

THE PROCEEDINGS OF THE PHYSICAL SOCIETY

Section B

VOL. 63, PART 12

1 December 1950

No. 372 B

Quelques recherches sur les raies faibles dans les spectres optiques

By P. JACQUINOT

University of Paris

Fifth Holweck Discourse, delivered 17th May 1950

ABSTRACT. En plus de la faiblesse absolue des raies, c'est surtout leur faiblesse relative qui interdit leur observation lorsqu'elles sont trop voisines d'autres raies. Elles sont alors masquées par la lumière provenant de l'étalement des raies voisines, qui est dû essentiellement à la diffraction dans le spectrographe.

Il est souvent possible d'observer les raies faibles en modifiant dans la source elle-même les rapports d'intensité entre les différentes raies, grâce au phénomène d'autoabsorption, dont quelques exemples d'utilisation sont donnés.

On peut aussi modifier profondément la figure de diffraction classique de façon à en atténuer les 'pieds'. Cette 'apodisation' est obtenue, soit par des diaphragmes de formes diverses, soit par des écrans absorbants dégradés suivant des lois convenables. Quelques indications sont données sur le calcul de ces lois, sur la réalisation des écrans, et sur les résultats obtenus, consistant en des améliorations de contraste au voisinage des raies, dans un rapport atteignant facilement 10 000.

Le plus intéressant des résultats spectroscopiques obtenus jusqu'à présent est la mise en évidence et l'étude des raies d'intercombinaison de l'hélium. La plus facile à observer de ces raies se présente comme un satellite de la raie jaune, distant de 1 Å., et 10 000 fois plus faible. Il a même été possible d'observer l'effet Zeeman de cette raie; cet effet Zeeman est d'ailleurs différent de celui que l'on doit attendre, et cette contradiction pose un problème de rayonnement qui n'a pas reçu de solution.

I SHOULD like to say first how happy I am to be the fifth Holweck Prizewinner; it is for me a very great honour to have been recognized by the distinguished scientists who form the Physical Society Council.

Knowing the important part played by this prize in the friendly relations between scientists of our two countries, I am very proud to be the object of one of these expressions of friendship, the idea of which we owe to the eminent Foreign Secretary of the Physical Society. Professor Andrade's initiative will keep green for many years the memory of the life and death of Fernand Holweck, who was one of the most original and creative of our French physicists.

I knew Holweck a little. I admired his intuition, the acuteness of his way of thinking, and his experimental skill. I know too that his judgment of those of his colleagues whose work lacked character was sometimes a bit severe. I appreciate all the more the honour that is done to me today, because his name is attached to the Prize.

I am also very proud to see my name appear on the Holweck Prize list, which opened so brilliantly with those of Professor Andrade, of my old friend Charles Sadron, and of Professor Bates and Professor Rocard. My personal merits are rather modest, when compared with those of the former names, but it is impossible to suggest in public that there might be any doubt about the wisdom of the decisions of the Physical Society Council!

I have preferred to say a few words in English. I am sure now you will have no regret if I change language. You will surely understand me far better if I avoid going on torturing the language of Newton and Faraday.

Le sujet de ma conférence est une brève revue de ce que l'on doit faire, et de ce que l'on peut trouver lorsqu'on veut, par une curiosité peut-être excessive, chercher des raies spectrales situées à quelques dixièmes d'Angstrom d'autres raies quelques milliers de fois plus intenses qu'elles.

Les interféromètres se prêtent mal à de telles recherches. Cependant si les différences de longueur d'ondes deviennent très faibles ils sont les seuls appareils utilisables. Il y a en Angleterre d'éminents spécialistes de l'interférométrie qui savent combien on est alors limité par les questions de contraste. Kuhn a déjà obtenu dans ce sens des résultats intéressants par l'emploi de deux appareils Fabry-Perot en série, et Dufour (1949) a étudié le problème dans sa thèse récente. Mais je ne considérerai aujourd'hui que de l'emploi des spectrographes à prismes ou à réseau, c'est-à-dire ceux dans lesquels on forme l'image monochromatique d'une fente.

§ 1. LIMITE DE RÉOLUTION POUR DEUX RAIES D'INTENSITÉS TRÈS DIFFÉRENTES

Si une raie faible, ou un groupe de raies faibles, était isolée dans le spectre à étudier il y aurait bien des moyens de la détecter malgré sa faiblesse: emploi de sources plus intenses, en particulier de sources longues, poses de grande durée dans le cas de la détection photographique, systèmes à grande constante de temps dans le cas de la détection photoélectrique. De toute façon, plus la raie est faible, plus il faut de moyens puissants, et de temps, pour l'étudier, mais si cette faiblesse absolue des raies exige beaucoup de travail, elle ne constitue pas un obstacle insurmontable.

Malheureusement les raies ne sont jamais seules, et les raies 'faibles' encore moins que les autres. Elles peuvent être mêlées à toutes sortes de lumières parasites, en particulier à des spectres d'impuretés, et tous les spectroscopistes connaissent bien les difficiles problèmes de purification que cela pose. Mais la recherche des raies faibles devient vraiment très difficile quand il se trouve dans leur voisinage des raies beaucoup plus intenses qu'elles, et qui appartiennent normalement au même spectre. Si la différence de longueur d'onde $\Delta\lambda$ des deux raies est trop faible, ou leur rapport d'intensité K trop grand, il devient impossible de détecter la raie faible, et si K est par exemple de l'ordre de 1000, $\Delta\lambda$ peut être 10 ou 100 fois plus grand que la limite de résolution conventionnelle $\delta\lambda$ définie pour deux raies d'égale intensité. Cela est dû au fait que la lumière s'étale autour de la position géométrique d'une raie même parfaitement monochromatique, beaucoup plus qu'on ne le croit d'habitude. Si l'on trace la courbe de répartition de l'éclairement dans l'image monochromatique d'une fente, cette courbe se compose d'une partie centrale ou 'corps', et d' 'ailes' ou 'pieds' beaucoup plus faibles, dont seule une représentation en ordonnées

logarithmiques peut donner une idée correcte. On réserve le plus souvent le nom d'ailes aux parties de l'image relativement intenses et proches du corps de la raie, et le nom de pieds aux parties de faible intensité relative—par exemple inférieure à 5×10^{-3} du maximum et qui peuvent s'étendre très loin. Les aberrations géométriques provoquent généralement un élargissement du corps de l'image, et l'apparition d'ailes, souvent dissymétriques. Mais les pieds sont dûs le plus souvent à la plus essentielle des limitations de la définition, qui est la diffraction. J'ai souvenir qu'on n'enseigna que la figure de diffraction d'une fente donnée par un objectif rectangulaire de largeur a à la distance f était composée d'une frange centrale, de largeur $\lambda f/a$, et de franges latérales (figure 1) * de largeur deux fois plus petite, et d' 'intensité négligeable'. Mais

