ 8 mm) est de 4 000 mK. La dispersion, qui décroît en proportion de la distance au centre impose une limite au domaine utilisable à cause du grain de la plaque. cause d'une perte de résolution en dessous d'une certaine dispersion. Dans ce cas, les raies d'absorption (largeur de l'ordre de 20 mK) deviennent si fines que les composantes les plus faibles sont difficiles à observer quand elles sont à plus de 5 mm du centre (soit à 1 500 mK). En conséquence, il est nécessaire pour observer les composantes les plus faibles d'ajuster la pression de l'air dans l'enceinte de l'étalon le moins épais, de façon à placer favorablement les raies d'absorption. Pour observer les composantes résolues du côté des courts nombres d'ondes de la composante centrale, une position satisfaisante du centre de l'ensemble de la figure est au centre de la fente, ce groupe (négatif) s'étendant à partir d'une distance au centre de 2 à 3 mm, mais cet arrangement n'est pas très satisfaisant pour le

groupe (positif) du côté des grands nombres d'ondes puisqu'il reporte les composantes extérieures au delà de la limite de 5 mm ; pour ce groupe, il est préférable de faire des clichés différents avec le centre de l'ensemble plus près du centre du système de franges.

Mesure et calcul des interférogrammes. — On fait une série de 5 ou 6 poses sur une plaque pour chaque période de fonctionnement du tube. Pour chaque série on fait une pose sans champ magnétique et le reste avec le champ. Un repère est placé à l'extrémité de la fente près du centre du système de franges et sert de ligne de référence à partir de laquelle seront mesurées les positions des raies d'absorption ; les mesures sont faites avec un viseur à micromètre, l'erreur moyenne étant de l'ordre de 3 ou 4 microns (μ) pour les raies bien éloignées du centre, où la dispersion est plus faible, et plus grande pour les raies plus proches du centre.

La réduction des mesures est effectuée de la manière suivante : Si la position du centre du système de franges est connue, de telle sorte que les distances s puissent être converties en rayons r de franges par addition d'une simple constante, la différence, en kaysers, entre le nombre d'ondes d'une frange donnée et celui d'une frange située exactement au centre du système est :

$$\sigma = Kr^2 = K(s + a)^2$$

où

$$K = 1/2\lambda F^2.$$

La valeur de K peut être déterminée par une mesure directe de F , distance focale de la lentille qui forme l'image du système de franges, mais cela n'est pas très facile à cause du prisme à réflexion totale située sur le trajet optique, et du grandissement du spectrographe résultant de l'inégalité des distances focales du collimateur et de la lentille de chambre. On utilise donc une autre méthode pour la déterminer. Les diamètres des franges correspondant à la même composante sont mesurés dans deux ordres successifs. La valeur de K est alors donnée par

$$K = 4/2e(d_2^2 - d_1^2)$$

où d_1 et d_2 sont les diamètres des franges dans deux ordres successifs et e la distance des lames de l'étalon. Cette méthode a l'avantage de tenir compte automatiquement du grandissement du spectrographe.

Connaissant la constante de franges du système (K) la réduction des mesures est simple pourvu que l'on puisse mesurer une ou plusieurs composantes dans deux ordres successifs. C'est, en fait, le cas ; sur toutes les plaques la forte composante centrale est facilement mesurée dans le second ordre à partir du centre et sur beaucoup d'entre

elles il en est de même pour les composantes résolues, en particulier les plus proches du centre. La constante α à ajouter aux valeurs mesurées de s (distance à la ligne de référence) pour obtenir les valeurs réelles du rayon r est donnée par la relation

$$\alpha = (M + s_2^2 - s_1^2) / 2(s_2 - s_1)$$

où

$$M = 1/2 eK$$

e étant la distance des lames de l'étalon (le moins épais dans le cas du double étalon), et s_2 et s_1 les distances à la ligne de référence de deux ordres successifs correspondant à une même composante.

La différence entre le nombre d'ondes d'une composante n et celle qui se trouve au centre, exprimée en fonction de sa distance à partir de la ligne de référence est alors :

$$\sigma = K(\alpha + s_n)^2.$$

La quantité désirée est la différence du nombre d'ondes d'une composante quelconque et de celui du centre de gravité de la transition (voir p. 987) de la structure hyperfine normale, $\delta\sigma$, qui a été calculé à partir des mesures faites sur une pose sans champ magnétique.

