

NOUVELLE COLLECTION SCIENTIFIQUE

VOLUMES IN-16 DE PRIX DIVERS.

- De la Méthode dans les Sciences : (1^{re} série), par P.-F. THOMAS, EMILE PICARD, J. TANNERY, P. PAINLEVÉ, BOUASSE, JOB, A. GIARD, LE DANTEC, PIERRE DELBET, TH. RIBOT, DURKHEIM, LÉVY-BRUHL, G. MONOD. 11^e mille.
- De la Méthode dans les Sciences : (2^e série), par E. BOREL, B. BAILLAUD, JEAN PERRIN, LÉON BERTRAND, R. ZEILLER, LOUIS BLARINGHEM, SALOMON REINACH, GUSTAVE LANSON, LUCIEN MARCH, A. MEILLET. 11^e mille.
- Éléments de Philosophie biologique, par F. LE DANTEC, chargé du cours de biologie générale à la Sorbonne. 6^e mille.
- La Voix, Saculture physiologique. Théorie nouvelle de la phonation, par le D^r P. BONNIER, 5^e édit. Illustré.
- Science et Philosophie, par J. TANNERY, de l'Inst., avec une not. par E. BOREL. 4^e mille.
- Le Transformisme et l'Expérience, par E. RABAUD, maître de conférences à la Sorbonne. Avec gravures. 3^e édition.
- L'Artillerie de Campagne. Son histoire, son évolution, son état actuel, par le général E. BUAT. Avec 75 gravures. 3^e éd.
- L'Évolution des Théories géologiques, par STANISLAS MEUNIER, professeur de géologie au Muséum d'histoire naturelle. Avec gravures. 3^e édition.
- La Race slave. Statistique, démographie, anthropologie, par L. NIEDERLE, professeur à l'Université de Prague. Traduit du tchèque par L. LÉGER, de l'Institut. 2^e éd.
- L'Évolution de l'Electrochimie, par W. OSTWALD. Trad. E. Philippi. 3^e édition.
- L'Éducation dans la Famille. Les péchés des parents. Nos fils, par P.-F. THOMAS, 5^e mille. (Couronné par l'Institut.)
- L'Éducation dans la Famille. Les péchés des parents. Nos filles, par le MÊME. 3^e mille.
- Les États physiques de la Matière, par CH. MAURAIN. 4^e mille.
- La Chimie de la Matière vivante, par JACQUES DUCLAUX, préparateur à l'Institut Pasteur. 5^e mille.
- L'Évolution des Plantes, par NOËL BERNARD, professeur à l'Université de Poitiers.
- Principes de Biologie végétale, par le MÊME. Avec 18 figures.
- Le Combat, par le Général PERCIN. 3^e édition.
- Le Hasard, par EM. BOREL. 5^e mille.
- Henri Poincaré, l'œuvre scientifique, l'œuvre philosophique, par V. VOLTERRA, J. HADAMARD, P. LANGEVIN, P. BOUTROUX. 3^e édition.
- Le Système du Monde, des Chaldéens à Newton, par J. SAGERET. 3^e édition.
- La Question de la Population, par P. LEROY-BEAULIEU. 3^e édition.
- Les Atomes, par JEAN PERRIN, professeur de chimie physique à la Sorbonne (avec gravures). 16^e mille. (Couronné par l'Académie des Sciences.)
- La Conception mécanique de la Vie, par J. LOER, professeur à l'Université de Berkeley. Traduit de l'anglais par H. MOUTON (avec 58 figures). 3^e édition.
- Troubles mentaux et Troubles nerveux de Guerre, par G. DUMAS, prof. à la Sorbonne.
- La Chirurgie moderne, par J. FIOLLE, prof. à l'École de médecine de Marseille.
- Le Radium. Interprétation et Enseignement de la Radioactivité, par F. SODDY, professeur à l'Université d'Oxford. Traduction LÉPAPE, avec figures. 5^e mille.
- L'Unité de la Science, par M. LECLERC DU SABLON, professeur de la Faculté des Sciences de Toulouse. Avec figures. 3^e mille.
- La Molécule chimique, par H. LESPIEAU, professeur à la Sorbonne. Avec fig. 3^e mille.
- L'Idéal scientifique des Mathématiciens, par P. BOUTROUX, prof. au Collège de France. 3^e mille.
- Le Destin des Étoiles. Études d'Astronomie physique, par SVANTE ARRHÉNIOUS, directeur de l'Institut Nobel. Traduit par M. SEYRIG. 2^e édition.
- Mécanismes communs aux Phénomènes disparates, par MICHEL PÉTROVITCH.
- La Radiologie et la Guerre, par M^{me} PIERRE CURIE, prof. à la Sorbonne. Avec 16 pl.
- L'Espace et le Temps, par EMILE BOREL. 7^e mille.
- Éducation et Enseignement, par PAUL APPELL.
- L'Anaphylaxie, par le Prof. CH. RICHT. 4^e mille.
- Défense organique et centre nerveux, par le D^r PIERRE BONNIER. Nouv. édition.
- Les Principes de la Physique, par NORMAN ROBERT CAMPBELL, Sc. D., F. Inst. P. Traduit par Mme A.-M. PÉBELLIER. Préface de M. EMILE BOREL.
- Le Cerveau et la Pensée, par H. PIÉRON, professeur au Collège de France.
- L'Aviation, par PAUL PAINLEVÉ, de l'Institut, EMILE BOREL, de l'Institut, et CH. MAURAIN, professeur à la Faculté des Sciences de Paris. 6^e mille.
- Les Protéines, par JACQUES LÖB, membre de l'Institut Rockefeller pour les Recherches Médicales. Traduit de l'anglais par H. MOUTON. 6^e mille.
- La Révolution philosophique et la Science, par JULES SAGERET.
- La Géochimie, par V. VERNADSKY.

Nouvelle Collection scientifique

Directeur : Émile Borel

L'Ultra-Violet

PAR

TH. LYMAN, Ph. D.

Professeur assistant de Physique à l'Université Harvard.

L'ULTRA
VIOLET

3^e MILLE

PRIX
15 fr.
10 fr.

LIBRAIRIE
FÉLIX ALCAN

TRADUIT PAR M^{me} MG. J. RIVIÈRE

Agrégée des Sciences Physiques.

PRÉFACE DE M. CH. FABRY

Professeur à la Sorbonne.

AVEC FIGURES DANS LE TEXTE

TROISIÈME MILLE

LIBRAIRIE FÉLIX ALCAN

Paul WOLTER
Ingénieur - Diplôme
PARIS

1 OCT. 1932

L'ULTRA-VIOLET

L'ULTRA-VIOLET

PAR

Paul WOLTER
Ingénieur - Diplômé
PARIS

Thé. LYMAN, Ph. D.

Professeur assistant de Physique à l'Université Harvard

TRADUIT PAR MME MG. J. RIVIÈRE
Agréée des Sciences Physiques

PRÉFACE DE M. CH. FABRY
Professeur à la Sorbonne

Avec figures dans le texte

PARIS
LIBRAIRIE FELIX ALCAN
108, BOULEVARD SAINT-GERMAIN, 108

1924

Tous droits de reproduction, d'adaptation et de traduction réservés

AVANT-PROPOS

Cet ouvrage aurait aussi bien pu s'intituler « La Spectroscopie de la Région de Schumann », car il traite de l'extrémité du spectre ultra-violet dans laquelle l'absorption par l'air joue un rôle vraiment prépondérant. L'auteur a donné cependant la préférence au titre actuel, afin de ne pas limiter trop étroitement son étude et de pouvoir suivre dès leurs débuts les divers phénomènes intéressants qui acquièrent une importance croissante lorsqu'on explore la région située au delà de 2000 Å. L'absorption par l'air par exemple se manifeste déjà dans l'ultra-violet ordinaire, mais ne devient vraiment un facteur critique qu'au voisinage de 2000 Å ; de même, l'absorption par de nombreux corps solides considérés en général comme transparents dans l'ultra-violet, commence à se modifier bien avant que l'on atteigne la région des plus courtes longueurs d'ondes. L'ouvrage sera donc divisé en deux parties. La première, qui est aussi la plus courte, étudiera la portion du spectre comprise entre 4000 Å et 2000 Å, région désignée en général sous le nom d'ultra-violet. La seconde traitera du spectre des

AVANT-PROPOS

radiations plus courtes que 2000 Å ; c'est là l'ultra-violet extrême, ou région de Schumann.

L'auteur s'excuse de présenter un ouvrage dont le but soit aussi restreint ; il s'y croit autorisé toutefois par l'importance considérable acquise récemment par les phénomènes photo-électriques, photo-chimiques et photo-abiotiques. Sans doute ceux-ci peuvent déjà s'observer dans le spectre ordinaire, mais ils sont beaucoup plus marqués dans la région de Schumann ; la connaissance des données spectroscopiques relatives à cette région peut donc faciliter l'étude de ces phénomènes dans l'ultra-violet extrême, et par suite intéresser le public scientifique en général.

PRÉFACE

Le livre de M. Lyman, dont M^{me} Rivière nous donne ici une excellente traduction, mérite d'occuper une place à part dans la « nouvelle collection scientifique ». Tandis que, dans les autres volumes de cette collection, le lecteur est habitué à trouver un exposé d'ensemble d'un très vaste problème, où forcément les détails techniques sont laissés dans l'ombre, l'ouvrage de M. Lyman traite d'une manière complète une question bien délimitée de Physique expérimentale, à laquelle il a apporté lui-même une importante contribution ; on y étudie une portion du spectre ultra-violet, celle où la recherche est la plus difficile puisque les radiations qui la composent sont fortement absorbées par l'air et ne peuvent se propager que dans le vide. Les difficultés sont si grandes qu'à la suite de Schumann et de M. Lyman lui-même, cinq ou six physiciens tout au plus ont osé s'aventurer dans cette région, où beaucoup de faits intéressants restent à découvrir. Les physiciens trouveront un grand profit à lire ce livre, qui n'avait pas d'équivalent en français, et l'on peut espérer que, loin de décourager les chercheurs par l'exposé des

difficultés vaincues, il contribuera à susciter de nouvelles découvertes.

Ce ne sont cependant pas les seuls physiciens qui auront intérêt à lire le livre de M. Lyman. Les esprits curieux, non spécialisés dans les recherches du laboratoire y trouveront, par un exposé détaillé mais facilement accessible, un remarquable exemple des obstacles que rencontre le physicien moderne dans ses recherches et des difficultés qu'il doit vaincre pour explorer un champ nouveau ; ils pourront, en lisant le livre d'un expérimentateur, apercevoir la distance qui sépare une idée générale de sa mise en œuvre. Les radiations simples, caractérisées chacune par une fréquence déterminée de vibrations, forment un ensemble continu, comme les points d'une ligne droite ; il n'y a entre elles aucune solution de continuité, et l'esprit imagine facilement que cette série se prolonge indéfiniment dans les deux sens ; et cependant, au-delà d'une certaine limite de fréquence on n'observait plus rien. A quoi est due cette limitation ? La nature cesse-t-elle brusquement de produire des vibrations dont la fréquence dépasse une certaine limite ? On avait, il y a déjà quarante ans, des raisons de penser qu'il n'en est rien, et que la limitation apparente du domaine des radiations n'était due qu'à l'imperfection des moyens employés pour les déceler. Mais comment prouver qu'il en est bien ainsi ? Comment poursuivre l'étude de ces radiations

encore inaccessibles, et même comment démontrer leur existence ? La pure idée générale, ici, ne sert plus à rien ; c'est une série de problèmes particuliers qu'il faut résoudre et chaque solution doit se traduire par une réalisation matérielle sous peine de rester sans intérêt. Le lien continuellement maintenu entre l'abstrait et le concret, l'idée et le perfectionnement technique s'appuyant continuellement l'un sur l'autre, telles sont les conditions nécessaires de la recherche actuelle en Physique. Plus le sujet est difficile plus cette nécessité apparaît clairement, et c'est pour cela que le livre de M. Lyman pourra intéresser d'autres personnes que les physiciens désireux de suivre les traces de l'auteur et d'aller plus loin que lui.

Sur le point particulier que traite M. Lyman et qu'il connaît mieux que personne, toute addition serait inutile et tout commentaire serait déplacé ; le livre qu'il a écrit se suffit à lui-même. Mais, justement parce que cette « collection » s'adresse à d'autres personnes qu'à des physiciens professionnels, il pourra être utile de situer ici dans son vaste cadre le domaine relativement étroit (bien plus large cependant que celui de nos sensations lumineuses) dont traite l'auteur. Il suffira pour cela de rappeler comment le domaine des radiations, dont l'exploration a commencé par l'étude de nos sensations lumineuses, s'est progressivement élargi au point de former un

immense ensemble, remarquable à la fois par l'unité de constitution et par la variété des propriétés, dans lequel nos sensations de lumière et de couleur n'apparaissent plus que comme un petit fait particulier.

C'est cependant par le témoignage direct de nos sens que commence toute notre connaissance de l'univers ; c'est dans l'étroit domaine de nos sensations visuelles que, pendant des siècles, a été cantonnée l'étude des radiations, et encore a-t-il fallu bien des tâtonnements avant que s'établisse clairement la notion de radiation simple. Il faut arriver jusqu'à Newton pour que se précise cette idée que la lumière qui nous vient du soleil ou d'une lampe est formée d'une infinité de radiations simples, dont chacune est indécomposable et se distingue des autres soit par la sensation de couleur qu'elle nous donne, soit par la déviation qu'un prisme lui fait subir. La notion fondamentale de la science des radiations était ainsi établie avec encore, comme base, nos sensations visuelles.

On avait découvert les éléments simples dont tout rayonnement est formé, on apprenait à les séparer, mais on ne savait pas encore quelle était la cause profonde de leur diversité, on ne pouvait même pas définir chaque radiation simple par une donnée numérique caractéristique dégagée de tout arbitraire. Ce n'est qu'après la fondation de la théorie des ondulacions, il n'y a guère plus d'un siècle, que cette

question a été résolue. Avec Young et Fresnel s'établit définitivement sur une base expérimentale cette idée que la lumière est due à un phénomène périodique, vibratoire, qui se propage à partir du corps lumineux à travers l'espace sans borne si aucun obstacle matériel ne vient l'arrêter. Elle se propage avec une vitesse énorme (partie de la Terre elle atteindrait la Lune en une seconde), parfaitement constante dans le vide ; elle se propage comme un mouvement vibratoire, en faisant, si l'on peut ainsi dire, des pas très petits mais parfaitement égaux. La rapidité plus ou moins grande de ses vibrations, se traduisant par des pas plus ou moins petits (puisque toutes voyagent à la même vitesse) caractérise chaque radiation simple ; la longueur du pas, ou longueur d'onde, est l'élément caractéristique de chacune d'elles. Bien que fort petites, ces longueurs d'onde sont parfaitement accessibles à nos mesures ; pour les radiations que notre œil perçoit (les seules connues au point où nous en sommes) il y en a environ 2000 dans un millimètre, un peu plus ou un peu moins selon leur couleur. En prenant comme unité le millième de millimètre ou micron (désigné par l'abréviation μ), les longueurs d'onde de ces radiations lumineuses se classent entre $0^{\mu},4$ pour les radiations violettes et $0^{\mu},8$ pour les dernières radiations rouges perceptibles. L'art de séparer ces radiations lumineuses, de les mesurer, l'étude du lien qui existe

entre elles et le corps qui les émet, tout cela s'est développé dans la seconde moitié du XIX^e siècle et a formé comme le noyau de la science de la spectroscopie. L'invention d'un moyen d'analyse infiniment délicat conduisant aux découvertes chimiques les plus inattendues, la reconnaissance de l'unité de composition élémentaire de l'univers, le renouvellement des idées sur la constitution des astres, tels sont, cadeaux royaux faits par la Physique à ses voisines la Chimie et l'Astronomie, quelques-uns des résultats de cette première étude d'une toute petite partie du domaine des radiations.

C'était la seule partie accessible de ce domaine tant que l'on est resté au seul emploi de l'œil pour l'étude des radiations; son étendue était encore bien faible car, pour employer le langage de l'Acoustique, elle comprenait à peine une octave. Du jour où l'on a voulu étudier des propriétés de la lumière autres que les propriétés visuelles on a eu le sentiment, d'abord vague puis de plus en plus précis, qu'un rayonnement peut contenir autre chose que ce que notre œil perçoit; notre organe visuel n'a pu nous révéler qu'une toute petite portion du domaine des radiations. Prenons donc comme point de départ le groupe des radiations visibles, supposons les étalées en un spectre et voyons comment a pu être faite, au-delà de ses frontières, l'exploration des régions nouvelles, infiniment plus étendues que le pays déjà connu. Et d'abord

en quels instruments pouvons-nous mettre notre confiance lorsque notre œil nous fait défaut? Quel appareil récepteur pourra remplacer l'organe dont la nature nous a dotés? On pourrait aujourd'hui faire une longue liste de ces succédanés de l'œil, sensibles comme lui à certaines radiations, mais moins étroitement spécialisés ou spécialisés d'une autre manière. Parmi tous ces récepteurs, en existe-t-il un qui soit *universel*, c'est-à-dire qui soit sensible indistinctement à toutes les radiations et qui mesure impartialement leur énergie? Evidemment oui, un tel récepteur est réalisé par un appareil thermométrique, qui absorbe le rayonnement tombant sur sa surface et transforme son énergie en chaleur, décelant le rayonnement et mesurant son intensité par le débit de chaleur ainsi produit. Un aveugle, tout comme un voyant, peut se chauffer au soleil, ou même au rayonnement non visible d'un poêle. Multipliez par des millions ou par des milliards la sensibilité calorifique de l'épiderme, et vous aurez un appareil capable de déceler tout rayonnement et d'en mesurer impartialement l'énergie; le thermomètre dont la surface noircie absorbe tout rayonnement qui le rencontre, et doué d'une sensibilité infiniment plus grande que celle de nos thermomètres ordinaires, constituera l'appareil universel pour déceler les radiations et en mesurer l'intensité énergétique.

Avec beaucoup de perfectionnements successifs, dans lesquels ont été dépensés des trésors d'ingéniosité, le récepteur thermométrique est devenu assez sensible pour permettre l'étude de radiations préalablement séparées par un appareil dispersif; aucune radiation, si elle n'est pas trop faible, ne peut échapper à cet appareil détecteur. En réalité, c'est surtout dans la région des grandes longueurs d'onde que le récepteur thermométrique, sous ses diverses formes, a donné des résultats importants. Lorsque l'on analyse le rayonnement du soleil ou d'une lampe et que l'on examine visuellement la région des longueurs d'onde de plus en plus grandes, on trouve que l'impression lumineuse devient de plus en plus faible, et cesse complètement lorsque la longueur d'onde atteint $0^{\mu},8$. Ce résultat peut, *a priori*, être expliqué de deux manières : ou bien aucune radiation n'existe au delà de cette limite (et cela quelle que soit la source de lumière employée), ou bien cette limitation est due à l'infirmité de notre œil, qui devient aveugle pour les radiations dont la longueur d'onde dépasse cette limite. Dès les premiers emplois du récepteur thermométrique, sous des formes encore bien imparfaites, on a reconnu que la seconde explication était la bonne ; la limitation du spectre lumineux est d'ordre physiologique, et non d'ordre physique. Le champ était ouvert à l'étude des radiations non visibles de grande longueur d'onde, auxquelles on a

donné le nom de radiations infra-rouges pour rappeler qu'elles forment la suite naturelle des radiations visible, au delà du rouge.

Une belle série de perfectionnements successifs a eu pour résultat d'augmenter de plus en plus la sensibilité des appareils thermométriques servant de récepteurs de radiations ; on a pu ainsi enregistrer des ondes de plus en plus longues. Tandis que nos sensations visuelles s'arrêtent à la longueur d'onde $0^{\mu},8$, on a pu déceler dans le rayonnement solaire des ondes 6 fois plus longues, et dans certaines sources artificielles des longueurs d'onde atteignant 300 microns, ce qui est relativement énorme, puis qu'il ne faut guère plus de trois de ces ondes pour parcourir un millimètre. Les radiations infra-rouges s'étendent ainsi sur 8 octaves, tandis que le champ des radiations visibles en occupent à peine une.

Sommes-nous cependant arrivés à une des frontières de notre domaine ? Point du tout, car du côté des grandes ondes ce domaine est proprement illimité. Après une onde, on peut toujours en concevoir une plus longue, mais ces ondes très longues n'existent réellement pas dans le rayonnement qui vient de nos sources ordinaires où l'émission est produite par un corps solide chauffé ou par un gaz excité électriquement ; la découverte des ondes électriques nous a donné le moyen de les produire.

Voilà déjà soixante ans, l'illustre physicien Clerk Maxwell, établissant un lien solide entre les phénomènes électriques et les radiations lumineuses, avait annoncé que tout rayonnement n'est qu'une perturbation électromagnétique qui se propage ; si je pouvais tenir au bout de mes doigts une charge électrique et lui donner un mouvement vibratoire suffisamment rapide, je ferais de la lumière. Un tel mouvement alternatif de charges électriques fut réalisé par Hertz en 1888, et l'on eut les ondes électriques, dont les longueurs d'onde se chiffraient non par des microns mais par des mètres ou davantage ; ce fut, bientôt après, le début de la télégraphie sans fil, dont tout le monde connaît l'extraordinaire développement qui a dépassé de beaucoup les prévisions les plus hardies.

Ces ondes électriques sont bien de notre domaine ; des ondes lumineuses elles ne diffèrent que par leur mode de production et par une longueur d'onde beaucoup plus grande. Installés sur cette nouvelle partie de leur domaine, les physiciens en ont poursuivi l'exploration dans les deux sens, les uns cherchant à obtenir des ondes de plus en plus courtes, les autres des vagues de plus en plus longues. Celles-ci ont été étudiées surtout en vue de leur application à la télégraphie sans fil ; leur production n'est affaire que de dimensions d'appareils, et c'est aux techniciens de la TSF de dire où il convient de s'ar-

rêter ; on en envoie régulièrement dont la longueur d'onde se chiffre par dizaines de kilomètres. Vers les ondes électriques courtes, il était intéressant de donner la main à la région des rayons infra-rouges, afin de faire la soudure entre le domaine des ondes électriques et celui des rayons lumineux. Il fallait, pour cela, obtenir des ondes dont la longueur ne dépasse pas quelques dixièmes de millimètre, et cela présente de grandes difficultés. Le résultat était, cependant, presque atteint il y a vingt ans ; il l'est complètement depuis quelques mois, il l'est même si complètement que les deux domaines ont maintenant une partie commune. Deux physiciens américains, MM. Nichols et Tear ont en effet obtenu, par des procédés analogues à ceux de la télégraphie sans fil, des ondes de $0^{\text{mm}},2$, sensiblement plus courtes que les plus longues ondes étudiées dans le rayonnement naturel de certaines sources.

Voilà donc le domaine des radiations prolongé, sans solution de continuité, depuis les rayons lumineux jusqu'aux plus grandes ondes de la télégraphie sans fil.

Revenant aux radiations lumineuses, nous allons trouver du côté opposé, vers les longueurs d'onde de plus en plus petites, un prolongement encore plus intéressant, où se trouve la région que M. Lyman étudie dans son livre. Ce sont, cette fois, les radia-

tions violettes qui nous serviront de point de départ ; toute impression lumineuse cesse au-dessous de la longueur d'onde $0^{\mu},4$; là encore, c'est l'insuffisance de notre œil et non l'absence de production naturelle qui limite le spectre visible, et d'autres appareils récepteurs vont nous révéler toute une série de radiations ultra-violettes. Puisque le thermomètre est un récepteur universel, rien n'empêche de l'utiliser pour l'étude de ces radiations, et l'on trouvera dans le livre de M. Lyman quelques exemples d'une telle application ; application cependant assez rare, parce qu'il existe un autre récepteur, infiniment plus simple, plus sensible, plus commode, la plaque photographique. Tout le monde sait aujourd'hui quels services la plaque photographique rend aux sciences d'observation, depuis l'astronomie jusqu'à la biologie ; en particulier notre exploration du domaine des radiations aurait été singulièrement difficile si le physicien n'avait eu à sa disposition ce merveilleux appareil enregistreur. Même pour les radiations que notre œil perçoit, son emploi présente de tels avantages que presque toutes les observations délicates se font aujourd'hui par son intermédiaire ; mais de plus, et c'est ce qui doit retenir ici notre attention, elle subit une forte impression sous des actions qui laissent notre œil absolument insensible ; elle *voit*, si l'on peut ainsi dire, des radiations pour lesquelles nous sommes aveugles. Bien que cette sensibilité de

la plaque photographique, convenablement préparée, déborde par ses deux frontières la région de sensibilité de l'œil et s'étend au commencement de l'infrarouge, c'est surtout du côté de l'ultra-violet, dans la région des petites longueurs d'onde, qu'elle supplée à l'infirmité de nos sens. Sans entrer dans des détails techniques, je voudrais donner une idée de l'étendue du domaine qu'elle a fait découvrir et des difficultés qu'il a fallu vaincre pour explorer ce pays nouveau.

Notre voyage à travers le champ des vibrations de plus en plus rapides va donc nous faire partir des radiations violettes que notre œil perçoit. Dès le début, nous renonçons à nous servir de nos yeux, et la plaque photographique supplée à l'insuffisance de notre organe visuel. Cela n'est pas pour nous gêner ; nous sommes habitués à considérer la couche sensible comme la véritable « rétine du physicien » ; aussi, vers la longueur d'onde $0^{\mu},4$ traversons-nous, presque sans nous en apercevoir, la limite qui sépare les radiations visibles des radiations ultra-violettes ; ni du point de vue théorique, ni du point de vue technique, cette limite n'apparaît comme une véritable frontière et, sans rien changer à nos appareils d'observation, nous nous enfonçons dans le pays de la lumière invisible.

Bientôt, cependant, un accident assez désagréable vient interrompre un voyage si facilement commencé.

Vers la longueur d'onde $0\mu,35$ le verre, que l'opticien est habitué à considérer comme la matière première indispensable, refuse tout service ; il absorbe complètement les radiations qu'on lui demande de transmettre, et il faut renoncer à son emploi. Heureusement, la nature supplée ici à l'imperfection des produits fabriqués ; certaines substances naturelles, parmi lesquelles les beaux cristaux de quartz, conservent leur transparence. Nous abandonnons donc les prismes et lentilles en verre et nous repartons, armés d'appareils en quartz. Le voyage se continue ainsi assez longtemps sans grandes difficultés. Le seul incident notable est la disparition de tout rayonnement du Soleil vers la longueur d'onde $0\mu,29$; cette limitation du spectre solaire est due à la présence, dans la partie la plus haute de notre atmosphère, d'une petite quantité d'ozone qui absorbe complètement les ondes courtes venues du Soleil et protège les êtres vivants contre l'action nocive de ces rayons. Ces ondes courtes, nous les trouvons abondamment dans la lumière de l'arc électrique ou dans celle de l'étincelle, et notre voyage continue vers les vibrations les plus rapides.

Mais voilà que tout à coup, après que nous avons dépassé la longueur d'onde $0\mu,2$ (une octave entière au-dessus des plus rapides vibrations visibles), les difficultés s'accumulent au point d'arrêter les plus audacieux. D'abord, les plaques photographiques re-

fusent tout service en perdant presque complètement leur sensibilité ; elles deviennent aveugles à leur tour. Presque en même temps les cristaux de quartz perdent leur transparence. Enfin, l'air lui-même devient opaque. Cette dernière difficulté paraît vraiment insurmontable ; comment, en effet, étudier des radiations qui sont absorbées par quelques millimètres du milieu où nous vivons ?

On est resté longtemps devant ces difficultés ; on a fini par les vaincre et une nouvelle région du domaine des radiations a été ouverte aux physiciens. C'est à cette région que le livre de M. Lyman est consacré ; on y verra comment Schumann, puis M. Lyman lui-même ont réussi à y pénétrer. On a reconnu que le manque de sensibilité des plaques était dû à l'opacité de la gélatine, qui ne laisse même pas pénétrer les rayons jusqu'à la substance sensible ; la préparation, non sans difficultés de plaques sans gélatine, a résolu le problème. Un autre cristal, la fluorine, a remplacé le quartz défailant. Enfin tout l'appareil, depuis la source de lumière jusqu'à la plaque sensible, a été placé dans le vide. Schumann pu pousser l'exploration jusqu'à la longueur d'onde $0\mu,12$, environ 3 fois plus petite que la plus courte ondulation visible.

A ce point, nouvel accident : la fluorine, à son tour, devient opaque ; aucun milieu autre que le vide le plus parfait n'est alors capable de transmettre

les radiations, et l'emploi de prismes ou de lentilles devient impossible.

Après un nouvel arrêt de près de vingt ans devant cet obstacle, la marche en avant a été reprise par M. Lyman. Il s'agissait de faire de la spectroscopie dans le vide, sans prismes ni lentilles. Heureusement, l'emploi de miroirs n'était pas complètement exclu, les métaux gardant encore un certain pouvoir réflecteur ; aussi M. Lyman a-t-il pu employer un de ces merveilleux *réseaux* tracés sur métal par son compatriote Rowland. Rien de plus simple, en principe, qu'un réseau ; c'est une surface métallique polie sur laquelle on a tracé des stries parallèles et équidistantes ; mais rien n'est plus difficile à réaliser. Les stries, en effet, doivent être d'une telle finesse qu'une centaine de mille traits puissent tenir dans un espace à peine plus grand que la main, et l'équidistance doit être obtenue avec une précision à peu près parfaite. Le chef-d'œuvre ainsi réalisé possède pour les radiations un pouvoir de séparation incomparable, laissant loin derrière lui celui des meilleurs prismes, dont l'emploi est d'ailleurs devenu impossible pour les radiations que nous avons maintenant à étudier. Avec un réseau placé dans le vide, M. Lyman est parvenu à pousser ses recherches jusqu'à la longueur d'onde $0^{\mu}.05$, prolongeant encore d'une octave la région explorée.

Enfin, tout récemment, un autre physicien amé-

ricain, M. Millikan a pu pousser encore plus loin, dans un de ces laboratoires puissamment outillés pour lesquels notre admiration se mêle d'un peu d'envie. L'effort s'est porté surtout sur la source de radiations, une étincelle très puissante dans le vide, sous des tensions pouvant atteindre presque un million de volts. On est arrivé ainsi à déceler des radiations jusqu'à la longueur d'onde $0^{\mu}.01$, (il en faut cent mille pour faire un millimètre), environ 40 fois plus petite que la plus courte onde visible. La partie explorée de l'ultra-violet s'étend ainsi sur plus de 5 octaves.

Il s'en faut cependant de beaucoup que nous ayons ainsi atteint la limite de petitesse des ondes actuellement connues. Pendant que cette longue suite de recherches ajoutait un magnifique prolongement au domaine connu des radiations, la découverte inattendue des rayons X était venue démontrer l'existence d'autres radiations, sans lien connu avec les régions explorées. Les propriétés singulières de ces rayons semblaient les éloigner complètement des radiations lumineuses : absence de réflexion, propagation rectiligne sans aucune réfraction ni diffraction, propriété de traverser des épaisseurs notables de tous les corps, même des plus opaques, tout cela formait un contraste saisissant avec les propriétés connues de la lumière, si bien que l'on put se demander pendant

quelque temps si le hasard n'avait pas fait découvrir comme un île nouvelle, sans aucun lien avec les continents connus. Le mystère était d'autant plus impénétrable que l'on était absolument sans moyens d'action sur les nouveaux rayons ; prismes, lentilles, miroirs, réseaux, tout l'arsenal de l'optique les laissait complètement indifférents, et le pouvoir absorbant des diverses substances était à peu près la seule propriété que l'on pût traduire en nombres. Ces faibles moyens d'action suffirent pour établir que les rayons X, comme les rayons lumineux et leur prolongement, formaient un ensemble non homogène, et l'idée s'introduisit qu'ils formaient, eux aussi, une série continue de radiations simples, dont chacune devait être caractérisée par quelque propriété encore inconnue. La distinction entre rayons mous (facilement absorbables) et rayons durs (très pénétrants) s'introduisit dans la pratique sans que rien de définitif fût établi sur leur véritable nature.

Il y a seulement douze ans que l'énigme a été déchiffrée. Nous savons aujourd'hui que le domaine des rayons X est le prolongement naturel de celui des radiations déjà connues, mais avec des vibrations encore beaucoup plus rapides ; les rayons X sont, si l'on peut ainsi dire, de l'hyper-ultra-violet. Si les moyens ordinaires de l'optique sont sans action sur eux, c'est parce que nos instruments sont trop grossiers pour leurs vagues infiniment ténues ; dans nos

réseaux si justement admirés la distance des traits est égale à plusieurs milliers de fois leur longueur d'onde, et les ondes ne se laissent pas prendre à un filet aussi grossier. Heureusement, la nature est venue suppléer à l'imperfection de nos instruments ; c'est en utilisant le réseau moléculaire naturel des cristaux que Laue est parvenu, en 1912, à analyser les rayons X.

Les fondateurs de la cristallographie avaient depuis longtemps habitué les physiciens à considérer un cristal comme un assemblage régulier de particules, et ce point de vue avait été précisé d'une manière presque définitive vers 1850 par Bravais. Les formes cristallines si variées s'expliquent en admettant que tout cristal est formé de molécules régulièrement distribuées suivant trois directions, formant un assemblage analogue à ces piles de boulets que l'on pouvait voir dans les citadelles d'autrefois. Cette idée si simple se montra extraordinairement féconde, et toute la science des cristaux vint peu à peu se grouper autour d'elle. Les progrès de la théorie moléculaire dans ces trente dernières années avaient donné à l'idée de Bravais une force nouvelle, en faisant disparaître tout doute sur la réalité des molécules et en précisant de plus en plus leur nombre, leurs dimensions, leurs propriétés. On pouvait considérer comme certain, il y a une vingtaine d'années, que les molécules, distribuées au hasard dans un corps amorphe, forment dans un cristal un réseau régulier, dans le-

quel l'intervalle entre deux molécules consécutives est si petit qu'il en faut quelques millions pour faire un millimètre. Ce réseau est plus compliqué que le réseau artificiel tracé sur métal, puisqu'il s'étend sur trois dimensions, mais il est infiniment plus délicat, et beaucoup plus facile à tracer puisque la nature se charge de ce soin.

L'idée très hardie de Laue fut justement d'analyser au moyen de ce réseau naturel les ondes trop ténues pour les moyens artificiels les plus délicats. L'expérience vérifia ses prévisions; du même coup, la théorie de Bravais recevait une admirable confirmation et le mystère des rayons X était définitivement percé. Avec les travaux de MM. Bragg et d'une pléiade de physiciens de tous les pays, la mesure des longueurs d'onde de ces rayons devenait possible; en même temps, le plus puissant moyen d'analyse de la structure moléculaire était trouvé, et ces rayons X, que les médecins avaient déjà tant de fois utilisés pour l'examen de notre squelette ou de nos organes révélaient aux physiciens le squelette moléculaire et même atomique des cristaux.

Voilà donc, bien au delà des plus courtes ondes ultra-violettes, un nouveau groupe de radiations encore bien plus ténues. Pour exprimer leurs longueurs d'onde le micron est décidément beaucoup trop grand; employons l'unité *angström*, qui est le dix-millième du micron, dont on trouvera d'ailleurs

l'usage à presque toutes les pages du livre de M. Lyman pour exprimer les données numériques de la spectroscopie. Les plus courtes ondes ultra-violettes étudiées par Millikan ont environ 100 angströms; les longueurs d'onde des rayons X s'échelonnent entre 12 de ces unités pour les rayons les plus mous et 0,05 pour les plus durs; ceux-ci voyagent dans l'espace à la vitesse de la lumière, en faisant des pas si petits qu'il en faut deux cents millions pour parcourir un millimètre. Est-ce là, du moins, la limite de petitesse des ondes actuellement connues? Non, car les rayons gamma émis spontanément par les substances radio-actives forment, sans aucun doute, le prolongement naturel de la série des rayons X, avec des longueurs d'onde non encore mesurées (le réseau cristallin devenant, à son tour, trop grossier pour elles), mais allant probablement jusqu'à des longueurs d'onde encore cent fois plus courtes.

Le domaine des rayons X était donc rattaché à celui des radiations lumineuses, mais entre les deux restait une région inconnue, un fossé, s'étendant entre les longueurs d'onde 100 et 12 angströms, sur un intervalle d'environ 3 octaves. Il n'y avait aucune raison pour que n'existent pas les radiations contenues dans cet intervalle; mais pour leur étude on devait s'attendre à de grandes difficultés, que l'on pouvait prévoir en extrapolant ce que l'on savait sur les radiations qui occupent les deux bords du fossé. Pre-

nons une radiation contenue vers le milieu de l'intervalle, avec une longueur d'onde d'une trentaine d'angströms par exemple. On peut, à volonté, la regarder comme appartenant au groupe des rayons X ultra-mous ou comme étant de l'ultra-violet excessivement lointain ; dans les deux cas, on sera amené à prévoir que cette radiation sera absorbée avec une extraordinaire facilité, que la moindre trace de matière suffira à l'arrêter et qu'on ne pourra l'étudier que dans le vide le plus parfait. Pour l'analyser, les réseaux artificiels seront probablement trop grossiers et le réseau naturel d'un cristal sera trop délicat. Quant au mode de production, il est à prévoir qu'il sera d'un emploi difficile et ne permettra d'obtenir qu'une médiocre intensité. Crise de production, crise de transport, difficultés d'analyse, tous les obstacles semblent s'être accumulés dans la région qui sépare les rayons X de l'ultra-violet extrême.

L'exploration de cette région difficile a cependant été commencée avec succès par M. Holweck qui a pu mettre hors de doute l'existence de la série complète des radiations qui forment le lien entre les rayons X et l'ultra-violet. Les mesures tout à fait précises de longueurs d'onde manquent encore, mais le pont est jeté entre les deux domaines. On connaît ainsi, sans aucune lacune, un prolongement de la série des radiations vers les petites longueurs d'onde, sur une étendue de 15 octaves à partir de la limite du spectre visible.

Ainsi, depuis l'extrémité des rayons X jusqu'aux immenses ondes de la télégraphie sans fil, depuis les ondes si ténues qu'il leur faut faire des centaines de millions de pas pour franchir un millimètre, jusqu'à celles qui parcourent la Terre en quelques enjambées, le domaine des radiations est d'un seul tenant et nous pouvons, d'un seul coup d'œil, en contempler l'étendue et la beauté. Rayons gamma qui traversent les métaux les plus lourds, rayons X qui passent à travers le corps humain, rayons ultra-violet qui arrête la plus mince couche de matière, ondes lumineuses auxquelles nous devons toutes nos sensations visuelles, rayons infra-rouges par lesquels se fait la plus grande partie des échanges de chaleur entre les corps, grandes ondes électriques qui contournent la Terre, jusqu'aux antipodes, tout cela, avec des moyens de production divers, n'est qu'une seule et même chose, sans autre différence que la rapidité plus ou moins grande des vibrations, mais avec une étonnante variété dans les propriétés. Sauf peut-être au delà de l'une des frontières, l'explorateur a fini sa tâche ; aucune partie ne reste à découvrir dans le domaine des radiations. De tout cet ensemble, notre œil ne perçoit qu'une parcelle infime ; nous ne sommes pas tout à fait aveugles, mais il ne s'en faut pas de beaucoup.

C'est l'histoire de l'une des parties les plus difficiles de cette exploration que l'on trouvera dans le livre de M. Lyman ; l'édifice serait inachevé, et toute

sa beauté en serait compromise si ces recherches n'avaient pas abouti. Mais il y a plus ; une lacune importante dans notre connaissance de la série des radiations aurait pu compromettre tout le progrès de la Physique moderne. Le pouvoir de rayonner, d'émettre dans certaines conditions des ondes ayant des périodes définies est l'une des propriétés les plus remarquables de l'atome, l'une de celles qui nous donne l'espoir de pénétrer le mystère de sa constitution. Ces ondes rayonnées par la matière, nous savons aujourd'hui que ce sont, quelle que soit leur fréquence, des perturbations électromagnétiques, des champs électriques et magnétiques qui, variant périodiquement, échangent et propagent leur énergie. Nous sommes certains que le mouvement de particules électriques est un moyen pour produire de telles ondes, et ce moyen est très probablement le seul ; c'est une raison, avec beaucoup d'autres, pour penser à une constitution électrique de l'atome. Mais cet aperçu ne nous suffit pas ; de cet édifice atomique nous voudrions au moins avoir une image acceptable, et c'est là que l'étude détaillée des radiations que peut émettre chaque atome prend une importance capitale. L'étude de ces radiations nous fournit, comme le remarquait W. Ritz en 1909, sur la constitution de l'atome, « des documents nombreux et précieux, écrits malheureusement en des hiéroglyphes que nous ne savons pas déchiffrer ». De ces énigmes, on

commence aujourd'hui à entrevoir la clé ; on commence à pouvoir, dans les cas les plus simples, imaginer la constitution de l'édifice atomique et à apercevoir les étranges particularités de sa dynamique. Il n'est pas trop pour cela de tous les moyens que nous offre la nature ; comment espérer de pouvoir déchiffrer l'inscription si une partie de ses caractères restait cachée à nos regards ?

Le rapport entre la matière et les radiations qu'elle émet devient ainsi l'une des questions primordiales de la Physique actuelle ; il n'aurait même pas été possible de l'aborder si, par un travail patient et opiniâtre on n'avait d'abord exploré complètement le terrain où le physicien doit opérer.

Ch. FABRY.

L'ULTRA-VIOLET

PREMIÈRE PARTIE

INTRODUCTION

Le spectre solaire, observé par un œil normal au moyen de prismes et de lentilles de verre, semble limité du côté des radiations de courtes longueurs d'ondes au voisinage de la raie H de Fraunhofer, autrement dit à la région de 4.000 Å. Ritter (1) a établi toutefois de bonne heure dans l'histoire de la spectroscopie, au moyen d'expériences faites avec le chlorure d'argent, que la lumière solaire renferme des radiations douées d'activité chimique dans la région située au-delà du violet, et Young (2) montra que les longueurs d'ondes correspondant à ces radiations étaient plus courtes que des radiations vues à l'œil nu dans des conditions d'observations ordi-

(1) Kayser's *Handbuch*, I, pp. 7 et 36.

(2) *Ibid.*, I, p. 36.

naires. En 1842, Becquerel (1) réalisa un progrès sensible en enregistrant sur une plaque de daguerréotypie le spectre obtenu à l'aide d'un prisme de verre. Il obtint ainsi des images sur lesquelles on pouvait déceler un allongement du spectre solaire jusqu'au voisinage d'une raie qu'il dénomma raie p , correspondant à une longueur d'onde de 3400 Å environ. A la même époque, J. Draper (2) photographia aussi le spectre solaire en substituant au prisme un réseau plan gravé sur verre. Le progrès le plus important dans la région ultra-violet a été réalisé par Stokes (3); en prenant certaines précautions, ce chercheur a pu suivre le spectre solaire à l'œil jusqu'à la raie p , résultat confirmé ultérieurement par Helmholtz (4). Les progrès qu'il a réalisés sont dus en majeure partie à la substitution d'un écran fluorescent à la plaque de daguerréotypie, de l'étincelle électrique au soleil comme source de radiations lumineuses, et d'appareils en quartz aux lentilles et prismes de verre. Il a pu ainsi vraisemblablement observer la raie intense du spectre d'étincelle de l'aluminium au voisinage de 1850 Å et la limite ainsi atteinte n'a été dépassée que dans ces dernières années. L'exposé des recherches de Stokes présente une importance considérable et tou-

(1) *Ibid.*, I, p. 38.

(2) *Ibid.*, I, p. 39.

(3) *Collected Papers*, III, p. 401.

(4) *Kaysers's Handbuch*, I, p. 71.

jours le lecteur aura grand intérêt à se reporter à ses articles originaux (1).

Les travaux de Miller (2) sont contemporains de ceux de Stokes. Cet observateur a employé une plaque photographique au lieu de l'écran fluorescent et, bien que ses recherches ne semblent pas avoir été poussées très loin, son travail présente néanmoins de l'intérêt; il a mis en évidence la transparence de l'eau, du quartz et de la fluorine dans l'ultra-violet, et observé la bande de transmission de l'argent, si ingénieusement utilisée récemment par Wood.

Entre 1870 et 1890, les progrès de la spectroscopie furent peu importants dans la région située au-delà de la limite atteinte par Stokes; ils furent au contraire considérables dans l'ultra-violet ordinaire. Les mesures de longueurs d'ondes ont de bonne heure retenu l'attention des spectroscopistes. Avant Fraunhofer, Young (3) avait fait des déterminations de ce genre, mais c'est seulement près de cinquante ans après qu'Esselbach (4) a mesuré la longueur d'onde de quelques-unes des raies de Fraunhofer à l'aide des bandes de Talbot. Les premiers travaux systématiques dans cette voie ont été faits par Mascart (5) en 1863, et le début des travaux classiques

(1) *Collected Works*, III, p. 267 et IV, p. 203.

