

This article was downloaded by:

On: 26 January 2011

Access details: *Access Details: Free Access*

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



## Liquid Crystals

Publication details, including instructions for authors and subscription information:

<http://www.informaworld.com/smpp/title~content=t713926090>

### Lien experimental entre la viscosité et la longueur de corrélation $\zeta_{\parallel}$ dans les smectiques hexatiques B et F

Par P. Oswald<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Laboratoire de Physique des Solides, Université de Paris-Sud, Orsay, France

**To cite this Article** Oswald, Par P.(1986) 'Lien experimental entre la viscosité et la longueur de corrélation  $\zeta_{\parallel}$  dans les smectiques hexatiques B et F', *Liquid Crystals*, 1: 3, 227 – 237

**To link to this Article:** DOI: 10.1080/02678298608086511

**URL:** <http://dx.doi.org/10.1080/02678298608086511>

PLEASE SCROLL DOWN FOR ARTICLE

Full terms and conditions of use: <http://www.informaworld.com/terms-and-conditions-of-access.pdf>

This article may be used for research, teaching and private study purposes. Any substantial or systematic reproduction, re-distribution, re-selling, loan or 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.

## Lien experimental entre la viscosité et la longueur de corrélation $\xi_{\parallel}$ dans les smectiques hexatiques B et F

par P. OSWALD

Laboratoire de Physique des Solides, Université de Paris-Sud, 91405 Orsay, France

(Received 3 March 1986; accepted 19 April 1986)

Nous présentons les premières mesures de viscosité en cisaillement parallèle aux couches dans la phase B hexatique du 65OBC (*n*-hexyl-4'-*n*-pentyloxybiphényle-4-carboxylate) et dans la phase F du 9O.4 (4-*n*-nonyloxybenzilidène-4'-*n*-butylaniline). Le comportement pseudoplastique observé dans ces deux phases est analysé en termes de couplage entre l'écoulement et les dislocations. Leur viscosité intrinsèque est déduite des mesures à hautes fréquences. Nous montrons qu'elle est proportionnelle à la longueur de cohérence  $\xi_{\parallel}$  mesurée antérieurement dans les couches par diffraction des rayons X.

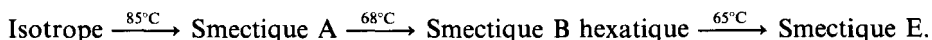
### Experimental relationship between viscosity and correlation length $\xi_{\parallel}$ in hexatic smectic B and F phases

We present the first measurements of the shear viscosity parallel to the layers in the hexatic B phase of 65OBC (*n*-hexyl-4'-*n*-pentyloxybiphenyl-4-carboxylate) and in the F phase of 9O.4 (4-*n*-nonyloxybenzilidene-4'-*n*-butylaniline). The pseudoplastic behaviour observed in these two phases is analysed in terms of coupling between flow and dislocations. Their intrinsic viscosity is deduced from high frequency measurements. We show it is proportional to the correlation length  $\xi_{\parallel}$  previously measured in the layers by X-ray diffraction.

#### 1. Introduction

Les smectiques B sont des phases lamellaires avec un ordre hexagonal dans le plan des couches [1]. Les molécules étant normales aux couches, ces phases sont optiquement uniaxes. On sait depuis quelques années qu'il existe deux phases B thermodynamiquement distinctes. La première a la structure d'un cristal tridimensionnel classique. La phase B du 4O.8 (4-*n*-butyloxybenzilidène-4'-*n*-octylaniline) est de ce type. Les rayons X [2] mais aussi des mesures de modules élastiques [3, 4] l'ont prouvé. Une énorme anisotropie mécanique et plastique couplée à une très forte densité de dislocations fait l'originalité de ces cristaux [5]. La seconde est qualifiée d'hexatique. Son existence fut d'abord prouvée dans le cadre théorique de la fusion bidimensionnelle par Halperin et Nelson [6] puis généralisée au cas tridimensionnel des smectiques par Birgeneau et Litster [7]. Rappelons qu'elle se caractérise par un ordre 3D à longue distance pour les orientations des liaisons des molécules proches voisines et par des corrélations de position à courte distance dans les couches et entre les couches.

Les corps qui présentent une phase B hexatique sont peu nombreux [8]. Le plus étudié est le 65OBC (*n*-hexyl-4'-*n*-pentyloxybiphényle-4-carboxylate) [8(a)]. Il présente la séquence suivante de transitions de phase:



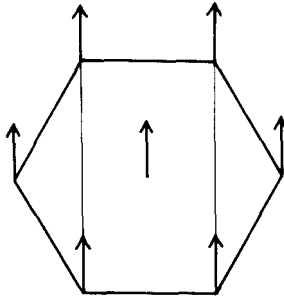


Figure 1. Arrangement moléculaire dans le plan des couches en  $S_F$ . Les flèches représentent les projections des molécules qui sont inclinées suivant le grand côté de la base rectangle.

