HAL
open science

Recherches sur le phénomène de Zeeman dans les champs magnétiques intenses

Pierre Jacquinot

To cite this version:

Pierre Jacquinot. Recherches sur le phénomène de Zeeman dans les champs magnétiques intenses. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université de Paris, 1937. Français. NNT : . tel-00278199

HAL Id: tel-00278199

https://theses.hal.science/tel-00278199v1

Submitted on 9 May 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.

SÉRIE A, N° 1718
N° D'ORDRE :
2584

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M. Pierre JACQUINOT
Agrégé des Sciences Physiques,
Boursier de la Caisse de la Recherche Scientifique.

1re THÈSE. — RECHERCHES SUR LE PHÉNOMÈNE DE ZEEMAN DANS LES CHAMPS MAGNÉTIQUES INTENSES.

2e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le Mai 1937 devant la Commission d'examen

20 MAI 1937

MM. COTTON..... *Président.*
FABRY..... } *Examinateurs.*
CROZE..... }

PARIS
MASSON ET Cie, ÉDITEURS
LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE
120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1937

SÉRIE A, N° 1718
N° D'ORDRE :
2584

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M. Pierre JACQUINOT
Agrégé des Sciences Physiques,
Boursier de la Caisse de la Recherche Scientifique.

1re THÈSE. — RECHERCHES SUR LE PHÉNOMÈNE DE ZEEMAN DANS LES CHAMPS MAGNÉTIQUES INTENSES.

2e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le Mai 1937 devant la Commission d'examen

28 MAI 1937

MM. COTTON ..... *Président.*
FABRY ..... } *Examinateurs.*
CROZE .....

ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE
LABORATOIRE

PARIS
MASSON ET Cie, ÉDITEURS
LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE
120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1937

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen honoraire..... M. MOLLIARD.
Doyen.... ..... C. MAURAIN, *Professeur*, Physique du Globe.

Professeurs honoraires
- H. LEBESGUE.
- A. FERNBACH.
- A. LEDUC.
- Émile PICARD.
- Rémy PERRIER.
- Léon BRILLOUIN.
- GUILLET.
- PÉCHARD.
- FREUNDLER.
- AUGER.
- BLAISE.
- DANGEARD.
- LESPIEAU.
- MARCHIS.
- VESSIOT.
- PORTIER.

PROFESSEURS

G. BERTRAND..... T Chimie biologique.
M. CAULLERY..... T Zoologie (Évolution des êtres organisés).
G. URBAIN..... T Chimie générale.
Émile BOREL..... T Calcul des probabilités et Physique mathématique.
Jean PERRIN..... T Chimie physique.
H. ABRAHAM..... T Physique.
E. CARTAN..... T Géométrie supérieure.
A. COTTON..... T Recherches physiques.
J. DRACH..... T Analyse supérieure et Algèbre supérieure.
Charles FABRY.... T Enseignement de Physique.
Charles PÉREZ.... T Zoologie.
Léon BERTRAND .. T Géologie structurale et géologie appliquée.
E. RABAUD..... T Biologie expérimentale.
M. GUICHARD..... Chimie minérale.
Paul MONTEL..... T Théorie des fonctions et Théorie des transformations.
P. WINTREBERT .. T Anatomie et histologie comparées.
L. BLARINGHEM .. T Botanique.
O. DUBOSCQ..... T Biologie maritime.
G. JULIA..... T Mécanique analytique et Mécanique céleste.
C. MAUGUIN..... T Minéralogie.
A. MICHEL-LÉVY. T Pétrographie.
H. BÉNARD... ... T Mécanique expérimentale des fluides.
A. DENJOY..... T Application de l'analyse à la Géométrie.
L. LUTAUD..... T Géographie physique et géologie dynamique.
Eugène BLOCH.... T Physique théorique et physique céleste.
G. BRUHAT..... Physique.
E. DARMOIS..... Enseignement de Physique.
A. DEBIERNE..... T Physique Générale et Radioactivité.
A. DUFOUR..... T Physique (P. C. B.).
L. DUNOYER..... Optique appliquée.
A. GUILLIERMOND. T Botanique.
M. JAVILLIER..... Chimie biologique.
L. JOLEAUD..... Paléontologie.
ROBERT-LÉVY.... T Physiologie comparée.
F. PICARD..... Zoologie (Évolution des êtres organisés).
Henri VILLAT..... T Mécanique des fluides et applications.
Ch. JACOB..... T Géologie.
P. PASCAL..... T Chimie minérale.
M. FRÉCHET..... T Calcul différentiel et Calcul intégral.
E. ESCLANGON.... T Astronomie.
Mme RAMART-LUCAS T Chimie organique.
H. BÉGHIN..... T Mécanique physique et expérimentale.
FOCH..... Mécanique expérimentale des fluides.
PAUTHENIER..... Physique (P. C. B.).
De BROGLIE..... T Théories physiques.
CHRÉTIEN..... Optique appliquée.
P. JOB..... Chimie générale.
LABROUSTE..... Physique du Globe.
PRENANT..... Zoologie.
VILLEY..... Mécanique physique et expérimentale.
BOHN..... Zoologie (P. C. B.).
COMBES..... .. T Physiologie végétale.
GARNIER..... T Mathématiques générales.
PÉRÈS..... Mécan. théor. des fluides.
HACKSPILL..... Chimie (P. C. B.).
LAUGIER..... T Physiologie générale.
TOUSSAINT..... Technique Aéronautique.
M. CURIE..... Physique (P. C. B.).
G. RIBAUD..... T Hautes températures.
CHAZY..... T Mécanique rationnelle.
GAULT..... Chimie (P. C. B.).
CROZE ..... Recherches physiques.
DUPONT..... T Théories chimiques.
LANQUINE..... Géologie.
VALIRON ..... Mathématiques générales.
BARRABÉ ..... Géologie structurale et géologie appliquée.
MILLOT..... Zoologie (P. C. B.).
F. PERRIN..... Théories physiques.
VAVON..... Chimie organique
G. DARMOIS..... Calcul des Probabilités et Physique-Mathématique.

Secrétaire..... A. PACAUD.
Secrétaire honoraire..... D. TOMBECK.

A LA MÉMOIRE DE MON PÈRE

A MA MÈRE

A mes Maîtres

MONSIEUR A. COTTON
Membre de l'Institut

MONSIEUR F. CROZE
Professeur à la Sorbonne

Hommage de respectueuse gratitude

RECHERCHES SUR LES PHÉNOMÈNES DE ZEEMAN DANS LES CHAMPS MAGNÉTIQUES INTENSES

Par Pierre JACQUINOT
Agrégé de l'Université,
Boursier de la Caisse de la Recherche Scientifique.

INTRODUCTION

L'ensemble de nos connaissances expérimentales et théoriques sur le phénomène de Zeeman forme depuis quelques années déjà un ensemble suffisamment étendu et complet pour que l'on soit tenté de croire qu'aucun aspect nouveau livré par l'expérience ne pourrait être autre chose que la confirmation d'une théorie existante.

En effet, le sens propre du terme « effet Zeeman anormal » semble devoir se restreindre de plus en plus, cette dénomination n'étant plus que la dénomination conventionnelle de décompositions rentrées depuis longtemps dans la norme, puisque nous savons, depuis les travaux de Back et Landé (1921) que ce sont les types les plus courants : le triplet pur, l'aspect le plus simple, est presque exceptionnel et les figures les plus compliquées dépendent le plus souvent de facteurs de décomposition g en parfait accord avec les « facteurs de Landé ».

Malgré cette normalisation il restait encore, pour un cer-

tain nombre de spectres, le néon par exemple, des valeurs de g différant notablement de celles de Landé : on s'aperçut alors que ces valeurs, de même que la « règle des intervalles de Landé » ne s'appliquent qu'à certains modes de couplages des moments électroniques, rencontrés dans les modèles d'atomes les plus courants. A ce mode de couplage, qui représente un cas limite, le couplage Russell-Saunders, on opposa un autre cas limite, le couplage j-j. Chaque électron est représenté par ses trois moments : l, moment orbital, s, moment de rotation et j, résultante quantifiée des deux autres. Dans le premier cas les interactions entre électrons sont telles que les propriétés de l'atome peuvent être représentées par trois moments identiques L et S résultantes des moments électroniques correspondants et J résultante de L et S. Dans le second cas J est la résultante des j individuels. Les dispositions des niveaux d'énergie résultant des diverses orientations relatives des moments sont toutes différentes dans les deux cas limites, et si l'on observe rarement dans les spectres le second cas, on a assez souvent l'occasion d'observer des cas intermédiaires. En 1926, Goudsmit et Uhlenbeck donnèrent le moyen de calculer les facteurs g pour le couplage j-j et l'on vit alors que les valeurs de g n'obéissant pas à la formule de Landé étaient comprises entre celles de Landé et celles du couplage j-j, de même que les termes pour lesquels elles étaient observées présentaient des couplages intermédiaires entre les deux cas limites.

Les rapides progrès de la mécanique quantique devaient ensuite permettre à des théoriciens américains, Houston, Goudsmit, Inglis, Johnson, de développer, de 1929 à 1932, plusieurs théories des couplages intermédiaires, expliquant parfaitement certaines configurations électroniques parmi les plus simples, quand certaines interactions sont encore négligeables. Ces théories permettent en général de calculer des valeurs de g qui rendent compte des valeurs expérimentales à peu près dans la mesure où elles représentent les

positions des niveaux sans champ. Certains niveaux s'influencent mutuellement, provoquant des variations de g telles que la somme de leurs valeurs reste constante pour une configuration donnée : la règle des sommes de g, de Pauli, se trouve ainsi confirmée par les nouvelles théories. Il est encore quelques cas, cependant, où les facteurs g restent inexpliqués et n'obéissent même pas à la règle des sommes : on suppose alors généralement, et on a pu le vérifier dans certains cas, que les interactions perturbatrices ont lieu entre deux configurations différentes, et la règle des sommes de g, pour rester valable, doit être étendue à deux configurations. Le nombre des niveaux dont les décompositions magnétiques risquent d'échapper à toute explication théorique diminue cependant de plus en plus, et l'étude de l'effet de Zeeman proprement dit s'est déjà étendue à presque tous les cas possibles.

Il n'en est pas tout à fait de même pour cet aspect du phénomène de Zeeman qui porte le nom d'effet Paschen-Back, et dont une définition généralisée pourrait être la suivante : toute modification de la forme de la figure magnétique symétrique d'une raie quand le champ augmente. Jusqu'à présent on considérait que de telles modifications ne se produisaient que lorsque la largeur des multiplets magnétiques devenait du même ordre que celle des multiplets naturels et l'on ne connaissait d'exemples d'effet Paschen-Back que dans le cas du couplage Russell-Saunders : dans ce cas, où la notion d'individualité des multiplets a toute sa valeur, des raies n'appartenant pas au même multiplet ne peuvent pas avoir d'influence l'une sur l'autre lorsque leurs composantes magnétiques viennent à se croiser. L'étude des couplages intermédiaires a déjà montré que l'individualité des multiplets est souvent amoindrie, et les valeurs de g mesurées ont confirmé ces vues : il restait à les étendre par des exemples d'effet Paschen-Back. Tel est le principal objet de ce travail, dans lequel seront étudiées en détail certaines raies du mer-

cure appartenant aux configurations $6s6d$ et $6s7d$ qui ont le double intérêt de présenter un effet Paschen-Back d'un type nouveau et d'échapper en partie aux théories des couplages intermédiaires, et quelques raies très faibles du néon sur lesquelles se trouve démontrée pour la première fois l'existence d'un effet Paschen-Back dans le cas du couplage j-j extrême.

Divisions du travail. — Dans un premier chapitré j'étudie les conditions expérimentales du travail et les moyens que j'ai employés pour tirer le meilleur profit de l'excellent matériel que j'avais à ma disposition. Car si j'ai pu, grâce à M. Cotton, travailler avec un électro-aimant comme il n'en existe pas d'autres et disposer d'un grand réseau concave de Rowland, la bonne utilisation de ces appareils pour la recherche d'effets et d'anomalies souvent très petits a soulevé cependant certaines difficultés expérimentales. La question des sources lumineuses pour l'effet Zeeman a reçu depuis longtemps des solutions satisfaisantes et peut sembler maintenant stabilisée, mais la nécessité s'est présentée pour moi d'étudier des sources nouvelles pour obtenir des raies à la fois très fines et très brillantes, et dépourvues d'effets parasites : j'ai réussi à mettre au point des sources extrêmement simples permettant d'aborder l'étude de certaines raies dans des cas où récemment encore plusieurs auteurs avaient échoué. J'ai également développé sur l'éclairage des spectrographes astigmatiques des considérations qui, si elles ne sont pas très nouvelles, sont presque toujours méconnues ou négligées.

Le deuxième chapitre est consacré à l'étude d'un aspect particulier de l'effet Paschen-Back dans le cas le plus simple. Le doublet rouge du lithium permet de montrer pour la première fois que la figure d'effet Paschen-Back total n'est pas un triplet pur comme on le dit souvent, mais que ses composantes ont une structure qui rappelle celle du multiplet naturel.

Dans le troisième chapitre est étudiée l'application de la théorie de Houston à l'effet Zeeman des niveaux du mercure : cette application suggère quelques remarques dont l'inobservance a pu conduire à des résultats erronés. Cette théorie est, de plus, développée de façon à rendre compte de l'effet Paschen-Back dans les cas de couplage j-j complet ou incomplet, et deux méthodes du calcul sont données permettant d'obtenir les décompositions, l'une quand le second ordre est suffisant, l'autre quelles que soient les valeurs du champ.

Le quatrième chapitre donne les résultats expérimentaux de l'étude de quelques raies du mercure pour différentes valeurs du champ. Pour certaines de ces raies l'effet Paschen-Back est très important, pour d'autres il n'est pas loin de la limite de ce qu'on peut étudier. Les résultats sont comparés à ceux que donnent différents modes d'applications de la théorie de Houston, calculés d'après le chapitre précédent, et il est montré que, contrairement à une affirmation prématurée d'autres auteurs les points de désaccord sont nombreux et difficilement réductibles.

Dans le cinquième chapitre il est montré par contre que cette théorie remporte un plein succès pour quatre configurations de l'atome du néon. L'étude expérimentale de 12 raies montre l'existence d'un effet Paschen-Back dans le cas du couplage j-j extrême, en parfait accord avec les calculs du chapitre III, ainsi que pour les valeurs de g.

Ce travail a été effectué au Laboratoire de l'Electro-Aimant de l'Académie des Sciences, sous la direction de M. le professeur Cotton : c'est pour moi un plaisir autant qu'un devoir de lui exprimer ma reconnaissance de la grande bienveillance avec laquelle il a toujours facilité ma tâche. Que M. Croze, qui n'a cessé de me donner d'utiles conseils au cours de ce travail trouve également ici l'expression de ma gratitude.

Je remercie aussi M. Dupouy avec qui ont été faites les mesures du champ et M. Lainé qui m'a souvent aidé dans les moments difficiles.

L'aide constante de M. Porée pour tous les réglages m'a été d'un grand secours, et je ne puis l'oublier ici.

J'adresse enfin mes remerciements au comité de la Caisse de la Recherche Scientifique pour les subventions qu'il m'a accordées et qui m'ont permis d'effectuer ce travail.

CHAPITRE PREMIER

Méthodes expérimentales.

1. Spectrographe. — Au cours de ce travail, je me suis servi uniquement d'un spectrographe à réseau, installé verticalement dans un puits de dix mètres de profondeur creusé en dessous de l'électro-aimant. Le réseau est un grand réseau original de Rowland, de 6 m. 40 de rayon, qui nous a été aimablement prêté par l'Observatoire de Meudon ; la partie striée a 14 cm. 5 de largeur sur 5 cm. de hauteur, le nombre total des traits est de 110 000, soit 780 traits au millimètre. L'installation dans le puits présente le grand avantage d'une constance de température réalisée sans aucun artifice thermostatique, mais conduit obligatoirement à employer un montage autocollimateur. On a adopté ici le montage Eagle, conformément à la figure 1 : le réseau, la fente et le châssis photographiques sont sur le cercle de Rowland. La fente et le châssis sont installés horizontalement sur une table, dans une cabine aménagée entre l'électro-aimant et le puits : le châssis peut tourner autour d'une charnière parallèle à la fente et située dans son plan, de façon à pouvoir réaliser la condition de Rowland. Le réglage s'effectue uniquement par changement de position du réseau : celui-ci est posé dans une boîte munie de vis calantes et d'un dispositif permettant de le faire tourner autour d'un axe parallèle à la fente. Le tout est monté sur une console qui peut se déplacer le long

Fig. 1.

d'une grande colonne verticale en acier fixée aux parois du puits et à l'aplomb de la fente ; une vis permet de donner à la console des déplacements allant jusqu'à 15 cm. pour effectuer les réglages. On tourne d'abord le réseau de façon à amener sur la plaque la longueur d'onde désirée, puis, au moyen de la vis on amène le réseau à la hauteur convenable : le réglage se termine par photographie, la position à choisir est déterminée en général à 1 mm. près.

On peut ainsi obtenir des images très bonnes non dépourvues toutefois de satellites, ainsi qu'on peut s'en assurer sur des raies qui ne possèdent pas de structure hyperfine : les satellites se présentent comme de faibles composantes de structure hyperfine séparées d'environ 0,1 mm., mais ne peuvent en général prêter à des confusions graves. Les ghosts ne deviennent visibles que quand les raies sont largement surexposées. J'ai, en général, utilisé le réseau dans le IIe ordre pour les longueurs d'onde visibles et dans le IIIe ordre en dessous de 4 000 Å. La dispersion est toujours voisine de 1 Å/mm. dans l'ordre II et à très peu de chose près linéaire. Le pouvoir séparateur correspond bien, dans le IIe ordre, à ce que l'on doit attendre, mais il ne croît pas beaucoup si l'on passe aux ordres supérieurs. En effet, en raison du grand nombre de traits au millimètre l'angle d'incidence devient très grand et le pouvoir réflecteur diminue alors beaucoup, et de façon inégale pour les différents endroits de la partie striée : pratiquement, pour les grandes incidences la partie centrale du réseau devient obscure, et le pouvoir de résolution se trouve diminué à peu près dans le rapport des largeurs efficaces du faisceau. C'est ainsi que j'ai obtenu une moins bonne résolution de la raie rouge de Li dans le IIIe ordre que dans le IIe. Un des deux côtés du réseau est nettement plus lumineux que l'autre : un essai très rapide suffit pour faire le choix.

Le montage Eagle possède un très fort astigmatisme. Les raies ne sont pas des images de la fente : à chaque point de

la fente correspond une focale tangentielle située sur le cercle de Rowland et parallèle aux traits du réseau. Pour une fente de longueur finie les focales représentant les différents points de la fente se recouvrent partiellement et il est indispensable que la fente soit très minutieusement réglée parallèle aux traits du réseau.

Mode d'éclairage des spectrographes astigmatiques. — On a souvent reproché à l'astigmatisme de diminuer beaucoup la luminosité des montages. Il est facile de montrer [1] que, si l'on peut s'astreindre à certaines conditions d'éclairage de l'appareil, un montage astigmatique peut être aussi lumineux que le montage stimatique correspondant donnant des raies de longueur égale à celle de la fente : il suffit d'éclairer la fente sur une longueur au moins égale à celle de la focale tangentielle tout en respectant, évidemment, les conditions d'ouverture des faisceaux. On peut en général réaliser cet ensemble de conditions en employant uniquement un système de projection stigmatique, soit que l'on projette sur la fente l'image agrandie de la source, soit que l'on éclaire la fente « en lumière parallèle ». Soit l la longueur de fente à éclairer, s le diamètre de la source et R l'ouverture du réseau, il suffit que la première lentille du système de projection, quel qu'il soit soit, vue de la source sous un angle $\omega = \frac{Rl}{s}$ [2]. En effet Rl n'est autre que l'invariant de Lagrange, pris sur la fente (ou sur la dernière lentille avant la fente) et ωs est ce même invariant pris sur la source (ou la première lentille après la source) : on doit donc bien avoir $\omega s = Rl$; on dispose alors d'un faisceau d'étendue suffisante pour réaliser l'éclairage total de la fente et couvrir exactement le réseau.

(1) P. Jacquinot et A. Khamsavi. *Rev. Opt.*, (janv. 1936).

(2) R est l'ouverture dans la plus grande dimension du réseau, c'est-à-dire parallèlement à la diffraction. La condition étant réalisée dans cette direction l'est aussi dans la direction perpendiculaire où l'ouverture, R', est plus petite. Ici $R = 1/40$ et $R' = 1/120$.

La façon la plus simple de réaliser le second mode d'éclairage « en lumière parallèle » est de mettre la source au foyer d'une lentille de diamètre l et d'envoyer les faisceaux parallèles directement sur la fente. Dans certains cas des conditions imposées ne permettent pas ce montage simple, par exemple de grandes distances imposées entre la source et la fente : il en est ainsi à Bellevue. On peut alors employer un système à plusieurs lentilles, les faisceaux de sortie étant des faisceaux parallèles et l'on forme la pupille de sortie de l'ensemble, qui doit avoir un diamètre l, sur la fente. On peut réaliser, par exemple le montage de la figure 2. Une lentille L_1, de distance focale f, donne de la source une image S′ au foyer de la lentille L_2 de distance focale φ, et L_2 forme sur la fente une image de L_1. Le système peut se calculer de la façon suivante : on se donne la distance focale φ et S′ doit avoir une largeur γs telle que $\frac{\gamma s}{\varphi} = R$, ce qui détermine γ ; soit L la distance imposée entre la source et la fente, la distance focale f répondant à la double condition de donner au foyer de L_2 une image de largeur γs et d'avoir son image sur F est déterminée par l'équation :

Fig. 2.

$$f^2 \frac{(\gamma + 1)^3}{\gamma} + f(\gamma + 1)(2\varphi - L) + \varphi^2 = 0.$$

Toutes les autres distances, $\overline{SL_1}$, $\overline{S'L_1}$ et $\overline{L_2F}$ se déterminent ensuite très simplement. Le diamètre O de la lentille L_1 est défini par $\frac{O}{l} = \frac{\overline{L_1L_2}}{\overline{L_2F}}$ qui n'est autre, évidemment, que la condition $\omega = \frac{Rl}{s}$.

