

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

On: 23 February 2013, At: 05:43

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>

Formation d'un Réseau Bidimensionnel dans un Cristal Liquide Nématique Soumis à un Champ Électrique Alternatif

P. H. Bolomey^a & C. Dimitropoulos^a

^a Laboratoire de Physique Expérimentale, École Polytechnique Fédérale, Lausanne, 33, Avenue de Cour, CH-1007, Lausanne

Version of record first published: 29 Aug 2007.

To cite this article: P. H. Bolomey & C. Dimitropoulos (1976): Formation d'un Réseau Bidimensionnel dans un Cristal Liquide Nématique Soumis à un Champ Électrique Alternatif, *Molecular Crystals and Liquid Crystals*, 36:1-2, 75-88

To link to this article: <http://dx.doi.org/10.1080/00268947608084832>

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.

Formation d'un Réseau Bidimensionnel dans un Cristal Liquide Nématique Soumis à un Champ Électrique Alternatif

P. H. BOLOMEY et C. DIMITROPOULOS

*Laboratoire de Physique Expérimentale, École Polytechnique Fédérale, Lausanne, 33,
Avenue de Cour, CH-1007 Lausanne*

(Received March 15, 1976; in final form May 15, 1976)

Lorsqu'un champ électrique alternatif est appliqué perpendiculairement à une couche de MBBA, on observe sous certaines conditions l'établissement d'un réseau bidimensionnel. Les étapes successives du processus de formation sont décrites et un modèle qualitatif expliquant ce processus est présenté. La stabilité du réseau est discutée en fonction des différents paramètres expérimentaux.

Under certain conditions it is possible to form a bi-dimensional lattice in an MBBA layer by the application of a perpendicular alternating electric field. The different successive stages in the process of formation are described and a qualitative model explaining this process is presented. The stability of the lattice is discussed in terms of the various experimental parameters.

INTRODUCTION

La formation d'un réseau unidimensionnel dans une couche mince de cristal liquide nématique (C.L.N.) soumis à un champ électrique continu ou alternatif a pour la première fois été mise en évidence par Williams¹ en 1963. Depuis, de nombreuses études expérimentales ont été effectuées et un modèle théorique a été proposé par Helfrich.² Ce modèle a été repris et étendu par les chercheurs du groupe d'Orsay³ et par Penz.⁴

Plusieurs auteurs^{5–10} ont montré que dans certaines conditions expérimentales un réseau bidimensionnel est formé. L'apparition d'un tel réseau pourrait être attribué soit à des facteurs propres au régime continu⁵ soit à des phénomènes de prétransition smectique-nématique.⁹ Dans ce travail, nous présentons des observations expérimentales et un modèle préliminaire expliquant le mécanisme de formation d'une structure bidimensionnelle, dans le régime alternatif et en l'absence de phénomènes de prétransition.

DISPOSITIFS ET RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Le dispositif expérimental de base a été décrit dans un précédent article.¹¹ Les cellules sont conçues de telle manière à imposer un champ électrique E perpendiculaire à la couche mince de CLN. L'épaisseur de celle-ci est comprise entre 15 et 150 μm . Nous avons utilisé du M.B.B.A fourni par Vari Light Corp. Une orientation homogène est obtenue par la méthode du dépôt de SiO sous incidence oblique.¹² La température de l'échantillon varie dans le domaine d'existence de la phase nématique grâce à une platine chauffante. La fréquence $\omega/2\pi$ du champ E est inférieure à la fréquence critique f_c , afin que les observations soient effectuées dans le régime de conduction.³

Dans la série de mesure que nous présentons, l'échantillon a une épaisseur d'environ 75 μm , sa température est maintenue à 22°C et la fréquence est fixée à 100 Hz. La tension V appliquée est variable. Par convention, les axes x et z d'un système cartésien correspondent respectivement aux directions parallèles à l'alignement moléculaire S et à la direction du champ E .

L'expérience montre que la transition entre les réseaux unidimensionnel et bidimensionnel est caractérisée par un certain nombre de phénomènes qui évoluent différemment en fonction de la tension appliquée. Ce fait nous permet de distinguer certaines valeurs de la tension autour desquelles un phénomène est mis en évidence plus aisément que les autres.

