

THESE

Présentée par:

Jean-Baptiste FLEURY

Pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE STRASBOURG

Domaine: **Physique**



MATERIALISATION D'UN DEFAUT TOPOLOGIQUE DANS UN CRISTAL LIQUIDE NEMATIQUE

Commission d'examen:

Dr. Carlos MARQUES
Dr. Philippe POULIN
Dr. Pawel PIERANSKI
Pr. Yves GALERNE

Rapporteur interne
Rapporteur externe
Rapporteur externe
Directeur de thèse

Table des matières

Avant-propos	5
Chapitre d'introduction	7
I.1 Introduction aux cristaux liquides	8
I.1.a Distorsions élastiques du champ nématique du cristal liquide	9
I.1.b Ancrage du cristal liquide	10
I.1.c Longueur d'extrapolation du champ nématique du cristal liquide	11
I.1.d Défauts topologiques dans un cristal liquide nématique	12
I.2 Dispositif produisant des écoulements laminaires à un débit micrométrique	14
I.3 Traitement de surface des lames de verres	18
I.3.a Traitement produisant un champ nématique uniforme	18
I.3.b Traitement produisant plusieurs champs nématiques uniformément orientés.....	23
I.5 Polymérisation chimique et électrochimique	25
Interactions élastiques dans un cristal liquide nématique et analogie électrostatique	28
II.1 Défaut topologique produit par un objet en suspension dans une phase nématique.....	29
II.2 Interaction d'une bille avec le champ de distorsion d'une ligne de disinclinaison	30
II.2.a Interaction élastique dans le cas d'une bille à ancrage homéotrope fort.....	30
II.2.b Interaction élastique dans le cas d'une bille à ancrage planaire faible.....	33
II.3 Etude expérimentale de l'interaction entre une microparticule et une ligne de disinclinaison dans un cristal liquide nématique	35

II.3.a Détermination du coefficient b dans le cas planaire	43
II.4 Influence de l'orientation du dipôle sur l'interaction élastique et comportement des billes sur la ligne de disinclinaison	45
II.4.a Rôle de l'orientation du dipôle dans l'interaction entre une bille à ancrage homéotrope forte et une ligne de disinclinaison	45
II.4.b Comportement anormal des billes une fois en contact avec la ligne de disinclinaison.....	49
II.5 Conclusion	51
Interactions élastiques aux échelles sub-microscopiques	53
III.1.a Mouvements Browniens de translation et de rotation	54
III.1.b Energie d'ancrage et distorsion du champ nématique	55
III.1.c Billes planaires avec ancrage planaire nématique.....	56
III.2 Etude expérimentale du mouvement Brownien dans un puits de potentiel	59
III.2.a Mesure des viscosités effectives au moyen du mouvement Brownien	59
III.2.b Etude expérimentale du mouvement Brownien dans un puits de potentiel	61
III.3 Etude expérimentale de l'interaction entre une bille et une ligne de disinclinaison en fonction de son rayon	62
III.3.a Evolution du moment quadripolaire en fonction du rayon R	63
III.3.b Amplitude du mouvement Brownien face à la force nématique	65
III.4 Etude expérimentale de l'interaction d'une particule produisant une distorsion de type bend avec une ligne de disinclinaison	67
III.5 Conclusions	70
Adhésion d'une microparticule sur un substrat mou	73
IV.1 Interaction adhésive d'une microparticule sur un substrat en fonction de la force d'appui	74
IV.1.a Interaction entre une bille lisse et une surface plane	74

IV.1.b Interaction entre une bille rugueuse et un substrat	75
IV.2 Effet d'un champ hydrodynamique sur un objet sphérique en contact avec une surface	76
IV.3 Détermination de l'interaction d'une particule avec une surface par microfluidique	78
IV.3.a Cas de forces d'appui ultra-faibles	78
IV.3.b Utilisation de la force électrostatique comme force d'appui	81
IV.3.c Estimation de la transition entre le régime élastique et plastique	84
IV.3.d Mesure de décollement après une seconde polymérisation	85
IV.4 Conclusion du chapitre IV	86
Matérialisation d'un défaut topologique dans un cristal liquide nématique	88
V.1 Front de transition entre la phase nématique et la phase isotrope	89
V.1.a Ecoulement laminaire en une phase isotrope autour d'un collier	89
V.2 Micro-matérialisation d'un défaut topologique dans une phase nématique	90
V.2.a Auto-assemblage d'une ligne de disinclinaison à un endroit contrôlé	90
V.2.b Synthèse d'un collier de taille microscopique par auto-assemblage	91
V.2.c Matérialisation d'un défaut topologique au sein d'un cristal liquide nématique	92
V.2.d Persistance de la jonction dans la phase isotrope	95
V.3 Caractérisation de l'objet matérialisé	96
V.4 Etude de la gélification du système	102
V.5 Conclusions	103
Conclusions et perspectives	105
Annexe A	107
Annexe B	111

Avant-propos

L'habileté à contrôler l'arrangement spatial de la matière à une échelle micro/nanométrique constitue l'un des savoirs-faires importants de la physique moderne. Les applications sont variées et intéressent un nombre grandissant de disciplines. Cette performance est généralement réalisée au moyen d'une série de processus de micromanipulation, ou d'une phase dite d'*auto-assemblage*. Ce dernier processus est souvent rencontré en biologie, où des molécules forment par elle-même des structures avec un haut degré d'organisation sans intervention externe. L'utilisation de ce processus rencontre d'importantes limitations technologiques, notamment la difficulté à accroître ces structures jusqu'à des tailles plus importantes. Récemment, les cristaux liquides nématiques ont démontré qu'ils pouvaient être employés en matrice pour auto-assembler des objets de tailles micrométriques de manière contrôlée dans de riches variétés de structures (1D, 2D ou 3D).

Ces structures résultent d'une nouvelle interaction, que nous appellerons *la force nématique*. Cette force provient du couplage entre les distorsions élastiques produites par les différentes inclusions en suspension au sein de la phase nématique. Elle est de l'ordre du *pico-Newton* et agit sur de longues distances. Depuis sa découverte par P. Poulin et coll. en 1997 (*Science*, **275**. P 1770-1773), un grand nombre d'études expérimentales et théoriques lui ont été consacrées. Ces études ont essentiellement porté sur l'interaction entre différentes inclusions dans la phase nématique. L'originalité de notre travail consiste à étudier la force nématique non plus entre deux inclusions mais entre un défaut topologique unique et une inclusion unique. Dans notre cas ce défaut présente l'aspect d'une ligne, qu'on appellera une ligne de disinclinaison. L'utilisation d'un tel objet présente un intérêt d'un point de vue fondamental et pratique. Fondamentalement, une force nématique agit entre la ligne et la bille, cette force est capable d'attirer et de piéger l'inclusion sur la ligne elle-même. Nous étudions cette force au moyen d'une analogie électrostatique dans les chapitre deux et trois de ce manuscrit. Dans la pratique, la ligne de défaut peut connecter deux points ancrés sur les surfaces d'une même cellule. L'objet ainsi considéré est une matrice qui, agglomérant les inclusions, peut conduire à la formation *d'une connexion par auto-assemblage* dont, fait unique, il suffit de définir au

préalable les deux points d'attache. Enfin, nous pouvons assurer la cohésion de ce nouvel objet au moyen d'une polymérisation. Nous dirons alors que l'objet a été *matérialisé*.

Le premier chapitre de ce manuscrit fait le point sur l'état de l'art dans le domaine. Nous y présentons les différents systèmes d'intérêt pour notre travail : les cristaux liquides, les défauts topologiques, ainsi que les différentes techniques expérimentales employées. Nous rappelons également quelques éléments théoriques sur la physique des cristaux liquides nématiques.

Le chapitre suivant est consacré à l'étude de l'interaction d'un colloïde avec le champ de distorsion d'une ligne de disinclinaison. Le potentiel d'interaction correspondant est alors décrit au moyen d'une analogie électrostatique partielle. L'étude est répétée en fonction de différentes conditions d'ancrage sur les colloïdes utilisés.

Le troisième chapitre poursuit cette étude en réduisant la taille des particules interagissant avec le champ de distorsion du défaut topologique. Cette étude a pour but de déterminer les limites d'utilisation du défaut topologique en tant qu'outil pour attirer la matière.

Le quatrième chapitre traite de l'adhésion d'une microparticule sur un film polymère. Cette étude vise à définir les conditions de collage optimales pour réussir la *matérialisation* d'un défaut topologique.

Le dernier chapitre présente la matérialisation d'un défaut topologique par *auto-assemblage*, ainsi qu'une rapide caractérisation de l'objet réalisé. Nous montrons que l'objet en question est suffisamment résistant pour survivre à la transition de phase nématique-isotrope. L'objet existe alors dans une phase où les forces qui l'ont assemblé ont disparu.

Finalement, dans la conclusion, nous résumons les résultats les plus marquants de notre travail et nous discutons des perspectives qu'il ouvre.

CHAPITRE D'INTRODUCTION

I.1 Introduction aux cristaux liquides

Un cristal liquide est un état de la matière qui combine des propriétés d'un liquide conventionnel et celles d'un solide cristallin. Un cristal liquide est composé de molécules anisotropes, dans notre cas les molécules sont assimilables à des bâtonnets. Ces bâtonnets peuvent présenter un ordre positionnel et un ordre orientationnel. Ils s'organisent selon différentes phases, dans ce travail nous nous sommes surtout intéressés à la phase dite *nématique*. Elle est caractérisée par un ordre orientationnel à longue portée, les molécules sont ainsi orientées suivant une direction moyenne définie par le directeur \mathbf{n} , sans pour autant présenter d'ordre positionnel (figure 1.1). Cette phase est l'intermédiaire entre la phase cristalline (caractérisée par un ordre positionnel et orientationnel) et la phase isotrope (caractérisée par un désordre positionnel et orientationnel).

Soit un tenseur d'ordre \overline{Q} [1] :

$$\overline{Q} = S(\mathbf{n} \cdot \mathbf{n} - \frac{\mathbb{I}}{3}). \quad (\text{I.1})$$

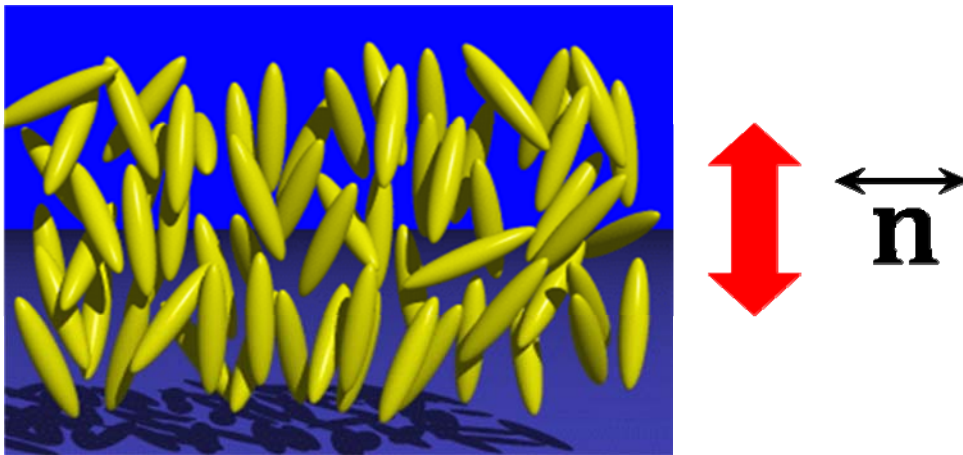


Figure I.1

En jaune, les molécules composant notre phase cristal liquide. Dans notre cas, les molécules sont toutes orientées selon la même direction, aussi appelée le directeur ou \mathbf{n} .

Où \mathbb{I} est le tenseur unitaire et S le paramètre d'ordre orientationnel de la phase nématique, défini par la relation suivante [1]:

$$S = \frac{1}{2} \langle 3 \cos(\beta_i) - 1 \rangle, \quad (I.2)$$

où β_i est l'angle entre l'axe principal de la molécule i et le directeur \mathbf{n} .

I.1.a Distorsions élastiques du champ nématique du cristal liquide

Considérons un cristal liquide nématique soumis à une contrainte extérieure déformant le champ du directeur \mathbf{n} . Cette déformation du champ du directeur \mathbf{n} produit une distorsion élastique du milieu, qui se traduit par une densité d'énergie libre non nulle. Celle-ci s'exprime en fonction des termes élastiques de *Frank* [2] :

$$F = \frac{1}{2} \int dr^3 (K_1 (\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + K_2 (\mathbf{n} \cdot (\nabla \wedge \mathbf{n}))^2 + K_3 (\mathbf{n} \wedge (\nabla \wedge \mathbf{n}))^2). \quad (I.3)$$

Où K_1 , K_2 et K_3 représentent, respectivement, les constantes élastiques de *splay*, *twist* et *bend* de la phase nématique. Les constantes introduites dans l'équation (1.3) sont associées aux trois modes de déformation dessinés sur la figure I.2.

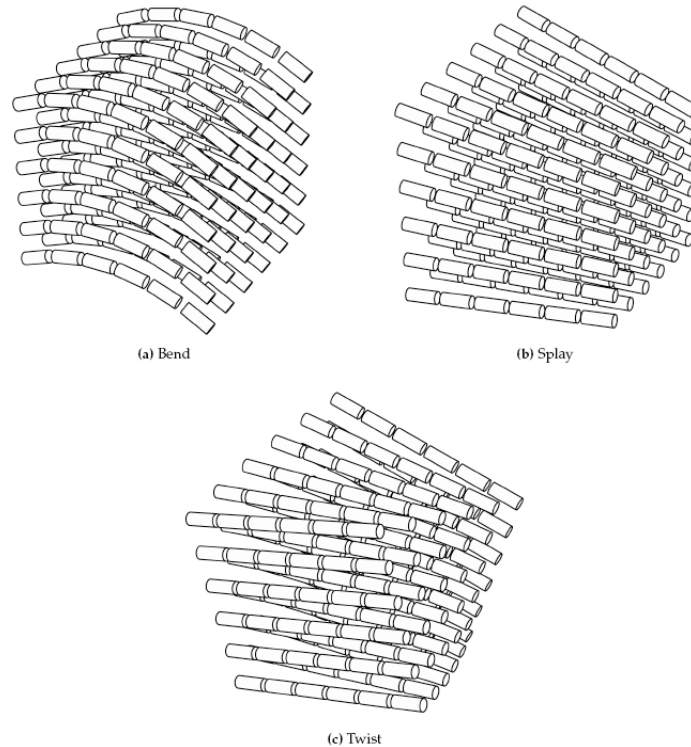


Figure I.2

Champs de distorsions de type *bend* (a), *splay* (b) et *twist* (c), les molécules composant le cristal liquide sont représentées par des cylindres blancs.

Il est possible de générer des déformations qui soient uniquement constituées d'un de ces trois modes (*splay*, *twist* ou *bend*) . En pratique, l'utilisation de l'équation de l'énergie libre élastique dans sa

forme complète (équation I.3) est complexe. Les équations d'équilibre dérivées à partir de celle-ci deviennent rapidement difficiles à résoudre analytiquement. Pour cette raison, il est souvent supposé que les trois constantes élastiques sont égales $K_1 = K_2 = K_3 = K$. [1]

I.1.b Ancrage du cristal liquide

L'interaction entre les molécules du cristal liquide et une surface quelconque définit l'orientation des molécules en contact avec cette surface. On appelle ceci l'ancrage des molécules de cristal liquide en surface et cette orientation d'ancrage est définie par l'angle d'ancrage zénithal θ , (ou pré-tilt), et l'angle d'ancrage azimutal φ (Fig. I.3).

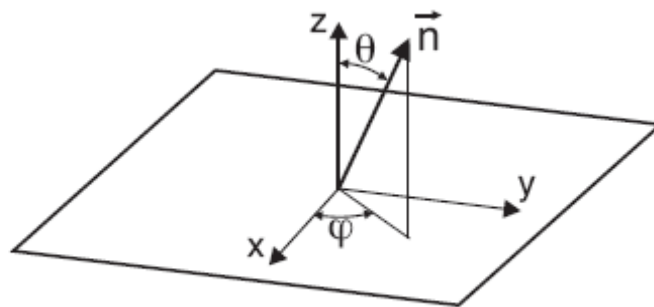


Figure I.3

Figure décrivant l'orientation du directeur \mathbf{n} en fonction de l'angle azimutal et zénithal

Dans les cas extrêmes où l'orientation des molécules est parallèle au substrat ($\theta = \frac{\pi}{2}$), l'ancrage est dit *planaire* et lorsque l'orientation est perpendiculaire au substrat ($\theta = 0$), l'ancrage est dit *homéotrope*.

La densité d'énergie d'ancrage w_a correspondant à cette orientation est définie pour de petites variations de \mathbf{n} autour d'une orientation initiale \mathbf{n}_0 , elle est définie par la formule de Rapini-Papoular: [3]

$$w_a = -\frac{1}{2} W (\mathbf{n} \cdot \mathbf{n}_0)^2. \quad (I.4)$$

Où W est la constante de couplage entre la surface et la molécule en contact. L'ancrage *homéotrope* est favorisé quand $W > 0$ et l'ancrage *planaire* est privilégié quand $W < 0$. Typiquement, $|W|$ varie entre 1 et $10^{-4} \text{ erg.cm}^{-2}$. [4]

I.1.c Longueur d'extrapolation du champ nématique du cristal liquide

Nous pouvons définir la direction précise sur les surfaces selon laquelle les molécules de cristal liquide vont s'orienter – ce qu'on appelle *l'axe facile*. Si une contrainte est appliquée au cristal liquide nématique en volume, les molécules en contact avec la surface vont dévier de la direction définie par l'axe facile et ceci d'autant plus que l'ancrage est faible. Dans le cas d'un ancrage infiniment fort, évidemment, nous n'observerions aucune déviation. Nous pouvons introduire une longueur d'extrapolation L qui correspond à la distance entre le plan réel du substrat et un plan virtuel où, en extrapolant la direction du directeur, celle-ci coïnciderait avec l'axe facile. Dans la figure I.4, nous observons la variation de l'angle azimutal du directeur φ en fonction de l'altitude z , dans une cellule torse. Un couple élastique est appliqué aux molécules en surface qui vont être légèrement déviées de la direction de l'axe facile $\varphi(z=0) = 0$. [1]

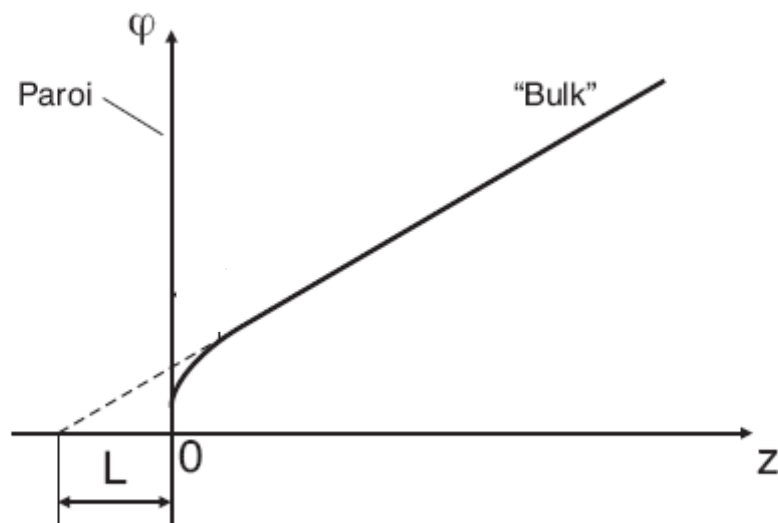


Figure I.4

Angle azimutal φ des molécules en fonction de la distance z à la paroi.

La longueur d'extrapolation peut s'exprimer en fonction de la densité d'énergie d'ancrage, ici azimutal w_φ , et de la constante élastique qui correspond ici à une déformation de type *twist* K_2 :

$$L_\varphi = \frac{K_2}{w_\varphi}. \quad (1.5)$$

L est ainsi un paramètre qui nous permet de caractériser l'ancrage d'un cristal liquide sur un substrat. Il varie inversement à la densité d'énergie d'ancrage w_a .

1.1.d Défauts topologiques dans un cristal liquide nématique

Jusqu'à présent, nous avons considéré des distorsions du champ du directeur qui n'impliquaient que des variations continues du directeur. Il est néanmoins possible que la fonction $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ ne soit pas continue en tout point \mathbf{r} de l'espace, par exemple : si l'on se situe à la frontière de conditions aux limites antagonistes. Ces frustrations géométriques génèrent alors des singularités correspondant à des *défauts topologiques*.

En confinant un cristal liquide nématique entre deux lames de verre nu, les molécules adoptent, au contact avec les surfaces, un ancrage planaire, où aucune direction azimutale préférentielle n'est définie. Localement, la minimisation de l'énergie élastique fait en sorte que les molécules s'orientent avec celles qui se trouvent dans leur voisinage proche. Mais à des distances plus grandes, le champ du directeur \mathbf{n} peut adopter une configuration telle qu'il soit impossible de recouvrir l'étendue du système en variant de façon continue le directeur \mathbf{n} . Dans la figure I.5, nous pouvons observer l'aspect caractéristique d'un tel échantillon. Les différents points que nous observons correspondent aux singularités, produit par une discontinuité du champ du directeur \mathbf{n} . Ils sont aussi connus sous la désignation de noyaux, proposée par G. Friedel. Entre polariseurs croisés, apparaissent aussi des franges sombres qui connectent ces points. Elles correspondent aux zones où la direction de \mathbf{n} est parallèle à l'un des polariseurs. Dans la figure I.6 sont représentées les configurations que le champ du directeur peut adopter autour des défauts. Ils sont caractérisés par un indice s (ou charge topologique), pour déterminer la valeur de s , considérons un circuit fermé autour du défaut [1]

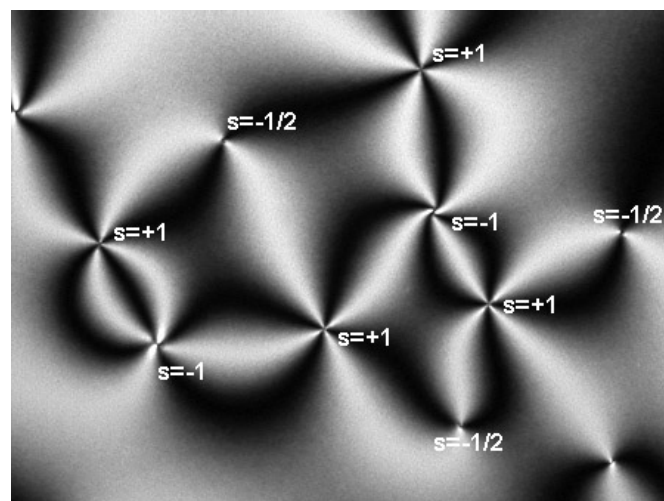


Figure I.5

Photo d'un échantillon en phase nématique sous polariseurs croisés

Le long de ce circuit, le directeur effectue une rotation de $\Delta\theta = 2\pi s$. Ainsi s ne peut prendre que des valeurs entières ou demi-entières étant donné que \mathbf{n} est équivalent à $-\mathbf{n}$. Seulement deux types de défauts sont stables dans un nématique. Les points (0D), localisés en surface et les lignes (si $|s| = 1/2$) (1D). Les défauts de type plan (2D) sont des structures instables qui finissent par relaxer, pouvant donner lieu à des lignes [1]. Les lignes $s = \pm 1$ sont elles aussi instables : elles s'échappent dans la troisième dimension en donnant des paires de défauts ponctuels d'ordre ± 1 sur les parois. Ainsi, en comparant les schémas I.6 avec la texture représentée dans la figure I.5, les noyaux d'où partent quatre franges sombres correspondent à des défauts ponctuels en surface $s = \pm 1$; ceux d'où partent seulement deux franges correspondent à des lignes de défauts, d'ordre $s = \pm 1/2$. Les lignes de défaut sont aussi connues sous le nom de disinclinaisons. Les extrémités des disinclinaisons sont attachées en surface. En déplaçant une lame de la cellule de confinement par rapport à l'autre, il est possible d'étendre ou de comprimer ce défaut.

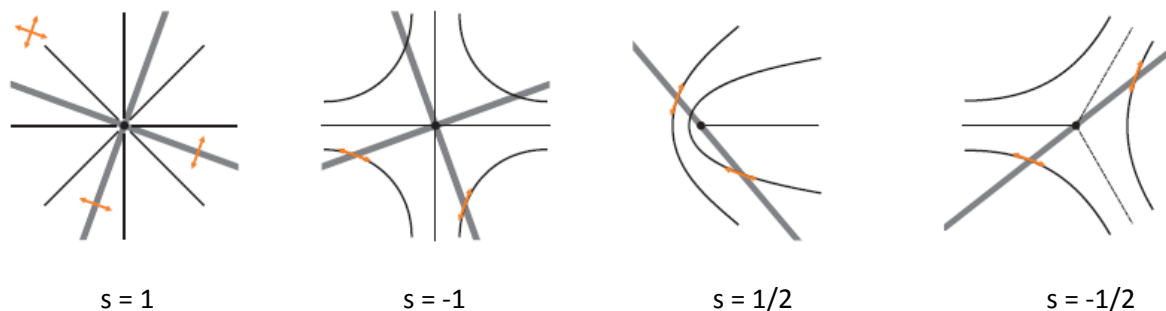


Figure I.6

Configuration du champ du directeur autour d'un défaut topologique de charge s , vu le long de son axe. Les défauts sont perpendiculaires au plan des figures et représentés par les points. Les lignes grises représentent les régions d'extinction de la lumière entre polariseurs croisés : elles correspondent aux franges sombres que l'on observe au microscope. La direction des polariseurs est représentée par les flèches orange.

On peut également contrôler la production de défauts topologiques, en imposant expérimentalement deux (ou plusieurs) orientations d'ancrage antagonistes sur un même échantillon (cf I.2). Les conditions aux limites imposent alors au système d'avoir une charge topologique *totale* non nulle. Supposons, qu'un échantillon soit découpé en 2 zones, chacune possédant son propre champ du directeur \mathbf{n} (figure I.7). A l'interface entre les deux zones, le champ du directeur \mathbf{n} doit tourner d'une orientation vers l'autre (voir l'hodographe sur la figure I.7). Si cette variation se fait continument alors aucun défaut n'apparaîtra, mais si elle n'est pas continue alors un défaut topologique satisfaisant aux conditions aux limites (définies ici par l'orientation du directeur \mathbf{n} dans les deux zones).

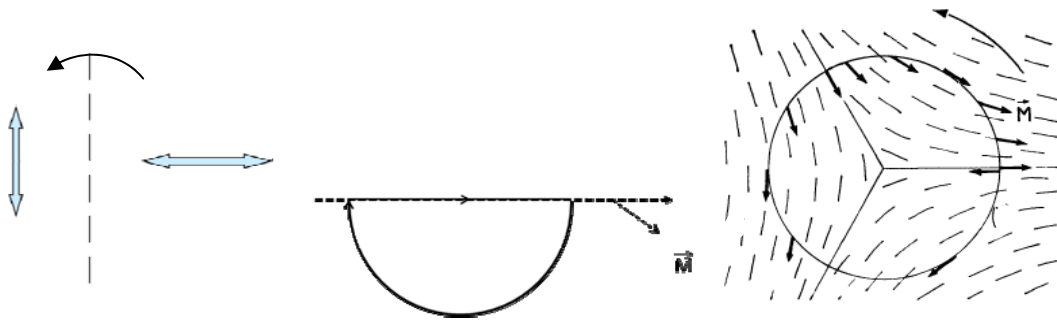


Figure I.7

La figure de gauche représente un échantillon orienté différemment selon deux zones (vue de dessus). Les flèches bleues indiquent l'orientation du directeur \mathbf{n} dans chaque zone. Supposons que le directeur désire tourner dans le sens trigonométrique (définie par la flèche noire), deux configurations peuvent se réaliser. Il peut tourner de manière continue, ou de manière discontinue (ce dernier cas est représenté sur l'hodographe au milieu). Si le directeur a varié de manière discontinue alors une ligne de disinclinaison de signe $s = -1/2$ est produite, son champ de distorsion est présenté sur la figure de droite (vue de dessus). L'orientation des molécules y est représentée par le vecteur \mathbf{M} , le cercle superposé dessus décrit le circuit de Burgers correspondant. [5]

I.2 Dispositif produisant des écoulements laminaires à un débit micrométrique

Dans le chapitre IV, nous testons l'adhésion d'une bille sur un substrat au moyen d'un écoulement hydrodynamique. Celui-ci est produit par l'application d'une différence de pression aux extrémités de la cellule de cristal liquide. Le dispositif expérimental mis en œuvre est représenté schématiquement dans la figure (I.8). Il consiste en un piston relié à l'échantillon par un tube, et intercalé d'un réservoir d'air. Le mouvement du piston est actionné par un système motorisé qui lui permet d'effectuer un mouvement d'aller-retour de période T.

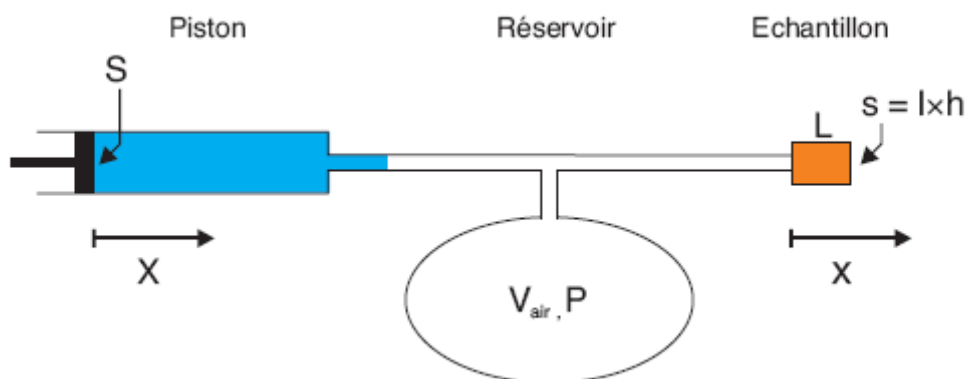


Figure I.8

Schéma du dispositif expérimental, pour produire un écoulement laminaire avec un débit micrométrique.

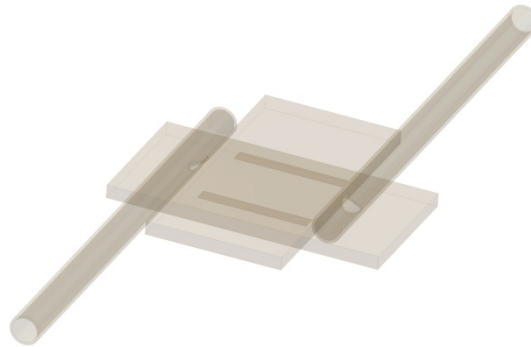


Figure I.9

Cellule expérimentale

Nous induisons ainsi une variation de pression P à l'entrée du réservoir (alternativement, une surpression suivie d'une dépression). En considérant l'air comme un gaz parfait, nous pouvons écrire l'équation suivante :

$$\frac{\delta P}{P_0} = \frac{P - P_0}{P_0} = \frac{\delta V_{atr}}{V_{atr}} = \frac{SX}{V_{atr}} \quad (I.6.a)$$

Où $\delta V = SX$ (I.6.b), avec S la surface du piston, P_0 la pression atmosphérique et X le déplacement du piston. La pression P à la sortie du réservoir se transmet à travers la résistance hydrodynamique r de l'échantillon, s'énonce selon la loi d'Ohm hydrodynamique suivante,

$$\delta P_0 = r I = \frac{8L\eta}{lh^3} s v_{max} \quad (I.7)$$

Où I est le débit donné par le produit entre la section s de la cellule et v_{max} la vitesse de déplacement du fluide au milieu de la cellule. Avec $v_{max} = \frac{dx}{dt}$ où x est le déplacement du fluide au milieu de l'échantillon, il en résulte que x est l'intégrale du déplacement X du piston. Le moteur couplé au piston lui impose une vitesse de déplacement constante égale à $\pm b$

$$X = bt \quad (I.8)$$

Et ainsi, en insérant les équations (I.8) et (I.7) dans (1.6)

$$\frac{Sbt}{V_{atr}} = \frac{8L\eta s}{lh^3 P_0} \frac{dx}{dt} \quad (I.9)$$

Et donc, en intégrant l'équation (I.9) par rapport au temps t .

$$x = \frac{sb}{V_{air}k} \frac{t^2}{2}, \text{ ou } k = \frac{8L_0}{16h^2} \frac{s}{P_0}. \quad (I.10)$$

Le mouvement du fluide dans la cellule est de type quadratique, pouvant être traduit par l'équation générale $x(t) = at^2$, d'amplitude A et fréquence T^{-1} .

