Comportement électro-optique d'une structure nématique en hélice. application a l'affichage

F. Gharadjedaghi, J. Robert

► To cite this version:

F. Gharadjedaghi, J. Robert. Comportement électro-optique d'une structure nématique en hélice. application a l'affichage. Revue de Physique Appliquée, 1976, 11 (4), pp.467-473. 10.1051/rphysap:01976001104046700 . jpa-00244081

HAL Id: jpa-00244081

<https://hal.science/jpa-00244081>

Submitted on 1 Jan 1976

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification
 Physics Abstracts
 2.420 — 7.130

COMPOTEMENT ÉLECTRO-OPTIQUE D'UNE STRUCTURE NÉMATIQUE EN HÉLICE. APPLICATION A L'AFFICHAGE

F. GHARADJEDAGHI et J. ROBERT

(Reçu le 18 novembre 1975, révisé le 29 janvier 1976, le 18 mars 1976, accepté le 19 mars 1976)

Résumé. — Nous présentons ici des résultats mathématiques et expérimentaux concernant la réponse optique d'une structure nématique en hélice soumise à l'action d'un champ électrique. Cette étude est faite en négligeant les effets d'écoulement et concerne l'influence de différents paramètres tels que l'anisotropie diélectrique, l'épaisseur, l'angle de vue, etc... Les résultats obtenus permettent de conclure que les effets hydrodynamiques sont négligeables tant que la tension d'excitation n'excède pas cinq fois la tension de seuil de la transition de Freedericksz.

Abstract. — Theoretical and experimental results are reported for the optical behaviour of a twisted nematic structure under the influence of an electric field. In this study, the back flow effect is neglected and we consider the influence of various parameters such as dielectric anisotropy, cell thickness, viewing angle and so on... The obtained results lead to conclude that the hydrodynamic effects are negligible as long as the applied voltage do not exceed five times the Freedericksz's transition threshold voltage.

Les propriétés optiques particulières des corps mésomorphes à structure hélicoïdale régulière tels que les cholestériques ont souvent été décrites et étudiées. Citons parmi ces auteurs : Mauguin [1], de Vries [2], Chandrasekar [3], Taupin [4], Kats [5], Nityananda [6]. Ces propriétés optiques peuvent être classées en trois domaines en fonction des valeurs relatives prises par les paramètres suivants : λ (longueur d'onde de la lumière), p (pas de la structure) n_e et n_o (indices locaux extraordinaire et ordinaire du milieu).

— Si $p \ll \lambda$ ou $p \gg \lambda$ avec $(n_e - n_o) p \ll \lambda$ il s'établit un régime de propagation d'ondes polarisées circulairement.

— Si $n_o < \lambda/p < n_e$, nous obtenons le régime de Bragg et si de plus la condition $(n_e - n_o) p \ll \lambda$ reste vérifiée, un des modes à polarisation circulaire se propage sans atténuation et l'autre subit une réflexion.

— Si $(n_e - n_o) p \gg \lambda$ (limite de Mauguin) un régime guide d'onde s'établit.

Nous nous intéressons, ici, à la structure particulière dite nématique en hélice. Un cristal liquide nématique (CLN) est placé entre deux lames de verre traitées de manière à ce que les molécules, au voisinage immédiat des lames, s'orientent parallèlement à celles-ci. Ces deux directions d'orientation font entre elles un angle φ_0 qui correspond à l'angle de torsion de la structure.

La couche de CLN a une épaisseur de l'ordre de 10 μm et sa biréfringence est typiquement de 0,2 ; aussi le régime guide d'onde est établi lorsque la structure est régulière.

L'anisotropie diélectrique ($\Delta\epsilon = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$) du CLN choisi est positive de telle sorte qu'un champ électrique perpendiculaire aux lames distord la structure hélicoïdale et modifie ses propriétés optiques. Leslie [7] puis C. Z. Van Doorn [8] ont étudié mathématiquement le comportement statique de cette structure sous l'action d'un champ magnétique. Contrairement au cas magnétique l'étude de la distorsion sous champ électrique doit tenir compte de l'inhomogénéité de celui-ci, due à l'anisotropie diélectrique du CLN.