Au voisinage d'une tension $V_s = 7,1$ volts correspondant au seuil des instabilités électrohydrodynamiques, nous observons la formation des domaines de Williams. Ceux-ci sont dirigés selon l'axe y et apparaissent dans deux plans α et β situés respectivement de part et d'autre du plan médian du nématique. La focalisation du microscope est naturellement différente pour chacun des plans. Un examen attentif des domaines montre que leur direction présente des ondulations autour de l'axe y et cela même pour des tensions proches du seuil (Figure 1). Ces ondulations dépendent du lieu, mais pas du temps. Leur amplitude augmente avec la tension tandis que la longueur caractérisant la périodicité spatiale diminue. Lorsque la tension appliquée augmente, nous observons aussi une diminution de la distance entre les plans α et β , ceci en accord avec Penz,¹³ ainsi que l'apparition des déformations dans le plan xy déjà décrites précédemment.¹¹ On arrive donc progressivement à une situation où la distance entre les plans α et β est telle que l'image comporte simultanément les deux systèmes de domaines superposés et intercalés.

Lorsque $V = 8,3$ volts nous distinguons des régions perturbées de l'échantillon que nous noterons A , où la direction des domaines de Williams est oblique (Figure 2). Nous noterons par B les régions encore non perturbées et où la direction des domaines reste selon y compte tenu des ondulations

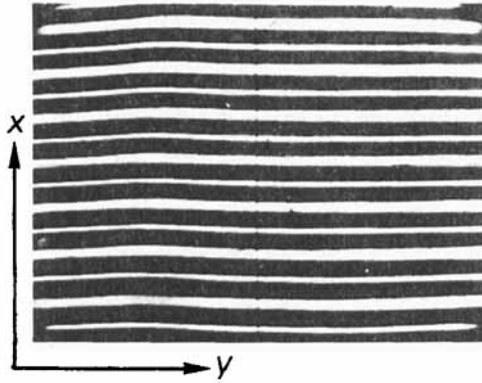


FIGURE 1 Ondulations spatiales de domaines de Williams. $V = 7,5$ volts (Grossissement 100x).

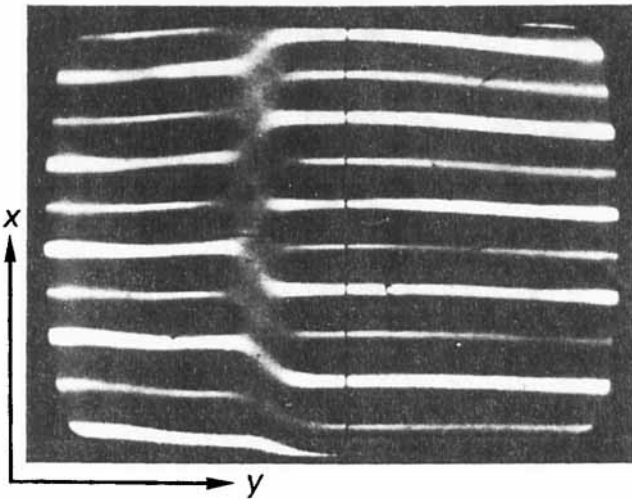


FIGURE 2 Formation des régions perturbées A. $V = 8,5$ volts ($G = 200x$).

spatiales. Les régions A sont limitées par les angles de raccordement entre les directions oblique et y. La Figure 2 montre encore que le raccordement des domaines non perturbés B au travers d'une région A, se fait avec l'un ou l'autre des deuxièmes voisins. On observe alors au sein de A un mouvement d'oscillation des directions qui a déjà été mentionné.¹⁴ Le plan de focalisation de ces stries oscillantes est différent de celui des régions B. Nous ne pouvons donc pas observer l'ensemble de l'image avec la même netteté.

Lorsque $V = 9$ volts, le nombre des régions A et la fréquence des oscillations augmentent. On observe maintenant que les oscillations des domaines dans les régions A ont pour effet de mettre en mouvement les domaines de B . Ces derniers ont alors une direction variable autour de la direction y non seulement en fonction de l'endroit (ondulation) mais aussi en fonction du temps (Figure 3). Les limites entre les régions A et B ne sont plus aussi nettes. Des courbes de raccordement ont remplacé les points anguleux et on peut définir un point d'inflexion au centre de symétrie de chaque strie de A . Soit ϕ l'angle que fait la direction y avec la tangente au point d'inflexion. Durant une oscillation, ϕ varie entre $\pm \phi_{\max}$, cette dernière valeur augmentant avec la tension.