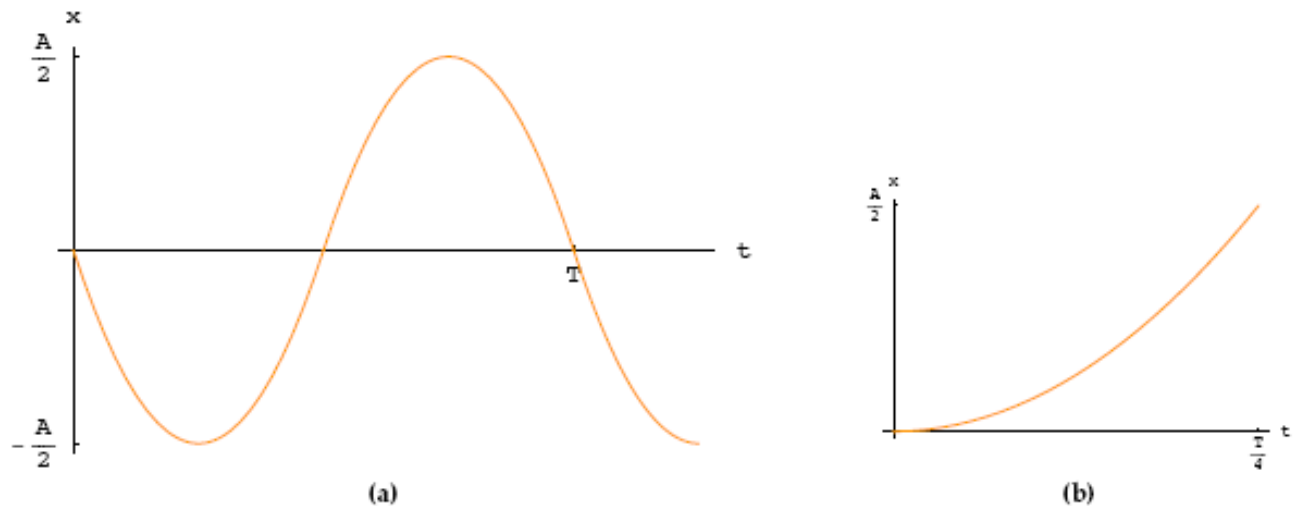


Figure I.10

Fonction de déplacement du fluide dans la cellule de cristal liquide

Dans un intervalle de temps $T/4$, la fonction de déplacement du liquide est donnée par

$$x = \frac{16A}{T^2} \frac{t^2}{2}. \quad (I.11)$$

En simplifiant I.10 et I.11, nous obtenons le paramètre de calibration α , exprimé en fonction des paramètres ajustables du dispositif.

$$\alpha \equiv \frac{16k}{s} = \frac{bT^2}{V_{air}A}. \quad (I.12)$$

Il ne nous reste plus qu'à calibrer notre montage expérimental. Nous prenons une cellule dans laquelle sont dispersés des grains de silice dans du 5CB. Quand ceux-ci se trouvent à mi-distance entre les plaques, leur amplitude est maximale et peut être mesurée sous microscope optique. Nous avons mesuré $\alpha = 1,3 \cdot 10^8 \pm 0,3 \cdot 10^8 (s^2 \cdot m^{-3})$ A partir du paramètre α , mesuré pour l'échantillon

de calibration, nous pouvons alors ajuster le volume du réservoir V_{air} , la vitesse de déplacement du moteur b et sa période T pour déterminer la vitesse v_{max} du cristal liquide au centre de l'échantillon.

$$v_{max} = v \left(\frac{T}{4} \right) = \frac{4A}{T}$$

$$v_{max} = \frac{4bc}{\alpha V_{air}} \quad (I.13)$$

Si nous prenons l'exemple d'une cellule de $25\mu m$ d'épaisseur et $1cm \times 1cm$ de dimension, un volume d'air $V_{air} \approx 1000mm^3$, pour une vitesse de déplacement du piston b entre $3mm s^{-1}$ et $4mm s^{-1}$ et une période T entre $0,8s$ et $8s$, nous obtenons un paramètre d'ajustement de $\alpha = 1,3 \cdot 10^9 \pm 0,3 \cdot 10^9 (s^2 \cdot m^{-3})$. Ainsi, nous pouvons provoquer des écoulements avec des vitesses entre $100\mu m \cdot s^{-1}$ et $1600\mu m \cdot s^{-1}$.

Pour pouvoir déterminer la force à laquelle sont soumises les billes éventuellement collées en surface, il est nécessaire de s'assurer que notre système se maintient toujours dans un régime laminaire. En évaluant le nombre de Reynolds pour la vitesse maximale, nous obtenons $Re = 3 \cdot 10^{-6} \ll 1$. La force est alors directement donnée par l'équation de Stokes :

$$F = 6\pi\eta Rv \quad (I.14)$$

où R est le rayon de la bille et v la vitesse à l'altitude $z = R$. Le régime laminaire de l'écoulement nous permet d'affirmer que le profil de vitesse est parabolique, avec une vitesse maximale au centre de la cellule et nulle au contact des parois (Fig. I.11). Nous en déduisons que

$$v(R) = v_{max} - \frac{4v_{max}}{h^2} \left(R - \frac{h}{2} \right)^2$$

$$\text{Avec } v(R) \approx 0,1 v_{max}, \quad (I.15)$$

La force hydrodynamique à laquelle sont soumis les grains déposés en surface est ainsi donnée par

$$F = 6\pi\eta Rv(R). \quad (I.16)$$

Pour les conditions imposé dans l'exemple de notre montage expérimental, la force hydrodynamique varie entre $3 \cdot 10^{-12}N$ et $25 \cdot 10^{-12}N$. La propagation de l'erreur sur α mène à une erreur dans la détermination de la force appliquée d'environ **20%**. On peut largement augmenter la gamme des forces appliquée (jusqu'au nano-Newton) en diminuant l'épaisseur de l'échantillon h , et surtout en augmentant la fréquence de l'écoulement T^{-1} ainsi que son amplitude A .

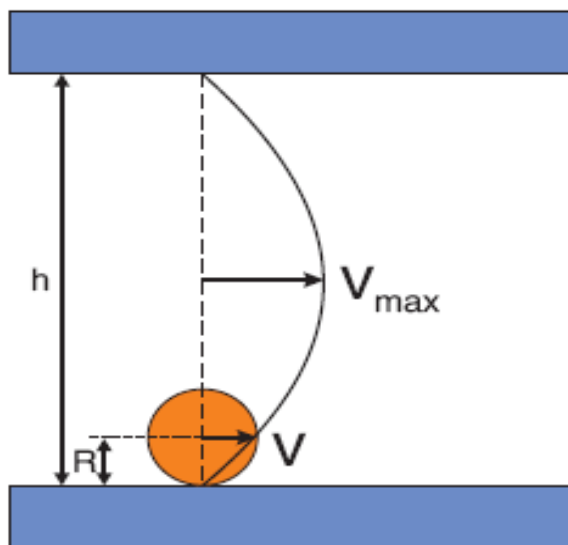


Figure I.11

Cellule vue de côté, avec le champ hydrodynamique exercé par l'écoulement laminaire sur la bille

I.3 Traitement de surface des lames de verres

Le cristal liquide que nous utilisons est le 4-pentyl-4-cyanobiphenyl (K15 chez Merck) communément appelé 5CB. Le diagramme de phase (figure I.12) nous indique ses températures de transitions de phase : à température ambiante, le 5CB présente une phase nématique.

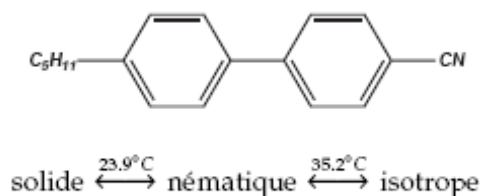


Figure I.12

Molécule de 5CB et diagramme de phase associé

I.3.a Traitement produisant un champ nématique uniforme

Pour utiliser obtenir une phase nématique uniformément orienté, il est possible d'utiliser un traitement de surface sur les lames de l'échantillon. Dans notre cas nous déposerons un film polymère de poly-tétrafluorethylène (PTFE, ou téflon). Ces films sont préparés d'après la technique de déposition de Wittman et Smith, développée ensuite pour les cristaux liquides par Hubert et coll. [6].

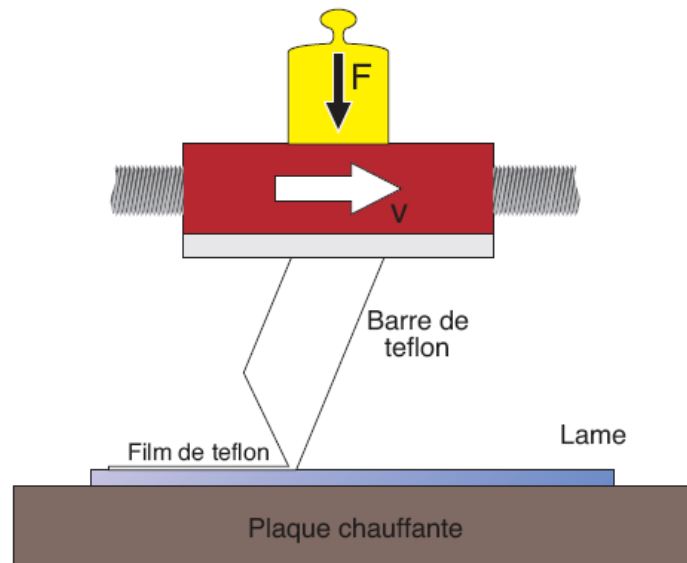


Figure I.13

Schéma du système employé pour traiter les lames avec un film de polymère de type téflon

Pour ce faire, le substrat (une lame de verre nu, ou traitée à l'ITO) est placé à une température $T = 220^{\circ}\text{C}$. Une barre solide de PTFE est mise en contact direct avec la lame, en appliquant une pression $P \approx 23 \cdot 10^9 \text{ Pa}$. A l'interface lame-pointe, le téflon est à l'état de polymère fondu, il est donc possible de déposer du téflon en tradant la pointe sur la lame. La barre de téflon est déplacée à une vitesse constante $v = 0,2 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$, et un film de PTFE est déposé sur la surface du substrat, avec les chaînes de polymère alignées selon la direction de déplacement. Une couche uniforme ne peut être obtenue qu'avec des conditions où les coefficients de friction sont faibles, c'est-à-dire, à hautes températures et avec une basse vitesse de déposition. Comme la pointe de téflon est aiguisée, il nous est difficile d'en évaluer sa surface et donc, de connaître la pression qui est exercée. Pour une meilleure reproductibilité des traitements de surface, nous avons réaffuté la pointe avant chaque traitement. Ce traitement de surface permet d'avoir un ancrage planaire unidirectionnel fort, fixant parfaitement l'orientation zénithal et azimutal du directeur \vec{n} du cristal liquide. Cet ancrage unique produira une zone nématique uniformément orienté sur l'ensemble de la zone traitée. L'avantage de ce traitement de surface est qu'il est employable, indépendamment de la surface recouverte, comme sur des lames ITO (où les techniques de type *rayage* sont moins facilement applicables).

I.3.b Traitement produisant plusieurs champs nématiques uniformément orientés

L'autre avantage de l'utilisation du téflon c'est qu'il permet d'appliquer successivement plusieurs traitements sur une même lame. En conséquence, on peut fixer l'orientation du directeur \mathbf{n} selon des zones indépendantes. Cette dernière caractéristique est très utile, si l'on désire produire des défauts topologiques au sein d'un échantillon.

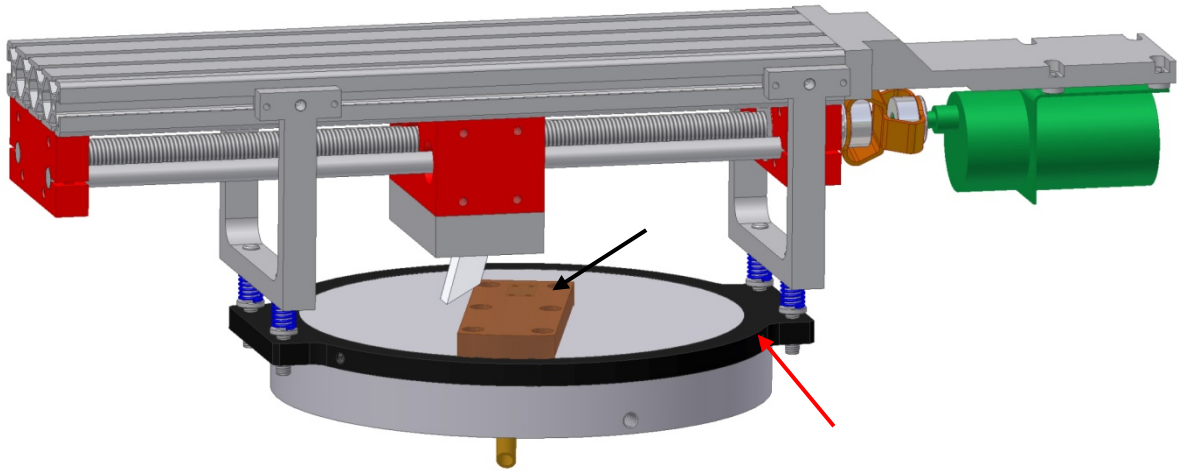


Figure I. 14

Ce système permet de déposer plusieurs films de polymère sur une même lame. La lame est fixée sur une plaque chauffante par un système faisant le vide sous la lame (petits trous désignés par la flèche noire). La partie noire (désignée par la flèche rouge) peut effectuer librement des rotations. Ceci permet de contrôler précisément l'angle entre les différents traitements appliqués sur la lame.

Ainsi dans le chapitre II, on applique un double traitement sur chaque lame pour produire des lignes de disclinaison verticalement aux lames constituant la cellule. Nous avons montré précédemment, que des orientations antagonistes pouvaient donner naissance à des défauts topologiques (section I.1.d).

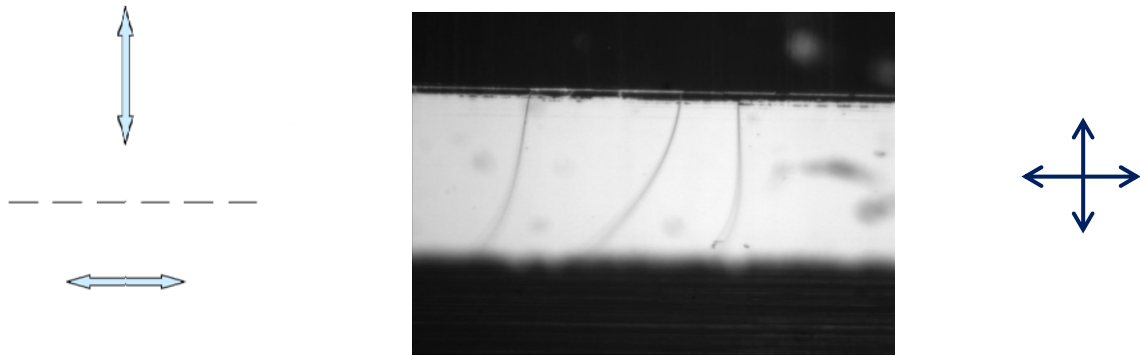


Figure I. 15

La figure de gauche montre le directeur \mathbf{n} (flèches bleues) dans les deux zones uniformément orientées, générées par un traitement au téflon. La frontière entre les deux zones est donnée par la ligne discontinue. A droite, la photo expérimentale du même système vu du dessus entre polariseurs croisés à 90° (orientations données par la croix bleue à droite). Les deux zones noires (en haut et en bas) sont des régions où les orientations imposées par l'ancrage de la lame inférieure et supérieure sont identiques. La zone blanche (au milieu) est une région où les orientations imposées par l'ancrage de la lame inférieure et supérieure sont différentes et par conséquent, le champ nématique subit une distorsion de type *twist* dans cette région). 3 lignes de disinclinaison en volume sont visibles dans la région blanche, les lignes connectent les frontières des deux différentes zones. Une seule partie des lignes est nette, ce qui atteste bien de leur caractère en volume.

Dans le chapitre III, un autre traitement est effectué pour produire de manière contrôlée que des lignes de charge topologique égal à $+\frac{1}{2}$. Dans ce chapitre nous étudions l'interaction ligne-bille en fonction du rayon R des billes. Pour gagner du temps, nous avons fixé à chaque mesure, le signe de la ligne interagissant avec la bille. On applique un traitement générant un défaut de signe égal à $+\frac{1}{2}$, le problème est que la structure du champ de distorsion n'est pas clairement connue (voir la figure I.16). C'est pourquoi cette ligne ne sera pas utilisée, par contre la ligne voisine sera forcément du signe opposée c'est-à-dire $-\frac{1}{2}$. Et celle juste après possèdera une charge topologique égale à $+\frac{1}{2}$, c'est donc celle-là qu'on utilisera. Le signe des lignes doit en effet s'alterner du fait des contraintes topologiques, et pour s'en assurer on fait traverser le front de transition isotrope-nématique lentement de façon à ce que la première ligne soit celle qui est été générée par le triple frottement.

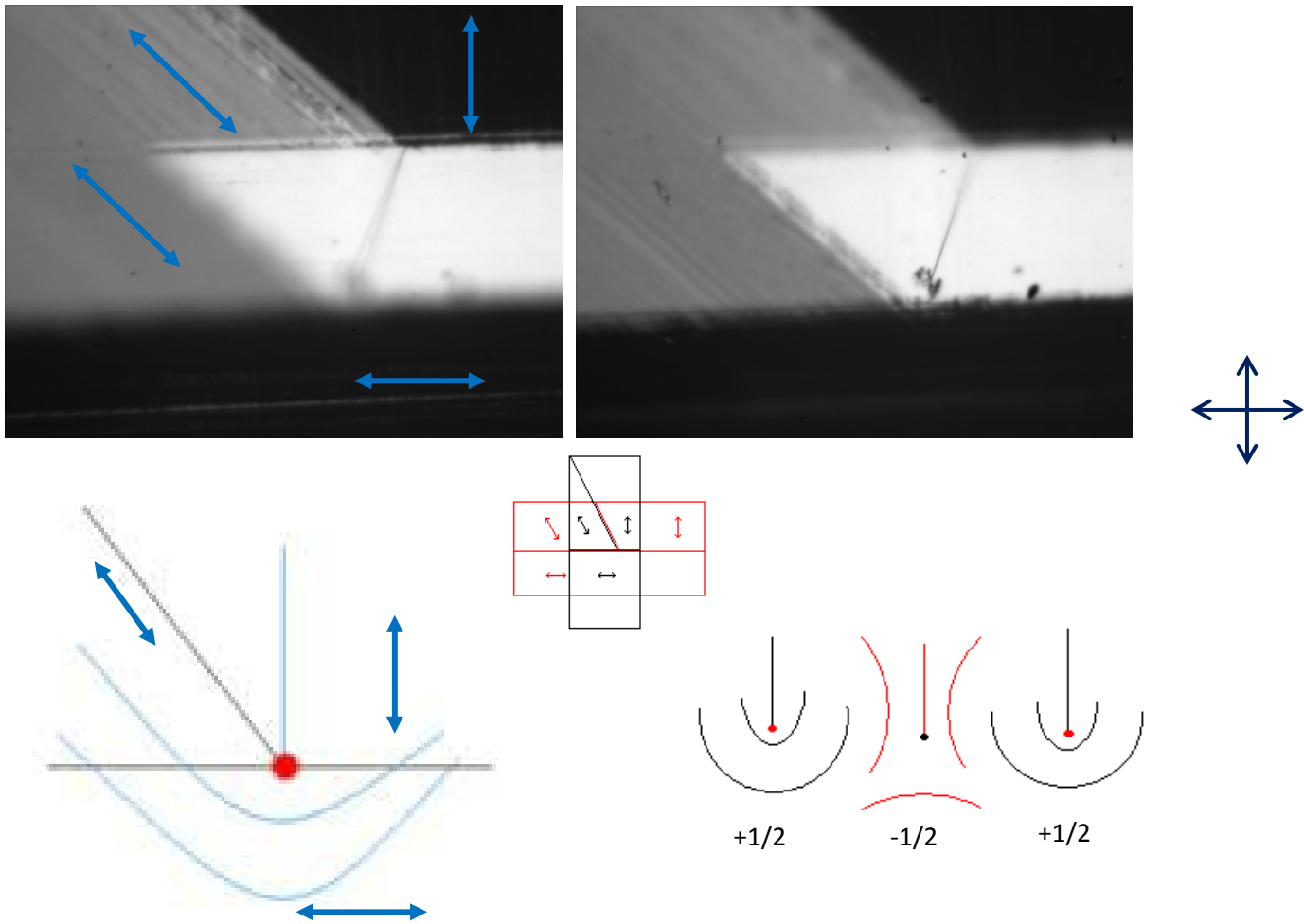


Figure I.16

Les deux photos en haut montrent l'échantillon observé sous polariseurs croisés à 90° d'orientations données par la croix bleue à droite. Les photos montrent 3 régions noires. Ces régions correspondent à trois zones où le directeur \vec{n} est uniformément orienté (l'orientation de chaque zone est désignée par les flèches bleues). Au centre, un schéma décrivant la superposition des lames de la cellule. En bas à gauche, le champ de distorsion (donné par les traits continus bleus) satisfait aux trois conditions aux limites imposées par l'ancrage planaire des films de téflon. La position de la ligne est indiquée par le point rouge. En bas à droite, sont indiqués les champs de distorsion produits par les lignes de disinclinaison en fonction de leur signe.

Ces deux types de traitement permettent de produire des lignes de disinclinaison de manière contrôlée. Dans le chapitre V, nous présentons une méthode permettant de ne produire qu'une seule ligne, dont la position et la charge topologique sont à la fois contrôlées.

I.4 Caractérisation de billes de silice

Dans plusieurs chapitres, nous utilisons un défaut topologique comme une matrice pour piéger la matière, en l'occurrence des billes de silice (pure ou surfactée). Des grains de différentes tailles ont été achetés chez différents industriels (*Sigma-Aldrich*, *BangLab*, *Colochrom*), mais nous ignorons les charges électrostatiques qu'ils possèdent une fois dispersés dans le 5CB. C'est pourquoi nous avons développé une expérience permettant de mesurer, la taille et la charge de chaque bille dans le 5CB. Nous nous basons sur la mesure de la vitesse de chute des grains de silice dispersés en volume dans un échantillon de $150\mu\text{m}$ d'épaisseur (Fig. I.18), et nous nous sommes placés en phase isotrope, à $T=50^\circ\text{C}$, de manière à éviter l'action de la force nématique sur le grain. Durant la chute, le système se trouve dans un régime laminaire. Nous pouvons le confirmer en estimant le nombre de Reynolds Re (Eq. I.18).

$$Re = \frac{\rho v D}{\eta} \quad (\text{I.17})$$

Avec $\rho = 1,05\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$, la masse volumique du 5CB [7], $v = 0,1\mu\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ – la vitesse de chute typique d'un grain, $D = 1,5\mu\text{m}$ la distance caractéristique (ici le diamètre du grain) et $\eta = 14,21\text{mPa} \cdot \text{s}$ [10], la viscosité du cristal liquide, nous évaluons $Re \approx 10^{-11} \ll 1$ (régime laminaire). Ainsi, la force à laquelle est soumis un grain de rayon R , se déplaçant à une vitesse v dans un fluide de viscosité η est donnée par l'équation de Stokes :

$$F_{\text{Stokes}} = 6\pi\eta Rv$$

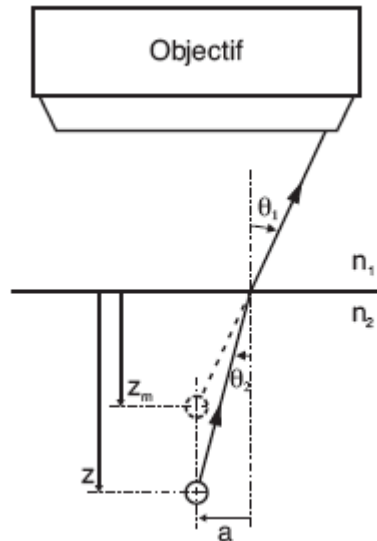
Lorsque celle-ci tombe sous l'action de son poids, nous pouvons écrire :

$$F_{\text{Stokes}} = \Pi - P$$

$$6\pi\eta Rv = \frac{4}{3}\pi R^3(\rho_{\text{grain}} - \rho)g \quad (\text{I.18})$$

où $\rho_{\text{grain}} \approx 2,1\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ est la masse volumique d'un grain de silice et $\rho \approx 1,05\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ celle du cristal liquide en phase isotrope [7]. Cette méthode permet de mesurer le rayon R des billes dispersées dans le cristal liquide. La vitesse du grain est calculée à partir de la mesure de son altitude en fonction du temps. Pour cela, nous plaçons l'échantillon sous microscope optique. Le réglage de la mise au point sur le grain choisi nous permet de lire, sur l'échelle de la vis micrométrique, l'altitude du plateau du microscope. Nous mesurons l'altitude du plateau avec une erreur typique ϵ de l'ordre de $\epsilon_{\text{av.}} = \pm 1\mu\text{m}$. Elle correspond à l'écart-type d'une série de mesures effectuées sur un grain fixe, déposé sur une paroi de l'échantillon. Compte tenu de la différence d'indice de réfraction du cristal liquide et du verre, une variation d'altitude du plateau ne correspond pas à la même variation d'altitude

du grain. Dans la figure suivante est représenté le parcours optique de la lumière dans l'échantillon. L'image perçue au microscope apparaît à une altitude z_m tandis que l'altitude réelle du grain est z . Partant de la loi de Snell et en considérant la simplification aux petits angles, nous déterminons l'altitude réelle des grains $z = 1,5 z_m$.



$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$$

$$z = 1,5 z_m$$

pour le 5CB, $n_2 = 1,5$.

Figure I.17

Parcours optique d'une bille au sein d'une phase nématique

Si on applique un champ électrostatique E constant entre les lames de l'échantillon, selon une direction parallèle ou antiparallèle au poids P , cette même méthode est alors capable de déterminer la charge électrique Q d'une bille unique. Puisqu'alors la seconde loi de Newton se réécrit

$$F_{Stokes} = \Pi - P + F_E. \quad (I.19)$$

Où $F_E = QE$ est la force de coulomb à laquelle chaque bille est soumise

$$Q \frac{V}{h} = F_{Stokes} - (\Pi - P). \quad (I.20)$$

Nous obtenons une charge équivalente à environ 90 charges électroniques pour un rayon R égal à $1 \mu m$ (pour des billes traitées de manière homéotrope, la charge d'une bille est doublée dans le cas de billes pures). Le signe de cette charge a été déterminé d'après le signe de la tension appliquée. Même si les mesures sont faites dans du 5CB pur, il doit exister des ions, provenant des résidus de synthèse, espèces dégradées par l'application d'une tension électrique ou autres impuretés, qui peuvent contribuer à un écrantage partiel de la charge réelle du grain. Néanmoins, nous considérons que ce

processus d'écrantage est rapide et que les mesures sont effectuées lorsque l'état d'équilibre est atteint. La valeur obtenue est ainsi une mesure de la charge électrique effective des grains dans le 5CB. Après une semaine, la charge *des grains peut varier*, elle est alors souvent diminuée. Il est à noter que, les billes de silice dites traitées (achetées chez Colochrom) présentent un ancrage homéotrope dans le 5CB, alors que les billes de silice non-traitées (achetées chez Aldrich ou BangLab) présentent un ancrage planaire.

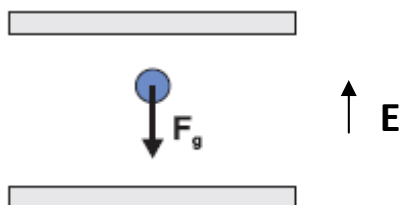


Figure I.18

Chute d'un grain de silice sous l'action de son poids **P** et du champ électrostatique **E**.

I.5 Polymérisation chimique et électrochimique

Le pyrrole est un monomère communément employé dans l'industrie pour produire des films polymères électriquement conducteurs. Nous utilisons ces films à plusieurs reprises dans ce travail. Dans le chapitre IV, nous synthétisons des films de polypyrrole par une polymérisation électrochimique sur des surfaces d'ITO. C'est une réaction de polymérisation radicalaire dont le schéma réactionnel est présenté sur la figure I.19 [8]. Cette réaction est initiée, par la production d'un radical cation à la surface de l'électrode, suivie d'une rapide croissance des chaînes.

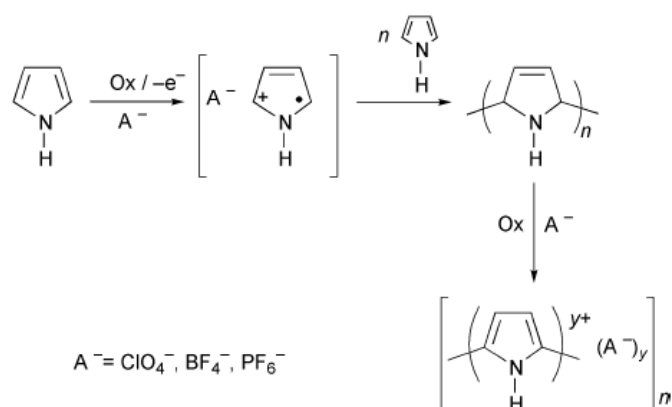


Figure I.19

Schéma du mécanisme réactionnel d'une réaction de polymérisation électrochimique d'un monomère de pyrrole.

Pour réaliser des films selon cette méthode, nous distillons (sous vide) le pyrrole acheté chez Sigma-Aldrich, enfin d'extraire que des monomères de pyrrole (que nous conserverons sous argon). Puis nous mélangeons à de l'eau distillée, 3% en masse de pyrrole et 3% en masse de perchlorate de lithium (95% pur, ALDRICH). Nous insérons ensuite ce mélange entre deux lames recouvertes d'ITO (espacées de 100 μm) et nous appliquons une tension électrique $U = 1 \text{ volt}$, pendant quelques heures à une fréquence de 100kHz. Au bout de quelques dizaines de minutes, un film de couleur noirâtre à recouvert les lames. Dans cette réaction l'anion A, le perchlorate pour cette synthèse, sert de dopant, suivant le dopant (et le dopage) le film synthétisé peut être conducteur ou isolant [8]. Nous avons également synthétisés des films de polypyrrole sur des billes de silice, mais cette fois en déclenchant directement la polymérisation (en surface) par une oxydation chimique [9]. Pour cela, on dispose dans un ballon sous argon, d'un mélange d'eau distillée (20 mL), de billes de silice non-traitées (5% en masse de billes dont le rayon est égal à 1 μm , achetées chez Sigma-Aldrich), de pyrrole (0,2 mL) et 0,26g de FeCl₃ (Sigma-Aldrich). On à 20°C pendant plusieurs heures, tout en remuant constamment le mélange. Afin d'extraire les billes on centrifuge le mélange (à 5500 tour par minute). Les billes sont séchées et lavées (à l'eau distillée) plusieurs fois avant d'être à nouveau centrifugées et on répète l'ensemble de cette procédure une dizaine de fois. Les billes extraites sont alors recouvertes d'un film de polypyrrole, on détermine l'épaisseur de ce film (100-200 nm en moyenne) en mesurant la chute de ces billes dans un cristal liquide en phase isotrope (cf I.4). On réitère ensuite, la même mesure mais en appliquant un champ électrostatique, nous déterminons ainsi qu'elles possèdent des charges électrostatiques (environ 200e⁻).

Bibliographie

- [1] P. G. de Gennes and J. Prost. (1994). *Physic of liquid crystal*. OXFORD. Chapitres 1 à 4.
- [2] F. Frank. (1958). On the theory of liquid crystals. *Discuss. Faraday Soc.* **25**. P 19.
- [3] A. Rapini and M. Papoular. (1969). Distortion d'une lamelle nématique sous champ magnétique - conditions d'ancrage aux parois. *J. Phys. Colloq.* **30**. 54.
- [4] T. C. Lubensky, D. Pettey, N. Currier, and H. Stark. (1998). Topological defects and interactions in nematic emulsions. *Phys. Rev. E.* **57**. P 610-625.
- [5] Jean-Luc Martin. (2000). Dislocations et plasticité des cristaux. *Presses Polytechniques*.
- [6] P. Hubert, H. Dreyfus, D. Guillon, and Y. Galerne. (1995) Anchoring orientation of nematic and smectic A liquid crystals on PTFE treated plates. *J. Phys. II France.* **5**. 1371.
- [7] G. A. Oweimreen, A. K. Shihab, K. Halhouli, and S. F. Sikander. (1986). Density measurements in the nematic and isotropic phases of 5CB. *Molecular crystals and liquid crystals.* **138**.
- [8] S. Saidki, P. Schottland, G. Sabouraud, and N. Brodie. (2000). The mechanisms of pyrrole electropolymerization. *The royal society of chemistry.* **29**. P 283-293.
- [9] R. Flitton, J. Johal, S. Maeda, and SP. Armes. (1995). Synthesis of colloidal dispersions of polypyrrole-silica nanocomposites using stringy silica particles. *Journal of Colloid and Interface Science.* **173**. P 135-142.
- [10] Jan Jadzyn, Roman Daü browski, Tatiana Lech, and Grzegorz Czechowski. (2001). Viscosity of the Homologous Series of n-Alkylcyanobiphenyls. *J. Chem. Eng. Data,* **46**, P 110-112

INTERACTIONS ELASTIQUES DANS UN CRISTAL LIQUIDE NEMATIQUE ET ANALOGIE ELECTROSTATIQUE

Dans ce chapitre, nous étudions expérimentalement l'interaction entre le champ élastique de distorsion d'une ligne de disinclinaison et celui d'une particule micrométrique en suspension dans un cristal liquide nématique. Le couplage entre ces champs produit un potentiel d'interaction, c'est-à-dire une force entre la ligne et la bille. Ce potentiel d'interaction est modélisé au moyen d'une analogie électrostatique partielle. Ce modèle établit qu'un champ de distorsion élastique est analogue à un champ électrostatique. Du fait des différences de symétries entre ces analogues, nous montrons que cette analogie ne peut pas être totalement respectée.

II.1 Défaut topologique produit par un objet en suspension dans une phase nématique

Soit une particule solide, de taille micrométrique, en suspension dans un cristal liquide en phase nématique. A la surface de la particule, le directeur \mathbf{n} s'oriente selon un angle bien défini (dans le cas d'un ancrage fort) minimisant l'énergie de Rapini-Papoular indépendamment de l'énergie élastique (section I. 1.b). A une distance infinie de la particule le directeur \mathbf{n} est uniforme, car nous supposons que nous évoluons au sein d'une phase nématique uniformément alignée à l'infini. D'un point de vue énergétique le directeur \mathbf{n} va s'orienter en tout point de l'espace de façon à minimiser l'énergie de Frank tout en satisfaisant les conditions aux limites, à la surface de la particule et à l'infini. Ces conditions aux limites introduisent des contraintes topologiques sur le système. La première de ces conditions est donnée par l'orientation d'ancrage à la surface de la particule. Cette orientation revient à imposer au milieu une charge topologique $+1$ (section I.1.d). La seconde condition se situe à l'infini où l'orientation du directeur \mathbf{n} est supposée uniforme, ce qui indique que la valeur de la charge topologique *totale* du système doit être nulle (section I. 1.d). Pour concilier ces deux conditions, le milieu va produire une ou plusieurs défauts pour que la charge topologique *totale* du milieu soit effectivement nulle [1].

