

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

**Modification des spectres Raman
sous l'action de différents agents physiques.**

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 30 Juin 1933.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

CH. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

S. CHARLÉTY.

SÉRIE A, N° 1429

N° D'ORDRE :

2293

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

H. HULUBEI

1^{re} THÈSE. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA DIFFUSION QUANTIQUE DES RAYONS X.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **Juillet 1933 devant la Commission d'examen**

M ^{me} CURIE.....	<i>Président.</i>
MM. JEAN PERRIN.....	} <i>Examineurs.</i>
G. MAUGUIN.....	

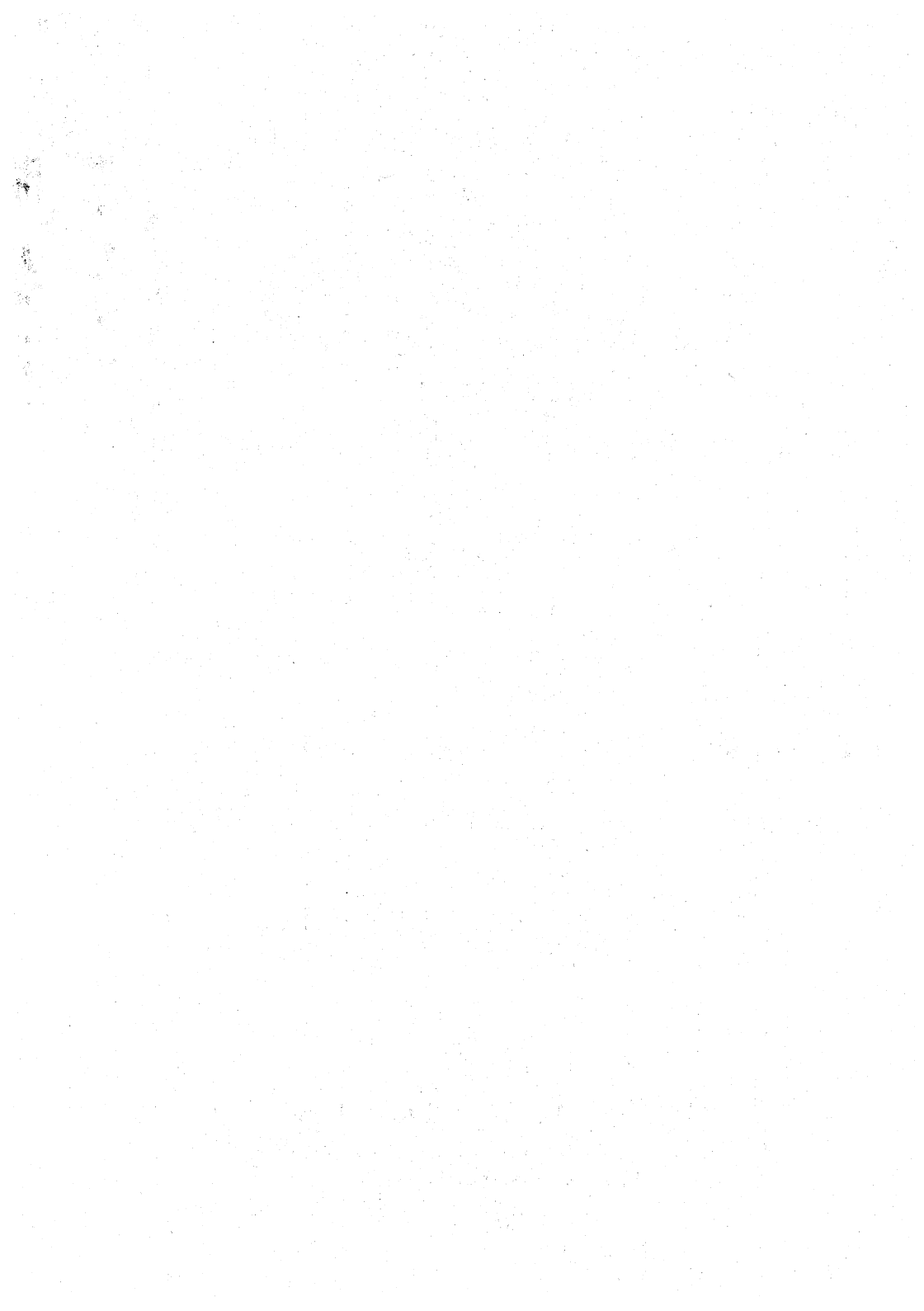
PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1933



FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

<i>Doyen</i>	C. MAURAIN, <i>Professeur</i> , Physique du globe.	
<i>Doyen honoraire</i>	M. MOLLIARD.	
<i>Profess. honoraires</i> ..	}	H. LE CHATELIER. EMILE PICARD.
		H. LEBESGUE. RÉMY PERRIER
		A. FERNBACH. LÉON BRILLOUIN.
		A. LEDUC. A. DEREIMS.
<i>Professeurs</i>	}	E. GOURSAT..... Analyse supérieure et algèbre supér.
		P. JANET..... Électrotechnique générale.
		F. WALLERANT..... Minéralogie.
		P. PAINLEVÉ..... Mécanique anal. et mécanique céleste.
		M. CAULLERY..... Zoologie (Évolution des êtres organisés)
		EMILE BOREL..... Calcul des probabilités et phys. mathém.
		H. ABRAHAM..... Physique.
		M. MOLLIARD..... Physiologie végétale.
		E. CARTAN..... Géométrie supérieure.
		GABRIEL BERTRAND..... Chimie biologique.
		JEAN PERRIN..... Chimie physique.
		L. LAPICQUE..... Physiologie générale.
		M ^{me} P. CURIE..... Physique générale et radioactivité.
		G. URBAIN..... Chimie générale.
		L. MARCHIS..... Aviation.
		E. VESSIOT..... Théorie des fonct. et théorie des transf.
		A. COTTON..... Physique générale.
		J. DRAGH..... Application de l'analyse à la géométrie
		CHARLES FABRY..... Physique.
		R. LESPIEAU..... Théories chimiques.
		P. PORTIER..... Physiologie comparée.
		CHARLES PEREZ..... Zoologie.
		E. BLAISE..... Chimie organique.
		P.-A. DANGEARD..... Botanique.
		LÉON BERTRAND..... Géolog. structurale et géolog. appliqué.
		E. RABAUD..... Biologie expérimentale
		G. JULIA..... Calcul différentiel et calcul intégral.
		PAUL MONTEL..... Mécanique rationnelle.
		V. AUGER..... Chimie appliquée.
		P. WINTREBERT..... Anatomie et histologie comparées.
		O. DUBOSCO..... Biologie maritime.
		EUGÈNE BLOCH..... Physique théorique et phys. céleste.
		L. LUTAUD..... Géogr. physique et géol. dynamique.
		HENRI VILLAT..... Mécanique des fluides et applications
		CH. JACOB..... Géologie.
		P. PASCAL..... Chimie minérale.
		E. ESCLANGON..... Astronomie.
		H. BENARD..... Mécanique expérimentale des fluides.
		C. MAUGUIN..... Minéralogie.
		L. BLARINGHEM..... Botanique.
		A. GUILLIERMOND..... Botanique (P. C. N.).
		A. DENJOY..... Mathématiques générales.
		A. DUFOUR..... Physique (P. C. N.).
		H. BÉGHIN..... Mécanique physique et expérimentale
		DE BROGLIE..... Théories physiques.
G. RIBAUD..... Hautes températures.		
E. PECHARD..... Chimie (Ens. P. C. N.)	FOCH..... Méc. exp. des fluides.	
A. GUILLET..... Physique.	PAUTHENIER..... Physique (P. C. N.).	
M. GUICHARD..... Chimie minérale.	VILLEY..... Méc. phys. et expér.	
A. MICHEL-LEVY..... Pétrographie.	LABROUSTE..... Physique du Globe.	
H. MOUTON..... Chimie physique.	FREUNDLER..... Chimie (P. C. N.).	
L. DUNOYER..... Optique appliquée	PRENANT..... Zoologie.	
M. JAVILLIER..... Chimie biologique	P. JOB..... Chimie générale.	
ROBERT-LEVY..... Zoologie.	CHRETIEN..... Optique appliquée.	
A. DEBIERNE..... Radioactivité.	G. BOHN..... Zoologie (P. C. N.).	
E. DARMOIS..... Physique.	R. COMBES..... Sc. Natur. (P. C. N.).	
G. BRUHAT..... Physique.	GARNIER..... Mécan. Rationnelle.	
F. PICARD..... Zool. (Év. êtres org.)	PERES..... Mécan. des fluides.	
L. JOLEAUD..... Paléontologie.	LAUGIER..... Physiologie général.	
M. FRECHET..... Calcul des probab. et phys. math.	TOUSSAINT..... Techn. aéronautiqu.	
M ^{me} RAMART-LUCAS Chimie organ.	HACKSPILL..... Chimie (P. C. N.).	
	M. CURIE..... Physique (P. C. N.).	
	<i>Secrétaire</i> A. PACAUD	
	<i>Secrétaire honoraire</i> ... D. TOMBECK	

A MES MAITRES :

Monsieur JEAN PERRIN

Prix Nobel,
Membre de l'Institut, Professeur à la Sorbonne.

Monsieur PETRU BOGDAN

Membre de l'Académie Roumaine,
Professeur à l'Université de Jassy.

Hommage reconnaissant.

A Monsieur FRANCIS PERRIN

Maitre de Conférences.

Hommage affectueux.

A LA MÉMOIRE DE MON PÈRE

A MA MÈRE

A MA FEMME

CONTRIBUTION
A L'ÉTUDE DE LA DIFFUSION
QUANTIQUE DES RAYONS X

EFFET COMPTON MULTIPLE
INEXISTENCE DE L'ABSORPTION PARTIELLE
RAIES FAIBLES D'ÉMISSION CARACTÉRISTIQUE

Par **II. HULUBEI**

AVANT-PROPOS

Depuis plusieurs années, j'ai poursuivi des recherches générales sur la diffusion de la lumière avec changement de longueur d'onde. Les résultats relatifs à l'effet Raman dans le domaine du visible et de l'ultraviolet, qui ont déjà fait l'objet de notes aux Comptes Rendus, seront publiés dans un article d'ensemble avec d'autres résultats postérieurs. Pour la cohérence de l'exposé, je me limiterai ici aux études que j'ai faites relatives à la diffusion des rayons X. La majeure partie de mon travail a porté sur la recherche spectrographique de la diffusion multiple avec changement de longueurs d'onde. Ce phénomène, prévisible *a priori*, par extension du mécanisme de la diffusion Compton, n'avait, à ma connaissance, jamais été analysé spectrographiquement.

J'ai obtenu, dans le spectre de diffusion, sous différentes conditions expérimentales, des bandes que j'ai identifiées quantitativement avec l'effet de la diffusion double.

La discussion des diffusions d'ordre supérieur sera donnée ci-dessous.

Dans le même ordre d'idées, j'ai également recherché des raies de fréquences modifiées, qui, d'après les constatations expérimentales publiées par certains auteurs, devraient être présentes dans la direction d'un faisceau monochromatique après traversée d'un élément absorbant. Il m'a été impossible de retrouver les phénomènes annoncés.

Au cours de ce dernier travail, j'ai obtenu quelques raies d'émission du molybdène et du rhodium correspondant à des transitions interdites (quadripoles) ou à des émissions par atomes multiples ionisés. Les raies en question sont très faibles pour ces éléments et n'ont été qu'exceptionnellement, ou même jamais observées. Une étude systématique est actuellement en cours dans ce laboratoire.

Je me fais un agréable plaisir d'exprimer à M. Jean Perrin, toute l'admiration que je lui porte et la reconnaissance que je lui dois pour la bienveillance avec laquelle il m'a accueilli dans son laboratoire et me donne toutes les possibilités de mener à bien mes travaux. Je remercie avec le plus vif plaisir M. P. Bogdan, mon maître, qui s'est toujours intéressé de près ou de loin à mes recherches et m'a offert les moyens de les poursuivre.

Je suis heureux de pouvoir remercier ici mon ami Francis Perrin, maître de conférence, pour tout ce qu'il a fait pour faciliter mon travail dans ce laboratoire et pour avoir si aimablement revu ce manuscrit. Je prie Mlle Y. Cauchois, chargée de recherches, dévouée camarade de travail, de vouloir bien accepter mon amical hommage en souvenir des travaux que nous avons faits en collaboration et pour avoir revu mon manuscrit.

PREMIÈRE PARTIE

DIFFUSION COMPTON MULTIPLE

CHAPITRE I

Aperçu historique sur la diffusion des rayons X.

On connaît trois sortes de rayonnements électromagnétiques secondaires dus à l'interaction d'un quantum de rayons X avec la matière :

1° Rayonnement de même fréquence que le quantum incident ; c'est la diffusion ordinaire, cohérente.

2° Rayonnement dont la fréquence est plus petite que celle du quantum primaire et dépend de cette fréquence ; c'est la diffusion avec changement de longueur d'onde de Compton-Debye.

3° Rayonnement dont la composition spectrale est caractéristique de la nature chimique de la matière irradiée ; c'est la lumière de fluorescence (également de fréquence inférieure à celle du rayonnement primaire).

A l'aide de la théorie électromagnétique des rayons X, et en considérant la diffusion par des électrons indépendants, J. J. Thomson (1) a prévu l'intensité et les caractéristiques générales de la diffusion ordinaire. La lumière diffusée et la lumière primaire ont ici exactement la même longueur d'onde tant que le diffuseur est au repos. En admettant qu'il n'y a pas de relation de phase bien définie entre les ondes diffusées, le calcul de l'intensité de la lumière diffusée dans une direction faisant un angle θ avec le faisceau incident, à

une distance r de l'électron diffusant, conduit, pour une onde incidente non polarisée d'intensité I_0 et pour un seul électron à la relation bien connue :

$$I_p = KI_0(1 + \cos^2\theta) \quad (1)$$

avec :

$$K = \frac{e^4}{2r^2m^2c^4}$$

Pour n électrons indépendants, l'intensité diffusée sera : $I = nI_0$; l'énergie totale diffusée par unité de volume, dans tous les azimuts, donne le coefficient de diffusion :

$$\sigma = \frac{8\pi ne^4}{3m^2c^4} \quad (2)$$

La formule de J. J. Thomson ne dépend pas de la longueur d'onde incidente. Les relations que l'on en déduit ne se sont montrées valables que si le rayonnement n'est pas très dur et si le numéro atomique du diffuseur est petit; elles furent incapables de rendre compte d'un certain nombre de faits d'expérience nouveaux, dont l'explication n'a pu être amorcée qu'en faisant état des conditions quantiques qui s'imposaient de plus en plus dans la physique moderne.

Ainsi C. G. Barkla et R. T. Beatty (2) montrèrent que le rayonnement diffusé est plus absorbable que le primaire. Pour les rayons γ , ceux du RaC par exemple, l'effet est encore plus net. A. S. Eve (3) en montra l'existence dès 1904. D'autres chercheurs ont orienté leurs recherches dans cette direction (4). Les travaux de Kohlrausch et de Compton (5) ont précisé les caractères du phénomène. Leurs études sur les absorptions des rayons γ secondaires, en fonction de l'angle de diffusion, ont fourni presque tous les éléments qui devaient servir plus tard à l'édification et à la confirmation des nouvelles théories quantiques de la diffusion. Tous deux ont montré que la nature du diffuseur influe peu sur le phénomène. Kohlrausch observa que les composantes du rayon-

nement diffusé, ayant le même coefficient d'absorption que le rayonnement primaire, diminuent très vite d'importance quand l'angle de diffusion augmente, et disparaissent presque quand celui-ci dépasse 90° ; par contre, le rayonnement plus mou existe même pour $\theta = 180^\circ$. A. H. Compton (*loc. cit.*) suivit dans la gamme des longueurs d'onde employées et avec les différents angles de diffusion, la variation du rapport d'intensité du rayonnement diffusé non modifié à celui devenu plus mou. Le rayonnement modifié est d'autant plus prépondérant que la fréquence et l'angle de diffusion sont devenus plus grands.

On pensa que les composantes molles du rayonnement incident étaient plus fortement diffusées que les plus dures; les travaux avec des faisceaux homogènes ont rendu l'explication non plausible; de plus, les études de la diffusion des rayons γ montrèrent que les composantes plus molles du rayonnement diffusé étaient beaucoup plus absorbables que les composantes les plus molles du rayonnement incident. On pensa également à un rayonnement « tertiaire » constitué par le fond continu créé par les photo-électrons produits dans le diffuseur.

On trouve dans *Proc. Nat. Acad. Amer.* une série de travaux soutenant l'existence d'une bande, qui devait être précisément le rayonnement mou trouvé dans la diffusion. Finalement on dut rejeter cette hypothèse.

Les études expérimentales de la diffusion ont apporté, outre la mise en évidence de la diminution de la fréquence globale, d'autres faits qui ne pouvaient être expliqués par la théorie électromagnétique des rayons X. Ainsi, celle-ci prévoit une loi en $(1 + \cos^2 \theta)$ pour la distribution de l'intensité diffusée; or, l'expérience montre, dans certaines conditions, une intensité anormalement grande pour les petits angles (entre 0 et 30° environ). Cette anomalie a été attribuée par Debye, dans le cas du rayonnement X moyen, à des effets d'interférence, et a donné lieu à une série de travaux très

utiles et intéressants ; j'y reviendrai. Cependant, si pour les rayonnements moyennement durs cette explication était valable, elle ne pouvait plus l'être pour les rayonnements X très durs, et les rayons γ , qui montrent aussi une diffusion prépondérante vers l'avant, puisque la théorie des interférences de Debye ne s'applique plus dans ce domaine.

De même, la variation du coefficient de diffusion σ avec la longueur d'onde ne pouvait être expliquée par la théorie de Thomson. Barkla (6) qui, dès 1911, donna la première détermination du nombre d'électrons par atome à l'aide des mesures de σ , montra plus tard (7) que la théorie électromagnétique ne peut rendre compte de la valeur anormalement petite du coefficient massique de diffusion σ/ρ , dans le cas des éléments légers et des rayonnements durs. Plus tard Hewlett (8) dans ses déterminations du coefficient d'absorption totale ($\mu = \tau + \sigma$) pour le carbone et une série de longueurs d'onde croissantes, depuis 20 U. X., confirma l'existence de cette anomalie.

