



**HAL**  
open science

# DÉFAUTS LINÉAIRES DES MÉSOPHASES SMECTIQUES A

Claudine Williams

► **To cite this version:**

Claudine Williams. DÉFAUTS LINÉAIRES DES MÉSOPHASES SMECTIQUES A. Journal de Physique Colloques, 1978, 39 (C2), pp.C2-48-C2-57. 10.1051/jphyscol:1978208 . jpa-00217354

**HAL Id: jpa-00217354**

**<https://hal.science/jpa-00217354v1>**

Submitted on 4 Feb 2008

**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.

## DÉFAUTS LINÉAIRES DES MÉSOPHASES SMECTIQUES A

Claudine WILLIAMS

Laboratoire de Physique des Solides (\*), Université de Paris-Sud, 91405 Orsay, France

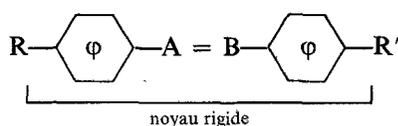
**Résumé.** — Les défauts linéaires des phases smectiques A (molécules allongées parallèles entre elles, disposées en couches auxquelles elles sont perpendiculaires et sans ordre dans le plan des couches) sont les *coniques focales* qui reflètent la structure en couches d'épaisseur constante, les *dislocations de translation* (vis et coin) liées à la périodicité de type solide, les *dislocations de rotation* (dièdre) ou disinclinaisons permises grâce à la relaxation visqueuse au sein des couches.

Après une description topologique de la structure de ces défauts et de leurs lois d'association et un rappel de l'élasticité particulière des phases smectiques (compétition entre élasticité hookéenne et élasticité de courbure) on développera surtout l'aspect expérimental des études qui ont permis de déterminer la structure fine des défauts soit isolés, soit groupés en réseaux bidimensionnels (parois de flexion et de torsion).

**Abstract.** — Smectics A (rod-like molecules perpendicular to the layers with no long range order of position within the layers) show three types of linear defects : *focal conics* characteristic of deformations which keep the interlayer distance constant, edge and screw *dislocations of translation* related to the 1-dimensional periodicity and wedge *dislocations of rotation* associated with the orientational order in the liquid-like layers.

A topological description of these defects and their associations is given and their energy is discussed in terms of the competition between a Hooke-type elasticity and a curvature elasticity. Emphasis is put on the experimental results from which the structure of isolated defects and 2-dimensional arrays of defects (bend and twist walls) has been determined.

**1. Introduction.** — Les cristaux liquides thermotropes — ou phases mésomorphes — constituent une phase intermédiaire entre les solides cristallins et les liquides isotropes. Ils sont constitués de molécules allongées comprenant un noyau rigide et des queues flexibles plus ou moins longues de type



et présentent un polymorphisme très riche en fonction de la température : nématiques, smectiques A, C, B, E, etc. [1] (Fig. 1).

Après l'étude approfondie des phases nématiques entreprise ces dernières années, l'intérêt des différents groupes d'étude des cristaux liquides s'est porté sur les propriétés physiques des phases smectiques et il est apparu rapidement qu'il était nécessaire d'avoir une connaissance aussi approfondie des effets des défauts sur les propriétés macroscopiques que celle que l'on a actuellement sur les cristaux conventionnels. J'ajouterai que la diversité des défauts présents dans ces phases est d'un intérêt considérable pour leur étude en tant qu'entités topologiques.

(\*) Adresse actuelle : Laboratoire Léon Brillouin, Orme des Merisiers, Gif-sur-Yvette, France.

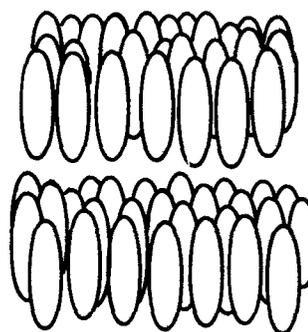


FIG. 1. — Arrangement moléculaire en phase smectique A.

Bien que les premières observations et études des coniques focales de Friedel et Grandjean [2] dans les smectiques A datent du début du siècle, l'étude systématique des défauts dans ces phases s'est seulement développée aux cours des 5 dernières années en même temps que se précisait la connaissance théorique et expérimentale de l'élasticité des smectiques. Dans cet exposé je développerai surtout l'aspect expérimental de l'étude des défauts.

La microscopie optique en lumière polarisée est la technique traditionnelle pour l'étude des SmA qui sont uniaxes. La microscopie électronique n'a pu être utilisée jusqu'ici pour les smectiques thermotropes mais elle a permis récemment d'étudier des

phases lamellaires ayant les mêmes propriétés de symétrie. les phases lyotropes  $L_a$ , composées de couches alternées de phospholipides et d'eau. Pour ces composés l'observation en microscopie électronique de répliques de cryodécoupage a permis de suivre la conformation de lamelles individuelles et s'est révélée une méthode très prometteuse (résolution  $\sim 20 \text{ \AA}$ , comparée à  $\sim 1 \mu\text{m}$  en microscopie optique) bien que limitée (échantillons non orientés, difficulté de la reconstitution à 3 dimensions) pour l'étude de la conformation détaillée de certains défauts et de détecter ceux qui ne sont pas visibles par microscopie optique [3].

**2. Description géométrique des défauts de structure dans les smectiques A.** — Dans un smectique A, les molécules allongées sont disposées en couches avec leurs centres de gravité distribués au hasard dans le plan des couches et leurs axes parallèles à la normale aux couches. Il s'agit en quelque sorte d'un liquide à 2 dimensions dans le plan des couches et d'un solide dans une direction perpendiculaire aux couches.

Les opérations de symétrie permises dans un tel milieu sont évidemment :

- toute translation dans le plan des couches,
- toute rotation autour d'axes perpendiculaires aux couches,
- une translation  $d$  selon la normale aux couches,
- une rotation multiple de  $\pi$  autour d'un axe perpendiculaire aux molécules (soit dans le plan de la couche, soit au milieu).

Notons que la théorie de Kléman et Toulouse [4], qui permet de prédire les défauts topologiquement stables à partir de la dimensionalité de l'espace réel (ici  $d = 3$ ) et de celle de l'espace du paramètre d'ordre ( $n = 2$  puisque le paramètre d'ordre est une fonction d'onde de densité, donc un nombre complexe [1]) limite les défauts de la structure à des *singularités linéaires*.

A partir de ces propriétés de symétrie, nous pouvons donc définir 3 types de défauts :

**2.1 LES DISLOCATIONS DE TRANSLATION** de vecteur de Burgers  $|\mathbf{b}| = nd$  où  $d$  est l'épaisseur d'équilibre des couches smectiques. Les dislocations coin ( $\mathbf{b}$  perpendiculaire à la ligne) correspondent à la terminaison d'un plan smectique (Fig. 2a). Les dislocations vis ( $\mathbf{b}$  parallèle à la ligne) connectent les plans smectiques entre eux (Fig. 2b).

