

## Conditions d'utilisation des contenus du Conservatoire numérique

1- Le Conservatoire numérique communément appelé le Cnum constitue une base de données, produite par le Conservatoire national des arts et métiers et protégée au sens des articles L341-1 et suivants du code de la propriété intellectuelle. La conception graphique du présent site a été réalisée par Eclydre ([www.eclydre.fr](http://www.eclydre.fr)).

2- Les contenus accessibles sur le site du Cnum sont majoritairement des reproductions numériques d'œuvres tombées dans le domaine public, provenant des collections patrimoniales imprimées du Cnam.

Leur réutilisation s'inscrit dans le cadre de la loi n° 78-753 du 17 juillet 1978 :

- la réutilisation non commerciale de ces contenus est libre et gratuite dans le respect de la législation en vigueur ; la mention de source doit être maintenue ([Cnum - Conservatoire numérique des Arts et Métiers - https://cnum.cnam.fr](https://cnum.cnam.fr))
- la réutilisation commerciale de ces contenus doit faire l'objet d'une licence. Est entendue par réutilisation commerciale la revente de contenus sous forme de produits élaborés ou de fourniture de service.

3- Certains documents sont soumis à un régime de réutilisation particulier :

- les reproductions de documents protégés par le droit d'auteur, uniquement consultables dans l'enceinte de la bibliothèque centrale du Cnam. Ces reproductions ne peuvent être réutilisées, sauf dans le cadre de la copie privée, sans l'autorisation préalable du titulaire des droits.

4- Pour obtenir la reproduction numérique d'un document du Cnum en haute définition, contacter [cnum\(at\)cnam.fr](mailto:cnum(at)cnam.fr)

5- L'utilisateur s'engage à respecter les présentes conditions d'utilisation ainsi que la législation en vigueur. En cas de non respect de ces dispositions, il est notamment possible d'une amende prévue par la loi du 17 juillet 1978.

6- Les présentes conditions d'utilisation des contenus du Cnum sont régies par la loi française. En cas de réutilisation prévue dans un autre pays, il appartient à chaque utilisateur de vérifier la conformité de son projet avec le droit de ce pays.

## NOTICE BIBLIOGRAPHIQUE

NOTICE DE LA REVUE	
Auteur(s) ou collectivité(s)	Laboratoire d'essais mécaniques physiques chimiques et de machines du Conservatoire national des Arts et Métiers
Auteur(s)	Laboratoire d'essais mécaniques physiques chimiques et de machines du Conservatoire national des Arts et Métiers
Titre	Publication : Laboratoire d'essais
Adresse	Paris : Conservatoire national des arts et métiers, 193.-195.
Nombre de volumes	125
Cote	CNAM-BIB P 1329-B et P 1329-C
Sujet(s)	Conservatoire national des arts et métiers (France) Génie industriel -- 20e siècle
Note	La collection comporte des lacunes : n°24; n°58; n°63; n°67; n°76-n°77
Notice complète	<a href="https://www.sudoc.abes.fr/cbs//DB=2.1/SET=17/TTL=3/REL?PPN=261820893&amp;RELTYP=NT">https://www.sudoc.abes.fr/cbs//DB=2.1/SET=17/TTL=3/REL ?PPN=261820893&amp;RELTYP=NT</a>
Permalien	<a href="https://cnum.cnam.fr/redir?P1329-B_P1329-C">https://cnum.cnam.fr/redir?P1329-B_P1329-C</a>
LISTE DES VOLUMES	
	<a href="#">N°25 (1936)</a>
	<a href="#">N°26 (1937)</a>
	<a href="#">N°27 (1937)</a>
	<a href="#">N°28 (1937)</a>
	<a href="#">N°29 (1938)</a>
	<a href="#">N°30 (1939)</a>
	<a href="#">N°31 (1936)</a>
	<a href="#">N°32 (1938)</a>
	<a href="#">N°33 (1938)</a>
	<a href="#">N°34 (1938)</a>
	<a href="#">N°35 (1938)</a>
	<a href="#">N°36 (1938)</a>
	<a href="#">N°37 (1938)</a>
	<a href="#">N°38 (1938)</a>
	<a href="#">N°39 (1938)</a>
	<a href="#">N°40 (1939)</a>
	<a href="#">N°41 (1939)</a>
	<a href="#">N°42 (1939)</a>
	<a href="#">N°43 (1939)</a>
	<a href="#">N°44 (1939)</a>
	<a href="#">N°45 (1938)</a>
	<a href="#">N°46 (1940)</a>
	<a href="#">N°47 (1940)</a>
	<a href="#">N°48 (1940)</a>
	<a href="#">N°49 (1940)</a>
	<a href="#">N°50 (1940)</a>
	<a href="#">N°51 (1941)</a>
	<a href="#">N°52 (1941)</a>
	<a href="#">N°53 (1941)</a>
	<a href="#">N°54 (1941)</a>
	<a href="#">N°55 (1942)</a>
	<a href="#">N°56 (1942)</a>
	<a href="#">N°57 (1942)</a>
	<a href="#">N°59 (1942)</a>

	<a href="#">N°60 (1941)</a>
	<a href="#">N°61 (1942)</a>
	<a href="#">N°62 (1943)</a>
	<a href="#">N°64 (1943)</a>
	<a href="#">N°65 (1943)</a>
	<a href="#">N°66 (1943)</a>
	<a href="#">N°68 (1943)</a>
	<a href="#">N°69 (1943)</a>
	<a href="#">N°70 (1943)</a>
	<a href="#">N°71 (1943)</a>
<b>VOLUME TÉLÉCHARGÉ</b>	<a href="#">N°72 (1944)</a>
	<a href="#">N°73 (1943)</a>
	<a href="#">N°74 (1944)</a>
	<a href="#">N°75 (1944)</a>
	<a href="#">N°78 (1944)</a>
	<a href="#">N°79 (1944)</a>
	<a href="#">N°80 (1944)</a>
	<a href="#">N°81 (1944)</a>
	<a href="#">N°82 (1944)</a>
	<a href="#">N°83 (1944)</a>
	<a href="#">N°84 (1944)</a>
	<a href="#">N°85 (1944)</a>
	<a href="#">N°86 (1945)</a>
	<a href="#">N°87 (1945)</a>
	<a href="#">N°88 (1945)</a>
	<a href="#">N°89 (1945)</a>
	<a href="#">N°90 (1945)</a>
	<a href="#">N°91 (1945)</a>
	<a href="#">N°92 (1945)</a>
	<a href="#">N°93 (1945)</a>
	<a href="#">N°94 (1945)</a>
	<a href="#">N°95 (1946)</a>
	<a href="#">N°96 (1946)</a>
	<a href="#">N°97 (1946)</a>
	<a href="#">N°98 (1944)</a>
	<a href="#">N°99 (1945)</a>
	<a href="#">N°100 (1945)</a>
	<a href="#">N°101 (1946)</a>
	<a href="#">N°102 (1946)</a>
	<a href="#">N°103 (1946)</a>
	<a href="#">N°104 (1946)</a>
	<a href="#">N°105 (1946)</a>
	<a href="#">N°106 (1946)</a>
	<a href="#">N°107 (1947)</a>
	<a href="#">N°108 (1947)</a>
	<a href="#">N°109 (1947)</a>
	<a href="#">N°110 et 111 (1947)</a>
	<a href="#">N° 112 (1947)</a>
	<a href="#">N° 113 (1947)</a>
	<a href="#">N° 114 (1947)</a>
	<a href="#">N° 115 (1947)</a>
	<a href="#">N° 116 (1947)</a>
	<a href="#">N° 117 (1947)</a>
	<a href="#">N° 118 (1948)</a>
	<a href="#">N° 119 (1948)</a>
	<a href="#">N° 120 (1948)</a>
	<a href="#">N° 121 (1948)</a>
	<a href="#">N° 122 (1947)</a>

