

This article was downloaded by: [Tomsk State University of Control Systems and Radio]

On: 23 February 2013, At: 03:00

Publisher: Taylor & Francis

Informa Ltd Registered in England and Wales Registered Number: 1072954

Registered office: Mortimer House, 37-41 Mortimer Street, London W1T 3JH, UK



## Molecular Crystals and Liquid Crystals

Publication details, including instructions for authors and subscription information:

<http://www.tandfonline.com/loi/gmcl16>

## Deformations Periodiques Induites par une Forte Agitation Hydrogynamique dans un Nematique en Regime de Conduction

P. H. Bolomey<sup>a</sup> & J. Robert<sup>b c a</sup>

<sup>a</sup> Laboratoire de Physique Expérimentale, Ecole Polytechnique Fédérale, CH-1007, Lausanne, Suisse

<sup>b</sup> LETICommissariat à l'Energie Atomique, 85 X, 38041, Grenoble, France

<sup>c</sup> Direction des Industries Electroniques et de l'Informatique, Ministère de l'Industrie, 120 Rue du Cherche Midi, 75006, Paris, France

Version of record first published: 20 Apr 2011.

To cite this article: P. H. Bolomey & J. Robert (1981): Deformations Periodiques Induites par une Forte Agitation Hydrogynamique dans un Nematique en Regime de Conduction, *Molecular Crystals and Liquid Crystals*, 73:3-4, 297-308

To link to this article: <http://dx.doi.org/10.1080/00268948108072342>

PLEASE SCROLL DOWN FOR ARTICLE

Full terms and conditions of use: <http://www.tandfonline.com/page/terms-and-conditions>

This article may be used for research, teaching, and private study purposes. Any substantial or systematic reproduction, redistribution, reselling, loan,

sub-licensing, systematic supply, or distribution in any form to anyone is expressly forbidden.

The publisher does not give any warranty express or implied or make any representation that the contents will be complete or accurate or up to date. The accuracy of any instructions, formulae, and drug doses should be independently verified with primary sources. The publisher shall not be liable for any loss, actions, claims, proceedings, demand, or costs or damages whatsoever or howsoever caused arising directly or indirectly in connection with or arising out of the use of this material.

# Deformations Periodiques Induites par une Forte Agitation Hydrodynamique dans un Nematique en Regime de Conduction

P. H. BOLOMEY

*Laboratoire de Physique Experimentale, Ecole Polytechnique Fédérale,  
CH-1007 Lausanne, Suisse*

et

J. ROBERT†

*LETI Commissariat à l'Energie Atomique, 85 X, 38041 Grenoble, France*

(Received October 27, 1980)

On montre que dans une couche de M.B.B.A. soumise à une tension d'excitation très supérieure au seuil  $V_c$  de l'instabilité électrohydrodynamique de type Carr-Helfrich-Orsay ( $V/V_c > 2,4$ ) il y a persistance des déformations périodiques de l'alignement moléculaire. De plus, une nouvelle déformation associée à un écoulement hydrodynamique dans le plan perpendiculaire au champ appliqué a été mise en évidence. Cet écoulement et la déformation correspondante peuvent être attribués aux phénomènes électroconvectifs des phases isotropes.

A M.B.B.A. layer has been submitted to an electrical field excitation far superior to the threshold  $V_c$  of the Carr-Helfrich-Orsay type of electrohydrodynamical instability ( $V/V_c > 2,4$ ). It was found that the periodical deformations of the molecular lines persisted. Moreover, a new deformation was found that is associated with an hydrodynamical flowing in the plane perpendicular to the applied field. This flowing and the corresponding deformation can be attributed to electroconvective phenomena in isotropic phases.

## INTRODUCTION

Les cristaux liquides nématiques (C.L.N.) soumis à une excitation électrique sont caractérisés par une instabilité électrohydrodynamique qui résulte des

---

† Adresse actuelle: Direction des Industries Electroniques et de l'Informatique, Ministère de l'Industrie, 120 Rue du Cherche Midi, 75006 Paris, France.

propriétés d'anisotropie du milieu—modèle Carr-Helfrich-Orsay.<sup>1,2</sup> Les phénomènes observés au seuil ont été largement étudiés.<sup>3</sup> Au-delà du seuil, la complexité de l'analyse mathématique limite les études théoriques; de plus, la recherche expérimentale est restée relativement pauvre. Néanmoins, les travaux faits dans le régime de conduction montrent que:<sup>4-10</sup>

a) pour des tensions telles que  $1,1 \lesssim V/V_s \lesssim 1,6$  les domaines de Williams oscillent. Sur la Figure 1 cette instabilité est notée D.W.O. (domaines de Williams oscillants).

b) pour des tensions telles que  $1,6 \lesssim V/V_s \lesssim 2,4$  un réseau bidimensionnel oscillant (R.B.O.) (Figure 1) se forme.