Pour le *comportement statique*, Berreman [9] et Deuling [11] ont donné la distorsion de la structure (angle de basculement et angle de torsion) pour différentes valeurs du champ électrique ou de la tension réduite V/V_c .

Pour le *comportement dynamique*, comparativement aux structures planaires homogènes ou homéotropes [12], le traitement mathématique complet doit tenir compte du couplage entre la rotation des molécules autour de leur centre de gravité et le mouvement du fluide. Berreman [10] a étudié le comportement transitoire de la distorsion de la structure en négligeant ce phénomène de couplage (back-flow). Van Doorn [13] a donné des premiers résultats mathématiques relatifs à un modèle dynamique complet. Ces calculs repris par Van Doorn [14] et par Berreman [15] montrent, pour des cas précis, l'influence du mouvement induit du fluide (back-flow) sur le comportement optique transitoire en incidence normale [14], [15], et en incidence oblique [15] au cours du phénomène de décroissance.

Nous présentons, ici, des résultats numériques et des comparaisons expérimentales relatifs au *comporte-*

ment optique statique et transitoire de structures nématiques en hélice distordues par un champ électrique. Les effets d'écoulement du liquide (back-flow) sont négligés dans les calculs du comportement transitoire. Nous démontrons que cette approximation est parfaitement justifiée, dans les cas pratiques, lorsque la tension d'excitation reste inférieure à 5 fois la tension de seuil de la transition de Freedericksz. Ce modèle mathématique simplifié que nous proposons permet de prévoir dans d'assez bonnes conditions les caractéristiques statiques et dynamiques d'une cellule nématique en hélice et en particulier d'expliquer les *bosses* observées sous incidence oblique au cours du phénomène de décroissance. Une publication très récente de Baur *et al.* [16] confirme l'intérêt et la validité d'un tel modèle simplifié. Notre étude met aussi en évidence l'influence de différents paramètres tels que l'anisotropie diélectrique, l'épaisseur de la couche de cristal liquide, la biréfringence du milieu, la longueur d'onde optique, l'angle de torsion et la position angulaire de polariseurs.

1. Formulation mathématique du phénomène. —

1.1 DISTORSION DE LA STRUCTURE. — La figure 1 représente la configuration géométrique de la structure. $\mathbf{n}$ est le vecteur directeur porté par le grand axe des molécules ; les vecteurs $\mathbf{n}(0)$ et $\mathbf{n}(L)$ font entre eux un angle φ_0 (φ_0 = angle de torsion). La position angulaire des molécules est repérée par les angles $\varphi(z)$ et $\theta(z)$.

FIG. 1. — Définition du repère Oxyz et des angles φ et θ .

La densité d'énergie g_0 déduite de la théorie élastique de Oseen-Frank est donnée par l'expression :

$$2g_0 = K_{11}(\text{div } \mathbf{n})^2 + K_{22}(\mathbf{n} \cdot \text{rot } \mathbf{n})^2 + K_{33}(\mathbf{n}_A \text{ rot } \mathbf{n})^2 + \frac{1}{4\pi} \mathbf{E} \cdot \mathbf{D}$$

en unités CGS.

Le champ électrique $\mathbf{E}$ et son induction $\mathbf{D}$ sont liés par la relation :

$$\mathbf{D} = \varepsilon_{\perp} \mathbf{E} \times \varepsilon_a(\mathbf{n} \cdot \mathbf{E}) \mathbf{n}$$

où

$$\varepsilon_a = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}$$

est l'anisotropie diélectrique du CLN.

D'un point de vue pratique, il est intéressant de connaître l'état de distorsion de la structure en fonction de la tension appliquée V . V et la composante D_z de $\mathbf{D}$ sont reliés par la relation :

$$V = D_z \int_0^L \frac{dz}{\varepsilon_{\parallel} \sin^2 \theta + \varepsilon_{\perp} \cos^2 \theta}.$$

1.1.1 *Comportement statique.* — Le comportement statique est obtenu en minimisant l'énergie du milieu G_0 et en respectant les conditions aux limites :

$$G_0 = \int_0^L g_0 dz \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \varphi(0) = 0, \varphi(L) = \varphi_0 \\ \theta(0) = \theta(L) = 0. \end{cases}$$

Cette minimisation conduit aux deux équations suivantes :

$$A = \frac{\partial g_0}{\partial \theta} - \frac{d}{dz} \left(\frac{\partial g_0}{\partial \left(\frac{\partial \theta}{\partial z} \right)} \right) = 0$$

$$B = \frac{\partial g_0}{\partial \varphi} - \frac{d}{dz} \left(\frac{\partial g_0}{\partial \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)} \right) = 0$$

qui permettent la détermination de $\varphi(z)$ et de $\theta(z)$ en fonction de la tension appliquée V .

