

to be correct. Thus the N-O bond distance appears to be somewhat shorter than normal. The C-N distance,

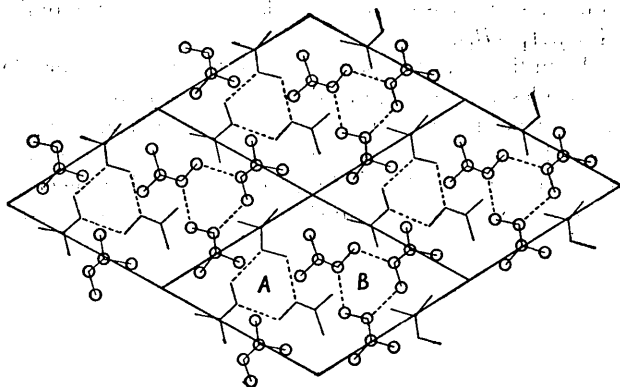


Fig. 4. Schematic projection of the crystal structure on (001). The symbols A and B represent trimers in the two layers separated by 3.51 Å.

1.29 Å., is very slightly longer than the value of 1.27 Å. given by Pauling's radii, which has been tentatively accepted by Cox & Jeffrey (1951). This shortening of the single bond and lengthening of the double bond may arise from resonance between $C=N-O$ and $C^--N=O^+$. We hope soon to be able to make calculations of the bond orders to be expected in such a system.

The difference between the two N-C-C bond angles

may be due to a repulsion between the oxygen atom and the *cis*-methyl group.

The van der Waals contact distance between methyl groups in the same plane shows two quite different values: In the grouping about the 6_3 axis the distance is 4.09 Å., in good agreement with the customary value of 2.0 Å. for the van der Waals radius of the methyl group. On the other hand, the grouping about the threefold axis, which has the hydrogen-bonded rings above and below, shows a distance of only 3.67 Å. (cf. Levy & Corey, 1941).

References

- BUERGER, M. J. & KLEIN, G. E. (1945). *J. Appl. Phys.* **16**, 408.
 CAUGHLAN, C. N. (1941). Thesis, University of Washington.
 COX, E. G. & JEFFREY, G. A. (1951). *Proc. Roy. Soc. A*, **207**, 110.
 DONNAY, J. D. H. & DONNAY, G. H. (1949). *Acta Cryst.* **2**, 366.
 GIGUÈRE, P. A. & SCHOMAKER, V. (1943). *J. Amer. Chem. Soc.* **65**, 2025.
 JERSLEV, B. (1948). *Acta Cryst.* **1**, 21.
 LEVY, H. A. & COREY, R. B. (1941). *J. Amer. Chem. Soc.* **63**, 2095.
 PATTERSON, A. L. (1935). *Z. Kristallogr.* **90**, 517.
 PAULING, L. (1944). *The Nature of the Chemical Bond*. Ithaca: Cornell University Press.
 ROTH, W. L. & HARKER, D. (1948). *Acta Cryst.* **1**, 34.
 SCHOMAKER, V. & STEVENSON, D. P. (1941). *J. Amer. Chem. Soc.* **63**, 37.

Acta Cryst. (1951). **4**, 453

Étude Théorique de la Diffusion de la Lumière par un Fluide présentant un seul Axe d'Isotropie: Application aux Cristaux Liquides du Type Nématique

PAR PIERRE CHATELAIN

Laboratoire de Minéralogie, Faculté des Sciences de Montpellier, Hérault, France

(Reçu le 15 décembre 1950)

A theoretical study is made of the diffusion of light by a liquid composed of anisotropic particles which show fluctuations in orientation and are so distributed that the medium possesses a unique isotropic axis. Two cases are considered: (1) discrete anisotropic molecules; (2) large groups of parallel anisotropic molecules dispersed among isolated molecules. In the two cases the theory leads to depolarization factors greatly in excess of unity. Spherical groups, of radius 0.1μ , containing 10^6 molecules of azoxyanisole arranged parallel and inclined at an angle $\theta < 36^\circ$ to the isotropic axis and single molecules inclined at an angle $\theta > 36^\circ$ are discussed in detail, and the results obtained agree in order of magnitude with experiment. It can, therefore, be concluded that in nematic liquid crystals diffusion is due to fluctuations in the orientation of the molecules round the isotropic axis and that the fluctuations in two molecules can be treated as independent only if their separation exceeds 0.1μ .