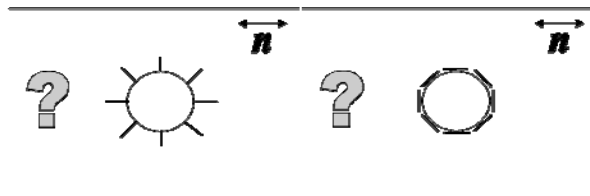


Figure (II.1)

Sur la figure de gauche, une bille avec un ancrage homéotrope et sur la figure de droite, une bille avec un ancrage planaire. Les deux billes sont dispersées au sein d'une phase nématique alignée à l'infini selon le directeur \mathbf{n} . Les deux objets sont dessinés ici à 2 dimensions, à 3 dimensions l'ancrage planaire présentant un épi, puisqu'il est impossible de peigner une sphère à 3 dimensions.

Pour une bille homéotrope (figure de gauche II.1), la phase nématique va associer à la bille un défaut topologique ponctuel ou *hedgehog* [1]. Le champ de distorsion de ce défaut ponctuel imposant au milieu une contrainte topologique de charge -1 . Pour une bille planaire (figure de droite II.2), la phase nématique va associer à la bille deux défauts de surface ou *boojums* (de charge topologique $-1/2$).

Ainsi la charge topologique *totale* du milieu est effectivement nulle. Les lignes de champ du directeur \mathbf{n} produites par les systèmes bille-*hedgehog* et bille-*boojums* sont portées sur la figure II.2.

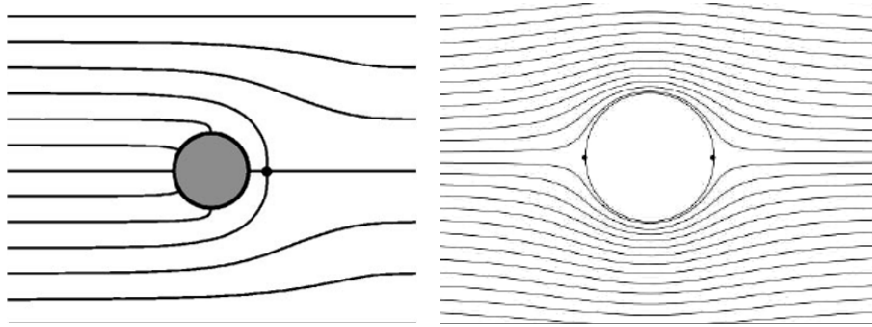


Figure (II.2)

Sur la figure de gauche, le champ nématique autour d'une bille à ancrage homéotrope et le défaut associé de charge topologique -1 (aussi appelé *hedgehog*). Sur la figure de droite, le champ nématique autour d'une bille à ancrage planaire et les deux défauts de surface associés de charge topologique $-\frac{1}{2}$ (aussi appelés *boojums*). Ces graphiques ont été obtenus par simulation numérique [2][3].

Etudions l'interaction du champ de distorsion d'un couple bille-défaut(s) avec le champ de distorsion d'une ligne de disinclinaison. Lorsqu'une bille est en suspension au voisinage d'une ligne de disinclinaison, le champ de distorsion produit par le couple *bille-défaut* et celui produit par la ligne interagissent, ce qui conduit à une réorganisation des molécules du cristal liquide. Cette variation de l'orientation du directeur \mathbf{n} induit une variation de l'énergie élastique de Frank (I.1a), c'est-à-dire un potentiel d'où dérive une force entre la bille et la ligne. La portée de cette interaction a pour limite l'étendue du champ de distorsion de la ligne. Dans un échantillon infini, cette dernière est infinie également, sinon par un effet d'écran des distorsions élastiques par les parois de l'échantillon, sa portée est limitée par l'épaisseur d de l'échantillon [4].

II.2 Interaction d'une bille avec le champ de distorsion d'une ligne de disinclinaison

II.2.a Interaction élastique dans le cas d'une bille à ancrage homéotrope fort

Pierre-Gilles De Gennes a montré qu'une ligne de disinclinaison produit un champ de distorsion élastique bidimensionnel et que ce champ ne présente que deux composantes, l'une de type *splay* $\mathbf{n} \cdot (\nabla \cdot \mathbf{n})$ et l'autre de type *bend* $\mathbf{n} \cdot \nabla \wedge \mathbf{n}$ [4]. Ces deux composantes sont indépendantes l'une de l'autre, car l'énergie élastique de Frank ne comporte pas de termes croisés. Maintenant, nous introduisons une bille à ancrage homéotrope fort, dans le champ de distorsion d'une ligne de

disinclinaison. Le couple bille-défaut produit également un champ de distorsion qui n'est, au premier ordre, que de type *splay* $\mathbf{n} \cdot (\nabla \cdot \mathbf{n})$ et de moment \mathbf{P}_S (figure II.3) [5]. Par conséquent, le champ de distorsion produit par l'ensemble bille-défaut ne se couple qu'avec la composante de *splay* du champ de distorsion de la ligne de défaut. Par analogie avec l'électrostatique, on peut alors écrire que l'énergie d'interaction élastique entre le couple bille-défaut et la ligne s'exprime sous la forme d'un produit scalaire entre la source vectorielle de *splay* \mathbf{P}_S (bille) et le champ de *splay* de la ligne de défaut $\mathbf{n} \cdot (\nabla \cdot \mathbf{n})$ (les calculs sont détaillés en annexe A.I),

$$U \approx -K \mathbf{P}_S \cdot \mathbf{n} \cdot (\nabla \cdot \mathbf{n}), \quad \text{II.3}$$

où la constante de couplage entre le dipôle *bille - hedgehog* et la distorsion de *splay* $\mathbf{n} \cdot (\nabla \cdot \mathbf{n})$, vaut à peu près $K \approx 6\mu N$ [11]. De la même façon qu'en électrostatique, le potentiel d'interaction $U = -\mathbf{p} \cdot \mathbf{E}_{\text{ligne}}$ provient du couplage entre et moment dipolaire \mathbf{p} d'un dipôle électrostatique et le champ électrostatique $\mathbf{E}_{\text{ligne}}$ produit par une ligne de charges monopolaires

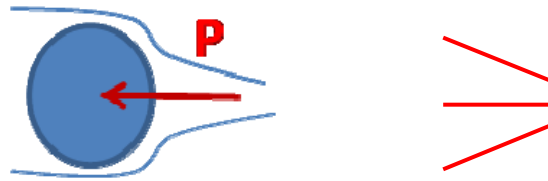


Figure II.3

Bille à ancrage homéotrope fort avec ses lignes de champ (en bleu). Au premier ordre, l'ensemble est une source vectorielle de *splay* (en rouge) de moment \mathbf{P}_S .

Ce potentiel est minimum lorsque le moment dipolaire \mathbf{P}_S est orienté selon l'axe du directeur \mathbf{n} , soit

$$U = -\frac{K P_S}{r} \cos(\theta(1 - \varepsilon)). \quad (\text{cf annexe II.A}) \quad \text{II.4}$$

Puisque la force $\mathbf{F}_{\text{dip-ligne}} = -\nabla U$ dérive du potentiel U et que le directeur \mathbf{n} du champ de distorsion de la ligne s'écrit $\mathbf{n} = (\cos(s\theta), \sin(s\theta), 0)$, où $\varepsilon = \pm 1/2$ est la charge topologique de la ligne de disinclinaison (cf section I.1.d), on peut alors exprimer la force ligne-bille $\mathbf{F}_{\text{ligne}}$ en coordonnées polaires, telles que :

$$\mathbf{F}_{\text{dip-ligne}} = -\frac{\varepsilon K P_S}{r^2} (\cos(\theta(1 - \varepsilon)) \mathbf{u}_r + (1 - \varepsilon) \sin(\theta(1 - \varepsilon)) \mathbf{u}_\theta) . \quad \text{II.5}$$

Cette force F_{ligne} est le produit de deux fonctions, l'une radiale (soulignée en vert) et l'autre angulaire (soulignée en bleu). La composante radiale de la force respecte une analogie électrostatique celle d'un dipôle électrostatique interagissant avec une ligne de charges monopolaires. Cette force électrostatique s'énonce $F_{\text{elec}} = (\mathbf{p} \cdot \nabla) \mathbf{E}_{\text{ligne}} = -\frac{\lambda p}{2\pi\epsilon_0 r^2} \mathbf{u}_r$. Par contre, la composante angulaire n'existant pas dans ce cas électrostatique, l'analogie électrostatique n'est donc respectée que partiellement. Cette propriété provient du fait que dans notre modèle, nous avons remplacé le champ de distorsion élastique de type *splay* $\mathbf{n} \cdot (\nabla \cdot \mathbf{n})$ par le champ électrostatique \mathbf{E} . Or la distribution de ce champ élastique de distorsion n'est pas uniformément radiale autour de la ligne de disinclinaison [5]. Par conséquent les deux analogues ne présentent pas les mêmes symétries et l'analogie ne peut pas être complète. La force $F_{\text{dip-ligne}}$ déplace la bille jusqu'à la ligne et puisqu'elle se déplace au sein d'un milieu visqueux, elle doit subir la force de Stokes F_{Stokes} . Ce sont les deux seules forces auxquelles la bille est soumise dans le plan d'observation du microscope. Le principe fondamental de la dynamique s'exprime alors :

$$m\gamma = F_{\text{dip-ligne}} - F_{\text{Stokes}} \quad \text{II.6}$$

La force d'inertie $m\gamma$ est négligeable face aux deux autres forces présentes dans l'équation précédente, car sa mesure (figure II. 10) montre qu'elle leur est inférieure d'environ 7 ordres de grandeurs (en effet $m\gamma \approx 10^{-19} \text{N}$, $F_{\text{dip-ligne}}$ et $F_{\text{Stokes}} \approx \text{pN}$). Le nombre d'Ericksen $E_E = \frac{\eta R v}{K} \sim 10^{-2}$ est le rapport entre les couples visqueux $\eta R^2 v$ et élastiques KR . Ce nombre est petit, donc il n'y a pas de couplage visqueux entre la vitesse \mathbf{v} et le directeur \mathbf{n} , et l'orientation du directeur \mathbf{n} n'est pas affectée par le gradient de vitesse provoqué par le déplacement de la bille. De plus, le nombre de Reynolds $Re = \frac{\rho v d}{\eta} \sim 10^{-10}$ étant lui aussi très petit, l'écoulement reste laminaire autour de la particule (la viscosité prévalant ainsi sur l'inertie). Sous ces deux conditions, le champ nématique s'oriente autour de la particule indépendamment de son déplacement et la force de Stokes est exprimable sous sa forme linéaire [6]. Ainsi, la viscosité subie par la bille au cours de ce déplacement n'est fonction que de l'orientation du directeur \mathbf{n} (et de la température). On décompose alors la force de Stokes sur les directions parallèles et perpendiculaires à l'orientation du directeur \mathbf{n} , telle que

$$F_{\text{Stokes}} = 6\pi R \eta \mathbf{v} = 6\pi R [\eta_{\parallel} \mathbf{v}_{\parallel} + \eta_{\perp} \mathbf{v}_{\perp}] \quad \text{II.7}$$

D'après les calculs en simulation numérique de H. Stark et col. [6], vérifiés expérimentalement par P. Poulin et col. [7], lorsque qu'une bille se déplace parallèlement au directeur \mathbf{n} , elle subit une viscosité effective $\eta_{\parallel} = 0.0594 \text{Pl}$. De manière équivalente, la viscosité effective est égale à $\eta_{\perp} = 0.0868 \text{Pl}$ lorsqu'elle se déplace perpendiculairement au directeur \mathbf{n} . Nous posons les viscosités effectives

égales $\eta_{\parallel} = \eta_{\perp} = \eta$. A l'équilibre, la force de Stokes \mathbf{F}_{Stokes} compense la force nématique $\mathbf{F}_{dip-lligne}$ ce qui nous permet d'écrire :

$$6\pi\eta R \frac{\partial r}{\partial t} \mathbf{u}_r = -\frac{eH_p}{r^2} \cos(\theta(1-\varepsilon)) \mathbf{u}_r \quad \text{II.8}$$

$$6\pi\eta R \left(r \frac{\partial \theta}{\partial t} \right) \mathbf{u}_\theta = -\frac{eH_p}{r^2} (1-\varepsilon) \sin(\theta(1-\varepsilon)) \mathbf{u}_\theta \quad \text{II.9}$$

A partir de (II.8) et (II.9), on obtient l'expression des trajectoires théoriques suivantes (annexe A.II),

$$r = r_0 |\sin(\theta(1-\varepsilon))|^{1-\varepsilon} \quad \text{II.10}$$

où r_0 est une constante. Comme le montre la figure II.4 (à gauche), les trajectoires théoriques sont courbes contrairement aux trajectoires linéaires dans le cas de l'attraction électrostatique d'un dipôle par une ligne de charges électriques (dont l'expression est purement radiale). La figure II.4 montre que les trajectoires sont linéaires dans les zones de fort *splay*.

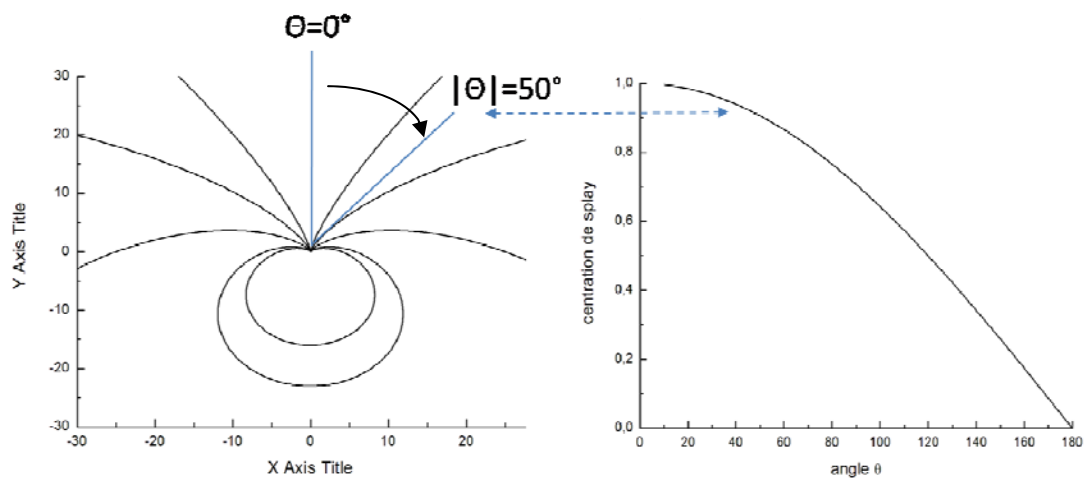


Figure II.4

Sur la figure de gauche sont tracés les trajets calculés par l'équation (II.16). La figure de droite décrit la concentration de distorsion de type *splay* [4] en fonction de l'angle θ d'approche de la bille (l'angle θ est défini par la flèche noire). Les trajectoires sont radiales dans les zones de fort *splay* et orthoradiales dans les zones de faible *splay*. Ces figures sont obtenues dans le cas d'une ligne de charge topologique $\varepsilon = +1/2$.

II.2.b Interaction élastique dans le cas d'une bille à ancrage planaire faible

Décrivons maintenant l'interaction élastique entre une ligne de disinclinaison et une bille à ancrage planaire dans un cristal liquide nématique (figure II.2, à droite). Dans le cas nématique, le trio *bille-boojums* produit un champ de distorsion de symétrie quadripolaire et de moment Q [5]. Cet objet produit essentiellement des distorsions élastiques de type *splay* (figures II.3 et II.5). Il ne se couple donc qu'avec la distorsion de type *splay* du champ de distorsion de la ligne. Nous pouvons alors exprimer l'énergie d'interaction élastique sous la forme d'un produit entre la source quadripolaire de *splay* Q (produit par la bille) et les composantes du champ de *splay* de la ligne de défauts (cf. annexe A.II),

$$U \approx -KQ \frac{s^2}{r^2} (a \cos^2(\theta(1-s)) + b \sin^2(\theta(1-s))). \quad \text{II.11}$$

Nous montrerons dans la partie expérimentale de ce chapitre que le coefficient b de l'équation II.11 est négligeable. De ce fait, le potentiel d'interaction U se reformule,

$$U \approx -KQ \frac{s^2}{r^2} \cos^2(\theta(1-s)) \quad \text{II.12}$$

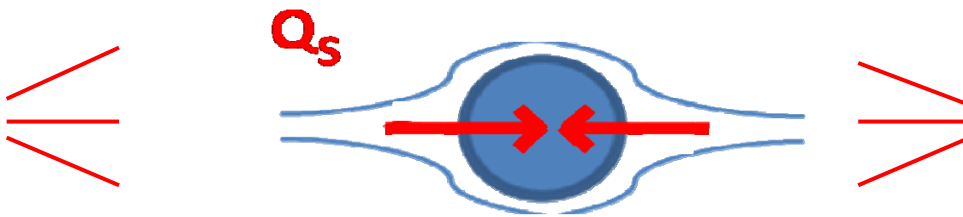


Figure II.5

Bille à ancrage planaire fort et ses lignes de champ associées (en bleu). L'ensemble est une source de distorsion de type *splay* (en rouge). Son moment topologique est Q_s .

La force $F_{quad-ligne}$ correspondante s'obtient en dérivant du potentiel U (équation II.12), elle s'écrit (on se limite au cas d'une ligne de signe $s = +1/2$),

$$\mathbf{F}_{quad-Hgns} = -\frac{HQ}{2r^3} \left(\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \mathbf{u}_r + \frac{1}{2} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \mathbf{u}_\theta \right). \quad \text{II.13}$$

La force possède deux composantes indépendantes, l'une radiale (soulignée en vert) et l'autre angulaire (soulignée en bleu). Parallèlement à l'équation II.5, la composante radiale respecte une analogie électrostatique, celle d'un quadripôle électrostatique attirée par une ligne de charges monopolaires, puisque cette force électrostatique s'énonce $\mathbf{F}_{elec} = -Q \cdot \nabla^2 \mathbf{E} = -\frac{4Q}{\pi r^3} \mathbf{u}_r$. De manière équivalente au cas dipolaire, la composante angulaire n'existe pas dans le cas électrostatique, par conséquent l'analogie n'est respectée que partiellement. Etant donné que nous sommes dans un régime permanent (les nombre de Reynolds R_e et d'Ericksen E_r respectant les mêmes conditions que précédemment), la force de Stokes \mathbf{F}_{Stokes} compense la force nématique \mathbf{F}_{Hgns} et à partir de cet équilibre l'on obtient les trajectoires théoriques suivantes (les calculs sont détaillés dans l'annexe A.II):

$$r = r_0 \left| \sin \frac{\theta}{2} \right|^4 \quad \text{II.14}$$

Ainsi, les trajectoires théoriques calculées dans le cas quadripolaire sont identiques au cas dipolaire (équation II.10). Ce résultat est surprenant, mais il s'explique facilement parce que ces deux forces sont colinéaires :

$$\mathbf{F}_{quad-Hgns} = -\frac{HQ}{2r^3} \left(\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \mathbf{u}_r + \frac{1}{2} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \mathbf{u}_\theta \right) = \frac{Q}{Fr} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \mathbf{F}_{dip-Hgns}. \quad \text{II.15}$$

II.3 Etude expérimentale de l'interaction entre une microparticule et une ligne de disinclinaison dans un cristal liquide nématique

Commençons notre étude par le cas de billes à ancrage homéotrope fort. Ces billes homéotropes sont dispersées dans le 5CB (en phase isotrope), puis introduit par capillarité dans la cellule. On applique un champ électrostatique entre les lames de la cellule afin de coller les billes sur la lame supérieure. On réduit la température de l'échantillon jusqu'à l'apparition de la phase nématique. On applique enfin, une série de brefs pulses électriques entre les lames, jusqu'à expulser une bille au voisinage d'une ligne (figure II.6). Nous enregistrons les trajectoires observées sous microscope grâce à une

caméra optique (figure II.7). Seules les billes évoluant dans le tiers central de l'échantillon sont considérées afin d'éviter les effets d'écrantage mentionnés en (I.2). Nous observons sur les figures II.8 que les billes se déplacent sur la ligne selon des trajectoires dont, fait notable, un grand nombre sont courbes.

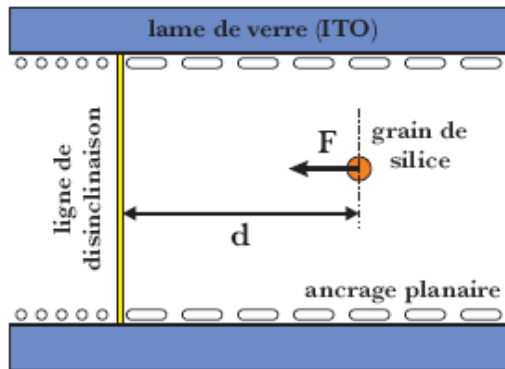


Figure II.6

Vue schématique de l'échantillon en coupe transversale. En traitant les plaques selon deux ancrages planaires (I.1), on impose deux orientations antagonistes aux molécules du cristal liquide (les molécules sont représentées ici par des bâtonnets). Les contraintes topologiques résultantes produisent une ligne de disinclinaison verticale, à côté de laquelle nous avons placé une microparticule.

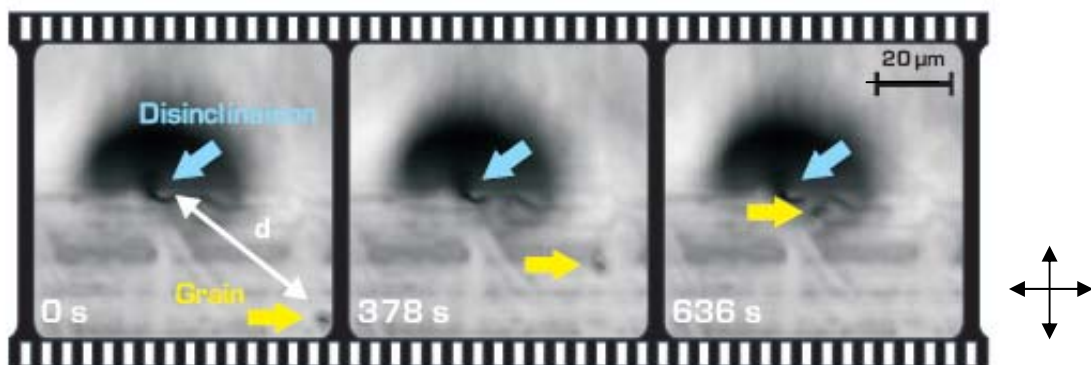


Figure II.7

Observation sous microscope optique (polariseurs croisés à 90°, selon les directions indiquées par la croix noire à droite). On enregistre la position de la bille à chaque instant dans le plan xy au moyen d'une caméra CCD. L'origine des temps coïncide avec le début de l'expérience. Au voisinage de la bille, le champ nématique est fortement distordu et bloque l'effet guide d'onde (section 1.2). Sur les photos, en regardant la direction des stries noires dans les demi-plans inférieur et supérieur, on reconnaît les orientations des molécules induites par le traitement effectué sur les deux lames de la cellule.

Les trajectoires ont été enregistrées sans tenir compte de la charge topologique ε de chaque ligne, celle-ci ne pouvant être déterminée même en jouant avec les polariseurs (à cause de l'effet Mauguin [4]). Le résultat tel quel n'est pas exploitable, car pour un même angle d'approche, les billes observées parcourent différentes trajectoires. Le calcul théorique des trajectoires en fonction de la charge topologique ε de la ligne nous permet d'identifier avec quel champ de distorsion la bille s'est couplée (et par là-même la charge topologique ε de la ligne). Nous verrons au chapitre suivant, une autre méthode (qui utilise le mouvement Brownien de translation) permettant d'identifier le signe des lignes à partir des trajectoires enregistrées. Ce protocole présente l'avantage de déterminer le signe topologique ε de la ligne de disinclinaison avant d'effectuer la mesure. Nous ne discutons pas le signe des lignes dans le cas de bille planaires, pour elles, nous avons employé un traitement de surface particulier, définissant le signe de la charge topologique $\varepsilon = +1/2$ de la ligne de disinclinaison (section I.3).

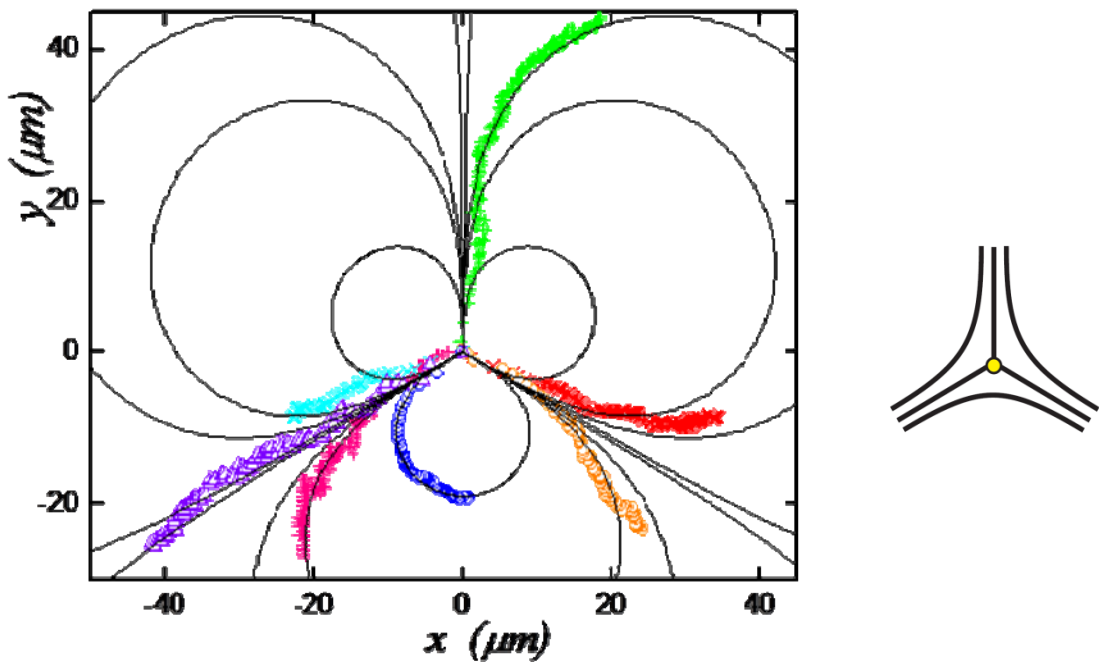


Figure II.8.a

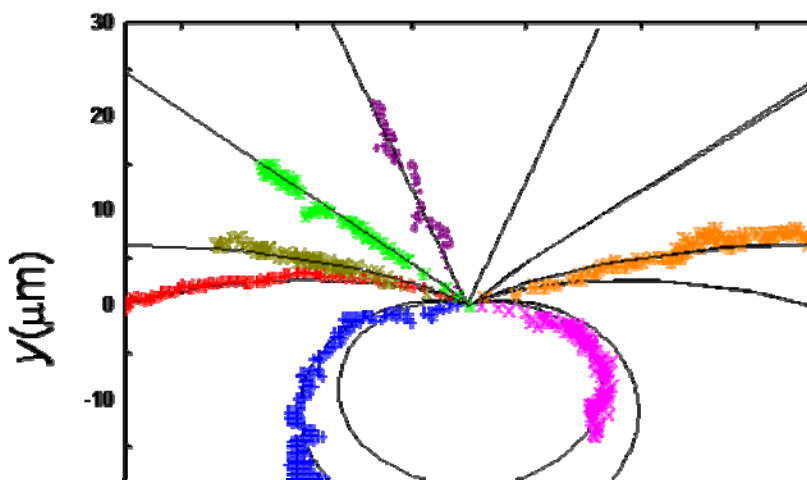




Figure II.8.b

Sur les deux figures, on a tracé les positions xy (en microns et vue du dessus) des billes enregistrées dans le plan d'observation du microscope optique. L'origine est prise sur la ligne de disinclinaison. Chaque courbe discontinue en couleur est une trajectoire observée et chaque point correspond à la position de la bille pour chaque photo enregistrée. Les graphiques II.8.a et II.8.b montrent les trajectoires obtenues selon la charge topologique de la ligne $-1/2$ et $+1/2$ respectivement. Les courbes noires et continues sont les trajets théoriquement calculés par l'équation (II.10). A droite des deux figures, nous avons dessiné en trait noir et continu, le champ de distortion produit par le défaut topologique correspondant. La position de la ligne y est indiquée par le point jaune.

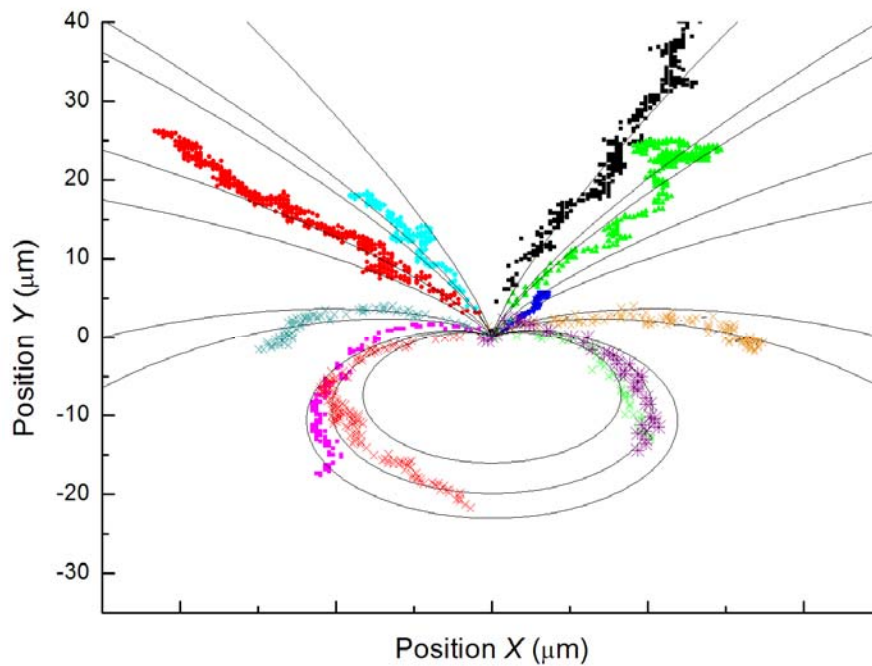


Figure II.9

On a tracé les positions xy (en microns et vues du dessus) des billes (à ancrage planaire) enregistrées dans le plan d'observation du microscope optique. La position de la ligne a été placée à l'origine, chaque série de points en couleur correspond à une trajectoire observée où chaque point répertorie la position de la bille sur chaque photo. Les courbes noires et continues sont les trajets théoriques calculés par les équations (II.14) pour une ligne de charge topologique $s = +1/2$.

Ces mesures s'interprètent bien avec l'hypothèse que les billes, quelque soit l'ancrage, produisent uniquement une distorsion de $splay \mathbf{n} \cdot (\nabla \cdot \mathbf{n})$. Les trajectoires ne sont radiales que dans les zones où la concentration de distorsion de $splay \mathbf{n} \cdot (\nabla \cdot \mathbf{n})$ est supérieure à 90% (cf figure II.4). Conformément à la variation en $1/r$ du potentiel d'interaction élastique U , nous observons que la zone la plus attractive au sein du champ de distorsion produit par la ligne est située sur la ligne même.

La comparaison entre les trajectoires théoriques et expérimentales nous a permis de vérifier l'expression de la composante angulaire de la force (équations II.5 et II.12), découlant de notre modèle théorique. Mais, nous n'avons pas encore vérifié l'expression de sa composante radiale (équations II.5 et II.12), c'est ce que nous allons étudier expérimentalement maintenant. En exploitant les trajectoires obtenues, nous pouvons déterminer la force de Stokes $F_S = 6\pi\eta Rv$ et par conséquent la force nématique F_{ligne} en tout point de la trajectoire. En effet, nous sommes dans un régime permanent et ces deux forces doivent se compenser. L'analyse des trajectoires permet de connaître la force de Stokes exercée sur la bille à tout instant et pour cela, on trace la loi du mouvement d'une trajectoire (figure II.10) puis on l'ajuste par segments afin de l'exprimer sous forme polynomiale, soit :

$$r(t) = \sum_{i=0}^n a_i t^i, \quad \text{II.15}$$

Un *fit* polynomial détermine alors les constantes a_i (l'ordre du polynôme est pris au maximum égal à 4). On dérive ensuite ce polynôme pour obtenir la vitesse moyenne à chaque instant (figure II.10 à droite). La force de Stokes F_S est alors déterminée en tout point de la trajectoire, cette force n'étant fonction que de la vitesse v .

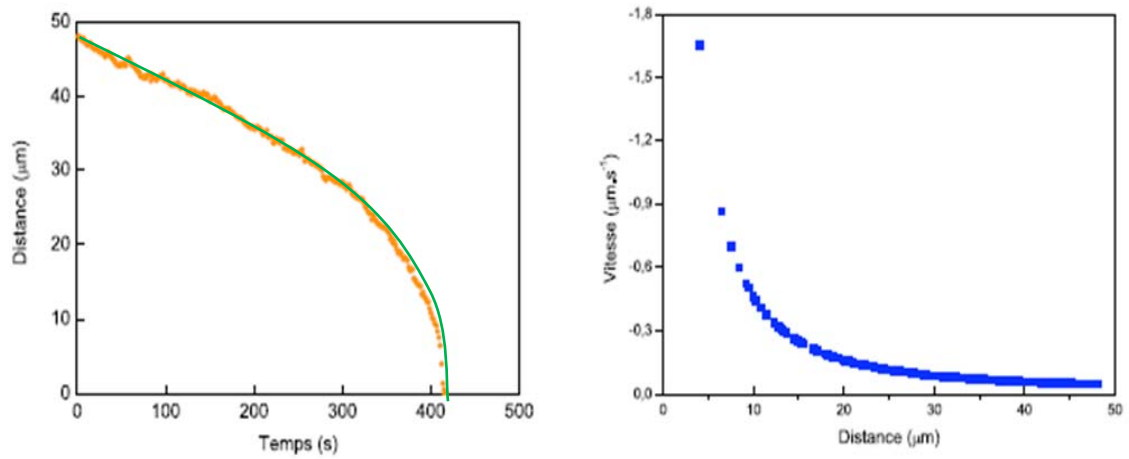


Figure II.10

A gauche la loi du mouvement et le fit numérique associé (en vert), à droite la vitesse correspondante.