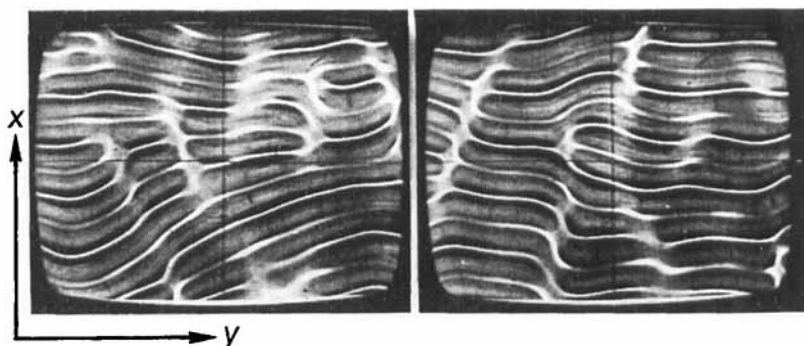


FIGURE 3 Variation en fonction du temps de la direction globale (moyenne) des domaines $a: t = t_0$, $b: t = t_0 + \Delta t$, $V = 9,5$ volts ($G = 100\times$).

Pour $V = 11$ volts, la partition des domaines en deux types de régions A et B commence à présenter une périodicité spatiale. Dans les régions B , le mouvement des domaines devient analogue à celui qui existe dans les régions A . Lorsque les fréquences d'oscillations sont du même ordre de grandeur, on ne peut plus réellement distinguer entre régions A et B . On assiste alors à la formation de structures en escalier comme le montre les Figures 4a et 4c. Au cours du temps, de telles structures oscillent globalement dans le plan xy et occupent alternativement des positions extrêmes symétriques par rapport à y . L'angle moyen formé par deux segments constituant la structure en escalier augmente lorsque l'angle entre la direction moyenne de cette structure et l'axe y augmente. Ce mouvement d'oscillation global a pour origine des ruptures de domaines aux endroits de courbures maximum. En ces endroits, il s'établit un mouvement d'oscillation local dans le plan xy qui concerne d'abord un segment de la structure en escalier puis, par entraînement, une partie plus grande du domaine considéré. La

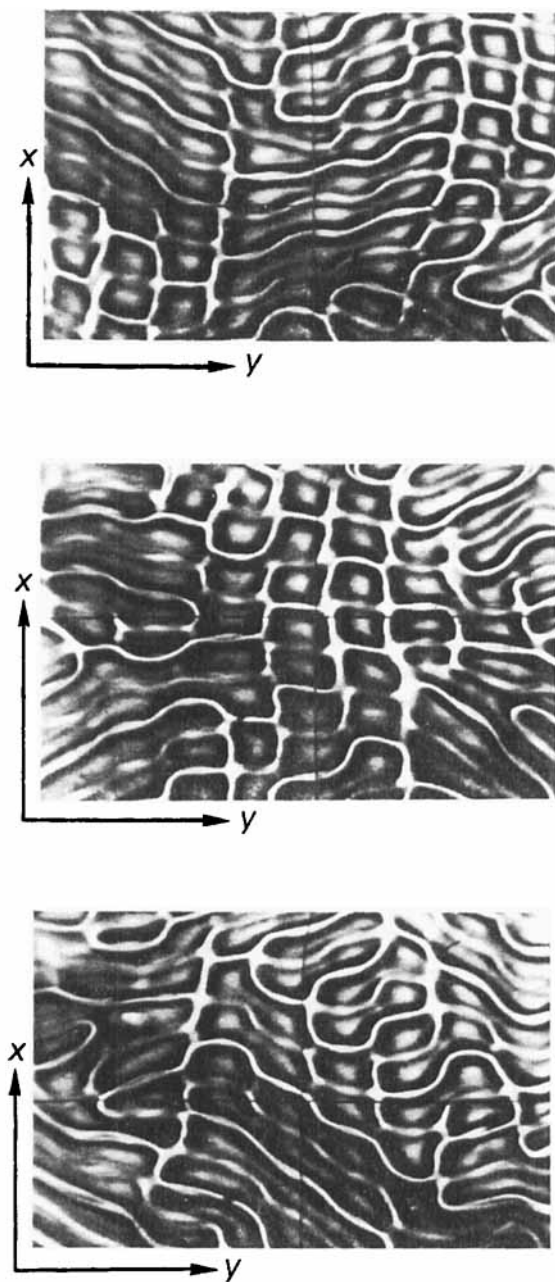


FIGURE 4 Trois positions caractéristiques de structures en escalier visible dans la partie centrale des photos $V = 12,5$ volts $G = 200\times$).

Figure 4b montre un stade intermédiaire. Nous observons l'amorce de la formation d'un réseau bidimensionnel.

