

MÉMOIRES  
DE LA  
SOCIÉTÉ ROYALE DES SCIENCES  
DE LIÈGE

CINQUIÈME SÉRIE  
TOME VI  
FASCICULE 6

NOUVELLE MÉTHODE DE MESURE DE LA NETTETÉ  
DES ÉMULSIONS PHOTOGRAPHIQUES

PAR

H. THIRY, Dr. Sc.  
*Chef de Travaux à l'Université de Liège*

PUBLIÉ AVEC LE CONCOURS DE LA FONDATION UNIVERSITAIRE DE BELGIQUE,  
DU MINISTÈRE DE L'ÉDUCATION NATIONALE ET DE LA CULTURE  
ET DE L'UNIVERSITÉ DE LIÈGE

SIÈGE DE LA SOCIÉTÉ :  
UNIVERSITÉ  
7 PLACE DU XX AOÛT  
LIÈGE, BELGIQUE

NOUVELLE MÉTHODE DE MESURE DE LA NETTÉTÉ  
DES ÉMULSIONS PHOTOGRAPHIQUES (\*)

PAR

H. THIRY, Dr. Sc.

*Chef de Travaux à l'Université de Liège*

(\*) Travail exécuté sous les auspices de l'IRSIA et subventionné conjointement par l'IRSIA et par Photo-Produits GEVAERT, S. A.

## Abstract

The paper describes a new method to measure the acutance of photographic materials. This method is based principally on Fourier analysis of the amplitude of a plane wave falling on a periodical object in Fraunhofer diffraction. The field where this Fourier analysis takes place is first defined and an optical diffractometer for power spectrum measurement is described. The optical diffractometer is checked up with simple signals such as a single narrow and long slit and a square-well amplitude ruling (Grayson type). The photographic application of the previous statements can be made in the following manner : a Grayson type ruling having a long period is imaged on the tested emulsion. The spatial image period must reach about  $400 \mu$  to avoid dependance effects between adjacent periods of the signals. The samples are immersed in a liquid of the same refractive index as that of gelatin to eliminate any phase variation. The amplitude of the photographic signal can be reconstituted from its monochromatic power spectrum. A psychometric study suggests a good correlation between the number of harmonics contained in a signal and visual impressions of sharpness. From the power spectrum of such photographic rulings, one can also deduce a « statistical mean information » which can be used to define the acutance of a material. In this case the signal-to-noise ratio is taken into account as well as the number of harmonics.

## 1. Introduction

Nous exposerons dans ce mémoire une méthode générale d'étude de la netteté des matériaux photographiques.

Jusqu'à présent, la méthode utilisée à cette fin consiste à photographier le bord d'un écran et à analyser l'image photographique à l'aide d'un microdensitomètre. On trace ainsi la courbe de la densité en fonction de la distance mesurée à partir du bord de l'écran. G. C. HIGGINS et L. A. JONES (1) définissent la netteté comme la moyenne quadratique de la pente de la courbe précédente divisée par la différence de densité entre un point de la plaque photographique situé sous l'écran et loin du bord (là où la densité est uniforme et très faible) et un point de la plaque situé dans la

région éclairée (là où la densité est uniforme et maximum). Ce procédé conduit à caractériser les émulsions par un nombre en assez bon accord avec les impressions visuelles de netteté.

Il ne faut pourtant pas se dissimuler l'imprécision d'une telle méthode. En effet, le signal microdensitométrique est affecté par les fluctuations de densité dues à la granularité et, en pratique, seule une analyse statistique d'un grand nombre d'enregistrements permettrait de réduire l'incertitude des résultats. D'autre part, l'influence de la largeur finie du spot explorateur doit être prise en considération et il semble évident que la mesure de la netteté de matériaux à grain fin ne puisse pas se faire avec précision : l'image photographique du bord droit d'un écran couvrant alors une plage de l'ordre de quelques microns et la largeur de la fente étant au minimum de l'ordre du micron, les pentes des éléments curvilignes de la courbe de densité sont falsifiées et la mesure de la netteté perd une partie de sa signification originelle.

Pour préciser l'erreur possible, considérons la courbe  $D = f(x)$  et supposons-la formée par une partie rectiligne entre les abscisses  $x_0$  et  $-x_0$ , prolongée par deux parties curvilignes (fig. 0). L'axe vertical correspond au bord de l'écran. L'équation de la partie rectiligne de la fonction  $D = f(x)$  est

$$D = D_0 + kx \text{ pour } |x| \leq x_0.$$

Sa pente  $k$  vaut  $(D_M - D_m)/2x_0$  et la netteté définie à l'aide de cette seule partie de la courbe, vaut

$$S = \frac{k^2}{D_M - D_m} = \frac{D_M - D_m}{4x_0^2}.$$

L'erreur relative sur  $S$  vaut

$$\frac{\Delta S}{S} = \frac{\Delta(D_M - D_m)}{D_M - D_m} + \frac{2 \Delta x_0}{x_0}.$$

Supposons que la courbe  $D = f(x)$  ait été établie avec un microdensitomètre dont le spot explorateur a  $1\mu$  de largeur (ce qui correspond à un instrument de performance maximum) et  $500\mu$  de hauteur, et que la granularité  $G$  de l'image correspondant à  $D_M$  ait une valeur

de l'ordre de 300 (en  $\mu$ ). L'écart quadratique moyen en densité, pour l'aire de mesure égale à  $500\mu^2$ , vaut  $\sigma_D = G/\sqrt{500} \simeq 0,15$ . Le premier terme du 2<sup>e</sup> membre vaut 3 % pour  $D_M - D_m \simeq 1,5$ .

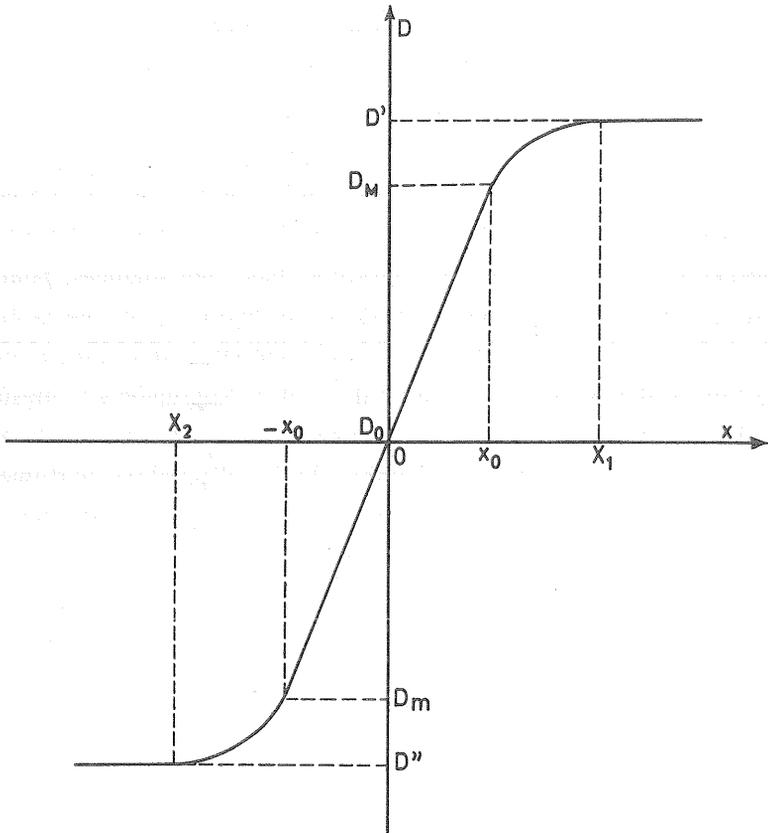


Fig. 0. — Exemple de courbe microdensitométrique correspondant à l'image du bord droit d'un écran opaque

L'erreur  $\Delta x_0$  est de l'ordre de  $1\mu$ . En admettant une valeur de  $x_0$  égale à  $25\mu$  (qui correspond à une zone de diffusion  $X_2 X_1$  de 0,1 mm environ autour du bord de l'écran, ce qui est déjà assez important pour la valeur  $(D_M - D_m)$  choisie), le 2<sup>e</sup> terme vaut 8 %. L'erreur totale  $\Delta S/S$  peut donc atteindre 11 %. D'autre part, l'erreur  $\Delta x_0$  doit être majorée parce que, si la largeur du spot vaut  $1\mu$ , l'image photographique granuleuse étale la lumière du

spot sur une largeur supérieure à  $1\mu$ . En outre, la définition de  $S$  fait intervenir, non seulement la partie rectiligne de la fonction  $D = f(x)$ , mais aussi les deux courbes qui la prolongent ; il est clair que la mesure de la pente moyenne de celles-ci est encore moins précise que celle de la partie rectiligne et d'autant moins précise que les parties curvilignes présentent des pentes élevées.

Il apparaît donc que la mesure microdensitométrique de la netteté d'un matériau photographique peut présenter une erreur dépassant largement 10 % dans les conditions les plus favorables. Comme ces conditions nécessitent des mesures longues et délicates, l'erreur résultant de mesures courantes, bien que soignées, pourra être considérablement plus grande et la méthode ne permettra guère mieux que de distinguer deux matériaux dont l'un a une netteté supérieure de 50 % à celle de l'autre. Appliquée à la mesure de la netteté, la méthode microdensitométrique fournit donc une échelle de mesure ayant un nombre limité d'échelons nettement différenciés ; c'est sans doute pourquoi peu de mesures et peu de conclusions ont été publiées en cette matière.

Il est connu qu'une image photographique peut présenter à la fois une grande netteté et une granularité élevée, tandis qu'une autre image peut présenter une netteté bien plus petite en dépit d'une granularité plus faible. Un exemple très convaincant en a été publié par HIGGINS et PERRIN (<sup>1</sup>bis).

Il n'y a donc pas de corrélation étroite entre la netteté et la granularité ; ceci est du reste évident puisque la netteté est définie à partir de l'image photographique du bord d'un écran, c'est-à-dire à partir d'une image dont l'aire est théoriquement illimitée et, pratiquement, relativement grande, tandis que la granularité ne manifeste ses effets que vis-à-vis d'images d'aires très réduites. Le microdensitomètre appliqué à la mesure de la netteté donne des indications dépendant à la fois de la netteté et de la granularité ; si l'on réduit la largeur du spot de mesure pour améliorer la mesure de la netteté, on renforce du même coup la composante de granularité ; pour opérer dans de bonnes conditions, il faudrait explorer

avec un spot rectiligne, infiniment étroit et long, ce qui constitue une triple condition optiquement irréalisable.

Une méthode idéale de mesure de la netteté doit donc découler d'un phénomène lié uniquement à la netteté et indépendant de la granularité ou d'un phénomène séparant complètement les effets de ces deux paramètres. La méthode décrite ci-après réalise cette condition en principe d'une manière totale et, en pratique, d'une manière probablement très suffisante.

## 2. Diffraction, série et transformée de Fourier

Le phénomène de diffraction de Fraunhofer effectue l'analyse harmonique de l'onde plane monochromatique tombant sur un réseau ligné. Cette analyse utilise le théorème suivant. Les intensités diffractées dans les directions des maxima principaux constituent les carrés des modules des divers coefficients du développement en série de Fourier de l'amplitude ayant traversé un objet périodique.

Ces propositions découlent de la théorie classique de la diffraction qui s'appuie sur le principe de Huygens. Étant donné l'utilisation constante de ce théorème dans notre travail et d'autre part, sa démonstration ne figurant pas encore dans tous les traités classiques d'optique, nous l'établirons de la manière qui nous a paru la plus rationnelle.

Soit un réseau d'amplitude de période  $p$ , éclairé en lumière parallèle monochromatique, cohérente et normale au réseau ; l'amplitude complexe résultante dans la direction  $\alpha$  faite avec la direction incidente s'écrit en vertu du principe de Huygens :

$$A = \frac{B}{p} \int_0^p a(x) \cdot \exp \left( - 2\pi i x \frac{\sin \alpha}{\lambda} \right) dx \quad (1)$$

puis que la différence de chemin optique entre le rayon diffracté dans la direction au point d'abscisse  $x$  et le rayon diffracté au point d'abscisse  $o$  vaut  $x \sin \alpha$ .  $\lambda$  est la longueur d'onde monochromatique de la lumière éclairant le réseau.  $B$  est une constante complexe en

général faisant intervenir la période  $p$  du réseau, la surface éclairée du réseau, une décroissance en  $1/R$  pour que l'énergie reste constante ( $R$  étant une distance) et un terme de phase constant.  $a(x)$  est la répartition réelle de l'amplitude du réseau lui-même. Par exemple, pour un réseau d'amplitude de période  $p$  composée d'une plage transparente de largeur égale à  $d$  et d'une plage opaque de largeur  $p - d$ , on a :

$$a(x) = \begin{cases} 1 & \text{pour } 0 < x < \frac{d}{2} \text{ et } p - \frac{d}{2} < x < p \\ 0 & \text{pour } \frac{d}{2} < x < p - \frac{d}{2} \end{cases} \quad (2)$$

en prenant l'origine au milieu de la plage transparente. D'autre part, la théorie des réseaux nous apprend que le spectre d'ordre  $k$  est obtenu pour un angle  $\alpha_k$  tel que :

$$p \sin \alpha_k = k\lambda. \quad (3)$$

Dans l'équation (1), substituons à la valeur de  $\sin \alpha$  celle de  $\sin \alpha_k$  ; l'amplitude résultante dans la direction  $\alpha_k$  ou spectre d'amplitude d'ordre  $k$  vaut

$$A_k = \frac{B}{p} \int_0^p a(x) \exp\left(-2\pi i \frac{kx}{p}\right) dx \quad (4)$$

Cette expression est identique au  $k^{\text{ième}}$  coefficient de la série de Fourier obtenue en développant la fonction  $\frac{B^*}{2} a(x)$  :

$$B^* a(x) = 2 \sum_{k=-\infty}^{+\infty} A_k \exp\left(2\pi i \frac{kx}{p}\right) \quad (5)$$

où le signe  $x$  signifie complexe conjugué (on applique la convention habituelle sur la signification de l'exponentielle imaginaire).

Dans le cas général, ainsi qu'il a été dit plus haut, la constante  $B$  contient un terme de phase de la forme  $e^{i\varphi}$  qu'il serait nécessaire

de connaître pour reconstituer la fonction objet  $a(x)$  car :

$$a(x) = B' \sum_{-\infty}^{+\infty} A_k \exp i \left( 2\pi \frac{kx}{p} + \varphi \right) \quad (6)$$

où  $B'$  est une nouvelle constante.

Mais lorsque la fonction objet  $a(x)$  est réelle et paire, le deuxième membre de l'équation (5) est aussi réel et pair et il n'existe pas de terme de phase, le développement (5) étant composé uniquement de termes en  $\cos 2\pi \frac{kx}{p}$ ; dans ce cas particulier, on a

$$a(x) = \sum_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{B} \cdot A_k \cos 2\pi \frac{kx}{p} \quad (6)$$

La constante  $B$  est contenue dans le  $A_k$  et ne joue pas de rôle en pratique. Appelons encore  $A_k$  les amplitudes des différents harmoniques dépouillés de la constante  $B$ . Ce qui est mesurable dans un spectre d'ordre  $k$  est l'énergie, c'est-à-dire  $|A_k|^2$  ou  $A_k^2$  puisque  $A_k$  est réel et la démonstration du théorème précédemment énoncé est ainsi complète.

Hors le cas particulier cité des distributions réelles et paires d'amplitude, l'analyse harmonique effectuée par la diffraction à l'infini ne permet généralement pas la reconstitution des signaux. La phase des harmoniques n'est en effet pas mesurée; seul le carré du module des divers coefficients de la série (6) est accessible expérimentalement.

Cependant, même dans le cas des distributions réelles et paires d'amplitude, la recomposition du signal en amplitude porté par un réseau exige la connaissance du signe des harmoniques. Les harmoniques sont en effet mesurés par les racines carrées (donc positives ou négatives) des intensités des raies de diffraction. Pour connaître le signe à adopter, il faut posséder des informations supplémentaires sur la forme du signal périodique. On en verra un exemple plus loin.

De plus, il existe une limitation plus générale affectant toutes

les distributions possibles. Cette limitation vient du nombre fini d'harmoniques que livre un phénomène de diffraction. Si ce nombre est au moins égal au nombre d'harmoniques contenus dans le signal, l'analyse harmonique permettra la reconstitution de ce signal mais dans le cas contraire — par exemple, lorsque le signal présente une discontinuité très abrupte — la reconstitution exacte du signal ne sera plus possible. Soit en effet un réseau de période spatiale  $p$  éclairé en lumière de longueur d'onde  $\lambda$ , le rang de l'harmonique le plus élevé atteint le plus grand entier contenu dans l'expression  $p/\lambda$  conformément à la formule (2). Pour un réseau portant 100 l/mm, et pour  $\lambda = 0,54\mu$ , on obtient ainsi 20 harmoniques. Pour des réseaux de pas plus grand tel qu'un réseau de 10 l/mm, 200 harmoniques sont alors théoriquement présents.

Il existe d'ailleurs un moyen d'augmenter le nombre maximum d'harmoniques que peut donner la diffraction : éclairer le réseau sous incidence rasante. Dans ce cas, on arriverait, à la limite, à doubler le nombre d'harmoniques présents. Mais l'alinéa suivant impose une limitation beaucoup plus restrictive.