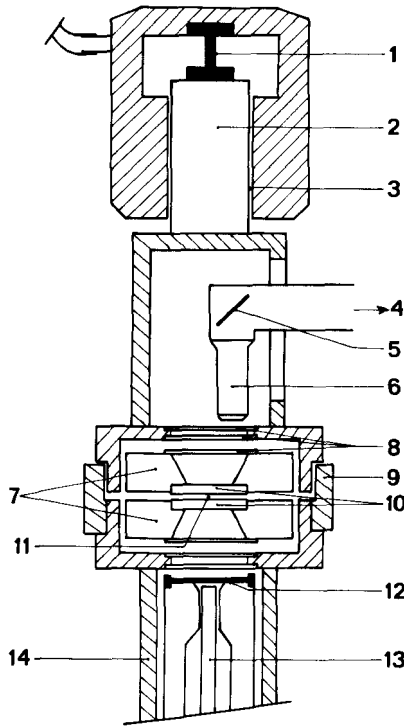


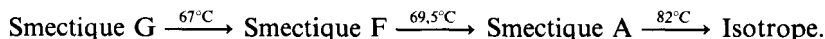
Figure 2. Montage expérimental. (1) Fil de torsion. (2) Système de guidage. (3) Coussin d'air. (4) Vers le microscope polarisant. (5) Miroir. (6) Objectif. (7) Fours. (8) Lamelles de protection thermique. (9) Anneau en plexiglass. (10) Lame de verre limitant l'échantillon. (11) Echantillon homéotrope. (12) Polariseur. (13) Fibre optique. (14) Arbre de transmission.

La structure de ce  $S_{B_{hex}}$  est assez bien connue, en particulier l'évolution avec la température des longueurs de corrélations positionnelles [9, 13 (c)]. On sait également par des mesures calorimétriques, que la transition  $S_A \rightarrow S_{B_{hex}}$  est du second ordre dans ce matériaux [10]. Enfin, des mesures mécaniques sur films libres indiquent un comportement visqueux en cisaillement dans le plan des couches [11].

Dans cet article, nous reportons les premières mesures de viscosité en cisaillement parallèle aux couches dans la phase hexatique du 65OBC. Comme l'ont suggéré

Zippelius *et al.* [12] dans le cas bidimensionnel, les coefficients de viscosité doivent fortement dépendre de la densité de dislocations libres dans le plan des couches et par ce biais être directement reliés aux longueurs de cohérence. C'est ce lien que nous avons cherché à établir expérimentalement.

Le cas de la phase hexatique F du 9O.4 (4-*n*-nonyloxybenzilidène-4'-*n*-butyl-aniline) [13] est également étudié. Mais la situation est expérimentalement plus complexe, les molécules étant inclinées sur la normale aux couches (figure 1). Nous rappelons pour ce corps les températures de transition:



## 2. Appareillage

Nous avons utilisé un rhéogoniomètre de Weissenberg, modèle R 19 [14]. Le montage est représenté sur la figure 2. L'échantillon, limité par deux lames en verre planes, circulaires et parallèles, est soumis à un cisaillement alternatif que lui impose la lame inférieure

$$\theta = \theta_0 \sin \omega t. \quad (1)$$

L'amplitude de l'oscillation  $\theta_0$  peut être choisie entre 0 et  $3 \times 10^{-2}$  rd et la fréquence  $f = \omega/2\pi$  entre  $10^{-6}$  et 50 Hz. Sous l'action du couple transmis par l'échantillon, la lame supérieure, elle-même solidaire d'un fil de torsion de rigidité  $k = 5,2 \times 10^6$  dyne cm/rd, oscille avec une amplitude

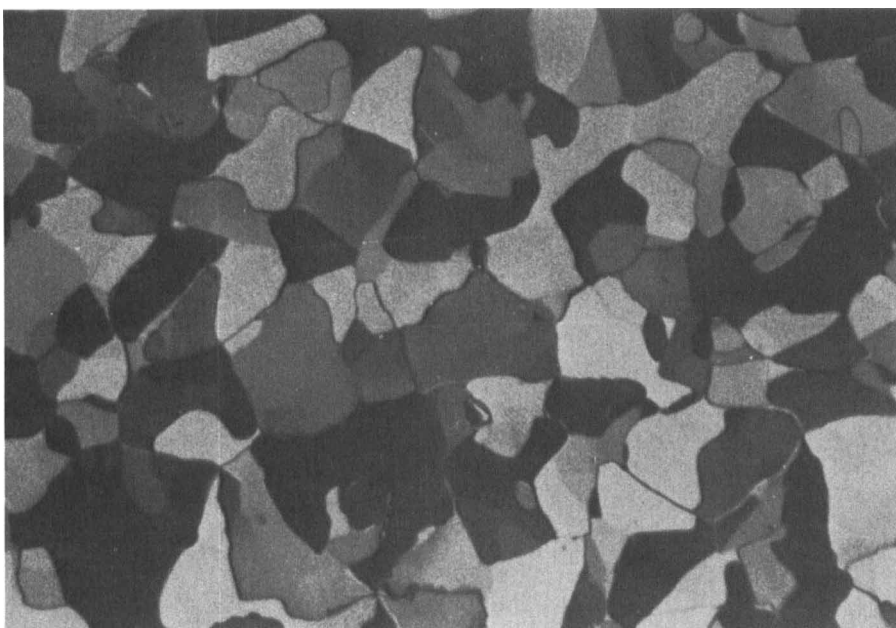
$$\theta' = \theta'_0 \sin(\omega t + \phi). \quad (2)$$