Un test pour savoir jusqu'où va l'erreur systématique introduite par cette méthode de calcul a été fait de la façon suivante : l'étalon de 2,5 mm est enlevé et on prend une photographie de l'émission de la cathode creuse, avec absorption par jet atomique (pour donner des raies fines et une meilleure précision des mesures), les franges photographiées étant celles des 4 composantes de la raie 4 101, dans tous les ordres de l'étalon de 1,0 cm. Les nombres d'ondes de ces composantes étant exactement connus (d'après des mesures préalables avec le jet atomique), leur position dans les divers ordres donne des repères à des intervalles d'environ 100 mK dans tout le domaine des franges de l'étalon utilisé dans les mesures, c'est-à-dire de 0 à 3 000 mK. A partir de ces mesures, en utilisant les constantes données précédemment et différentes paires de composantes pour trouver la constante α , on fait une série de calculs des nombres d'ondes de tous les points mesurés et ainsi on mesure l'erreur en chaque point, à des intervalles d'environ 100 mK. De petites erreurs systématiques ont été trouvées et une table de correction a été construite permettant d'éliminer ces erreurs. La correction est faible dans tous les cas. La plus grande valeur dans le domaine de $r = 1$ à $r = 5$ mm est 4 mK, mais dans le domaine de $r = 2$ à $r = 4$ mm dans lequel est confinée la grande majorité des mesures, la correction n'excède pas 2 mK. L'erreur systématique due à cet effet est donc de peu d'importance, et est de toute façon éliminée par cette correction.

Une plus sérieuse source d'erreurs systématiques est la variation d'intensité, dans le domaine spectral, du fond d'émission donné par l'arc. Une bonne mesure de sa grandeur dans une région s'étendant jusqu'à 350 mK de part et d'autre du centre de la figure peut être obtenue à partir des valeurs trouvées pour les séparations des composantes de structure hyperfine sur les poses faites sans champ magnétique. L'erreur moyenne est de 2 mK, la plus grande erreur observée étant de 7 mK ; la pente du profil du fond de l'émission dans les régions plus éloignées du centre n'est pas plus abrupte que dans les cas où il y a une résolution partielle des raies d'émission, soit en renversement, soit directement, dans la région plus centrale (le renversement est déplacé par rapport à la position vraie de la composante hyperfine, probablement à cause d'un déplacement par la pression atmosphérique dans laquelle fonctionne l'arc), en conséquence les erreurs systématiques pour les composantes voisines des bords extérieurs de la figure Zeeman sont probablement d'un ordre de grandeur comparable. L'erreur statistique dépend dans une large mesure de l'intensité des raies. Dans les cas favorables des composantes π les plus voisines du centre, la déviation moyenne des mesures simples (qui, naturellement comprend l'erreur systématique variable) est de 3 à 4 mK, tandis qu'avec les composantes plus faibles, plus voisines des bords, elle est d'environ 5 à 7 mK. On peut en conclure que pour les premiers types de composantes, l'erreur probable est de 3 à 4 mK quand on fait un certain nombre de mesures ; pour les autres composantes une erreur à peu près double peut être attendue dans le cas de moyennes de plusieurs mesures, ou de l'ordre de 10 mK dans le cas d'une simple mesure dans laquelle l'erreur statistique et l'erreur systématique sont combinées.

Étalonnage de l'électro-aimant. — L'électro-aimant a été étalonné en mesurant l'effet Zeeman de la raie 4 047 Å du mercure, qui convient particulièrement bien dans ce but, puisqu'elle donne un triplet simple d'écart double de l'écart normal de Lorentz. La source était une étincelle entre électrodes de laiton, l'électrode inférieure étant creusée d'un petit cratère dans lequel était placé une goutte de mercure. Pour éviter l'élargissement des raies, le courant, donné par un transformateur de 5 000 V, était limité à 20 mA. Un condensateur de 0,001 μ F était connecté à l'étincelle, pour empêcher de s'en aller vers les pôles de l'électro-aimant. L'effet Zeeman de la raie 4 047 émise par l'étincelle était observé avec un étalon ayant une séparation de 1,66 mm. Dix mesures de l'écart étaient faites pour chaque valeur du champ, avec une déviation moyenne de 0,002 K, équivalent à 110 gauss. Puisqu'il est improbable qu'il y ait une erreur systématique sérieuse, la séparation de

l'étalon ayant été choisie de telle sorte que les composantes déplacées étaient séparées de 0,42 ordre pour le plus faible et de 0,53 pour le plus fort champ, l'erreur probable sur la moyenne de toutes les déterminations était de l'ordre de 50 gauss.