Il nous faut préciser ici le domaine de validité du théorème précédemment démontré. Sa démonstration repose en effet sur des hypothèses simples bien connues : aspect scalaire de la variable lumineuse et principe de Huygens. L'ensemble de la théorie de la diffraction relative aux fréquences optiques élevées porte le nom de théorie de KIRCHHOFF (1891) <sup>(2)</sup>. Cette théorie scalaire n'est en fait qu'une approximation identique à celle de l'optique géométrique (ouverture  $\gg \lambda$ , angles de diffraction petits).

Le succès de cette théorie est dû au fait qu'on ne considère généralement que des angles de diffraction relativement petits. THEIMER, WASSERMANN et WOLF <sup>(3)</sup> ont justifié la théorie classique de la diffraction pour de la lumière naturelle et des angles de diffraction d'environ 10 degrés.

Expérimentalement, nous constatons une détérioration du spectre d'un réseau d'amplitude comportant moins de 100 l/mm pour des angles compris entre 10 et 15 degrés suivant le cas, détério-

ration liée à un élargissement considérable des raies correspondantes. Une telle détérioration ne s'observe pas pour des réseaux de période beaucoup plus petite.

Nous voici donc en présence d'une limitation tout à fait générale :

L'analyse harmonique de phénomènes périodiques à période relativement grande, effectuée par le phénomène de diffraction à l'infini, est limitée au cadre de la théorie classique de Kirchhoff, c'est-à-dire qu'elle se trouve valable dans un cône de diffraction dont le demi-angle d'ouverture vaut environ  $10^\circ$ . Ceci conduit néanmoins à des fréquences spatiales  $\left(\frac{\sin \alpha}{\lambda}\right)$  relativement élevées puisqu'elles atteignent  $350 \text{ mm}^{-1}$  pour une longueur d'onde égale à  $0,5 \mu$ .

Les fréquences spatiales comprises entre 0 et  $350 \text{ mm}^{-1}$  sont certainement les plus intéressantes en photographie mais en optique, avec l'apparition d'objectifs d'ouverture numérique élevée, la théorie de Kirchhoff est notablement insuffisante pour rendre compte des images observées et c'est ce qui explique l'essai d'élaboration de théorie vectorielles de la diffraction.

Enfin, lorsque l'objet diffractant (supposé à deux dimensions) ne présente aucune périodicité, la diffraction à l'infini réalise cette fois la transformation de Fourier de l'amplitude incidente à condition de prendre comme source non plus une fente comme dans le cas du réseau mais un petit trou-source. Nous reviendrons sur ce cas dans une autre partie de notre étude.

### 3. Réalisation d'un diffractomètre optique

Un diffractomètre optique a été construit dans le but d'obtenir les spectres de fréquence d'objets périodiques ou de structure quelconque mais néanmoins statistiquement ou macroscopiquement isotropes. Le schéma optique est visible sur la figure 1.

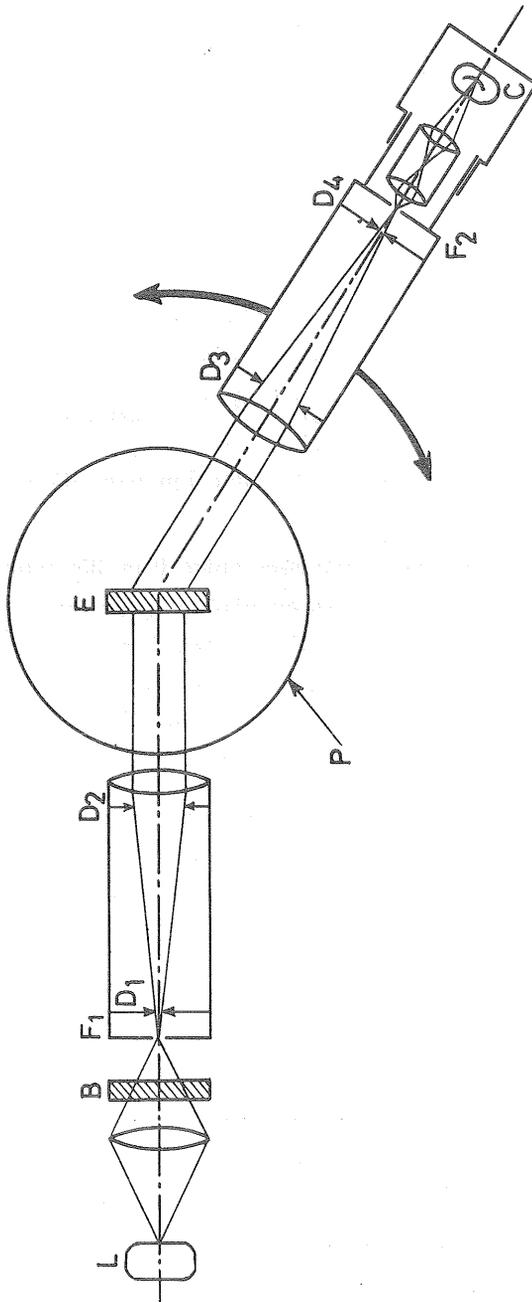


Fig. 1. — Vue schématique du diffractomètre optique.

L. : lampe à vapeur de mercure — B : filtre monochromatique. F<sub>1</sub> fente ou trou source. F<sub>2</sub> : fente sélectrice.

D<sub>1</sub>, D<sub>2</sub>, D<sub>3</sub>, D<sub>4</sub> : diaphragmes. P : plateau. E : échantillon. C : cellule photomultiplicatrice

On reconnaît de gauche à droite :

- L : lampe à vapeur de mercure.
- B : filtre monochromatique.
- F<sub>1</sub> : fente ou trou-source.
- F<sub>2</sub> : fente sélectrice.
- D<sub>1</sub>, D<sub>2</sub>, D<sub>3</sub>, D<sub>4</sub> : diaphragmes.
- P : plateau.
- E : échantillon.
- C : cellule photomultiplicatrice.

La lampe à vapeur de mercure à basse pression est alimentée par l'intermédiaire d'un transformateur à noyau saturé ; une stabilité meilleure que le pour cent est obtenue.

Un filtre Wratten 77A isole la raie verte tandis que la raie bleue du mercure est obtenue à l'aide de la combinaison des filtres 2A, 34 et 38A.

Le dispositif — lunette et cellule photomultiplicatrice — tourne autour de l'axe du plateau portant l'échantillon dont on désire connaître le spectre de fréquence ; un moteur synchrone commande le mouvement par l'intermédiaire d'une vis de précision. La vitesse angulaire de la lunette et de la cellule a été choisie telle que la résolution fréquentielle de l'enregistrement final soit très élevée, c'est-à-dire de l'ordre de 0,02 mm<sup>-1</sup>. La fréquence spatiale est définie ici par le rapport :

$$\nu = \frac{\sin \theta}{\lambda} \approx \frac{\theta}{\lambda} \quad (8)$$

où  $\theta$  est l'angle d'inclinaison de la lunette sur la direction incidente et  $\lambda$ , la longueur d'onde de la lumière, soit 0,5461.10<sup>-3</sup> mm le plus souvent.  $\nu$  s'exprime en mm<sup>-1</sup>.

La cellule photomultiplicatrice est la cellule 1 P 21 choisie pour son courant d'obscurité très petit. Le courant photoélectrique traverse une quelconque des résistances de précision suivantes : 50 K $\Omega$ , 100 K $\Omega$ , 200 K $\Omega$ , 500 K $\Omega$ , 1 M $\Omega$ , 10 M $\Omega$ , 50 M $\Omega$ , 250 M $\Omega$ , aux bornes desquelles est connecté le voltmètre enregistreur, dont l'impédance d'entrée est de 10<sup>11</sup>  $\Omega$ .

Nous avons été contraint de refroidir le photomultiplicateur en vue d'abaisser encore son courant d'obscurité, de manière à rendre celui-ci négligeable même lorsqu'on utilise la sensibilité la plus élevée (résistance de 250 M $\Omega$ ). Un ultrathermostat renfermant un récipient contenant de la glace envoi de l'eau froide (à quelques degrés C) dans une chemise de laiton entourant la cellule sauf devant la cathode. Ainsi, la température de la cellule est non seulement abaissée mais elle peut être considéré comme constante au cours des mesures effectuées.

Dans la réalisation actuelle, le diffractomètre construit peut servir à mesurer des rapports de flux lumineux de 500.000 : 1 environ. En utilisant un diaphragme  $F_1$  suffisamment large et des écrans gris-neutres sans grain, on pourrait atteindre des rapports de l'ordre de  $10^7$  et davantage, en refroidissant la cellule photomultiplicatrice dans l'air liquide. Comme nous nous proposons de mesurer des spectres de fréquence de clichés photographiques uniformément impressionnés et dont le spectre ne présente pas de variation abrupte, ou de clichés portant un signal périodique dont le nombre d'harmoniques est peu élevé, nous n'avons pas entrepris de réaliser une installation de refroidissement à l'air liquide du photomultiplicateur : néanmoins, il sera peut-être nécessaire d'abaisser plus fortement sa température qu'il n'a été fait, au moins pour la mesure de spectres de faible intensité.

#### 4. Étude de la précision des spectres à l'aide de signaux de spectre connu

Nous testerons d'abord la méthode à l'aide de quelques enregistrements correspondant à des transformées de Fourier de fonctions simples et relativement faciles à réaliser pratiquement avec précision.

##### *Exemple 1.*

Le premier exemple concerne le spectre d'une fente très longue et très étroite. La fente mesure 0,102 mm de large et plus de 10 mm

de hauteur. Elle est constituée par deux lames de rasoir usinées avec grande précision. Le parallélisme des deux lames peut être estimé à quelques microns sur la hauteur complète de la fente.

Écrivons la transformée de Fourier de la fonction « fente » définie par :

$$\begin{aligned}
 f(x) &= \frac{1}{a} & \left| \begin{array}{l} \text{pour } |x| < \frac{a}{2} \\ f(x) = 0 & > \frac{a}{2} \end{array} \right. & \quad (9)
 \end{aligned}$$

où  $a$  est la largeur de la fente. On a :

$$F(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x)e^{-i2\pi\nu x} dx = \int_{-a/2}^{+a/2} \frac{1}{a} \cdot e^{-i2\pi\nu x} dx = \frac{\sin \pi\nu a}{\pi\nu a} \quad (10)$$

où  $\nu$  est la fréquence spatiale définie précédemment par le rapport  $\sin \theta/\lambda$ .

L'équation (10) représente le spectre d'amplitude de la fente de largeur  $a$ . Le spectre énergétique présente la forme  $\left(\frac{\sin \pi\nu a}{\pi\nu a}\right)^2$  et lui seul est directement accessible dans les mesures.

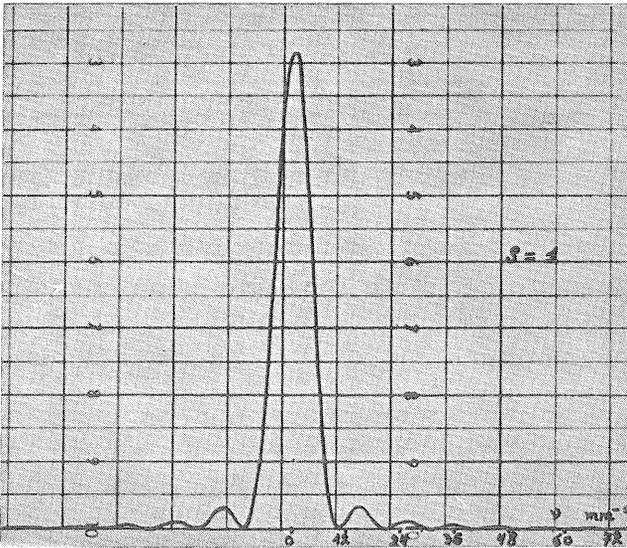


Fig. 2. — Spectre d'une fente de 0,102 mm de largeur. Sensibilité relative : 1

L'enregistrement au diffractomètre optique du spectre d'une fente de 0,102 mm est visible sur la figure 2. Dans ce cas, on a pris pour diaphragme  $F_1$  une fente de largeur égale à 0,030 mm et parallèle à la fente diffractante. La longueur d'onde vaut  $0,5461 \cdot 10^{-3}$  mm. L'enregistrement de la figure 2 montre le maximum central entouré de 4 maxima relativement bien visibles dont le quatrième a une fréquence voisine de  $45 \text{ mm}^{-1}$ .

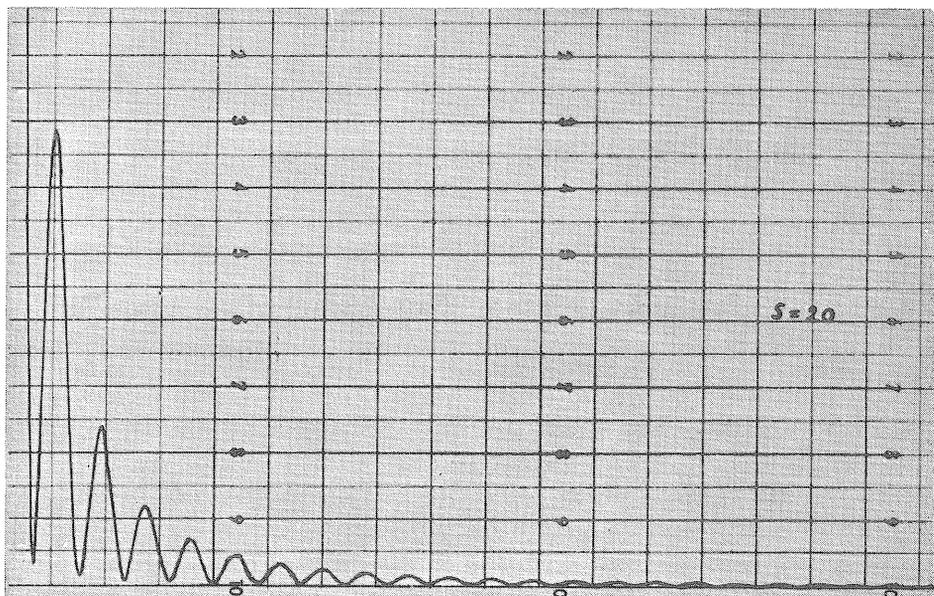


Fig. 3. — Spectre d'une fente de 0,102 mm de largeur. Sensibilité relative : 20

Un deuxième enregistrement du spectre a été pris avec une sensibilité 20 fois plus grande de manière à mesurer avec précision les maxima n° 1 et 2 (fig. 3). L'échelle des fréquences n'a pas été représentée sur cette figure car on la trouvera sur la figure 4. Cette dernière figure correspond au même spectre que celui de la figure 2 mais enregistré avec une sensibilité 100 fois plus grande. Dans ces conditions, le spectre ne révèle pas moins de 28 maxima secondaires dont le dernier a une fréquence de l'ordre de  $260 \text{ mm}^{-1}$  (conforme à la théorie à 6 % près eu égard probablement à la largeur non uni-

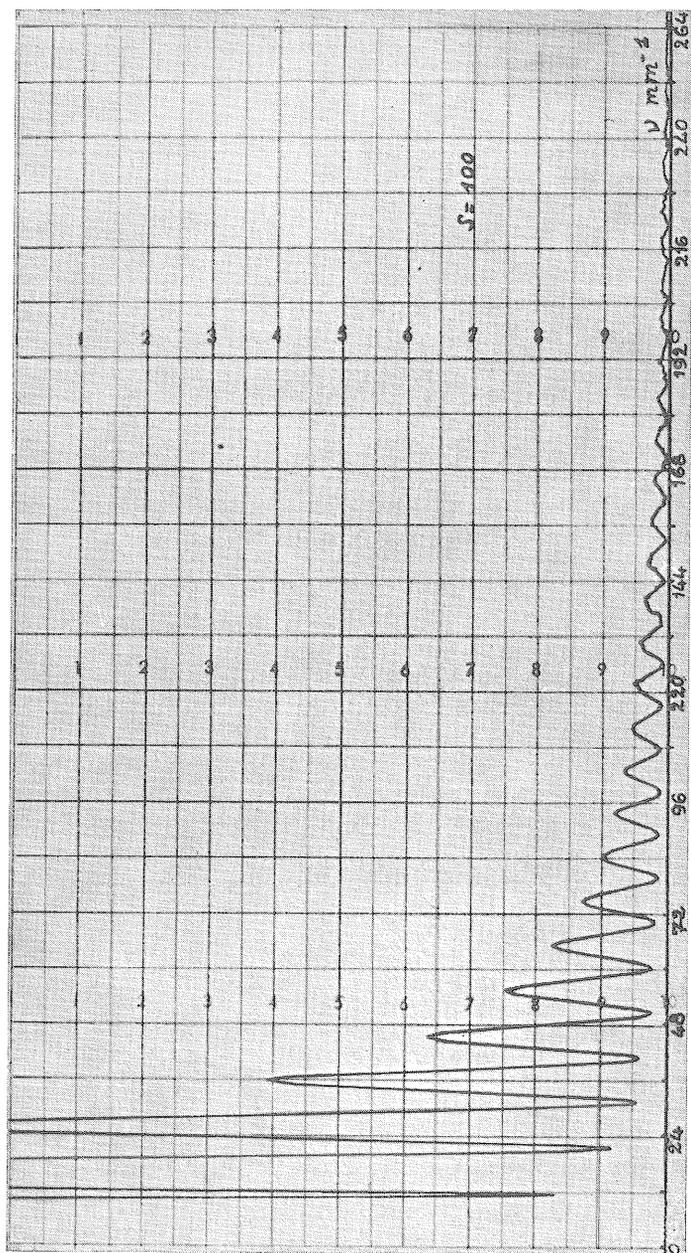


Fig. 4. — Spectre d'une fente de 0,102 mm de largeur. Sensibilité relative : 100

TABLEAU I

Valeur théorique (V. Th)	Valeur expérimentale (V. Ex)	Erreur de mesure maximum sur la V. Ex en %	Écart entre V. Th et V. Ex en %
$I_1 : 0,0472$	0,0476	0,5	1
$I_2 : 0,0165$	0,0167	0,5	1,25
$I_3 : 0,00834$	0,00837	0,5	0,4
$I_4 : 0,00503$	0,00509	0,5	1,2
$I_5 : 0,00334$	0,00339	0,7	1,6
$I_6 : 0,00240$	0,00244	1	2
$I_7 : 0,00180$	0,00182	1,3	1,1
$I_8 : 0,00140$	0,00137	2	2,1
$I_9 : 0,00112$	0,00110	2	2
$I_{10} : 0,000919$	0,000930	3	1,2
$I_{11} : 0,000766$	0,000755	3,3	1,4
$I_{12} : 0,000648$	0,000639	3,6	1,4
$I_{13} : 0,000555$	0,000581	4	4,5
$I_{14} : 0,000482$	0,000476	5	1,25
$I_{15} : 0,000422$	0,000453	5	7,3
$I_{16} : 0,000372$	0,000360	6,6	3,2
$I_{17} : 0,000331$	0,000337	6,6	1,8
$I_{18} : 0,000296$	0,000302	7	2
$I_{19} : 0,000266$	0,000255	7	4,2
$I_{20} : 0,000241$	0,000210	10	13

forme de la fente). L'angle de diffraction maximum dépasse  $8^\circ$ . Si l'on ne considère que les 12 premiers maxima secondaires, l'erreur sur l'échelle des fréquences ne dépasse pas 2,5 %. Enfin, nous avons vérifié les valeurs relatives des intensités des maxima secondaires par rapport vérifié les valeurs relatives des intensités des maxima secondaires par rapport aux valeurs théoriques, l'intensité du maximum central étant prise égale à l'unité. On a dressé le tableau comparé suivant des 20 premiers maxima secondaires.