Lorsque $V = 14$ volts, le processus de formation du réseau bidimensionnel se généralise (Figure 5). Ce réseau oscille globalement dans le plan xy et les directions des côtés des cellules ainsi formées fluctuent autour d'une position moyenne selon y et x mais l'ensemble est dynamiquement stable. En modifiant la mise au point, nous pouvons examiner plus en détail la structure du réseau formé. Cet examen révèle que les côtés selon x et y proviennent respectivement des régions notées précédemment A et B . De plus, les côtés selon l'un ou l'autre des axes x et y ne sont identiques, quant à leur aspect général, qu'avec leurs deuxièmes voisins. Nous observons aussi, que les points correspondants approximativement aux milieux des côtés parallèles à la direction x , sont caractérisés par une brillance plus grande (Figure 5a). Comme dans le cas des domaines de Williams, il existe plusieurs plans de focalisation. L'aspect du réseau, se modifie suivant la mise au point sur l'un ou l'autre de ces plans (Figure 5a,b). Si l'on augmente encore la tension appliquée, la fréquence du mouvement d'oscillation global augmente aussi et un désordre apparaît progressivement. Pour $V = 17$ volts, la diffusion dynamique est amorcée.

L'existence d'un réseau bidimensionnel est liée aux paramètres suivants: température, fréquence du champ E et tension appliquée. Si l'on choisit des valeurs convenables de la fréquence de E et de la température, la formation du réseau est observée dans un intervalle ΔV_b autour d'une tension V_b .

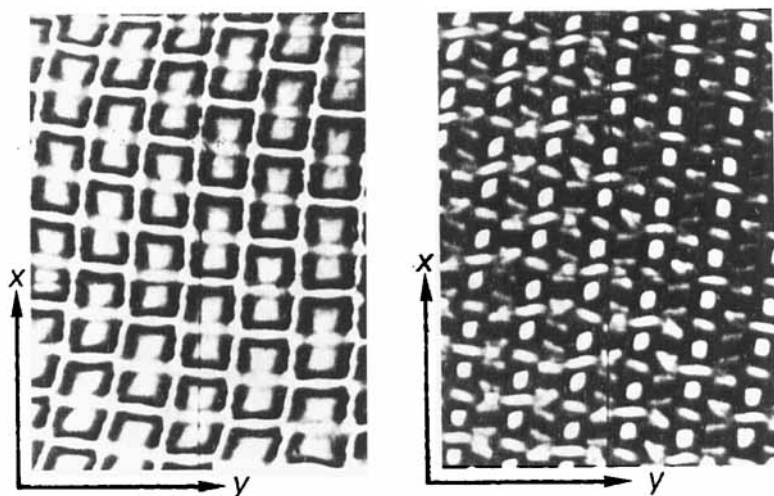


FIGURE 5 Réseau bidimensionnel. Les photos a, b correspondent à des focalisations différentes. $V = 15,5$ volts ($G = 200\times$).

Cet intervalle détermine qualitativement la stabilité du réseau. A une valeur donnée de la température correspond un domaine de fréquence pour lequel un réseau bidimensionnel peut être obtenu en choisissant convenablement la tension. Dans ce cas, V_b et ΔV_b augmentent avec la fréquence. Cependant, le réseau ne se forme plus lorsque la fréquence s'approche de f_c , délimitant les régimes diélectrique et de conduction. De même, à une valeur donnée de la fréquence, correspond un domaine de température pour lequel un réseau bidimensionnel peut être obtenu. Ici, lorsque T augmente, V_b et ΔV_b diminuent. Le Tableau I illustre quelques domaines de stabilité dans le cas du MBBA. Il faut signaler que le domaine de fréquence et l'intervalle ΔV_b dépendent des caractéristiques de l'échantillon telles que: conductivité, anisotropies diélectriques etc. Du fait du vieillissement de la cellule, celles-ci sont modifiées. Il faut aussi remarquer qu'après avoir choisi les conditions les plus favorables pour la stabilité, un temps d'établissement de l'ordre de quelques minutes¹⁰ s'écoule entre l'application du champ E et de la formation du réseau.

TABLEAU I

MBBA: épaisseur 75 μm . Quelques domaines de stabilité du réseau bidimensionnel.

T [°C]	f [Hz]	V_s [V]	V_b [V]
22	100	7,1	14-17
	200	10	19-28
	240	13	26-33
	300	22	pas de réseau
32	100	7	pas de réseau
	200	7,40	14,5-16,5
	300	9,2	17-22
	400	12,6	25-30
	500	19,6	pas de réseau
38	300	7,5	pas de réseau
	400	8,8	17,5-22,5
	500	10,8	21-22
	600	13,7	pas de réseau

Le Tableau II présente quelques données concernant les caractéristiques spatiales et les fréquences d'oscillation du réseau. L_x et L_y sont respectivement les équidistances entre côtés successifs selon x et y . L'étude des données nous permet de formuler certaines remarques:

a) Pour une fréquence donnée, la précision actuelle des mesures ne permet pas de mettre en évidence une dépendance de L_x en fonction de la tension appliquée. Par contre L_x décroît lorsque la fréquence augmente et cela de la même manière que l'équidistance entre deux domaines de Williams.