A Bellevue on a L = 270 cm. ; dans le cas des tubes que j'ai employés et qui ont un diamètre intérieur de 5 mm., donc

$s = 5$ mm., si l'on se donne $\varphi = 40$ cm., on doit prendre $\gamma = 2$ et l'on trouve $f = 39$ cm. 2, soit $f \backsim 40$ cm. Si l'on veut avoir $l = 2$ il faut que la lentille L_1 ait un diamètre de 6 cm., ce qui correspond à un modèle courant.

Le centrage s'effectue assez facilement en introduisant successivement les lentilles dans l'ordre L_1 et L_2 : la disposition verticale du montage rend les réglages particulièrement commodes. Dans tous les cas il suffit de faire entrer dans le système un faisceau d'ouverture $\frac{Rl}{s}$ pour pouvoir remplir toutes les conditions exigées. Les images ont de toute manière le même éclairement BR_s, R_s étant l'angle solide sous lequel on voit le réseau de la plaque et B la brillance de la source. Le mode de projection en lumière parallèle a l'avantage de donner un éclairement bien uniforme mais ne nécessite pas une moins grande précision de réglage que l'autre dispositif.

Il ne s'agit dans ce qui précède que de l'aspect géométrique du problème : les résultats ne sont pas sensiblement différents si l'on considère l'influence de la diffraction ; le problème a été étudié en détail déjà par plusieurs auteurs, et en particulier par Van Cittert (1). Le mode d'éclairage en lumière parallèle est identique à ce point de vue au cas étudié par cet auteur d'une source placée très loin devant la fente sans système de projection. Si dans ce cas le faisceau couvre exactement le réseau, en employant une fente de largeur $l = \frac{1,5\lambda}{R}$, l'éclairement du centre de l'image est égal à 95 o/o de l'éclairement de la fente. Dans le cas où l'on projette la source sur la fente en couvrant exactement le réseau, en employant la même largeur de fente l'éclairement est 90 o/o de celui de la fente. Dans les deux cas le pouvoir séparateur a à peu près la même valeur, soit environ 55 o/o du pouvoir séparateur théorique.

(1) P. H. van Cittert. *Zeit. Phys.*, **65** (1930), 547.

La condition $\omega = \frac{Rl}{s}$ impose quelquefois pour le faisceau d'entrée, des ouvertures très grandes et difficilement réalisables. Dans le cas extrême d'une source de 1 mm. de diamètre pour $\lambda = 7000$ Å dans le IIe ordre, on a $l = 3$ cm., et avec $R = 1/40$ on trouve $\omega = 3/4$: quoique parfaitement réalisable, cette ouverture peut être gênante. On peut alors employer un système de projection astigmatique comprenant une lentille cylindrique d'axe parallèle à la fente : on a seulement à prendre, dans ce cas, une ouverture $\frac{R'l}{s}$, ici trois fois moins grande que l'autre, pour profiter de toute la hauteur des traits du réseau : on forme avec la lentille cylindrique une image linéaire de la source sur la fente. C'est ainsi qu'en introduisant sur le montage de la figure 2 une lentille cylindrique en L_c, ce montage peut être utilisé pour des sources trois fois moins grandes que les tubes de 5 mm. ; il a été employé de cette façon pour faire quelques photographies avec un arc dans le vide dont les dimensions étaient de 1 à 2 mm.

Emploi d'une lentille cylindrique pour rendre le montage stigmatique. — La question a été discutée en détail dans une autre publication (*loc. cit.*, p. 9). Rappelons seulement que la méthode consiste à former sur la plaque une image de la focale sagittale au moyen d'une lentille cylindrique d'axe perpendiculaire à la fente et placée devant la plaque, suivant la figure 3.

Le problème se pose d'une façon un peu particulière dans le cas du montage Eagle dans lequel l'astigmatisme varie beaucoup en fonction de la longueur d'onde. La distance s qui donne la position de la focale sagittale est $s = \frac{R \cos \theta}{\cos 2\theta}$ et varie de R à ∞ quand θ passe de 0 à 45° ; on a ainsi $s = 6$ m. 50 pour $\lambda = 3000$ Å dans le IIe ordre et $s = 12$ m. 40 pour $\lambda = 7000$ Å dans le même ordre. La distance x de la

lentille cylindrique à la plaque doit donc changer avec la longueur d'onde. Le choix de la distance focale de cette lentille devra donc être fait de telle sorte que ses changements de position soient assez petits pour être faits avec facilité et précision par un support qui devra en outre comporter un réglage très fin de l'orientation de la lentille. L'amplitude de variation de x diminue évidemment avec la distance focale f, mais, en même temps que f, diminue également la longueur des raies obtenues, et des raies trop courtes peuvent devenir inutilisables. Il y a donc un compromis à rechercher, et le meilleur moyen pour cela est de calculer pour chaque valeur de f et pour chaque λ la distance x et le grandissement g (< 1) parallèlement à la fente. Le réseau de courbes de la figure 4 traduit ces résultats : les courbes en traits pleins donnent x en fonction de f pour chaque longueur d'onde (dans le IIe ordre) et les courbes en pointillé (courbes d'égal grandissement) permettent de déterminer g.

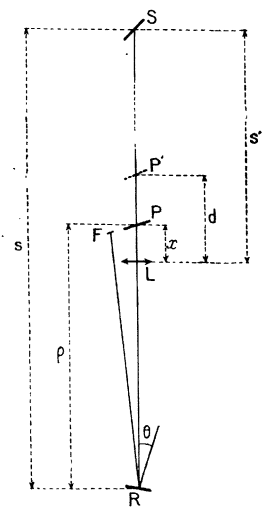


Fig. 3.

La lentille adoptée a 30 cm. de distance focale : c'est une excellente lentille, faite à l'Institut d'Optique, et mise aimablement à notre disposition par MM. Fabry et Chrétien. On voit sur la figure 4 que le déplacement sera de 6 cm. pour passer de 3000 Å à 6000 Å dans le IIe ordre et que g variera alors entre $\frac{1}{5,3}$ et $\frac{1}{11}$. La lentille est montée sur un support fixé en dessous de la table qui porte le châssis et la fente ; des commandes facilement accessibles depuis cette table permettent d'en régler avec

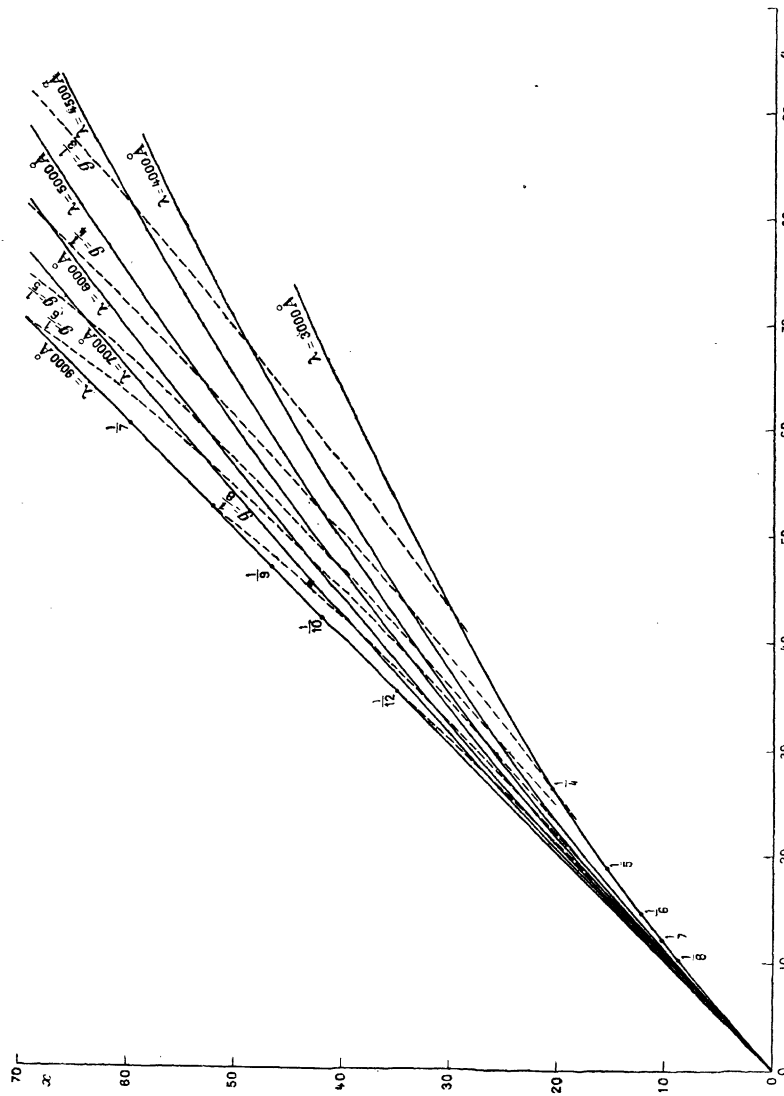

λ = 3000 Å
λ = 4000 Å
λ = 5000 Å
λ = 6000 Å
λ = 7000 Å
λ = 8000 Å
g = 1/3
g = 1/4
g = 1/5
g = 1/6
g = 1/7
g = 1/8
g = 1/9
g = 1/10
g = 1/12
1/4
1/5
1/6
1/7
1/8
1/9
1/10
1/12
1/3
x
0
10
20
30
40
50
60
70
80
90
l' en cm

Fig. 4.

précision la hauteur et l'orientation : on commence par régler l'orientation pour obtenir des raies fines, puis on règle la hauteur jusqu'à obtention du stigmatisme.

Il aurait été intéressant d'employer en L, comme l'ont fait Green et Loring [1], une lentille cylindrosphérique permettant en même temps d'augmenter la dispersion, donc, non pas d'accroître le pouvoir séparateur, mais de mieux l'utiliser. Il faudrait alors placer la plaque en une nouvelle position P′ de telle sorte que P′ soit conjugué de S′ dans une des directions principales de la lentille, et conjugué de P dans l'autre direction. Un tel montage ne serait pratiquement utilisable qu'à condition que d puisse rester constant (plaque et lentille rigidement liées), c'est-à-dire que S′ soit pratiquement à l'infini, ce qui est effectivement le cas pour le montage Paschen-Runge de Green et Loring. Dans le cas contraire x et d ainsi que ρ dépendent de la longueur d'onde et l'on aurait à faire à chaque fois trois réglages non indépendants affectant tous à la fois le stigmatisme et la mise au point des raies, ce qui serait extrêmement difficile.

Le gain de lumière réalisé par l'emploi de la lentille cylindrique est dû uniquement à ce que les raies sont moins longues que la fente et non au fait que le montage est devenu stigmatique. Certains auteurs ont annoncé des gains de lumière considérable (Oldenberg [2] 60 fois, Green et Loring 30 fois), mais cela est probablement dû à ce qu'ils ont comparé le montage stigmatique au montage astigmatique utilisé dans de mauvaises conditions d'éclairage (fente éclairée sur une longueur insuffisante). L'accroissement de luminosité obtenu dans le cas présent a toujours été voisin de $\frac{1}{g}$. On voit sur les courbes de la figure 4 que pour 5000 Å on a $g = \frac{1}{6}$, ce qui, avec un facteur de Schwarzschild égal à 0,8,

(1) Green et Loring. *J. Opt. Soc. Amer.*, **24** (1934), 348.
(2) Oldenberg. *J. Opt. Soc. Amer.*, **22** (1932), 441.

correspond à un temps de pose 10 fois moins long, ce qui est déjà extrêmement avantageux.

Les raies ne sont, malgré cela, pas trop courtes si l'on prend soin d'éclairer la fente sur toute sa longueur. J'ai employé, là aussi, le montage de la figure 2.

La figure X de la planche reproduit un cliché du néon fait dans ces conditions. L'intérêt de la lentille cylindrique placée dans le spectrographe est bien plus dans le gain de lumière que dans le fait de rendre l'appareil stigmatique. Il est cependant intéressant quelquefois de faire des clichés en projetant sur la fente une image diminuée de la source (tube) placée dans un champ non uniforme. Les clichés reproduits sur la planche en VII, VIII et IX ont été faits ainsi.

Plaques photographiques. — J'ai utilisé en général les plaques les plus sensibles pour les régions spectrales étudiées. Dans le rouge (6 700 Å) les plaques Agfa Superpan de fabrication antérieure à 1934 étaient très sensibles mais sont maintenant introuvables ; les plaques Ilford « Hypersensitives Panchromatiques » sont environ deux fois moins sensibles. J'ai quelquefois hypersensibilisé ces plaques au moment de l'usage en les trempant pendant 6 minutes dans une solution à 6 o/o d'ammoniaque à 22° Bé et en les séchant rapidement sans lavage. Cette pratique permet de diviser le temps de pose par 2 ou 3 mais au détriment de la propreté des plaques. Les nouvelles plaques Isopan sont, pour cette région, d'une sensibilité équivalente : je m'en suis quelquefois servi aussi pour les raies jaunes du mercure. Entre 3 000 et 5 500 les plaques Agfa Isochrom sont très sensibles et ont un grain assez fin : ce sont celles qui m'ont servi le plus souvent pour les raies jaunes. En dessous de 5 000 Å les plaques Guilleminot « Superfulgur » sont environ deux fois plus sensibles mais je ne les ai employées que dans le cas des raies très faibles (néon), car le grain est plus gros. J'ai toujours développé avec un révélateur de formule Baldet en poussant assez

loin le développement (3 à 5 minutes suivant les plaques) pour obtenir de bons contrastes.

Mesure des clichés. — Je n'ai employé qu'exceptionnellement le microphotomètre. En effet si l'on n'emploie pas des fentes très fines le pouvoir séparateur de ces appareils est réduit et certains détails peuvent passer inaperçus. Par contre l'emploi de fentes très fines donne des courbes dentelées à cause du grain de la plaque. La question a été étudiée en détail dans une autre publication [1] et une méthode a même été proposée pour corriger les erreurs ainsi introduites : mais elle exige des manipulations assez longues quoique simples et est surtout intéressante dans le cas des mesures d'intensité. Comme je n'ai fait que des mesures de positions j'ai préféré employer les pointés visuels. Ces pointés doivent d'ailleurs être faits avec une grande prudence et il est essentiel de tenir compte de leur nature statistique. J'ai employé un petit comparateur Cambridge modifié au laboratoire pour cet usage. Le microscope est à faible grossissement (10 environ) et est muni d'un oculaire à deux fils dont la distance est réglable : les visées sont faites par encadrement de la raie entre les deux fils dont on règle la distance un peu plus grande que la largeur de la raie. Dans les cas les plus favorables les pointés faits en un même endroit de la raie diffèrent de 1 à 2 μ : mais les moyennes de deux séries de pointés faits en différents endroits de la raie peuvent différer de 4 à 5 μ. Il est donc préférable de faire des séries plus nombreuses et moins longues en changeant de position à chaque série. Pour les mesures précises j'ai fait ainsi 10 séries de 4 pointés, les moyennes ainsi obtenues peuvent se retrouver à 2 ou 3 μ près réalisant ainsi une précision supérieure à 0,003 Å. Toutes les mesures n'exigent pas la même précision et en général les écarts sont mesurés en 4 ou 5 séries de 4 pointés donnant ainsi une précision de 0,005 Å pour les bonnes raies.

(1) P. Jacquinot et M. Meunier. *J. de Phys.*, **4** (1936), 570.

Champ magnétique. — L'électro-aimant de Bellevue a été décrit assez souvent pour qu'il soit utile d'en reproduire ici toutes les caractéristiques. Rappelons seulement celles qui intéressent particulièrement le phénomène de Zeeman et qui ont permis d'étendre ses possibilités d'étude, tant par l'intensité des champs que l'on peut obtenir que par la facilité d'y placer des sources assez étendues et très lumineuses. Je n'ai utilisé que des pièces qui peuvent se monter sur les tubes de 6 cm. de diamètre et sont terminés par des facettes de diamètres variés que j'appellerai, pour abréger, diamètres des pièces. On peut obtenir des champs d'étendue assez grande avec des pièces de 4 cm. et un entrefer de 2 cm., pour les sources encombrantes : on a alors 44 000 gauss uniformes sur les 4 cm. Les mêmes pièces avec 1 cm. d'entrefer permettent d'obtenir, dans les mêmes conditions, 50 000 gauss. Ces champs intenses, étendus et uniformes, ont le grand avantage de permettre l'emploi de tubes vus « en bout », très rarement utilisés dans la technique de l'effet Zeeman, et très lumineux : l'étude de certaines raies très faibles du néon n'a été possible que grâce à ce procédé. Avec des pièces de 1 cm. et 1 cm. d'entrefer on obtient 52 000 gauss : une source de 5 mm. de diamètre peut y être photographiée avec le montage astigmatique sans aucun élargissement des raies. J'ai utilisé également, avec un dispositif spécial d'arc dans le vide des pièces de 2 mm. avec un entrefer de 3 mm. 5 : le champ atteint est de 60 000 gauss. Quand on emploie le courant maximum de 400 ampères l'état de saturation du fer permet de maintenir très facilement le champ constant avec une grande précision, et il est également facile de le reproduire à mieux que 0,1 o/o sans précautions particulières. Aux faibles excitations il est préférable de ne pas compter sur la reproductibilité et de faire les mesures de champ ou les comparaisons sans interrompre le courant.

Emploi des bobines supplémentaires. — Pour augmenter le champ donné par l'électro-aimant, M. Cotton a fait

construire au laboratoire des bobines supplémentaires fonctionnant avec une très grande densité de courant et que l'on place dans l'entrefer. On pourra trouver ailleurs des détails sur la construction très délicate de ces bobines et sur leurs conditions de fonctionnement. Elles ont été employées avec un tube à mercure. Elles étaient pour cet usage séparées en deux piles de galettes, de façon à laisser à l'intérieur un disque vide pour faire passer le tube. La place consommée par cet espace vide, de 12 mm., et par les deux flasques correspondantes, était assez grande et le champ atteint ne fut que de 66 000 gauss pour 4 000 ampères dans la bobine : le champ obtenu sans envoyer de courant dans la bobine était de 42 000 gauss, cette valeur assez faible étant due au fait que les tubes portant les pièces polaires étaient fortement sorties des noyaux pour pouvoir pénétrer jusqu'au centre de la bobine et donner l'entrefer de 10 mm. La valeur relativement faible du champ était d'ailleurs compensée par la possibilité d'employer la même source que dans les montages habituels, et de pouvoir facilement mesurer le champ avec une petite bobine et un fluxmètre. Les photographies ainsi obtenues (fig. VII et VIII de la planche), faites par la méthode du champ non uniforme, furent parfaitement réussies [1]. J'ai construit depuis un dispositif d'arc dans le vide qui occupe une place très réduite pour permettre de donner aux bobines supplémentaires leur maximum d'efficacité : on espère ainsi dépasser 80 000 gauss en régime permanent. Les bobines ont donc été modifiées pour cet usage, mais diverses circonstances en ont retardé la reconstruction et ces expériences n'ont pas encore été faites.

Mesure des champs. — Pour un certain nombre de mes expériences il a été nécessaire de faire des mesures directes du champ. Chaque fois que cela a été possible j'ai mesuré le

[1] Ce travail a été fait en collaboration avec M. Tsai qui s'est spécialement occupé de la construction des bobines.

champ par comparaison avec des raies d'effet Zeeman bien connu. Je me suis en général servi pour cela de la raie Hg 4 358 qui a fait l'objet dans ce but d'une étude spéciale. Le problème de la mesure des champs s'est donc posé pour l'étude de cette raie, puis pour les raies qu'il est difficile de comparer à la raie 4 358. Les mesures précises, notamment les précédentes, ont été faites en collaboration avec M. Dupouy par une méthode d'induction mise au point par lui [1], et qui permet d'obtenir facilement une précision de 0,1 o/o en valeur absolue et mieux que 0,05 o/o en valeur relative. Je décrirai ici seulement les dispositifs qui permettent de mesurer le champ à l'endroit exact de la partie utilisée de la source dans le cas de l'emploi des tubes. L'ensemble est monté sur un tabouret en duralumin fixé à l'électro : le tube est posé sur deux V distants de 25 cm. et sa partie lourde est équilibrée par un ressort de façon à ne pas provoquer de flexion. Un diaphragme escamotable percé d'un trou rectangulaire de 3 × 5 cm. fixé à 1 cm. environ au-dessus du tube de façon à délimiter exactement la partie photographiée bien que cette délimitation soit déjà faite par le système de projection, et surtout à faciliter le centrage de la bobine de mesure. Celle-ci est montée sur un axe qui peut tourner dans une bague fixée sur le tabouret : on peut la démonter et la remonter sur son axe en conservant exactement le réglage ; il en est de même pour le diaphragme. La bobine est réglée d'avance de telle sorte que son centre soit exactement à l'aplomb du diaphragme et à la même hauteur que les tubes. Le démontage du tube, celui du diaphragme et la mise en place de la bobine peuvent se faire très rapidement sans interrompre l'excitation de l'électro : c'est toujours ainsi qu'il a été fait, surtout dans le cas des faibles excitations. Un dispositif analogue a été aussi employé avec les bobines supplémentaires, mais la mesure a été faite simplement avec un fluxmètre.