Le rapport des amplitudes maximales  $x = \theta'_0/\theta_0$  et le déphasage  $\phi$  sont mesurés. Un microscope polarisant permet de visualiser la presque totalité de l'échantillon [15]. Un four permet de contrôler la température. Celle-ci, homogène à  $0,3^\circ\text{C}$  près (il existe un gradient radial à cause des grandes fenêtres d'observation) est stabilisée à  $0,02^\circ\text{C}$  près.

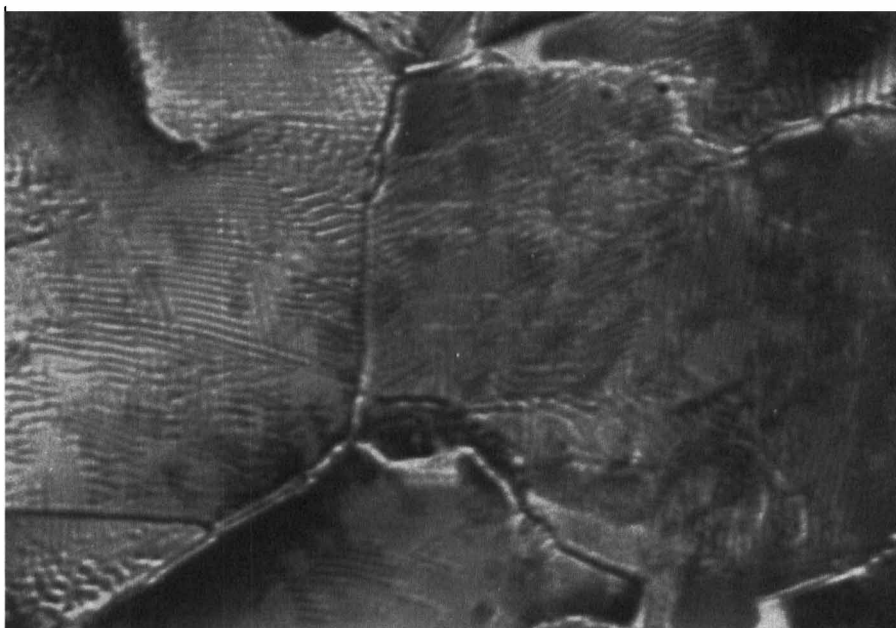
## 3. Préparation des échantillons homéotropes

Il s'avère que les méthodes classiques (traitement chimique des lames par dépôt de polymères) sont inefficaces. La principale raison est la formation de bâtonnets de Friedel [16] à la transition  $S_A \leftrightarrow$  Isotrope qui conduit inmanquablement à une structure désordonnée (dite 'en éventail') en phases smectiques [8 (a)].

Pour réussir un alignement homéotrope (couches smectiques parallèles aux lames) nous cisailons l'échantillon à moyenne fréquence ( $\sim 20$  Hz) tout en le soumettant à un cycle de compressions et de dilatations successives de très faibles amplitudes (quelques  $\mu\text{m}$ ). Un contrôle visuel de l'échantillon est nécessaire pour bien réussir l'alignement et éliminer les dernières stries huileuses. Nous vérifions que l'échantillon est homéotrope par conoscopie puis nous le laissons recuire pendant 24 heures au moins. Il est facile de s'assurer que l'orientation des couches reste inchangée en  $S_{B_{\text{hex}}}$  (65OBC) et en  $S_F$  (9O.4). Dans le premier cas, la transition est invisible. Dans le second cas, le passage en  $S_F$  est bien visible (figure 3 (a)) à cause de l'inclinaison progressive des molécules (figure 1). Cet effet s'accompagne d'une variation de l'épaisseur des couches et conduit rapidement à une instabilité d'ondulation des couches analogue à celle des smectiques C (figure 3 (b)) [17]. Pour limiter son importance, il convient de refroidir très lentement l'échantillon ( $0,5^\circ\text{C/h}$ ).



(a)



(b)

Figure 3. (a) Texture mosaïque en smectique F (nicols croisés). (b) Ondulation des couches. Elles apparaissent après refroidissement de l'échantillon.