(2) *Kayser's Handbuch*, I, p. 103.

(3) *Ibid.*, I, p. 7.

(4) *Kayser's Handbuch*, I, p. 71.

(5) *Ibid.*, I, p. 109.

d'Angström (1) date de 1864. La découverte (2) du réseau concave par Rowland en 1882, permit à ce dernier d'établir une carte du spectre solaire, de précision supérieure à celle de tous les travaux similaires antérieurs, et qui fournit des étalons de longueurs d'ondes importants.

L'intérêt que l'on a porté à l'ultra-violet vient en grande partie de ce que les sources lumineuses terrestres, arc et étincelles électriques, sont particulièrement riches en radiations plus réfrangibles que les radiations visibles. Les recherches faites dans ce domaine ont permis d'étudier très soigneusement les spectres des éléments entre 4 000 et 2 000 Å, et de déterminer avec précision la position de leurs raies.

L'étendue relativement restreinte du spectre solaire, comparée à celle du spectre de diverses sources terrestres, a attiré de bonne heure l'attention des chercheurs. Crookes (3), Piazzi Smith (4) et finalement Cornu (5) ont successivement cherché la raison de cette différence. Ils attribuaient la limitation du spectre solaire à l'absorption due à l'atmosphère terrestre. Cette conclusion déjà intéressante par elle-même, a conduit en outre indirectement aux recherches effectuées dans l'ultra-violet extrême. C'est ainsi par exemple que Schumann (6),

(1) *Ibid.*, I, p. 110.

(2) *Ibid.*, I, p. 121.

(3) *Ibid.*, I, p. 45.

(4) *Ibid.*, I, p. 50.

(5) *Ibid.*, I, p. 117.

(6) Kayser's *Handbuch*, I, p. 126.

ayant substitué la fluorine au quartz et employé des plaques photographiques obtenues par un procédé spécial, a été entraîné par les recherches de Cornu à construire son spectroscopie dans le vide ; et c'est à l'aide de cet appareil qu'il a découvert la région du spectre qui porte son nom. C'est ensuite à l'étude de cette région particulière qu'il a consacré la plus grande partie de ses travaux.

En se reportant aux paragraphes précédents, on constate que les divers facteurs auxquels sont dus nos progrès dans la connaissance de l'extrémité ultraviolette du spectre sont respectivement : l'absorption due aux solides, les procédés permettant de déceler les radiations réfractées, la nature de la source des radiations, et enfin l'absorption par les éléments qui constituent l'atmosphère. Il sera donc intéressant d'examiner tout spécialement comment se comportent ces divers facteurs dans l'ultra-violet, avant d'aborder l'étude de la région de Schumann.

Les traités classiques consacrés à la spectroscopie doivent s'attacher au début à décrire en détail les appareils utilisés, mais, étant donné le but limité de cet ouvrage, on n'y traitera que des appareils dont la description ne saurait se trouver ailleurs. Ainsi, les spectroscopes à prisme et à réseau sont décrits longuement, pour tout ce qui concerne l'ultra-violet ordinaire, dans bien des traités de spectroscopie, notamment dans le « Handbuch » de Kayser et « Spectroscopy » de Baly ; il ne sera donc pas nécessaire d'en faire mention tant que l'on n'abordera

pas l'étude de la région de Schumann. En revanche les appareils qui permettent la comparaison de l'énergie émise dans l'ultra-violet par deux sources lumineuses sont sans doute moins familiers au lecteur ; quelques détails sur ces appareils trouveront donc bien leur place ici, d'autant plus que les principes sur lesquels ils reposent les rendent souvent utilisables dans l'ultra-violet extrême.

CHAPITRE PREMIER

LES PHOTOMÈTRES

La plaque photographique

Le rôle de tous les spectro-photomètres consiste d'une part à analyser la lumière émise par les sources employées et à en donner des spectres juxtaposés ; d'autre part à permettre la comparaison de l'intensité relative des spectres ainsi formés (1). Les spectro-photomètres destinés à l'ultra-violet doivent être munis d'un appareil dispersif particulièrement adapté à cette région et d'un dispositif présentant la sensibilité voulue pour la comparaison des intensités.

Celle-ci peut se faire soit à l'aide d'une plaque photographique ou d'une cellule photo-électrique ; soit par la mesure de l'énergie calorifique à l'aide d'un bolomètre, d'un radiomètre ou d'un couple thermo-électrique.

Si l'on emploie la plaque photographique, la relation qui existe entre la densité de l'image, l'intensité lumineuse et le temps de pose présente évidemment une importance considérable. Si i_1 est l'intensité

(1) Kayser's *Handbuch*, III, p. 45.

de la lumière que reçoit la plaque, et i_2 l'intensité de la lumière que transmet la plaque, on désigne sous le nom de « opacité » le rapport i_1/i_2 , et la densité, ou noircissement, s'exprime par le logarithme de cette quantité. Si donc S représente la densité,

$$S = \log. i_1/i_2.$$

La relation entre l'intensité lumineuse et le temps de pose a été établie par Schwarzschild,

$$Lt^p = \text{constante},$$

p étant une quantité constante ou très sensiblement constante pour une intensité d'éclairement normale. Stark (1) a proposé une relation de la forme

$$S = \log (kI^mt^p).$$

Les travaux récents de Fabry et Buisson (2) sur l'absorption par l'ozone fournissent un excellent exemple de l'utilisation la plus simple des plaques photographiques pour des mesures photométriques. Les remarques qui suivent sont empruntées presque mot pour mot à l'article original de ces auteurs.

Le seul procédé correct basé sur l'emploi d'enregistrements photographiques repose sur la production de deux images de densités égales sur une même plaque et avec un même temps de pose. L'une de ces images est produite par la lumière ayant traversé la substance absorbante étudiée, l'autre par un faisceau

(1) L. Geiger, *Ann. d. Phys.*, 37, p. 68, 1912.

(2) *Journal de Physique*, III, p. 196, 1913.

lumineux n'ayant subi aucune absorption, mais dont l'intensité est réduite dans une proportion connue. Ce facteur de réduction mesure la quantité de lumière transmise par le corps étudié.

Dans un cas particulier, que l'on peut prendre comme exemple, la fente du spectroscopie avait 1 mm de long et 0,5 mm de large ; dans ces conditions, l'image de chacune des raies du spectre de la lampe à vapeur de mercure utilisée comme source lumineuse formait un petit rectangle sur la plaque photographique. On enregistrait sur une même plaque, et avec un même temps de pose dans tous les cas, une pose faite avec le milieu absorbant et un certain nombres d'autres poses faites sans interposition du milieu absorbant, mais avec des réductions successives d'intensité. L'affaiblissement de l'intensité lumineuse s'obtenait en disposant des diaphragmes rectangulaires de dimensions convenables sur la face de sortie du dernier prisme du spectroscopie.

L'opacité de toutes les images correspondant à une raie donnée du spectre était mesurée, après développement de la plaque, à l'aide d'un microphotomètre. Cet instrument était spécialement construit en vue d'examiner de petites régions des plaques à étudier (1). La mesure se faisait en comparant l'opacité de l'image à celle d'un coin de verre neutre étaloné. Il est difficile en général de trouver une identité complète entre l'image obtenue par absorption et l'une des

(1) Fabry et Buisson, *Comptes Rendus*, 156, p. 389, 1913.

images obtenues avec une intensité lumineuse réduite; il est donc nécessaire de calculer, par interpolation, la dimension exacte que devrait avoir le diaphragme pour que cette identité se trouve réalisée. On trouve que si l'on porte en abscisses les logarithmes de la quantité de lumière reçue par la plaque (ou, ce qui revient au même, les logarithmes de la largeur du diaphragme), et en ordonnées les densités correspondantes, la courbe obtenue est une ligne droite. Cette droite permet de faire très exactement toutes les interpolations nécessaires. On peut, de la sorte, calculer les dimensions du diaphragme qu'il aurait fallu employer pour obtenir deux images photographiques rigoureusement identiques. Cette mesure donne donc le rapport des intensités de la lumière après et avant le passage à travers le milieu absorbant. On admet seulement, dans ce qui précède, que des intensités lumineuses égales agissant pendant des temps égaux produisent des effets identiques.

Simon (1) a inventé un spectro-photomètre basé sur les mêmes principes. Dans cet instrument, l'intensité du faisceau lumineux non absorbé est réduite d'une façon continue et la plaque photographique se déplace simultanément de telle sorte que l'intensité de l'image enregistrée décroisse d'une façon correspondante. L'appareil a été récemment perfectionné par Difregger (2).

(1) Kayser's *Handbuch*, III, p. 45.

(2) *Ann. d. Phys.*, 41, p. 1012, 1913.

Henri et Wurmser (1) ont effectué des mesures spectro-photométriques en s'efforçant d'obtenir des images de densités égales. Dans ce but, ils font varier le temps de pose jusqu'à ce que les intensités des images produites par le faisceau direct et par le faisceau absorbé soient égales. Ce procédé est basé sur une forme particulière de la règle de Schwarzschild,

$$S = \log. kIt^n$$

qui dans le cas de densités égales donne

$$I_1 t_1^n / I_2 t_2^n = 1$$

relation qui n'est pas rigoureusement exacte, mais dont l'approximation est sans doute suffisante. Dans cette méthode, comme dans la précédente, toutes les images sont enregistrées sur une même plaque.

Si l'on voulait comparer entre elles des images enregistrées à des moments différents, sur des plaques différentes, le résultat serait presque nécessairement entaché d'erreur, quels que soient les soins apportés au développement. En outre, si l'intensité de l'un des faisceaux lumineux est réduite à l'aide d'un secteur tournant, l'éclairement irrégulier qui en résulte peut entraîner, dans la relation de Schwarzschild, une erreur difficile à corriger.

Un exposé rapide des facteurs qui influent sur la densité d'une image photographique se trouve dans le Chapitre XI de l'ouvrage de Nutting, « Applied Optics ». Il ne faut pas oublier que la « sensibilité

(1) *Journal de Physique*, III, p. 305, 1913.

chromatique de toutes les plaques ordinaires est sensiblement uniforme dans tout l'ultra-violet, le violet et le bleu du spectre visible jusqu'à 5000 Å. environ ». On verra plus loin que la sensibilité diminue rapidement dans l'ultra-violet, lorsqu'on atteint la région de Schumann.

Avant d'en finir avec la question de la spectro-photométrie photographique, il y a lieu de mentionner un instrument ingénieux, décrit par Nutting (1), et dans lequel la lumière de chacune des deux sources étudiées est employée à produire un système de franges d'interférences. Le réglage est fait de telle sorte que les franges brillantes de l'un des systèmes coïncident avec les franges sombres de l'autre. Si les deux sources lumineuses ont la même intensité, les franges disparaissent. La méthode n'est pas applicable dans l'ultra-violet extrême par suite de l'absorption due à l'appareil de polarisation employé.

Dans le spectro-photomètre utilisé par Krüss (2) la plaque photographique est remplacée par un écran fluorescent. Cet appareil ne semble pas avoir reçu beaucoup d'applications. Il est douteux que l'oculaire fluorescent possède une supériorité sur les autres genres de détecteurs dans l'ultra-violet. La lumière diffuse est gênante et la fluorescence des lentilles et des prismes entraîne certaines difficultés (3).

(1) *Physical Review*, 16, p. 129, 1903 ; ainsi que Konigsberger, *Zeitschrift für Instrumentenkunde*, 21, p. 59, 129, 1901.

(2) *Zeit f. Instr.*, 23, p. 197, 229, 1903.

(3) Hagen et Rubens. *Ann. d. Phys.*, 8, p. 2, 1902.

Cellules photo-électriques

Hertz a découvert en 1887 que si l'on fait tomber des rayons ultra-violet sur un éclateur à étincelles, le passage de l'étincelle se trouve par cela même grandement facilité. Hallwachs (1) a étudié ce phénomène et montré que si l'on charge négativement une surface de zinc bien propre, la charge électrique disparaît rapidement si l'on expose la surface métallique à des rayons ultra-violet. L'effet photo-électrique ainsi découvert a fait l'objet de nombreuses recherches. La grandeur du phénomène dépend avant tout de la nature de la surface exposée aux radiations, de l'intensité et de la longueur d'onde de la lumière excitatrice. Beaucoup de métaux semblent particulièrement sensibles aux radiations les plus réfrangibles du spectre ; l'intensité du courant électrique que l'on peut obtenir avec un métal donné paraît être proportionnelle à l'intensité lumineuse incidente. De ces propriétés découle l'emploi des cellules photo-électriques en photométrie, et particulièrement au cours des recherches dans l'ultra-violet.

La proportionnalité observée entre l'intensité du courant obtenu et l'intensité lumineuse a évidemment une importance fondamentale. Cette loi a été étudiée par un certain nombre d'observateurs ; Elster et Geitel l'ont confirmée pour les métaux alcalins et

(1) *Wied. Ann.*, 33, p. 301, 1888.

pour des valeurs très différentes de l'intensité (1). Ils ont employé les sources lumineuses les plus diverses, y compris la lampe à vapeur de mercure, mais ils n'ont pas décomposé la lumière en ses radiations élémentaires. Le spectre était limité par la transparence du verre « uviol » entrant dans la fabrication de leur cellule. La précision de leurs résultats a été mise en doute récemment par Ives (2). Il semble bien établi que si l'on voulait obtenir une très grande précision, il y aurait lieu de se montrer circonspect.

Bien que la relation de proportionnalité ci-dessus n'ait pas été vérifiée en lumière monochromatique dans l'ultra-violet, il semble raisonnable d'admettre qu'elle est applicable, au moins approximativement, dans la partie la plus réfrangible du spectre. Toutefois avant de considérer la question comme tranchée, il y aurait lieu de faire quelques expériences en lumière monochromatique, avec des radiations plus courtes que 3 000 Å.

Kreusler (3) l'un des premiers, a utilisé l'effet photo-électrique pour des mesures photométriques dans l'ultra-violet. Il a employé un spectro-photomètre dans lequel la lumière, décomposée par un système de prismes, tombait sur un bouton de platine renfermé dans un récipient plein d'hydrogène

(1) *Phys. Zeitsch.*, 14, p. 741, 1913; 15, p. 1, 1914.

(2) *Astrophysical J.*, 39, p. 428, 1914.

(3) *Ann. d. Phys.*, 6, p. 412, 1901.

sous une pression de 200 mm. Ce bouton était porté à un potentiel négatif élevé et l'intensité du courant s'écoulant vers une anode voisine était prise comme mesure de l'intensité lumineuse tombant sur le platine. Kreusler a vérifié la relation de proportionnalité pour diverses régions de la portion du spectre dans laquelle il opérait. Il a indiqué que si l'on évite de porter la cathode à un potentiel très voisin du potentiel explosif, la relation se trouve vérifiée. Il a en outre déterminé les coefficients d'absorption d'un certain nombre de substances entre 3.000 et 1850 Å.

En 1903, Meyer (1) a employé l'appareil de Kreusler pour déterminer l'absorption par l'ozone, absorption qui sera étudiée plus loin en détail. Krüger et Moeller (2), en 1912, ont remplacé le bouton de platine par une sorte de cellule photo-électrique perfectionnée par Elster et Geitel. Dans ce dispositif, la surface exposée aux radiations est recouverte de potassium; elle est renfermée dans une enceinte contenant de l'hydrogène ou de l'hélium sous une faible pression. Hughes (3) a décrit récemment une cellule au sodium particulièrement bien adaptée pour les recherches photométriques dans l'ultra-violet.

A condition de prendre certaines précautions, la cellule photo-électrique semble présenter, par

(1) Meyer, *Ann. d. Phys.*, 12, p. 849, 1903.

(2) *Phys. Zeitsch.*, 13, p. 729, 1912.

(3) *Phil. Mag.*, 25, p. 679, 1913.

suite de sa sensibilité, une certaine supériorité sur la plaque photographique ordinaire (1), pour les recherches dans l'ultra-violet (2). La cellule de sélénium (3), qui donne de bons résultats dans les recherches photométriques dans le spectre visible, a sans doute une sensibilité insuffisante pour être d'une grande utilité dans l'ultra-violet.

Mesure de l'énergie calorifique

Les quatre appareils les plus couramment employés pour mesurer l'énergie calorifique dans le spectre sont : le bolomètre de Langley, le radiomicromètre de Boys, le radiomètre perfectionné de Nichols, et la pile thermo-électrique linéaire de Rubens (4). Ces instruments ont été employés couramment dans les mesures relatives à la portion la moins réfrangible du spectre et dans l'infra-rouge, car le maximum d'énergie calorifique rayonnée par beaucoup de sources se trouve dans ces régions. Pflüger a observé toutefois que les spectres d'arc et d'étincelle de la plupart des métaux possèdent une énergie suffisante dans l'ultra-violet pour permettre encore l'emploi de ces instru-

(1) Meyer et Rosenberg, *S. A. Vierte jahrsch. Astron. Gesell.*, 48, p. 210, 1913.

(2) *Phy. Zeitsch.*, 15, p. 1, 1914.

(3) *Proc. Roy. Soc., A*, v. 89, No 608, p. 75.

(4) Nutting, *Outlines of Optics*, chap. IX; Coblentz, *Bull. Bureau of Standards*, Wash. 9, no 1, p. 7.

ments de mesure (1). Si donc on choisit convenablement la source de radiations, on peut utiliser un radiomètre pour les mesures photométriques, même dans les régions des courtes longueurs d'ondes. La pile thermo-électrique de Rubens semble être, de tous les radiomètres, le plus petit, le plus simple et celui dont le fonctionnement soit le plus facile, bien que, même sous sa forme la plus récente, il ne possède pas la sensibilité du bolomètre, ni celle de l'appareil perfectionné par Nichols.

Un très grand nombre de chercheurs ont employé la pile thermo-électrique dans l'ultra-violet. Hagen et Rubens (2) l'ont utilisée au cours de leurs travaux sur les pouvoirs réflecteurs des métaux; leurs mesures s'étendaient jusqu'à 2.500 Å. Pflüger (3) a étudié la distribution de l'énergie dans un certain nombre de spectres. Il a trouvé que le maximum d'énergie dans le spectre d'étincelle de l'aluminium correspondait à la radiation 1860 Å; il a même obtenu quelques indications relatives à l'énergie de l'étincelle de l'aluminium dans la région de Schumann elle-même. Il a aussi employé le couple thermo-électrique au cours d'une recherche photométrique directe dans laquelle il a déterminé le pouvoir absorbant d'un certain nombre de substances (4).

(1) *Ann. d. Phy.*, 13, p. 890, 1904.

(2) *Ibid.*, 8, p. 1, 1902.

(3) *Ibid.*, 13, p. 890, 1904.

(4) *Phy. Zeitsch.*, 5, p. 215, 1904.

La pile thermo-électrique a servi récemment à déterminer l'énergie mise en jeu au cours d'expériences sur les actions photo-chimiques et photo-électriques dans l'ultra-violet. Les travaux récents de Richardson (1) sont un bon exemple de pareilles recherches.

Pour les mesures photométriques dans l'ultra-violet, la pile thermo-électrique ne possède ni la simplicité de la plaque photographique, ni la sensibilité de la cellule photo-électrique. Mais comme ses indications sont fonction de l'énergie qu'elle reçoit, quelle que soit la longueur d'onde, l'interprétation des résultats obtenus avec cet appareil est particulièrement facile.

(1) *Phil. Mag.*, 26, p. 549, 1913.

CHAPITRE II

L'ABSORPTION PAR LES SOLIDES

La transparence est évidemment une qualité essentielle que doivent posséder les substances destinées à la fabrication des lentilles et des prismes employés dans les travaux sur l'ultra-violet ; il est donc nécessaire de considérer l'absorption due aux différentes substances qui peuvent être utilisées dans les systèmes optiques. Les qualités ordinaires du verre, d'un emploi si répandu pour l'étude du spectre visible, ne sont nullement appropriées aux recherches dans l'ultra-violet. En général, le flint lourd est moins transparent que le flint léger, et celui-ci, à son tour, est moins transparent que le crown (1). La meilleure qualité de crown, sous une épaisseur de 1 centimètre, absorbe très fortement dans la région de 3 100 Å. Pflüger (2) a fait des mesures très précises jusqu'à 3 570 Å, pour un grand nombre de verres, au moyen de son photomètre muni d'un couple thermo-électrique ; Krüss (3) a poussé les mesures encore

(1) Kayser, *Handbuch*, III, p. 377.

(2) *Phy. Zeitsch.*, 4, p. 429. 1903.

(3) *Zeitsch. f. Instrumentenkunde*, 23, p. 197 et 229, 1903.

plus loin avec un spectrophotomètre muni d'un écran fluorescent ; la substance la plus transparente étudiée par cet auteur est un borosilicate crown qui sous 1 centimètre d'épaisseur laisse passer 8 o/o de la lumière incidente pour 3 090 Å. La maison Schott, de Jéna, s'est occupée tout particulièrement de la fabrication de verres transparents dans l'ultra-violet. Schimmer a publié une série d'articles indiquant quelques uns des résultats obtenus. Il décrit dans l'un d'eux (1) les propriétés de trois genres de verre « uviol » et montre, dans trois spectrogrammes caractéristiques, comment ceux-ci se comportent, par comparaison avec d'autres genres de verres. Il semble que ce nouveau verre transmette sous 1 centimètre 50 o/o de la lumière pour 3 050 Å et sous 1 mm 50 o/o pour 2 800 Å. Avec une lame de flint « uviol » de 2 mm d'épaisseur, le spectre semble limité au voisinage de 2 850 Å ; cette limite est reportée vers 2 800 Å avec le crown « uviol » ; avec le borosilicate crown anglais, le spectre ne s'étend pas au delà de 2 970 Å. Pour montrer la transparence du nouveau verre sous de très faibles épaisseurs, l'auteur compare entre eux deux spectres obtenus respectivement à travers une lame couvre-objet ordinaire et à travers une lame couvre-objet en verre uviol. Le spectre est limité à 2 850 Å dans le premier cas et à 2 480 Å dans le second. Il est intéressant de noter que Zschimmer a réussi à fabriquer un verre tout à

(1) *Ibid.*, p. 23, 360, 1903.

fait transparent pour 2 800 Å, mais qui absorbe dans le bleu visible.

Dans des articles postérieurs, Zschimmer discute la relation qui existe entre les propriétés physiques des verres et leur composition chimique (1), et la relation entre la transparence dans l'ultra-violet et la constitution chimique (2). Au cours de ce dernier travail, l'auteur fait ressortir un certain nombre de points intéressants : l'anhydride borique (B_2O_3) et la silice (SiO_2) à l'état pur sont très transparents même pour 2 000 Å ; l'addition d'oxydes métalliques diminue cette transparence, l'effet de Na_2O étant à ce point de vue plus marqué que celui du K_2O , et celui de l'oxyde de plomb étant très considérable. On a montré depuis (3) que l'anhydride borique est moins transparent pour l'ultra-violet qu'une lame de quartz de même épaisseur. Fritsch (4) a décrit et étudié un verre composé de 6 parties de fluorure de calcium commercial et de 14 parties d'anhydride borique qui s'est montré transparent jusqu'à 1 850 Å. L'emploi de ce verre ne semble pas s'être répandu dans la pratique, peut-être parce qu'on ne peut pas le fabriquer en masses présentant des dimensions et une homogénéité suffisantes.

Il résulte de ce qui précède que les verres fabriqués par Schott, tout en étant notablement supérieurs aux

(1) *Zeitsch. f. Electro-Chem.*, II, p. 629, 1905.

(2) *Physik. Zeitsch.*, 8, p. 611, 1907.

(3) Lyman, *Astrophysical J.*, 28, n° 1, 1908.

(4) *Phy. Zeitsch.*, 8, p. 518, 1907.

verres anciens, ne sont pas encore satisfaisants, si l'on veut pousser les recherches jusque dans l'ultra-violet extrême.

Parmi les substances naturelles existant en masses homogènes assez grandes pour être utilisées en optique et paraissant posséder la transparence nécessaire, on peut citer le spath d'Islande, le quartz, le sel gemme et la fluorine (1).

Les données les plus complètes sur ces substances résultent des mesures de Pflüger (2). On doit du reste assez vite éliminer le spath d'Islande. Sous une épaisseur de 1 centimètre, il absorbe 15 0/0 dans la région de 2800 Å et 97 0/0 pour 2140 Å. Le quartz donne de bien meilleurs résultats. Pflüger a trouvé des différences de transparence considérables suivant les échantillons étudiés. En général, l'absorption est plus intense lorsque la lumière se propage parallèlement à l'axe que lorsque la propagation se fait dans une direction rectangulaire. Pflüger donne les valeurs suivantes pour l'absorption par une lame de quartz de 1 centimètre d'épaisseur.

	2220 Å	2140 Å	2030 Å	1860 Å
Absorption %..	5,8	8	16,4	32,8

D'après lui, le quartz fondu est beaucoup moins transparent, une lame de 2,8 mm d'épaisseur ne laissant rien passer en dessous de 2000 Å. Il est pro-

(1) Kayser, *Handbuch*, III, p. 380.

(2) *Phy. Zeitsh.*, 5. p. 215.

bable du reste que ce résultat tenait à la présence de quelque impureté dans l'échantillon étudié; le quartz fondu est sans doute bien moins transparent que la variété cristallisée, mais on peut cependant trouver des échantillons parfaitement transparents pour des longueurs d'ondes bien inférieures à 1850 Å. Les mesures de Pflüger et certaines observations qualitatives de Schumann (1) semblent attribuer au quartz cristallisé une transparence moindre que sa transparence réelle, dans la région des longueurs d'ondes inférieures à 1850 Å.

Les différences considérables observées dans le pouvoir absorbant de divers échantillons de quartz fondu peuvent expliquer les variations de rendement obtenues par divers expérimentateurs travaillant avec une lampe à vapeur de mercure en quartz, lorsque les observations portaient sur les longueurs d'ondes les plus courtes du rayonnement émis par cette source.

Pour le sel gemme, Pflüger donne comme valeurs de l'absorption 4,5 0/0 pour la longueur d'onde 2800 Å, et 30 0/0 pour 1860 Å. Il recommande l'emploi de prismes de sel gemme par suite du grand pouvoir dispersif de cette substance; on protège le prisme contre l'action de l'air à l'aide de minces lames de quartz collées à la glycérine. Un tel dispositif ne peut être utilisé que pour les radiations de longueurs d'ondes supérieures à 2300 Å, pour lesquelles on n'a

(1) *Wien. Ber.*, 102, IIa, p. 415, 1893.

pas à tenir compte de l'absorption par la glycérine. Pflüger donne les valeurs suivantes pour l'angle de réfraction :

λ	Fluorine	Quartz	Sel gemme
1850-2310 A.....	3°5'	5°40'	27°10'
2310-3400 A.....	2°20'	4°20'	10°10'

Les valeurs obtenues par Pflüger pour l'absorption par le sel gemme ont fait supposer que cette substance est plus transparente que le quartz cristallisé dans la région de Schumann. En fait, il n'en est pas ainsi ; l'absorption augmente très rapidement au dessous de 1800 A.

La fluorine est, de toutes les substances étudiées, la plus transparente dans l'ultra-violet extrême ; les prismes et lentilles destinés aux recherches dans la région de Schumann sont obligatoirement construits en fluorine. D'après Pflüger, l'absorption par cette substance est de 20 o/o, sous 1 centimètre d'épaisseur, pour 1860 A ; il semble que cette valeur soit trop élevée. On trouve du reste de très grandes différences de transparence même entre des échantillons de fluorine parfaitement clairs et incolores. Cette question sera traitée dans un chapitre ultérieur.

L'ouvrage de Baly, « Spectroscopy », renferme, p. 95 et suiv., de courts tableaux donnant les valeurs de l'indice de réfraction d'un grand nombre de substances.

L'absorption par les gaz

Dans la région ordinaire du spectre, l'absorption par l'air n'a qu'une très faible influence sur les recherches spectroscopiques terrestres ; cette absorption joue au contraire un rôle prédominant lorsqu'on atteint la région de Schumann. Cependant il est à remarquer que les premières mesures relatives à l'opacité de l'air n'ont pas été faites dans l'ultra-violet extrême et n'avaient pas trait à une source lumineuse terrestre. Dès le début de l'emploi des appareils en quartz et de la plaque photographique pour l'étude de la lumière solaire, les expérimentateurs ont observé un affaiblissement brusque de l'intensité du spectre solaire au voisinage de 3000 A et la disparition complète du spectre à une petite distance au delà de ce point vers les courtes longueurs d'ondes.

Cornu (1) a supposé que la longueur du spectre dépendait de l'épaisseur de la couche d'air traversée par les rayons solaires, la limite reculant vers le rouge à mesure que cette épaisseur augmente. En vue de vérifier cette hypothèse, il fit à Courtenet (170 m. d'alt.) toute une série d'enregistrements photographiques du spectre solaire, pour différentes positions du soleil au dessus de l'horizon. Le

(1) *Comptes rendus*, 88, p. 1101 et 1285, 1878 ; 89, p. 808, 1879 ; 90, p. 940, 1880 ; 111, p. 941, 1890.

tableau suivant donne quelques résultats obtenus dans ces conditions :

Heures	Min.	Longueur d'onde limite	Heures	Min.	Longueur d'onde limite
10	30	2955 A	3	9	2990 A
0	2	2950 »	3	40	3045 »
1	18	2955 »	4	17	3045 »
1	50	2970 »	4	38	3070 »

Cornu a trouvé qu'en portant sur les axes de coordonnées la longueur d'onde correspondant à la limite du spectre et le logarithme du sinus de la hauteur du soleil au dessus de l'horizon, la courbe obtenue était une ligne droite. Ces résultats s'exprimaient par la relation empirique :

$$\sin h = 0,49 \cdot e^{-0,08330(\lambda - 300)},$$

h étant la distance angulaire du soleil au dessus de l'horizon et la longueur d'onde étant exprimée en $\mu\mu$ (1 $\mu\mu = 10$ A). Cette relation semblait bien indiquer que l'absorption par l'atmosphère est la cause de la limitation du spectre solaire.

Cornu a exprimé ces résultats sous une forme théorique afin d'établir une relation générale entre l'épaisseur de la couche absorbante et la longueur d'onde de la dernière radiation transmise (1). Partant de la relation $P = J_\lambda F(\lambda, t)$, où P est l'intensité de l'action photographique, J_λ l'intensité de la radiation de longueur d'onde λ , et $F(\lambda, t)$ une fonction in-

(1) Kayser, *Handbuch*, III, p. 337.

connue de la longueur d'onde et du temps de pose, il a utilisé le fait que si de la lumière d'intensité J_λ traverse une couche plane d'épaisseur D et de transparence A_λ , l'intensité transmise J'_λ peut s'exprimer par $J'_\lambda = J_\lambda A_\lambda^D$, D pouvant s'écrire d'autre part $\frac{\sin h}{l}$. Ces deux relations conduisent à l'expression

$$\frac{\sin h}{l} = \psi(\omega, T, \lambda),$$

dans laquelle l est l'épaisseur de la couche absorbante au point considéré, ω l'activité photographique à la limite du spectre, et T la valeur constante du temps de pose utilisé au cours des expériences. Il a comparé ensuite cette équation théorique à l'expression déduite d'expériences sur le soleil à différentes hauteurs au dessus de l'horizon. Il a pu de la sorte écrire une équation de la forme

$$(1) \quad \frac{\sin h}{l} = \frac{M \cdot e^{-m(\lambda - \lambda_0)}}{l_1},$$

dans laquelle λ et λ_0 sont les longueurs d'ondes correspondant à des épaisseurs l et l_1 de la couche d'air absorbante, les valeurs respectives de M et m déduites de l'expérience étant 0,49 et 0,08330. Pour donner à cette relation une forme pratique, il y a lieu de remarquer que la quantité l est proportionnelle à la pression atmosphérique p , la variation de celle-ci en fonction de la hauteur au dessus du niveau de la mer s'exprimant d'autre part par $p = p_0 e^{-z/z_0}$. L'équation peut alors se mettre sous la forme :

$$\sin h = M e^{-m(\lambda - \lambda_0) - (z - z_1)/z_0}.$$

Pour étudier l'influence d'un accroissement d'altitude de l'observateur sur la position de la limite du spectre, on peut admettre que l'exposant de e est une constante ; si z_0 est la hauteur de l'atmosphère au dessus du niveau de la mer, z la hauteur à l'endroit de l'observation et λ_0 la longueur d'onde correspondant à la limite du spectre au niveau de la mer, on a la relation

$$dz = -m\lambda_0 d\lambda$$

qui devient

$$dz = -0,0833 \times (7963 d\lambda) \text{ ou } dz = -663,3 d\lambda.$$

Cette équation signifie que pour obtenir un accroissement de longueur du spectre de $1\mu\mu$, soit 10 Å, l'observateur doit s'élever de 663,3 mètres. Cornu (1) a vérifié cette relation en faisant des observations à 660 et 2570 m. Les résultats trouvés ne vérifiaient pas parfaitement la formule, car ils ont donné un allongement de $1\mu\mu$ pour un accroissement d'altitude de 868 m. Toutefois après que Cornu eut déterminé à nouveau la valeur de la constante m correspondant à l'altitude de 2570 m., en répétant ses observations sur le soleil à différentes heures de la journée, il fut amené à modifier la relation empirique précédente qui devint

$$dz = 896,3 d\lambda ;$$

sous cette forme il semble que l'on obtienne une con-

(1) *Loc. cit.*

cordance satisfaisante entre les valeurs théoriques et expérimentales.

L'équation 1 a aussi été employée par Cornu (1) pour déterminer la limite du spectre qui résulterait de l'absorption des radiations solaires par une colonne d'air atmosphérique de densité constante. Dans ce cas, on peut poser $\sin h = 1$ et la formule devient

$$\frac{I}{I_1} M = e^{m(\lambda - \lambda_0)}.$$

D'après cette relation, l'interposition d'une couche d'air de 10 m. d'épaisseur limiterait le spectre à 2118 Å ; avec une couche de 1 m., le spectre serait limité à 1842 Å et à 1566 Å avec une couche de 10 cm. d'épaisseur. En fait, ces résultats ne sont pas d'accord avec l'expérience ; l'action absorbante de l'air entre 2200 Å et 1800 Å ne peut nullement être représentée par la formule de Cornu.

Les recherches ci-dessus ont été interprétées pendant un certain temps de la façon suivante : la limitation du spectre solaire peut s'expliquer entièrement par l'absorption due à une atmosphère homogène, de densité variant suivant la loi barométrique. Les recherches récentes de Miethe et Lehmann (2) peuvent avoir pour résultat de modifier cette conclusion. Ils ont déterminé la limite du spectre solaire observée à diverses altitudes comprises entre 0 et 4560 m., avec un instrument dans lequel la plaque

(1) *Comptes Rendus*, 89, p. 808, 1879 ; III, p. 941, 1890.

(2) *Ber. Berlin Akad.*, 8, p. 268, 1909.

photographique se trouvait très soigneusement protégée contre l'action de toute lumière parasite. Ils sont arrivés à une conclusion surprenante : la dernière longueur d'onde décelée par une action lumineuse occupe dans le spectre une position indépendante de l'altitude. Les nombres suivants viennent à l'appui de ce résultat :

Lieu de l'observation	Altitude en mètres	Limite
Assouan.....	116	2915,5 A
Berlin.....	50	2912,6 »
Zermatt.....	1620	2913,6 »
Gornergrat.....	3136	2911,0 »
Mont Rose.....	4560	2912,1 »

Ils ont observé que, si la dernière longueur d'onde susceptible d'exercer une action lumineuse ne change pas avec l'altitude, la distribution des intensités au voisinage de la limite du spectre subit en revanche quelques modifications. Ainsi, s'élevant de 900 m. au-dessus du point le plus haut atteint par les observateurs précédents, ils ont réussi à photographier les deux raies 2919,8 A et 2916,7 A qui, tout en se trouvant en deçà de la limite extrême du spectre, n'avaient jamais été enregistrées précédemment. Cette variation d'intensité dans la région située au voisinage de la limite du spectre constitue en réalité le phénomène étudié par Cornu ; c'est sans doute à cette variation que sont applicables toutes les équations précédentes.

Wigand (1) a confirmé la conclusion de Miethe et Lehmann, à savoir que la dernière longueur d'onde susceptible d'exercer une action lumineuse dans le spectre est indépendante de l'altitude. Il a employé le même spectroscopie que ces observateurs et réussit à atteindre en ballon l'altitude de 9 000 m. et à s'y maintenir pendant deux heures. Dans ces conditions, la dernière longueur d'onde, trace du spectre solaire, occupe sur la plaque photographique la même place que dans un enregistrement photographique fait à Halle au niveau du sol. A 9 000 m. l'observateur a sous lui environ les $\frac{2}{3}$ de la masse totale de l'air. Il faut donc, ou bien que la substance absorbante possède une courbe d'absorption très rapidement ascendante, ou bien qu'elle soit localisée uniquement dans les couches supérieures extrêmes de l'atmosphère. Il se peut aussi que cet effet et les variations d'intensité observées par Cornu soient dus à des causes différentes, dont l'une au moins pourrait même se trouver dans l'atmosphère du soleil. Wigand a trouvé que la dernière trace de l'action lumineuse correspond à la radiation de longueur d'onde

897 A ; cette limite est un peu plus reculée que celle observée par Miethe et Lehmann ; ceci est dû à l'interposition d'un écran coloré qui diminuait le voile de la plaque et permettait ainsi de faire des mesures plus précises.

Durant l'été de l'année 1912, Dember (2) a fait des

(1) *Phy. Zeitsch.*, 14, p. 1144, 1913.

(2) *Abhand. Nat. Wiss. Gesell., Isis*, Dresden, 2, p. 1, 1912.

observations à une altitude de 4 560 m. avec un spectrophotomètre en quartz, muni d'une cellule photo-électrique. Il indique que la dernière trace de l'action solaire correspond à la radiation de longueur d'onde 2800 Å. Il attribue le gain de près de 100 unités que représente ce résultat par rapport à ceux des autres observateurs, à la sensibilité de la cellule photo-électrique qui est supérieure à celle de la plaque. Par suite de conditions atmosphériques défavorables, toutes ses observations furent faites dans l'intervalle d'un jour et demi, et il n'est pas absolument sûr que toute la lumière diffuse ait été éliminée dans son appareil. Il y aurait lieu, semble-t-il, de contrôler les résultats obtenus par cet observateur.

Si l'on considère l'importance relative des divers éléments constitutifs de l'atmosphère, indiquée par leur pouvoir absorbant dans l'ultra-violet, on peut écarter immédiatement l'anhydride carbonique et l'azote ; ces corps semblent pratiquement transparents dans l'ultra-violet (1). La vapeur d'eau a peut-être une faible influence, bien que son pouvoir absorbant soit très faible dans l'ultra-violet et insuffisant en tous cas pour que cette substance joue un rôle important dans la limitation du spectre solaire. L'oxygène est au contraire un agent absorbant très actif dans la région considérée. Dès 1888, Liveing et Dewar (2) avaient fait des expériences avec un

(1) Kayser, *Handbuch*, III, p. 353.

(2) *Phil. Mag.*, 26, p. 286, 1888.

tube de 18 m. de long, plein d'oxygène « ordinaire ». Au cours de leurs mesures, ils portèrent la pression du gaz jusqu'à 90 atmosphères et observèrent que, dans ces conditions, toutes les radiations plus courtes que 3360 Å étaient supprimées dans la lumière transmise. Un tube d'oxygène de 18 m. de long, sous 90 atm. de pression, représente à peu près la même masse de gaz que celle contenue dans l'atmosphère ; mais ces observateurs remarquèrent que les bandes d'absorption obtenues dans la région visible avec le gaz sous pression était beaucoup plus intenses que dans le spectre solaire enregistré lorsque le soleil est bas sur l'horizon ; la limite du spectre indiquée par eux est aussi très éloignée de celle donnée par Cornu, soit 3070 Å, et relative à une observation faite dans l'après midi. On pourrait conclure de là, ou bien qu'une partie de l'absorption observée était due à quelque impureté du gaz employé, ou bien que la répartition de l'oxygène dans l'air n'est pas uniforme. Cette dernière hypothèse revient à dire que le tube renfermait plus d'oxygène qu'il n'y en a dans une colonne atmosphérique allant d'un observateur placé au niveau de la mer au soleil. Il est possible aussi que l'oxygène en ce point du spectre ne suive pas la loi de Beer, autrement dit que l'absorption ne soit pas fonction du produit de la pression par le chemin parcouru dans le gaz.

Il est intéressant également de noter que Liveing et Dewar ont fait des mesures avec un tube de 165 cm. de long, rempli d'oxygène sous des pres-

sions de 85 et 140 atm., et ont cherché à trouver la limite de la bande d'absorption de ce gaz dans l'ultra-violet extrême; bien qu'explorant le spectre jusque vers 2320 Å, ils ne trouvèrent aucune trace de lumière transmise dans la région des très courtes longueurs d'ondes. Avec l'oxygène sous 85 atmosphères, le spectre était limité à 2664 Å; cette limite était reportée à 2704 Å dans le cas du gaz sous 140 atmosphères.

En dépit des propriétés absorbantes si marquées de l'oxygène, certains chercheurs ont préféré imputer la limitation du spectre aux petites quantités d'ozone présentes dans l'atmosphère (1). On sait depuis longtemps que l'ozone possède une forte bande d'absorption précisément dans la région étudiée (2). Des mesures quantitatives relatives à cette bande avaient été faites par Meyer (3) avec le dispositif photo-électrique de Kreusler déjà signalé; par Krüger (4) et Moeller avec la cellule photo-électrique; par Fabry (5) et Buisson par la méthode photographique décrite plus haut. Les résultats de Krüger et Moeller ne concordent nullement avec ceux des autres observateurs, tandis que les valeurs obtenues par Meyer

(1) Kayser, *Handbuch*, III, p. 361. Hartley, *Nature* 39, p. 474, 1889.

(2) Ladenburg et Lehmann, *Ber. Deutsch. Phy. Gesell.*, 4, p. 125, 1906.

(3) *Ann. d. Phy.*, 12, p. 849, 1903.

(4) *Phy. Zeitsch.*, 13, p. 729, 1912.

(5) *Journal de Phy.*, 3, p. 196, 1913.

pour le coefficient d'absorption défini par la relation

$$J = J_0 \cdot 10^{-\alpha h}$$

concordent assez bien avec celles de Fabry et Buisson, au moins dans la région comprise entre 2300 Å et 2700 Å. Ces valeurs sont données sous forme de courbe dans la figure 1. Les valeurs

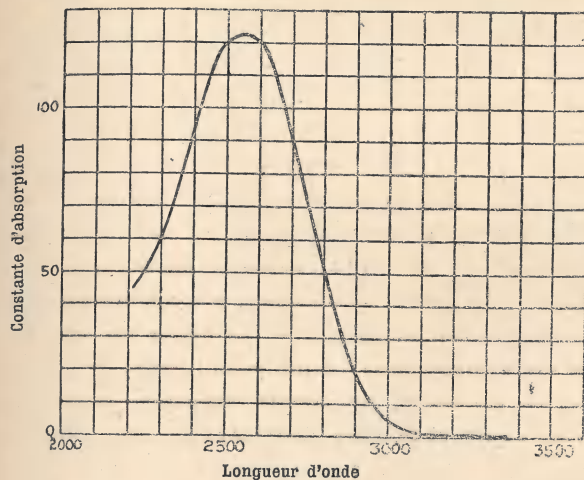


Fig. 1

de Meyer et de Fabry sont respectivement entre elles dans le rapport de 126 à 120 pour 2600 Å et dans le rapport de 116 à 91 pour 2700 Å. La concordance est moins bonne pour les plus grandes longueurs d'ondes, les valeurs obtenues étant entre elles dans le rapport de 38,6 à 16 pour 2900 Å et de 30 à 4,6 pour 3000 Å. Le dispositif photo-électrique de

Meyer était relativement peu sensible dans la région des grandes longueurs d'ondes, alors que la sensibilité de la plaque photographique est au contraire particulièrement grande dans cette région ; on peut admettre que les valeurs obtenues par Fabry sont les plus exactes dans la partie de la courbe correspondant aux radiations les moins réfrangibles.

Fabry et Buisson ont montré que la relation entre le coefficient d'absorption et la longueur d'onde, dans la région entre 2 900 Å et 3 300 Å, peut-être transformée en une expression reliant la longueur d'onde de la dernière radiation visible à l'épaisseur du milieu absorbant ; cette relation a une forme identique à celle déduite par Cornu de ses expériences les plus satisfaisantes sur le soleil à différentes heures de la journée ; la forme des deux relations est la même et en outre les coefficients qui déterminent les variations de la limite du spectre pour des changements d'altitude sont aussi du même ordre de grandeur, les valeurs respectives étant 177 et 200. Fabry et Buisson déduisent de cette concordance que les phénomènes d'absorption observés par Cornu sont dus à la présence d'ozone dans l'atmosphère terrestre.