On compare alors les composantes radiales de la force de Stokes F_{ε} et de la force nématique F_{fitgme} (pour le cas d'une bille homéotrope),

$$6\pi R[\eta_{\parallel} v_{\parallel} \cos(\theta(1 - \varepsilon)) + \eta_{\perp} v_{\perp} \sin(\theta(1 - \varepsilon))] = -\frac{2k_B T}{r^2} \cos(\theta(1 - \varepsilon)) \quad \text{II.16}$$

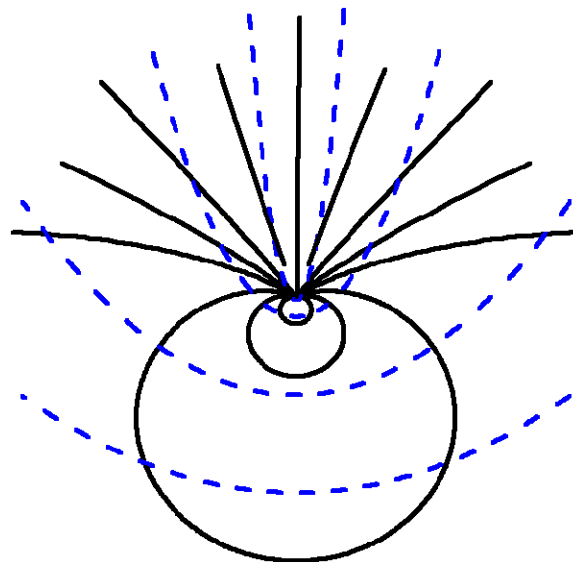


Figure II.11

Les courbes noires et continues représentent le chemin parcourue par une bille parcourt pour atteindre la ligne, les courbes bleues et discontinues représentent l'orientation des molécules du cristal liquide en tout point.

Ce qui peut être réécrit sous la forme d'un produit $\xi \cos \theta(1 - s)$, tel que :

$$\xi = 6\pi[\eta_{\parallel} v_{\parallel} + \eta_{\perp} v_{\perp} \tan(\theta(1 - s))] = sAK \left(\frac{R}{r}\right)^2 \quad \text{II.17}$$

où A est la constante de couplage entre le moment dipolaire p de la bille et la distorsion de *splay*. Il ne reste plus qu'à tracer ξ en fonction de la distance ligne-bille r . Le résultat est porté sous échelle log-log sur la figure (II.12).

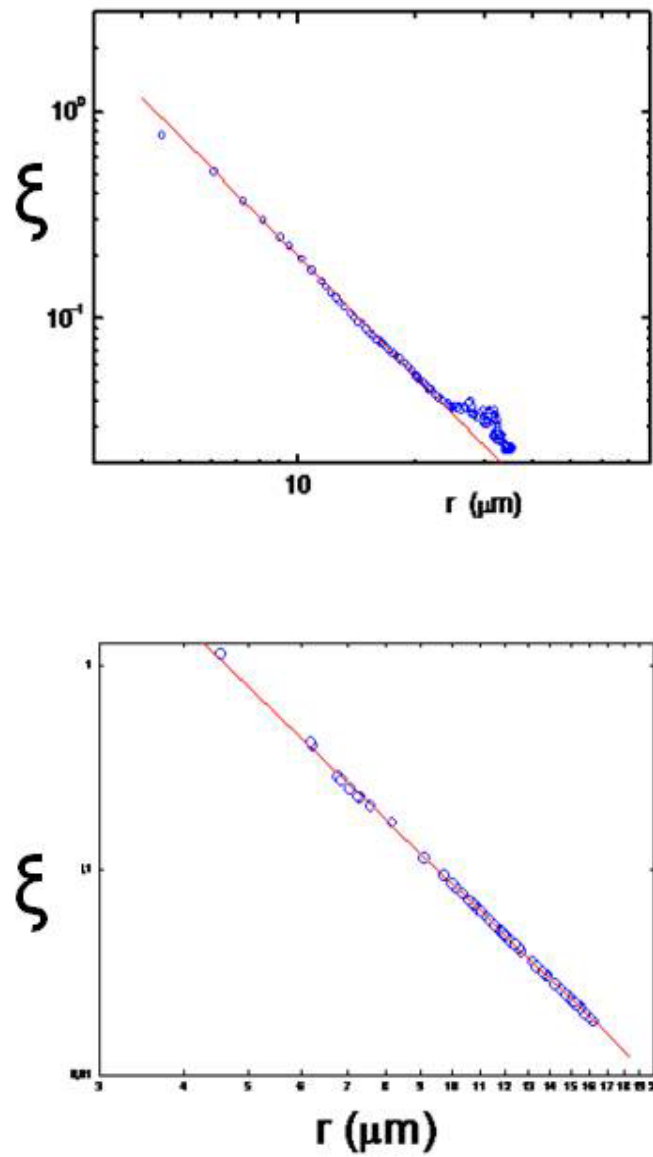


Figure II.12

La première figure concerne le cas d'une bille à fort ancrage homéotrope tandis que la seconde figure montre le cas d'une bille à ancrage planaire. L'ordonnée représente ξ (en pico-Newton) et l'abscisse la distance radiale r entre la ligne et la bille. La position de la ligne est placée à l'origine et est exprimé en microns. Les points bleus sont les positions de la bille mesurées (radialement) à chaque photo en fonction de la force exercée sur le grain. Sur la première figure, la courbe est quasi-droite et à une pente égale à 1.91, sur la seconde figure la courbe est quasi droite et sa pente est égale à 3.15. A courte distance, $r < 3 - 4 \mu\text{m}$, les points s'écartent de la droite, mais ne sont pas considérés, l'analogie électrostatique n'étant dans ce cas pas applicable. Sur la figure du haut, le

rayon R de la bille traitée est égal à $0,6\mu\text{m}$, alors que sur la figure de bas, le rayon de la bille non-traitée est égal à $0,9\mu\text{m}$.

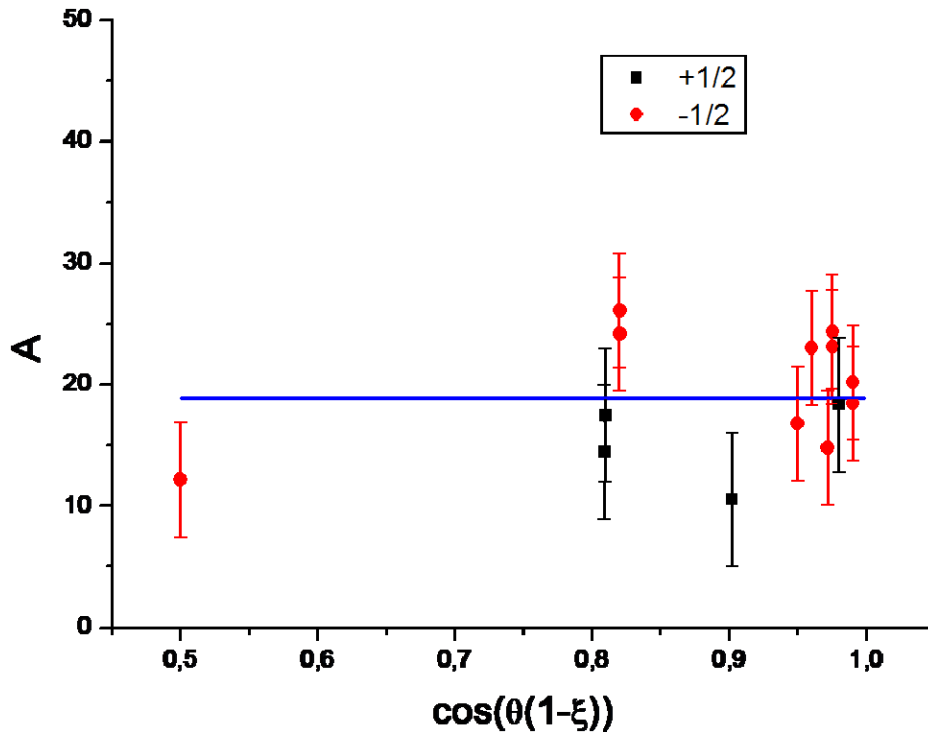


Figure II.13

Sur cette figure est tracée la constante A (sans unités) de couplage en fonction de l'angle d'approche θ et de la charge topologique ξ de la ligne (+1/2 en noir et -1/2 en rouge). Le coefficient A est obtenu à partir de la figure II.13. La valeur moyenne de ce coefficient est donnée par la ligne bleue $\langle A \rangle = 20$.

Dans le cas du trio bille-*boojums*, on obtient

$$\xi = 6\pi R [\eta_{\parallel} \eta_{\perp} \frac{1}{\cos(\theta(1-\xi))} + \eta_{\perp} \eta_{\perp} \frac{\tan(\theta(1-\xi))}{\cos(\theta(1-\xi))}] = \frac{\beta K R^2}{2 r^2} \quad \text{II.18}$$

où β est la constante de couplage entre le moment quadripolaire Q de la bille et la distorsion de type *splay*. La constante de couplage β sera analysée dans le chapitre suivant. L'analyse des trajectoires moyennes confirme, que les composantes radiales de la loi d'attraction s'expriment selon une loi de puissance, en fonction de la distance ligne-bille dont l'exposant est entier et égal au cas électrostatique. L'exposant de cette loi provient de l'analogie suivante $\mathbf{E} \leftrightarrow \mathbf{n} \cdot (\nabla \cdot \mathbf{n})$, ces deux termes présentent tout deux une dépendance radiale en $1/r$. Aux ordres supérieurs, les exposants de ces mêmes termes seront

toujours les mêmes puisque $\nabla \cdot \mathbf{E} \leftrightarrow \nabla \cdot (\mathbf{n} \cdot (\nabla \cdot \mathbf{n}))$. Comme notre modèle le prédit, seules les composantes radiales de la loi d'attraction respectent l'analogie électrostatique.

II.3.a Détermination du coefficient b dans le cas planaire

Dans la partie théorique (II.2), nous avons fait une importante assertion. Nous avons négligé le coefficient b de l'équation (II.11). Cette courte partie présente les mesures qui nous permettent d'effectuer une telle simplification.

Tout d'abord comme le présente l'annexe A.II, sans cette simplification, les trajectoires théoriques dans le cas général sont fonction du rapport $\frac{b}{a}$ et s'écrivent

$$r = r_0 \left| \frac{\left| \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \right|^{\frac{2}{1-\frac{b}{a}}}}{1 + \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right)} \right|^2. \quad \text{II.19}$$

Il nous faut trouver la valeur de ce rapport $\frac{b}{a}$ afin que les courbes théoriques correspondent à l'ensemble des trajectoires expérimentales enregistrées. Pour cela, indépendamment pour chaque trajectoire, on ajuste le rapport $\frac{b}{a}$ de l'équation (II.19) de façon que l'écart-type entre la trajectoire théorique et la mesure expérimentale soit minimum. Un exemple de cette procédure est donné sur la figure (II.14). Cette première analyse montre qu'il y a un accord entre la théorie et l'expérience dès que le coefficient a devient 70 fois supérieur au coefficient b . Un autre moyen est donné par la mesure directe des coefficients a et b à partir de l'analyse des trajectoires. La valeur du coefficient a est discutée en profondeur au chapitre III, quant au coefficient b c'est bien simple, on n'a jamais pu l'extraire d'une seule trajectoire, ce coefficient est par conséquent non mesurable dans nos barres d'erreurs. Pour donner un exemple, la force correspondante s'écrit (cf. A.II) $\mathbf{F} = -\frac{kQ}{2r^3} (a \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) + b \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)) \mathbf{u}_r$. Cette force est uniquement fonction du coefficient b quand la bille est située dans la direction $\theta = \pi$ (figure II.4). Dans ce cas, elle s'écrit simplement $\mathbf{F} = -\frac{kQ}{2r^3} b \mathbf{u}_r$, or les billes observées ne se sont jamais déplacées radialement vers la ligne depuis cette direction (figure II.19). Parce que dans cette direction le mouvement observé y est uniquement Brownien, et nous déduisons que le coefficient b est non mesurable.

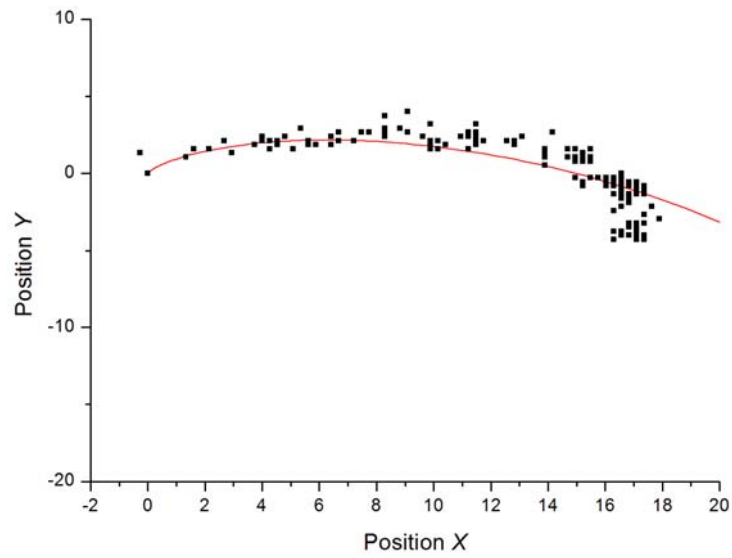


Figure II.14

Les points noirs représente la trajectoire expérimentale dans le plan d'observation xy . La courbe rouge théorique représentant l'équation II.19 avec un rapport $\frac{a}{b} = 70$. La position de la ligne de disclinaison est placée à l'origine. L'écart entre l'expérience et la théorie peut s'expliquer en partie par l'existence du mouvement Brownien.

II.4 Influence de l'orientation du dipôle sur l'interaction élastique et comportement des billes sur la ligne de disinclinaison

II.4.a Rôle de l'orientation du dipôle dans l'interaction entre une bille à ancrage homéotrope fort et une ligne de disinclinaison

Nous clôturons ce chapitre par la discussion de deux faits observés au cours des différentes mesures. Le premier concerne le rôle de l'orientation du dipôle sur l'interaction élastique, le second est un cas où l'analogie ne fonctionne plus, c'est-à-dire à courte distance et plus précisément quand la bille est sur la ligne. Dans le cas électrostatique la force est strictement répulsive ou attractive suivant que le dipôle soit orienté parallèlement ou antiparallèlement au champ électrique, en effet la force s'exprime

$F = (\mathbf{p} \cdot \nabla) \mathbf{E}_{\text{ligne}} = \perp \frac{2p}{2\pi\epsilon_0 r^2} \mathbf{u}_r$ et effectivement on a observé des billes fuyant la ligne (figure II.15).

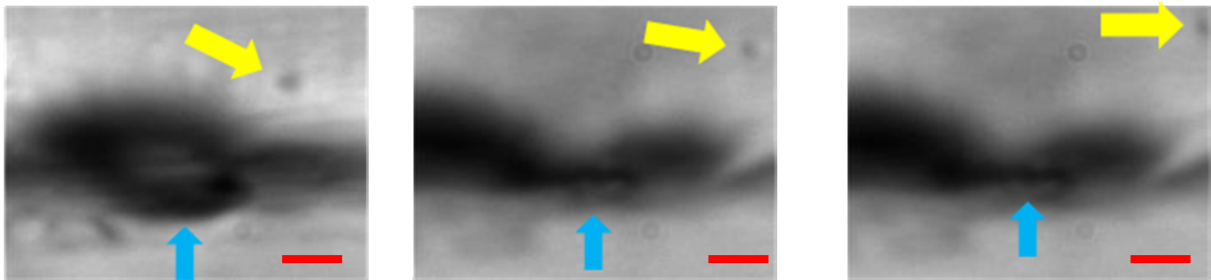


Figure II.15

Les photos sont prises respectivement aux temps ($t= 1s$, $t= 721s$, $t= 898s$). La bille (flèche jaune) n'est pas attirée sur la ligne (en flèche bleu), mais elle en est au contraire repoussée. La barre rouge représente une distance de $10\mu m$.

Une bille à ancrage homéotrope fort est soumise à un potentiel attractif $U \approx -K P_s \cdot \mathbf{n}(\nabla \cdot \mathbf{n})$. La force dérivant de ce potentiel peut être radialement attractive ou répulsive. Pour autant les trajectoires théoriques calculées forment un réseau de boucles fermées, ainsi une bille repoussée radialement, ne fait que parcourir la boucle selon le parcours le plus long (cf figure II.18). Il est à noter que les trajectoires à rebours n'ont jamais été observées avec des billes à ancrages planaires, du fait des symétries de leur champ de distorsion (figure II.5).

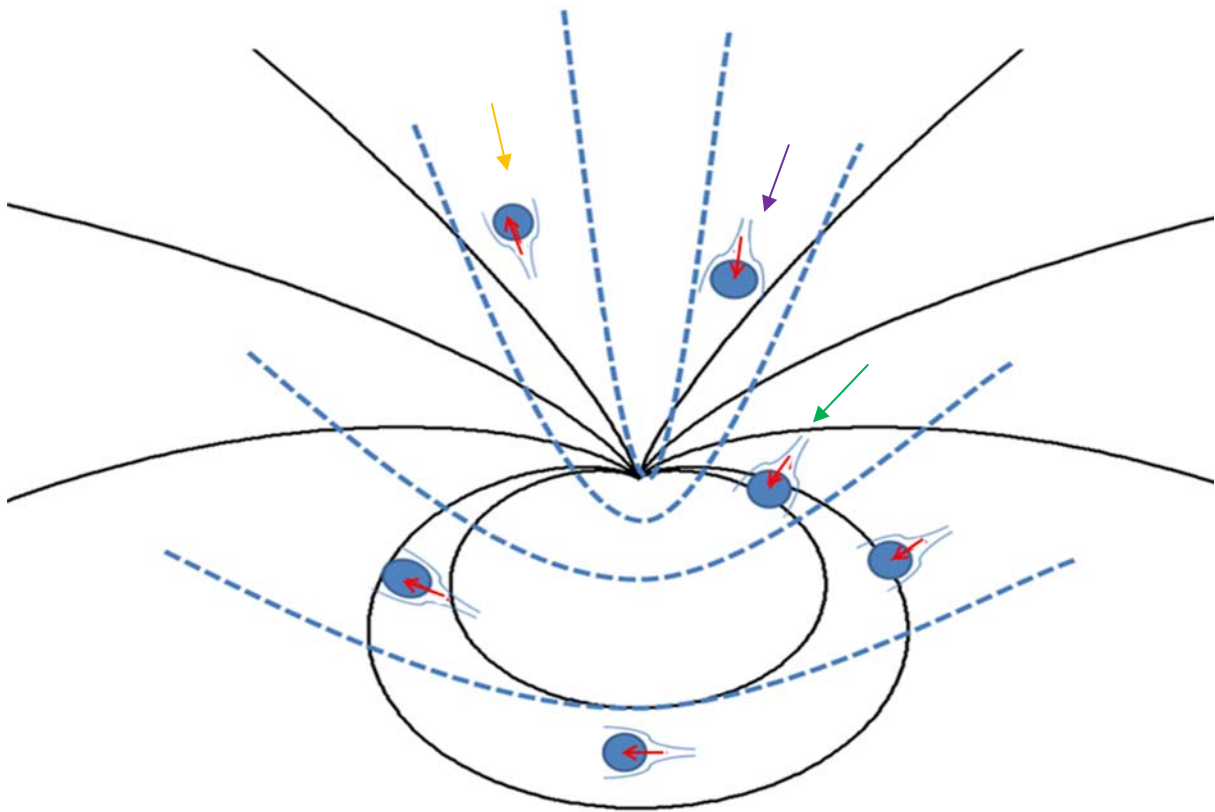


Figure II.16

On a tracé les trajectoires théoriques d'une bille homéotrope dans le champ de distortion d'une ligne de disinclinaison de charge topologique $\varepsilon = +1/2$ (courbes noires et continues). On a superposé (courbe bleu et discontinue) dessus les lignes de champ du directeur \mathbf{n} autour de la ligne de disinclinaison. Les billes (cercle bleu) et le moment dipolaire (flèche rouge) associé sont placés dessus. Le moment dipolaire est toujours en moyenne parallèle à l'orientation des molécules du cristal liquide.

Nous décrivons ici un exemple de trajectoire à rebours. Sur la figure II.16, une bille (désignée par une flèche verte) coupe un plan de symétrie (même si ça paraît impossible puisque dans ce plan, la force nématique est nulle) et *parcourt* par la même occasion le trajet le plus long. Toujours sur cette figure, on a tracé l'orientation du moment dipolaire de la bille au cours d'une trajectoire théorique tout en respectant l'orientation des molécules du cristal liquide. Lorsqu'une bille est expulsée d'une plaque, un champ nématique se forme autour de la bille, de façon à produire le défaut topologique ponctuel associé à la bille. Le dipôle topologique résultant peut se former alors parallèlement ou antiparallèlement au directeur local \mathbf{n} (voir les exemples désignées par les flèches jaune et violette sur

la figure II.16). Ces deux orientations étant égales d'un point de vue énergétique, c'est le hasard qui définit l'orientation de chaque dipôle topologique créé.

En considérant le champ de distorsion d'une ligne de charge topologique $\varepsilon = +1/2$. On place dans le demi-plan supérieur, deux billes avec leur moment dipolaire \mathbf{p} orienté *vers ou dos* à la ligne (flèches orange et violette). La bille dont le dipôle est orienté vers la ligne va se diriger vers elle (flèche orange), puisque le couplage entre le moment dipolaire avec le champ de *splay* est attractif (figure II.17), alors que dans le cas contraire (flèche violette), le couplage est répulsif. Si on considère maintenant la bille située dans le demi-plan inférieur (désignée par une flèche verte), la situation n'est plus aussi simple. Le sens du mouvement étant toujours gouverné par le couplage entre le dipôle \mathbf{p} avec la distorsion de *splay* environnant. La bille verte s'éloigne radialement de la ligne puisque le dipôle se couple de manière répulsive avec le champ de type *splay*. Elle arrive alors, dans la zone de *bend pur* (bille dans le demi plan inférieur à gauche, figure II.16), il n'y a pas de distorsion de type *splay* et la force nématique y est nulle. Seul le mouvement Brownien peut déplacer l'objet de l'autre côté du plan de symétrie. Une fois de l'autre côté du plan de symétrie, la bille se couple de manière attractive avec le champ de distorsion produit par la ligne, la force nématique attire la bille radialement. L'analogie électrostatique est donc bien *incomplète*, puisque dans le cas nématique l'interaction ligne-bille est *mathématiquement* toujours attractive quelque soit l'orientation du dipôle. Seul le sens du parcours emprunté le long d'une boucle fermée est défini par le couplage entre l'orientation du dipôle bille-*hedgehog* et la distorsion de type *splay*.

Cas Attractif



Cas Répulsif

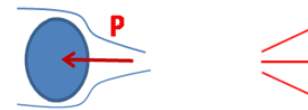


Figure II.17

Le moment dipolaire \mathbf{P} associé à la bille est représenté par une flèche rouge et le couplage associé avec le champ de *splay* avoisinant.

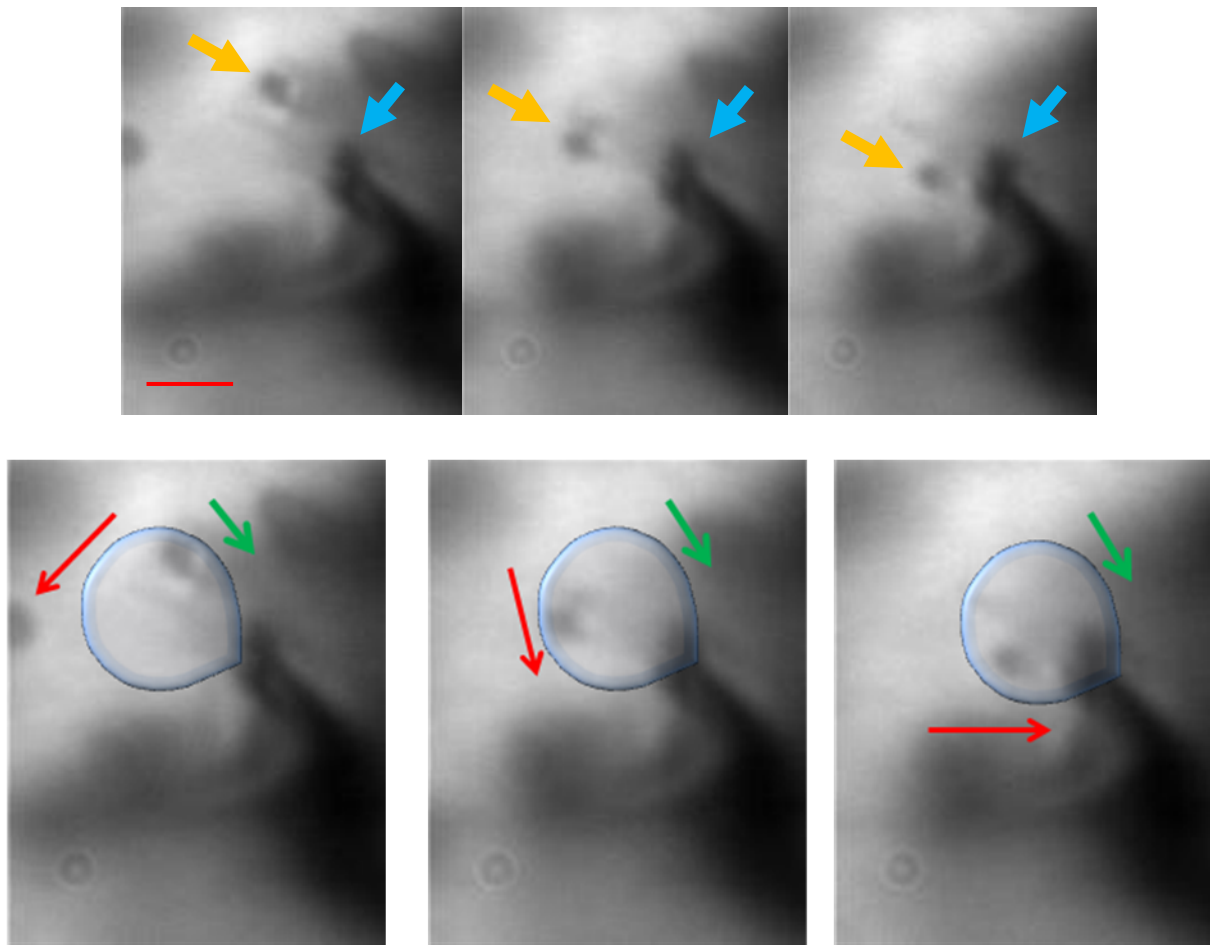


Figure II.18

Les trois photos du dessus montrent une bille (désignée par la flèche jaune), attirée par une ligne (flèche bleue). Les photos du dessous montrent les mêmes photos mais légèrement agrandies. On a superposé la trajectoire théorique correspondante désignée par la boucle noire fermée. La bille peut emprunter deux chemins pour atteindre la ligne, un court (désigné par la flèche verte) et un long (désigné par la flèche rouge). Malgré l'expression de la force en loi puissance en fonction de la distance ligne-bille, la bille emprunte le chemin le plus long. La barre rouge représente une distance de $10\mu\text{m}$.

II.4.b Comportement anormal des billes une fois en contact avec la ligne de disinclinaison

Maintenant regardons comment la bille se comporte une fois en contact avec la ligne. Pour cela on a dispersé des colloïdes à fort ancrage homéotrope dans un échantillon de faible épaisseur ($100\mu\text{m}$). L'échantillon est composé de deux lames de verre non traitées, afin de faire apparaître des lignes de disinclinaison en surface (ou des lignes fermées en volume, cf I.1.d). Les colloïdes dispersés sont préparés en mélangeant de l'eau pure dans le 5CB avec un léger ajout de Sodium Dodecyl Sulfate

(SDS), ce qui produit des particules sphériques (ayant un rayon moyen $R = 10\mu\text{m}$, le rayon est assez important pour être mesuré directement au microscope) et présentant un fort ancrage homéotrope, de plus elles sont extrêmement stables (plusieurs semaines, et tant qu'elles ne sont pas en contact avec la lame inférieure de la cellule sous l'effet de leurs poids) [1]. On insère les particules en phase isotrope puis on diminue brutalement la température jusqu'à ce que la phase nématique apparaisse, on regarde enfin si une bille s'est placée sur une ligne de défaut en volume ou en surface.

Les photos résultantes composent la figure II.19. Manifestement, le défaut ponctuel (dit *hedgehog*) est en contact sur la ligne, la bille s'est donc déplacée en orientant son moment dipolaire vers la ligne (ce qui est cohérent avec la discussion sur le rôle de l'orientation du dipôle bille-*hedgehog*). Si on essaye de séparer la bille de la ligne (au moyen d'un courant hydrodynamique laminaire), le défaut va former une liaison *bubble-gum* qui maintient connectée la bille à la ligne sur des distances très grandes (plus d'une centaine de microns) [8]. Même avec un courant hydrodynamique fort (autour de la centaine de microns par seconde), il est impossible de séparer la bille de la ligne.

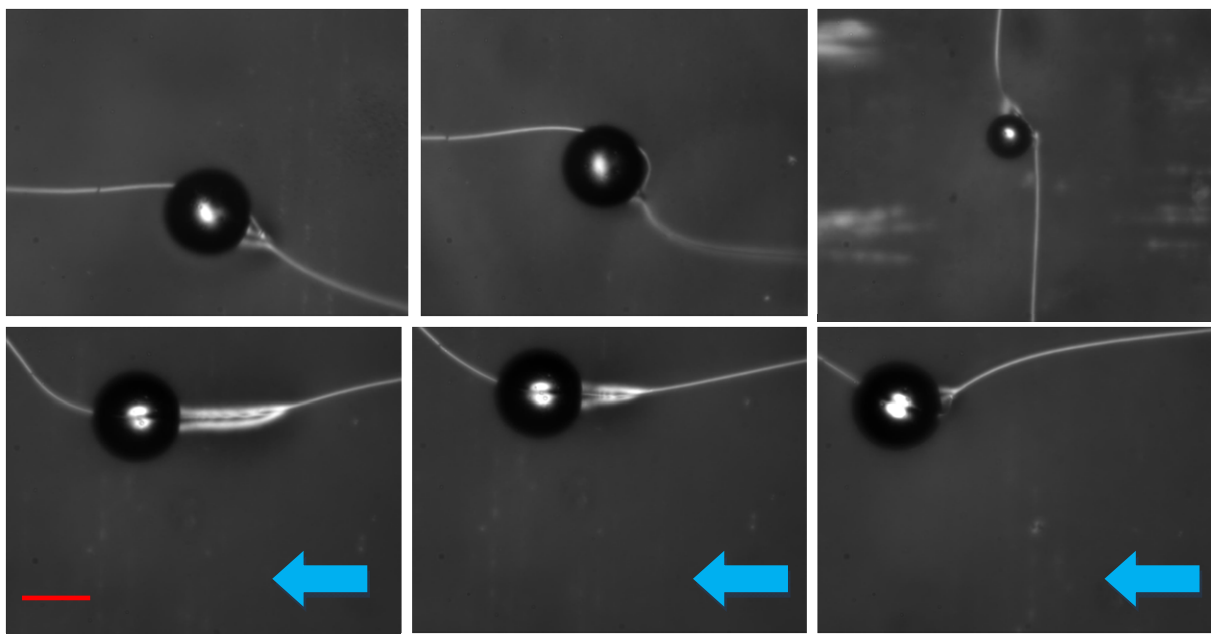


Figure II.19

Photos sous polariseurs croisés à 90° , d'une goutte d'eau surfactée au SDS et d'une ligne de disinclinaison de volume pour les trois photos du haut et de surface pour les trois du bas. La série du haut montre que le défaut est en contact avec la ligne, la ligne de plus touche tangentiellement la bille. La série de photos en bas on a appliqué un courant hydrodynamique (flèche bleu) pour séparer la bille de la ligne, mais elle revient élastiquement sur la ligne malgré une distance de séparation supérieure à $50\mu\text{m}$ (la barre rouge indique une distance égal à $20\mu\text{m}$).

Les billes d'ancrage planaire possèdent deux défauts de surfaces en épi, elles ne peuvent former un effet *bubble-gum* avec la ligne. Ce qui permet aux billes d'être séparées définitivement de la ligne, c'est ce qu'on montre sur la figure II.20. La limite du courant hydrodynamique utilisée pour séparer la bille de la ligne n'a pas été mesurée précisément. On a mesuré ici qu'un flux laminaire s'écoulant à $1000 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ (soit une force d'environ 100 pN) est suffisant pour libérer une bille de rayon $R \sim 1 \mu\text{m}$ placée au centre d'une ligne verticale et en volume d'un échantillon d'épaisseur égale à $150 \mu\text{m}$. Nous en déduisons que la force de liaison entre la bille et la ligne est inférieure à 150 pN (par comparaison l'énergie de tension d'une ligne de disinclinaison est autour de 70 pN [9]).

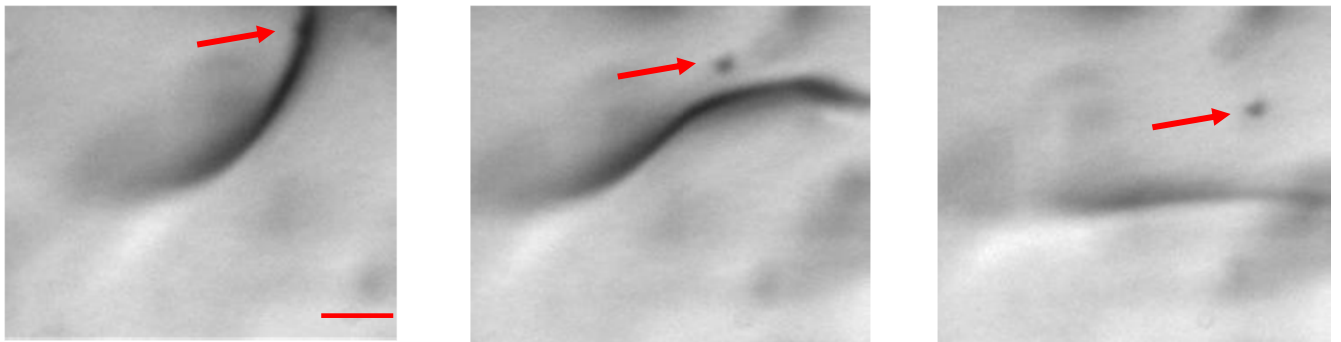


Figure II.20

Disinclinaison quasi verticale et bille adhérente qu'on peut distinguer en haut de la ligne (indiqué par la flèche rouge) haut, un fort courant hydrodynamique tend la ligne et expulse la bille par la même occasion de la ligne. La barre rouge indique une distance égale à $10 \mu\text{m}$.