#### 4. Resultats experimentaux

##### 4.1. Rappels théoriques

Si la réponse du système est purement visqueuse, les grandeurs mesurées  $x$  et  $\phi$  (définies plus haut dans le §2) sont directement reliées à la viscosité apparente de l'échantillon  $\eta_{\text{app}}$  par les relations suivantes

$$\eta_{\text{app}} = \frac{4dI}{R^4} \frac{x}{\sqrt{(1-x^2)}} \frac{|f_p^2 - f^2|}{f}, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \text{tg } \phi &= \frac{4Id}{\eta_{\text{app}} R} \frac{f_p^2 - f^2}{f} \\ &= \pm \frac{\sqrt{(1-x^2)}}{x} \begin{pmatrix} + \text{ si } f < f_p \\ - \text{ si } f > f_p \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (4)$$

Dans ces expressions,  $I$  désigne le moment d'inertie du four supérieur et du système de guidage ( $I = 5270 \text{ g cm}^2$ ),  $d$  l'épaisseur de l'échantillon et  $R$  son rayon. Dans nos expériences, nous avons typiquement  $R = 1,25 \text{ cm}$  et  $d = 100 \mu\text{m}$ .  $f_p$  est la fréquence de résonance ( $f_p = (1/2\pi) \sqrt{(k/I)} = 5 \text{ Hz}$ ) pour laquelle  $x = 1$  et  $\phi = 0$ . Loin de la résonance ( $f \neq f_p$ )  $x \ll 1$  et  $|\phi| \simeq \pi/2$ . La réponse du système est en quadrature avec l'excitation, résultat bien connu dans les fluides visqueux. Au voisinage de la fréquence de résonance, la méthode des oscillations forcées est inapplicable. La mesure de la viscosité à cette fréquence est néanmoins toujours possible en mesurant le temps d'amortissement  $\tau$  des oscillations libres du pendule de torsion. On trouve dans ce cas

$$\eta_{\text{app}}(f = f_p) = \frac{4Id}{\pi\tau R^4}. \quad (5)$$

##### 4.2. Cas du 650BC

Pour une épaisseur de l'échantillon  $d = 100 \mu\text{m}$  et une amplitude  $\theta_0 = 10^{-2} \text{ rd}$ , le rapport signal/bruit est bon (supérieur ou égal à 5) tant que la fréquence d'excitation est comprise entre 0,2 Hz et 20 Hz. Dans ces conditions expérimentales, les comportements rhéologiques des phases smectiques A et  $B_{\text{hex}}$  sont très semblables. En particulier, nous avons pu vérifier que dans les deux cas:

- (1) l'échantillon répond visqueusement à la sollicitation imposée ( $\phi \simeq \pi/2$  en dehors de la résonance),
- (2) sa viscosité apparente décroît avec la fréquence (comportement rhéofluidifiant) (figure 4),
- (3) cette viscosité sature vers une valeur constante  $\eta$  au-dessus d'une fréquence de coupure typiquement comprise entre 2 Hz et 3 Hz (figure 4).

Sur la figure 5, nous avons tracé l'évolution en température de la viscosité  $\eta$  mesurée à saturation. Nous voyons que  $\eta$  varie beaucoup plus vite dans le domaine hexatique qu'en  $S_A$  et diverge en  $S_E$ . Par contre, aucune discontinuité n'est visible à la transition  $S_A \leftrightarrow S_{B_{\text{hex}}}$ . Avant de commenter ces résultats, donnons ceux obtenus en  $S_F$ .