Dans cet article nous montrons que, pour des excitations encore plus grandes ( $V/V_s > 2,4$ ) les déformations périodiques de l'alignement moléculaire persistent.

## DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le C.L.N. étudié est le N-(*p*-methoxybenzylidène)-*p*-butylaniline (M.B.B.A.) dont la conductivité varie, selon la provenance, entre  $3 \cdot 10^{-9}$  et  $5 \cdot 10^{-11}$  ( $\Omega \cdot \text{cm}$ )<sup>-1</sup>. Toutes nos observations sont faites à l'aide d'un microscope polarisant équipé d'un dispositif (lentille de Bertrand) qui permet une mise au point dans le plan focal image de l'objectif. Dans ce plan nous pouvons placer des écrans filtrant seulement certaines composantes du phénomène de diffraction (filtrage des fréquences).

Les cellules utilisées sont du type sandwich; leur épaisseur  $d$  est comprise entre 20  $\mu\text{m}$  et 125  $\mu\text{m}$ . L'orientation des molécules est planaire homogène; cette orientation est induite par une couche de SiO déposée sous incidence oblique (ancrage fort) ou par frottement (ancrage en général faible).

Dans les axes de coordonnées définis sur la Figure 2, la configuration initiale est:  $n_0$  (1,0,0). Une déformation périodique de l'angle  $\theta$  conduit à la formation d'un réseau de phase et donne un effet de focalisation. La déformation périodique de l'angle  $\phi$  conduit à une rotation du plan de polarisation de la lumière incidente et à l'apparition d'un réseau d'amplitude en présence d'un polariseur P et d'un analyseur A.

L'excitation électrique de fréquence contrôlable mais inférieure à la fréquence critique  $\nu_c$  ( $\nu_c$  est la fréquence de coupure pour le régime de conduction) peut être de forme carrée ou sinusoïdale. L'échantillon est placé dans une enceinte thermostatisée.