Il est à noter que les billes de silice traitées (achetées chez Colochrom, section I.4) utilisées dans ce chapitre sont restées accrochées sur une ligne même une année après y avoir été déposées. Ce qui est assez surprenant puisque la bille est soumise à son poids $P \sim 10^{-13} \text{ N}$, qui agit perpendiculairement à la force nématique (cette dernière n'ayant que des composantes bidimensionnelles, dans le plan xy). Le poids n'étant pas compensé, la bille devrait sédimenter et pourtant les observations expérimentales montrent le contraire.

II.5 Conclusion

Nous avons montré qu'une ligne de disinclinaison pouvait être un nouvel outil pour auto-assembler des particules sphériques micrométriques au sein d'un cristal liquide. Cette interaction a été analysée au moyen d'une analogie électrostatique partielle. Le problème est alors analogue au cas d'une ligne de charge monopolaire interagissant avec un dipôle ou un quadripôle électrostatique. Mais cette interaction ne respecte pas les symétries de son analogue électrostatique, de plus, dans le cas dipolaire l'interaction est toujours attractive quelque soit l'orientation du couple topologique *bille-hedgehog*. Une fois les billes piégées par la ligne, leur position sur cette ligne reste stable et elles ne sédimentent pas. Dans le cas des billes à ancrage homéotrope, l'effet *bubble-gum* fait que le lien ligne –bille ne peut être rompu même au moyen d'un courant hydrodynamique fort, contrairement au cas de billes à ancrage planaire.

Bibliographie

- [1] P. Poulin, H. Stark, T. C. Lubensky and D. A. Weitz. (1997). Novel Colloidal Interactions in Anisotropic Fluids. *Science*, **275**. P 1770-1773.
- [2] C. Bohley and R. Stannarius. (2007). Colloidal inclusions in smectic films with spontaneous bend. *Eur. Phys. J. E*, **23**. P 25-30.
- [3] H. Stark and D. Ventzki. (2002). Non-linear Stokes drag of spherical particles in a nematic solvent. *Europhys. Lett.*, **57**. 60.
- [4] P. G. de Gennes and J. Prost. (1994). *Physic of liquid crystal*. OXFORD. Section 4.2.
- [5] T. C. Lubensky, D. Pettey, N. Currier, and H. Stark. (1998). Topological defects and interactions in nematic emulsions. *Phys. Rev. E*. **57**. P 610-625.
- [6] Holger Stark and Dieter Ventzki. (2001). Stokes drag of spherical particles in a nematic environment at low Ericksen numbers. *Phys. Rev. E*. **64**. 031711.
- [7] J. C. Loudet, P. Hanusse and P. Poulin . (2004). Stokes Drag on a Sphere in a Nematic Liquid Crystal . *Science* , 1525.
- [8] P. Poulin, V. Cabuil, and D. A. Weitz. (1997). Direct Measurement of Colloidal Forces in an Anisotropic Solvent. *Phys. Rev. Lett.* , 79 . P 4862 - 4865.
- [9] I. I. Smalyukh, A. N. Kuzmin, A. V. Kachynski, P. N. Prasad, and O. D. Lavrentovich. (2005). Optical trapping of colloidal particles and measurement of the defect line tension and colloidal forces in a thermotropic nematic liquid crystal. *Appl. Phys. Lett.* **86**. 021913.
- [10] I. Musevic, M. Skarabot, U. Tkalec, M. Ravnik, and S. Zumer. (2006). Two-Dimensional Nematic Colloidal Crystals Self-Assembled by Topological Defects. *Science*, **313**. P 954 - 958 .
- [11] H.A. Van Spran and H.G. Koopman. (1988). *J. Appl. Phys.* 64 (1988) 4873

INTERACTIONS ELASTIQUES AUX ECHELLES SUB-MICROSCOPIQUES

Dans le chapitre précédent, nous avons étudié l'interaction entre une bille de taille micrométrique et une ligne de disinclinaison. Maintenant, nous répétons cette étude mais en diminuant le rayon R des objets introduits au sein du cristal liquide. Le but de cette opération consiste à déterminer la limite d'utilisation d'une ligne de disinclinaison comme patron pour l'auto-assemblage d'un fil. Nous observons sur les trajectoires moyennes des billes que la force nématique présente une diminution inattendue en fonction de leur rayon. Nous montrons que cet effet résulte du fait que l'ancrage exercé par les billes sur l'orientation du directeur \mathbf{n} commence à lâcher. Avec la diminution de taille des particules, l'attraction d'une ligne de disinclinaison n'est plus seulement limitée par la portée de son champ de distorsion, mais aussi par la compétition entre l'énergie thermique et l'énergie nématique, cette dernière étant fonction de l'énergie d'ancrage de la particule.

III.1.a Mouvements Browniens de translation et de rotation

Le mouvement Brownien peut induire la rotation d'une bille en suspension dans un cristal liquide nématique. Théoriquement cet effet pourrait modifier l'orientation du dipôle ou du quadripôle, qui sont normalement toujours alignés selon la direction du directeur \mathbf{n} [1]. Cet effet est toutefois négligeable dans la gamme de bille utilisée, en effet l'équation suivante prédit que le mouvement brownien de rotation $\langle \theta^2 \rangle$ généré par l'agitation thermique se formule [2]:

$$\langle \theta^2 \rangle = \frac{k_B T t}{4\pi\eta R^3} \quad \text{III.1}$$

Pour une bille de rayon $R \approx 0.5 \mu\text{m}$, la formule précédente donne un déplacement angulaire égal à environ cinq centaine de seconde d'arc après une seconde, c'est-à-dire un déplacement équivalent à un peu plus qu'un dixième de degré, ce qui est négligeable. Dans notre cas, la bille est de plus soumise à un moment élastique de rappel dû à l'ancrage, dès que le dipôle n'est plus orienté selon le directeur \mathbf{n} [3]. L'énergie élastique correspondant à une rotation θ de la bille, est de l'ordre de $KR\theta^2$, où K est la constante élastique de Frank $K \approx 8 \cdot 10^{-12} \text{ N}$. Cette énergie devient supérieure à l'énergie thermique $k_B T$ dès que l'angle de rotation θ est de l'ordre du degré (pour une bille de rayon $R \approx 1 \mu\text{m}$). Il en résulte que l'axe du quadripôle reste essentiellement orienté selon le directeur \mathbf{n} et que l'effet de l'énergie thermique sur les billes se limite au mouvement Brownien de translation. A une dimension, ce mouvement Brownien de translation est décrit par la formule d'Einstein,

$$D_{\perp} = \frac{k_B T}{6\pi\eta_{\perp} R}, \text{ où } \langle \Delta Y \rangle^2 = 2D_{\perp} t. \quad \text{III.2}$$

Où $\eta_{\parallel}, \eta_{\perp}$ sont respectivement les viscosités effectives du milieu lorsque la bille se déplace parallèlement, perpendiculairement à l'orientation du directeur \mathbf{n} , D la constante de diffusion et k_B la constante de Boltzmann. Si on ne considère qu'un seul degré de liberté (à l'origine du mouvement Brownien), alors l'énergie thermique est égale à $1/2 k_B T$. Il faut la confronter avec l'expression radiale de l'énergie élastique U (figure III.1), pour déterminer une distance radiale bille-ligne limite. Lorsque la distance bille-ligne est supérieure à cette distance limite, l'énergie thermique est supérieure à l'énergie élastique. La bille dérive de manière diffusive et son mouvement n'est alors soumis qu'au hasard. La force nématique n'est alors plus capable de modifier le mouvement de la bille. Lorsque la distance bille-ligne est inférieure à cette distance limite, la force nématique redevient à même d'amener la bille sur la ligne indépendamment de l'énergie thermique. La probabilité p qu'une bille

soumise au régime stochastique atteigne le régime déterministe est formulée par la physique statistique ainsi,

$$p(U) \sim 1 - e^{-\frac{U}{\frac{1}{2}kT}} \quad \text{III.3}$$

Nous montrerons dans ce chapitre que cet effet apparait bien avant que l'ancrage qu'exerce la bille sur le cristal liquide ne disparaisse où ne devienne plus mesurable.

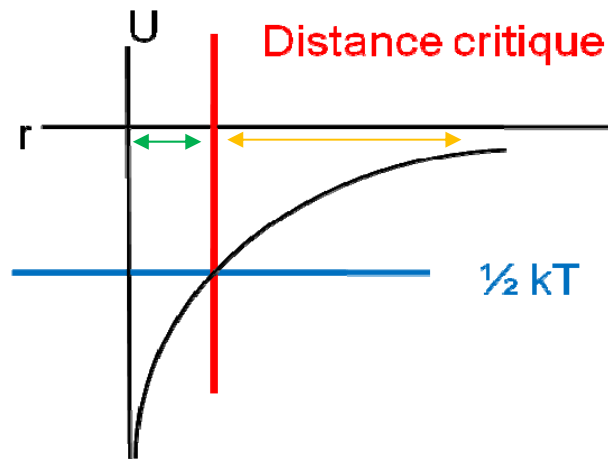


Figure III.1

L'énergie thermique est représentée en bleu, l'énergie élastique U en fonction de la distance est tracée selon la courbe noire. Le point appartenant aux deux fonctions détermine la distance limite r_c . Le régime attractif est désigné par la double flèche verte, tandis que le régime brownien est désigné par la double flèche orange.

III.1.b Energie d'ancrage et distorsion du champ nématique

La capacité d'un ancrage à orienter le directeur \mathbf{n} du cristal liquide peut être évaluée en terme de longueur d'extrapolation L (section I.1.c) définie telle que $\frac{K}{W} = L$. Lorsque cette longueur L devient très supérieure au rayon de la bille R , alors l'orientation des molécules du cristal liquide n'est plus définie par un angle précis à la surface de la bille (section I.1.c). Nous exprimons cette situation par l'équation suivante [4],

$$\frac{K}{WR} = \frac{L}{R} \gg 1. \quad \text{III.4}$$

Si on pousse cette condition à l'extrême c'est-à-dire si la longueur d'extrapolation tend vers l'infini, alors l'énergie élastique K pourrait être capable d'imposer une orientation du nématique uniforme à la surface de la bille indépendamment de l'énergie d'ancrage W (figure III.2). Ce phénomène a déjà été observé, sous certaines conditions [5], mais il est aussi possible qu'un ancrage résiduel puisse toujours exister.

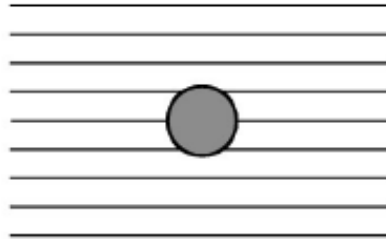


Figure III.2

La configuration uniforme, dans cette configuration la bille ne distord plus le champ nématique même à la surface de celle-ci. Le champ nématique est alors uniforme partout et aucune force nématique ne peut alors être générée.

III.1.c Billes de silice avec un ancrage planaire

A la fin de ce chapitre, nous étudions expérimentalement des billes produisant une distorsion élastique de type *bend*. Or, les billes à ancrage planaire produisant des distorsions de type *bend* n'ont jamais été observées dans un cristal liquide nématique 3D jusqu'alors. Toutefois, ce phénomène a été observé récemment dans des films minces de type smectic C [6]. Nous utilisons ces études comme point de départ de notre réflexion (figure III.3).

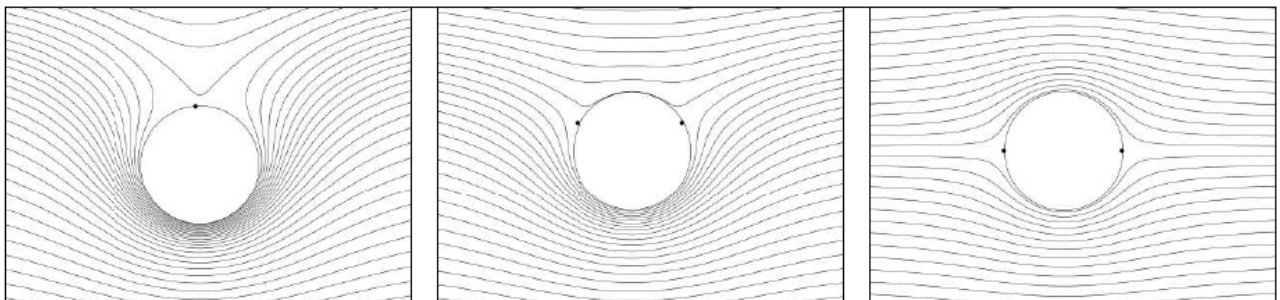


Figure III.3

Les trois configurations possibles pour une bille planaire dans un mince film smectic C. Sur la figure de gauche, la bille possède un défaut de surface de charge -1. L'ensemble forme un dipôle topologique produisant une distorsion de *bend* à l'ordre dipolaire. Sur les figures du milieu et de droite, la bille est associée à deux défauts de surface de charges topologiques $-\frac{1}{2}$. Ces configurations produisent une distorsion de type *bend* et *splay* respectivement, à l'ordre quadripolaire. Ces figures sont le résultat de simulation numérique [7].

D'après le travail de Dogdanov et coll. [6], une bille de silice à ancrage planaire peut produire une distorsion de type *bend* à l'ordre dipolaire. Il en résulte que la distorsion élastique de type *bend* produite par la bille (et son défaut, cf. figure III.4) interagit avec les distorsions de type *bend* produites par la ligne de défaut. Réutilisons l'analogie électrostatique du chapitre II, et exprimons le potentiel d'interaction élastique entre le couple bille-défaut et la ligne, sous la forme d'un produit scalaire entre la source vectorielle de *bend* \mathbf{P}_B (bille) et le champ de *bend* de la ligne de défaut $\mathbf{n} \wedge (\nabla \wedge \mathbf{n})$ (les calculs sont détaillés en annexe A.I). Le potentiel d'interaction entre la ligne et la bille s'exprime alors,

$$U \approx -K \mathbf{P}_B \cdot (\mathbf{n} \wedge (\nabla \wedge \mathbf{n})) \quad \text{III.5}$$

Où $K \mathbf{P}_B$ représente la constante de couplage entre le dipôle topologique *bille-boojum* et la distorsion de *bend* $\mathbf{n} \wedge (\nabla \wedge \mathbf{n})$.

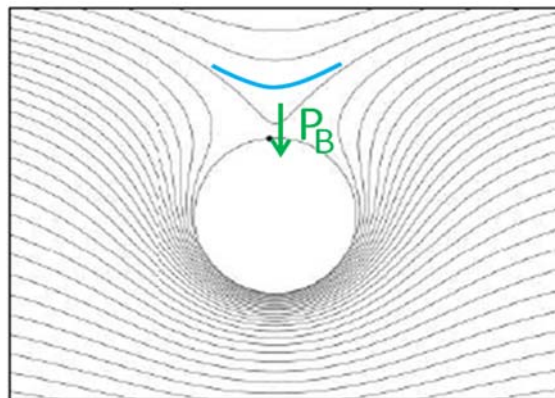


Figure III.4

Une bille à fort ancrage planaire et les lignes de champ du directeur \mathbf{n} associées (en noir). L'ensemble constitue essentiellement une source de *bend* (en bleu) de moment \mathbf{P}_B .

Ce potentiel se minimise lorsque le moment dipolaire \mathbf{P}_B est orienté perpendiculairement à l'axe du directeur \mathbf{n} . Dans ce cas, l'équation III.5 se ré-exprime,

$$U = -\frac{K P_B}{r} \sin(\theta(1 - \nu)). \quad \text{III.6}$$

Puisque la force F_{ligne} dérive du potentiel U et que le directeur du champ de distorsion de la ligne s'écrit $\mathbf{n} = (\cos(\theta), \sin(\theta), 0)$,

$$F_{\text{ligne}} = \frac{2RPB}{r^2} (\sin(\theta(1-\varepsilon)) \mathbf{u}_r - (1-\varepsilon) \cos(\theta(1-\varepsilon)) \mathbf{u}_\theta) \quad \text{III.7}$$

Si nous nous limitons au cas d'une charge topologique de signe $\varepsilon = +1/2$, les trajectoires théoriques correspondantes s'énoncent (cf. annexe A.III):

$$r = r_0 \left| \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \right|^4 \quad \text{III.8}$$

où r_0 est une constante d'intégration. La force est radiale dans les zones où la concentration en distorsion de type *bend* est forte (cf. figure III.5) et ortho-radiale dans les zones de forte concentration de *splay*.

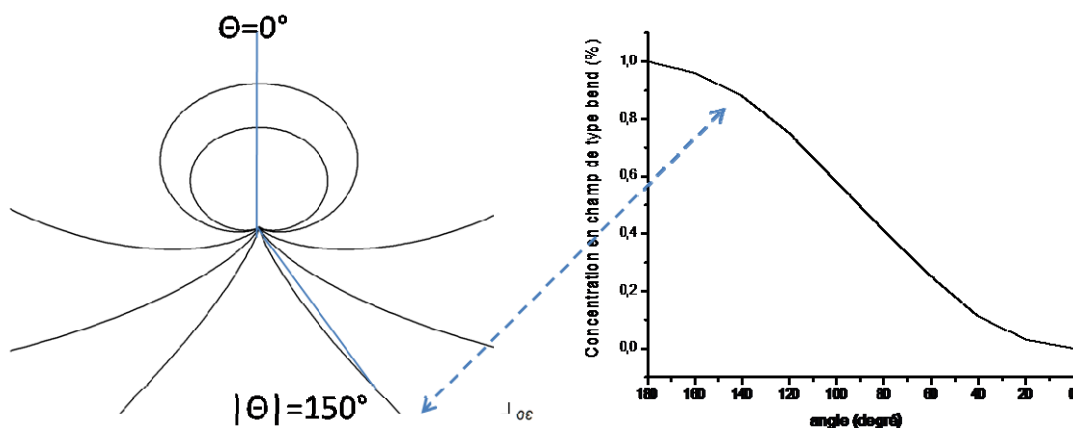


Figure III.5

Sur la figure de gauche on a tracé les trajets calculés par l'équation (III.8). Les trajectoires sont radiales dans les zones de fort *bend* et orthoradiales dans les zones de faible *bend*. La figure de droite décrit l'amplitude de la distorsion de type *bend* en fonction de l'angle θ d'approche de la bille.

III.2 Etude expérimentale du mouvement Brownien dans un puits de potentiel

III.2.a Mesure des viscosités effectives au moyen du mouvement Brownien

Les fibres optiques sont un outil commode pour observer optiquement des particules de quelques centaines de nanomètres de diamètre en réflexion (fond noir). Le pouvoir séparateur du microscope ne permet pas pour autant de résoudre les objets étudiés. Ainsi, on ignore si on étudie un objet unique ou un agrégat. Afin de lever cette ambiguïté, nous analyserons le mouvement Brownien des trajectoires enregistrées.

Déterminer la taille d'une bille par cette méthode, nécessite de connaître les viscosités effectives qu'exerce le milieu sur la bille. En phase isotrope à 40° , la viscosité η en fonction de la température est donnée par [9]. En phase nématique, les viscosités parallèles et perpendiculaires $\eta_{\parallel}, \eta_{\perp}$ doivent être déterminées pour le cas de billes à ancrage planaire (aucun exemple ne figure actuellement dans la littérature). L'expérience consiste, pour cela, à mesurer d'abord la taille de l'objet considéré. Pour ce faire on analyse le mouvement brownien d'une bille en phase isotrope. La viscosité η est alors connue et on détermine ainsi le rayon R de la bille observée (une mesure de la constante de diffusion sera présentée dans la section III.2.b). Dans le cas où ce rayon hydrodynamique R de la bille serait plus élevé que la moyenne attendue, cela signifie qu'il s'agit d'un agrégat, et la mesure est abandonnée pour une autre bille. Tout en suivant la bille au moyen d'une caméra, on effectue une transition de phase vers l'état nématique. Sans avoir perdu la bille de vue, on répète alors la mesure du mouvement Brownien. Le rayon R de la bille étant alors connu, l'analyse du mouvement Brownien déterminera les viscosités effectives $\eta_{\parallel}, \eta_{\perp}$.

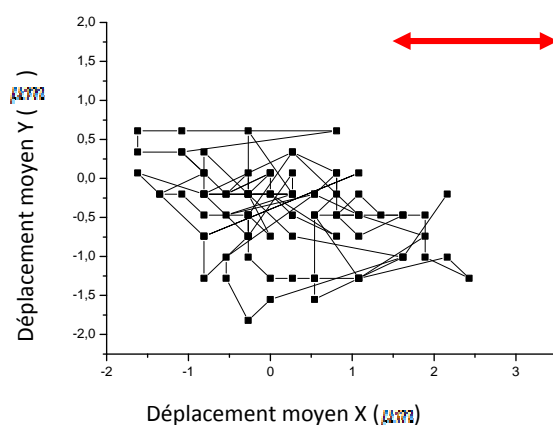


Figure III.6

Trajectoire d'une bille observée sous microscope optique dans un cristal liquide nématique. L'orientation du directeur \mathbf{n} dans la phase nématique est désignée par la flèche rouge.

En utilisant cette méthode, il nous a été possible de mesurer les viscosités effectives η_{\parallel} et η_{\perp} en fonction du rayon R des billes d'une gamme de 1 micron jusqu'à cent-cinquante nanomètres (figure III.7). Le résultat montre clairement que les viscosités effectives ne sont pas indépendantes du rayon R des billes. D'après la figure III.7, la valeur des viscosités effectives η_{\parallel} et η_{\perp} se réduit même sensiblement avec la diminution du rayon R des billes introduites. Nous montrons que ce résultat peut s'expliquer par une *brisure* de l'orientation d'ancrage des billes. En effet, le mouvement d'une bille dans un champ nématique supposé uniforme à l'infini produit un cisaillement dans ce cristal liquide. Suite à cette contrainte, un couple élastique apparaît (dû à l'écart entre l'orientation d'ancrage à la surface de la bille et l'orientation du directeur \mathbf{n} au voisinage de la bille), ce qui conduit à une réorientation du champ nématique autour de la bille (afin de minimiser l'énergie élastique de Frank) [1]. Cette réorganisation est un processus dissipatif, proportionnel au couple d'ancrage WR^2 exercé par les billes sur le directeur (cet effet dépend donc du rayon R des particules introduites). Suivant ce raisonnement, nous comprenons la diminution des valeurs des viscosités effectives mesurés en fonction du rayon R des billes. Il est à noter que durant toute cette discussion, nous avons négligé le couple visqueux entre le gradient de vitesse et le directeur du champ nématique, puisque le nombre d'Eriksen E_r est faible pour ce problème $E_r \approx 10^{-2}$ (cf. section II.2.a).

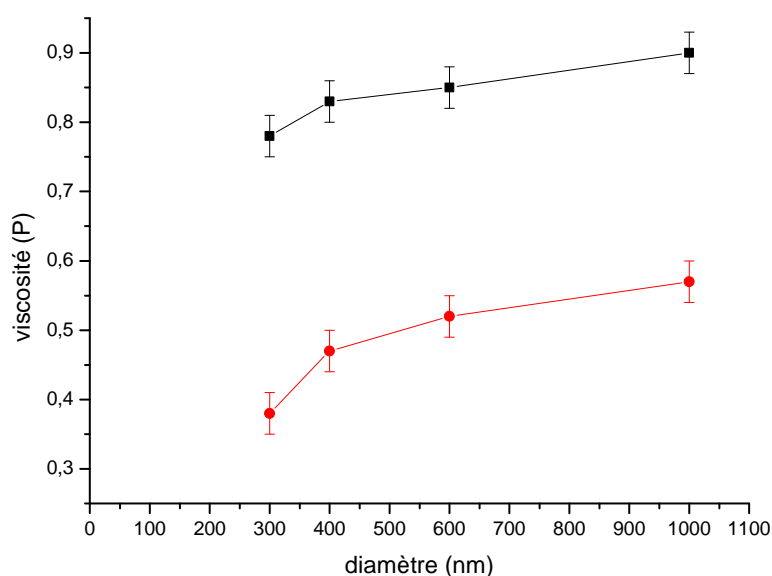


Figure III.7

Les points rouges et noirs représentent respectivement les viscosités effectives η_{\parallel} et η_{\perp} mesurées en fonction du rayon R des billes analysées. L'ensemble des mesures a été effectué sur des échantillons thermostatés à 30°C.

III.2.b Etude expérimentale du mouvement Brownien dans un puits de potentiel

Après avoir déterminé les viscosités en fonction du rayon R , il nous est désormais possible d'étudier expérimentalement le mouvement Brownien d'une bille dans le puits de potentiel de la ligne de défaut. Cette méthode est utilisable lorsque la bille se déplace sous une faible accélération c'est-à-dire quand la bille est loin de la ligne puisque la loi d'attraction ligne-bille est une loi de puissance en fonction de la distance (cf. chapitre II). Ainsi, pour chaque trajectoire on détermine expérimentalement le rayon R de la bille interagissant avec la ligne. Un exemple de traitement est montré sur la figure III.8.

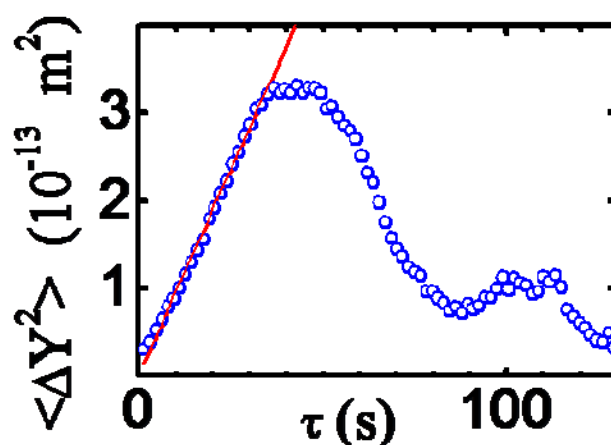


Figure III.8

Les points bleus représentent le carré moyen du déplacement en fonction du temps. La droite rouge détermine la pente de ces points dans le régime diffusif. Cette pente est égale à 2 fois la constante de diffusion, un régime attractif domine aux temps longs. Ici, c'est une bille à ancrage homéotrope qui est présentée en exemple, de rayon $R \approx 550 \text{ nm}$ attirée par une ligne de signe topologique $\sigma = -1/2$.

Pour effectuer une telle mesure, il est nécessaire d'exprimer la loi du mouvement dans la base $\{X, Y\}$, où X est la direction parallèle au directeur \mathbf{n} et Y est la direction perpendiculaire au directeur \mathbf{n} . En effet, la valeur de la viscosité η n'est bien connue que selon ces deux directions. On obtient ainsi le

déplacement moyen selon des directions où les viscosités sont connues. L'orientation des molécules du cristal liquide sont données par l'expression du champ de distorsion du directeur produit par la ligne[4]. L'analyse du mouvement Brownien nous permet d'étudier l'interaction entre des particules individuelles en fonction de leur rayon R . Nous utiliserons cette information pour étudier l'évolution de la force nématique en fonction du rayon R .

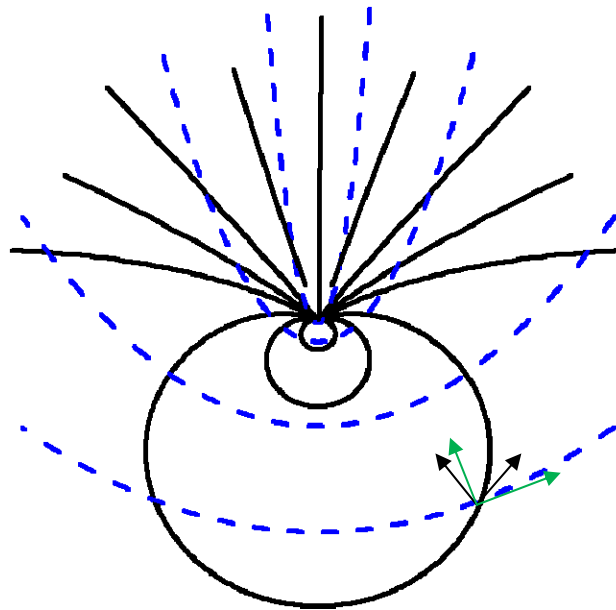


Figure III.9

Les courbes noires et continues représentent le chemin qu'une bille parcourt pour se placer sur la ligne, les courbes bleues et discontinues représentent l'orientation des molécules du cristal liquide en tout point. Les flèches noires et vertes désignent les deux référentiels utilisés. En noir, le référentiel des vitesses radiales et ortho-radiales et en vert, le référentiel du directeur \mathbf{n} .

III.3 Etude expérimentale de l'interaction entre une bille et une ligne de disinclinaison en fonction de son rayon

Afin de mesurer l'évolution de la force nématique en fonction du rayon R des objets introduits. Comme nous l'avons déjà montré au début du chapitre III, la distorsion que produit une bille dans un champ nématique est liée à son rayon R et à la force de son ancrage. Le verre présente un ancrage fort,

mais produit une distorsion élastique faible du fait de la symétrie quadripolaire de cet ancrage (dans ce cas l'ancrage est planaire) et ceci, même pour des billes de taille micrométrique [1]. Maintenant, nous allons étudier l'interaction bille-ligne, mais on va réduire progressivement le rayon des billes introduites dans le cristal liquide, jusqu'à **150 nm**. On pourrait transposer nos résultats au cas d'une bille beaucoup plus petite mais dont l'ancrage serait plus fort, tant que cette bille produit les mêmes distorsions au sein du cristal liquide nématique.

III.3.a Evolution du moment quadripolaire en fonction du rayon R

Le déplacement des billes est décrit d'après le modèle théorique présenté à la section II.2.b. L'expression de la force nématique attirant les billes sur la ligne s'exprime alors selon l'équation II.13,

$$\mathbf{F}_{\text{ligne}} = -\frac{HQ}{2r^3} \left(\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \mathbf{u}_r + \frac{1}{2} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \mathbf{u}_\theta \right).$$

Dans ce paragraphe, nous étudions expérimentalement comment cette force varie lorsqu'on diminue le rayon R des billes introduites au voisinage d'une ligne de défaut. Le seul terme de cette force nématique, qui s'avère être une fonction du rayon, c'est le moment quadripolaire Q . Ce terme n'est fonction que du rayon R et d'une constante sans dimension β tel que [1],

$$Q \sim \beta R^3. \quad \text{III.9}$$

La constante β est proportionnelle à l'énergie d'ancrage W . Toutefois, Lubensky et coll. ne se sont intéressés qu'au cas de billes de rayon R micrométrique [1], c'est pourquoi il est intéressant de vérifier cette loi à l'échelle nanométrique. Ce coefficient β est mesuré de la même manière que nous avons procédé avec le coefficient A dans la section II.3 (voir figure II.13), sauf qu'au lieu d'utiliser l'équation (II.17), nous utilisons l'équation (II.18). Dès lors, en réitérant cette procédure, tout en réduisant le rayon des billes introduites, nous déterminons expérimentalement le coefficient β en fonction du rayon R . Nous pouvons comparer alors, l'évolution du moment quadripolaire en fonction du rayon R expérimentalement et théoriquement (équation III. 9). Le résultat est tracé sur la figure III.11. Il apparaît que la théorie n'est plus vérifiée lorsque le rayon R des billes devient inférieur à 300 nanomètres. Cette diminution inattendue s'explique par une diminution de l'énergie d'ancrage W , l'ancrage commençant à se briser. L'ancrage ne disparaît jamais totalement puisque les observations

expérimentales prouvent que les billes sont toujours attirées par la ligne, même avec des rayons $R \approx 150\text{nm}$. Dans la section suivante, nous montrons pourquoi il est inutile d'étudier l'interaction entre une ligne et des billes dont le rayon R est inférieur à 150nm .

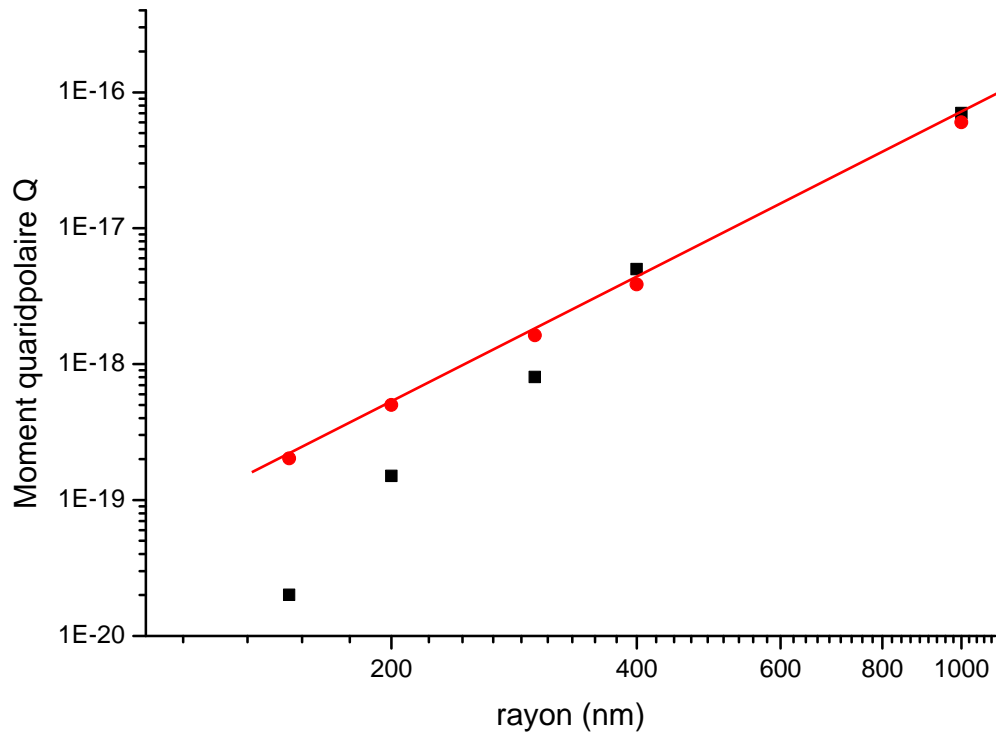


Figure III.10

Moment quadripolaire Q obtenu à partir des trajectoires mesurées en fonction du rayon R de billes à ancrage planaire attirée par des lignes de charge topologique $\varepsilon = +1/2$ (section II. 2). Les points en rouges et la ligne rouge représentent la théorie (équation III.9), les points en noir représentent les valeurs moyennes obtenues expérimentalement. On fait coïncider la valeur théorique et expérimentale du coefficient $\beta \approx 60$ pour les billes de rayon $R \sim 1\mu\text{m}$.