Ils ont calculé la proportion d'ozone qui devrait se trouver dans un mètre cube pour produire l'absorption observée au voisinage de l'extrémité du spectre solaire. Une pareille détermination nécessite la connaissance de la proportion de la lumière solaire de longueur d'onde donnée, qui se trouve ab-

sorbée avant d'atteindre la terre. Fabry et Buisson utilisant leur photomètre photographique ont établi que la proportion de lumière transmise pour 3 000 Å est de l'ordre de $1/100^{\text{ème}}$ de l'ensemble. Aucun détail n'a été donné sur la méthode employée et le résultat obtenu est seulement approché (1). Pour produire ce degré d'absorption en ce point particulier du spectre, ces auteurs estiment que l'atmosphère doit renfermer une quantité d'ozone équivalente à une couche de 5 mm. d'épaisseur sous 760 mm. de pression. Si cette quantité se trouvait uniformément répartie dans toute l'atmosphère, la proportion serait de 0,6 cm. cube par mètre cube. Or Fabry indique que les mesures sur la teneur en ozone à la surface de la terre donnent des résultats de l'ordre de 0,008 cm. cube par mètre cube ; en d'autres termes, si cette valeur (mesurée au niveau de la mer) représente la teneur en ozone de l'atmosphère tout entière, la limitation du spectre solaire ne saurait être attribuée à l'absorption par ce gaz, puisqu'il en faudrait une proportion 75 fois plus grande pour produire l'effet voulu. On doit conclure de là, soit que l'ozone n'est pas la cause prédominante de l'absorption atmosphérique, soit qu'il n'est pas réparti uniformément dans l'atmosphère et qu'il s'accumule dans les régions supérieures. Les résultats récents de Pring (2) tendent

(1) Le lecteur aura intérêt à se reporter à l'étude ultérieure de MM. Fabry et Buisson : *Etude de l'extrémité ultra-violette du spectre solaire*. (*Journ. Phys. Rad.*, [II], 1921, p. 197.) [N. d. Tr.]

(2) Pring, *Proc. Roy. Soc.*, A. 90, A. 617, p. 204.

à infirmer cette conclusion. Il a trouvé qu'à une altitude de 3 500 m. la concentration en ozone est d'environ $5 \cdot 10^{-6}$. Si l'ozone existait dans cette même proportion dans toute la hauteur de l'atmosphère, la couche d'ozone pur équivalente aurait 4,2 cm. d'épaisseur, soit une épaisseur plus de 8 fois supérieure à celle qui d'après Fabry est suffisante pour produire l'absorption qu'il a observée. Il est par suite évident que, même en admettant pour la concentration moyenne de l'ozone dans l'atmosphère une valeur très notablement inférieure à celle trouvée par Pring à une altitude de 3,5 km., la quantité d'ozone présente dans l'atmosphère est encore bien suffisante pour que l'on puisse attribuer à l'absorption par ce gaz la limitation du spectre solaire.

Meyer a fait des calculs analogues à ceux de Fabry en s'appuyant sur les valeurs qu'il a obtenues pour le coefficient d'absorption de l'ozone. Cette valeur, pour 3 000 Å, étant environ 6 fois plus grande que celle obtenue par les expérimentateurs français, il va sans dire que d'après ces chiffres, une proportion d'ozone encore plus faible que celle donnée par les résultats de Fabry, suffit pour produire une absorption déterminée. Toutefois les résultats de Meyer n'expliquent nullement les faits si l'on admet une distribution uniforme de l'ozone, car, d'après lui, 58/100^{èmes} de la lumière solaire devraient être transmis pour 2 900 Å. On a vu plus haut que la valeur de la constante α obtenue par Meyer est probablement entachée d'erreur pour 3 000 Å, l'appareil

employé manquant de sensibilité dans cette région du spectre.

La dispersion par les molécules d'air a aussi peut-être une influence importante sur la longueur du spectre solaire transmis. La proportion de lumière transmise par une couche de gaz d'épaisseur H , renfermant N molécules par cm. cube, est donnée par l'expression e^{-KH} dans laquelle

$$K = \frac{32\pi^3}{3} \frac{(\mu - 1)^2}{N\lambda^4}$$

d'après la formule de Rayleigh. Schuster (1) a appliqué ces relations pour calculer la proportion de lumière transmise pour différentes longueurs d'ondes; il a obtenu ainsi pour le spectre visible une série de valeurs qui concordent bien avec les nombres trouvés par Abbot à Mount Wilson pour la transmission de l'atmosphère par temps clair. Schuster avait conclu de là, qu'en ce qui concerne le spectre visible, à l'exception d'une légère trace d'action sélective dans le rouge et le jaune, l'absorption atmosphérique peut s'expliquer en pratique par l'action diffusante des molécules d'air,

Ces recherches ont été poussées récemment beaucoup plus loin. King (2) a donné une forme perfectionnée de l'expression de la dispersion moléculaire et l'a appliquée aux données expérimentales; l'accord

(1) *Theory of Optics*, p. 325.

(2) *Phil. Trans. Roy Soc. Lond., A.*, 212, p. 375, 1913.

obtenu entre la théorie et l'observation est très satisfaisant. Fowle (1) a introduit un terme de correction pour tenir compte de l'action de la vapeur d'eau et a appliqué la formule de King ainsi modifiée aux données les plus récentes relatives à la transmission atmosphérique ; il a aussi obtenu une concordance excellente jusqu'à 3 700 Å. Les données expérimentales utilisées dans ces calculs ont été obtenues dans les observatoires de Mount Wilson ou de Mount Whitney, où, étant donnée l'altitude, il n'y a pas lieu de tenir compte des actions perturbatrices des poussières.

Lorsqu'on atteint la région dans laquelle le spectre solaire cesse réellement, la formule de King ne semble pas donner des résultats qui concordent avec les faits, car pour la radiation 2900 Å dans l'air sec, sans poussières et sans ozone, la transmission, en tenant compte de la dispersion seule, est d'environ 60 o/o. Bien plus, les résultats expérimentaux obtenus par divers chercheurs sont troublants. Abbot (2) estime que la transmission atteint 58 o/o pour 3250 Å au Mount Whitney et le résultat qu'il obtient à Bassour et au Mount Whitney pour 3060 Å est de 70 o/o environ. Il attribue cette valeur très élevée à l'influence perturbatrice de lumière parasite, mais même en tenant compte de cette cause d'erreur, il est difficile de con-

(1) *Astrophysical Journal*, 38, p. 392, 1913.

(2) *Ann. Astroph. Observatory of the Smithsonian*, III, Tableaux 45, 46, 47, et *The Solar Constant of Radiation*, *Science*, 39, p. 335. 1914.

cilier ce résultat avec la valeur de 1 o/o trouvée par Fabry et Buisson pour la transmission à 3000 Å.

Si donc l'on doit expliquer par la seule action dispersive des molécules la transmission par l'atmosphère au voisinage de la limite du spectre solaire, il devient nécessaire d'admettre que la cause de cette limitation est d'origine solaire ; cette hypothèse semble difficile à soutenir.

D'autre part, si la limitation du spectre est due à une cause terrestre, elle doit être liée à des phénomènes d'absorption sélective dus à quelque gaz. D'après les résultats de Miethe et Lehmann, il faut admettre, soit que la courbe d'absorption de ce gaz a une pente extrêmement raide dans la région des radiations les moins réfrangibles, soit que le gaz en question se trouve localisé exclusivement dans les régions supérieures de l'atmosphère. L'oxygène ne satisfait pas à cette seconde condition, et les données expérimentales manquent pour préciser la nature de la bande d'absorption de ce gaz dans la région de 3000 Å. L'ozone d'autre part présente une bande d'absorption dont l'un des bords est très raide et qui occupe bien la position voulue. De plus, les résultats de Pring indiquent que sa concentration est suffisante pour produire l'absorption observée en admettant une distribution uniforme de ce gaz dans l'atmosphère.

En ce qui concerne les sources lumineuses terrestres, on a vu au début du chapitre que les couches d'air qui existent en général dans les appareils spectroscopiques ne produisent aucune absorption appréciable

dans l'ultra-violet. Toutefois il n'en est plus ainsi pour les radiations de longueurs d'ondes plus courtes que 2 000 Å. Schumann (1) a montré qu'une absorption très considérable commence à se manifester au voisinage de 1850 Å. Jusqu'en ce point, la transparence est supérieure à celle prévue par Cornu, au delà au contraire, elle est beaucoup plus faible. Cette question sera traitée en détail dans un autre chapitre ; il suffit d'indiquer pour le moment que ce phénomène semble imputable à l'oxygène ; ce gaz possède en effet une bande d'absorption dissymétrique s'étendant de 1900 Å jusqu'au voisinage de 1300 Å. Son absorption croît de façon si rapide que tandis que la raie 1940 Å peut être photographiée au travers d'une couche d'air de 14 m. d'épaisseur, la région située au delà de 1750 Å est entièrement absorbée par une colonne d'air de 1 cm. de long. La variation du coefficient d'absorption avec la longueur d'onde n'a pas été déterminée pour cette bande d'absorption de l'oxygène malgré l'intérêt que présente cette étude. Les seules données numériques que l'on possède à son sujet sont celles de Kreusler (2) ; il a trouvé qu'une colonne d'air de 20 cm. de longueur absorbe 8,8 o/o de la radiation 1860 Å, tandis qu'aucune absorption ne peut être mise en évidence pour la radiation 1930 Å.

Il semblerait intéressant d'élucider la relation qui existe entre l'absorption au voisinage de 3300 Å

(1) Kayser, *Handbuch*, III, p. 338.

(2) *Ann. d. Phy.*, 6, p. 412, 1901.

observée par Liveing et Dewar avec une colonne d'oxygène sous pression et l'absorption très marquée que l'on constate dans la région de Schumann avec de petites épaisseurs de gaz à la pression atmosphérique. Les effets observés peuvent être dus à l'existence de deux bandes distinctes présentant entre elles une région de transparence relative. D'autre part l'extinction du spectre au voisinage de la radiation 3300 Å peut être due à un prolongement de la bande d'absorption dont le maximum se trouve dans la région des longueurs d'ondes extrêmement courtes.

Supposant que l'ozone est la cause prédominante de l'absorption constatée dans la région entre 3000 et 2000 Å, Meyer pensait que l'on devait trouver une région de transparence relative au voisinage de 2100 Å, l'absorption due à l'ozone s'affaiblissant considérablement en ce point. Il a essayé avec son photomètre photo-électrique, en opérant à une altitude considérable, de déceler la présence de radiations solaires transmises dans cette région, mais n'a pu aboutir à aucun résultat. Cette hypothèse est séduisante et si on pouvait la vérifier elle aurait une grande importance ; mais à vrai dire aucune des données que l'on possède ne semble encourageante. Etant donnée la forte proportion d'oxygène qui existe dans l'atmosphère, il faudrait admettre que l'absorption due à ce gaz n'a plus qu'une valeur extrêmement faible au voisinage de 2100 Å. En outre les pertes par dispersion sont grandes et enfin il est douteux que le soleil fournisse une forte proportion de l'une quel-

conque des radiations de longueur d'onde voulue (1). Malgré ces perspectives peu encourageantes, il serait peut-être intéressant de tenter une expérience avec un spectrographe en quartz ou en fluorine, en employant des plaques particulièrement sensibles pour la région en question.

Pouvoir réflecteur des métaux. — La mesure des pouvoirs réflecteurs des métaux dans la région des radiations de courtes longueurs d'ondes a une importance considérable par suite de l'emploi des miroirs et des réseaux à réflexion dans l'étude de l'ultra-violet.

Hagen et Rubens (2) ont employé une méthode photométrique directe, dans laquelle l'intensité du faisceau est comparée, après réflexion sur la surface étudiée, à celle d'un autre faisceau n'ayant pas subi de réflexion; ils employaient une pile thermo-électrique comme instrument détecteur et un arc comme source lumineuse. L'angle d'incidence était de 1° environ; la limite de l'ultra-violet coïncidait avec la radiation de longueur d'onde 2 500 Å. Les résultats obtenus se résument de la façon suivante :

Un miroir fraîchement argenté réfléchit de façon parfaite les radiations visibles; son pouvoir réflecteur présente un minimum très net, de 4 0/0 environ, pour 3 160 Å, puis augmente jusque vers 34,1 0/0 pour 2 510 Å; la courbe a une allure ascendante en ce point.

(1) *Ann. d. Phys.*, 12, p. 849. 1903.

(2) *Ibid.*, 8, p. 1, 1902.

Le pouvoir réflecteur du platine décroît constamment d'un bout à l'autre du spectre; il atteint 33,8 0/0 pour 2 510 Å. Si la courbe conservait la même allure au delà de ce point, le pouvoir réflecteur serait de 28 0/0 environ pour 2 000 Å. Le pouvoir réflecteur de l'or présente un large minimum entre 3 500 et 4 000 Å; il est de 38,8 0/0 environ pour 2 510 Å. La courbe semble remonter au delà de cette limite.

La courbe relative au cuivre est sensiblement la même que celle de l'or. Le minimum du pouvoir réflecteur est reporté vers le violet, mais la proportion de lumière réfléchie à la limite des radiations les plus réfrangibles est de 25 0/0 et la courbe est faiblement ascendante dans la région extrême.

Le nickel et le fer ressemblent au platine; les pouvoirs réflecteurs de ces deux métaux décroissent régulièrement à partir de la limite du spectre visible; ils réfléchissent respectivement 37,8 et 32,9 0/0 pour 2 510 Å.

Parmi les alliages, celui de Mach (69 Al + 31 Mg) présente un pouvoir réflecteur élevé et constant, égal à 83 0/0, jusqu'à la limite du spectre visible; à partir de ce point, il diminue jusqu'à atteindre 67 0/0 à la limite de la région étudiée et la courbe a une pente négative. Son pouvoir réflecteur est plus élevé que celui de toute autre substance au voisinage de 2 500 Å; cet alliage se remarque aussi par la persistance de ses qualités superficielles.

L'alliage Schröder n° 1 (66 Cu + 22 Sn + 12 Zn) et

l'alliage Schröder n° 6 (60 Cu + 30 Sn + 10 Ag) se ressemblent beaucoup ; tous deux réfléchissent environ 60 o/o des radiations incidentes à la limite du spectre visible ; il y a ensuite décroissance rapide jusque vers 40 o/o. Les courbes ont une allure descendante assez nette.

L'alliage Brandes-Schünemann (41 Cu + 26 Ni + 25 Sn + 8 Fe + 1 Sb) ne réfléchit que 50 o/o à la limite du spectre visible et 35,8 o/o dans le violet extrême. Enfin l'alliage de Ross (68,2 Cu + 31,8 Sn) réfléchit 56,4 o/o de la radiation 4000 Å et 29,9 o/o pour 2500 Å. La courbe indique une décroissance si rapide que si elle conservait la même allure, on peut évaluer à moins de 18 o/o le pouvoir réflecteur pour 2000 Å. Il est très important de remarquer toutefois que l'alliage Brashear qui est employé dans la construction des réseaux de diffraction avec lesquels on a poussé jusqu'à la limite extrême de la région de Schumann, ressemble à l'alliage de Ross. Il est donc probable que la courbe du pouvoir réflecteur de l'alliage de Ross présente aussi un minimum, puis remonte dans la région des longueurs d'ondes extrêmement courtes. De toutes façons, il est évident qu'on ne saurait prévoir avec certitude la façon dont se comportent les métaux dans la région de Schumann en se basant sur les données que l'on possède relativement aux radiations de longueurs d'ondes supérieures à 2500 Å.

L'état de polarisation de la lumière réfléchie par les surfaces métalliques peut être déterminé par la mesure de deux quantités : le retard relatif des phases et le

rapport des amplitudes des deux composantes vibrant dans des directions rectangulaires. Connaissant ces deux quantités, on peut calculer l'indice de réfraction et le coefficient d'absorption de la substance et déduire ensuite la proportion de lumière réfléchie sous l'incidence normale.

La méthode imaginée par Voigt repose sur un procédé de ce genre (1). Elle a primitivement été employée par Minor (2) et plus récemment par Meier (3). Minor a poussé les mesures dans l'ultra-violet jusqu'à 2265 Å. Il a étudié l'acier, le cobalt, le cuivre et l'argent. Les données relatives à l'acier concordent sensiblement avec celles de Hagen et Rubens. Pour l'argent la concordance n'est pas très bonne, mais elle peut difficilement être meilleure étant données les différences introduites par l'état de la surface. Il est intéressant de remarquer que Minor trouve pour l'argent un pouvoir réflecteur qui va en décroissant au delà de la région de 2500 Å ; ainsi pour cette longueur d'onde le pouvoir réflecteur est de 25 o/o et il n'est plus que de 18 o/o pour 2265 Å.

Meier a déterminé les constantes optiques de l'or, du nickel, du fer, du platine, du bismuth, du zinc, du sélénium, du mercure, de l'iode et d'un alliage fusible de Wood au bismuth. Il a étudié tout l'ensemble du spectre jusqu'à 2573 Å. Les écarts entre

(1) *Phy. Zeitsch.*, 2, p. 303, 1901.

(2) *Ann. d. Phy.*, 10, p. 581, 1903.

(3) *Ibid.*, 31, p. 1017, 1910.

les valeurs obtenues par cet auteur et celles de Hagen et Rubens sont très considérables dans l'ultra violet ; ils peuvent peut-être être attribués à des différences de conditions superficielles des échantillons employés. Par exemple, dans le cas de l'or, Meier trouve 27,6 o/o à la limite du spectre, tandis que la méthode directe donne 38,8 o/o ; pour le platine, Meier obtient 37,1 o/o au lieu de 33,8 o/o ; pour le nickel, 30,7 o/o au lieu de 37,8 o/o. Le pouvoir réflecteur du mercure n'a été étudié que jusqu'à 3 255 Å ; en ce point, il atteint la valeur de 65,7 o/o. Il est intéressant de noter que l'alliage de Wood (dont la composition exacte n'est pas donnée) a dans l'ultra-violet extrême un pouvoir réflecteur supérieur à celui de tout autre métal étudié par Meier. Les valeurs obtenues sont 56,6 o/o pour 2 749 Å. et 52,7 o/o pour 2 573 Å. Ces résultats peuvent présenter un certain intérêt pratique, d'autant plus que la préparation de cet alliage semble facile.

DEUXIÈME PARTIE

CHAPITRE I

APPAREILS ET MÉTHODES DE RECHERCHE
DANS L'ULTRA-VIOLET EXTRÊME

Nos connaissances relatives aux caractères de l'extrémité la plus réfrangible du spectre sont dues principalement aux travaux de Victor Schumann. Quelques renseignements bibliographiques à son sujet peuvent donc présenter un certain intérêt avant d'aborder l'étude de cette région du spectre.

Victor Schumann est né près de Leipzig en 1841. Il fit ses premières études à Leipzig ; de 1860 à 1864 il travailla à la « Gewerbeschule » de Chemnitz. C'est sans doute durant cette période qu'il acquit l'habileté technique extraordinaire qui caractérise toutes ses recherches scientifiques. Il travailla pendant un certain temps comme dessinateur, puis il fut employé dans une fabrique de machines pour l'industrie du livre ; il entra finalement dans une affaire industrielle, dont il s'occupa activement jusqu'en 1892 et cette situation lui permit d'économiser les

sommes qu'il dépensa ensuite pour ses recherches personnelles.

Il avait plus de quarante ans lorsqu'il put quitter les affaires pour s'adonner entièrement aux travaux scientifiques. Mais depuis longtemps déjà il consacrait à ses recherches ses soirées et les moments de liberté que lui laissait sa profession. La photographie l'attira tout d'abord ; un de ses premiers articles, publié en 1885, est relatif à la sensibilisation des plaques photographiques. Presqu'immédiatement après ce travail, il reprit l'étude de l'analyse spectrale, à laquelle il se consacra jusqu'à la fin de sa vie active. Son premier article sur le spectre de l'hydrogène et sur l'influence exercée par les impuretés sur le spectre du mercure parut en 1886. Il semble qu'il ait conçu dès le début de ses recherches scientifiques le désir de pousser ses investigations vers la région de l'ultra-violet extrême, car c'est quatre ans après seulement que parut l'article qui marque le début de ses travaux sur les radiations les plus réfrangibles.

Guidé par les travaux de Stokes, Soret et Miller, il commença par faire une comparaison minutieuse des avantages relatifs du quartz et de la fluorine et se convainquit de la supériorité de la transparence de la fluorine pour les radiations les plus courtes ; il employa donc cette substance pour ses prismes et lentilles. Ainsi outillé, il poursuivit l'étude des spectres d'étincelles de plus de vingt métaux jusqu'à 1820 Å et chercha ensuite la raison d'être de cette limite

commune aux spectres de tant de substances. Ses connaissances approfondies des problèmes photographiques lui permirent de découvrir la part jouée par l'absorption due à la gélatine, et d'autre part le travail antérieur de Cornu attira son attention sur le rôle de l'absorption par l'air. Désireux de soumettre ses idées théoriques au contrôle expérimental, il construisit un spectroscope utilisable dans un vide très poussé et employa des plaques photographiques spéciales dont l'émulsion ne renfermait qu'une très faible proportion de gélatine. Ses efforts furent presque immédiatement couronnés de succès, car l'emploi de son nouvel appareil lui permit de reculer considérablement la limite du spectre. De courts compte-rendus de ses travaux furent publiés entre 1890 et 1893, tandis qu'une description plus détaillée de ses recherches parut en 1893 dans les Comptes Rendus de l'Académie de Vienne. C'est vers cette époque que Schumann se retira des affaires pour se consacrer entièrement à son travail spectroscopique. Il fit pendant les dix années suivantes des progrès constants, introduisant successivement dans sa méthode de nombreux perfectionnements ; il arriva de la sorte à la limite du spectre imposée par l'absorption due à la fluorine, au voisinage de 1200 Å.

Mais sa santé déclina dès 1897. Il n'avait jamais eu une constitution robuste et avait supporté dans sa jeunesse des privations sérieuses pour se procurer l'argent nécessaire à l'achat de ses livres. Il finit de ruiner sa santé en se livrant aux travaux très durs

entrepris pour la construction de son appareil. Il dut abandonner à peu près tout travail expérimental en 1905; il mourut le 1^{er} septembre 1913. L'appendice III renferme la liste complète des articles de Schumann.

Appareil

Une description détaillée du spectroscopie dans le vide de Schumann accompagnée de très bons dessins a paru dans la « *Smithsonian Contribution* » N° 1413; on trouvera une description un peu plus succincte du même appareil dans l'ouvrage de Baly « *Spectroscopy* ». Il semble inutile de reproduire tout au long l'un ou l'autre de ces textes; il suffit de donner ici un résumé des principaux caractères de l'appareil de Schumann (1). Il consiste en un spectroscopie à prisme de la forme usuelle renfermé dans une enceinte hermétique de construction si ingénieuse et d'exécution si parfaite que tous les réglages nécessaires, mécaniques et optiques, peuvent s'effectuer sans qu'il y ait aucune rentrée d'air dans l'appareil. Les manipulations que nécessite le réglage d'un spectroscopie à prisme ordinaire dans l'ultra-violet sont déjà très ennuyeuses, mais l'accroissement rapide de l'indice de réfraction de la fluorine lorsque la longueur d'onde diminue rend ce travail encore beaucoup plus difficile lorsqu'on atteint la région des radiations

(1) *Ber. Akad. Wien.*, 102, II a, p. 625.

les plus réfrangibles. On s'en rendra mieux compte d'après les considérations suivantes. Il ne fallait pas moins de neuf plaques photographiques pour couvrir la totalité du spectre étudié par Schumann; pour obtenir un pouvoir séparateur parfait en un point quelconque de ces plaques, il était nécessaire de faire au minimum huit réglages indépendants et seul l'enregistrement d'un spectrogramme sur la plaque photographique permettait de se rendre compte de la précision de l'un quelconque de ces huit réglages. Il est donc évident qu'avant d'obtenir un pouvoir séparateur parfait pour une seule des plaques, il fallait déjà prendre un grand nombre de spectrogrammes préliminaires. La perte de temps occasionnée après chaque intervention par la rentrée de l'air et la réalisation ultérieure du vide, eut rendu ce travail matériellement impossible. Schumann envisagea donc la possibilité de faire ces divers réglages sans qu'il se produise de rentrée d'air dans l'appareil et réussit à solutionner ce problème ardu.

L'appareil primitif n'avait pas de grandes dimensions; les deux lentilles de fluorine avait une distance focale de 120 mm. pour la raie du sodium et seulement 18 mm. d'ouverture; le prisme de fluorine était un prisme de 60°; la distance entre la fente et le centre de la plaque photographique était de l'ordre de 32,0 cm.. L'angle de l'axe optique de l'objectif photographique et de la plaque variait de 68° à 55°, suivant la région du spectre étudiée. Pour les autres dimensions du spectroscopie, le lecteur voudra bien

se reporter au dessin original paru dans les « Ber. Akad. Wien », Vol. 102, II a, 1893, p. 694. Les planches qui accompagnent l'article des « Smithsonian Contributions » ne concordent pas tout à fait avec les dimensions indiquées dans ce dessin.

Le pouvoir dispersif de l'instrument était tel que la distance des raies de l'aluminium 1989,9 Å et 1854,09 Å était de 5,8 mm. quand elles tombaient au milieu de la plaque, la distance focale des lentilles dans le vide, pour cette région du spectre, étant de 106,7 mm. Dans la partie la plus réfrangible de cette région la dispersion était naturellement beaucoup plus grande et la distance focale plus courte en proportion.

Les qualités de perfection de la fente contribuèrent sans doute plus qu'aucun autre facteur à la résolution extraordinairement bonne obtenue avec ce spectroscope. La largeur de la fente, pour les meilleurs enregistrements, variait de 0,0075 mm. à 0,0013 mm. ; le temps de pose, de quelques secondes à quatre minutes.

Pour l'étude du spectre de l'hydrogène, Schumann employait un tube à décharges du genre de ceux dits « tubes éclairant en bout », fixé à la monture qui protégeait la fente et communiquant directement avec le spectroscope. Le tube à décharges se remplissait d'hydrogène sous une pression de 2 à 3 mm. par l'intermédiaire du spectroscope. Pour étudier les spectres d'émission d'autres gaz, on séparait le tube à décharges du reste de l'appareil au moyen d'une fenêtre en fluorine et on le remplissait sépa-

rément avec le gaz voulu. Dans ces conditions, la pression dans le spectroscope était en général de 1/2 mm. environ.

Pour étudier la relation entre la longueur de la colonne gazeuse et l'absorption produite, Schumann employa un récipient métallique, limité par des lames de fluorine, si soigneusement construit qu'il permettait de faire varier l'épaisseur de la couche gazeuse d'une façon continue de 0 à 15 mm. Afin que les résultats obtenus soient satisfaisants, il était nécessaire de maintenir le gaz à une température constante ; à cet effet, le récipient précédent était environné d'une certaine masse d'eau. Pour cette série d'expériences sur l'absorption Schumann employa comme source de radiations le tube à hydrogène fermé par une fenêtre de fluorine.

La maison R. Feuss de Steglitz a construit un spectrographe d'un modèle presque identique à celui du spectrographe primitif de Schumann, mais avec des dimensions doubles environ. Cet appareil a été utilisé par Handke (1) pour son étude sur les spectres d'étincelle des métaux. Wolff (2) a employé récemment un appareil semblable construit par Feuss avec des lentilles de 15 cm. de distance focale et de 1,6 cm. d'ouverture.

Trowbridge (3) a décrit un spectrographe à prisme

(1) *Inaug. Dis.*, Berlin, 1909.

(2) *Ann. d. Phy.*, 42, p. 825, 1913.

(3) *Zeitsch. f. Instrumentenkunde*, 30, p. 334, 1910.

dans le vide d'un type tout différent, dans lequel les lentilles sont remplacées par des miroirs. Cet appareil n'a pas encore été expérimenté jusqu'ici dans la région des très courtes longueurs d'ondes.

Alors qu'un spectroscopie à prisme est parfaitement approprié à une exploration générale de la région de Schumann par suite de sa forme compacte et du spectre très brillant qu'il donne, il n'est nullement indiqué pour la détermination des longueurs d'ondes, à moins de connaître la courbe de dispersion du prisme. Plusieurs tentatives ont donc été faites pour construire des appareils à réseau permettant de faire des mesures de longueurs d'ondes. La première d'entre elles ne fut pas couronnée de beaucoup de succès. Morris Airey (1) a fait des mesures avec un réseau de transmission en fluorine et avec un réseau concave. Il mesura quelques raies dans le spectre d'étincelle de l'aluminium; les valeurs obtenues par lui sont indiquées dans les « Watt's Tables »; elles ne concordent pas avec les résultats d'autres observateurs. Wolff (2) a essayé d'employer le réseau de transmission en fluorine, mais il l'abandonna pour lui substituer un appareil à prisme. Kayser et Runge (3) ont construit deux spectrographes munis de réseaux par réflexion, à employer dans le vide, mais ils ne les ont pas utilisés pour des radiations de longueurs d'ondes plus courtes que 1850 Å.

(1) *Proc. Manchester. Phil. Soc.* 49, p. 1, 1904.

(2) *Loc. cit.*

(3) *Ber. Berlin Akad.*, III, p. 5, 1892.

En plus de l'avantage fondamental que présente le réseau concave par rapport au système de prismes, son réglage est aussi beaucoup plus simple car, en prenant des dimensions convenables, tout l'ensemble de la région de Schumann peut être mis au point simultanément sur une seule plaque photographique. Mais d'autre part, la distribution de la lumière dans les spectres d'ordres différents fait en général que l'intensité lumineuse de l'un quelconque des spectres de réseau est inférieure à celle du spectre correspondant obtenu avec un prisme. Enfin par suite de la grande distance optique entre la fente et la plaque photographique, il est nécessaire que l'étanchéité du spectroscopie à réseau soit particulièrement bien assurée.

Le premier essai de mesure de longueurs d'ondes dans la région de Schumann qui ait donné des résultats satisfaisants fut fait à l'université de Harvard avec un spectroscopie à réseau concave (1). Les détails de construction de l'appareil employé n'étant sans doute pas très connus des lecteurs scientifiques en général, il ne semble pas inutile d'en donner ici une description assez complète.

Spectroscopie à réseau. — L'appareil se compose de deux parties : le spectroscopie proprement dit et l'enveloppe étanche dans laquelle est renfermé le spectroscopie. Le corps de celui-ci est constitué par un

(1) *Astrophysical Jour.*, 23, p. 181, 1906.

L'ULTRA-VIOLET EXTRÊME

tube de laiton étiré de 9,1 cm. de diamètre interne, 96 cm. de longueur et 1,5 mm. d'épaisseur; une de ses extrémités est munie d'un dispositif permettant

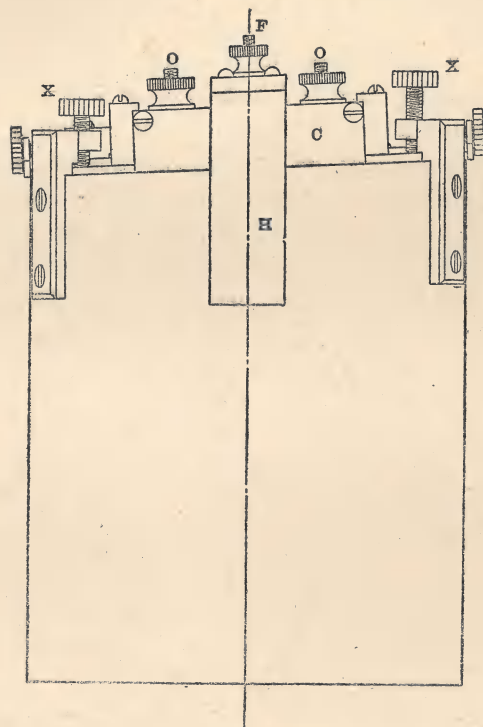


Fig. 2

la fixation du réseau, tandis que l'autre porte le châssis pour les plaques photographiques et les fentes. La monture du réseau est constituée par une plaque

APPAREILS ET MÉTHODES DE RECHERCHE

carrée en laiton susceptible d'osciller autour d'un axe vertical. Le réseau est maintenu par des ressorts au contact de cette plaque, des vis disposées à l'arrière

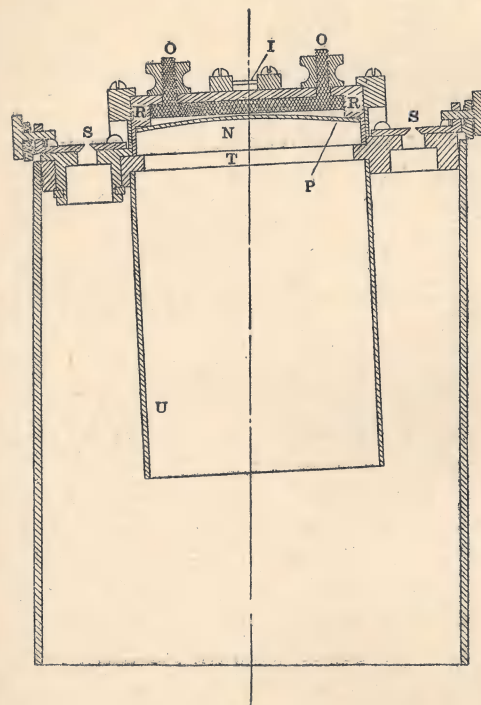


Fig. 3

de celle-ci permettant d'effectuer les réglages par rotation autour d'un axe horizontal. Un tube de tirage coulisse dans l'autre extrémité du corps du spectroscopie. Au bout de ce tube de tirage sont montés

les fentes et le châssis comme l'indiquent les figures 2, 3, 4 et 5; le montage employé est le suivant: un disque circulaire de laiton ferme l'extrémité du tube de tirage et peut tourner autour d'un axe vertical AA (fig. 5), ses déplacements étant commandés par les vis XX. Sur le disque sont montées les deux fentes SS, dont on fait varier la largeur au moyen du dispositif de réglage habituel. Pour rendre possible le réglage du parallélisme des deux fentes entre elles, l'une d'elles est montée dans un tube que l'on

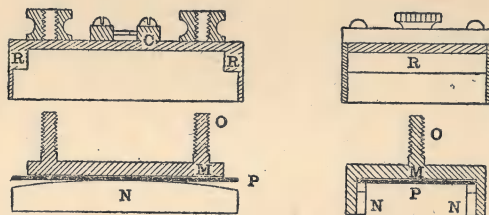


Fig. 4

peut incliner à volonté; un levier L commande ce mouvement de rotation.

Le châssis porte-plaques C est construit de telle sorte que l'on puisse prendre successivement plusieurs spectrogrammes sans qu'il soit nécessaire de le sortir de l'appareil. Dans ce but, le disque circulaire porte deux glissières DD entre lesquelles peut avancer le châssis. Sa position dans les glissières est commandée par le levier E tournant autour du pivot F. Une extrémité de ce levier porte un ergot G, tandis que l'autre est munie d'une armature de fer H.

La pointe G immobilise l'une des tiges horizontales I et maintient ainsi le châssis en place. Pour amener celui-ci dans une position différente, il suffit de faire osciller le levier autour du pivot F au moyen d'un aimant extérieur; la pointe G glisse alors le long des tiges I et le châssis descend de la longueur cor-

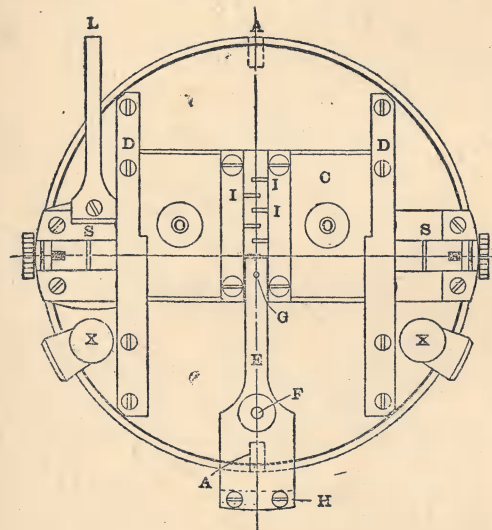


Fig. 5

respondant à la distance de deux tiges consécutives. Le châssis est construit de telle sorte qu'il permet de donner à la plaque la courbure voulue. Dans ce but, il est constitué par deux parties distinctes, une enveloppe externe C et une partie mobile M. Cette dernière (dessinée indépendamment de l'enveloppe

externe dans la figure 4) porte latéralement deux bandes NN dont les bases ont précisément la courbure voulue et dont les extrémités dépassent le corps de M. On glisse la plaque P le long de la base de cette partie M; dans ces conditions elle est tangente en son milieu aux bandes NN. L'ensemble est alors introduit dans l'enveloppe externe C du châssis et maintenu en place au moyen des tiges filetées OO, les extrémités de la plaque reposant sur les saillies RR; si l'on serre alors les écrous, la plaque se courbe et épouse exactement la courbure des bandes NN.

On donne à la plaque une courbure telle que les prolongements hypothétiques de sa surface à droite et à gauche passent par les fentes de l'appareil. La lumière tombe sur la plaque photographique par l'intermédiaire d'une fente T ménagée dans le disque circulaire, fente qui sert aussi à diaphragmer le spectre. Un écran cylindrique U protège la plaque contre toute lumière diffuse; un jeu de diaphragmes circulaires arrête la lumière réfléchiée sur les parois du tube. Tout l'ensemble du corps du spectroscopie et du tube de tirage est noirci intérieurement. Au début des recherches on s'était proposé d'enfermer tout le dispositif décrit ci-dessus dans un grand tube de verre; les difficultés rencontrées pour rendre cette enceinte rigoureusement étanche et la fragilité des tubes de verre d'une telle dimension firent abandonner ce projet. L'enveloppe actuellement employée pour le spectroscopie consiste en un tube de laiton étiré de 11,3 cm. de diamètre, 110 cm de longueur et 1,8 mm.

d'épaisseur. Un rebord plan de laiton est soudé à chacune de ses extrémités. Contre le rebord situé du côté du réseau vient s'appuyer une plaque de laiton, rigoureusement plane, de 17 cm. de diamètre. Sur l'autre ont été montées successivement des plaques métalliques de deux modèles différents. Le modèle le plus simple consiste en un disque circulaire de

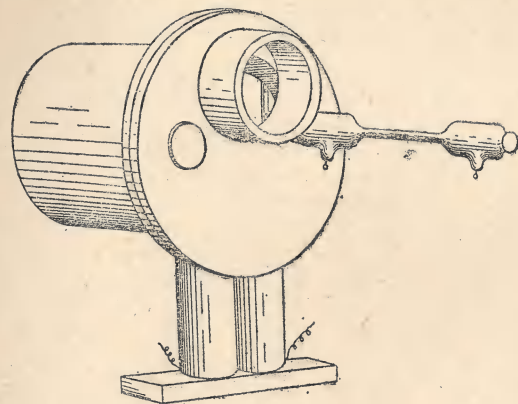


Fig. 6

laiton percé de deux trous destinés à permettre à la lumière de tomber sur les fentes du spectroscopie. Le modèle plus compliqué représenté dans la figure 6 est muni en outre d'une ouverture circulaire suffisante pour permettre l'introduction et la mise en place du châssis. Cette ouverture a un diamètre de 6,2 cm.; elle peut être hermétiquement fermée au moyen d'un bouchon conique en laiton maintenu solidement en place grâce à un rebord cylindrique

de 4,5 cm. de hauteur environ soudé autour de l'ouverture. Un tube fixé vers le milieu de l'enveloppe du spectroscopie réunit celle-ci à la pompe à vide. Tout l'ensemble est maintenu bien horizontal sur un support en bois. Pour faciliter les manipulations et le développement des plaques, l'une des extrémités de l'appareil aboutit au milieu d'une

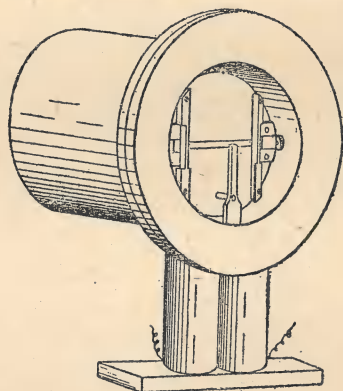


Fig. 7

petite chambre noire. On introduit dans l'enveloppe ainsi décrite le spectroscopie proprement dit que supportent des tiges en ébonite.

Les traits du réseau concave utilisé ont été tracés en 1903 à l'aide de la machine à diviser perfectionnée que possède la John Hopkins University. Le réseau est en métal spéculum ordinaire, son rayon est de 97 cm., il porte 15028 traits par inch (soit 591 traits par mm.). La pointe de diamant utilisée a été spé-

cialement choisie dans le but de concentrer le plus de lumière possible dans l'un des spectres. En fait l'appareil de Schumann donne un spectre du premier ordre extrêmement lumineux et ce résultat a beaucoup contribué au succès des recherches entreprises.

Les expériences se faisant dans une atmosphère d'hydrogène, la préparation de ce gaz a une grosse importance. On utilise à cet effet du zinc et de l'acide chlorhydrique du commerce aussi purs que possible; le gaz passe à travers une solution de potasse et est recueilli sur l'eau distillée. Avant de le faire pénétrer dans le spectroscopie, il est desséché sur du chlorure de calcium et de l'anhydride phosphorique. Les tubes à dessiccation sont munis à chaque extrémité d'un robinet, en sorte que le gaz ne pénètre pas directement dans l'appareil, mais reste un certain temps en contact avec la matière desséchante. La dessiccation du gaz doit être aussi complète que possible. Tous les joints entre l'appareil à hydrogène, les tubes à dessiccation et le spectroscopie sont en verre. Le vide est fait dans l'appareil au moyen d'une pompe à huile Trimount, actionnée par un moteur électrique, la pression est indiquée par une jauge McLeod protégée par un certain nombre de tubes à dessiccation; tous les joints correspondants sont aussi en verre. Toute quantité d'air introduite dans le spectroscopie passe à travers une autre série de tubes à dessiccation. Ces précautions sont nécessaires si l'on veut éviter les bandes d'absorption. Le joint entre l'enveloppe de laiton et les tubes de verre est fait au moyen d'un

manchon de verre scellé au ciment Khotinski, produit analogue à une cire à cacheter de qualité supérieure. Ce dernier joint laisse quelque chose à désirer, mais on n'a pas trouvé mieux jusqu'ici.

L'emploi d'un tube à vide séparé de l'enceinte par une fenêtre en fluorine nécessite une connexion supplémentaire avec la pompe à vide, le tube devant être purgé d'air indépendamment de l'enceinte du spectroscopie, puis rempli séparément du gaz à étudier.

La forme à donner au tube à décharges dépend de la méthode employée pour faire les mesures. Si le tube communique directement avec l'enveloppe du spectroscopie, de telle sorte que tout l'ensemble soit rempli d'hydrogène simultanément, on emploiera la forme habituelle de tube capillaire avec électrodes annulaires. Les dimensions typiques dans un cas de ce genre sont par exemple : longueur du tube capillaire, 6,4 cm. ; diamètre interne 2,5 mm. ; diamètre des électrodes 1,6 cm. ; distance de l'ouverture du tube à l'électrode 4,5 cm. Cette dernière dimension a une importance toute particulière : si elle est trop petite, la décharge qui prend naissance dans le tube se propage dans l'enceinte du spectroscopie et voile la plaque ; si elle est trop grande, l'intensité d'éclairement est inutilement réduite.

Si le tube doit être isolé de l'enceinte par une fenêtre de fluorine et purgé d'air séparément, on lui donne une forme spéciale. Dans ce cas, l'extrémité de la portion capillaire interne est disposée aussi près que possible de la fenêtre de fluorine sans toutefois

que l'échauffement produit soit trop considérable. Un dispositif de ce genre permet de rapprocher la source lumineuse de la fente du spectroscopie, mais en outre il réduit au minimum l'absorption due au tube lui-même. Ce dernier avantage est des

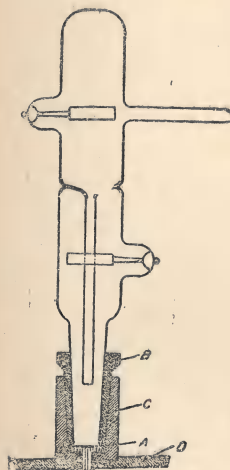


Fig. 8

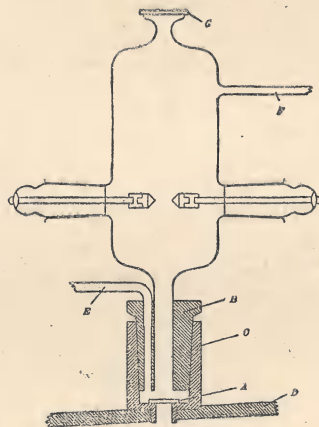


Fig. 9

plus importants dans le cas de gaz très absorbants, comme l'air. Les électrodes utilisées en général étaient en aluminium, mais le fer, le cuivre et l'argent ont aussi été expérimentés avec les deux formes de tubes à décharges.

La fig. 8 montre la fixation du tube à décharges sur l'enveloppe du spectroscopie.