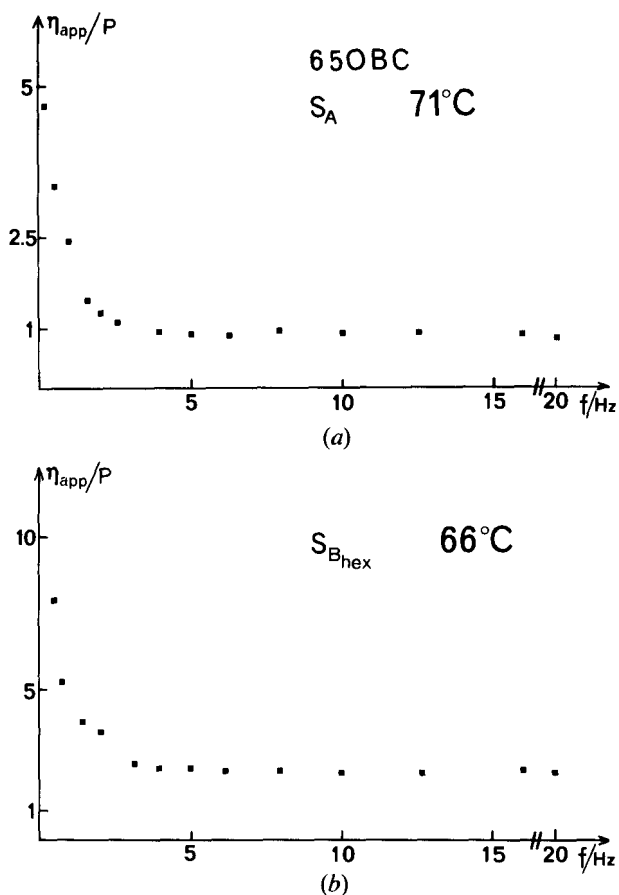


Figure 4. Viscosité apparente en fonction de la fréquence (a) en phase smectique A, (b) en phase B hexatique. Dans les deux cas, on observe un comportement pseudoplastique et une saturation de la viscosité au-dessus de 3 Hz.

#### 4.3. Cas du 90.4

Les expériences ont été menées dans les mêmes conditions que précédemment. Ici encore, on retrouve les mêmes comportements en fréquences et une saturation de la viscosité au-dessus de 3 Hz. La viscosité limite est fonction de la température (figure 6) et diverge en  $S_G$ . La transition  $S_A \leftrightarrow S_F$  fait par contre de façon continue.

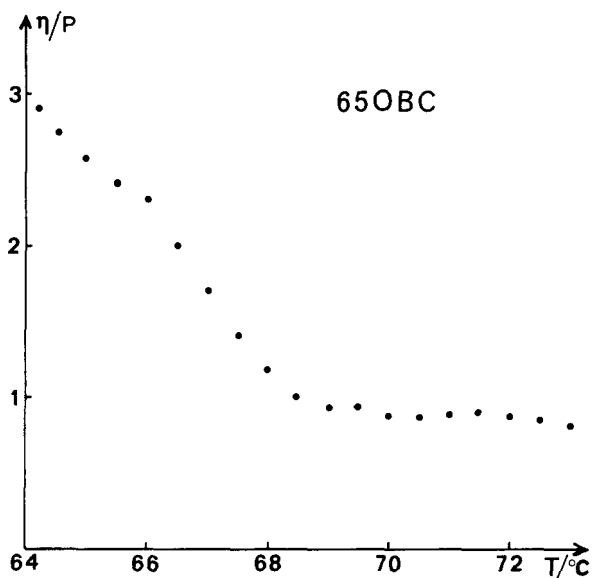
### 5. Discussion

Deux points méritent d'être commentés. Le premier concerne la remontée de la viscosité apparente aux faibles fréquences. Le second est relatif au comportement avec la température de la viscosité limite et au lien qui peut exister entre cette variation et celle de la longueur de cohérence mesurée dans les couches par rayons X.

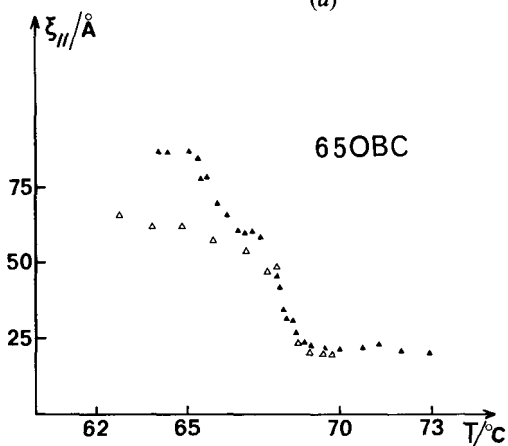
#### 5.1. Variations de la viscosité apparente en fonction de la fréquence

Cet aspect de la rhéologie des smectiques est maintenant assez bien compris. Deux mécanismes peuvent conduire à une augmentation de la viscosité mesurée.

Le premier est un effet de lubrification lié au défaut de parallélisme des lames de verre limitant l'échantillon [18]. Nous avons déjà estimé son importance dans le cas



(a)



(b)

Figure 5. Evolution avec la température (a) de la viscosité mesurée à saturation en phases smectiques A et B<sub>hex</sub>; (b) de la longueur de corrélation  $\xi_{||}$  mesurée par diffraction des rayons X sur films (9) ( $\blacktriangle$ ) et sur poudre [13(c)] ( $\triangle$ ).

d'un cisaillement continu [18(b)]. La généralisation au cas d'un cisaillement alternatif conduit au résultat suivant

$$\eta_{\text{eff}} = \eta + C(\alpha d/2m)[1/(1 + f^2/f_c^2)], \quad (6)$$

avec

$$2\pi f_c = \rho_e b B m; \quad (7)$$

$C$  est une constante (comprise entre 0 et 1). Elle ne dépend que de la géométrie du système et vaut ici  $2/\pi$ .  $\eta$  est la viscosité vraie du smectique,  $\alpha$  l'angle entre la normale à la lame supérieure et l'axe de rotation (jamais nul en pratique),  $m$  la mobilité d'une dislocation coin de vecteur de Burgers  $\mathbf{b}$  normal aux couches,  $\rho_e$  leur densité et  $B$  le