Compte tenu de l'erreur expérimentale possible telle que mentionnée à la colonne 3, la théorie classique de la diffraction due à une fente est toujours bien vérifiée et l'écart maximum s'élève à 3 %. Si l'on excepte les maxima 19 et 20, l'écart est même beaucoup plus souvent  $\leq 2\%$ .

Enfin, on remarque sur les enregistrements des figures 3 et 4 que les minima ne sont pas complètement nuls. La valeur des minima ne résulte pas de la largeur finie de la fente  $F_2$ , servant à isoler une bande de fréquences d'ailleurs très étroite ainsi qu'un calcul a pu le montrer. En réalité, seule la lumière diffusée par les lentilles est responsable presque en totalité de la valeur non nulle présentée par les minima. Le premier minimum présente une valeur relative au maximum central égale à 0,23 % ce qui est un niveau extrêmement bas. Ce minimum ne se situe qu'à  $19^\circ$  d'arc du maximum central et possède une fréquence spatiale voisine de  $10 \text{ mm}^{-1}$ .

### *Exemple 2.*

#### *Spectres de fréquence de réseaux d'amplitude du type Grayson.*

La figure 5 montre l'enregistrement du spectre d'un réseau de Grayson de  $100 \text{ l/mm}$ . Ce réseau est gravé sur aluminium et les plages rectangulaires transparentes sont très sensiblement égales aux plages opaques. A cause de cette égalité presque parfaite, les harmoniques d'ordre pair sont très faibles.

La source utilisée est une fente de largeur égale à  $0,010 \text{ mm}$ .

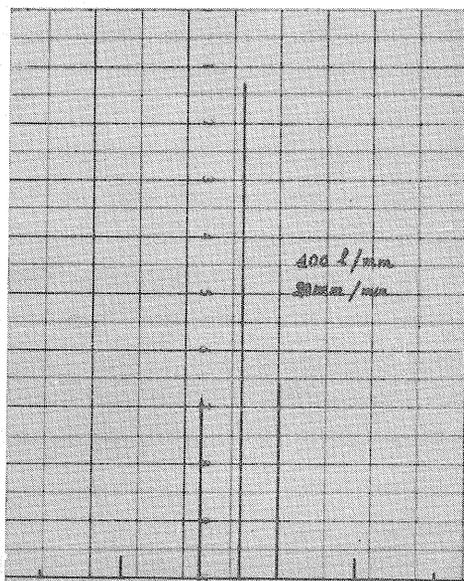


Fig. 5. — Spectre d'un réseau d'amplitude du type Grayson de 100 l/mm

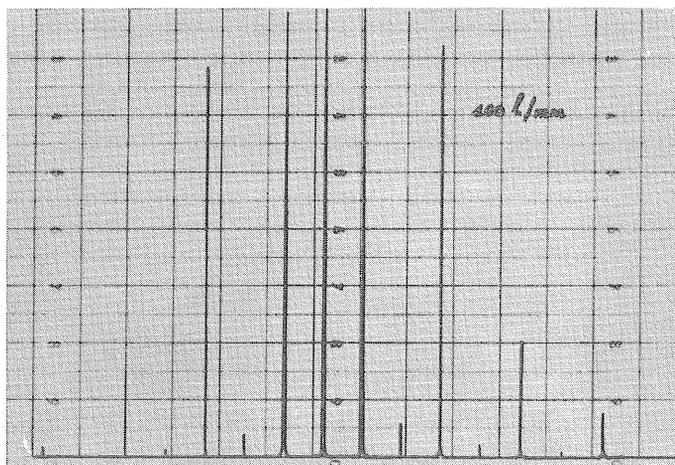


Fig. 6. — Spectre d'un réseau d'amplitude du type Grayson de 100 l/mm pris à plus grande sensibilité et en ouvrant la fente  $F_1$

Sur un premier enregistrement (fig. 5), seuls les premiers harmoniques impairs sont visibles. Dans un deuxième enregistrement (fig. 6) effectué avec une sensibilité plus grande et une fente  $F_1$  plus large, certains harmoniques pairs deviennent apparents, ce qui prouve que les largeurs des parties opaques ne sont pas rigoureusement égales à celles des parties transparentes.

Pour un réseau de Grayson dont les plages transparentes mesurent  $d$  et de période spatiale  $p$ , on démontre aisément que la fonction amplitude  $a(x)$  représentant ce réseau et répondant à la relation (2) peut se mettre sous la forme de la série de Fourier suivante :

$$a(x) = a_0 + b_1 \cos \frac{2\pi}{p}x + b_2 \cos \frac{4\pi}{p}x + \dots + b_k \cos \frac{2k\pi}{p}x + \dots$$

où 
$$a_0 = \frac{d}{p} \quad \text{et} \quad b_k = \frac{2}{k\pi} \cdot \sin k \frac{\pi d}{p} \quad (11)$$

Le coefficient  $a_0$  représente l'amplitude transmise dans la direction incidente et chaque coefficient  $b_k$  équivaut à la somme des amplitudes diffractées dans la direction du maximum principal d'ordre  $k$ . Pour un réseau dont la largeur de la plage opaque égale celle de la plage transparente ( $p = 2d$ ), les harmoniques pairs du type  $b_{2k}$  ( $k \geq 1$ ) s'annulent et seuls les harmoniques impairs existent. Dans le cas présent, il existe un petit écart à cette égalité. Soit  $d = \frac{p}{2} + 2\varepsilon$ , la largeur de la plage transparente. Dans ces conditions, les harmoniques impairs et pairs prennent les formes respectives :

$$b_{2k+1} = (-1)^k \cdot \frac{2}{(2k+1)\pi} \cdot \cos \frac{2(2k+1)\varepsilon\pi}{p}$$

$$b_{2k} = (-1)^k \cdot \frac{1}{k\pi} \sin \frac{4k\pi\varepsilon}{p} \quad (12)$$

Sur l'enregistrement présenté (fig. 6), les intensités des harmoniques sont mesurables jusqu'à l'ordre 7. Ces harmoniques correspondent évidemment à une fréquence spatiale de  $700 \text{ mm}^{-1}$ . L'inégalité des harmoniques situés symétriquement à gauche et à

droite de la direction incidente est liée à une caractéristique des sillons transparents, qui présentent approximativement en leur milieu une bande étroite un peu plus absorbante. Un enregistrement microdensitométrique fait apparaître cette structure de la plaque transparente (fig. 7).

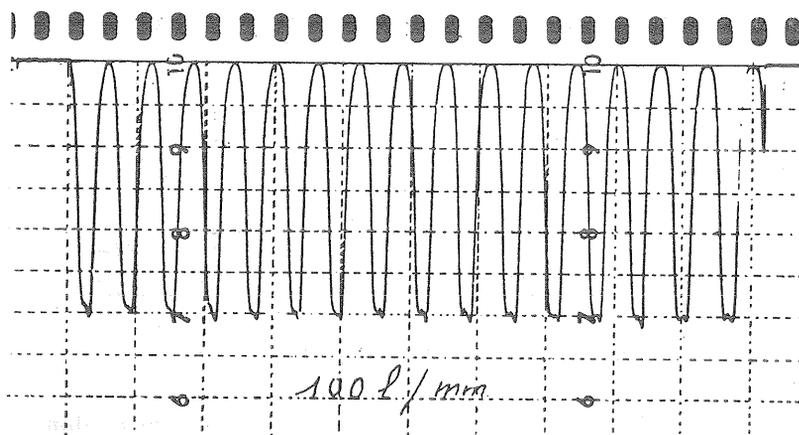


Fig. 7. — Enregistrement microdensitométrique de la transparence d'un réseau du type Grayson de 100 l/mm. La structure des plages transparentes est visible dans le bas de l'enregistrement.

Il est hors de question de reconstituer la forme du réseau à l'aide des spectres des figures 5 et 6. En effet, les fonctions rectangles introduisent un nombre infini d'harmoniques et les conditions d'application du théorème énoncé au paragraphe 2 ne garantissent pas la connaissance exacte des harmoniques autres que les premiers. Par contre, on verra plus loin que l'image photographique d'un réseau de Grayson de période très grande ne révèle que quelques harmoniques et qu'il est alors possible de reconstituer l'amplitude de ce réseau photographique.

Dans le cas présent, même pour les premiers harmoniques, la structure non uniforme des plages transparentes du réseau empêche de comparer les valeurs expérimentales des amplitudes des divers harmoniques aux valeurs théoriques. Celles-ci, en effet, ne correspondent ni à une fonction « rectangle », ni à une fonction « carrée » (voir fig. 7).

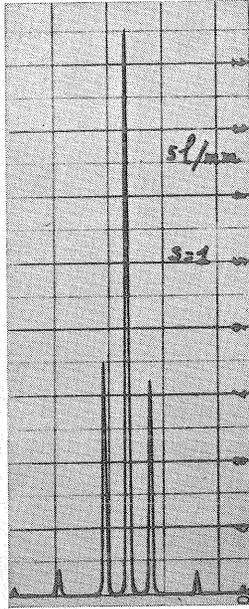


Fig. 8. — Spectre d'un réseau du type Grayson de 5 l/mm.  
Sensibilité relative : 1.

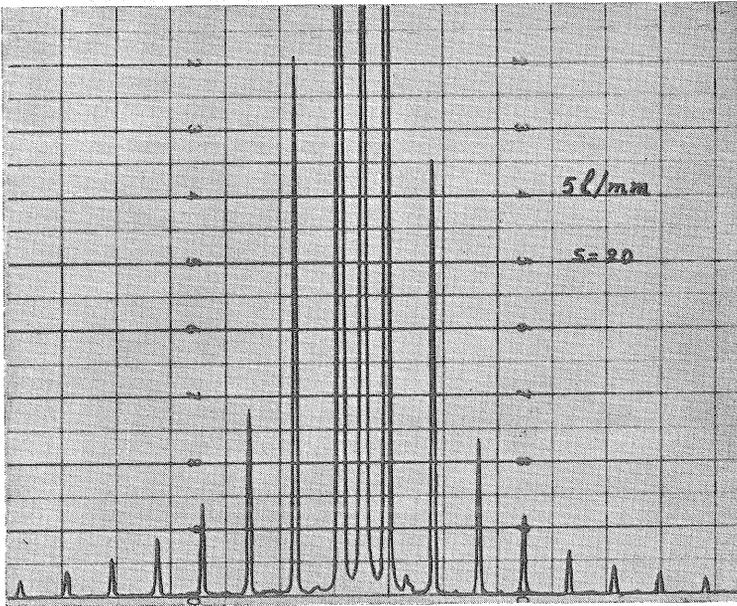


Fig. 9. — Spectre d'un réseau du type Grayson de 5 l/mm.  
Sensibilité relative : 20.

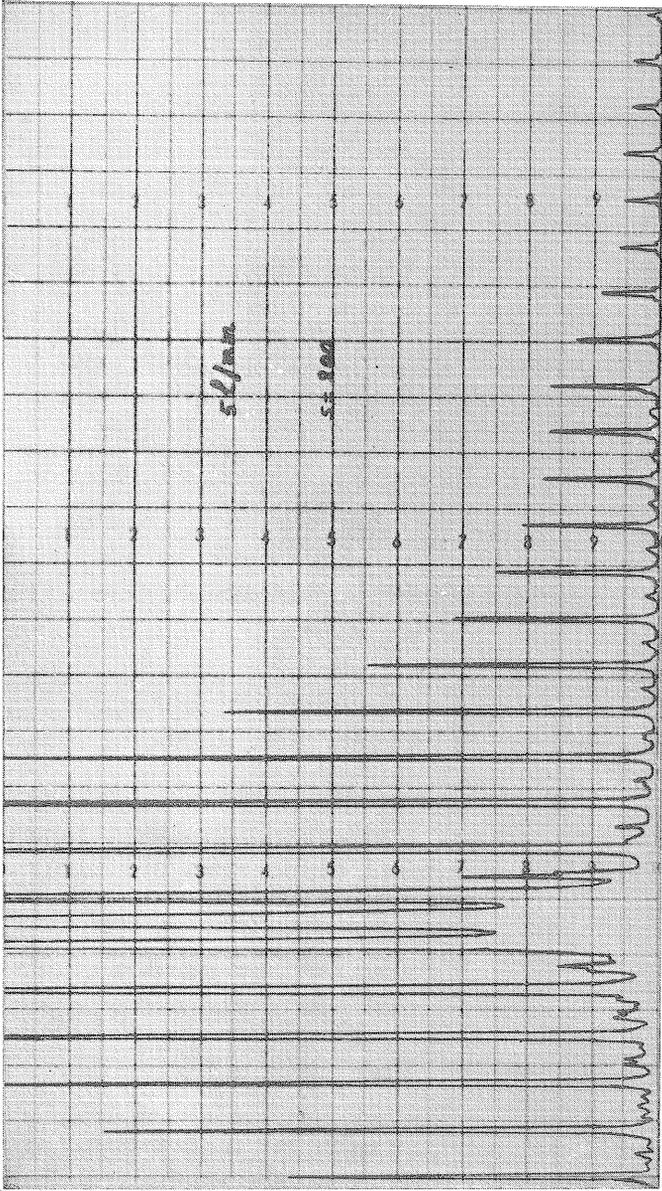


Fig. 10. --- Spectre d'un réseau du type Grayson de 5 l/mm.  
Sensibilité relative : 200

La comparaison est par contre possible dans le cas du spectre d'un autre réseau du type Grayson portant 5 l/mm. Un premier enregistrement (fig. 8) montre les premiers harmoniques, d'ailleurs impairs. Un second enregistrement pris à plus grande sensibilité ( $20 \times$ ) livre 15 harmoniques dont les pairs sont visibles (fig. 9) ; enfin, un troisième enregistrement pris à une sensibilité relative égale à 200 montre 37 harmoniques (fig. 10) ; la fréquence la plus élevée atteint ici  $185 \text{ mm}^{-1}$  et se trouve bien dans le domaine où l'analyse harmonique de l'amplitude incidente est effectuée avec précision.

Avec une sensibilité plus élevée, on a pu détecter 200 raies de diffraction dont la plus élevée correspond à la fréquence  $1000 \text{ mm}^{-1}$ . Mais il est évident que les raies correspondant à des fréquences plus grandes que  $300\text{-}400 \text{ mm}^{-1}$  ne représentent plus les harmoniques de l'amplitude ayant traversé le réseau. En fait, ces raies sont mal définies : la composition de vibrations diffractées pour des réseaux de grande période sous des angles importants conduit en effet à un élargissement considérable des raies de diffraction.

Nous effectuerons la comparaison des amplitudes expérimentales aux amplitudes théoriques en deux étapes et en nous limitant à un nombre assez restreint d'harmoniques, afin de rester dans le domaine de validité de la théorie de la diffraction.

Dans une première étape, nous négligeons les harmoniques pairs ; voici alors le tableau comparatif des 15 premiers harmoniques :

$a_0$  est pris égal à 0,5. (Tableau 2).

Dans la seconde étape, nous introduisons les harmoniques pairs. On a :

$$b_2 = -0,0136 = -\frac{4\varepsilon}{p} \quad (*) \quad (13)$$

On en déduit :

$$a_0 = 0,5068.$$

(\*) On a pris  $\varepsilon$  plus grand que zéro ainsi que le laisse voir un examen microscopique du réseau d'amplitude.