TABLEAU II

M.B.B.A. : caractéristiques du réseau bidimensionnel à 22°C.

Epaisseur de la cellule [μm]	Fréquence du E [Hz]	Tension [v]	Lx [μm]	Ly [μm]	Fréquence du réseau [Hz]
75	50	14,4	46 ± 1	54 ± 1	0,25
		15,2	46	53	0,29
		16,2	46	50	0,31
	100	18	38 ± 1	55 ± 1	0,3
		20,4	38	52	0,45
		23,3	37	48,8	0,6
		24,3	36	44,6	0,66
	150	22	34,7 ± 1	60 ± 1	0,42
		23,7	33,6	58	0,48
		24,6	34,5	54,5	0,5
		25,6	34,2	51,7	0,53
		26,8	33,3	50	0,56
		31,5	33	45,5	0,73
36	50	16	24,6 ± 1	30 ± 1	0,9
		17,5	25	30	1
		19,3	25	27	1,2
	100	22	20,7 ±	32,5 ± 1	1,4
		23	20,5	31,3	1,5
		24	20,7	29,5	1,63
		25	20	28,8	1,7
		27	20,7	27	2

b) Pour une fréquence donnée *Ly* diminue lorsque la tension augmente Cette dépendance nous empêche de mettre en évidence la relation entre *L_y* et la fréquence. Néanmoins, à la tension minimum nécessaire pour la formation du réseau il semble que *Ly* augmente avec la fréquence. Par contre, à la tension maximum *Ly* mesuré diminue lorsque la fréquence augmente pour se stabiliser vers une valeur limite. Cette valeur paraît être atteinte pour des fréquences plus basses quand l'épaisseur des cellules diminue.

c) La fréquence d'oscillation du réseau croît quand l'épaisseur de l'échantillon diminue et quand la fréquence du champ appliqué et la tension augmentent.

DISCUSSION DES RÉSULTATS ET CONCLUSIONS

Il est maintenant généralement admis que les domaines de Williams sont liés à l'apparition de mouvements cellulaires cylindriques dont l'axe est perpendiculaire à la direction de l'alignement initial *Ox*.

Les ondulations spatiales de ces domaines (Figure 1), n'ont jamais été rapportées jusqu'alors, bien qu'elles soient apparentes sur les figures des publications relatives à ce sujet.¹⁵ L'existence de ces ondulations nécessite une orientation moléculaire dans le plan xy comme celle indiquée sur la Figure 6. Une telle orientation présente une périodicité et une régularité trop marquées pour qu'elle soit créée seulement par des défauts d'alignement. Nous pensons que ces déformations, dont l'amplitude et la périodicité spatiale se modifient avec la tension, sont probablement induites comme dans le modèle de Helfrich, par une des composantes du champ effectif et par les anisotropies diélectriques et de conductivité locales. Ce mécanisme est probablement amorcé par les fluctuations thermiques des molécules.

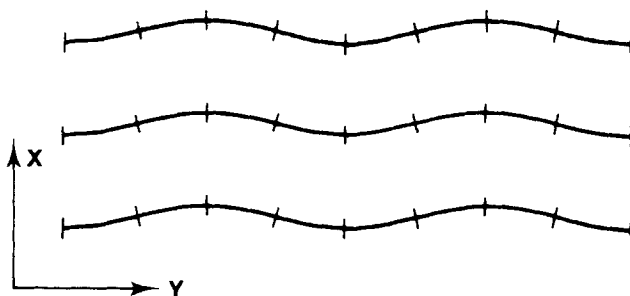


FIGURE 6 Représentation schématique de l'orientation moléculaire (petits traits) correspondant aux ondulations spatiales des domaines de Williams.

Nous pouvons donc dire que l'arrangement moléculaire induit électriquement dans la masse de l'échantillon, résulte de la superposition des déformations périodiques de même nature dans les plans xz et xy (Ref. 11) et qui se traduisent par :

- a) Flexion et cisaillement dans le plan (xz)
- b) Torsion et cisaillement dans le plan (xy).