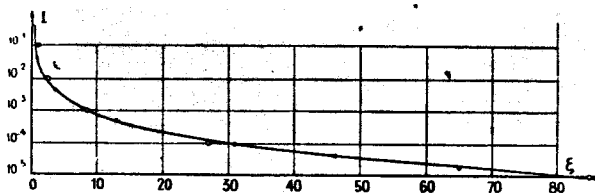


Figure 2. Loi de décroissance de l'éclairement de franges en fonction de leur numéro; ordonnées logarithmiques.

la dixième frange a encore une intensité relative de 10^{-3} (figure 2), ce qui est loin d'être négligeable quand les raies à séparer ont un contraste de 10^4 , et l'intensité des franges décroît seulement comme l'inverse du carré de leur numéro. Un calcul très simple montre alors que le pouvoir de résolution pour deux raies de contraste K serait ainsi, pour K grand, environ $\sqrt{K}/\pi$ fois plus faible que pour deux raies d'égale intensité, en supposant que la raie faible est résolue si son intensité est au moins égale à celle du pied de la raie forte à sa place.

Ces résultats simples sont vrais seulement si c'est la diffraction qui régit entièrement la formation des images: tels est le cas si, préférant la résolution à la luminosité, on adopte une distance focal f suffisamment grande pour que le 'grain' de la plaque, les largeurs de fente utilisées ou l'étendue des taches d'aberration soient au plus égales à la largeur $\lambda f/a$ de la tache centrale de diffraction. On dit alors que l'ouverture a/f est égale à l'ouverture résolvente, qui est de l'ordre de $1/40$ en général. Il en est bien ainsi dans les grands spectrographes à haut pouvoir de résolution utilisés pour étudier la structure des spectres d'émission atomiques et moléculaires: on dispose alors de tout le pouvoir de résolution intrinsèque du système dispersif.

Mais de tels appareils sont peu lumineux et on préfère souvent employer une ouverture m fois plus grande que l'ouverture résolvente: dans la cas des appareils photographiques on gagne alors en luminosité comme m^2 , et l'appareil possède alors un pouvoir de résolution réel m fois plus petit que le pouvoir de résolution intrinsèque.† Dans la cas de deux raies de contraste K , la relation est alors moins simple à établir entre le pouvoir de résolution R_k et le contraste K , mais une étude plus détaillée montre que R_k est $\sqrt{K}/\pi\sqrt{m}$ fois plus faible que le pouvoir de résolution R réellement obtenu avec deux raies d'égale intensité. On peut donc

* All photographs are reproduced on Plates I-IV, facing page 976.

† Le même résultat peut être obtenu dans le cas des appareils photoélectriques en agissant sur les largeurs de fente: le pouvoir de résolution obtenu est alors inversement proportionnel à la luminosité (Jacquinot et Dufour 1948).

dire que dans ce cas la diffraction joue relativement moins que dans la cas d'un spectrographe peu ouvert, mais elle joue cependant encore beaucoup trop.

Il semblerait donc que pour augmenter R_k on soit, de toute façon, obligé d'augmenter R . Mais si l'appareil travaille déjà avec son pouvoir de résolution intrinsèque R_0 , il n'y a pas d'autre moyen que d'augmenter les dimensions de l'appareil dispersif ou sa dispersion angulaire, ce qui est souvent impossible. Si, au contraire, l'appareil est assez ouvert pour que son pouvoir de résolution réel R soit inférieur à sa valeur intrinsèque R_0 , on peut augmenter R en diminuant l'ouverture, c'est à dire en choisissant une longueur focale m fois plus grande : on gagne alors un facteur $\sqrt{m}$ sur R_k , mais en revanche on perd un facteur m^2 sur la luminosité, ce qui est très désavantageux. Un autre procédé consisterait à faire comme dans les monochromateurs doubles, ou l'on a surtout en vue l'élimination de la lumière *diffusee*, beaucoup moins gênante en général que les 'pieds' de diffraction : après la traversée d'un premier appareil, la raie faible est isolée au moyen d'une fente et renvoyée dans un deuxième appareil, qui, dans ce cas, peut être le même grâce à un système optique convenable. Avec une telle disposition l'intensité relative des 'pieds' de la raie forte est élevée au carré, mais on ne peut ainsi déceler qu'une seule raie faible dont la place doit être connue à l'avance, et, en outre, la double traversée de l'appareil fait perdre beaucoup de lumière.

C'est à deux autres procédés que j'ai eu recours à Bellevue pour les recherches que j'y ai entreprises avec la concours de quelques collaborateurs dont les principaux sont J. Brochard, et M^{lle} Dossier. Le premier de ces procédés, qui n'est pas toujours applicable, consiste à modifier, dans la source lumineuse elle-même les rapports d'intensités des raies. Le second, plus général, consiste à modifier la figure de diffraction de façon à en atténuer les pieds : c'est ce que nous avons appelé 'l'apodisation'.