	<a href="#">N° 123 (1948)</a>
	<a href="#">N° 124 (1948)</a>
	<a href="#">N° 125 (1948)</a>
	<a href="#">N° 126 (1948)</a>
	<a href="#">N° 127 (1948)</a>
	<a href="#">N° 128 (1948)</a>
	<a href="#">N° 129 (1948)</a>
	<a href="#">N° 130 (1949)</a>
	<a href="#">N° 131 (1949)</a>
	<a href="#">N° 132 (1949)</a>
	<a href="#">N° 133 (1948)</a>
	<a href="#">N° 134 (1949)</a>
	<a href="#">N° 135 (1948)</a>
	<a href="#">N° 136 (1949)</a>
	<a href="#">N° 137 (1950)</a>
	<a href="#">N° 138 (1950)</a>
	<a href="#">N° 139 (1950)</a>
	<a href="#">N° 140 (1950)</a>
	<a href="#">N° 141 (1950)</a>
	<a href="#">N° 142 (1948)</a>
	<a href="#">N° 143 (1950)</a>
	<a href="#">N° 144 (1950)</a>
	<a href="#">N° 145 (1951)</a>
	<a href="#">N° 146 (1951)</a>
	<a href="#">N° 147 (1951)</a>
	<a href="#">N° 148 (1951)</a>
	<a href="#">N° 149 (1951)</a>
	<a href="#">N° 150 (1951)</a>
	<a href="#">N° 151 (1951)</a>
	<a href="#">N° 152 (1951)</a>
	<a href="#">N° 153 (1952)</a>
	<a href="#">N° 154 (1952)</a>
	<a href="#">N° 155 (1952)</a>

<b>NOTICE DU VOLUME TÉLÉCHARGÉ</b>	
Auteur(s) volume	Laboratoire d'essais mécaniques physiques chimiques et de machines du Conservatoire national des Arts et Métiers
Titre	Publication : Laboratoire d'essais
Volume	<a href="#">N°72 (1944)</a>
Adresse	Paris : Conservatoire national des arts et métiers, 1944
Collation	1 vol. (p. [382-410]) : ill. ; 22 cm
Nombre de vues	34
Cote	CNAM-BIB P 1329-B (45)
Sujet(s)	Conservatoire national des arts et métiers (France) Génie industriel -- 20e siècle
Thématique(s)	Histoire du Cnam
Typologie	Revue
Langue	Anglais Français
Date de mise en ligne	10/04/2025
Date de génération du PDF	07/02/2026
Recherche plein texte	Disponible
Notice complète	<a href="https://www.sudoc.fr/039014541">https://www.sudoc.fr/039014541</a>
Permalien	<a href="https://cnum.cnam.fr/redir?P1329-B.45">https://cnum.cnam.fr/redir?P1329-B.45</a>

## **Note de présentation du ....**

---

...

8° 18u-107 (48)

RÉPUBLIQUE FRANÇAISE  
LABORATOIRE D'ESSAIS



P132a-B



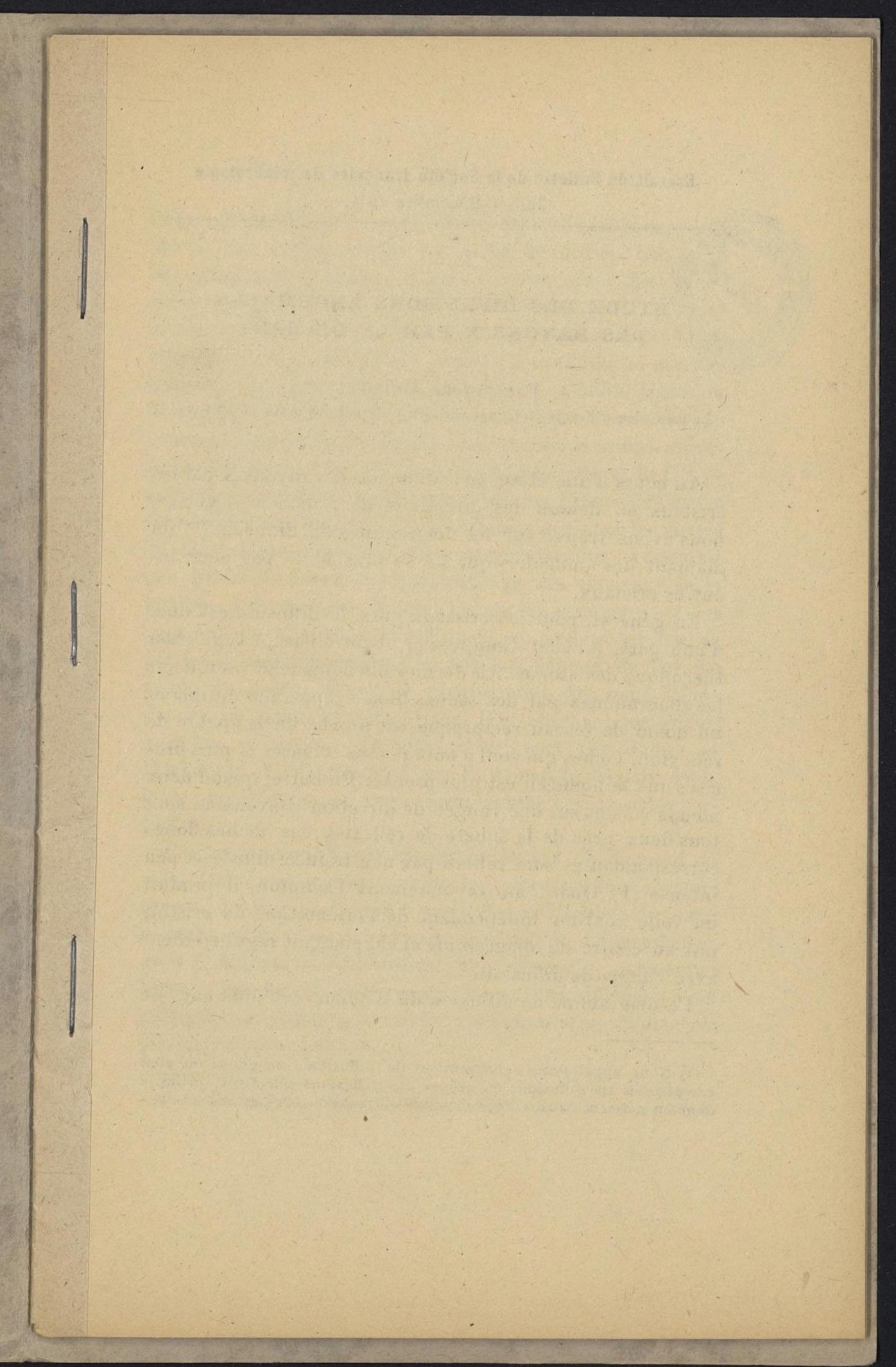
ÉTUDE DES DIFFUSIONS ANORMALES  
DES RAYONS X PAR LE DIAMANT

par M. A. Guinier

PUBLICATION N° 72

(*Extrait du Bulletin de la Société Française de Minéralogie*  
*Juillet-Décembre 1944*)





Extrait du Bulletin de la Société française de minéralogie  
Juillet-Décembre 1944.



ÉTUDE DES DIFFUSIONS ANORMALES  
DES RAYONS X PAR LE DIAMANT

PAR ANDRÉ GUINIER.

Laboratoire d'Essais du Conservatoire national des Arts et Métiers.

Au cours d'une étude de la diffusion des rayons X par les cristaux en dehors des directions de réflexion sélective, nous avons trouvé sur les diagrammes de diffusion (1) du diamant des anomalies qui ne se présentent pas pour les autres cristaux.

En général, pour les cristaux purs, la diffusion est due, d'une part, à l'effet Compton et, d'autre part, à l'agitation thermique des atomes. Ce dernier phénomène se traduit sur les diagrammes par des taches floues apparaissant quand un nœud de réseau réciproque est proche de la sphère de réflexion, taches qui sont d'autant plus intenses et plus précises que le nœud en est plus proche. En outre, quand deux nœuds voisins sur une rangée de direction convenable sont tous deux près de la sphère de réflexion, les taches floues correspondantes sont reliées par une traînée diffuse et peu intense (1). Quant au rayonnement Compton, il produit un voile continu indépendant de l'orientation du cristal, nul au centre du diagramme et augmentant régulièrement avec l'angle de diffusion.

Le diagramme de diffusion du diamant est différent. La

(1) Nous appellerons « diagrammes de diffusion » un cliché où sont enregistrées les diffusions en dehors des réflexions sélectives, celles-ci donnant naissance aux « diagrammes de diffraction » ordinaires.

diffusion de Compton est intense (avec le rayonnement Mo K $\alpha$ ) et, sauf au centre du cliché, le film est très voilé dès qu'on veut prolonger la pose. D'autre part, les taches au voisinage des nœuds n'apparaissent que quand le nœud est très proche de la sphère de réflexion et sont très peu intenses ; enfin, jamais ces taches ne sont reliées par des traînées : ces particularités sont dues à la faible agitation thermique des atomes dans le diamant. On sait en effet que ce corps a une chaleur spécifique anormale aux températures ordinaires et que la température caractéristique de Debye est très élevée. Il en résulte, pour les amplitudes des ondes thermiques, des valeurs bien plus faibles que pour les autres cristaux. Mais, outre ces phénomènes attendus, il apparaît des diffusions anormales particulières. Au voisinage de la position de la tache de Bragg 111, quand le nœud n'est pas trop loin de la sphère de réflexion, on voit un groupe de petites taches nettes dont la position dépend de l'orientation du cristal. C'est ce phénomène que nous allons décrire en détail et interpréter. Des observations analogues aux nôtres ont été faites, d'une part, par Raman et Nilakantan (2), d'autre part, par K. Lonsdale (3) dont d'ailleurs nous n'avons pu avoir connaissance que de notes partielles (1).