Si le tube est du modèle à tige capillaire interne, il est muni à son extrémité inférieure d'un rebord rodé

auquel est scellée au moyen du ciment Khotinski la fenêtre de fluorine ; il faut veiller soigneusement à ce que le ciment soit appliqué seulement sur la surface externe du rebord et qu'aucune trace de cette substance ne risque de venir au contact du gaz. La fenêtre de fluorine se voit sur la figure. L'extrémité du tube ainsi fermée est introduite dans un bouchon conique en laiton B, et scellée à nouveau au moyen de ciment Khotinski. Ce bouchon pénètre dans une cavité C qui se visse à son tour sur le disque circulaire fermant l'une des extrémités du corps du spectroscopie. Grâce à ces précautions le gaz étudié ne vient pas au contact du laiton de la monture. C'est là un perfectionnement considérable de ce dispositif. Si toutefois on ne cherche pas à ce que les gaz se maintiennent aussi purs que possible, il est plus simple de fixer directement la fenêtre de fluorine à la base de la pièce creuse C ; on peut ainsi nettoyer facilement la fenêtre en enlevant simplement le tube à décharges. Si le tube communique directement avec le spectroscopie, on n'interpose entre eux aucune fenêtre.

Lorsque les expériences ont porté sur les spectres d'étincelle des métaux, le tube à décharges était remplacé par un récipient en verre cylindrique, de 8 cm. de long et 4 cm. de diamètre, muni d'une fenêtre à l'une de ses extrémités, et étiré à l'autre en un tube de 1 cm. de large (Fig.9). Ce tube est scellé dans un cône de laiton B ; celui-ci à son tour se monte dans la pièce creuse C qui est munie d'une fenêtre en fluorine A et

se visse sur la plaque circulaire D du spectroscopie. Ce dispositif se distingue du précédent par la présence d'un tube E, qui pénètre latéralement dans le cône de laiton et au moyen duquel on fait arriver un courant d'hydrogène dans la chambre d'éclatement de l'étincelle. Ce courant de gaz, après avoir rencontré la fenêtre de fluorine, change de direction, arrive au contact de l'étincelle, puis sort finalement dans l'atmosphère en traversant un tube à acide sulfurique. Un jeu approprié de robinets permet de faire le vide dans la chambre d'éclatement par l'intermédiaire du tube E. Quand il y a lieu de remplacer le courant d'hydrogène par un courant d'hélium, on fait arriver ce gaz par le tube E, après avoir réalisé un vide très poussé dans l'enveloppe du spectroscopie. Au cours des expériences faites à Harvard, le métal à étudier était maintenu au moyen de dispositifs de serrage appropriés et était introduit dans l'enveloppe à travers deux joints rodés visibles sur la figure. On peut au cours de l'expérience observer la décharge au moyen de la fenêtre G.

Réglage

Le spectroscopie étant placé dans son enceinte, on imprime au réseau un mouvement de rotation jusqu'à ce que la portion du spectre du premier ordre que l'on veut étudier tombe sur la plaque photographique. L'existence des deux fentes permet, sans

toucher au réseau, d'employer soit la méthode de la déviation des spectres, soit une méthode de comparaison avec un second spectre. Quelle que soit la méthode utilisée, le réseau est disposé de telle sorte que les radiations traversant la fente située du côté droit donnent la région des courtes longueurs d'ondes du premier spectre, et qu'en éclairant la fente située du côté gauche on obtienne un spectre du premier ordre dévié, superposé à un spectre du second ordre dévié. Les dimensions de l'appareil sont telles que la plus grande longueur d'onde tombant sur la plaque et venant de la fente de droite soit voisine de 1900 Å, et que la plus grande longueur d'onde du spectre du premier ordre dévié corresponde environ à 3.100 Å. L'observation des raies dans le spectre dévié sert donc simplement de repère pour s'assurer de la position exacte du réseau. Quand on atteint la position voulue, on ferme l'extrémité de l'enveloppe du spectroscopie correspondant au réseau, en employant un peu de graisse Travers, à base de caoutchouc, pour faire le joint et on enduit tout de gomme-laqué. Il faut ensuite préparer l'autre extrémité de l'enveloppe du spectroscopie. Si l'on utilise la méthode des spectres déviés, on dispose une fenêtre de quartz devant l'ouverture destinée à amener la lumière à la fente de gauche et l'on fixe le tube à décharges devant l'ouverture de droite. Le disque circulaire muni du tube à décharges est alors appliqué contre le rebord de l'enceinte, en prenant soin que la portion capillaire du tube, la fente et le centre

du réseau soient bien alignés. Pour faciliter ce réglage, on munit l'extrémité éloignée du tube à décharges d'une fenêtre de quartz permettant de regarder la fente à travers le tube capillaire. La figure 6 représente la forme donnée au disque circulaire terminal, le tube à décharges se trouvant en position de fonctionnement.

L'extrémité de l'enceinte du spectroscopie aboutissant dans une chambre noire, on peut placer le châssis porte-plaque dans les glissières du spectroscopie à travers l'ouverture appropriée du disque terminal, sans craindre de voiler la plaque photographique. On ferme ensuite cette ouverture au moyen du bouchon conique décrit précédemment. On peut alors faire le

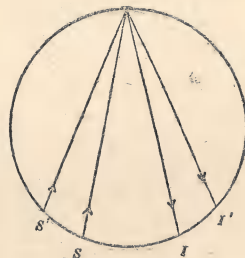


Fig. 10

vide dans l'appareil. Si l'on n'interpose aucune fenêtre entre le spectroscopie et le tube à décharges, les deux parties sont naturellement purgées d'air simultanément, puis remplies ensemble d'hydrogène. Si elles sont séparées par une fenêtre, on doit faire le vide séparément dans le tube, et le remplir aussi séparément avec le gaz à étudier. Dans l'un et l'autre cas, il reste encore à faire la partie la plus délicate du réglage : la mise au point simultanée des spectres des deux fentes, l'expérience seule permettant de déterminer la position à donner dans ce but au châs-

sis porte-plaques. Il faut par suite prendre une série de spectrogrammes, en enlevant après chaque pose le disque circulaire terminal pour changer le réglage du spectroscope, puis le replacer, refaire le joint, purger l'appareil d'air et recommencer le remplissage avec l'hydrogène. Pour que les conditions du réglage se trouvent remplies, il faut, comme le montre bien la figure 10 ci-jointe, que les deux fentes se trouvent sur la circonférence ayant pour diamètre le rayon de courbure du réseau et que la plaque coïncide avec une portion de cette même circonférence. Par construction, la courbe imposée à la plaque passe par les fenêtres. Il y a donc deux degrés de liberté pour le réglage : le déplacement du tube de tirage en avant ou en arrière et la rotation de l'ensemble (fig. 5) autour de l'axe AA ; ces deux mouvements suffisent pour amener les fentes et la plaque exactement dans leurs positions théoriques respectives.

Malgré les ennuis que présente la méthode de réglage par tâtonnements décrite ci-dessus, il a semblé préférable d'y avoir recours plutôt que de compliquer l'appareil en y adaptant des dispositifs permettant de faire le réglage de la mise au point par l'extérieur de l'enceinte. De tels dispositifs permettraient de changer la mise au point sans occasionner de rentrée d'air, mais le problème des joints tout à la fois mobiles et étanches ne serait pas facile à résoudre. Une fois le réglage du spectroscope réalisé, il n'y a plus lieu de toucher au disque terminal s'il est du modèle représenté dans la figure 6, les dimensions de l'appareil

permettant de mettre au point à la fois et sur une seule plaque toute la région de Schumann, jusqu'à 1200 Å.

En pratique on fait passer un courant d'hydrogène à quatre ou cinq reprises dans l'enveloppe du spectroscope avant d'enregistrer un premier spectrogramme. La pompe puissante de Trimount permet d'abaisser la pression à 0,08 mm. en une demi-heure. On fait alors arriver de l'hydrogène sec dans l'appareil, jusqu'à ce que la pression monte à 10 cm. environ ; on laisse séjourner cette masse d'hydrogène dans l'enveloppe pendant une heure et plus, ce procédé semblant particulièrement efficace pour balayer les pellicules d'air qui persistent dans l'appareil après que l'on y a fait le vide. Les quantités de gaz introduites ultérieurement ne séjournent dans l'appareil que quelques minutes seulement.

Lorsque le tube à décharges est indépendant du corps du spectroscope, ce qui arrive lorsqu'on fait éclater la décharge dans tout autre gaz que l'hydrogène, il faut évidemment prendre toutes les précautions enseignées par la pratique spectroscopique pour avoir un gaz aussi pur que possible. Un long tube en U plongeant dans l'air liquide et placé au voisinage immédiat du tube à décharges s'est montré particulièrement efficace à cet effet.

La largeur des fentes employées a varié de 0,09 mm. dans le cas des expériences approchées, jusqu'à 0,025 mm. environ pour les spectrogrammes précis permettant de faire des mesures. La fente uti-

lisée est donc beaucoup plus large que celle de Schumann. Le temps de pose varie de 5 à 30 minutes pour le spectre de l'hydrogène, suivant la largeur de la fente, et la sensibilité de la plaque.

Méthodes de mesure

Deux méthodes ont été employées pour déterminer les longueurs d'ondes des raies du spectre de l'hydrogène utilisées comme repères dans la région de Schumann. Les longueurs d'onde de toutes les raies ont d'abord été déterminées par la méthode de la double fente et ces valeurs ont été vérifiées ensuite en formant les raies les plus intenses dans le spectre du second ordre et comparant leurs positions avec celles de raies du fer bien connues dans le spectre du premier ordre. Dans ce dernier but, on employait les spectres du premier et du second ordre donnés par la fente de gauche.

La théorie sommaire de la méthode de la double fente est la suivante : si deux fentes sont placées sur la circonférence ayant pour diamètre le rayon de courbure du réseau, l'éclairement de ces deux fentes en lumière blanche donnera naissance à deux images, I et I'. A chacune de ces images correspondra tout un ensemble de spectres (voir fig. 10). Pour le cas présent, il suffit de considérer seulement les deux premiers spectres. Il est évident que la quantité dont ces deux spectres seront déviés l'un par rapport à

l'autre dépendra de la distance qui sépare les fentes. Si l'on place une plaque photographique entre S et S' et si la hauteur de ces fentes est convenablement réglée, les deux spectres seront superposés. En un point donné P de la plaque, la radiation mise au point et venant de S aura une longueur d'onde plus courte que celle venant de S'. Si l'on choisit les sources de lumière de telle sorte que les longueurs d'ondes tombant en P dans les deux spectres aient des valeurs connues, la comparaison de ces valeurs permet de déterminer le déplacement de l'un des spectres par rapport à l'autre. Si l'appareil est bien réglé, les deux spectres sont au point sur une même circonférence et la quantité dont l'un des spectres est dévié par rapport à l'autre est constante ; autrement dit, si le déplacement est déterminé en comparant entre elles les positions de raies connues à l'une des extrémités de la plaque, il aura encore la même valeur à l'autre extrémité. C'est de cette propriété que dépend le succès de cette méthode.

Il est intéressant de chercher jusqu'à quel point de petites erreurs de réglage pourront influencer la constance de ce déplacement. Il y a lieu ici de se reporter au procédé que doit employer l'observateur pour déterminer la perfection de ce réglage. Le seul critérium pratique est la netteté de la mise au point des deux spectres. Il faut par suite que les deux spectres soient parfaitement au point simultanément et sur toute la longueur de la plaque. La question primordiale qui se

pose alors est la suivante : ce critérium est-il suffisamment délicat en pratique ? Si l'on veut obtenir des résultats très précis, la réponse doit être négative. Un moment de réflexion permet de se rendre compte que la position relative des images I et I', et par suite le déplacement relatif des spectres, varie plus rapidement avec la précision de la mise au point qu'on ne peut en général le déceler par la variation de netteté des raies. En d'autres termes, si le déplacement était donné on pourrait déterminer avec précision la mise au point, mais si l'on doit au contraire s'appuyer sur la netteté de la mise au point on ne peut en déduire qu'approximativement le déplacement réel. On peut encore dire en pratique que le déplacement apparent varie un peu plus rapidement avec la variation du réglage que ne le fait la netteté des raies spectrales. Ce qui précède dépend naturellement dans une certaine mesure de la façon dont le réglage est fait. Dans l'appareil en question, les tentes et la plaque photographique sont fixées de façon rigide sur la circonférence. Cette portion de circonférence peut se déplacer parallèlement à elle-même, en avant et en arrière, le long d'une droite reliant le centre du réseau au centre de la plaque photographique ; elle peut aussi tourner autour de son centre. Ces deux déplacements permettent d'obtenir un réglage parfait, mais la vérification de ce réglage est délicate.

En pratique à Harvard on a appliqué cette méthode de la façon suivante : on a choisi le spectre du

fer comme spectre de comparaison. Le réseau était orienté de telle sorte que des raies connues du spectre de l'aluminium tombaient sur l'une des extrémités de la plaque quand la fente droite, ou fente directe, recevait les radiations émises par une étincelle éclatant entre des électrodes d'aluminium. On déterminait ensuite la déviation du spectre principal par rapport au spectre de comparaison en comparant la position des raies de l'aluminium à celle de raies connues du fer. Pour obtenir une certaine précision, on enregistrait ces deux spectres sur la même plaque que le spectre de l'hydrogène dont on voulait mesurer les raies. Ceci se réalisait facilement en faisant passer la lumière directement à travers le tube à décharges, celui-ci étant muni à cet effet d'une fenêtre en quartz à son extrémité la plus éloignée du spectroscopie. On superposait au spectre à mesurer le spectre de comparaison du fer et dans ce spectre on choisissait certaines raies parfaitement identifiées. La valeur relative de ces raies s'obtenait alors en retranchant de leur valeur réelle, corrigée tout d'abord pour le vide, la valeur de la déviation observée. Les valeurs relatives ainsi obtenues servaient ensuite de point de départ pour la détermination des longueurs d'ondes inconnues des raies du spectre de gaz. En pratique le déplacement était équivalent à 1180 Å, de telle sorte que la raie du spectre du fer coïncidant avec la raie 1440 Å par exemple du spectre du gaz avait pour longueur d'onde réelle $1400 + 1180 = 2580 \text{ Å}$.

Par suite des dimensions de la plaque, on ne pouvait photographier à la fois qu'une région correspondant à 760 Å environ. Ainsi si la raie 1935,9 de l'aluminium tombait sur l'une des extrémités de la plaque, l'autre extrémité correspondait à une raie de longueur d'onde 1175 Å. Pour étudier des radiations plus courtes, il était nécessaire de modifier l'orientation du réseau, opération qui nécessite un petit changement de réglage des fentes et de la plaque.

La vérification des valeurs obtenues ainsi se faisait en considérant des raies de courtes longueurs d'ondes du spectre de second ordre. A cet effet, on disposait sur la fente gauche un tube à décharges sans fenêtre intermédiaire et tout l'ensemble était rempli d'hydrogène suivant la méthode habituelle. Etant donnée la faible intensité du second spectre, on ne pouvait photographier que les raies les plus fortes comprises entre 1550 Å et 1200 Å. Leur position était déterminée par comparaison avec des raies du premier spectre du fer, obtenues au moyen de la lumière passant directement à travers le tube à décharges. En pratique les valeurs obtenues par les deux méthodes ont présenté entre elles un écart moyen de 0,3 Å.

Les plaques courbées suivant un arc du « cercle focal » n'ont été employées que dans l'étude du spectre de l'hydrogène. Dans toutes les autres recherches, on a utilisé des plaques planes.

Appareil employé pour l'étude de l'absorption

Pour l'étude de l'absorption due aux gaz, on a employé, conjointement avec le spectroscope à réseau décrit ci-dessus, un récipient cylindrique constitué par un vase de verre de 0,914 cm. d'épaisseur et de 2 cm. de diamètre, fermé par deux fenêtres de fluorine ; il était scellé à l'aide de ciment Khotinski sur la face interne du disque circulaire fermant l'enveloppe du spectroscope, de telle sorte que la lumière émise par le tube à hydrogène traversait ce récipient avant de tomber sur la fente du spectroscope. Un tube à dégagement soudé à ce récipient et passant par un joint étanche à travers un orifice du disque circulaire était relié à une jauge de McLeod, à la pompe, et à la source du gaz à étudier.

Pour étudier l'absorption par les solides, l'échantillon était fixé au châssis porte-plaque, à l'extrémité d'un bras, et faisait saillie vers la droite des glissières le long desquelles se déplace le châssis. Ce bras avait une forme et une longueur telles que lorsque le châssis occupait dans les glissières la position supérieure, l'échantillon était tout entier au dessus de la fente droite, mais quand le châssis descendait, l'échantillon était entraîné dans ce mouvement de descente et s'interposait entre la fente et l'ouverture du tube à décharges. Le vide se faisait à la manière habituelle et de même le remplissage avec l'hydrogène ; on opérait avec une fente relative-

ment large. On prenait alors une première photographie, le châssis étant tout en haut de sa course et la lumière se propageant uniquement dans l'hydrogène. Puis, au moyen du dispositif magnétique extérieur, on faisait descendre le châssis, jusqu'à ce que l'échantillon s'interposât devant la fente; les radiations émises par le tube traversaient alors l'échantillon avant de tomber sur la fente. La comparaison des deux spectres enregistrés l'un au-dessus de l'autre sur la même plaque, permettait de déterminer facilement le point du second spectre à partir duquel les radiations commençaient à être absorbées.

Si l'on veut étudier la transparence d'un grand nombre de substances pour les radiations de très courtes longueurs d'ondes, la méthode ainsi décrite est précise, mais fastidieuse. Aussi, dans certains cas, a-t-on employé un dispositif plus simple (1) dans lequel la plaque photographique est remplacée par un écran fluorescent portant un revêtement de willemite, et le réseau par l'ensemble d'un miroir concave et d'un prisme de fluorine. On comprendra mieux ce dispositif en se reportant à la figure 11. Une pièce centrale de laiton présentant une cavité de section circulaire de 8 cm. de diamètre renferme le miroir et le prisme. L'extrémité supérieure de cette pièce centrale est hermétiquement fermée au moyen d'un bouchon vissé sur place. Deux tubes de laiton, sensiblement rectangulaires, sont adaptés à cette pièce centrale. L'un

(1) Lyman, *Astrophysical Jour.*, 25, p. 45, 1907.

d'eux, de 21 cm. de long, est muni à son extrémité la plus éloignée d'un rebord contre lequel s'applique une plaque de verre qui constitue une fermeture étanche. L'écran fluorescent, P, est placé à quelques centimètres de cette plaque et peut être observé à travers celle-ci. L'autre tube porte la source lumineuse. Pour obtenir une intensité d'éclairement suffisante, on n'interpose aucune fente sur le trajet des radiations, l'extrémité de la portion capillaire du tube à décharges servant directement de source. La fig. 12 montre les détails du dispositif. L'une des électrodes du tube est constituée par un fil de platine soudé à la manière habituelle, tandis que le tube de laiton lui-même constitue l'autre électrode. Quand le vide a été fait dans l'appareil, la décharge passe du fil de platine aux parois du support le long du tube capillaire et l'extrémité de celui-ci, de 0,9 mm. de diamètre environ, constitue un point lumineux brillant. Les petits échantillons des substances dont on veut étudier la transparence sont disposés au dessus des ouvertures ménagées dans le disque que l'on voit sur la figure. Ce disque peut tourner facilement au moyen d'un ensemble de roues dentées actionné à l'aide d'une clé pénétrant par un joint étanche à travers le fond du tube. La rotation du disque amène successivement les divers échantillons devant l'extrémité du tube capillaire, à une distance de 6 mm. environ de celle-ci. Le miroir employé est en spéculum, son rayon de courbure est de 25 cm. et son montage très simple permet de le faire tourner autour

d'un axe horizontal et d'un axe vertical. Le prisme est un prisme de Zeiss, en fluorine blanche d'excellente qualité, de 60° d'angle ; il est monté sur une plateforme munie de vis de niveau.

Il n'est pas nécessaire de se conformer exactement aux dimensions données ci-dessus pour que l'appareil fonctionne de manière satisfaisante. Les appareils construits en laiton coulé contiennent presque inévitablement des soufflures, mais les fuites qui en résultent peuvent être réduites au minimum par l'emploi de gomme-laque fluide.

Il est évident que le dispositif optique ne permet pas d'atteindre un pouvoir séparateur très élevé ; cet instrument étant construit seulement en vue de mesures approchées, ce n'est pas là un grand inconvénient.

L'appareil fonctionne de la manière suivante : on règle le miroir et le prisme de telle sorte que les raies de l'extrémité ultra-violet du spectre de l'aluminium voisines de $1854 \text{ \AA}$ tombent sur l'extrémité de l'écran fluorescent. On y arrive en faisant jaillir une étincelle entre des électrodes d'aluminium dans l'air et en opérant à l'aide d'une fente disposée provisoirement dans le tube de laiton à la place occupée en général par l'extrémité de la portion capillaire du tube à gaz. Un échantillon de fluorine de transparence connue est alors disposé sur l'une des ouvertures du disque tournant ; une autre de ces ouvertures est laissée libre et l'on place sur les autres un échantillon de chacune des substances à

étudier. La fente provisoire est alors enlevée et l'on visse à l'extrémité du tube la plaque terminale portant le tube à vide et le disque tournant. On relie ensuite le corps de l'appareil à la pompe et l'on

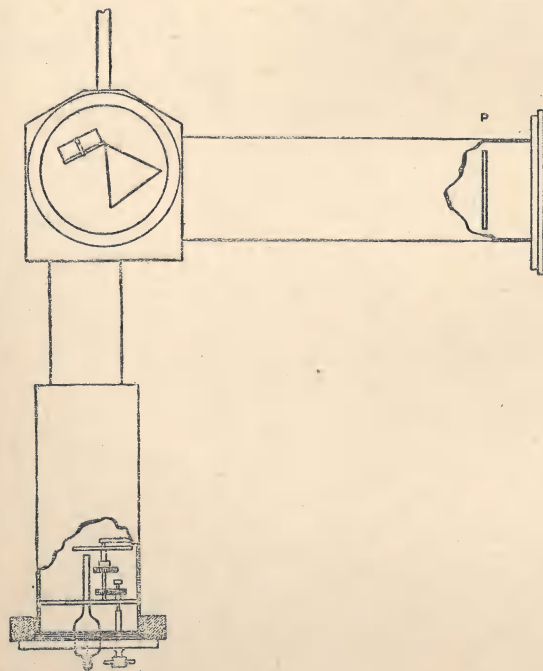


Fig. 11

abaisse la pression jusqu'à $0,3 \text{ mm.}$ de mercure environ ; on fait passer à trois ou quatre reprises un courant d'hydrogène sec dans l'appareil, et l'on ramène la pression finale à $3 \text{ ou } 4 \text{ cm.}$ L'observateur

se place dans une chambre obscure et fait passer le courant à travers le tube à gaz ; lorsqu'aucun milieu absorbant n'est interposé sur le trajet des rayons lumineux, le spectre que l'on observe s'étend sur la totalité de la largeur de la plaque fluorescente, soit sur une longueur de 5 cm. environ. En agissant sur la clé disposée sur la face externe de la plaque terminale, on fait passer successivement devant la source lumineuse la fluorine et les autres substances

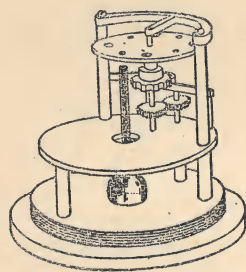


Fig. 12

absorbantes et l'on détermine leurs influences respectives sur la longueur et l'éclat des spectres. En pratique, on a souvent trouvé commode d'employer plutôt un morceau de quartz comme échantillon de comparaison, la transparence de la plupart des substances étudiées étant bien inférieure à celle de la fluorine incolore. Dans tous les cas importants on a vérifié à l'aide de la méthode photographique les résultats obtenus par ces simples observations à l'œil nu. Les comparaisons ainsi effectuées ont montré que l'appareil simple à prisme est suffisant pour déceler une différence de transparence se traduisant dans les spectrogrammes par une différence de longueur de 15 unités Angström au minimum. Si l'on n'a en vue que des recherches purement pratiques, l'instrument à prisme remplit parfaitement ce but. Le

dispositif miroir, prisme et écran fluorescent peut être utilisé pour d'autres recherches que la mesure de l'absorption par les solides ; en remplaçant par exemple le tube capillaire ouvert par un tube à décharges « éclairant en bout » à travers une fenêtre de fluorine, scellé dans la plaque terminale et vidé séparément, l'appareil précédent peut aussi servir à démontrer l'absorption par l'air. Si l'on fait fonctionner le tube à décharges tout en reliant simultanément le corps de l'appareil à la pompe à vide, on voit le spectre s'allonger progressivement sur l'écran fluorescent, au fur et à mesure que la pression interne diminue.

On sait que des radiations de très courtes longueurs d'ondes ozonisent très fortement l'air qu'elles traversent (1). Cette action peut être utilisée d'une part pour déceler les rayons de Schumann et d'autre part pour évaluer de façon approchée la transparence relative des diverses substances solides, liquides et gazeuses dans l'ultra-violet extrême. On emploie pour ces mesures un tube à hydrogène dont le spectre ne renferme aucune raie intense entre 3 000 Å et 1 675 Å ; les radiations de longueurs d'ondes supérieures à 3 000 Å ne produisant aucune quantité appréciable d'ozone, tous les effets observés devront être attribués aux seules radiations de l'ultra violet extrême. On ferme alors le tube avec une plaque de fluorine et la substance à essayer est placée dans un récipient convenable au voisinage de cette fenêtre. L'ozone

(1) Lyman, *Astrophysical Jour.*, 27, p. 98, 1898.

sera décelé à l'aide de papier imprégné d'iodure de potassium et d'empois d'amidon.

Préparation des plaques photographiques

Quelle que soit la forme de spectroscopie dans le vide employée, aucun progrès ne saurait être réalisé dans la région des longueurs d'ondes extrêmement courtes si l'on n'utilise pas des plaques spécialement adaptées aux recherches que l'on a en vue. L'étude des causes qui influent sur la sensibilité de ces plaques et l'évolution de la technique de leur fabrication présentent une importance capitale.

Soret (1) a montré que la gélatine absorbe fortement dans l'ultra-violet et Schumann (2) a étendu ces observations en employant une série de plaques de quartz recouvertes de couches de gélatine dont l'épaisseur variait de 0,13 mm. à 0,00004 mm. Il a observé d'une part que le diamètre des grains de bromure d'argent des plaques photographiques variait de 0,0012 mm. à 0,0017 mm. et d'autre part qu'une couche de gélatine de cette épaisseur absorbait fortement les radiations lumineuses au voisinage de 2 265 Å., son opacité augmentant rapidement lorsque la longueur d'onde diminue. Des expériences sur le bromure d'argent ont montré en outre que cette substance

(1) *Arch. d. Sc. phy. et nat.*, III, Vol. Xp. 453, 1883.

(2) *Ber. Wien. Akad.*, 102, II a, pp. 460 et 994; *Astro-physical Jour.*, 3, p. 220 et 387, 1896; 4, p. 144, 1896.

absorbait fortement dans l'ultra-violet. Considérant cette absorption comme une preuve de l'activité photo-chimique de ce sel, Schumann en déduisait que le manque de sensibilité de la plaque photographique ordinaire n'était pas imputable à un manque d'activité du bromure d'argent, mais bien à l'absorption des radiations par la gélatine entrant dans l'émulsion. En conséquence (1) il essaya d'abord de précipiter directement sur le verre une pellicule de bromure d'argent et réussit à obtenir ainsi une plaque beaucoup plus sensible dans l'ultra-violet que toutes celles qu'il avait réalisées jusque-là. Malheureusement le sel d'argent n'adhérait pas fortement au verre et après le développement il arrivait que la pellicule se détachait au cours du fixage. On peut réduire cet inconvénient en employant une pellicule extrêmement mince, mais c'est toujours là un gros défaut de cette méthode. Schumann essaya ensuite de recouvrir le verre d'une couche de gélatine et de déposer ultérieurement les grains de bromure sur cette surface. Ce procédé constituait déjà un progrès sérieux, la gélatine ayant dans ce cas un double rôle; elle servait à retenir le sel sur le verre et sa présence augmentait la sensibilité photo-chimique du bromure. Bien plus, les plaques de ce genre donnaient un négatif présentant quelques contrastes, fait qui ne se produisait nullement avec les négatifs obtenus avec le sel seul.

(1) *Loc. cit.*, p. 994.

Une longue série d'expériences permet à Schumann de constater que le bromure d'argent pur donnait de meilleurs résultats que n'importe quel mélange de sels halogénés d'argent, précipités comme il est dit ci-dessus à la surface de la gélatine. Il tenta mais sans succès, de substituer à la gélatine de l'agar-agar ou de la gomme arabique. Schumann a essayé aussi divers procédés pour traiter les plaques une fois leur fabrication proprement dite achevée ; ainsi l'immersion de la plaque dans de l'ammoniaque diluée accroît quelque peu sa sensibilité, mais d'autres méthodes découvertes par la suite conduisent au même résultat. Des essais de renforcement au chlorure de mercure n'ont rien donné de concluant.

Schumann a observé que la dimension des grains de la couche sensible dépend de la nature du révélateur employé. Ainsi un révélateur renfermant du bromure de potassium donne un grain assez grossier avec une plaque au bromure d'argent ; un révélateur ne renfermant pas de bromure de potassium donne au contraire un grain fin.

Le procédé finalement adopté par Schumann (1) pour la fabrication de ses plaques repose sur le même principe que la méthode décrite en dernier lieu et n'en diffère qu'au point de vue de la technique employée. Elle consiste, sommairement, à former une émulsion de bromure d'argent à faible teneur en gélatine ; on la sensibilise tout d'abord par la chaleur,

(1) *Ann. d. Phy.* 5, p. 349, 1901.

on la laisse ensuite coaguler, on la lave, puis on la fait dissoudre dans une grande quantité d'eau. L'émulsion diluée ainsi obtenue est versée sur les plaques de verre et on la laisse prendre ; on enlève ensuite le liquide en excès et on fait sécher les plaques.

La sensibilité des plaques ainsi préparées dépend en grande partie de la température à laquelle on porte l'émulsion et du temps pendant lequel celle-ci a été chauffée ; elle dépend aussi un peu de la température qui règne dans la pièce où se fait la coagulation. La perfection de la pellicule sensible, qui se manifeste par l'absence de « voile » et de traînées, dépend de la pureté des substances employées, une faible trace de matière organique exerçant une action nocive considérable. La nature du révélateur et sa température jouent aussi un rôle important (1).

Les plaques ainsi préparées sont extrêmement sensibles aux radiations de l'ultra-violet extrême ; elles sont au contraire tout à fait insensibles aux radiations lumineuses de longueurs d'ondes supérieures à 3 000 Å. Elles constituent jusqu'à présent l'intermédiaire obligatoire pour l'étude des radiations lumineuses les plus courtes.

(1) Voir l'appendice.

CHAPITRE II

L'ABSORPTION PAR LES SOLIDES

Comme on l'a déjà fait entrevoir p. 22, le quartz, le sel gemme et la fluorine sont les seules substances se trouvant dans la nature en masses incolores de dimensions assez considérables, et paraissant posséder une transparence suffisante pour les radiations ultra-violettes. La fluorine est du reste nettement supérieure aux deux autres substances. Schumann (1) étudia de bonne heure la transparence du quartz cristallisé et acquit la conviction que de très minces lames de ce cristal devaient être transparentes jusqu'au voisinage de 1500 Å (2). Des observations ultérieures ont confirmé et étendu ces résultats ; certaines recherches faites avec le spectroscopie à réseau semblent indiquer qu'une lame de quartz cristallisé de 0,2 mm. d'épaisseur laisse passer une quantité considérable de lumière jusqu'au voisinage de 1450 Å. Toutefois l'absorption augmente rapidement avec l'épaisseur : une lame de 2 mm. d'épaisseur se mon-

(1) *Ber. Wien. Akad.*, 102, IIa, p. 455.

(2) *Smithsonian Contributions*, No. 1413, p. 2.

trant opaque à partir de 1600 Å et affaiblissant très notablement les radiations comprises entre 1600 Å et 2000 Å. Ceci est nettement visible sur les spectres 4, 5 et 6 de la Planche I, « *Astrophysical Journal* », 25, 1907. p. 45,

Ces résultats sont d'accord avec ceux obtenus dans des mesures approchées faites par Handke (1).

La transparence du quartz fondu est une qualité essentiellement variable suivant les échantillons. Dans les cas les plus favorables, elle est un peu inférieure à celle du quartz cristallisé, tandis que certains échantillons étudiés par Pflüger sont tout à fait opaques pour les radiations de longueurs d'ondes inférieures à 2000 Å.

Des mesures assez approchées faites avec le spectroscopie dans le vide à prisme et à miroir (2) sur quatorze échantillons de quartz cristallisé de 1 à 2 mm. d'épaisseur, les uns droits, les autres gauches, taillés parallèlement ou perpendiculairement à l'axe optique, n'ont permis de déceler aucune différence de transparence imputable au sens de la rotation dans le cristal, ou à la position de l'axe optique dans l'échantillon. Si l'on pouvait appliquer la méthode plus délicate de Pflüger à des échantillons de ce genre dans la région de Schumann, il est probable que l'on observerait de petites différences correspondant à celles que l'on a pu mettre en évidence dans la région des radiations ultra-violettes.

(1) *Inaug. Dis. Berlin*, 1909.

(2) *Astrophysical Jour.*, 25, p. 45, 1907.

En étudiant des échantillons de sel gemme à l'aide du spectroscopie à réseau, on a trouvé que cette substance ne possédait pas la transparence escomptée dans la région de Schumann. Le spectre ne s'étend pas au delà de 1750 Å. Les mesures ont été renouvelées à diverses reprises sur plusieurs échantillons et ont toujours donné les mêmes résultats. Handke a confirmé cette observation.

La limitation du spectre observée par Schumann dans l'ultra-violet extrême est due à l'absorption par la fluorine transparente, incolore, constituant les lentilles et prismes de son appareil. Ce fait a été démontré par l'emploi du spectroscopie dans le vide qui a permis d'étendre considérablement le spectre en supprimant l'interposition de toute pièce en fluorine dans le trajet des radiations lumineuses. Ce fait est bien marqué dans la Planche II, « *Astrophysical Journal* », 23, p. 205. En l'absence de fluorine, le spectre reproduit sur cette planche est limité au voisinage de 1030 Å; avec la fluorine au contraire, il ne s'étend pas au delà de 1230 Å. On a réussi récemment à prolonger le spectre jusqu'à 905 Å.

La fluorine transparente et incolore est un produit rare et coûteux, tandis que les variétés communes de cette substance se trouvent en abondance dans la nature en masses transparentes de dimensions parfois considérables. Stokes (1) a examiné un échantillon coloré possédant une transparence remarquable dans

(1) *Collected Works*, IV, p. 221.

la région de 1850 Å. Des échantillons taillés dans des fluorines pourpre, verte, rose et jaune ont été étudiés avec le spectroscopie à réseau et avec l'appareil moins précis à prisme et à miroir. Ils se présentaient généralement sous forme de lames de 1 à 2 mm. d'épaisseur. Dans l'ensemble on a pu mettre en évidence tous les degrés de transparence. Un spectre typique obtenu à travers une fluorine pourpre se termine brusquement à 1700 Å. Quarante deux échantillons sur cinquante sept possédaient une transparence inférieure à celle de cet échantillon pourpre; pour dix autres la transparence était sensiblement la même que celle d'une lame de quartz de 1 mm. d'épaisseur et cinq étaient presque aussi bons que la fluorine incolore de Zeiss. D'après ces expériences, il a semblé que le degré de coloration d'un échantillon fournissait une bonne indication de l'absorption correspondante, les plus colorés étant aussi les plus opaques; les cinq échantillons les plus transparents étaient presque, sinon tout à fait, incolores. On a constaté cependant une exception importante à cette règle: quatre échantillons taillés dans un cristal vert clair provenant de Westmoreland possédaient sensiblement la même transparence que les lames de Zeiss. Ce cristal ne présentait aucun défaut. On peut donc espérer trouver encore de la fluorine colorée susceptible de servir dans la construction de prismes et de lentilles et possédant la transparence voulue pour être utilisable dans la région entre 2000 Å et 1250 Å.

On sait que l'on peut faire disparaître la coloration de la fluorine en la soumettant à l'action de la chaleur; si le chauffage est fait avec soin aucune fissure ne se produit dans le cristal. Toutefois cette décoloration n'est accompagnée que d'un très faible gain au point de vue de la transparence. Dans dix cas sur douze aucune différence de transparence ne put être mise en évidence, quelle que fut la méthode d'observation employée.

L'examen microscopique des cristaux, avec un grossissement de 200, n'a montré qu'une différence de constitution insignifiante entre la fluorine transparente de Westmoreland et les variétés opaques colorées. En général, les échantillons les plus absorbants semblaient être précisément ceux qui renfermaient en plus grand nombre ces cavités remplies de fluide que l'on a si souvent observées dans cette substance. La variété de fluorine incolore de Zeiss ne présentait aucune de ces occlusions microscopiques.

La fluorescence excitée par le rayonnement cathodique est un peu moins intense dans le cas de la fluorine incolore qu'avec les variétés colorées, mais les différences observées ne sont pas suffisantes pour donner des indications utiles sur la transparence relative des échantillons. On a examiné récemment des échantillons de fluorine blanche provenant de Zell, (duché de Bade.) Certains d'entre eux donnent des lames aussi transparentes que les lames fournies par Zeiss.

La construction des prismes et des lentilles exige l'emploi de grandes masses homogènes de la substance employée, mais à côté de cela les échantillons de dimensions relativement petites peuvent aussi servir comme fenêtres pour les tubes à gaz par exemple. On a examiné un grand nombre de substance dans l'espoir de trouver des corps susceptibles d'être utilisés dans ce but. Les résultats obtenus se résument ainsi :

Topaze (1). — Après le quartz cristallisé, c'est la topaze de Ceylan qui s'est montrée la plus transparente de toutes les substances examinées. Le spectre obtenu par la méthode photographique avec un échantillon de cette substance de 1,5 mm. d'épaisseur est limité à la radiation 1575 Å. La transparence est donc inférieure à celle du quartz. Des topazes provenant du Japon, de l'Utah, de la Sibérie sont beaucoup moins transparentes que l'échantillon de Ceylan. Il se peut toutefois que cette différence soit particulière à l'échantillon étudié et ne soit pas une propriété distinctive de la topaze de Ceylan.

Gypse. — Cette substance, examinée sous forme de petits échantillons de 1 mm. d'épaisseur limités par des faces de clivage, donne un spectre qui s'étend jusqu'à la région comprise entre 1700 et 1650 Å.

Célestite. — Cette substance, examinée sous forme d'échantillons polis de 1 à 2 mm. d'épaisseur, pos-

(1) *Astrophysical Jour.*, 25, p. 45, 1907.

sède à peu près la même transparence que le gypse.

Baryte. — En échantillons taillés de 1 à 2 mm. d'épaisseur, la transparence est à peu près égale à celle du sel gemme.

Alun — Des échantillons de 1 mm. d'épaisseur taillés dans des cristaux d'alun donnent un spectre s'étendant jusqu'au voisinage de 1750 Å, un peu plus intense que celui obtenu avec le sel gemme.

Colemanite. — Substance transparente jusqu'au voisinage de 1750 Å.

Sucre. — Des lames de 1 mm. d'épaisseur taillées dans des cristaux de sucre candi sont moins transparentes que des lames de colemanite.

Tous les échantillons ci-dessus étaient transparents et exempts de défauts, et les faces en étaient soigneusement polies.

Les substances suivantes se sont montrées complètement opaques pour des radiations plus courtes que 2000 Å : borax, adulaire, calcite, chrysobéryl, sanidine, aragonite, apophyllite, chlorure d'argent, kunzite et diamant. Un certain nombre de ces corps sont opaques pour des radiations plus longues que 2000 Å, mais leur étude avait été entreprise dans l'espoir de découvrir une substance présentant à un degré assez marqué le phénomène de l'absorption sélective.

Le diamant nous est un exemple d'un cristal transparent pour les radiations visibles et les rayons X et

qui pourtant semble opaque pour les radiations lumineuses de courtes longueurs d'ondes.

Fritsch (1) et Zschimmer (2) ont tous deux attiré l'attention sur la transparence de l'anhydride borique pour les radiations ultra-violettes. Fritsch indique que jusqu'à la limite des expériences qualitatives qu'il put faire avec un spectrographe en quartz, l'anhydride borique, B² O³, n'exerce aucune absorption dans la région des courtes longueurs d'ondes. Les observations faites avec le spectroscopie à réseau dans le vide semblent montrer toutefois que sous une épaisseur de 1 à 2 mm l'anhydride borique n'est pas assez transparent pour les besoins pratiques de l'étude des radiations plus courtes que 1700 Å. La transparence de cette substance est donc comparable à celle de la fluorine pourpre ; elle est moindre que celle du quartz sous une même épaisseur.

Eau. — Kreusler (3) a fait des mesures quantitatives de l'absorption par l'eau pure à la limite de la région de Schumann. Il a obtenu les résultats suivants : 1860 Å, absorption 68,9 0/0 ; 1930 Å, 24,5 0/0 ; 2000 Å, 14,2 0/0. Pour que les résultats de mesures successives soient concordants, il est nécessaire d'utiliser un récipient en verre dur, faute de quoi l'eau dissout une certaine quantité d'impuretés. L'épaisseur de la couche absorbante employée par l'auteur dans les expériences

(1) *Physikal-Zeitschr.*, 8, p. 518, 1907.

(2) *Ibid.*, 8, p. 611, 1907.

(3) *Ann. d. Phys.*, 6, p. 420, 1901.

définitives n'est pas indiquée de façon claire ; elle semble être de l'ordre de 2 cm ; le récipient était naturellement fermé par des lames de quartz.

Des mesures quantitatives ont été faites à Harvard (1) avec des récipients de verre de 0,5 et 1 mm. d'épaisseur fermés par des lames de fluorine, pleins d'eau distillée et introduits dans le spectroscopie à réseau dans le vide par le procédé déjà utilisé lors des recherches sur la transparence des corps solides. On a trouvé que même avec un temps de pose prolongé, une couche d'eau de 0,5 mm. d'épaisseur limitait le spectre à 1729 Å. L'eau employée dans ces recherches était de l'eau distillée, mais aucune précaution particulière n'avait été prise pour assurer sa pureté rigoureuse.

En mesurant par la quantité d'ozone formée l'intensité des radiations émises par un tube à hydrogène dans la région de Schumann, on a vérifié que sous une même épaisseur, l'eau était beaucoup plus opaque que l'air et que sous des épaisseurs croissantes l'absorption par l'eau augmentait moins rapidement que celle due à l'air.

On ne possède aucune donnée sur la transparence des liquides autres que l'eau pour les radiations plus courtes que 1850 Å. Ceux qui ont été étudiés dans la région de 2000 Å présentent une absorption considérable.

(1) Lyman, *Nature*, 8 juillet 1910.

Pouvoir dispersif de la fluorine

Le pouvoir dispersif de la fluorine a été calculé par un certain nombre de physiciens (1). Parmi les résultats les plus anciens relatifs à l'ultra-violet extrême, ceux obtenus par Martens (2) semblent concorder de façon satisfaisante avec les données expérimentales. Ces résultats ont été obtenus à l'aide d'une formule du genre de celle de Kettler-Helmholtz comprenant deux bandes d'absorption, l'une dans le rouge, l'autre coïncidant avec la radiation 951,9 Å. Connaissant les dimensions de l'appareil de Schumann et utilisant les valeurs des indices données par le calcul, Martens estima que la limite extrême du spectre de Schumann correspondait à la radiation 1250 Å, résultat confirmé à très peu de choses près par les mesures ultérieures.

Handke (3) a mesuré l'indice de réfraction de la fluorine pour la radiation 1311 Å. en utilisant un spectroscopie à prisme du modèle de celui de Schumann et en s'appuyant sur les valeurs des longueurs d'ondes des raies de l'hydrogène déterminées à l'Université de Harvard. Pour faire concorder les résultats expérimentaux et calculés, il a dû introduire dans la formule de dispersion deux bandes d'absorption dans l'ultra-

(1) Kayser, *Handbuch*, IV, p. 477.

(2) *Ann. d. Phys.*, 6, p. 619, 1901.

(3) *Inaug. Dis.* Berlin, 1909.

violet, l'une coïncidant avec la radiation 1056 Å et l'autre située au voisinage de 610 Å. Les valeurs obtenues par Handke se trouvent dans la 4^e édition des tables de Landolt-Börnstein. Les indices de réfraction du quartz (1) et du sel gemme n'ont été déterminés que jusqu'à 1854 Å.

Absorption par les gaz

L'air est le premier gaz dont l'absorption ait été étudiée par Schumann. Il est donc naturel d'exposer les recherches relatives à l'air avant de considérer l'absorption due aux autres gaz.