Résultats des mesures. — Environ 40 interférogrammes satisfaisants de l'absorption du jet

atomique ont été faits à 5 valeurs différentes du champ entre 5 800 et 8 500 gauss, et mesurés et réduits comme il a été décrit plus haut. Les tables suivantes contiennent un résumé des résultats de ces mesures ; les positions théoriques des composantes, calculées par une méthode décrite plus loin, sont aussi données. La table 1 contient les mesures des composantes résolues, et la table 2 donne les

TABLE I

Composantes résolues

COMPOSANTE		-10	-9	-8	-7	-6	-5	-4	-3	-2	-1	1	2	3	4	5	6	7	8	9	
6 700 π	Cal.	-713	-678	-640	-600	-557	-511	-461	-403	-337	-255	350	413	470	521	565	610	650	688	723	mK
	Mes.	—	-675	-643	-609	-564	-517	-466	-404	-340	-258	346	414	471	519	563	611	647	682	720	mK
	Int.	—	1	2	2	2	3	3	4	5	4	4	3	3	2	2	1	1	1/2	1/2	
	No.	—	1	7	7	8	9	10	10	13	15	15	11	8	6	6	6	2	1	1	
6 700 σ	Cal.	-725	-693	-656	-617	-575	-531	-482	-429	-367	-294	387	447	500	548	592	633	672	714	748	mK
	Mes.	-729	-696	-656	-618	-578	-534	-489	-434	-370	-283	389	441	502	550	591	632	672	(710 à 750)		mK
	Int.	2	3	3	3	3	3	3	3	3	1	3	3	3	3	3	2	2	3	large	
	No.	3	3	4	4	4	4	4	4	4	2	1	1	1	1	1	1	1	1	1	
7 300 π	Cal.	-750	-711	-674	-632	-588	-541	-490	-431	-364	-279	374	441	500	550	599	642	682	721	758	mK
	Mes.	—	—	—	-635	-593	-546	-490	-432	-362	-273	368	440	499	546	595	634	—	—	—	
	Int.	—	—	—	1	1	1	2	4	5	4	4	2	2	1	1	1	—	—	—	
	No.	—	—	—	4	4	4	4	4	4	5	2	2	2	2	2	2	—	—	—	
7 600 π	Cal.	-766	-728	-691	-648	-603	-555	-504	-445	-377	-292	388	455	514	566	614	658	702	738	776	mK
	Mes.	—	—	-691	(-664)	-617	-565	-509	-452	-380	-289	386	459	514	565	611	(670)	—	—	—	
	Int.	—	—	1	1	1	2	3	4	4	4	3	3	2	1	1	1/2	—	—	—	
	No.	—	—	1	2	2	2	2	2	2	3	3	3	2	1	1	1	—	—	—	
7 600 σ	Cal.	-780	-743	-709	-666	-623	-577	-527	-472	-409	-335										
	Mes.	-790	-750	-715	-665	-628	-579	-531	-477	-413	-342										
	Int.	2	2	2	3	3	3	3	3	3	3										
	No.	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2										
8 500 π	Cal.	-823	-783	-742	-698	-652	-601	-546	-484	-411	-313	421	494	556	611	660	707	750	792	832	mK
	Mes.	—	—	—	-709	-657	-613	-556	-489	-415	-317	417	489	553	607	654	—	—	—	—	
	Int.	—	—	—	1	1	2	2	3	4	4	4	4	3	2	2	—	—	—	—	
	No.	—	—	—	2	2	3	5	6	5	8	8	8	5	2	1	—	—	—	—	
8 500 σ	Cal.	-838	-800	-759	-717	-673	-624	-571	-514	-449	-373	456	526	585	638	687	732	774	815	854	mK
	Mes.	-838	-802	-762	-722	-672	-618	-572	-508	-445	-368	450	519	585	632	680	728	777	808	849	mK
	Int.	2	2	3	3	3	3	3	4	4	4	5	5	5	5	3	3	3	3	3	
	No.	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	
5 800 π	Cal.	-657	-624	-589	-552	-512	-469	-421	-368	-305	-227										
	Mes.	—	-629	-592	-557	-521	-478	-433	-374	-310	-233										
	Int.	—	1/2	1/2	1/2	1/2	1	2	3	4	5										
	No.	—	2	2	2	2	2	2	2	2	2										

TABLE II

Composantes non résolues

COMPOSANTE		- π	+ π	- σ (-)	- σ (+)	- σ (-)	- σ (+)	
6 700	Cal.	- 152 à - 96	106 à 168	- 164 à - 130	- 128 à - 48	79 à 145	142 à 179	mK
	Mes.	- 139 (55)	141 (57)	- 85 (100)		145 (60)		
	Int.	40	40	20		30		
	No.	15	15	4		4		
7 300	Cal.	- 170 à - 120	130 à 187					
	Mes.	- 151 (50)	162 (60)					
	Int.	40	30					
	No.	6	6					
7 600	Cal.	- 179 à - 131	142 à 196	- 195 à - 167	- 157 à - 189	109 à 165	166 à 210	mK
	Mes.	- 168 (45)	173 (60)	- 125 (80)		188 (60)		mK
	Int.	30	30	2		30		
	No.	3	3			2		
8 500	Cal.	- 206 à - 180	193 à 224	- 224 à - 215	- 184 à - 140	152 à 200	225 à 237	mK
	Mes.	- 199 (35)	202 (40)	- 160 (80)		240 (50)		mK
	Int.	50	50	30		30		
	No.	13	13	3		3		
5 800	Cal.	- 121 à - 47	57 à 139					
	Mes.	- 109 (60)	124 (60)					
	Int.	- 20	15					
	No.	2	2					