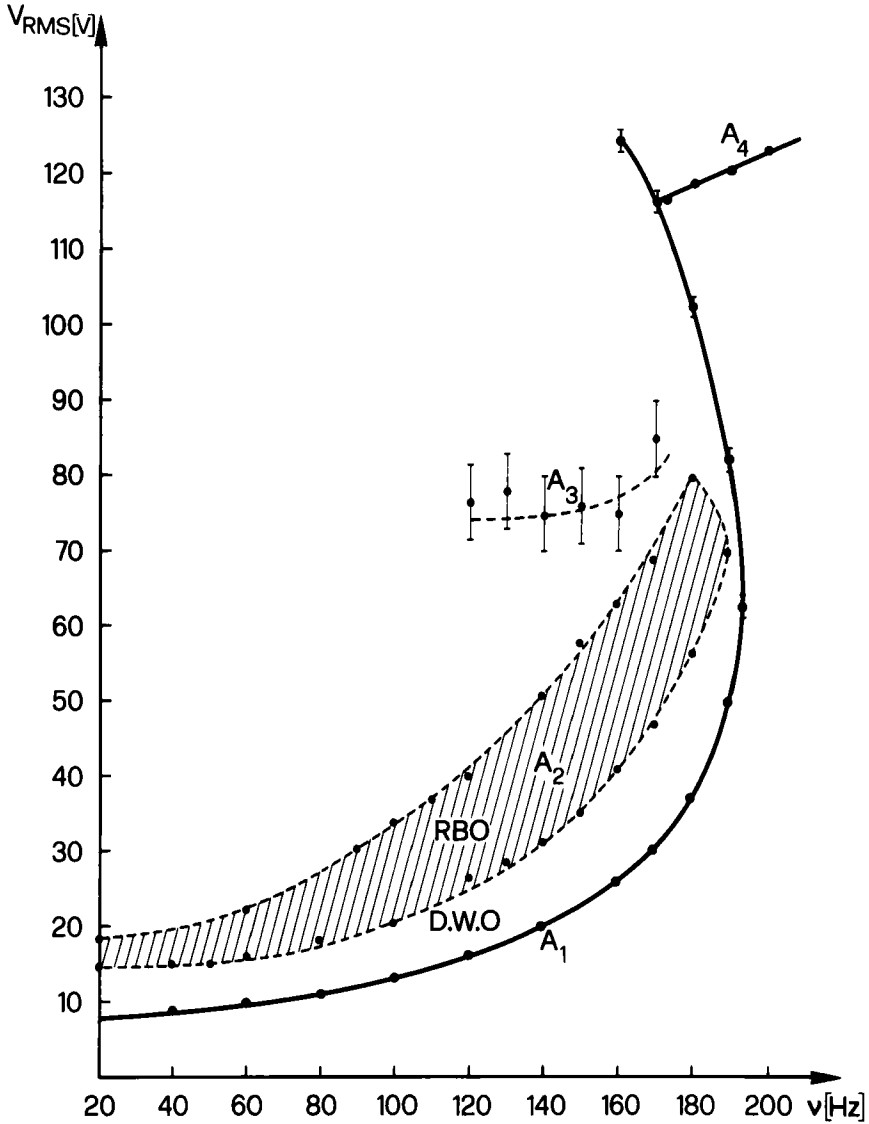


FIGURE 1 Diagramme tension-fréquence d'un échantillon de MBBA d'épaisseur  $d \approx 36 \mu\text{m}$  soumis à une excitation de forme carrée ( $T = 22^\circ\text{C}$ ). Les courbes  $A_1$  et  $A_4$  correspondent à la tension de seuil  $V_s$  de l'instabilité électrohydrodynamique en régime de conduction et en régime diélectrique respectivement. La région  $A_2$  correspond au domaine d'existence du réseau bidimensionnel oscillant et la courbe  $A_3$  à la tension  $V_B$ , seuil des nouvelles déformations se présentant sous forme de bandes obscures parallèles à  $O_y$ .

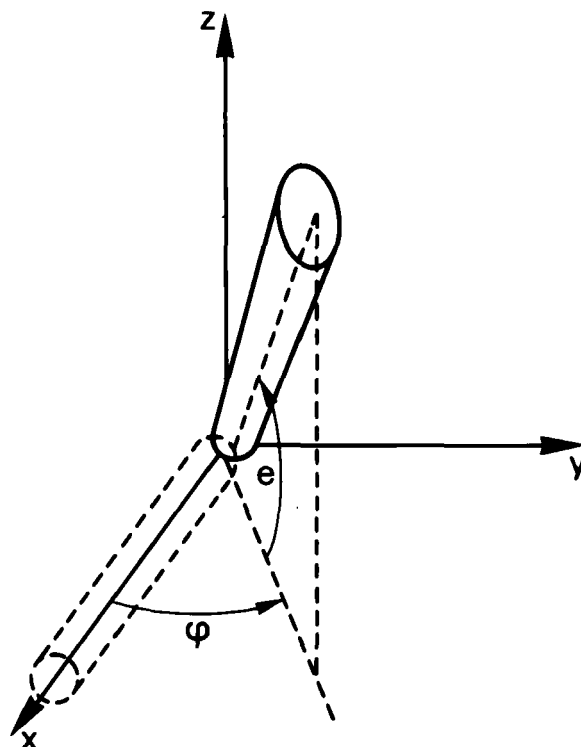


FIGURE 2 Définition des axes et des angles.

## PRINCIPAUX RESULTATS EXPERIMENTAUX

Pour une lumière polarisée linéairement selon  $x$  et pour des tensions croissantes à partir de  $2,4 \text{ Vs}$  nous observons que le réseau bidimensionnel de focales est progressivement remplacé par une structure qui rappelle les domaines de Williams oscillants (D.W.O.). L'oscillation est plus rapide et l'agitation hydrodynamique est importante. Il est difficile même avec un analyseur, de mettre en évidence un ordre spatial ou temporel.

L'observation directe n'apporte donc pas beaucoup d'informations; en revanche, l'observation de la figure de diffraction donne des renseignements sur l'ordre spatial. Cette figure de diffraction est différente si la fréquence du champ électrique appliqué est inférieure ou supérieure à une certaine fréquence caractéristique  $\nu_1$  dont la signification et les valeurs seront précisées plus loin.

Dans le cas où  $\nu < \nu_1$  et pour des tensions allant de  $\sim 2,4 \text{ Vs}$  à  $2,8 \text{ Vs}$ , les franges de diffraction caractérisant le réseau bidimensionnel sont progressivement noyées dans un fond continu.

Pour  $V/V_s > 2,8$  seules les franges de premier ordre caractérisés par les vecteurs d'onde  $\vec{q}_1$  et  $\vec{q}_2$  (Figure 3 a,b) restent discernables. Leur contraste est meilleur entre polariseurs croisés selon  $x$  et  $y$ . Expérimentalement nous constatons que  $|q_i|$  est lié à  $K_x$  par la relation:

$$|q_i| = K_x / \cos \beta \quad (1)$$

$K_x$  étant le vecteur d'onde de la déformation au seuil ( $K_x \sim \Pi/d$ ).

Pour  $V/V_s \approx 3,5$  et après un certain temps d'application du champ, les quatre taches de diffraction sont à leur tour noyées dans un fond continu. L'observation directe montre clairement que ce fond continu est dû à l'apparition de dislocations en mouvement dans la masse du C.L. L'apparition de ces dis-