Introduction

Les résultats relatifs à la diffusion de la lumière polarisée par une lame orientée de para-azoxyanisole,

dans sa phase nématique, ont été donnés, dans quatre cas principaux, accompagnés d'une ébauche d'interprétation théorique (Chatelain, 1948). Si l'hypothèse du

groupement des molécules permet de comprendre aisément la grande intensité de la lumière diffusée, il n'avait pas été possible de rendre compte de façon précise de son état de polarisation, en apparence anormal: dans les conditions expérimentales réalisées dans cette étude, la lumière diffusée vibre, principalement, dans une direction perpendiculaire à la vibration incidente, excitant la diffusion; les facteurs de dépolarisation sont supérieurs à 1, et atteignent des valeurs de l'ordre de 8 pour les faibles angles de diffusion.

Nous allons montrer qu'il est possible d'interpréter presque quantitativement ces résultats, en admettant que la diffusion est, dans le milieu cristal liquide, essentiellement produite par les fluctuations d'orientation de particules anisotropes.

Structure du milieu diffusant

Le milieu cristal liquide orienté se comporte, au point de vue optique, comme un milieu uniaxe d'axe optique D ; D représente la position moyenne de la direction d'allongement des molécules d'azoxyanisole, qui, par suite de l'agitation thermique, fluctuent autour de D , de telle sorte que D est le seul axe d'isotropie du milieu.

La théorie de la diffusion va donc être faite pour des milieux présentant un seul axe d'isotropie et dans lesquels se produisent d'importantes fluctuations d'orientation des éléments anisotropes diffusants dans deux cas: 1^e—les éléments dont les fluctuations peuvent être considérées comme indépendantes sont constitués d'une seule molécule (dite indépendante) fortement anisotrope; 2^e—les éléments diffusants sont sphériques, composés d'un grand nombre de molécules anisotropes parallèles, et sont en suspension dans un fluide constitué de molécules indépendantes. Le résultat des calculs ne sera donné que dans le cas le plus symétrique; celui où l'axe d'isotropie est perpendiculaire au plan de diffusion; indiquons seulement que des résultats analogues sont obtenus dans le cas où le plan de diffusion contient l'axe optique.

Notations

L'orientation d'une molécule sera rapportée au trièdre $oxyz$, ox orienté dans le sens de la lumière incidente, oz suivant l'axe d'isotropie (Fig. 1). La lumière incidente est polarisée rectilignement soit suivant oy (cas (Ia), indice n_o) soit suivant oz (cas (Ib) indice n_e). $V = V_0 \sin(\omega t - \gamma)$ désigne le champ électrique incident dans le vide, $E = E_0 \sin(\omega t - \gamma')$ le champ polarisant les molécules de cristal liquide.

La lumière diffusée se propage dans le milieu cristal liquide suivant ox' dans le plan xoy , faisant l'angle ϕ (angle de diffusion) avec ox ; la vibration diffusée sera décomposée suivant oy' perpendiculaire à $x'oz$ (indice n_o) et oz (indice n_e).

A et C désigneront les polarisabilités principales de la molécule, C dirigé suivant son allongement, fait l'angle θ avec oz , A dans xoy fait l'angle ψ avec ox . (Dans le cristal liquide, les molécules tournant autour

de C par suite de l'agitation thermique, tout se passe comme si cette direction était un axe de révolution; dans le solide, il n'en est plus de même; si A_1 , B_1 et C sont les polarisabilités de la molécule immobile $A = \frac{1}{2}(A_1 + B_1)$.)

Le milieu ayant oz pour axe d'isotropie, le nombre de molécules qui, par unité de volume, font un angle θ avec oz ne dépend que de θ ; nous désignerons sous le nom de fonction de répartition des molécules $f(\theta)$ une fonction telle que le nombre, par cm^3 , $d\gamma$ de molécules dont les axes C sont compris entre θ et $\theta + d\theta$ est égal à $f(\theta) 2\pi \sin \theta d\theta$.