positions des centres des composantes centrales, non résolues. Les intensités sont les valeurs estimées d'après des courbes microphotométriques ; elles donnent seulement l'ordre de grandeur des intensités relatives des composantes. Une tentative a été faite pour relier les intensités estimées des composantes extérieures résolues et du groupe central intense et non résolu ; mais en raison de la grande différence d'intensités et de largeurs, cette compa-

raison est très difficile. Les largeurs de ces groupes non résolus ont aussi été mesurées et sont données (entre parenthèses) après leur position. La 4^e colonne (No.) indique le nombre de poses différentes sur lesquelles les composantes ont été mesurées.

Dans la table 3 sont données les transitions qui donnent les composantes — 10 à — 1 et 1 à 10 de la table 2, et les six groupes calculés dans la

TABLE III

Transitions. Composantes résolues.

	— 10 ... — 1	1 ... 9	— 10 . . . — 1	1 ... 9
$S_{1/2} : m_F$	4* ... — 5*	— 4 ... 4	4* . . . — 5*	— 3 . . . 5
$^2P_{1/2} : m_F$	4 ... — 5	— 4* ... 4*	5 . . . — 4	— 4* . . . 4*

Composantes non résolues

	— π	+ π	— σ (—)	— σ (+)	+ σ (—)	+ σ (+)
$S_{1/2} : m_F$	4* à — 4*	— 4 à 5	4* à — 3*	3* à — 5*	— 4 à 4	— 4 à 5
$P_{1/2} : m_F$	4* à — 4*	— 4 à 5	3* à — 4*	4* à — 4*	— 3 à 5	— 4 à 4

Les nombres (m_F) simples appartiennent aux groupes supérieurs (valeurs positives de la racine) et les nombres avec des astérisques appartiennent aux groupes inférieurs.

table 1. Les figures 3 et 4 montrent des courbes microphotométriques de quelques-uns des interférogrammes, faits dans tous les cas avec la combinaison des étalons de 2,5 et 10,15 mm, sauf en *d* de la figure 3, qui a été obtenue avec la combinaison 1,66 et 10,15 mm. Les échelles donnent la distance en mK à partir du centre du système de franges ; la distance d'une composante à partir du centre de gravité est obtenue en ajoutant (ou en soustrayant s'il y a le signe —), la valeur pour le point 0. Il y a plusieurs points intéressants à remarquer sur ces courbes. Pour les plus faibles champs (*fig. 3b* et *c*) les intensités presque égales des composantes des groupes extérieurs résolus en polarisation σ apparaissent clairement en comparaison de la chute rapide en polarisation π , comme apparaît aussi l'intensité relativement plus grande des composantes centrales non résolues en polarisation π . La comparaison avec la figure 4 montre que ces effets sont plus prononcés aux champs plus élevés. Dans les figures 3*a*, *b* et *c* et 4*c*, la pression de l'air dans l'étalon a été ajustée, de façon à favoriser le groupe négatif et le spectre entier apparaît dans un ordre. Mais dans les figures 4*a* et *b* la pression était ajustée pour le groupe positif, et le groupe négatif apparaît dans l'ordre inférieur suivant ; en conséquence pour ce groupe, 2 000 mK environ (un ordre) a été soustrait de l'échelle. Dans la figure 3*d* faite aussi pour le groupe positif, le spectre entier jusqu'à 2 000 mK est observé dans un ordre, puisque le domaine spectral plus grand permettant de faire travailler l'arc à plus haute température avec plus d'élargissement pour donner un fond plus uniforme pour le groupe positif, est évident ; avec le plus petit domaine

spectral, de 2 000 mK, l'élargissement relativement plus grand de l'aile négative du fond d'émission aurait causé la perte des composantes les plus