Par la théorie classique et en imaginant un électron ayant des dimensions de l'ordre des longueurs d'onde γ ($10^{-9} - 10^{-10}$ cm.), A. H. Compton (9) proposa une explication qualitative de la diffusion anormalement grande vers l'avant et de la valeur trop petite trouvée expérimentalement pour σ dans le cas des rayonnements durs. Mais de cette manière, il ne pouvait rendre compte du changement de longueur d'onde. J. A. Schott (10) donna des calculs analogues.

Ce sont là quelques travaux plus caractéristiques préliminaires à l'interprétation, par A. H. Compton, du phénomène qui devait porter son nom, et qu'il a d'ailleurs beaucoup étudié lui-même pour en dégager les caractères essentiels. Il fallait trouver une explication cohérente du grand nombre de faits précis et concordants que l'expérience imposait, et que la théorie classique était impuissante à expliquer et à coordonner.

L'intervention décisive de A. H. Compton apparaît dès

1922 (11), lorsqu'il montre, par des mesures d'absorption, dans un large domaine de fréquences, que la longueur d'onde du rayonnement diffusé sous 90° dépasse d'environ 30 U. X. celle du rayonnement primaire, quel que soit le rayonnement et quel que soit le diffuseur.

En 1923 il donne l'explication de ce changement de fréquence en faisant appel à la théorie quantique (12). La même année il mesure (13), pour la première fois spectroscopiquement, à la chambre d'ionisation, la variation de longueur d'onde : $\delta\lambda = 0,022 \text{ \AA}$. pour $\theta = 90^\circ$. Suit une époque très fertile en expériences concluantes (*). Compton contrôle la variation de $\delta\lambda$ avec l'angle de diffusion ; il trouve aussi l'existence de la raie non déplacée. La valeur de $\delta\lambda$ est fixée à : $\delta\lambda = 24 \text{ U. X.}$ pour $\theta = 90^\circ$. Ross apportera lui aussi un matériel expérimental considérable de contrôle et de confirmation du phénomène ; il publia la première photographie d'un spectre de diffusion.

Théorie quantique élémentaire de l'effet Compton. — La théorie classique, nous l'avons vu, est incapable d'expliquer le changement de longueur d'onde dans la diffusion. Elle avait été également incapable de faire comprendre les effets photoélectriques.

On sait comment Einstein (14) émit l'hypothèse des quanta de lumière et l'appliqua à l'effet photoélectrique, qu'elle permit d'étudier logiquement et en détail. En faisant appel à cette même hypothèse extrême des quanta, Compton (*loc. cit.*), et indépendamment Debye (15), donnèrent une explication simple, élégante et précise du changement de fréquence à l'aide d'un processus élémentaire d'interaction entre un quantum et un électron libre.

L'interaction d'un quantum, d'énergie $h\nu$ et d'impulsion $\frac{h\nu}{c}$, avec un électron au repos, est considérée comme un effet

(*) Voir (16).

de choc mécanique. On ne postule rien sur le mécanisme intime de ce choc, et on fait seulement l'hypothèse hardie : les lois générales de la mécanique s'y appliquent en toute rigueur. Quantitativement, le transfert d'énergie entre le quantum et l'électron est régi par les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion.

Diffusion sur électron au repos. — Dans ce cas, les lois de conservation conduisent aux relations bien connues :

$$\nu_2 = \frac{\nu_1}{1 + 2\alpha \sin^2 \frac{\theta}{2}} \quad \text{avec :} \quad \alpha = \frac{h\nu_1}{m_0c^2} \quad (3)$$

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0c} (1 - \cos \theta) \quad (4)$$

où ν_1 et ν_2 sont respectivement les fréquences incidente et diffusée, $\Delta\lambda$ le changement de longueur d'onde, θ l'angle de diffusion.

La théorie prévoit donc un changement de longueur d'onde indépendant de la fréquence primaire et du radiateur ; elle donne sa loi de variation avec l'angle, et conduit à une détermination expérimentale de h/m_0c .

De très nombreuses recherches de contrôle (16) ont confirmé brillamment la validité des hypothèses faites par Compton, sitôt que la technique expérimentale a été tracée dans ses grandes lignes. Il nous est impossible ici, et il sort d'ailleurs de notre but, de donner une bibliographie critique de tous les travaux qui ont été faits dans cette direction.

On a dû tenir compte de l'effet Compton dans tous les phénomènes où la diffusion intervenait.

Depuis l'étude systématique de l'apparence statistique du phénomène à l'aide du spectrographe, jusqu'à l'étude du choc individuel (17), faite à la chambre de Wilson et à l'aide de compteurs, le phénomène a été confirmé et précisé.

Par là-même un fait important est acquis : aux quanta

d'énergie rayonnante les lois générales de la dynamique sont applicables; les lois de la conservation de l'énergie et de l'impulsion régissent aussi les actes élémentaires qui conditionnent les échanges d'énergie entre radiation et matière.

Un quantum d'énergie peut, suivant les circonstances, soit disparaître complètement, l'énergie correspondante se retrouvant sous forme de force vive de l'électron photoélectrique, soit céder seulement une partie de son énergie à la matière, le reste réapparaissant sous forme d'un autre quantum de fréquence moindre correspondant à l'énergie qui lui reste.

Le sens même de la théorie des quanta avait été de postuler des grains d'énergie indivisibles, agissant intégralement dans les échanges entre rayonnement et électrons. Il n'était donc pas évident *a priori* qu'un quantum put ne céder qu'une partie de son énergie à un électron, et que les lois de conservation de l'impulsion et de l'énergie s'appliquassent aussi bien aux photons qu'aux corpuscules. La Science acquiert, de ce fait, d'autres connaissances sur le mécanisme intime des échanges à la frontière de la matière et de l'énergie rayonnante, et possède un nouvel élément de travail pour la coordination et l'explication de faits connus, aussi bien que pour la prévision et la recherche d'éventuels phénomènes nouveaux.

Structure de la raie Compton. — Compton donna la première explication de son phénomène en considérant le cas simple de l'électron au repos. La raie déplacée devait être fine et sa largeur conditionnée seulement par celle de la raie excitatrice.

Les très nombreuses recherches sur l'effet Compton ont montré que la raie déplacée avait une certaine largeur. On avait pensé, avec raison, que cette largeur venait, en partie, de la mauvaise définition de l'angle; en améliorant les conditions d'expérience on s'est aperçu qu'elle dépassait encore celle à laquelle on devait s'attendre vu la définition angulaire des faisceaux.

La théorie devait être complétée pour répondre aux conditions réelles d'expériences, c'est-à-dire diffusion de quanta par les électrons en mouvement et les électrons liés.

En 1924 Louis de Broglie (18) généralisa le calcul de Compton en considérant la diffusion par une particule en mouvement. En appliquant les lois de la dynamique au système constitué par l'électron de vitesse $\beta_1 c$ et le quantum incident $h\nu_1$, on trouve pour la fréquence modifiée ν_2 :

$$\nu_2 = \nu_1 \frac{1 - \beta_1 \cos \theta_1}{1 - \beta_1 \cos \varphi + 2\alpha \sqrt{1 - \beta_1^2} \sin^2 \frac{\theta}{2}} \quad (5)$$

θ_1 étant l'angle de la vitesse de l'électron avant le choc avec le quantum incident; φ celui de la vitesse de l'électron avant le choc avec le quantum qui est diffusé dans une direction faisant un angle θ avec celle du quantum incident. Pour une vitesse initiale nulle ou négligeable, la relation (5) donne le résultat de Compton :

$$\nu_2 = \nu_1 \frac{1}{1 + 2\alpha \sin^2 \frac{\theta}{2}} .$$

Pour l'effet Compton négligeable (masse de la particule très grande par rapport à celle du quantum), elle donne :

$$\nu_2 = \nu_1 \frac{1 - \beta_1 \cos \theta_1}{1 - \beta_1 \cos \varphi} .$$

Cette relation représente l'effet Doppler, calculé d'après la théorie électromagnétique pour les conditions présentes, en admettant que la vitesse initiale $\beta_1 c$ de l'électron n'est pas perturbée, ce qui est raisonnable puisque l'effet Compton est négligé.

Le quantum incident cède une partie de son énergie à l'électron mais, d'autre part, le moment initial de l'électron laisse son empreinte sur la longueur d'onde diffusée. Pour un angle donné, la répartition spectrale des longueurs d'onde monodiffusées groupées autour de celle calculée pour un

électron au repos, sera une preuve expérimentale directe de l'existence et de la répartition des vitesses des électrons liés de l'atome, et des électrons quasi-libres de la conductibilité électrique.

De multiples et fastidieuses études expérimentales et théoriques ont été conduites sur ce sujet (une vue d'ensemble se trouve dans le livre de A. H. Compton : *X rays and électrons*).

En particulier, au cours des dernières années, J. W. M. Du Mond (19) donna des considérations théoriques sur la largeur de la raie Compton en fonction de la distribution des vitesses des électrons dans les atomes et dans les corps solides, études théoriques accompagnées de vérifications expérimentales exécutées en collaboration avec H. A. Kirkpatrick (20). Du Mond a publié tout dernièrement un exposé d'ensemble de ces travaux (21).

Enfin la distribution de l'intensité de la diffusion avec l'azimut a fait l'objet d'analyses expérimentales et théoriques. Comme la conception corpusculaire adoptée par Compton ne permettait aucune prévision d'intensité, on eut primitivement recours à des théories mixtes, quantiques et classiques. De nombreuses relations ont été proposées qui rendaient plus ou moins bien compte des faits d'expérience, et particulièrement des anomalies qui étaient complètement inexplicables par la seule théorie classique. Actuellement les mécaniques nouvelles ont permis de traiter la diffusion quantique et d'aboutir à des vues beaucoup plus cohérentes (23). J'y reviendrai ultérieurement.

CHAPITRE II

Spectre de diffusion des rayons X. — Nous avons vu que l'analyse spectroscopique du rayonnement diffusé, provenant d'une lumière monochromatique incidente, n'a été faite que sur les éléments spectraux suivants :

1° La raie non déplacée, correspondant à la diffusion Thomson et dont l'intensité comparée à celle de la raie déplacée est d'autant plus grande que le diffuseur est plus lourd et le rayonnement plus mou.

2° La raie déplacée, que j'appellerai la raie Compton. Cette raie présente, nous l'avons vu, une certaine largeur, témoignage direct de la vitesse des électrons dans les atomes.

Les difficultés principales de ces recherches tiennent à ce que :

Le rayonnement diffusé est faible. Ainsi le coefficient de diffusion du carbone, par exemple, est $\frac{\sigma}{\rho} = 0,2$; 20 0/0 du rayonnement incident est donc diffusé par 1 g. de carbone dans un angle solide de 4π .

Dans les études de la diffusion avec changement de longueur d'onde, l'angle de la direction du faisceau incident avec la direction d'observation doit être défini aussi bien que possible. D'ici la nécessité d'éloigner le diffuseur de l'anticathode du tube excitateur et du spectrographe, pour faciliter la délimitation de faisceaux déliés.

On doit donc travailler avec peu d'intensité primaire. Or l'analyse ne porte que sur une proportion minime de l'énergie diffusée distribuée dans toutes les directions. La réflexion cristalline fait perdre encore une grande partie de l'intensité.

Pour des rayonnements aussi faibles, les temps de pose deviennent très longs.

Les protections du spectrographe doivent être parfaites pour que le rayonnement diffus, agissant très longtemps, ne finisse par rendre les clichés inutilisables.

Ceci explique pourquoi on n'a probablement pas cherché et en tous cas, à ma connaissance, pas réussi à étudier spectroscopiquement d'autres composantes de la lumière diffusée dont on pouvait logiquement prévoir l'existence.

La diffusion multiple. — Puisqu'un quantum lumineux peut céder une fois une partie de son énergie, il n'y a pas de motif pour qu'il ne le fasse encore un certain nombre de fois.

Suivons un quantum depuis le moment où il pénètre dans un diffuseur.

a) Il peut en sortir sans avoir subi la moindre interaction avec la matière.

b) Il peut rencontrer un électron lié. Ne pouvant pas communiquer une énergie cinétique sensible à la masse énorme de l'atome, il rebondit, avec son énergie affaiblie d'une quantité actuellement non décelable, dans une direction qu'un certain hasard lui impose, pour traverser ensuite le diffuseur et en sortir sans encombre. Si l'angle dont il a été dévié est justement l'angle sous lequel nous faisons l'analyse du rayonnement diffusé, nous l'observerons spectrographiquement avec les autres quanta ayant également subi une seule déviation sur des électrons liés.

c) D'autres quanta viendront dans la direction d'observation après avoir subi uniquement un certain nombre de chocs analogues. Ils seront d'ailleurs beaucoup moins nombreux et leur nombre diminuera au fur et à mesure que le nombre de chocs augmentera. En effet, si en moyenne, une fraction α de quanta incidents arrivent dans l'angle solide d'observation, une fraction α^n seulement pourra y retourner après n sauts successifs.

Ils viendront collaborer avec les précédents pour former la raie spectrale de diffusion sans changement de longueur d'onde appréciable. Ce sera la raie Thomson.

d) Un quantum peut aussi subir un choc avec un électron auquel il cédera une partie de son énergie et de son impulsion, variable suivant l'angle de déviation fixé par les conditions du choc. Un autre quantum prendra naissance dont l'énergie, qui détermine sa fréquence, sera égale à l'énergie du quantum incident diminuée de l'énergie cédée à l'électron. Si le diffuseur est assez léger, et la fréquence du quantum primaire suffisamment élevée, ce genre de choc, que nous appellerons dans ce qui suit *choc mou*, se produira presque exclusivement.

Ce quantum pourra sortir du diffuseur sans subir un autre choc de ce genre. Il collaborera à la formation de la raie déplacée de Compton dont la largeur est imposée par les conditions d'expérience.

e) Certains des quanta formés après un choc mou, au lieu de quitter le diffuseur, rencontreront eux aussi des électrons sur leur parcours. Ils donneront chacun naissance à un nouveau quantum d'énergie moindre. Ceux-ci à leur tour pourront exécuter d'autres chocs et donner donc naissance à d'autres quanta, qui finalement quitteront la matière suivant une certaine direction.

Ici aussi le nombre de quanta pouvant arriver dans la direction d'observation diminue très rapidement quand le nombre de chocs augmente. Leur enregistrement sera donc plus délicat. Une autre difficulté se présentera : les quanta qui résulteront d'une suite de diffusions successives, et qui arriveront dans la direction de notre observation, non seulement seront très peu nombreux, mais encore constitueront dans leur ensemble un rayonnement beaucoup moins homogène que celui de diffusion primaire. Ils arriveront sur une plus grande surface de la couche photographique sensible et leurs effets photochimiques s'ajouteront moins favorablement pour

former l'image spectrale correspondante que ceux des quanta monodiffusés pour former la raie Compton primaire.

f) Si le diffuseur est plus lourd et le rayonnement plus mou les chocs successifs des quanta avec la matière se distribueront entre les chocs mous et les chocs élastiques. On peut donc imaginer toutes les combinaisons possibles de ces chocs avant qu'un quantum tombe sur le cristal analyseur.

g) Une autre fraction des quanta incidents produira des photoélectrons ; ils seront complètement absorbés, et c'est le mécanisme de l'absorption vraie par le diffuseur. Ces chocs augmentent avec la densité du diffuseur. Ils nous intéressent ici en ce qu'ils pourront arrêter en route les quanta résultant d'une diffusion multiple ; ils constitueront l'absorption dont il faudrait tenir compte pour prévoir le nombre de ces quanta, d'une fréquence donnée, qui arrivent jusqu'au spectrographe.

L'enregistrement d'un effet de diffusion multiple est une manifestation du dernier né d'une série de quanta de plus en plus faibles formés à partir d'un quantum primaire. Nous obtiendrons de ce fait une preuve spectroscopique directe de l'identité des propriétés générales des quanta successivement produits.

Dans les études fines, comme celles de polarisation de la lumière diffusée les expérimentateurs ont dû diminuer autant que possible l'épaisseur du diffuseur pour que l'effet dépolarisant de la diffusion multiple ne se fasse pas sentir. C'est la même diffusion répétée émise par un bloc de paraffine, de $200 \times 200 \times 200$ mm., qui a permis à Rajewsky (30) d'observer, par des mesures d'absorption, un rayonnement diffusé dont la longueur d'onde efficace était plus grande que celle exigée par l'effet Compton simple. Le bloc était éclairé par deux tubes puissants, sans que l'auteur ait cherché à avoir une bonne définition des angles d'observation.

Apparence spectrale de la diffusion multiple. — Quelques considérations qualitatives simples montrent immédiatement

que l'apparence spectrale de la diffusion multiple sera une bande continue, s'étendant entre des limites qui pourraient être très bien définies, pour un angle donné d'observation, sans l'existence de l'effet Doppler dû à la vitesse des électrons diffusants ; à l'intérieur de ces limites l'intensité sera distribuée suivant une loi qui dépendra de la fréquence primaire, de la nature et de la forme du diffuseur et de la distribution de l'intensité avec l'azimut pour une diffusion primaire. Si l'on disposait de moyens d'analyse très puissants, qui permettent de déceler les diffusions d'ordre élevé, le spectre de diffusion obtenu serait très complexe et la superposition des différentes diffusions répétées ayant comme résultat final un même changement global de longueur d'onde rendrait son analyse très délicate, sinon impossible.

Avec les possibilités actuelles de la technique spectroscopique, la diffusion primaire est déjà un phénomène faible dont l'étude est délicate ; la diffusion double n'avait pas encore été étudiée spectroscopiquement. J'ai réussi à la mettre en évidence et à en dégager les principaux caractères mais son analyse doit être considérée comme difficile. Il ne saurait pour le moment être question de faire une étude *complète* des diffusions d'ordres supérieurs.

Cette étude serait cependant très utile afin que l'on puisse tenir compte des diffusions successives dans tous les cas où elles interviennent.

Considérations générales sur la diffusion multiple. — Pour une direction faisant un angle θ avec le rayonnement incident, un diffuseur et un rayonnement primaire donnés, le rapport entre le nombre de quanta plusieurs fois diffusés et le nombre de ceux provenant d'une diffusion unique est fonction du volume et de la forme du diffuseur. En effet, la chance pour qu'un quantum exécute un nombre donné de chocs, avant de quitter la matière dans un certain azimut, croît avec le volume diffusant. Si le rayonnement ne subissait pratique-

ment pas d'absorption vraie, on aurait avantage à augmenter le plus possible le volume du corps diffusant balayé par les deux faisceaux d'observation et d'incidence.