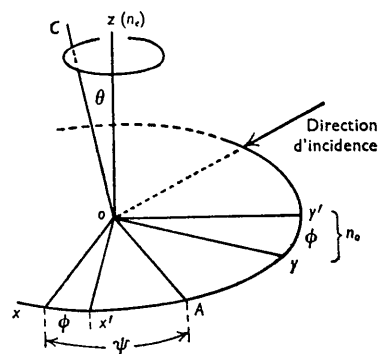


Fig. 1. Axes de référence.

Nous désignerons par I_1 , I_3 , I_5 , les intégrales:

$$I_1 = \int_0^{\frac{1}{2}\pi} f(\theta) 2\pi \sin \theta d\theta = \gamma,$$

nombre de molécules par cm^3

$$I_3 = \int_0^{\frac{1}{2}\pi} f(\theta) 2\pi \sin^3 \theta d\theta,$$

$$I_5 = \int_0^{\frac{1}{2}\pi} f(\theta) 2\pi \sin^5 \theta d\theta;$$

et par $I_{1\theta_0}$, $I_{3\theta_0}$, $I_{5\theta_0}$ les valeurs de ces intégrales quand la limite supérieure d'intégration est égale à θ_0 .

Principe du calcul

On admet actuellement que la diffusion de la lumière par un fluide est due aux fluctuations de densité et d'orientation, ou, dans le cas de mélanges, aux fluctuations de concentration; cependant dans le cas où les éléments diffusants ont des dimensions notables, l'ancienne théorie, conduisant à l'addition des intensités diffusées par chaque élément, est parfois encore utilisée. Dans le cas présent, nous ferons appel à la théorie des fluctuations, en admettant que, dans notre fluide, les fluctuations d'orientation sont beaucoup plus grandes que les fluctuations de densité. Si a_i est l'amplitude de la vibration diffusée par l'élément i dans les directions de diffusion et de polarisation envisagées, l'intensité diffusée par un cm^3 contenant k éléments diffusants, dont les fluctuations sont indépendantes, est donnée par la relation: $I = \frac{1}{2}k[\bar{a}_i^2 - (\bar{a}_i)^2]$ dans laquelle

$\overline{a_i^2}$ est la valeur moyenne du carré de a_i , et $\overline{a_i}$ la valeur moyenne de a_i pour les k éléments diffusants. Cette relation se déduit immédiatement d'une relation plus générale (Cabannes, 1929) en négligeant le terme dû aux fluctuations de densité.

Si m_i est l'amplitude de la composante, correspondant à a_i , de la polarisation de l'élément i sous l'action du champ E , λ la longueur d'onde de la lumière monochromatique utilisée et r la distance séparant le volume diffusant du point d'observation :

$$a_i = \frac{4\pi^2}{r\lambda^2} m_i,$$

d'où
$$I = \frac{8\pi^4}{r^2 \lambda^4} [\overline{m_i^2} - (\overline{m_i})^2].$$

Au lieu de donner les valeurs de I qui dépendent de r et de E , nous donnerons les valeurs de la constante de Lord Rayleigh pour les composantes des vibrations diffusées situées soit dans le plan de diffusion, soit perpendiculairement à ce plan. Cette constante est le quotient de l'intensité diffusée par l'unité de volume, dans la direction envisagée, par l'éclairement produit par le faisceau incident sur une surface normale.

Il faut noter que les résultats expérimentaux donnés antérieurement (Chatelain, 1948) sont relatifs aux brillances; pour obtenir les intensités relatives, il faut multiplier les résultats par $\cos \phi$; pour avoir les intensités absolues il faut tenir compte de l'épaisseur des préparations (0,25 mm.) et de l'absorption par diffusion.

Diffusion par des molécules indépendantes

La lumière incidente vibre suivant oy (cas (Ia)).