1.1.2 *Comportement dynamique.* — Les termes A et B représentent des couples électro-élastiques qui sont dans le comportement dynamique compensés par des couples visqueux.

Ceci conduit aux deux équations suivantes :

$$A = \gamma_1 \frac{\partial \theta}{\partial t} \quad \text{et} \quad B = \gamma_1 \cos \theta \frac{\partial \varphi}{\partial t}$$

dans la mesure où les effets hydrodynamiques sont négligés. γ_1 est un coefficient de viscosité qui caractérise la dissipation d'énergie produite par la rotation du directeur $\mathbf{n}$ sans écoulement de matière.

1.2 COMPORTEMENT OPTIQUE. — Comme l'a proposé De Vries [2], dans le cas d'une structure cholestérique non distordue, nous assimilons le milieu à un empilement de lamelles biréfringentes d'épaisseurs égales dont la direction de l'axe optique varie d'une lamelle à l'autre. Différentes méthodes de calculs du comportement optique ont été proposées [2], [17], [18].

La réponse optique du système est étudiée dans le cas d'une incidence quelconque. Pour simplifier, nous supposons que l'état de la polarisation de lumière n'est pas altéré lors du passage d'une lamelle à l'autre [18]. Ceci signifie qu'au niveau de l'interface de deux lamelles consécutives :

— la réflexion est négligée,

— les normales aux plans d'onde réfractées sont quasiment colinéaires (dans le cas des incidences obliques).

Cette direction commune Δ_{CL} à l'intérieur du milieu est définie par les deux angles α_{CL} et β représentés sur la figure 2. Dans cette même approximation l'angle α_{CL} est relié à l'angle α d'incidence du rayon lumineux dans l'air par la loi $\sin \alpha = \bar{n} \sin \alpha_{CL}$, où $\bar{n}$ est l'indice moyen du cristal liquide.

FIG. 2. — Traversée du faisceau lumineux. Définition des angles d'incidence et de réfraction.

Soit $OXYZ$ un repère orthogonal dont l'axe OZ est porté par la direction Δ_{CL} et OX est parallèle à la direction de polarisation de la lumière à l'entrée du milieu.

On définit une matrice de transmission T_v ne tenant compte que du déphasage relatif des deux ondes (ordinaire et extraordinaire) à la traversée du v -ième lamelle.

$$T_v = \begin{pmatrix} e^{j\gamma} & 0 \\ 0 & e^{-j\gamma} \end{pmatrix}$$

avec

$$\gamma = \frac{\pi}{\lambda} (n - n_0) dZ$$

et

$$\frac{1}{n^2} = \frac{\cos^2 \theta_v}{n_e^2} + \frac{\sin^2 \theta_v}{n_o^2}$$

où θ_v est l'angle que fait le directeur $\mathbf{n}$ ou l'axe optique de la v -ième lamelle avec le plan OXY et dZ est le chemin parcouru le long de OZ .

Soit φ_v l'angle que fait la projection de l'axe optique de la v -ième lamelle sur le plan OXY par rapport à OX . La matrice de rotation correspondante est :

$$S(\varphi_v) = \begin{pmatrix} \cos \varphi_v & -\sin \varphi_v \\ \sin \varphi_v & \cos \varphi_v \end{pmatrix}$$

et la matrice induction électrique de l'onde optique D_{v+1} à la sortie de la v -ième lamelle est reliée à la matrice D_v à l'entrée de la v -ième lamelle par la relation :

$$D_{v+1} = S(\varphi_v) T_v S(-\varphi_v) D_v.$$

Lorsque dZ tend vers 0, cette égalité matricielle conduit aux équations différentielles suivantes :

$$\frac{\partial(F_1)}{\partial\left(\frac{Z}{L}\right)} = jL\mu\left(\frac{Z}{L}\right) F_2 e^{2j\varphi'(Z/L)}$$

$$\frac{\partial(F_2)}{\partial\left(\frac{Z}{L}\right)} = jL\mu\left(\frac{Z}{L}\right) F_1 e^{-2j\varphi'(Z/L)}$$

où

$$F_1 = D_X + jD_Y \quad \text{et} \quad F_2 = D_X - jD_Y.$$

D_X et D_Y sont les composantes du vecteur induction électrique de l'onde lumineuse.