Raman ne semble pas distinguer le cas du diamant de celui des autres cristaux : selon lui, cette « réflexion quantique » des rayons X serait due à des oscillations de plans réticulaires les uns par rapport aux autres, indépendantes de la température. K. Lonsdale, au contraire, a montré que l'effet, spécial au diamant, se superposait aux diffusions dues à l'agitation thermique : mais cet auteur n'en donne pas d'interprétation précise.

---

(1) Au moment où l'article a été écrit (manuscrit remis le 9 fév. 1943).

Description des expériences et leur interprétation  
dans l'espace réciproque du cristal.

Nous avons fait tomber sur un petit diamant un faisceau de rayons X rigoureusement monochromatiques. Ce faisceau, issu d'un monochromateur à quartz courbe [4] converge le long d'une petite droite de 2 mm. de hauteur. L'ouverture de ce faisceau, n'ayant jamais excédé  $1^{\circ}5$ , n'est pas gênante.

Le cristal est placé sur l'axe d'une chambre photographique cylindrique réglée de façon que le point de convergence des faisceaux directs se trouve sur le film. Pour orienter le cristal en utilisant seulement le faisceau monochromatique, on dégrossissait le réglage d'après les faces naturelles du diamant, puis on faisait une série de clichés en faisant tourner le cristal autour de l'axe vertical, la plaque étant décalée à chaque pose. On repérait ainsi à quelle orientation apparaissait une tache de Bragg donnée. Par rotation autour d'une axe parallèle aux rayons X, on amenait d'abord les taches devant être équatoriales sur l'horizontale passant par la trace du faisceau direct, puis on cherchait à faire apparaître deux taches symétriques par rapport à l'équateur. Quand l'axe du cristal est confondu avec la verticale, elles apparaissent simultanément. Dans le cas contraire, elles se produisent pour deux orientations distinctes du cristal dont l'écart permet de calculer l'angle de cet axe avec la verticale.

Nous avons effectué des expériences sur trois diamants successifs : deux diamants non taillés dont l'un était assez fortement coloré et une petite pierre de joaillerie très pure. Les cristaux avaient des dimensions de l'ordre de 2 mm. Le rayonnement utilisé était MoK $\alpha$ . Cette longueur d'onde est avantageuse parce que les angles de Bragg pour les plans de faibles indices ne sont pas trop grands et que l'absorption dans le diamant est presque négligeable. Le tube débi-

tant 8 mA sous 40 KV et la surface du foyer étant de l'ordre du mm<sup>2</sup>, le faisceau monochromatique était suffisamment intense pour que les taches 111 du diamant soient visibles sur l'écran fluorescent dans une obscurité totale ; elles étaient enregistrées sur la pellicule en une fraction de seconde. On aura une idée de la faible intensité des phénomènes étudiés en notant que les temps de pose des diagrammes de diffusion variaient entre deux et quatre heures.

a) *Étude du nœud 111.* — Dans une première série d'ex-

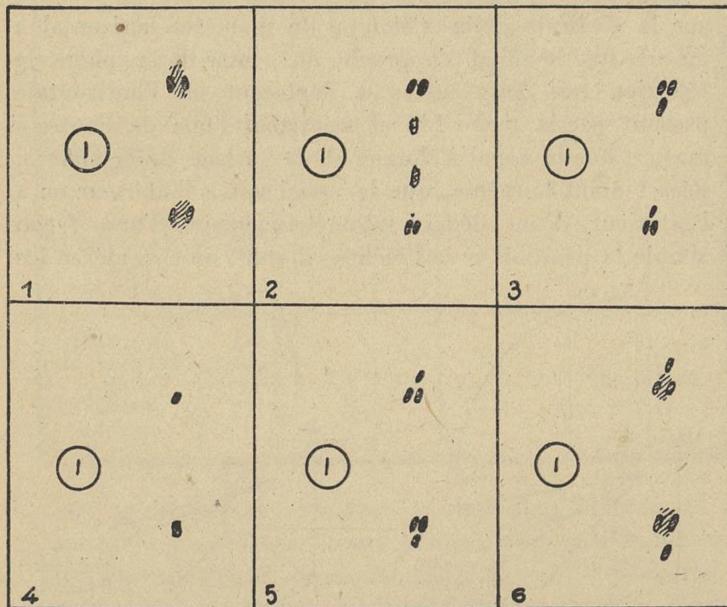
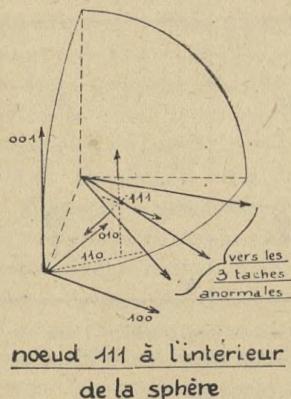


FIG. 1. — Nœuds 111 et 11̄1 près de la sphère de réflexion. (L'axe 001 n'étant pas exactement vertical, il existe une légère dissymétrie entre les 2 nœuds 111 et 11̄1.)

Note : Les clichés, ne pouvant être reproduits de façon satisfaisante, ont été remplacés par des croquis schématiques.

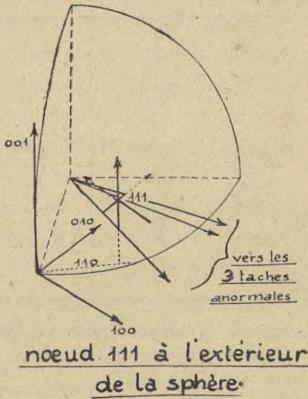
périences, le diamant avait son axe [001] vertical et, pour une orientation que nous choisissons comme origine, les nœuds 111 et 111 sont sur la sphère de réflexion. Nous faisons alors tourner le diamant d'un angle petit, l'angle étant compté positivement quand les nœuds 111 sont à l'extérieur de la sphère de réflexion.

Les clichés 1 à 6 de la figure 1 sont relatifs à des angles de  $+5^\circ$ ,  $+3^\circ$ ,  $+1^\circ$ ,  $0^\circ$ ,  $-1^\circ$  et  $-4^\circ$ . Sur ces clichés apparaissent des petites taches nettes au voisinage de l'emplacement de la tache 111. L'une d'elles se déplace sur la verticale ; elle s'éloigne du diamètre horizontal à mesure que le nœud s'approche du centre de la sphère de réflexion. Les deux autres se déplacent sur l'horizontale passant par la tache 111 et s'écartent l'une de l'autre à mesure que le nœud s'éloigne de la surface de la sphère, l'écart étant le même, que le nœud soit à l'intérieur ou à l'extérieur. Pour définir géométriquement d'une façon simple la position de ces taches, il suffit de considérer les



nœud 111 à l'intérieur de la sphère

CLICHÉS 5 ET 6, FIG. 1.



nœud 111 à l'extérieur de la sphère

CLICHÉS 2 ET 3, FIG. 1.

points de la sphère de réflexion qui leur correspondent : l'on constate qu'ils se trouvent à l'intersection de la sphère avec les parallèles aux trois axes quaternaires du cube menées par le nœud 111 (fig. 1). Si nous calculons la position des taches d'après cette règle, l'accord avec l'expérience est aussi bon que le permettent la précision des pointés et la définition du faisceau incident.

TABLEAU 1.