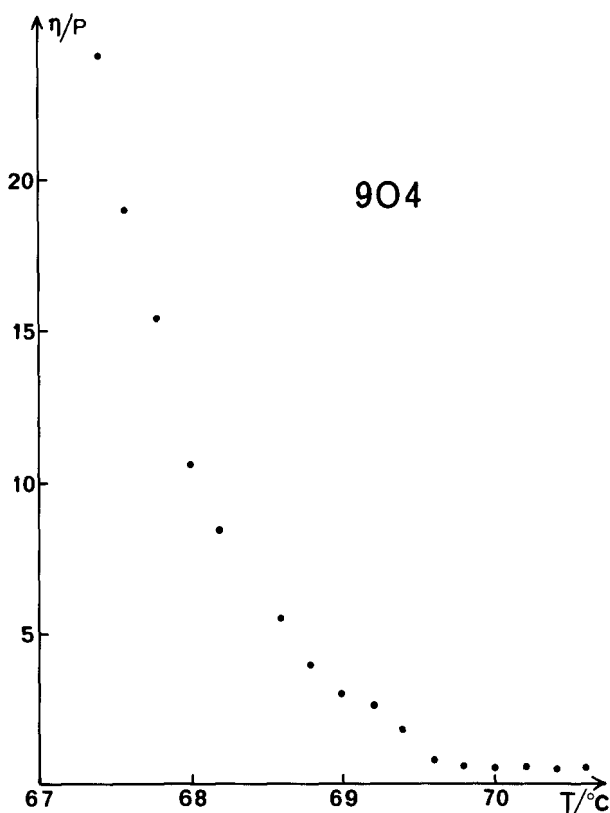


Figure 6. Viscosité en fonction de la température en phase  $S_F$ .

module de compressibilité des couches. Pour évaluer l'importance de l'effet de lubrification, cherchons la fréquence de coupure  $f_c$  au-dessus de laquelle l'erreur commise sur la mesure de la viscosité n'excède pas 10 pour cent. Ayant expérimentalement  $\alpha \sim 10^{-3}$  rd et  $d \sim 100 \mu\text{m}$ , et sachant qu'en  $S_A$ ,  $m \sim 10^{-7} \text{cm}^2 \text{sg}^{-1}$  [18 (b-d)],  $B \sim 5 \times 10^7 \text{erg cm}^{-3}$  [19],  $\eta \sim 1$  poise [18 (b), 20],  $q_c \sim \alpha/bd \sim 3 \times 10^5 \text{cm}^{-2}$  (c'est le cas dans les échantillons bien recuits thermiquement [18 (b-d), 21]), nous trouvons  $f_c \sim 1$  Hz. L'effet de lubrification pourra donc être négligé en  $S_A$  à des fréquences supérieures à quelques Hz.

D'un point de vue rhéologique, les phases hexatiques ne sont pas fondamentalement différentes du smectique A. Seules sont changées les valeurs des coefficients de transport  $\eta$  et  $m$  qui doivent augmenter. Dans ces conditions, la fréquence de coupure  $f_c$  (définie plus haut et proportionnelle à  $(\eta m)^{-1/2}$ ) diminue. L'effet de lubrification sera donc vite négligeable et moins important qu'en  $S_A$ .

Un second mécanisme, que nous avons décrit récemment, conduit également à une augmentation de la viscosité apparente et à une déformation visible des profils des vitesses [22 (a)]. Il s'agit du couplage entre les dislocations vis qui traversent les couches et l'écoulement [22 (b)]. Nous avons analysé théoriquement ce mécanisme en cisaillement continu et montré qu'il devenait important aux faibles taux de cisaillement. A des taux de cisaillement plus élevés (quelques  $\text{s}^{-1}$ ), les dislocations vis se déforment dans l'écoulement et pour cette raison dissipent moins d'énergie. La viscosité apparente sature alors vers la viscosité réelle du smectique. Comme

précédemment, ce mécanisme peut être généralisé au cas des oscillations forcées. Il suffit ici, l'inertie des dislocations vis étant négligeable [23], de substituer le taux de cisaillement par la fréquence dans les expressions déjà trouvées [22]. Nous obtenons

$$\eta_{\text{app}} = \eta \frac{\gamma d}{2} \coth \frac{\gamma d}{2}, \quad (8)$$

avec

$$\left. \begin{aligned} \gamma &= \rho_v^{1/2} \left( \frac{f_v}{f} \right)^{1/4} \\ f_v &= \frac{8 B b^2}{\pi \eta d^2} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

$\rho_v$  désigne ici la densité de dislocations vis. Elle vaut typiquement  $10^5 \text{ cm}^{-2}$  [18 (b), 22 (b), 24]. Définissant la fréquence de coupure comme précédemment ( $\eta_{\text{app}} = 1,1\eta$ ) on trouve ici  $f_c \sim 1 \text{ Hz}$ . Cette valeur reste pratiquement inchangée en phase hexatique si l'on se rappelle que seule change la viscosité ( $f_c$  varie en  $\eta^{1/4}$ ).