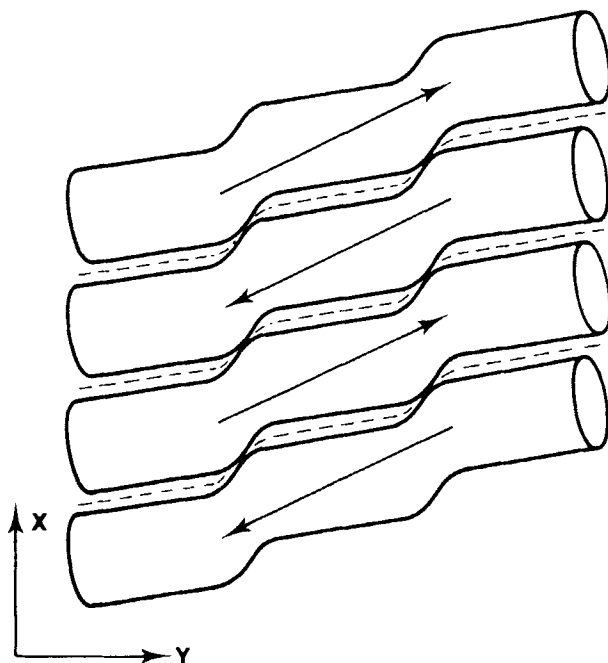
Dans l'approximation du régime de conduction, cet arrangement moléculaire est indépendant du temps. Nos expériences confirment ce fait, mais seulement jusqu'à une certaine valeur de la tension appliquée.

Les déformations périodiques énoncées ainsi que la vitesse de rotation du fluide constituant les cylindres augmentent avec la tension. Des cassures peuvent alors se produire aux points de courbure maximale. Les cylindres se raccordent ensuite avec l'un ou l'autre des deuxièmes voisins. Ce processus est énergétiquement favorable car les sens de rotation des fluides sont les mêmes.¹⁴ Optiquement ceci correspond à l'apparition des régions de focales

perturbées A . A partir de ce moment, l'arrangement moléculaire dans les régions A cesse d'être indépendant du temps.

Les phénomènes décrits plus haut s'accroissent en fonction de la tension appliquée et entraînent progressivement des perturbations de l'alignement moléculaire dépendantes du temps, dans toute la masse de l'échantillon. Ceci se traduit optiquement par les phénomènes décrits lorsque la tension dépasse 9 volts.

La Figure 7 représente l'étape finale de la formation du réseau. Un ensemble de cylindres de fluide dont la rotation est alternativement de sens opposés, oscillent entre les positions a et c . La position b devient progressivement une position d'équilibre dynamique. On remarque que, par continuité, les sens de rotations du fluide dans des cellules voisines sont opposés. Ceci explique l'alternance de l'aspect des focales selon les axes x et y et nous conduit à proposer le modèle de la Figure 8 pour expliquer les mouvements dans la masse de l'échantillon. L'oscillation autour de la position médiane b , ainsi que les déformations géométriques des cellules, rendent possible le raccordement alternatif à gauche et à droite entre les cellules diagonales possédant le même sens de rotations. En suivant la direction y , deux cellules



(a)