[1] G. Dupouy et R. Jouaust. *C. R.*, **200** (1935), 298.

Sources lumineuses. — Le choix d'une source est un des problèmes essentiels de l'étude de l'effet Zeeman. J'ai fait la plus grande partie de mes mesures en employant un tube excité en haute fréquence avec électrodes extérieures et décharge parallèle au champ magnétique. L'excitation par oscillations entretenues de haute fréquence présente de grands avantages et a déjà été employée de façons diverses par plusieurs auteurs (1). Il ne s'agit pas en général de l'excitation sans électrodes (electrodless discharge) employée depuis longtemps en spectroscopie et étudiée tout spécialement par F. Esclangon (2), mais bien d'une véritable excitation par le champ électrique alternatif, les électrodes étant simplement fixées à l'extérieur du tube. Le procédé a été employé notamment par Lacroute (3) pour l'étude de Br et I, Pogany (4) pour l'étude du krypton et du xénon et Niewodniczansky (5) pour quelques raies du Pb.

Tous ces auteurs ont disposé les électrodes de telle façon que la décharge ait lieu perpendiculairement au champ magnétique. Lacroute a étudié le problème et a montré que l'existence d'une telle décharge transversale était possible plus facilement en haute fréquence qu'en excitation continue, et surtout qu'elle risquait beaucoup moins de présenter des phénomènes complexes par suite de l'établissement de champs électriques importants à l'intérieur du tube. Il n'est cependant pas toujours possible d'entretenir ainsi des décharges normalement au champ, dans le cas de certains gaz. Pogany en particulier, dans son étude du Kr, n'a pas réussi à entretenir de telles décharges dans un champ supérieur à 15 000 gauss. Lacroute a précisé lui-même qu'il serait préfé-

(1) L. et E Bloch, F. Esclangon et P. Lacroute. *C. R.*, **192** (1931), 1717.
(2) F. Esclangon. *Ann. de Phys.*, **1** (1934) 267.
(3) P. Lacroute. *Ann. de Phys.*, [11], **3** (1935).
(4) B. Pogany. *Zeit. Phys.*, **93** (1935), 364.
(5) H. Niewodniczansky. *C. R.*, **198** (1934), 2159.

rable de pouvoir opérer avec des décharges parallèles au champ, mais il n'a pas pu les obtenir à cause des capacités parasites entre les électrodes et les pièces. L'effet de ces capacités peut être évité si l'on prend soin d'amener l'énergie haute fréquence de l'oscillation au tube dans des conditions convenables. Le dispositif que j'ai employé pour les réaliser est d'une très grande simplicité. Les électrodes sont des lames de cuivre ayant à peu près la même largeur que le tube, et fixées sur lui comme le montre la figure 5. Le tube est placé dans l'entrefer de telle sorte que ces lames soient parallèles aux facettes des pièces polaires. Les électrodes sont simplement reliées aux bornes de la self d'un oscillateur à ondes courtes, de 10 m. (type Mesny. 300 W) par une ligne bien isolée en fil nu de 2 m. 50 de longueur. Le tube peut avoir différents diamètres mais il est difficile de descendre en dessous de 6 mm. extérieur. Les pièces polaires peuvent être approchées très près des électrodes sans que les capacités ainsi créées gênent le fonctionnement de l'appareil, et l'on peut obtenir, pour certains corps, des décharges extrêmement lumineuses. La longueur de la ligne qui amène l'énergie haute fréquence au tube joue évidemment un grand rôle dans le fonctionnement du système. On obtient même, en général, un accroissement très notable de la luminosité du tube en disposant un pont qui met en court-circuit les deux fils

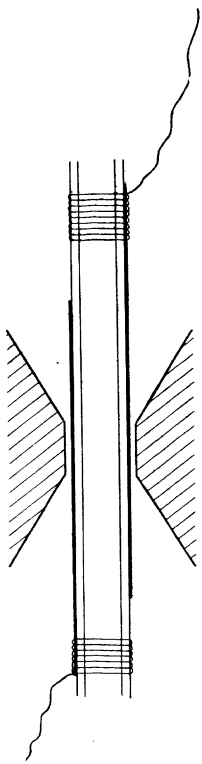


Fig. 5.

de la ligne vers son milieu : il y a lieu de rechercher la position optima, qui est d'ailleurs déplacée de quelques centimètres quand on établit le champ, ce déplacement étant dû au rapprochement des pièces polaires qui modifient les capacités, bien plutôt qu'au champ lui-même. La discussion de ce problème est complexe : on a affaire, en effet, à un système comprenant une excitation imposée à une extrémité de la ligne, et, à l'autre extrémité, une résistance mal définie et des capacités. Je me suis contenté d'essais empiriques qui m'ont donné toute satisfaction. On peut ainsi exciter, avec plus ou moins de facilité, des éléments divers, les gaz et les métaux assez volatils.

Excitation des gaz. — Il suffit de remplir le tube, au préalable très soigneusement vidé et dégazé, avec le gaz à étudier sous une pression de l'ordre du millimètre. Il convient de rechercher dans chaque cas la pression optima ainsi que la distance sur laquelle les électrodes se recouvrent, qui peut avoir une certaine influence. J'ai étudié spécialement le néon : le tube, en pyrex, avait comme pour presque tous les autres corps, un diamètre extérieur de 7 mm. et intérieur de 5 mm., et était terminé par un ballon de 500 cm³ à un litre de façon à éviter toute variation de pression par absorption ou dégagement de gaz. La pression du néon est de 2 mm. et les électrodes se recouvrent sur une longueur de 3 cm. 5. En l'absence de champ le tube se remplit d'une lumière orangée intense sur une grande longueur. Quand on établit le champ la lumière se concentre uniquement dans l'espace où les électrodes se recouvrent, et diminue d'intensité en même temps qu'elle devient plus jaune ; on peut pousser l'excita-

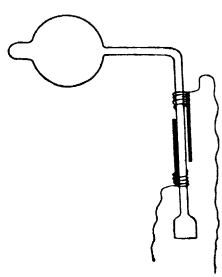


Fig. 6.

tion jusqu'au moment où les raies de Na commencent à apparaître. Le fonctionnement est très régulier et la durée du tube est pratiquement illimitée. Le fait que la lumière se concentre dans la partie où les lignes de force électrique et magnétique sont parallèles, est très intéresssant : il permet de réaliser très simplement des tubes que l'on peut examiner « en bout ». La figure 6 montre un modèle de ces tubes, terminé par une glace soudée : il suffit de placer la partie commune aux deux électrodes dans un champ uniforme de la même étendue. On peut avoir ainsi beaucoup plus de lumière (5 à 6 fois) que dans l'observation transversale : c'est ce modèle qui m'a toujours servi pour l'étude du néon.

Excitation des métaux. — On peut exciter de la même façon tous les corps dont la tension de vapeur commence à devenir appréciable dès qu'on les chauffe. J'ai ainsi obtenu un très bon fonctionnement avec le mercure et un fonctionnement satisfaisant quoique plus difficile avec Cs, Zn et Cd. Dans tous les cas le tube est rempli d'un gaz rare, l'argon de préférence, sous une pression de 1 à 2 mm. Dans le cas de Hg il suffit de mettre quelques gouttes de métal dans le tube au voisinage immédiat des électrodes : le tube s'allume avec l'argon, le mercure se volatilise, les raies de l'argon disparaissent et la décharge devient très lumineuse. L'établissement du champ ne la modifie pas, et l'on n'observe

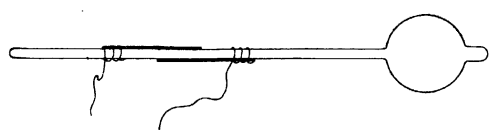


Fig. 7.

pas, comme dans le cas du néon, de concentration de lumière entre les électrodes : le tube se prête mal à être employé en bout. Le modèle courant, en pyrex, est representé sur la figure 7 : le capillaire de diamètre 7-5 mm.

est assez long (40 cm.) de façon à ce que l'on puisse déplacer les électrodes si le verre se salit au bout d'un certain temps de fonctionnement.

J'ai eu également à produire les raies de Zn, et celles de Zn et Cd simultanément. Dans ce cas le meilleur fonctionnement a été obtenu en utilisant un amalgame de Zn et Cd assez riche en Hg pour rester liquide, et avec lequel on opère comme pour Hg : pendant un certain temps on n'obtient que les raies de Hg, puis celles de Zn et Cd apparaissent et celles de Hg disparaissent quelquefois tout à fait; on obtient le plus souvent simultanément les raies des trois corps et cette circonstance est avantageuse pour certaines comparaisons. L'usage de ces tubes est bien plus délicat que celui des tubes à Hg pur ; il faut les pousser assez fort pour obtenir les raies de Zn et il arrive que les tubes se percent.

Pour le césium on opère exactement comme pour Hg, mais la luminosité est beaucoup moins grande.

J'ai excité également de la même manière les raies du lithium, mais le problème se présente d'une façon différente : le lithium métallique attaque en effet à chaud le verre et la silice, et j'ai dû l'utiliser en combinaison. Le tube est en silice, son diamètre est de 15 mm. et on en recouvre les parois, avant de le vider, avec une mince couche de LiBr fondu : on le remplit également d'argon, ou d'hydrogène sous 2 mm. de pression ; le tube peut être utilisé en bout ou en travers. De longs tâtonnements sont souvent nécessaires avant d'obtenir un bon fonctionnement : on peut quelquefois avoir une belle lumière ne contenant que les raies de Li.

CHAPITRE II

La structure fine des composantes dans l'effet Paschen-Back total des multiplets.

L'effet Paschen-Back a déjà été étudié sur plusieurs exemples et l'on a pu suivre son évolution quand le champ varie, mais l'aspect du phénomène dans les champs intenses n'a jamais pu être observé dans de bonnes conditions. Par « champs intenses » il faut entendre des valeurs du champ magnétique H telles que leurs valeurs en cm.$^{-1}$ $\mu = \frac{e}{m} \frac{H}{4\pi c}$ soient assez grandes par rapport à la constante A du multiplet. Nous appellerons *champ réduit* $\omega = \frac{\mu}{A}$. Quant ω est déjà de l'ordre de 10 on peut presque parler d'effet Paschen-Bach total : on verra plus loin, en effet, que les figures obtenues diffèrent alors très peu de celles que l'on pourrait avoir dans des champs beaucoup plus grands.

On dit souvent que dans l'effet Paschen-Back total tous les termes d'un multiplet se rassemblent en un triplet pur. Ceci n'est qu'une première approximation, et il est facile de montrer que le triplet obtenu possède une structure qui rappelle, à une échelle comparable, celle du multiplet original. Dans le cas où le champ deviendrait infini, cette structure deviendrait évidemment négligeable par rapport à la grandeur du triplet, justifiant ainsi cette expression de triplet pur, mais elle resterait accessible à nos moyens d'observation.

En l'absence de champ magnétique les deux moments L et S d'un atome ont, dans le cas du couplage Russell-Saun-

ders, une énergie de couplage $E = A. L. S. \cos (L. S.)$. Ce sont les différentes valeurs de $\cos (L. S.)$ qui donnent lieu aux différents termes du multiplet. Dans un champ magnétique tel que μ soit grand par rapport à E, les moments L et S prennent chacun une orientation par rapport à la direction de H autour de laquelle ils effectuent leurs précessions : leurs énergies de couplage avec H sont μM_L et $2\mu M_S$, M_L et M_S étant leurs projections sur H, mais ils conservent entre eux un couplage résiduel correspondant à une énergie AM_LM_S.

L'énergie de l'atome dans le champ magnétique est donc :

$$\Delta\nu = \mu(M_L + 2M_S) + AM_LM_S.$$

Pour un autre terme, de constante A', on a une expression analogue. En tenant compte des règles de sélection $\Delta M_S = 0$, $\Delta M_L = 0$ pour les composantes parallèles, $\Delta M_L = \pm 1$ pour les composantes perpendiculaires, on a, pour les composantes :

Parallèles . . .	$\Delta\nu = (A - A')M'_LM_S$
Perpendiculaires .	$\Delta\nu = \mu + (A - A')M'_LM_S + AM_S$

On obtient toutes les composantes en donnant à M'_L et à M_S toutes les valeurs compatibles avec la nature du terme. Si l'on néglige les constantes A on obtient effectivement un triplet pur ; sinon, on obtient des figures plus ou moins compliquées suivant la nature des raies étudiées. Il est facile de voir que seules les transitions S — P donnent, quelle que soit leur multiplicité, des composantes équidistantes en nombre égal à la multiplicité ; on a alors, en effet, $M'_L = 0$, il n'y a qu'une composante parallèle, et les composantes perpendiculaires sont définies par $\Delta\nu = \mu + AM_S$ et le nombre de valeurs que peut prendre H_S est précisément la multiplicité. Dans les autres cas on obtient un nombre plus grand de composantes.

Ces points sont connus depuis longtemps mais aucune vérification expérimentale n'en avait été donnée. Les raisons

de cette absence de confirmation sont, en effet, inhérentes au problème lui-même. Si l'on veut obtenir l'effet Paschen-Back total d'un multiplet, il faut que ce multiplet soit serré : si l'on veut, par exemple avoir un champ réduit de l'ordre de 10, il faut avec 40 000 gauss avoir $A = 0,2$. Or de tels multiplets n'existent dans les éléments lourds que pour des termes très éloignés dans les séries et sont difficiles à obtenir intenses et fins ; les éléments légers, par contre, donnent des raies larges à cause de l'effet Doppler et les séparations cherchées risquent de passer inaperçues. Le seul exemple qui semble se prêter à cette observation est le doublet ${}^2S_{\frac{1}{2}} - {}^2P_{\frac{1}{2},\frac{3}{2}}$ λ 6 708 du lithium. J'ai, en effet, mesuré pour ce doublet $\Delta\lambda = 0,144$ Å, soit $\Delta\nu = 0,32$ cm.$^{-1}$ et $A = 0,213$.

L'effet Paschen-Back de cette raie rouge de Li avait déjà été étudiée par Kent (1) avec un appareil interférentiel et les résultats jusqu'à 20 000 gauss étaient en bon accord avec la formule de Voigt représentant l'effet Paschen-Back des doublets ; mais pour des champs plus intenses il n'obtenait que des triplets avec des composantes larges. Zeeman, lui-même, avait annoncé dans une communication privée à Voigt que « les composantes perpendiculaires étaient plus larges que la composante centrale et qu'elles apparaissaient quelquefois doubles, bien que, sur ce dernier point, il ne pouvait être sûr ».

Puis cette question fut, semble-t-il, oubliée, mais une confirmation indirecte fut apportée par l'étude de l'effet Paschen-Back des structures hyperfines. Là, en effet, on peut rencontrer chez les éléments lourds des multiplets hyperfins très serrés et dont l'effet Paschen-Back peut être obtenu complet tout en donnant des raies très fines. De très belles observations de Back, Goudsmit, Bacher, Wulff et Green sur quelques raies de Bi et Tl en particulier ont en tous points confirmé les prévisions théoriques. Cependant

(1) Kent. *Astrophys. J.* **40**, (1914), 337.

ces observations ne pouvaient remplacer celles de l'effet relatif aux multiplets naturels. L'analogie entre les deux problèmes est grande, mais pas absolument complète. Les niveaux hyperfins dans des champs très intenses sont définis par :

$$\Delta\nu = M_J g \mu + a M_I M_J$$

où a est la constante de structure hyperfine, et M_I et M_J les projections sur le champ des moments total J et nucléaire I.

Les règles de sélection sont :

$$\Delta M_I = 0 \qquad \Delta M_J = 0, \pm 1.$$

Les composantes sont donc définies par :

$$\Delta\nu = \omega(M_J g - M'_J g') + (a M_J - a' M'_J) M_I$$

soit donc :

$$\Delta\nu = \Delta\nu_0 + (a M_J - a' M'_J) M_I$$

où $\Delta\nu_0$ est la place qu'occuperaient les composantes en l'absence de structure hyperfine : autour de chacune de ces positions se groupent $2I + 1$ composantes équidistantes. La comparaison de ces équations avec celles qui ont été données plus haut montre quelles différences existent entre les deux questions.

Il semblait donc nécessaire de reprendre l'étude de la raie rouge du lithium : on pouvait espérer obtenir une résolution, grâce à la source décrite au chapitre premier qui permet d'obtenir les raies dans de bonnes conditions et à une température relativement basse.

Il y a lieu de chercher à savoir jusqu'à quel point le champ employé pourra être considéré comme très intense. Avec 44 000 gauss qui est le champ maximum que l'on peut obtenir avec la source relativement grande employée (pièces polaires de 4 cm., entrefer voisin de 2 cm.), on a $\mu = 2{,}07$. Avec $A = 0{,}213$, cela donne $\omega = 9{,}7$. La figure 8 représente la décomposition que l'on obtiendrait pour $\omega\ \infty$, d'après la théorie élémentaire donnée plus haut. La séparation du dou-

blet $^2S - ^2P$ étant $\frac{3A}{2}$, celle des composantes perpendiculaires est A soit $0{,}21_3$ cm.$^{-1}$ soit, 0,096 Å. La décomposition exacte peut être facilement calculée d'après le mémoire de K. Darwin (1) dans lequel sont calculées au moyen des méthodes de la mécanique ondulatoire les décompositions pour toutes

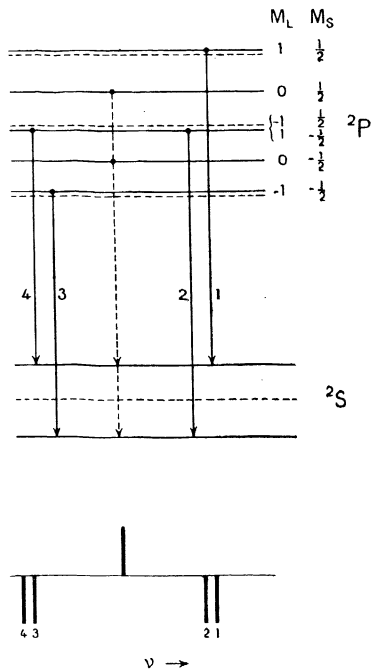


Fig. 8.

les valeurs du champ de plusieurs espèces de multiplets dans le cas du couplage Russell-Saunders. En particulier pour les doublets S — P. dans des champs intenses, mais non infinis (approximation du premier ordre en $1/\omega$) les positions des composantes 1-2 et 3-4 sont données par :

(1) K. Darwin. *Proc. Roy. Soc.* A **115** (1927), 1.

1	$\mu + \frac{A}{2}$
2	$\mu - \frac{A}{2} - \frac{A}{2\mu}$
3	$-\mu + \frac{A}{2}$
4	$-\mu - \frac{A}{2} + \frac{A}{2\mu}$

Les séparations sont donc :

1-2 (côté petites λ) . . .	$A + \frac{A}{2\mu}$
3-4 (côté grandes λ). . .	$A - \frac{A}{2\mu}$.

Ici $\mu \sim 10$, les séparations diffèrent donc entre elles de 10 o/o, la plus grande étant celle de la composante de plus petite longueur d'onde.

Plusieurs clichés ont été faits dans le IIe et le IIIe ordre du réseau, en utilisant le tube soit « en bout », soit en travers. La séparation a pu être obtenue sur la plupart des clichés du IIe ordre, la qualité du réseau étant moins bonne dans le IIIe ordre. La séparation est obtenue également quand le tube est observé en bout ou en travers, ce qui montre que l'élargissement des raies par absorption n'est pas importante. Les raies sont larges, ainsi que l'on pouvait s'y attendre, et une augmentation, même faible de leur largeur, ne permettrait plus d'obtenir la résolution des composantes perpendiculaires, qui n'est pas loin de la limite de ce que l'on peut observer. La différence de 10 o/o qui existe entre les deux séparations est suffisante pour que sur plusieurs clichés la résolution de la composante de plus grande longueur d'onde ne soit pas visible. Quelques clichés ont été faits avec des champs moins intenses, la résolution de la composante 1-2 devient alors plus nette, tandis que celle de la composante 3-4 disparaît complètement.

Il est certain que les séparations observées ne sont pas dues à un renversement des raies, car ce phénomène n'a pas été observé en l'absence de champ et sur aucun cliché avec

champ la composante centrale ne montre de trace de renversement.

J'ai fait sur l'un des clichés de 44 000 gauss des mesures d'écart, quoique l'on ne soit pas en droit d'en attendre une grande précision, et ces mesures ne sont données ici qu'à titre d'indication.

	Obs.	Calc.
Ecart 1-2	0,102 ± 0,005 Å	0,101 Å
Ecart 3-4	0,082 ± 0,007 Å	0,091 Å

L'accord est aussi bon qu'on peut le souhaiter pour des mesures de ce genre.

Ce travail a déjà été publié en 1935 dans une note aux *Comptes rendus* (1). Des expériences de Green et Loring (2) faites sur les raies auto-renversées produites par un arc dans le vide sont venues confirmer entièrement mes résultats.