§ 2. MODIFICATION DES RAPPORTS D'INTENSITÉ PAR AUTOABSORPTION

On peut, dans une source lumineuse modifier soit les rapports d'intensité vrais des raies, soit les rapports de leurs intensités apparentes. De nombreux exemples de modification d'intensités vraies sont connus, et c'est ainsi que de nombreuses raies interdites ont pu être étudiées en favorisant l'accumulation d'atomes sur des niveaux de départ plus ou moins métastables. Et je ne veux pas parler ici des raies forcées, ou l'on agit directement sur les probabilités de transition de raies qui doivent normalement ne pas exister. Mais il arrive souvent que l'on ne peut aucunement agir sur les populations relatives des différents niveaux, ni sur les probabilités de transition, mais où l'on peut agir sur les intensités relatives *apparentes* des raies émises par une source donnée. Cette action est possible grâce au phénomène d'autoabsorption des raies, souvent considéré comme gênant, sinon négligeable, et dont, le plus souvent, on omet prudemment de parler. Toute raie émise par un point d'une source est, en effet, partiellement absorbée dans la source même sur la parcours de la lumière et l'intensité apparente résulte de l'intégration combinée de l'émission et de l'absorption. Or les coefficients d'absorption sont dans quelques cas proportionnels aux coefficients d'émission (loi de Kirchhoff), et presque toujours, sans leur être aussi simplement liés, croissent en même temps qu'eux. Il en résulte que les raies intenses sont relativement beaucoup plus autoabsorbées que les raies faibles, ce qui provoque une diminution du contraste entre les intensités apparentes des raies (Jacquinot 1941). Cet effet est d'autant plus sensible que les coefficients d'absorption sont plus

grands, et que la source a une épaisseur plus grande dans le sens de la visée ; cela conduit à employer des sources assez fortement excitées, et, surtout ayant la forme de tubes très longs. Dans un tube long, tout se passe donc comme si les raies intenses, donc fortement absorbées, n'étaient émises que par une tranche très mince à la sortie du tube, alors que les raies faibles non absorbées sont émises par le tube entier et ont une intensité proportionnelle à sa longueur. Le calcul est très simple à faire pour des raies supposées monochromatiques (ou de 'profil rectangulaire'). Si L est la longueur du tube, I_0L l'intensité qu'aurait une raie si l'absorption était nulle, et a le coefficient d'absorption, l'intensité apparente est $I = (I_0/a)(1 - e^{-aL})$, qui se réduit à I_0L si a est très faible et à I_0/a si L est grand. Le contraste entre une raie faible et une raie forte se trouve donc divisé par un facteur $G = aL$, qui est le gain dû à l'autoabsorption.

Le même résultat est encore valable en chaque région d'une raie non monochromatique dont la largeur serait nettement plus grande que la limite de résolution du spectrographe. Mais pour une raie réelle dont la largeur est plus faible que cette limite, le calcul doit comporter une intégration sur toute la raie, ce qui nécessite une connaissance exacte de la *forme réelle* de la raie, c'est à dire de la loi suivant laquelle varient les coefficients d'émission et d'absorption en fonction de la longueur d'onde. Or on ne peut se contenter de faire des hypothèses sur cette forme de raie, par exemple d'admettre que la répartition d'intensité est due seulement à l'effet Doppler, car, si l'autoabsorption est forte, même des intensités très faibles à grande distance du centre de la raie peuvent fausser les résultats. De toute façon bien que le calcul soit souvent impossible, le gain G de contraste dû à l'autoabsorption, est moins grand que celui que l'on pourrait calculer pour une raie monochromatique.

Les gains que l'on obtient peuvent être considérables. C'est ainsi qu'avec des tubes de 2 mètres de longueur, on obtient pour certaines raies de l'hydrogène ou de l'hélium des diminutions de contraste dans un rapport atteignant 100. Si l'on observe dans un tel tube la raie rouge H α de l'hydrogène, la raie du deuterium apparaît seulement 50 fois plus faible, bien que la teneur en deuterium ne soit que de 1/5 000.

Malheureusement cette méthode d'autoabsorption n'est pas très générale : toutes les raies ne sont pas aussi facilement absorbables, et l'emploi de sources très longues est très difficile pour produire les spectres des éléments non gazeux aux températures moyennes. En outre il est souvent très difficile de connaître dans quel rapport ont été modifiées les différentes intensités relatives, et s'il est ainsi possible de mettre en évidence des raies nouvelles, la mesure de leurs intensités relatives vraies peut être très compliquée, et quelquefois impossible.

C'est en partie grâce à cette méthode d'autoabsorption que nous avons pu à Bellevue poursuivre de nombreuses études sur des raies interdites de l'hélium et de l'hydrogène. L'étude de l'autoabsorption sera, en outre, poursuivie pour elle-même, car elle permet d'obtenir de nombreux renseignements sur les populations des niveaux et les probabilités de transition : les mesures existantes actuellement à ce sujet sont en effet souvent discordantes et il arrive de voir deux auteurs différents donner d'un même coefficient d'absorption deux valeurs dans le rapport de 1 à 50.

Si l'on ne peut modifier les intensités relatives apparentes des raies, ou si cette modification est insuffisante, il faut s'attaquer au phénomène de diffraction lui-même. Là encore nous distinguerons deux méthodes, dont l'une utilise une fente réduite à un point et l'autre une fente ordinaire.

§ 3. APODISATION PAR ÉCRANS GÉOMÉTRIQUES

Les astronomes, qui travaillent souvent avec des sources ponctuelles, connaissent bien la méthode qui permet de voir, par exemple, le compagnon de Sirius. On remplace le contour circulaire de l'objectif par un contour polygonal : les anneaux de diffraction sont alors remplacés par une figure étoilée, et l'éclairement décroît, entre les branches, plus rapidement que dans le cas des anneaux. Cette méthode peut être transposée à la spectroscopie, en utilisant une fente réduite à un point et un contour d'objectif polygonal tourné de telle sorte que l'axe de dispersion soit bissectrice entre deux branches de la figure de diffraction étoilée. C'est cette méthode que nous avons, avec A. Couder, proposée en 1939 (Couder et Jacquinot 1939), en employant un contour carré dont les cotés font un angle de 45° avec l'arête du prisme. La figure de diffraction est celle de la figure 3 : l'éclairement y décroît, suivant les branches de la croix comme $1/x^2$ mais, suivant les diagonales, comme $1/x^4$. L'inconvénient du procédé est qu'on ne peut utiliser qu'une fente, sinon 'ponctuelle', du moins très courte, dont la longueur ne dépasse pas de 5 à 50 fois sa largeur suivant la distance de la raie faible cherchée. Cette limitation de la longueur de la fente est très gênante, car une véritable raie se voit mieux qu'un point, et la mesure des distances est plus difficile. En outre la longueur de la fente, qui n'intervient pas dans la luminosité 'photographique', intervient directement dans le cas de l'exploration photoélectrique directe du spectre.