Largeur spectrale des bandes de diffusion multiple. — Soient maintenant (fig 1) $(\alpha_0, \beta_0, \gamma_0)$ les cosinus directeurs de la direction du faisceau primaire, $(\alpha_n, \beta_n, \gamma_n)$ ceux de la direction d'observation.

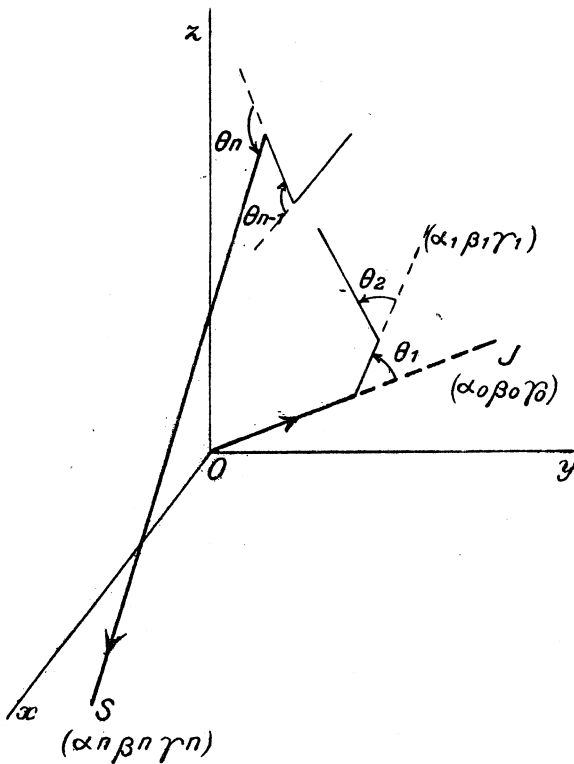


Fig. 1.

La condition : $\alpha_0\alpha_n + \beta_0\beta_n + \gamma_0\gamma_n = \cos \theta$ fixe l'angle d'observation. Supposons que le quantum, avant de sortir suivant la direction $(\alpha_n, \beta_n, \gamma_n)$ ait exécuté une série de n

bonds successifs ; $(\alpha_i, \beta_i, \gamma_i)$ définit la direction du quantum après le $i^{\text{ème}}$ choc.

Admettons que tous les chocs entraînent une diminution de fréquence.

Le changement total de longueur d'onde sera donné, dans le cas des électrons libres au repos par :

$$\delta_n \lambda = \sum_1^n \Delta \lambda = \sum_{i=1}^{i=n} \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta_i) = \frac{h}{m_0 c} \left(n - \sum_1^n \cos \theta_i \right)$$

$$\delta_n \lambda = \frac{h}{m_0 c} \left[n - \sum_{i=0}^{i=n} (\alpha_i \alpha_{i+1} + \beta_i \beta_{i+1} + \gamma_i \gamma_{i+1}) \right]$$

avec la condition :

$$\alpha_0 \alpha_n + \beta_0 \beta_n + \gamma_0 \gamma_n = \cos \theta.$$

Di fusion double. Electron au repos. — Pour simplifier je choisirai la direction d'incidence suivant Ox et la direction d'observation dans le plan xOz ; alors :

$$\begin{cases} \alpha_0 = 1, & \beta_0 = 0, & \gamma_0 = 0 \\ \alpha_2 = \cos \theta, & \beta_2 = 0, & \gamma_2 = \sin \theta \end{cases}$$

$$\begin{aligned} \delta_2 \lambda &= \frac{h}{m_0 c} [2 - (\alpha_1 + \alpha_1 \cos \theta + \gamma_1 \sin \theta)] \\ &= \frac{h}{m_0 c} \left[2 - 2\alpha_1 \cos^2 \frac{\theta}{2} - 2\gamma_1 \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \right] \\ &= \frac{h}{m_0 c} \left[2 - 2 \cos \frac{\theta}{2} \left(\alpha_1 \cos \frac{\theta}{2} + \gamma_1 \sin \frac{\theta}{2} \right) \right] \\ &= \frac{h}{m_0 c} \left[2 - 2 \cos \frac{\theta}{2} \cos \varphi \right], \end{aligned}$$

φ étant l'angle des directions $(\alpha_1, \beta_1, \gamma_1)$ et $(\cos \frac{\theta}{2}, 0, \sin \frac{\theta}{2})$, donc de la direction de diffusion intermédiaire et de la direction fixe qui bissecte l'angle fait par le rayonnement incident et la direction d'observation.

Comme φ est arbitraire, les variations de longueur d'onde seront donc comprises entre les limites :

$$\delta_2 \lambda \text{ max.} = \frac{4h}{m_0c} \cos^2 \frac{\theta}{4},$$

et :

$$\delta_2 \lambda \text{ min.} = \frac{4h}{m_0c} \sin^2 \frac{\theta}{4}. \tag{6}$$

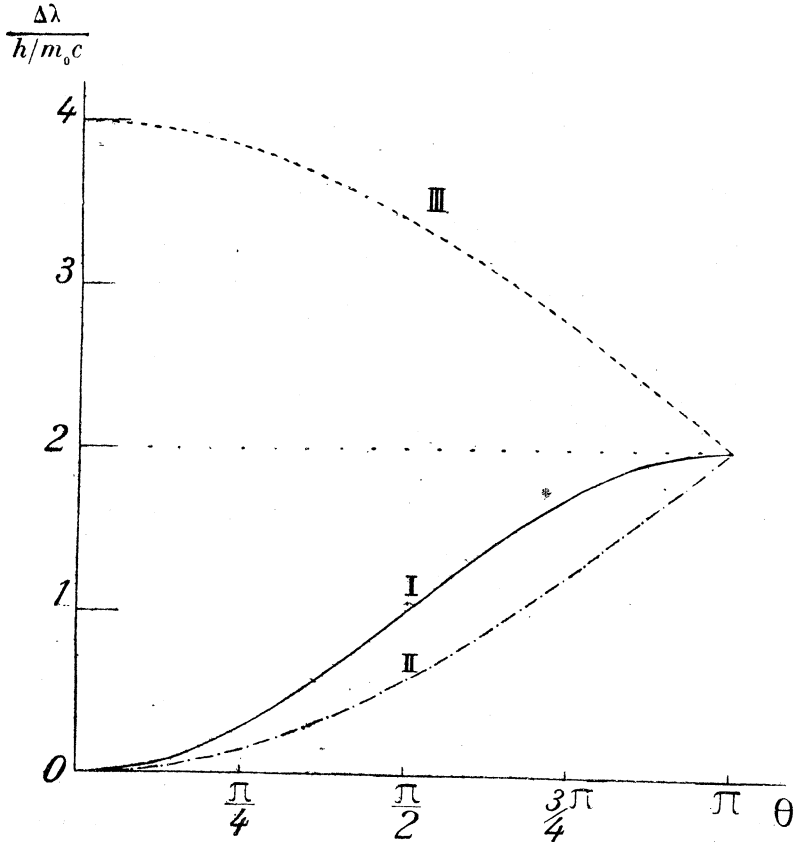


Fig. 2.

On voit que le maximum et le minimum du déplacement ont lieu quand la direction de diffusion intermédiaire est respectivement la bissectrice de l'angle θ ou la direction

opposée. Les trois directions d'incidence, de première diffusion et de deuxième diffusion sont donc coplanaires dans ces deux cas.

Les positions de la raie de monodiffusion et des limites de la bande de diffusion double, pour les différents angles d'observation entre 0 et π , se déduisent facilement du graphique figure 2.

Pour un angle d'observation déterminé, toutes les longueurs d'onde dont la différence à la longueur d'onde incidente est comprise entre les deux valeurs correspondantes lues sur les courbes II et III, seront observables dans le spectre par suite de la double diffusion.

Les considérations simples données ci-dessus ne sont valables que si l'on néglige la vitesse de l'électron.

Extension au cas de l'électron en mouvement. — Si la diffusion se fait sur un électron en mouvement la relation simple de Compton n'est plus suffisante. J'ai rappelé plus haut que la vitesse des électrons est responsable de la largeur de la raie Compton de monodiffusion. On doit donc attendre un étalement correspondant de la bande de diffusion double. Un calcul simple nous donnera l'ordre de grandeur de cet étalement.

Les relations générales de L. de Broglie (*loc. cit.*) sur le changement de longueur d'onde dû à la diffusion sur électron en mouvement, nous permettent d'avoir facilement, en première approximation, la largeur d'une raie Compton de monodiffusion. En effet, l'équation (5) exprimée en λ donne, pour la variation de longueur d'onde :

$$\Delta\lambda = \frac{\beta_1 (\cos \theta_1 - \cos \varphi)}{1 - \beta_1 \cos \theta_1} \lambda_0 + \frac{2 \frac{h}{m_0 c} \sqrt{1 - \beta_1^2} \sin^2 \frac{\theta}{2}}{1 - \beta_1 \cos \theta_1},$$

où θ_1 , est ici l'angle de la direction du faisceau incident avec la vitesse initiale de l'électron, φ l'angle de la vitesse initiale

de l'électron et du quantum diffusé sous l'angle θ , et λ_0 la longueur d'onde incidente.

En première approximation, cette relation devient :

$$\Delta\lambda = \beta_1 (\cos \theta_1 - \cos \varphi) \lambda_0 + 2 \frac{h}{m_0 c} \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

si l'on néglige les termes en β_1^2 et $\beta_1 \cos \theta_1$ devant 1.

Le deuxième terme représente le changement de longueur d'onde $\Delta\lambda_c$ sur l'électron au repos. Le premier est dû à l'effet Doppler.

θ_1 et φ peuvent prendre toutes les valeurs entre 0 et 2π , ce qui revient à considérer une distribution homogène des directions des électrons de vitesse $\overline{\beta_1 c}$.

La largeur totale de la raie Compton s'obtient en ajoutant à $\Delta\lambda_c$ les valeurs maxima et minima du premier terme, respectivement. On voit facilement, en faisant intervenir l'angle ω fait par la vitesse de l'électron avec la bissectrice du supplément de θ , que

$$\beta_1 (\cos \theta_1 - \cos \varphi) \lambda_0 = 2\beta_1 \lambda_0 \sin \frac{\theta}{2} \cos \omega.$$

L'expression varie entre les deux limites extrêmes :

$$2\beta_1 \lambda_0 \sin \frac{\theta}{2} \quad \text{et} \quad -2\beta_1 \lambda_0 \sin \frac{\theta}{2}.$$

La largeur totale de la raie spectrale due aux électrons de vitesse $\overline{\beta_1 c}$, est donc :

$$4\beta_1 \lambda_0 \sin \frac{\theta}{2}.$$

La variation de l'intensité dans la bande de monodiffusion dépendra de la loi de distribution des électrons entre les vitesses $\overline{\beta_1 c}$. La courbe de distribution de ces vitesses donne

un maximum assez aigu pour une vitesse caractérisant le corps considéré.

Soit $\overline{\beta_1 c}$ la vitesse des électrons correspondant à une composante de la bande Compton encore suffisamment forte pour que l'on puisse espérer retrouver son effet dans la diffusion double.

On aura, en première approximation, le changement total de la longueur d'onde incidente, en considérant le déplacement maximum par effet Doppler, relatif à chacune des deux diffusions successives, pour le cas de l'électron au repos.

Pour le cas général on aura :

$$\Lambda = \Delta_1 \lambda + \Delta_2 \lambda = 2 \frac{h}{m_0 c} \sin^2 \frac{\theta_1}{2} + 2\beta \lambda_0 \sin \frac{\theta_1}{2} + \frac{2h}{m_0 c} \sin^2 \frac{\theta_2}{2} \pm 2\beta \sin \frac{\theta_2}{2} \left(\lambda_0 + \frac{2h}{m_0 c} \sin^2 \frac{\theta_1}{2} + 2\beta \lambda_0 \sin \frac{\theta_1}{2} \right).$$

Pour le maximum de déplacement correspondant à l'électron au repos on a :

$$\theta_1 = \theta_2 = \left(\pi - \frac{\theta}{2} \right)$$

et le déplacement total sera :

$$\Lambda_{\max} = \left(1 \pm \beta \cos \frac{\theta}{4} \right) \left[2 \frac{h}{m_0 c} \left(1 + \cos \frac{\theta}{2} \right) \pm 4\beta \lambda_0 \cos \frac{\theta}{4} \right]$$

Un calcul analogue donne, pour le cas du minimum de déplacement dans la diffusion double ;

$$\Lambda_{\min} = \left(1 \pm \beta \sin \frac{\theta}{4} \right) \left[2 \frac{h}{m_0 c} \left(1 - \cos \frac{\theta}{2} \right) \pm 4\beta \lambda_0 \sin \frac{\theta}{4} \right].$$

Enfin une approximation analogue à celle faite plus haut, donne pour ces valeurs :

$$\begin{aligned} \Lambda_{\max} &= \delta_2 \lambda_0 \max \pm 4\beta \lambda_0 \cos \frac{\theta}{4} \\ \Lambda_{\min} &= \delta_2 \lambda_0 \min \pm 4\beta \lambda_0 \sin \frac{\theta}{4}. \end{aligned} \quad (7)$$

Les limites supérieure et inférieure de la bande de diffusion double seront donc très floues. On peut en évaluer, approximativement la position en prenant pour β la valeur qui correspond à la plus grande densité d'électrons.

A $\theta = 0^\circ$ l'effet Doppler n'influe pas sur la valeur du minimum, ce qui d'ailleurs était évident *a priori*.

L'effet Doppler aura une influence de moins en moins importante sur le maximum quand on se déplace vers les grands angles de diffusion.

Cas de la diffusion triple. — Pour le cas d'une diffusion triple, la relation générale sera :

$$\begin{aligned} \delta_3 \lambda &= \frac{h}{m_0 c} \left[3 - \sum_{i=0}^{i=3} \alpha_i \alpha_{i+1} + \beta_i \beta_{i+1} + \gamma_i \gamma_{i+1} \right] \\ &= \frac{h}{m_0 c} (3 - f(\theta)) \end{aligned}$$

Rappelons de suite, pour simplifier les calculs, que dans le cas du minimum et du maximum de déplacement, donc pour le maximum et le minimum de $f(\theta)$, les directions des sauts intermédiaires doivent se trouver dans un même plan avec les rayons incident et diffusé. Pour le cas du maximum de $f(\theta)$, il faut aussi que les deux directions intermédiaires divisent l'angle θ en 3 parties égales, et alors :

$$\delta_3 \lambda \text{ min} = 3 \left(1 - \frac{\cos \theta}{3} \right). \quad (8)$$

Des conditions géométriques simples nous montrent que, pour le cas du minimum, c'est l'angle $(\pi - \theta)$ qui doit être divisé en 3 par les deux rayons intermédiaires alors :

$$\delta_3 \lambda \text{ max} = 3 \left(1 + \cos \frac{(\pi - \theta)}{3} \right). \quad (9)$$

M. Francis Perrin a très aimablement attiré mon attention sur ce qu'on peut généraliser simplement ce calcul par des

considérations géométriques qui donnent, pour le cas de n diffusions, la relation générale :

$$\begin{aligned} \delta_n \lambda \text{ max} &= n \left(1 + \cos \frac{\theta}{n} \right), \text{ pour } n = 2n', \\ \delta_n \lambda \text{ min} &= n \left(1 - \cos \frac{\theta}{n} \right) \end{aligned} \quad (10)$$

et :

$$\delta_n \lambda \text{ max.} = n \left(1 + \cos \frac{(\pi - \theta)}{n} \right) \text{ pour } n = 2n' + 1.$$

On voit donc que dans le cas d'une radiation monochromatique tombant sur la matière, sa diffusion doit donner lieu à des apparences spectrales très compliquées et qui constituent un véritable spectre de diffusion. Les recherches expérimentales dont je parlerais plus loin, montrent que les composantes de ce spectre sont suffisamment intenses pour qu'on puisse en faire l'étude au spectrographe. L'analyse spectrographique avait révélé jusqu'à présent les deux composantes plus ou moins prédominantes, suivant le cas d'expérience : la raie de diffusion normale et la raie Compton. Cette dernière est prépondérante, c'est pourquoi elle a pu être étudiée à peu près indépendamment, des autres composantes de la diffusion. Les plaques photographiques, quand il s'agit de deux rayonnements faibles d'intensités assez différentes en fait elle-même un triage partiel grâce à son seuil de sensibilité.

Dans ce qui suit je décrirai ce que j'ai pu observer de ce spectre, en particulier la contribution de la diffusion double et dans les limites des possibilités je confronterai les résultats de l'expérience avec les prévisions théoriques.

CHAPITRE III

Etude expérimentale de la double diffusion avec changement de longueur d'onde.

Quelques considérations préliminaires sont nécessaires pour faire connaître les meilleures conditions d'étude de la diffusion multiple.

La diffusion multiple avec changement de longueur d'onde, donnera toute une bande spectrale, s'étendant entre les limites mentionnées plus haut. L'énergie totale diffusée plusieurs fois est distribuée entre toutes les fréquences de la bande totale de diffusion suivant une loi difficile à connaître avec précision.

On sait qu'avec les moyens spectroscopiques ordinaires et de bonnes définitions de l'angle de diffusion, des poses de quelques centaines d'heures sont déjà nécessaires pour bien enregistrer l'effet d'une diffusion simple. Cependant cette première diffusion est beaucoup plus forte que les effets secondaires dont nous nous occupons et a encore l'avantage de concentrer presque toute son énergie sur un domaine spectral plusieurs fois plus étroit que la diffusion multiple. Pour celle-ci l'énergie totale est répartie entre les différentes longueurs d'onde de la bande spectrale correspondante et il est plus difficile de franchir le seuil de la plaque photographique. Son observation ne sera possible que si l'on dispose l'expérience de manière à avoir assez d'énergie dans le faisceau à analyser et si l'on choisit un dispositif d'analyse spectroscopique suffisamment lumineux ; il faut en outre conserver, aux dépens de la luminosité, une définition assez précise de l'angle d'observation.

Les diffuseurs doivent être disposés de manière à offrir

suffisamment de matière dans le trajet des faisceaux incident et d'observation. En effet, la diffusion multiple croît avec le volume du diffuseur.