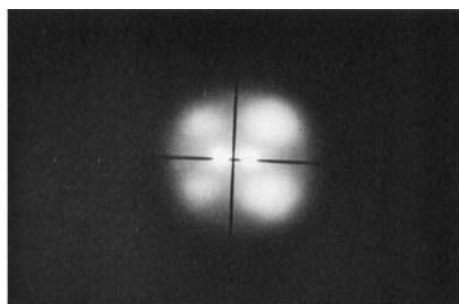
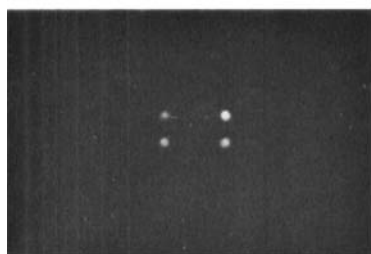
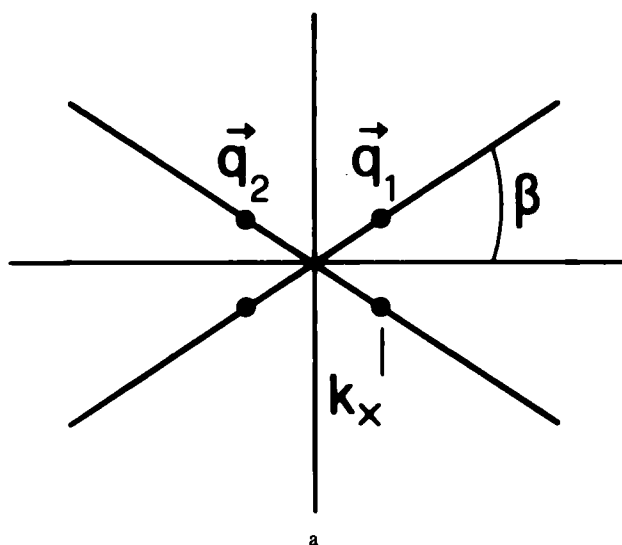


FIGURE 3 Franges de diffraction obtenues lorsque la fréquence  $\nu$  est inférieure à la fréquence caractéristique  $\nu_1$  et la tension  $V$  supérieure à  $2,8 V_s$  [cas (a) et (b)]. Dans le cas (c),  $\nu > \nu_1$  et  $V > V_s$ .

locations et le processus de diffusion associé est connu sous le nom de "secondary dynamic scattering."<sup>11-14</sup>

Pour des valeurs inférieures à  $V/V_s \approx 8$  nous constatons que dans l'intervalle de temps qui sépare l'application de l'excitation de la formation des dislocations, les quatre franges de diffraction mentionnées persistent. Ces taches sont très diffuses et difficilement séparables du fond continu. Audelà de  $V/V_s \approx 8$  nous ne les observons plus. Pour de telles tensions il est difficile de savoir si la perte de périodicité précède ou non l'apparition des dislocations.

Dans le cas où  $\nu > \nu_1$  on est amené à définir une tension  $V_B$  frontière de l'apparition de nouveaux phénomènes. La courbe  $A_3$  de la Figure 1 donne une indication sur la valeur de la tension  $V_B$  et sur son évolution avec la fréquence  $\nu$ . Il faut noter que, pour un échantillon donné, cette tension  $V_B$  est inférieure aux tensions définies par le prolongement de la courbe seuil du régime diélectrique (courbe  $A_4$  Figure 1).

Pour  $V < V_B$  les figures directe et de diffraction sont semblables à celles obtenues pour  $\nu < \nu_1$ .

Pour  $V = V_B$  et entre polariseurs croisés selon  $x$  et  $y$ , de nouvelles franges de diffraction selon  $x$  apparaissent (Figure 3 c). Ces franges semblent caractériser une déformation périodique selon  $x$ , de périodicité  $L_x \sim 4d$ .

Comme nous l'avons signalé, les mouvements hydrodynamiques gênent l'observation directe. Cependant, malgré la dépendance temporelle, nous remarquons que les focales forment une figure du type "chevrons."

Entre polariseurs croisés, apparaît un système de bandes obscures parallèles à  $y$ ; leur contraste est faible. Cette configuration est beaucoup plus nette si nous utilisons la technique du filtrage des fréquences. La position et le contraste de ces bandes obscures et claires se modifie par rotation de l'échantillon autour de l'axe  $z$  (Figure 4). La permutation des bandes claires et obscures par rotation de l'échantillon de  $180^\circ$  autour des axes  $x$  ou  $y$  permet de déduire que la distortion de structure est de la forme  $\cos m_z \phi \cdot z$  ( $z = 0$  définit le plan médian de l'échantillon). Une telle dépendance est plus facile à détecter dans le cas de l'observation d'une cellule à structure initiale en hélice; les bandes obscures sont alors toujours perpendiculaires à la bissectrice de l'angle de torsion.

Signalons aussi l'existence d'un mouvement du fluide selon la direction  $y$ ; ce mouvement est de la forme  $V_y \sim -\cos m_x \cdot x$  si la distorsion correspondante est en  $\sin m_x \cdot x$ . Le mouvement selon  $y$  est difficilement discernable étant donnée la présence de l'agitation hydrodynamique apparemment irrégulière.