**2.2 LES DISLOCATIONS DE ROTATION (OU DISINCLINAISONS)** de vecteur rotation  $\Omega$  tel que  $|\Omega| = n\pi$ . Dans un SmA une dislocation de rotation isolée est de type dièdre ( $\Omega \parallel$  à la ligne) et rectiligne ( $\Omega$  confondu avec la ligne). Les figures 2c et 2d illustrent les cas possibles lorsque l'axe de rotation passe par l'extrémité des molécules et que l'angle de rotation est  $\pi$  ( $S = \pm 1/2$ ).

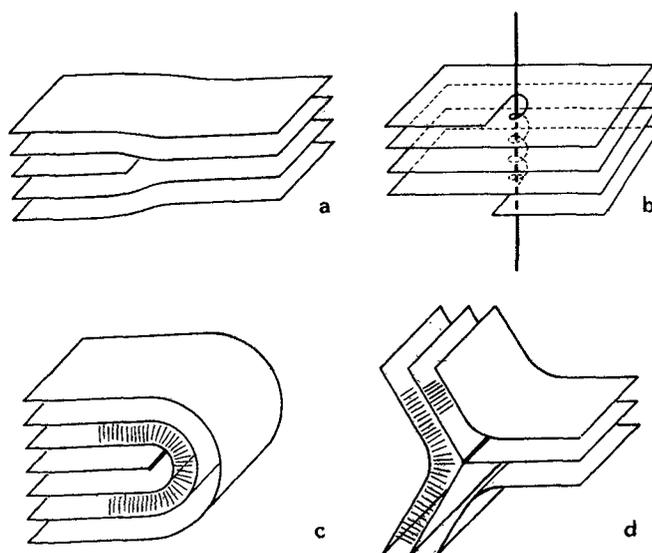


FIG. 2. — Les dislocations d'un smectique. (a) Dislocation de translation coin. (b) Dislocation de translation vis. (c) Dislocation de rotation ou disinclinaison  $+ 1/2$ . (d) Dislocation de rotation ou disinclinaison  $- 1/2$ .

**2.3 LES CONIQUES FOCALES** qui sont les singularités associées à des déformations de grande amplitude du système lamellaire mais *sans variation d'épaisseur* des couches ; ces déformations sont possibles à cause du caractère liquide à l'intérieur des couches qui leur permet de glisser les unes sur les autres.

C'est un problème de géométrie classique bien connu que de trouver les surfaces parallèles ayant mêmes normales sur chaque point et mêmes centres de courbure sur la même normale [5]. Les couches smectiques se déforment en cyclides de Dupin et les singularités linéaires associées sont deux coniques focales, une ellipse et une hyperbole, situées dans des plans perpendiculaires et dont le sommet de l'une passe par le foyer de l'autre. Leurs excentricités sont reliées par la relation  $e_1 e_2 = 1$  (Fig. 3a) <sup>(1)</sup>. La figure 4a montre un cas particulier (et expérimentalement très important) où les surfaces sont déformées en tores (singularités associées : une droite et un cercle).

Les coniques focales furent les premiers défauts observés dans les phases smectiques ; c'est leur étude détaillée au microscope optique qui permit à G. Friedel et F. Grandjean [2] de déduire la structure en couches d'épaisseur constante des smectiques avant que celle-ci ne soit vérifiée par une étude aux rayons X [6]. Ces auteurs n'envisageaient pas la possibilité d'autres défauts de structure et avaient étudié en détail les règles d'association des domaines focaux que je ne reprendrai pas ici [7].

<sup>(1)</sup> Les coniques focales peuvent être aussi 2 paraboles ; une étude de cette configuration a été faite récemment (Rosenblatt, C. S., Pindak, R., Clark, N. A. et Meyer, R. B., Preprint).

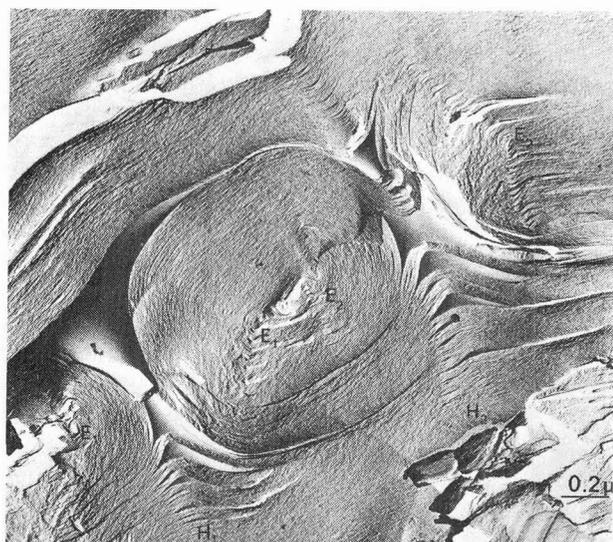
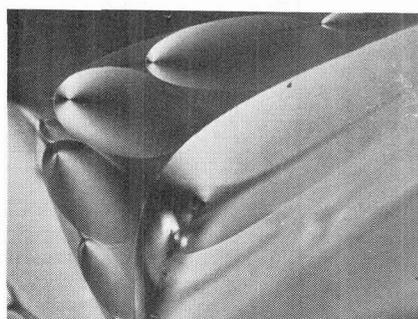
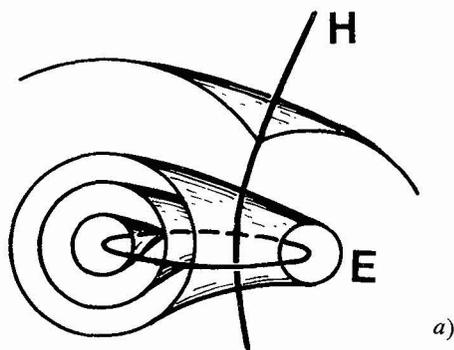


FIG. 3. — Les coniques focales. (a) Déformation des couches en cyclides de Dupin : les singularités associées sont les coniques focales : une ellipse (E) et son hyperbole conjuguée (H). (b) Observation de coniques focales associées par microscopie optique d'un échantillon thermotrope contenu entre lames de verre ; les ellipses sont dans le plan d'observation et on distingue la projection des hyperboles. (c) Observation d'un couple de coniques focales par microscopie électronique d'une réplique de cryodécapage ; les hyperboles  $H_1$  et  $H_2$  sont dans un plan voisin du plan de fracture ;  $E_1$  et  $E_2$  sont les points de percée des ellipses.

Le tableau I regroupe quelques configurations à épaisseur de couches constantes et les discontinuités associées aux déformations.