Le champ polarisant les molécules vaut, en étendant à un milieu présentant un seul axe d'isotropie, la théorie de Lorentz (Pellet & Chatelain, 1950)

$$E = \frac{1}{3} V (n_o^2 + 2).$$

Les composantes de la polarisation d'une molécule sont :

$$m_{y'} = E [A \cos \phi + (C - A) \cos \psi \cos (\psi - \phi) \sin^2 \theta],$$

$$m_z = -E (C - A) \cos \psi \cos \theta \sin \theta.$$

Quand ψ varie de 0 à 2π , puis θ de 0 à $\frac{1}{2}\pi$ les valeurs moyennes des amplitudes de ces composantes et de leur carré sont :

$$\overline{m_{y'}} = E_0 \cos \phi \left[A + \frac{C - A}{2} \frac{I_3}{I_1} \right],$$

$$\overline{m_z} = 0,$$

$$\overline{m_{y'}^2} = E_0^2 \left[A^2 \cos^2 \phi + \left(\frac{C - A}{2} \right)^2 (\cos^2 \phi + \frac{1}{2}) \frac{I_5}{I_1} + A(C - A) \cos^2 \phi \frac{I_3}{I_1} \right],$$

$$\overline{m_z^2} = E_0^2 \left(\frac{C - A}{2} \right)^2 \left[\frac{I_3}{I_1} - \frac{I_5}{I_1} \right].$$

Comme ici $k = \gamma = I_1$, les deux valeurs de la constante de Lord Rayleigh et la valeur du coefficient de dé-polarisation sont égales à :

$$R_{ay'} = \frac{2\pi^4}{\lambda^4} \left(\frac{n_o^2 + 2}{3} \right)^2 (C - A)^2 I_1 \left[\frac{I_5}{I_1} + 2 \cos^2 \phi \left(\frac{I_5}{I_1} - \frac{I_3^2}{I_1^2} \right) \right],$$

$$R_{az} = \frac{8\pi^4}{\lambda^4} \left(\frac{n_o^2 + 2}{3} \right)^2 (C - A)^2 I_1 \left[\frac{I_3}{I_1} - \frac{I_5}{I_1} \right],$$

$$\rho_a = \frac{R_{az}}{R_{ay'}}.$$

Un calcul analogue donne dans le cas (Ib) où la lumière incidente vibre suivant oz :

$$R_{by'} = \frac{8\pi^4}{\lambda^4} \left(\frac{n_e^2 + 2}{3} \right)^2 (C - A)^2 I_1 \left[\frac{I_3}{I_1} - \frac{I_5}{I_1} \right],$$

$$R_{bz} = \frac{16\pi^4}{\lambda^4} \left(\frac{n_e^2 + 2}{3} \right)^2 (C - A)^2 I_1 \left[\frac{I_5}{I_1} - \frac{I_3^2}{I_1^2} \right],$$

$$\rho_b = \frac{R_{by'}}{R_{bz}}.$$

Dans le cas de l'azoxyanisole les indices du solide donnent A et C , la densité du cristal liquide I_1 , les indices du cristal liquide à la température envisagée l'intégrale I_3 (Pellet & Chatelain, 1950). Pour calculer I_5 il faut préciser la forme de la fonction de répartition; nous prendrons $f(\theta) = \alpha e^{-\beta\theta^2}$. Les valeurs de I_1 et de I_3 permettent de calculer α et β et une intégration graphique la valeur de I_5 . A 122° nous trouvons $I_3/I_1 = 0,25$, $I_5/I_1 = 0,11$ d'où, pour $\phi = 10^\circ$, $\rho_a = 2,7$, $\rho_b = 1,5$. Le milieu théorique que nous venons d'imaginer diffuse donc la lumière de sorte que les coefficients de dé-polarisation sont nettement supérieurs à un. Cependant, d'une part, les valeurs calculées pour ρ sont inférieures aux valeurs expérimentales, et, d'autre part, les valeurs de R sont du même ordre de grandeur que pour un liquide ordinaire soit environ 10^{-6} fois les valeurs trouvées expérimentalement pour les cristaux liquides.

Pour obtenir un meilleur accord entre les résultats des calculs et de l'expérience, il faut essayer de tenir compte de la non-indépendance des fluctuations de molécules voisines.