N° du cliché (pl. 4)	1	2	3	4 (Taches de Bragg)	5	6
Orientation du cristal	+ 5°5	+ 3°5	+ 1	0	- 1°5	- 4°5
Écart des 2 tâches sur l'horizontale en mm.	2,5	1,9	0,5	0	0,7	2
Ordonnée de la tache sur la verticale, en mm.	La tache n'existe pas	3,0	7,5	9	10,5	13

On constate que les taches diminuent d'intensité à mesure que la distance entre le nœud et la sphère suivant l'axe correspondant augmente. Elles cessent d'être observables pour une distance de l'ordre du tiers de la maille du réseau réciproque, car elles disparaissent dans le fond continu du cliché dû à la diffusion Compton. Ces taches anomalies ont des contours à peine estompés et ont la même forme que la tache de Bragg : celle-ci est déterminée par la

forme de la section du cristal par un faisceau direct. Quand les trois taches sont assez écartées les unes des autres (cliché 6, planche I), on voit une tache floue entre elles qui occupe approximativement l'emplacement de la tache de Bragg. *Cette tache a donc l'emplacement et l'aspect de la tache de diffusion due à l'agitation thermique des atomes.*

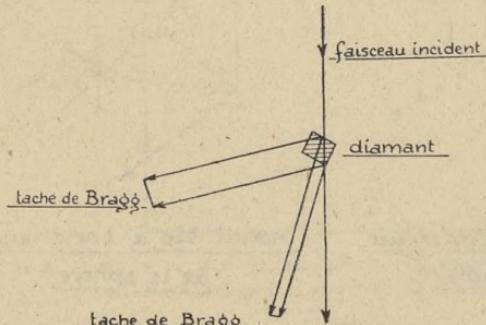
Pour confirmer ce fait, nous avons fait successivement deux clichés pour une même orientation du cristal, le diamant étant d'abord à la température ordinaire, puis à 480°. Nous avons constaté que *l'intensité de la tache floue augmentait alors que celle des taches nettes restait sensiblement inchangée*. Ceci vérifie l'hypothèse que la tache floue est d'origine thermique et permet de conclure que *les autres taches anormales ont une autre origine.*

Dans d'autres séries de diagrammes, nous avons étudié le voisinage des taches 111 pour d'autres orientations du diamant, c'est-à-dire que nous avons obtenu d'autres séries de coupes de l'espace réciproque par la surface de la sphère de réflexion. Elles ont confirmé les résultats des premières observations, c'est-à-dire que les zones de diffusion anormale sont des segments parallèles aux axes du cube passant par le nœud, l'intensité décroissant sur ces droites à partir du nœud.

b) *Étude des autres nœuds.* — Nous avons ensuite étudié les zones de diffusion au voisinage des autres nœuds (tous plus éloignés du centre que les nœuds 111). Les premières observations nous ont montré que jamais un groupe de trois taches n'apparaît autour de l'emplacement de la tache de Bragg. Les phénomènes semblent donc différents et, en tout cas, sont bien moins intenses. Nous avons fait une étude détaillée des nœuds 220, 113 et 400. Dans la note citée plus haut, K. Lonsdale dit n'avoir pas observé de taches anormales autour d'autres nœuds que le nœud 111.

et remarque que cette observation est un obstacle à toute explication théorique. Il était donc important de trouver si le phénomène trouvé autour des nœuds 111 leur était effectivement particulier.

A priori, on peut prévoir, pour plusieurs raisons, que les diffusions anormales seront d'autant plus difficiles à observer que l'indice du nœud augmente. Il y a d'abord la diminution de facteur atomique de structure qui diminue l'intensité de toute diffusion. D'autre part, nous avons vu que les taches anormales avaient la forme des taches de Bragg. Or la surface de celles-ci augmente quand l'angle de diffraction croît, comme le montre la figure 2. L'énergie



la largeur géométrique de la tache Bragg croît avec l'angle de diffraction

FIG. 2.

diffusée étant répartie sur une plus grande surface, la densité photographique de la tache diminue. Ainsi, par exemple, entre les taches 400 et 111, le facteur de structure atomique diminue dans le rapport 2 et la surface des taches de Bragg augmente dans le rapport 3 : on prévoit donc une intensité 6 fois plus faible pour les diffusions cherchées.

En même temps, l'intensité du fond continu dû à l'effet Compton augmente environ dans le rapport 1,8. Les taches cherchées apparaîtront donc bien plus difficilement.

1<sup>o</sup> Nœuds 220. — Le cristal ayant son axe [001] vertical, on amène par rotation du cristal un nœud 220, se trouvant dans le plan équatorial, près de la sphère de réflexion

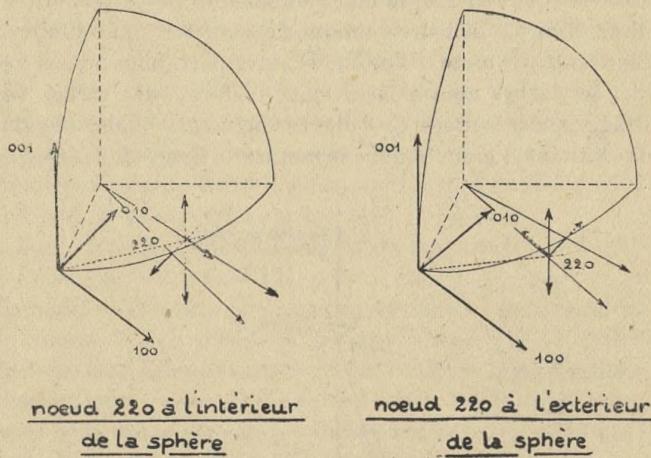


FIG. 3.

(figure 3) : s'il est à l'extérieur, celle-ci n'est rencontrée que par les deux segments parallèles à [100] et [010], issus du nœud, mais quand le nœud est à l'intérieur, le segment parallèle à [001] coupe la sphère en deux points symétriques restant à la même abscisse que la tache 220, s'éloignant l'un de l'autre à mesure que le nœud 220 s'enfonce dans la sphère. D'après les résultats trouvés pour le nœud 111, on s'attend donc à voir deux taches sur le diamètre horizontal et deux autres symétriques de part et d'autre de ce dia-

mètre quand le nœud est à l'intérieur ; mais en fait, l'expérience donne les résultats suivants : quand le cristal, tournant autour de [001], est à plus de  $3^{\circ}$  de l'orientation pour laquelle apparaît la tache 220, seule une tache floue très faible apparaît : c'est la tache due à l'agitation thermique. Quand le nœud 220 s'approche à 1 ou  $2^{\circ}$  de la sphère de réflexion, on voit deux taches assez nettes dont la plus intense est la plus proche du centre du diagramme quand le nœud est à l'extérieur de la sphère. Quand il est à l'intérieur, la plus intense est celle qui est la plus éloignée (figure 4). *En dehors du diamètre horizontal, on ne distingue de taches*

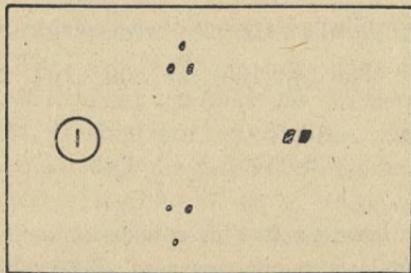


FIG. 4. — Nœud 220 près de la sphère de réflexion (On voit également les 3 taches autour des nœuds 111 et  $\bar{1}\bar{1}\bar{1}$ ).

*en aucun cas.* De plus, l'intensité de ces taches est bien plus faible que celle des taches anormales voisines de 111.

Dans le cas du nœud 220, nous avons donc trouvé des diffusions anormales analogues à celles trouvées près du nœud 111 ; seulement, elles sont d'intensité plus faible et deux des quatre taches attendues ne se produisent pas. Ce dernier fait peut s'expliquer par de simples considérations géométriques. Nous avons vu, autour du nœud 111, que l'intensité de la diffusion anormale diminuait pour des distances croissantes du nœud à la sphère suivant le segment consi-

déré. Dans le cas de l'expérience décrite plus haut, les trois distances du nœud 111 à la sphère étaient de même ordre et les trois taches étaient d'intensité comparable. La disposition des trois segments trirectangulaires autour du nœud 220 est, au contraire, différente. Le tableau suivant donne, comparativement, les trois distances à la sphère des nœuds 111 et 220, ces nœuds étant amenés à l'intérieur de la sphère par une même rotation du cristal autour de [001] de 1°5 à partir de l'orientation pour laquelle ils se trouvent à la surface.