La figure 3b illustre les textures formées par des

TABLEAU I

Nature des surfaces	Singularités	Observations
Plans	—	Gouttes à gradins ou terrasses de Grandjean [1]
Cylindres circulaires	1 droite	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Structures myéliniques [2, 3, 4]</li> <li>• Tubes circulaires avec conditions aux limites homéotropes [4, 5]</li> </ul>
Tores	1 cercle et 1 droite	Domaine isolé dans un monocristal
Cyclides de Dupin	1 ellipse et son hyperbole conjuguée	Textures communes des smectiques (polygones, plages à éventail) [6]
Cônes de révolution	1 droite	Chevrons [7]

### Bibliographie

- [1] GRANDJEAN, F., *Bull. Soc. Min.* (1916).
- [2] FRIEDEL, G., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci.* **185** (1927) 330.
- [3] NAGEOTE, J., *Morphologie des gels lipoides*, Hermann (1936).
- [4] MEYER, R. B., Communication orale à la Conférence sur les Disinclinaisons, Aussois, 1972.
- [5] CLADIS, P. E., *Philos. Mag.* **29** (1974) 641.
- [6] FRIEDEL, G., *Annls Phys.* **18** (1922) 278.  
BOULIGAND, Y., *J. Physique* **33** (1972) 525.
- [7] BOULIGAND, Y., *J. Microsc.* **17** (1973) 140.  
LÉGER, L. et WILLIAMS, C. (à paraître).

domaines focaux dans un échantillon de smectique A contenu entre de lames de verre et observé en microscopie optique pour transmission. La figure 3c donne un exemple de déformation des couches en cyclides de Dupin observé par la technique de cryodécapage dans un échantillon contenant de la lecithine d'œuf-phosphatidyl inositol dans 25 % d'eau.

Parallèlement, les figures 4c et d montrent des domaines toriques isolés dans un monocristal lamellaire observés par microscopie optique (4c) et microscopie électronique d'une réplique de cryodécapage (4d).

**3. Élasticité du smectique.** — L'énergie libre de déformation d'un milieu lamellaire contient un terme d'énergie élastique lié à la compressibilité des couches et un terme lié à la courbure des couches à épaisseur constante (déformation en éventail ou *splay* des molécules). Si la déformation est décrite par la normale aux couches en chaque point  $\mathbf{n}(\mathbf{r})$  et si l'épaisseur d'équilibre des couches est  $d_0$ , l'énergie de déformation par unité de volume s'écrit [1]

$$\begin{aligned}
 F &= \frac{1}{2} B \varepsilon^2 + \frac{1}{2} K_1 (\operatorname{div} \mathbf{n})^2 \\
 &= \frac{1}{2} B \varepsilon^2 + \frac{1}{2} K_1 \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)^2
 \end{aligned}$$

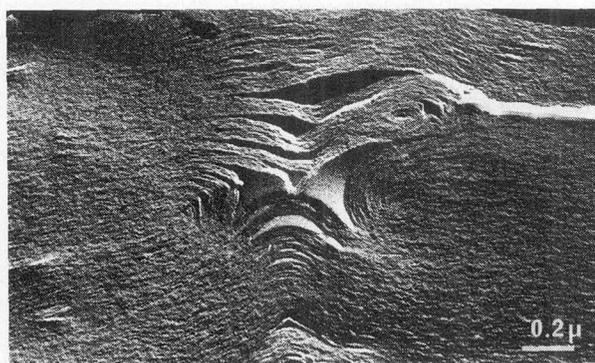
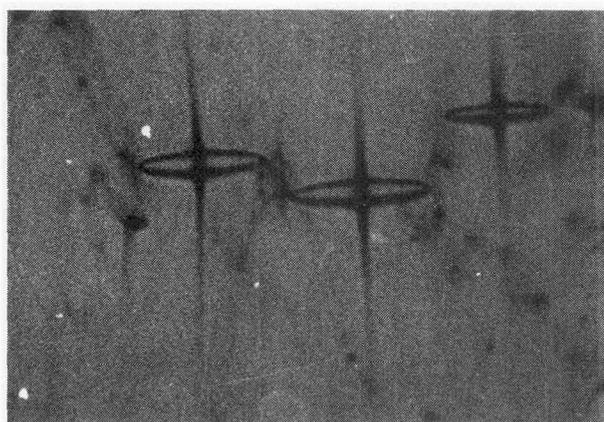
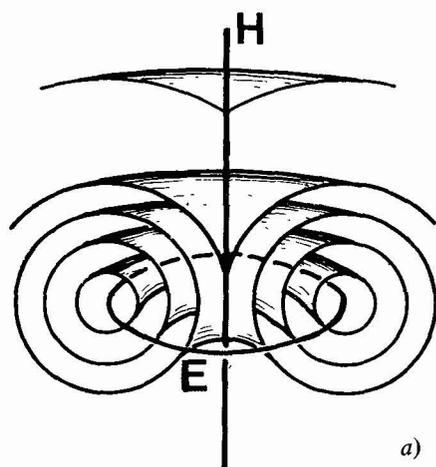


FIG. 4. — Un cas particulier de coniques focales : (a) Déformation des couches en tores ; les singularités associées sont un cercle et une droite. (b) Observation par microscopie optique ; les ellipses sont à peu près perpendiculaires au plan d'observation. (c) Observation par microscopie électronique (cryodécapage). Le raccord des couches déformées avec un échantillon planaire se fait sans problème.

où  $\varepsilon$  est la dilatation relative

$$\varepsilon = \frac{d_0 - d}{d_0},$$

$R_1$  et  $R_2$  sont les rayons de courbure principaux de la couche déformée ;  $B$  est le module de Young de l'ordre de  $2 \times 10^7$  dyne/cm<sup>2</sup> et  $K_1$ , la constante de Frank de splay, de l'ordre de  $10^{-6}$  dyne. Dans toute déformation du smectique, on aura donc compétition entre une élasticité hookéenne et une élasticité de courbure.

4. **Energie d'un domaine focal.** — Le seul terme d'énergie est lié à la courbure des couches (éventail des molécules) et est faible, il faut bien sûr lui ajouter un terme d'énergie de cœur  $E_c$  des 2 coniques focales

$$F = \int \frac{K_1}{2} (\text{div } n)^2 dV + E_c.$$

Cependant Kléman et Parodi [8] en étudiant les configurations d'équilibre, en formulation covariante, ont montré que les cyclides de Dupin ne sont pas des solutions exactes des équations d'équilibre mais seulement des solutions approchées (elles introduisent dans le domaine une dilatation relative de l'ordre de  $10^{-3}$ ). Un calcul complet des structures d'équilibre et de leur énergie n'a pas été entrepris jusqu'à présent. On peut cependant supposer que leur énergie est faible si l'on en juge par la fréquence d'observation des domaines focaux aussi bien en microscopie optique qu'en microscopie électronique (cryodécapage).