J'ai fait l'analyse du rayonnement avec un spectrographe à focalisation de Y. Cauchois (29). C'est l'un des appareils les

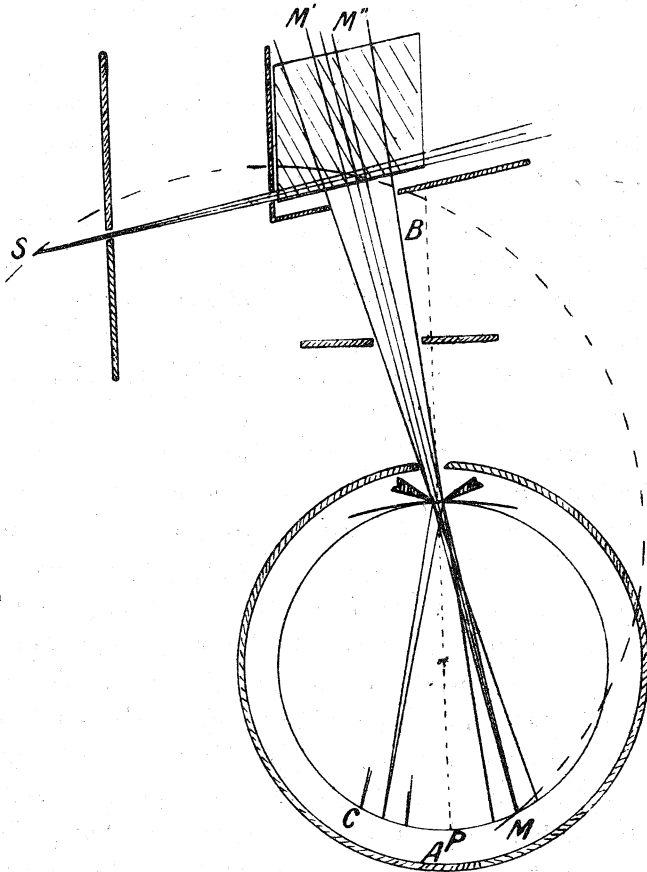


Fig. 3.

plus puissants qu'on connaisse actuellement. Sa luminosité dépasse de beaucoup celle des appareils à cristaux plans. On a l'avantage d'avoir des raies spectrales extrêmement fines, donc pouvoir résolvant très grand, sans employer une fente qui diminue beaucoup l'intensité du faisceau incident.

Il s'agissait ici de mettre en évidence et d'analyser un phénomène non encore observé spectroscopiquement, dont l'existence a très souvent été négligée mais dont il faut pourtant certainement tenir compte dans un grand nombre de recherches sur les rayons X.

Géométrie des montages. — La figure 3 donne le schéma général des montages employés. Les conditions particulières seront données à part pour chaque cas étudié.

Voici quelques indications sur les principes qui m'ont guidé pour la disposition géométrique de ces montages.

Le premier souci, dans ce genre d'études, est de tâcher de définir aussi bien que possible l'angle d'observation. Il faut cependant conserver assez de luminosité pour que la mise en évidence de ces phénomènes, d'intensité en général très faible, soit possible avec des temps de pose encore raisonnables.

Dans la majorité de mes expériences, je n'ai pas diminué l'ouverture du faisceau incident au-dessous de 2° , ce qui me donnait une bonne précision sur les déterminations de la distribution spectrale des phénomènes secondaires que j'avais à étudier. Dans certaines expériences de contrôle j'avais réduit cette ouverture à environ 1° .

Position du diffuseur par rapport au spectrographe — La position du diffuseur par rapport au spectrographe est déterminée par les deux considérations suivantes :

1° Il faut que les conditions géométriques de formation des spectres soient réalisées ;

2° L'ouverture du faisceau d'observation doit avoir la valeur qu'on s'est donnée d'avance.

Ces deux exigences déterminent les dimensions du diffuseur et sa position par rapport au spectrographe, ou mieux celles des diaphragmes intermédiaires.

En particulier, il faut que le diffuseur n'envoie pas de

rayonnement direct sur la région où se font les spectres. Si P est le point de convergence des plans réflecteurs et si à partir de A vers C , on doit avoir du rayonnement réfléchi, il

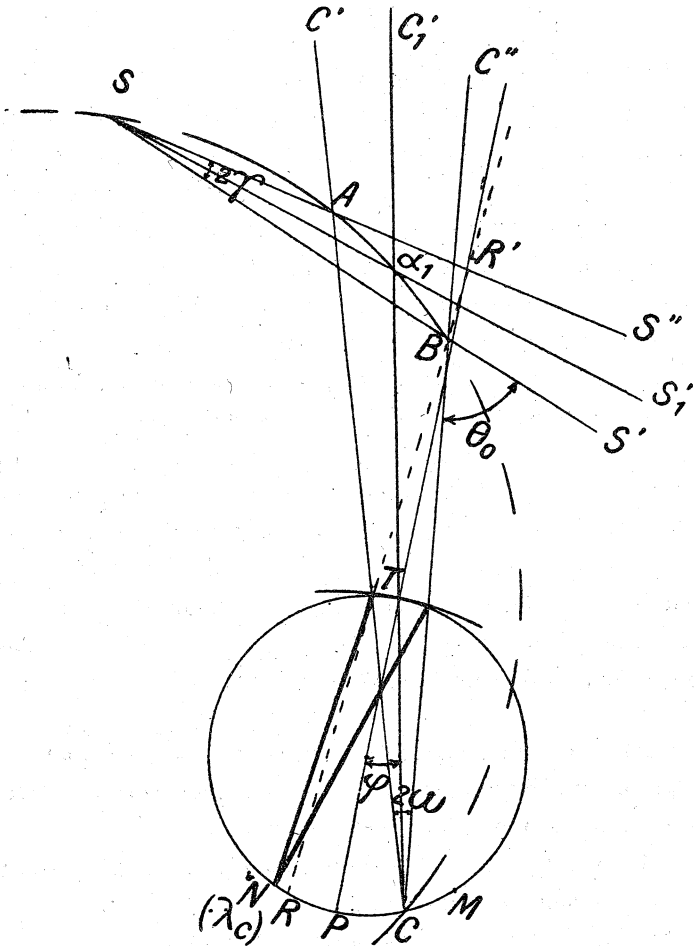


Fig. 4.

est nécessaire qu'aucun rayon n'arrive d'un point situé à droite de AB . Il faut que des faisceaux analogues à $M'M''$ puissent donner tous les angles φ dont on a besoin pour enregistrer le domaine spectral à étudier.

Position de la source. — Une fois fixée la position du diffuseur par rapport au spectrographe, l'angle θ_0 conditionne la position de la source.

Il est commode, pour mes expériences, de régler le spectrographe par rapport au diffuseur de telle manière que la raie Compton corresponde à la valeur moyenne des angles de Bragg à enregistrer. Soit C (fig. 4), le point d'incidence du rayonnement qui se réfléchira pour donner sur film λ_c en N.

La source S doit être disposée de telle sorte que les rayons moyens SS'_1 et CC'_1 fassent l'angle θ_0 . On observe de suite que la géométrie de la figure demande que la source S, les points α_1 et le point de convergence C se trouvent sur l'arc de cercle $S\alpha_1C$ construit sur le segment SC et capable de l'angle $\pi - \theta_0$.

L'éclairement du diffuseur. — Dans la disposition relative de la source par rapport au diffuseur, je me suis arrangé pour que les faisceaux incidents et d'observation aient leur région commune dans la partie du diffuseur qui éclaire le spectrographe pour toutes les longueurs d'ondes à enregistrer.

J'ai trouvé qu'il est avantageux d'éclairer le diffuseur comme sur la figure 3, car on évite ainsi d'affaiblir une trop grande partie du rayonnement diffusé par absorption dans la matière.

Considérations géométriques sur la définition de l'angle de diffusion.

Diffusion primaire. — Soit P le point de convergence des plans réflecteurs internes, considérés normaux aux faces du cristal, C l'endroit où convergent les rayons diffusés qui donneront naissance à la raie Compton primaire, correspondant à l'angle de diffusion θ_0 qu'on s'est fixé d'avance (Figure 4).

Soit $S'S''$ le faisceau incident d'ouverture 2γ . Admettons que sur son trajet il y ait partout de la matière diffusante depuis le sommet jusqu'à la droite $R'R$, déterminée par la plus courte longueur d'onde que l'on veut observer, et au delà de laquelle le spectre ne doit pas être voilé par du rayonnement direct.

C'est dans la région commune des faisceaux $SS'S''$ et $CC'C''$ que se trouvent les seuls points qui puissent envoyer un rayonnement diffusé primaire de longueur d'onde λ susceptible d'être réfléchi par le cristal, sous l'angle de Bragg correspondant φ_c . Mais tous les points de cette région commune ne pourront pas contribuer à la formation de cette raie spectrale λ_c , puisque, pour qu'un rayonnement Compton primaire soit réfléchi par le cristal, il faut que sa longueur d'onde vérifie à la fois les deux relations :

$$(a) \quad \begin{cases} \lambda_c = \lambda_0 + \frac{h}{m_0c} (1 - \cos \theta_0) \\ \lambda_c = 2\delta \sin \varphi_c \end{cases}$$

où λ_0 est la longueur d'onde incidente et δ la distance réticulaire relative aux plans réflecteurs en jeu.

On peut calculer quelle sera l'incertitude sur l'angle d'observation pour des ouvertures données 2γ et 2ω des faisceaux incident et d'observation; nous chercherons une relation qui donne l'incertitude $x = \lambda - \lambda_c$ sur la définition de la longueur d'onde de la raie Compton que l'on veut observer dans la direction θ_0 .

On voit sur la figure (4) que les seuls points du diffuseur qui puissent envoyer du rayonnement λ susceptible de subir la réflexion de Bragg, c'est-à-dire vérifiant les deux relations ci-dessus, sont situés exclusivement sur la portion AB de l'arc de cercle s'appuyant sur SC et capable de l'arc $\pi - \theta$.

C'est avec un radiateur très mince, disposé suivant un arc de cercle, que Kirkpatrick et Du Mond ont constitué leur source dans les recherches très difficiles qu'ils firent sur

l'effet Compton primaire avec leur spectrographe à quarante cristaux.

La définition de l'angle θ ne peut être rigoureuse, avec un spectrographe à focalisation, que si la source est ponctuelle et le radiateur infiniment mince.

On voit facilement sur la figure 4 que si le rayon incident moyen tourne de $d\gamma$, tandis que le rayon d'observation passant par le milieu du cristal, tourne de $d\omega$, l'angle d'observation varie de :

$$d\theta = d\gamma + d\omega - d\varphi$$

si $d\varphi$ représente la variation de l'angle de Bragg compatible avec la variation de θ . On en déduit par intégration depuis les faisceaux médians jusqu'aux faisceaux extrêmes

$$\theta - \theta_0 = \omega + \gamma - (\varphi - \varphi_c).$$

On voit que l'incertitude sur θ est plus petite de $\varphi - \varphi_c$ que celle que l'on aurait sans la compatibilité des variations de θ et λ exigée par la condition de Bragg.

Des relations (a) et des relations similaires relatives à un angle θ quelconque et aux λ et φ correspondants, on déduit les valeurs de θ et de φ en fonction de x , qui portées dans la relation précédente donnent :

$$\omega + \gamma = \arcsin \left(\frac{x}{h/m_0c} - \cos \theta_0 \right) + \arcsin \frac{x + \lambda_c}{2\delta} + \frac{\pi}{2} - (\theta_0 + \varphi_c). \quad (11)$$

Cette relation détermine pour chaque ω et γ adoptés l'incertitude x sur la largeur de la raie Compton primaire par suite de la largeur des faisceaux incident et d'observation.

La définition des angles pour le cas de la diffusion multiple.
— Pour observer la diffusion multiple, il est avantageux de travailler avec beaucoup de matière.

Tous les points du diffuseur, même extérieurs au faisceau incident, peuvent envoyer du rayonnement de diffusion multiple sur le spectrographe. Ce rayonnement se réfléchira pourvu que l'angle de Bragg soit compatible avec les longueurs d'onde possibles sous l'angle d'observation respectif.

Les conditions expérimentales déterminées dans le paragraphe précédent entraînent ici une incertitude sur θ facile à exprimer. Si $\Delta\varphi$ représente la variation maxima de l'angle de Bragg possible à partir de φ_0 , θ variera au plus entre $\theta_0 + \Delta\varphi + (\omega + \gamma)$ et $\theta_0 + \Delta\varphi - (\omega + \gamma)$.

Dans le cas général la variation de $\Delta\varphi$ reste très faible. Ainsi pour le plus grand déplacement par double diffusion : $4 \frac{h}{m_0c}$ (environ 97 U. X.) $\Delta\varphi$, pour $\text{RhK}\alpha$ par exemple, est de l'ordre de 1/2 degré, donc tout à fait de l'ordre de l'imprécision courante dans l'observation de l'effet Compton, et faible par rapport à $\omega + \gamma$. Remarquons que ce déplacement supplémentaire $\Delta\varphi$ serait évité si l'on avait diaphragmé le faisceau et fait osciller le spectrographe.

Le domaine de variation de θ est déterminé une fois fixées les positions des diaphragmes placés devant la source (définition de γ) et devant le spectrographe (définition de ω et φ). Il est ensuite avantageux d'étendre, autant que possible, le volume diffusant, afin d'augmenter la proportion de lumière polydiffusée. Ceci ne nuit pas alors à la définition des angles, ni à la possibilité d'observation des spectres.

Pour la diffusion double, on remarquera que seuls interviennent les points du diffuseur présents soit dans le faisceau incident, soit dans le faisceau d'observation. La matière extérieure à ces faisceaux ne fait qu'affaiblir l'émission correspondante, par absorption du rayonnement intermédiaire monodiffusé.

Par contre, toute la matière intervient quant à l'émission de lumière diffusée d'ordre supérieur. Il est spécialement indiqué de remplir complètement de matière la région com-

mune des deux faisceaux, qui contribue pour la plus large part à l'émission de lumière modifiée.

Dans mes expériences, où la plus grande dimension du diffuseur parallélépipédique n'a pas dépassé 5 cm., je n'ai pas enlevé la matière inutile pour la diffusion double, les absorptions étant négligeables.

Analyse des résultats expérimentaux.

J'ai fait l'étude de la diffusion multiple pour toute une série d'angles d'observation comprise entre 0° et 135° , pour des rayonnements et des diffuseurs différents, afin de rassembler le plus possible de renseignements sur les apparences spectrales auxquelles elle donne lieu.

Je voulais en outre vérifier la concordance entre l'expérience et les prévisions théoriques que l'on peut faire *a priori*.

Diffusion double avec changement de longueur d'onde pour $\theta = 0$. — Pour $\theta = 0$ la diffusion simple ne donne pas de raie déplacée ($\Delta\lambda = 0$) ; en échange la lumière émise dans cette direction par double diffusion donne la bande la plus étalée. En effet elle varie de $\delta_2\lambda = 0$ à $\delta_2\lambda = 97,28$ U. X.

Son étude est d'autant plus intéressante, que, dans cette direction, le rayonnement émis vers l'avant par le diffuseur peut gêner, dans certaines expériences générales, par sa superposition au rayonnement direct.

J'ai analysé le spectre de diffusion, dans cette direction, par un bloc de lithium métallique, quand le rayonnement incident est le spectre K du molybdène.

Comme dans toutes ces expériences, le lithium était protégé contre les agents chimiques par une couche très mince de paraffine.

Le dispositif est celui de la figure 5.

Un fin pinceau de rayons X venant d'une anticathode très

étroite passe à travers 3 fentes avant d'arriver sur le diffuseur dont elle est éloignée de 40 cm. ; l'ouverture *ab* est un

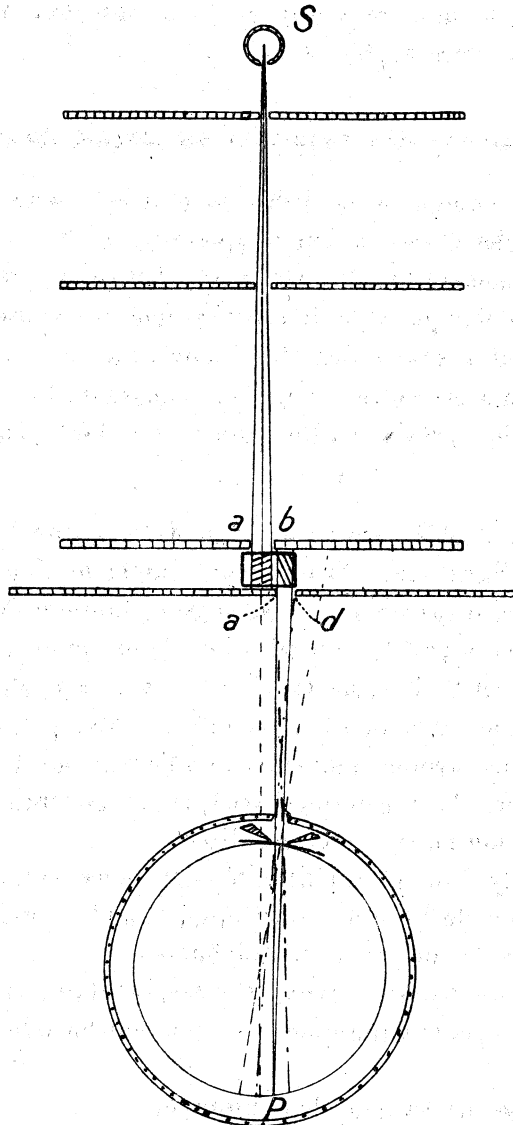


Fig. 5.

rectangle de 1 cm. 5 × 1 cm. L'ouverture maxima du faisceau incident est de l'ordre de 2°.

Le diaphragme *cd* est un rectangle de 1 cm. 5 × 0 cm. 5. L'ouverture du faisceau arrivant en P est aussi de l'ordre de 2°. L'incertitude maxima sur les angles est :

$$\gamma + \omega \pm \Delta\varphi \approx 4^\circ \pm 1^\circ.$$

Le spectrographe a été réglé de manière à ce que le point P corresponde à l'incidence relative à la raie $K\alpha$ du Mo.

Le temps de pose a été de 35 heures.

Le tube à Mo a fonctionné sous 40 KV et 15 mA.

Le spectre K du molybdène, enregistré en rayonnement direct du tube excitateur sur une petite région de la plaque, sert de référence.