Diffusion par des paquets de molécules

Il est certain que, dans le cristal liquide, les fluctuations des molécules sont plus ou moins liées suivant leur distance et leur orientation. Nous allons étudier la diffusion produite par un milieu théorique dans lequel les éléments diffusants sont des paquets sphériques, de rayon ϵ , contenant l molécules dont les axes C sont parallèles faisant l'angle θ avec l'axe d'isotropie oz . Cet angle θ varie d'un paquet à l'autre, et pour un même paquet varie par suite de l'agitation thermique entraînant d'importantes fluctuations d'anisotropie. (On peut du reste admettre que les paquets se font et se défont sous réserve que leur durée de vie soit longue vis à vis de la période de la lumière.) La réalité serait encore mieux représentée si le nombre l de molécules contenues dans

un paquet était une fonction de θ ; pour tenir partiellement compte de ce fait, sans trop compliquer les calculs, nous admettrons que l a une valeur constante, très grande si $0 < \theta < \theta_0$ et que $l = 1$ si $\theta_0 < \theta < \frac{1}{2}\pi$.

Nous réalisons ainsi un milieu formé de particules à fluctuations indépendantes, les unes, constituées par l molécules parallèles de direction $\theta < \theta_0$, sont en suspension dans un fluide formé de molécules indépendantes dont l'axe C fait un angle $\theta > \theta_0$. La presque totalité de la lumière diffusée sera due aux paquets, la lumière diffusée par les molécules indépendantes est négligeable si l est grand. Le nombre de paquets diffusants par unité de volume est

$$\left[k = \frac{2\pi}{\lambda} \right] \int_0^{\theta_0} f(\theta) 2\pi \sin \theta d\theta = \frac{I_{1\theta_0}}{lK},$$

Calcul du champ de polarisation.

Nous avons montré (Pellet & Chatelain, 1950) que, dans un paquet, par suite du parallélisme des molécules, il fallait modifier le calcul de Lorentz et, qu'en définitive, tout se passe comme si le champ polarisant était le champ V du vide, agissant sur des molécules dont les polarisabilités ne seraient plus A et C mais

$$A' = \frac{A}{1 - \frac{4\pi}{3}\gamma A} \quad \text{et} \quad C' = \frac{C}{1 - \frac{4\pi}{3}\gamma C}.$$

Calcul de l'amplitude de la lumière diffusée par un paquet.

Les dimensions d'un paquet ne sont plus négligeables vis-à-vis de la longueur d'onde λ ; pour calculer a_i il faut faire la somme des vibrations diffusées par chaque molécule en tenant compte des différences de phase dues à ce que les chemins suivis par la lumière incidente et la lumière diffusée varient avec la position de la molécule dans le paquet. Des calculs analogues ont déjà été faits pour des particules isotropes; nous étendrons ici le calcul de Rocard (1930) à des particules anisotropes, en introduisant une approximation dans le calcul des retards: nous admettrons que les indices correspondant aux vibrations incidentes et diffusées sont, dans le paquet d'orientation θ , égaux aux indices moyens n_e ou n_o , suivant l'orientation des vibrations, quelque soit $\theta < \theta_0$.

Dans ces conditions, si p est la composante de la polarisation de la molécule située au centre du paquet, la composante de la polarisation m , suivant la même direction, du paquet tout entier est:

$$m = pl 3 \frac{\sin u - u \cos u}{u^3},$$

où u a pour expression soit:

$$u_1 = \frac{2\pi\epsilon}{\lambda} l (n_e^2 + n_o^2 - 2n_e n_o \cos \phi)$$

si les lumières incidente et diffusée vibrent dans des directions perpendiculaires; soit:

$$u_2 = \frac{2\pi\epsilon}{\lambda} 2n_o \sin \frac{1}{2}\phi \quad \text{ou} \quad u_3 = \frac{2\pi\epsilon}{\lambda} 2n_e \sin \frac{1}{2}\phi$$

si les deux vibrations incidente et diffusée correspondent au même indice, n_e dans le cas (2), n_o dans le cas (3).

Il ne reste plus qu'à prendre les valeurs moyennes de m et de m^2 quand ψ varie de 0 à 2π , et θ , de 0 à θ_0 (m dépend de ces angles par l'intermédiaire de ϕ , dont les valeurs ont été données dans le paragraphe relatif à la diffusion par des molécules indépendantes).