En conclusion, les deux processus microscopiques que nous venons de décrire permettent de rendre compte raisonnablement des résultats expérimentaux, à savoir: augmentation de la viscosité apparente aux faibles taux de cisaillement; saturation vers une valeur limite à des fréquences supérieures à quelques Hz; similitude de comportement en phase A et en phases hexatiques. Enfin, il apparaît clairement que la viscosité mesurée à saturation est bien égale à la viscosité intrinsèque du smectique.

### 5.2. Longueur de corrélation et viscosité en phases hexatiques

Comme nous l'avons rappelé dans l'introduction, un lien direct doit exister entre la valeur de la viscosité et la longueur de corrélation positionnelle  $\xi$  mesurée dans les couches. Sur la figure 6 (b) nous avons reporté les valeurs de  $\xi$  obtenues par diffraction des rayons X [9, 13 (c)]. La comparaison des figures 6 (a), (b) montre qu'avec une assez bonne approximation, la viscosité  $\eta$  est proportionnelle à  $\xi$  dans la phase  $B_{\text{hex}}$  du 65OBC. Sachant qu'en  $S_A$  (25)

$$\eta \simeq \frac{kT}{Db} \quad (10)$$

( $D$  coefficient d'autodiffusion) nous proposons d'écrire en phase hexatique

$$\eta \simeq \frac{kT}{Db} \left( \frac{\xi}{b} \right)^n. \quad (11)$$

Dans la phase B du 65OBC nous trouvons  $\eta = 1$ . Dans la phase F du 90.4 un résultat analogue semble s'appliquer. Sirota *et al.* [13 (d)] donnent  $\xi \sim 100 \text{ \AA}$  pour le 90.4 à  $65,5^\circ\text{C}$ , valeur 10 fois plus grande qu'en  $S_A$ . A cette température, la viscosité trouvée est également 10 fois plus grande qu'en  $S_A$ . Il semble donc que la proportionnalité entre  $\eta$  et  $\xi$  soit ici encore vérifiée.

## 6. Conclusion

Après avoir montré la similitude de comportement rhéologique entre la phase A et les phases hexatiques B ou F, nous avons établi que la viscosité en cisaillement parallèle aux couches est proportionnelle à la longueur de cohérence  $\xi$ . Cette

dépendance est assez inattendue, un modèle naïf de déformation par mouvement de dislocations conduisant plutôt à une loi en  $\xi^2$ . Ce résultat non trivial pose donc de nouvelles questions. Peut-on, par exemple, utiliser le formalisme d'Eyring des liquides [26] comme en  $S_A$  [25] (équation (10)) et l'adapter au cas hexatique en remplaçant les molécules par des amas de molécules de taille  $\xi^2$  ou faut-il au contraire l'abandonner au profit de modèles plus métallurgiques? Dans ce cas, faut-il attribuer la déformation à un mouvement de dislocations (je parle ici des dislocations d'équilibre du réseau hexagonal) ou plutôt à un mécanisme lacunaire, les dislocations jouant le rôle de sources et de puits de lacunes? Ces dislocations sont-elles libres ou groupées en parois de signes opposés comme le propose Chui [27]? Autant de questions qui montrent l'importance de poursuivre les expériences de rhéologie dans les systèmes hexatiques, notamment en cisaillement dans le plan des couches, cette situation étant plus proche du cas théorique traité par Zippelius *et al.* [12].

Je tiens à remercier C. Germain qui a synthétisé le 90.4 et la 65OBC ainsi que V. Klein pour son aide dans la réalisation technique du four qui équipe le rhéogoniomètre. J'ai bénéficié de discussions avec A. M. Levelut et M. Kléman.