Les clichés, faits sur des plaques à assez gros grains et montrant des séparations très petites sont peu aptes à être agrandis et reproduits sur une publication. On obtient une nette amélioration des agrandissements en les faisant suivant la méthode préconisée par Lacroute (3) et qui consiste à les déplacer parallèlement à la direction des raies pendant l'opération. C'est un cliché obtenu de cette façon que reproduit la photo n° XI de la planche, avec un grossissement de 6 diamètres ; seule une des composantes est vue nettement résolue sur la reproduction, bien que les deux soient vues résolues sur la plaque originale.

(1) *C. R.*, **200** (1935), 383.
(2) Green et Loring. *Phy. Rev.*, **49** (1936), 630.
(3) Lacroute. *Ann. de Phys.*, **3** (1935), 41.

CHAPITRE III

Sur l'effet Zeeman et l'effet Paschen-Back dans les cas de couplages intermédiaires.

Les configurations à plusieurs électrons donnent lieu à plusieurs termes dont les niveaux peuvent se grouper en séries et en multiplets de façon différente suivant les ordres de grandeur des différentes interactions des électrons, caractérisées par les couplages des moments orbitaux l et des spin s entre eux. Les cas extrêmes bien connus sont le couplage Russell-Saunders et le couplage j-j. Les facteurs g de décomposition magnétique ne sont ceux de Landé que dans le cas du couplage Russell-Saunders : ils dépendent du mode de couplage et l'on sait très bien les calculer pour les deux cas extrêmes [1]. Depuis le développement de la mécanique quantique plusieurs théories [2] ont été proposées pour suivre les transitions entre le couplage Russell-Saunders (R. S.) et le couplage j-j pour certaines configurations, en tenant compte des interactions les plus importantes, et donnant les valeurs de g correspondantes, calculables d'après la position des niveaux. L'accord est en général assez satisfaisant pour les configurations les plus simples.

Théorie de Houston. — Les configurations dont je me suis occupé ont été étudiées théoriquement par Houston par les moyens de la mécanique quantique. Elles correspondent au cas simple de deux électrons dont l'un a un moment orbital l nul. Il n'y a alors que quatre niveaux, qui, dans le cas du

(1) Goudsmit et Uhlenbeck. *Zeits. Phys.*, **35** (1925), 618.
(2) Houston. *Phys. Rev.*, **33** (1929), 297; Condon et Shortley. *Phys. Rev.*, **35** (1930), 1342; Laporte et Inglis. *Phys. Rev.*, **35** (1930), 1337; Inglis et Johnson. *Phys. Rev.*, **38** (1931), 1642; Inglis et Ginsburg. *Phys. Rev.*, **43** (1933), 194.

couplage Russell-Saunders, se divisent en un triplet et un singulet : soit A la constante du triplet dans ce cas limite. Je rappellerai ici seulement les résultats de la théorie de Houston. Celle-ci introduit un paramètre X qui est fonction de l'énergie électrostatique mutuelle des deux électrons, et représente, en gros, l'intensité du couplage *s-s*; l'interaction magnétique des deux spin et l'interaction entre chaque spin et l'orbite de l'autre électron sont négligeables pour les atomes de nombre atomique élevé. Le calcul, qui se fait suivant la théorie des perturbations, tient compte, en outre de la perturbation introduite par le champ magnétique : il conduit finalement à l'équation suivante :

$$\begin{vmatrix} X+\omega m-E & 1 & -m & 1 \\ 1 & 2\dfrac{\omega(m+1)+m-1-E}{(l+m)(l-m+1)} & 1 & 0 \\ -m & 1 & \omega m-E & -1 \\ 1 & 0 & -1 & 2\dfrac{\omega(m-1)-m-1-E}{(l-m)(l+m+1)} \end{vmatrix} = 0.$$

Ici $E = \frac{\Delta W}{A}$ représente l'énergie réduite (ΔW, énergie, et A, comptés en cm.$^{-1}$), comptée à partir d'un point origine qui est le centre de gravité de la configuration.

$\omega = \frac{\mu}{A}$ représente le champ réduit ($\mu = \frac{He}{4\pi mc}$, H en gausss, μ en cm.$^{-1}$); m est le nombre quantique magnétique habituel.

Ce déterminant représente une équation du 4e degré en E dont les solutions ont été données par Houston en négligeant les termes en ω^2. Considérons d'abord seulement les solutions pour $\omega = 0$:

$$E_1 = \frac{1}{2}\left\{(X-1)+[(X+1)^2+4l^2+4l]^{\frac{1}{2}}\right\}$$

$$E_2 = l$$

$$E_3 = \frac{1}{2}\left\{(X-1)-[(X+1)^2+4l^2+4l]^{\frac{1}{2}}\right\}$$

$$E_4 = -(l+1).$$

Si l'on compare ces valeurs à celles du couplage R. S. et du coupage j-j on voit que : 1° les racines E_2 et E_4 sont les mêmes dans les trois couplages : elles représentent les niveaux pour lesquels j a les valeurs $l + 1$ et $l - 1$ qui ne se reproduisent qu'une fois dans le système, et que nous appellerons pour abréger les niveaux « fixes » ; 2° les racines E_1 et E_3 tendent vers celles du couplage R. S. quand $X \to \infty$, et vers celles du couplage j-j quand $X \to 0$: ce sont les deux niveaux

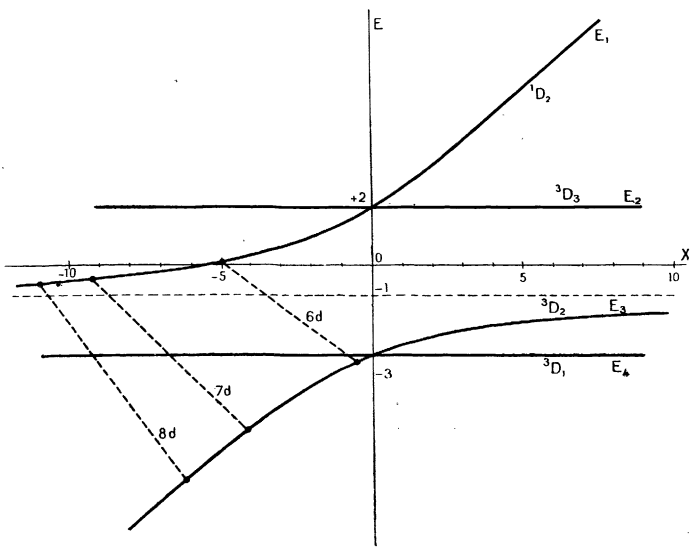


Fig. 9.

qui ont un j commun $j = l$; les courbes de la figure 9 représentent, pour $l = 2$ (système $^1D^3D$), la variation des racines quand X varie de $-\infty$ à $+\infty$. Les deux droites horizontales représentent respectivement $^3D_1$ et $^3D_3$; la courbe qui tend vers $+\infty$ en même temps que X est la « courbe des $^1D_2$ », l'autre est la « courbe des $^3D_2$ ».

La valeur de X n'est susceptible d'aucune détermination théorique, seules les positions mesurées des niveaux permettent de la trouver. Il suffit pour cela de reporter les niveaux (en valeur réduite, c'est-à-dire divisées par A) sur des courbes du type de la figure 5 : on doit ainsi trouver deux valeurs concordantes pour X. Les succès de la théorie de Houston sont nombreux.

Cherchons à voir comment se comportent les niveaux 6*snd* de Hg ($n = 6, 7, 8$). Les constantes A sont déterminées par la distance des deux niveaux fixes : $A = \frac{{}^3D_3 - {}^3D_1}{5}$.

Si l'on porte pour ces trois configurations les valeurs réduites des niveaux sur les courbes on s'aperçoit que : 1° toutes les valeurs de X ainsi déterminées sont négatives ; 2° les deux valeurs de X ainsi déterminées pour un n donné ne sont pas du tout les mêmes, ainsi que cela devrait être. Ainsi l'on trouve les valeurs suivantes, en appelant X_1 la valeur correspondante à ${}^1D_2$ et X_2 la valeur correspondant à ${}^3D_2$.

n	X_1	X_2
6	— 0,38	— 5,0
7	— 4,2	— 9,4
8	— 6,3	— 11

Les droites qui joignent les points correspondants sur les courbes sont toutes inclinées au lieu d'être verticales. 3° Les points correspondant aux niveaux ${}^1D_2$ coupent non pas la courbe des ${}^1D_2$ mais celle des ${}^3D_2$, et réciproquement. Il en est ainsi chaque fois que X est négatif : il y a permutation entre les niveaux ${}^1D_2$ et ${}^3D_2$. Nous verrons plus tard que cette permutation est bien plus apparente que réelle quant aux propriétés des niveaux mais qu'elle impose certaines précautions.

Le fait fondamental est néanmoins que l'équation de Houston ne peut rendre compte des positions relatives des niveaux des configurations 6*snd* de Hg. Il y a bien d'autres

cas analogues : dans certains cas ces manquements sont accidentels, ne se produisant que pour quelques termes dans une série : ils sont alors dus à des interactions entre configurations voisines. Ici par contre, comme dans le cas de la série : $6snp$, le désaccord a bien le même caractère tout au long de la série. Or l'équation de Houston permet également de calculer les décompositions magnétiques des niveaux des multiplets à couplage intermédiaire. On peut se demander si, bien que ne donnant pas la place des niveaux sans champ, elle serait capable de représenter leurs propriétés dans le champ, à la condition de prendre pour chaque niveau la valeur de X qui lui convient, et non une valeur unique pour la configuration : c'est ce que nous examinerons au double point de vue de l'effet Zeeman et de l'effet Paschen-Back.

Effet Zeeman. — Dans le cas le plus général chaque niveau se décompose, dans un champ faible, en $2j + 1$ niveaux distants du niveau sans champ de mg, m pouvant prendre la suite des valeurs entières entre $+ j$ et $- j$. Dans le cas du couplage R. S., g est le facteur de Landé dont les valeurs sont bien connues. Pour le cas des multiplets à couplage intermédiaire, Houston a donné les quatre solutions de l'équation en tenant compte des termes en ω jusqu'au 1er ordre.

On a :

$$E_1 = E_1^0 + m \frac{-X-1+(2l^2+2l+1)\sqrt{(X+1)^2+4l(l+1)}}{\sqrt{(X+1)^2+4l(l+1)}}$$

$$E_2 = E_2^0 + m \frac{l+2}{l+1}$$

$$E_3 = E_3^0 + m \frac{X+1+(2l^2+2l+1)\sqrt{(X+1)^2+4l(l+1)}}{\sqrt{(X+1)^2+4l(l+1)}}$$

$$E_4 = E_4^0 + m \frac{l-1}{l}$$

où les E^0 représentent les solutions sans champ. Les coefficients de m sont les valeurs de g que l'on désignera par la

suite par g_H. On remarquera que les niveaux 2 et 4 ($j = l + 1$ et $j = l - 1$) ont les mêmes valeurs de g que dans le cas du couplage R. S. ; les g des deux autres niveaux tendent vers les valeurs de Landé g_L quand $X \to \infty$. Quand $X \to -\infty$ les valeurs de g tendent encore vers les valeurs de Landé, mais avec la permutation déjà signalée plus haut :

$$g_{H4} \to g_{L2} \text{ et } g_{H2} \to g_{L4}$$

On voit donc que quand X est négatif les niveaux doivent permuter leurs noms au point de vue du calcul, mais non au point de vue de leurs propriétés. Les valeurs de g_H satisfont à la règle des sommes de g.

Plusieurs mesures de g ont été faites déjà dans le cas des multiplets à couplages intermédiaires obéissant à la théorie de Houston et les résultats ont toujours été satisfaisants. Dans le cas où les niveaux sans champ ne suivent pas la règle de Houston, il est possible de calculer pour chacun des niveaux une valeur g_H en employant la valeur de X qui permet de retrouver sa position sans champ : il est intéressant de voir si ces valeurs sont d'accord avec l'expérience, car alors elles doivent être en contradiction avec la règle des sommes de g. Malheureusement il n'existe encore que très peu d'exemples de mesures de g dans de tels cas.

Effet Paschen-Back. — Dans le cas de multiplets R. S. le terme d'effet Paschen-Back désigne le comportement des niveaux dans un champ dont la valeur en cm.$^{-1}$ n'est pas négligeable par rapport à la constante A du multiplet ; cette constante est, en effet, le seul paramètre qui fixe la distance des niveaux. Il en est tout autrement dans le cas des couplages différents où deux niveaux peuvent être très voisins bien que A soit grand, si X est assez petit. C'est le cas, en particulier du couplage j-j extrême où les quatre niveaux sont séparés en deux groupes dont l'écart est représenté par A, alors que la distance des deux niveaux de chaque groupe est

de l'ordre de X. Dans le cas intermédiaire de la configuration $6s6d$ de Hg, qui nous occupera tout spécialement les trois niveaux du triplet sont assez éloignés les uns des autres (35 et 60 cm.$^{-1}$) tandis que $^1D_2$ n'est qu'à 3 cm.$^{-1}$ de $^3D_1$. L'expérience montre qu'il y a ici un effet Paschen-Back dans des champs de l'ordre de 1 cm.$^{-1}$ bien que l'on ait $A = 19$. En reprenant les considérations élémentaires du modèle vectoriel, on sait que dans le cas des multiplets R. S., dès que le couplage des moments L et S avec le champ devient de l'ordre du couplage de L et S entre eux, celui-ci commence à être détruit et qu'il y a altération de la structure du multiplet ; le singulet ne présente pas d'effet Paschen-Back puisque $S = 0$. Dans les autres cas le couplage des l entre eux et des s entre eux peut n'être pas très grand par rapport au couplage de L et de S : ainsi le fait que le niveau $^1D_2$ de Hg soit très proche d'un des niveaux du triplet montre que le couplage des s entre eux est petit : c'est donc le premier couplage qui sera détruit par le champ.

L'effet Paschen-Back dans le cas du couplage R. S. a été traité complètement par le calcul par K. Darwin [1]. Le déterminant de Houston doit se prêter, si l'on conserve toutes les puissances de ω au calcul de l'effet Paschen-Back des multiplets à couplage intermédiaire. Un tel calcul a déjà été fait à propos des niveaux $^3D_1$ et $^1D_2$ de Hg par Green et Loring [2] : mais ces auteurs n'indiquent en aucune façon par quel moyen le calcul a été conduit, ni quels paramètres ont été utilisés. Nous allons donner deux méthodes de calcul ainsi que les résultats intéressants et remarques qu'elles peuvent suggérer.

Le déterminant représente une équation du 4e degré en E.

Pour simplifier l'écriture nous étudierons le cas des

[1] K. Darwin. *London R. S. Proc.*, **118** (1928), 264.
[2] J. B Green et R. A. Loring. *Phys. Rev.*, **46** (1934), 888.

niveaux D en donnant l'équation obtenue en faisant $l = 2$ puis $m = 0, 1, 2$:

$$m=0 \quad E^4 + E^3(-X+2) + E^2(-2X-11-\omega^2) + E(5X-12+X\omega^2) + 36 + 6X = 0$$

$$\begin{aligned} m=1 \quad & E^4 + E^3(-X+2-4\omega) \\ & + E^2[-2X-11+\omega(3X-8)+5\omega^2] \\ & + E[5X-12+\omega(6X+20)+\omega^2(-2X+10)-2\omega^3) \\ & + 6X+36+\omega(-4X+24)+\omega^2(-4X-8)-4\omega^3 = 0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} m=2 \quad & E^3 + E^2(-X-1-7\omega) + E(X-8+\omega(5X+4)+16\omega^2) \\ & + 2X+12+\omega(-2X+20)+\omega^2(-6X-4)-12\omega^3 = 0 \end{aligned}$$

$$m=3 \quad E-2-4\omega = 0.$$

Les équations pour $m = -1, -2, -3$ s'obtiennent simplement en changeant ω en $-\omega$.

Les équations ont quatre solutions correspondant aux quatre niveaux de la configuration, sauf pour $m = 2$ où l'équation n'est que du 3e degré (il n'y a, en effet, que 3 niveaux ayant $j = 2$), et $m = 3$ où il n'y a qu'une solution, (il n'y a qu'un niveau ayant $j = 3$). Les solutions complètes de ces équations sont très compliquées, aussi est-on conduit à rechercher des développements en séries dans les cas où ceux-ci peuvent être suffisants, ou, dans les autres cas, des méthodes de calcul numérique.

Développements en séries. — Chaque racine peut s'écrire sous la forme :

$$E_n = E_n^0 + g_H\omega + \beta\omega^2 + \gamma\omega^3 \ldots = E_n^0 + \Delta E_n^0 ;$$

nous allons développer une méthode simple pour le calcul des coefficients β seulement, le calcul des γ étant beaucoup plus compliqué et moins utile. Si nous ordonnons les équations de la page précédente en ω nous obtenons des équations du 3e degré en ω de la forme générale :

$$(1) \qquad a\omega^3 + b\omega^2 + c\omega + d = 0$$

où les coefficients a, b, c, d sont des fonctions de E. Pour $m = \pm 1$ et $m = \pm 2$ les ΔE seront de l'ordre de ω pour les petites valeurs du champ. Si donc nous nous bornons à ω^2 nous devrons, dans le développement d'une fonction de ΔE, nous borner aux termes du 2e ordre en E. Nous pouvons ainsi écrire :

$$(2) \qquad a(E_0 + \Delta E) = a(E_0) + \Delta E a'(E_0) + \frac{1}{2} \Delta E^2 a''(E_0)$$

et de même pour $b(E_0 + \Delta E)$, etc.,
substituant ces valeurs dans l'équation (1) et ordonnant en ΔE il vient, en négligeant $a\omega^3$:

$$(3) \quad \frac{1}{2} \Delta E^2 (b''\omega^2 + c''\omega + d'') + \Delta E(b'\omega^2 + c'\omega + d') + b\omega^2 + c\omega + d = 0$$

où b', c', d', et b'', c'', d'', désignent les dérivées de b, c, d, par rapport à E_0 En se bornant maintenant à ΔE^2 et $\omega \Delta E$ on a :

$$(3') \qquad \frac{1}{2} \Delta E^2 . d'' + \Delta E(c'\omega + d') + b\omega^2 + c\omega + d = 0 \; ;$$

on a toujours $d(E_0) = 0$ puisque $d(E) = 0$ est l'équation aux niveaux sans champ. On a, en se bornant cette fois au premier ordre :

$$(4) \qquad E . d' + c\omega = 0 \quad \text{soit donc} \quad E = \frac{-c\omega}{d'}$$

$\frac{-c}{d'}$ représente donc g ou $2g$ selon que $m = 1$ ou $m = 2$; on a d'ailleurs $c = 0$ pour $m = 0$. Si donc nous écrivons maintenant $E = \frac{-c}{d'}$ où ω est le coefficient cherché pour le second ordre, on a :

$$\frac{d''c\omega^2}{2d'^2} - \frac{cc'\omega^2}{d'} + \beta d'\omega^2 + b\omega^2 = 0,$$

soit donc (5) :

$$\beta = -\frac{b}{d'} + \frac{cc'}{d'^2} - \frac{d''c^2}{2d'^3}$$

ce qui peut s'écrire aussi :

$$(5') \qquad \beta = -\frac{b}{d'} - g\frac{c'}{d'} - g^2 \frac{d''}{2d'} .$$

On peut ainsi calculer les β pour chaque niveau en prenant les valeurs de b, c, d, etc., correspondantes.

Cas des niveaux indépendants du couplage. — Pour ces deux niveaux les coefficients β sont susceptibles d'une expression assez simple : il y a lieu évidemment d'employer la forme (5') puisque g a une valeur simple et indépendante du couplage. D'autre part d', étant linéaire en X :

$$d'(X,E_0) = d'(O,E_0) + Xd''_{E_0,X}(X,E_0).$$

La fonction $d(E_0,X)$ a quatre racines qui se groupent en deux racines doubles dans le cas du couplage j-j complet, ces racines étant les niveaux « fixes ». On a donc, pour ces deux niveaux : $d'(O,E_0) = 0$, et la valeur de d' qui intervient dans l'équation (5) ou (5') est $d' = Xd''_{X,E_0}(E_0)$ où d'' est un polynome en E_0 qui ne contient plus X. Chacun des termes b, c' et d'' est aussi linéaire en X, donc β peut se mettre sous la forme $\beta = \frac{m+nX}{pX}$.

Quand $X \to 0$, $\beta \to \frac{m}{pX} = \beta_{j\text{-}j}$, quand $X \to \infty$, $\beta \to \frac{n}{p} = \beta_{R.S.}$ et l'on a évidemment :

$$\beta = \beta_{j\text{-}j} + \beta_{R.S.}$$

où $\beta_{j\text{-}j}$ et $\beta_{R.S.}$ sont les deux valeurs de β dans les deux cas extrêmes de couplage. Les coefficients $\beta_{R.S.}$ sont, comme on le verra plus loin sur un exemple précis, identiques à ceux qui ont été calculés par Darwin K. (*loc. cit.*, p. 39).