Les valeurs des constantes de Lord Rayleigh et du facteur de dépolarisation.

Ces valeurs sont, dans le cas (1a):

$$R_{ay'} = \frac{8\pi^4}{\lambda^4} (C' - A')^2 I_{1\theta_0} l \left[\frac{I_{5\theta_0}}{I_{1\theta_0}} + 2 \cos^2 \phi \left(\frac{I_{5\theta_0}}{I_{1\theta_0}} - \frac{I_{3\theta_0}^2}{I_{1\theta_0}^2} \right) \right] \times \left(3 \frac{\sin u_2 - u_2 \cos u_2}{u_2^3} \right)^2,$$

$$R_{az} = \frac{8\pi^4}{\lambda^4} (C' - A')^2 I_{1\theta_0} l \left[\frac{I_{3\theta_0}}{I_{1\theta_0}} - \frac{I_{5\theta_0}}{I_{1\theta_0}} \right] \times \left(3 \frac{\sin u_1 - u_1 \cos u_1}{u_1^3} \right)^2,$$

$$\rho_a = \frac{R_{az}}{R_{ay'}};$$

et dans le cas (1b):

$$R_{by'} = \frac{8\pi^4}{\lambda^4} (C' - A')^2 I_{1\theta_0} l \left[\frac{I_{3\theta_0}}{I_{1\theta_0}} - \frac{I_{5\theta_0}}{I_{1\theta_0}} \right] \times \left(3 \frac{\sin u_1 - u_1 \cos u_1}{u_1^3} \right)^2,$$

$$R_{bz} = \frac{16\pi^4}{\lambda^4} (C' - A')^2 I_{1\theta_0} l \left[\frac{I_{5\theta_0}}{I_{1\theta_0}} - \frac{I_{3\theta_0}^2}{I_{1\theta_0}^2} \right] \times \left(3 \frac{\sin u_3 - u_3 \cos u_3}{u_3^3} \right)^2,$$

$$\rho_b = \frac{R_{by'}}{R_{bz}}.$$

Il ressort de la comparaison de ces résultats et de ceux donnés pour le cas des molécules indépendantes que:

1°. Pour les faibles valeurs de ϕ , le terme en u étant voisin de l'unité, les intégrales $I_{1\theta_0}$, $I_{3\theta_0}$, $I_{5\theta_0}$ des fractions importantes des intégrales I_1 , I_2 , I_3 , C' et A' comparables à C et A , les nouvelles valeurs de R sont sensiblement égales aux valeurs trouvées en premier lieu multipliées par l , nombre de molécules contenues dans les paquets; nous verrons qu'il faut prendre l égal à $1,1 \times 10^6$.

2°. Le terme en u varie beaucoup avec ϕ , d'où la dissymétrie du diagramme de diffusion.

3°. $R_{az} = R_{by}$, conformément à l'expérience et au principe de réciprocité; cette égalité n'a pas été trouvée dans notre premier calcul, la différence entre ces deux cas est due, pour ce point, au nouveau mode de calcul du champ de polarisation introduit ici.

4°. Le paramètre supplémentaire θ_0 doit permettre, par un choix judicieux, de trouver pour ρ des valeurs comparables aux valeurs expérimentales.

Valeur de l .

Le nombre de molécules contenues dans un paquet peut être déterminé à partir des mesures absolues d'intensité ou à partir des mesures relatives. Ces dernières étant plus sûres, le calcul du rayon des particules a été fait en utilisant la valeur du rapport des intensités diffusées par une préparation d'azoxyanisole vers l'avant ($\phi = 9^\circ$) et vers l'arrière ($\phi = 180 - 9$), dans les mêmes conditions expérimentales; on trouve $\epsilon = 0,1 \mu$ d'où $l = 1,1 \times 10^6$ molécules à 125°C .

Valeur de θ_0 .

Le calcul de I_1, I_3, I_5 a été fait comme précédemment en partant d'une fonction $f(\theta)$ de la forme $ae^{-\beta\theta^2}$ et en tenant compte des valeurs de A' et C' pour calculer α et β . Pour retrouver la valeur expérimentale $\rho_a = 8$ pour $\phi = 9^\circ$ et $t = 125^\circ \text{C}$. il faut prendre $\theta_0 = 36^\circ$.