TABLEAU 2

Amplitude théorique (A. Th.)	Amplitude expérimentale (A. Ex.)	Écart entre A. Th. et A. Ex. en %
$b_1$ : 0,636	0,627	1,5
$b_3$ : — 0,207	— 0,206	0,5
$b_5$ : 0,123	0,127	3,1
$b_7$ : — 0,0909	— 0,0875	3
$b_9$ : 0,0707	0,0664	6
$b_{11}$ : — 0,0575	— 0,0540	7
$b_{13}$ : 0,0452	0,0498	8
$b_{15}$ : — 0,0424	— 0,0383	10

TABLEAU 3

Amplitude théorique (A. Th.)	Amplitude expérimentale (A. Ex.)	Écart entre A. Th. et A. Ex. en %
$b_1$ : — 0,6358	0,6360	0,03
$b_3$ : — 0,211	— 0,209	1
$b_5$ : 0,126	0,125	0,8
$b_7$ : — 0,0898	— 0,0887	1,2
$b_9$ : 0,0699	0,0673	2,8
$b_{11}$ : — 0,0559	— 0,0547	2,1
$b_{13}$ : 0,0470	0,0458	2,5
$b_{15}$ : — 0,0402	— 0,0388	2,5

Le tableau suivant montre la comparaison entre les valeurs théoriques et expérimentales des amplitudes des harmoniques impairs qui sont seuls mesurables avec précision (tableau 3).

Il résulte de ce dernier tableau une concordance entre la théorie et l'expérience de l'ordre de 2 — 3 %. Cet accord peut être considéré comme excellent eu égard aux conditions expérimentales de mesure. La linéarité d'une cellule photoélectrique n'étant certainement pas beaucoup meilleure que le pour cent ne permet pas de comparer avec précision des flux lumineux intenses à des flux très faibles. On sait en effet que la réponse d'une cellule photoélectrique présente des anomalies pour des flux lumineux peu intenses, anomalies auxquelles s'ajoutent alors des fluctuations du courant d'obscurité de la cellule et la « zone morte » du voltmètre enregistreur.

Étant donné le petit nombre de périodes diffractantes qui ont servi à mesurer le spectre du réseau de Grayson portant 5 1/mm, nous répondrons à la question suivante : à partir de combien de périodes éclairées, le spectre d'un réseau de Grayson ne se modifie-t-il plus, du moins relativement ?

Les spectres mesurés sur les figures 8, 9 et 10 correspondent à des plages éclairées sur le réseau de l'ordre de 8 mm. En tout, il y a donc 40 périodes servant à produire le spectre. En réalité, tout spectre déterminé au diffractomètre optique à partir d'une plage éclairée de largeur égale à  $a$  résulte de la convolution du spectre d'une fente de largeur  $a$  et du spectre de l'objet périodique supposé indéfiniment étendu. Nous calculons ainsi que dès que la largeur de la fente atteint 2 mm, le spectre du réseau devient indépendant de la largeur de cette fente : en effet, considérons le cas d'un réseau portant seulement 2 1/mm — cas réellement extrême — et éclairé sur une largeur  $a$  réduite à 2 mm. Dans ces conditions, le quatrième maximum secondaire du spectre de la fente de 2 mm occupe une fréquence voisine de 2 1/mm et est donc susceptible de modifier les intensités des harmoniques. Cependant, sa valeur relative au maximum central n'étant que de 0,005, la perturbation du spectre

due à la largeur finie  $a$  de la fente ne dépassera pas 0,5 % et pourra donc être considérée comme négligeable dans nos mesures.

L'expérience a été faite à l'aide d'un réseau de Grayson portant 2 l/mm. Les spectres pris en éclairant des plages de 8 mm ou 2 mm se sont révélés identiques aux erreurs de mesure près et ceci confirme parfaitement le raisonnement développé ci-dessus.

Le même raisonnement appliqué à un réseau de 100 l/mm conduit à accepter une largeur de plage beaucoup plus petite. En pratique, une plage éclairée délimitée par une fente de quelques dixièmes de mm donne un spectre correspondant au réseau auquel vient se superposer le spectre visible de la fente. Mais les maxima principaux conservent une valeur relative identique au cas où une plus grande largeur de plage du réseau est utilisée. Ce résultat prendra toute son importance lorsque nous analyserons spectrométriquement des figures interférentielles photographiques qui peuvent ne comporter de traits que sur un espace de quelques dixièmes de mm.

Il apparaît donc bien que le phénomène de diffraction à l'infini réalise une transformée de Fourier de l'amplitude incidente et conduit à des résultats sûrs, au moins jusqu'à des fréquences spatiales de plusieurs centaines de  $\text{mm}^{-1}$ .

Avant d'aborder les applications à la photographie de la méthode d'analyse spectrométrique, jetons un coup d'œil bibliographique sur les vérifications expérimentales de la théorie de la diffraction faites par différents auteurs.

La théorie de la diffraction par une fente ou par le bord d'un écran a déjà fait l'objet de contrôles expérimentaux. Les vérifications quantitatives utilisant la méthode photographique d'enregistrement du spectre donnent un accord à 4 % près pour les premiers maxima (4) (5) (6) (7). HAUSE, WOODWARD et MC CLELLAN (1939) (8) ont mesuré le spectre donné par des fentes à l'aide d'une cellule photoélectrique. L'accord avec la théorie est excellent (2-3 %). Rappelons que le tableau 1 relatif à la diffraction par une fente et le tableau 3 concernant la diffraction par un réseau de Grayson révèlent également un accord au moins de l'ordre de 2-3 %.

Signalons, pour terminer, les mesures au diffractomètre optique des spectres d'ouvertures circulaires et annulaires effectuées par TAYLOR et THOMPSON (1958) (9). Ces auteurs n'ont cependant pas mesuré photométriquement les intensités diffractées ; ils se sont intéressés spécialement à la position des anneaux de diffraction.

## 5. Application du diffractomètre optique à l'étude de la netteté des images photographiques

Le principe de la mesure de la « netteté » des matériaux photographiques est le suivant. Au lieu d'étudier la déformation photographique d'un signal optique constitué par le bord d'un écran, comme on le fait d'habitude, nous formons sur le matériau photographique l'image de  $N$  signaux rectangulaires disposés périodiquement. Chaque signal rectangulaire est formé d'une plage rectangulaire entièrement opaque et d'une plage rectangulaire transparente d'égale largeur ; la période spatiale de ce signal périodique est assez grande pour que la déformation photographique de l'image d'une plage claire soit indépendante de celle de la plage transparente adjacente. Grâce à la périodicité du signal, il est possible de soumettre à l'analyse harmonique la lumière qu'il diffracte et, à partir de là, de reconstituer la forme des  $N$  signaux périodiques identiques qui le constituent.

On procède comme suit. On forme l'image agrandie 2 fois environ d'un réseau du type Grayson de période longue (0,1 ou 0,2 mm) sur la plaque photographique à tester. Les premières photographies ont été prises en lumière blanche à l'aide de l'objectif de Leitz, Elmar ouvert à  $f : 6$ . Les émulsions étudiées sont du type panchromatique, du type positif orthochromatique et du type Lippmann. La mise au point est faite à la loupe, comme dans la pratique courante des agrandissements.

Il est bien certain que la mesure de la netteté maximum qu'un matériau photographique peut donner exigerait :

1° le choix d'un objectif donnant une image du réseau non déformée.

2° une mise au point beaucoup plus précise de l'image optique du réseau sur l'émulsion.

Dans le stade présent, le problème n'est pas de mesurer la netteté maximum d'un matériau mais d'étudier dans quelle mesure l'analyse harmonique d'un signal photographique obtenu à partir d'un signal optique carré permet de reconstituer la forme du signal photographique ; que le signal photographique soit, ou non, le meilleur que le matériau puisse donner du signal optique carré, est donc indifférent.

On enregistre ensuite le spectre de fréquence du réseau photographique donné par le diffractomètre optique.

Ensuite, on reconstitue l'amplitude de l'image photographique par composition des différents harmoniques. Mais le carré de cette amplitude est le plus intéressant puisqu'il représente la transparence.

Plus précisément, on mesure l'intensité incidente soit  $I_{inc}$ , ensuite les intensités  $I_k$  dans les différents ordres de diffraction correspondant à  $k = 0, k = \pm 1, k = \pm 2, \dots$ . On prend les racines carrées des intensités rapportées à  $I_{inc}$  et l'on obtient — au signe près — les différents coefficients de la série de Fourier représentant l'amplitude du signal photographique :

$$a(x) = a_0 + a_1 \cos \omega x + a_2 \cos 2\omega x + a_3 \cos 3\omega x + \dots$$

$$a_0 = \sqrt{\frac{I_0}{I_{inc}}}$$

$$a_k = \pm \left[ \sqrt{\frac{I_k}{I_{inc}}} + \sqrt{\frac{I_{-k}}{I_{inc}}} \right] \quad (14)$$

$$\omega = \frac{2\pi}{p}, \quad 1/p : \text{fréquence spatiale du signal photographique.}$$

Le signe + ou — des harmoniques correspondant à une phase 0 ou  $\pi$  dans la composition est déterminé comme suit. Les signaux étudiés sont presque toujours carrés ou presque rectangulaires ; la partie opaque du signal est toujours plus large que la partie transparente (voir figures 11 et 12). Le signe des harmoniques est

alors déterminé avec exactitude par le signe que prend l'expression des harmoniques d'une fonction rectangulaire dont la plage transparente est plus petite que la plage opaque [voir l'expression (11)]. Un enregistrement microdensitométrique du signal photographique peut être nécessaire en vue de préciser la valeur du rapport de la plage transparente à la plage opaque.

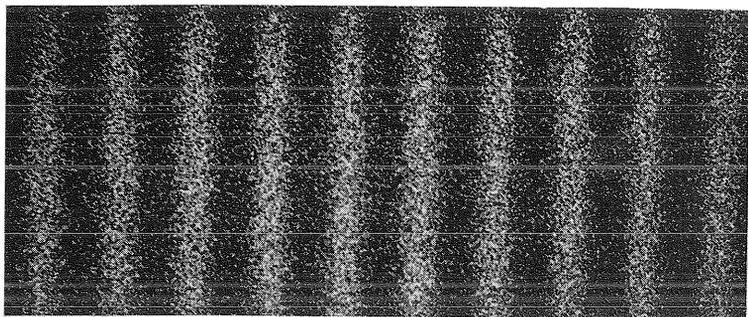


Fig. 11. — Image d'un réseau du type Grayson de 10 1/mm. Période de l'image 0,2 mm. — Grandissement : 53 ×.

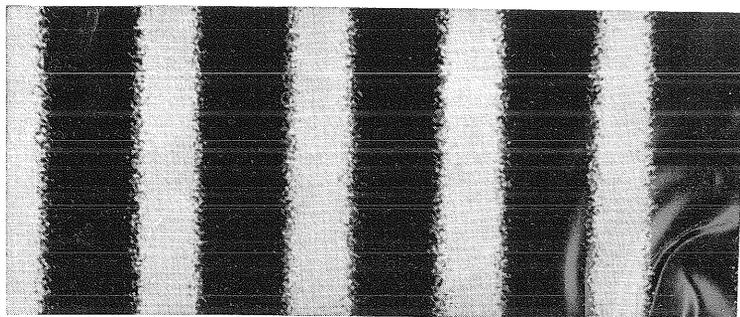


Fig. 12. — Image d'un réseau du type Grayson de 5 1/mm prise l'émulsion Gevapan 30. Période de l'image 0,388 mm. — Grandissement : 53 ×.

Si on rapporte les intensités diffractées à l'intensité  $I_0$  obtenue dans la direction incidente, on obtient une représentation de  $a(x)/\sqrt{\frac{I_0}{I_{inc}}}$ . Finalement, en considérant les transparences au lieu des amplitudes, on normalise la fonction  $a^2(x)$  en écrivant le déve-

loppement de  $a^2(x)/T_0$ , où  $T_0$  représente la transparence dans la direction incidente.

## 6. Premiers résultats expérimentaux et discussion

La première étude de la netteté se rapporte à l'émulsion pan-chromatique Gevapan 30, notée émulsion n° 1. On a d'abord photographié l'image d'un réseau en créneaux de 10 l/mm. Dans ces conditions, l'image périodique développée dans un révélateur semi grain-fin au borax pendant 5 mn et à 20° C présente une structure très différente du réseau de Grayson lui-même. En effet, les différents facteurs — dimension des grains développés, diffusion de la lumière, effets d'adjacence — qui conditionnent la netteté des images ont perturbé à ce point l'image du réseau que les parties normalement opaques présentent une densité très différente de zéro. Ceci est visible sur la figure 11, qui représente le cliché agrandi 53 fois. Ce cliché montre qu'avec le réseau utilisé, on ne peut pas prétendre à une indépendance complète entre les deux périodes adjacentes de l'image du réseau. Aussi avons-nous augmenté la période spatiale de l'image en formant cette fois l'image d'un réseau de 5 l/mm. L'image focalisée sur l'émulsion possède alors une période égale à 0,388 mm ou encore une fréquence égale à 2,58 l/mm. Dans ces conditions, l'image développée correspond bien à une série de signaux périodiques tels que l'un de ceux-ci est indépendant de ceux qui l'encadrent ; en effet, la densité des plages photographiques correspondant aux plages absorbantes du réseau a une valeur minimum très faible (fig. 12), sensiblement égale au voile que présente toute émulsion négative très sensible du fait du seul développement. Chacun des  $N$  traits noirs du réseau de Grayson a donné deux images photographiques (une à sa gauche, une à sa droite) très voisines de celle que formerait le bord d'un écran opaque unique ; on a donc sur la plaque  $2N$  images périodiques indépendantes très voisines de celles que donnerait un écran unique à deux bords relativement espacés.

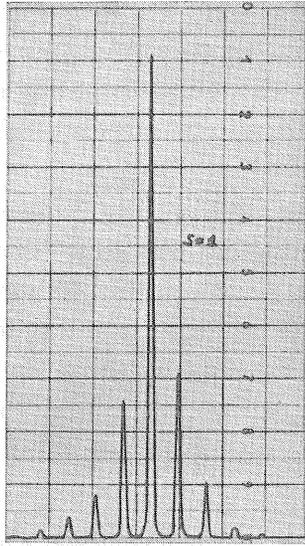


Fig. 13. — Spectre de l'image photographique d'un réseau du type Grayson de 51/mm. Période de l'image 0,388 mm. — Cliché placé dans l'air. Sensibilité relative : 1.

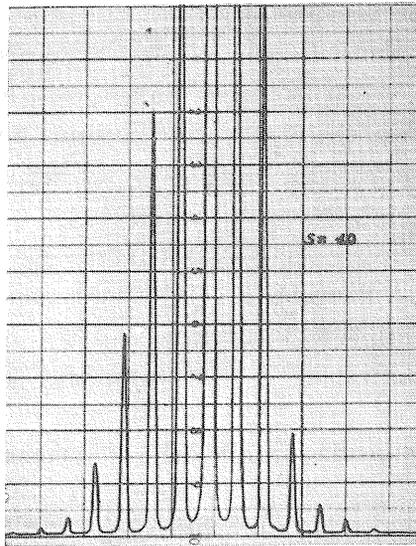


Fig. 14. — Spectre identique à celui de la figure 13. Sensibilité relative : 10.

Les conditions de validité de l'analyse harmonique basée sur la diffraction par les images photographiques sont délicats et méritent une étude approfondie. Le réseau photographique est constitué en effet d'un milieu transparent d'épaisseur voisine de 0,020 mm, la gélatine, dont l'indice est voisin de 1,50 et dans lequel sont dispersés des grains d'argent à peu près opaques. Selon les émulsions, ces grains ont des dimensions plus grandes ou plus petites que la longueur d'onde de la lumière servant à l'analyse harmonique.

Ce sont là des conditions optiques différentes de celles, beaucoup plus simples, rencontrées dans un réseau optique plan.

Trois différences importantes apparaissent à première vue :

1° l'image photographique périodique est un réseau tridimensionnel ;

2° l'épaisseur de la couche d'émulsion n'est pas uniforme ;

3° la surface de l'émulsion, spécialement celle qui est au contact de l'air, présente des imperfections, dont la dimension se situe dans le domaine du micron de telle sorte que la lumière diffractée par l'image contenue dans l'émulsion subit une nouvelle diffraction partielle à la sortie de l'émulsion.

Le rôle du premier facteur — relatif à l'épaisseur de l'image argentique — est difficile à préciser. En fait, cette image argentique couvre généralement une épaisseur de plusieurs microns. La question de savoir si le phénomène de diffraction est modifié par cette épaisseur nécessiterait des expériences délicates.

La seule expérience que nous ayons faite sur ce sujet consiste à mesurer le spectre d'une fente dont les bords sont épais. Les bords plats des biseaux de la fente atteignaient 100  $\mu$ . Aucune modification du spectre par rapport à celui d'une fente très mince n'a pu être observée (\*).

D'un point de vue théorique, on sait combien peu rigoureuse

(\*) Du point de vue théorique et général, l'utilisation de micro-ondes faciliterait probablement les expériences. Nous regrettons cependant qu'aucun travail expérimental s'y rapportant ne nous soit apparu dans la littérature.