III.3.b Amplitude du mouvement Brownien face à la force nématique

Maintenant nous regardons l'autre limite affectant les interactions ligne-bille. Elle apparaît naturellement, lorsque l'on confronte l'énergie thermique $\frac{1}{2} k_B T$ avec l'énergie élastique de Frank U agissant sur la bille (figure III.1). Pour cela, nous cherchons à déterminer la distance critique r_c

(introduite en III.1.A) pour chaque taille de billes, d'après l'exploitation des trajectoires et maintenant que le moment quadripolaire est connu.

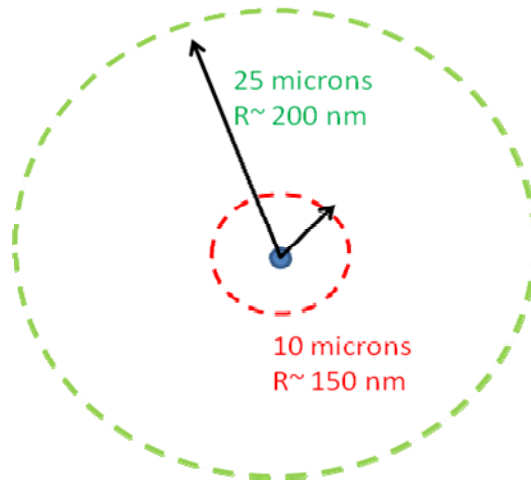


Figure III.11

Distance critique en fonction du rayon R des billes.

D'après l'équation II.12,

$$U \approx \frac{QK}{(r_c)^2} \approx \frac{1}{2} k_B T. \quad \text{III.10}$$

Cette équation permet de définir une distance critique r_c en fonction du rayon R des billes, puisqu'alors $\left(\frac{QK}{\frac{1}{2} k_B T}\right)^{1/2} = r_c$. Or d'après les résultats de la figure III.11, une bille de rayon $R = 150 \text{ nm}$ possède un moment quadripolaire égal à $Q \approx 2 \cdot 10^{-20}$ (on a fixé $K \approx 6 \cdot 10^{-12} \text{ N}$ [9]). Nous en déduisons que la force nématique correspondante possède une distance radiale critique égale à $10 \mu\text{m}$. Ce qui indiquerait que les billes de rayon $R \sim 100 \text{ nm}$ possèderaient alors une distance critique à peine de l'ordre du micron. La ligne ne peut plus alors modifier les trajectoires de ces billes à longue distance et ne peut plus ramener ces billes jusqu'à elle, ce qui limite fortement son utilisation comme outil pour assembler un fil. Pour autant, cette distance critique r_c n'est jamais nulle, en effet même si par hasard, une bille touche la ligne elle y est immédiatement piégée (du fait que la loi

d'attraction est inversement proportionnelle à la distance radiale). Ainsi cette distance critique constitue une certaine limitation à l'utilisation de défauts topologiques pour assembler la matière.

III.4 Etude expérimentale de l'interaction d'une particule produisant une distorsion de type bend avec une ligne de disinclinaison

Au cours de nos observations nous avons mesuré de manière récurrente d'étranges trajectoires. Ces trajectoires ont été dessinées sur le tableau suivant. Le nombre de ces trajectoires est d'autant plus important que la taille des billes diminue, elles ont même été observées avec des billes de l'ordre du micron. Elles ne représentent alors que 5% de l'ensemble trajectoires enregistrées.

Ces trajectoires étant radiales dans les zones où la concentration de *bend* est élevé, elles ne s'expliquent que si l'on suppose que les billes peuvent produire une distorsion élastique de type *bend*. Toutefois, c'est très surprenant car les billes introduites sont des billes de silice pure, donc à ancrage planaire qui imposent une orientation tangentielle à la surface de la particule. Dans la section III.1.c que ce type d'ancrage est capable de distordre le champ nématique selon une distorsion élastique de type *bend*. On va donc supposer que se soit le cas, alors imaginons qu'une bille produise un moment dipolaire de *bend*, qui ne peut que se coupler qu'avec la distorsion élastique de type *bend* produite par la ligne de défaut selon le modèle théorique de la section III.A. Dans ce cas la zone la plus attractive au sein du champ de distorsion de la ligne est située sur la ligne même. Puisque le potentiel d'interaction élastique U évolue radialement en $1/r$ (la position de la ligne étant placée à l'origine). Les figures III.13 et III.14, montrent un bon accord entre notre modèle théorique et les trajectoires expérimentales mesurées.

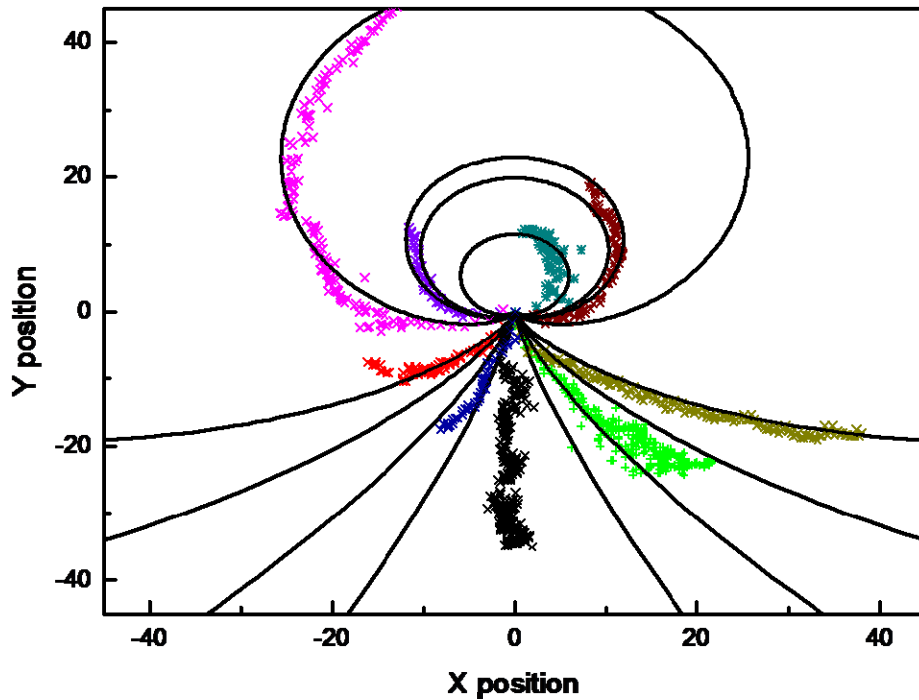


Figure III.13

Positions xy (en microns) des billes à ancrage planaire de rayon $R = 1\mu m$ enregistrées dans le plan d'observation du microscope optique. La position de la ligne a été placée à l'origine, chaque série de points en couleur correspond à une trajectoire observée où chaque point répertorie la position de la bille sur chaque photo. Les courbes noires et continues sont les trajets théoriques calculés par l'équation (III.8) pour une ligne de charge topologique $s = +1/2$.

Si effectivement, les billes à ancrage planaire sont à même de produire un champ de distorsion de type *bend* alors celui-ci est de symétrie dipolaire et la loi d'attraction doit s'exprimer selon une loi de puissance dont l'exposant doit être un entier égal à 2. De la même manière qu'à la section II., au régime standard l'expression radiale de la force de Stokes compense l'expression radiale de la force nématique (cf chapII.3). Ce qui peut être réécrit sous la forme d'un produit $\xi \sin \theta(1 - s)$ tel que,

$$\xi = 6\pi\eta R[v_{\parallel} \cotan(\theta(1 - s)) + v_{\perp}] = \frac{CK}{2} \left(\frac{R}{\xi}\right)^2. \quad \text{III.11}$$

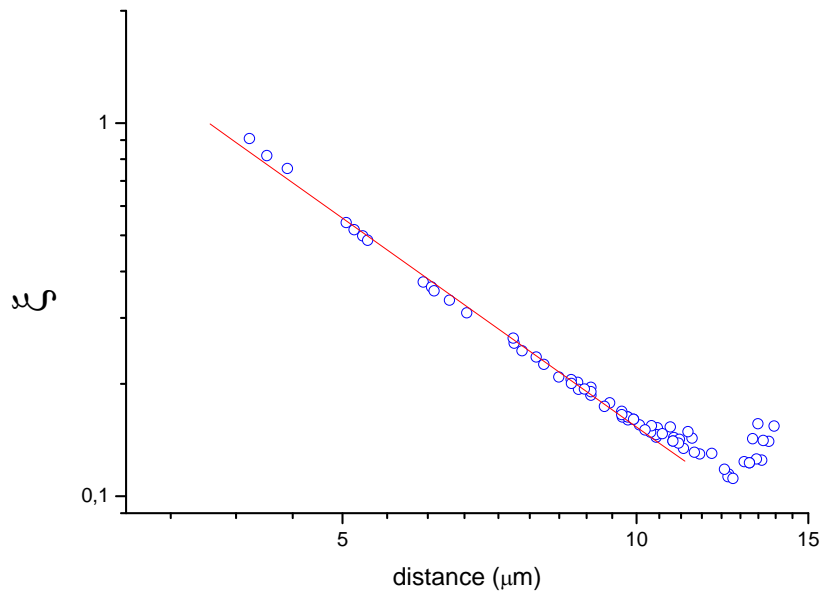


Figure III.14

En ordonnée, on a tracé l'expression de la composante radiale de la force de Stokes et en abscisse la distance radiale r de la ligne à la bille à ancrage planaire de rayon $R = 1\mu\text{m}$ attirée par une ligne de défaut de signe $\epsilon = +1/2$. La ligne est placée à l'origine, et les distances sont exprimées en microns. Les points bleus donnent la force exercée sur le grain en fonction des positions de la bille mesurées (radialement) sur chaque photo (échelles log-log). La courbe est quasi-droite et a une pente égale à 1.85. L'ordonnée \mathcal{F} est exprimée en pico-Newtons.

Nos résultats montrent que des billes à ancrage planaire peuvent produire des distorsions élastiques de type *bend quand leurs boojums* ne sont plus diamétraux (figure III.3). L'intérêt de tels objets est que malgré un ancrage faible, leur champ de distorsion s'étend sur de plus grande distance, du fait que l'énergie élastique de distorsion évolue radialement en $1/r$. Diverses suppositions peuvent être émises pour tenter d'expliquer le placement exotique des *boojums*. Peut-être est ce dû à des impuretés déposées sur les billes (soit dans le liquide qui les contient, soit quand on évapore le solvant pour les extraire). Mais peut-être aussi, à un effet de mémoire d'ancrage (du verre) imposant l'orientation initiale du champ nématique à la surface de la bille au moment où celui-ci se forme à la surface de la bille. C'est effet aurait alors comme conséquence de piéger les défauts de surfaces de tels façon à ce qu'ils ne soient plus parfaitement diamétraux.

III.5 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'interaction entre une bille et une ligne de disinclinaison en fonction de leur rayon R . La théorie utilisée au chapitre précédent reste toujours valable, toutefois le mouvement Brownien de translation limite techniquement l'utilisation de la force nématique comme outil pour assembler la matière. Dans l'exemple des billes de silice, une fois que les billes deviennent inférieures à $R \sim 100 \text{ nm}$ alors la distance limite correspondante atteint à peine le micron, par conséquent la force nématique devient inutile pour attirer ces billes. Toutefois cette limite dépendant des conditions d'ancrage à la surface de la bille, elle devrait être déterminée pour chaque cas. Nous avons également mesuré des billes se couplant avec les zones de distorsion de type *bend* pur. Ceci a été possible parce que les billes sont capable de produire des distorsions de type *bend*. Cet effet n'avait jamais été observé pour des billes à ancrage planaire dans un cristal liquide nématique, nous supposons que la mémoire d'ancrage pourrait être à l'origine de ce nouveau phénomène.

Bibliographie

[1] T. C. Lubensky, D. Petey, N. Currier, and H. Stark. (1998). Topological defects and interactions in nematic emulsions. *Phys. Rev. E*. **57**. P 610-625.

[2] B. Duplanier. Le mouvement brownien, "divers et ondoyant". Séminaire Poincaré 1 (2005). P 155 – 212

[3] Holger Stark and Dieter Venzki. (2001). Stokes drag of spherical particles in a nematic environment at low Ericksen numbers. *Phys. Rev. E*. **57**. 60.

[4] P. G. de Gennes and J. Prost. (1994). *Physic of liquid crystal*. OXFORD. Chapitre 3.

[5] I. Dozov and Ph. Martinot-Lagarde. (1998). First order breaking transition of tilted nematic anchoring. *Phys. Rev. E*. **58**. P 7442-7446.

[6] P. V. Dolganov and V. K. Dolganov. (2006). Director configuration and self-organization of inclusions in two-dimensional smectic membranes. *Phys. Rev. E*. **73**, 041706.

[7] C. Bohley and R. Stannarius. (2007). Colloidal inclusions in smectic films with spontaneous bend. *Eur. Phys. J. E*. **23**, P 25–30

[8] J. Jadz yn, R. Daübrowski, T. Lech, and G. Czechowski (2001). Viscosity of the Homologous Series of *n*-Alkylcyanobiphenyls. *J. Chem. Eng. Data*, **46**, P 110-112.

[9] H.A. Van Spran and H.G. Koopman. (1988). *J. Appl. Phys.* 64 (1988) 4873

ADHESION D'UNE MICROPARTICULE SUR UN SUBSTRAT MOU

Réussir à matérialiser un défaut topologique nécessite de pouvoir coller des billes (enrobées de polypyrrole) entre elles. Pour caractériser ce collage, nous testons l'adhésion d'une bille sur un substrat de polypyrrole, au moyen d'un écoulement micrométrique. Nous mesurons ainsi, expérimentalement la force minimale pour arracher la bille du substrat. L'étude de cette adhésion a été effectuée pour différentes forces d'appui au sein d'un milieu cristal liquide isotrope. Nous montrons expérimentalement que des interactions bille-substrat de type plastique peuvent résulter de forces d'appui extrêmement faibles.

IV.1 Interaction adhésive d'une microparticule sur un substrat en fonction de la force d'appui

IV.1.a Interaction entre une bille lisse et une surface plane

Dès 1881, Hertz étudia la compression de deux sphères élastiques sous une pression donnée [1]. Hertz montra ainsi, que deux sphères (de rayon R_1, R_2 et de même nature) s'écrasent selon un rayon de contact circulaire a qui n'est fonction que de la force d'appui F_1 et du module d'Young effectif E^* du matériau utilisé. Ce rayon de contact est calculable par la relation suivante [1]

$$a^3 \approx \left(\frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \right) \frac{F_1}{E^*} \quad \text{IV.1}$$

Maintenant, nous étendons notre résultat au cas d'une sphère (de rayon R) sur un substrat, en utilisant l'approximation de Derjaguin [2], le rayon de contact a se réécrit alors (annexe B.I)

$$a^3 \approx \frac{F_1 R}{E^*}. \quad \text{IV.2}$$

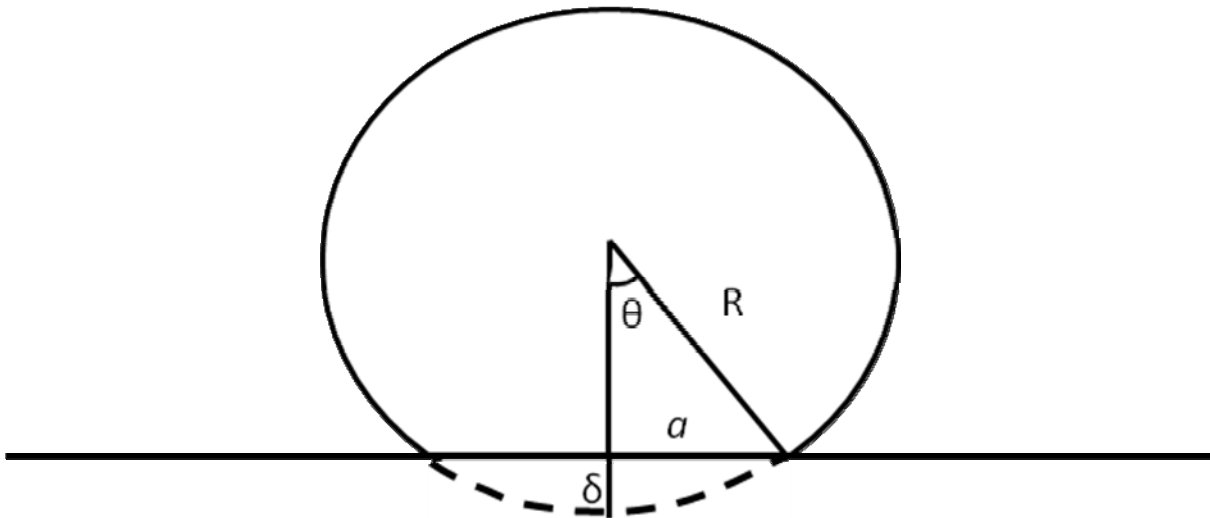


Figure IV.1

Vue de côté, d'une sphère (de rayon R et de longueur l) écrasée normalement sur un substrat non déformable.

Dans son modèle, Hertz néglige les interactions adhésives sur l'aire de contact πa^2 entre le substrat et la bille, or aux dimensions micrométriques ces interactions deviennent importantes et doivent être

considérées [3]. Sur l'aire de contact, des interactions adhésives s'exercent entre le substrat et la bille. Il en résulte une énergie de surface U_S :

$$U_S = \pi a^2 \Delta\gamma. \quad \text{IV.3}$$

Où $\Delta\gamma$ est l'énergie interfaciale ou énergie d'adhésion (ou de Dupré) [2]. La force F_S produite par cette variation d'énergie s'écrit alors,

$$F_S = -\frac{dU_S}{d\delta}. \quad \text{IV.4}$$

Où δ est le déplacement normal des corps (figure IV.1), et en première approximation nous allons supposer qu'il est du même ordre que le déplacement normal prédit par le modèle de Hertz. Or dans ce modèle, δ s'exprime tel que (voir annexe B)

$$\delta \approx a^2/R. \quad \text{IV.5}$$

La force F_S est alors égale à

$$F_S \approx -\pi R \Delta\gamma. \quad \text{IV.6}$$

Cette formule donne une estimation de la force moyenne à appliquer pour séparer les billes. Nous notons que cette force est indépendante de l'aire de contact a et du module d'Young E . Cette formule a été obtenue par un modèle approximatif, mais les modèles « *dit exacts* » tels que les théories JKR [3] ou DMT [3] donnent des forces moyennes d'arrachage très proches de notre résultat (à un facteur 2 ou 3 près). Ce calcul est valable tant que la force d'appui F_1 n'est pas trop forte. Cette dernière peut en effet occasionner une déformation irréversible, qui dépasse la limite élastique. Cette déformation est alors de type plastique. Lors d'une déformation plastique, la valeur de la *force moyenne d'arrachage* est fonction de la force d'appui F_1 . Pour décrire ce type d'interaction, Il nous faut introduire dans le modèle théorique un terme de déformation plastique. C'est ce que Maugis et Pollock ont ajouté au modèle JKR [4], en ré-exprimant l'équilibre des forces en présence de la manière suivante:

$$F_1 + 1.5\pi R \Delta\gamma = \pi a^2 H. \quad \text{IV.7}$$

Où H est la dureté du matériel, et d'après Maugis et Pollock [4], la force moyenne d'arrachage F_{MP} correspondante s'énonce telle que,

$$F_{MP} = \frac{3\sqrt{\pi} \Delta\gamma E^*}{2} \sqrt{F_1 + 1.5\pi \Delta\gamma R}. \quad \text{IV.8}$$

Le coefficient R_{asp} correspond au rayon de courbure d'une aspérité, il est *raisonnable* de l'estimer autour de 10^{-7} et $10^{-8}m$. La valeur de l'énergie de Dupré $\Delta\gamma$ a déjà été mesurée pour le polypyrrole. Elle est autour de $\Delta\gamma \approx 10^{-2} J.m^{-2}$ pour nos conditions de synthèses, et dans le cas du polypyrrole en contact avec l'air [6].

IV.2 Effet d'un champ hydrodynamique sur un objet sphérique en contact avec une surface

Dans ce chapitre, nous étudions de l'interaction d'une bille (sphérique, solide, de différentes tailles autour du micromètre et recouverte d'un film de polypyrrole) avec une lame de verre recouverte par un film de polypyrrole. Afin de mesurer les forces adhésives qui maintiennent la bille en contact avec le substrat, nous allons utiliser une expérience de microfluidique, précédemment décrite dans la section (I.2). En soumettant la bille à un écoulement laminaire, on applique sur elle une force hydrodynamique capable de la re-dispersée dans le milieu. L'important étant de mesurer la force minimale à appliquer pour cela, et donc par là-même mesurer l'interaction adhésive entre la bille et le substrat.

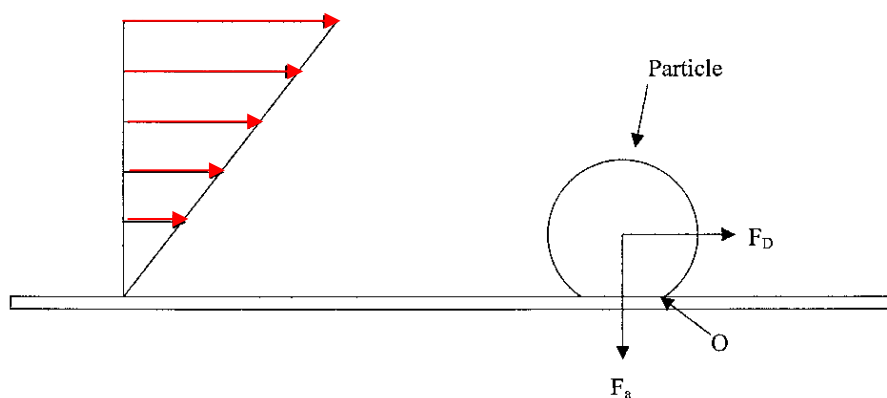


Figure IV.3

Le champ hydrodynamique (flèches rouges) exerce une force F_D sur une bille en contact avec une surface rigide. La force d'adhésion F_a maintient la bille en contact avec le substrat.

Quand un flux de liquide rencontre une particule adhérant sur une surface, il exerce des forces qui agissent pour arracher la particule de la paroi. Plus précisément, la particule est soumise à la force de Stokes F_D qui agit sur elle tangentiellement à la paroi et une force ascensionnelle ou *lift force* F_L qui agit perpendiculairement à la paroi. Enfin, la particule est soumise à une interaction adhésive F_a exercée par la paroi. Pour des particules en contact avec une paroi et soumises à un flux hydrodynamique laminaire, comme c'est le cas ici (figure IV.3), on doit utiliser une forme modifiée de la force de Stokes F_D [7]. La force de Stokes F_D agissant sur une particule sphérique en contact avec une surface plane dans un lent écoulement laminaire se formule alors ainsi :

$$F_D = 10.2\pi\eta Rv = 5.1\pi\left(\frac{v^2}{\rho}\right)R\sigma, \quad \text{IV.9}$$

Où v est la vitesse du fluide à la distance r du mur, et qui est donnée par (chapitre I. 2):

$$v(r) = v_{\max} - \frac{4v_{\max}}{h^2}\left(r - \frac{h}{2}\right)^2, \quad \text{IV.10}$$

η étant la viscosité du fluide, ρ la densité de ce fluide, h l'épaisseur de l'échantillon (10 μm) et il est bon de préciser $R\sigma$ est le nombre de Reynolds et il s'écrit

$$R\sigma = \frac{2R\rho v}{\eta} \quad \text{IV.11}$$

avec la vitesse v utilisée, $R\sigma \sim [10^{-10}, 10^{-5}]$ nous sommes donc toujours dans un régime laminaire. Du fait du léger rétrécissement dû à la présence de la particule dans l'échantillon, il se produit un effet Venturi. Cet effet exerce une force ascensionnelle F_L sur la bille qui peut s'écrire (annexe B, équation B.21),

$$F_L \approx 2\rho\pi(v(r))^2 \frac{R^3}{h} = \frac{\pi v^2 R}{2\rho h} (R\sigma)^2 \quad \text{IV.12}$$

Le rayon R d'une particule fait autour du micron, l'épaisseur de la cellule varie entre 10 et 100 μm , la viscosité η du cristal liquide en phase isotrope à 50° est égale à $\eta \approx 14 \text{ mPa}\cdot\text{s}$, la densité $\rho \approx 1 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ et enfin la vitesse v d'écoulement du fluide est décrite par l'équation (IV.13). La contribution de la force ascensionnelle F_L est négligeable par rapport à la force de Stokes F_D , puisque $F_L \approx \left(\frac{R}{h} R\sigma\right) F_D$ et $\left(\frac{R}{h} R\sigma\right) \ll 1$. La particule n'étant soumise qu'à une force horizontale, deux mécanismes peuvent contribuer à la détacher : l'un par glissement et l'autre par roulement. Il ne nous reste plus qu'à déterminer le mécanisme de décollement dominant parmi ces deux possibilités. La force de Stokes F_D ne s'appliquant pas de manière uniforme sur la bille (parce que le profil du champ hydrodynamique n'est pas homogène, figure IV. 3), la force de Stokes va générer un moment

hydrodynamique $M_d \approx 1.339F_d R$ sur la bille, en conséquence le décollement peut s'effectuer par un processus de roulement [8]. De plus, du fait qu'il existe une interaction adhésive entre la bille et la surface, un mouvement de la bille par glissement engendre aussi un moment dû à la réaction de la surface, d'après Vainshtein et coll. l'amplitude de ce second moment est du même ordre que le premier [8]. En conclusion, la bille se décollera toujours par roulement.

Dans le paragraphe IV.1, la théorie est discutée pour des forces moyennes d'arrachage agissant perpendiculairement à la bille, alors que la force hydrodynamique agit tangentiellement à l'objet considéré. Or la force moyenne d'arrachage hydrodynamique décolle une bille à un seuil environ dix fois inférieur à celui d'un arrachage perpendiculaire. Nous expliquons cette différence dans l'annexe C. Il en résulte que les résultats obtenus par décollement hydrodynamique sont égales à un dixième de l'amplitude de la force moyenne d'arrachage perpendiculaire.

IV.3 Détermination de l'interaction d'une particule avec une surface par microfluidique

Dans la suite de ce chapitre, les mesures sont effectuées sur un échantillon thermostaté à 50°C. Le liquide utilisé est toujours le 5CB qui est isotrope à cette température. De plus, nous indiquons que dans le cas du polypyrrole, le module d'Young effectif E^* a été mesuré expérimentalement autour de $10^7 Pa$ [9] et sa dureté H égale à $10^5, 10^7 N.m^{-2}$ [10].

IV.3.a Cas de forces d'appui ultra-faibles

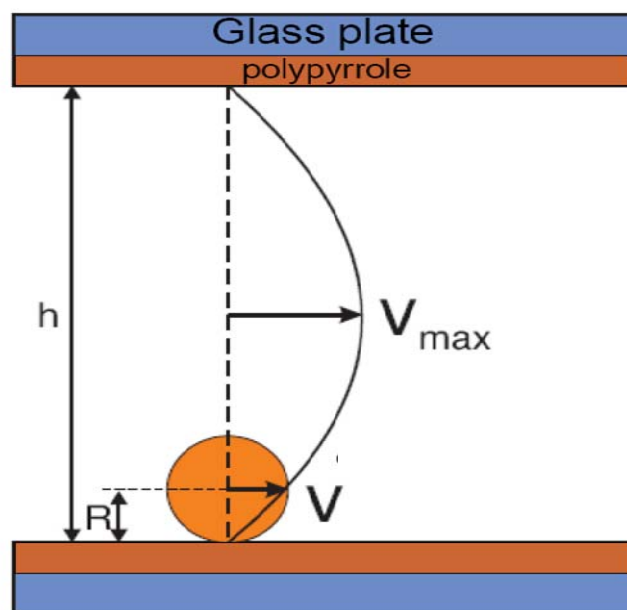


Figure IV.4

L'échantillon est composé de deux plaques traitées chimiquement au polypyrrole, une bille de silice recouverte de polypyrrole est en contact avec la plaque inférieure. La courbe noire et continue décrit le champ profil de vitesse (de 5CB en phase isotrope, la température étant fixée à 50°C) auquel la bille est soumise. L'effet de ce champ dépend du rayon R de la bille. Il est nul sur la paroi elle-même.

L'étude de la force d'arrachage est effectuée en fonction de l'amplitude de la force d'appui. Nous commençons par utiliser une force très faible puis nous augmentons progressivement son amplitude. Nous débutons ainsi les mesures de l'interaction entre la bille et le substrat, la bille étant soumise à son poids et à la poussée d'Archimède $F - \Pi \sim 10^{-13} N$. Pour mesurer la force d'arrachage moyenne correspondante, on produit un flux laminaire au sein de la cellule selon un débit micrométrique à la vitesse v contrôlée (suivant le dispositif microfluidique décrit en section I.2). Puis l'on place une caméra optique perpendiculairement à la cellule. La caméra enregistre une série photo et l'on détermine ainsi directement le nombre de billes décollées sur un échantillon en fonction du courant injecté (figure IV.5). En procédant ainsi, on mesure le pourcentage de billes décollées en fonction de la vitesse v de l'écoulement (figure IV.6). Nous considérons que la force moyenne d'arrachage est atteinte quand 50% des billes considérées (dans la zone d'observation) se sont décollées sous l'effet du champ hydrodynamique.

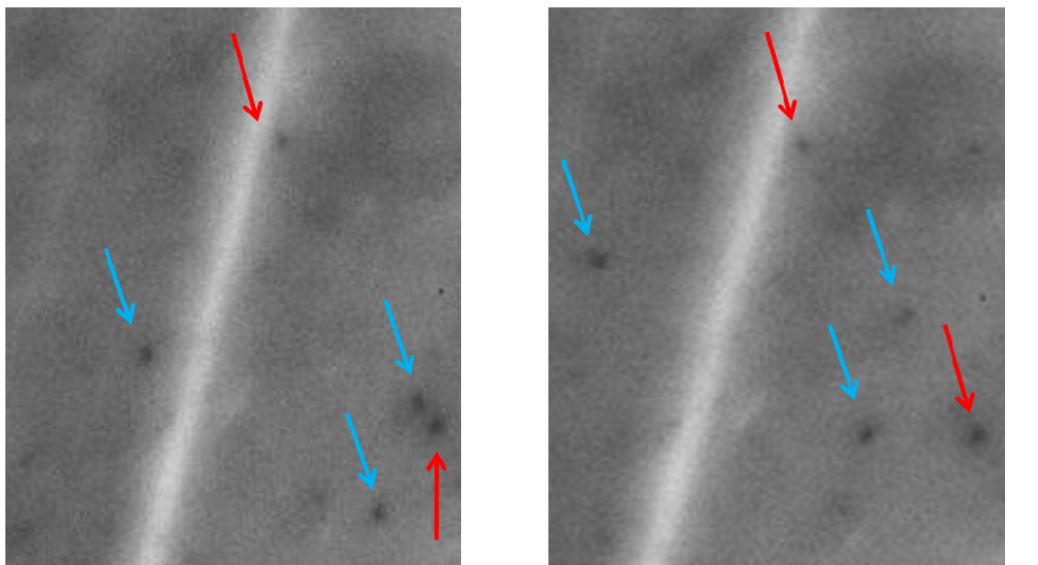


Figure IV.5

Photos de billes en contact avec la plaque inférieure de l'échantillon pendant l'injection de liquide. La photo de gauche montre l'état initial et la photo de droite la même zone dix secondes plus tard. On a désigné avec les flèches bleues les billes qui ont bougé et en rouge les billes immobiles.

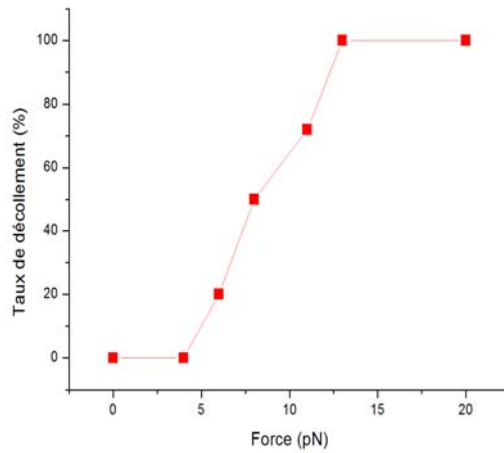


Figure IV.6

Sur cette figure, on a tracé le taux de décollement en fonction de la force hydrodynamique appliquée sur la bille. La force moyenne d'arrachement est atteinte ici, lorsque la force atteint une valeur autour de 8 pico-Newtons.

D'après la figure IV.6, la bille se *décolle* pour une force horizontale exercée de l'ordre de 8pN , soit 80pN dans le cas d'une force d'arrachage perpendiculaire.

Le fait qu'un seuil existe prouve que la bille adhère au substrat. Ces mesures nous permettent de déduire que la valeur de l'énergie de Dupré $\Delta\gamma$ est comprise dans une gamme autour de $10^{-9}, 10^{-4}\text{J.m}^{-2}$. Ce calcul est effectué d'après l'équation IV.11 et d'après les estimations du coefficient R_{asp} (voir tableau IV.1).