Tous les paramètres étant ainsi fixés, il est possible de comparer complètement résultats théoriques et expérimentaux: en gros, l'accord est assez bon; dans le détail des écarts subsistent: les courbes donnant les valeurs de R en fonction de ϕ , expérimentales et théoriques ne sont pas confondues, leur formes sont assez nettement différentes; les valeurs absolues de R théoriques sont de 3 à 6 fois trop fortes; les variations réelles de ρ avec ϕ sont plus grandes que celles indiquées par la théorie; ce dernier écart n'est pas inattendu, la comparaison précise des facteurs de dépolarisation exigerait que les résultats expérimentaux soient corrigés des termes dûs à la diffusion secondaire, très importante dans le cas des cristaux liquides; cette correction n'a pu être faite, les calculs étant très complexes par suite de l'anisotropie du milieu.

On pourrait améliorer la théorie en supposant les éléments diffusants ellipsoïdaux, en faisant dépendre le nombre l de molécules qui les composent de l'angle θ ; de nouveaux paramètres seraient ainsi introduits, ils permettraient, par un choix convenable de serrer de plus près la réalité; ceci paraît peu intéressant.

Pour faire vraiment mieux, il faut partir d'une théorie de l'agitation thermique qui donnerait, au moins, la forme de la fonction de répartition $f(\theta)$, tenir

compte de ce que le cristal liquide est un milieu beaucoup plus continu que les milieux schématiques que nous avons imaginés, et pour cela introduire une fonction de corrélation entre les fluctuations de deux molécules quelconques 1 et 2; il faudrait généraliser dans le cas des fluctuations d'orientation (dépendant des variables L_1, L_2, z_{12} en adoptant les notations d'Oseen (1933)) la théorie qu'Ornstein & Zernicke (1926) ont donnée pour expliquer la diffusion par les fluides au voisinage du point critique par les fluctuations de densité (ne dépendant que de la seule variable z_{12}).

Conclusion

Nous avons montré dans ce travail que:

1°. Un milieu fluide constitué d'éléments anisotropes distribués de telle sorte que le milieu présente un seul axe d'isotropie, dans lequel les fluctuations d'anisotropie prédominent, peut diffuser la lumière de façon que les coefficients de dépolarisation soient supérieurs à un.

2°. Si les éléments diffusants sont formés de 10^6 molécules d'azoxyanisole parallèles quand leur direction fait un angle $\theta < 36^\circ$ avec l'axe d'isotropie et d'une seule molécule si $\theta > 36^\circ$, les valeurs calculées et mesurées de l'intensité diffusée et des coefficients de dépolarisation sont tout à fait comparables.

Bien que l'accord quantitatif ne soit pas encore parfait entre la théorie, forcément trop schématique, et l'expérience, il est possible d'affirmer que, comme l'opalescence critique est due aux fluctuations de densité, et l'opalescence des mélanges binaires aux fluctuations de concentration, l'opalescence, observée dans la phase nématique orientée, est due, essentiellement, à la prépondérance des fluctuations d'anisotropie se produisant dans un milieu présentant un seul axe d'isotropie. L'effet le plus remarquable de ces fluctuations est de fournir une lumière diffusée qui, dans des conditions expérimentales convenables, vibre presque complètement perpendiculairement à la vibration excitant cette diffusion.

Bibliographie

- CABANNES, J. (1929). *Recueil des conférences rapports de documentation sur la physique*, **16**, 211.
 CHATELAIN, P. (1948). *Acta Cryst.* **1**, 315.
 ORNSTEIN, L. S. & ZERNICKE, F. (1926). *Phys. Z.* **27**, 761.
 OSEEN, W. (1933). *Trans. Faraday Soc.* **148**, 883.
 PELLET, O. & CHATELAIN, P. (1950). *Bull. Soc. franç. Minér.* **73**, 154.
 ROCARD, Y. (1930). *Rev. Opt. (théor. instrum.)*, **9**, 97.