Cas où le deuxième ordre en est insuffisant. — Dans ce cas, il faut chercher des solutions valables pour toutes les valeurs de ω. Les solutions littérales de l'équation seraient beaucoup trop compliquées : nous allons donner un moyen de trouver assez facilement des solutions numériques. Comme dans le paragraphe précédent nous ordonnerons les équations par rapport à ω : elles peuvent être ramenées au 2e degré en ω en faisant les changements de variables :

$$E = R + \omega \text{ pour } m = 1 \quad \text{et} \quad E = R + 2\omega \text{ pour } m = 2.$$

Les équations sont alors du type $a\omega^2 + b\omega + c = 0$, avec les valeurs suivantes pour les coefficients (cas de $l = 2$) :

m	a	b	c
0	$-R^2+RX$	0	$R^4+(-X+2)R^3$ $+(-2X-11)R^2$ $+(5X-12)R+6X+36$
1	$-R^2+RX+1$	$-2R^2+R(2X-2)+X$ $+12$	*id.*
2	R^2-RX-4	$R^3-R^2(X+1)+R(X-8)$ $+2X+12$	*id.*

Le coefficient c est le même pour les trois valeurs de m [1], puisque $c = 0$ et l'équation aux niveaux sans champ.

Le calcul numérique n'offre donc plus aucune difficulté : pour faire le calcul du niveau $+2$ pour $m = \pm 1$ par exemple, on choisit une valeur de R voisine de E_2^0. On a alors pour ω deux valeurs ω et ω' et à une valeur donnée de R peuvent correspondre deux racines de signe quelconque : les valeurs positives de ω correspondent à $m = +1$, les valeurs négatives à $m = -1$. On a :

$$E = R + \omega \quad \Delta E = E - E_0 \quad \Delta\nu = A.\Delta E \quad \text{et} \quad \mu = A\omega$$

Il faut, évidemment, se livrer à quelques tâtonnements pour choisir convenablement les valeurs de R. Nous donnons ici un exemple du calcul fait pour le niveau $^1D_2$ de Hg pour $m = \pm 1$ avec $X = -0{,}38$; pour ce niveau il faut choisir des valeurs de R voisines de la solution E_3^0 suivant la remarque déjà faite plus haut au sujet de la permutation des

[1] L'équation pour $m = 2$ (en général $m = l$) ne doit être que du 3e degré en E, donc en R. En réalité, le développement du déterminant donne une équation de la forme $(E + 3 - \omega) f(E) = 0$ où $f(E)$ est du 3e degré. Nous avons utilisé ici, ainsi que dans la suite, l'équation entière du 4e degré, les calculs se trouvant simplifiés par le fait que l'équation pour $m = 2$ possède le même coefficient c que les autres.

niveaux quand X est négatif. On a ici $E_3^0 = -3,159$. Si l'on choisit $R = -3,190$ on trouve, tous calculs faits :

$\omega = 0,142 \quad E = R + \omega = -3,047 \quad \Delta E = E^0 - E = 0,111$

$\omega' = -0,133 \quad E' = R + \omega' = -3,323 \quad \Delta E' = E_3^0 - E' = -0,164$

d'où en multipliant par $A = 19$:

$$\mu = 2,707 \qquad \Delta\nu = 2,118$$
$$\mu' = 2,536 \qquad \Delta\nu' = -3,125$$

On a ainsi déterminé un point de la courbe $m = +1$ et un point de la courbe $m = -1$ relatives au niveau $^1D_2$.

Pour $m = 0$ le calcul est beaucoup plus simple puisque $R = E$ et que l'équation est du type $a\omega^2 + c = 0$. Mais la discussion de l'équation pour $m = 0$ donne quelques résultats intéressants quant au terme final de l'évolution des racines

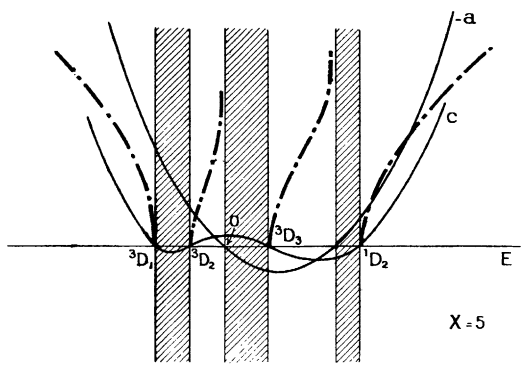


Fig. 10.

pour $m = 0$. Quand il n'y a pas d'effet Paschen-Back ces niveaux ne subissent aucun déplacement ; nous allons voir ce qu'ils deviennent dans le cas de l'effet Paschen-Back quand $\omega \to \infty$. Pour que ω existe il faut que a et c soient de signes contraires. On a tracé sur la figure 10 les courbes qui représentent les variations de c et $-a$ en fonction de E pour $l = 2$

et X = + 5. La courbe *c* coupe l'axe des E aux niveaux sans champ, la courbe — *a* en X et o. Les régions où les deux fonctions sont de signes contraires ont été hachurées : ce sont des régions interdites pour ω. Les courbes en traits mixtes représentent schématiquement l'évolution des niveaux *m* = o

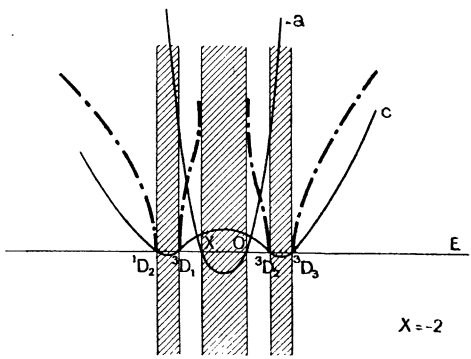


Fig. 10 *bis*.

issus des 4 termes D : on voit que les uns tendent vers l'infini, un vers o et un autre vers X quand le champ devient très grand. La figure 10 *bis* représente les mêmes variations pour X = — 2. On voit que l'allure des phénomènes dépend essentiellement de X : tels niveaux qui semblent « se repousser » dans un cas, semblent au contraire s'attirer dans d'autres cas.

Cas de la configuration 6s6d du mercure. — On adoptera les valeurs X = — 0,38 pour le niveau $^1D_2$ et X = — 5 pour le niveau $^3D_2$. Une difficulté subsiste quant à la valeur de X à employer pour les niveaux $^3D_1$ et $^3D_3$ dont la place sans champ ne dépend pas de X : nous essaierons d'employer pour chacun de ces niveaux la même valeur de X que pour le niveau voisin, celui qui tend à se confondre avec lui dans le couplage *j-j*. Nous prendrons donc X = — 0,38 pour

$^1D_2$ et $^3D_2$ et X = — 5 pour $^3D_2$ et $^3D_3$. Le calcul doit être fait par la méthode par changement de variable pour les deux niveaux qui ont X = — 0,38. Les tableaux I et II donnent les résultats pour ces deux niveaux.

TABLEAU I

$^1D_2$

	$m = +2$		$m = +1$		$m = 0$		$m = -1$		$m = -2$	
	R. S.		R. S.		R. S.		R. S.		R. S.	
0,5	1,09	1,09	0,55	0,51	0	— 0,04	— 0,55	— 0,58	— 1,09	— 1,09
1	2,19	2,19	8,09	0,98	0	— 0,11	— 1,09	— 1,18	— 2,19	— 2,19
1,5	3,28	3,28	1,64	1,39	0	— 0,24	— 1,64	— 1,79	— 3,28	— 3,28
2	4,38	4,38	2,19	1,73	0	— 0,41	— 2,19	— 2,43	— 4,38	— 4,38
2,5	5,47	5,47	2,74	2,01	0	— 0,60	— 2,74	— 3,08	— 5,47	— 5,47
3	6,56	6,56	3,28	2,25	0	— 0,80	— 3,28	— 4,74	— 6,56	— 6,56

Les champs et les écarts sont donnés en cm.$^{-1}$; on a donné également les écarts que l'on aurait dans le couplage R. S. On voit que l'effet calculé est considérable sauf pour les niveaux $m = +2$ et -2 où il ne serait donné que par la troisième décimale. L'effet est du même ordre pour les niveaux $^1D_2$ et $^3D_1$.

TABLEAU II

$^3D_1$

	$m = +1$		$m = 0$		$m = -1$	
	R. S.		R. S.		R. S.	
0,5	0,27	0,29	0	0,03	— 0,27	— 0,23
1	0,50	0,60	0	0,10	— 0,50	— 0,43
1,5	0,75	0,98	0	0,22	— 0,75	— 0,62
2	1,00	1,44	0	0,38	— 1,00	— 0,78
2,5	1,25	1,95	0	0,56	— 1,25	— 0,93
3	1,50	2,48	0	0,77	— 1,50	— 1,08

Niveaux $^3D_2$ *et* $^3D_3$. Ici la valeur de X, — 5 étant bien plus grande l'effet Paschen-Back sera beaucoup moins considérable et on peut faire le calcul par le développement en série en se limitant au deuxième ordre. Les coefficients β' de μ^2 sont $\left(\text{on a } \beta' = \frac{\beta}{A}\right)$:

pour $^3D_2$:

$$m = 0 \quad \beta' = -0{,}0116$$
$$m = \pm 1 \quad \beta' = -0{,}0021$$
$$m = \pm 2 \quad \beta' = -0{,}0051$$

pour $^3D_3$:

$$m = 0 \quad \beta' = +0{,}0098$$
$$m = \pm 1 \quad \beta' = +0{,}0087$$
$$m = \pm 2 \quad \beta' = +0{,}0054$$
$$m = \pm 3 \quad \beta' = 0$$

pour $m = 3$ il n'y a pas d'effet Paschen-Back puisque $m = l + 1$. Le seul moyen de savoir s'il est suffisant de se limiter au deuxième ordre, c'est de faire, pour une valeur élevée du champ, le calcul complet et de comparer les résultats : c'est ce qui a été fait ici.

Application à l'effet Paschen-Back dans le cas du couplage j-j extrême. — On a déjà vu que les coefficients β pour les niveaux indépendants du couplage prennent la forme simple.

$$\beta = \beta_{jj} + \beta_{\text{R.S.}}$$

Aucune équivalence analogue n'est valable pour les deux autres niveaux ; tout ce que l'on peut dire, c'est que quand X tend vers o le β de chacun d'eux tend vers celui du niveau voisin : les quatre niveaux sont séparés en deux groupes et les β sont les mêmes pour les deux niveaux d'un même groupe. $\beta_{\text{R.S.}}$ est alors négligeable devant $\beta_{j.j}$ et l'on a $\beta' = \frac{k}{AX}$. A cette même approximation la distance des niveaux d'un même groupe est aussi de la forme $d = \frac{k'}{AX}$.

On voit donc que l'effet Paschen-Back est inversement proportionnel à la distance des niveaux. Il en est d'ailleurs de même dans le couplage R. S.

Calcul des coefficients β pour les configurations ps. — Le développement du déterminant de Houston pour $l = 1$, ordonné par rapport à ω est : pour $m = 0$:

$$\omega^2(-E^2 + EX) + E^4 + (-X + 2)E^3 + (-2X - 3)E^2 + (X - 4)E + 2X + 4 = 0$$

pour $m = 1$:

$$\omega^2[5E^2 + (-2X + 10)E - 4X] + \omega[-4E^3 + (3X - 8)E^2 + (6X + 4)E + 8] + E^4 + (-X + 2)E^3 + (-2X - 3)E^2 + (X - 4)E + 2X + 4 = 0$$

nous n'expliciterons le calcul que pour les niveaux « fixes » :

1° $m = 0$: $\beta = -\frac{b}{d'}$ puisque $g = 0$

pour $E = -2$ (niveau $^3P_0$)(1) :

$$\begin{cases} d' = -3X \\ b = -4 - 2X \end{cases} \quad \begin{cases} \beta_{jj} = \frac{-4}{3X} \\ \beta_{R\,S.} = -2/3 \end{cases} \quad \begin{cases} \beta'_{jj} = \frac{-4}{3AX} \\ \beta'_{R.S.} = -2/3A \end{cases}$$

pour $E = 1$ (niveau $^3P_2$) :

$$\begin{cases} d' = -6X \\ b = -A + X \end{cases} \quad \begin{cases} \beta_{jj} = -1/6X \\ \beta_{R.S.} = 1/6 \end{cases} \quad \begin{cases} \beta'_{jj} = -1/6AX \\ \beta'_{R.S.} = 1/6A \end{cases}$$

2° $m = 1$: pour $E = -2$ ($^3P_0$) il n'y a pas de niveau $m = 1$

$$\text{pour } E = 1 \begin{cases} b = 15 - 6X \\ c = 9X \\ c' = -24 + 12X \\ d' = -6X \\ d'' = 18 - 10X \end{cases}$$

(1) On conserve la notation R. S. pour sa commodité, bien qu'elle perde ici sa signification.

on retrouve bien $g = -c/d' = 1,5$

$$\left\{\begin{array}{l}\beta_{\text{R.S.}} = 1/8 \\ \beta_{jj} = -1/8X\end{array}\right. \quad \left\{\begin{array}{l}\beta'_{\text{R.S.}} = 1/8A \\ \beta'_{jj} = -1/8AX\end{array}\right.$$

3° $m = 2$: pas d'effet Paschen-Back puisque $m = l + 1$.

Remarque 1. — Les valeurs de $\beta'_{\text{R.S.}}$ sont bien les mêmes que celles qu'a données K. Darwin.

Remarque 2. — Les signes de β'_{jj} correspondent dans tous les cas à un effet de répulsion réciproque des niveaux dans chaque groupe. Les expressions de β'_{jj} en fonction des distances d des niveaux sont les suivantes : on a en effet quand $X \to 0$ ${}^3P_0 - {}^1P_1 = AX/3$ (1er groupe), ${}^3P_2 - {}^3P_1 = 2AX/3$ (2e groupe) d'où les valeurs :

	1er groupe	2e groupe
$m = 0$	$4/9d$	$1/9d$
$m = 1$	»	$1/12d$

On peut comparer les valeurs du 2e groupe aux valeurs de $\beta'_{\text{R.S.}}$ pour le niveau ${}^3P_2$, exprimées de la même manière (on a dans le couplage R. S. ${}^3P_2 - {}^3P_1 = 2A$) : $1/3d$ pour $m = 0$ et $1/4d$ pour $m = 1$. L'effet Paschen-Back est donc, pour ce niveau, relativement trois fois plus important pour le couplage R. S. que pour le couplage j-j.

CHAPITRE IV

Étude expérimentale des configurations 6s6d et 6s7d du mercure.

Chacune de ces configurations comprend quatre niveaux $^1D_2$, $^3D_{1,2,3}$. Les combinaisons que j'ai étudiées pour la configuration 6*s*6*d* sont les suivantes :

	$^1D_2$	$^3D_1$	$^3D_2$	$^3D_3$
$^1P_1$ . . .	*5 790*	5 789	*5 770*	
$^3P_2$ . . .	3 663	3 662	*3 654*	*3 650*

Les raies les plus intenses sont en italiques ; l'une d'elles est une raie d'intercombinaison. Pour la configuration 6*s*7*d* je n'ai pu étudier que les deux raies 4 347 ($^1D_2$ — $^1P_1$) et 4 339 ($^3D_2$ — $^1P_1$).

Il est utile de connaître le comportement des niveaux $^1P_1$ et $^3P_2$ et si possible au moyen de raies autres que les précédentes. Le niveau $^1P_1$ peut être étudié au moyen de la raie 4 916. On trouve une décomposition bien symétrique et l'on détermine ainsi $g(^1P_1) = 1{,}01_8$, valeur supérieure de 0,5 o/o à la valeur 1,013 déterminée par Green et Loring sur la même raie. Le niveau $^3P_2$ est représenté dans la raie verte 5 461 et g a bien la valeur connue $1{,}50_0$.

1. Raies 5 790-5 789. — C'est cette raie jaune qui représente le mieux l'effet Paschen-Back. Depuis longtemps déjà on avait remarqué qu'elle se comportait d'une façon anormale. Le déplacement de la composante centrale, à peu près proportionnel au carré du champ, avait déjà fait l'objet de

mesures précises de Zeeman, puis Gmelin et Risco [1]. Il fut attribué depuis lors et pendant longtemps à un effet Paschen-Back de structure hyperfine [2]. Cependant le dédoublement de la composante violette était toujours passé inaperçu. Il fut mis en évidence à peu près simultanément par Green et Loring [3] et par moi-même [4], rendant ainsi évident l'effet Paschen-Back entre triplet et singulet.

La raie 5 790 est assez brillante et il faut une vingtaine de minutes pour la photographier dans le champ. La raie 5 789 est beaucoup plus faible et l'on ne peut obtenir ses composantes qu'en surexposant beaucoup (de une à deux heures) 5 790 : certaines de ces composantes ne peuvent être mesurées parce qu'elles viennent se mélanger à celles de 5 790. La figure I de la planche reproduit une photographie dans le champ de 50 000 gauss ; la photographie VII a été faite dans le champ de 66 000 gauss donné par les bobines supplémentaires, et par le procédé en champ non-uniforme. Ce dernier cliché permet de voir comment les composantes de 5 789 viennent se croiser avec celles de 5 790, et permet aussi de faire la distinction entre les composantes normales et les satellites dus à la structure hyperfine qui les accompagnent à des distances presque indépendantes du champ.

On peut faire facilement l'identification des raies d'après le schéma de décomposition de la figure 11 calculé avec $X = -0{,}38$ et 50 000 gauss. Les composantes (*abc*), (*ghi*) et (*ef*) forment des blocs qui ne sont résolus pour aucune valeur du champ. La composante α' de 5 789 est une composante « interdite ».

Le tableau III donne les positions des composantes mesurées sur 14 clichés à différentes valeurs du champ. Toutes les

(1) Zeeman. *Proc. Acad. Amst.*, **10** (1907), 351 ; Gmelin. *Phys. Zeit.*, **11** (1910), 1193 ; Risco. *Phys. Zeit.*, **13** (1912), 137.
(2) Back. *Handbuch der Physik*, **21**.
(3) Green et Loring. *Phys. Rev.*, **40** (1934), 888.
(4) *C. R.*, **199** (1934), 1603.

Tableau III

μ	ghi	abc	ef	d	φ	α'	β	δ	γ	$+2$	$g(^1D_2)$
										$3{,}31_5$	$1{,}04_7$
$1{,}57$	$-1{,}74_2$	$-0{,}15_3$	$1{,}44_9$	$1{,}71_4$							
						$3{,}12_6$	$3{,}99_8$	$3{,}99_8$		$3{,}75_5$	$1{,}04_7$
$1{,}79_4$	$-2{,}07_2$	$-0{,}24_2$	$1{,}59_2$	$1{,}92_6$							
						$3{,}10_2$	$3{,}98_9$	$3{,}98_9$	$4{,}97_2$		
$1{,}80_5$	$-2{,}07_8$	$-0{,}21_2$	$1{,}60_9$	$1{,}93_5$							
										$3{,}97$	$1{,}05_3$
$1{,}89$	$-2{,}12_8$	$-0{,}23_6$	$1{,}69_5$	$2{,}05_6$							
						$3{,}15_0$	$3{,}12_5$	$3{,}12_5$			
$1{,}96$	$-2{,}12_2$	$-0{,}26_0$	$1{,}75_4$	$2{,}14_5$							
										$4{,}37$	$1{,}05_3$
$2{,}08_0$	$-2{,}35_7$	$-0{,}28_6$		$2{,}25$							
$2{,}16_7$		$-0{,}30_7$									
										$4{,}85_5$	$1{,}05_0$
$2{,}31_2$	$-2{,}61_0$	$-0{,}34_2$		$2{,}51_0$							
							$4{,}34_0$	$4{,}51_2$		$4{,}98$	$1{,}05_5$
$2{,}36_0$	$-2{,}65_4$	$-0{,}34_7$	$2{,}08_4$	$2{,}58_0$							
$2{,}39_5$		$-0{,}35_3$									
$2{,}40^D$	$-2{,}70_4$	$-0{,}33_8$	$2{,}08_4$	$2{,}63_5$							
						$3{,}27_3$	$4{,}40_5$	$4{,}61_5$	$5{,}80_8$	$5{,}22$	$1{,}05_6$
$2{,}74_4^D$	$-2{,}78_7$	$-0{,}36_7$	$2{,}10_4$	$2{,}70_0$							
					$0{,}79_0$	$3{,}26_4$	$4{,}43_5$	$4{,}63_3$	$5{,}84_8$	$5{,}29$	$1{,}05_4$
$2{,}51_0^D$	$-2{,}80_4$	$-0{,}37_9$	$2{,}13_7$	$2{,}74_8$							
							$4{,}80$	$5{,}20$		$6{,}48$	
$3{,}08^D$	$-3{,}46$	$-0{,}58$	$2{,}54$	$3{,}39$							

positions sont rapportées à la position de la raie 5 790 sans champ ; elles ont été mesurées tantôt par rapport à la composante centrale de la raie 5 770, tantôt par rapport à la raie

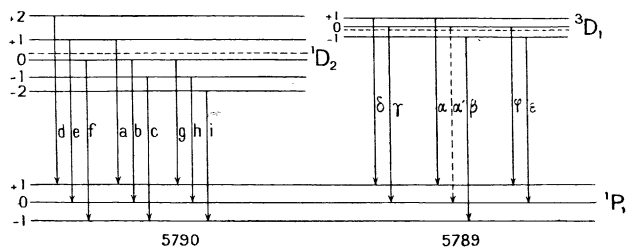


Fig. 11.