Kreusler (2) a trouvé qu'une colonne d'air sec exempt de gaz carbonique, de 20,45 cm. de long, absorbait 8,8 o/o de la radiation 1860 Å. Pour 1930 Å, l'absorption était si faible qu'elle ne put être mesurée.

Schumann (3) a étudié l'influence des variations d'épaisseur de la colonne absorbante ; il a employé le dispositif particulier décrit dans un chapitre antérieur, qui permet de faire varier d'une façon continue l'épaisseur de la couche absorbante. Les radiations lumineuses étaient émises par un tube à gaz carbonique. En réduisant la colonne d'air de 15 à 8 mm. d'épaisseur, la longueur du spectre ne variait guère, la limite se maintenant au voisinage de 1780 Å. Avec une épaisseur

(1) Kayser, *Handbuch*, IV, p. 484.

(2) *Ann. d. Phys.*, 6, p. 418, 1901.

(3) *Smithsonian Contributions*, No. 1413, p. 29.

d'air de 4 mm., le spectre commençait à s'étendre dans la région des très courtes longueurs d'ondes. Pour des couches absorbantes encore plus minces, l'allongement du spectre devenait beaucoup plus rapide ; c'est ainsi qu'avec une épaisseur d'air de 0,5 mm. la dernière radiation visible était au voisinage de 1630 Å. Schumann poursuivit ses recherches jusqu'à des épaisseurs d'air de 0,05 mm. et montra que dans ces conditions les spectres s'étendaient bien au delà de 1600 Å. Le pouvoir dispersif de la fluorine n'ayant pas encore été déterminé expérimentalement à ce moment là, les longueurs d'ondes de Schumann étaient obtenues par un procédé d'extrapolation qui donnait seulement des résultats approchés jusqu'au voisinage de 1600 Å et n'était plus utilisable au delà de cette région. Toutefois des mesures sur l'absorption par l'air faites à l'Université de Harvard (1) par une méthode permettant de déterminer avec précision la valeur de la longueur d'onde limite, ont confirmé en majeure partie les observations de Schumann.

Il est important de remarquer combien l'épaisseur de la couche d'air interposée doit être faible pour que la transmission des radiations au voisinage de 1600 Å soit encore possible. Avant de considérer l'action de l'air sur les radiations les plus réfrangibles de la région de Schumann, il est intéressant d'examiner l'absorption due à quelques-uns des constituants de l'atmosphère.

(1) Lyman, *Astrophysical Jour.*, 27, p. 89, 1908.

Azote. — Kreusler (1) a trouvé que l'absorption due à l'azote était de 2,2 0/0 pour 1860 Å ; la présence de petites quantités de protoxyde d'azote (NO) augmente considérablement l'absorption. Schumann (2) indique que « l'azote se montre très transparent, même au delà de 1620 Å, mais absorbe cependant certaines radiations de façon très énergique ». Des expériences faites avec le spectroscopie à réseau dans le vide (3) et un récipient de 9,14 mm. d'épaisseur (voir p. 79) ont montré qu'à la pression atmosphérique, l'absorption due à l'azote est très faible et s'étend de façon continue de 1800 Å environ jusqu'à 1250 Å. L'intensité de cette absorption augmente régulièrement lorsque la longueur d'onde diminue, mais elle est encore très faible même à l'extrémité la plus réfrangible du spectre. L'action sélective énergétique indiquée par Schumann n'a pas pu être observée.

Oxygène. — Ce gaz joue un rôle prédominant dans les phénomènes d'absorption par l'air. Kreusler (4) indique une absorption de 32,5 0/0 à 1860 Å, de 9,2 0/0 à 1930 Å et une absorption négligeable à 2000 Å ; la colonne absorbante avait une longueur de 20,45 cm. On doit à Schumann la remarque suivante : « l'oxygène absorbe les radiations au voisinage de 1850 Å en une série de quatorze groupes de raies

(1) *Ann. d. Phy.*, 6, p. 418, 1901.

(2) *Ibid.*

(3) *Ann. d. Phy.*, 6, p. 418, 1901.

(4) *Ibid.*

nettement résolus. Ces groupes, qui ont la forme de bandes, se rapprochent constamment les uns des autres au fur et à mesure que la déviation augmente et sont estompés vers le rouge. L'absorption complète se manifeste avec le groupe le plus réfrangible de la série, d'où l'opacité absolue de l'air pour toutes les radiations au delà de 1850 Å ».

Les recherches faites avec le réseau dans le vide ont permis d'éclaircir beaucoup la question de l'absorption par l'oxygène, mais non de mettre en évidence de façon concluante l'existence de ces groupes de raies au voisinage de 1850 Å. Cet insuccès est dû probablement à la difficulté d'obtenir un spectre continu avec un tube à décharges au voisinage de 1850 Å et au fait que malgré les qualités de la fente employée, celle-ci est cependant bien loin de la perfection qui caractérisait la fente utilisée par Schumann.

Ces raies d'absorption sont à rapprocher des raies ou des bandes observées par Steubing (1). Cet expérimentateur, employant comme source de radiations une lampe à mercure en quartz et un spectroscopie à prisme de quartz dans l'air construit spécialement en vue de donner une forte proportion de lumière dans l'ultra-violet, a obtenu trois groupes de bandes s'étendant de 1919 Å à 1831 Å. Il attribue ce phénomène à la fluorescence de la couche d'oxygène interposée entre la source et la fente du spectroscopie. Ces mêmes bandes ont été observées à Harvard avec le

(1) *Ann. d. Phy.*, 33, p. 572, 1910.

spectroscope à réseau dans le vide et un arc au mercure (1). Malheureusement le mode de construction de l'appareil à réseau n'a pas permis de déterminer de façon péremptoire si ces bandes sont réellement dues à la fluorescence de la couche d'oxygène située en avant de la fente, ou à l'absorption par l'oxygène renfermé à l'intérieur de l'appareil. MM. L. et E. Bloch (2) ont étudié récemment ce phénomène; d'après leurs conclusions ces bandes sont dues à l'absorption par l'oxygène et non à sa fluorescence.

Toutes les mesures entreprises à Harvard sur la large bande d'absorption de l'oxygène ont été faites avec une colonne absorbante de longueur constante (0,9 cm.); on faisait varier l'intensité de l'absorption en modifiant la pression dans le récipient. Le résultat le plus remarquable obtenu au cours de ces expériences fut la découverte de la limite de cette bande d'absorption dans l'ultra-violet extrême (3). Un tube à décharges rempli d'un mélange de gaz carbonique et d'hydrogène constituait la source des radiations. Une série de spectrogrammes fut enregistrée sur une même plaque pour diverses valeurs de la pression dans le récipient plein d'air. Le premier et le dernier spectre de la série furent obtenus avec une pression d'oxygène de quelques centièmes de millimètre et les spectres intermédiaires avec des pressions

(1) Lyman, *Astrophysical Jour.*, 38, p. 284, 1913.

(2) *Comptes Rendus*, 158, p. 1161, 1914.

(3) Comparer avec la Planche VII, Lyman, *Astrophysical Jour.*, 27, p. 87, 1908.

respectives de 0,02, 0,05, 0,07, 0,1, 0,25, 0,5 et une atmosphère. Les caractères de la bande sont bien nets. Avec une pression de $1/10^{\text{me}}$ d'atmosphère, la limite du côté des plus courtes longueurs d'ondes n'est pas visible sur la reproduction, mais peut cependant se deviner sur la plaque elle-même; lorsque la pression du gaz absorbant diminue, cette limite devient visible. Malheureusement une étude plus poussée de la région des radiations les plus réfrangibles est fortement gênée par l'absorption due aux lames de fluorine, absorption qui commence à devenir sensible à partir de 1300 Å. Il semble que l'on puisse découvrir l'indication d'une autre bande d'absorption dans la région masquée par l'opacité de la fluorine. Mais on ne peut rien dire de bien net à ce sujet.

Le caractère asymétrique de la bande d'absorption est très frappant, car, lorsque la pression augmente, l'intensité de l'absorption croît beaucoup plus rapidement dans la direction des radiations les moins réfrangibles que dans la direction opposée. Une dissymétrie de ce genre n'est pas exceptionnelle. Elle se rencontre dans le spectre du chlore, comme l'a montré Miss Ladd (1); Wood (2) a récemment attiré l'attention sur un phénomène analogue se produisant dans l'une des bandes d'absorption du mercure.

Des considérations théoriques ont permis à Planck

(1) *Astrophysical Jour.*, 14, p. 114, 1901.

(2) *Ibid.* 26, p. 41, 1907.

de prévoir que dans le cas d'une très forte absorption la portion la moins réfrangible d'une bande d'absorption doit se développer plus rapidement que la portion plus réfrangible, sous l'influence d'un accroissement de pression. Malheureusement le contrôle expérimental de la théorie est difficile, car, ainsi que l'a indiqué Kayser, il est à peu près impossible de déterminer si les déplacements des bords de la bande sont réels, ou seulement apparents. Il est intéressant toutefois de remarquer à ce sujet que Larmor (1) a attribué le phénomène de l'élargissement dissymétrique de la bande d'absorption à une variation en fonction de la pression du nombre d'agrégats moléculaires libres qui existent dans le gaz. La formation d'ozone sous l'action des radiations de très courtes longueurs d'ondes (voir p. 107) et l'ionisation observée par Lenard (2) et Palmer (3) dans la région de Schumann pourraient facilement produire au sein du volume d'oxygène les agrégats moléculaires conformes à la théorie, mais la question de la variation du nombre de ces agrégats sous l'influence des variations de pression n'a pas encore pu être élucidée. En dehors de toute hypothèse, on doit observer que de tous les gaz étudiés dans la région de Schumann, l'oxygène est de beaucoup le plus opaque. Il est par suite tout naturel de rapprocher de cette absorption particulièrement

(1) *Astrophysical Jour.*, 26, p. 120, 1907.

(2) *Heidelberg Akad. d. Wiss. Abhandl.*, 28, 1910.

(3) *Physical Rev.*, 32, p. 1, 1911.

intense, les phénomènes photo-chimiques et photo-électriques auxquels il vient d'être fait allusion et qui sont très marqués dans le cas de l'oxygène.

Ozone. — La formation d'ozone sous l'action des radiations ultra-violettes a été étudiée par un bon nombre d'observateurs; mais en revanche l'action des radiations de Schumann est assez peu connue en général pour que la description des expériences entreprises à ce sujet puisse présenter quelque intérêt (1).

On a employé un tube à gaz du genre des tubes à portion capillaire interne (fig. 13) rempli d'hydrogène sous une pression de 1 mm environ et fermé par une fenêtre de fluorine. Le tube était excité à l'aide d'un transformateur, le courant dans le secondaire étant de l'ordre de 10 milliampères. Dans ces conditions, le gaz donnait le spectre riche en raies de l'hydrogène. On entreprit alors les expériences suivantes :

1° La moitié de la fenêtre de fluorine étant protégée par une lamelle couvre-objet de microscope, on avait disposé sur la lame de fluorine un morceau de papier imbibé du mélange : empois d'amidon et iodure de potassium ; en 15 secondes, la portion du papier non protégée par le verre devint fortement bleue, la portion protégée ne présentant au contraire aucune trace d'altération ;

2° Une lame de quartz de 2 mm. d'épaisseur fut

(1) Lyman, *Astrophysical Jour.*, 27, p. 87, 1908.

ensuite placée sur la fenêtre de fluorine de manière à la couvrir entièrement et couverte à son tour avec le papier à réactif. Au bout de 15 secondes, la coloration du papier était bien visible, mais l'effet était beaucoup moins net que dans le cas précédent ;

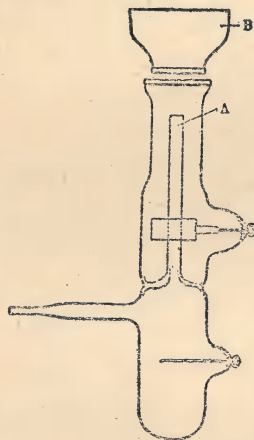


Fig. 13

3° Un récipient peu profond, B, fermé à sa partie inférieure par une lame de fluorine fut ensuite placé directement sur le tube à gaz, les deux lames de fluorine étant amenées au contact. Le papier d'essai placé dans le récipient B au-dessus des lames de fluorine manifesta au bout de 15 secondes une coloration sensiblement comparable à celle observée dans le premier cas ;

4° Le récipient B fut alors soulevé d'une hauteur

de $1/2$ mm. ; la lumière devait donc franchir une colonne d'air de $1/2$ mm. d'épaisseur interposée entre les deux lames de fluorine ; dans ces conditions, la coloration du papier était très faible ;

5° Si la distance entre le tube à gaz et le fond du récipient B atteignait 1 mm aucune coloration ne pouvait être observée. Il est évident que la cause de la coloration est atténuée par le quartz et est entièrement détruite, autant que le prouvent ces expériences, par une colonne d'air de 1 mm. d'épaisseur. Il est donc vraisemblable que cette cause est liée à l'action des radiations lumineuses de longueurs d'ondes inférieures à $1850 \text{ \AA}$.

Une expérience plus complète fut entreprise par la suite. On fixa sur la lame de fluorine d'un tube à gaz un récipient B (fig. 14) de 0,7 cm. d'épaisseur, fermé à son tour par une lame de fluorine supportant un deuxième vase de 0,1 cm. de profondeur. Ce dernier était relié à une colonne manométrique plongeant dans l'acide sulfurique concentré. Le vase B était destiné à constituer un écran de transparence variable et à cet effet, il était relié à une pompe à mercure et à une jauge de McLeod. Le tube à gaz renfermait de l'hydrogène sous 1 mm de pression environ. Le vase C contenait de l'oxygène à la pression atmosphérique. Aucune variation de la colonne manométrique ne se produisait lorsqu'on faisait fonctionner le tube dans ces conditions. C'est seulement lorsque la pression dans le vase C n'était plus que de 1 cm environ que l'acide commençait

à monter dans la colonne manométrique et cette ascension continuait au fur et à mesure que la pression diminuait dans B. On tenait compte autant que possible des corrections dues à l'échauffement. Les résultats obtenus avec cet appareil plus compliqué ont servi à vérifier ceux qu'avait donné l'expérience simple primitive. Il semble qu'il ne subsiste aucun doute sur l'action chimique énergétique imputable aux radiations plus courtes que 1850 Å, cette action devenant beaucoup plus intense au fur et à mesure que l'on considère des radiations de longueur d'onde de plus en plus courte. Il faut remarquer, toutefois, que ni l'essai au papier amidonné, ni l'emploi du tube manométrique, ne permettent de différencier la production d'ozone de celle d'eau oxygénée. Le gaz produit dans les conditions de l'expérience peut être soit l'une soit l'autre de ces deux substances.

En étudiant l'absorption par l'oxygène, Schumann (1) fait la remarque suivante « la présence d'une quantité modérée d'ozone ne modifie nullement le phénomène d'absorption ». Ce résultat a été confirmé par les expériences entreprises avec le spectroscope à réseau (2).

Anhydride carbonique. — Kreusler (3) attribue une valeur de 13,6 o/o à l'absorption due à ce gaz pour

(1) *Smithsonian Contributions*, No. 1413, p. 16.

(2) Lyman, *loc. cit.*

(3) *Ibid.*

1860 Å. Schumann (1) indique que le spectre d'absorption du gaz carbonique est semblable à celui de l'oxygène et présente l'indication « d'une série périodique sous forme de groupes de raies renversés, l'extrémité de cette série étant très notablement plus réfrangible que celle de l'oxygène. Il s'ensuit que l'absorption totale ne commence à se manifester que pour une radiation de longueur d'onde plus courte ». Les observations faites avec le spectroscope à réseau dans le vide confirment sensiblement les remarques de Schumann, sauf que les séries périodiques n'ont pas été observées au voisinage de 1850 Å. On a mis aussi en évidence quelques traces de maxima et de minima d'absorption, mais dans une région correspondant à des longueurs d'ondes beaucoup plus courtes.

Oxyde de carbone. — D'après Schumann (2), l'absorption due à ce gaz pour les radiations les plus réfrangibles est un peu moindre que celle due au gaz carbonique; il donne, comme l'oxygène, une série de groupes de raies renversés, périodiques. La netteté de ces raies, moindre que dans le cas de l'oxygène, est beaucoup plus grande que dans celui du gaz carbonique.

D'autre part les résultats obtenus avec un réseau montrent que l'absorption par l'oxyde de carbone est très caractéristique et tout à fait différente de

(1) *Smithsonian Contributions*, No. 1413, p. 16.

(2) *Smithsonian Contributions*, No. 1413, p. 16.

celle due à l'oxygène (1), au moins dans la portion la plus réfrangible de la région de Schumann. Il semble que cette absorption soit très faible entre 1850 Å et 1600 Å, tandis qu'il existe, entre 1650 Å et 1250 Å, huit bandes distinctes. Les maxima sont voisins de 1548 Å, 1512 Å, 1482 Å, 1450 Å, 1423 Å, 1395 Å, 1370 Å et 1345 Å. Pour une pression donnée du gaz, la largeur des bandes décroît lorsque la longueur d'onde diminue. Lorsqu'on réduit la pression, chaque bande se contracte, mais toutes les bandes sont encore visibles pour une pression de $1/10^{\text{me}}$ d'atmosphère. Elles ne correspondent à aucune des raies, ou à aucun des groupes de raies du spectre d'émission du gaz. Deux d'entre elles au moins semblent coïncider avec les bandes observées dans le spectre d'absorption du gaz carbonique. La limite du spectre indiquée sur la figure n'est pas due au phénomène d'absorption, mais tient à la nature de la source lumineuse employée.

La difficulté d'obtenir un spectre continu au voisinage de 1850 Å explique probablement comme dans le cas de l'oxygène, le résultat négatif des recherches entreprises pour découvrir les groupes périodiques de raies à l'aide du spectroscopie à réseau. Dans presque toutes ses recherches, Schumann a concentré son attention sur les phénomènes d'absorption qui se produisent dans la région des longueurs d'ondes plus

(1) Comparer Planche VII, Lyman. *Astrophysical Jour.*, 27, p. 87, 1908.

courtes que 1600 Å. C'est ce qui explique peut-être qu'il n'ait pas observé les bandes caractéristiques décrites ci-dessus.

L'absorption due à l'oxyde de carbone diffère beaucoup, dans la région de Schumann, de celle de tous les autres gaz étudiés. Toutes les expériences avec le spectroscopie à réseau ont été faites avec une épaisseur constante de gaz de 0,91 cm. On obtiendrait sans doute des résultats intéressants en opérant avec des couches absorbantes plus longues.

Hélium. — Ce gaz n'a été étudié qu'à l'aide du spectroscopie à réseau dans le vide (1). Sous une épaisseur de 0,91 cm. et à la pression atmosphérique, il semble parfaitement transparent entre 1900 Å et 1250 Å. Des expériences faites avec une épaisseur de gaz de 6,5 cm. sous une pression de $3/4$ d'atmosphère montrent que l'hélium possède la même transparence que l'hydrogène dans des conditions analogues.

Argon. — Ce gaz comme le précédent, n'a été étudié qu'à l'aide de l'appareil de Harvard. Aucune absorption n'a pu être mise en évidence entre 1900 Å et 1250 Å, sous une épaisseur de 0,91 cm. et à la pression atmosphérique.

Hydrogène. — Schumann (2) a observé que la transparence de l'hydrogène est particulièrement grande, d'où la pratique qui consiste à balayer

(1) Lyman, *Loc. cit.*

(2) *Ann. d. Phy.*, 4, p. 642, 1901.

l'appareil spectroscopique à plusieurs reprises avec un courant de ce gaz. On rencontre toutefois de grandes difficultés à déterminer l'action absorbante que pourraient exercer des couches épaisses de ce gaz par suite des impuretés que lui communiquent les parois du récipient qui le renferme. « Les perturbations introduites par la présence de ces impuretés sont relativement plus considérables que dans le cas de tout autre gaz, étant donnée précisément la transparence extraordinaire de l'hydrogène » (1).

Les résultats obtenus avec le spectroscopie à réseau dans le vide concordent bien avec les observations précédentes. Aucune absorption appréciable ne peut être mise en évidence, quand on étudie le gaz sous une épaisseur de 0,91 cm., à la pression atmosphérique.

On a essayé d'étudier l'influence absorbante de l'hydrogène sous des épaisseurs plus considérables en l'introduisant dans le spectroscopie même; dans ces conditions, la colonne d'hydrogène traversée par les radiations lumineuses avait environ 200 cm. de long; le gaz, préparé à l'aide de zinc très pur et d'acide chlorhydrique, était soigneusement desséché sur de l'anhydride phosphorique. Les spectres obtenus dans ces conditions, à des pressions variant de 1 à 5 cm, possédaient une bande d'absorption située au voisinage de 1700 Å, mais due évidemment à quelque impureté du gaz, son intensité décroissant graduellement

(1) *Smithsonian Contributions*, No. 1413.

au fur et à mesure des remplissages successifs de l'appareil. Cette impureté provenait sans doute du laiton entrant dans la construction du spectroscopie, puisque tous les tubes de connexion étaient en verre. Un point douteux du spectre situé entre 1300 Å et 1330 Å fut examiné tout particulièrement aux pressions les plus basses, sans qu'on le vit jamais disparaître complètement. Il est impossible de dire si l'on a à faire là à une véritable bande d'absorption, ou si c'est une bande caractéristique du spectre d'émission de la source rayonnante elle-même.

Aux pressions voisines d'une atmosphère, l'absorption qui se manifestait avec l'hydrogène était considérable, la limite du spectre se trouvant dans ces conditions au voisinage de 1600 Å. Là encore on ne saurait dire si cet effet est dû à l'hydrogène, ou à la présence de quelque impureté, d'une petite trace d'oxygène par exemple. Pour rendre l'expérience concluante, il serait nécessaire de la répéter avec un spectroscopie chimiquement propre, et cette condition est fort difficile à réaliser. Le plus long trajet gazeux examiné en prenant toutes les précautions voulues pour réduire au minimum les risques de contamination du gaz avait 6,5 cm. de longueur; le rayonnement (1) émis par une étincelle éclatant dans une enceinte de verre traversait la couche d'hydrogène à la pression atmosphérique; on a obtenu de la sorte un certain nombre de spectres d'étincelles s'étendant presque

(1) Lyman, *Astrophysical Jour.*, 35, p. 344, 1912.

jusqu'à la limite imposée par la transparence de la fluorine. L'expérience met donc bien en évidence la grande transparence de l'hydrogène.

Vapeur d'eau. — On manque de données sur le rôle absorbant de la vapeur d'eau dans l'ultra-violet extrême. Les expériences faites par Schumann n'ont abouti à aucun résultat positif. Des mesures entreprises avec l'appareil à réseau ont indiqué un maximum d'absorption entre 1700 Å et 1600 Å, et une très légère tendance à la transparence de part et d'autre de cette région, mais les résultats sont douteux, surtout par suite de la formation inévitable de pellicules d'eau opaques sur les parois du récipient renfermant la vapeur d'eau.

Kreusler (1) a montré que les oxydes nitreux et nitriques absorbent fortement dans l'ultra-violet. Des mesures entreprises avec le dernier de ces gaz ont donné une valeur de l'absorption de 88,4 0/0 pour 2000 Å.

Il est intéressant, en manière de conclusion, de se reporter à nouveau à l'absorption par l'air. Si ce gaz est soigneusement desséché, il semble que l'absorption constatée puisse être attribuée à l'oxygène et à l'azote. La transparence de l'air est supérieure à celle de l'oxygène, comme on pouvait s'y attendre ; tandis que dans le cas d'une couche d'oxygène de 0,91 cm. d'épaisseur, à la pression atmosphérique, la dernière radiation visible est au voisinage de 1760 Å, la limite du spectre

(1) *Loc. cit.*

rétrograde jusque vers 1710 Å avec l'air, dans les mêmes conditions. Bien plus, dans le cas de l'air comme dans celui de l'oxygène, l'absorption se manifeste sous la forme d'une bande. Il y a toutefois une différence, car avec l'air l'extrémité la plus réfrangible de la bande d'absorption est plutôt floue, tandis qu'elle est extrêmement nette avec l'oxygène à la pression correspondante. Ceci tient sans doute à la présence de l'azote dont l'absorption, quoique très faible, est cependant suffisante dans la région des très courtes longueurs d'ondes pour expliquer ce résultat. Il semble peu probable que les traces d'ozone, d'oxyde de carbone et de gaz carbonique que l'on trouve en général dans l'atmosphère, puissent avoir un effet un peu marqué sur l'absorption dans la région du spectre considérée ici. Bien plus, des expériences comparatives entreprises avec de l'air sec et de l'air humide semblent montrer que l'influence de quantités de vapeur d'eau de l'ordre de celles qui se trouvent normalement dans l'atmosphère d'un laboratoire est presque négligeable. Toutefois les remarques précédentes peuvent ne plus être vraies si l'on étudie l'absorption exercée par l'atmosphère sur des radiations moins réfrangibles que 1900 Å.

En fin de compte, il serait fort intéressant de rechercher à l'aide des données que l'on possède sur la transparence de l'air, quelle peut être l'influence exercée par ce gaz sur des radiations encore plus courtes que celles enregistrées jusqu'ici au cours des recherches spectroscopiques.

Malheureusement on ne saurait encore rien dire de bien précis à ce sujet. Le fait que la limite de la bande d'absorption dans l'oxygène s'éloigne dans les deux sens lorsque la pression diminue, semble révéler l'existence d'une seconde région d'absorption au delà du point à partir duquel la fluorine devient opaque. Les données que l'on possède actuellement paraissent aussi montrer que l'absorption due à l'azote augmente régulièrement lorsque la longueur d'onde diminue. Cet ensemble de faits semblerait indiquer que l'on ne doit pas s'attendre à rencontrer pour l'air une région de transparence complète pour des radiations plus courtes que 1250 Å. D'autre part, puisque l'on a découvert les limites de l'une des bandes d'absorption de l'oxygène, il ne semble pas aventureux d'admettre que, s'il en existe une seconde, elle aussi aura une limite; bien plus, il est peut-être légitime de supposer que l'absorption de l'azote revêt également la forme d'une bande limitée, et que la transparence de ce gaz peut elle aussi augmenter à nouveau pour des radiations de très courtes longueurs d'ondes.

L'absorption due à l'air est l'un des facteurs importants qui détermine la limitation actuelle du spectre dans l'ultra-violet extrême. On étudiera plus loin le rôle joué par les autres causes qui interviennent dans cette limitation.

Avant de quitter ce sujet, il est bon de rappeler que les données relatives à la dispersion des gaz doivent théoriquement conduire à la connaissance

de la position dans le spectre de leurs bandes d'absorption respectives. Toutefois la position de la bande ainsi déterminée ne peut être considérée comme sûre que si la courbe de dispersion a été déterminée pour une grande longueur du spectre. On en trouve une preuve (1) dans le calcul de la position de la bande d'absorption de l'oxygène d'après les données de Cuthbertson (2).

(1) *Proc. Roy. Soc. A.*, 83, p. 151, 1910.

(2) Demmer, *Verh. Deutsch. Phys. Gesell.*, 15, p. 564, 1913.

CHAPITRE III

LES SPECTRES D'ÉMISSION DES GAZ

De tous les spectres d'émission des gaz celui de l'hydrogène est le plus riche en raies dans la région de Schumann, et c'est également celui qui possède les raies les plus intenses; elles s'étendent de 1975 Å jusqu'à la limite la plus reculée de l'ultra-violet extrême, c'est-à-dire au voisinage de 900 Å. L'aspect général de ce spectre a tout d'abord été étudié par Schumann jusqu'au point où la fluorine cesse d'être transparente. Ultérieurement, le spectre a été étendu jusqu'à sa limite actuelle grâce à l'emploi du spectroscopie à réseau dans le vide de Harvard qui a permis également de déterminer pour la première fois les longueurs d'ondes correspondant à un grand nombre de raies. Ces mesures ont fourni les seuls repères de longueurs d'ondes que l'on possède actuellement dans l'ultra-violet extrême; leurs valeurs se trouvent rassemblées dans le Tableau I de l'Appendice (1).

La comparaison des spectrogrammes primitifs, obtenus à l'aide de spectroscopes à prismes, au spectre

(1) Voir Frontispice N° 3.

LES SPECTRES D'ÉMISSION DES GAZ

normal donné par le réseau a permis de vérifier complètement l'identité des deux spectres et d'obtenir de la sorte une échelle des longueurs d'ondes pour les belles cartes de raies de Schumann (2). Cette comparaison a été faite de la manière suivante: les douze planches de Schumann reproduites dans les Smithsonian Memoirs ont été découpées, rapprochées les unes des autres et placées sur un cadre mobile. Sur le spectre de 127 cm. de long ainsi obtenu, on projeta, au moyen d'une lentille, le spectre de réseau. En modifiant le grossissement employé pour tenir compte des variations de la dispersion, on identifia sans aucune difficulté les raies intenses de l'un des spectres avec celles de l'autre, entre 1674 Å et 1269 Å. Les valeurs ainsi obtenues permirent de construire une courbe d'interpolation pour chacune des douze planches de Schumann, et à l'aide de ces courbes on put dresser pour chacune des douze cartes l'échelle appropriée en unités Angstrom. Les valeurs lues sur l'échelle ne diffèrent pas de plus de 0,3 unité de celles portées dans le tableau, sauf pour l'intervalle des derniers 50 ou 60 Å vers l'extrémité la moins réfrangible du spectre.

Les 285 raies indiquées dans les tableaux à la fin de cet ouvrage se trouvent dans les planches de Schumann à l'exception d'un très petit nombre, trois

(2) Lyman, *Astrophysical Jour.*, 23, p. 204, 1906, Planches XII, XIII, XIV; *Memoirs Am. Academy*, XIII, N° 3, Planches III, IV, V.

ou quatre seulement. Il existe toutefois dans le spectre donné par le prisme un grand nombre de raies plus faibles qui ne sont pas visibles dans les planches obtenues avec le réseau. Bien plus, étant donnée l'étroitesse de la fente et la grande dispersion employée par Schumann, la comparaison avec le spectre de prisme montre que quelques-unes des raies portées comme raies simples dans le tableau sont en réalité des doublets ou des triplets.

L'accord excellent qui se manifeste ainsi entre deux spectres obtenus dans des conditions si différentes rend bien improbable l'existence d'une impureté quelconque dans le gaz employé.

La limite extrême de la carte de Schumann correspond à 1266,9, Å. Cet auteur dit avoir obtenu au delà de cette limite quelques raies trop faibles pour pouvoir être reproduites ; d'après les valeurs des angles qu'il indique (1), il est difficile de calculer les longueurs d'ondes exactes correspondantes, mais il semble peu probable que celles-ci aient été bien inférieures à 1230 Å, puisque même des lames minces de la fluorine la plus transparente deviennent opaques au delà de ce point. A ce sujet, on se souviendra que Martins appliquant la formule de Kettler-Helmholtz au cas de la fluorine avait obtenu un résultat voisin de cette même limite.

L'hydrogène possède deux spectres distincts dans la région visible et l'ultra-violet ; le spectre primaire ne

(1) *Smithsonian Contributions*, No. 1413, p. 24.

contient relativement que peu de raies, son intensité augmente lorsqu'on emploie une décharge disruptive ; le spectre secondaire d'autre part comprend un très grand nombre de raies ; la décharge en courant continu est la plus propice à son observation. La position des raies dans le spectre primaire ordinaire peut être très exactement représentée par la formule de Balmer, le spectre secondaire est beaucoup plus complexe et a, jusqu'à présent, défié toute analyse.

Dans la région de Schumann, le spectre de l'hydrogène ressemble par sa complexité au spectre secondaire ordinaire, mais il en est séparé par toute l'étendue de l'échelle des longueurs d'ondes allant de 2485 Å à 1675 Å ; il semble donc qu'on doive lui attribuer une existence propre. Toutefois, comme cet intervalle est rempli par un « fond » continu qui semble bien dû à l'hydrogène lui-même, la séparation est peut-être plus apparente que réelle.

On s'est efforcé de découvrir s'il existe un spectre primaire de l'hydrogène dans l'ultra-violet extrême, et dans ce but Schumann a monté un éclateur en série et une capacité en dérivation sur un tube à décharges ; la forte décharge disruptive produite dans ces conditions donnait naissance au spectre primaire dans la région visible du spectre, mais ne permit pas de découvrir aucune nouvelle raie attribuable à l'hydrogène entre 2000 et 1250 Å. L'introduction de la capacité dans le circuit électrique avait simplement pour conséquence d'amener un affaiblissement de l'intensité du spectre secondaire. Au cours d'une étude

ultérieure (1), sur les spectres d'étincelle, Schumann mit en évidence quelques raies communes à tous les métaux étudiés. Il les attribua à l'atmosphère d'hydrogène dans laquelle il faisait éclater l'étincelle, mais estimait que les caractères de ces raies étaient différents de ceux des raies très nombreuses auxquelles il est fait allusion plus haut; il n'a malheureusement pas indiqué les positions de ces nouvelles raies.

Une longue série d'expériences faites avec le spectroscopie à réseau a prouvé que l'introduction d'une capacité dans le montage de l'étincelle affaiblit en effet l'intensité du spectre. On a obtenu parfois avec la décharge disruptive des raies qui sont invisibles dans les conditions normales, mais ces raies étaient généralement imputables à des impuretés provenant des électrodes ou des parois du tube. Il semble que l'origine d'une raie particulière que l'on observe au voisinage de 1650 Å ne puisse être attribuée à une pareille cause, et cependant on ne peut pas affirmer avec certitude que cette raie constitue l'un des éléments d'un spectre primaire de l'hydrogène dans la région de Schumann. Des expériences faites avec des étincelles jaillissant dans une atmosphère d'hydrogène n'ont apporté aucune preuve concluante permettant de confirmer les observations de Schumann; les quelques raies communes à tous les spectres

(1) Schumann, *Astrophysical Jour.*, 11, p. 312, 1900.

(2) Lyman, *Astrophysical Jour.*, 33, p. 98, 1911.

obtenus furent facilement identifiées et appartenait à des impuretés métalliques.

D'une façon générale, on peut prévoir théoriquement l'absence d'un spectre primaire dans la région limitée par la transparence de la fluorine. En effet l'ensemble des raies qui constituent les spectres primaires de l'hydrogène dans l'infra-rouge, dans la région visible du spectre et dans l'ultra-violet ordinaire peuvent être représentées très approximativement par les formules suivantes (1):

I) 1^{re} série principale

$$n = C \left[\frac{1}{1,5^2} - \frac{1}{(m+1)^2} \right] \quad m = 1, 2, 3.$$

II) 2^e série principale

$$n = C \left[\frac{1}{1,5^2} - \frac{1}{(m+0,5)^2} \right] \quad m = 2, 3, 4.$$

III) Série diffuse

$$n = C \left[\frac{1}{2^2} - \frac{1}{(m+1)^2} \right] \quad m = 2, 3, 4.$$

IV) Série nette

$$n = C \left[\frac{1}{2^2} - \frac{1}{(m+0,5)^2} \right] \quad m = 2, 3, 4.$$

V) Série de l'infra-rouge

$$n = C \left[\frac{1}{3^2} - \frac{1}{(m+1)^2} \right] \quad m = 3, 4, 5.$$

Dans ces relations, C est la constante générale 109 675 déduite de la série de Balmer, ou série diffuse,

(1) Fowler, *Roy. Astron. Soc., Monthly Notices* LXXIII, N° 2, 1912.

telle qu'elle est donnée par l'équation III. En donnant à m successivement toutes les valeurs 2, 3, 4...30, cette équation représente avec une approximation suffisante les raies réellement observées ; les autres équations donnent des résultats moins satisfaisants. Fowler (1) a réussi à observer les raies des deux premières séries principales et de la série nette avec une source d'énergie terrestre. On discute encore sur la nature de ces raies ; elles sont attribuées par certains à l'hélium plutôt qu'à l'hydrogène. Deux termes de la « série infra-rouge » ont été observés par Paschen.

Ritz (2) a montré que les formules données ci-dessus pour les séries principale, diffuse et nette pouvaient, en faisant certaines permutations, conduire à de nouvelles relations représentant d'autres séries dans la région de Schumann. L'expression correspondant à la « série diffuse » est de la forme $n = C \left[\frac{1}{1^2} - \frac{1}{m^2} \right]$; une « série nette » dans l'ultra-violet extrême pourrait être représentée par $n = C \left[\frac{1}{1^2} - \frac{1}{(m + 0,5)^2} \right]$; une série principale par $n = C \left[\frac{1}{0,5^2} - \frac{1}{m^2} \right]$, et ainsi de suite. De ces trois nouvelles formules, celle qui a trait à la série

(1) Fowler, *Roy. Astron. Soc., Monthly Notices* LXXIII N° 2, 1912.

(2) *Ann. d. Phy.*, 25, p. 667, 1908.

nette donne seule un terme dans la portion de la région de Schumann qui est située en deçà de la limite imposée par l'absorption de la fluorine, les raies appartenant aux autres séries étant situées au delà de cette même limite, vers les longueurs d'ondes encore plus courtes. Si donc les théories de Ritz sont d'accord avec la réalité, il n'est pas raisonnable d'escompter que les spectres primaires de l'hydrogène soient représentés par plus d'une seule raie entre 1 850 Å et 1 230 Å.

Il est intéressant de remarquer que si dans la formule $n = C \left[\frac{1}{1^2} - \frac{1}{m^2} \right]$ on fait successivement $m = 2$ et $m = 3$, on est conduit à des raies de longueurs d'ondes 1 215,6 Å et 1 025,7 Å. Or le point 1 215,6 Å se trouve dans le spectre au delà de la limite imposée par l'absorption de la fluorine ; pour vérifier l'hypothèse de Ritz il faut donc opérer avec une décharge disruptive et un appareil dans lequel aucune pièce de fluorine n'est interposée dans le trajet des radiations lumineuses. Une pareille expérience présentait des difficultés techniques sérieuses ; elles ont été surmontées au cours de ces derniers mois, et on a pu examiner avec le spectroscopie à réseau dans le vide et dans les conditions voulues, la décharge disruptive jaillissant dans l'hydrogène. Ces recherches ont montré qu'une raie qui existe dans le spectre secondaire au point 1 216 Å est notablement plus large et plus intense lorsqu'on emploie la décharge disruptive,

tandis que les autres raies dans le voisinage de celle-ci sont nettement affaiblies. La raie 1025.7 est si voisine de la limite extrême du spectre qu'il est difficile de dire quelque chose de précis à son sujet. Il semble cependant que l'on aperçoive une raie très faible et diffuse occupant la position voulue.

Les nouvelles recherches entreprises avec la décharge disruptive ont eu surtout pour résultat intéressant de permettre l'extension du spectre de la limite précédente de 1030 Å obtenue en employant un réseau, à la limite présente de 905 Å. Les progrès de la technique spectroscopique ont amené un allongement considérable du spectre même sans l'emploi de la décharge disruptive, mais les raies les plus réfrangibles observées jusqu'ici n'ont été obtenues qu'en introduisant un condensateur et un éclateur dans le circuit du tube à vide. On a pu enregistrer dans ces conditions plusieurs raies bien nettes invisibles avec une forme d'excitation moins violente. L'une de ces raies constitue la limite actuelle du spectre dans l'ultra-violet extrême. Il est impossible pour le moment de dire si ces raies appartiennent à l'hydrogène, ou si elles sont dues à des impuretés arrachées par la violence de la décharge au tube ou aux électrodes.

Si l'on se reporte à nouveau au spectre secondaire observé entre 1675 Å et 1250 Å, il est important de remarquer que si, dans les conditions ordinaires, il se présente avec une complexité de raies vraiment déconcertante, il est cependant susceptible

de se simplifier d'une façon frappante (1). Cette simplification consiste en une intensification de certains groupes de raies qui se rencontrent toujours dans le spectre très riche en raies de l'hydrogène. Ce phénomène se produit lorsque l'hydrogène est mélangé à une forte proportion d'argon ; il semble être un exemple de la réaction de l'un des gaz sur le spectre de l'autre.

Considérons un tube à gaz muni d'électrodes en aluminium et renfermant une atmosphère d'argon avec une trace d'hydrogène, à la pression de 2 à 3 mm. ; si l'on n'introduit aucune capacité dans le circuit, ce tube permet d'obtenir un spectre caractéristique, qui consiste en cinq groupes de raies, chacun des groupes renfermant à son tour cinq raies assez intenses. Ces groupes commencent au voisinage de 1650 Å et s'étendent jusqu'à 1450 Å. Ils sont semblables d'aspect, mais n'ont pas tous la même constitution. La distance entre les raies d'un même groupe est de l'ordre de 1 à 4 unités Å. Si l'on supprime toute trace d'hydrogène de l'atmosphère gazeuse renfermée dans le tube, ce spectre disparaît. L'azote, l'oxygène, l'hélium mélangés à une trace d'hydrogène et examinés dans un tube muni d'électrodes d'aluminium ne donnent pas naissance à ces groupes de raies. Si l'argon et l'hydrogène sont examinés dans un tube avec électrodes de fer, l'intensité des groupes de raies se trouve très réduite ; si

(1) Lyman, *Astrophysical Jour.*, 33, p. 105, 1911.

l'on emploie des électrodes de cuivre, les raies sont extrêmement faibles. Dans tous les cas, elles disparaissent par l'introduction d'une capacité dans le circuit du tube. Le point le plus important à signaler est le fait que ces groupes de raies existent toujours dans le spectre de l'hydrogène pur, quel que soit le mode de préparation du gaz, ou les électrodes employées. Ils coexistent généralement avec un grand nombre d'autres raies, mais sont faciles à distinguer du reste du spectre. Tous les groupes peuvent être identifiés dans les reproductions de spectres publiées par Schumann ; le groupe situé entre 1590 et 1600 Å est celui dont l'aspect est le plus frappant, car en cette région du spectre il n'est pas éclipsé par le voisinage d'autres raies intenses. L'emploi d'électrodes en argent très pur a permis de prouver que ces groupes de raies ne sont pas dus à quelque impureté commune à toutes les électrodes utilisées. Le spectre de l'hydrogène obtenu dans ces conditions est identique en tous points aux autres spectres de ce gaz. Si donc ces groupes de raies sont liés à la présence de quelque impureté dans le gaz lui-même, cette impureté doit avoir un caractère pour ainsi dire fondamental, car elle se trouve dans tous les échantillons d'hydrogène utilisés depuis cinq ans au cours des recherches effectuées à Harvard et se trouvait aussi dans l'hydrogène employé par Schumann.

On conçoit que des groupes de ce genre puissent également se trouver dans les régions visibles et ultra-violettes du spectre donné par l'argon en pré-

sence d'une trace d'hydrogène. Au premier abord par conséquent, on peut penser que les « Groupes de quatre raies » observés par Rydberg (1) dans le spectre de l'argon sont dus en réalité à la présence de traces d'hydrogène, mais une comparaison des mesures faites sur les spectres de l'argon et de l'hydrogène montre que cette hypothèse est dénuée de tout fondement.

En employant des électrodes d'aluminium Kayser a eu l'occasion d'observer des raies appartenant au spectre de l'aluminium dans le spectre de l'argon, mais il est bien évident d'après ce qui précède que les « Groupes de cinq raies » mis en évidence dans la région de Schumann ne peuvent avoir une origine métallique.

Il semble vraisemblable d'admettre que ces groupes constituent un spectre séparé, indépendant, de l'hydrogène, généralement superposé au spectre secondaire dans la région de Schumann, mais qui peut s'en séparer dans certaines conditions favorables. Le tableau suivant donne les valeurs des longueurs d'ondes et des fréquences $\left(\frac{1}{\lambda}\right)$ correspondant à ces groupes de raies. L'examen de ces valeurs montre l'existence de différences secondes constantes entre les nombres de vibrations des raies homologues, mais il semble que la précision de cette relation soit inférieure à la limite des erreurs expérimentales si l'on considère l'ensemble des cinq

(1) Kayser, *Handbuch*, II, p. 577.

Raie	Groupe I			Groupe II			Groupe III			Groupe IV			Groupe V		
	I	λ	$\frac{1}{\lambda}$	I	λ	$\frac{1}{\lambda}$	I	λ	$\frac{1}{\lambda}$	I	λ	$\frac{1}{\lambda}$	I	λ	$\frac{1}{\lambda}$
1	2	1643,0	60864	3	1599,4	62523	2	1550,6	64491	—	—	—	3	1445,2	69194
2	3	1640,5	60957	5	1596,2	62648	4	1547,0	64641	3	1495,5	66867	6	1441,0	69396
3	4	1638,2	61042	7	1593,6	62751	5	1543,9	64771	2	1491,9	67028	7	1438,0	69541
4	3	1636,5	61106	5	1591,5	62834	4	1541,6	64867	3	1489,3	67145	6	1435,2	69677
5	6	1634,1	61210	8	1589,0	62932	5	1539,2	64968	4	1486,9	67254	7	1433,0	69783

groupes de raies. Les raies homologues des trois premiers groupes présentent des différences secondes constantes avec une approximation très suffisante, mais si l'on rapproche entre eux les troisième, quatrième et cinquième groupes, on obtient une valeur de la différence seconde plus faible que dans le cas précédent. On remarquera toutefois que toutes les raies des quatrième, cinquième et sixième groupes présentent à peu près la même différence seconde :

TABLEAU I. — Différence seconde

	I, II, III	II, III, IV	III, IV, V
Première raie....	305	—	—
Deuxième »	302	233	303
Troisième »	311	237	256
Quatrième »	305	245	254
Cinquième »	314	250	243
Moyenne »	307	241	264

La valeur indiquée pour la longueur d'onde de la raie située au voisinage de 1547,0 Å est quelque peu douteuse. Les spectrogrammes de Schumann montrent en ce point tout un groupe complexe de raies. Le peu d'intensité des raies du quatrième groupe introduit aussi quelques causes d'incertitude ; en fait, la première raie manque tout-à-fait ; sans doute est elle trop faible pour être observée. Le cinquième groupe qui est aussi le plus intense renferme des

raies faibles, 1436,3 Å et 1434,3 Å, dont les homologues n'ont pu être mises en évidence dans les autres groupes.