#### DISTANCES A LA SPHÈRE

(l'arête de la maille de réseau réciproque étant prise pour unité)

	[suivant 100]	[suivant 010]	[suivant 001]
Nœud 220...	0,10	0,15	0,70
Nœud 111...	0,05	0,05	0,45

De ces nombres, on tire les conclusions suivantes :

1) les diffusions anormales sont observables dans un domaine d'orientation du cristal bien plus faible autour du nœud 220 que 111, puisque pour une même rotation du cristal, le nœud 220 s'éloigne plus vite de la sphère que le nœud 111 ; 2) on explique pourquoi les 2 taches observées sont d'intensités inégales : la tache suivant [010] est la plus faible. Or, elle est plus proche du centre quand le nœud est à l'extérieur et la plus éloignée dans le cas contraire : c'est ce qui a été observé ; 3) enfin, on voit que, dès que le nœud s'éloigne de la sphère, la 3<sup>e</sup> tache suivant [001] ne peut être observée parce que la distance du nœud à la sphère suivant cette direction est trop considérable. Si le nœud est trop près, la divergence du faisceau primaire fait que la tache de Bragg apparaît et masque tout. D'ailleurs, la diver-

gence du faisceau primaire est aussi une cause de différenciation entre les trois segments de diffusion anormale. Tandis que pour les taches suivant [100] et [010], elle ne produit qu'un léger élargissement, la tache suivant [001] serait allongée de façon considérable : c'est donc une nouvelle cause d'affaiblissement de la densité photographique de cette tache, et, même si on rapprochait beaucoup le nœud de la sphère, la tache ne pourrait pas être observée.

De l'étude de ce nœud 220, nous déduisons donc que *les zones de diffusion existent bien sur deux des axes*, mais que des raisons géométriques la rendent inobservables sur le troisième. Cette expérience ne permet donc pas de conclure s'il y a effectivement diffusion sur cet axe qui joue pour le nœud 220 *un rôle différent des deux autres, puisqu'il est perpendiculaire au plan de coordonnées où se trouve le nœud*. Il faut donc choisir une autre orientation du cristal qui donne une disposition favorable au segment par rapport à la sphère. C'est le cas où le nœud 022 est amené près de la sphère de réflexion par rotation du cristal autour de [001] ; le segment parallèle à [010] étant très incliné sur le plan tangent à la sphère, coupe celle-ci à une grande distance du nœud et la tache anormale est inobservable. Par contre, parallèlement aux deux autres axes, les distances à la sphère sont courtes et c'est précisément suivant l'axe [100] que le nœud est le plus rapproché. Donc, géométriquement, on prévoit deux taches seulement, l'une sur la verticale passant par le nœud, et l'autre qui se projette à peu près à l'emplacement de la tache de Bragg (fig. 5). Or, sur les clichés, il apparaît *une seule tache* qui se déplace le long de la verticale suivant l'orientation du cristal, mais à la place de la tache de Bragg, on ne voit que la tache de diffusion thermique à laquelle ne se superpose pas de tache nette (figure 6). Une explication géomé-

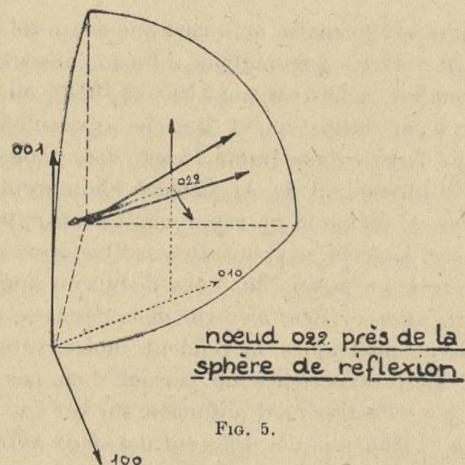


FIG. 5.

trique ne peut rendre compte des faits : il faut admettre que l'intensité de la diffusion anormale n'est pas égale suivant

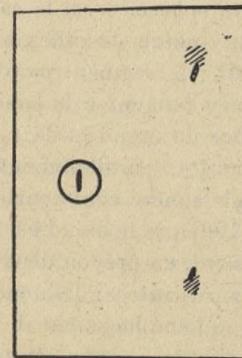


FIG. 6. — Nœud 022 près de la sphère de réflexion.  
Il apparaît une tache anormale et la tache d'agitation thermique.

les 3 segments : et l'expérience nous suggère donc la règle suivante : *la diffusion est nulle (ou très faible) le long du*

segment parallèle à [001] pour les nœuds d'indices  $hk0$ .

2<sup>e</sup> Nœud 000. — Pour vérifier cette règle, nous avons étudié la diffusion au voisinage du centre, c'est-à-dire du nœud 000. D'après ce que nous avons admis, il ne devrait y avoir de diffusion suivant aucun des trois axes du cube. C'est effectivement ce que l'expérience nous a montré. Toutefois, nous avons trouvé sur certains clichés, au voisinage immédiat du faisceau direct, des taches fort intenses et de formes compliquées, mais il s'agit là d'un tout autre phénomène qu'on peut expliquer par des considérations classiques. En effet, ces taches apparaissent quand l'orientation du cristal est telle qu'une réflexion de Bragg se produit sur un certain plan. Les rayons réfléchis peuvent, au sein du cristal, se réfléchir une seconde fois sur ces mêmes plans ; ils sortent alors parallèlement à la direction incidente et décalés d'une longueur qui dépend de l'angle de Bragg et de la taille du diamant (fig. 7). Le diamant utilisé était assez volumineux pour que le déplacement latéral soit suffisant pour que ces rayons soient observables à côté du faisceau direct.

3<sup>e</sup> Nœuds 113 et 400. — Nous avons encore étudié les

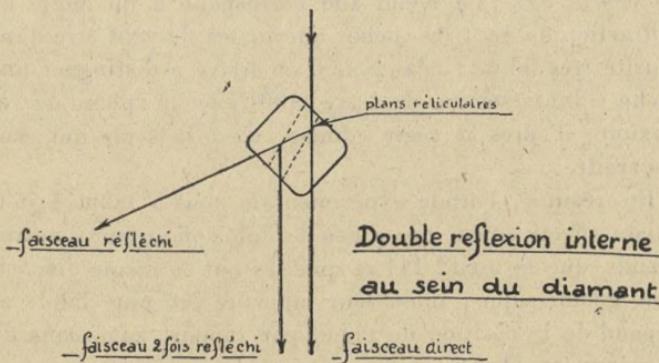
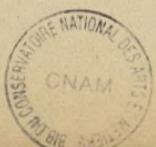


FIG. 7.



nœuds 113 et 400. Pour le premier, avec un cristal ayant toujours un axe [001] vertical, on ne trouve que deux taches (figure 8), mais la construction géométrique montre que la troisième est inobservable, et il n'y a pas de raison de penser que les trois zones de diffusion n'existent pas autour

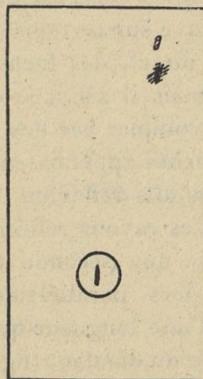


FIG. 8. — Nœud 113 près de la sphère de réflexion.  
Il apparaît 2 taches anormales dont l'une se superpose à la tache d'agitation thermique. Comparer à la figure 6.

de ces nœuds. Le nœud 400 correspond à un angle de diffraction de  $48^\circ$ ; les taches anormales doivent être d'intensité très faible : néanmoins, on arrive à distinguer une tache à l'intersection de l'axe [100] avec la sphère de réflexion ; d'après la règle admise, c'est la seule qui peut apparaître.

En résumé, l'étude expérimentale nous a montré qu'il existe effectivement des zones de diffusion autour d'autres nœuds que le nœud 111 et qu'elles ont la même disposition géométrique ; mais leur intensité est plus faible et dépend de la position du nœud par rapport aux plans de coordonnées. D'autre part, certaines taches n'apparaissent

pas en raison de la disposition du réseau réciproque par rapport à la sphère de réflexion. C'est autour du nœud 111 que les conditions d'observation de ces diffusions anomalies sont les plus favorables à tous points de vue : c'est dans ce cas seulement que ce phénomène a été signalé par plusieurs auteurs. Mais en réalité, quoique d'observation moins aisée, il est plus général et ce fait est très important pour l'interprétation théorique de cet effet de diffusion anormal.