Pour des tensions supérieures à  $V_B$ , le contraste des bandes obscures s'améliore, mais l'agitation hydrodynamique augmente aussi et masque l'évolution du pas  $L_x$  avec la tension. Quand le seuil de la "diffusion dynamique secondaire" est atteint, des dislocations en mouvement font leur apparition. Au voi-



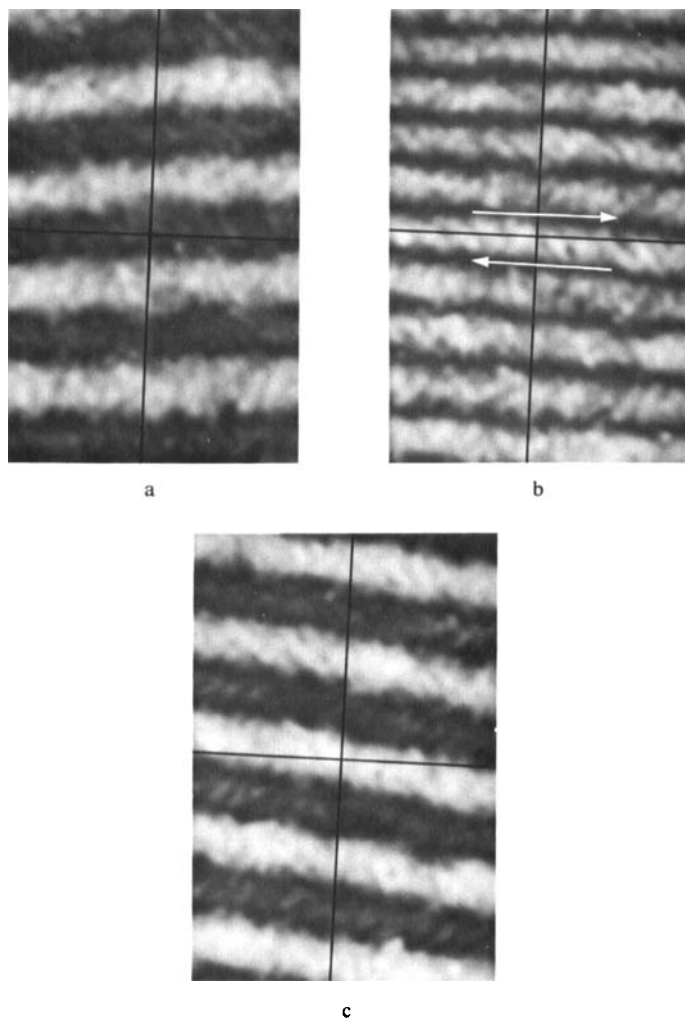


FIGURE 4 Système de bandes obscures parallèles à  $O_y$  observé entre polariseur  $P$  et analyseur  $A$  croisés sur un échantillon de MBBA d'épaisseur  $d \approx 50 \mu\text{m}$  soumis à une excitation sinusoïdale de fréquence  $\nu = 340 \text{ Hz}$  (configuration initiale  $\mathbf{n}_0 \parallel O_x$ ;  $T = 22^\circ\text{C}$ ;  $\nu_c \approx 450 \text{ Hz}$ ;  $V_B \approx 75 \text{ V}$ ). Les cas (a) et (c) correspondent à un angle  $\alpha$  entre la direction du polariseur et  $O_x$  de  $-10^\circ$  et  $+10^\circ$  respectivement. Le cas (b) correspond à  $\alpha = 0$  et les flèches indiquent le mouvement hydrodynamique selon  $O_y$ .

sinage de ce seuil nous constatons que les lignes de dislocations se déplacent généralement le long des bandes obscures. Si la densité des dislocations n'est pas très grande, le système de bandes obscures est encore décelable.

## INFLUENCE DES PARAMETRES EXPERIMENTAUX

**La fréquence** du signal électrique de commande a peu d'influence sur la tension  $V_B$  pour laquelle nous arrivons à déceler la nouvelle structure si  $\nu_1 \lesssim \nu \lesssim 0,75 \nu_c$  (Figure 1 et 7). En revanche  $V_B$  croît au voisinage de  $\nu_c$ . Il faut noter que cette nouvelle structure possède une énergie de formation assez grande ( $\sim V^2 t$ ) ce qui rend délicat la détermination de son seuil. L'écart entre  $V_B$  et la valeur de ce seuil peut être grand ( $\sim 40\%$ ) quand  $\nu$  est proche de  $\nu_1$  et plus faible ( $\sim 10\%$ ) quand  $0,75 \nu_c \lesssim \nu \lesssim \nu_c$ . Nos observations semblent indiquer que le rôle de la fréquence  $\nu_1$  vis-à-vis de la structure en bandes obscures est comparable au rôle de  $\nu_c$  vis-à-vis du régime diélectrique<sup>2</sup>; en-dessous de  $\nu_1$  le phénomène est masqué par les autres déformations. La valeur de  $\nu_1$  est une caractéristique de chaque cellule, elle est fonction tant des paramètres technologiques que des paramètres physiques.