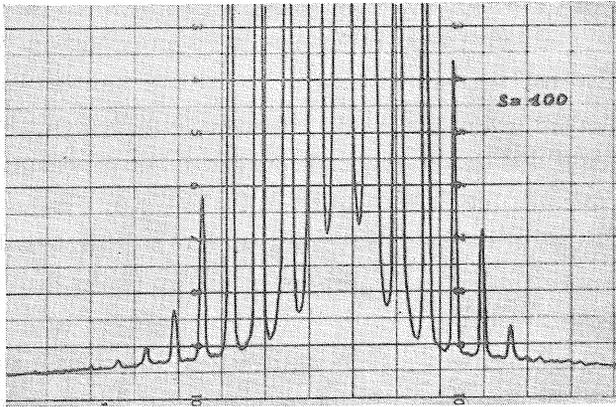


Fig. 15. — Spectre identique à celui de la figure 13. Sensibilité relative : 100.

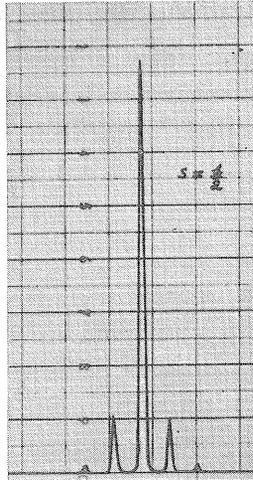


Fig. 16. — Spectre de l'image photographique d'un réseau du type Grayson de 5 1/mm. Période de l'image : 0,388 mm. Cliché immergé dans le phtalate de butyle. Sensibilité relative : 1/2 (voir fig. 13).

est la théorie de Kirchhoff. En effet, la diffraction par un obstacle ou une ouverture quelconque est toujours un problème de conditions aux limites. Or, la théorie de Kirchhoff suppose qu'immédiatement derrière l'obstacle diffractant, il n'y a pas de lumière

et que l'onde présente dans une ouverture est l'onde incidente non perturbée. Ces hypothèses reviennent à l'approximation géométrique et ignorent totalement les conditions aux limites. Par conséquent, que ces conditions soient changées importe peu : la théorie de Kirchhoff doit rester applicable au cas qui nous occupe. En fait, il est à prévoir que la théorie de Kirchhoff sera d'autant mieux applicable que les ouvertures seront grandes vis-à-vis de la longueur d'onde (approximation géométrique) et que les angles de diffraction seront petits.

Quant aux facteurs 2 et 3 relatifs à des variations quelconques ou périodiques ou à des variations accidentelles de l'épaisseur de la gélatine, leur influence devra être étudiée soigneusement. Si on immerge un réseau photographique dans une cuvette à faces parallèles contenant un liquide de même indice que celui de la gélatine, on élimine ainsi tous les déphasages dus à n'importe quel type de modification locale — périodique ou accidentelle — de l'épaisseur de la gélatine. Conformément aux travaux de M<sup>me</sup> MARQUET de l'Institut d'Optique de Paris, nous avons utilisé du phtalate de butyle dont l'indice vaut :  $n_D^{20^\circ C} = 1,4913 \pm 0,0002$ . Il semble bien que ce liquide huileux mais très fluide ne modifie pas l'image photographique.

Comparons ainsi le spectre d'un cliché obtenu en laissant l'échantillon dans l'air à celui obtenu en immergeant l'échantillon. Le cliché testé est celui représenté en la figure 12.

Le spectre de l'échantillon placé dans l'air est visible sur les figures 13, 14 et 15 prises à des sensibilités relatives égales à 1, 10 et 100. Le spectre de l'échantillon immergé est visible sur les figures 16, 17 et 18 prises aux sensibilités respectives de 1/2, 10 et 100.

Des différences réellement très importantes apparaissent :

1° l'intensité de l'image centrale augmente de 71 % en immergeant l'échantillon ;

2° les intensités des harmoniques diminuent lors de l'examen en immersion, cette diminution pouvant dépasser parfois un facteur 10 pour chacune des raies de diffraction.

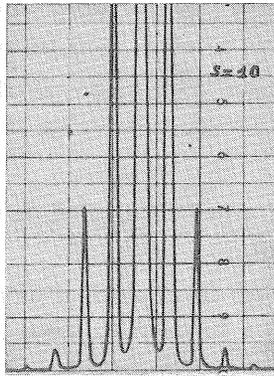


Fig. 17. — Spectre identique à celui de la figure 16. Sensibilité relative : 10.

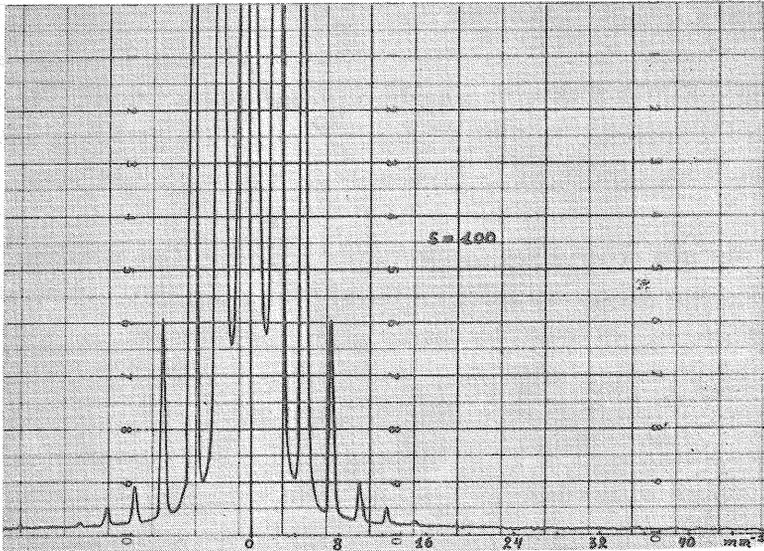


Fig. 18. — Spectre identique à celui de la figure 16. Sensibilité relative : 100.

En particulier, les raies du 1<sup>er</sup> ordre décroissent en intensité de 28 % environ. Celles du 4<sup>me</sup> ordre sont réduites d'un facteur voisin de 10.

Nous nous trouvons en face de deux spectres présentant des différences profondes. Avant de songer à utiliser l'un ou l'autre de ces spectres à la reconstitution de l'amplitude du signal photogra-

phique, nous devons analyser les conditions d'obtention de ces spectres. Les questions à résoudre sont les suivantes :

1° D'où viennent les différences signalées entre un spectre correspondant à un cliché placé dans l'air et celui correspondant à un cliché immergé?

2° Quel est le rôle exact du liquide dans lequel est plongé la plaque photographique?

3° Les deux spectres correspondent-ils à une réalité physique décelable ou mesurable à l'aide d'une autre méthode d'observation (microscope — microdensitomètre)?

4° Lequel des deux spectres pourra-t-il servir à la reconstitution de l'amplitude d'un signal? Pourront-ils servir utilement tous les deux dans le même but?

Théoriquement, le problème se pose comme suit. L'immersion d'un échantillon dans un liquide de même indice que celui de la gélatine supprime tous les déphasages dus à toute variation, accidentelle ou périodique, de l'épaisseur de la couche gélatineuse.

Les petits défauts de la gélatine qui sont de l'ordre du micron ne sont pas observables au microscope ordinaire. Une méthode de strioscopie ou de contraste de phase peut cependant les révéler. Ces défauts locaux de planéité de la gélatine diffractent la lumière et constituent à proprement parler de petits objets de phase. L'enregistrement spectrométrique d'un échantillon photographique fait apparaître ces objets de phase sous la forme d'une variation de l'intensité lumineuse ; le signe de cette variation est d'ailleurs indépendant du signe du déphasage. Ainsi donc, si l'on s'intéresse uniquement à la distribution de l'amplitude ou de la transparence d'un cliché photographique périodique, *le spectre dû aux défauts de phase ne doit pas être pris en considération dans la reconstitution de l'amplitude du signal* et c'est pourquoi il est indispensable de l'éliminer. L'existence de défauts accidentels de phase à la surface de la gélatine doit se traduire par un premier effet : *l'étalement* de la lumière hors de la direction incidente (ordre de diffraction 0). La suppression de la diffraction par les défauts aléatoires de phase,

obtenue en immergeant le cliché photographique, doit reconcentrer la lumière étalée dans l'image centrale.

Théoriquement, la question de savoir lequel des deux spectres correspondant à un cliché laissé dans l'air ou immergé dans un liquide choisi pourra servir utilement à la reconstitution du signal photographique périodique ne souffre pas de doute. L'analyse spectrale de l'amplitude d'un cliché périodique ne peut se faire correctement qu'en l'absence de déphasage.

Expérimentalement, on va voir que les explications données ci-dessus sur l'existence de petits défauts accidentels de phase ne suffisent pas à expliquer les intensités relatives des spectres « à sec » ou « en immersion ». En effet, la diminution sélective de l'intensité des raies de diffraction lors de l'immersion d'un cliché n'a rien à voir avec l'existence ou la non-existence de défauts locaux et accidentels situés à la surface de la gélatine. Sinon, il faudrait alors admettre que ces défauts ont tout juste la fréquence spatiale du signal photographique ; mais alors, la diminution de l'intensité des harmoniques ne se produirait que pour un signal de fréquence bien déterminée. Tel n'est pas le cas.

D'autre part, un bilan énergétique ne permet pas d'expliquer que l'énergie reconcentrée sur l'image centrale provienne des seuls harmoniques. Cette énergie doit donc aussi provenir de l'ensemble du spectre de diffraction. Il faut donc admettre que cette énergie provient au moins en partie de défauts locaux et accidentels ne présentant pas de périodicité. En l'absence de liquide, ces défauts rediffractent la lumière à la sortie de la couche de gélatine. Leur spectre doit présenter un maximum dans la direction incidente de la lumière et peut s'étendre assez loin sur l'échelle des fréquences puisque ces défauts sont de l'ordre du micron. La présence du liquide supprime la diffraction créée par ces défauts et reconcentre ainsi toute l'énergie dans la direction incidente. La première différence signalée plus haut entre les spectres est ainsi expliquée au moins qualitativement.

La deuxième différence essentielle entre deux spectres obtenus

« à sec » ou « en immersion » a trait aux intensités des différents harmoniques. La diminution de l'intensité des harmoniques lors de l'immersion d'un échantillon ne peut s'expliquer que par la présence sur la plaque photographique d'un réseau de phase possédant la même période que le réseau d'amplitude représenté par l'image argentique. Ce réseau de phase diffracterait en effet la lumière et conduirait à des maxima de mêmes fréquences que celles données par le réseau argentique. L'immersion en supprimant ce réseau de phase reconcentrerait ainsi la lumière diffractée sur l'image centrale.

Nous avons tenté de montrer de manière directe ce réseau de phase associé au réseau d'amplitude. En réalité, il paraît très difficile de dissocier réseau d'amplitude et réseau de phase d'une manière autre que par voie spectrométrique.

Cependant, l'expérience suivante, si elle n'est pas décisive, apporte peut être un fait nouveau dans l'étude de la liaison grains développés-gélatine.

Nous dissolvons l'image argentique dans un bain de ferricyanure de potassium et de thiosulfate de sodium. Le rôle du thiosulfate est de solubiliser le composé intermédiaire formé par l'action du ferricyanure ; ce composé serait d'ailleurs redéveloppable par les procédés ordinaires. La plaque photographique devenue complètement transparente est alors déposée sur la platine du spectromètre. La présence de raies de diffraction témoigne d'un réseau de phase dans la couche gélatineuse, de même période que le réseau d'amplitude qui constituait l'image argentique. Si nous essayons d'examiner au microscope de phase ce réseau de phase de fréquence égale à 2,58 1/mm, le champ éclairé reste uniforme ; ceci s'explique par la largeur relativement grande du détail de phase.

La figure 19 montre le spectre de diffraction obtenu à l'aide d'une plaque portant une image photographique de 2,58 1/mm, complètement blanchie par le procédé ci-avant.

Les sensibilités relatives sont de 1 et 200 mais ne correspondent pas aux sensibilités des figures 16, 17 et 18.

Pour pouvoir présenter une image directe du réseau de phase

obtenu par dissolution d'une image argentique périodique, nous avons dû faire appel à une autre méthode également bien connue des microscopistes : en éclairage cohérent, le microscope est fortement défocalisé ; l'image du réseau apparaît alors par défaut de mise au point et est traduite par un phénomène d'interférence visible sur la figure 20. Les microscopes usuels ne permettent pas d'obtenir un éclairage entièrement cohérent ; le faisceau issu du condenseur est toujours très fortement convergent. Nous avons modifié le système d'éclairage du microscope utilisé en remplaçant son condenseur par une lentille au foyer de laquelle se trouve une fente de  $20\mu$  de large. Dans ces conditions, la lumière est presque parfaitement cohérente et un défaut de mise au point « exalte » le phénomène d'interférence dû au réseau de phase.

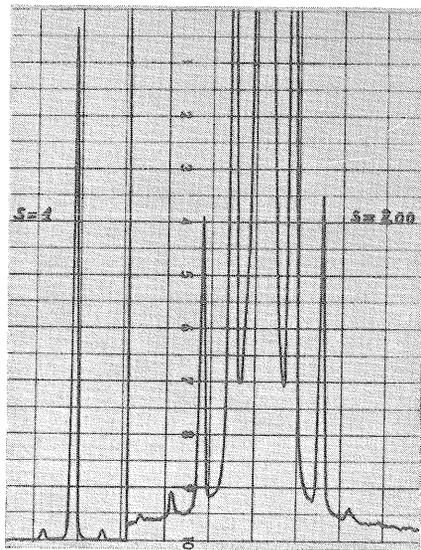


Fig. 19. — Spectre d'un réseau de phase obtenu après dissolution de l'image argentique d'un réseau photographique. Sensibilité relatives : 1 et 200. Sensibilités non relatives à celles des figures 13 à 18.

On a aussi cherché à mettre en évidence ce réseau de phase à l'aide du microscope de phase.

Si le microscope de phase échoue dans la visualisation de

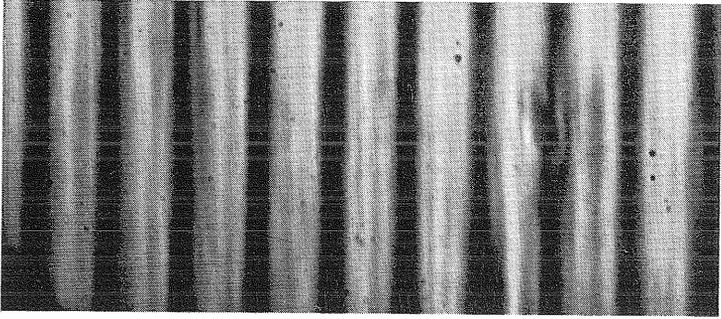


Fig. 20. — Photographie d'un réseau de phase photographique de période spatiale égale à 0,388 mm prise en lumière cohérente et par défaut de mise au point.

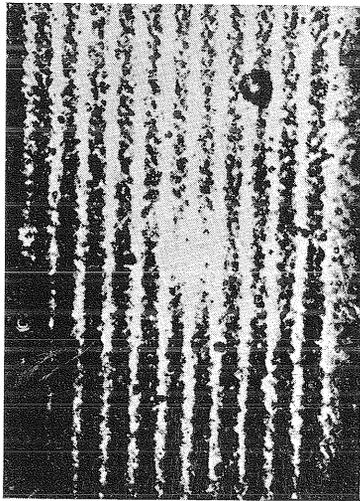


Fig. 21. — Photographie directe d'un réseau de phase photographique de fréquence égale à 2,58 1/mm prise au microscope à contraste de phase.

détails de phase de largeur voisine de  $400\mu$ , il nous intéressait cependant d'obtenir une photographie directe de réseaux de phase de période plus petite et obtenus comme ci-dessus. Nous photographions les franges d'interférence données par un miroir de Lloyd et nous dissolvons encore l'image argentique. Dans ces conditions, le microscope de phase révèle bien l'existence de réseaux de phase de

fréquences voisines de 20 1/mm et 50 1/mm. On trouvera sur la figure 21 la reproduction d'un tel réseau de phase portant 21 1/mm. Le contraste de la reproduction a été considérablement augmenté par tirages successifs de copies obtenues sur plaques Lippmann. Finalement, l'épreuve de la figure 21 est un positif et les franges sombres correspondent à l'emplacement des plages opaques du réseau d'amplitude. D'après le signe du déphasage produit par la lame de phase de l'objectif microscopique, on déduit que ces plages sombres correspondent à des parties en creux dans la gélatine. Le rapport entre les intensités des raies de diffraction et de la raie centrale permet d'obtenir la grandeur du déphasage et finalement l'ordre de grandeur de la profondeur des sillons dans la gélatine. Pour un réseau de 2,58 1/mm, on a trouvé, à partir de la figure 19, que la profondeur des sillons était de l'ordre de  $0,01\mu$ .

En présence de l'existence du réseau de phase après dissolution de l'image argentique correspondant à un réseau d'amplitude, deux hypothèses peuvent subsister :

1° Ce réseau de phase existait probablement déjà avant la dissolution de l'image argentique. Son importance pourrait être altérée par la disparition des grains d'argent.

2° Le réseau de phase pourrait être créé au moment du blanchiment de l'image photographique lors d'une solubilisation ou de la contraction de la gélatine recouvrant les grains d'argent.

Des arguments militent en faveur de la première hypothèse. Il y a d'abord la preuve spectrométrique de l'existence d'un réseau de phase dans un cliché périodique, réseau de phase dont l'effet disparaît lors de l'immersion du cliché dans un liquide tel que le phtalate de butyle.