L'expérience est difficile dans ce cas, car, pour éviter le rayonnement direct, j'ai été obligé de me mettre tout à fait en dehors du faisceau excitateur. Je n'avais donc pas de région commune aux deux faisceaux incident et d'observation. L'éclat de la source pour le rayonnement plusieurs fois diffusé est de ce fait plus faible.

Après 35 heures de pose la bande de la diffusion double est très nettement enregistrée sur mon cliché.

Le spectre de diffusion est composé des raies $MoK\beta_1$ et $MoK\alpha_{1,2}$ et de la bande de diffusion double.

La limite de la bande de diffusion double, mesurée sur cliché (dispersion environ 25 U. X./mm.) et sur microphotogramme, donne la valeur moyenne inscrite dans le tableau 1.

TABLEAU I

$MoK\alpha_{1,2}$	λ maximum	$\delta_2\lambda$ max. observé	$\delta_2\lambda$ max. théorique
710,0 U. X.	806,4 ± 3 U. X.	96,4 ± 3 U. X.	97,3 U. X.

La valeur maxima du λ_{\max} qui peut être enregistrée est celle correspondant à $\theta_0 = 5^\circ$, donc :

$$\delta_2 \lambda'_{\max} = \frac{2h}{m_0 c} (1 + \cos 2^\circ 30') = 97,24 \text{ U. X.}$$

L'écart par rapport à la valeur correspondant à 0° est de l'ordre de $0,04$ U. X. Il est beaucoup plus petit que l'erreur faite dans la mesure de la limite floue qu'on a à déterminer. La concordance est très bonne.

Plusieurs microphotogrammes, pris à des hauteurs différentes pour éliminer le grain très fâcheux des films à rayons X à double émulsion, donnent la courbe moyenne de la figure 7. La distribution de l'intensité à l'intérieur de cette bande sera discutée dans un autre paragraphe, comme d'ailleurs les résultats correspondants pour les autres cas d'expérience.

Spectre de diffusion pour $\theta = 40^\circ$. — Diffusion des raies K du Mo sur Li métallique. Temps de pose 43 h. Le tube à Mo a fonctionné sous 15 milliamp. et 40 K. V.

Les dimensions du diffuseur étaient $3 \times 4 \times 2$ cm.

Distance cristal diffuseur 30 cm.

Distance diffuseur anticathode 35 cm.

Le faisceau excitateur partant de l'anticathode ponctuelle traversait un diaphragme en plomb de 1×0 cm. 8 qui définissait un angle ayant une ouverture maxima de $1^\circ 40'$.

Le bloc était éclairé comme sur fig. 6.

Une preuve de la bonne définition de l'angle est la très faible largeur des raies diffusées primaires; elle dépasse à peine celles des raies α du spectre de comparaison, ce qui permet de distinguer assez clairement les deux maxima correspondant aux excitations des raies α_1 et α_2 , et cela malgré la pose très longue qui a suffi pour enregistrer la diffusion double avec une intensité suffisante pour que le cliché soit reproductible. Il faut remarquer que l'on est dans une région

où le cosinus varie très rapidement. Une série de microphotogrammes du cliché, pris à différentes hauteurs dans une région de la plaque où le spectre de diffusion seul a été enregistré, donnent la courbe moyenne fig. 8.

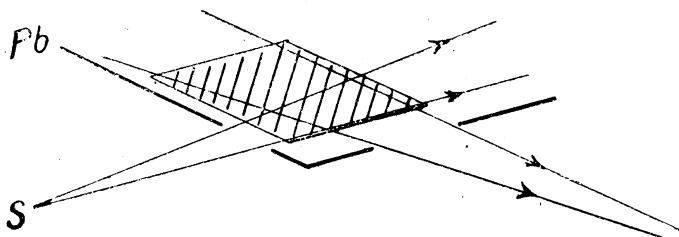


Fig. 6.

La moyenne de plusieurs mesures sur cliché et microphotogrammes figure dans le tableau 2 :

TABLEAU 2

MoK α	C α	$\Delta\lambda$	$\Delta\lambda$ moyen	λ CC α moyen	$\delta_2 \lambda$ obs.	$\delta_2 \lambda$ calculé
α_1 707,8	713,6	5,8	} 5,75	806	96	94,35
α_2 712,1	717,8	5,7				

La valeur moyenne de $\Delta\lambda = 5,7$ U. X. fixe la direction de l'angle θ à :

$$\theta = 40^\circ.$$

Les limites calculées pour la bande sont :

$$\delta_2 \lambda \text{ min.} = \frac{2h}{m_0 c} (1 - \cos 20^\circ) = 2,93 \text{ U. X.}$$

$$\delta_2 \lambda \text{ max.} = \frac{2h}{m_0 c} (1 + \cos 20^\circ) = 94,35 \text{ U. X.}$$

La précision des mesures a été de $\pm 0,5$ U. X. pour les bandes de monodiffusion et de $\pm 2,5$ U. X. pour la bande à

bords très flous de la diffusion double. La limite inférieure est noyée dans la largeur de la bande de monodiffusion ajoutant à leur élargissement naturel et à celui dû aux conditions d'expériences (voir planche I).

Diffusion double pour $\theta = 93^\circ$. — Diffusion des raies K du Rh sur du Lithium métallique.

Temps de pose 30 heures avec 15 MA.

Comme dans les expériences précédentes, j'ai délimité par des diaphragmes appropriés des faisceaux incidents et d'observation d'ouvertures respectives : $2\gamma = 3^\circ$, $2\omega = 3^\circ$.

Les conditions de l'expérience ont été très favorables et on distingue très nettement sur le cliché :

Les trois bandes de mono-diffusion dues aux raies β_2 , $\beta_{1,3}$ et $\alpha_{1,2}$. Les deux bandes dues aux raies $\beta_{1,3}$ et β_2 sont nettement séparées, quoique les raies excitatrices ne diffèrent que d'environ 12 U. X.

La bande Compton due à la diffusion primaire est sur-exposée et dans ce cas je ne puis en distinguer les deux composantes. D'ailleurs le spectre de la diffusion double se superpose à l'émission primaire.

Le doublet excitateur $\alpha_{1,2}$ est également paru. Nous sommes dans le cas où le spectre de diffusion est presque intégralement constitué par des raies ayant subi le déplacement Compton. Je ne sais pas si la raie $\alpha_{1,2}$ enregistrée vient du diffuseur ou d'une diffusion parasite par les protections de plomb.

La bande de diffusion double est très nette et montre admirablement bien, l'existence dans le spectre de diffusion, des composantes dues à la diffusion répétée.

Les résultats de plusieurs mesures, faites sur cliché et sur microphotogrammes sont donnés dans le tableau 3.

(Voir aussi fig. *a* et fig. *b*, planche II).

TABLEAU 3

Raies K	Raies excitatrices	Mono-diffusion	$\Delta\lambda$	Double diffusion Limite supérieure		Double diffusion Limite inférieure	
				observée	calculée	observée	calculée
β_2	534,0	559,4	25,4				
$\beta_{1,11}$	544,8	$570,5 \pm 0,5$	25,7				
$\alpha_{1,12}$	614,2	$639,6 \pm 0,5$	25,4	87 ± 3	82,1	$11,2 \pm 3$	15,1
			moyenne 25,5				

Spectre de diffusion pour $\theta = 95^\circ$. — Diffusion des raies K du Mo sur paraffine.

Temps de pose 30 h. Le tube à Mo a fonctionné sous 15 ma et 40 K. V.

Les dimensions du diffuseur étaient $3 \times 4 \times 2$ cm.

Distance du cristal au diffuseur 25 cm.

Distance du diffuseur à l'anticathode 30 cm.

Comme dans l'expérience précédente, le faisceau envoyé par l'anticathode ponctuelle était défini à l'aide d'un diaphragme placé contre le diffuseur. L'ouverture du faisceau était par suite de $3'30''$ au maximum.

La pose a été suffisamment longue pour que $C\beta_2$ apparaisse aussi très distinctement.

La bande due à la double diffusion se distingue assez bien dans la reproduction et très nettement sur le cliché original et sur les microphotogrammes (voir fig. 9).

Nous sommes dans un cas où la diffusion se fait avec une proportion considérable de lumière sans changement de longueur d'onde. Le phénomène devient plus compliqué à cause des diffusions doubles dont une au moins peut se faire par choc élastique. L'effet se traduit dans la distribution d'intensité à l'intérieur de la bande (voir plus loin).

Les moyennes des mesures faites sur film et microphotogramme sont données dans le tableau 4.

TABLEAU 4

MoK	Raies excitatrices	Monodiffusion	$\Delta\lambda$	Diffusion double CC $\alpha_{1,2}$ obs.	CC $\alpha_{1,2}$ calculée
β_2	619,7	C β_2 646,5	26,8	} $\delta_2 \lambda = 82,5 \pm 3$	81,5
β_1	630,98	C β_1 657,3	26,3		
α_1	707,83	C α_1 734,1	26,3		
α_2	712,10		moyenne 26,46		

Les bandes de monodiffusion ont été mesurées sur microphotogramme à $\pm 0,5$ U. X. près, la limite de la bande de diffusion double à ± 3 U. X. près.

La limite inférieure est difficile à repérer car elle se superpose à l'élargissement de C $\alpha_{1,2}$.

Spectre de diffusion à $\theta = 116^\circ$. — Spectre obtenu par diffusion des raies K du Rh sur du Li métallique.

Temps de pose 40 h. 15 MA dans le tube à Rh.

Les faisceaux d'incidence et d'observation étaient ouverts à environ 2° .

Le cliché contient :

La raie RhK α_1 diffusée sans changement de longueur d'onde. Les raies Compton de mono-diffusion correspondant à β_2 , $\beta_{1,3}$ et $\alpha_{1,2}$

Le spectre de diffusion double avec ses limites serrées autour de la raie Compton de mono-diffusion.

Des indications de la diffusion triple.

TABLEAU 5

Rh K	Raies excitatrices	Mono-diffusion	$\Delta\lambda$	Double diffusion Limite supérieure	$\delta_2\lambda$ max. observé	$\delta_2\lambda$ max. calculé
β_2	534,0	569	35,0	684,7	$72,7 \pm 3$	74,4
$\beta_{1,3}$	544,8	580,20	35,4			
$\alpha_{1,2}$	614,2	649	34,8			
			moyenne 35			

Ce cliché présente de l'intérêt par la présence de la bande de diffusion double serrée autour de la raie de mono-diffusion dérivée de $\text{RhK}\alpha_{1,2}$.

Des soins particuliers avaient été pris pour éviter que le moindre rayonnement étranger vienne voiler la plaque pendant la pose très longue. On devine la présence de la diffusion triple. Une copie agrandie est donnée dans la planche III.

Spectre de diffusion pour $\theta = 130^\circ$. — Spectre obtenu en diffusant les raies K du rhodium sur du lithium métallique.

Les faisceaux incidents et d'observation étaient ouverts à 2° — Temps de pose 60 heures, le tube fonctionnant sous 15 milliampères. Ce cliché contient :

La raie $\text{RhK}\alpha_1$ diffusée sans changement de longueur d'onde. Les trois bandes de mono-diffusion Compton dues aux raies primaires du Rh : $\beta_2, \beta_{1,3}, \alpha_{1,2}$.

La bande de diffusion double dont les limites sont très serrées autour de la raie Compton primaire.

Le spectre K du tube excitateur et qui sert de référence.

Les résultats de plusieurs mesures faites sur cliché et sur microphotogramme sont réunis dans le tableau 6.

TABLEAU 6

Rh K	Raie excita- trice	Mono- diffusion	$\Delta\lambda$	Diffusion double Limite supérieure	$\delta_2\lambda$ max. obs.	$\delta_2\lambda$ max. calculé
β_2	534,0	574,3	40,3			
$\beta_{1,3}$	544,8	584,3	39,5			
$\alpha_{1,2}$	614,2	654	39,8	$681,2 \pm 3$	67 ± 3	69,2

J'avais refait un spectre pour un *grand* angle de diffusion à cause du double intérêt qu'il présente.

Très souvent des études ont été faites avec de grands angles de diffusion, pour avoir suffisamment de séparation pour la raie Compton et que l'étude en soit facilitée. Avec cet angle, la bande Compton de diffusion double se resserre.

On la voit nettement sur le cliché ; le microphotogramme en donne l'allure. On distingue l'élargissement asymétrique de la raie Compton, élargissement dû à la superposition des deux diffusions. Il prouve clairement que si l'on ne prend pas les précautions de rigueur, on risque d'avoir des apparences faussées de la raie Compton. Dans les études sur la largeur naturelle de cette dernière, la deuxième diffusion peut intervenir d'une manière très fâcheuse

La diffusion double étant très serrée autour de la raie Compton, on pouvait espérer enregistrer aussi la diffusion triple car l'autre diffusion pourrait paraître presque exclusivement sur certaines régions du film.

Le cliché a été posé très longtemps, dans l'espoir d'en avoir une indication. En effet, on y voit nettement la manifestation de la diffusion triple, sa limite supérieure doit se trouver à :

$$\delta_3\lambda = 3 \frac{h}{m_0c} \left(1 + \cos \frac{\pi - \theta}{3} \right) = 142,8 \text{ U. X.}$$

A cet endroit $\delta_3\lambda = 140$ U. X. on voit sur tous mes microphotogrammes, une bosse qui témoigne de cette émission.

Une reproduction agrandie et un calque moyen de microphotogrammes de ce cliché sont donnés à la fin du mémoire (planche IV ; fig. 10).

D'autres clichés ont été faits. J'en ai choisi ici une série qui caractérisait bien le phénomène dans ses lignes générales. Ceux-ci sont aussi ceux dont la reproduction typographique est plus aisée.

Je donne plus bas un tableau d'ensemble des mesures détaillées rapportées ci-dessus (Tableau 7).

TABLEAU 7

Angles de diffusion	$\Delta\lambda\beta_2$	$\Delta\lambda\beta_{1,2}$	$\Delta\lambda\alpha_{1,2}$	$\Delta\lambda$ moyen	$\delta_2\lambda$ min. obs.	$\delta_3\lambda$ min. calc.	$\delta_2\lambda$ max. obs.	$\delta_2\lambda$ max. calc.	$\delta_3\lambda$ max. obs.	$\delta_3\lambda$ max. calc.
0	0	0	0	0	0	0	96,4	97,3		
40°			5,73	5,73			96	94,35		
93°	25,4	25,7	25,4	25,5	11,2	15,1	87	82,1		
95°	26,8	26,3	26,3	26,46			82,5	81,5		
116°	35,0	35,4	34,8	35,0			72,7	74,4		
130°	40,4	39,5	39,8	39,9			67,0	69,2	140	142,8

On y voit une très bonne concordance avec les prévisions théoriques, vu l'imprécision des mesures sur les bandes spectrales, mesures faites dans un ordre où je n'avais qu'environ 25 U. X/mm.

Distribution de l'intensité à l'intérieur des bandes de diffusion multiple.

La variation de l'intensité à l'intérieur d'une bande de diffusion multiple dépend de la manière dont l'intensité de la diffusion primaire est distribuée suivant les azimuts.

Malheureusement cette distribution est loin d'être bien connue.

La relation en $(1 + \cos^2 \theta)$ de J. J. Thomson n'est vérifiée que pour un domaine restreint de longueurs d'ondes et quand les diffuseurs sont très légers.

On connaît deux sortes d'anomalies principales :

Pour une longueur d'onde moyenne, et pour des petits angles de diffusion, on obtient une diffusion beaucoup plus grande que celle prévue par la loi de Thomson ; en général, dans ce cas, l'intensité diffusée approche de la loi de Thomson pour les grands angles.

Pour des photons durs, l'intensité, tout en approchant de celle prévue par Thomson pour les petits angles, passe en dessous de la valeur classique quand les angles de diffusion sont grands.

La première anomalie a été expliquée par Debye (23). Dans le cas où la distance des électrons dans un atome n'est pas grande par rapport à la longueur d'onde incidente, des phénomènes d'interférence interviennent, pour certains azimuts, entre les ondes diffusées par chaque électron. Pour un corps donné, si la longueur d'onde est petite et l'angle de diffusion grand, les diffusions élémentaires sur chaque électron s'ajoutent simplement d'où proportionnalité du pouvoir diffusant au nombre atomique Z ; pour les petits azimuts et les grandes longueurs d'onde, la diffusion est, en gros, proportionnelle à Z^2 .

La deuxième anomalie n'a pu être expliquée qu'après que Compton eût donné sa théorie de la diffusion quantique. Depuis lors de nombreuses formules ont été proposées pour corriger la relation de Thomson pour le cas où la diffusion quantique intervient.

Retenons la relation de Breit (24) :

$$J_{\theta} = J_{\theta \text{ classique}} \left(\frac{v'}{v} \right)^3$$

(où ν' représente la fréquence modifiée par la loi de Compton), relation confirmée par les calculs de mécanique quantique nouvelle par Dirac et Gordon ; et celle de Klein et Nishina :

$$J_{\theta} = J_{\theta} \text{ classique} \left(\frac{1}{1 + 2\alpha \sin^2 \frac{\theta}{2}} \right)^3 \left[1 + \frac{2\alpha^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}}{\cos^2 \theta \left(1 + 2\alpha \sin^2 \frac{\theta}{2} \right)} \right],$$

qui apporte un correctif à la relation de Breit.

Pour calculer la distribution de l'intensité à l'intérieur d'une bande de diffusion multiple il faudra prendre en considération la formule la plus appropriée au cas considéré.

Jesse W. M. Du Mond (28) fit un calcul qui doit donner l'allure générale de l'intensité dans une bande de diffusion double. Il admet pour la distribution de l'intensité primaire, la loi de Thomson avec le correctif de Breit. Ses relations ont un caractère d'information très utile pour l'apparence générale du phénomène.

En réalité les choses sont beaucoup plus compliquées : pour les rayons X moyennement durs, comme l'émission K caractéristique du molybdène, la diffusion se partage entre les effets Compton et Thomson suivant une loi fonction de la longueur d'onde, de θ , et de la nature du diffuseur, encore très mal connue. Cela signifie que les chocs pour chaque quantum seront, suivant une loi de probabilité inconnue, soit tous les deux mous, soit l'un mou l'autre élastique. Il s'ensuivra une distribution d'intensité encore plus difficile à prévoir dans ses détails.

Les effets d'interférence pour les petits angles interviendront aussi. Des résultats plus nets pourraient être obtenus avec des rayonnements plus durs ; dans ce cas il faudrait appliquer la formule de Klein et Nishina pour avoir une représentation correcte du phénomène.