$F_S = \pi R_{asp} \Delta\gamma$	R_{asp}	$\Delta\gamma$
80pN	10^{-9}m	3.10^{-4}J.m^{-2}
80pN	10^{-7}m	3.10^{-8}J.m^{-2}

Tableau IV.1

Sachant la valeur de la force d'arrachage F_S , on peut déterminer l'énergie de Dupré $\Delta\gamma$ à condition de connaître la courbure de l'aspérité R_{asp} .

Ces résultats sont assez surprenant, vu la très faible valeur de la force d'appui employée. Ce qui signifie que cette force d'appui a été capable de créer une aire de contact a_l suffisante pour maintenir une particule en contact avec le substrat. Ceci ne peut s'expliquer que si l'énergie de surface U_s est au moins du même ordre de grandeur que l'énergie thermique $k_B T$. Ce que l'on vérifie en calculant l'énergie de surface $U_s \approx 2a_l \Delta \gamma \approx 4 \cdot 10^{-21} J$ associée et en la comparant avec l'énergie thermique $k_B T \approx 4 \cdot 10^{-21} J$. Nos estimations ont été effectuées en prenant la valeur minimale des coefficients $a, \Delta \gamma$ discutés respectivement dans la section IV.1.B et dans le tableau IV.1.

Après ces premières mesures, nous constatons qu'un écoulement micrométrique est un outil capable de mesurer des forces d'interaction extrêmement faibles, de l'ordre de la limite de résolution des mesures de force d'un appareil de type AFM (qui est autour de 5 pico-Newton). Afin de réaliser un collage bille-substrat consistant, nous allons poursuivre notre étude en exerçant des forces d'appui de plus en plus élevées. Comme nous le verrons dans le chapitre V, le fait de réussir un collage suffisamment robuste entre une bille et un substrat est essentiel pour réussir à *matérialiser* un défaut topologique.

IV.3.b Utilisation de la force électrostatique comme force d'appui

Il s'agit maintenant d'utiliser une force de plus grande amplitude que le poids $P \sim 10^{-13} N$ pour appliquer les billes sur le substrat. Les billes possèdent une charge électrostatique. La densité électronique de charge est égale $d_q = 2,6 \cdot 10^{-6} C \cdot m^{-2}$ (200 électrons pour les billes de rayon $R \sim 1 \mu m$, selon la méthode discutée en section I.4). Nous pouvons alors employer la force électrostatique F_{elec} comme force d'appui. Du fait de la géométrie de l'échantillon (les plaques sont parallèles, voir figure IV.2), la force électrostatique correspondante vaut :

$$F_{\text{elec}} = QB = Q \frac{U}{d} \quad \text{IV.13}$$

Où Q est la charge d'une bille $Q = 3 \cdot 10^{-17} C$, U le potentiel électrostatique et d l'épaisseur de l'échantillon. En appliquant une tension électrique de 35 volt dans un échantillon de $10 \mu m$, la force électrostatique de l'ordre du dixième de nano-Newton, ce qui fait 3 ordres de grandeurs plus élevés que le poids $P \approx 10^{-13} N$. Cette force électrostatique va donc appuyer la bille chargée sur un film de polymère conducteur. La bille peut ainsi être écrasée pendant quelques minutes avant de se décharger. En effet, le temps de décharge d'un condensateur est égal à $R_c C$, C étant la capacitance de la sphère et R_c la résistance de contact. Le calcul de la résistance de contact a été effectué dès 1891, par Maxwell [11] qui avait étudié le cas d'un contact circulaire de rayon $a \approx 10^{-9} m$ (dans notre cas d'après la formule IV.1, en utilisant la force électrique $F_{\text{elec}} = 0.1 nN$, comme force d'appui F_1) entre deux

solides infinis constitués d'un même matériau conducteur (de résistivité $\rho \sim 2.10^{-8} \Omega.m$, cf. section I.5), et donnait pour la résistance de contact l'expression ci-dessous:

$$R_c = \frac{\rho}{2a} \sim 10^6 \Omega. \quad \text{IV.14}$$

La capacitance C d'une sphère conductrice s'exprime,

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon_L R \sim 10^{-15} F. \quad \text{IV.15}$$

Et donc le temps de décharge d'une bille est environ de la nanoseconde ($\tau = RC$). Ce temps est très insuffisant pour compresser la bille sur une surface conductrice à l'aide de la force électrique, avant que la bille ne se mette au potentiel de la plaque. Toutefois, ceci ne pose pas de problème ici, car nous avons pu vérifier que nos billes, ne sont pas conductrices pour les forces d'appuies employées. En effet, une bille conductrice doit se décharger et se charger sous le champ électrique émit au sein de l'échantillon $Q_c = 4\pi\epsilon_0\epsilon_L E R$. Elle subit donc une force électrostatique, tel que $F = Q_c E = 4\pi\epsilon_0\epsilon_L E^2 R^2$ et donc les billes doivent être expulsé des plaques quelque soient le signe du champ émit, or nous n'observons pas celà. En conséquence, la zone de contact entre les billes et le film n'est pas conductrice, c'est effet est surement du aux faibles forces d'appuies exercées sur les billes.

Après avoir introduit les billes dans le cristal liquide en phase isotrope, puis le liquide par capillarité entre les lames de l'échantillon, nous appliquons rapidement un champ électrostatique au sein de la cellule.

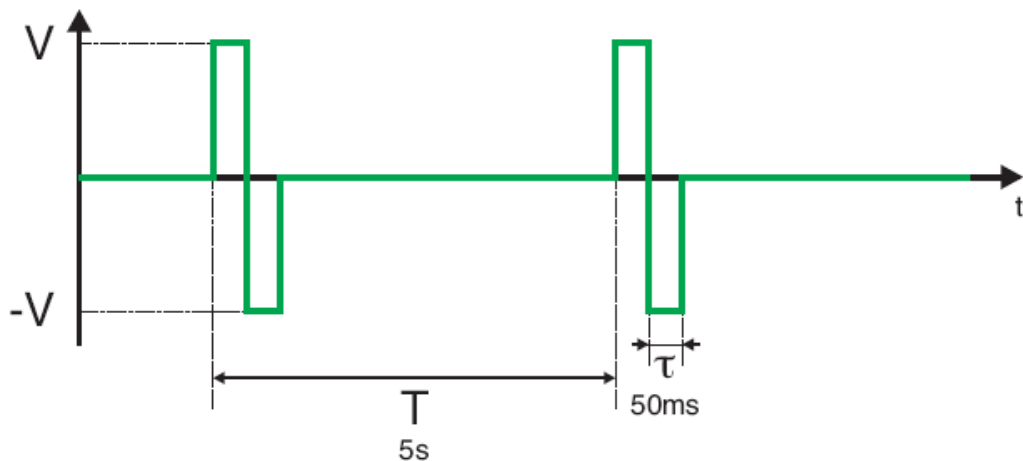


Figure IV.7

Forme du signal électrique imposé aux billes en fonction du temps. En abscisse le temps t en micro-secondes, et en ordonnée la tension électrique V en volts appliquée entre les lames de la cellule.

On applique le champ électrostatique de compression des billes sur les plaques de l'échantillon pendant différents temps t , puis on mesure les forces moyennes d'arrachage à l'aide du système microfluidique. Les résultats des mesures entreprises sont tracés sur la figure IV.8.

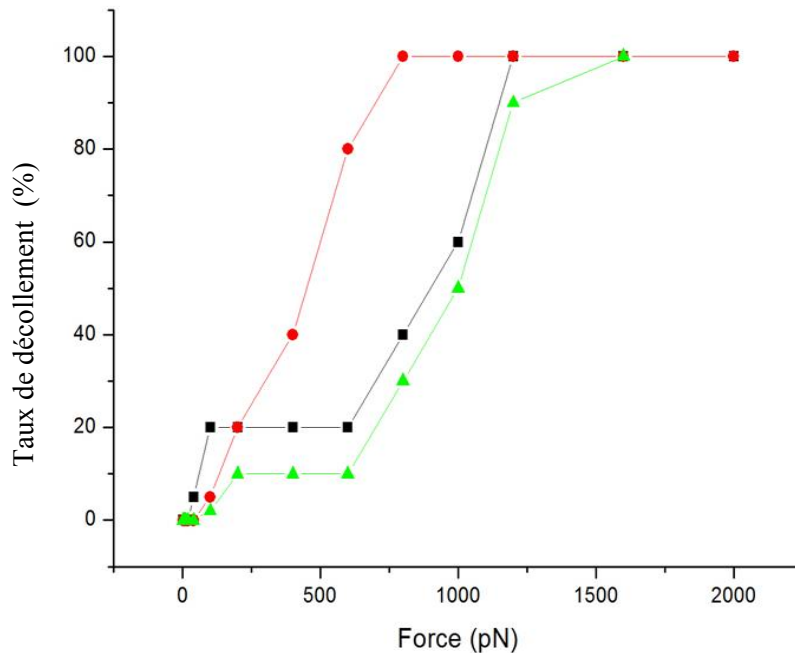


Figure IV.8

On a tracé le taux de décollement des billes en fonction de la force hydrodynamique appliquée sur l'ensemble de l'échantillon. Les courbes rouges, noires et vertes présentent les taux de décollement mesurés sur des échantillons soumis au champ électrostatique selon des durées différentes, respectivement de 5 minutes (courbe rouge), 10 minutes (courbe noire) et 30 minutes (courbe verte).

La force moyenne d'arrachage horizontale mesurée atteint maintenant 500 pico-Newtons, pour des durées d'application du champ électrique de 5 minutes et le nano-Newton pour des durées d'au moins 10 minutes. Aucun changement n'est visible pour des temps supérieurs à 30 minutes (pour une force d'appui F_1 égale à $0.1nN$). Il y a donc une variation de la force moyenne d'arrachage en fonction du temps d'application de la force électrostatique F_{elec} . Par la suite, nous soumettrons chaque échantillon au champ électrostatique pendant au moins 30 minutes, afin d'utiliser de façon optimale la force électrostatique comme force d'appui.

Il est intéressant de remarquer (sur les courbes noires et vertes, figure IV.8) que 20% des billes se décollent pour des forces inférieures à 100 pico-Newtons alors que les billes soumises à leur poids P

se décollaient dès 8 pico-Newtons. La force d'appui a donc augmenté l'adhésion d'une particule sur le substrat, or l'équation IV.13 (qui prédit la valeur de la force d'arrachage) est indépendante de la force d'appui. Nous ne sommes donc plus dans le régime décrit par le modèle JKR [3], nous avons donc atteint le régime plastique [4].

IV.3.c Estimation de la transition entre le régime élastique et plastique

Nous avons montré qu'avec une force d'appui inférieure au pico-Newton, il est possible de coller une bille sur un substrat. En élevant cette force jusqu'au nano-Newton, nous pouvons espérer réussir un collage qui maintienne la bille en contact avec le substrat. Et afin de déterminer le régime de l'adhésion, nous répétons l'expérience de décollement pour une plus large gamme de forces d'appui.

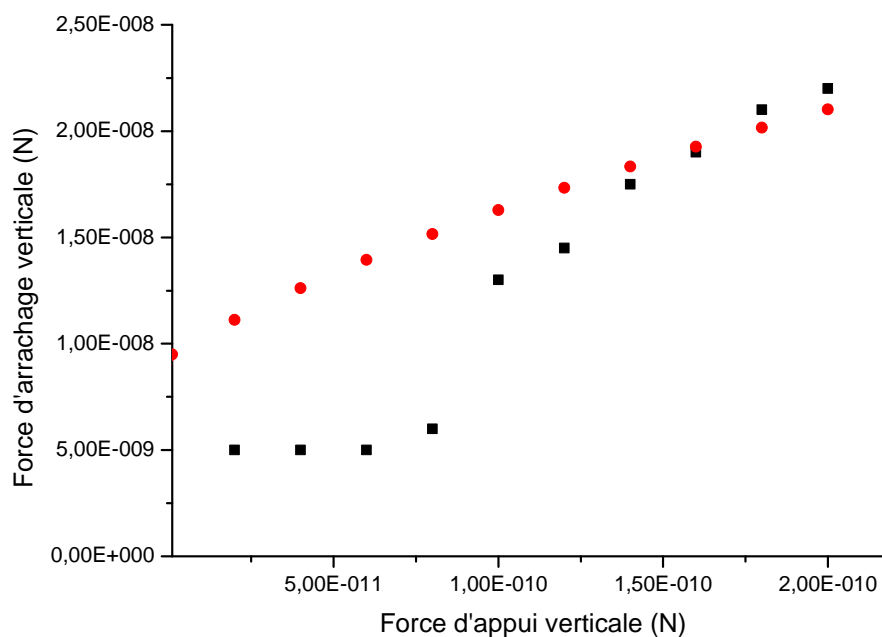


Figure IV.9

Ce graphique représente le comportement de la moyenne d'arrachage en fonction de la force d'appui exercé sur la bille. La courbe noire présente les points expérimentaux, la courbe rouge la théorie définie par le modèle de Maugis-Pollock (équation IV.8).

La figure IV.9 montre que la force d'appui F_1 nous permet de réaliser un collage entre la bille et le substrat. Son adhésion présente deux régimes, le premier correspond à la partie où la force moyenne

d'arrachage (ou force critique) est quasi constante (en bas à gauche de la courbe). Cette partie qui se décolle sous l'effet d'une force horizontale vers **500 pN** – **Newton** (soit **5 nano**-Newton pour une force verticale), nous n'avons pas d'explication permettant de justifier ce palier (cf IV.1). La seconde partie de la courbe est dépendante de la force d'appui, l'on remarque un accord entre la courbe expérimentale et la courbe théorique de Maugis-Pollock (équation IV.8, avec $\Delta\gamma \approx 3 \cdot 10^{-9} \text{ J.m}^{-2}$) [4]. Cette partie est typique d'un collage de type plastique. Lors de l'utilisation de force d'appui plus élevées, le collage bille-substrat dépasse le seuil du nano-Newton. Au début du chapitre nous avons indiqué que l'étude d'un collage était indispensable pour comprendre la matérialisation d'un défaut topologique. Nous montrerons au chapitre suivant, que pour réussir le processus de *matérialisation* nous devons réussir un collage pouvant résister à des contraintes verticales supérieures à 50 pico-Newtons, ce qui est déjà le cas ici.

IV.3.d Mesure de décollement après une seconde polymérisation

Enfin pour terminer cette étude, nous essayons encore d'augmenter l'efficacité de l'adhésion de la bille sur la surface. Le problème est qu'expérimentalement, il n'est plus possible d'augmenter le module de la force d'appui. Pour contourner ce problème, nous avons d'abord laissé les billes sédimenter et après s'être assuré que les billes étaient en contact avec la plaque recouverte de polypyrrole (c'est-à-dire en attendant un temps supérieur au temps de chute de l'objet considéré), nous avons alors déclenché une nouvelle électropolymérisation. Les résultats sont présentés sur la figure (IV.10). Il a été tout simplement impossible de les décoller avec la gamme des forces disponibles.

Dans notre expérience, la force hydrodynamique ne peut dépasser les 3 nano-Newtons, soit 30 nano-Newtons dans le cas d'une force d'arrachage perpendiculaire. Nous n'avons alors plus été capables expérimentalement de déterminer une *force moyenne d'arrachage* supérieure. Cette limitation est uniquement due à la nature technique des appareils utilisés dans le dispositif expérimental. Nous pouvons supposer que cette seconde électropolymérisation dépose un film d'épaisseur nanométrique, voire micrométrique, sur l'ensemble bille-plaque. Ce film réalise alors une soudure de la bille avec le substrat par des liaisons covalentes (ou par une série d'enchevêtrements). Il faudrait alors peut-être atteindre le micro-Newton pour pouvoir arracher la bille du substrat.

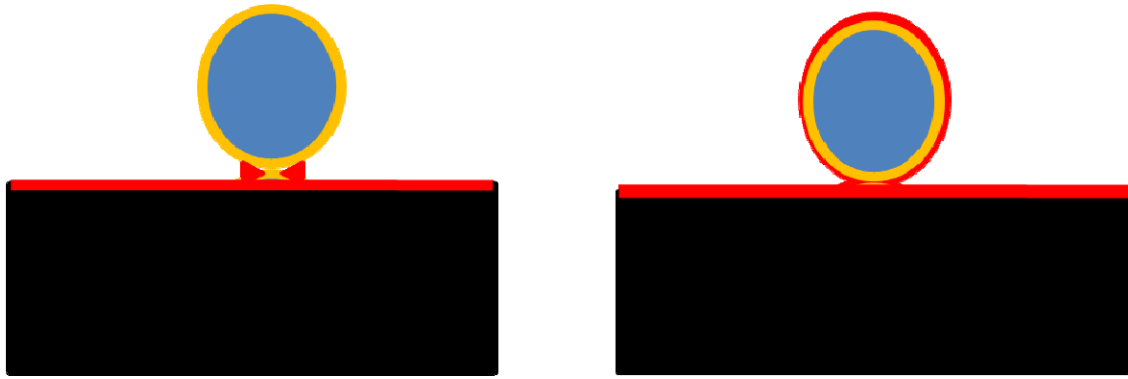


Figure IV.10

Les billes (en bleues) sont enrobées de polypyrrole (en jaune) sur une surface (en noir), lorsque l'on déclenche une polymérisation électrochimique ce qui va enrober les billes une seconde fois avec du polypyrrole. Cette seconde couche est dessinée en rouge, les deux figures montrent les deux configurations envisagées. Ces deux différents mécanismes seront rediscutés dans le chapitre V.

IV.4 Conclusion du chapitre IV

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à l'étude de l'adhésion d'une bille recouverte de polymère sur une surface de polymère. Nous voyons qu'en fonction de la force d'appui, deux régimes distincts apparaissent. Le premier est élastique lorsque les forces d'appui sont extrêmement faibles, le second est plastique quand elles sont beaucoup plus fortes. L'énergie de surface $\Delta\gamma$ pyrrole-5CB mesurée est très faible, mais malgré cela un collage par interaction de van der Waals est réalisable. Les forces nécessaires pour atteindre le régime plastique sont supérieures mais restent très faibles. Enfin, nous prouvons qu'il est possible d'emprisonner les billes sur le substrat simplement en déclenchant une polymérisation électrochimique après avoir été assurés de leur contact avec la paroi de la cellule.

Bibliographie

- [1] H. Hertz. (1881). *J. Reine Angew. Math.* 92.
- [2] J.N. Israelachvili. (1991). *Intermolecular and Surface Forces*, Academic Press, London. Chapitre 14.
- [3] U.D. Schwarz. (2003). A generalized analytical model for the elastic deformation of an adhesive contact between a sphere and a flat surface. *Journal of Colloid and Interface Science*, 261. P 99-106.
- [4] D. Maugis and H.M. Pollock. (1984). Surface forces, deformation and adherence at metal microcontacts. *Acta Metallurgic.* 9. P 1323-1334.
- [5] K. L. Johnson and J. A. Greenwood. (2008). A Maugis analysis of adhesive line contact. *Journal. of Physic. D: Applied. Physic.* 41. 155315.
- [6] Antonio Pizzi, and K. L. Mittal. (2003). *Handbook of adhesive technology. Second edition, CRS press.* P 116.
- [7] M. O'Neill. (1968). A sphere in contact with a plane wall in a slow linear shear flow. *Chem. Eng. Sci.*, 23.
- [8] P. Vainshtein, G. Ziskind, M. Fichman, and C. Gutfinger. (1997). Kinetic model of particle redispersion by drag force. *Phys. Rev. Lett*, 78. P 551-554
- [9] T.F. Otero , J.L. Cascales, G. V. Arenas. (2005). Mechanical characterization of free-standing polypyrrole film. *Materials Science and Engineering*, 27. P 18-22 (figure 2).
- [10] P. Herrasti, L. Diaz, P. Ocón, A. Ibáñez, E. Fatas (2004). Electrochemical and mechanical properties of polypyrrole coatings on steel. *Electrochimica Acta*, 49.P 3693-3699 (figure 5.c).
- [11] J. C. Maxwell. (1891). *A Treatise on Electricity and Magnetism*. New York, Dover.

MATERIAISATION D'UN DEFAUT TOPOLOGIQUE DANS UN CRISTAL LIQUIDE NEMATIQUE

Ce chapitre constitue le cœur de la thèse. Il est consacré à la matérialisation d'un défaut topologique dans un cristal liquide nématique. Les chapitres précédents ont montré qu'une ligne de disinclinaison était capable d'attirer une particule solide ou liquide. Cette interaction est utilisable avec des particules de dimension micrométrique jusqu'à un diamètre voisin de la centaine de nanomètres. De manière intéressante, cette interaction subsiste quand la particule est en contact avec la ligne. Ainsi la ligne peut piéger un grand nombre d'objets pour former un collier à l'échelle microscopique. Dans ce chapitre nous montrerons que ce collier peut ensuite être « matérialisé », c'est-à-dire solidifié. L'objet ainsi réalisé reste alors observable et utilisable même lorsqu'il n'est plus maintenu par les forces nématiques. Nous discuterons brièvement l'intérêt d'un tel objet dans le cadre de la micro (voir nano) électronique.

V.1 Front de transition entre la phase nématique et la phase isotrope

Nous montrons dans cette section (V.1), qu'un front de transition nématique-isotrope est un outil adaptée, à la fois pour auto-assembler les billes sur le défaut topologique, et pour tester la cohésion de l'objet réalisé. Cette partie présente l'étude de l'interaction entre un front de transition et des grains en suspension dans un cristal liquide nématique. Considérons le cas le plus simple, celui d'une bille en suspension en contact avec le front de transition nématique-isotrope, celui-ci balayant le cristal liquide nématique à une vitesse v (cf. figure V.1)

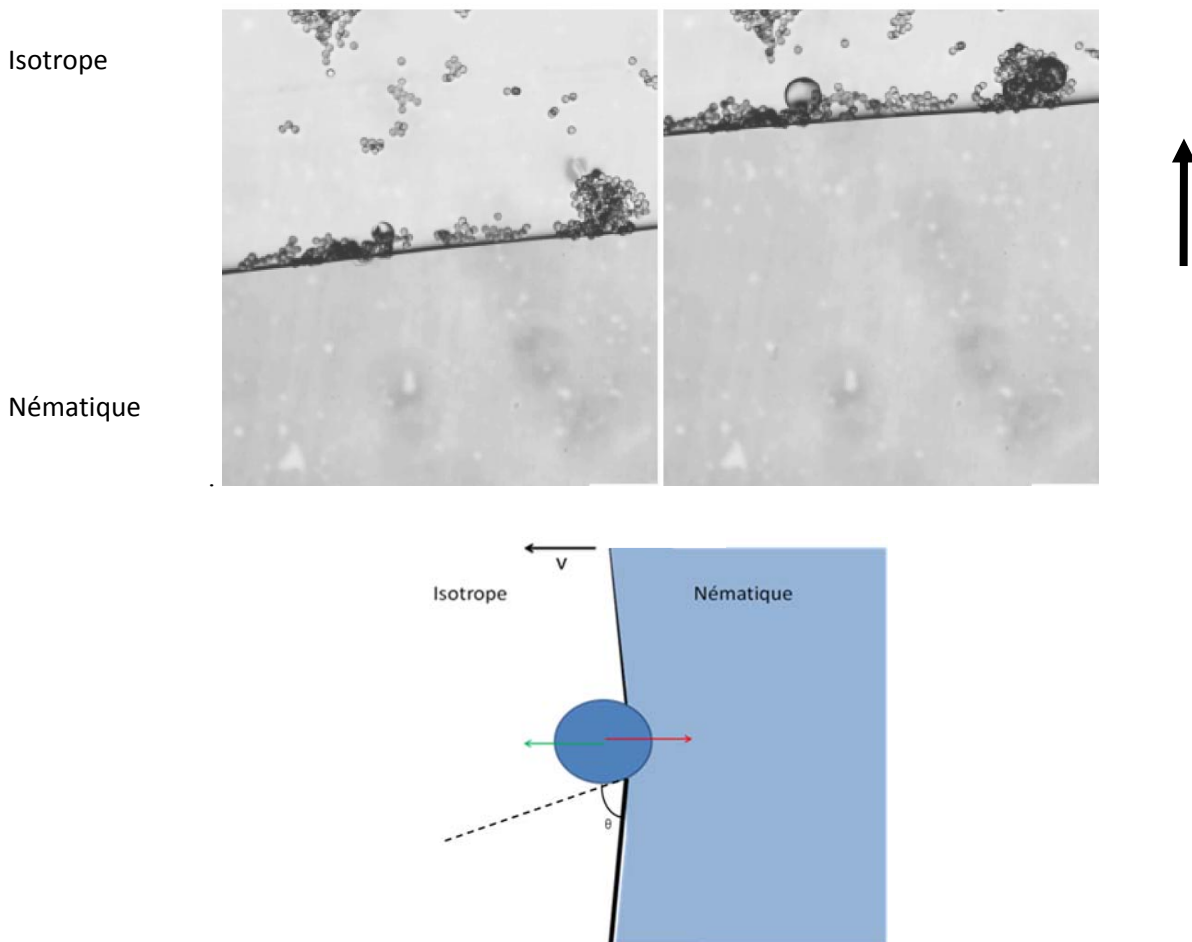


Figure V.1

Les deux figures du haut présentent les photos d'un front de transition nématique-isotrope se déplaçant dans la direction de la flèche noire (à droite) [1]. La phase nématique se trouve en bas et la phase isotrope en haut. Les photos montrent que le front de transition est capable de transporter des grains de matière. Un schéma du problème est présenté ci-dessous, la flèche verte représente

l'ensemble des forces qui font que la bille se déplace avec le front de transition et la flèche rouge représente l'ensemble des forces qui s'opposent à ce mouvement.

La bille est soumise à deux types de forces. Celles qui font qu'elle est tirée par le front de transition, et celles qui s'opposent à ce mouvement. La force qui correspond à la première catégorie, est donnée par l'effet de la tension de surface γ du front sur la bille, elle s'énonce

$$F_\gamma = 2\pi R\gamma \cos\theta \approx 90 \text{ pN} \quad \text{V.1}$$

Où $\gamma = 1,49 \cdot 10^{-5} \text{ J.m}^{-2}$ [2], $R = 1 \mu\text{m}$ et $\cos\theta \approx 1$ (dans le cas où la force est maximum). Ainsi le passage du front de transition applique une force importante (à l'échelle micrométrique) sur les particules en suspension. La bille est aussi soumise à la force de Stokes $F_S = 6\pi\eta Rv \approx 30 \text{ pN}$ (puisque la bille se déplace dans un liquide visqueux), η étant de l'ordre de $\eta_{\text{eau}} = 14,21 \text{ mPa.s}$ et v égal à la vitesse de déplacement du front de transition $v \approx 100 \mu\text{m.s}^{-1}$. Il y a aussi une contribution d'origine élastique puisqu'une bille distord le champ nématique environnant. Elle est difficile à calculer (notamment parce qu'à courte distance aucune analogie électrostatique n'est applicable) et grossièrement, elle est estimée autour du pico-Newton [3]. La bille est transportée par le front de transition tant que $F_\gamma \geq F_S$, ce qui sera le cas tant que la vitesse v de balayage du front n'est pas trop rapide. La vitesse de balayage v est contrôlable en jouant sur le taux de refroidissement de l'échantillon.

V.1.a Ecoulement laminaire en une phase isotrope autour d'un collier

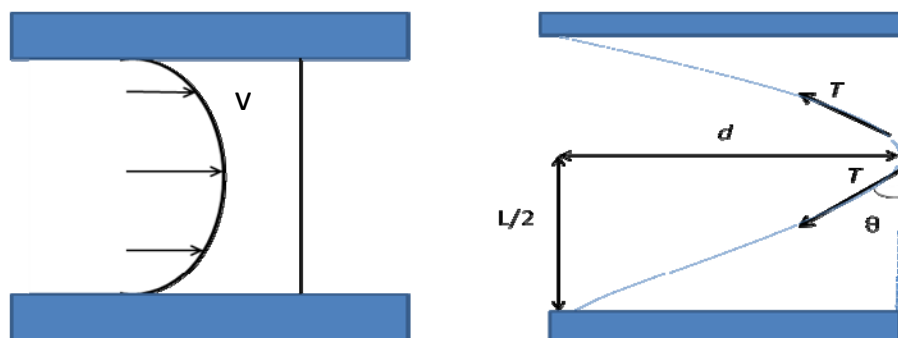


Figure V.2

La figure de gauche montre le profil parabolique de vitesse (courbe noire continue avec l'ensemble des flèches noires associées) appliqué sur un fil connectant les deux plaques. Ce fil est représenté avant

écoulement, par la ligne droite noire. Le schéma de droite représente le fil, une fois étiré sous l'action du champ hydrodynamique.

Si on applique un champ de vitesse hydrodynamique sur le fil, qu'on assimile ici à un cylindre circulaire, alors celui-ci se tend entre ses deux points d'attache sur les parois. Cette tension est provoquée par le cisaillement visqueux du liquide à la surface de l'objet. Dans le cas d'un objet cylindrique de grande longueur $L \approx 1\mu m$, de faible rayon $R \approx 1\mu m$, la force de traînée F_{cyl} appliquée sur l'objet pour un déplacement perpendiculaire à l'axe s'énonce [4]:

$$F_{cyl} = \frac{4\pi\eta_{iso}L}{\ln\left(\frac{L}{R}\right) + 0.5}, \quad V.2$$

où $\eta_{iso} = 14,21 \text{ mPa.s}$ [7] est la viscosité du liquide en phase isotrope et v la vitesse de l'écoulement laminaire. Le fil est ainsi soumis à une force de rappel F_r qui se traduit par une tension T du fil (cf. figure V.2):

$$F_r = 2T \sin \theta = \frac{4Td}{L}, \quad V.3$$

où d est le déplacement du fil parallèlement à l'axe de l'écoulement (figure V.2). A l'équilibre, la somme entre la force de Stokes F_{cyl} et de la force de rappel F_r est nulle, ce qui nous permet d'exprimer la tension T en fonction de la vitesse v d'écoulement du liquide,

$$T = \frac{\pi\eta_{iso}L^2v}{d(\ln\left(\frac{L}{R}\right) + 0.5)}. \quad V.4$$

On peut ainsi mesurer et augmenter la tension T appliquée sur le fil puisque nous contrôlons la vitesse d'écoulement du fluide v . Lorsque la tension T appliquée devient supérieure aux forces adhésives F_a entre les divers constituants du fil, celui-ci se brise. Cette procédure mesure ainsi l'interaction adhésive F_a entre les constituants du fil qui se sont séparés. L'observation de la destruction de l'objet s'obtient directement au moyen d'un microscope optique.

V.2 Micro-matérialisation d'un défaut topologique dans une phase nématique

Cette partie finalise l'étude des chapitres précédents. Nous allons nous servir du cristal liquide comme d'une matrice pour assembler la matière de manière contrôlée, puis nous solidifions l'objet formé et afin de tester sa cohésion, nous quittons la phase nématique. Si l'objet demeure alors dans une phase où aucune force nématique n'existe pour le consolider, c'est que cet objet a été matérialisé avec succès. Le processus de matérialisation comporte donc trois phases, puis une phase de test :

1. La production du défaut, la ligne de disinclinaison est produite de façon à connecter verticalement les deux plaques constituant l'échantillon. Le traitement de surface employé pour produire cette ligne permet de parfaitement prédéfinir les deux points d'attache de la connexion sur les lames (à quelques microns près).
2. L'assemblage, nous employons une procédure non itérative afin de permettre un assemblage rapide et efficace de l'ensemble des grains en suspension au sein de la phase nématique sur la ligne de défaut elle-même. Les grains utilisés sont des billes de silice de l'ordre du micron enrobées d'un film de polypyrrole, qui est un polymère conducteur (cf. section I.V). Les chapitres précédents ont démontré qu'on peut auto-assembler les grains de matière sur le défaut, juste en les laissant dériver au sein du liquide. Nous n'utilisons pas cette méthode ici, même si elle reste utilisable, parce que l'emploi d'un front de transition est bien plus rapide et plus simple à mettre en œuvre.
3. La matérialisation, nous dispersons un monomère de pyrrole dans le cristal liquide, puis nous déclenchons une polymérisation électrochimique. Le collier étant formé d'éléments conducteurs, la polymérisation électrochimique se produira le long de la connexion, tout en déposant un film polymère qui emprisonnera l'ensemble de la connexion tel une gaine.

4.

La transition

de phase, afin de s'assurer de la cohésion de l'objet réalisé, on génère une transition de phase vers la phase isotrope. Le passage du front de transition nématique-isotrope a comme effet de détruire toute connexion non matérialisée. Il faudra s'assurer également, au moyen d'un écoulement, que la polymérisation enclenchée n'a pas gélifié le cristal liquide en masse.

Nous allons maintenant présenter la mise en œuvre successive de ces quatre phases.

V.2.a Auto-assemblage d'une ligne de disinclinaison à un endroit contrôlé

Précédemment nous avons montré comment contrôler la production d'une ligne de défaut verticalement au sein d'un cristal liquide nématique. Cette fois-ci nous présentons une méthode permettant de produire ce même défaut topologique, mais en définissant précisément les deux points d'attache sur les lames de l'échantillon. Comme présenté dans la section I.2, nous recouvrons la surface de chaque lame avec 3 films de téflon superposés. L'échantillon est alors composé de 3 zones nématiques uniformément orientées distinctement (figure V.3).