5 790 sans champ elle-même, chaque fois qu'il a été possible de la résoudre du bloc *abc* : les mesures de ce type sont

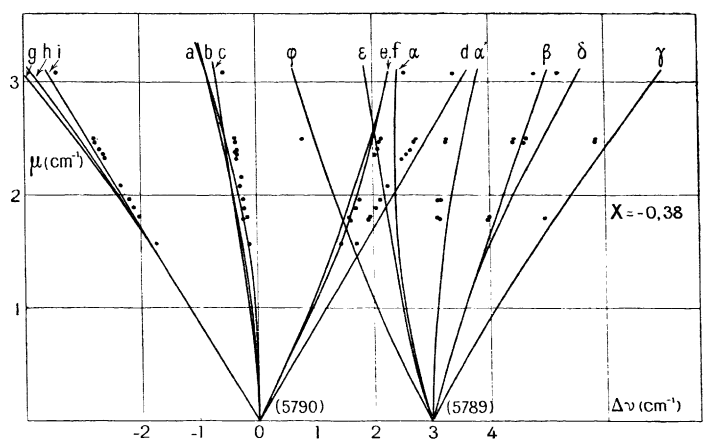


Fig. 12.

désignées par la lettre D, les mesures faites des deux façons sont d'ailleurs parfaitement cohérentes ; l'avant-dernière

colonne donne la position du niveau + 2, le seul qui donne une raie pure permettant de déduire avec certitude de la décomposition observée. La dernière colonne donne les valeurs de $g(^1D_2)$ calculées d'après ce niveau qui ne subit qu'un effet Paschen-Back très faible ; les courbes données plus loin ainsi que les calculs faits pour plusieurs valeurs de X donnent des déplacements proportionnels au champ à 0,1 o/o près. Il est donc légitime de déterminer ainsi un facteur g pour le niveau $^1D_2$: la valeur de $g(^1P_1)$ qui a servi est 1,018 ; la valeur moyenne de $g(^1D_2)$ ainsi calculée est

$$g(^1D_2) = 1{,}052 \text{ (}^1\text{)}.$$

La courbe 12 représente la variation calculée des différentes composantes en fonction du champ avec X = — 0,38. La raie 5 789 a été placée à 2,98 cm.$^{-1}$ de 5 790. Cette distance que j'ai mesurée sur plusieurs clichés (en bon accord avec la distance 3 663-3 662) est en désaccord avec la valeur donnée couramment 3,2 cm.$^{-1}$ (²). C'est avec cette distance 2,98 cm.$^{-1}$ que j'ai déterminé la valeur X = — 0,38 ; on verra d'ailleurs sur les courbes que la distance 3,2 serait tout à fait inacceptable. Les points expérimentaux ont été placés sur ce graphique. L'accord n'est pas très satisfaisant : en particulier les points *d* s'écartent d'environ 6 o/o de la courbe correspondante. La courbe 13 représente les mêmes courbes calculées avec une valeur légèrement différente X = — 0,5 ; c'est cette valeur qui a été employée par Green et Loring. Il faut faire subir aux courbes relatives à 5 789 une translation d'ensemble de façon à en ramener l'origine à la distance 2,98 cm.$^{-1}$ de 5 790. La distance serait en effet de 4,03 cm.$^{-1}$ pour X = — 0,5. L'accord est cette fois très bon pour les composantes *abc* et *ef* ; il est assez bon pour les composantes de 5 789. Il reste toujours une différence très nette pour la composante *ghi* et surtout pour la composante *d*.

(¹) Voir la note p. 61.
(²) Bacher et Goudsmit *Atomic energy states*.

En effet, la courbe d calculée est pratiquement une droite, de pente $1/g(^1D_2) - 1/g(^1P_1)$. Alors que l'effet Paschen-Back

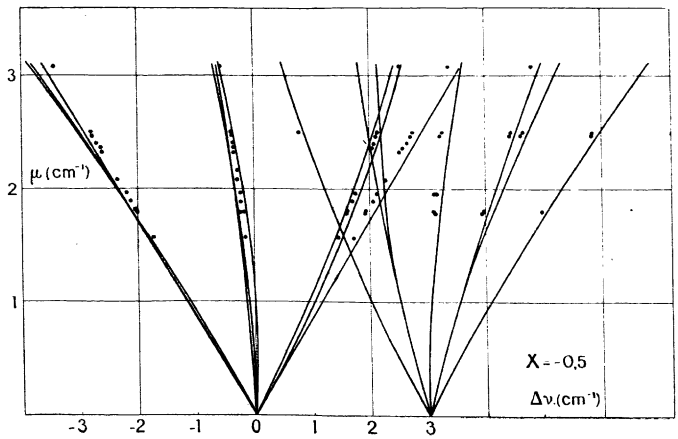


Fig. 13.

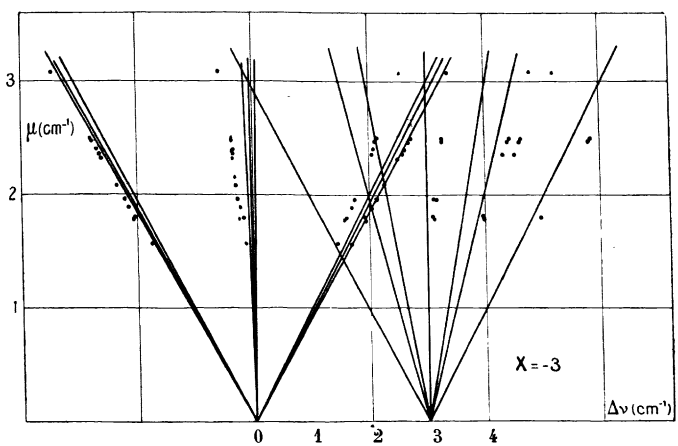


Fig. 14.

est assez sensible à la valeur de X, g y est beaucoup moins sensible, ainsi que le montre le tableau suivant :

X	0	— 0,5	— 1	— 2	— 3	— 4	— 5
$g(^1D_2)$	1,100	1,091	1,083	1,067	1,052	1,040	1,031
$g(^3D_2)$	1,067	1,076	1,083	1,100	1,115	1,127	1,136

Pour que les points d se placent sur la courbe correspondante il faudrait choisir une valeur de X qui donne à g la valeur 1,052 déterminée plus haut, soit donc X = — 3. J'ai donc calculé aussi pour X = — 3 les courbes de la figure 14. Pour cette valeur de X on peut se limiter dans le calcul au deuxième ordre en ω avec une erreur moindre que 5.10^{-3} cm.$^{-1}$ pour $\mu = 3$. A noter que pour le niveau $^3D_1$ ($E_0 = X = -3$) l'effet Paschen-Back est rigoureusement nul. Même remarque au sujet des courbes de 5 789 que dans le paragraphe précédent Ces courbes diffèrent beaucoup de celles des figures 12 et 13. Elles ne donnent pour la raie 5 790 qu'un effet Paschen-Back très petit et en particulier aucun dédoublement observable pour la composante violette : l'accord est cette fois franchement mauvais pour toutes les composantes sauf, naturellement, pour la composante d dont les points se placent exactement sur la courbe.

On voit donc qu'il est impossible de trouver une valeur de X qui rende compte de tous les aspects du phénomène observé. La valeur qui représente le mieux l'effet Paschen-Back (X = — 0,5) ne rend compte ni de la valeur de g ni de la distance des deux niveaux $^3D_1$ et $^1D_2$. Ces résultats sont en désaccord avec ceux de Green et Loring : « the agreement between experiment and theory is very satisfactory ». J'ignore tout à fait comment ces auteurs ont effectué les calculs. Il me semble qu'ils n'ont pas tenu compte de la permutation déjà signalée entre les niveaux $^1D_2$ et $^3D_2$: en effet, ils donnent comme valeurs calculées avec X = — 0,5 : $g(^1D_2) = 1{,}076$ et $g(^3D_2) = 1{,}091$. Certes, la valeur 1,076 se

rapproche plus de la valeur 1,052 observée ici, que la valeur 1,091 obtenue en tenant compte de la permutation. Cependant, si l'on calcule sans tenir compte de l'interversion, l'effet Paschen-Back pour le niveau $^1D_2$ $m = 0$ par la méthode de la page 42, on trouve un résultat absolument en désaccord avec l'effet observé ($\Delta\nu = 0,19$ pour $\mu = 2,36$ au lieu de $\Delta\nu = 0,28$ observé) : cette méthode est d'ailleurs injustifiable puisqu'elle conduit à appliquer à l'un des niveaux des valeurs calculées en réalité pour l'autre.

Raies 3 663-3 662. — Cette raie permet également l'étude de la décomposition du niveau $^1D_2$. Des dissymétries et des anomalies d'intensité avaient déjà été observées sur elle par Van Geel [1] qui avait aperçu alors la possibilité d'un effet Paschen-Back entre triplet et singulet.

Cette raie est moyennement intense et même avec un système optique en verre on peut la photographier en moins d'une heure dans le IIIe ordre. La décomposition obtenue est beaucoup plus compliquée que pour 5 790 et se prête moins bien aux mesures dans les champs faibles. D'autre part, la structure hyperfine est beaucoup plus serrée que dans le jaune, rendant les pointés un peu plus incertains. Les composantes de 3 662 sont en général trop faibles ou mélangées à celles de 3 663 pour être mesurées ; sur deux plaques seulement a été mesurée une composante parallèle « α » de 3 662 ($^3D_1(m = -1) - {}^3P_2(m = -1)$). La figure V de la planche reproduit une photographie dans le champ de 50 000 gauss et l'identification des composantes se fait facilement au moyen de la figure 15. Le tableau IV donne les positions des composantes mesurées pour les valeurs du champ et le tableau V donne les positions des niveaux de $^1D_2$ et d'un niveau de $^3D_1$ que l'on peut en déduire, avec l'indication de la composante qui a servi. On peut remarquer une dissymétrie notable entre

[1] W. C. Van Geel. *Zeit. Phys*, **47** (1928), 615.

les niveaux + 2 et — 2. Le niveau — 2 se déduit de la composante *m* qui se pointe avec assez peu de précision et il n'est

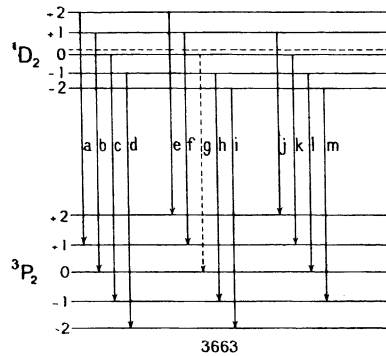


Fig. 15.

pas certain que cette dissymétrie soit réelle. Le niveau + 2 est connu avec beaucoup plus de certitude et ses valeurs

TABLEAU IV

μ	*k*	*l*	*e*	*m*	*h*	*a*	*b*	*c*	*d*	α
1,88			— $1,69_5$				1,63			
2,05			— $1,90_5$	— 1,35			1,75			
$2,18_5$			— $1,96_5$	— 1,37			$1,92_5$	$2,94_5$	4,04	
$2,30_4$		— 2,68		— 1,52			$1,95_5$			
$2,36_0$			— 2,19	— 1,55			2,00	3,10	$4,29_5$	
$2,39_8$			— 2,19	— $1,57_5$			$2,08_5$	3,21		
$2,47_4$	— $4,14_5$	— $2,82_5$	— $2,22_5$	— $1,60_5$			2,17	3,30	$4,59_5$	$5,61_5$
2,51	— 4,23	— 2,97	— 2,27	— 1,65	0,85	1,51	2,18	3,32	4,63	5,65

coïncident très bien avec celles que donne la raie 5 790. La dernière colonne donne les valeurs de $g(^1D_2)$ déduites de ces

niveaux : leur moyenne est 1,048, très voisine de la valeur calculée avec 5 790. Sur la courbe 16 on a porté les points

TABLEAU V

μ	+ 2 (a)	+ 2 (e)	+ 1 (b)	0 (c)	0 (k)	− 1 (d)	− 1 (l)	− 2 (m)	− 1 ($^3D_1$) (α)	g ($^1D_2$)
1,88		$3,93_5$	1,63							
2,05		4,24	1,75					4,42		$1,03_2$
$2,18_5$		4,59	$1,92_5$	$0,33_5$		$2,51_5$		$4,64_5$		$1,05_8$
$2,30_4$			$1,95_5$				2,68	$4,97_5$		
$2,36_6$		$4,96_5$	2,00	$0,44_5$		$2,79_5$		$5,09_5$		$1,05_3$
$2,39_8$		5,01	$2,08_5$	0,39				$5,17_5$		$1,04_5$
$2,47_4$		$5,20_5$	2,17	$0,41_5$	0,43	$2,83_5$	$2,82_5$	5,32	1,90	$1,05_0$
2,51	$5,29_5$	5,30	2,18	$0,46_5$	$0,44_5$	2,94	2,97	$5,43_5$	1,87	$1,05_4$

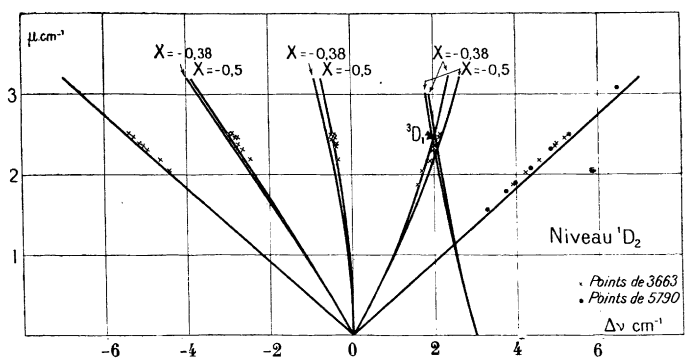


Fig. 16.

expérimentaux représentant les niveaux de $^1D_2$ et le niveau — 1 de $^3D_1$, ainsi que les courbes théoriques calculées avec $X = -0,38$ et $X = -0,5$; les points + 2 déduits de 5 790

ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE LABORATOIRE DE PHYSIQUE

ont été également portés sur le même graphique. L'accord est assez satisfaisant avec X = — 0,5, sauf pour le niveau + 2 pour lequel on peut faire ici les mêmes remarques qu'à propos de 5 790.

Raie 5 770. — Cette raie jaune se photographie en même temps que la raie 5 790, le temps de pose est le même. La planche représente en II la décomposition obtenue dans un champ uniforme de 50 000 gauss et en VIII dans un champ non uniforme allant jusqu'à 66 000 gauss ; la figure est formée de trois groupes de trois raies que l'on peut identifier au moyen du schéma de la figure 17 ; les composantes les plus faibles *f* et *g* ne sont visibles que sur les clichés très exposés. En dessous de 35 000 gauss les groupes ne sont plus résolus mais on peut pointer les composantes *d* et *i* sur les clichés peu posés. En général, les composantes sont plus nettes et plus intenses du côté des grandes longueurs d'ondes, ainsi que l'on peut le voir sur les reproductions et l'on peut souvent pointer les composantes *g* alors qu'il est impossible de pointer *f* : cet effet est probablement dû à la structure hyperfine. On peut voir également, surtout sur le cliché en champ non uniforme, de petites dissymétries dans les positions, mais on ne peut mettre en évidence aucun déplacement appréciable de la composante centrale *b* par rapport à la raie sans champ. Le tableau VI donne les résultats des mesures pour 9 valeurs du champ. La décomposition du niveau $^1P_1$ est représentée dans la raie par les distances (*eh*), (*ae*), (*bg*) et (*bf*) qui permettent de déterminer $g(^1P_1)$: la moyenne des déterminations ainsi obtenues est

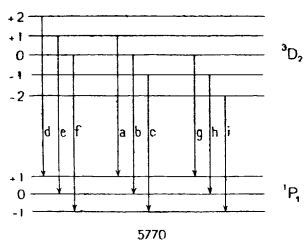


Fig. 17.

TABLEAU VI

μ	d	e	f	a	b	c	g	h	i
1,57	$1,85_5$				0				$-1,87_7$
1,79	$2,12_8$	$1,99_2$	$1,83_1$	$0,14_4$	0	$0,15_8$		$-2,01_2$	$-2,16_3$
1,89	2,25				0				$-2,28$
$2,08_0$	$2,48_4$	$2,30_3$		0,17	0	0,19		$-2,35_2$	$-2,52_5$
$2,31_2$	$2,75_5$	$2,56_5$		0,20	0	0,22		$-2,58_5$	$-2,80$
$2,36_0$	2,82	$2,63_2$	$2,42_5$	$0,21_6$	0	$0,22_4$	$-2,42_7$	$-2,63_5$	$-2,85_5$
$2,47_4$	$2,95_2$	$2,75_0$		$0,21_0$	0	$0,23_9$	$-2,55_2$	$-2,76_5$	$-3,00_4$
2,51	3,01	2,79		0,25	0	0,24	$-2,57$	$-2,82_6$	$-3,04$
3,08	3,68	3,40		$0,29_5$	0	$0,31_3$	$-3,12$	$-3,45$	$-3,77$

$g(^1P_1) = 1,026$. Cette valeur est de 0,8 o/o supérieure à la détermination faite par la raie 4 916. Un écart analogue de 1,2 o/o a été trouvé par Green et Loring : c'est probablement la structure hyperfine qui est responsable de cette différence (1). La courbe 18 montre comment varie la décomposition en fonction du champ ; toutes les composantes ont été portées du même côté de façon à rendre les dissymétries plus aisément visibles ; les écarts à la proportionnalité sont très faibles. Le tableau VII donne les positions des niveaux de $^3D_2$ avec l'indication de la composante qui a servi à les déterminer. La deuxième colonne donne l'écart du niveau $^1P_1$, moyenne des distances (*ch*), (*ae*), (*bg*) et (*bf*), qui sert dans la détermination des niveaux. Les deux dernières colonnes donnent les valeurs de $g(^3D_2)$ déduites, la première de la distance (+ 2, — 2), la deuxième de la distance (+ 1, — 1).

(1) Les valeurs de $g(^1D_2)$ qui ont été données au tableau III, page 52, étaient calculées avec $g(^1P_1) = 1,018$. Avec la valeur 1,026 donnée ici on aurait $g(^1D_2) = 1,056$, valeur plus forte de 0,4 o/o mais qui ne change rien aux interprétations données.

La moyenne de toutes ces valeurs est 1,115 ; nous verrons plus loin que la raie 3 664 donne la valeur très voisine 1,113. On a donc :

$$g(^3D_2) = 1,114.$$

Cette valeur est celle que donne le calcul avec X = — 3 ($g = 1,115$), alors que pour retrouver la position du niveau $^3D_2$ il faut employer X = — 5 qui donne $g = 1,136$, en

TABLEAU VII

μ	$^1P_1$ *mes*	+ 1 (*e*)	+ 1 (*a*)	— 1 (*h*)	— 1 (*c*)	+ 2 (*d*)	— 2 (*i*)	$g(+2, -2)$	$g(+1, -2)$
1,57	1,61*					$3,46_5$	$3,48_7$		
$1,79_4$	$1,84_4$	$1,99_2$	$1,98_8$	$2,01_2$	$2,00_2$	$3,97_2$	$4,00_7$	$1,11_2$	$1,11_5$
1,89	1,94*					4,19	4,22		
2,08	$2,14_7$	$2,30_3$	$2,31_7$	$2,35_2$	$2,33_7$	$4,63_1$	$4,67_2$	$1,11_8$	$1,11_9$
$2,31_2$	$2,36_5$	$2,56_5$	$2,56_5$	$2,58_5$	$2,58_5$	$5,12_0$	$5,16_5$	$1,11_2$	$1,11_4$
$2,36_0$	$2,42_0$	$2,63_2$	$2,63_6$	$2,63_5$	$2,64_4$	5,24	$5,27_5$	$1,11_4$	$1,11_7$
$2,47_4$	$2,54_4$	$2,75_6$	$2,75_3$	$2,76_4$	$2,78_3$	$5,49_5$	$5,54_8$	$1,11_6$	$1,11_7$
2,51	$2,56_5$	2,79	$2,81_5$	$2,82_6$	$2,80_5$	$5,57_5$	$5,60_5$	$1,11_1$	$1,11_9$
3,08	3,12	3,40	$3,41_5$	3,45	$3,43_3$	6,80	6,89		

* Valeurs calculées avec $g(^1P_1) = 1,026$.

tenant compte évidemment de l'interversion des deux niveaux. Cette valeur X = — 3 est précisément celle qu'il a fallu employer pour retrouver la valeur de g pour $^1D_2$. La règle des sommes de g se trouve donc vérifiée pour cette configuration ; nous verrons qu'il en est de même, mais avec une précision un peu moins grande pour la configuration 6 *s* 7 *d*.