Le nombre d'ondes  $q_l$  croît avec le rapport  $\nu/\nu_c$ , croissance qui reste liée à celle du nombre d'onde  $K_x$ . Par contre, le pas  $L_x$  de la nouvelle déformation semble indépendant de la fréquence.

L'augmentation de la *conductivité* entraîne la croissance de  $V_B$  (Figure 5) mais n'affecte pas la nature des phénomènes observés. Cependant, une faible conductivité ( $\sigma < 10^{-10} (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$ ) réduit l'intervalle de fréquence ( $\nu_c$  petit). Donc, nous avons choisi de préférence des échantillons dont les conductivités sont supérieures à  $3 \cdot 10^{-10} (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$ . Pour des échantillons ayant  $\sigma_{||} \lesssim 7 \cdot 10^{-11}$

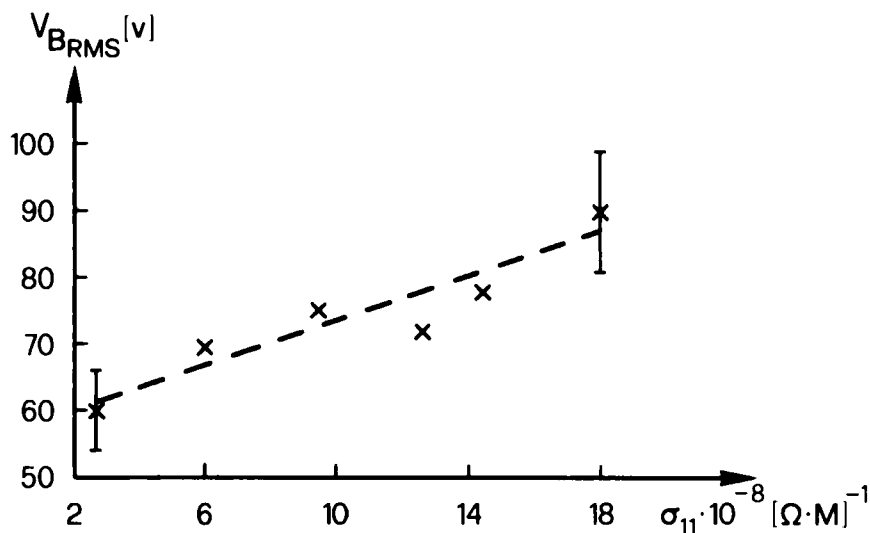


FIGURE 5 Evolution de la tension  $N_B$  en fonction de la conductivité électrique  $\sigma$  des échantillons. Les cellules ont une épaisseur  $d \approx 50 \mu\text{m}$  et une anisotropie de la conductivité  $\sigma_{||}/\sigma_{\perp} \approx 1.35$  ( $T = 22^\circ\text{C}$ ).

$(\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$  nous observons aussi la structure signalée par Khataevich et Zeinally<sup>15</sup> et qui se manifeste dans le domaine du régime diélectrique. De manière qualitative, nous avons constaté qu'une diminution de l'anisotropie  $\sigma_a$  entraîne une diminution de la fréquence  $\nu_1$ .

Quand la température augmente, la tension  $V_B$  croît et la fréquence  $\nu_1$  diminue (Figure 6). Au voisinage de la température de transition nématique  $\rightarrow$  isotrope  $T_c$  ( $T_c - T \approx 1^\circ\text{C}$ ) nous constatons que  $V_s$  diverge tandis que  $V_B$  semble se stabiliser et même diminuer. Ainsi, par un choix judicieux de la fréquence ( $\nu/\nu_c$  restant plus petit que 1) nous arrivons à éliminer toute autre structure à l'exception de celle en bandes obscures parallèles à  $y$ . En phase isotrope, l'agitation hydrodynamique persiste même à des tensions inférieures à  $V_B$ . Dans le cas considéré de la Figure 6 à  $T = 46^\circ\text{C}$  nous décelons un mouvement hydrodynamique pour une tension de  $40\text{ V}$  ( $\nu = 30\text{ Hz}$ ). L'aspect de ce mouvement change essentiellement en fonction de la tension; il est d'abord de translation dans le plan  $xy$  et de direction aléatoire et devient rotatoire d'axe  $z$  (les zones voisines tournent dans des sens opposés) quand la tension augmente.