$$\mu\left(\frac{Z}{L}\right) = \pi \left[n\left(\frac{Z}{L}\right) - n_0 \right] / \lambda.$$

$$\frac{1}{\left[n\left(\frac{Z}{L}\right) \right]^2} = \frac{\sin^2 \theta'}{n_o^2} + \frac{\cos^2 \theta'}{n_e^2}.$$

φ' et θ' sont les valeurs limites de φ_v et θ_v et sont reliées à φ et θ , définies sur la figure 1, par les relations données en référence [27] (changement de repère).

L'intégration de ces équations différentielles entre $Z = 0$ et $Z = L/\cos \alpha_{CL}$ conduit aux valeurs de D_X et D_Y pour une distribution $\varphi(z)$ et $\theta(z)$ déterminée au paragraphe 1.1.

On peut remarquer que le comportement optique est essentiellement lié au paramètre $(n - n_0) L/\lambda$.

Or

$$n - n_0 = \Delta n \left[\frac{n_e + n_0}{n + n_0} \cdot \frac{n^2}{n_e^2} \cos^2 \theta' \right]$$

avec

$$\Delta n = n_e - n_0$$

et l'expression

$$\frac{n_e + n_0}{n + n_0} \cdot \frac{n^2}{n_e^2}$$

varie entre 1 et $1 - \Delta n \cdot \frac{n_0 + 2n_e}{2n_e^2}$.

Dans les cas usuels, cette expression ne varie que de quelques %. On peut considérer que $(n - n_0) \frac{L}{\lambda}$ est directement proportionnel à $\Delta n \frac{L}{\lambda}$ quasi indépendamment de n_e et n_0 .

1.3 VALEUR NUMÉRIQUE DES PARAMÈTRES. — Pour nos calculs nous avons choisi les valeurs de certains paramètres parmi ceux connus du MBBA. Nous

avons pris pour les constantes élastiques les valeurs données par Haller [19] soit :

$$K_{11} = 6,4 \times 10^{-7} \text{ CGS} ; K_{22} = 3,8 \times 10^{-7} \text{ CGS} ; K_{33} = 7,8 \times 10^{-7} \text{ CGS} .$$

Le coefficient de viscosité γ_1 a été pris égal à 0,85 P valeur donnée par Meiboom [20] à la température ambiante. Berreman avait choisi pour γ_1 la valeur de 0,42 P (15). Les indices optiques mesurés à $\lambda = 6\,328 \text{ \AA}$ et à 22 °C sont tels que $n_o = 1,545$ et $n_e = 1,755$.

Les autres paramètres physiques tels que l'anisotropie diélectrique ϵ_a , l'épaisseur de la cellule L , la longueur d'onde de la lumière λ , l'angle de torsion φ_0 peuvent prendre plusieurs valeurs qui seront précisées pour chaque cas envisagé.

2. Résultats numériques et interprétations. — Lors de la réalisation ou de l'utilisation de dispositifs d'affichage utilisant l'effet nématique en hélice, il est possible de contrôler certains paramètres. Ces différents paramètres conduisant à une optimisation de tels dispositifs d'affichage ont été répartis en trois classes :

- Paramètre lié à l'observation : angle de vue.
- Paramètres physiques du cristal liquide : anisotropie diélectrique et biréfringence.
- Paramètres géométriques de la cellule : épaisseur, angle de torsion et orientation des polariseurs.

2.1 PARAMÈTRE LIÉ A L'OBSERVATION. —

2.1.1 Comportement statique. — Les seules approximations faites ici sont celles mentionnées et justifiées au paragraphe 1.1. La tension réduite appliquée est V/V_s où V_s représente la tension de seuil de la transition de Freedericksz.