#### Structure du réseau réel du diamant.

Il nous faut chercher maintenant un mode d'arrangement des atomes de carbone qui puisse rendre compte des zones de diffusion dont nous avons repéré la position dans l'espace réciproque. Toute diffusion en dehors des nœuds du réseau réciproque est la conséquence d'un défaut de périodicité dans le réseau cristallin. Pour le diamant, outre les perturbations causées par l'agitation thermique des atomes, il doit exister un autre genre de défaut de périodicité indépendant de la température. On pourrait en rechercher la cause dans un phénomène atomique ; dans l'atome du diamant, seuls les deux électrons K sont liés au noyau et les quatre électrons extérieurs, d'après les théories sur la structure électronique des cristaux, se meuvent suivant des ondes parcourant tout le cristal et on pourrait se demander si l'interaction de ces ondes et du rayonnement X ne serait pas la cause du phénomène observé. Mais les observations de K. Lonsdale empêchent de suivre cette idée, puisqu'elle a trouvé, en examinant un très grand nombre de diamants, que les diffusions anomalies dépendaient du diamant observé et qu'en particulier, elles étaient nulles pour certaines variétés de diamant (type II, d'après la classification de Robertson (5)) et fortes pour les diamants où de fortes tensions internes

existent. La cause du phénomène doit donc être recherchée dans des défauts cristallins, dont nous allons préciser la nature. Les diffusions anormales sont étroitement localisées le long de rangées parallèles aux axes du cube du réseau réciproque. Or, d'après un calcul bien connu, on sait que quand le vecteur de diffusion a son extrémité sur ces rangées, les ondes diffusées par tous les atomes d'un plan parallèle aux faces du cube sont en phase ; dans le cristal parfait, les ondes diffractées par les plans (100) successifs sont détruites intégralement, sauf aux nœuds du réseau réciproque, à cause de l'arrangement régulier de ces plans. Si donc on trouve une diffusion sur ces axes en dehors des nœuds, c'est que les plans successifs ne sont plus disposés régulièrement ou encore que leur pouvoir diffusant n'est pas égal pour tous. Du fait que les zones de diffusion sont limitées aux axes, on déduit que les régions de perturbations sont très étendues en surface (elles ont au moins un diamètre de 1.000 distances interatomiques). Comme nous n'avons trouvé aucune diffusion anormale pour des angles très petits (autour du nœud 000), nous pouvons éliminer l'hypothèse que l'effet serait dû à des plans isolés dont le facteur de structure serait différent de celui des voisins ; par exemple, de minces couches d'atomes étrangers qui viendraient s'intercaler entre les atomes de carbone. En effet, de telles hétérogénéités produiraient autour du centre des diffusions plus intenses qu'autour des autres nœuds (6).

Reste donc l'hypothèse d'un décalage entre les plans réticulaires successifs parallèles aux faces du cube. Soient  $\vec{l}_1$ ,  $\vec{l}_2$ ,  $\vec{l}_3$  les vecteurs sur lesquels est construit le réseau du diamant, les huit atomes de la maille de base étant définis par les vecteurs suivants :

$$\begin{aligned} O, & \quad \vec{l}_o \\ \vec{j}_1, & \quad \vec{l}_o + \vec{j}_1 \\ \vec{j}_2, & \quad \vec{l}_o + \vec{j}_2 \\ \vec{j}_3, & \quad \vec{l}_o + \vec{j}_3. \end{aligned}$$

Les coordonnées  $l_{ok}$ , et  $j_{ik}$  de ces vecteurs sont :

$$\text{pour } \vec{l}_o \left( \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0 \right);$$

$$\text{et pour } \vec{j}_1 \left( \frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4} \right); \vec{j}_2 \left( 0, \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right); \vec{j}_3 \left( \frac{1}{4}, \frac{3}{4}, \frac{3}{4} \right).$$

Nous supposons que tous les atomes d'un plan perpendiculaire à  $\vec{l}_3$ , à la distance  $m_3 |\vec{l}_3| + j_{i3}$  du plan origine, sont déplacés à partir de leur position théorique suivant un vecteur  $\vec{\delta}_{m3, j_{i3}}$ , ce vecteur étant le même pour tous les atomes du plan. La position des atomes, dans le réseau réel du diamant, sera donc définie par le vecteur

$$m_1 \vec{l}_1 + m_2 \vec{l}_2 + m_3 \vec{l}_3 + \vec{j}_i + \vec{\delta}_{m3, j_{i3}}$$

ou ce vecteur augmenté de  $\vec{l}_o$ ;  $m_1, m_2, m_3$  sont les nombres entiers compris entre O et respectivement  $M_1, M_2, M_3$ .

Soit  $\vec{X}$  le vecteur de diffusion, c'est-à-dire le vecteur :  $\frac{\vec{S}-\vec{S}'}{\lambda}$ ,  $\vec{S}$  et  $\vec{S}'$  étant les vecteurs unitaires portés par les rayons incidents et diffusés.  $\vec{X}$  sera défini dans l'espace réciproque (vecteurs de base  $\vec{L}_1, \vec{L}_2, \vec{L}_3$ ) par ses coordonnées  $x_1, x_2, x_3$ . L'amplitude de l'onde diffusée dans la direction  $\vec{S}$  sera, si  $f$  est l'amplitude diffusée par un atome :

$$\begin{aligned} A = & \int \sum_{m_1, i} e^{2\pi i \vec{X} \cdot [\vec{m}_1 \vec{l}_1 + \vec{m}_2 \vec{l}_2 + \vec{m}_3 \vec{l}_3 + \vec{j}_i + \vec{\delta}_{m_3, ji}]} \\ & + \int \sum_{m_1, i} e^{2\pi i \vec{X} \cdot [\vec{m}_1 \vec{l}_1 + \vec{m}_2 \vec{l}_2 + \vec{m}_3 \vec{l}_3 + \vec{l}_0 + \vec{j}_i + \vec{\delta}_{m_3, ji}]} \\ & \text{ou} \\ A = & f \left( 1 + e^{2\pi i \vec{X} \cdot \vec{l}_0} \right) \sum_o^{M_1} e^{2\pi i x_1 m_1} \sum_o^{M_2} e^{2\pi i x_2 m_2} \\ & \sum_i \sum_{m_3}^{M_3} e^{2\pi i (x_3 m_3 + \vec{X} \cdot \vec{j}_i + \vec{X} \cdot \vec{\delta}_{m_3, ji})}. \end{aligned} \quad (1)$$

On retrouve dans cette expression les deux premières sommes du calcul classique de Laue. Si les nombres  $M_1$  et  $M_2$  sont suffisamment grands, ces termes n'auront de valeur notable que si  $x_1$  et  $x_2$  sont des entiers  $h_1$ ,  $h_2$ . Quant au premier facteur, il vaut 0 ou 2 suivant que  $h_1$  et  $h_2$  sont de même parité ou de parité mixte. Donc, *il n'y a diffusion que si le vecteur  $\vec{X}$  a son extrémité sur les rangées parallèles à  $\vec{l}_3$  de coordonnées  $h_1 h_2$*  : c'est le spectre de diffraction d'un réseau à deux dimensions identiques au plan (001) du diamant. Le long de ces rangées, la variation de l'intensité sera donnée par la valeur du quatrième terme, c'est-à-dire :

$$\sum_i \sum_{m_3} e^{2\pi i \vec{X} \cdot \vec{j}_i} e^{2\pi i (m_3 x_3 + \vec{X} \cdot \vec{\delta}_{m_3, ji})} \quad (2)$$

Nous allons maintenant préciser les hypothèses sur les perturbations  $\vec{\delta}$ . Nous ne les supposerons pas petites, quel que soit  $m_3$ , comme on le fait dans l'étude des perturbations dues à l'agitation thermique où l'on admet que, si éloignés que soient deux atomes l'un de l'autre, leur distance est toujours voisine de la distance théorique. Mais

nous supposerons que l'intervalle entre deux plans consécutifs ne peut que s'écarte faiblement de la valeur normale, ce qui est naturel à cause des conditions imposées par l'encombrement des atomes; par contre, ces petites perturbations peuvent s'ajouter de maille en maille si bien que la différence entre la distance réelle et théorique de deux plans atteint des valeurs d'autant plus grandes qu'ils sont plus éloignés l'un de l'autre. Autrement dit, nous conservons un ordre à petite distance à peu près rigoureux, mais l'ordre à grande distance a disparu. Donc, les quatre valeurs de  $\vec{\delta}_{m_3}$ , pour les quatre plans intercalaires  $(o, j_1, j_2, j_3)$  d'une maille seront très voisines d'une même valeur  $\vec{\delta}_{m_3}$ . On peut donc remplacer l'expression (2) par l'expression approchée suivante :

$$\sum_i e^{2\pi i \vec{X} \cdot \vec{j}_i} \sum_o^{M_3} e^{2\pi i (x_3 m_3 + \vec{X} \cdot \vec{\delta}_{m_3})}$$