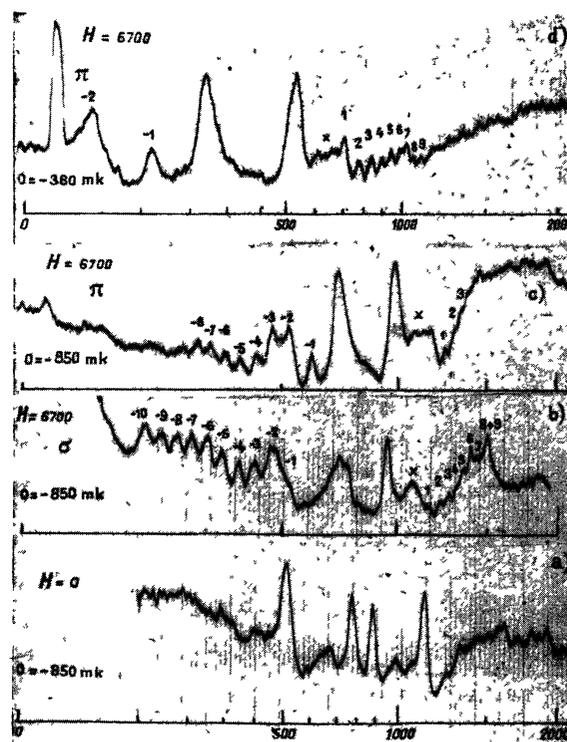


FIG. 3. — Effet Zeeman de λ 4 101 Å de l'indium ($H = 6\,700$ gauss) :
a, *b* et *c* : double étalon d'épaisseurs 2,5 et 10,15 mm
d : double étalon d'épaisseurs 1,66 et 10,15 mm :
 (*a* : structure hyperfine en l'absence de champ magnétique).

faibles du groupe positif à cause de la superposition de l'aile négative d'émission dans l'ordre contigu inférieur.

Certains des effets indésirables du manque d'uniformité du fond d'émission donné par l'arc sont aussi évidents. Dans la figure 3*b* et *c* le renversement produit une chute dans l'intensité du fond

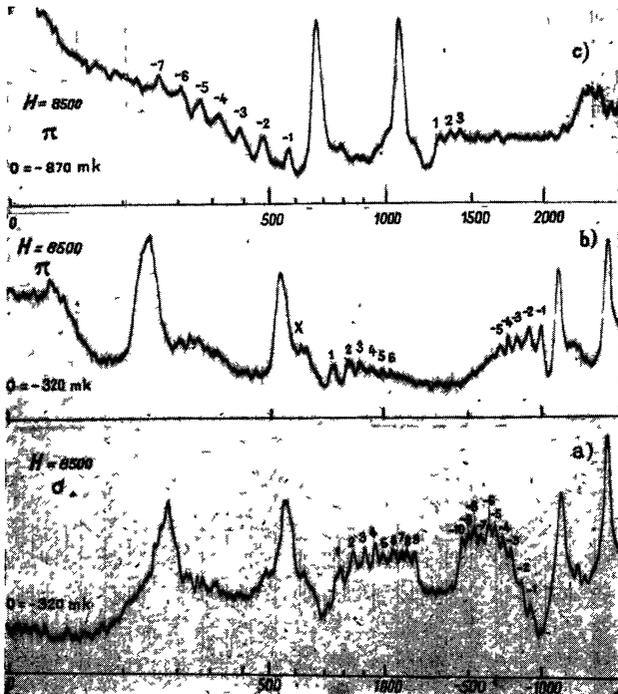


FIG. 4. — Effet Zeeman de λ 4 101 Å de l'indium ($H = 8\,500$ gauss) double étalon d'épaisseurs 2,5 et 10,15 mm.

d'émission qui renforce l'intensité des composantes — 2 et — 3 en *c* et — 2 en *b* et fait presque perdre la composante — 1, à cause de la forte pente du fond. Les larges absorptions apparentes, beaucoup trop larges pour être dues à l'absorption du jet atomique, marquées par un X sont aussi dues au renversement dans l'arc. La décroissance rapide de l'intensité du fond du groupe positif de la figure 3*b* et *c* est aussi caractéristique, comme la croissance rapide (la chute de la courbe correspondant à une croissance de l'intensité de l'émission) dans la région des plus basses composantes négatives dans la figure 4*a*, due au renversement de l'aile négative qui se produit lorsque l'arc est assez chaud pour donner une aile positive satisfaisante permettant de voir l'absorption pour toutes les 9 composantes.

Calcul de la structure hyperfine de l'effet Zeeman.