On sait d'autre part qu'on peut solubiliser la gélatine en contact avec les grains d'argent en utilisant des bains oxydants à base d'acide nitrique et d'eau oxygénée, en présence de sulfate de cuivre et de bromure de potassium. Une telle solubilisation entraîne des images gélatinées en creux dont l'importance est beaucoup plus grande que dans nos expériences. D'autre part, la disparition de

l'argent pourrait laisser un creux mais ce creux devrait atteindre plusieurs microns dans le cas de l'émulsion étudiée. Or, on a vu ci-dessus que les creux avaient une profondeur de l'ordre de  $0,01 \mu$ .

Le phénomène de contraction d'une couche photographique après élimination des grains de bromure d'argent est bien connu des utilisateurs des émulsions nucléaires. Dans ce cas, eu égard aux épaisseurs relativement grandes des couches et à la grande quantité de bromure d'argent, la contraction de l'émulsion photographique après fixage est très importante. Dans notre cas, le phénomène observé est une *variation* d'épaisseur de la gélatine suivant que celle-ci était au contact ou non de grains d'argent. Cette différenciation de la gélatine au contact de grains d'argent est d'ailleurs une fonction de la durée d'action du bain de blanchiment de l'image argentique. Si on prolonge l'action de ce bain, le réseau de phase s'altère et devient de moins en moins décelable ce qui prouve que le phénomène de tassement de la gélatine continue à se produire. L'importance du réseau de phase créé par blanchiment de l'image argentique peut donc être difficilement évaluée quantitativement par ce procédé.

On retiendra néanmoins de toute cette discussion l'existence d'un réseau de phase de même période que le réseau d'amplitude associé, la preuve formelle découlant finalement de la comparaison des spectres d'un cliché « à sec » et « en immersion ». Ce réseau de phase existe aussi bien pour des émulsions positives et négatives que Lippmann. Son importance varie suivant les cas et dépend très certainement du noircissement, du contraste et de la fréquence du signal photographique. Dans tous les cas, l'existence du réseau de phase a été décelée au diffractomètre optique, qui s'est révélé l'instrument le plus sensible et d'un emploi infaillible, quels que soient la fréquence et le déphasage des sillons du réseau.

Il faut bien noter que notre méthode d'étude du spectre d'un cliché périodique réalise une véritable expérience de strioscopie, en ce sens que des variations périodiques ou accidentelles de phase éprouvées par la lumière pénétrant dans la gélatine sont finalement

traduites dans le spectre en une variation d'amplitude. Ainsi donc les défauts de phase portés par la gélatine affectent le spectre d'un cliché et le perturbent au point de confondre variation d'amplitude et variation de phase.

Nous arrivons à la conclusion logique suivante : *pour reconstituer la forme d'un cliché périodique en amplitude, il est nécessaire d'éliminer les variations de phase* d'où qu'elles viennent car celles-ci donneraient lieu à des variations d'amplitude importantes dans le spectre. La reconstitution du signal en *amplitude* serait alors totalement faussée.

D'aucuns argueront du fait que l'observation du spectre d'un cliché « à sec » correspond à une réalité physique certaine : celle que livrerait l'examen du cliché dans une méthode de contraste de phase. En réalité, il n'en est rien : les deux méthodes — spectrométrie ou de contraste de phase — ne sont pas identiques. Dans notre méthode, en effet, nous ne disposons pas de lame de phase absorbante. Toute l'énergie incidente est utilisée. De plus, il est bien connu que le contraste de phase tel qu'on l'utilise en microscopie ne s'adresse qu'à des objets de phase de dimensions comprises entre certaines limites : les objets de phase ne doivent être ni trop gros ni trop petits pour être visibles. Or, dans la production d'un spectre tel qu'on le mesure au diffractomètre optique, tout défaut de phase, quel qu'il soit, donne lieu à un spectre d'amplitude qui peut être mesuré pourvu que la sensibilité du récepteur soit suffisante. Une confirmation expérimentale de la différence des méthodes spectrométrie et de contraste de phase a été signalée plus haut lors de la visualisation d'un réseau de phase de période égale à 0,388 mm.

En fait, la méthode spectrométrie d'analyse des clichés périodiques s'apparente plus à la strioscopie qu'au contraste de phase. En effet, les objets de phase apparaissent dans les deux cas en clair sur fond noir quel que soit le signe du déphasage. Mais les deux méthodes ne sont pas non plus équivalentes : dans la méthode spectrométrie, l'image centrale sert finalement à la reconstitu-

tion de l'amplitude de l'objet analysé alors qu'en strioscopie, un petit écran opaque masque cette image centrale.

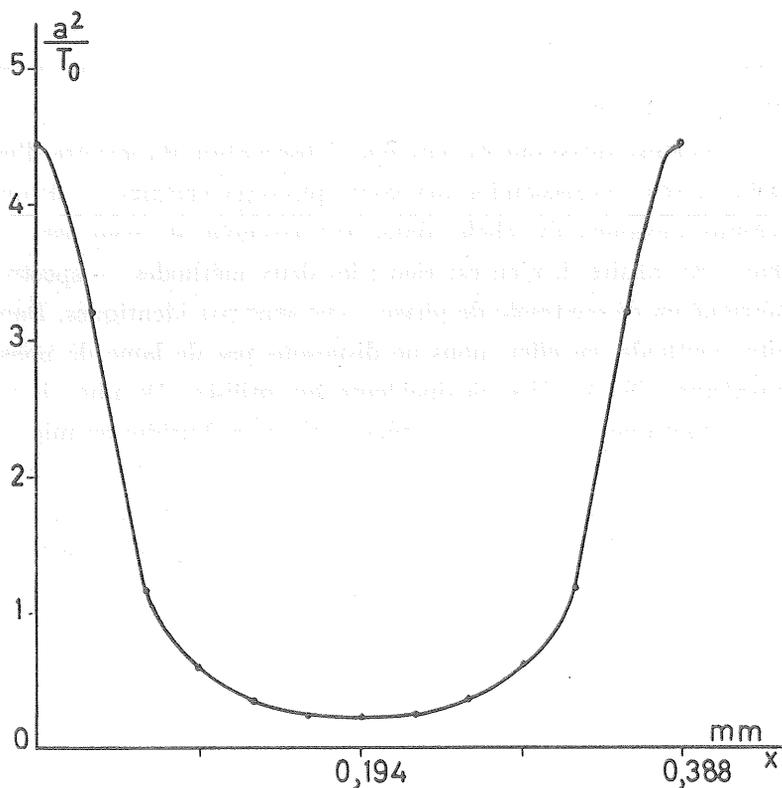


Fig. 22. — Reconstitution de la transparence du signal photographique correspondant à la figure 12. Période du signal : 0,388 mm.

Montrons maintenant la reconstitution en amplitude du signal photographique correspondant à la figure 12 et au spectre repris sur les figures 16, 17 et 18. La grandeur finalement reportée en ordonnées est le rapport  $a^2(x)/P_0$  qui représente la transparence au point d'abscisse  $x$  divisée par la transparence dans la direction incidente

(fig. 22), l'origine des abscisses étant au milieu de la plage transparente de la période de l'image photographique.

Précisons encore le procédé de reconstitution d'un signal périodique photographique. Le spectre des figures 16, 17 et 18 permet de trouver le module des différents harmoniques de la fonction amplitude. Rappelons que ces modules sont mesurés par la somme des racines carrées positives des intensités des deux raies de diffraction correspondant à l'harmonique d'ordre  $\pm k$  et mesurées au-dessus du fond continu. Le signe des harmoniques est déterminé par le signe des harmoniques correspondant à une fonction rectangulaire périodique de même période et possédant la même largeur de

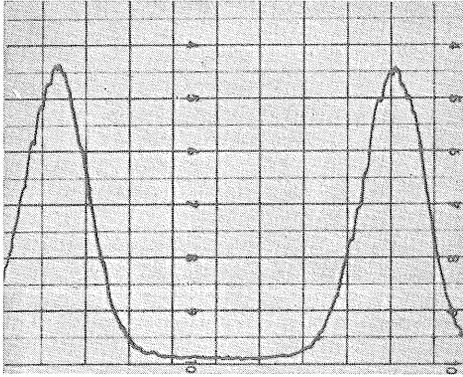


Fig. 23. — Enregistrement microdensitométrique de la transparence du réseau photographique correspondant à la figure 12.

plage transparente — voir éq. (11). Cette largeur de plage transparente est mesurée à partir d'un enregistrement microdensitométrique du signal photographique (fig. 23). On a admis que la plage opaque était comprise entre les abscisses successives correspondant

à  $\frac{I_{\max} - I_{\min}}{2}$  où  $I_{\max}$  représente la transparence maximum

et  $I_{\min}$  la transparence minimum. Dans la figure 23, la partie plate de la courbe représente la plage la plus dense. On arrive ainsi à un rapport égal à 9/39 entre la plage transparente et la période du signal, ce qui détermine le signe des harmoniques.

En fait, on pourrait objecter que la fonction de transmission ou la fonction amplitude du signal n'est pas une fonction rectangulaire mais une fonction trapézoïdale dont les bords sont arrondis. On a vérifié que les signes des harmoniques d'une fonction du type trapézoïdal telle que celle de la fig. 24 correspondent bien à ceux d'une fonction déterminée comme nous l'avons fait. Sur cette figure, l'amplitude  $a$  a été portée en ordonnées et la distance  $x$  en abscisses. La plage transparente est prise égale à  $p - d$ . Nous pouvons donc être assuré de la validité de la méthode utilisée pour déterminer le signe des harmoniques.

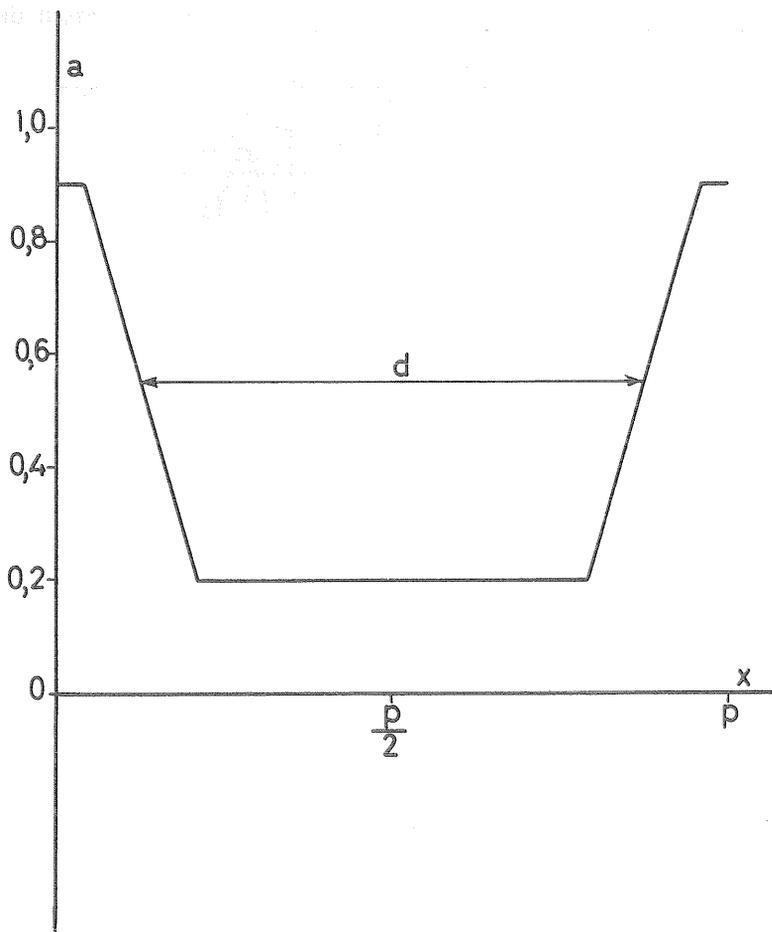


Fig. 24. — Exemple de fonction-amplitude du type trapézoïdal.

Dans ces conditions, la fonction amplitude du signal photographique porté par l'émulsion n° 1 s'écrit :

$$\frac{a(x)}{\sqrt{T_0}} = 1 + 0,727 \cos \omega x + 0,276 \cos 2\omega x + 0,103 \cos 3\omega x + \\ + 0,0427 \cos 4\omega x - 0,0291 \cos 5\omega x - 0,0147 \cos 6\omega x \\ \omega = 2\pi \times 2,58 \text{ mm}^{-1}. \quad (15)$$

C'est le carré de cette fonction, soit  $a^2(x)/T_0$ , qui a été reporté en ordonnées dans la figure 22. Le développement en série de Fourier de la fonction-transparence peut s'obtenir aisément à partir du développement correspondant de l'amplitude, par l'emploi de formules de trigonométrie bien connues. Néanmoins, il ne nous paraît pas essentiel de calculer ce développement. Nous verrons en effet plus loin que les intensités des raies de diffraction d'un signal périodique constituent à elles seules un critère objectif de la netteté.

La courbe reproduite est une courbe moyenne statistique résultant de la somme des carrés des amplitudes diffractées par chaque élément de la plaque dans les directions des maxima principaux. On peut dire que chaque harmonique de l'équation (15) possède une signification statistique équivalant à celle d'une moyenne quadratique. La plage analysée étant de l'ordre du  $\text{cm}^2$ , la valeur statistique de la courbe  $a^2(x)/T_0$  est incomparablement meilleure que celle qui correspondrait à l'exploration microdensitométrique d'une période de longueur égale à 0,388 mm, à l'aide d'un spot de hauteur égale à  $200\mu$  et de largeur égale à  $1\mu$ , comme on peut en produire. Les surfaces explorées sont en effet dans le rapport voisin de 1200 : 1.

De plus, l'image  $a^2(x)/T_0$  correspond au signal périodique moyen qui émerge au-dessus d'un bruit de fond. Les harmoniques sont toujours mesurés au-dessus de ce bruit de fond, qui correspond à la granularité ou aux défauts quelconques de l'image photographique. Le spectre repris à la figure 18 montre ce bruit de fond pratiquement constant à partir d'une certaine fréquence

( $\sim 15 \text{ mm}^{-1}$ ). Aux fréquences inférieures à  $15 \text{ mm}^{-1}$ , la diffusion de la lumière par l'optique augmente le niveau du bruit de fond. Pour obtenir le bruit de fond correspondant au cliché, il suffit de défalquer l'intensité diffusée à partir de l'image centrale. Nous ne montrerons pas ici le spectre du bruit de fond ainsi obtenu puisque nous nous intéressons spécifiquement dans cette étude à la netteté des matériaux photographiques. Nous verrons plus loin cependant qu'on ne peut pas dissocier le spectre du signal correspondant à des parties périodiques et cohérentes et le spectre correspondant à des parties incohérentes, si l'on a en vue l'utilisation de l'information complète contenue dans une image, information qui pourra être utilisée pour la mesure plus précise de la netteté d'un matériau. Signalons cependant, que dans les conditions actuelles de mesure, il est possible de mesurer le niveau du bruit jusqu'à des fréquences de l'ordre de  $200 \text{ mm}^{-1}$ . En fait, pour l'émulsion Gevapan 30 considérée ici, le bruit décroît très lentement pour être pratiquement nul à la fréquence de  $205 \text{ mm}^{-1}$ , ainsi qu'une mesure non reprise ici l'a montré.

Il reste quelques points à préciser pour assurer la validité de la nouvelle technique utilisée pour reconstituer des signaux photographiques périodiques. L'élément le plus important est certainement la nature du liquide dans lequel la plaque est immergée. L'idéal serait d'utiliser un liquide d'indice aussi voisin que possible de celui de la gélatine, liquide que n'absorberait pas la gélatine. Tout gonflement de celle-ci modifie très probablement l'image photographique. Le phtalate de butyle ( $n_D^{20^\circ\text{C}} = 1,4913$ ) et l'huile de cèdre ( $n_D^{25^\circ} = 1,5150$ ) conduisent à des intensités d'harmoniques égales à 2 % près, alors que les mesures sont faites à 1 % près environ. Par contre, l'immersion dans l'eau diminue la valeur des harmoniques de 10 à 20 %. Mais l'eau a un indice assez différent de celui de la gélatine et, en outre, celle-ci absorbe l'eau de façon notable. Les modifications apportées par le phtalate de butyle à la gélatine ne sont pas décelables et, en première approximation, on peut les ignorer. De plus, une plaque immergée dans le phtalate de butyle

pendant quelques jours a été lavée puis séchée. Elle donne lieu au même spectre de fréquence que primitivement.

Les résultats d'une analyse spectrale d'un cliché pourraient dépendre de la longueur d'onde utilisée. En fait, en passant du bleu ( $0,4358\mu$ ) au vert ( $0,5461\mu$ ), des différences de l'ordre de quelques pour cent apparaissent dans l'intensité des harmoniques, ceux obtenus en lumière bleue étant un peu plus intenses que ceux obtenus en lumière verte. Ceci correspond à une meilleure définition de l'image photographique quand la longueur d'onde diminue.

### *Exemple 2.*

Un deuxième exemple de la netteté d'une image photographique nous est fourni par l'image d'un réseau de Grayson porté par l'émulsion positive N4 (notée n° 2). L'image photographique possède une période égale à  $0,376$  mm, soit encore une fréquence égale à  $2,66$  1/mm.