La « règle des différences secondes » s'applique en général à des spectres de bandes. Il est intéressant de remarquer que cette relation a été trouvée par Nicholson (1) en étudiant des mesures de Dufour (2) sur le spectre secondaire de l'hydrogène dans les régions visible et ultra-violet. Fulcher (3) a isolé quelques-unes de ces raies ou de ces bandes.

Oxygène. — Schumann (4) indique que le spectre de l'oxygène « se compose de trois maxima continus, dont le plus réfrangible, qui est aussi le plus intense, se trouve au voisinage de 1850 Å. L'observation de ces maxima ne peut se faire qu'avec beaucoup de difficultés par suite de leur faible activité photographique et de l'existence des bandes de l'oxyde de carbone qui apparaissent simultanément ». Steubing (5) a étudié l'émission de l'oxygène à la limite de la région de Schumann et a trouvé une série de raies ou de bandes identiques à celles qui ont été attribuées à la fluorescence du gaz. Il estime que l'existence de ces raies d'émission intenses est liée à celle des maxima continus indiqués par Schumann.

(1) Nicholson, *Monthly Notices, Roy. Astron. Soc.*, Mars, 1914, p. 427.

(2) Dufour, *Journ. de Physique*, p. 258, 1909; *Ann. Chim. Phys.*, p. 416, 1906.

(3) Fulcher, *Astrophysical Jour.*, janvier 1913.

(4) *Smithsonian Contributions*, No., 1413, p. 16.

(5) *Ann. d. Phy.*, 33, p. 553, 1910.

Le spectre de l'oxygène a été étudié à plusieurs reprises et dans des conditions très diverses avec le spectroscopie à réseau dans le vide (1). On n'a pu observer aucune raie ou bande entre 2000 Å et 1230 Å. Ce résultat négatif peut être dû à la forte absorption produite par la couche de gaz située dans le tube à décharges, entre la portion capillaire et la fenêtre.

Les maxima continus observés par Schumann ont certainement une existence réelle. Au contraire, la réalité des raies d'émission intenses observées par Steubing a été mise en doute par Kayser.

Les raies les plus réfrangibles actuellement connues à la limite de la région de Schumann sont celles mesurées par Schneiderjost (2); elles ont pour longueur d'onde 2112,4 Å dans le spectre composé et 2224,5 Å dans le spectre de raies.

Azote. — Ce gaz possède un spectre de bandes s'étendant à travers la totalité de l'ultra-violet. Dans la région de Schumann « son spectre d'émission consiste en un certain nombre de groupes de bandes possédant un pouvoir photographique d'intensité moyenne « s'estompant » vers les plus courtes longueurs d'ondes et se terminant au bord le moins réfrangible de 1850 Å » (3). Dans ce cas, l'expression « s'estompant » employée par Schumann se rapporte probablement à la variation d'intensité d'une bande à l'autre.

(1) Lyman, *Astrophysical Jour.*, 33, p. 98, 1911.

(2) Kayser, *Handbuch*, VI, p. 212-18.

(3) Schumann, *loc. cit.*

On a pu suivre ces bandes à l'aide du spectroscope à réseau jusqu'à 1380 Å (1). Elles sont faibles, leurs têtes sont dirigées vers la région la plus réfrangible du spectre; les longueurs d'ondes correspondantes sont indiquées dans le Tableau II. La condition la plus favorable pour les observer consiste à utiliser pour l'excitation du tube à gaz un circuit dénué de capacité.

Si l'on opère avec une décharge disruptive, le spectre de bandes disparaît et l'on observe deux paires de raies intenses qui deviennent le caractère prédominant du spectre. Ces raies ont été récemment attribuées à l'azote; on les a obtenues avec plusieurs gaz en utilisant une décharge condensée, mais leur intensité s'atténue au fur et à mesure que l'on purifie le gaz étudié et que l'on enlève les dernières traces d'azote. Wolff dit avoir (2) obtenu la moins réfrangible de ces deux paires de raies dans le spectre d'étincelle de la silice, ainsi que dans les spectres de l'aluminium et du carbone, mais avec une intensité moindre. Il attribue donc ces raies à la silice. Or dans le cas des spectres d'émission des gaz obtenus avec une décharge condensée, l'interprétation des résultats est toujours un peu délicate par suite des impuretés qui risquent d'être arrachées au verre par la violence de la décharge. L'explication de Wolff est donc très plau-

(1) Lyman, *loc. cit.*

(2) *Ann. d. Phy.*, 42, p. 838, 1913.

sible. D'autre part, il est également possible que lorsqu'on met ces raies en évidence dans des spectres d'étincelle elles s'y trouvent en tant que raies de l'air et qu'elles soient dues alors au milieu qui environne les électrodes et non aux électrodes elles-mêmes. Il est en tout cas bien certain que ces raies sont beaucoup plus intenses (1) dans le cas d'étincelles jaillissant entre électrodes d'aluminium dans l'air qu'avec les mêmes étincelles éclatant dans l'hydrogène. On les a mises aussi en évidence avec une étincelle de baryum pur bien exempt de silice jaillissant dans une atmosphère d'hélium purgée de toute trace d'azote.

La raie la plus réfrangible du spectre de l'azote située en dehors de la région de Schumann a pour longueur d'onde 2052,7 Å (2).

Composés oxygénés du carbone. — Les seuls spectres de gaz vraiment faciles à obtenir dans l'ultra-violet extrême sont le spectre de l'hydrogène et celui d'un composé du carbone. Ce dernier consiste en un grand nombre de bandes; il semble commencer dans l'ultra-violet au voisinage de 2100 Å et s'étend jusque vers 1300 Å. Schumann l'a découvert au début de ses recherches. Il a aussi été étudié avec le spectroscope à réseau (3), les résultats obtenus pour les mesures de longueurs d'ondes

(1) Lyman, *Physik. Zeitschr.*, 13, p. 584, 1912.

(2) Kayser, *Handbuch*, V, p. 834.

(3) Lyman, *Proc. Am. Acad.*, 45, p. 315, 1910.

correspondantes se trouvant rassemblés dans le Tableau III. Ces données présentent un certain intérêt puisqu'elles fournissent quelques points de repère dans la région située entre 1854 Å et 1675 Å, où l'on ne rencontre qu'un petit nombre de raies.

La Planche VIII du Vol. 13 des « Memoirs of the American Academy » donne une reproduction de ce spectre. Il a été attribué à l'air, car le composé du carbone auquel il se rapporte en réalité se trouve en général dans les tubes à décharges que l'on vient de purger d'air pour la première fois. Les bandes les plus intenses se trouvent dans la région des radiations les moins réfrangibles, mais elles ont toutes le même caractère, leur tête est dirigée vers les plus courtes longueurs d'ondes. Les bandes les plus intenses sont évidemment doubles. Cet ensemble, au moins dans sa portion la moins réfrangible, constitue un prolongement du « quatrième Groupe » tel qu'il est décrit par Deslandres dans son article « Spectre de bandes ultra-violet des composés hydrogénés et oxygénés du carbone » (1). Le spectre étudié se relie ainsi à la série de bandes brillantes observées dans les régions visible et ultra-violettes et attribuées à l'oxyde de carbone ; il se rencontre souvent avec des tubes mal vidés.

Ces bandes ne sont que trop faciles à obtenir dans la région des courtes longueurs d'ondes, car, d'après

(1) *Comptes Rendus*, 106, p. 842, 1888.

Schumann lui-même (1), elles sont les « compagnes indésirables de tous mes spectres ». Des expériences ont donc été entreprises afin de déterminer la cause exacte de ce phénomène ; on a opéré successivement avec de l'oxyde de carbone, du gaz carbonique et des tubes à décharges de tous genres. Elles ont conduit aux résultats suivants : on obtient exactement les mêmes bandes avec l'oxyde de carbone et le gaz carbonique, mais dans le premier cas l'intensité de tout l'ensemble du spectre est beaucoup plus grande. Avec un courant secondaire assez fort, de cinq à vingt milli-ampères, l'intensité des bandes augmente d'une façon continue dans toute la longueur du spectre. Si l'on dispose une coupure en série avec le tube et si l'on monte un condensateur dans le circuit afin d'obtenir une décharge disruptive, le spectre s'affaiblit tout d'abord, puis disparaît complètement.

Ce phénomène s'accompagne d'un abaissement très marqué de la pression dans le tube à gaz, et de la formation d'un dépôt noir sur les parois du tube capillaire. Ces expériences tendent à confirmer les résultats de Schumann puisqu'elles montrent que le spectre est dû effectivement à l'oxyde de carbone. La présence des mêmes bandes quand on opère avec le gaz carbonique peut s'expliquer par la réduction bien connue de ce gaz et sa transformation en oxyde de carbone sous l'influence de la lumière et de la

(1) *Loc. cit.*, p. 16.

décharge électrique (1). La disparition du spectre dans le cas de la décharge disruptive tient à la destruction de l'oxyde de carbone. L'oxygène mis en liberté par la réaction semble se combiner aux électrodes avec formation simultanée d'un dépôt de carbone. Cette propriété particulière de la décharge condensée est précieuse, puisqu'elle permet au spectroscopiste de débarrasser son appareil d'une impureté gênante. La diminution de pression qui accompagne cette réaction est souvent un phénomène très accentué.

En plus de l'intérêt qu'ils présentent en fournissant des étalons de longueurs d'ondes, les résultats précédents ont aussi une réelle importance théorique. Deslandres a utilisé ses mesures relatives au spectre du carbone pour vérifier les « Règles » qu'il avait posées (se reporter à l'article cité ci-dessus). Le spectre étudié ici paraissant être le prolongement de celui décrit par Deslandres, il est intéressant de voir si les bandes du nouveau spectre vérifient aussi les relations numériques indiquées par ce chercheur. Toutefois, en faisant cette comparaison, il faut limiter son attention aux relations qui ont trait aux têtes de chacune des bandes, car la dispersion employée n'a pas permis l'étude individuelle des raies qui constituent chacune des bandes. On se souviendra aussi que la région des fréquences élevées ne se prête qu'imparfaitement à une vérifica-

(1) Hirschfinkel, *Comptes Rendus*, 149, 395, 1909.

tion de ce genre, puisqu'une petite erreur commise sur la valeur de la longueur d'onde se retrouve amplifiée dans les relations dans lesquelles entrent les fréquences.

Les lois ainsi discutées sont au nombre de deux :

1° Un groupe de bandes doit pouvoir être résolu en un ensemble de séries telles que les différences de fréquences que présentent entre elles les têtes des bandes dans l'une quelconque des séries constituent une progression arithmétique.

2° Toutes les séries ont une constitution identique.

La première de ces règles peut évidemment s'énoncer aussi de la façon suivante : les différences secondes correspondant aux têtes des bandes dans l'une quelconque des séries sont constantes.

Deslandres a décomposé son « quatrième Groupe » en cinq séries, caractérisées par des différences secondes faibles et assez irrégulières. On a pu à l'aide des mesures faites dans l'ultra-violet extrême suivre l'ensemble précédent dans toute la région entre 2 000 Å et 1 600 Å et découvrir ainsi sept nouvelles séries du même genre.

Toutefois dans la série des longueurs d'ondes inférieures à 1 600 Å, les résultats ne sont pas très satisfaisants. On est conduit à grouper les bandes en séries présentant des différences secondes importantes et approximativement constantes seulement. On pourrait considérer que ces séries constituent plutôt un « cinquième Groupe ».

Le spectre contient un grand nombre de bandes qui sont trop faibles pour être mesurées, ou dont les positions sont rendues trop incertaines par les queues des bandes plus fortes; si ces bandes pouvaient à leur tour être incorporées dans les séries, on obtiendrait sans doute un ensemble plus satisfaisant.

Hélium. — Ce gaz a été étudié dans un tube à gaz (1), sous des pressions variant de 17 à 1 mm., à l'aide du spectroscopie à réseau; les expériences ont été faites soit en courant continu, soit avec des décharges disruptives. Les résultats obtenus ont été négatifs: aucune des raies comprises entre 2000 Å et 1250 Å n'a pu être attribuée à l'hélium. Cette conclusion a été partiellement confirmée récemment par Wolff (2). Il faut remarquer cependant qu'en faisant éclater une étincelle entre des électrodes d'aluminium dans une atmosphère d'hélium à la pression de $\frac{3}{4}$ d'atmosphère environ, on a mis en évidence deux raies qui ne pouvaient être attribuées à l'aluminium. L'une d'elles est très intense; elle correspond à 1656,8 Å; l'autre est moins intense, sa longueur d'onde est de 1561,2 Å. La première d'entre elles a été obtenue avec une intensité de courant très faible en utilisant une étincelle jaillissant dans l'air entre des électrodes d'aluminium et une étincelle éclatant dans l'hydrogène entre des électrodes de calcium. Il semble probable

(1) Lyman, *loc. cit.*

(2) *Loc. cit.*

que ces raies sont dues à une impureté, mais il est curieux de noter combien leur intensité est renforcée si l'on emploie un tube à hélium.

La raie la plus réfrangible enregistrée dans le spectre de l'hélium correspond à 2644,9 Å (1).

Argon. — Ce gaz a été étudié avec le réseau (2). Le Tableau IV donne les longueurs d'ondes correspondant au spectre « bleu » obtenu avec des pressions de 1 à 2 mm. et une décharge disruptive. Les raies, au nombre de 39, s'étendent de 1886 Å à 1333 Å. Elles ne présentent rien de bien remarquable, ni dans leurs positions relatives, ni dans la distribution des intensités.

On a obtenu trois raies seulement en étudiant le gaz sous des pressions plus grandes (1 à 2 cm.) avec la décharge disruptive. Ce mode opératoire conduit à ce que l'on appelle le spectre « blanc » dans la région visible. Deux de ces trois raies se retrouvent aussi dans le spectre « bleu » et la troisième, de longueur d'onde 1850 Å, coïncide presque avec la raie mystérieuse obtenue dans les expériences faites sur l'hydrogène avec une décharge condensée: il est très possible qu'elle soit due à une trace de ce dernier gaz qui se serait trouvée par hasard dans l'échantillon d'argon étudié.

On ne trouve rien qui corresponde au spectre « rouge » dans la région de Schumann.

(1) Kayser, *Handbuch*, V. p. 518.

(2) Lyman, *loc. cit.*

A ce point de vue, il est intéressant d'opposer l'une à l'autre la façon d'agir de l'argon et celle de l'hydrogène. Avec ce dernier gaz on obtient un spectre de raies caractéristique quand le circuit ne renferme aucune capacité, alors qu'en employant la décharge disruptive ces raies disparaissent presque complètement; il semble qu'elles ne soient remplacées par aucune autre raie, au moins dans la région des longueurs d'ondes supérieures à 1300 Å. Dans le cas de l'argon, ce sont les conditions inverses qui l'emportent: l'argon ne donne aucune raie dans la région de Schumann quand le circuit est dénué de capacité; ses raies caractéristiques ne prennent naissance que par l'emploi de la décharge disruptive.

La raie la plus réfrangible (1) décelée au bord de la région de Schumann correspond à 2050,5 Å, et appartient au spectre « bleu ».

(1) Kayser, *Handbuch*, V, p. 74.

CHAPITRE IV

LES SPECTRES D'ÉMISSION DES SOLIDES

Les spectres d'arc et d'étincelle de la plupart des métaux sont particulièrement riches en radiations ultra-violettes; on possède des tableaux très complets de leurs raies jusqu'à la région de 2000 Å et, dans quelques cas, les mesures ont été poussées jusqu'à la limite imposée par l'absorption due à l'air. Pendant longtemps, la paire de raies observée tout d'abord par Stokes dans le spectre d'étincelle de l'aluminium a constitué la limite extrême du spectre l'ultra-violet continu.

Au cours de ses recherches, Schumann (1) a étudié de bonne heure le spectre d'étincelle d'un grand nombre de métaux, mais il n'a pas donné les longueurs d'ondes des raies qu'il a découvertes, et son appareil, encore très primitif à cette époque-là, ne lui permit pas de pousser ses investigations notablement au delà de la limite atteinte par Stokes. Il reprit ultérieurement ses recherches après avoir perfec-

(1) *Ber. Akad. Wiss. Wien.*, 102, II a, p. 438.

tionné son spectroscopie. Quelques-uns des résultats obtenus par lui dans l'étude du cadmium et de l'aluminium (1) sont donnés dans la Planche II, Vol. 102, IIa, des « Proceedings of the Vienna Academy », p. 694. La raie la plus réfrangible que l'on y signale correspond à 1670 Å. L'étude de tous les spectres d'étincelle dans l'ultra-violet extrême s'accompagne d'une difficulté évidente *a priori* : la couche d'air qui environne l'étincelle absorbe énergiquement les radiations avant que celles-ci pénètrent dans le spectroscopie placé dans le vide. Schumann a essayé (2) de surmonter cette difficulté en faisant jaillir l'étincelle dans une atmosphère d'hydrogène. Ses premières tentatives ne furent pas très fructueuses, mais ceci tient sans doute à ce qu'il employa de l'hydrogène à basse pression, ce qui entraîne un affaiblissement très marqué des raies métalliques. Il renonça bientôt à utiliser l'étincelle comme source de radiations et lui substitua le tube à gaz avec lequel il devait obtenir de si brillants résultats. Si la maladie ne l'en eût empêché, il eût certainement repris l'étude des spectres d'émission des substances solides.

Les premiers travaux faits à Harvard n'ont étendu que fort peu nos connaissances relatives aux spectres d'étincelle ; ils ont été consacrés presque entièrement aux recherches sur l'allongement du spectre de

(1) Kayser, *Handbuch*, III, p. 339.

(2) *Ber. Akad. Wiss. Wien.*, 102, II a, p. 438.

l'hydrogène et à la mesure de ses raies. Handke (1) de Berlin entreprit le premier des mesures systématiques de longueurs d'ondes. Utilisant un spectroscopie à prisme dans le vide du modèle de l'appareil de Schumann, il y adapta un tube à gaz analogue à ceux employés à Harvard. Ce tube contenait de l'hydrogène et permettait d'obtenir un spectre de comparaison. L'étincelle jaillissait dans l'air et était disposée de telle sorte que la lumière traversait le tube à gaz avant de pénétrer dans le spectroscopie ; le spectre se trouvait donc limité par l'absorption due à la couche d'air interposée entre l'étincelle et la fenêtre du tube à gaz. La raie la plus réfrangible obtenue dans ces conditions correspond à 1594 Å. Tous les résultats de Handke reposent sur les mesures des raies de l'hydrogène. Il a étudié de la sorte les spectres de l'aluminium, du cuivre, de l'or, de l'argent, de l'étain, du zinc, du magnésium et du mercure. Les résultats de ces mesures sont reproduits dans les tableaux à la fin de l'ouvrage.

Des recherches avec le spectroscopie à réseau dans le vide furent entreprises à la suite du travail précédent, afin de vérifier certaines hypothèses sur la constitution des spectres des métaux alcalino-terreux (2). La méthode employée comportait un perfectionnement notable, l'étincelle jaillissant dans une atmosphère d'hydrogène à la pression atmos-

(1) *Berlin Inaug. Dis.*, 1909.

(2) Lyman, *Astrophysical Jour.*, 35, p. 341, 1912.

phérique; on supprimait ainsi l'absorption due à l'air, d'où la possibilité de suivre le spectre beaucoup plus loin qu'auparavant dans l'ultra-violet extrême. (Se reporter p. 67). La raie la plus réfrangible obtenue par ce procédé correspondait à 1238 Å, longueur d'onde très voisine de la limite imposée par la transparence de la fenêtre de fluorine qu'il était impossible de supprimer dans l'appareil.

Il est important de remarquer que l'on a toujours mis en évidence dans ces expériences le spectre primaire de l'hydrogène, parfois même un spectre primaire extrêmement brillant, et malgré cela aucune raie n'a pu être attribuée avec certitude à un spectre primaire dans la région de Schumann. A ce sujet, le lecteur aura intérêt à se reporter à la planche jointe à l'article original qui donne une idée nette du spectre d'étincelle en question. Elle renferme aussi, à titre de comparaison, le spectre secondaire de l'hydrogène.

Les premières recherches entreprises à Harvard ont porté sur l'aluminium; le spectre de ce métal ayant été étudié auparavant par Handke, on avait la possibilité de comparer entre eux les résultats obtenus avec l'appareil à réseau et avec un autre genre de spectroscopie. Les valeurs portées dans le Tableau V font ressortir jusqu'à un certain point les avantages relatifs des deux modes de recherches. L'appareil à prisme permet d'obtenir un spectre plus lumineux dans la région des longueurs d'ondes supérieures à 1600 Å. Handke signale en effet quelques

raies peu intenses dont l'observation est difficile avec le spectroscopie à réseau. D'autre part, l'avantage qui résulte de la suppression de l'absorption due au prisme et aux lentilles de fluorine et à l'air qui environne l'étincelle est important: des raies plus courtes que 1600 Å qui n'avaient pas été découvertes dans les recherches antérieures ont pu être mesurées avec le spectroscopie à réseau et la concordance est assez bonne entre les deux groupes de résultats; sauf pour six d'entre elles, la différence entre les valeurs de Handke et celles de l'auteur est égale ou inférieure à $5/10^{\text{me}}$ d'Angström. Les plus grands écarts se rencontrent dans l'intervalle 1700-1750 Å, région relativement éloignée d'une part de la raie 1854 et d'autre part du spectre de l'hydrogène, et où par suite Handke éprouvait certaines difficultés pour faire ses mesures. Toutefois, il n'est que juste de remarquer que les longueurs d'ondes mesurées avec l'appareil à réseau ont été obtenues par la méthode des spectres déviés, et non par comparaison directe avec le spectre de l'hydrogène; les valeurs adoptées sont probablement trop faibles de $2/10^{\text{me}}$ d'Angström si on les compare aux repères du spectre de l'hydrogène (1).

Morris Airey (2) a mesuré des raies attribuées par lui au spectre de l'aluminium; on ne peut les identifier sur les spectrogrammes de Schumann ou de Lyman, et elles ne se rencontrent pas non plus

(1) Wolf, *loc. cit.*, *Ann. d. Phys.*, 42, p. 836.

(2) *Proc. Manchester Phil. Soc.* 49, p. 1, 1904.

parmi les raies obtenues et étudiées par Handke ; elles sont donc sans doute attribuables à quelque erreur expérimentale.

Un examen du spectre d'étincelle de l'aluminium obtenu avec le réseau montre que les raies bien connues, 1862 Å — 1854 Å, sont de beaucoup les plus intenses de tout le champ spectral. L'intensité des autres raies décroît avec la longueur d'onde ; leur arrangement ne semble manifester aucune régularité frappante.

Après l'achèvement des mesures faites à l'aide de l'étincelle jaillissant dans l'hydrogène, une étude de Lenard (1) sur l'ionisation a de nouveau attiré l'attention de l'auteur sur la nature de l'étincelle d'aluminium éclatant dans l'air. On sait que l'ionisation sous l'action de la lumière augmenté, dans la région de Schumann, lorsque la longueur d'onde excitatrice diminue ; en fait, certains chercheurs vont jusqu'à affirmer que le phénomène d'ionisation ne se produit que sous l'action des radiations lumineuses plus courtes que 1400 Å. Or Lenard obtenait une ionisation très intense en employant une étincelle puissante jaillissant entre des électrodes d'aluminium et ses résultats indiquaient que les radiations actives appartenaient à la portion extrême de la région de Schumann. D'autre part, le spectre d'étincelle de l'aluminium dans l'hydrogène ne renferme aucune raie

(1) Lenard et Ramsauer, *Sitz. Heidelberg Akad. d. Wiss. Abhand.*, 31, 1910.

intense dans l'ultra-violet extrême. Donc, à moins de découvrir dans le spectre d'étincelle de l'aluminium dans l'air des raies que ne donne pas l'étincelle jaillissant dans l'hydrogène, les résultats de Lenard pouvaient difficilement s'expliquer. De nouvelles expériences furent donc entreprises avec le spectroscopé à réseau (1) ; elles donnèrent des résultats plus intéressants que toutes les tentatives antérieures. Leur succès est dû en partie à ce que les électrodes en pointe étaient placées presque au contact de la fenêtre de fluorine, en sorte que l'étincelle jaillissait contre la surface de fluorine. Une pose de six minutes détruisait la fenêtre de fluorine, mais au bout de ce laps de temps un spectre intense se trouvait enregistré sur la plaque photographique (2). Entre 1400 Å et 1900 Å, les raies de ce spectre sont les mêmes que celles observées quand l'étincelle jaillit dans l'hydrogène, mais on constate dans cette région une différence très nette de distribution des intensités dans les deux spectres, par suite de l'absorption sélective due à l'air et des variations d'intensité de quelques « raies de l'air ». Dans le spectre obtenu avec l'étincelle éclatant dans l'air, il y a, au voisinage de 1300 Å, un groupe de raies intenses que l'on n'observe pas lorsque l'étincelle jaillit dans l'hydrogène. C'est à ce groupe qu'il y a lieu d'attribuer en majeure partie les effets d'ionisation observés par Lenard. Toutes les raies

(1) Lyman, *Physik. Zeitschr.*, 13, p. 583, 1912.

(2) Voir Frontispiece, N° 2 et 3.

enregistrées au voisinage de 1300 Å ne semblent pas attribuables à une même cause. Les raies 1302,0 Å, 1304,8 Å, 1305,8 Å, 1334,6 Å et 1335,7 Å ne s'obtiennent que faiblement avec une étincelle éclatant entre des électrodes de magnésium dans une atmosphère d'hydrogène. Leur origine semble douteuse et elles sont cataloguées ainsi dans le Tableau V. Les raies 1275,0 Å, 1276,4 Å, 1310,8 Å, 1319,4 Å sont provisoirement attribuées à l'aluminium, mais il est très probable qu'elles appartiennent à un spectre de gaz. Le spectre d'étincelle de l'aluminium étant fréquemment accompagné de « raies de l'air » dans les régions visible et ultra-violet du spectre, cette hypothèse semble bien vraisemblable. Lenard a trouvé du reste que plusieurs métaux employés comme électrodes produisaient des effets d'ionisation presque identiques, résultat qui semblerait indiquer que toutes les radiations actives ne sont pas attribuables uniquement aux métaux eux-mêmes.

Si l'on se reporte maintenant aux recherches sur les spectres de réseau des métaux alcalino-terreux et à leur décomposition en séries, on est conduit par des considérations théoriques à deux sortes d'hypothèses (1) relatives à la constitution de ces spectres dans la région de Schumann.

1° Il devrait exister dans la région des très courtes longueurs d'ondes, et conformément aux théories de Ritz et de Saunders, des séries de paires de raies dont

(1) Ritz, *Physik. Zeitschr.*, 9, p. 521, 1908.

les membres subordonnés doivent présenter entre eux des différences de fréquences constantes. Des raies satisfaisant à cette condition ont déjà été découvertes dans la région ordinaire des spectres du calcium, du strontium, du baryum et du magnésium ; les constantes des formules ont pu être calculées dans le cas de certaines séries avec une précision suffisante pour permettre une prédiction approchée de la position et aussi de la séparation des nouvelles paires de raies.

2° La seconde hypothèse est moins nette que la première. Elle est basée sur la remarque suivante de Saunders (1) : On rencontre dans les spectres des trois métaux alcalino-terreux une paire de raies intenses dans l'ultra-violet : Ba, 2335 Å et 2304 Å ; Sr, 2165 Å et 2152 Å ; Ca, 1840 Å et 1837 Å qui sont renversées dans les spectres du strontium et du baryum et probablement aussi dans celui du calcium, la raie la plus intense de chaque paire correspondant à la plus grande longueur d'onde. Elles semblent donc être des paires de raies d'une série subordonnée, dans une série de grande intensité dont les autres termes appartiennent à la région de Schumann.

Calcium. — Les recherches expérimentales ont révélé dans le spectre du calcium et dans la région de Schumann quatre nouvelles paires de raies présentant l'écart exigé par la théorie, $\frac{1}{\lambda} = 223$. Elles

(1) *Astrophysical Jour.*, 32, p. 165, 1910.

semblent cadrer avec la première des deux hypothèses ci-dessus et constituent des termes des première et quatrième séries subordonnées. On a observé d'autre part trois nouvelles paires de raies, conformes à la seconde hypothèse, avec l'écart prévu par Saunders, $\frac{1}{\lambda} = 70$. Ces paires de raies, au nombre de quatre en tout, peuvent être utilisées pour appliquer le « principe des combinaisons ». Après élimination des raies dues aux impuretés, il reste dans le spectre du calcium dix ou douze raies, faibles pour la plupart, qui n'ont pu être classées. Les longueurs d'ondes correspondant à ce spectre sont données dans le Tableau VI.

Strontium. — La première hypothèse se vérifie assez difficilement avec le spectre du strontium. Les calculs de Saunders montrent que les limites de la série subordonnée se trouvent au voisinage de 1 700 Å ; or on sait que les intensités des termes successifs de ce genre de séries décroissent rapidement au fur et à mesure que l'on se rapproche de la limite. Il n'est donc pas surprenant que l'on n'ait réussi à observer dans la région de Schumann qu'une seule paire de raies présentant l'écart voulu, $\frac{1}{\lambda} = 800$. Les positions correspondantes sont 1 847 Å et 1 820 Å. La seconde hypothèse en revanche a été bien vérifiée. Il existe deux paires de raies bien nettes, avec l'écart prévu, $\frac{1}{\lambda} = 285$. Ces trois paires de raies constituent le spectre du strontium ; les autres raies que l'on enre-

gistre simultanément sur la plaque sont dues principalement au calcium et à l'aluminium.

Baryum. — Les difficultés expérimentales que l'on rencontre dans l'étude du spectre du baryum sont très grandes. On n'a réussi à les surmonter qu'en employant des électrodes de métal pur plongées dans une atmosphère d'hélium. Ce que l'on a dit au sujet du strontium s'applique mieux encore au cas du baryum. La structure conforme à la première hypothèse est très faible. La seconde hypothèse est en apparence vérifiée : il existe deux paires de raies présentant l'écart prévu par Saunders. Il n'est pas absolument certain qu'il y ait lieu de les rapprocher, mais cela semble extrêmement probable. En plus de ces raies, il en existe plusieurs autres qui peuvent être attribuées au baryum (Tableau VIII).

Magnésium. — Dans la région de Schumann, le spectre de ce métal comporte seulement deux paires de raies présentant un écart $\frac{1}{\lambda} = 290$; elles semblent vérifier la première hypothèse et constituent des termes des première et deuxième séries subordonnées indiquées par Ritz (1). Les autres raies visibles sur la plaque sont dues à des impuretés. Les résultats de Handke ne concordent pas avec ceux obtenus à l'aide du spectroscopie à réseau. Peut-être le fait que l'étincelle utilisée jaillissait dans l'air dans l'un des cas et dans l'hydrogène dans l'autre explique-t-elle cette divergence. (Tableau IX).

(1) *Physik. Zeitschr.*, 9, p. 528, 1908.

Mercure. — Les seules recherches sur le spectre d'arc de ce métal ont été faites à Harvard avec le spectroscopie à réseau dans le vide (1).

Le dispositif utilisé pour l'étude de ce spectre est exactement semblable à celui qui a servi dans les recherches sur les spectres des métaux alcalino-terreux. On a employé successivement pour constituer les électrodes, de l'amalgame de strontium, de l'amalgame de baryum et un globule de mercure. L'étincelle jaillissait dans une atmosphère d'hydrogène. Les spectres sont caractérisés par des raies très nombreuses s'étendant depuis 1876 Å jusqu'à la limite imposée par la transparence de la fluorine. Toutes les raies intenses se trouvent entre 1876 et 1650 Å. Les raies ne présentent aucune régularité de structure bien évidente.

La teneur en mercure de l'amalgame de strontium était de 75 o/o, celle de l'amalgame de baryum de 80 o/o. Lorsque l'on employait une électrode de mercure pur, le globule de métal était contenu dans une coupelle d'acier; l'électrode supérieure était formée par une pointe d'acier doux. Les trois spectres obtenus dans ces conditions sont presque identiques. Toutefois le spectre du mercure pur est peu intense dans la région des radiations les plus réfrangibles; en fait, toutes les raies au delà de 1750 Å sont très faibles et le groupe situé au delà de 1350 Å n'est pas visible du tout. Ceci est dû sans doute à l'absorp-

(1) Lyman, *Astrophysical Jour.*, 38, p. 282, 1913.

tion par la vapeur métallique qui environne l'étincelle. La façon dont se comportent les amalgames prouve que les raies entre 1750 Å et 1260 Å sont bien dues au mercure lui-même. Si la pureté de l'amalgame de strontium était un peu douteuse, l'amalgame de baryum au contraire était parfaitement pur, or ces deux amalgames ont donné des spectres identiques; il semble donc probable que les raies communes aux deux spectres sont dues au constituant commun, autrement dit au mercure.

Le tableau X renferme les valeurs des longueurs d'ondes dans le vide des raies du mercure; on y a joint les fréquences correspondantes pour la commodité de ceux qui peuvent s'occuper de calculs sur les séries de raies dans les spectres. La raie 1849,6 si forte dans le spectre d'arc apparaît dans le spectre d'amalgame comme une bande faible; elle est renversée dans le spectre d'étincelle par le mercure lui-même. Deux seulement des six autres raies de l'arc peuvent être repérées avec certitude dans le spectre d'étincelle. On a comparé dans le tableau X toutes les valeurs des raies obtenues à celles des raies attribuées à l'aluminium, au fer et aux métaux alcalino-terreux et l'on espère bien avoir réussi ainsi à éliminer la plus grande partie des impuretés. Les mesures ont été faites par la méthode des spectres déviés. La position absolue des raies doit être exacte à moins de $3/10^{\text{èmes}}$ d'angström près.

Les recherches faites sur le spectre du mercure dans la région des longueurs d'ondes inférieures à 1900 Å

en employant un tube à vide n'ont été conduites qu'à des pressions inférieures à 3 ou 4 mm. et n'ont pas été effectuées de façon méthodique et suivie. Une seule raie a été identifiée, la raie 1849,6 Å.

Fer. — L'étude de cette substance a été faite accidentellement au cours des travaux relatifs aux autres métaux (1). Son spectre consiste en un nombre de raies considérable répartis dans toute la région de Schumann, la plus intense se trouvant au voisinage de 1800 Å. Il existe aussi tout un groupe de raies nombreuses, qui se trouve à la limite imposée par la transparence de la fluorine, du côté des radiations les plus réfrangibles. Aucune mesure de longueurs d'ondes n'a été faite sur ce spectre.

Spectres d'arc

Toutes les recherches relatives aux spectres d'arcs sont récentes. Paschen (2) a montré que certaines raies des spectres du zinc, du cadmium et du mercure peuvent être groupées de manière à former des séries principales auxquelles s'appliquent des formules du type devenu classique dans les recherches sur les séries des spectres. Les raies se trouvent dans une région bien connue et leurs longueurs d'ondes ont été déterminées avec précision; on a pu, d'après ces mesures, calculer

(1) Lyman, *Astrophysical Jour.*, 38, p. 282, 1913.

(2) Paschen, *Ann. d. Phy.*, 35, p. 860, 1911; 40, p. 602, 1913.

très exactement les valeurs des constantes qui entrent dans les formules en question. Par analogie avec des relations similaires, Paschen (1) a montré que si on vient à modifier l'un des paramètres de ces formules, on doit obtenir des séries principales dont les termes se trouvent dans la région de Schumann. S'inspirant de ces prévisions, Wolff (2) a étudié les spectres d'arc du zinc, du cadmium et du mercure au moyen d'un spectroscopie à prisme dans le vide du même modèle que celui employé par Schumann.

Il est évident que l'arc doit jaillir soit dans le vide, soit dans un milieu transparent; Wolff a adopté la première condition. La formation de pellicules métalliques sur la fenêtre séparant la chambre d'éclatement de l'arc du corps du spectroscopie rendait difficile l'usage de l'arc dans une atmosphère à basse pression; cette difficulté est particulièrement grande dans les recherches qui ont trait à l'ultra-violet extrême. Wolff l'a surmontée en employant une modification de la lampe en quartz à amalgame primitivement décrite par Stark (3). Une chambre de refroidissement interposée dans la portion de la lampe comprise entre l'arc et la fenêtre permet d'éviter la formation de la pellicule. Wolff introduisit aussi un dispositif annexe grâce auquel on pouvait superposer le spectre de l'hydrogène à celui du métal étudié. Cette lampe a servi pour l'étude des spectres du cadmium et du

(1) *Loc. cit.*

(2) *Ibid.*

(3) *Physik. Zeitschr.*, 6, p. 438, 1905.

zinc ; pour l'étude du spectre du mercure, on a utilisé une lampe de forme légèrement différente, complètement immergée dans un bain destiné à éviter l'échauffement.

Pour la région comprise entre 1990 et 1854 Å, les mesures de longueurs d'ondes ont été faites en se reportant aux valeurs données par Runge, Eder et Valenta pour les raies de l'aluminium ; de 1854 Å à 1670 Å on s'est appuyé sur les valeurs déduites du spectre d'étincelle de l'aluminium et déterminées à Harvard. Enfin dans la région des radiations les plus réfrangibles, on a pris comme repères les raies du spectre de l'hydrogène.

On trouvera dans les tableaux XI et XII les valeurs données par Wolff. Comme le montrent les tableaux ci-dessous elles confirment à un degré tout à fait remarquable les hypothèses de Paschen :

Zinc : Série principale. Raies simples (1,5 S — mP)

<i>m</i>	3	4	5	6
λ calculée.....	1589,64	1457,64	1404,18	1376,97
λ observée....	1589,76	1457,56	1404,19	1376,87
Différence	0,12	0,08	0,01	0,1

Cadmium : Série principale. Raies simples (1,5 S — mP)

<i>m</i>	3	4	5	6	7
λ calculée..	1669,30	1526,73	1469,35	1440,15	1423,22
λ observée..	1669,29	1526,85	1469,39	1440,18	1423,23
Différence..	0,01	0,12	0,04	0,03	0,01

= 160 =

Mercure : Série principale. Raies simples.

(1,5 S — mP)

<i>m</i>	2	3
λ calculée.....	1849,6	1402,71
λ observée.....	1849,57	1402,72
Différence.....	0,03	0,01

En plus des termes de ces trois séries principales, il existe aussi dans les spectres de ces trois métaux une série de combinaison : on a trouvé pour le zinc l'un des termes d'une pareille structure, on en a trouvé deux pour le cadmium et un pour le mercure.

Wolff a une telle confiance dans la précision des valeurs déduites d'après les formules de Paschen qu'il introduit une certaine correction pour les longueurs d'ondes de l'hydrogène en comparant aux valeurs calculées, dont il admet à priori l'exactitude, les valeurs qu'il a trouvées expérimentalement.

La correction maximum qu'il applique de la sorte est de 12/100 d'angström, valeur plutôt trop flatteuse pour la précision des mesures des raies de l'hydrogène, puisque les longueurs d'ondes correspondantes ont été calculées avec une approximation de 2/10 d'angström au minimum.

Le spectre de l'arc au mercure a aussi été étudié à Harvard (1) avec le spectroscopie à réseau dans le vide. On a utilisé deux formes différentes d'arc au mercure. Dans l'une, le récipient tout entier était en quartz et la lumière pénétrait dans le spectroscopie

(1) Lyman, *Astrophysical Jour.*, 38, p. 282, 1913,

= 161 =

par l'un des côtés de la lampe. Dans l'autre, le récipient en verre était seulement muni d'une fenêtre en fluorine. Le spectre présente une raie large, dissymétrique, 1849,6 Å, dont l'intensité dépasse considérablement celle de toute autre raie simple située dans cette région du spectre et appartenant à l'une quelconque des substances étudiées jusqu'ici. Le renversement de cette raie se produit facilement, fait déjà noté par Tian (1). Les six autres raies qui complètent le spectre d'arc du mercure sont encore assez intenses, bien que notablement plus faibles que la raie 1849,6 Å.

Les différences que l'on constate entre les spectres d'arc et d'étincelle du mercure sont bien celles que l'on peut prévoir d'après la façon dont se comporte ce métal dans les régions visible et ultra-violette, car le spectre d'étincelle est riche en raies, tandis que le spectre d'arc n'en renferme qu'un petit nombre.

Ainsi qu'on vient de le dire, les raies 1849,6 Å et 1402,5 Å sont les deux premiers termes de la Série Principale prévue par Paschen; le troisième terme qui devrait correspondre à la longueur d'onde 1268,9 Å est dans les limites de la transparence de la fluorine, mais n'a pu être mis en évidence. Cet insuccès était à prévoir, car l'intensité diminuant rapidement entre 1849,6 et 1402,5, le troisième terme de la série doit être très faible. La raie 1435,6 de la

(1) *Comptes Rendus*, 155, p. 141, 1912.

Série de Combinaison trouvée par Wolff n'a pu être observée avec le spectroscopé à réseau.

En s'appuyant sur des données photo-électriques, Hughes (1) avait prévu la structure du spectre de l'arc au mercure dans la région de Schumann. Des expériences ultérieures (2) l'ont conduit à modifier quelque peu les résultats numériques qu'il avait indiqués. Ni les valeurs primitivement prévues, ni les valeurs corrigées ne concordent exactement avec le spectre réellement observé.

Les observations que l'on vient de discuter ont été obtenues selon le procédé habituel, le spectroscopé ayant été vidé à plusieurs reprises et balayé un certain nombre de fois par un courant d'hydrogène sec. L'aspect de la raie 1849,6 se trouvait profondément modifié dans les spectrogrammes enregistrés lorsque l'appareil renferme encore de l'air. La raie large qui s'étend souvent sur plus de trente angströms est alors remplacée par trois groupes de raies nettes, assez faibles. C'est là incontestablement le phénomène observé par Steubing (3) et c'est l'aspect qu'obtiendront tous les observateurs en travaillant avec un appareil dans lequel la lumière doit franchir un trajet considérable dans l'air avant d'arriver sur la plaque photographique. Il est possible que certains des résultats de Tian (4) soient relatifs aux

(1) *Phil. Mag*, 21, p. 393, 1911.

(2) *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.*, 212, p. 205, 1912.

(3) *Ann. d. Phy.*, 33, p. 572, 1910.

(4) *Comptes Rendus*, 152, p. 1483, 1911.

termes les plus intenses de ce groupe de raies ou de bandes. En dehors de ces raies, rien n'est visible dans le spectre de l'arc au mercure au-dessous de 1900 Å, lorsqu'on l'étudie dans l'air.

Steubing a attribué l'existence de ces raies à la fluorescence de l'oxygène et leur netteté et leur étroitesse semblent en effet confirmer cette interprétation. Il est probable toutefois que l'effet constaté est dû à l'absorption par l'air après que la lumière a franchi la fente du spectroscopie (1). Il est intéressant, à ce sujet, de citer une remarque de Schumann : l'oxygène absorbe les radiations au voisinage de 185 μ en une série de quatorze groupes de raies nettement résolus ». La raie 1849,6 Å du mercure, large et intense, fournirait un fond excellent pour la découverte de ces raies.

L'absorption doit du reste intervenir dans le phénomène indiqué ci-dessus, même si l'explication donnée par Steubing est exacte.

Quand on emploie la lampe à mercure en quartz pour des recherches d'ordres photochimique, biochimique ou photo-électrique, il est évident que l'on doit s'attendre à obtenir des résultats très différents suivant l'épaisseur d'air que doivent traverser les radiations lumineuses. Si cette épaisseur est faible, ce sera la totalité de l'énergie de la raie 1849,6 Å qui interviendra ; si cette épaisseur est grande, on n'obtiendra que les effets peu intenses dus aux raies de Steu-

(1) L. et E. Bloch, *Comptes Rendus*, 158, p. 1161, 1914.

bing. Il est bon en pratique de tenir compte de ces remarques. L'expérience montre que l'intensité des effets biochimiques et photo-électriques augmente lorsque la longueur d'onde diminue. C'est donc la raie 1849,6 qui de tout le spectre du mercure est la plus active au point de vue des effets abiotiques, lorsque les organismes étudiés peuvent être amenés au voisinage immédiat de la lampe à mercure. Il est bon de savoir du reste que même le quartz fondu est souvent assez transparent pour transmettre fortement cette radiation. D'autre part, on ne doit pas oublier que l'eau, même sous une épaisseur de 1 mm. seulement, est très opaque dans la région de 1850 Å. (1) Le petit nombre et la faible intensité des autres raies du mercure dans la région de Schumann font que l'arc au mercure ne possède aucune des propriétés caractéristiques des radiations de longueur d'onde inférieure à 1850 Å ; c'est ainsi que les radiations émises par l'arc au mercure produisent une ionisation beaucoup plus faible que celles provenant d'un tube à hydrogène.