— La théorie quantique de l'effet Zeeman anormal élaborée par Heisenberg et Jordan [8] et par Darwin [9], et appliquée par Goudsmit et Bacher [10] au cas de la structure hyperfine,

permet de calculer exactement les énergies des niveaux en lesquels se décomposent les niveaux de structure hyperfine dans un champ magnétique d'intensité quelconque. Dans le cas des termes $6S_{1/2}$ et $5^2P_{1/2}$, les différences d'énergie de ces nouveaux niveaux par rapport au centre de gravité des deux niveaux de structure hyperfine des termes considérés sont donnés par :

$$\delta\sigma = -\frac{\Delta S_{1/2}}{2(2I+1)} + \frac{1}{2}\Delta S_{1/2}\sqrt{1 + \frac{4m}{(2I+1)} \cdot x + x^2}$$

$$\delta'\sigma = -\frac{\Delta^2 P_{1/2}}{2(2I+1)} + \frac{1}{2}\Delta^2 P_{1/2}\sqrt{1 + \frac{4m'}{(2I+1)} \cdot x' + x'^2}$$

où

$$x = 4,70 \times 10^{-5} Hg(J) \text{ et } g(J) = 2$$

$$x' = 4,70 \times 10^{-5} Hg(J') \text{ et } g(J') = 2/3$$

$$I = 9/2 \quad \Delta S_{1/2} = 281 \quad \Delta^2 P_{1/2} = 381 \text{ mK}$$

m étant un nombre entier quelconque compris entre 5 et — 5.

On doit prendre les valeurs positives de la racine carrée pour toutes les valeurs de m de 5 à — 4 et les valeurs négatives pour toutes les valeurs de m de 4 à — 4, tandis que pour la valeur $m = 5$, qui réduit la racine carrée de $1 - 2x + x^2$, il faut toujours prendre la valeur $(1 - x)$ c'est-à-dire la valeur positive si x est plus petit que 1 et la valeur négative si x est plus grand que 1. Ainsi, dans le premier cas ($x < 1$) il y a un groupe de 11 niveaux pour lesquels la racine est positive, m ayant les valeurs de 5 à — 5, et un groupe de 9 niveaux pour lesquels la racine est négative, avec des valeurs de m de 4 à — 4 ; tandis que dans le dernier cas ($x > 1$) il y a un groupe de 10 niveaux pour lesquels la racine est positive avec des valeurs de m de 5 à — 4, et un autre groupe de 10 niveaux pour lesquels la racine est négative avec des valeurs de m de 4 à — 5. Dans le cas présent, le domaine des champs magnétiques dans lequel les observations ont été faites donne pour le terme $6S_{1/2}$ des valeurs de x allant de 1,92 à 5 800 gauss à 2,85 à 8 500 gauss et ainsi x est nettement plus grand que 1, même pour les plus faibles valeurs du champ ; la valeur négative de la racine carrée est prise pour la valeur $m = -5$, et le niveau décomposé en deux groupes de 10 niveaux. Les nombres quantiques associés à ces niveaux sont m_I et m_J le premier ayant des valeurs demi-entières comprises entre 9/2 et — 9/2, et le dernier ayant la valeur 1/2 pour le groupe positif et — 1/2 pour le groupe négatif. La valeur de m est la somme de m_I et m_J . Mais, pour le terme $5^2P_{1/2}$, en raison de la valeur plus petite de $g(J)$ et, à un moindre degré, de l'écart de structure hyperfine plus grand, les valeurs de x vont de 0,476 à 0,700 pour le domaine de champ magnétique utilisé, ainsi x est nettement plus petit que 1, même pour le champ le plus élevé ; la valeur

positive de la racine carrée est prise pour $m = -5$ et le niveau est décomposé en un groupe positif de 11 niveaux et un groupe négatif de 9 niveaux. Les nombres quantiques associés avec ces niveaux sont les valeurs m_J allant de 5 à -5 pour le groupe positif et de 4 à -4 pour le groupe négatif.

Les énergies des composantes hyperfines de l'effet Zeeman données par les transitions entre les niveaux S et P , calculées de cette manière (en mK), sont les déplacements des composantes comptés à partir d'une raie fictive, transition entre le centre de gravité du terme $6S_{1/2}$ et le centre de gravité du terme $5^2P_{1/2}$. Si la composante hyperfine de grande longueur d'onde A a la valeur 000 mK, la position de cette raie fictive est $\frac{11}{20} \cdot 281 + \frac{9}{20} \cdot 381 = 325$ mK.