Dans le tableau VIII sont portées, en centièmes de cm.$^{-1}$, les dissymétries δ observées entre les niveaux + 2 et — 2, et + 1 et — 1, ainsi que les valeurs correspondantes calculées

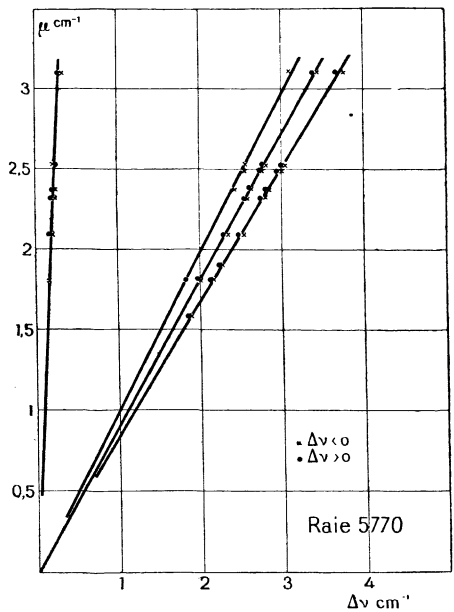


Fig. 18.

avec X = — 5 et X = — 3. Les valeurs calculées de β' pour X = — 3 sont :

$$\left.\begin{array}{l} \beta'\ (0) = 4{,}7.10^{-3} \\ \beta'\ (1) = 5{,}1.10^{-3} \\ \beta'\ (2) = 5{,}8.10^{-3} \end{array}\right\} \delta = 2\ \beta'\mu^2.$$

Il s'agit de différences extrêmement petites : aussi ne faut-il pas s'étonner de la variation irrégulière avec le champ des dissymétries mesurées. Celles-ci ne sont réellement établies que par le nombre des clichés mesurés : tel est surtout l'inté-

rêt du tableau VIII. L'accord est assez satisfaisant avec $X = -5$, sauf, évidemment, pour le niveau o pour lequel aucun déplacement ne peut être mis en évidence alors que l'on devrait avoir $\Delta\nu = 0{,}065$ pour 50 000 gauss, correspon-

TABLEAU VIII

μ	Diss (+ 1, — 1)			Diss (+ 2, — 2)		
	Mesuré	Calculé		Mesuré	Calculé	
		X = — 5	X = — 3		X = — 5	X = — 3
1,57				2,2	2,5	2,9
1,794	1,7	1,4	3,2	3,5	3,3	3,7
1,89				3,0	3,6	4,2
2,08	3,5	1,8	4,3	4,1	4,4	5,0
2,312	2,0	2,2	5,3	4,5	5,4	6,2
2,360	0,6	2,3	5,5	3,5	5,6	6,5
2,474	2,3	2,6	6,1	5,3	6,2	7,1
2,51	1,3	2,6	6,2	3,0	6,4	7,3
3,08	3,4	4,0	9,5	9,0	9,7	11,0

dant à un déplacement sur la plaque de 23 μ pour la composante centrale.

Ici la valeur de X qui rend le mieux compte de l'effet Paschen-Back est la même que celle qui donne la distance des niveaux, mais différente de celle qui donne la valeur de g.

Raie 3654. — C'est la deuxième raie qui permet de connaître le niveau $^3D_2$; elle vient sur les mêmes clichés que 3663 et 3650. La figure IV de la planche reproduit un cliché en champ uniforme de 52 000 gauss et le schéma de la figure 20 donne l'identification des raies. Les tableaux IX et X donnent les

TABLEAU IX

μ	$-i$	j	k	a	c	d	f	g	h
1,09				$-0,90_5$		$0,78_5$			
1,47				$-1,21_5$		1,07			
1,52				$-1,23$		1,13			
1,88	$-3,60_5$	$-2,87_0$	$-2,13_5$	$-1,51_5$		$1,38_5$	$1,98_5$	2,75	3,49
2,05	$-3,93_5$	$-3,14$	$-2,35$	$-1,68$	0,73	1,48	2,15	2,97	3,80
$2,18_5$	$-4,20_5$	$-3,33$	$-2,47$	$-1,74$	0,80	1,62	2,38	3,23	4,07
$2,30_4$	$-4,45_5$	$-3,54_0$	$-2,63_5$			$1,63_5$	$2,50_5$	$3,40_5$	
$2,36_0$	$-4,56$	$-3,62$	$-2,72_5$	$-1,93$	0,87	1,73	$2,53_5$	$3,46_5$	4,37
$2,39_8$				$-1,93_5$		$1,80_5$			
$2,47_4$	$-4,72_5$	$-3,76$	$-2,83$	$-1,98$	0,94	1,86	$2,71_5$	3,69	4,64

TABLEAU X

μ	$+2(a)$	$+1(f)$	$+1(i)$	$-1(k)$	$-1(h)$	$-2(d)$	$g(+2,-2)$	$g(+1,-1)$
1,09	$2,36_5$					$-2,48_5$		
1,47	$3,19_5$					$-3,34$		
1,52	3,32					$-3,42$		
1,88	$4,10_5$	$1,98_5$	$2,01_5$	$-2,13_5$	$-2,13_5$	$-4,23$	$1,12_1$	$1,10_0$
2,05	$4,43_5$	2,15	2,18	$-2,35$	$-2,31_5$	$-4,63_5$	$1,10_9$	$1,10_0$
$2,18_5$	4,82	2,38	$2,35_5$	$-2,47$	$-2,49$	$-4,94$	$1,11_9$	$1,11_2$
$2,30_4$		$2,50_5$	$2,49_5$	$-2,63_5$		$-5,32$		$1,11_5$
$2,36_0$	5,16	$2,53_5$	2,53	$-2,72_5$	$-2,72$	$-5,36$	$1,11_4$	$1,14_4$
$2,39_8$	$5,26_5$					$-5,39_5$	$1,11_4$	
$2,47_4$	5,46	$2,71_5$	2,72	$-2,83$	$-2,80_5$	$-5,58_5$	$1,11_5$	$1,11_8$

positions des composantes et des niveaux de $^3D_2$ que l'on peut en déduire, pour 10 valeurs du champ. On remarquera ici une assez forte dissymétrie par rapport à la raie sans champ : c'est une dissymétrie d'ensemble, à peu près égale

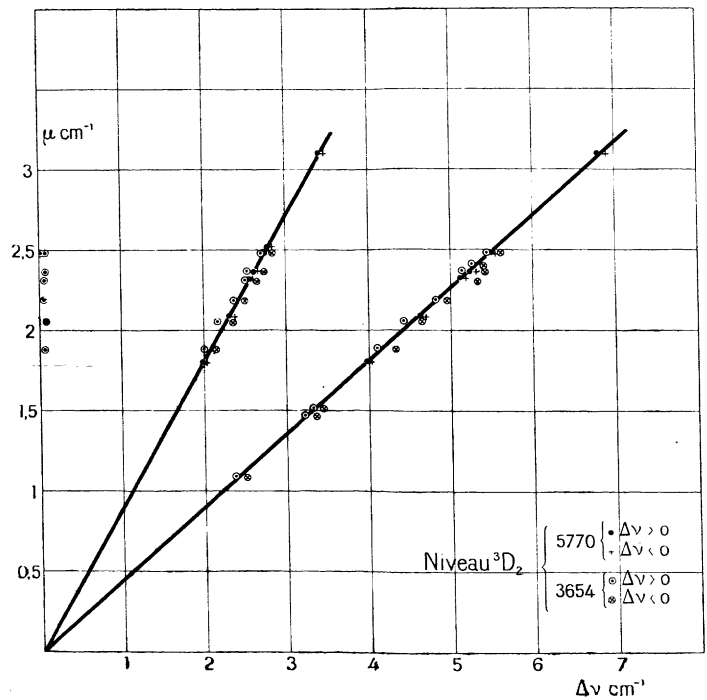


Fig. 19.

pour toutes les composantes, comme si l'ensemble de la figure avait été déplacé du côté des grandes longueurs d'onde. Cette dissymétrie est très visible sur la figure IX de la planche faite en champ non uniforme de 52 000 gauss maximum ; on peut même voir qu'elle ne semble pas diminuée quand le champ diminue. On se rend encore mieux compte de cela sur les courbes de la figure 19 qui représentent les niveaux

de $^3D_2$ déduits de 5 770 et 3 654 : ici encore les niveaux ont été placés tous du même côté pour rendre les dissymétries plus visibles. On voit qu'il y a un désaccord très net entre les deux déterminations et que les dissymétries déterminées au moyen de 3 654 ne diminuent pas en même temps que le champ ; on voit aussi que les moyennes (+ 2) (— 2) et (+ 1) (— 1) sont les mêmes dans les deux déterminations, ce que l'on peut voir également dans la dernière colonne du tableau X qui donne les valeurs de $g(^3D_2)$ ainsi calculées d'après 3 654 et dont la valeur moyenne est de 1,113. Tout se passe donc effectivement comme si les composantes étaient toutes déplacées vers le rouge, d'environ 0,08 cm.$^{-1}$, ou pointées par rapport à une raie sans champ déplacée vers le violet. Je n'ai pas pu trouver d'explication satisfaisante à cette différence entre les deux raies 5 770 et 3 654 : le rôle de la structure hyperfine est trop complexe pour que l'on puisse l'invoquer autrement que comme une hypothèse sans vérification. Sans pouvoir dire avec certitude quelle est celle des deux raies qui représente les propriétés du niveau $^3D_2$ il y a lieu de penser que c'est la raie jaune, dont les décompositions s'interprètent sans difficulté.

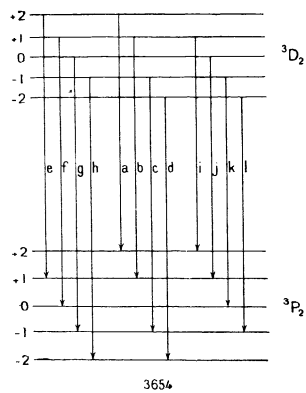


Fig. 20.

Raie 3 650. — C'est la seule raie qui permette d'atteindre le niveau $^3D_3$. Elle donne dans le champ 15 composantes, ainsi qu'on peut le voir sur le schéma de la figure 21 et sur la reproduction III de la planche. Les composantes les plus éloignées du centre sont très faibles et n'ont pu être mesurées que sur deux clichés.

TABLEAU XI

μ	a	b	c	d	e	f	g	h	i	j	k	l	m	n	p
1,88		2,809	2.524	2,201	1 907	0,627		0		0 598	1.857	2,201	2,522	2 809	
2,185		3,27	2 905	2.546	2,21	0 746	0,368	0	0,368	0 720	2 16	2,546	2,92	3,29	
2,360	3,933	3 534	3,149	2.772	2.416	0 803	0.403	0	0,384	0.761	2,313	2 734	3,130	3,530	3,91
2,398		3,613	3,219	2,848	2,478	0.815	0,404	0	0,38[illegible]	0.762	2,365	2.757	3,183	3 584	
2,474	4 147	3,737	3,333	2,905	2,480	0.843	0,410	0	0.423	0,817	2.442	2,896	3,331	3.717	

Le tableau XI donne les positions des composantes pour 5 valeurs du champ ; les composantes sont pointées par rapport à la composante centrale h pour laquelle on a donc par

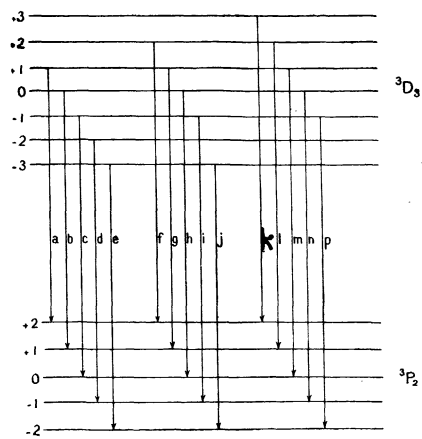


Fig. 21.

définition $h = 0$; on ne peut d'ailleurs pas voir de déplacement appréciable de cette composante par rapport à la raie sans champ. Le tableau XII donne les positions des niveaux de $^3D_3$, avec l'indication des composantes dont ils sont déduits :

les diverses déterminations d'un même niveau concordent assez bien pour que l'on puisse conclure à des dissymétries réelles. Quoique très petites ces dissymétries sont d'ailleurs

TABLEAU XII

μ	+ 3 (k)	− 3 (e)	+ 2 (l)	+ 2 (f)	− 2 (d)	− 2 (j)	+ 1 (a)	+ 1 (g)	+ 1 (m)	− 1 (c)	− 1 (i)	− 1 (p)
1.88	7,497	− 7.547	5 021	5,013	− 5,021	− 5,042			2 523	− 2 521		
2,185	8 715	− 8.765	5.824	5.809	− 5 821	− 5 835		2.910	2,92	− 2 905	− 2 210	
2,360	9,393	− 9,493	6 271	6 277	− 6,312	− 6,319	3.147	3,137	3,130	− 3,149	− 3,156	3,17
2.398	9 559	− 9.672	6.354	6,379	− 3,445	− 6 432		3,193	3,183	− 3,219	− 3,217	
2,474	9,864	− 9 900	6 607	6.579	− 6,616	− 6.605	3,275	3.301	3,331	− 3,333	− 3,288	

TABLEAU XIII

μ	Diss (3) — Diss (0)			Diss (2) — Diss (0)			Diss (1) — Diss (0		
	Mesuré	Calculé		Mesuré	Calculé		Mesuré	Calculé	
		X = − 5	X = − 3		X = − 5	X = − 3		X = − 5	X = − 3
1,88	5,0	6,9	8,3	1,4	3,1	3,8	0,2	0,8	0,9
2,185	5,0	9,5	11,2	1,3	4,4	5,0	− 0,7	1,1	1,2
2,360	10,3	11,0	13,1	4,1	5,0	5,9	2,0	1,2	1,4
2,398	11,3	11,5	13,6	7,3	5,2	6,1	3,0	1,2	1,5
2,474	3,6	12,1	14,5	1,7	5,5	6,5	0,5	1,4	1,6

indépendantes du fait que la raie sans champ soit ou non déplacée par rapport à l'ensemble de la figure : elles existent dans la décomposition elle-même et, si l'on appelle d_0, d_1, d_2 et d_3 les déplacements des niveaux $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$,

on mesure avec certitude les différences $d_3 - d_0$, $d_2 - d_0$, $d_1 - d_0$, sans pouvoir se prononcer très nettement sur la valeur de d_0. Ce sont des différences de cette sorte : diss (1) — diss (0), etc... qui ont été portées sur le tableau XIII, où figurent également les mêmes grandeurs calculées avec $X = -5$ et avec $X = -3$: on a par exemple : diss (3) — diss (0) $= 2[\beta'(3) - \beta'(0)]\mu^2$, etc... Les valeurs des coefficients β' pour $X = -5$ ont été données page 47 ; pour $X = -3$ on a :

$$\beta'(0) = 0{,}012$$
$$\beta'(1) = 0{,}010$$
$$\beta'(2) = 0{,}006$$
$$\beta'(3) = 0$$

L'accord est assez grossièrement satisfaisant, mais les valeurs des dissymétries calculées avec $X = -3$ et $X = -5$ diffèrent trop peu pour que l'on puisse choisir entre ces deux valeurs de X. Tout ce que l'on peut dire c'est que les ordres de grandeur des valeurs mesurées et calculées concordent, mais il ne faut pas oublier que l'on ne mesure que des différences de dissymétries : en réalité la plus grande dissymétrie mesurée est diss (3) alors que le calcul donne diss (3) $= 0$ quel que soit X et que l'on mesure diss (0) $= 0$. L'accord ne serait vraiment satisfaisant qu'à condition d'admettre que la raie sans champ subit un léger déplacement apparent par rapport à sa position théorique du fait de sa structure hyperfine; la composante centrale ($m = 0 \rightarrow m = 0$) se trouve au contraire à la même position que s'il n'y avait pas de structure hyperfine si l'effet Paschen-Back est complet pour celle-ci, puisque les positions des niveaux hyperfins sont données par la formule $\Delta\nu = am_im_j$: dans ce cas le déplacement mesuré pour la composante centrale ne correspond pas au déplacement réel.

La valeur de $g(^3D_3)$ déduite des mesures précédentes est :

$$g(^3D_3) = 1{,}33_5$$

en bon accord avec la valeur de Landé (niveau « fixe »).

Raie 4 347. — Cette raie faible demande au moins 40 minutes de pose : c'est le type parfait du pseudo-triplet, transition entre deux niveaux dont les g sont très voisins. Le schéma de transition est le même que pour la raie 5 790, mais ici il n'y a pas d'effet Paschen-Back sensible et aucun des groupes de composantes n'est résolu. La décomposition, mesurée sur trois clichés, est la suivante :

	ghi	*abc*	*def*	*g*	*g'*
$2{,}36_0$	$2{,}39_1$	0	$2{,}42_4$	$1{,}01_9$	$1{,}02_1$
$2{,}50_2$	$2{,}54_8$	0	$2{,}56_5$	$1{,}01_9$	$1{,}02_1$
$2{,}50_2$	$2{,}54_4$	0	$2{,}56_4$		

Il semble y avoir une petite dissymétrie entre les deux groupes de composantes ; j'ai utilisé la moyenne pour le calcul de $g(7^1D_2)$. Cette valeur a été déterminée par la méthode de Shenstone et Blair [1] pour l'utilisation des décompositions non résolues. Le calcul a été fait en adoptant successivement les deux valeurs 1,018 et 1,026 pour $g(^1P_1)$ (voir pp. 50 et 61) : on obtient ainsi pour $g(^1D_2)$ les deux valeurs portées dans le tableau sous les noms g et g', qui sont très voisines. La méthode de Shenstone et Blair est d'autant plus exacte que les g des deux niveaux sont plus voisins, on est donc ici dans un cas très favorable. On peut donc adopter la valeur :

$$g(7^1D_2) = 1{,}02_0$$

avec une incertitude de 0,4 o/o pouvant subsister du fait de la dissymétrie. Cette valeur de g correspond à $X = -6{,}5$ alors que c'est $X = -4{,}2$ qui donne la position du niveau.

Quant à la dissymétrie, elle est trop faible et il n'y a pas assez de recoupements pour que l'on puisse conclure à un effet Paschen-Back.

[1] Shenston et Blaire. *Phil. Mag.*, **74** (1929), 765.

Raie 4 339. — Ici le temps de pose doit être au moins de une heure et demie. On doit obtenir une décomposition analogue à celle de la raie 5 770 : le schéma de décomposition et les noms des composantes sont les mêmes. En réalité on ne peut pointer que les composantes *a*, *b*, *c* au centre, *i* et *h* du côté rouge (*g* très faible sur un seul cliché), et du côté violet on ne peut voir qu'une composante, probablement *d*, faible et très floue ; les pointés ne sont donc pas très précis. La décomposition mesurée sur trois clichés, à 53 000 gauss ($\mu = 2{,}50_7$) est la suivante :

	d	*a*	*b*	*c*	*g*	*h*	*i*
	3,10	0,32	0	0,35	2,52	2,88	3,30
$g(^3D)_2$	1,13	1,14		1,17		1,15	1,17

Les pointés sont trop peu précis pour que l'on puisse dire s'il y a un effet Paschen-Back, d'ailleurs peu probable, puisqu'ici $X = -9$. On peut seulement chercher à déterminer $g(7^3D_2)$. La deuxième ligne du tableau donne les valeurs que l'on peut déterminer d'après chaque composante en prenant $g(^1P_1) = 1{,}022$. Les valeurs ne sont pas très concordantes, leur moyenne est :

$$g(7^3D_2) = 1{,}15.$$

Cette valeur correspond à $X = -7{,}5$, alors que la position au niveau donne $X = -9{,}4$. La valeur $X = -7{,}5$ est assez voisine de la valeur $X = -6{,}5$ déterminée de la même façon par $^1D_2$. On a, d'ailleurs $g(^1D_2) + g(^3D_2) = 1{,}17$, alors que la règle des sommes donne 1,167.

Conclusion. — Le tableau suivant donne les valeurs de *g* ainsi que les valeurs X_{niv} et X_g qui donnent les positions des niveaux et les valeurs de *g*, pour les configurations 6*s*6*d* et 6*s*7*d*.

			X_{niv}		X_g	
m	$g(^1D_2)$	$g(^3D_2)$	$^1D_2$	$^3D_2$	$^1D_2$	$^3D_2$
6	$1{,}05_2$	$1{,}11_4$	$-0{,}38$	$-5{,}0$	$-3{,}0$	$-3{,}0$
7	$1{,}02_0$	1,15	$-4{,}2$	$-9{,}4$	$-6{,}5$	$-7{,}5$

Les valeurs de g obéissent à la règle des sommes, et si l'on veut les calculer par les équations de Houston, il faut employer des valeurs de X (X_g) franchement différentes de celles (X_{niv}) qui donnent la place des niveaux sans champ, alors que les effets Paschen-Back sont en général représentés assez convenablement par des valeurs de X très voisines des X_{niv}, et pas du tout par les X_g. On remarquera, de plus, que les valeurs de X_g (on peut admettre $X_g = 7$ pour $m = 7$) sont les moyennes des deux valeurs de X_{niv} : il n'y a peut-être là, d'ailleurs, qu'une simple coïncidence.

CHAPITRE V

Etude des niveaux p^5ns du néon. Effet Paschen-Back dans le couplage j-j.

Il est très difficile de trouver des niveaux présentant le couplage *j-j* et assez serrés pour donner un effet Paschen-Back mesurable. Cet effet n'a d'ailleurs jamais été mis en évidence dans un cas bien caractérisé de couplage *j-j*. Les niveaux du mercure ne constituent qu'un cas assez mal défini de ce couplage. Je n'ai pu trouver d'exemple possible à étudier que dans les configurations p^5ns du néon ; les raies correspondantes sont très faibles et n'ont pu être obtenues dans le champ qu'avec des poses très longues, allant jusqu'à 10 heures, et grâce à l'emploi conjugué de l'électro-aimant de l'Académie des Sciences, des tubes vus en bout, et de la lentille cylindrique.

Il ne s'agit pas là, évidemment, d'un système à deux électrons comme ceux que régit l'équation de Houston. Mais Laporte et Inglis [1] ont montré que les configurations telles que p^5s, d^9s, etc... relèvent également de cette équation à condition de prendre X et A négatifs (ce cas est d'ailleurs différent du cas des niveaux *sd* du mercure où seul X est négatif et il n'y a ici aucune interversion analogue des niveaux). De nombreux exemples sont déjà venus illustrer cette extension de la théorie de Houston, tant pour la position des niveaux que pour les valeurs de g [2]. La théorie

(1) Laporte et Inglis. *Phys. Rev.*, **35** (1930), 1337.