Cependant l'emploi de cette méthode permet d'obtenir très vite des résultats nouveaux : la figure 4 montre l'exemple de raies très faibles au voisinage de la raie bleue 4471 Å. de l'hélium, et qui ont été littéralement *devoilées*, car sans le diaphragme les branches de la croix auraient été rabattues sur elles.

On peut encore accroître l'efficacité de la méthode et mieux dégager dans une direction les abords du centre de la figure de diffraction en utilisant des contours de formes mieux étudiées. Le calcul complet de la figure de diffraction d'un diaphragme de forme quelconque est assez laborieux, mais il se simplifie si l'on considère des types tels que ceux de la figure 5 et si l'on ne s'intéresse qu'à l'éclaire-

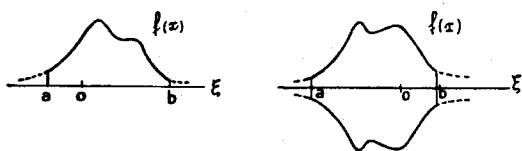


Figure 5. Contours de diaphragmes.

ment sur l'axe de symétrie $O\xi$, parallèle à Ox , de la figure de diffraction : l'éclairement s'obtient alors par une intégrale simple de Fourier appliquée à la fonction $y=f(x)$ entre a et b . J'indiquerai plus loin comment on peut déterminer $f(x)$ pour que la figure de diffraction présente les qualités voulues : je me contenterai seulement ici de montrer quelques figures de diffraction dans lesquelles la lumière diffractée a été déplacée de la région intéressante beaucoup mieux qu'avec un simple contour carré ou polygonal (figures 6, 7, 8).

Evidemment ces diaphragmes 'géométriques' présentent toujours, pour la spectroscopie, l'inconvénient de nécessiter une fente très courte, mais ils peuvent avoir d'autres applications. La figure 9 montre, en particulier, leur application à l'étude de la lumière diffractée par un défaut d'homogénéité du verre ('fil' perpendiculaire à Ox), étude faite par M. Françon, de l'Institut d'Optique.

§4. APODISATION PAR ÉCRANS ABSORBANTS

Pour modifier la figure de diffraction tout en employant une fente comme source il faut agir, non plus sur le contour de l'objectif, ou plus généralement de la pupille de sortie du spectroscopie, mais sur la répartition des amplitudes sur cette pupille. Ces répartitions sont obtenues en disposant sur la pupille un écran absorbant dont la transmission varie d'un point à un autre. En particulier si l'amplitude lumineuse, au lieu de s'annuler brusquement à la limite de la pupille, s'annule progressivement, toute périodicité disparaît dans la figure de diffraction. Mais ce qui est intéressant n'est pas de supprimer la périodicité, c'est d'obtenir des éclaircissements relatifs aussi faibles que possible tout près du centre de l'image : tel est le problème de l'apodisation.

Je ne développerai pas le traitement mathématique de la question, exposé en détail par ailleurs (Dossier, Boughon et Jacquinet 1950), mais je veux seulement indiquer pourquoi il n'est pas simple. Le cas le plus simple, et aussi le plus utile pour le spectroscopiste, est celui d'une pupille de contour rectangulaire dont un axe, Oy, est parallèle à la fente, l'amplitude lumineuse $f(x)$ étant constante le long de toute parallèle à Oy ; l'éclairement $I(\xi)$ dans la figure de diffraction alors donnée par le carré de la transformée de Fourier de $f(x)$, fonction nulle en dehors de la pupille. Si, réciproquement, on se donne arbitrairement $I(\xi)$ on trouvera une 'fonction pupillaire' $f(x)$, qui, généralement, ne sera pas nulle en dehors de la pupille. Le problème réciproque n'a donc, en général, aucune solution. On doit se contenter d'imposer à la 'fonction d'image' $I(\xi)$ certaines conditions de concentration ou de décroissance de l'énergie dites 'critères d'apodisation' : les équations intégrales auxquelles on aboutit ainsi ne peuvent être résolues que par des méthodes d'approximation. La méthode adoptée consiste à exprimer $f(x)$ suivant un polynôme de Fourier à deux ou trois termes et à en déterminer les coefficients de façon à satisfaire au critère d'apodisation.

Suivant les critères choisis et la largeur d'image dans laquelle on cherche à concentrer l'énergie on aboutit à des fonctions différentes donnant des images plus ou moins apodisées, dont la partie centrale ou 'corps' est plus ou moins élargie. En général, plus on veut une apodisation prononcée, plus il faut consentir à élargir le corps de l'image et à perdre de la lumière. Il n'existe pas *une* solution meilleure que les autres, mais des solutions différentes suivant le problème posé, recherche d'un satellite faible et lointain, ou très faible et proche. A titre d'exemple, les caractéristiques d'une solution moyenne sont données dans la figure 10 et dans la tableau, comparées à celle de la pupille de dimensions identiques et de transmission uniforme : cette comparaison a été établie en tenant compte de la largeur finie de la fente, choisie dans chaque cas de façon à assurer le meilleur compromis entre la luminosité et le pouvoir de résolution.

Caractéristiques d'un écran apodiseur.

Loi de transmission :	$f(x) = 0,4935 + 0,4865 \cos \pi x + 0,0200 \cos 2\pi x$ (écran C_2)					
Perte de pouvoir résolvant :	30%					
Perte de luminosité théorique :	50%					
Coefficient d'apodisation $K(\xi)$	ξ	2,5	4,5	6,5	9,5	$+\infty$
	$K(\xi)$	270	5,550	830	482	336

ξ est le rapport de l'abscisse à la limite de résolution conventionnelle.

Le coefficient d'apodisation $K(\xi)$ est le rapport, en un point ξ donné, de l'éclairement relatif sans écran à l'éclairement relatif avec écran.