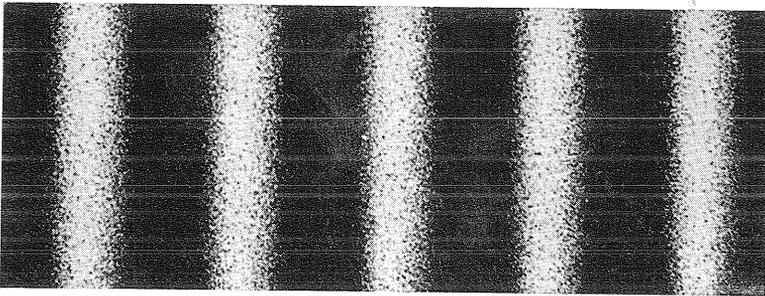


Fig. 25. — Signal photographique de fréquence égale à  $2,66$  1/mm porté par l'émulsion positive N<sub>4</sub> de Gevaert. Grandissement :  $53 \times$ .

La lumination et le type de développement ont été choisis de telle manière que le niveau du bruit de fond dû à la granularité soit relativement important. Il est bien certain que le signal ainsi réalisé (fig. 25) est loin de représenter la définition optimum de l'émulsion n° 2 ; rappelons, en effet, que lors de la formation de l'image du réseau de Grayson sur l'émulsion, la mise au point, faite à la loupe, ne représente pas nécessairement la mise au point qui donnerait la netteté optimum ; aussi bien notre but est-il de mettre

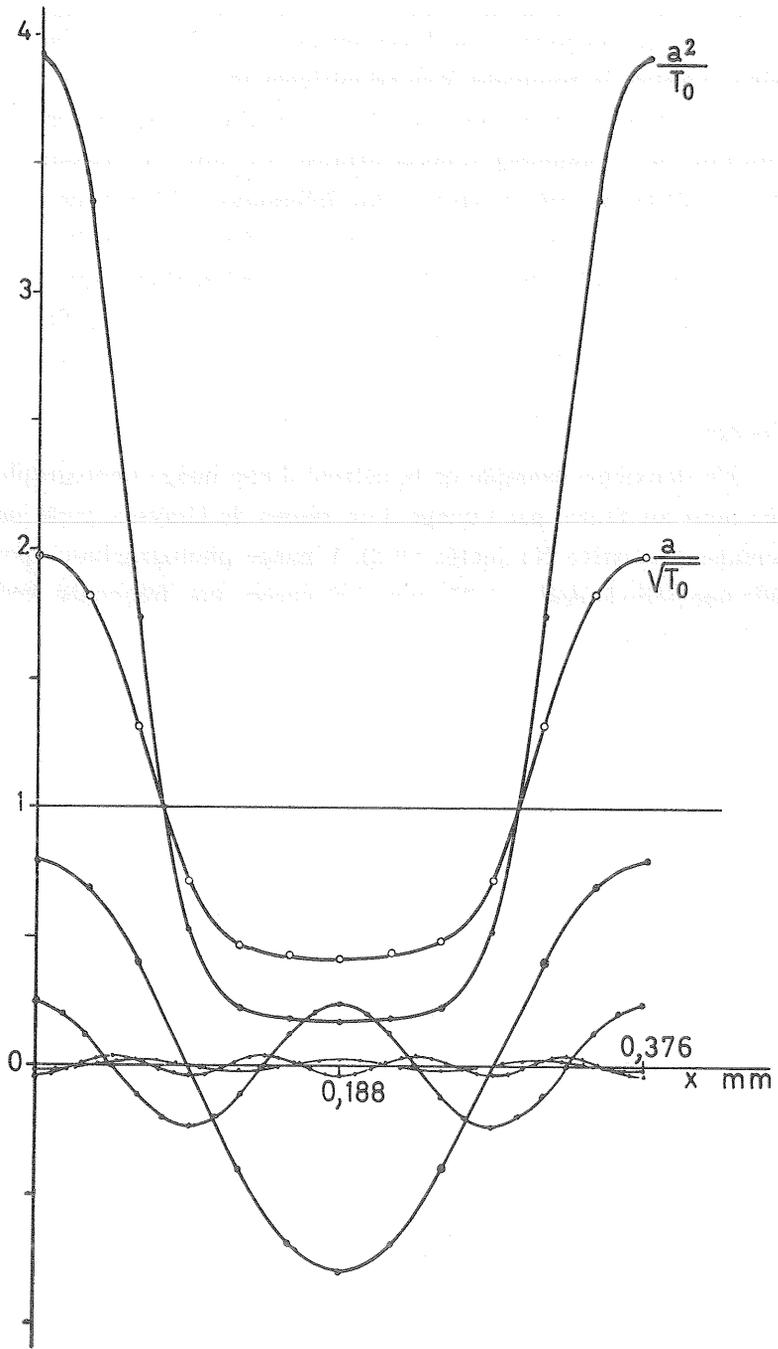


Fig. 26. — Reconstitution de l'amplitude et de la transparence du signal photographique montré à la figure 25.

au point une méthode générale d'étude de la netteté des images photographiques quelles qu'elles soient. La caractérisation des matériaux en vue de la mesure de leur netteté optimum représentera une étape future de caractère plus utilitaire.

L'analyse harmonique de l'amplitude laisse apparaître quatre harmoniques. Rapportant les intensités diffractées à l'intensité centrale  $I_0$ , on obtient alors le développement :

$$\frac{a(x)}{\sqrt{I_0}} = 1 + 0,802 \cos \omega x + 0,238 \cos 2\omega x - 0,0213 \cos 3\omega x - 0,0370 \cos 4\omega x$$

$$\omega = 2\pi \times 2,66 \text{ mm}^{-1}. \quad (16)$$

Le signe des harmoniques est encore déterminé à partir d'un enregistrement microdensitométrique non repris dans cette étude.

La courbe de transparence  $a^2(x)/I_0$  est représentée sur la figure 26 où l'on montre les différents harmoniques et leur composition en vue de l'obtention de l'amplitude  $\left(\frac{a}{\sqrt{I_0}}\right)$  et finalement de la transparence.

Du seul point de vue énergétique, qui consiste à considérer la transmission énergétique de l'émulsion photographique aux fréquences  $\frac{1}{p}, \frac{2}{p}, \frac{3}{p}$ , etc., où  $p$  est la période spatiale du signal photographique, le développement en série de Fourier de la courbe  $a^2(x)/I_0$  est certainement le plus intéressant. Mais les développements du type (15) et (16) de l'amplitude présentent un avantage immense si l'on adopte le point de vue « ressemblance de l'image à l'objet ». En effet, le développement correspondant à la fonction objet-amplitude présente des harmoniques pairs voisins de zéro (réseau de Grayson) et ceci témoigne de l'égalité des plages opaques et des plages transparentes. Par contre, le développement en série de Fourier de la transparence d'une image photographique fait apparaître des harmoniques pairs et impairs dont la grandeur n'est pas en relation simple avec la symétrie du signal. Le développement de l'amplitude révèle immédiatement les distorsions impor-

tantes lors de la reproduction d'un signal périodique. En particulier, plus les harmoniques pairs sont petits, meilleure est la qualité de la reproduction au point de vue fidélité. Les développements (15) et (16) présentent des harmoniques pairs importants ; ceci montre combien la diffusion de la lumière dans l'émulsion et les effets d'adjacence dus au développement ont élargi l'image des plages éclairées. On note cependant que la présence des harmoniques pairs pourrait aussi provenir d'une distorsion dans la reproduction optique du signal, ou bien encore d'un défaut de mise au point de l'image sur l'émulsion. Il n'y a pas de raisons de croire à une distorsion optique importante du signal car il s'agit d'un signal de basse fréquence spatiale (5 l/mm) qui est bien reproduit par l'objectif utilisé. Par contre, l'épaisseur des émulsions ( $\sim 20\mu$ ) ou un défaut de mise au point peuvent expliquer un élargissement important des images.

L'exemple suivant montrera un cas de plus grande ressemblance de l'image à l'objet.

### *Exemple 3.*

La reproduction d'un signal carré par une émulsion Lippmann a aussi fait l'objet d'une étude où la même technique a été utilisée. Le signal photographique agrandi 53 fois est visible sur la figure 27. L'exposition a été faite en lumière verte, seule couleur à laquelle l'émulsion soit relativement sensible.

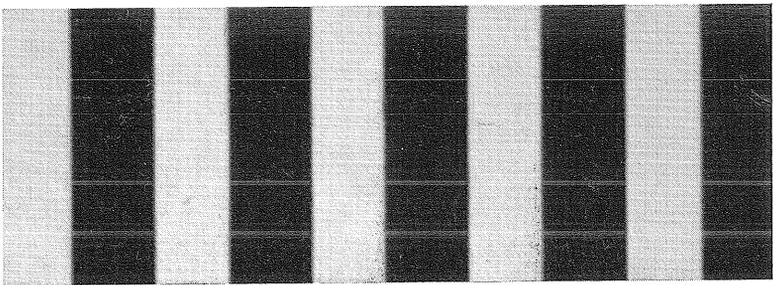


Fig. 27. — Signal photographique de période égale à 0,376 mm obtenu sur l'émulsion du type Lippmann Scientia 5E56 (grandissement : 53  $\times$ ).

Du spectre, on déduit encore la valeur des harmoniques ; les signes de ces harmoniques sont identiques aux signes des harmoniques correspondants d'une fonction rectangulaire dont la plage opaque est un rien plus large que la plage transparente (voir fig. 27).

L'amplitude du signal se décompose comme suit :

$$\begin{aligned} \frac{a(x)}{\sqrt{T_0}} = & 1 + 0,748 \cos \omega x + 0,0345 \cos 2\omega x \\ & - 0,143 \cos 3\omega x - 0,0162 \cos 4\omega x \\ & + 0,0377 \cos 5\omega x + 0,00632 \cos 6\omega x \\ & - 0,0153 \cos 7\omega x \\ & + 0,00916 \cos 9\omega x \end{aligned}$$

$$\omega = \frac{2\pi}{0,376} \text{ mm}^{-1}. \quad (17)$$

Ce développement fait apparaître des harmoniques d'ordre pair d'intensité comparativement beaucoup plus petite que celle des harmoniques impairs proches ; l'harmonique de rang 8 n'est pas mesurable. Et ceci témoigne d'une bonne qualité de fidélité de la reproduction du signal carré.

La transparence du signal est visible sur la figure 28. Le nombre d'harmoniques de cette courbe est évidemment le double de celui que contient la série (17), c'est-à-dire que le rang maximum s'élève à 18. La fréquence maximum du spectre d'amplitude s'élève à environ  $24 \text{ mm}^{-1}$ , fréquence pour laquelle les résultats de l'analyse harmonique effectuée par la diffraction sont pratiquement rigoureux.

Ces quelques exemples, couvrant des émulsions négatives très sensibles, des émulsions positives et des émulsions du type Lippmann, suffisent à montrer que l'analyse harmonique effectuée par la diffraction livre toujours les harmoniques d'un signal périodique photographique avec précision. L'exploitation de ces harmoniques pour caractériser la netteté d'un matériau photographique peut se faire de différentes manières et nous allons tâcher de dégager les lignes de faite d'une exploitation rationnelle et utilitaire des résultats obtenus par la diffraction.

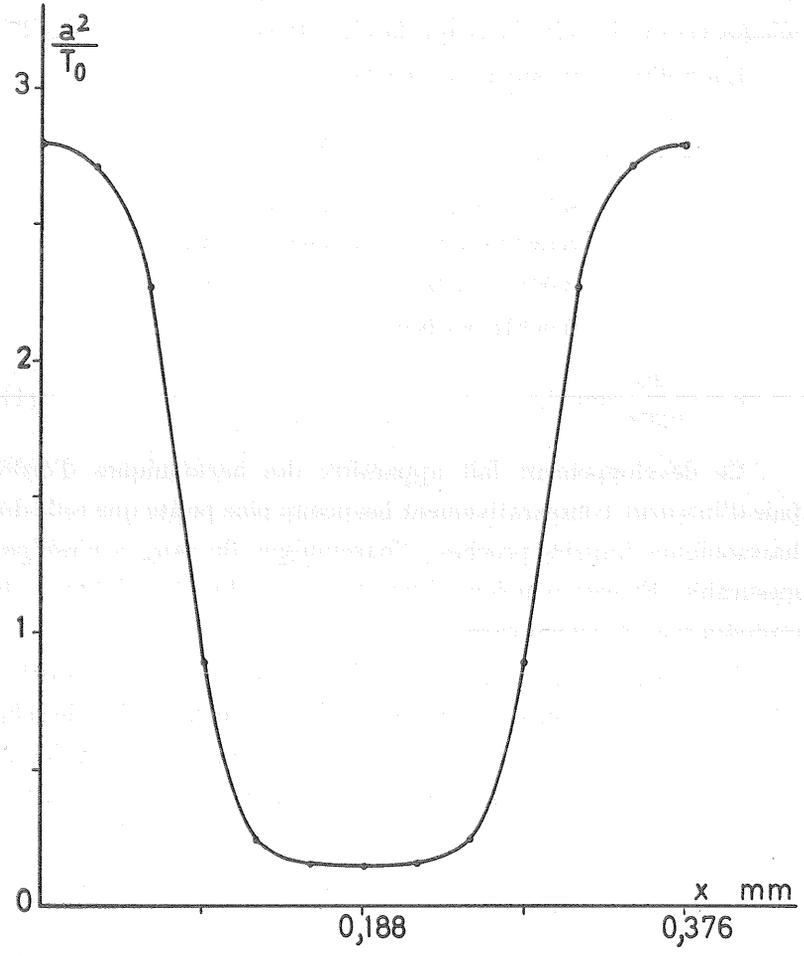


Fig. 28. — Reconstitution de la transparence du signal photographique montré à la figure 27.

## 7. Discussion et exploitation des résultats en vue de la caractérisation des matériaux photographiques

Dans tout ce qui précède, on a parlé uniquement de définition d'images photographiques ; la méthode décrite permet de reconstituer les séries de Fourier correspondant à un signal périodique imprimé sur une émulsion. Cette série définit l'*image périodique*.

Il ne faut pas cependant perdre de vue que cette image émerge sur un « bruit de fond » pouvant varier suivant la fréquence spatiale. On connaît plusieurs modes d'évaluation de la qualité des images : qualité de structure, qualité de fidélité et enfin qualité informationnelle.

La terme « information » a été évité jusqu'à présent car il se rapporte à des distributions probabilistes de densités à partir desquelles on peut définir une variation d'entropie, encore appelée « *information* ». Ce que nous mesurons dans un phénomène de diffraction s'effectuant sur une plage macroscopique d'un échantillon est une *grandeur moyenne statistique* due au signal périodique ou au bruit de fond. En aucun cas, nous n'obtenons de renseignements sur la distribution probabiliste des signaux. En principe, il est possible de connaître par notre méthode les propriétés statistiques d'une émulsion pour ce qui concerne la netteté, en mesurant la réponse d'une émulsion à un signal en différents endroits de cette émulsion et en en déduisant une distribution probabiliste des différents harmoniques d'un signal périodique. L'information au sens de SHANNON (10) est une mesure logarithmique de la réduction de l'incertitude affectant l'intensité d'un objet ou encore la diminution d'entropie résultant d'une ou de plusieurs observations de l'image de l'objet.

Sans entrer dans le détail des considérations se trouvant à la base de la théorie de l'information dans les images optiques, il nous paraît indispensable de rappeler ici les principes essentiels qui ont conduit à proposer une expression logarithmique pour la mesure de l'information. L'information apportée par un message dépend

certainement de la probabilité *a priori* de l'évènement transmis. L'information contenue dans une suite de messages peut être prise égale à la somme des informations apportées par chacun d'eux. La probabilité d'avoir une suite d'évènements indépendants étant égale au produit des diverses probabilités de chacun des évènements, ceci nous fait mieux comprendre pourquoi on a admis que la quantité d'information peut s'exprimer à l'aide du logarithme de la probabilité *a priori* de l'évènement annoncé. Dans les mesures physiques, les informations à transmettre se présentent très souvent sous forme de signaux optiques ou électriques, les premiers pouvant d'ailleurs se ramener aux seconds. Les signaux transmis sont affectés d'une certaine erreur ou plutôt émergent sur un bruit de fond plus ou moins important et qui peut même dépasser en intensité le signal (bruit de fond électrique, fluctuations quantiques en optique, granularité en photographie). La détection d'un signal s'effectue toujours par rapport à un bruit d'amplitude  $b$  et, de plus, cette détection est recherchée dans un domaine — longueur, fréquence, durée, surface — de longueur  $S$ . Dans le cas simple où le signal a la même probabilité de se présenter en n'importe quel endroit du domaine  $S$ , la quantité d'information reçue dans un signal vaut

$$-\log \frac{b}{S} = \log \frac{S}{b} \quad (18)$$

Il n'en va généralement pas ainsi et la distribution de la probabilité des valeurs possibles pour  $S$  et  $b$  peut ne plus être uniforme et répondre à une loi complexe. En particulier, on démontre que si les lois de distribution de  $S$  et de  $b$  sont du type gaussien, l'information résultant d'une mesure vaut

$$I = \frac{1}{2} \log \left( 1 + \frac{S^2}{b^2} \right) \quad (19)$$

où  $S$  et  $b$  sont maintenant les dispersions intervenant dans les lois de distribution du signal et du bruit.

P. B. FELLGETT et E. H. LINFOOT<sup>(11)</sup> ont recherché une expression de l'information dans les images optiques. Moyennant quelques hypothèses dont la principale concerne une distribution gaussienne

des signaux et du bruit, ils définissent une *information statistique moyenne* (I. M. S) de la forme

$$\text{I. M. S} \div \log \left( 1 + \frac{|\overline{\varepsilon_s}|^2}{|\overline{\nu}|^2} \right) \quad (20)$$

où  $|\overline{\varepsilon_s}|^2$  et  $|\overline{\nu}|^2$  représentent respectivement la moyenne statistique du carré de la valeur locale du signal et de celle du bruit dans l'image. On suppose ici que le bruit de l'objet est négligeable.