5. **Les dislocations coin.** — L'approximation de faible déplacement par rapport à une structure planaire a permis de calculer le champ de distorsions [9], l'énergie et l'interaction avec les parois et entre elles des dislocations [10, 11] de translation lorsque le vecteur de Burgers n'est pas trop grand.

On a ainsi pu montrer que les distorsions autour d'une dislocation coin s'atténuent rapidement dans le plan des couches alors qu'elles décroissent très lentement le long de la normale aux couches [9]. Ce comportement fortement anisotrope se reflète dans l'énergie d'interaction entre 2 dislocations coin

— qui est strictement nulle lorsque 2 dislocations sont sur le même plan ; faible lorsqu'elles se trouvent sur des plans voisins,

— maximale lorsque les dislocations sont l'une au-dessus de l'autre,

— elle est répulsive entre dislocations du même signe et attractive entre dislocations de signe contraire.

(La figure 5 donne une représentation schématique de l'interaction entre 2 dislocations de signes opposés.) De plus la montée des lignes de dislocation dans les smectiques est plus facile que le glissement, ceci est lié au fait que la diffusion des molécules est elle aussi fortement anisotrope [10].

L'énergie par unité de longueur d'une ligne de dislocation est :

$$\tau = \frac{1}{2} \sqrt{KB} \frac{b^2}{r_c} + \tau_c$$

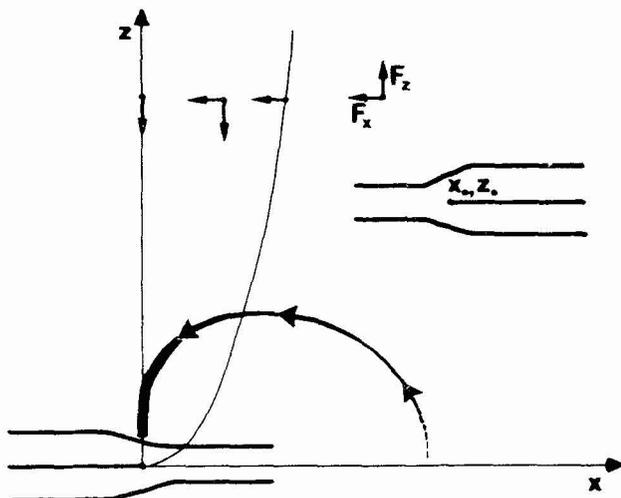


FIG. 5. — Représentation schématique de l'interaction entre 2 lignes de dislocation coin de signe opposé.

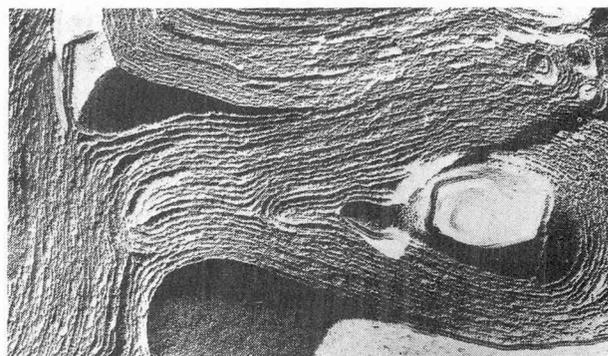
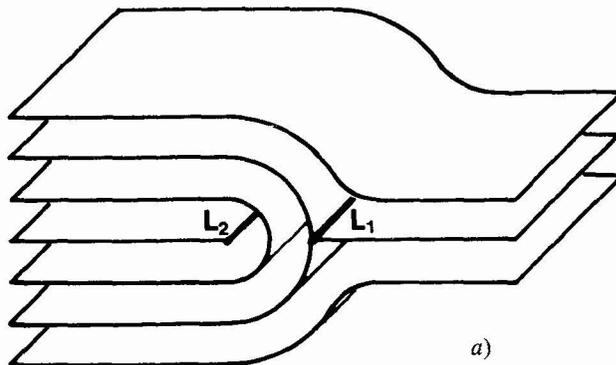
où  $r_c$  est un rayon de cœur et  $\tau_c$  l'énergie de cœur. Si l'on suppose que le rayon de cœur est du même ordre de grandeur que le vecteur de Burgers de la dislocation, on peut admettre que

$$\tau \simeq \frac{1}{2} \sqrt{K_1} B b + \tau_c.$$

Cette dépendance linéaire avec  $b$  laisse prévoir un comportement différent de celui des lignes de dislocations dans le solide. En effet, que les lignes soient groupées ou divisées ne change rien à l'énergie élastique et seule l'énergie de cœur va décider de leur structure.

Expérimentalement, il n'est pas possible d'observer par microscopie optique des dislocations coin unitaires (ou de faible vecteur de Burgers), la variation de l'indice de réfraction du milieu n'étant pas suffisante. Lorsqu'on les observe par exemple dans des parois de flexion, elles sont groupées en *dislocations géantes* (voir plus loin comment on a pu déterminer le vecteur de Burgers) [12, 13]. De même les limites gradins de gouttes libres smectiques ou de films minces de lécithine observés en microscopie électronique en transmission [19] ne sont autres que des dislocations coin qui peuvent être groupées en dislocations de grand vecteur de Burgers. De plus, le cryodécapage n'a pas permis de mettre en évidence l'existence de lignes de dislocation coin unitaires [3].

On est donc en présence d'une attraction à courte distance entre lignes de même signe (à grande distance elles se repoussent), liée à un problème de cœur. On a pu montrer [12, 13] que dans ce cas la ligne de dislocation se décompose en 2 lignes de disinclinaison de signes opposés (Fig. 6). Cette décomposition si elle diminue l'énergie totale de la ligne, introduit une forte dilatation des couches autour de la ( $S = -1/2$ ) et à partir d'un vecteur de Burgers critique [13] cette



b)

FIG. 6. — (a) Dislocation de translation  $b = 4d$  dissociée en deux dislocations de rotation  $L_1$  et  $L_2$  de signe opposé. (b) Observation de la dissociation en cryodécapage.

structure sera elle-même instable et se transformera en des rangées de coniques focales donnant lieu, par exemple, à la structure si caractéristique *en perles* des limites de gradins (Fig. 7).