On voit que, bien que l'apodisation soit considérable, la perte de pouvoir résolvant au sens conventionnel est seulement de 30 % et la perte de lumière de 50 %.

La figure 11 montre les figures de diffraction comparées d'une ouverture rectangulaire avec et sans écran apodisant. Les cotés du rectangle sont dans le rapport de 1 à 5, les lignes d'égale opacité de l'écran apodiseur étant parallèles aux petits cotés (Oy). Les franges de diffraction suivant Ox sont supprimées, alors que les autres, 5 fois plus larges sont inchangées. L'élargissement du corps de l'image, visible sur les franges verticales, est ici de l'ordre de 1,7.

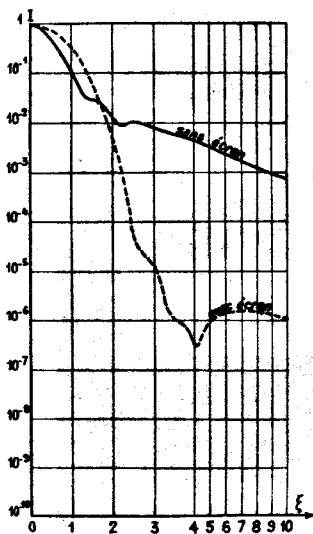


Figure 10. Loi de décroissance de l'éclairement avec l'écran apodiseur C_2 (voir tableau), et une largeur de fente source égale à la largeur d'une frange de diffraction.

Des coefficients d'apodisation de même ordre de grandeur sont obtenus dans le cas des appareils d'ouverture plus grande que l'ouverture résolvante: on peut donc obtenir une plus forte amélioration de contraste, et au prix d'une perte de lumière beaucoup plus faible qu'en diminuant l'ouverture jusqu'à sa valeur résolvante. Dans ce cas, d'ailleurs, l'apodisation n'est accompagnée d'aucune diminution du pouvoir résolvant, puisque celui-ci est fixé uniquement par la limite de résolution de la plaque photographique.

Ces écrans apodisants peuvent être réalisés par dépôts de métaux évaporés dans le vide. La variation d'épaisseur suivant la loi désirée s'obtient par déplacement de l'écran, pendant le dépôt, derrière un cache de forme convenablement calculée.

Ce déplacement doit s'effectuer d'un mouvement alternatif uniforme, ce qui entraîne certaines complications mécaniques: un appareil (figures 12 et 13) a été construit spécialement pour la préparation de ces écrans. La préparation d'écrans ayant la symétrie de révolution serait beaucoup plus simple, mais les écrans de révolution sont moins bien adaptés au cas du spectrographe.

§ 5. DEFAUTS DE L'APPAREIL DISPERSIF

Les différentes méthodes d'apodisation n'agissent que sur le phénomène de diffraction et elles perdent toute efficacité si le système optique possède des défauts.

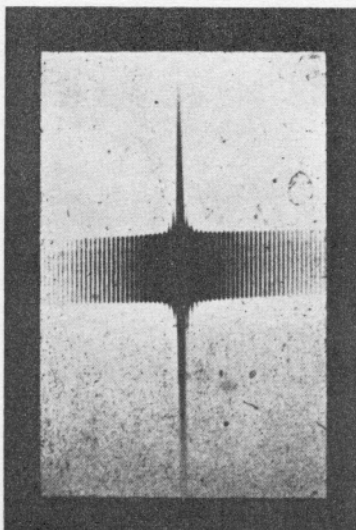


Figure 1. Photographie des franges de diffraction d'une fente.

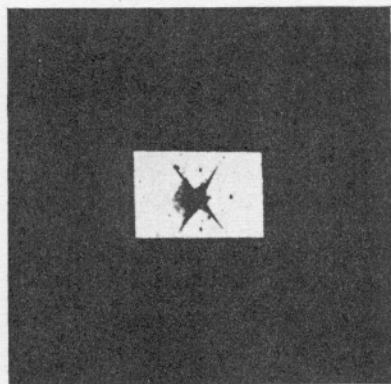


Figure 4. Raies satellites de la raie He 4471, qui apparaissent grâce à l'utilisation d'un diaphragme carré tourné de 45° par rapport à la direction de dispersion.

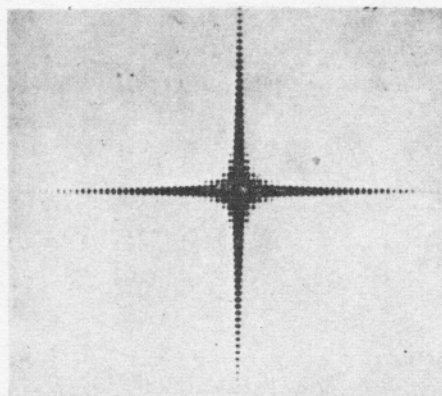


Figure 3. Figure de diffraction d'un point par une ouverture carrée.

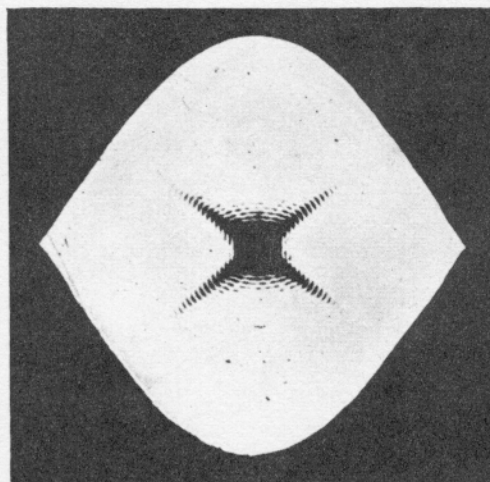


Figure 6. Figure de diffraction d'un point donnée par un diaphragme de contour $f(x) = \cos \frac{1}{2}\pi x$. Le contour de diaphragme a été dessiné de façon à encadrer la figure de diffraction.