L'intensité de la diffusion sur la rangée  $(h_1 h_2)$  sera d'après (1) et (2)

$$I = 4 f^2 M_1^2 M_2^2 \cdot \left| \sum_e e^{2\pi i \vec{X} \cdot \vec{j}_i} \right|^2$$

$$\left| \sum_o^{M_3} e^{2\pi i (x_3 m_3 + \vec{X} \cdot \vec{\delta}_{m_3})} \right|^2 = 4 f^2 M_1^2 M_2^2 \cdot A^2 \cdot B^2 \quad (3)$$

La première somme A, pour les valeurs entières de  $x_3$ , est le facteur de structure de la maille du diamant. Mais comme dans nos hypothèses, il peut y avoir diffusion en dehors des nœuds du réseau réciproque, il faut chercher ses variations en fonction de  $x_3$ ,  $h_1$  et  $h_2$ . On a

$$A^2 = \left| \sum_j e^{2\pi i \vec{X} \cdot \vec{j}_i} \right|^2 = \left| 1 + \sum_{i=1}^3 e^{2\pi i (h_1 j_{i1} + h_2 j_{i2} + x_3 j_{i3})} \right|^2$$

On trouve deux sortes de courbes correspondant aux cas où  $h_1$  et  $h_2$  sont impairs ou pairs ; suivant que  $\frac{h_1 + h_2}{2}$  est pair ou impair, les abscisses sont décalées de deux unités (fig. 9). Le maximum coïncide ou est voisin du nœud

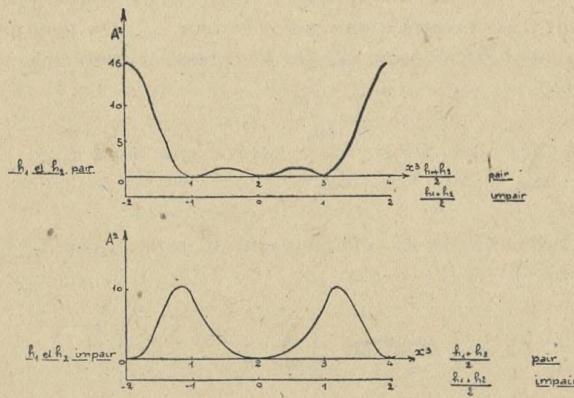


FIG. 9.

du réseau réciproque du diamant : *les diffusions anormales* seront donc localisées sur les rangées parallèles à  $\vec{l}_3$  au voisinage des nœuds du cristal parfait. Mais l'intensité difusée dépend en outre de  $x_3$ , c'est-à-dire de la distance de l'extrémité du vecteur de diffusion au plan de coordonnées, par l'intermédiaire de la deuxième somme B entrant dans l'expression de I.

Nous allons étudier les variations de  $B$  dans le cas particulier où les translations perturbatrices sont toutes dirigées le long de l'axe  $\vec{l}_3$  :

$$\vec{dm}_3 = \vec{l}_3 \cdot dm_3.$$

Cette somme  $B$  s'écrit alors plus simplement :

$$B = \left| \sum_{m_3=0}^{M_3} e^{2\pi i x_3 (m_3 + dm_3)} \right|$$

où  $m_3 + dm_3$  représente l'ordonnée du plan  $m_3$  en prenant la maille du réseau réciproque comme unité. Pour faire apparaître les distances entre plans pris deux à deux au lieu des distances par rapport à l'origine, nous calculons  $B^2$  par la formule

$$\begin{aligned} B^2 &= B \cdot B^* = \sum_{m_3} \sum_{m'_3} e^{2\pi i x_3 [m_3 + dm_3 - (m'_3 + dm'_3)]} \\ &= 2 \sum \sum \cos 2\pi x_3 \Delta_{m_3 m'_3} \end{aligned}$$

où  $\Delta_{m_3 m'_3}$  désigne la valeur absolue de la distance entre les deux plans de rangs  $m_3$  et  $m'_3$ . Portons sur une droite  $OZ$  à partir de l'origine des segments égaux aux distances de tous les plans du cristal pris deux à deux, la maille du réseau étant prise comme unité. Nous obtenons  $M_3^2$  points et nous appellerons  $f(z)$  la densité linéaire de ces points, c'est-à-dire que  $f(z)dz$  représente le nombre de points se trouvant sur le segment  $dz$ . La somme peut donc se remplacer par

$$B^2 = 2 \int_0^\infty f(z) \cos 2\pi x_3 z dz \quad (4)$$

L'avantage de cette expression est qu'on peut facilement trouver une représentation vraisemblable de la courbe  $f(z)$ . A l'origine il y a  $M_3$  points confondus,  $f(0)$  est infini, mais

$\int_0^\epsilon f(z) dz = M_3$ . Les distances entre plans voisins se groupent autour de la valeur de la maille du réseau non perturbé. Les distances entre plans de 2 en 2 sont moins étroitement groupées autour du double de la maille car l'écart est la somme de deux écarts indépendants : il s'ensuit que le maximum de  $f(z)$  est moins élevé puisque le nombre total de points est toujours  $M_3$  : on considère ensuite les distances des plans de 3 en 3, de 4 en 4,... de  $n$  en  $n$ .  $f(z)$  présente une série de maxima de plus en plus larges et de moins en moins accusés, jusqu'à ce qu'elle tende vers une valeur uniforme pour une valeur suffisante de  $n$ . En particulier si on admet pour les distances entre plans consécutifs une répartition autour de la valeur normale de la maille suivant une courbe de Gauss avec un écart  $\epsilon$ , tous les arceaux de la courbe sont aussi des courbes de Gauss avec des écarts  $\epsilon\sqrt{2}$ ,  $\epsilon\sqrt{3}$ ....  $\epsilon\sqrt{n}$ .

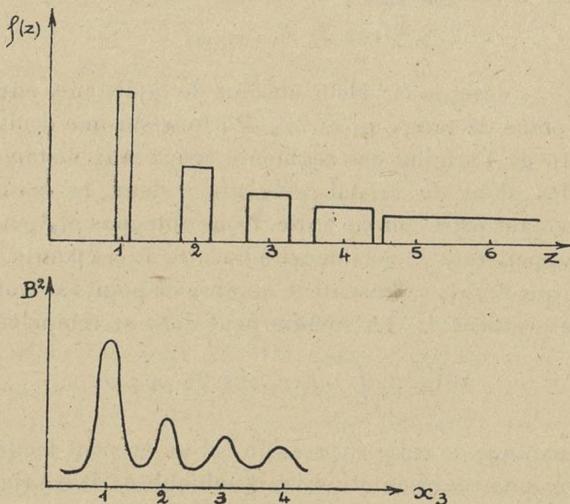


FIG. 10.

De la valeur de  $f(z)$ , on déduit celle de  $B^2$  en fonction de  $x_s$  par la formule (4). Pour prendre un exemple, nous avons représenté de la figure 10 une fonction  $f(z)$  schématique composée de rectangles de largeur croissante et de surface constante et nous en avons déduit la valeur de  $B^2$ . Elle est caractérisée par une *valeur faible au centre et une série de maxima autour des valeurs entières de  $x_s$ , maxima d'autant moins accusés que leur ordre est plus élevé*. C'est l'analogue d'une courbe de diffusion pour les liquides. Remarquons d'ailleurs que, dans les corps amorphes, les courbes de répartition des molécules les unes par rapport aux autres ressemblent à la fonction  $f(z)$ . Inversement, si l'expérience nous donne la courbe de l'intensité, nous pouvons calculer  $B^2$  et nous pouvons, par l'inversion de l'intégrale de Fourier (4), calculer la courbe  $f(z)$ , c'est-à-dire la loi de répartition des distances entre deux plans réticulaires.

Finalement, l'intensité diffusée  $I = 4 f^2 M_1^2 M_2^2 A^2 B^2$  s'obtient en multipliant les valeurs de  $B^2$  par les ordonnées de celle des fonctions  $A^2$  (fig. 9) qui correspond aux valeurs  $h_1 h_2$  de la rangée considérée. Seuls subsisteront parmi les maxima de la fonction  $B^2$  (fig. 10) ceux qui sont voisins des nœuds du réseau du cristal parfait.

En résumé, nous avons supposé que dans une région du cristal, les distances entre les plans réticulaires (001) successifs n'étaient plus rigoureusement égales à la maille, mais variaient légèrement autour de cette valeur et que les surfaces des plans ainsi décalés étaient relativement grandes, et nous en avons déduit les conclusions suivantes :

1) Il y a diffusion le long des rangées du réseau réciproque parallèle à [001]. Cette diffusion sera limitée au voisinage des nœuds du cristal parfait et diminuée d'inten-

sité quand l'extrémité du vecteur de diffusion s'éloigne du nœud.