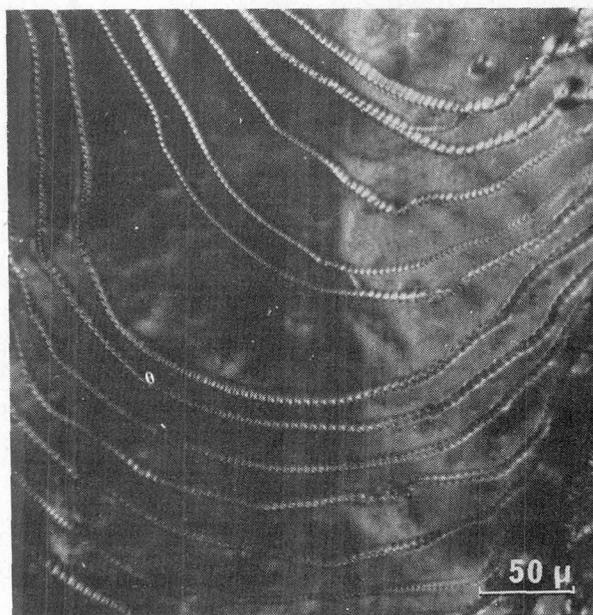


FIG. 7. — Goutte à gradins. Les dislocations coin géantes suivent des courbes de niveau.

6. Les parois de flexion. — 6.1 DESCRIPTION. — On peut s'attendre à la formation d'une paroi de flexion dans un smectique chaque fois que des orientations différentes sont imposées à des parties distinctes de l'échantillon. La compétition entre l'élasticité hookéenne et l'élasticité de courbure réduit la zone de raccordement à un joint de grain d'épaisseur finie.

Les premiers joints furent observés par Grandjean lorsqu'il déposait un smectique sur un monocristal de mica qui imposait deux orientations équivalentes aux plans smectiques [14] : ils ont été observés dans de nombreuses applications récentes où il y a compétition entre l'orientation imposée par les surfaces limites de l'échantillon et l'orientation due à l'effet d'une force volumique comme un champ électrique [15, 16], un champ magnétique [15], un cisaillement [12, 13] (Tableau II).

TABLEAU II

Quelques expériences permettant d'observer des parois de flexion

Force extérieure	Ancrage des molécules	Description de la paroi	Réf.
—	—	—	—
Champ électrique sur échantillon à anisotropie diélectrique positive	planaire	2 parois de dislocations (courbure) proches des limites de verre relaxant partiellement en 2 parois de Grandjean	[15]
Champ électrique sur échantillon à anisotropie diélectrique positive	planaire	1 seule paroi de Grandjean située au milieu nucléée à partir d'un domaine torique isolé dans l'échantillon	[16]
Cisaillement $\perp$ aux plans smectiques	planaire	2 parois de dislocation (et courbure) proches des limites de verre relaxant partiellement en 2 parois de Grandjean	[12] [13]
	perpendiculaire (homéotrope) entre lames formant un coin	paroi de dislocations sans courbure	[18]

Les angles de désorientation dans ces expériences peuvent atteindre une dizaine de degrés. On a ainsi pu analyser 3 types de parois symétriques :

— *La paroi de courbure* où les plans sont simplement fléchis ; l'épaisseur des couches ne reste pas constante dans la zone de raccordement. L'énergie par unité de surface, pour des angles de désorientation  $2\theta$  petits [17] est

$$\sigma \propto \sqrt{KB} \theta^3 .$$

— *La paroi de dislocations* : elle peut être formée seulement de dislocations mais le plus souvent accompagnée de courbure des plans nécessaire lorsque le plan de la paroi ne coïncide pas avec le plan bissecteur de l'angle de désorientation  $2\theta$  [13]. Pour des dislocations géantes et en négligeant la densité d'énergie de la paroi

$$\sigma_d \propto \theta^2 .$$

Celle-ci apparaît pour les plus fortes désorientations.

— *La paroi de Grandjean ou paroi de coniques focales*. Ce joint est formé uniquement de domaines focaux de même excentricité ayant leurs hyperboles parallèles et leurs ellipses dans le plan bissecteur des couches smectiques ; pour comprendre la géométrie d'une telle paroi, représentée figure 8d, il faut se rappeler que : i) Dans un domaine focal, à grande distance du plan de l'ellipse, les directions moléculaires coïncident avec les asymptotes de l'hyperbole ; la singularité conique sur l'hyperbole s'atténue au fur et à mesure qu'on s'éloigne de l'ellipse et à grande distance on peut supposer que les plans smectiques ont une orientation uniforme perpendiculaire à l'asymptote de l'hyperbole. ii) L'orientation lointaine des plans smectiques est fixée par l'excentricité  $1/e$  de l'hyperbole et  $e$  de l'ellipse. iii) Les plans smectiques sont perpendiculaires au plan de l'ellipse.

Ce joint permet de déterminer directement la flexion dans l'échantillon par la simple mesure du rapport des axes  $a/b$  des ellipses [13] ( $a$  est le grand axe et  $b$  le petit axe) puisque

$$\cotg^2 \theta = \frac{a^2}{b^2} - 1 .$$

Dans un milieu infini, c'est certainement le joint qui a l'énergie la plus faible puisqu'il est formé, uniquement de domaines focaux dans la configuration idéale (le problème de la non-idéalité de ces joints sera traité plus loin) Cependant, près d'une paroi de verre imposant une orientation privilégiée des molécules, l'énergie de la paroi est accrue par un terme d'énergie superficielle puisque l'ancrage suivant la direction imposée n'est pas conservé. Dans ce cas, la paroi de dislocations et la paroi de Grandjean sont compétitives et on peut observer les 2 configurations dans un même échantillon (Fig. 9). Lorsque la paroi est au milieu de l'échantillon et donc éloignée des lames de verre imposant l'orientation, on observe seulement la paroi de Grandjean [16].

*Remarque.* — C'est la présence simultanée de ces 2 types de paroi dans un même échantillon qui permet de déterminer le vecteur de Burgers des dislocations géantes ; en effet, du joint de Grandjean on peut déterminer la désorientation des plans à partir de la mesure des axes des ellipses ; cette valeur de  $\theta$ , jointe à la mesure de l'espacement des lignes de dislocations donne directement le vecteur de Burgers des dis-