Du Mond (*loc. cit.*) donne, pour le cas d'un électron

placé à l'intérieur d'une sphère diffusante, comme rapport entre l'énergie doublement diffusée et celle une fois diffusée :

$$\frac{I_2}{I_1} = 3/8 \sigma \cdot r \cdot R(\theta) = \varepsilon(r, \theta),$$

où σ est le coefficient de diffusion de la matière employée, r le rayon de la sphère, et $R(\theta)$ une fonction de θ dont la variation reste très faible.

Le rapport varie peu avec θ et est maximum pour $\theta = 90^\circ$.

Ces relations ne sont valables que pour les corps d'absorption négligeable pour le rayonnement employé ; on n'a pas tenu compte de l'absorption dans les calculs.

La diffusion multiple n'est pas un phénomène négligeable ; elle croît très vite avec les dimensions du diffuseur et il faut en tenir compte chaque fois qu'on a affaire à une détermination ayant trait à la diffusion.

L'analyse de la diffusion dans une direction θ ne donne pas $I(\theta)$ mais la fraction $1 - \varepsilon(r, \theta)$ en lumière de monodiffusion, et $\varepsilon(r, \theta)$ pour l'énergie doublement diffusée. Si la faute commise n'est pas trop grande dans l'évaluation de la distribution relative des intensités avec θ c'est parce que $\varepsilon(r, \theta)$ varie peu avec θ , donc que dans les recherches de la distribution de l'énergie la proportion relative de double diffusion varie peu avec l'azimut.

D'habitude l'évaluation de l'énergie est faite à l'aide d'une chambre d'ionisation ; c'est ici que l'on risque le plus d'être gêné par la diffusion secondaire. Elle offre, nous l'avons vu avec certitude par photographie, un spectre très étalé ; l'énergie est distribuée entre les fréquences limites qu'on calcule d'après les données qu'on possède sur le déplacement Compton. Si l'on est dans un domaine de fréquences où l'absorption vraie varie très vite avec la longueur d'onde, on risque beaucoup de ne pas avoir des indications comparables. Vers les petits angles de diffusion, l'étalement spectral de la lumière de diffusion multiple, nous l'avons vu dans les spec-

tres obtenus, est de l'ordre de 97 U. X. Cet étalement diminue lentement pour ensuite très vite se resserrer et se superposer à la raie de diffusion simple à 180° . Si l'on travaillait avec un faisceau de rayon γ du RaC ($\lambda \approx 20$ U. X.) à 0° , le faisceau contiendrait une forte proportion de longueurs d'onde autour de 117 U. X. et à 90° on aurait encore du rayonnement de 103 U. X.

On risque donc de surévaluer l'énergie vers les petits angles par rapport à celle pour les angles plus grands si l'on ne tient pas compte de l'accroissement de l'ionisation qui provient du spectre de diffusion multiple.

Il faut également tenir compte de la diffusion multiple pour les déterminations de σ , par la méthode de l'absorption pour les rayonnements où la diffusion quantique est considérable. Ici on est dans le cas de l'observation en bout ($\theta = 0^\circ$). Le spectre de diffusion s'étend depuis la raie incidente λ_0 jusqu'à $\lambda = \lambda_0 + 4 \frac{h}{m_0 c}$. On évite les effets perturbateurs de la diffusion en laissant passer dans la chambre d'ionisation des faisceaux très étroits. Il ne faut pas oublier que la lumière de diffusion multiple ne parvient alors que de la région commune des faisceaux incidents et d'observation (confondus dans ce cas). Des traces de rayonnements de grande longueur d'onde dus à la diffusion multiple peuvent facilement fausser les résultats lorsqu'on utilise la chambre d'ionisation.

Distribution de l'intensité dans les bandes. — Je donne ci-dessous une série de microphotogrammes représentant les allures moyennes des différentes courbes obtenues avec un microphotomètre de Moll, à différentes hauteurs dans les spectres. Un microphotogramme original a été reproduit avec les clichés.

Dans toutes ces expériences, j'ai cherché spécialement à obtenir avec plus d'intensité le *maximum* de la bande de dif-

fusion double, plus facilement mesurable. La limite minima de la bande est généralement noyée dans la largeur de la raie Compton de monodiffusion. On en devine l'existence sur les microphotogrammes. Je n'en ai donné la mesure que si elle a pu être faite avec une précision suffisante.

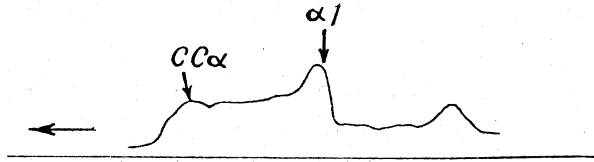
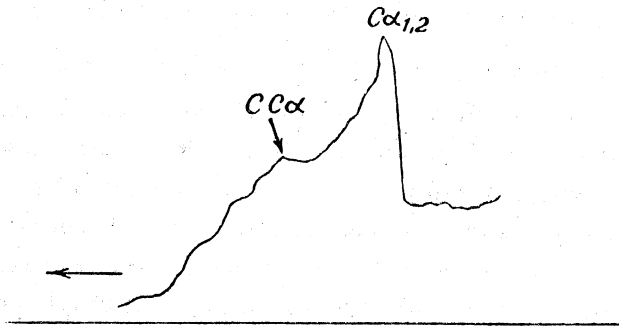


Fig. 7.

La figure 7 représente un microphotogramme moyen pour une diffusion à $\theta = 0$. La bande de diffusion double est nettement visible ; son allure suit qualitativement la distribution demandée par le calcul de Du Mond.

Fig. 8. — Diffusion à $\theta = 40^\circ$.

On y remarque spécialement l'étalement de la bande de diffusion double vers les grandes ondes, étalement dû à l'effet Doppler et très probablement à la diffusion triple.

Cette série de spectres montre bien et pour la première fois, la complexité de la lumière X de diffusion, pour une longueur d'onde incidente unique. On pouvait concevoir que la diffusion multiple puisse se produire, et même calculer grossièrement, *a priori*, d'après les connaissances déjà acquises dans l'étude de la diffusion primaire, l'aspect général des apparences qu'elle devait produire dans le spectre du rayon-

nement diffusé. Mais il était bon d'avoir une preuve spectroscopique directe de son existence; c'est pourquoi j'avais décidé

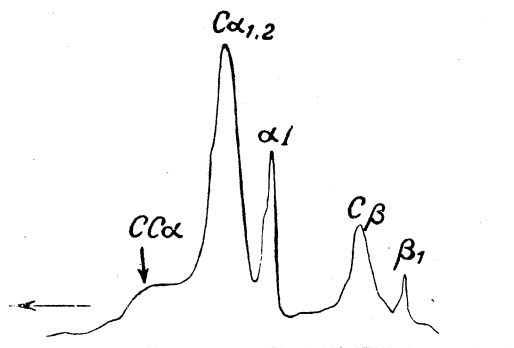


Fig. 9. — Diffusion à $\theta = 95^\circ$.

(Raies K du Mo diffusées sur la paraffine).

On y distingue bien le maximum de la bande de diffusion double. L'effet est moins net dans ce cas. Il doit provenir du fait que la diffusion Thomson, considérable dans ce cas, peut influencer sur la distribution d'intensité à l'intérieur d'une bande de diffusion multiple.

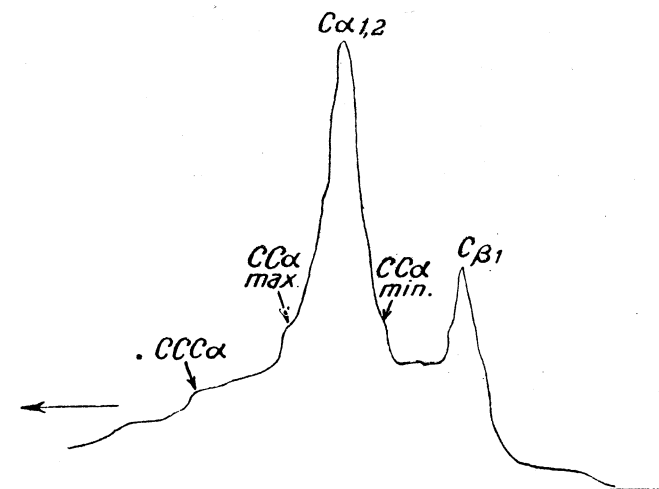


Fig. 10. — Diffusion pour $\theta = 130^\circ$.

On y distingue très clairement la superposition de la diffusion double à la bande Compton primaire.

Les limites inférieures et supérieures de la diffusion double y sont aussi visibles. On a pu aussi identifier l'apport d'une troisième diffusion.

de soumettre ce phénomène prévisible au contrôle direct de l'expérience, malgré certaines difficultés pratiques de ce genre d'études.

L'ensemble de l'étude faite ne laisse aucun doute sur l'existence de diffusions d'ordre supérieur en proportion notable par rapport à la diffusion primaire.

Les processus élémentaires successifs peuvent ou non donner chaque fois lieu à la formation d'un quantum d'énergie de plus en plus faible.

Les rapports d'intensité ne pouvaient être prévus simplement *a priori*. L'expérience montre que la lumière X poly-diffusée a une importance non négligeable dans bien des cas : Pour les rayonnements très durs et les rayons γ où, après diffusion, le rayonnement ayant la fréquence primaire est pratiquement inexistant, la diffusion multiple sera très largement représentée dans le spectre de diffusion. Il serait intéressant de poursuivre cette étude dans ce domaine, où les résultats seraient certainement plus nets, et où en particulier la distribution de l'intensité diffusée avec l'azimut peut être calculée avec une bonne précision à l'aide des mécaniques nouvelles.

Mes expériences montrent, je crois, dès à présent, qu'il y a lieu de tenir compte de la diffusion multiple dans beaucoup d'études expérimentales et théoriques.

DEUXIÈME PARTIE

RECHERCHE DE « L'ABSORPTION PARTIELLE »

Mécanismes divers pouvant changer la fréquence des photons. — L'expérience a révélé un certain nombre de modes d'interaction entre rayonnement et matière. Des théories unitaires ont permis de les mieux comprendre et de les coordonner. Dans le cadre de ces théories on peut imaginer des mécanismes dont il est intéressant de rechercher expérimentalement l'existence.

¹⁰ On peut ainsi songer à étendre au domaine des rayons X le schéma bien connu représentatif de l'effet Raman et, à partir d'une fréquence incidente ν , chercher une fréquence ν' telle que :

$$h\nu - h\nu' = W$$

W représentant une énergie d'activation de l'atome. W serait l'énergie nécessaire pour faire passer l'électron d'un niveau interne à un niveau supérieur, par exemple du niveau K au niveau L, en tenant sans doute compte de règles de sélection. Dans ce cas particulier on aurait :

$$h\nu' = h\nu - (WK - WL) = h\nu - h\nu_{K\alpha_2}$$

Si $\nu_{K\alpha_2}$ est l'une des 2 fréquences des raies $K\alpha_2 = KL_{II}$, $K\alpha_1 = KL_{III}$. On aurait ici affaire à un effet Raman électronique. Ce mécanisme ne semble possible que si le niveau extérieur où l'électron doit être rejeté possède au moins une place libre ; il serait à attendre surtout par passage du rayon-

nement $h\nu$ dans un élément léger, où les couches L par exemple ne sont pas encore remplies. Le rayonnement modifié serait distribué dans les différents azimuts d'après une certaine loi.

Quelques auteurs ont cru observer des effets représentés par ce schéma, mais les résultats sont contradictoires ; aucune preuve décisive n'a été faite jusqu'à présent.

Au cours des dernières années B. B. Ray (1) annonça l'existence de ce phénomène, avec cette étonnante particularité : *le rayonnement modifié ne serait observable que dans la direction même du rayonnement incident*. Ce fait est actuellement inexplicable théoriquement, et la réalité de l'effet décrit n'en serait que plus intéressante à confirmer.

2° Il a été admis jusqu'à présent que, dans l'effet photo-électrique, le quantum incident se partage intégralement entre l'énergie nécessaire à l'extraction du photo-électron du niveau où il se trouvait et l'énergie cinétique initiale communiquée à ce photo-électron. Il n'est pas déraisonnable d'imaginer au contraire que l'énergie cinétique du photo-électron puisse prendre toutes les valeurs entre 0 et $h\nu - W_e$, si W_e représente l'énergie nécessaire à son extraction. La différence :

$$h\nu - W_e - \frac{1}{2} m v^2$$

se retrouverait sous forme d'un rayonnement de fréquence $\nu' < \nu$, distribué dans tout l'espace avec :

$$h\nu' = h\nu - W_e - \frac{1}{2} m v^2,$$

où ν peut prendre, à partir de zéro toutes les valeurs compatibles avec cette équation.

L'analyse spectroscopique devrait révéler l'existence d'une bande continue qui s'étendrait depuis ν'_{\max} telle que :

$$h\nu'_{\max} = h\nu - W_e$$

d'intensité. Le phénomène devrait se manifester également dans le spectre magnétique des photo-électrons, sous forme d'un spectre continu accompagnant chaque raie du spectre corpusculaire, du côté des vitesses faibles. On aurait également affaire ici à un effet Raman électronique, mais relatif au fond continu.

Dans cet ordre d'idées certains auteurs (2) ont annoncé, dans le spectre de rayonnements X ayant traversé un absorbant, l'existence de bandes qui débutteraient précisément à la fréquence ν_{\max} correspondante. Mais d'après eux les fréquences modifiées ne seraient présentes, comme dans « l'absorption partielle » de B. B. Ray, que dans la direction même des quanta incidents.

L'importance de ces phénomènes serait d'autant plus grande qu'ils seraient à la fois concevables dans leurs mécanismes et inconcevables dans la distribution spatiale de leur émission, d'après les théories physiques actuelles

De nombreux expérimentateurs en ont fait l'épreuve, les uns avec succès, les autres sans pouvoir les confirmer. Il m'a paru intéressant d'en rechercher moi-même l'existence à l'aide de moyens expérimentaux puissants.

Dispositif expérimental. — La source de rayonnement a été un tube à anticathode de molybdène, fonctionnant sous 40 KV. avec un débit de 10 à 20 milliampères ; dans certaines expériences, j'ai augmenté la tension appliquée jusqu'à 50 KV. (tension constante), afin d'accroître le rapport d'intensité entre la raie excitatrice et le fond continu de son voisinage.

L'analyse spectroscopique a été faite avec un spectrographe à focalisation, de 20 cm. de rayon, dont la luminosité dépasse de beaucoup celle des spectrographes à fente.

Comme cristal j'ai employé le mica ; son pouvoir réflecteur s'est montré meilleur que celui d'autres cristaux que nous avons pu courber.

J'ai choisi comme absorbants les éléments suivants :

Carbone sous forme de noir de fumée,

Aluminium en plaques,

Bore en poudre.

Le pouvoir séparateur de l'appareil, pour des raies fines d'émission, est de l'ordre de 1 unité X dans l'ordre employé. Admettons que les raies déplacées aient une largeur telle que le pouvoir séparateur tombe à $4 U.X$ (ce qui représente l'erreur donnée par B.-B. Ray sur ses pointages, ce qui correspond, au voisinage de $MoK\alpha_1$ à environ 100 volts, toutes les raies déplacées prévisibles auraient été séparables. En effet les fréquences des raies $K\alpha$ du bore, du carbone et de l'aluminium, qui donneraient les distances des raies cherchées à la raie non modifiée, correspondent respectivement à 182, 277 et 1.483 volts.

La difficulté était d'avoir un contraste suffisant sur la plaque photographique entre la raie recherchée et le noircissement continu du voisinage. Il fallait donc protéger du mieux possible le dispositif spectrographique de tout rayonnement diffusé : Le spectrographe a été complètement enfermé dans une boîte de plomb.

L'épaisseur d d'absorbant donnant le maximum d'intensité pour un rayonnement secondaire, produit dans la direction du faisceau primaire, est donnée en première approximation par la formule :

$$d = \frac{1}{\mu} - \frac{\Delta\mu}{2\mu^2}$$

où μ et $\mu + \Delta\mu$ sont respectivement les coefficients d'absorption pour le rayonnement primaire et pour le rayonnement modifié.

A partir de cette valeur optima, d , on peut augmenter progressivement l'épaisseur de l'absorbant, dans l'espoir de faire croître le rapport I'/I entre le rayonnement modifié et le fond continu l'avoisnant. Dans certaines expériences j'ai

pris jusqu'à cinq fois la valeur calculée pour d ; on est limité par des questions pratiques de temps de pose.

J'ai travaillé aussi avec des épaisseurs plus petites que d .

Plus tard, j'ai employé comme absorbants des composés chimiques en pellicules très minces, composés choisis d'après le critérium suivant : l'un des composants devait, par absorption nettoyer le fond continu dans la région où l'on devait s'attendre à avoir le rayonnement modifié d'un autre composant, vu les valeurs des niveaux K respectifs.

Sur la même plaque, dans des régions différentes, j'enregistrais le rayonnement du tube sans absorbant, dans une pose de même durée que celle avec absorbant, et une pose très courte, variant de 5 à 40 millis/sec. pour avoir une idée de la luminosité des montages.

Lecture des clichés. — Après 2 heures de pose, l'énergie sur la plaque était suffisante pour que certaines raies d'électronelle et de quadripôles (interdites) du spectre K du Mo soient parfaitement enregistrées.

Leur parution peut servir de critérium pour l'intensité de l'excitation et la luminosité de l'analyse, dans ces recherches de contrôle.

D'après les auteurs cités, les raies du rayonnement modifié auraient une intensité environ 500 fois plus petite que celle des raies excitatrices.

Je n'ai pas réussi à avoir la moindre indication d'un tel rayonnement, sur aucun de mes clichés, quoique les énergies arrivant sur la plaque eussent été suffisantes pour avoir, dans certains cas, des raies beaucoup plus faibles que celles présumées.

Mes clichés n'ont également montré aucune bande du type de celles annoncées par Mukherji en particulier, dont, je l'ai dit, la conception serait plus plausible dans le cadre des théories actuelles, sauf quant à la distribution spatiale de l'émission.

Il n'est cependant pas interdit de penser qu'une technique expérimentale différente pourrait mettre en évidence des rayonnements de ce genre.