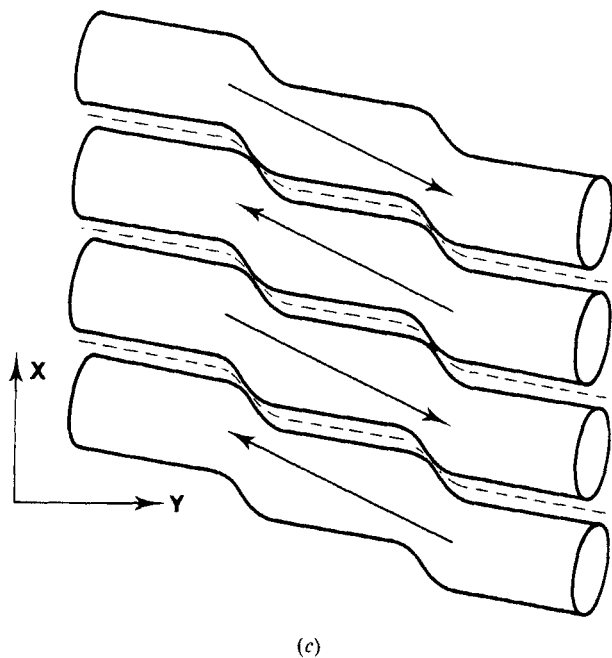
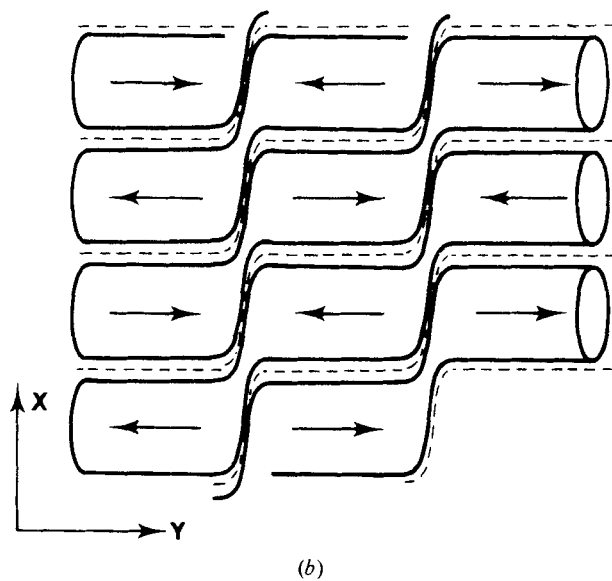
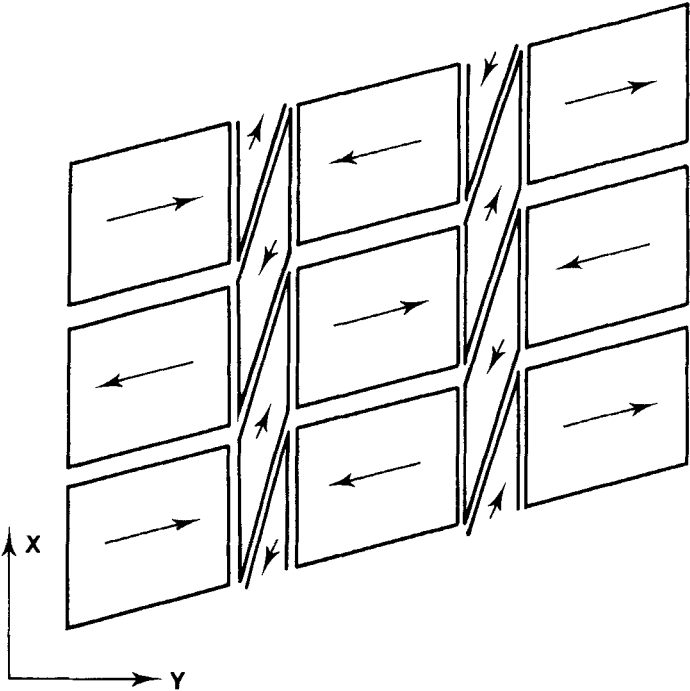
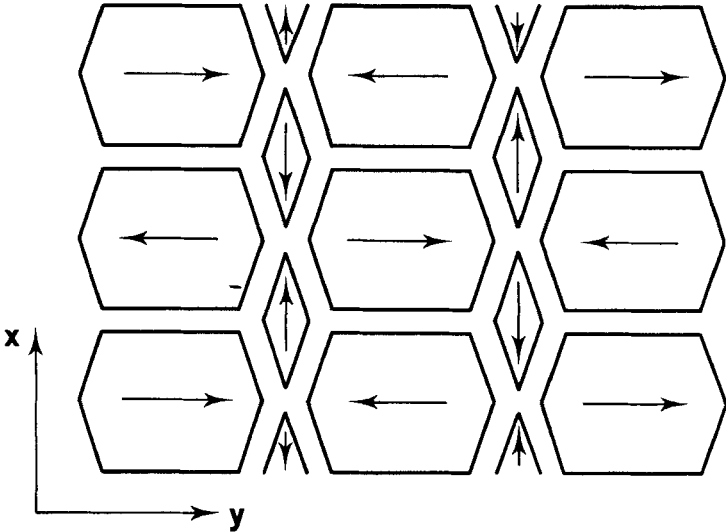


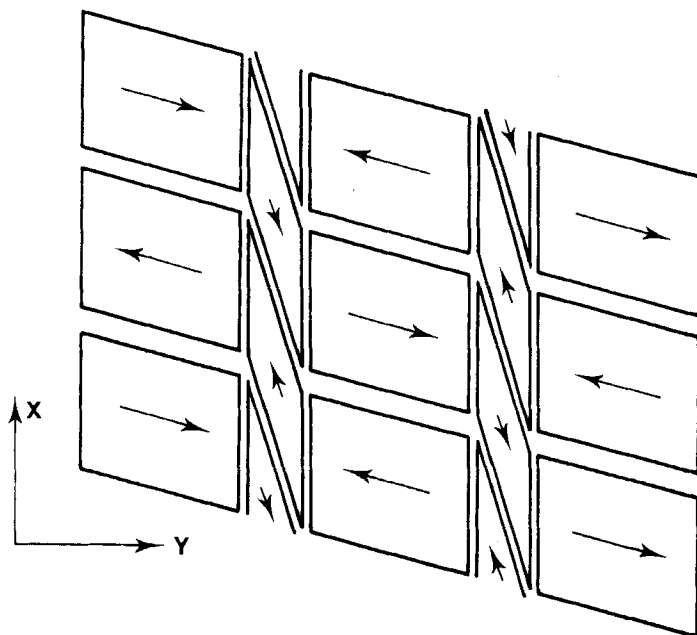
FIGURE 7 Formation du réseau (étape de structure en escalier). Les flèches représentent les vecteurs rotation. En pointillé, les positions de focales réelles.