La figure 3a représente la variation de l'intensité transmise en fonction de la tension réduite V/V_s . La tension de seuil optique est plus grande que la tension de seuil électrique et d'autre part, pour des angles d'observation positifs, un minimum de transmission est atteint pour $V \simeq 2,3 V_s$. Ceci est parfaitement conforme aux résultats expérimentaux donnés par Baur et Meier [21]. Quant aux deux diagrammes définissant l'angle de vue (Fig. 3b et 3c) on peut noter leur forte dissymétrie ; il n'existe même pas de symétrie autour du plan $\beta = +45^\circ$. Van Doorn [22] avait déjà noté cette dissymétrie due au fait que la structure n'est pas symétrique par rapport à l'axe OZ.

2.1.2 Comportement dynamique. — Pour la détermination du comportement dynamique, nous rappelons que l'effet *back flow* a été négligé dans les calculs. Les résultats sont donnés sur les figures 4a, b et c. Pour les plans d'observation $\beta = 0$ ou $\pi/2$ les bosses observées à la décroissance, et à la montée aussi, n'apparaissent que pour des angles $\alpha > 0$. Ces formes de courbes (montée du phénomène) ressemblent à celles obtenues dans le comportement statique (Fig. 3a). Les courbes de la figure 4c ont été obtenues

FIG. 3a. — Comportement statique : plans d'observation définis par : $\beta = 0$ ou $\beta = \pi/2$, polariseurs parallèles.

$$\epsilon_a = 0,7, \epsilon_{\perp} = 5,5, \pi \Delta n L / \lambda = 10 \text{ rad}.$$

FIG. 3b. — Diagramme d'angle de vue pour $V = 3 V_s$, $\epsilon_a = 0,7$, $\epsilon_{\perp} = 5,5$, $\pi \Delta n L / \lambda = 10 \text{ rad}$, polariseurs parallèles.

FIG. 3c. — Diagramme d'angle de vue pour $V = 3 V_s$, $\epsilon_a = 0,7$, $\epsilon_{\perp} = 5,5$, $\pi \Delta n L / \lambda = 10 \text{ rad}$, polariseurs parallèles.

pour des tensions d'excitation égales à cinq fois la tension de seuil V_s . Les oscillations sont beaucoup plus accusées, les niveaux obtenus sont plus élevés donc l'angle de vue a été élargi et les temps de retard et de montée sont plus courts.

FIG. 4a. — Comportement transitoire pour une excitation de $3 V_s$. $\varepsilon_a = +0,7$, $\varepsilon_{\perp} = 5,5$, $L = 10 \mu\text{m}$, $\pi \Delta n L / \lambda = 10$ rad, $\beta = 0$ ou 90° , polariseurs parallèles.

FIG. 4b. — Comportement transitoire pour une excitation de $3 V_s$. $\varepsilon_a = +0,7$, $\varepsilon_{\perp} = 5,5$, $L = 10 \mu\text{m}$, $\pi \Delta n L / \lambda = 10$ rad, polariseurs parallèles.

FIG. 4c. — Comportement transitoire pour une excitation de $5 V_s$. $\varepsilon_a = +0,7$, $\varepsilon_{\perp} = 5,5$, $L = 10 \mu\text{m}$, $\pi \Delta n L / \lambda = 10$ rad, polariseurs parallèles. $\beta = 0^\circ$ ou 90° .

2.2 PARAMÈTRES PHYSIQUES DU CRISTAL LIQUIDE. —
 2.2.1 Anisotropie diélectrique. — La valeur de l'anisotropie diélectrique positive du CLN contribue à l'inhomogénéité du champ électrique le long de Oz et modifie les distorsions de la cellule dans son comportement optique. Nous avons tracé sur la figure 5 les distorsions $\varphi(z)$ et $\theta(z)$ pour différentes valeurs du rapport V/V_s et pour deux valeurs très différentes de l'anisotropie diélectrique. A faible niveau d'excitation, la distorsion est plus faible lorsque ε_a est grand ; ce phénomène se traduit dans les caractéristiques donnant l'intensité transmise en fonction de V/V_s par un décalage de la courbe vers de plus fortes valeurs de la

FIG. 5. — Distorsions de la structure pour différentes tensions et deux valeurs de l'anisotropie diélectrique.

tension réduite V/V_s (Fig. 6a). Ce même décalage s'observe dans la caractéristique donnant l'intensité transmise en fonction du temps pour une même valeur du rapport V/V_s (Fig. 6b).