### References

- [1] LEVELUT, A. M., DOUCET, J. et LAMBERT, M., 1974, *J. Phys., Paris*, **35**, 773. DOUCET, J., et LEVELUT, A. M., 1977, *J. Phys., Paris*, **38**, 1163.
- [2] MONCTON, D. E., et PINDAK, R., 1977, *Phys. Rev. Lett.*, **43**, 701. PERSHAN, P., ZEPPLI, G., LITSTER, J. D., et BIRGENEAU, R., 1981, *Molec. Crystals liq. Crystals*, **67**, 205.
- [3] PINDAK, R., BISHOP, D. J., et SPRINGER, W. O., 1980, *Phys. Rev. Lett.*, **44**, 1461. TARCZON, J. C., et MIYANO, K., *Phys. Rev. Lett.*, **46**, 119.
- [4] CAGNON, M., et DURAND, G., 1980, *Phys. Rev. Lett.*, **45**, 1418. CAGNON, M., et DURAND, G., 1981, *J. Phys. Lett., Paris*, **42**, L451. CAGNON, M., PALIERNE, J. F., et DURAND, G., 1982, *Molec. Crystals liq. Crystals Lett.*, **82**, 185.
- [5] (a) OSWALD, P., 1984, *J. Phys. Lett., Paris*, **45**, L1037. (b) OSWALD, P., *J. Phys., Paris*, **46**, 1255.
- [6] HALPERIN, B. I., et NELSON, D. R., 1978, *Phys. Rev. Lett.*, **41**, 121.
- [7] BIRGENEAU, R. J., et LITSTER, J. D., 1978, *J. Phys. Lett., Paris*, **39**, L399.
- [8] (a) GOODBY, J. W., et PINDAK, R., 1981, *Molec. Crystals liq. Crystals*, **75**, 233. (b) ALBERTINI, G., MELONE, S., POETI, G., RUSTICHELLI, F., et TORQUAT, G., 1984, *Molec. Crystals liq. Crystals*, **104**, 121.
- [9] PINDAK, R., MONCTON, D. E., DAVEY, S. C., et GOODBY, J. W., 1981, *Phys. Rev. Lett.*, **46**, 1135.
- [10] HUANG, C. C., VINER, J. M., PINDAK, R., et GOODBY, J. W., 1981, *Phys. Rev. Lett.*, **46**, 1289.
- [11] PINDAK, R., SPRINGER, W. O., BISHOP, D. J., OSHEROFF, D. D., et GOODBY, J. W., 1982, *Phys. Rev. Lett.*, **48**, 173.
- [12] ZIPPELIUS, A., HALPERIN, B. I., et NELSON, D. R., 1980, *Phys. Rev. B*, **22**, 2514.
- [13] (a) BENATTAR, J. J., DOUCET, J., LAMBERT, M., et LEVELUT, A. M., 1979, *Phys. Rev. A*, **28**, 2505. (b) BENATTAR, J. J., MOUSSA, F., LAMBERT, M., et GERMAIN, C., 1981, *J. Phys. Lett., Paris*, **42**, L67. (c) MOUSSA, F., BENATTAR, J. J., et WILLIAMS, C., 1983, *Molec. Crystals liq. Crystals*, **99**, 145. (d) SIROTA, E. B., PERSHAN, P. S., SORENSEN, L. B., et COLLETT, J., 1985, *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 2039.
- [14] Cet appareil est vendu par Sangamo Weston Controls Ltd, North Bersted, Bognor Regis, Sussex, Angleterre.
- [15] HORN, R. G., 1979, *Rev. scient. Instrum.*, **50**, 659.
- [16] FRIEDEL, G., 1922, *Annl's Phys.*, **18**, 273.
- [17] JOHNSON, D., et SAUPE, A., 1977, *Phys. Rev. A*, **15**, 2079.
- [18] (a) OSWALD, P., et KLÉMAN, M., 1982, *J. Phys. Lett., Paris*, **43**, 411. (b) OSWALD, P., 1985, Thèse d'Etat (Orsay). (c) OSWALD, P., 1983, *C. r. hebd. Séanc Acad. Sci., Paris*, **296**, 1385. (d) OSWALD, P., et KLÉMAN, M., 1984, *J. Phys. Lett., Paris*, **45**, L319.

- [19] (a) RICARD, L., et PROST, J., 1981, *J. Phys., Paris*, **42**, 861. (b) BARTOLINO, R., MALTHETE, J., et BARRA, O., 1980, *J. Phys., Paris*, **41**, 365.
- [20] (a) KIM, M. G., PARK, S., SR., COOPER, M., et LETCHER, S. V., 1976, *Molec. Crystals liq. Crystals*, **36**, 143. (b) BHATTACHARYA, S., et LETCHER, S. V., 1980, *Phys. Rev. Lett.*, **44**, 414. (c) HORN, R. G., et KLÉMAN, M., 1978, *Ann. Phys.*, **3**, 229.
- [21] OSWALD, P., et ALLAIN, M., 1985, *J. Phys., Paris*, **46**, 831.
- [22] (a) OSWALD, P., 1963, *J. Phys. Lett., Paris*, **44**, L303. (b) OSWALD, P., 1986, *J. Phys., Paris* (à paraître en Juin).
- [23] PLEINER, H., 1986, *Phil. Mag. A* (à paraître).
- [24] BOURDON, L., 1980, Thèse de 3ème cycle, Orsay.
- [25] PARODI, O., 1976, *J. Phys. Lett., Paris*, **37**, L143.
- [26] EYRING, H., et JHON, M. S., 1969, *Significant Liquid Structures* (Wiley).
- [27] CHUI, S. T., 1983, *Phys. Rev. B*, **28**, 178.