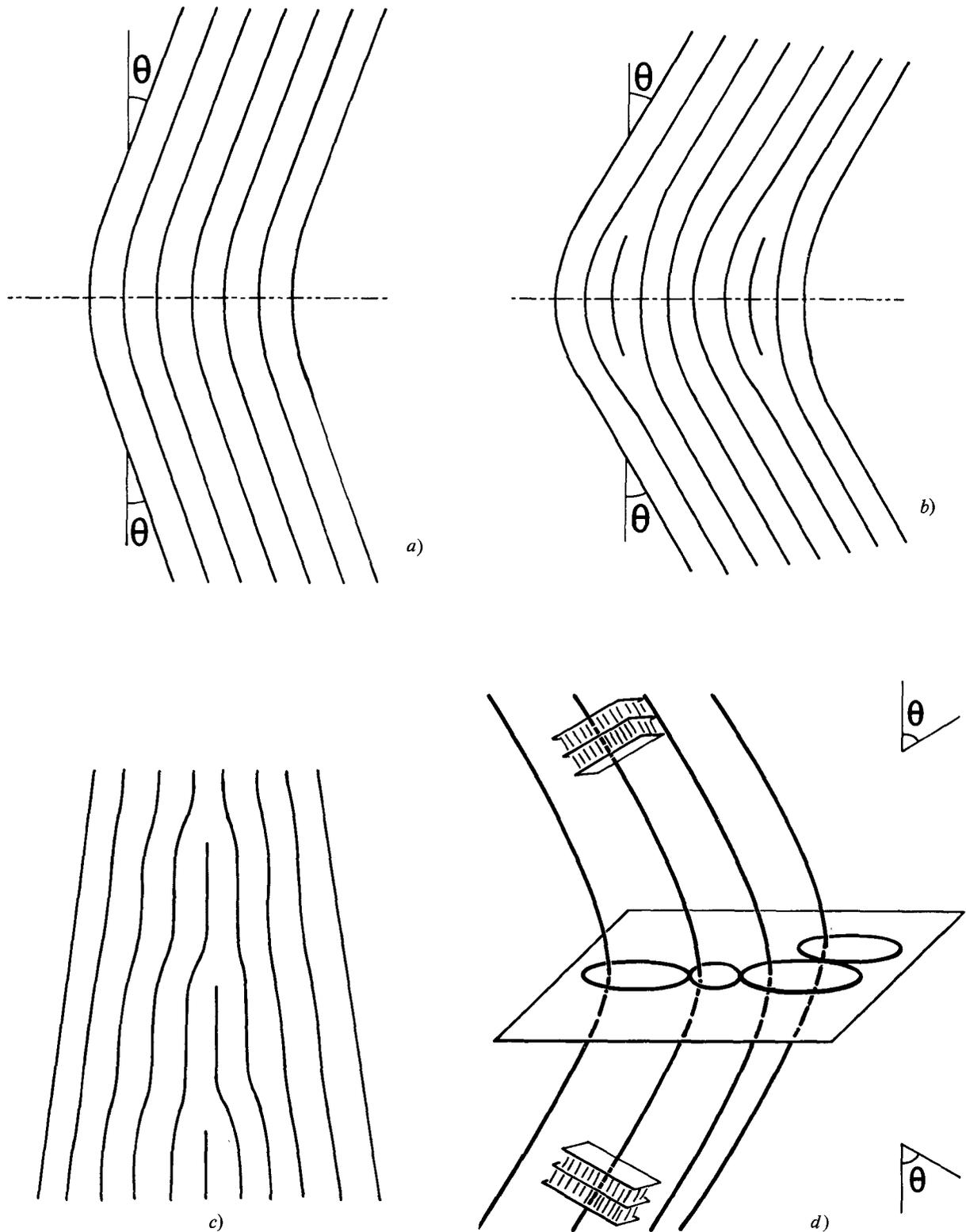


FIG. 8. — Parois de flexion symétriques dans un smectique A. (a) Courbure des plans. (b) Dislocations accompagnées de courbure. (c) Dislocations seules. (d) Domaines focaux parallèles et de même excentricité (paroi de Grandjean).

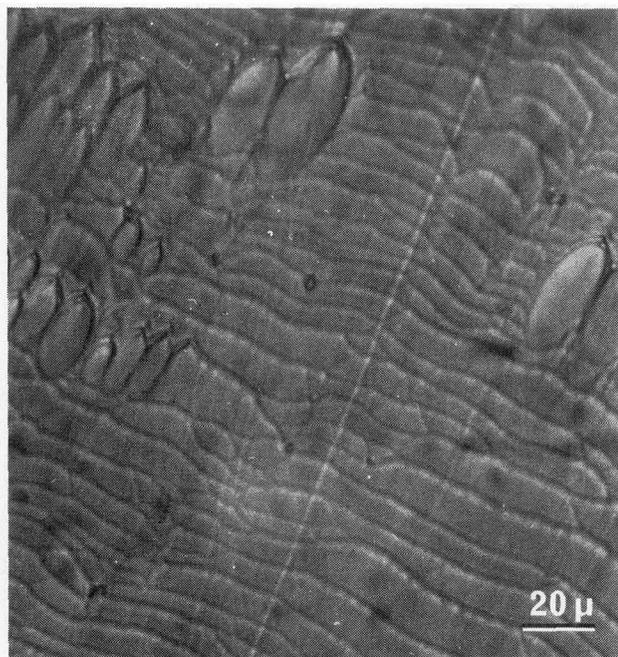


FIG. 9. — Transformation partielle d'une paroi de dislocations en paroi de domaines focaux [12].

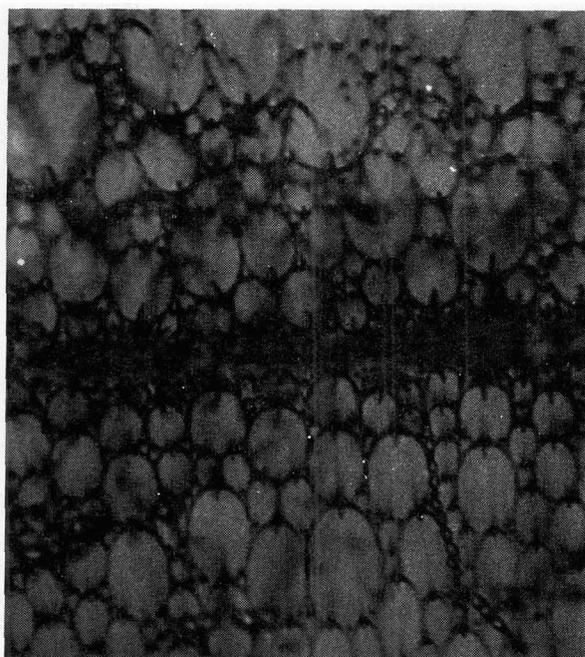


FIG. 10. — Paroi de Grandjean complète [16].

locations. On trouve par exemple un angle de désorientation à l'équilibre de  $\sim 20^\circ$  dans les expériences de cisaillement. Cet angle correspond à l'angle de cassure des couches smectiques sous une contrainte de dilatation. Les dislocations coin ont alors un vecteur de Burgers de l'ordre de 90 couches et leur cœur est dissocié en 2 lignes de disinclinaison de signes opposés.