2) La diffusion sera surtout intense autour des nœuds d'indice  $h_3 = 1$ . Elle décroît pour les ordres supérieurs et elle est très faible pour les nœuds situés dans le plan d'origine.

Si nous considérons au sein du cristal trois systèmes de telles régions perturbées respectivement parallèles aux trois faces du cube, les effets de diffusion anormale s'ajouteront : et nous arriverons à des figures de diffusion conformes aux données de l'observation. En particulier, on explique que les zones de diffusion les plus intenses seront situées autour des nœuds 111 et qu'elles seront très faibles autour des nœuds 000, et autour des nœuds  $h k O$  dans la direction [001].

Nous n'avons pas effectué des mesures d'intensité des taches anormales, étant donné d'une part la faible valeur de celle-ci et d'autre part les nombreux facteurs de correction dont l'évaluation est difficile (absorption, effet Compton, largeur du faisceau, dimensions du diamant, etc...). La faible intensité des taches par rapport aux taches de Bragg (environ 1/10.000) permet de penser que les zones perturbées sont relativement rares dans le cristal. D'autre part, sur un diagramme où nous avons fait osciller le cristal autour d'une position pour laquelle le nœud 111 était sur la sphère de réflexion, nous avons pu évaluer la largeur de la zone de diffusion le long d'un segment parallèle à [001] : elle serait de l'ordre de 1/5 de la maille. D'après l'exemple de la figure 10, cette valeur doit correspondre à une valeur assez grande de l'écart moyen des distances réticulaires. Mais on ne doit pas oublier que dans notre calcul, nous avons fait quelques hypothèses simplificatrices : en particulier qu'il n'y a pas de perturbation des quatre plans réticulaires contenus dans une maille de cristal, que tous les

décalages se produisaient dans une même direction. Toutes ces hypothèses introduites dans le calcul font prévoir des zones de diffusion mieux définies qu'elles ne le doivent être, à cause du plus grand désordre réel des plans atomiques.

D'après nos résultats expérimentaux, on peut se représenter de la façon suivante la structure réelle du diamant : il existerait, entre des blocs de cristal de structure parfaite, des domaines à structure perturbée. Dans ces domaines, des plans réticulaires parallèles à une des faces du cube seraient décalés les uns par rapport aux autres ; il y aurait donc trois groupes de tels domaines. Nous avons pu déterminer que les dimensions de ces domaines, parallèlement aux plans perturbés, sont grandes, mais nous n'avons pu avoir aucune indication relativement à leur épaisseur.

Ces défauts n'ont que peu d'influence sur les réflexions sélectives, car le volume relatif des régions perturbées est faible. Cependant, ces imperfections se manifestent de la façon suivante : nous avons trouvé que les taches de Bragg ne sont jamais de noircissement uniforme, mais présentent des granulations. Le faisceau réfléchi, issu de certaines régions du diamant, semble être plus intense ; or, on sait que l'intensité de la réflexion dépend de la valeur de l'extinction au sein du cristal, c'est-à-dire quelle dépend de sa plus ou moins grande perfection. L'irrégularité des taches de Bragg prouve donc l'existence de défauts.

On doit rapprocher ces phénomènes du fait bien connu que les diamants du type I sont biréfringents ; ces biréfringences sont la marque de tensions internes. Celles-ci et les déplacements d'atomes que nous ont révélés les diffusions anormales peuvent être deux effets d'une même cause. Dans une étude détaillée, Friedel (7) a montré que ces tensions internes variaient de façon continue à l'intérieur du cristal

et que leur répartition était très compliquée ; mais il n'indique pas qu'elles auraient des directions privilégiées par rapport aux axes cristallins. Au contraire, c'est le fait que les déplacements d'atomes se font par décalage de certains plans qui donne leur intensité aux effets de diffusion et il est curieux de constater que les plans qui apparaissent, qui ne sont ni des plans de clivage ou des faces naturelles du diamant, ne semblent pas avoir une signification cristallographique particulière.

D'après Friedel, l'origine des tensions internes du diamant ne pourrait pas être trouvée dans la présence d'inclusions ou dans des traitements thermiques, si brutaux soient-ils, subis par le cristal. Il voit là la conséquence d'une transformation allotropique subie par le diamant au cours de sa formation. Expérimentalement, il a essayé de mettre cette transformation en évidence. En chauffant rapidement le diamant au-dessus de  $1.888^{\circ}$ , il a trouvé que celui-ci devenait noir tout en restant très dur et qu'il éclatait ; d'autre part, après refroidissement, la répartition des tensions internes a complètement changé, alors qu'un chauffage au-dessous de cette température critique ne produit aucun effet. Malheureusement, à ce phénomène se superpose la transformation très rapide du diamant en graphite, si bien que les observations sont extrêmement difficiles et qu'en particulier, on ne peut pas songer à la suivre par diagrammes X.

L'explication de Friedel permet aussi de rendre compte de la constitution des zones perturbées que nous avons trouvées par les diagrammes de diffusion. En effet, il faut rapprocher ces diagrammes de ceux qu'on a trouvés dans l'étude de certaines transformations cristallographiques, le passage d'une forme cristalline à l'autre s'effectuant par des mouvements de certains plans et la structure de ces

plans réticulaires se conservant. Quand on peut arrêter la réaction à un stade intermédiaire, il apparaît les spectres de diffraction de ces plans isolés (8). C'est donc analogue à ce que nous avons trouvé pour le diamant. Il faudrait alors supposer que la forme cristalline que pourrait prendre le carbone se déduirait du diamant par un déplacement des plans (100) les uns par rapport aux autres. Dans un diamant réel, subsisteraient des régions dans un état intermédiaire entre les deux formes cristallines, où l'ordre des plans (100) successifs ne serait pas parfait. D'autre part, les changements de volume accompagnant cette transformation donnent naissance aux tensions internes. C'est cette seconde phase qui, instable, se décomposerait à l'état de graphite mais, la structure du graphite étant très différente de celle du diamant, les petits cristallites de graphite ne seraient plus orientés par rapport au cristal primitif.

Il est curieux de constater que ces phénomènes de diffusion anormale sont particuliers au diamant. Évidemment, le fait que l'agitation thermique est très faible pour ce corps en facilite l'observation ; pour tous les autres cristaux, sauf le silicium, les températures caractéristiques de Debye sont bien plus basses et les vibrations thermiques bien plus importantes. Comme, d'autre part, le silicium a la même structure cristalline que le diamant, nous avons essayé de rechercher s'il présentait le phénomène trouvé sur ce dernier ; mais l'expérience a été négative. Il est vrai que les cristaux que nous avons pu avoir étaient assez imparfaits. En résumé, l'hypothèse de Friedel a l'avantage de permettre de comprendre l'apparition de perturbations aussi définies par rapport aux axes cristallographiques et, d'autre part, d'expliquer pourquoi ce phénomène est propre au diamant.

Cette étude est un nouvel exemple de l'emploi des diagrammes de diffusion, c'est-à-dire de l'étude de la diffu-

sion des rayons X en dehors des directions de réflexion sélective pour la recherche de la structure réelle d'un réseau cristallin. Les imperfections du réseau ont aussi une influence sur les réflexions sélectives (du point de vue de l'intensité et de la largeur du domaine angulaire de la réflexion), mais celle-ci est faible et il est difficile de tirer parti des résultats expérimentaux. Au contraire, de la répartition des zones de diffusion anormale dans l'espace réciproque, on peut tirer des données assez précises sur la structure réelle du cristal.

---

BIBLIOGRAPHIE

- (1) J. LAVAL, *Bull. Soc. Franc. Minéralogie*, 1939, 62, p. 137; Ph. OLMER, *Bull. Soc. Fr. Minéralogie*, 1942, 65, p. 21.
  - (2) C.-V. RAMAN et NILAKANTAN. *Phys. Rev.* (1941), 60, p. 63.
  - (3) K. LONSDALE et H. SMITH. *Phys. Rev.* (1941), 61, p. 617.
  - (4) GUINIER, *An. de Phys.* (1939), 12 p. 161.
  - (5) *Phil. Trans. Roy. Soc. London A* 232, 463 (1934).
  - (6) GUINIER, *C. R.* (1938), 206, p. 1374.
  - (7) *Bull. Soc. Min.*, 47, 1924, p. 60.
  - (8) GUINIER. *Jour. de Phys.*, VIII, p. 124 (1942).
- 



n  
n  
e  
e  
a  
r  
a  
e  
a

;