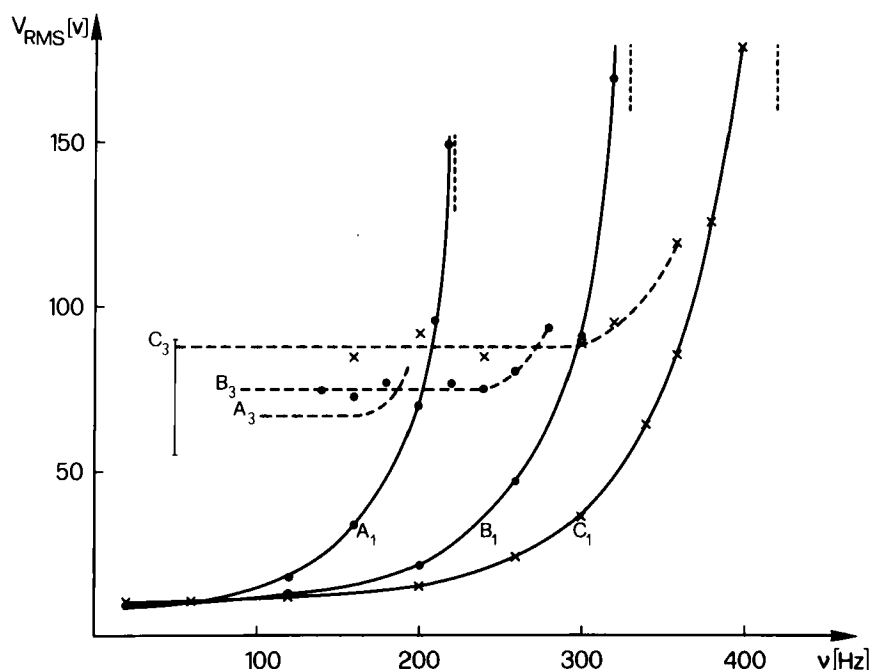


FIGURE 6  $A_1$   $B_1$   $C_1$  représentent les courbes seuil de l'instabilité électrohydrodynamique de type Carr-Helfrich-Orsay à des températures de  $30^\circ\text{C}$ ,  $35^\circ\text{C}$  et  $40^\circ\text{C}$  respectivement. La cellule de MBBA a une épaisseur  $d \approx 50\text{ }\mu\text{m}$  et la température critique vaut  $T_c \approx 44^\circ\text{C}$ .  $A_3$   $B_3$   $C_3$  représentent la tension  $V_B$  à des températures de  $30^\circ\text{C}$ ,  $35^\circ\text{C}$  et  $40^\circ\text{C}$  respectivement. Les conditions sont les mêmes que ci-dessus.

## DISCUSSION

Nous discuterons nos résultats expérimentaux pour les deux domaines de fréquence de part et d'autre de la fréquence  $\nu_1$ ,  $\nu_1$  étant la fréquence à partir de laquelle la structure en bandes obscures peut se manifester.

*Cas  $\nu < \nu_1$*  Kai *et al.*<sup>7</sup> qui ont aussi étudié ce cas signalent l'existence d'une structure apparentée aux D.W.O. pour  $2,4 \leq V/V_s < 2,8$  suivie d'une transition vers une structure qu'ils nomment "dynamic scattering mode-like" (D.S.M.-like) pour  $V/V_s \approx 2,8$  puis de deux autres transitions pour  $V/V_s \approx 4$  (D.S.M.1) et  $V/V_s \approx 7$  (D.S.M.2). Ces auteurs affirment que "dans la région D.S.M. le mouvement hydrodynamique n'est pas périodique dans le temps et reste indéterminé dans l'espace; l'état D.S.M.2 représente la transition vers la turbulence." Dans la gamme  $2,4 \leq V/V_s \leq 2,8$  nos résultats sont en bon accord avec ceux de Kai *et al.* Pour  $2,8 \leq V/V_s \leq 8$  nous avons mis en évidence et ceci pour la première fois, des déformations périodiques par observation de la figure de diffraction (Figure 3a, 3b). Cette figure de diffraction montre clairement qu'il existe encore des déformations périodiques de l'alignement moléculaire.

*Cas  $\nu \geq \nu_1$*  Un résultat important est la mise en évidence d'une nouvelle structure formée de bandes obscures et claires perpendiculaires à la direction de l'orientation initiale (Figure 4). Son observation directe en lumière polarisée et sa figure de diffraction (Figure 3c—les deux franges selon  $x$ ) nous amènent à conclure que la déformation de l'alignement moléculaire est du type:

$$\phi_{(x,z)} \sim \sin m_x \cdot x \cos m_z \cdot z \quad (2)$$

avec  $m_{z\phi} = \Pi/d$  (ancrage fort) ou  $m_{z\phi} < \Pi/d$  (ancrage faible) La composante observée de la vitesse

$$V_y \sim -\cos m_x \cdot x \cos m_z \cdot z, m_z = \Pi/d \quad (3)$$

peut être responsable d'une telle déformation.

Le comportement en fonction de la température est un point important pour la compréhension des phénomènes. En phase nématique et au voisinage de  $T_c$ ,  $V_B$  peut être inférieur à  $V_s$ ; en phase isotrope le mouvement hydrodynamique persiste. On peut donc se demander si l'instabilité électrohydrodynamique est due: à l'anisotropie  $\sigma_a$ , (instabilité de type Carr-Helfrich-Orsay) à des phénomènes électroconvectifs propres à la phase isotrope, ou plutôt à la coexistence des deux phénomènes.