**6.2 REMARQUES SUR LE REMPLISSAGE DE L'ESPACE PAR DES DOMAINES FOCAUX.** — Les treillis de domaines focaux tels que les décrivaient Friedel et Grandjean [2] sont formés d'un assemblage de domaines coniques d'excentricités différentes comprenant la partie des cyclides de Dupin ayant une courbure gaussienne  $1/R_1 R_2$  négative ; dans cette configuration chaque interstice entre domaines est rempli par un domaine plus petit tangent aux précédents jusqu'à des domaines de dimensions moléculaires [17]. Cependant Friedel [20] avait remarqué l'absence d'ellipses dans certains interstices ou polygones. Bouligand [5b] en analysant toutes les situations possibles utilisant exclusivement des systèmes de surfaces exactement parallèles a montré qu'il y avait incompatibilité entre les figures observées par Friedel et Grandjean et les règles d'association des domaines et que, bien qu'elles ne soient pas visibles à l'échelle de la microscopie optique, des dislocations vis et coin doivent exister dans ces configurations. Bien que la résolution de la microscopie optique ne permette pas de voir des domaines de dimensions inférieures à quelques microns, il semble que les domaines les plus petits soient souvent de taille supérieure à la limite de résolution.

En cryodécoupage, on n'a pas observé de domaines focaux ne contenant que quelques couches et la plupart des domaines mettent en jeu des centaines de couches.

Dans le cas particulier où ce treillis doit réaliser un joint de flexion, les ellipses doivent avoir toutes la même excentricité, déterminée par l'angle de flexion du joint, et avoir leurs axes parallèles. Les règles d'association dans ce cas particulier, combinées au fait que la taille des ellipses est quantifiée (les distances de chaque sommet de l'ellipse au foyer-point de percée de l'hyperbole doivent contenir un nombre entier de couches), sont trop contraignantes pour que, étant donné un interstice, il soit toujours possible de trouver un domaine focal qui satisfasse aux conditions imposées.

Dans le cas où le joint de Grandjean est nucléé à partir d'un joint de dislocations, les ellipses les plus petites ont une dimension de l'ordre de  $20 \mu$  et la zone interstitielle est formée d'un morceau de parois de dislocations, ou bien les ellipses se déforment pour ne pas laisser de vide interstitiel. Le remplissage itératif au sens de Bidaux *et al.* [17] n'est certainement pas observé.

**7. Les dislocations vis.** — **7.1 DISLOCATIONS VIS ISOLÉES.** — Autour d'une dislocation vis les plans smectiques prennent la forme d'un hélicoïde, qui est une surface minimale c'est-à-dire où  $\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} = 0$ . Elles n'ont ni énergie de courbure, ni énergie élastique hookéenne et seule une énergie de cœur leur est

associée [21]. Cette tension de ligne certainement faible laisse supposer qu'elles sont nombreuses dans tous les échantillons. Cependant elles ne sont pas visibles par microscopie optique lorsqu'elles sont isolées (du moins lorsque le vecteur de Burgers  $b$  est faible). L'inclusion de termes d'ordre supérieur dans l'élasticité [21] montre que la densité d'énergie varie en  $b^4$  et ceci assure que seules les dislocations vis de très faible vecteur de Burgers seront stables. Ce comportement les différencie très nettement des dislocations coin.

Ce fut un succès de l'observation par cryodécoupage [3] de vérifier directement ces 2 points, à savoir que les lignes vis isolées sont nombreuses dans tous les échantillons lamellaires et qu'elles sont unitaires. En effet lorsque les fractures suivent la forme des couches et qu'une dislocation vis les traverse, une marche ou *rivière* prend naissance au point de percée de la dislocation et se propage dans le sens d'avancée de la fracture (Fig. 11).



FIG. 11. — Observation de dislocations vis par cryodécoupage d'échantillons de lécithine : des rivières sont créées à partir du point d'émergence des lignes vis ; elles convergent et se propagent dans la direction d'avancée de la fracture (flèche).

Il faut remarquer que les dislocations vis changent la topologie du milieu lamellaire et connectent les plans entre eux. Ce sont donc des lieux privilégiés de diffusion dans la direction perpendiculaire aux couches, diffusion difficile dans un milieu parfait [1].

Des dislocations vis de vecteur de Burgers plus grand ont cependant pu être observées lorsqu'elles sont associées aux hyperboles de coniques focales,

formant une sorte de défaut mixte [22, 23]. Dans les 2 cas étudiés, l'étude des points de jonction avec des dislocations coin géantes montre qu'elles ne sont certainement pas unitaires.

D'autre part, lorsque le hasard de perturbations hydrodynamiques crée des dislocations vis de grand vecteur de Burgers (ou un grand nombre de dislocations unitaires très proches), celles-ci sont instables vis-à-vis d'une transformation en une structure complexe, apparentée aux coniques focales, et donnant lieu à de spectaculaires doubles hélices [24] (Fig. 12).

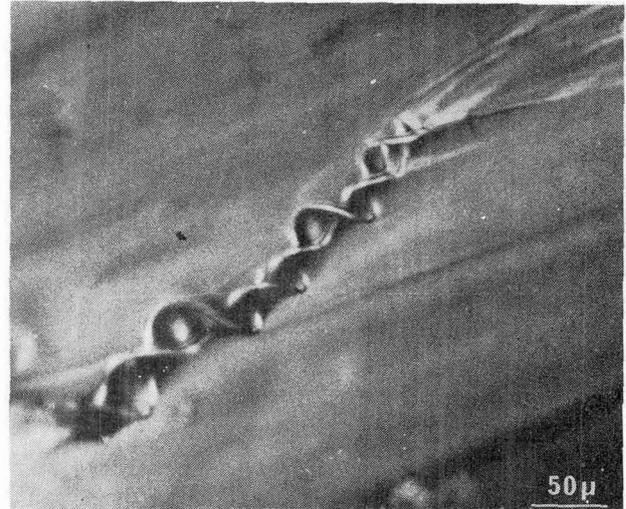


FIG. 12. — Double hélice observée dans un monocristal planaire.

7.2 PAROIS DE TORSION DANS LES SMA. — A cause de la structure même du Sm en couches d'épaisseur constante ( $\text{rot } n = 0$ ), la torsion continue est interdite et la seule possibilité de réaliser de la torsion entre 2 parties d'un échantillon est par la formation d'un réseau bidimensionnel de dislocations vis formant une paroi de torsion. On peut créer de telles parois en gelant une configuration nématique connue où apparaît une déformation de torsion continue [24] (lorsque la transition  $N \rightarrow \text{Sm}$  est quasi 2nd ordre).