Pour obtenir les composantes de structure hyperfine de l'effet Zeeman à partir de ces niveaux, il est nécessaire de supposer certaines règles de sélection entre les niveaux des états supérieurs et inférieurs. Pour les transitions donnant des composantes π , la valeur de m doit être la même dans les deux états. Cette règle de sélection explique immédiatement la grande différence entre la figure Zeeman observée ici et celle de l'effet Paschen-Back complet dans laquelle on observe seulement les deux groupes centraux serrés. Dans la figure 5 sont représentés les niveaux hyperfins des termes dans un champ de 6 700 gauss, les lignes pleines représentant les transitions dans lesquelles la valeur de m reste inchangée. Il est clair que deux types différents de transition sont permis par la règle de sélection précédente ; m peut rester inchangé, soit entre le groupe supérieur (ou inférieur) de l'un des termes et le groupe supérieur (ou inférieur) d'un autre terme donnant le groupe central ⁽¹⁾ serré, soit entre le groupe supérieur (ou inférieur) de l'un des termes et le groupe inférieur (ou supérieur) de l'autre terme, donnant des groupes extérieurs largement espacés. Dans l'effet Paschen-Back complet ceci n'est pas possible, car les nombres quantiques décrivant le terme $^2P_{1/2}$ sont aussi m_I et m_J et m_I ne peut pas changer, de telle sorte que m_J ne peut pas changer non plus, si m reste inchangé ; ainsi, les transitions entre les groupes supérieur (ou inférieur) et inférieur (ou supérieur) ne sont pas possibles. Les composantes σ sont supposées dues aux transitions dans lesquelles la valeur de m change de ± 1 . Elles sont représentées dans la figure 5 par les lignes verticales pointillées. Dans les groupes intérieurs serrés de composantes correspondant à des transitions du groupe supérieur (ou inférieur) du terme supérieur au groupe supérieur (ou inférieur) du terme inférieur, il est supposé que m ne peut changer que de 1 ou -1 , et ainsi

(1) Dans le cas des groupes centraux serrés, on a représenté seulement, par raison de simplicité, la composante de plus grande fréquence et la composante de plus faible fréquence de chaque groupe de transition.

chacun de ces deux groupes intérieurs de composantes consistent en deux sous-groupes ; comme le montre le diagramme. Dans le cas des transitions qui donnent lieu aux groupes extérieurs σ on a tracé dans les diagrammes seulement les transitions pour lesquelles la variation de m est $+1$ (en absorption) pour une transition du groupe inférieur P au groupe supérieur S , et est -1 pour une transition du groupe supérieur P au groupe inférieur S . Cela correspond aux variations de m_J de $-1/2$ à $+1/2$, et de $+1/2$ à $-1/2$, qui se produisent dans l'effet Paschen-Back complet. Les valeurs calculées pour les positions des composantes ont été obtenues

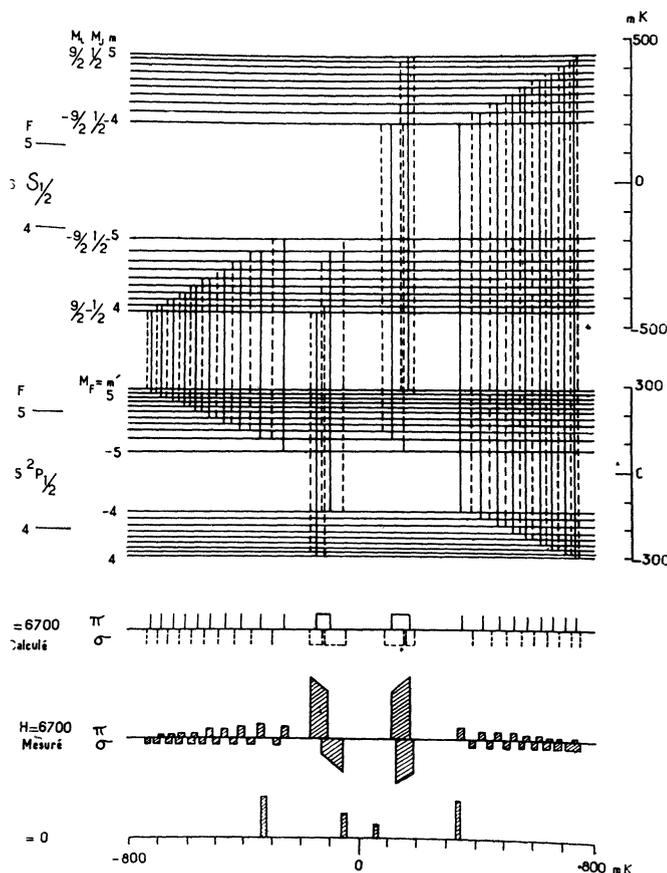


FIG. 5. — Schéma de niveaux et transitions de $\lambda 4101 \text{ \AA}$ de l'indium dans un champ de 6 700 gauss.
En traits pleins : composantes π .
En traits hachurés : composantes σ .

dans l'hypothèse que ces transitions seules se produisent, ou que l'autre type de transition est beaucoup moins probable. Les autres types de transitions dans lesquelles la variation de m serait -1 pour une transition entre le groupe supérieur P et le groupe inférieur S , donneraient lieu à des composantes différant de seulement 5 mK [des transitions précédentes, sauf dans le cas de la première composante du groupe négatif, pour

laquelle la différence est d'environ 20 mK. Les observations sont en accord avec les valeurs calculées d'après le principe de sélection adopté dans le cas de cette composante ; pour les autres, la différence de 5 mK produirait un déplacement de seulement 2 1/2 mK si les deux types de transitions étaient également probables, différence plus petite que l'incertitude expérimentale.