Des observations en phase isotrope ont été faites par Barnik *et al.*; ils ont considéré, comme seuil de l'instabilité, la tension à laquelle le mouvement

tourbillonnaire apparaît. Cette instabilité est attribuée aux phénomènes électroconvectifs<sup>16,17</sup> et son seuil est approximativement défini par:

$$\frac{V_{s\text{ iso}}^2}{d^2} \sim \eta \sigma / \epsilon^2 \quad (4)$$

$\eta$ ,  $\sigma$  et  $\epsilon$  étant respectivement la viscosité, la conductivité et la constante diélectrique. Nous pensons que le mouvement décrit par l'équation (3) et la déformation associée (2) sont le résultat d'une interaction entre une instabilité à caractère isotrope et les propriétés d'anisotropie propres aux C.L., propriétés qui, en particulier, peuvent modifier l'écoulement.

En général, dans la phase mésomorphe, l'anisotropie  $\sigma_a$  est telle que  $V_s < V_{s\text{ iso}}$ . Lorsque l'instabilité anisotrope se produit avant l'instabilité isotrope, elle peut masquer complètement cette dernière. Comme  $V_s$  croît avec  $\nu$ , l'écart entre les deux seuils diminue et à partir d'une fréquence  $\nu_1$  le mode isotrope peut être décelé. Dans des conditions expérimentales particulières ( $\sigma_a$  faible,  $\nu/\nu_c \rightarrow 1$ ) on peut avoir  $V_{s\text{ iso}} < V_s$ ; dans ces conditions seule la déformation en bandes est alors présente.

Par conséquent, lorsque  $V \gtrsim V_B$  ( $V_s < V_{s\text{ iso}}$ ) les modes isotrope et anisotrope sont présents et conduisent à des effets différents; le premier est essentiellement responsable de l'écoulement du type décrit par (3) et de la déformation décrite par (2), le second est responsable d'un écoulement et d'une structure comparable aux D.W.O. Le couplage de ces modes donne une structure qui rappelle celle des chevrons.

## CONCLUSIONS

Nous retenons qu'au-delà de la tension définie par la limite supérieure de l'existence du réseau bidimensionnel, il y a persistance des déformations périodiques de l'alignement moléculaire. De plus, nous avons mis en évidence une nouvelle déformation liée aux effets électrohydrodynamiques. Cette déformation est caractérisée par une composante de vitesse selon  $y$  et une rotation du directeur d'axe  $z$ ; elle apparaît au-delà de la fréquence  $\nu_1$  et de la tension  $V_B$ .

## References

1. W. Helfrich, *J. Chem. Phys.*, **51**, 4092 (1969).
2. E. Dubois-Violette, P. G. de Gennes, O. Parodi, *J. de Physique*, **32**, 305 (1971).
3. Voir par exemple les références citées dans: (a) P. G. de Gennes, *The Physics of Liquid Crystals*, Clarendon Press, Oxford (1974), (b) W. J. A. Goossens, *Advances in Liquid Crystals*, Academic Press (1978).
4. W. S. Quon, E. Wiener Avnear, *Solid State Commun.*, **15**, 1761, (1974).
5. S. Akahoshi, K. Miyakawa, A. Takase, *Japan J. Appl. Phys.*, **15**, 1839 (1976).

6. K. Miyakawa, S. Akahoshi, *Solid State Commun.*, **22**, 647 (1977).
7. (a) S. Kai, S. Araoka, H. Yamazaki, K. Hirakawa, *Memoirs of the Faculty of Engineering, Kyusu University*, **36**, 243 (1976). (b) S. Kai, K. Hirakawa, *Memoirs of the Faculty of Engineering, Kyusu University*, **36**, 269 (1977).
8. A. P. Kapustin, A. N. Trophimov, A. N. Chuvyrev, *Sov. Phys. Cryst.*, **17**, 157 (1972).
9. P. Petrescu, *Opt. Commun.*, **19**, 284 (1976).
10. P. H. Bolomey, C. Dimitropoulos, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, **36**, 75 (1976).
11. A. Sussman, *Appl. Phys. Lett.*, **21**, 269 (1972).
12. J. Nehring, M. S. Petty, *Phys. Lett.*, **40A**, 307 (1972).
13. R. Chang, *J. Appl. Phys.*, **44**, 1885 (1973).
14. V. N. Chirkov, V. I. Khataevich, A. Kh. Zeinaly, *Sov. Phys. Crystallogr.*, **22**, 463 (1977).
15. V. I. Khataevich, A. Kh. Zeinaly, *J.E.T.P. Lett.*, **8**, 408 (1978).
16. (a) M. I. Barnik, L. M. Blinov, M. F. Grebenkin, A. N. Trufanov, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, **37**, 47 (1976). (b) M. I. Barnik, L. M. Blinov, S. A. Pikin, A. N. Trufanov, *Sov. Phys. J.E.T.P.*, **45**, 396 (1977).
17. V. G. Chigrinov, S. A. Pikin, *Sov. Phys. Crystallogr.*, **23**, 184 (1978).