Depuis ma dernière note sur ce sujet (3) deux autres travaux ont été publiés, dont l'un confirme l'existence de l'absorption partielle (4), tandis que l'autre, paru tout dernièrement, infirme l'existence des bandes de Mukherji (5).

TROISIÈME PARTIE

RAIES FAIBLES D'ÉMISSION

J'ai dit que, lors de mes recherches d'un éventuel rayonnement modifié par « absorption partielle », j'avais obtenu, dans le spectre K du molybdène, quelques raies beaucoup plus faibles que les raies normales de diagrammes, qui paraissent toujours après des poses suffisantes, que l'absorbant soit ou non présent dans le trajet du faisceau. La raie β_4 déjà obtenue par Leide (1) paraissait très nettement sur tous mes clichés après une pose d'environ 1/2 heure. Quant aux autres, vu l'imperfection des dispositifs spectrographiques dont je disposais alors, où en particulier les positions relatives de la plaque et du cristal étaient mal définies, je ne pus en déterminer les longueurs d'onde avec une précision suffisante pour décider de leur nature.

J'attendis de pouvoir reprendre cette étude avec un bon appareil. Entre temps Carlsson (2), à l'aide d'un spectrographe du même type, donna la mesure de certaines de ces raies pour le molybdène et l'argent. Mes propres observations se trouvaient confirmées. Je portai alors mes efforts plus spécialement sur l'émission K du rhodium, où furent mesurées les longueurs d'onde de 2 raies interdites : β_4 attribuée à $\text{KN}_{\text{IV}, \text{V}}$, β_5 attribuée à $\text{KM}_{\text{IV}, \text{V}}$, d'une raie d'étincelle satellite de β_4 vers les courtes ondes et d'un très faible satellite de β_4 vers les grandes ondes que j'ai provisoirement dénommé β_0 et sur l'interprétation duquel je reviendrai ultérieurement. Les premiers résultats de cette étude ont déjà été publiés (3) en collaboration avec Y. Cauchois.

Quelques considérations générales sur la nature des raies faibles. — Une fois connues toutes les raies à prévoir pour un élément donné d'après le diagramme des niveaux et les règles de sélection, raies dont les intensités relatives sont d'ailleurs souvent très différentes, on observe en outre parfois, dans le spectre X caractéristique d'un élément, un nombre plus ou moins grand de « raies faibles ». Ce sont soit des raies que l'on ne peut placer dans le diagramme des niveaux qu'en faisant abstraction de l'une au moins des règles de sélection, soit des raies qui ne correspondent à aucune des variations d'énergie prévisibles pour les différents passages, permis ou interdits, entre les niveaux normaux.

Les premières sont appelées « raies interdites » :

Les secondes sont appelées raies « hors diagrammes » ou « raies d'étincelle » par suite de l'interprétation que l'on est amené à en donner.

Raies interdites. — La possibilité de parution dans les spectres X de raies de diagrammes interdites par l'une au moins des règles de sélection :

$$\Delta l = \pm 1, \quad \Delta j = 0, \pm 1$$

a dû être admise à partir de constatations expérimentales dans le spectre L d'émission. La valeur de ν/R calculée pour certaines raies (β_9 , β_{10} et β_7 en particulier) concordait trop bien avec les valeurs de certaines transitions interdites et s'éloignaient trop de toutes différences normales, pour qu'il ne semble pas légitime de les attribuer à ces transitions. Toutes les raies observées jusqu'ici avec certitude correspondent aux transitions $\Delta l = 2$ qui rentrent dans les émissions permises par quadripoles.

La raie interdite $K\beta_5$. — Ici (4) fit la remarque qu'une raie, observée sur les éléments légers et attribuée par analogie avec les éléments plus lourds, à la transition permise

$KN_{II, III}$, doit être plus vraisemblablement attribuée à $KM_{IV, v}$, pour les éléments de numéro atomique inférieur à 29 (Cuivre), c'est-à-dire être émise par une transition interdite. Pour cette attribution Idei tint compte des faits suivants :

1° *La concordance entre la valeur de ν/R pour raie respective et la valeur de la transition interdite ici $KM_{IV, v}$ (calculées exclusivement à partir des spectres d'émission).*

2° *Le comportement des courbes de Moseley modifiées pour toutes les raies autrefois désignées $K\beta_2$ et pour $K\alpha_1 + L\alpha_1 = KM_v$.*

3° *Considérations d'intensité.* — Dans le spectre L d'émission on observe les raies interdites correspondant au passage $nS - mD$ avec une intensité notable. Or, dans l'ensemble, l'intensité relative d'un type de passage déterminé se retrouve à travers les spectres d'émission K, L, M, etc... On doit donc s'attendre à des raies du type $nS - mD$ relativement intenses dans le spectre K, donc à ce que la transition $KM_{IV, v}$ soit observable même pour les éléments lourds.

Idei trouvait remarquable l'absence de raies $KM_{IV, v}$ au delà de 30 Zn. Il notait d'ailleurs que le doublet optique interdit (1S — 3D) qui correspond à la raie X $KM_{IV, v}$ avait été observé pour 11 Na et 19 K et qu'il est très fort.

A partir de ces remarques il semblait intéressant de rechercher $K\beta_5 = KM_{IV, v}$ pour les éléments plus lourds que le cuivre

Beuthe (5) l'observa pour les éléments 30 Zn à 39Y; il la désigne comme β_y mais il est facile de l'identifier.

Duane (6) la trouva le premier pour le molybdène, après une pose de 91 heures dans le premier ordre de réflexion de la calcite, à l'aide d'un spectrographe de Bragg de 4 m. 72 de rayon.

Ultérieurement Ross (7) la mesure pour la première fois pour Mo, Rh, Pd et Ag à l'aide d'un spectromètre à

2 cristaux et de la chambre d'ionisation (il la désigne par $K\beta_4$), et l'identifie avec $KM_{IV, v}$.

Récemment E. Carlsson (2) la mesure au spectrographe à cristal courbe pour le molybdène et l'argent.

Nous l'avons mesurée pour le rhodium.

Dans le tableau 8 on trouve les données numériques qui s'y rapportent, d'après les différents expérimentateurs pour 42 Mo à 47 Ag, avec les valeurs correspondantes de KM_{IV} et KM_V déduites des spectres d'émission.

TABLEAU 8

Numéro atomique	$K\beta_5$		ν/R des passages correspondants	
	λ	ν/R		
42 Mo	R		$K\alpha_1 + L\alpha_1 = KM_V$	$\left. \begin{array}{l} K\alpha_2 + L\beta_1 \\ K\alpha_1 + L\alpha_2 \end{array} \right\} = KM_{IV}$
	625,66			
42 Mo	C		1 456,33	1 456,14
	625,75	1 456,28		
45 Rh	R		1 688,13	
	539,81	1 688,13		
45 Rh	H		1 687,57	1 687,25
	540,12	1 687,16		
46 Pd	R		1 768,75	1 768,37
	515,65			
47 Ag	R			
	492,17			
47 Ag	C		1 852,09	1 851,66
	492,00	1 852,18		

R = Ross ; C = Carlsson ; H = Hulubei, Cauchois.

La raie interdite $K\beta_4$. — Cette raie fut observée pour la première fois par Leide (1) pour le molybdène et le palladium.

Il l'attribua tout d'abord à $KO_{II, III}$, qui est une transition permise, puis ultérieurement à $KN_{IV, v}$. C'est une transition $1S - 4D$, prévue assez intense, et qui fut observée par Datta (8) pour 19 K dans l'émission et dans l'absorption.

Allison et Armstrong (9) l'avaient recherchée sans la trou-

ver, mais Larsson (10) en obtint une nouvelle indication pour le molybdène.

Du Mond et Hoyt (11) ont observé cette raie à l'aide d'un spectromètre à deux cristaux de calcite, dans le premier ordre, mais ils ne l'ont pas identifiée avec celle de Leide et ont supposé qu'elle serait due au passage, sur le niveau K, d'un électron de conductibilité.

Duane (6), au cours d'un travail déjà cité, a observé à la place de $K\beta_4$, une *bande* et non une raie fine; il adopte l'interprétation de Du Mond Hoyt, mais suppose que sa bande contiendrait, de plus, une émission due à un passage KO.

Y. Cauchois (12) l'a nettement obtenue par transmission à travers des cristaux courbés, mais la mesure publiée est certainement entachée d'une erreur, due sans doute à la mauvaise définition des montages. Nos déterminations ultérieures concordent bien avec celle de Carlsson (2), aux erreurs d'expérience près.

Carlsson l'a en effet mesurée pour Mo 42 et Ag 47. D'après la concordance des valeurs de ν/R il conclut à la vraisemblance de l'attribution au passage interdit :

$$K\beta_4 = KN_{IV, v} \text{ avec } \Delta l = 2$$

en écartant l'hypothèse de Du Mond et Hoyt, que d'ailleurs aucun autre effet ne justifie.

Voici le tableau des résultats obtenus :

Numéro atomique	λ	ν/R	ν, R
			$K N_{IV, v} = K\alpha_1 + L\beta_2$
42 Mo	(Leide 618,8) C. : 618,73	1 472,81	1 473,01
45 Rh	H 533,11	1 709,35	1 710,00
47 Ag	C 484,86	1 879,45	1 878,98

C = Carlsson; H = Hulubei, Cauchois.

Remarquons que les deux raies $K\beta_4$ et $K\beta_5$ correspondent aux transitions $\Delta l = 2$. Il est raisonnable de les attribuer à une émission par quadripôles. On sait que dans ce cas les émissions dues à $\Delta l = 0$, $\Delta l = \pm 2$, sauf la transition $0 - 0$, sont permises.

La raie $K\beta_0$. — Nous avons pu observer pour le molybdène et le rhodium une raie très faible, satellite de $K\beta_{1,3}$ vers les grandes ondes avec les valeurs :

	λ	ν/R	$KM_I = K\alpha_1 + L\ell$ $= K\alpha_2 + L\eta$
	—	—	—
45 Rh	548,23	1 662,20	$\left\{ \begin{array}{l} 1\ 663,96 \\ 1\ 663,99 \\ \hline 1\ 435,84 \end{array} \right.$
42 Mo	635,65	1 433,60	

Cette raie semble réellement attribuable au spectre du rhodium et du molybdène respectivement, par suite des recouvrements faits pour divers ordres et divers plans réflecteurs, qui éliminent les raies normales dues aux plans en zone. D'autre part, une impureté donnerait des raies parasites différemment placées sur les deux spectres; deux impuretés pourraient venir respectivement souiller les deux spectres à l'endroit voulu — ceci paraît improbable, car d'autres raies de la même famille devraient aussi apparaître. De plus on ne connaît pas de raies intenses suffisamment voisines.

Par contre, il était nécessaire de prendre en considération le spectre du tungstène, qui aurait pu provenir du filament projeté sur l'anticathode, et dont les raies d'émission $L\gamma_1$ ($\lambda = 1\ 096,30$ U. X), $L\beta_3$ (1 259,92), $L\beta_1$ (1 279,17), dans l'ordre n , sont, la première très voisine Rh $K\beta_0$, et les deux autres voisines de Mo $K\beta_0$, ces dernières dans l'ordre $2n$. L'observation des deux raies β_0 annoncées, également dans des ordres impaires de réflexion écarte cette coïncidence.

très fortement à l'encontre des règles de sélection car l est nul pour K et M_1 . C'est un passage très rigoureusement interdit et qui n'a jamais été observé sauf $WK\alpha_3 = KL_1$ annoncé par Davis et Majumdar seulement. D'ailleurs ici la concordance est mauvaise. C'est presque une circonstance heureuse, car alors on peut imaginer un mécanisme plus plausible pour la parution de $K\beta_0$: En particulier une première ionisation de l'atome pourrait lever la règle de sélection pour l et rendre possible le passage KM_1 . Mais alors les niveaux de l'atome respectif ionisé doivent se rapprocher des niveaux de l'atome de numéro atomique immédiatement supérieur. En effet, si K est ionisé, l'effet d'écran du noyau est diminué de 1 et l'action du noyau sur l'électron M en jeu dans le passage considéré est augmentée de une unité. On peut donc former :

$$\nu/R = K(Z) - M_1(Z + 1)$$

et comparer à la valeur de ν/R pour $K\beta_0$.

Inversement on peut calculer la différence ν/RK abs. — $\nu/RK\beta_0$ pour l'élément de numéro atomique Z et la comparer à $M_1(Z)$ et $M_1(Z + 1)$. Pour les deux éléments étudiés nos valeurs pour cette différence se placent entre $M_1(Z)$ et $M_1(Z + 1)$ ce qui pourrait se justifier théoriquement.

Elément	$K\beta_0$		$KM_1 = \begin{cases} K\alpha_1 + Ll \\ K\alpha_2 + L\eta \end{cases}$	K abs. — $\nu/R K\beta_0$	$M_1(z)$	$M_1(z+1)$
	λ	ν/R				
42 Mo	635,65	1 433,60	1 435,84	39,8	37,5	(40,2)
45 Rh	548,23	1 662,20	1 663,97	47,4	45,6	49,9

Beuthe (5) a enregistré pour 23 V à 32 Y un satellite de β_1 vers les grandes ondes, pour lequel il considère comme plausible l'interprétation suivante :

$$\begin{aligned} \nu/R = KM_1 &\simeq \nu/R K\alpha_1 + \nu/R Ll \\ &\text{ou } \simeq \nu/R K\alpha_2 + \nu/R L\eta. \end{aligned}$$

Les valeurs de M'_I obtenues à partir de cette raie seraient celles du niveau M_I perturbé, et étaient toujours plus grandes que celles de M_I normal, ce qui donne une raie de fréquence inférieure à KM_I comme pour notre raie ξ_0 .

Les raies « hors diagramme ». — On désigne ainsi toute raie qui ne trouve pas place dans le diagramme des niveaux, même abstraction faite des règles de sélection. Comme on les attribue à une ionisation multiple de l'atome, on les dénomme souvent, improprement d'ailleurs, mais par analogie avec les spectres du domaine optique, « raies d'étincelle ». Diverses théories ont été proposées pour en donner une interprétation quantitative (18), et en prévoir éventuellement de nouvelles. Le recouplement avec l'expérience est souvent très satisfaisant, mais les théories sont encore trop insuffisantes dans bien des cas.

On sait que les raies d'étincelles connues avec certitude sont surtout nombreuses pour les éléments légers, et les grandes longueurs d'onde. Il s'en trouve encore dans le spectre L des éléments de numéro atomique élevé et dans le spectre K des éléments légers.

Jusqu'aux tout derniers temps on n'avait observé, dans les spectres K des éléments lourds, que les quelques raies de diagramme normales. Les récents progrès de la technique spectroscopique ont laissé pressentir, même pour ceux-ci quelques raies hors diagramme.

Des poses très longues pour l'analyse spectrale de l'émission du molybdène et du rhodium m'ont donné très nettement dans la région $K\beta$ des raies nouvelles qui ne trouvent plus place dans le schéma des niveaux respectifs puisque toutes les raies K de diagramme possibles, permises ou de quadripôles, y sont également présentes.

Une mesure de longueur d'onde a pu être faite avec une précision suffisante pour une raie située entre β_5 et β_1 , qui semble analogue pour les deux éléments étudiés. Il faut

peut-être rapprocher les valeurs obtenues de celles publiées par Ross (14) pour une raie d'étincelle qu'il aurait observée dans la même région au spectromètre à deux cristaux :

λ	ν/R
42 Mo { R. 629,4 H. 628,95	1 447,70 1 448,87
45 Rh { R. 542,87 H. 542,92	1 678,61 1 678,46

R = Ross, H = Halubei, Cauchois

L'étude des raies faibles d'émission X présente un indiscutable intérêt par les renseignements qu'elle pourra apporter quant à la mécanique de l'atome. Les premiers résultats rapportés ci-dessus permettent d'espérer que leur recherche systématique pourra être abordée avec succès, même pour les éléments lourds.

Résumé. — Ce mémoire condense les résultats obtenus dans le domaine des rayons X, au cours d'une étude plus générale de la diffusion avec changement de fréquence.

L'analyse spectrographique de rayonnements X moyennement durs (MoK, RhK) diffusés sur des éléments légers (lithium, paraffine) a été faite dans des conditions expérimentales choisies pour que l'on puisse espérer mettre en évidence l'effet de diffusions multiples avec changement de longueur d'onde, ce qui est nécessaire pour une étude quantitative de ces phénomènes. J'ai travaillé avec des faisceaux assez peu ouverts (2°). J'ai employé un volume important de diffuseur directement éclairé ou non ; les régions du diffuseur situées hors du faisceau incident reçoivent, en effet, du rayonnement diffusé une première fois et peuvent contribuer à l'émission de rayonnement diffusé secondaire, tertiaire, etc., dans la direction d'observation globale.

J'ai pu ainsi obtenir des spectres où la contribution des rayonnements diffusés d'ordre supérieur est indiscutable. Dans une note préliminaire (31) qui relatait les premiers résultats de ce travail j'avais déjà publié des spectres où la bande due à la diffusion double avec changement de fréquence était nettement visible. A ma connaissance on n'avait alors obtenu aucune confirmation spectroscopique de la diffusion multiple, dont l'existence pouvait être présumée *a priori*.

J'ai poursuivi mes expériences et étendu l'investigation à différents angles d'observation entre 0° et 130° environ, pour différentes dispositions géométriques des montages. Après des temps de pose suffisamment longs, tous les clichés obtenus montrent le spectre de diffusion double; dans certains cas la diffusion triple commence à se manifester. Sous un très petit angle d'observation, la diffusion primaire ne produit qu'un changement de longueur d'onde inappréciable; la diffusion double se manifeste pratiquement seule, sous l'aspect d'une large bande étalée vers les grandes ondes. Pour un angle d'observation donné par rapport au faisceau incident, on peut déterminer par calcul les limites entre lesquelles se répartira, suivant une certaine loi, le spectre dû à une diffusion multiple. Pour la diffusion double, l'extension de la bande vers les courtes ondes se traduit en général par un renforcement et un étalement de la raie de monodiffusion; le maximum vers les grandes ondes est toujours très nettement visible sur tous mes clichés. Sa mesure pour différents angles θ m'a donné des valeurs en très bon accord avec les prévisions théoriques, aux erreurs d'expérience près. Les limites ne sauraient être très bien définies à cause de l'effet Doppler dû aux électrons en mouvement; leur étalement est de l'ordre de deux fois la largeur naturelle de la raie monodiffusée.