Dans un échantillon nématique avec ancrage *dit* planaire des molécules sur les lames de verre, une ligne de disinclinaison torse,  $S = 1/2$ , sépare une région I uniformément orientée d'une région II où les molécules subissent une rotation de  $\pi$  répartie sur l'épaisseur de l'échantillon. Lorsque celui-ci est refroidi jusqu'à la phase smectique, la transformation de la région I se fait sans problème en 1 cristal avec plans perpendiculaires aux lames de verre alors que des parois de torsion se forment dans la partie II qui se terminent sur la ligne L. L'aspect de l'échantillon, vu dans un plan horizontal, est représenté sur la figure 13. La ligne de disinclinaison souple, et mobile en phase N, s'est transformée en un zigzag formant un hélice simple. On peut montrer que les segments dont les projections sont perpendiculaires jouent le rôle de lignes focales

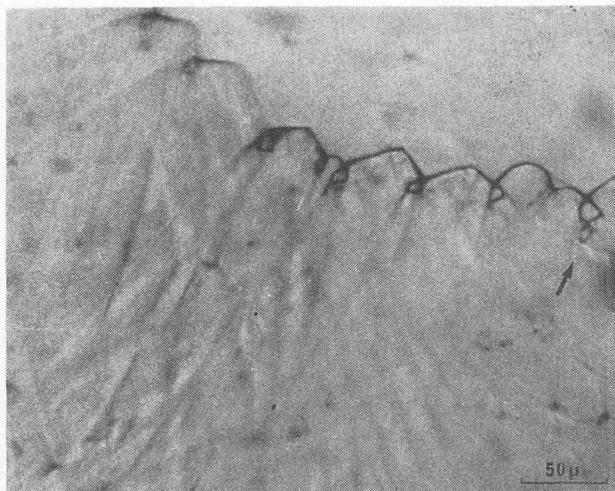


FIG. 13. — Ligne de singularité hélicoïdale simple séparant une zone uniformément orientée (I) d'une zone où apparaissent des parois de torsion.

pour les plans smectiques situés à l'intérieur de domaines fragmentés tétraédriques alors que le petit segment qui ferme la chaîne est une ligne de disinclinaison torse, source de dislocations vis. Celles-ci apparaissent seulement comme des ombres et donnent lieu à des moirés compliqués et confus en lumière monochromatique qu'il n'est pas possible d'analyser en détails. Il semble cependant qu'elles soient groupées sur plusieurs niveaux, formant plusieurs parois de

torsion superposées dont la structure exacte n'a pu être déterminée par microscopie optique. J'ajouterai, qu'en cryodécapage, on a observé des groupes de quelques dislocations vis avec un espacement constant ( $\sim 200 \text{ \AA}$ ) et bien qu'il ne soit pas exclu qu'elles appartiennent à une surstructure, leur nombre semble trop petit pour former une paroi de torsion.

**8. Conclusion.** — Dans cet exposé, j'ai tenté de présenter l'aspect expérimental de l'étude des défauts linéaires dans les smectiques A en me limitant à quelques expériences qui semblaient caractéristiques et il est bien évident que ce papier ne prétend pas être exhaustif.

Beaucoup de problèmes restent ouverts comme celui de la nucléation des défauts, effleuré à propos de la transformation des parois de dislocations ou parois de Grandjean, ou celui de l'interaction des différents défauts entre eux. A ce propos il peut être fluctueux de comparer les observations dans les smectiques A à celles faites dans les cholestériques où il est possible de voir les plans en microscopie optique [25]. Dans ce dernier cas, les domaines focaux sont beaucoup plus lâches et les déviations par rapport aux structures d'épaisseur constante beaucoup plus importantes, cependant on y rencontre les 3 types de défauts étudiés ici.

D'autre part si l'étude statique est relativement avancée, l'étude de la *dynamique* des défauts a été négligée et devrait maintenant être abordée.

### Bibliographie

- [1] DE GENNES, P. G., *The Physics of Liquid Crystals* (Oxford University Press) 1974.
- [2] FRIEDEL, G. et GRANDJEAN, F., *Bull. Soc. Fr. Minér.* **33** (1910) 409.
- [3] KLÉMAN, M., WILLIAMS, C. E., COSTELLO, M. J. et GULIK-KRZYWICKI, T., *Philos. Mag.* **35** (1977) 33.
- [4] KLÉMAN, M. et TOULOUSE, G., *J. Physique Lett.* **37** (1976) L-149.
- [5a] DARBOUT, G., *Principes de Géométrie Analytique* (Gauthier-Villars, Paris) 1917.
- [5b] BOULIGAND, Y., *J. Physique* **33** (1972) 525.
- [6] FRIEDEL, E., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci.* **179** (1925) 269.
- [7] Pour une étude détaillée des domaines focaux et des différentes textures voir les réf. [2] et [5b]; pour une discussion statistique du remplissage itératif de l'espace par des domaines focaux, voir réf. [17].
- [8] KLÉMAN, M. et PARODI, O., *J. Physique* **36** (1975) 671.
- [9] DE GENNES, P. G., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci.*, **275** (1972) 939.
- [10] KLÉMAN, M. et WILLIAMS, C. E., *J. Physique Lett.* **35** (1974) L-49.
- KLÉMAN, M., *J. Physique* **35** (1974) 595.
- [11] PERSHAN, P. S., *J. Appl. Phys.* **45** (1974) 1590.
- [12] WILLIAMS, C. E. et KLÉMAN, M., *J. Physique Colloq.* **36** (1975) C1-315.
- [13] WILLIAMS, C. E., Thèse Orsay (1976), C.N.R.S. n° AO 12.720.
- [14] GRANDJEAN, F., *Bull. Soc. Fr. Minér.* **39** (1916) 164.
- [15] LÉGER, L., MIRCEA-ROUSSEL, A. et STEERS, M., *J. Physique Colloq.* **37** (1976) C3-145.
- LÉGER, L., Thèse Orsay (1976).
- LÉGER, L., RAULT, J. et WILLIAMS, C., à paraître.
- [16] HARENG, M., LE BERRE, S., METZGER, J. J., *Appl. Phys. Lett.* **27** (1975) 575.
- [17] BIDAUX, R., BOCCARA, N., SARMA, G., DE SEZE, L., DE GENNES, P. G. et PARODI, O., *J. Physique* **34** (1973) 661.
- [18] BARTOLINO, R. et DURAND, G., à paraître.
- [19] COLLIEUX, C., KLÉMAN, M. et VEYSSIE, M., *8th Intern. Congr. on electron microscopy*, Canberra, I (1974) 718.
- KLÉMAN, M., COLLIEUX, C. et VEYSSIE, M., *Adv. Chem.*, Series **152** (1976) 71.
- [20] FRIEDEL, G., *Ann. Phys.* **18** (1922) 273.
- [21] KLÉMAN, M., *Philos. Mag.* **34** (1976) 79.
- [22] FRANK, F. C., *Disc. Faraday Soc.* **25** (1958) 19.
- [23] WILLIAMS, C. E. et KLÉMAN, M., *Philos. Mag.* **33** (1976) 213.
- [24] WILLIAMS, C. E., *Philos. Mag.* **32** (1975) 313.
- [25] Voir à ce propos l'étude rigoureuse faite par BOULIGAND, Y. et publiée au *J. Physique* de 1972 à 1976.