Comparaison entre les composantes hyperfines Zeeman observées et calculées. — Il semble d'après la table ci-dessus qu'il y ait un accord des plus satisfaisants entre les positions des composantes Zeeman calculées par la méthode précédente et les résultats expérimentaux pour les composantes extérieures résolues. La différence entre les positions calculées et observées ne dépasse pas 10 mK dans les cas les plus défavorables, composantes voisines des bords extérieurs de la figure où la pente du fond d'émission peut produire des erreurs systématiques de l'ordre du tiers de la largeur des raies ; tandis que, pour les composantes voisines du centre, les différences sont seulement de quelques mK, ce qui est bien en dessous de l'erreur probable combinée, tenant compte de toutes les sources d'erreurs : erreur statistique, erreurs dues à la pente du fond d'émission, erreurs dans la détermination du champ magnétique, et erreurs de mesures et de réduction (dues à de possibles inexactitudes dans la détermination du système de franges et du centre de gravité de la structure hyperfine sans champ par la méthode décrite plus haut). Cet accord quantitatif est frappant ; la différence moyenne (4 mK) est moindre que 1 %, et il n'y a pas de différence

systematique apparente entre les positions observées et calculées ; l'accord est de l'ordre de dix fois meilleur que l'accord trouvé par Back et Wulff [6], dans le cas du thallium où la différence moyenne était de plus de 50 mK, soit plus de 10 %. La principale différence entre les figures calculées et observées est le défaut d'observation des composantes extérieures des groupes résolus en polarisation π aux plus hauts champs magnétiques dû probablement à leur décroissance d'intensité dans les champs intenses.

Les mesures des composantes centrales non résolues présentent aussi un accord satisfaisant avec le calcul, tant en ce qui concerne les positions de leur centre que leurs largeurs, dans le cas de la polarisation π . En polarisation σ la position observée des groupes centraux apparaît comme correspondant aux transitions entre $m + 1$ dans le terme P et m dans le terme S dans le groupe négatif ; mais dans le groupe positif comme correspondant aux transitions entre $m - 1$ dans le terme P et m dans le terme S , ce qui implique que ces transitions sont plus probables.

L'auteur est heureux de saisir cette occasion pour exprimer sa gratitude au Pr Jacquinet, pour avoir mis à sa disposition les ressources du Laboratoire qui ont rendu ce travail possible, et pour son intérêt constant et ses encouragements au cours de cette recherche ; ainsi qu'au Dr Giacomo et à M. Roizen pour la préparation des surfaces multi-diélectriques sur les lames d'étalon.

Manuscrit reçu le 1^{er} juin 1956.

BIBLIOGRAPHIE

- | | |
|--|---|
| <p>[1] JACKSON (D. A.) and KUHN (H.), <i>Proc. Roy. Soc.</i>, 1939, 173, 278-285.</p> <p>[2] JACKSON (D. A.) and KUHN (H.), <i>Proc. Roy. Soc.</i>, 1938, 167, 205-216.</p> <p>[3] JACKSON (D. A.) and KUHN (H.), <i>Proc. Roy. Soc.</i>, 1938, 165, 303-312.</p> <p>[4] KOPFERMANN (A. H.) and KRUEGER (H.), <i>Z. Physik</i>, 1936, 102, 527-533.</p> <p>[5] BACK (E.) and GOUDSMIT (S.), <i>Z. Physik</i>, 1928, 47, 174-183, 128.</p> | <p>[6] BACK (E.) and WULFF (J.), <i>Z. Physik</i>, 1930, 66, 31-48. GREEN (J.B.) and WULFF (J.), <i>Phys. Rev.</i>, 1931, 38, 2176-2192.</p> <p>[7] MINKOWSKI (R.) and BRUCK (H.), <i>Z. Physik</i>, 1935, 95, 274-283.</p> <p>[8] HEISENBERG (W.) and JORDAN (P.), <i>Z. Physik</i>, 1926, 37, 263-277.</p> <p>[9] DARWIN (G. C.), <i>Proc. Roy. Soc.</i>, 1927, 115, 1-19.</p> <p>[10] GOUDSMIT (S.) and BACHER (R. F.), <i>Z. Physik</i>, 1930, 66, 13-30.</p> |
|--|---|