FIG. 6a. — Comportement optique statique en incidence normale pour deux valeurs de l'anisotropie diélectrique. $\pi \Delta n L / \lambda = 10$ rad, $\alpha = 0$, polariseurs parallèles.

FIG. 6b. — Comportement optique transitoire en incidence normale pour une excitation de $3 V_s$ et pour deux valeurs de l'anisotropie diélectrique. $\pi \Delta n L / \lambda = 10$ rad, $\alpha = 0^\circ$, polariseurs parallèles.

On constate donc que la tension de seuil de l'effet optique V_{so} comparativement à la tension de seuil du phénomène de distorsion V_s est d'autant plus grande que l'anisotropie diélectrique est élevée ; par exemple pour $\epsilon_a = 0,7$ le rapport V_{so}/V_s vaut $\approx 1,15$ tandis que pour $\epsilon_a = 24,5$ $V_{so}/V_s \approx 1,40$. Pour le phénomène dynamique, dans le cas de nos calculs, on observe un retard de l'ordre de 12 ms.

Le phénomène de relaxation orientationnelle de la composante du tenseur diélectrique dans un cristal liquide a été observé et décrit par Maier et Meier [23]. Il conduit pour certains corps à un changement de signe de l'anisotropie diélectrique en fonction de la fréquence de la tension de commande. Cet effet peut être mis à profit dans des dispositifs pour contrôler le temps de décroissance [24], [25], [26]. Nous avons représenté sur la figure 7 l'influence de tensions haute fréquence sur le comportement transitoire au cours de la décroissance.

FIG. 7. — Influence d'une tension d'effacement sur le phénomène de décroissance. Excitation préalable : $V = 3 V_s$. Polariseurs parallèles.

$\epsilon_{aBF} = +0,7$, $\epsilon_{aHF} = -0,4$, $L = 10 \mu\text{m}$, $\alpha = 15^\circ$, $\beta = 0^\circ$ ou 90° .

2.3 PARAMÈTRES GÉOMÉTRIQUES DE LA CELLULE. —

2.3.1 Epaisseur de la couche de cristal liquide. —

L'épaisseur de la cellule L joue un rôle d'une part dans le comportement optique au même titre que la biréfringence Δn ou la longueur d'onde λ par l'intermédiaire du paramètre optique $\frac{\Delta n L}{\lambda}$ et d'autre part dans le comportement transitoire. Dans les systèmes à *effet de champ*, il est bien connu que les temps de commutation sont fonction du carré de l'épaisseur L . Aussi, nous avons représenté seulement dans le comportement statique l'influence du paramètre optique $\Delta n L / \lambda$ sur le diagramme de l'angle de vue (Fig. 8a et 8b).

A partir des valeurs relevées sur les figures 8 de l'angle de vue Ω défini à $I \text{ max}/2$, on peut remarquer que cet angle de vue Ω est, dans le domaine considéré, inversement proportionnel au carré du paramètre $\frac{\Delta n L}{\lambda}$.

On voit donc ici, l'intérêt d'un parfait contrôle de l'épaisseur de la couche de CLN (valeur de cette épaisseur et homogénéité).

FIG. 8a. — Diagramme de l'angle de vue dans les plans $\beta = 0^\circ$ ou $\beta = 90^\circ$ pour une excitation statique de $3 V_s$ et différentes valeurs du paramètre optique $\pi \Delta n L / \lambda$. $\epsilon_a = +0,7$, $\epsilon_\perp = 5,5$, polariseurs parallèles.

FIG. 8b. — Diagramme de l'angle de vue dans le plan $\beta = 45^\circ$ pour une excitation de $3 V_s$ et différentes valeurs du paramètre optique $\pi \Delta n L / \lambda$. $\epsilon_a = 0,7$, $\epsilon_\perp = 5,5$, polariseurs parallèles.