Mes travaux donnent la confirmation spectrographique de la diffusion multiple et prouvent que ces effets d'ordre supérieur ne sauraient être négligés dans l'analyse de la structure de la bande primaire, dans les études spectrogra-

phiques de rayonnements X secondaires, ni non plus dans un certain nombre de mesures : détermination du coefficient de diffusion, polarisation des faisceaux diffusés, etc..., principalement dans le domaine des hautes fréquences X et γ .

Parallèlement à ces travaux, j'ai tenu à rechercher d'éventuels changements de fréquences de rayonnements X monochromatiques, par passage à travers un absorbant léger, effets annoncés par certains expérimentateurs. On sait que ces expérimentateurs auraient observé des équivalents d'un *effet Raman électronique dans la direction du faisceau X primaire* (« absorption partielle ») Par une analyse puissante, je n'ai retrouvé aucune indication de ce phénomène. Au cours de ces recherches j'ai par contre enregistré sur mes clichés quelques raies d'émission X faibles, pour le rhodium et le molybdène. J'ai donné la mesure des plus nettes. Ce sont les raies interdites correspondant aux passages $KM_{IV, V}$ et $KN_{IV, V}$ pour lesquelles $\Delta l = 2$ (émission par quadripôles), une raie d'étincelle satellite de $K\beta_1$ vers les courtes ondes, et une raie dont la fréquence peut être rapprochée de la transition strictement interdite KM_1 ($l = 0$, à $l = 0$) qui pourrait paraître dans l'émission de certains atomes perturbés.

BIBLIOGRAPHIE RELATIVE A L'EFFET COMPTON MULTIPLE

1. J. J. THOMSON. — *Conduction of electricity through gases.*
2. C. G. BARKLA. — *Phil. Mag.*, 7, 550, 1904.
R. T. BEATTY. — *Phil. Mag.*, 6, 14, 604, 1907.
3. A. S. EVE. — *Phil. Mag.*, 8, 669, 1904.
4. R. D. KEEMAN. — *Phil. Mag.*, 15, 638, 1908
J. P. V. MADSEN. — *Phil. Mag.*, 17, 423, 1909.
5. KOHLRAUSCH. — *Phys. Zs.*, 21, 193, 1920
A. H. COMPTON. — *Phil. Mag.*, 41, 749, 1921.
6. C. G. BARKLA. — *Phil. Mag.*, 21, 648, 1911.
7. C. G. BARKLA. — *Phil. Mag.*, 34, 270, 1917.
8. C. HEWLETT. — *Phys. Rev.*, 17, 284, 1921.
9. A. H. COMPTON. — *Phys. Rev.*, 14, 20, 1919.
10. G. A. SCHOTT. — *Proc. Roy. Soc.*, 96, 695, 1920.
11. A. H. COMPTON. — *Bull. Nat. Res. Council.*, 4, n^o 20, 16 f.,
1922.
12. A. H. COMPTON. — *Phys. Rev.*, 21, 483, 1923.
13. A. H. COMPTON. — *Phys. Rev.*, 22, 409, 1923.
14. EINSTEIN. — *Ann. der Phys.*, 8, 132, 1905.
15. P. DEBYE. — *Phys. Zs.* 24, 161, 1923.
16. A. H. COMPTON. — *Phil. Mag.*, 46, 897, 1923.
A. H. COMPTON et Y. H. WOO. — *Proc. Nat. Acad.*, 10, 271,
1924.
A. H. COMPTON et J. A. BEARDEN. — *Proc. Nat. Acad.*, 11,
117, 1925.
M. DE BROGLIE. — *C. R.*, 178, 908, 1924,
A. DAUVILLIER. *C. R.*, 178, 2076, 1924.
M. DE BROGLIE et DAUVILLIER. — *C. R.* 179, 11, 1924; *Journ.*
de Phys., 6, 369, 1925.
J. K. ALLISON et W. DUANE. *Proc. Nat. Acad.*, 11, 25, 1925;
Phys. Rev., 26, 300, 1925.
Y. H. WOO. — *Proc. Nat. Acad.*, 11, 123, 1925.
H. M. SHARP. — *Phys. Rev.*, 26, 691, 1925.
H. KALLMANN et H. MARK. — *Zs. f. Phys.*, 36, 120, 1926.
P. A. ROSS. — *Proc. Nat. Acad.*, 9, 246, 1923; *Phys. Rev.*,
22, 524, 1923.
P. A. ROSS et D. L. WEBSTER. — *Proc. Nat. Acad.*, 11, 56,
1925.

17. W. BOTHE et H. GEIGER. — *Zs. f. Phys.*, **26**, 44, 1924 ; **32**, 639 ; 1925 ; *Naturwiss*, **20**, 440, 1925.
A. A. COMPTON et A. W. SIMON. — *Phys. Rev.*, **26**, 289, 1925.
D. SKOBELZYN. — *Zs. f. Phys.*, **65**, 773, 1930.
18. LOUIS DE BROGLIE — *Thèse*, 1924.
19. JESSE W. M. DU MOND. — *Phys. Rev. (2)*, **33**, 643, 1929 ; *Phys. Rev. (2)*, **36**, 146, 1930.
20. JESSE W. M. DU MOND. — *Proc. Nat. Acad.*, **14**, 875, 1928.
JESSE W. M. DU MOND et H. A. KIRKPATRICK. — *Phys. Rev.*, **37**, 159, 1931.
21. JESSE W. M. DU MOND. — *Reviews of Modern Physics*, janvier 1933, pp. 1/33
23. P. DEBYE. — *Ann. der Phys.*, **46**, 809, 1915.
24. BREIT. — *Phys. Rev.*, **27**, 362, 1926.
25. DIRAC. — *Proc. Roy. Soc. London*, **111**, 405, 1926.
26. GORDON. — *Zs. f. phys.*, **40**, 117, 1927.
27. KLEIN-NISHINA. — *Zs. f. phys.*, **52**, 853, 1929.
28. JESSE W. M. DU MOND. — *Phys. Rev.*, **36**, 1685, 1930.
29. Y. CAUCHOIS. — *Journ. de Phys.*, **7**, III, 320, 1932 ; **7**, IV, 1933, p. 61.
30. RAJEWSKI. — *Zs. f. Phys.*, **37**, 679, 1926.
31. HUEUBEL. — *C. R.*, **195**, 231, 1932.

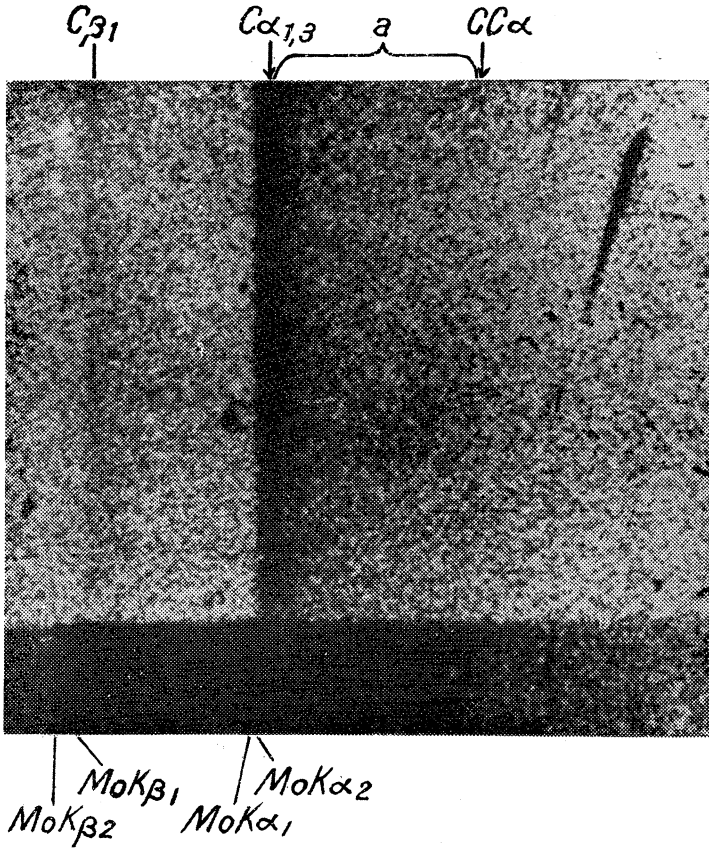
BIBLIOGRAPHIE POUR « L'ABSORPTION PARTIELLE »

1. B. B. RAY. — *Nature*, **125**, 859, 1930. *Zs. f. Phys.*, **66**, 261, 1931.
R. C. MAJUMDAR. — *Nature*, **127**, 92, 1931.
2. BHARGAVA, MUKHERJI. — *Nature*, **127**, 305, 1931.
3. H. HULUBEL. — *C. R.*, **195**, 231, 1932.
4. F. C. CHALKLIN et L. P. CHALKLIN. — *C. R.* **195**, 374, 1932.
5. W. KAST-F. WÜRSTLIN. — *Zs. f. Phys.*, **81**, 581, 1933.

BIBLIOGRAPHIE RELATIVE AUX RAIES FAIBLES D'ÉMISSION

1. LEIDE. — *C. R.*, **180**, 1203, 1925 ; *Diss. Lund*, 1925. Les mesures de $K\beta$, pour Mo diffèrent dans les deux publications.
2. CARLSSON. — *Zs. f. Phys.*, **80**, 604, 1933.
3. H. HULUBEL, Y. CAUCHOIS. — *C. R.*, **196**, 1294, 1933.
4. IDEI. — *Science Reports of Tôkoku Imp. Univ.*, **19**, 626, 1930.
5. BEUTHE. — *Zs. f. Phys.*, **60**, 603, 1930.

6. DUANE. — *Proc. Nat. Acad. Amer.*, **18**, 63, 1932.
 7. ROSS. — *Phys. Rev.* **39**, 537, 1932.
 8. DATTA. — *Proc. Roy. Soc.*, A-**101**, 539, 1922.
 9. ALLISON-ARMSTRONG. — *Phys. Rev.*, **26**, 701, 1925.
 10. LARSSON. — *Phil. Mag.* (7), **3**, 1136, 1927.
 11. DU MOND-HOÏT. — *Phys. Rev.*, **38**, 839, 1931.
 12. Y. CAUCHOIS. — *C. R.* **194**, 1479, 1932.
 13. Voir le traité de M. SIEGBAHN. — *Spektroskopie der Röntgenstrahlen*, 2^e édition, pp. 370 et suivantes.
 14. ROSS. — *Phys. Rev.*, **39**, 748, 1932.
-



Spectre de diffusion à $\theta = 40^{\circ}$.

Diffusion des raies K du Mo sur Li métallique.

$C_{\beta 1}$ et $C_{\alpha 1,3}$ les raies Compton de monodiffusion.

CC_{α} limite supérieure de la bande de diffusion double.

a) bande de diffusion double.

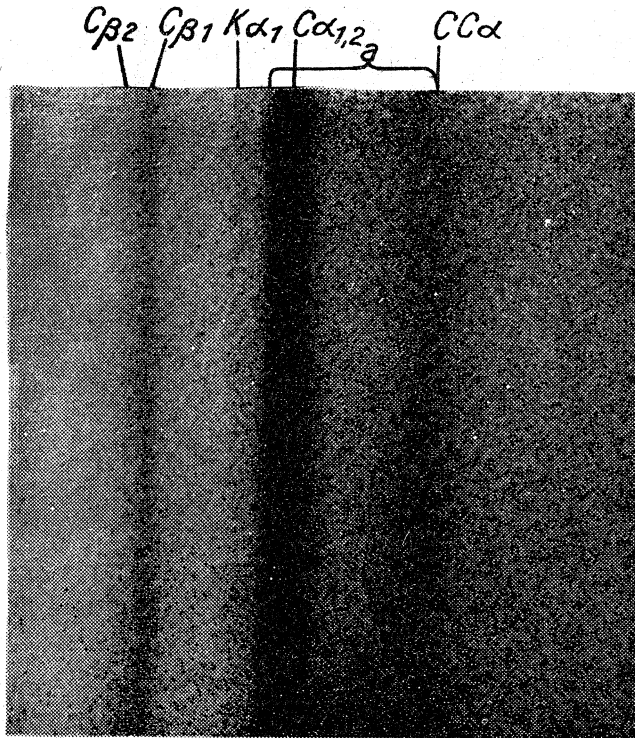


Fig. a. — Spectre de diffusion pour $\theta = 93^{\circ}$.
Diffusion des raies K du Rh sur Li métallique.

C_{β_2} , C_{β_1} et $C_{\alpha_{1,2}}$ les raies Compton de monodiffusion.
 CC_{α} limite supérieure de la bande de diffusion double.
 a) l'ensemble de la bande de diffusion double.

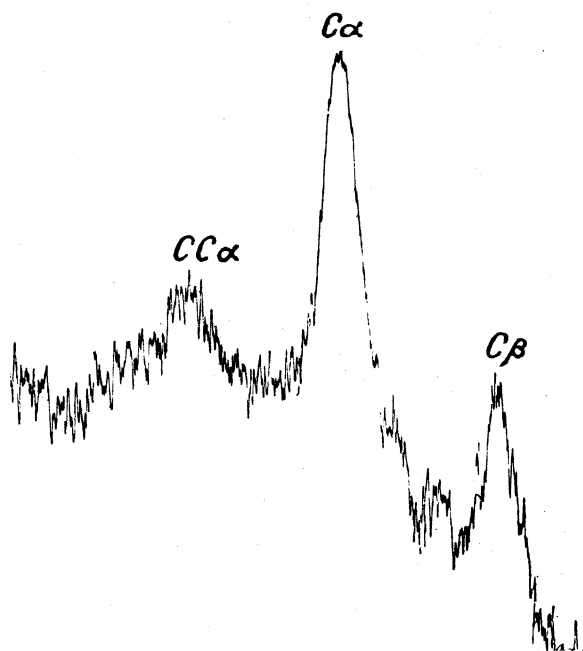
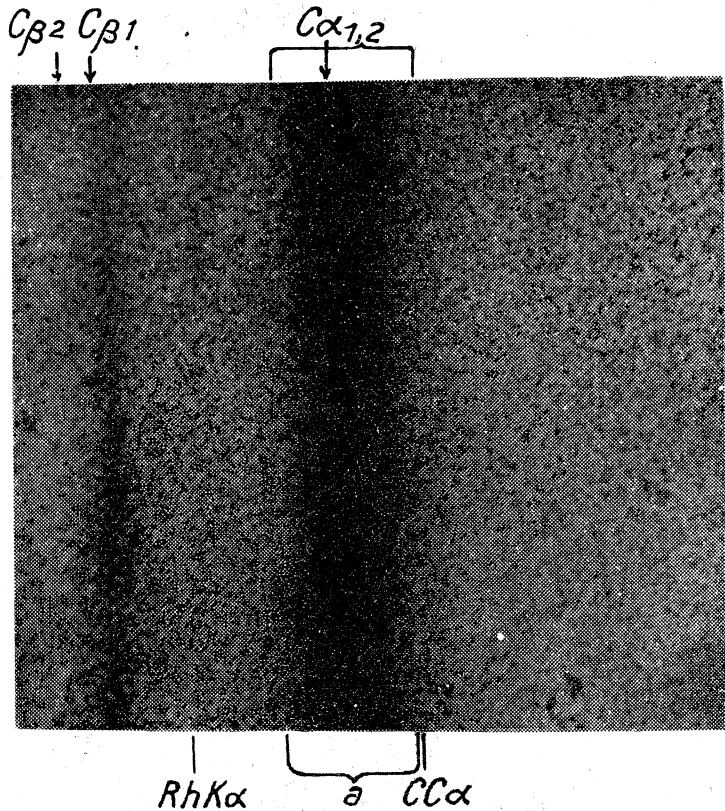


Fig. b. — Microphotogramme du cliché de la diffusion du Rh K_{α} sur Li à $\theta = 93^{\circ}$.

C_{α} , C_{β} , bandes de monodiffusion ; CC_{α} bande de diffusion double.

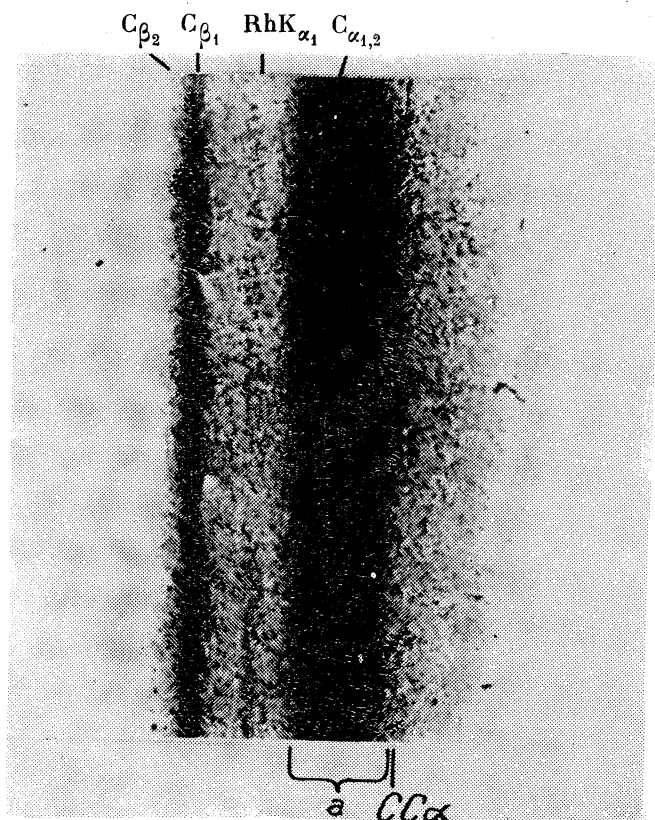


Spectre de diffusion pour $\theta = 116^\circ$.
 Diffusion des raies K du Rh sur Li métallique.

C_{β_2} , C_{β_1} , $C_{\alpha_{1,2}}$ raies Compton de diffusion primaire.

CC_α limite de la bande de diffusion double.

a) l'ensemble du spectre de la bande de diffusion double.



Spectre de diffusion pour $\theta = 130^\circ$.
Raies K du Rh diffusées sur Li métallique.

C_{β_2} , C_{β_1} , $C_{\alpha_{1,2}}$ raies de diffusion Compton primaire.
 CC_{α} limite supérieure de la bande de diffusion double.
 a) l'ensemble du spectre de diffusion double.