Dans le cas présent, l'image d'un ou de plusieurs signaux (raies de diffraction) apparaît sur un bruit de fond de niveau déterminé. Ce bruit de fond représente l'incertitude totale ou encore le défaut d'information. Toute raie de diffraction d'intensité  $a^2(\nu)$  mesurée au-dessus du fond continu et apparaissant à la fréquence spatiale  $\nu$  réduit l'incertitude que nous avons d'un objet périodique d'une manière telle que le rôle du rapport signal/bruit, soit  $a^2(\nu)/g^2(\nu)$ , doit être significatif. Définissons une information moyenne statistique (I. M. S) contenue dans l'image photographique d'un réseau de Grayson comme P. B. FELGETT et E. H. LINFOOT l'ont fait pour les images optiques. Si on suppose une distribution gaussienne des signaux et du bruit, on peut prendre :

$$\text{I. M. S.} = \sum_{\nu_1 \dots \nu_m} \log \left( 1 + \frac{a^2(\nu)}{g^2(\nu)} \right) \quad (21)$$

$\nu_1, \nu_2, \nu_1, \dots, \nu_m$  étant les fréquences des divers harmoniques du signal photographique et  $g^2(\nu)$  l'intensité diffractée due au bruit de fond à la fréquence  $\nu$ .

Cette grandeur physique peut servir à caractériser les matériaux photographiques et, dans le cas présent, elle conduit à une mesure objective de la netteté de ce matériau.

On ne s'étonnera pas de ne pas trouver dans cette expression les termes du bruit correspondant à toutes les fréquences spatiales. En effet, pour toutes les fréquences différentes de  $\nu_1, \nu_2, \dots, \nu_m$ , le rapport signal/bruit est nul.

Il est bien certain que le rapport  $a^2(\nu)/g^2(\nu)$  est toujours fini et mesurable ainsi que le montrent les figures 16, 17 et 18. Mais

l'expression (21) suppose une distribution gaussienne des amplitudes des signaux et du bruit. Rien ne nous permet d'affirmer à l'heure actuelle que de telles distributions soient présentes dans les signaux que nous enregistrons. Il est d'ailleurs trop tôt pour appliquer la théorie de l'information aux problèmes de l'optique et de la photographie et on doit faire preuve d'une grande prudence devant les résultats acquis dans l'application de cette théorie à la détermination de l'information contenue dans les images. Indépendamment de la distribution des signaux et du bruit, l'expression de l'I. M. S. comporte une signification physique et peut être posée comme définition de l'information dans un but utilitaire.

Si l'on désire adopter la définition de la netteté selon HIGGINS et PERRIN rappelée précédemment, on est conduit alors à prendre pour critère de netteté le rapport suivant :

$$\text{Netteté} = \frac{\int_0^{\frac{p}{2}} \left| d \log \frac{1}{a^2(x)} dx \right|^2 dx}{(D_{\frac{p}{2}} - D_0) \int_0^{\frac{p}{2}} \sqrt{1 + \left| d \log \frac{1}{a^2(x)} dx \right|^2} dx} \quad (22)$$

où  $p$  représente la période du signal.

Cette dernière expression offre moins de possibilités pratiques ; d'autre part, elle ne renferme pas de terme correspondant au bruit.

A la définition précédente (21) objective et complète de la mesure de la netteté, on peut se demander s'il n'est pas possible de substituer une définition objective plus simple et suffisante pour beaucoup de besoins pratiques.

L'analyse harmonique effectuée par le phénomène de diffraction révèle certainement un plus grand nombre d'harmoniques lorsque le gradient de densité séparant les plages opaques des parties claires est élevé ou encore lorsque le signal présente des parties de pente raide. Il semble donc que *le nombre d'harmoniques soit un critère de la netteté*. Dans le but de vérifier si ce critère objectif de la netteté est en corrélation avec les impressions visuelles de netteté, base par excellence de tout critère, nous avons *projeté* quatre clichés obtenus sur des émulsions diverses :

Cliché 1 : Émulsion Gevapan 30

Cliché 2 : Émulsion Graphique N<sub>3</sub>

Cliché 3 : Émulsion Lippmann

Cliché 4 : Émulsion Gevapan 36.

Sur 20 observateurs qui ont regardé les clichés (fort semblables à ceux présentés dans les figures 12, 25 et 27, mais agrandis 10 fois environ au lieu de 53 fois), la moitié a établi le classement suivant par ordre de netteté décroissante :

1 — 3 — 4 — 2

L'autre moitié des observateurs donne un classement :

3 — 1 — 4 — 2

Le nombre d'harmoniques contenus dans les signaux a été alors mesuré ; on a obtenu les nombres suivants correspondant respectivement aux clichés 1, 2, 3, 4 soit 8, 5, 8 et 7 harmoniques. De ces résultats, on conclut immédiatement que le nombre d'harmoniques doit être en corrélation excellente avec l'impression visuelle de netteté. Ajoutons que le grandissement de la projection (10×) a été choisi de telle façon que les plus hautes fréquences contenues dans le signal périodique deviennent visibles à l'œil ; dans ce cas-ci, elles atteignent 20 1/mm sur le cliché et 2 1/mm sur la projection. Dans chaque cas (excepté l'émulsion Lippmann), le grain des clichés était à peine apparent dans les conditions d'observation et l'on peut dire que les mesures de netteté ainsi effectuées ne dépendaient probablement que très peu de la granulation.

Il est aisé de prévoir ce que deviennent les impressions de netteté si l'on diminue le grandissement de la projection par simple considération des fréquences transmises et rendues visibles pour l'œil.

En particulier, dans l'expérience précédente si l'on examine directement les clichés à l'œil, un classement sûr des clichés par ordre de netteté devient difficile. Les clichés présentant le contraste le plus élevé sont classés comme les plus nets. Même dans ce cas, les clichés classés comme les plus nets sont encore les clichés 1 et 3. Il ne semble pas que le grandissement utilisé lors de la projection

puisse jouer un rôle essentiel dans l'impression de netteté, pour autant que ce grandissement ne dépasse pas une dizaine de fois environ. Même à un grandissement de 50 fois environ et lors d'un examen microscopique direct des clichés, les mêmes classements subsistent en dépit de l'apparition manifeste du grain. L'hésitation sur le classement des clichés 1 et 3 persiste. Cependant, il est certain que des copies des signaux photographiques agrandis 50 fois comme nous en avons montrés (fig. 12, 25 et 27) conduiraient à attribuer la netteté maximum à l'émulsion Lippmann, tout comme un examen du rapport signal/bruit aurait fait — voir formule (21). Ceci est dû au fait que dans les copies le dégradé des faibles densités n'est pas reproduit fidèlement.

Nous proposons donc, pour caractériser la netteté d'un matériau photographique, de dénombrer les harmoniques donnés par l'image d'un réseau de Grayson de période longue. Ce critère ne constitue qu'une première approximation mais qui sera néanmoins suffisante dans la plupart des cas. Le critère objectif et complet est donné par l'expression (21).

Au terme de notre discussion, nous arrivons à une union fructueuse entre les techniques de Fourier et la théorie de l'information, d'où il résulte un critère objectif et simple de la netteté d'un matériau photographique.

Notons encore qu'il est possible d'étudier par voie de diffraction la netteté du système objectif-émulsion photographique. Dessinons en effet sur un grand écran une mire périodique en forme de créneaux de période spatiale très longue (de l'ordre de 5 cm) constituée alternativement par des plages noires et blanches séparées par des bords droits et photographions cette mire. Il est possible de s'arranger pour que la période spatiale de l'image photographique soit encore de l'ordre de  $400\mu$  afin d'obtenir une indépendance complète entre les images des diverses périodes. L'image photographique de la mire ainsi constituée dépend *des propriétés de l'émulsion et de la fonction de transmission du contraste de l'objectif photographique*. En particulier, cette dernière fonction dépend entre autres facteurs

de l'objectif, de son ouverture et de la mise au point. On utilisera encore l'image photographique comme réseau de diffraction et les harmoniques mesurés définissent alors la netteté du système *objectif-émulsion* dans des conditions déterminées.

## 8. Comparaison de la méthode spectrométrique d'analyse des signaux photographiques à la méthode microdensitométrique

La dernière question que nous envisagerons dans ce mémoire est le rapport entre les signaux photographiques tels qu'on les obtient à partir de leur spectre de diffraction de Fraunhofer et ceux qu'un microdensitomètre de haute résolution peut donner.

Pour obtenir une base objective de comparaison, il est nécessaire que les signaux portés par un échantillon soient relativement homogènes aux fluctuations près dues à la granularité, et cela sur toute l'étendue de l'émulsion où s'effectue l'analyse harmonique. En effet, c'est à cette seule condition qu'une période du signal enregistrée par voie microdensitométrique pourra représenter valablement le « signal microdensitométrique » et être comparée à la période correspondante obtenue par voie spectrométrique.

L'échantillon étudié est encore l'émulsion Gevapan 36 sur laquelle on a imprimé un signal photographique portant 2,57 l/mm. Une mise au point soignée de l'image a été effectuée et on a vérifié que cette mise au point était la même pour toutes les régions de l'image. C'est un échantillon sans défaut apparent dans l'image qui a servi dans les mesures comparatives suivantes.

Le spectre de l'échantillon immergé dans le phtalate de butyle permet d'abord de reconstituer l'amplitude moyenne :

$$\frac{a(x)}{\sqrt{T_0}} = 1 + 0,716 \cos \omega x + 0,242 \cos 2\omega x + 0,0126 \cos 3\omega x \\ - 0,0236 \cos 4\omega x - 0,00870 \cos 5\omega x. \quad (23)$$

Le signe des harmoniques est déterminé à partir de l'enregistrement microdensitométrique du signal photographique (fig. 29) ;

cette courbe est reconnaissable sur la figure 29 grâce aux fluctuations dues à la granularité.

Le carré de l'expression (23) — soit  $\frac{a^2(x)}{T_0}$  — qui représente la transparence dans une période du cliché est aussi visible sur la figure 29. On voit que dans l'ensemble, les deux courbes — spectrométrique et microdensitométrique — s'écartent peu l'une de l'autre ; ceci est d'autant plus remarquable qu'elles sont obtenues à partir de deux instruments de principe entièrement différent ; en particulier, le mode d'éclairage du cliché varie très fort d'une méthode à l'autre. Dans la méthode microdensitométrique, la lumière est

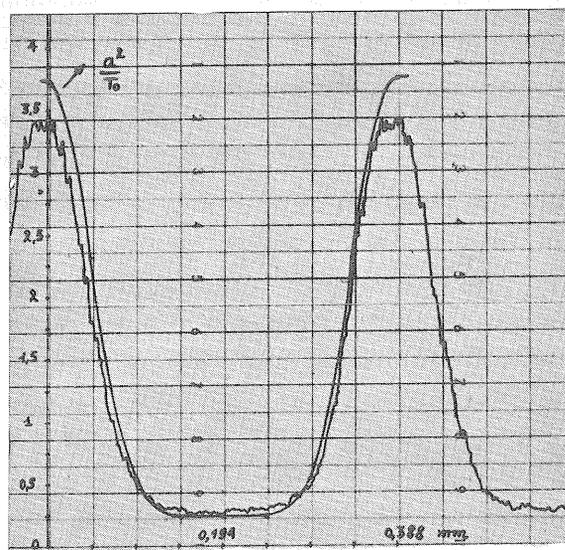


Fig. 29. — Signal photographique reconstitué par voie spectrométrique ( $a^2(x)/T_0$ ) et signal microdensitométrique correspondant.

dirigée et le faisceau délimitant le spot possède un demi-angle d'ouverture de l'ordre de  $18^\circ$ . Au contraire, dans la méthode spectrométrique, la lumière incidente est presque rigoureusement parallèle. Ces différences d'incidence conduisent certainement à une diffusion différente de la lumière dans l'émulsion. Ceci peut expliquer la différence de contraste qui existe entre le « signal spectrométri-

que » et le « signal microdensitométrique », différence de l'ordre de 15 % et bien visible sur la figure 29 où l'on a fait coïncider à peu près les élongations minima correspondant aux plages opaques. L'écart correspondant sur la valeur  $D_M - D_m$  mesuré par les deux méthodes vaut 6 % ; de telles différences sont courantes dans les mesures de densité suivant que l'on emploie un densitomètre utilisant de la lumière diffuse ou de la lumière dirigée.

Il résulte de tout ce qui précède que la méthode spectrométrique d'analyse des signaux photographiques est théoriquement valable ainsi qu'il a été montré et qu'elle conduit pratiquement à des résultats voisins de ceux que donnerait un microdensitomètre de pouvoir de résolution élevé. *Mais les avantages de la méthode spectrométrique sur la méthode microdensitométrique sont nombreux et nous résumerons les principaux comme suit :*

- *analyse rapide d'une aire macroscopique d'un échantillon ;*
- *connaissance immédiate des composantes de Fourier d'un signal périodique ;*
- *séparation des signaux périodiques et des signaux erratiques dus au bruit de fond ;*
- *mise en place rapide et simple du cliché à analyser ;*
- *résolution finale plus élevée.*

#### CONCLUSION ET SYNTHÈSE

On propose une technique de mesure de la netteté des images photographiques basée sur l'étude du spectre de diffraction de l'image d'un réseau en créneaux de période spatiale longue ( $\sim 400\mu$  dans l'image). Après une discussion des conditions de mesure des spectres et, en particulier, après avoir testé le diffractomètre optique à l'aide d'objets dont le spectre est connu, on envisage l'application photographique. La reconstitution d'un signal photographique à partir de son spectre fait l'objet d'une longue discussion d'où il ressort qu'il est nécessaire, pour opérer correctement cette recom-

position, d'éliminer les déphasages quelconques en immergeant les échantillons dans un liquide de même indice que celui de la gélatine. Le signe des harmoniques d'amplitude est déterminé par le rapport de la partie transparente du signal à la période spatiale ; on peut mesurer ce rapport sur un enregistrement microdensitométrique du signal. On donne trois exemples de reconstitution d'un signal périodique se rapportant à trois types d'émulsions.

On examine ensuite les différents critères pouvant servir à définir la netteté d'un matériau photographique. Il résulte d'une mesure psychométrique qu'un tel critère pourrait être constitué simplement par le nombre d'harmoniques compris dans le signal photographique. La combinaison des techniques de Fourier et de la théorie de l'information aboutit à définir une « information moyenne statistique », critère physique plus complet englobant la notion de signal et de bruit et caractérisant objectivement la netteté d'un matériau photographique.

Ainsi donc nous croyons avoir établi sur des bases générales l'étude de la netteté des émulsions. Ces bases reposent sur des phénomènes classiques bien connus mais qui n'avaient pas encore été exploités de manière quantitative dans les champs de l'optique et de la photographie. Il est cependant clair que des études plus complètes restent nécessaires pour juger la valeur exacte, théorique et pratique, des solutions proposées ; en particulier, les mesures psychométriques et objectives devraient être comparées sur un grand nombre de tests et l'importance du grandissement linéaire de la projection servant à la mesure psychométrique devrait être examinée ; en outre, la différenciation des divers matériaux photographiques au point de vue de la netteté optimum devrait faire l'objet d'une étude approfondie.

Au terme de ce mémoire, nous tenons à remercier Monsieur le Professeur A. HAUTOT pour les suggestions qu'il n'a cessé de nous faire et qui nous ont conduit à une nouvelle méthode d'analyse des signaux photographiques valable tant sur le plan scientifique que sur le plan pratique.

Que M. LAMBRECHTS, technicien au laboratoire, soit aussi remercié pour le soin et la précision apportés à la construction mécanique du diffractomètre optique.

## RÉFÉRENCES

- (<sup>1</sup>) HIGGINS G. C. and JONES L. A., *JSMPTE* 58 : 277 (1952) ; *PSA Journ.*, 19B : 55 (1953).
- (<sup>1</sup>bis) HIGGINS G. C. and PERRIN F. H., *Phot. Sc. and Eng.*, 2 : 2, 66 (1958).
- (<sup>2</sup>) KIRCHHOFF G., *Vorlesungen über mathematische Optik* (Leipzig, Teubner) (1891).
- (<sup>3</sup>) THEIMER O., WASSERMANN G. and WOLF E., *Proc. R. Soc.*, A 212, 426 (1952).
- (<sup>4</sup>) TURNER R., *J. Opt. Soc. Amer.*, 14, 649 (1924).
- (<sup>5</sup>) HUFFORD M. and DAVIS H., *Phys. Rev.*, 33, 589 (1929).
- (<sup>6</sup>) LYMAN T., *Proc. Nat. Acad. Sci.*, 16, 71 (1930).
- (<sup>7</sup>) NIENHUIS K., Thesis, Université de Groningen (1948).
- (<sup>8</sup>) HAUSE, WOODWARD and Mc. CLELLAN, *J. Opt. Soc. Amer.*, 29, 147 (1939).
- (<sup>9</sup>) TAYLOR C. and THOMPSON B. J., *J. Opt. Soc. Amer.*, 48, 844 (1958).
- (<sup>10</sup>) SHANNON C. E., *Bell. Syst. Techn.*, J. 27, 369, 623 (1948).
- (<sup>11</sup>) FELGETT P. B. and E. H. LINFOOT, *Trans. Roy. Soc. A*, 247, 367 (1955).