(2) Pogany. *Zeits. Phys.*, **93** (1935), 364 (gaz rares); Bakker. *Arch. Néerl.*, **13** (1931), 121 (gaz rares); Bakker. *Proc. Akad. Amst.*, **35** (1932), 82 (Ni); Whitford. *Phys. Rev.*, **39** (1932), 898 (K. II).

s'applique même beaucoup mieux dans ces derniers cas que dans le cas des configurations *sp*, *sd*, etc... (1) ; dans le cas du néon son succès s'étend également à l'effet Paschen-Back.

Les configurations étudiées $2p^5ns$ se composent de quatre niveaux que l'on désigne ordinairement par leur notation de

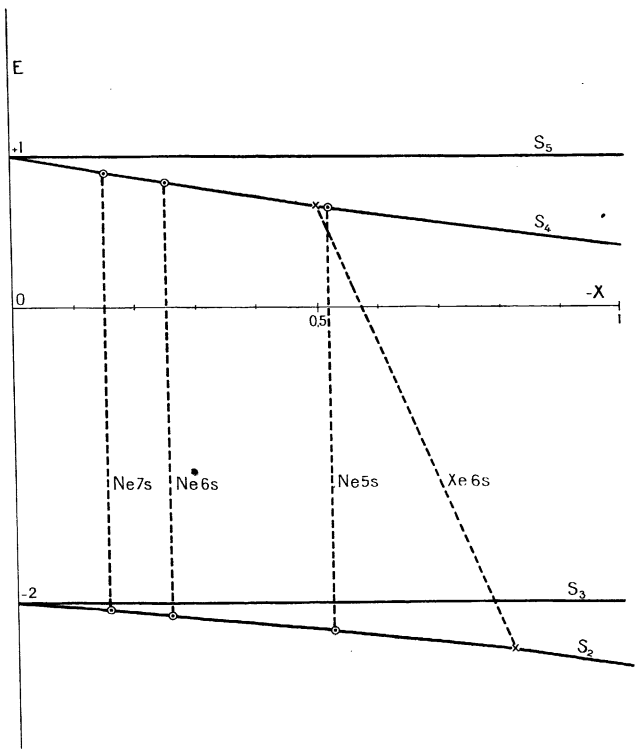


Fig. 22.

Paschen : $s_2(^1P_1)$, $s_3(^3P_0)$, $s_4(^3P_1)$ et $s_5(^3P_2)$. La notation R. S. continue à être commode bien qu'ayant perdu une partie de sa signification puisque les niveaux se groupent à partir de

(1) Inglis et Ginsburg. *Phys. Rev.*, **43** (1933), 194.

$n = 5$ en deux « doublets ». La figure 22 montre comment les niveaux sans champ se placent bien sur les courbes calculées d'après Houston, et permet également de déterminer les valeurs de X, données dans le tableau XIV ainsi que les largeurs des doublets.

TABLEAU XIV

n	5	6	7
A	260	260	260
X	0,53	0,25	0,12
$s_2 - s_3$	50	22	11
$s_4 - s_5$	84	42	24

Il y a dans ces trois configurations 12 niveaux intéressants à étudier. On peut les combiner avec la plupart des niveaux de la série p ($2p5np$), mais presque toutes les raies ainsi obtenues donnent dans le champ des pseudo-triplets ou des décompositions mal résolues dont il est difficile de tirer des résultats sûrs. Seules les combinaisons avec le niveau p_{10} donnent lieu à des raies assez intenses ou à des décompositions assez simples pour être étudiées. Ce sont les raies suivantes :

n	s_2	s_3	s_4	s_5
5	5 443	5 448	5 662	5 689
6	4 656	4 661	4 827	4 837
7	4 334	4 336	4 483	4 488

Les raies 4 483 et 4 488 n'ont pas pu être photographiées à cause de leur trop faible intensité; j'ai donc utilisé à leur place les raies 4 822 ($7s_4 - p_8$) et 4 828 ($7s_5 - p_8$) dont la première donne un pseudo-triplet.

On peut mesurer les positions des composantes par rapport à la raie sans champ juxtaposée sur la plaque en masquant une partie de la fente : ce procédé n'est pas sans risques pour la mesure des dissymétries dans le cas des poses très longues. Il peut arriver, en effet, que, si l'on ne

Tableau XV

		a	b	c
s_3	4 366	− 4,937	− 0.215	+ 4,472
	4 661	− 4 819	− 0 119	+ 4,576
	5 44	− 4.772	− 0,051	+ 4,63

		e	f	c	d	a	b
s_2	4 334	− 4.491	− 3,101*	− 1,565	+ 1,570	+ 3,101*	+ 4,902
	4 656	− 4,591	− 3,102*	− 1,590	+ 1,590	+ 3,102*	+ 4,798
	5 433	− 4,659	− 3,048*	− 1,655	+ 1,629	+ 3,048*	+ 4.734
s_4	4 827	− 4,675	− 2,771	− 1,878	+ 1,906	+ 2,798	+ 4,718
	5 662	− 4,715	− 2,859	− 1,841	+ 1,837	+ 2,835	+ 4,678

		g	h	i	d	e	f	c	b	c
s_5	4 837	− 4,64	− 3,533	− 2,377*	− 1,155	− 0,014	+ 1,136	+ 2,377*	+ 3,505	+ 4 68
	5 689		− 3,530	− 2,378*	− 1,150	− 0,011	+ 1,145	+ 2,378*	+ 3,501	+ 4,68

	c	b	a
4 822	− 2,575	+ 0,045	+ 2,670

	b	d
4 828	+ 1,728	+ 3,484

	c	b	a
5 222	− 2,578	+ 0,029	+ 2,639

	h	e
5 234	− 1,717	− 1,749

prend pas les précautions suffisantes (par exemple si l'on fait les réglages et la pose le même jour), la température du réseau varie légèrement pendant la pose, et que cette variation, sans élargir notablement les raies, provoque un déplacement relatif apparent des raies sans champ (pose courte) et des raies avec champ (pose longue). Pour remédier à cet inconvénient on peut faire une pose sans champ avant et une aprés la pose avec champ en disposant des raies sans champ de part et d'autre des raies avec champ et en prenant la moyenne des deux déterminations ainsi faites. Cependant l'expérience montre que ce procédé n'est pas encore suffisant pour des mesures de dissymétrie aussi faibles que celles l'on a ici : deux mesures faites de la sorte sur deux clichés différents peuvent donner des résultats légèrement différents. Il faut donc chercher à avoir sur la plaque les éléments de symétrie dans la pose avec champ elle-même. Il existe heureusement des niveaux qui doivent présenter théoriquement un effet Paschen-Back nul, ou très petit, ainsi que le montre le tableau XVI. Les composantes qui leur correspondent — et il y en a sur chaque cliché — ont été prises comme éléments de symétrie permettant de corriger s'il y a lieu la place des raies sans champ. La figure X de la planche reproduit un cliché des raies 4 434 et 4 436 et l'on voit nettement les dissymétries, inégales pour les différentes composantes, apportées par l'effet Paschen-Back.

Le tableau XV donne les décompositions mesurées. Les noms donnés aux composantes sont définis sur la figure 23. Les composantes qui ont servi d'éléments de symétrie sont marquées d'un astérisque. Le champ est de $2{,}36_0$ cm.$^{-1}$ (50 000 gauss), déterminé par la raie violette de Hg et par les niveaux p_{10} dont le g est bien connu et égal à 1,990 [1]. Les déplacements dissymétriques des niveaux sont donnés dans le tableau XVI ainsi que les déplacements calculés $d = \beta' \mu^2$. Pour

[1] MURAKAWA et IWAMA. *Sc. Pap. I. P. C. R.*, **13** (1930), 283.

les niveaux $5s_2$ et $5s_3$, X est encore trop grand pour que l'on puisse prendre $\beta' = \beta'_{jj}$ (voir p. 42) (¹). Le calcul des β' a donc été fait complètement (équation 5', p. 41) pour les niveaux $5s_{2,3}$ et $6s_{2,3}$. Mais pour $6s_{2,3}$ la différence entre β' et

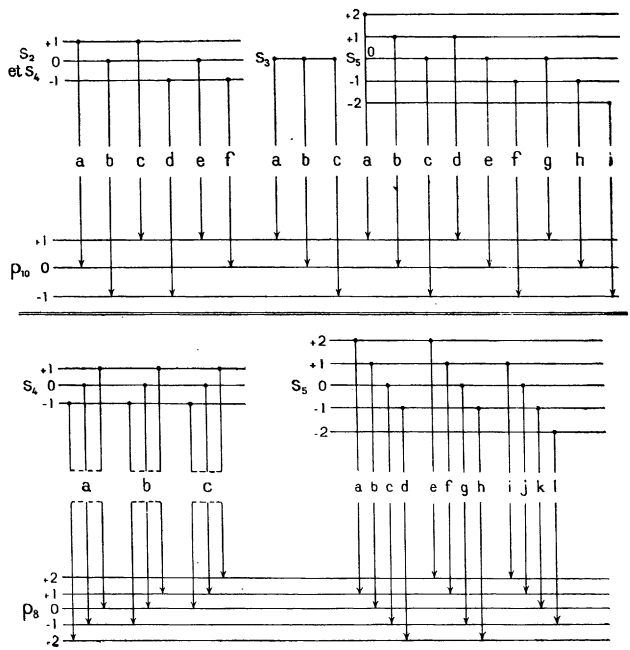


Fig. 23.

β'_{jj} est déjà très petite, et pour tous les autres niveaux on s'est borné à β'_{jj} : on a alors $\beta'(s_2) = \beta'(s_3)$ et $\beta'(s_4) = \beta'(s_5)$. Les déplacements sont partout très petits et sont pour presque

(¹) Dans une première note sur cette question (*C. R.*, **202** (1936), 1578) on avait pris partout $\beta' = \beta'_{jj}$. La différence n'est sensible que pour $5s_2$ et $5s_3$. Quelques valeurs expérimentales de d et de g (notamment $g(7s_4)$) ont été très légèrement corrigées après un examen plus approfondi des décompositions.

tous les niveaux en bon accord avec les déplacements calculés. On peut dire que la théorie de Houston rend très bien compte de l'effet Paschen-Back dans ce cas.

Le tableau XVI donne également les valeurs de g mesurées et les valeurs calculées. L'accord est excellent pour tous les niveaux. La valeur de g pour $7s_4$ a été déterminée au moyen de pseudo-triplet 4 821. Pour éliminer les risques d'application de la méthode de Shenstone et Blair, j'ai mesuré égale-

TABLEAU XVI

	$\beta\omega^2$						g	
	$m = 0$		$m = \pm 1$		$m = \pm 2$			
	calc.	obs	calc.	obs.	calc.	obs.	calc.	obs.
$5s_2$	+ 0,07	+ 0,04	0	0			1,292	$1,29_3$
$5s_3$	− 0,04	− 0,06					0	0
$5s_4$	+ 0,006	0,02	+ 0,004	− 0,01			1,208	$1,20_8$
$5s_5$	− 0,006	− 0,01	− 0,004	− 0,01	0	0	1,500	$1,49_8$
$5s_2$	+ 0,12	+ 0,10	0	0			1,314	$1,31_5$
$6s_3$	− 0,10	− 0,12					0	0
$6s_4$	+ 0,01	+ 0,02	+ 0,01	+ 0,01			1,186	$1,18_4$
$6s_5$	− 0,01	+ 0,006	− 0,01	− 0,01	0	0	1,500	$1,49_9$
$7s_2$	+ 0,22	+ 0,21	0	0			1,324	$1,32_0$
$7s_3$	− 0,22	− 0,22					0	0
$7s_4$	+ 0,03	+ 0,04	+ 0,02	?			1,176	$1,17_8$
$7s_5$	− 0,03	?	− 0,02	?	0	0	1,500	1,50

ment le pseudo-triplet homologue 5 222 ($6s_4 - p_8$) et j'ai déterminé $g(p_8)$ au moyen de cette raie par la même méthode en utilisant la valeur de $g(6s_4)$ bien déterminée par 4 827; on obtient ainsi $g(p_8) = 1,133$, valeur qui n'est pas forcément exacte. Mais en utilisant cette même valeur pour 4 821, on doit trouver une valeur assez sûre pour $g(7s_4)$: en effet les erreurs produites par l'application de la méthode dans l'étude de ces deux raies sont du même ordre puisque $g(7s_4)$ est très peu différent de $g(6s_4)$: on trouve ainsi $g(7s_4) = 1,17_6$. On peut aussi, quand on a à sa disposition deux triplets

homologues, admettre que l'on pointe les deux composantes les plus intenses $s_4(\pm 1) - p_8(\pm 2)$; connaissant $g(6s_4)$ on détermine ainsi $g(p_8) = 1,14_6$, valeur évidemment fausse, mais au moyen de laquelle on trouve avec 4 821 $g(7s_4) = 1\,180$, valeur très voisine de celle que donne la première méthode. On a donc, avec une bonne précision : $g(7s_4) = 1,17_8$. Quant à la valeur de $g(p_8)$ je l'ai déterminée au moyen de la raie 5 234 ($p_8 - 6s_5$) qui donne $g(p_8) = 1,13_3$, alors que Murakawa et Iwama donnent 1,138. La valeur $g(7s_5)$ n'est pas connue avec beaucoup de précision : elle est déterminée par la distance

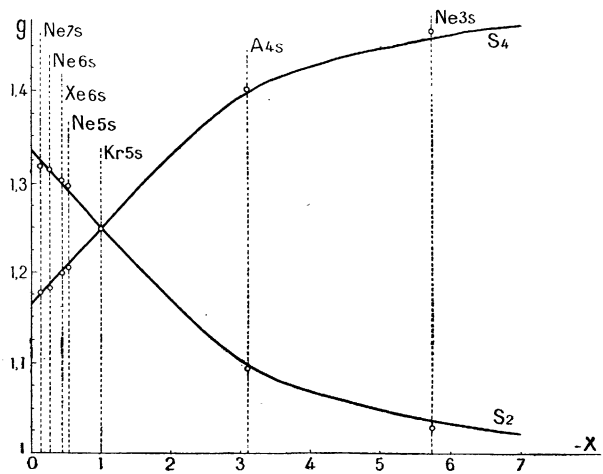


Fig. 24.

des deux seules composantes b et d que l'on ait pu pointer de 4 828 et en prenant pour $g(p_8)$ la valeur déterminée plus haut $1,13_3$.

La figure 24 représente les variations de g calculées en fonction de X pour les configurations p^5s. Sur cette courbe sont portées toutes les valeurs mesurées sur les gaz rares par d'autres auteurs et par moi-même. Toutes les mesures correspondent à des configurations suivant bien la règle de

Houston, sauf pour le xénon (voir les points représentant ces niveaux sur la courbe 22). Pour A, Ne, Kr, les points se placent bien sur la courbe des g en prenant pour X les valeurs déterminées par les positions des niveaux ; dans le cas du xénon les deux valeurs $g(s_4) = 1,20$ et $g(s_5) = 1,30$ qui ont été déterminées par Pogany (*loc. cit.*, p. 74) respectent bien la règle des sommes de g, mais correspondent à une valeur $X = -0,4$ alors que les niveaux donnent respectivement $X_{niv}(s_4) = -0,51$ et $X_{niv}(s_2) = -0,80$. Alors que pour les deux configurations $6s6d$ et $6s7d$ de Hg qui ne suivent pas la loi de Houston on avait $X_g = \frac{1}{2}(X_{niv} + X'_{niv})$, ici X_g n'est même pas compris entre X_{niv} et X'_{niv}. Et cependant il ne semble pas que le manquement à la loi de Houston soit causé par l'interaction avec une autre configuration, car dans ce cas la règle des sommes de g ne serait pas respectée. Il sera malheureusement difficile de suivre ce cas pour des termes plus élevés de la série, la configuration $p^5 6s$ de X*e* étant la seule de cette série dont les quatre niveaux soient connus.

RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS

J'ai mis au point un modèle de tubes très simple permettant d'obtenir l'excitation en haute fréquence avec une décharge parallèle au champ magnétique : cette réalisation a été rendue possible grâce à des conditions convenables de transport de l'énergie haute fréquence de l'oscillateur au tube. Ce dispositif permet d'obtenir très facilement les raies des gaz ou des substances volatiles dans d'excellentes conditions de finesse et d'intensité et a permis d'aborder l'étude dans les champs intenses de certaines raies qu'il n'aurait pas été possible d'étudier jusqu'alors.

J'ai donné, sur une raie du lithium, la première vérification expérimentale du fait que le triplet obtenu dans l'effet Paschen-Back total n'est pas en réalité un triplet pur, mais que ses composantes possèdent une structure fine.

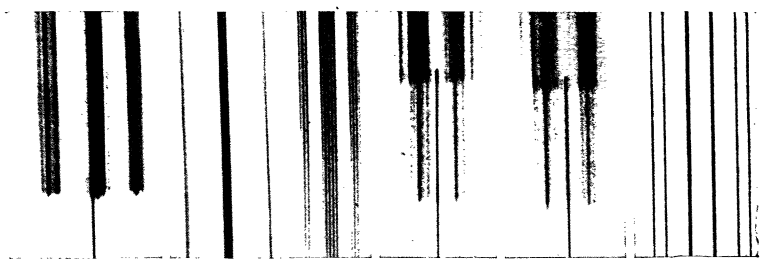
Ayant poussé plus loin le développement d'une des théories (théorie de Houston) relatives aux couplages intermédiaires entre le mode de Russell-Saunders et le couplage *j-j*, j'ai pu donner le moyen de calculer l'effet Paschen-Back dans ce cas et notamment prévoir les aspects principaux de cet effet dans le cas du couplage *j-j* extrême.

Le cas du couplage intermédiaire a été étudié en détail sur certaines raies du mercure appartenant aux configurations $6s6d$ et $6s7d$: pour certaines de ces raies l'effet Paschen-Back est très important. Ces configurations obéissent mal, sans champ magnétique, à la théorie de Houston et l'accord est également peu satisfaisant pour l'effet Paschen-Back. On peut obtenir un accord apparent qui a pu paraître satis-

faisant à d'autres auteurs, mais l'étude détaillée du phénomène et de la théorie montre que celle-ci est encore insuffisante pour ces configurations du mercure. Seuls le sens et l'ordre de grandeur de l'effet Paschen-Back peuvent être prévus convenablement pour presque tous les nivaux.

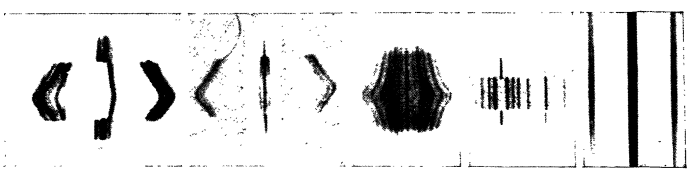
Dans un cas de couplage beaucoup mieux défini, celui de certaines configurations du néon qui obéissent bien à la théorie de Houston, j'ai montré pour la première fois l'existence d'un effet Paschen-Back dans le cas du couplage j-j extrême : cet effet, bien que très petit, a pu être étudié avec précision en fonction des variations du couplage et les observations sont en très bon accord avec les développements que j'ai donnés de la théorie de Houston. Les valeurs de g sont également en très bon accord avec les valeurs théoriques.

Les cas étudiés dans ce travail précisent donc les limites d'application de la théorie de Houston, et montrent la généralité de l'effet Paschen-Back.



I II III IV V VI

I. — Hg 5 790 et 5 789. IIe ordre H ~ 50 000 gauss (pose sans champ juxtaposée au-dessous).
II. — Hg 5 770. IIe ordre. H ~ 50 000 gauss.
III. — Hg 3 650. IIIe ordre. H ~ 50 000 gauss.
IV — Hg 3 654. IIIe ordre. H ~ 50 000 gauss (2 poses différentes avec champ, et pose sans champ juxtaposées).
V. — Hg 3 663 et 3 662. IIIe ordre. H ~ 50 000 gauss (2 poses différentes avec champ, et pose sans champ juxtaposées).
VI. — Zn 4 722. IIe ordre. H ~ 44 000 gauss.



VII VIII IX X XI

VII. — Hg 5 790 et 5 789. IIe ordre. Champ non uniforme variant entre 50 000 et 66 000 gauss (avec les bobines supplémentaires). Poses sans champ juxtaposées au-dessus et au-dessous (à la reproduction la composante centrale, trop noire, a été moins exposée).
VIII. — Hg 5 770. IIe ordre. Champ non uniforme variant entre 50 000 et 66 000 gauss (avec les bobines supplémentaires). Poses sans champ juxtaposées au-dessus et au-dessous (à la reproduction la composante centrale, trop noire, a été moins exposée).
IX. — Hg 3 654. IIIe ordre. Champ non uniforme variant entre 30 000 et 50 000 gauss. Ces trois dernières photographies ont été faites avec la lentille cylindrique. Pour toutes les reproductions précédentes, grossissement de 6 diamètres.
X. — Néon 4 334 et 4 336. IIe ordre. H ~ 50 000 gauss. Avec lentille cylindrique. Poses sans champ juxtaposées. Grossissement : 3 diamètres.
XI. — Li 6 707. IIe ordre. H ~ 44 000 gauss. Agrandissement de 6 diamètres, fait avec translation de la plaque.
Sur toutes ces photographies, longueurs d'onde croissant vers la droite.

MASSON ET Cie, ÉDITEURS

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Applications de l'Optique électronique

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 3 mars 1937.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

Ch. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

S. CHARLÉTY.

LAVAL. — IMPRIMERIE BARNÉOUD