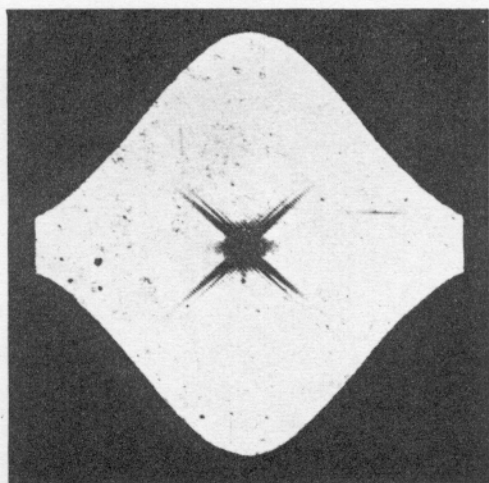


Figure 7. Même figure que 6 avec $f(x) = \exp(-2x^2)$.

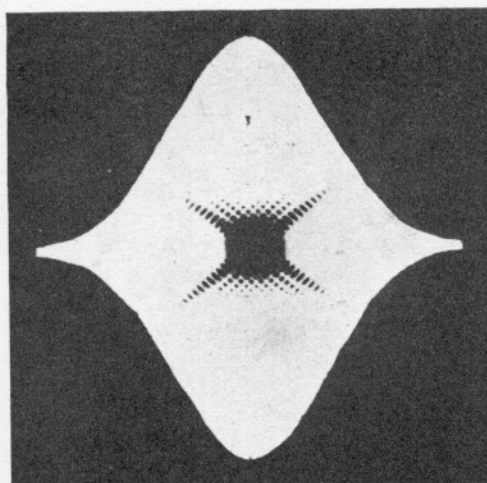


Figure 8. Même figure que 6 avec $f(x) = 0,4935 + 0,4865 \cos \pi x + 0,0200 \cos 2\pi x$.

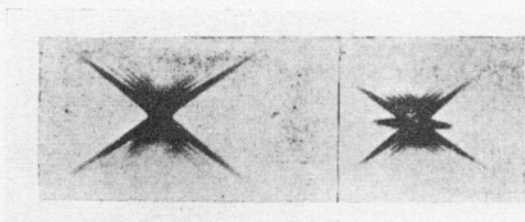


Figure 9,

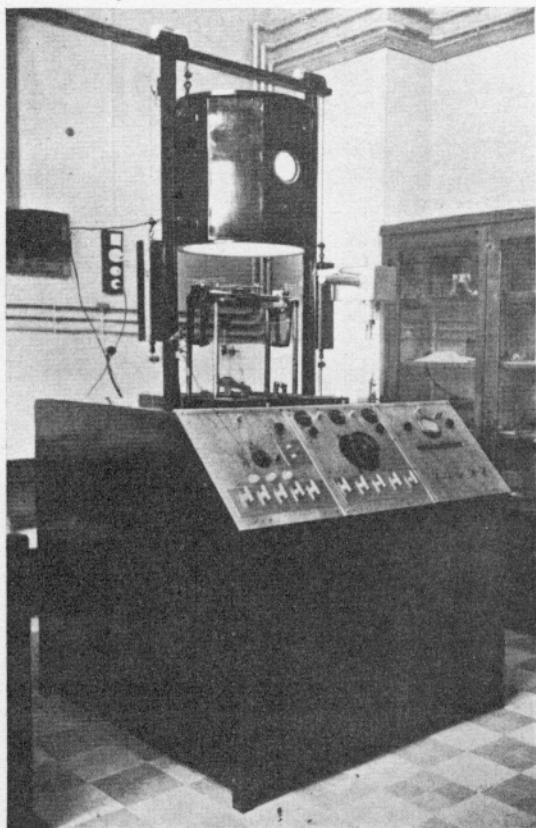


Figure 12. Appareil d'évaporation pour la préparation des écrans.

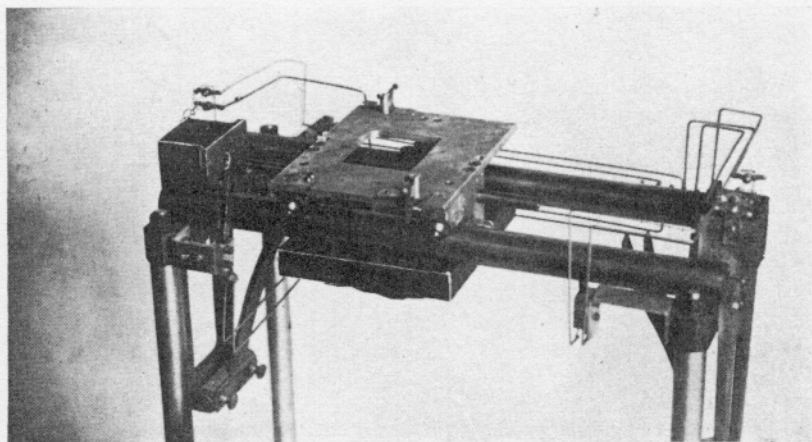


Figure 13. Détail du dispositif permettant d'obtenir un mouvement rectiligne alternatif uniforme.

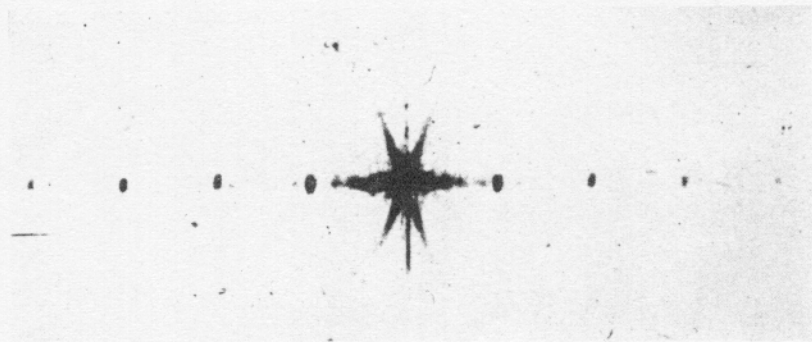


Figure 14. Lumière parasite produite par les irrégularités d'un réseau de Rowland; on distingue, en plus, les ghosts habituels dus aux erreurs périodiques.

PLATE III.