Avec une lampe à mercure entièrement en quartz, la raie 1774,9 Å est la plus réfrangible de celles que l'on enregistre sur la plaque photographique. La limitation du spectre en ce point tient sans doute à deux causes : 1° l'absorption par le quartz ; 2° l'absorption par la vapeur très dense du mercure. La large raie ou bande 1849,6 est toujours dissymé-

(1) Lyman, *Nature*, 84, p. 71, 1910.

trique, le maximum d'intensité étant nettement décalé vers la région des radiations les plus réfrangibles. Avec la lampe en quartz, la bande est toujours fortement renversée; la bande totale a une largeur de 30 ou 40 angströms et la portion renversée une largeur de 6 angströms environ.

Dans les expériences qui comportaient l'emploi de la lampe à mercure avec fenêtre de fluorine, cette lampe était constamment reliée à la pompe à vide; même dans ces conditions, la raie présentait parfois le phénomène du renversement. En tous cas, elle était toujours très sensible à la présence de pellicules métalliques sur la fenêtre de fluorine. On peut trouver là peut-être une explication partielle de la décroissance que l'on constate avec le temps dans l'activité de l'arc au mercure. D'autre part cet affaiblissement peut aussi être dû en partie à une modification se produisant dans le quartz lui-même sous l'action des radiations ultra-violettes, modification semblable à celle qui a été observée dans le cas de la fluorine. L'action prolongée des radiations de Schumann transforme la fluorine transparente, incolore, en une variété opaque et d'une coloration pourpre. Le Dr. Nutting a observé la même variation de teinte sur des échantillons de verre.

Il est intéressant de noter que les raies de Steubing ont été obtenues à la fois avec la lampe à mercure en quartz et l'arc à basse pression.

Le Tableau X donne les longueurs d'ondes, rapportées au vide, correspondant aux raies du spectre

de l'arc. La raie 1849,6 Å a été mesurée par comparaison directe avec les raies du spectre d'étincelle de l'aluminium. Les autres longueurs d'ondes ont été obtenues par comparaison avec un spectre de fer dévié. Etant donnée la largeur des raies de l'arc et le fond intense dû à la lumière diffuse, l'erreur de mise au point est plus grande que dans le cas des raies du spectre d'étincelle et les résultats indiqués sont peut-être moins précis.

Les évaluations d'intensités qui sont données dans la quatrième colonne du tableau X sont fort délicates à faire. La raie 1849,6 Å est beaucoup plus intense qu'aucune autre raie et le fait est indiqué par la notation > 100 . La raie évaluée « 8 », semble avoir la même intensité qu'une raie évaluée également « 8 », située dans la même région, et appartenant au spectre de l'hydrogène. Il est bien évident que ces estimations ne donnent qu'une mesure très approchée des intensités relatives réelles.

La concordance entre les valeurs de Wolff et celles obtenues avec le spectroscopie à réseau est aussi grande que l'on pouvait s'y attendre étant donné que les dernières n'ont pas été déterminées par comparaison directe avec le spectre de l'hydrogène.

CHAPITRE V

LES PHÉNOMÈNES PHOTO-ÉLECTRIQUES. LA LIMITE DU SPECTRE

Les pages précédentes donnent quelques détails sur les propriétés des radiations lumineuses de très courtes longueurs d'ondes, examinées au point de vue de l'analyse spectrale. Le but de l'ouvrage ne permet pas d'étudier à fond les phénomènes photo-chimiques, photo-électriques et photo-abiotiques, mais comme ces phénomènes se manifestent avec une intensité considérable dans la région de Schumann, on peut signaler ici rapidement leurs variations en fonction de la longueur d'onde de la lumière excitatrice.

On a déjà attiré l'attention du lecteur sur l'accroissement rapide du pouvoir ozoniseur des radiations ultraviolettes au fur et à mesure que l'on avance dans la région de Schumann vers les très courtes longueurs d'ondes. Un fait analogue s'observe dans les actions photo-électriques, mais à un degré encore plus grand (1). L'effet est si marqué et si facile à montrer

(1) Lyman, *British Association Report*, p. 134, 1909.

PHÉNOMÈNES PHOTO-ÉLECTRIQUES

à un auditoire nombreux dans le cas de phénomènes d'ionisation que l'appareil mérite d'être décrit. Un tube à vide comme celui qui est représenté p. 108 est muni de la fenêtre habituelle en fluorine; au contact immédiat de celle-ci se trouve un récipient distinct, de 1 cm. d'épaisseur environ, destiné à servir d'écran, et fermé à son tour par une lame de fluorine. Le tube à vide renferme de l'hydrogène sous une pression de 2 à 3 mm. Un électroscope à feuilles d'or d'un modèle simple porte une électrode en forme de ruban métallique de 1 cm. de large environ et 3 cm. de long, faisant saillie hors de l'enveloppe métallique de l'appareil; elle est protégée par un manchon en tissu métallique et est placée à 5 ou 6 cm. de la fenêtre du récipient intermédiaire; à l'aide d'une soufflerie on établit un courant d'air qui balaie cette fenêtre et conduit l'air avoisinant l'électrode à travers un petit orifice percé dans le manchon protecteur. Si le récipient est plein d'air quand on actionne la soufflerie, on ne constate aucun effet sur les feuilles de l'électroscope lorsqu'on excite le tube à vide, mais si on a fait auparavant le vide dans le récipient, les feuilles de l'électroscope retombent assez rapidement. Lorsque le récipient est plein d'air, il arrête les rayons de Schumann; quand au contraire on y a fait le vide, ces rayons peuvent passer et produire des phénomènes d'ionisation dans le gaz environnant. Le fait qu'une épaisseur d'air de 1 cm. environ suffit pour arrêter toute action ionisante montre que les radiations actives appartiennent à la région des radiations plus

courtes que 1850 Å. Cette expérience n'est autre chose qu'une adaptation grossière du procédé plus compliqué employé par Palmer (1).

On sait depuis longtemps que les propriétés bactéricides de la lumière augmentent lorsque la longueur d'onde diminue et l'on a recueilli un grand nombre de données relatives à l'action des longueurs d'ondes supérieures à 2000 Å; l'emploi de la lampe à mercure en quartz pour la stérilisation de l'eau est un bon exemple de l'application de ces connaissances à un problème pratique. L'expérience suivante permet de montrer que l'intensité des propriétés bactéricides continue à augmenter d'une façon notable lorsqu'on pénètre dans la région de Schumann. Un tube à vide renfermant de l'hydrogène et fermé à l'une de ses extrémités par une lame de fluorine est disposé sous le support d'un microscope, de manière à ce que le champ de l'appareil puisse être éclairé par un faisceau de lumière provenant d'une petite lampe à arc et passant directement à travers le tube. De petits organismes vivants, du genre Colpoda ou Spherella, sont placés dans une goutte d'eau au-dessus de la fenêtre de fluorine et l'on peut observer leurs mouvements à travers le microscope. Si l'on excite le tube à décharges au moyen d'un courant alternatif de 10 milliampères par exemple alors qu'un des petits organismes se trouve dans le champ du microscope, les mouvements cessent au bout

(1) *Physical Rev.*, 32, p. 1, 1911.

de 2 ou 3 secondes. Avec les Colpoda non seulement on observe la cessation de tout mouvement, mais l'organisme tout entier se désagrège et devient miscible à l'eau; on peut mettre en évidence dans un grand nombre de tissus une destruction analogue de cellules vivantes organisées, il est nécessaire seulement que le tissu étudié puisse se laisser pénétrer par les radiations actives. On peut modifier l'expérience en interposant un récipient plein d'air formant écran, du genre de celui qui a déjà été décrit, ou encore une lame mince de sel gemme, entre la source des rayons de Schumann et l'échantillon. On voit facilement de la sorte que la majeure partie des radiations actives sont plus courtes que 1750 Å. L'emploi d'un microscope de projection et d'un tube à décharges de forme appropriée permet de rendre le phénomène visible simultanément à un certain nombre de personnes.

L'action abiotique énergétique des rayons de Schumann du spectre de l'hydrogène est intéressante au point de vue de l'hypothèse sur l'existence possible d'organismes vivants dans l'espace interplanétaire. Il est évident que si des radiations de longueur d'onde appropriée sont émises par le soleil, l'espace en question se trouve continuellement stérilisé de la façon la plus complète. L'absence d'atmosphère et de radiations calorifiques ne constitue pas un obstacle à cet effet, car on a pu démontrer que ni l'oxygène ni la vapeur d'eau ne sont indispensables à l'existence des phénomènes abiotiques et que cette action bactéri-

cide continue même à la température de l'air liquide. On pourrait objecter que l'atmosphère gazeuse qui environne le soleil empêche complètement le dégagement des rayons de Schumann, mais cette objection tombe par le fait que les taches du soleil sont accompagnées de jets d'hydrogène enflammé traversant toute l'épaisseur de l'enveloppe solaire. L'hydrogène enflammé donnerait naissance aux radiations abiotiques nécessaires. En résumé, il semble probable que l'espace interplanétaire est exempt de tout germe vivant.

En plus de l'intérêt général que possède la région de Schumann aux points de vue des effets photo-chimiques, photo-électriques et photo-abiotiques, elle se prête aussi à merveille à des mesures de la plus haute importance en théorie. La vitesse avec laquelle les électrons s'échappent d'un métal est liée, d'après Einstein, à la fréquence de la radiation lumineuse qui les libère par la relation $\frac{mv^2}{2} = h \cdot n - p$ qui est basée sur la théorie des « quanta » ; si on peut prouver son exactitude, on aura par cela même une confirmation importante de cette dernière théorie. Ce problème a suscité un certain nombre de recherches faites à l'aide de radiations plus courtes que 1840Å ; bien que les résultats obtenus tendent à prouver l'exactitude de la formule d'Einstein, la question ne peut être considérée

(1) *Ann. d. Phys.*, 20, p. 199, 1905.

comme définitivement tranchée (1). Si les mesures pouvaient être poussées jusque dans l'ultra-violet extrême, elles fourniraient sans doute des preuves très intéressantes.

Si l'on veut étudier les variations rapides que subissent les diverses propriétés de la lumière lorsque la nature des radiations change, on obtient une simplification considérable en prenant comme paramètre fondamental la période et non la longueur d'onde ; cette manière de faire se trouve du reste amplement justifiée par des considérations théoriques. La figure 5 renferme une échelle de radiations tracée d'après cette méthode ; elle met en évidence de façon frappante qu'à une décroissance donnée de la longueur d'onde correspond un accroissement de fréquence beaucoup plus grand à la limite de la région de Schumann qu'à la limite correspondante de l'ultra-violet. Un allongement du spectre qui se traduit par un nombre déterminé de longueurs d'ondes dans la région de Schumann entraîne par suite des conséquences plus considérables qu'un allongement égal dans l'ultra-violet, si toutefois ces conséquences se traduisent par des phénomènes dont l'intensité dépende de la période de la radiation lumineuse.

Il ne reste plus qu'à considérer les recherches les plus récentes relatives à l'allongement du spectre dans l'ultra-violet extrême par des procédés spectroscopiques ; puis à exposer très brièvement les

(1) Pohl et Pringsheim, *Phil. Mag.*, 26, p. 1018, 1913.

preuves de l'existence de vibrations possédant des longueurs d'ondes beaucoup plus courtes que celles qui sont susceptibles d'être étudiées par les méthodes spectroscopiques.

On a déjà vu que l'on avait réussi à étendre le spectre au delà de la limite obtenue par Schumann en supprimant dans le trajet des radiations toute substance absorbante solide. Dans ce but on mettait le tube à décharges directement en communication avec le corps du spectroscopie et tous deux étaient remplis

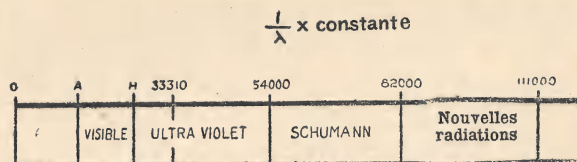


Fig 15

simultanément avec le gaz étudié. Le spectre produit au moyen d'un réseau de diffraction concave tracé sur du spéculum était enregistré sur une plaque photographique préparée par le procédé de Schumann. La première tentative faite dans ce sens réussit à reculer la limite du spectre jusqu'à 1030 Å. Le problème a été repris à nouveau récemment en utilisant les progrès réalisés dans la technique de la spectroscopie dans le vide au cours des huit dernières années. La méthode générale est restée la même, mais on s'est attaché à n'employer que de l'hydrogène très pur et à éviter très soigneusement les rentrées d'air

dans le spectroscopie lui-même. Une petite modification apportée au tube à vide a permis d'employer la décharge disruptive sans qu'il y ait à craindre la production d'un voile sur la plaque. Il en est résulté un nouvel allongement du spectre jusqu'à 905 Å. On remarquera en se reportant à la figure 15 que au point de vue des fréquences, cet allongement représente un gain plus considérable par rapport à la limite atteinte par Schumann, que celui obtenu par Schumann lui-même par rapport à la limite probablement atteinte par Stokes, et que l'on peut situer au voisinage de 1850 Å.

La limitation actuelle du spectre est due vraisemblablement à tout un ensemble de causes différentes.

Une pose beaucoup plus longue permettrait peut-être de découvrir de nouvelles raies ; un certain nombre de difficultés rendent malheureusement difficile cette modification de la technique qui semble très simple *a priori*. Ainsi qu'on l'a dit précédemment la décharge avec un tube sans fenêtre a une tendance très grande à se répandre dans l'enceinte du spectroscopie, d'où voile de la plaque. Aucun dispositif n'a été imaginé jusqu'ici permettant d'éviter complètement cette cause de troubles et c'est à elle qu'est due à présent l'obligation de limiter les temps de pose. En plus de cette difficulté d'ordre mécanique, il existe d'autres effets possibles susceptibles d'exercer une certaine influence. Le métal spéculum peut cesser de réfléchir les radiations au voisinage de 900 Å, il est déjà surprenant que

son pouvoir réflecteur soit si satisfaisant jusqu'en ce point. Les plaques Schumann peuvent cesser d'être sensibles. La présence de faibles quantités d'impuretés dans l'hydrogène peut entraîner une absorption considérable. Seules des expériences sur la réflexion métallique, la fabrication des plaques et la purification des gaz peuvent permettre de résoudre ces questions. Il semble toutefois qu'il n'existe pas de difficultés insurmontables quant à une extension nouvelle du spectre par des procédés purement spectroscopiques.

Les expériences qui ont pour but de montrer par des procédés indirects l'allongement du spectre au-delà de la limite actuelle sont peu nombreuses et ne sont pas parfaitement concluantes. Wood (1) a observé que l'étincelle électrique est accompagnée d'une émission rayonnante qui provoque la luminescence de l'azote contenu dans l'air. La fluorine sous une épaisseur de 1 mm. arrête cette émission, mais sous une très petite épaisseur elle en laisse passer une faible proportion ; on pourrait être amené à conclure de là que l'on est en présence d'un phénomène dû à des radiations qui sont situées au delà de la bande d'absorption de la fluorine.

Lenard (2) a signalé l'existence d'une émission de l'étincelle d'aluminium qu'il a pu déceler grâce à son action ionisante particulière. Elle traversait une

(1) *Phil. Mag.*, 20, p. 707, 1910 ; et *ibid.*, 27, p. 899, 1914.

(2) *Sitz. Heidelberg Akad. d. Wiss. Abhand.*, p. 31, 1910.

couche d'air de 4 cm. d'épaisseur ainsi que des lames de quartz et de fluorine. Une expérience faite avec une lentille de fluorine a conduit Lenard à attribuer à ces radiations un indice de réfraction qui correspondrait normalement à des radiations comprises entre 1400 Å et 1370 Å. En fait, leur transmission à travers l'air et le quartz, opaques pour cette région du spectre, montre que ces valeurs des longueurs d'ondes ne sauraient correspondre aux radiations en question. Lenard explique le résultat obtenu en attribuant l'émission à des radiations plus réfringibles que la bande d'absorption de la fluorine. La découverte de l'extrémité de la bande d'absorption de l'oxygène dans l'ultra-violet extrême rend cette hypothèse assez plausible, bien que la limite de la bande d'absorption du quartz et de la fluorine vers les très courtes longueurs d'ondes n'ait pas pu être mise en évidence jusqu'ici par des procédés spectroscopiques.

On ne saurait appliquer aux travaux très importants de Laue, Friedrich Knipping, W. H. et W. L. Bragg la remarque faite plus haut sur le manque de netteté des expériences indirectes relatives à l'allongement du spectre. Ces expérimentateurs ont établi que les rayons X sont une forme de vibrations de l'éther dont la longueur d'onde est de l'ordre de 1 Å ; elle est donc égale au 1/900^{ème} environ de la longueur d'onde la plus courte obtenue par la méthode directe. Il existe donc un intervalle de 900 angströms environ entre les longueurs d'ondes les plus courtes mesurées directement et la région des rayons X,

Dans cet intervalle les propriétés relatives de la lumière et des substances solides et gazeuses subissent de profondes modifications. Dans la région de Schumann la caractéristique prédominante est l'opacité générale de la matière pour les radiations lumineuses; dans la région des rayons X au contraire sa transparence est devenue l'une des qualités les plus frappantes. Cette modification dans la transmission des radiations est intimement liée à l'accroissement considérable des fréquences. Il y aura lieu sans doute de modifier profondément les méthodes de recherches si l'on veut espérer combler l'intervalle signalé ci-dessus.

Les travaux récents de Dember (1) sont un exemple de la voie dans laquelle on pourrait s'engager avec fruit. Dember a produit des rayons X par le bombardement de photo-électrons auxquels une chute à travers une différence de potentiel de l'ordre de 20 volts communiquait une certaine vitesse. La longueur d'onde de ce rayonnement évaluée à l'aide de la formule de Planck-Einstein $e \cdot V = h \cdot n$ serait de 745 Å; cette valeur est extrêmement voisine de la limite actuelle du spectre obtenue à l'aide du réseau de diffraction. Ce résultat est très intéressant et important, mais l'évaluation de la longueur d'onde en question ne saurait être admise sans réserves, avant que la formule de Planck-Einstein ait été plus complètement établie pour tout un ensemble de fréquences très différentes les unes des autres.

(1) *Verh. Deutsch. Phys. Gesell.*, 15, p. 560-565, 1913.

APPENDICE I (1)

Vers la fin de la période de recherches passée en revue dans cet ouvrage, W. T. Bovie (2) s'est spécialisé dans l'étude des effets abiotiques des rayons de Schumann. Presqu'en même temps, F. H. Palmer (3) s'occupait des phénomènes d'ionisation dus aux radiations ultra-violettes et ses expériences lui permirent de donner des preuves de cette ionisation plus péremptoires que toutes celles obtenues jusque là. P. E. Sabine (4) entreprit ultérieurement des recherches préliminaires sur l'effet photo-électrique dans la région des très courtes longueurs d'ondes et I. C. Gardner (5) mesura le pouvoir réflecteur des métaux et montra la supériorité du platine et du silicium sur le spéculum, dans l'ultra-violet extrême.

L'attention se porta ensuite sur l'allongement du spectre vers l'ultra-violet. L'auteur réussit en 1917 à

(1) Conférence faite devant la Soc. de Physique Américaine, à Toronto, en déc. 1921.

(2) *Botanical Gazette*, 39, No 2, 1915; 60, No 2, 1915; 61, No 1, 1916; etc...

(3) *Phys. Rev.*, 32, p. 1, 1911.

(4) *Phys. Rev.*, N. S. 9, p. 210, 1917.

(5) *Astrophysical J.*, 45, p. 30, 1917.

reculer la limite du spectre jusque vers 500 Å, en employant de l'hélium et une forte décharge disruptive (1). Divers gaz, y compris l'argon et l'azote, ont été étudiés au cours de cette recherche; on a pu en outre confirmer l'existence de la série des raies de l'hydrogène prédite par Ritz et obéissant à la loi

$$\tilde{\nu} = N \left(1 - \frac{1}{m^2} \right)$$

Jusque vers 1917, les recherches relatives à la région de Schumann n'étaient effectuées que dans un très petit nombre de laboratoires, par des physiciens peu nombreux. Depuis 1917 au contraire, l'étude des radiations lumineuses de très courtes longueurs d'ondes semble susciter un intérêt universel. Quelques détails sur la technique employée dans l'étude de la région spectrale en question pourront peut-être être de quelque utilité.

On rencontre dans les recherches expérimentales relatives à la spectroscopie de l'ultra-violet extrême toutes les difficultés inhérentes au réglage minutieux d'appareils optiques délicats, jointes à celles qui accompagnent la production et la conservation d'un vide très poussé, dans des récipients métalliques de grande contenance. Seules l'habileté et la patience peuvent permettre de surmonter les premières; les secondes ont été notablement atténuées au cours de

(1) *Astrophysical J.*, 43, p. 89, 1916 et *Science*, 45, p. 187, 1917.

ces dernières années par les progrès réalisés dans les pompes à vide et par l'emploi de charbon de bois et d'air liquide. La condition primordiale à rechercher lors de la construction du spectroscopie dans le vide, qu'il soit à prisme ou à réseau, est avant tout la simplicité. Un bon exemple est fourni par l'appareil très satisfaisant de Millikan, dans lequel le réseau, le châssis porte-plaques et la source sont renfermés dans un même tube cylindrique de laiton fermé aux extrémités par de simples plaques rendues étanches par des garnitures en caoutchouc. Sans entrer dans les détails, on peut signaler que Mc Lennan a fait très judicieusement ressortir la grande supériorité que présentent les surfaces horizontales pour les joints qui doivent être fréquemment ouverts et fermés; l'auteur ajoute qu'à son avis, les garnitures constituées par un simple ruban de cire molle sont très efficaces pour ces sortes de joints, même dans le cas du vide le plus poussé. Bien plus, une vis soigneusement filetée, avec un pas de 1/2 mm. par exemple, qui se déplace dans un écrou de 6 cm. de longueur environ, est le dispositif le plus simple permettant d'imprimer de petits déplacements aux électrodes à l'intérieur de l'appareil, sans qu'il en résulte de fuites fâcheuses, à condition que la vis et l'écrou soient scellés à la cire après chacun des réglages.

Il est un défaut extrêmement répandu dans la construction des spectroscopes et relatif à l'ouverture angulaire, dans les cas particuliers où l'on ne peut

employer de lentille. Par exemple, si la fente est placée sur la circonférence ayant pour diamètre le rayon de courbure du réseau et suivant laquelle devrait être courbée la plaque, il est pratiquement difficile de placer la source lumineuse assez près de la fente pour éclairer la totalité du réseau. Comme on vient de le voir, Millikan a surmonté cette difficulté en plaçant la source lumineuse dans le corps du spectroscope, mais cette manière de faire présente quelques inconvénients lorsqu'on veut examiner les spectres de tubes à vide.

Le réseau constitue le seul moyen que nous ayons à notre disposition pour l'analyse spectroscopique des radiations possédant les plus courtes longueurs d'ondes, mais son emploi s'accompagne de plusieurs inconvénients. Ainsi un réseau très légèrement terni, dont le fonctionnement serait encore parfait dans la région ordinaire du spectre, est tout à fait inutilisable dans la région de Schumann. Lorsque les chercheurs qui rencontrent cette difficulté sont favorisés et ont à leur disposition une machine à diviser, ils en sont quittes pour tracer un nouveau réseau ; les autres pourront être intéressés par les résultats de quelques expériences entreprises par l'auteur. Guidé par le travail de Gardner, il a essayé de recouvrir un réseau terni d'un mince dépôt cathodique de platine ou de silicium. Les résultats semblent encourageants et l'on peut espérer trouver là le moyen de régénérer de vieux réseaux, surtout si l'on a recours à la pellicule de silicium.

En 1914, Saunders (1), à Tübingen, a suivi les spectres du calcium et du zinc jusqu'au voisinage de 1 000 Å. Il a aussi confirmé les observations de l'auteur relativement aux raies de l'hydrogène de la série de Ritz.

Vers la même époque se place le début des recherches de MM. L. et E. Bloch (2) ; leur travail, interrompu par la guerre, a été repris récemment. Les accessoires optiques de leur spectromètre dans le vide sont en fluorine et comprennent un prisme à déviation constante. Les auteurs ont fait des mesures sur les spectres d'étincelle de 16 éléments, jusqu'au voisinage de 1 400 Å. Les tableaux qu'ils ont publiés renferment non seulement leurs résultats personnels, mais aussi ceux qui ont été obtenus par d'autres expérimentateurs étudiant la même région qu'eux. Les déterminations de longueurs d'ondes ont été faites en s'appuyant sur les valeurs trouvées par l'auteur pour certaines raies de l'aluminium, de l'hydrogène, du mercure et de l'azote. Chaque fois que cela est possible, il est avantageux du reste de faire une comparaison directe avec le spectre de l'hydrogène, quand on effectue des mesures de longueurs d'ondes entre 1 000 et 2 000 Å.

Mc Lennan (3), en collaboration avec ses élèves, a étudié les spectres d'arc et d'étincelle d'un nombre

(1) *Astroph. Journ.*, 40, p. 377, 1914.

(2) *Journ. de Physique et le Radium*, 2, p. 229, 1921.

(3) *Proc. Roy. Soc.*, 95, p. 258, 95, p. 316, 1919 ; 98, pp. 95-123, 1920.

considérable de substances. Il a employé des appareils à prisme et des appareils à réseau et ces derniers lui ont permis de pousser ses mesures jusque vers 500 Å. Ces recherches ont fait ressortir l'importance qu'il y a à supprimer toute trace de vapeur d'eau dans le spectroscope et à munir les appareils, à cet effet, de grands tubes à dessiccation. Il est particulièrement intéressant de noter que Mc Lennan a réussi à enregistrer des raies jusqu'au voisinage de 1020 Å à travers une colonne d'hélium de plus de 2 mètres de long, sous une pression de 29 cm., confirmant ainsi l'hypothèse de la grande transparence de ce gaz dans la région de Schumann.

Les travaux les plus récents de Mc Lennan ont ravivé la discussion relative à l'existence dans le spectre de l'hélium, de la série de raies correspondant à la formule $V = 4N \left[\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right]$. L'auteur (1) a fourni quelques preuves de l'existence des deux premiers termes de la série, mais il n'est pas tout à fait convaincu de leur validité. Les preuves concluantes de l'existence des termes d'ordre plus élevé semblent manquer complètement; pour produire des radiations suffisamment courtes, il faut avoir recours à une décharge disruptive violente qui entraîne les impuretés arrachées au tube à vide et aux électrodes. Quels que soient les soins avec lesquels on purifie les gaz, les raies dues à ces impuretés

(1) *Science*, 50, p. 481, 1919.

risquent toujours d'introduire des causes d'erreur. En dépit des perspectives séduisantes que laissent entrevoir les travaux de Rutherford sur la désintégration atomique, l'auteur est d'avis que trois raies seules peuvent être attribuées avec quelque certitude au spectre de l'hélium dans la région de Schumann. Deux de ces raies se trouvent au voisinage de 1640 et de 1215 Å, et leur origine est quelque peu douteuse. La troisième, découverte en 1921 par Fricke (1) et Lyman, et ayant pour longueur d'onde 585 Å, semble mériter beaucoup plus de confiance. En outre, cette dernière radiation présente une relation numérique directe avec le potentiel de radiation de l'hélium.

J. J. Hopfield a imaginé une méthode permettant d'étudier les spectres d'émission de gaz qui sont opaques dans la région de Schumann, sans recourir à l'emploi d'une fenêtre, le gaz transparent qui remplit le corps du spectroscope et le gaz étudié étant maintenus séparés l'un de l'autre par des courants gazeux convenablement dirigés. Un des résultats les plus frappants obtenus de la sorte se rapporte au spectre de l'oxygène. J. Hopfield a trouvé dans toute la région de Schumann un grand nombre de raies qu'il attribue à cet élément et a réussi à photographier les raies de longueurs d'ondes comprises entre 1336 et 900 Å même en interposant sur le trajet des radiations une colonne de 1 mètre de long renfermant de l'oxygène sous 0,4 mm. de pression. Ce résultat

(1) *Phil. Mag.*, 41, Mai 1921.

confirme et étend les résultats trouvés par l'auteur au sujet de la bande d'absorption de ce gaz. Enfin, Hopfield semble avoir découvert un procédé perfectionné pour la fabrication des plaques Schumann.

Mais les progrès les plus importants de tous sont dus à Millikan (1). Habilement secondé par ses élèves, Sawyer et Bowen, il a réussi à étendre le spectre jusqu'au voisinage de 150 Å, et à rapprocher les radiations lumineuses diffractées par un réseau des radiations de longueurs d'ondes encore plus courtes, connues sous le nom de rayons X. Présument avec raison que la production de vibrations de très haute fréquence dépend autant de l'intensité du champ électrique au voisinage de la source que de la nature de la substance rayonnante, il a employé une petite étincelle électrique, à haute tension, placée dans le vide le plus parfait qu'il ait pu réaliser. Il a étudié, avec ce dispositif, les spectres d'un certain nombre de substances, y compris le carbone, le zinc, le fer, le sodium, le magnésium et l'aluminium, et a mesuré les longueurs d'ondes correspondant à un grand nombre de raies.

Il est curieux de constater que les spectres de beaucoup de substances présentent une similitude frappante dans l'ultra-violet extrême, lorsqu'ils sont produits par l'action de l'étincelle à haute tension, ou même de la décharge disruptive dans le tube à

(1) *Astrophys. Journ.*, 52, 47, 1920; 52, 286, 1920; 53, 159, 1921.

vide. Ainsi, les raies du spectre obtenu avec l'hélium se retrouvent presque toutes dans les spectres du carbone et du lithium; l'aluminium, le magnésium et le fer présentent d'autre part des spectres identiques entre eux entre 1000 et 250 Å. La présence d'une impureté commune à toutes les substances expérimentées fournit évidemment l'explication la plus plausible de cette identité remarquable, mais les esprits portés vers les spéculations hardies peuvent aussi trouver là une preuve à l'appui de l'hypothèse de la désintégration atomique. Millikan (1) a montré que l'oxygène est sans doute l'impureté en question.

Fabry (2) a fait remarquer récemment que l'intervalle de 150 Å, compris entre la limite atteinte actuellement par Millikan, et les très courtes longueurs d'ondes des rayons X susceptibles d'être analysés par un cristal, est l'une des régions les plus intéressantes de tout l'ensemble du spectre : l'absorption de beaucoup de substances doit passer dans cette région par un maximum, pour décroître ensuite ; c'est également dans cet intervalle que commence à se manifester le pouvoir réflecteur élevé des métaux et que doit apparaître le phénomène de la réfraction, masqué sans doute du reste par l'absorption. L'exploration de cette région à l'aide de méthodes qui sortent du domaine de la spectroscopie pure est en dehors du but de cet article, mais le sujet est d'un

(1) *Proc. Nat. Acad.*, 7, p. 289, 1921.

(2) *J. F. I.*, p. 227, 1921.

intérêt si palpitant que l'auteur ne peut résister à la tentation d'une petite digression.

La production et l'étude des rayons X très mous a attiré l'attention de nombreux chercheurs aussi bien en Amérique et en Angleterre que sur le continent. L'article de Sir J. J. Thomson (1) paru en 1914 donne une idée très nette de l'état de la question à cette époque et celui tout récent de Holweck (2) permet de se rendre compte des progrès réalisés dans l'espace de quelques années. La méthode expérimentale employée par Holweck mérite du reste de retenir l'attention. Elle consiste à produire des rayons X mous à l'aide d'un tube Coolidge, de forme particulière, qu'une lame très mince de celluloid sépare de la chambre d'ionisation destinée à la mesure des coefficients d'absorption des radiations. Holweck a observé qu'entre 40 et 100 Å., les coefficients d'absorption des gaz augmentent avec la longueur d'onde suivant une loi exponentielle semblable à celle établie par Owen pour les rayons X ordinaires. Dans le cas du celluloid, le coefficient d'absorption suit tout d'abord la même loi, puis augmente de moins en moins vite, passe par un maximum vers 320 Å pour diminuer finalement lorsqu'on se rapproche de l'ultra-violet. Ce travail de recherche est particulièrement intéressant, puisqu'il suit sans interruption à travers le « no man's land » en question,

(1) *Phil. Mag.*, 28, p. 620, 1914.

(2) *Comptes Rendus*, 171, p. 849; 172, p. 439.

une propriété physique déterminée d'un solide, son pouvoir absorbant. Toutes les évaluations de longueurs d'ondes ont été faites à partir de la différence de potentiel dans le tube en utilisant la relation

$$V e = h \cdot \nu.$$

Holweck trouve qu'une pellicule de celluloid de 1/4 de micron d'épaisseur transmet environ 20 0/0 du rayonnement incident au voisinage de 1000 Å., tandis que la transmission est de 3 0/0 seulement dans la région où l'absorption est maximum; ce résultat présente une certaine importance pratique pour les spectroscopistes. Miss Laird (1) a aussi fait quelques recherches préliminaires sur la transmission des membranes minces.

L'étude des potentiels de radiation et d'ionisation nous fournit un autre moyen de franchir l'intervalle qui sépare les radiations lumineuses des rayons X. Cette étude, commencée par Franck et Hertz et continuée par de nombreux chercheurs, a conduit Mohler et Foote (2) à la découverte de rayons X mous, caractéristiques, produits par l'éclatement de l'arc électrique au sein des vapeurs. Ces auteurs interprètent leurs résultats en admettant que les potentiels critiques qu'ils ont mesurés correspondent aux premières raies d'absorption L des spectres de rayons X des substances en question; en effet, si

(1) *Physical Rev.*, 15, 543, 1920.

(2) *Journ. Wash. Acad.*, 11, p. 273, 1921. Voir aussi Kurth, *Phy. Rev.*, 17, 528, 1921.

l'on calcule d'après ces potentiels les racines carrées des fréquences correspondantes, et que l'on porte ces valeurs sur un diagramme de Moseley, les points obtenus se trouvent très sensiblement sur le prolongement de la ligne droite typique des spectres des raies L des éléments les plus lourds. La plus grande longueur d'onde mesurée dans la série L est 353 Å et correspond au sodium ; le magnésium donnant 268 Å et le phosphore 98 Å. Une valeur du potentiel critique obtenue avec le potassium semble à ces auteurs devoir être considérée comme la limite d'une série M, avec une longueur d'onde correspondante de 563 Å.

Si l'on revient à des recherches d'ordre purement spectroscopique, on trouve que les résultats les plus frappants ont été obtenus récemment par Millikan (1). Cet expérimentateur a signalé au cours d'une conférence faite devant la National Academy en avril 1921, qu'il a découvert certaines raies de l'aluminium, du magnésium et du sodium, de longueurs d'ondes respectives 144,3, 232,2 et 372,2 Å, qu'il considère comme étant les raies L_{α} des spectres de rayons X de ces éléments. Les racines carrées des fréquences correspondantes se trouvent très sensiblement sur la droite qui représente la variation des fréquences L_{α} en fonction du nombre atomique dans le diagramme de Moseley. La valeur indiquée pour la longueur d'onde de la raie L_{α} du sodium concorde

(1) *Proc. nat. Acad.*, 7, 289, 1921.

avec celle indiquée par Foote et Mohler ; on n'a pas la même netteté dans les cas de l'aluminium et du magnésium, qui présentent l'anomalie suivante, signalée par Duane : on sait que dans les spectres de rayons X la raie L se trouve du côté des grandes longueurs d'ondes par rapport à la raie d'absorption L, et que c'est là un caractère fondamental de ces spectres ; or le calcul permet de déterminer de façon précise les positions des raies d'absorption L de l'aluminium et du magnésium et conduit respectivement à 173 et 257 Å ; d'autre part les raies L_{α} de ces mêmes métaux choisies par Millikan correspondent à 144,3 et 232,2 Å ; elles n'occupent donc pas la position voulue par rapport à la raie d'absorption L.

Les spectres de l'aluminium, du magnésium et du sodium n'occupent dans l'ultra-violet extrême qu'une portion très limitée et présentent un intervalle très étendu avant que reparaissent les raies dans la région de Schumann. Il serait intéressant de rechercher si ces spectres présentent la similarité de structure qui est l'un des caractères fondamentaux des spectres de rayons X des éléments à poids atomique élevé.

Les idées modernes sur la structure de l'atome pourraient faire supposer qu'en considérant des nombres atomiques décroissants, on doit rencontrer des changements assez brusques dans l'aspect des spectres des éléments plus légers que le néon. Millikan a observé ces changements. Il essaie de faire rentrer ces spectres dans la classification

ordinaire des rayons X, en désignant arbitrairement certaines raies comme étant la radiation L_{α} des substances correspondantes. Cette manière de faire semble à l'auteur quelque peu arbitraire, car bien qu'il n'y ait vraisemblablement aucune discontinuité entre le mécanisme qui produit les spectres optiques et celui qui donne naissance aux rayons X, la structure des spectres des éléments légers ressemble si peu à celle que l'on rencontre dans le cas des rayons X, qu'on ne saurait employer avec fruit une même nomenclature dans les deux cas. Même lorsque le mécanisme rayonnant est simple, comme dans le cas de l'hydrogène, il y a peu d'avantages semble-t-il à dénommer série K la série de Ritz, ou série L la série de Balmer. Cependant cette objection est affaire de goût ; elle ne diminue en rien l'importance de la découverte de Millikan ; ce physicien a réussi à faire des progrès considérables dans la voie qui relie la région des rayons X à tout l'ensemble du spectre, et cela à l'aide de méthodes purement spectroscopiques.

On voit donc que l'ultra-violet extrême, si peu connu il y a quelque temps, est devenu maintenant une région spectrale de la plus haute importance ; les recherches qui le concernent ne sont plus seulement des « tours de force » scientifiques, mais se rattachent intimement aux grands problèmes fondamentaux de la science.

APPENDICE II

La meilleure méthode de préparation des plaques destinées à être utilisées dans les travaux sur l'ultra-violet extrême est celle qui a été minutieusement décrite par Schumann dans les « *Annalen der Physik* », Vol. V, p. 349, 1901. On ne saurait ajouter aucune remarque importante à cette description très complète, tout au plus, peut on insister sur quelques points particuliers.

Les trois qualités essentielles d'une bonne plaque photographique sont : l'absence de voile et de traînées, une grande sensibilité, et la finesse du grain. Des substances très pures et une grande propreté sont indispensables pour que la première condition puisse être remplie. L'émulsion doit être étalée sur des plaques de verre neuves ; il est recommandé de ne pas employer de vieilles plaques photographiques dont on a enlevé la couche sensible. La gélatine elle-même (Nelson, No. 1) doit être fraîche et bien exempte de poussières.

La sensibilité des plaques dépend d'abord du temps pendant lequel l'émulsion est chauffée et de la température atteinte au cours du chauffage ; Schumann recommande de la porter à 60° C pendant une demi-heure. La température à laquelle les plaques sont maintenues pendant la coagulation de l'émul-

sion a aussi une certaine influence sur la sensibilité obtenue ; la température optimum semble être 18° C. Si la congulation se produit à 25 ou 30° C, la sensibilité des plaques est un peu plus grande, mais il y a formation de halos.

Les trois qualités requises pour obtenir un bon négatif dépendent en grande partie du révélateur employé, de la température du bain et de la durée du développement. L'auteur a essayé le révélateur au pyrogallol recommandé par Schumann. ainsi que le métol, le rodinol etc..., mais il donne la préférence à la formule suivante (J. Hauff et Co).

Solution A	Eau.....	1000 parties
	Métabisulfite de potassium....	7,5 »
	Ortol.....	15 »
Solution B	Eau.....	1000 parties
	Carbonate de potasse.....	60 »
	Sulfate de soude cristallisé....	180 »

L'auteur emploie 15 parties de la solution A, 30 parties de la solution B et 20 parties d'eau. Pour obtenir des résultats uniformes, on refroidit le révélateur jusque vers 3 ou 4° et on maintient le bain sur la glace pendant le développement. La durée de celui-ci est en général de deux ou trois minutes pour des plaques dont la fabrication ne remonte pas à plus de deux ou trois mois. Si le développement se fait à la température de la pièce et avec un révélateur plus actif, il est plus rapide, mais conduit à des négatifs présentant un grain grossier et finalement complètement voilés.

APPENDICE III

LISTE DES ARTICLES PUBLIÉS PAR V. SCHUMANN

Sensitisation of photo-plates. Photo. Wochenblatt, p. 395, 1885 ; p. 49, 1886.

Das Zweite Spectrum des Wasserstoffs. Photo. Wochenblatt, p. 173. 1886.

Erythrosinsilber platten mit silberuberschuss. Photo. Correspondenz, p. 33, 1889.

Neue Versuche mit Cyanin. Photo. Rundschau, Heft 5, 6, pp. 143. 175, 1889.

Freies Silbernitrat in der Cyanin-gelatineplatte. Photo. Rundschau, Heft 6, p. 207.

Der Wert des Quarzes für die Spektralphotographie. Eders. Jahrbuch f. Photo., p. 225, 1889.

Einfluss der Temperatur auf das optische Vermögen eines Quarzspectrographen. Eders. Jahrbuch f. Photo., p. 221, 1889.

Latest Researches on the Photography of Metallic Spectra. Chem. News. 62, p. 299. 1890.

Photographische Gesamtaufnahme des Spectrums zwischen den Wellenlangen 760 a 200 $\mu\mu$. Eders. Jahrbuch f. Photo., 4, p. 158, 1890.

Zur Photographie der brechbarsten Strahlen. Photo. Rundschau, 4 pp. 71-80, 1890.

On Determining the Sensitiveness of Photographic Plates by means of the Spectrograph. Chem. News, 63, p. 33, 1891.

Photo-chemical Researches. Chem. News, 63, p. 97, 1891.

Vacuum spectro photography. Chem. News, 64, p. 275, 1891.

Von der brechbarsten Strahlen und ihrer Photo. Aufnahme. Eders. Jahrbuch f. Photo., p. 217, 1891.

Ueber ein bisher unbekanntes Lichtgebiet von grosser photographieren Energie. Photo. Rundschau, pp. 185, 221, 259, 295, 1892.

Photographie der Lichtstrahlen kleinster Wellenlänge. Ber. Wien. Akad., 93, II, p. 415, 1892.

Ueber die Photographie des Gitterspectrums bis zur Wellenlänge 1000 AE in luftleeren Raum. Photo. Rundschau, p. 367, 1892.

Von der brechbarsten Strahlen und ihrer Photo. Aufnahme. Eders. Jahrbuch f. Photo., p. 234, 1892.

Ueber eine neue Ultra-violette empfindliche Platte. Wien. Akad. Anzeiger, 23, p. 230, 1892.

Das Absorptionsspectrum des Bronsilbers bei steigender Temperatur. Eders. Jahrbuch f. Photo., 7, p. 160-5, 1893.

Ueber die Photographie der Lichtstrahlen kleinster Wellenlänge. Ber. Wien. Akad., 102., IIa, pp. 415-75, 625-94, 1893.

Die Wasserstofflinie H β ion Spectrum des neuen Sterns in Fuhrmann und im Spectrum von Vacuumröhren. Astrophysical Jour., 12. pp. 159-66, 1893.

Ueber ein neues Verfahren zur Herstellung ultra-violette empfindlicher Platten. Ber. Wien. Akad., IIa, pp. 994-1024, 1893.

Von Wasserstoffspectrum. Eders. Jahrbuch f. Photo., 8, p. 59, 1894.

Zur Photographie d. Lichtstrahlen kleinster Wellenlängen. Wien. Akad. Anzeiger, No. 4-5. p. 24; No. 11-15, pp. 121-22, 1895.

Photography of the Light Rays of the Smallest Wave-lengths. Chem. News, 71, pp. 118, 248, 1895.

Von der brechbarsten Strahlen und ihrer Photographischen Aufnahme (4 th part). Eders. Jahrbuch f. Photo., 9, pp. 198-201. 1895.

Ibid. (5 th part), 10, pp. 42-5, 1896.

On a New Method of Preparing Plates Sensitive to the Ultra-violet Rays. Astrophysical Journal, 3, pp. 220, 387; 4. p. 144, 1896.

Von der bechbarsten Strahlen und ihrer Photo Aufnahme. Eders. Jahrbuch f. Photo., 11, pp. 24-5, 1897; 12, pp. 20-2, 1898.