(a)



(b)



(c)

FIGURE 8 Modèle pour les mouvements du fluide. Les flèches représentent les vecteurs rotation. Le réseau oscille autour de la position médiane b .

sont séparées par une région caractérisée par un rotationnel selon x , ce qui explique la formation des focales alignées sur cette direction. Le sens de ce vecteur rotation change périodiquement, ce qui se traduit par l'existence de points brillants que nous avons signalés.

Les vitesses, la direction et le sens de rotation du fluide sont donc différents dans les diverses régions de l'échantillon. Ceci correspond à différents types de déformations de l'alignement moléculaire qui donnent lieu à plusieurs possibilités de focalisation.

La discussion précédente montre que la stabilité du réseau est liée à l'action combinée d'un grand nombre de paramètres physiques. Elle est donc facilement perturbée par un léger changement de ces paramètres, tels que la tension, la fréquence, la température et l'épaisseur de l'échantillon, qui agissent sur les anisotropies diélectriques, de conductivité et de viscosité, et les constantes élastiques du cristal liquide.

En conclusion, dans un cristal liquide nématique tel que le MBBA des instabilités électrohydrodynamiques peuvent induire un réseau bidimensionnel. Ce réseau est lié à l'existence simultanée de déformations périodiques de flexion, de torsion et de cisaillement se produisant dans deux plans

orthogonaux. L'un est défini par la direction du champ électrique E et l'alignement initial S et l'autre contient S .

Nous avons présenté un premier modèle qui tente de justifier qualitativement le processus de formation du réseau bidimensionnel. L'élaboration d'un modèle quantitatif faisant intervenir les différents facteurs énumérés qui influencent la formation et la stabilité de ce réseau est en cours.

Remerciements

Nous remercions vivement le Dr J. Robert du LETI/CEN-Grenoble pour les discussions fructueuses et son aide concernant la réalisation des cellules. Nous remercions aussi le professeur A. Châtelain pour les remarques concernant l'élaboration du manuscrit et l'intérêt qu'il porte à ce travail.

Bibliographie

1. R. Williams, *J. Chem. Phys.*, **39**, 384 (1963).
2. W. Helfrich, *J. Chem. Phys.*, **51**, 4092 (1969).
3. E. Dubois-Violette, P. G. de Gennes, and O. Parodi, *J. de Physique*, **32**, 305 (1971).
4. P. A. Penz and G. W. Ford, *Phys. Rev. A*, **6A**, 414 (1972); P. A. Penz, *Phys. Rev. A*, **10A**, 1300 (1974).
5. G. Durand, M. Veyssie, F. Rondelez, and L. Leger, *C. R. Acad. Sc. Paris*, **270**, 97 (1970).
6. E. W. Aslaksen and B. Ineichen, *J. Appl. Phys.*, **42**, 882 (1971).
7. G. Assouline, A. Dmitrieff, M. Hareng, and E. Leiba, *J. Appl. Phys.*, **42**, 2567 (1971).
8. Kapustin, A. M. Trofimov, and A. M. Chuvyrev, *Sov. Phys. Cryst.*, **17**, 157 (1972).
9. F. Rondelez, Thèse, Université de Paris-Sud. (1973).
10. S. Kai, K. Yamaguchi, and K. Hirakawa, *Japan J. Appl. Phys.*, **14**, 1385 (1975).
11. P. H. Bolomey, *Mol. Cryst. Liquid Cryst.*, **29**, 103 (1974).
12. J. L. Janning, *Appl. Phys. Lett.*, **21**, 173 (1972).
13. P. A. Penz, *Phys. Rev. Lett.*, **24**, 1405 (1970).
14. W. S. Quon and E. Wiener Avnear, *Solid State Commun.*, **15**, 1761 (1974).
15. Plusieurs travaux sur ce sujet sont cités en référence dans:
 - a) P. G. de Gennes, "The physics of Liquid Crystals," Clarendon Press, Oxford (1974).
 - b) W. Helfrich, *Mol. Cryst. Liquid Cryst.*, **21**, 187 (1973).