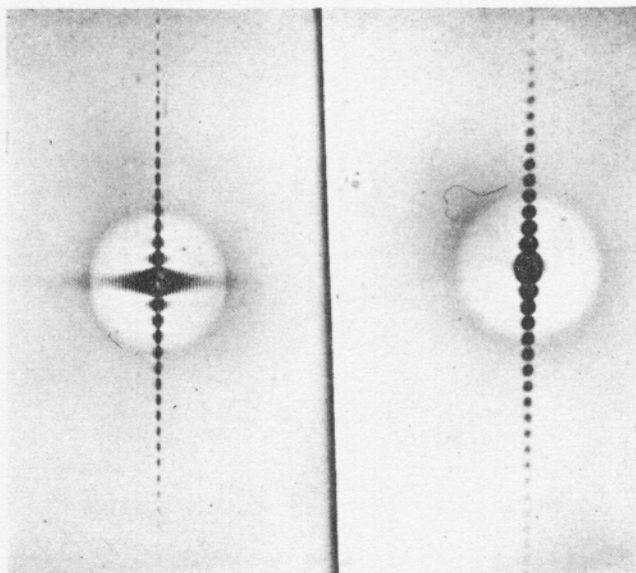


Figure 11. Image d'un point à travers un écran rectangulaire uniforme (à gauche) et à travers un même écran apodisant dans une direction (à droite).

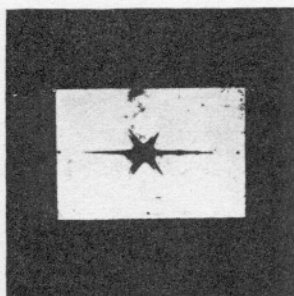


Figure 15. Pieds 'spectraux' de la raie 4471 de l'hélium, qu'on peut supprimer en abaissant la pression.

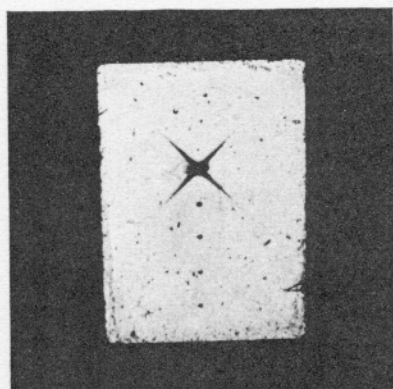


Figure 16. La raie jaune 5875 et la raie d'intercombinaison qu'on distingue juste entre les bras de la croix, à droite.

produisant des pieds d'intensité comparable à ceux de la figure normale de diffraction : ces défauts passent généralement inaperçus car on ne les sépare pas de la diffraction normale. Un bon moyen de les mettre en évidence est de faire une photographie très surexposée avec une fente de très faible hauteur et l'un des diaphragmes géométriques décrits précédemment. Ce contrôle a été appliqué à un réseau concave de Rowland de 21 pieds et le résultat en est montré sur la figure 14 obtenue avec le raie verte du mercure dans le premier ordre avec un diaphragme en forme de losange. La lumière parasite, presque aussi gênante que la lumière diffractée qui est ainsi mise en évidence, est due aux irrégularités des traits du réseau, et il n'y a aucun moyen de la diminuer ; l'effet est encore plus important dans les ordres plus élevés. Ce réseau est donc impropre aux recherches sur les satellites faibles.

Je n'ai pas fait d'essais sur d'autres réseaux, car, heureusement, j'ai eu à ma disposition un remarquable instrument à prisme, construit en 1935, sur la demande de M. Cotton, par A. Couder. C'est un gros prisme à liquide, associé, en montage autocollimateur, à une lentille de 9 mètres de distance focale. La section droite du faisceau sortant du prisme à 20 cm. de diamètre et l'ensemble a, dans le bleu, un pouvoir résolvant comparable à celui d'un grand réseau de Rowland dans le deuxième ordre, sans en avoir aucun des inconvénients : la figure 16 montre une raie très fortement surexposée (environ 10 000 fois), donnant une lumière parasite très faible en comparaison de la lumière diffractée. C'est grâce à cet instrument, probablement unique, que j'ai pu obtenir la plupart de mes résultats sur les raies faibles.

§ 6. EXEMPLE DES RAIES D'INTERCOMBINAISONS DE L'HÉLIUM

Tous ces procédés, qui permettent l'observation de raies faibles au voisinage de raies intenses peuvent être appliqués à de nombreux problèmes, tels que la recherche des raies d'isotopes rares, l'étude de la forme des raies loin de leur centre, là où l'intensité due à l'effet Doppler est négligeable devant l'intensité, même très faible, due aux autres causes d'élargissement ; on peut aussi, chemin faisant, avoir l'heureuse chance de rencontrer des raies nouvelles auxquelles on ne songeait pas.

Et, pour en étudier l'exemple le plus intéressant, je vais raconter l'histoire de la raie jaune de l'hélium.

J'ai commencé à étudier cette raie en 1939 : c'était alors pour rechercher un isotope de masse 5 dont on pouvait penser, à cette époque, qu'il était stable quoique très peu abondant. Le développement de toutes les techniques qui viennent d'être exposées a son origine dans cette recherche.

J'étudiai donc quelques raies de l'hélium avec un tube de 20 cm. de longueur et le grand prisme muni d'un diaphragme carré à 45°, qui était le seul procédé que je connaisse alors. En surexposant les photographies j'obtins tout d'abord des étoiles à 6 branches (figure 15) au lieu des étoiles à 4 branches que j'attendais : c'est que les raies présentaient elle mêmes des pieds dûs non pas à la diffraction, mais au phénomène même de l'émission. Ces pieds, très faibles, échappent aux observations habituelles où on peut les confondre avec la lumière diffractée car ils décroissent suivant la même loi. Il suffit de diminuer suffisamment la pression dans le tube pour faire disparaître ces pieds 'spectraux'. Les abords de la raie se trouvent alors suffisamment dégagés pour que l'observation de raies faibles y soit possible : les figures 16 et 4 relatives aux raies 5875 ($2^3\text{P}-3^3\text{D}$) et 4471 ($2^3\text{P}-4^3\text{D}$) montrent les raies qui apparaissent alors et dont l'intensité est de l'ordre du dixmillième de celle de la raie qu'elles accompagnent.