Ueber ein neues Spiegelmetall und desssen optische Untersuchung. Ber. Wien. Akad., 108, IIa, p. 136, 1899 (en collaboration avec L. Mach).

A Second Spectrum of Hydrogen, etc. Astrophysical Jour., 11, pp. 312-13, 1900.

Zur Photographie der Lichtstrahlen kleinster Wellenlängen. Wien. Akad. Anzeiger, No. 10, pp. 71-2, 1900.

Zur Lichtdurchlässigkeit dünnen Glycerinschichten. Für Wiss. Photo., 2, pp. 113-14, 1900.

Ueber ein verbessertes Verfahren zur Herstellung ultra-violette empfindlicher Platten. Ann. d. Phys., 5, p. 349, 1901.

Zur Lichtdurchlässigkeit des Wasserstoffs. Ann. d. Phys., 4, pp. 642-45, 1901.

Smithsonian Contributions to Knowledge, 29, No. 1413, 1903.

TABLEAUX

LONGUEURS D'ONDES DANS LE VIDE

TABLEAU I. — Spectre de l'hydrogène

<i>Longueur d'onde</i>	<i>Intensité</i>	<i>Remarques</i>	<i>Longueur d'onde</i>	<i>Intensité</i>	<i>Remarques</i>
1228.3	8		1279.8	5	
1230.1	8		1281.2	4	
1231.0	1		1282.6	1	
1232.1	5		1283.4	6	
1234.3	4		1284.5	5	double
1235.8	6		1286.9	5	double
1239.6	3		1288.1	4	
1241.5	2		1289.4	3	
1246.1	4		1290.4	5	
1247.2	4		1291.3	2	
1248.0	2		1293.6	6	double
1249.8	3		1295.7	2	double
1251.2	3		1297.4	5	
1253.2	6		1299.5	1	
1253.9	5		1300.0	3	double
1255.5	4		1302.5	2	double
1257.1	4		1307.5	2	
1258.2	4		1311.1	2	
1259.9	4		1312.9	2	
1261.9	8		1314.7	1	
1264.0	1		1315.6	1	double
1264.6	5		1319.2	4	
1265.8	4		1323.4	5	
1267.3	1		1325.0	5	double
1268.3	1		1327.1	3	
1269.1	3		1327.5	2	
1269.9	1		1329.3	1	
1270.7	4		1331.3	6	
1271.5	4		1333.9	8	double
1272.0	1		1335.3	2	
1273.3	3		1336.1	8	double
1274.2	1		1337.6	6	
1275.0	3		1338.7	7	double
1276.1	1		1340.9	1	double
1277.1	6	double	1342.4	8	
1279.0	1		1343.6	1	

TABLEAU I. — Spectre de l'hydrogène (suite)

Longueur d'onde	Intensité	Remarques	Longueur d'onde	Intensité	Remarques
1345'4	8	double	1411'8	1	
1347'2	9	double	1413'0	8	
1349'1	2		1414'9	2	
1350'2	3		1416'4	3	
1350'8	3		1419'5	2	
1352'5	8		1420'3	3	
1353'6	8		1426'8	3	
1355'5	7		1427'8	7	double
1357'3	6		1429'0	3	
1358'2	4		1430'1	7	
1359'2	5		1431'1	3	
1360'1	5		1433'0	8	double
1362'4	1		1434'3	3	
1363'4	8		1435'2	4	
1364'3	3		1436'3	7	double
1365'8	5		1438'0	4	
1366'5	1		1439'1	1	
1367'6	3	double	1441'0	8	
1368'0	3		1442'8	1	
1369'1	1	double	1443'6	7	
1370'4	2		1445'2	4	
1371'3	6		1446'2	6	
1372'1	1		1447'4	2	?
1372'9	3		1449'2	2	
1374'0	1		1450'3	5	
1374'5	2		1451'0	1	
1375'5	1		1452'0	3	
1376'1	1		1452'5	1	
1377'2	6	double	1454'3	1	
1378'0	1	double	1455'1	7	double
1380'2	5		1456'3	4	
1380'8	1		1457'4	6	
1382'9	1		1458'4	6	
1383'0	1		1460'1	5	double
1384'2	1		1461'0	4	
1385'6	2		1462'0	3	
1386'3	3		1462'9	4	
1387'7	4		1463'9	8	
1390'0	1	double	1465'2	3	
1391'2	1		1467'2	6	double
1393'2	3		1468'6	6	
1394'0	7	double	1471'0	3	
1395'2	2		1472'5	3	
1396'4	7		1473'9	5	
1397'5	6		1474'9	4	
1398'0	1		1476'4	4	
1399'0	7		1477'3	3	
1400'6	1		1478'9	2	
1402'0	4		1479'7	4	
1402'8	8		1480'4	4	
1404'3	5		1481'7	5	
1405'5	2		1482'1	1	
1407'3	7		1483'7	3	
1408'6	3		1486'1	1	
1410'5	8	triple	1488'9	9	

TABLEAU I. — Spectre de l'hydrogène (suite)

Longueur d'onde	Intensité	Remarques	Longueur d'onde	Intensité	Remarques
1487'8	1		1563'0	1	
1489'3	6		1564'0	1	
1489'9	3		1565'1	3	double
1491'9	7		1567'1	5	double
1492'7	1		1569'2	6	
1494'1	3		1569'7	1	
1495'5	10	double	1571'3	1	
1499'8	8		1571'7	7	
1502'2	2		1574'3	5	
1503'9	1		1577'2	8	
1505'0	8		1579'2	4	
1505'9	1		1581'0	7	double
1506'6	1		1584'1	7	
1511'5	8		1585'7	7	double
1513'6	7		1587'6	3	
1515'0	6		1589'0	8	triple
1516'4	5		1590'9	4	
1517'5	6	double	1591'5	8	
1519'0	6		1593'6	7	
1520'1	5		1595'2	1	
1521'7	2		1596'2	10	
1522'5	2		1599'4	6	
1523'4	8		1602'0	8	
1525'4	5		1602'8	1	
1526'6	2		1603'8	1	
1527'5	4		1604'6	6	
1529'7	3		1605'3	5	
1530'9	6		1606'3	5	
1532'1	6		1607'7	10	
1533'2	6		1608'2	6	
1535'0	6	double	1608'6	10	
1536'7	1		1609'2	3	
1537'5	7	double	1610'1	2	triple
1539'2	5		1610'5	7	
1539'9	2		1611'2	1	
1540'6	2		1611'8	3	
1541'6	7		1612'5	1	
1543'9	2		1613'3	7	
1544'7	8		1614'3	4	
1545'5	2	double	1615'0	3	
1546'4	6		1616'7	6	
1547'4	7	double	1617'9	1	
1548'3	1		1619'9	2	double
1549'9	7	double	1621'1	7	double
1550'6	7	double	1622'1	3	
1551'5	2		1623'2	2	
1553'3	10		1623'8	7	
1554'9	3		1625'8	4	
1555'6	1		1627'6	1	
1556'4	2		1628'5	8	
1557'4	1		1631'7	2	
1558'7	1		1633'7	6	
1560'0	1		1634'1	4	
1561'1	2		1635'3	3	
1562'2	4		1636'5	7	

TABLEAU I. — Spectre de l'hydrogène (suite)

<i>Longueur d'onde</i>	<i>Intensité</i>	<i>Remarques</i>	<i>Longueur d'onde</i>	<i>Intensité</i>	<i>Remarques</i>
1638.2	4		1647.8	1	
1639.1	5		1651.8	1	
1639.7	1		1654.2	2	
1640.5	6		1662.9	1	
1641.6	5		1667.4	2	
1643.0	5		1670.2	1	
1644.6	7		1671.6	2	
1645.7	2		1672.4	2	
1646.0	1		1674.6	1	

Raies d'origines douteuses dues probablement à l'hydrogène

<i>Longueur d'onde</i>	<i>Intensité</i>	<i>Remarques</i>	<i>Longueur d'onde</i>	<i>Intensité</i>	<i>Remarques</i>
1030.8	1		1176.2	5	double
1034.2	2		1178.5	3	double
1045.2	4		1180.8	7	
1047.5	5		1182.7	4	
1062.1	1		1185.0	2	
1065.6	3		1189.0	7	double
1070.0	1		1198.6	2	
1080.0	1		1200.2	2	
1082.1	1		1201.8	3	
1094.9	2		1202.8	1	
1098.0	2		1205.2	6	
1100.0	3		1206.9	6	
1102.2	4		1207.8	2	
1104.8	6		1209.2	6	
1107.5	6		1209.7	1	
1110.5	3		1210.8	2	
1119.4	4		1211.7	3	
1145.5	8	double	1215.0	2	
1148.8	2		1216.0	8	
1151.2	2		1217.6	3	
1160.9	10	double	1219.1	1	
1164.0	6		1221.5	1	
1166.5	6		1223.7	3	
1169.2	1		1225.2	1	
1172.6	1		1225.9	7	
1174.9	1		1227.5	1	

TABLEAU II. — Azote

<i>Spectre de bandes</i>				<i>Spectre de raies</i>	
<i>λ.</i>	<i>I.</i>	<i>λ.</i>	<i>I.</i>	<i>λ.</i>	<i>I.</i>
1383.7	3	1672.3	3	1492.8	6
1393.5	2	1687.5	2	1494.8	5
1416.1	3	1736.9	2		
1431.6	2	1752.9	3	1742.7	7
1464.8	4	1768.5	3	1745.3	6
1471.1	1	1804.7 ?	2		
1501.1	3	1821.1	4		
1515.4	2	1837.6	5		
1530.6	2	1854.0	3		
1554.4	5	1870.9	2		
1611.8 ?	4				

TABLEAU III. — Oxyde de carbone

λ.	I.	N.	λ.	I.	N.
1335'0	1	74,906	1615'1	2	61,916
1339'0	1	74,683	1623'4	1	61,599
1343'0	1	74,460	1629'6	3	61,365
1353'6	1	73,677	1630'3	6	61,338
1356'1	2	73,741	1648'2	5	60,672
1361'3	2	73,459	1653'3	4	60,485
1368'0	1	73,099	1666'7	1	59,999
1371'8	2	72,897	1669'9	6	59,884
1374'1	2	72,775	1685'3	1	59,337
1378'1	2	72,564	1688'5	1	59,224
1384'4	1	72,233	1698'8	1	58,865
1386'4	1	72,129	1705'3	6	58,641
1392'2	1	71,829	1712'2	7	58,404
1395'7	2	71,649	1723'9	6	58,008
1401'1	2	71,372	1729'5	8 d	57,820
1404'0	1	71,225	1743'5	3	57,356
1405'5	1	71,149	1747'3	7	57,231
1409'0	2	70,972	1774'9	8 d	56,341
1411'4	1	70,852	1785'1	6	56,019
1414'0	1	70,721	1792'6	10 d	55,785
1419'0	2	70,472	1801'9	2	55,497
1426'1	3	70,121	1804'9	8	55,405
1435'6	2	69,657	1811'0	10 d	55,218
1438'7	1	69,507	1825'7	7	54,774
1443'7	1	69,266	1830'1	9	54,642
1447'0	1	69,109	1837'2	1	54,431
1452'4	3	68,852	1841'3	8	54,309
1463'7	3	68,320	1846'7	2	54,151
1473'0	1	67,889	1849'4	4	54,072
1475'4	1	67,778	1859'6	10 d	53,775
1478'0	2	67,659	1870'3	3	53,467
1480'9	2	67,527	1878'5	10 d	53,234
1488'0	2	67,204	1891'2	6	52,876
1493'8	3	66,943	1898'0	10	52,687
1497'8	3	66,765	1914'0	1	52,247
1506'8	2	66,366	1918'2	7	52,132
1510'7	2	66,194	1931'5	6	51,773
1515'7	3	65,976	1933'6	2	51,717
1520'4	1	65,772	1950'4	4	51,272
1526'0	2	65,531	1951'7	5	51,237
1527'6	3	65,462	1953'0	5	51,203
1534'2	2	65,181	1970'1	8	50,759
1542'2	5	64,842	1991'0	1	50,226
1545'1	3	64,721	2007'2	5	49,821
1559'3	5	64,131	2012'6	8	49,687
1576'5	4	63,432	2026'4	7	49,349
1596'1	1	62,653	2031'7	1	49,220
1597'4	3	62,602	2035'1	4	49,138
1603'3	1	62,371	2047'0	8	48,852
1611'7	3	62,046	2068'4	8	48,347

= 204 =

TABLEAU IV. — Argon

SPECTRE « BLEU »

λ.	I.	λ.	I.	λ.	I.	λ.	I.
1333'7	5	1604'2	4	1827'6	6	1846'9	6
1334'5	7	1607'0	3	1830'6 ¹	10	1850'2	4
1335'8	7	1611'0	4	1831'4 ¹	9	1855'7	9
1460'1	5	1614'8	4	1834'5 ²	2	1865'9	8
1463'3	3	1669'7	7	1835'5 ²	2	1868'7	8
1465'6	4	1673'5	7	1836'3	9	1873'2	10
1467'9	2	1675'6	7	1838'1 ²	2	1877'7	8
1589'5	4	1788'1	5	1839'2	9	1879'7	8
1600'7	5	1807'5	4	1842'3 ²	1	1886'1	7
1602'6	2	1820'0	7	1843'1	9		

TABLEAU V. — Aluminium

λ.	I.	1/λ.	Valeur donnée par Handke	Différence	λ.	I.	1/λ.	Valeur donnée par Handke	Différence
1238'8 ³	1	80723	—	—	1750'0	3	57143	1750'4	0'4
1264'5 ³	1	79083	—	—	1751'7	2	57087	1752'1	'4
1275'0 ³	3	78431	—	—	1760'0	8	56818	1760'4	'4
1276'4 ³	2	78345	—	—	1761'9	8	56757	1762'4	'5
1310'8 ³	6	76290	—	—	1763'8	10	56695	1764'2	'4
1319'4 ³	6	75792	—	—	1765'7	8	56635	1766'0	'3
1326'6 ³	1	75380	—	—	—	—	—	1766'9	—
1343'4 ³	2	74438	—	—	1767'6	8	56574	1768'0	'4
1352'8	1	73921	—	—	—	—	—	1769'6	—
1379'5	3	72490	—	—	—	—	—	1772'9	—
1383'9	5	72259	—	—	1773'8	2	56376	1773'8	'0
1540'1	1	64931	—	—	—	—	—	1774'9	—
1605'6	8	62282	1605'9	0'3	1776'9	4	56278	1777'1	'2
1611'8	8	62042	1612'1	'3	—	—	—	1777'8	—
1670'6	10	59859	1671'0	'4	—	—	—	1792'1	—
—	—	—	1676'1	—	1818'5	3	54990	1819'0	'5
1718'3	1	58197	1719'1	'8	—	—	—	1819'6	—
1719'3	9	58163	1720'0	'7	—	—	—	1820'6	—
1721'2	9	58099	1722'0	'8	—	—	—	1833'2	—
1725'0	10	57971	1725'3	'3	—	—	—	1836'8	—
—	—	—	1741'1	—	1854'7	50	—	1854'7	—
1742'7	N.	57382	1743'6	'9	1858'2	10	—	1858'2	—
1745'3		57297	1746'3	1'0	1862'8	50	—	1862'8	—
1747'7		57218	1748'3	'6					

¹ Raie présente dans le spectre « blanc ».² Origine incertaine.³ Origine douteuse.

= 205 =

TABLEAU VI. — Calcium

λ .	I.	$1/\lambda$.	$\Delta 1/\lambda$.	λ .	I.	$1/\lambda$.	$\Delta 1/\lambda$.
1246'2	1	80244	—	1553'5	7	64370	66
1254'3	2	79726	—	1555'1	8	64304	
1260'2	1	79352	—	1561'2	2 ?	64053	
1264'5	2	79083	—	1674'1	1	59733	227
1268'2	2	78852	—	1680'5	2	59506	
1276'4	3	78345	—	1692'4	1	59087	
1369'1	3	73040	80	1698'9	2	58861	226
1370'6	3	72960		1807'8	7	55316	
1393'6	5	71761		1815'0	8	55096	
1402'7	4	71291	—	1838'0	9	54406	65
1433'1	5	69778	58	1840'2	10	54341	
1434'3	6	69720		1843'8	6	54236	
1526'7	2	65501	—	1851'3	7	54016	229
1533'4	2	65214	—	1870'4	3	53464	
1546'0	?	64683	—	1872'5	3	53404	

TABLEAU VII. — Strontium

λ .	I.	$1/\lambda$.	$\Delta 1/\lambda$.	λ .	I.	$1/\lambda$.	$\Delta 1/\lambda$.
1532'3 ?	1	65261	—	1769'8	8	56503	286
1537'9 ?	1	65024	—	1778'8	9	56217	
1560'8 ?	1	64070	—	1820'0	1	54945	
1613'3	4	61985	283	1847'0	3	54142	803
1620'7	5	61702					

TABLEAU VIII. — Baryum

λ .	I.	$1/\lambda$.	$\Delta 1/\lambda$.	λ .	I.	$1/\lambda$.	$\Delta 1/\lambda$.
1331'1	2	75126	—	1572'9	2	63577	—
1361'0	2	73475	—	1592'9	1	62778	—
1414'8	3	70681	—	1674'5	4	59719	—
1417'1	2	70567	—	1677'9	3	59598	577
1482'0	1	67476	—	1694'3	6	59021	
1485'0	1	67340	—	1786'6	1	55972	
1487'0	2	67249	—	1849'5	2	54068	569
1503'9	4	66494	—	1869'2	5	53499	
1554'5	3	64329	—				

TABLEAU IX. — Spectre d'étincelle

MAGNÉSIUM DANS L'HYDROGÈNE. *Lyman*

λ .	I.	$1/\lambda$.	$\Delta 1/\lambda$.	λ .	I.	$1/\lambda$.	$\Delta 1/\lambda$.
1735'0	6	57637	93	1750'9	5	57113	88
1737'8	7	57544		1753'6	6	57025	
				1828'1	1	54702	

MAGNÉSIUM DANS L'AIR. *Hauke*

λ .	I.	λ .	I.
1734'0	1	1753'0	3
1736'3	2	1839'6	3
1741'4	5	1855'9	5
1744'1	5	1864'1	4
1746'7	1	1886'8	5
1750'0	1	1930'9	6
1750'7	2		

TABLEAU X. — Mercure

Etincelle			Arc		
Lyman.			Lyman.		Wolff.
λ.	I.	1/λ.	λ.	I.	
1269'7	5	78758	—	—	—
1277'1	4	78302	—	—	—
1280'7	4	78082	—	—	—
1305'6	3 ?	76593	—	—	—
1307'9	2	76458	—	—	—
1321'4	3	75677	—	—	—
1323'2	4	75574	—	—	—
1326'4	4	75392	—	—	—
1330'8	7 Ba ?	75143	—	—	—
1335'4	5	74884	—	—	—
1350'4	3	74052	—	—	—
1361'0	4 Ba ?	73475	—	—	—
1378'0	1	72569	—	—	—
1379'0	1	72516	—	—	—
1400'4	2	71408	—	—	—
—	—	71301	1402'5	6	1402'72
1404'3	1	71209	—	—	—
1414'4	4	70701	—	—	—
1416'0	4 Ba ?	70576	—	—	—
—	—	69057	—	2	1435'63
1481'6	1	67494	—	—	—
1495'0	3	66889	1518'6	3	—
—	—	65850	—	—	—
1527'4	5	65470	—	—	—
1540'5	2	64914	—	—	—
1548'4	1 ?	64583	—	—	—
1550'8	2 ?	64483	—	—	—
1561'0	1 ?	64061	—	—	—
1568'0	2	63775	—	—	—
1570'3	1	63682	—	—	—
1592'9	8 ?	62778	—	—	—
1599'4	7	62523	—	—	—
1641'5	1	60010	—	—	—
1647'4	9	60702	—	—	—
1649'8	10 br	60613	1649'8	8	1650'17
1652'5	3	60514	—	—	—
1654'7	5	60434	—	—	—
1656'9	3 ?	60353	—	—	—
1662'6	7	60146	—	—	—
1670'1	1	59876	—	—	—
1671'0	7	59844	—	—	—
1672'5	4	59790	—	5	1672'75
—	—	59683	—	4	1675'55
1677'9	10	59598	—	—	—
1681'6	1	59467	—	—	—
1692'7	2	59077	—	—	—
1695'0	2	58997	—	—	—
1716'6	1	58254	—	—	—

= 208 =

TABLEAU X. — Mercure (suite)

Etincelle			Arc		
Lyman.			Lyman.		Wolff.
λ.	I.	1/λ.	λ.	I.	
1718'1	2	58204	—	—	—
1720'7	2	58116	—	—	—
1724'2	1	57997	—	—	—
1726'8	1	57911	—	—	—
1735'8	1	57610	—	—	—
1738'3	8	57527	—	—	—
1740'2	6	57464	—	—	—
1741'0	2	57438	—	—	—
1742'7	2	57382	—	—	—
1745'2	1	57300	—	—	—
1751'5	1	57094	—	—	—
1756'0	2	56947	—	—	—
1759'7	6	56828	—	—	—
1764'0	1	56689	—	—	—
1770'1	1	56494	—	—	—
—	—	56341	1774'9	5	1774'95
1775'2	3	56331	—	—	—
1780'0	1	56179	—	—	—
1787'7	1	55938	—	—	—
1792'7	5	55781	—	—	—
1796'2	7	55673	—	—	—
1798'7	9	55595	—	—	—
1800'7	1	55534	—	—	—
1803'9	3	55435	—	—	—
1806'5	2	55355	—	—	—
1808'3	2	55300	—	—	—
—	—	55248	1810	3 bande	—
1816'1	1	55063	—	—	—
1820'8	10	54921	—	—	—
1823'8	3	54830	—	—	—
1826'2	4	54758	—	—	—
1832'7	6	54564	1832'6	4	1832'6
1837'1	1	54433	—	—	—
1840'8	7	54324	—	—	—
1849'0	5	54083	—	—	—
1849'6	5 renversée	54065	1849'6	> 100	1849'57
1850'3	3	54045	—	—	—
1853'4	4	53954	—	—	—
1859'5	2 br	53778	—	—	—
1861'0	1	53734	—	—	—
1862'3	1	53697	—	—	—
1865'1	1	53616	—	—	—
1869'4	10 br	53493	—	—	—
1875'7	6	53313	—	—	—

= 209 =

Lyman — 14

TABLEAU X. — Mercure (*fin*)

I.	Wolff. Arc.	Handke <i>Etincelle</i>	Stark. Arc.	Lehmann et Straubel <i>Tube à vide</i>	Huff. <i>Tube à vide</i>
10	1942'52	1942'1	1942'37	1942'3	—
4	1973'2	1972'6	1972'99	1973'73	—
5	1973'98				
1	1988'07	—	—	1987'93	—
2	2002'9	2004'1	2002'87	—	2002'23
5	2028'3	—	2028'00	2028'34	—
8	2053'7	—	2054'41	2055'14	—

TABLEAU XI. — Argent
ÉTINCELLE. Handke

λ.	I.	λ.	I.	λ.	I.
1674'5	2	1766'3	2	1858'3	4
1675'4	1	1768'6	6	1860'0	5
1678'7	2	1771'8	6	1862'9	5
1681'4	4	1778'9	3	1866'1	7
1694'0	6	1780'5	1	1867'1	7
1706'1	3	1781'6	1	1871'8	5
1707'6	2	1782'9	1	1872'5	6
1709'5	2	1784'2	2	1874'2	3
1713'0	1	1785'7	1	1877'6	1
1714'3	1	1793'9	5	1879'0	6
1718'1	3	1796'9	1	1881'2	1
1719'1	3	1797'7	1	1884'3	2
1722'4	5	1802'1	6	1888'1	6
1727'2	3	1805'1	2	1892'8	4
1728'7	4	1808'0	5	1895'6	4
1736'9	1	1808'9	2	1897'4	2
1740'7	1	1816'4	6	1898'8	1
1743'1	5	1818'8	1	1907'1	4
1745'6	4	1821'0	1	1911'9	4
1747'6	3	1822'0	4	1915'7	8
1748'1	1	1823'5	1	1924'2	5
1751'3	6	1826'5	4	1932'1	6
1751'7	3	1828'6	5	1936'4	1
1754'9	2	1831'8	4	1942'5	2
1755'7	2	1834'0	3	1944'6	3
1757'9	3	1835'6	3	1945'7	3
1758'7	2	1838'1	4	1947'8	4
1760'7	4	1839'5	5	1952'6	3
1761'8	1	1846'7	5	1957'2	7
1762'6	2	1849'4	5	1959'2	1
1763'1	3	1853'4	4	1960'5	1
		1855'9	4	1966'6	3

TABLEAU XII. — Or

SPECTRE D'ÉTINCELLE

Handke.	I.	Handke.	I.	Handke.	I.	<i>Eder et Valenta</i>
1623'2	1	1752'0	2	1858'5	3	—
1630'0	1	1756'0	4	1860'2	4	—
1638'3	1	1757'1	4	1862'7	5	—
1639'2	2	1762'3	1	1866'2	2	—
1644'2	1	1763'0	5	1872'6	6	1872'38
1646'0	2	1764'2	1	1875'1	1	—
1646'8	1	1768'0	4	1880'3	4	1880'34
1659'2	2	1773'0	1	1881'4	2	—
1664'6	3	1775'4	1	1887'6	6	1887'47
1665'6	1	1776'0	5	1891'1	6	1890'87
1666'0	1	1777'1	2	1900'0	2	—
1672'6	2	1781'5	2	1900'9	2	—
1673'2	5	1784'2	8	1905'6	5	1905'04
1675'7	1	1787'2	4	1908'2	1	—
1693'5	6	1791'2	3	1910'0	3	—
1696'5	1	1794'8	7	1911'5	1	—
1698'2	3	1802'0	7	1918'6	2	1918'67
1699'5	2	1803'1	3	1920'0	6	1920'02
1700'0	3	1806'6	4	1922'4	7	1922'01
1701'6	2	1808'7	1	1926'0	7	1925'82
1707'0	2	1811'0	1	1926'6	1	—
1710'6	3	1813'3	2	1927'6	1	—
1713'0	1	1817'0	2	1929'9	2	—
1715'1	3	1819'1	3	1932'4	3	1932'37
1716'1	1	1822'2	5	1935'1	2	—
1717'2	3	1827'1	6	1936'0	3	1935'76
1718'0	3	1829'1	1	1938'6	3	—
1719'5	4	1830'9	2	1939'6	1	—
1725'5	5	1834'2	2	1942'9	2	—
1726'9	4	1835'0	3	1944'7	3	1944'99
1730'2	1	1837'1	3	1948'1	3	1947'05
1732'9	2	1840'6	3	1948'9	3	1949'12
1736'3	2	1842'1	1	1952'4	4	1952'23
1738'2	3	1845'9	4	1956'2	3	1956'28
1739'9	6	1847'3	1	1956'6	2	—
1742'2	5	1849'8	3	1958'1	2	—
1745'0	3	1851'0	4	1958'8	2	—
1746'0	3	1852'6	4	1973'3	2	(1973'30)?
1748'5	2	1853'3	4			
1749'8	4	1857'3	4			

TABLEAU XIII. — Cadmium

ARC. *Wolff*

λ.	I.	λ.	I.
1423'23	1	1669'29	10
1440'18	3	1682'12	1
1469'39	6	1688'58	2
1526'85	8	1710'51	3
1537'83	1	1942'29	6
1571'40	1	1993'07	1
1647'78	2		

TABLEAU XIV. — Cuivre
SPECTRE D'ÉTINCELLE. *Handke*

λ.	I.	λ.	I.	λ.	I.
1594.2	1	1686.6	8	1754.5	6
1600.0	1	1688.5	7	1760.0	3
1602.9	1	1692.3	7	1760.6	4
1605.4	1	1695.8	1	1762.0	5
1606.1	1	1700.4	6	1765.5	3
1607.0	1	1701.8	8	1769.1	8
1608.8	1	1702.6	8	1771.6	4
1615.5	3	1703.7	1	1773.0	3
1625.6	4	1705.0	6	1774.4	2
1627.3	4	1707.0	1	1775.7	6
1638.4	4	1708.5	7	1779.3	5
1641.8	9	1710.6	6	1783.7	7
1651.9	7	1713.0	2	1787.4	4
1653.1	2	1715.8	2	1792.1	3
1654.1	7	1717.7	7	1798.2	5
1657.8	5	1721.9	8	1803.0	1
1660.2	3	1724.2	4	1805.9	2
1669.0	1	1725.9	3	1817.3	1
1669.8	8	1727.8	7	1819.1	1
1671.6	8	1729.7	1	1821.1	1
1674.5	7	1730.5	1	1823.0	1
1675.7	1	1732.4	4	1826.1	8
1676.4	2	1737.6	7	1834.9	3
1677.3	5	1739.0	7	1836.3	1
1679.0	8	1741.0	8	1840.1	8
1681.2	7	1742.3	9	1848.9	3
1681.9	2	1744.7	9	1850.9	2
1682.4	3	1747.1	6	1857.6	4
1684.3	7	1749.9	9	1867.6	7
1686.4	6	1751.4	9	1882.1	3
				1885.0	5

TABLEAU XV. — Etain
SPECTRE D'ÉTINCELLE. *Handke*

λ.	I.	λ.	I.	λ.	I.
1700.1	3	1812.0	8	1900.4	10
1719.1	2	1819.6	1	1927.1	1
1741.1	1	1825.9	2	1931.7	2
1743.6	5	1830.0	1	1942.7	6
1746.3	4	1832.0	6	1952.5	1
1748.3	3	1854.9	1	1955.6	2
1752.1	4	1863.1	1	1961.2	1
1758.2	7	1866.0	1	1971.9	1
1770.0	2	1879.2	3	1979.8	1
		1885.5	2	1984.7	1

TABLEAU XVI. — Zinc
SPECTRE D'ÉTINCELLE

Handke. λ.	I.	Handke. λ.	I.	Handke. λ.	I.	Eder et Valenta λ.
1632.9	1	1762.9	2	1864.6	5	—
1642.0	2	1768.0	7	1866.9	2	—
1647.0	4	1774.7	1	1868.5	1	—
1653.2	3	1790.4	1	1872.9	4	—
1673.6	7	1791.3	3	1886.1	4	—
1689.0	5	1794.0	1	1893.2	1	—
1695.9	1	1795.5	1	1895.1	1	—
1707.0	7	1797.0	1	1902.6	2	—
1719.1	4	1798.0	3	1915.9	1	—
1736.5	3	1811.2	7	1919.5	3	1919.0
1741.1	1	1817.1	2	1931.2	2	—
1743.6	10	1825.4	3	1946.5	1	—
1746.3	8	1829.9	2	1953.1	2	1952.9
1748.3	4	1832.0	2	1955.5	1	—
1750.4	7	1834.0	7	1965.3	1	—
1752.1	5	1836.6	2	1969.9	2	1969.3
1754.1	2	1839.8	6	1982.7	3	1982.1
				1987.3	1	1986.9

ARC

Wolff. λ.	I.	Wolff. λ.	I.
1376.87	2	1486.20	5
1404.19	4	1589.76	10
1450.82	1	1601.09	4
1457.56	8	1632.11	4
1474.67	3	1649.87	5
1476.01	2		

TABLEAU XVII. — Raies d'origine incertaine¹. Lyman

λ.	I.	1/λ.	λ.	I.	1/λ.
1302.0	4	76805	1550.8	5	64483
1304.8	3	76640	1561.2	3	64053
1305.8	1	76581	1649.9	3	60609
1334.6	2	74929	1656.8	4	60357
1335.7	3	74867	1657.8	1	60321
1548.2	6	64591			

¹ Raies d'origine incertaine présentes dans les spectres d'étincelles métalliques dans l'hélium, l'hydrogène ou l'air.

BIBLIOGRAPHIE (1)

- Abbot, C. G. Annals of the Astrophysical Observatory of the Smithsonian, III, 1913, Tableaux 45, 46, 47 ; Science, 39, 335, 1914.
- Bloch, L. et E. Comptes Rendus, 158, p. 1161, 1914.
Buisson, H. Comptes Rendus, 156, p. 389, 1913.
Journal de Physique, 3, p. 196, 1913.
- Coblentz, W. W. Bull. Bureau of Standards, V. 9, No. 1, p. 7.
- Cornu A. Comptes Rendus, 88, pp. 1101, 1285, 1879 ; 89, p. 808, 1879 ; 90, p. 940, 180 ; 111, p. 941, 1890.
- Cuthbertson, C. et M. Proc. Roy. Soc., 83, p. 151, 1910.
D'Albe, E. E. F. » » » A., V. 89, No. 608, p. 75.
- Dember, H. Abhand. d. Natwiss. Gesell., « Isis » in Dresden, 1912, Heft 2, p. 1.
Verh. Deutsch. Phy. Gesell., 15, p. 560, 1913.
- Deslandres H. Comptes Rendus, 106. p. 842, 1888.
Dewar, Sir J. Phil. Mag., 26, p. 286, 1888.
Difregger, F. P. Ann. d. Phy., 41, p. 1012, 1913.
Dufour, A. Journal de Physique, p. 258, 1909.
Ann. Chim. Phy., p. 416, 1906.
- E'nstein, A. Ann. d. Phys., 20, p. 199, 1905.

(1) Les références sont données dans l'ordre où elles se rencontrent dans le texte de l'ouvrage.

BIBLIOGRAPHIE

- Elster, J. Physik. Zeitsch., 15, p. 1, 1914; 14, p. 741, 1913.
- Fabry, Ch. Journal de Physique, 3, p. 196, 1913.
Comptes Rendus, 156, p. 389, 1913.
- Fowle, F. E. Astrophysical Jour., 38, p. 392, 1913.
- Fowler, A. Roy. Astron. Soc. Monthly Notices, LXXIII, No. 2, 1912.
- Fritsch, C. Physik. Zeitsch., 8, p. 518, 1907.
- Fulcher, G. S. Astrophysical Jour., 37, 60, 1913.
- Geiger, L. Ann. d. Phy., 37, 68, 1912.
- Geitel H. Physik. Zeitschr., 14, p. 741, 1913.
" " 15, p. 1, 1914.
Ann. d. Phy., 8, p. 2, 1902.
- Hagen, E. Wied. Ann., 33, p. 301, 1888.
- Hallwachs, W. Inaug. Diss. Berlin, Aug. 1909.
- Handke, F. Nature, 39, p. 474, 1889.
- Hartley, W N. Journal de Physique, III, p. 305, 1913.
- Henri, Victor Comptes Rendus, 149, p. 395, 1909.
- Hercheffinkel. Phil. Mag., 25, p. 679, 1913.
" " 21, p. 393, 1911.
- Hughes, A. L. Phil. Trans. Roy. Soc. Lond., 212, p. 205, 1912.
- Ives, H. E. Astrophysical Jour., 39, p. 428, 1914.
- Kayser, H. Ber. Berlin Akad., III, 5, 1892.
- Handbuch d. Spek. III, p. 45.
" " " p. 377.
" " " p. 380.
" " " p. 337.
" " " p. 353.
" " " p. 361.
" " " p. 338.
" " IV, p. 477.
" " " p. 484.
" " VI, pp. 212-18.
" " V, p. 834.
" " " p. 518.
" " " p. 74.
" " III, p. 339.
- King, L. V. Phil. Trans. Roy. Soc. Lond., A., 212, p. 375, 1913.

BIBLIOGRAPHIE

- Königsberger, J. Zeitschr. f. Instru. Kunde., 21, pp. 59, 129, 1901.
- Kreusler, H. Ann. d. Phy., 6, pp. 412, 418, 420, 1901.
- Krüger, F. Physik. Zeitschr., 13, p. 729, 1912.
- Krüss, H. Zeitschr. f. Instru. Kunde., 23, pp. 197-229, 1903.
- Ladd, Miss Astrophysical Jour., 14, p. 114, 1901.
- Ladenburg, E. Verhandl. d. Physik. Gesell., 4, p. 125, 1906.
- Larmor, Sir J. Astrophysical Jour. 26, p. 120, 1907.
- Lehmann, E. Ber. Berlin Akad., 8, p. 268, 1909.
- Verhandl. d. Physik. Gesell., 4, p. 125, 1906.
- Lenard, P. Sitz. Heidelberg Akad. d. Wiss. Abhand., 28, 31, 1910.
- Liveing, G. D. Phil. Mag., 26, p. 286, 1888.
- Lyman, T. Astrophysical Jour., 28, 52, 1908.
" " 25, 45, 1907.
" " 27, 98, 1898.
" " 23, 181, 1906.
" " 35, 341, 1912.
" " 38, 282, 1913.
" " 33, 98, 1911,
- Memoirs Amer. Acad., XIII, No. III, Planches III, IV, V.
- Physik. Zeitschr., 13, p. 583, 1912.
- Nature, 84, p. 71, 1910.
- British Asso. Report, p. 134, 1909.
- Proc. Amer. Acad., 45, p. 315, 1910.
- Ann. d. Phy., 6, p. 619, 1901; Kayser, IV, p. 477.
- Martens, F. F. Ann. d. Phy., 31, p. 1017, 1910.
- Meier, W. " " 12, p. 849, 1903.
- Meyer E. S. A. Vierteljahrsh. Astron. Ges., 48, p. 210, 1913.
- Miethe, A. Sitz. Ber. Berlin Akad, 8, p. 268, 1909.
- Minor, R. S. Ann. d. Phy., 10, p. 581, 1903.
- Moeller, M. Physik. Zeitschr., 13, p. 729, 1912.

BIBLIOGRAPHIE

- Morris-Airey, H. Proc. Manchester Phil. Soc., 49, p. 1, 1904.
 Nicholson, M. A. Roy. Astron. Soc. Monthly Notices, Mars, 1914.
 Nutting, P. G. Outlines of Applied Optics, chap. ix. Phy. Rev., 16, p. 129, 1903.
 Palmer, F. " " 32, p. 1, 1911.
 Paschen, F. Ann. d. Phys., 35, p. 360, 1911; 40, p. 602, 1913.
 Pflüger, A. Physik. Zeitschr., 4, p. 429, 1903.
 " " 5, p. 215, 1904.
 Ann. d. Phys., V, 13, p. 890, 1904.
 Pohl, R. Phil. Mag., 26, p. 1018, 1913.
 Pring, J. N. Proc. Roy. Soc. A. 90. A, 617, p. 204.
 Pringsheim, P. Phil. Mag., 26, p. 1018, 1913.
 Ramsauer, C. Sitz. Heidelberg Akad. d. Wiss. Abhand., 31, 1910.
 Richardson, O. W. Phil. Mag., 26, p. 549, 1913.
 Ritz, W. Ann. d. Phys., 25, p. 667, 1908.
 Physik. Zeitschr., 9, p. 528, 1908.
 Rosenberg H. S. A. Vierteljahrsch. Astron. Ges., 48, p. 210, 1913.
 Ann. d. Phys., 8, p. 2, 1902.
 Rubens, H. Ber. Berlin Akad., III, p. 5, 1892.
 Runge, C. Kayser's Handbuch, II, 577.
 Rydberg, J. R. Astrophysical Jour., 32, p. 165, 1910.
 Saunders, F. Astrophysical Jour., 3, pp. 220, 387, 1896.
 Schumann, V. Astrophysical Jour., 4, p. 144, 1896.
 " " 11, p. 312, 1900.
 Smithsonian Contributions, 1413, 24, 16, 29, 2.
 Ann. d. Phys., 4, p. 642, 1901.
 " " 5, p. 349, 1901.
 Ber. Wien. Akad., 102, IIa, p. 415, 1893.
 Ber. Wien. Akad., 102, IIa, p. 625, 1893.
 Ber. Wien. Akad., 102, IIa, p. 994, 1893.

BIBLIOGRAPHIE

- Schuster, A. Theory of Optics, p. 325.
 Simon, H. Kayser's Handbuch, III, p. 45.
 Soret, J. L. Arch. d. Sc. Phys. et Nat. Période III, Vol. X, p. 453, 1883.
 Stark, J. Physik. Zeitschr., 6, p. 438, 1905.
 Steubing, W. Ann. d. Phys., 33, pp. 553, 572, 1910.
 Stokes, Sir G. G. Collected Works, IV, p. 221.
 Tian, A. Comptes Rendus, 155, p. 141, 1912; 152, p. 1483, 1911.
 Trowbridge, A. Zeitschr. f. Instru. Kunde., 30, p. 334, 1910.
 Voigt, W. Physik. Zeitschr. 2. p. 303, 1901.
 Wigand, A. " " 14, p. 1144, 1913.
 Wolff, K. Ann. d. Phys., 42, p. 825, 1913.
 Wood, R. W. Phil. Mag., 20, 707, 1910.
 Astrophysical Jour., 26, p. 41, 1907.
 Phil. Mag., 27, p. 899, 1914.
 Journal de Physique, 3, p. 305, 1913.
 Zeitschr. f. Instru. Kunde, 23, p. 360.
 " f. Elektrochem., 2, p. 629, 1905.
 Physik. Zeitschr., 8, p. 611, 1907.

INDEX PAR NOMS D'AUTEURS

ABBOT, C. G., 39.
Angström, K., 4.

BECQUEREL, E., 2.
Bloch, L. et E., 104.
Bragg, W. H., 177.
Buisson, H., 8, 34.

CORNU, A., 4, 25.
Crookes, Sir W., 4.
Coblentz, W. W., 16.
Cuthbertson, C., 119.

DEMBER, H., 31, 178.
Deslandres, H., 138.
Dewar, Sir J., 32.
Difregger, F. P., 10.
Draper, J. W., 2.
Dufour, A., 134.

EINSTEIN, A., 172.
Elster, J., 13.
Esselbach, E., 3.

FABRY, CH., 8, 34.
Fowle, F. E., 40.
Fowler, A., 126.
Fritsch, C., 21, 97.
Fulcher, G. S., 134.

GEIGER, L., 8.
Geitel, H., 13.

HAGEN, E., 17, 44.
Hallwachs, W., 13.
Handke, F., 55, 91, 99, 147.
Hartley, W. N., 34.

Helmholtz, H., 2.
Henri, V., 11.
Hirchefinkel, H., 140.
Hertz, H., 13.
Hughes, A. L., 15, 163.

IVES, H. E., 14.

KAYSER, H., 56. etc.
King, L. V., 40.
Konigsberger, J., 12.
Kreusler, H., 14, 97, 100, 102,
110, 116.

Krüger, F., 15, 34.
Krüss, H., 12, 19.

LADD, Miss, 105.
Ladenburg, E., 34.
Laue, M., 177.
Larmor, Sir J., 106.
Lehmann, E., 31.
Lenard, P., 106, 150, 176.
Liveing, C. D., 32.

MARTENS, F. F., 99.
Mascart, E., 3.
Meier, W., 47.
Meyer, E., 15, 34.
Miethe, A., 29.
Miller, W. A., 3.
Minor, R. S., 47.
Moeller, M., 15, 34.
Morris-Airey, H., 56, 149.

NICHOLSON, M. A., 134.
Nutting, P. G., 11.

INDEX PAR NOMS D'AUTEURS

PALMER, F. Jr., 106, 170.	86, 90, 100, 102, 110, 113,
Paschen, F., 158.	124, 134, 145.
Pfüger, A., 16, 17, 19.	Schuster, A., 37.
Pohl, R., 173.	Simon, H., 10.
Pring, J. N., 37.	Smyth, C. Piazzi, 4.
Pringsheim, P., 173.	Soret, J. L., 86.
	Stark, J., 8, 159.
RAMSAUER, C., 150.	Steubing, W., 103, 134, 163.
Richardson, O. W., 18.	Stokes, Sir G. G., 2, 92.
Ritter, J. W., 1.	TIAN, A., 162.
Ritz, W., 126, 152.	Trowbridge, A., 55.
Rosenberg, H., 16.	VOIGT, W., 47.
Rowland, H., 4.	WIGAND, A., 31.
Rubens H., 16, 17, 44.	Wolff, K., 56, 136, 142, 159.
Runge, C., 56.	Wood, R. W., 105, 176.
Rydberg, J. R., 131.	Wurmser, R., 11.
SAUNDERS, F., 153.	YOUNG, T., 3.
Schott et Co., 20.	ZSCHIMMER, F., 20, 97.
Schumann, V., 5, 23, 42, 49,	

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
AVANT-PROPOS.....	v
PRÉFACE.....	vii

PREMIÈRE PARTIE

CHAPITRE PREMIER. — Les Photomètres	7
CHAPITRE II. — L'Absorption par les solides	19

DEUXIÈME PARTIE

CHAPITRE PREMIER. — Appareils et méthodes de recherche	49
CHAPITRE II. — L'Absorption par les solides.....	90
CHAPITRE III. — Les spectres d'émission des gaz.....	120
CHAPITRE IV. — Les spectres d'émission des solides ...	145
CHAPITRE V. — Les phénomènes photo-électriques. La limite du spectre.....	168
Appendice I.	179
Appendice II.....	193
Appendice III.....	195
Tableaux.....	199
Bibliographie.....	219

Saint-Amand (Cher). — Imprimerie BUSSIÈRE