2.3.2 Angle de torsion ϕ_0 et orientation des polariseurs. — La technologie de réalisation des cellules et particulièrement celle des afficheurs ne permet pas un excellent contrôle de l'angle de torsion ϕ_0 et du positionnement des polariseurs. Nous avons représenté sur la figure 9, pour ces deux défauts technologiques le comportement optique transitoire au cours de la décroissance en incidence normale.

FIG. 9. — Décroissance du phénomène optique lorsque l'angle de torsion de la cellule est de 80° . $L = 10 \mu\text{m}$, $\alpha = 0^\circ$. Excitation préalable : $V = 3 V_s$. a) Le polariseur et l'analyseur sont parallèles entre eux et perpendiculaires à la direction d'orientation des molécules sur la deuxième plaque. b) L'analyseur est parallèle aux premières molécules rencontrées, le polariseur est perpendiculaire aux dernières molécules rencontrées.

3. Comparaisons expérimentales. — De nombreuses expériences ont été faites sur des cellules nématiques en hélice. Nous avons pris comme référence les résul-

tats expérimentaux obtenus par Baur et Meier [13]. Les mesures ont été faites dans le plan d'observation défini par la normale à la cellule et la direction des premières molécules rencontrées. Ce plan correspond à celui que nous avons défini pour nos calculs par $\beta = 0$.

Pour $\alpha = 0$, incidence normale, le phénomène de rebondissement est très difficilement décelable bien que la pré-excitation corresponde à 4 fois la tension de seuil électrique. Les courbes données par ces auteurs sur les figures 2 et 3 de leur publication sont à comparer aux figures 3a et 4a déduites de nos calculs où les effets d'écoulement du liquide sont négligés. Cette comparaison nous conduit à confirmer le fait que le phénomène *back flow*, dans le cas où le coefficient de viscosité a une valeur voisine de celle que nous avons indiquée ($\sim 0,8$ P), peut-être négligé tant que la tension d'excitation reste inférieure à 5 fois la tension de seuil V_s .

Pour des tensions d'excitations supérieures ou égales à $5 V_s$, la décroissance du phénomène étudié est perturbée par l'effet d'écoulement [11], [12], [13], qui se superpose alors au phénomène optique décrit précédemment. Sur la figure 10 est représentée une courbe

FIG. 10. — Décroissance du phénomène : Résultats expérimentaux. Cristal liquide : ZLI 518. Epaisseur de cales : 9 μ m. Excitation préalable : $5 V_s$. Angles d'observation $\beta = 0^\circ$, $\alpha = 0^\circ, 10^\circ, 20^\circ$. Polariseurs parallèles ; Echelle horizontale : 100 m s/div.

expérimentale donnant la décroissance du phénomène lorsque la tension préalable d'excitation est $5 V_s$.

Ces différentes comparaisons nous suggèrent l'interprétation suivante du phénomène de *back flow* : sous l'influence des forces hydrodynamiques les molécules basculent au-delà de leur position initiale. Au cours de cette oscillation, l'hélice se reforme autour d'un axe dont la direction est variable et inclinée par rapport aux surfaces. Tout se passe alors comme si la cellule était observée sous une incidence oblique dans le cas où l'effet *back flow* n'existerait pas : ce qui revient à dire que l'on considère que le mouvement collectif des molécules est une succession d'états quasi statiques.

Par exemple, la comparaison de la courbe $\alpha = 0^\circ$ de la figure 10 et de la figure 4c permet de dire dans le cas expérimental mentionné, l'oscillation de l'axe de l'hélice en cours de formation dans le milieu n'excède pas 10 à 12° (la valeur de α correspondante étant de 16 à 20°).

4. Conclusion. — Les dispositifs d'affichage actuels utilisent le plus souvent la structure nématique en hélice. Les résultats théoriques donnés ici permettent une meilleure connaissance de l'influence des différents paramètres sur les caractéristiques d'un dispositif d'affichage donc une optimisation de ses performances. Les enseignements que l'on peut tirer de cette étude pour la réalisation de dispositifs sont évidents. Nous insisterons cependant sur l'intérêt de réduire l'épaisseur de la couche de cristal liquide. Cette diminution d'épaisseur augmente l'angle de vue et diminue les temps de commutation ; il faut, toutefois veiller, qu'au repos, le régime guide d'onde reste établi et que, bien entendu, la technologie de la réalisation des cellules permette un bon contrôle de l'épaisseur et de l'homogénéité de la couche de cristal liquide.