Parmi toutes les raies qui apparaissent ainsi (Jacquinot 1939), certaines sont des raies 'forcées' dont l'intensité relative augmente avec la densité de courant, et sont dues aux champs interioniques : il a été possible par la suite, avec des moyens plus puissants—tubes plus poussés et utilisation de l'autoabsorption—d'en étudier complètement l'effet Zeeman (Brochard et Jacquinot 1945), et cette étude a conduit à des résultats curieux sur la répartition des champs électriques interioniques qui régissent à l'intérieur d'une décharge placée dans un champ magnétique.

D'autres raies ont une intensité relative *vraie* indépendante des conditions d'excitation : tel est le cas de celle qui accompagne à 1,12 Å. de distance la raie jaune 5875 (2^3P-3^3D), de celle qui accompagne à 1,92 Å. de distance la raie rouge 6678 (2^1P-3^1D) et de leurs homologues supérieures dans ces deux séries. Malgré leur faible intensité relative vraie ces raies s'observent bien, même sans dispositif apodiseur grâce à l'autoabsorption, avec un tube de 2 mètres, ainsi que le montre l'enregistrement de la figure 17 obtenu directement avec un dispositif photo-électrique sensible placé dans le plan focal du grand spectrographe à prisme. Leur probabilité de transition relative a pu être mesurée exactement par M. Brochard (1949) en tenant compte de l'effet d'autoabsorption. On identifie facilement ces raies comme des intercombinaisons entre niveaux de singulets et triplets conformément à la figure 18. On ne connaissait jusqu'alors que

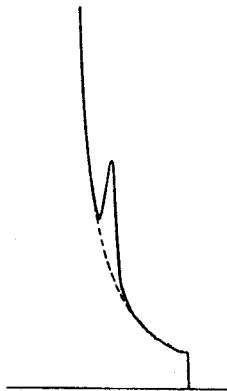


Figure 17. Enregistrement direct de la raie rouge d'intercombinaison de l'hélium.

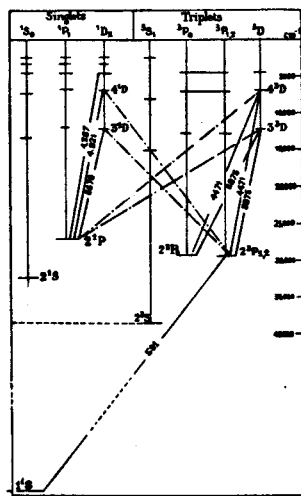


Figure 18. Schéma du spectre de l'hélium, montrant les nouvelles raies d'intercombinaison.

deux ou trois raies d'intercombinaison, situées dans l'extrême ultraviolet : encore ces raies étaient-elles contestées à cause de la démonstration, donnée par Heisenberg, de l'impossibilité de ces combinaisons si l'on ne tient pas compte du spin. Cependant ces raies ne sont pas complètement interdites, à cause des interactions spin-orbite et comme la transition a lieu entre deux niveaux de parités différentes, la règle des parités de Laporte permet leur existence en qualité de raies dipolaires électriques : par contre cette même règle les interdit rigoureusement pour le rayonnement quadrupolaire électrique.

L'étude de l'effet Zeeman, à condition de faire à la fois des observations transversales et *longitudinales*, doit permettre de savoir à quel type de rayonnement

elles correspondent. Mais, pour ces raies qui sont déjà difficiles à observer, l'étude de l'effet Zeeman est à limite des possibilités; c'est pourquoi il n'a pu être observé que sur la raie jaune (Brochard et Jacquinet 1946). Les clichés obtenus sont cependant suffisamment nets pour que l'on puisse affirmer qu'il s'agit d'une raie quadrupolaire, contrairement à ce que l'on devait attendre.

Cette raie voile donc la règle des parités, qui, par sa nature même doit être rigoureuse et n'est violée, je crois, par aucune autre raie connue. La raison de cette anomalie n'est pas encore apparue, et aucune explication théorique ne semble possible actuellement. Il existe des raies homologues, dans des atomes plus lourds, telle la raie 5770 ($2^1P-3^3D_2$) du mercure, dont l'intensité relative est très grande; mais cette raie, dont l'effet Zeeman est bien connu, est dipolaire et satisfait à la règle des parités. Nos recherches tendent actuellement à rendre possible l'étude de l'effet Zeeman des autres raies d'intercombinaison du type P-D de l'hélium, et des mêmes raies dans les éléments suivants à deux électrons optiques. Ces études présenteront sans doute de grandes difficultés, ne serait ce que parce que les raies d'intercombinaison homologues de celles de l'hélium ne sont pas encore connues dans les éléments qui suivent l'hélium, tel le beryllium. C'est afin de les rendre possibles que nous avons poursuivi l'étude de l'apodisation par écrans absorbants; ces écrans, à cause de nombreuses difficultés de réalisation n'ont pas encore été utilisés sur le grand spectrographe de Bellevue, mais ils le seront très prochainement. En outre le spectrographe est maintenant équipé d'un système à double faisceau, pour l'enregistrement direct des raies par voie photo-électrique, qui permet d'étudier même des raies extrêmement faibles.

BIBLIOGRAPHIE

- BROCHARD, J., 1949, *Thèse*, Paris.
 BROCHARD, J., et JACQUINET, P., 1945, *Ann. Phys., Paris*, 20, 509; 1946, *C. R. Acad. Sci., Paris*, 223, 507.
 COUDER, A., et JACQUINET, P., 1939, *C. R. Acad. Sci., Paris*, 208, 1639.
 DOSSIER, B., BOUGHON, P., et JACQUINET, P., 1950, *J. Recherches, C.N.R.S.*, No. 11.
 DUFOUR, C., 1949, *Thèse*, Paris.
 JACQUINET, P., 1939, *C. R. Acad. Sci., Paris*, 208, 1896; 1941, *Ibid.*, 212, 537.
 JACQUINET, P., et DUFOUR, C., 1948, *J. Recherches, C.N.R.S.*, No. 6.