Remerciements. — Les auteurs remercient Mme Sylvie Collet pour la programmation des calculs et son assistance technique.

Bibliographie

- [1] MAUGUIN, C., *Bull. Soc. Fr. Miner. Cristallogr.* **34** (1911) 3.
- [2] DE VRIES, H., *Acta Cryst.* **4** (1951) 219.
- [3] CHANDRASEKAR, S., SRINIVASA RAO, K. N., *Acta Cryst.* **A 24** (1968) 445.
- [4] TAUPIN, D., *J. Physique, Colloq.* **30** (1969) C4-32.
- [5] KATS, E. I., *Sov. Phys. JETP.* **32** (1971) 1004.
- [6] RAJARM NITYANANDA, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **21** (1973) 315.
- [7] LESLIE, F. M., *Mol. Cryst. Liq. Cris.* **12** (1970) 57.
- [8] VAN DOORN, C. Z., *Phys. Lett.* **42A** (1973) 537.
- [9] BERREMAN, D. W., *J. Opt. Soc. Am.* **63** (1973) 1374.
- [10] BERREMAN, D. W., *Appl. Phys. Lett.* **25** (1974) 12.
- [11] DEULING, H. J., *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **27** (1975) 81.
- [12] BROCHARD, F., PIERANSKI, P. et CUYON, E., *Phys. Rev. Lett.* **28** (1972) 1681.
- [13] VAN DOORN, C. Z., *J. Physique Colloq.* **36** (1975) C1-261.
- [14] VAN DOORN, C. Z., *J. Appl. Phys.* **46** (1975) 3738.
- [15] BERREMAN, D. W., *J. Appl. Phys.* **46** (1975) 3746.
- [16] BAUR, G., WINDSCHEID, F. et BERREMAN, D. W., *Appl. Phys.* **8** (1975) 101.
- [17] BERREMAN, D. W., *J. Opt. Soc. Am.* **62** (1972) 502.
- [18] GHARADJEDAGHI, F., Thèse Grenoble, Novembre 1975.
- [19] HALLER, I., *J. Chem. Phys.* **57** (1972) 1400.
- [20] MEIBOOM, S., HEWITT, R. C., *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973) 261.
- [21] BAUR, G., MEIER, G., *Phys. Lett.* **50A** (1974) 149.
- [22] VAN DOORN, C. Z., HELDENS, J. L. A. M., *Phys. Lett.* **47A** (1974) 135.
- [23] MAIER, W., MEIER, G., *Z. Naturforsch.* **16a** (1961) 1200.
- [24] CHANG, T. S., LOEBNER, E. E., *Appl. Phys. Lett.* **25** (1974) 1.
- [25] BÜCHER, H. K., KRINGBIEL, T., VAN METER, J. P., *Appl. Phys. Lett.* **25** (1974) 186.
- [26] BAK, C. S., KO, K., LABES, M. M., *J. Appl. Phys.* **46** (1975) 1.
- [27] $\sin \theta' = \cos \theta \cos \varphi \sin \alpha_{CL} \cos \beta + \cos \theta \sin \varphi \sin \alpha_{CL} \sin \beta + \cos \alpha_{CL} \cos \theta$

$$\cos \theta' \cos \varphi' = \frac{1}{(1 - \cos^2 \beta \sin^2 \alpha_{CL})^{1/2}} [\cos \theta \cos \varphi (1 - \sin^2 \alpha_{CL} \cos^2 \beta) - \cos \theta \sin \varphi \sin^2 \alpha_{CL} \sin \beta \cos \beta - \sin \theta \cos \beta \cos \alpha_{CL} \sin \alpha_{CL}]$$

$$\cos \theta' \sin \varphi' = \frac{1}{(1 - \cos^2 \beta \sin^2 \alpha_{CL})^{1/2}} (\cos \theta \cos \alpha_{CL} \sin \varphi - \sin \theta \sin \alpha_{CL} \sin \beta) \cos \varphi' \geq 0.$$