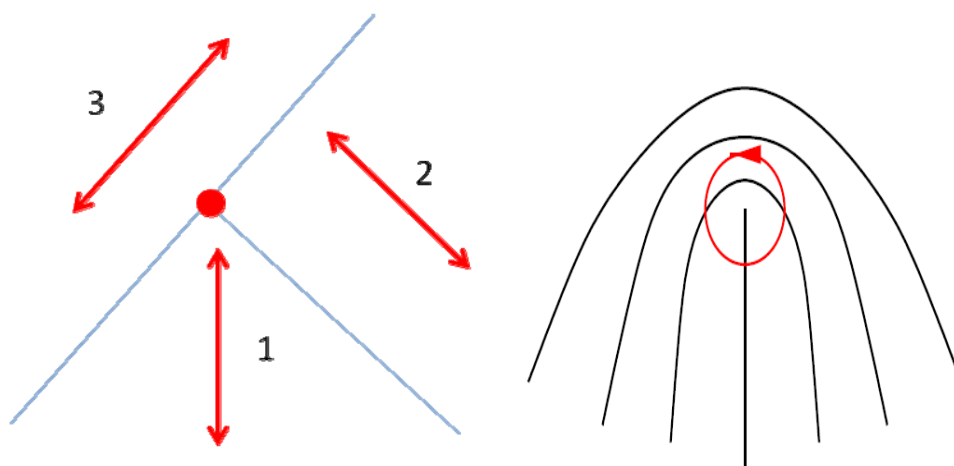


figure V.3

La figure de gauche, montre le traitement imposé à chaque lame dans les trois zones concernées, le directeur \mathbf{n} associé étant indiqué par les flèches rouges. Le numéro indique l'ordre selon lequel les films de polymère sont déposés sur la lame. Le point rouge donne la position où la ligne de

disinclinaison apparaîtra. Le champ de distorsion produit par la ligne est dans ce cas celui produit par un défaut topologique de signe $+1/2$. Le champ de distorsion associé à ce type de défaut est représenté par les lignes noires de la figure de droite.

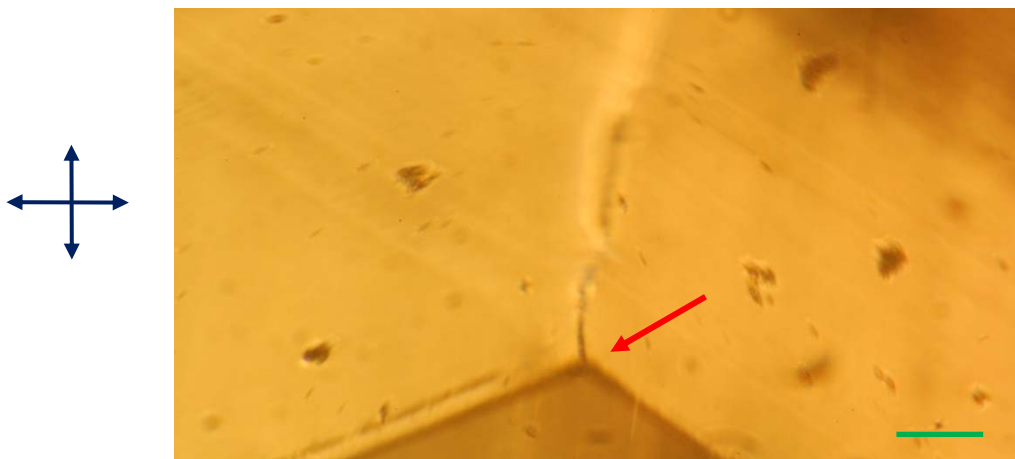


figure V.4

Observation de l'échantillon au microscope optique, les polariseurs étant croisés à 90° (selon les directions indiquées par la croix noire à gauche). Les trois photos en haut, montrent un échantillon aux lames parfaitement superposées, et observé sous polariseurs croisés à 90° . La première photo montre une zone noire c'est-à-dire une zone où le directeur est uniformément orienté selon le polariseur. La seconde est obtenue en tournant la platine portant l'échantillon de -45° . La troisième est obtenue en tournant la platine portant l'échantillon de $+45^\circ$ après être revenu dans l'état de la première photo. La photo du bas montre une ligne de disinclinaison en volume apparaissant exactement à la position du point triple (ce point est désigné par la flèche rouge). La ligne n'est nette que dans le plan d'observation. Elle est donc bien en volume, et toujours observée sous polariseurs croisés à 90° . Afin de mieux visualiser l'objet nous avons volontairement décalé les lames d'une centaine de microns. La ligne verte, bas à droite, représente une distance de **10 μm** .

Cette méthode permet de générer une ligne de disinclinaison unique et d'en contrôler la position (à quelques microns près) ainsi que le signe de sa charge topologique. Etant donné que cette ligne est unique, elle ne peut par conséquent pas s'annihiler avec une autre. Egalement, elle ne pourra pas se transformer en ligne de surface par suite d'un contact avec une autre ligne de disinclinaison [5]. Ce triple traitement empêche tout déplacement de la ligne sur la surface des lames, parce qu'il n'y a plus de symétrie de translation comme avec le double traitement (section I.2). Les trois conditions limites antagonistes ne pouvant être satisfaites qu'en une seule position, celle du point triple (figure V.4).

V.2.b Synthèse d'un collier de taille microscopique par auto-assemblage

En phase isotrope, on disperse l'ensemble des billes en appliquant un champ à ultra-sons entre les lames de l'échantillon pendant quelques minutes et on laisse l'échantillon se relaxer pendant 20 minutes. Puis on refroidit rapidement l'échantillon, afin de produire la ligne de disinclinaison par transition de la phase isotrope vers la phase nématique. La position de la ligne étant parfaitement déterminée (à quelques microns près), nous pouvons générer un flux thermique à partir de cette position (figure V. 5). Le flux s'étendant radialement au sein de l'échantillon, il produit une phase isotrope coexistant avec la phase nématique. La zone isotrope forme un cercle (vu du dessus), dont le centre coïncide avec la position de la ligne de disinclinaison. En réduisant le flux thermique, la phase isotrope se rétracte puis s'effondre en son centre. Le déplacement du front de transition piège et transporte sur la ligne elle-même, l'ensemble des billes en suspension qu'il rencontre. Ce système permet de synthétiser un collier microscopique sur la position de la ligne par un processus d'assemblage rapide. Le front de transition servant de *filet de pêche* où les billes jouent le rôle du *poisson*. Un exemple de collier est présenté sur la figure V. 6.

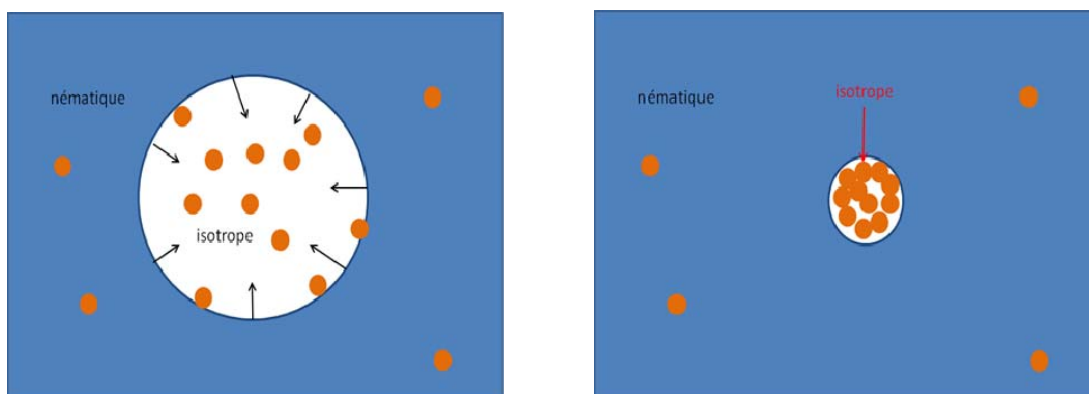
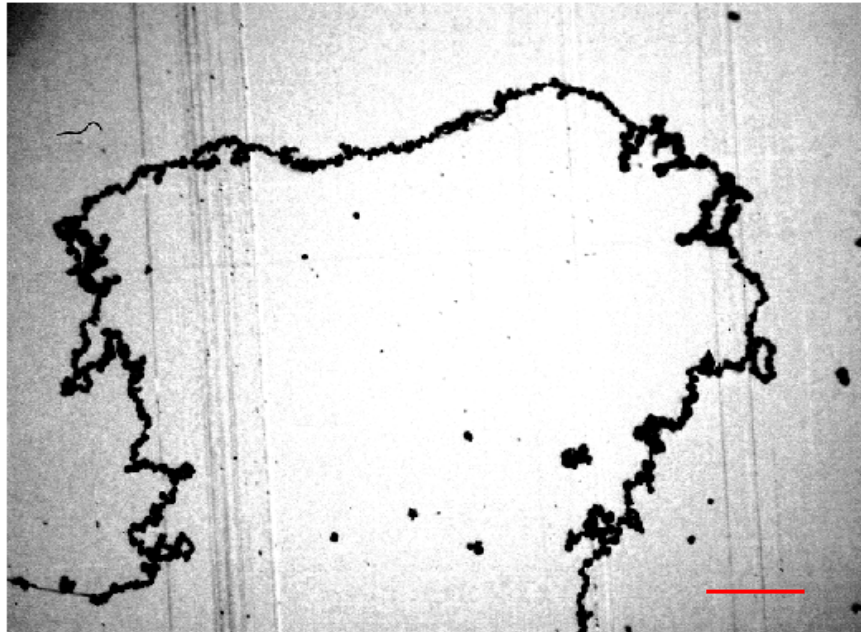


figure V.5

L'effet du front de transition (en noir) séparant la phase isotrope (en blanc) de la phase nématique (en bleu). Les billes sont en orange. La photo de gauche montre le front de transition se collapser vers le centre de la phase isotrope. La photo de droite montre l'ensemble des billes rassemblées en une zone réduite sous l'effet du front de transition.



Collier microscopique assemblé par une ligne de disinclinaison de surface (c'est pourquoi l'ensemble de l'objet est net dans le plan d'observation). Les grains sont en contact les uns les autres comme le montre les différentes brisures de la ligne, qui sont le signe caractéristique d'une physique de l'état solide. La ligne rouge représente une distance de $10 \mu\text{m}$.

V.2.c Matérialisation d'un défaut topologique au sein d'un cristal liquide nématique

Dans la section I. V, nous avons présenté comment synthétiser un film de polypyrrole en utilisant un processus électrochimique. Nous utilisons ici, ce type de film polymère comme agent de collage pour matérialiser la ligne de défauts. L'avantage de l'électro-polymérisation est qu'elle se produit le long des éléments conducteurs au sein du système, c'est-à-dire en surface des billes et sur les deux lames

ITO de l'échantillon mais pas en volume, ce qui empêchera toute gélification en masse du cristal liquide. De plus, l'objet résultant sera nécessairement un conducteur électrique.

Pour ce faire, nous avons mélangé avec le cristal liquide (5CB), une concentration de 3% en masse de monomère de pyrrole (à 99%, Aldrich) avec 3% en masse de tétrafluoborate d'argent (95% pur, ALDRICH). Le tétrafluoborate d'argent se dissout dans le cristal liquide. L'argent dopera le film de polypyrrole produit par électro-polymérisation pour le rendre conducteur. Une fois le collier assemblé, on applique une tension alternative de 10 volts d'amplitude entre les lames de l'échantillon pendant plusieurs heures (voire une nuit) à une fréquence de 100 kHz. La fréquence ne doit pas être trop basse, pour ne pas former de tourbillons hydrodynamiques qui risqueraient de désordonner l'échantillon. La fréquence ne doit pas non plus être trop élevée, pour permettre aux ions de se déplacer significativement dans l'échantillon. Ce champ électrostatique produit une électro-polymérisation qui va souder les billes constituant le collier (cf. chapitre III). Maintenant il reste à préciser par quel procédé le film parvient à enrober le collier de billes. Or suivant le type de collage envisagé (figure V. 7) différents processus sont possibles. Nous envisagerons deux processus distincts (figure V. 7). Le premier processus envisagé produit un collage uniquement dans la zone de contact entre les billes. Dans le second processus, le film de polypyrrole recouvre totalement le collier de billes, ce qui l'emprisonnerait tel une gaine.

Le premier mécanisme repose sur la présence de microélectrodes. Supposons que le collier ait l'ensemble de ses billes en contact mais du fait de l'application d'un champ électrique entre les lames et du mouvement Brownien, le collier peut se rompre temporairement en un point. Deux billes sont alors séparées par une distance très faible. Si le potentiel électrique entre ces deux billes dépasse le seuil de polymérisation électrochimique (0.7 volt [6]), alors celle-ci s'enclenche automatiquement entre ces deux billes, ce qui crée une soudure locale et juste dans la zone de contact entre les billes. Ce processus doit alors se répéter en chaque point du collier afin que la centaine de billes qui le composent soient soudées entre elles.

Le second processus s'obtient après la production de radicaux cationiques (en l'occurrence de pyrrole ionisé) par l'application du champ électrique entre les plaques de l'échantillon. Les radicaux produits déclenchent (par oxydation) la polymérisation radicalaire. Celle-ci se produit partout jusqu'à ce que l'ensemble du matériau disponible (monomère de pyrrole, ou dopant) soit épuisé. Dans ce cas, la polymérisation s'est propagée partout et sur le long du collier en particulier, il y a donc un risque de gélification du système. Il est à noter que chacune des billes composant le collier, étant au préalable recouverte de polypyrrole, présente une interaction attractive pour le monomère de pyrrole dispersé dans le cristal liquide, et de ce fait attire la polymérisation préférentiellement sur elle.

Il ne nous a pas été possible de déterminer parmi des deux procédés, celui par lequel la matérialisation du défaut s'est effectuée.



figure V.7

La figure montre deux différents types de collage entre deux billes de silice au moyen d'un film de polypyrrole. Les billes de silice sont en bleu, la couche jaune représente le film de polypyrrole enrobant les billes (par oxydation chimique préalable, section I.V), en rouge, le film obtenu par électro-polymérisation des billes. Deux possibilités sont envisagées, à gauche l'électro-polymérisation n'a produit un film de polypyrrole (en rouge) qu'autour du point de contact entre les billes. A droite, l'électro-polymérisation a produit un film recouvrant l'ensemble des deux billes.

Les calles de l'échantillon sont constituées de lamelles de téflon (nettoyées à l'éthanol) d'épaisseur égale à 100 μm . Le téflon étant un excellent isolant nous évitons ainsi, une conduction électrique par les calles.

V.2.d Persistance de la jonction dans la phase isotrope

Notre démarche a consisté à employer le cristal liquide comme d'une matrice pour construire par auto-assemblage une jonction conductrice interconnectant deux lames en deux points donnés à l'avance. Afin de s'assurer que la jonction fabriquée est bien réelle, nous allons tester sa cohésion en la soumettant au passage du front de transition nématique-isotrope. Si l'objet survit au passage en phase isotrope, c'est la preuve que le processus de polymérisation a solidifié l'objet. Le front de transition exerce une force sur le collier. Nous considérons l'avancement du front de transition perpendiculairement au collier (Fig. V.8). Ceci est facilement obtenu en créant un gradient de température vertical, c'est-à-dire, en chauffant l'échantillon à partir d'une des parois. La force verticale F appliquée sur un grain de rayon R par le front de transition nématique-isotrope est donnée par l'équation suivante (en gardant les valeurs introduites en début de chapitre V),

$$F = 2\pi R \gamma \cos\theta \approx 70 \mu\text{N} .$$

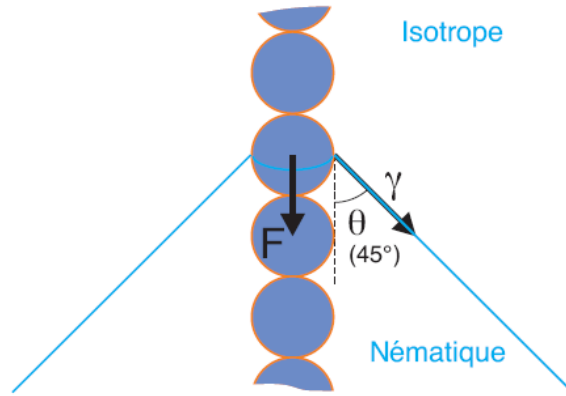


figure V.8

Représentation schématique de la force F appliquée aux grains par le front de transition nématique-isotrope, qui possède une tension superficielle γ .

L'objet doit donc survivre à une force importante à l'échelle micrométrique. L'emploi d'un front de transition balayant latéralement l'échantillon est aussi possible mais exerce une force encore plus élevée puisqu'alors la surface de contact devient nettement plus grande (elle est multipliée alors par la longueur du défaut). L'application du front de transition constitue ici un outil pour tester la solidité de l'objet jusqu'à le détruire (cf. figure V.9).

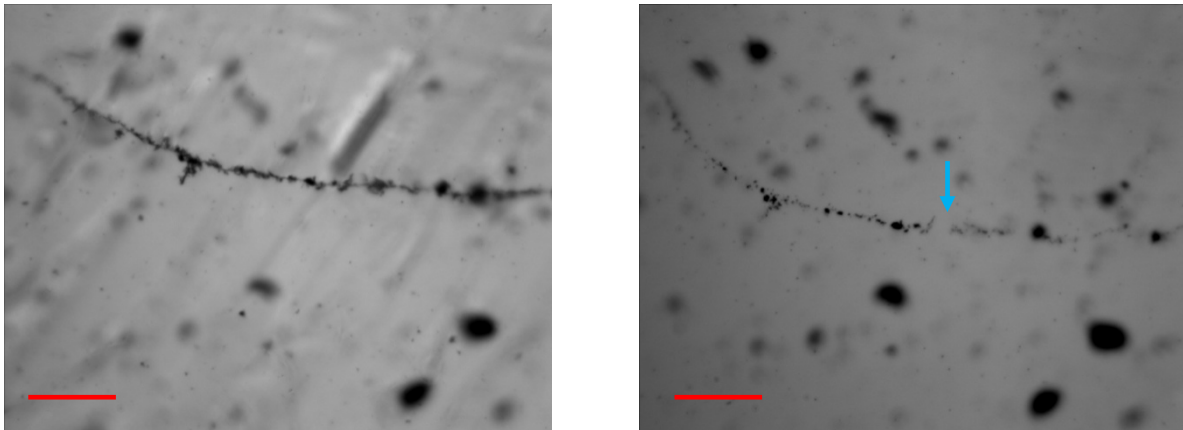


Figure V.9

Une ligne de défauts située en surface et en phase nématique est chargée en billes de silice (photo de gauche). On applique un front de transition (en chauffant l'échantillon à 40°). Celui-ci va balayer la zone où se situe la ligne. Dans cet exemple, le front de transition a rompu l'objet (voir la flèche bleue) conçu par auto-assemblage (photo de droite). Les barres rouges représente une distance de $30 \mu\text{m}$.

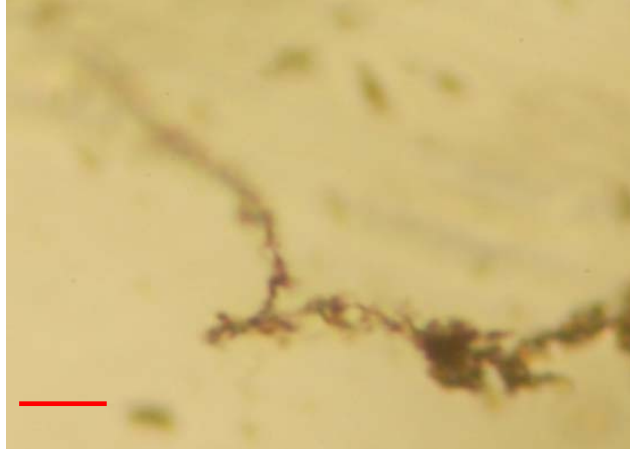


Figure V.10

Nous montrons ici l'exemple d'une ligne de défaut matérialisé puisqu'elle a survécu au passage dans la phase isotrope. La ligne est en volume, parce qu'elle n'est nette que dans le plan d'observation. La barre rouge représente une distance de $10\ \mu\text{m}$.

Certains objets survivent au test de cohésion (figure V.10), mais il nous faut encore nous assurer de ne pas avoir pour autant polymérisé le système en masse, auquel cas nous n'avons plus un liquide mais un gel.

V.3 Caractérisation de l'objet matérialisé

Une fois le défaut topologique matérialisé, il nous faut le caractériser mécaniquement et électriquement. Comme nous l'avons dit, l'étude des propriétés électriques est toujours en cours d'étude. La caractérisation mécanique s'effectue par le biais d'un écoulement micrométrique sur la ligne elle-même (section V.1.A), en augmentant *continument* la vitesse de l'écoulement, jusqu'à ce que le collier se brise, on peut alors déterminer la force d'adhésion minimale entre les constituants du collier qui ont été séparés. C'est ce que nous présentons sur la figure suivante (figure V.11). Les forces sont calculées d'après l'équation (V.4).

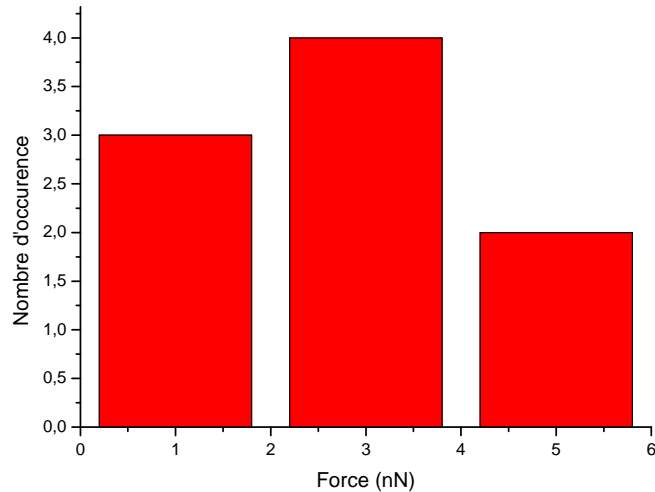


Figure V.11

Histogramme des forces d'adhésion mesurées sur une dizaine de jonctions réalisées

Dans le chapitre III, nous montrons qu'une soudure produite par polymérisation chimique génère des forces adhésives dépassant le nano-Newton. Plus exactement, nous mesurons des forces d'adhésion en moyenne autour de 3 nN . Il est intéressant de noter que les observations au microscope ont montré que la ligne ne se brise pas selon des zones privilégiées. Les points de contact avec les parois ne se révèlent pas plus fragiles que les joints entre deux billes. Cette dispersion des points de rupture peut provenir de l'aspect localement erratique en certaines régions de la ligne. De telles zones peuvent subir des torsions qui concentrent les contraintes sur une jonction particulière (effet de nœud). Ces mesures ne permettent pas de distinguer le mécanisme de collage, parmi les deux envisagé, qui a matérialisé le défaut.

V.4 Etude de la gélification du système au cours de la matérialisation

Afin de mesurer s'il y a lieu une gélification, même partielle, nous soumettons l'objet matérialisé à un écoulement hydrodynamique. Le résultat est porté sur la figure suivante, l'échantillon a été volontairement rempli d'un grand nombre de particules. Si au voisinage de la ligne, le système est gélifié, alors *les différents éléments piégés* par la ligne doivent se déplacer à des vitesses équivalentes quelque soit leur altitude au sein de l'échantillon. Le système ne coule plus et il devrait finir par se déchirer, si l'on applique un écoulement assez fort. Or, l'expérience montre que des objets se déplacent bien à des vitesses différentes sous l'effet de la force de Stokes. Il en résulte que le système *coule* et donc on peut exclure tout risque de gélification même partielle au voisinage de la ligne. Nous limitons cette discussion au voisinage de la ligne, car c'est sur la ligne elle-même que la polymérisation électrochimique s'est propagée.

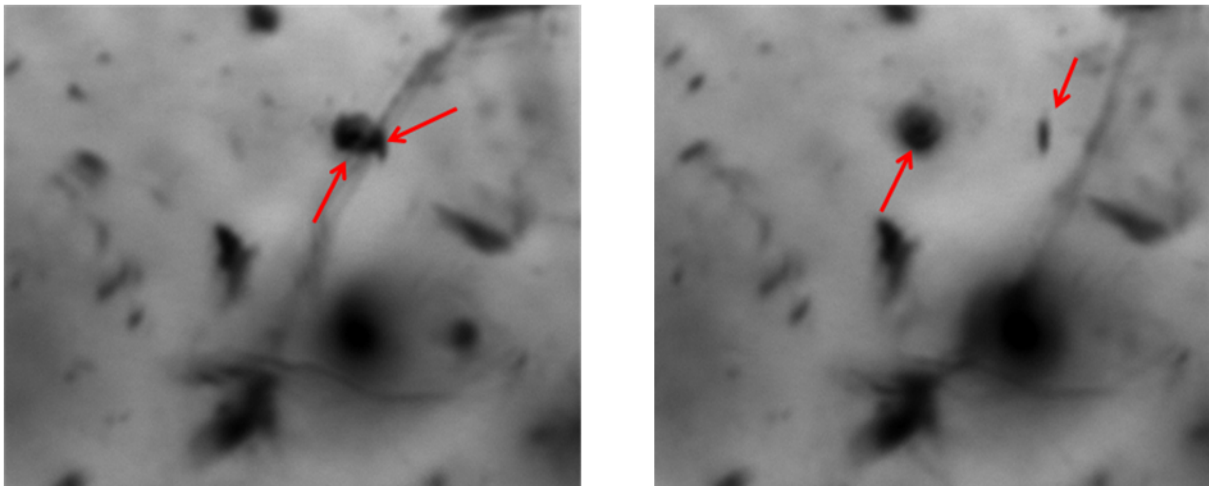


Figure V.12

Une ligne en volume est soumise à un écoulement hydrodynamique, la ligne peut bouger de manière fluide.
Deux éléments accrochés (désignés par les deux flèches rouges) se séparent, à des vitesses différentes.

V.5 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons montré qu'il est possible de matérialiser un défaut topologique par un processus d'auto-assemblage de grains de verre micrométriques. Cela ouvre la voie à un procédé original de fabrication de fils où un défaut topologique du cristal liquide est utilisé comme matrice. Le fil peut même être directement auto-connecté si on utilise la possibilité de brancher la ligne de défaut entre deux points pré-désignés sur les substrats en regard, par un traitement de surface adéquat. Une étude rapide a montré que cet objet est autonome, et qu'il continue d'exister même quand les forces qui l'ont conçu ont disparu. Sa résistance à l'écoulement nous a permis d'évaluer la solidité de la jonction autour de $3 \mu\text{N}$. Cette valeur est faible, mais elle peut supporter un écoulement du cristal liquide, et donc éventuellement permettre son remplacement par un liquide isolant. De plus nous avons prouvé que ce procédé n'engendrait aucune gélification, même partielle, au voisinage de la ligne.

Notre étude reste malgré tout préliminaire, et certains points restent à préciser. Il serait intéressant de mesurer effectivement la résistance de la jonction. Cela pourrait être réalisé en remplaçant le cristal liquide de la cellule par un nouveau volume du même cristal liquide au moyen d'un écoulement hydrodynamique (cette étude est en cours). Une fois ce nouveau volume introduit, le système serait lavé des ions produits au cours de la polymérisation électrochimique, et ainsi nous aurions les conditions pour mesurer la résistance de la jonction. Dans le cas où la résistance de la connexion serait trop élevée pour une application pratique, il serait alors loisible d'utiliser un traitement chimique (par exemple un bain électrochimique) pour *dorer* l'objet et ainsi augmenter sa conduction. Toutefois, l'amélioration des propriétés mécaniques et électriques du fil serait un travail de recherche à part entière, et qui serait davantage du domaine de la recherche appliquée que fondamentale.

Il est intéressant de regarder brièvement, en quoi notre procédé de connexion peut être utile. En premier lieu, il s'agit d'une connexion selon la troisième dimension, toujours difficile à réaliser contrairement aux connexions dans le plan, que l'on sait fabriquer par photolithographie avec une résolution remarquable. Notre connexion peut s'accomplir par auto-assemblage, c'est-à-dire en une seule étape, et sans micromanipulations. Ensuite, cette méthode demande seulement que l'on prédéfinisse les deux points d'attache de chaque connexion, par un traitement de surface adéquat, et c'est en quoi elle est originale et commode. Cette méthode n'est pas limitée à la formation d'une seule connexion. Elle peut également se généraliser à un grand nombre de connexions électriques créées en une seule fois, à condition que la distance entre les connexions soit supérieure à l'épaisseur de la cellule. En effet, au-delà de cette distance, les forces élastiques entre les lignes de défaut sont écartées, et elles peuvent être considérées comme indépendantes. La position de chaque connexion devra seulement être prédéfinie par le traitement de surface initial.

Bibliographie

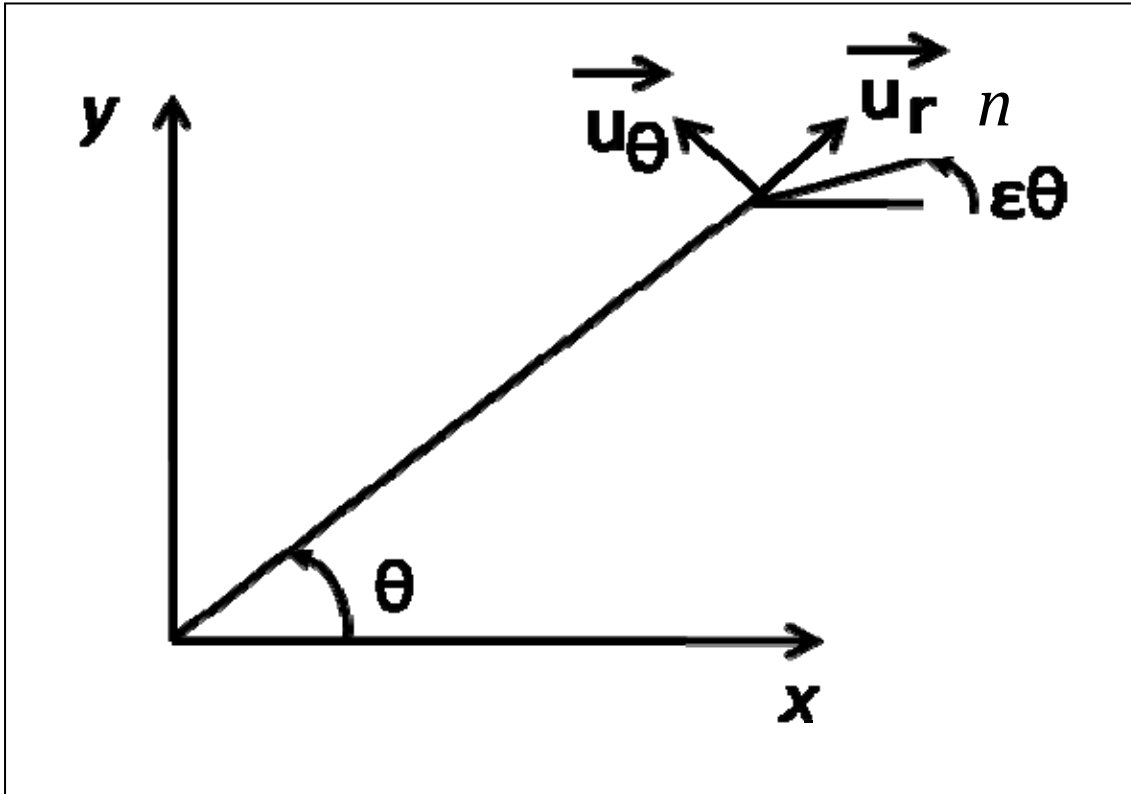
- [1] M. P. Allen and all. (2002). Drag on particles in a nematic suspension by a moving nematic-isotropic interface. *Phys. Rev. E*. **66**, 012702.
- [2] S. Faetti and V. Palleschi. (1984). Measurements of the interfacial tension between nematic and isotropic phase of some cyanobiphenyls. *J. Chem. Phys.* **81**. P 6254, 1984
- [3] D. Andrienko, M. Tasinkevych, P. Patricio and M. M. Telo da Gama. (2004). Interaction of colloids with a nematic-isotropic interface. *Phys. Rev. E*. **69**. 021706.
- [4] E.M. Purcell. (1977) Life at low Reynolds number. *Am. J. Phys.* **45**.
- [5] P. G. de Gennes and J. Prost. (1994). *Physic of liquid crystal*. OXFORD.
- [6] S. Saidki, P. Schottland, G. Sabouraud, and N. Brodie. (2000). The mechanisms of pyrrole electropolymerization. *The royal society of chemistry*. **29**. P 283-293.
- [7] Jan Jadzyn, Roman Daü browski, Tatiana Lech, and Grzegorz Czechowski. (2001). Viscosity of the Homologous Series of n-Alkylcyanobiphenyls. *J. Chem. Eng. Data*, **46**, P 110-112

Conclusion et perspectives

Ce travail de thèse a concerné l'étude d'une ligne de disinclinaison en tant qu'outil pour assembler la matière dans un cristal liquide nématique. Dans une première partie, nous nous sommes intéressés à l'interaction entre une ligne de défaut et une inclusion sphérique au moyen d'une analogie électrostatique. Cette étude a été effectuée en fonction de la taille des inclusions et de leurs conditions d'ancrage sur le cristal liquide. Dans une seconde partie, nous réalisons la *matérialisation* d'un défaut topologique dans un cristal liquide nématique au moyen d'une polymérisation électrochimique.

Notre étude a révélé que le potentiel d'interaction nématique entre une ligne défaut et une bille, possède un analogue électrostatique, celui de l'interaction entre une ligne de charge monopolaire avec un dipôle électrostatique (dans le cas d'une bille à ancrage homéotrope fort), ou avec un quadripôle électrostatique (dans le cas d'une bille à ancrage planaire). Toutefois cette analogie est incomplète, comme le prouve le caractère courbe des trajectoires enregistrées. La composante radiale de la force nématique dérivant du potentiel correspondant respecte l'analogie, mais la force possède aussi une composante angulaire qui n'existe pas dans le cas électrostatique considéré. L'analyse des trajectoires montre que la composante radiale s'exprime en fonction d'une loi de puissance dont l'exposant est un entier respectant l'analogie électrostatique. La composante angulaire existe du fait des différences de symétrie entre les champs de distorsion d'une ligne de disinclinaison et d'une ligne de charge monopolaire. Nos résultats montrent que la ligne est capable d'attirer des billes de la taille du micromètre jusqu'à la centaine de nanomètres. L'analyse des trajectoires des billes en fonction de leur rayon montre une diminution inattendue de l'amplitude de la force d'attraction. Nous expliquons ce phénomène par le fait que l'orientation d'ancrage à la surface de la bille se brise, ce qui diminue l'amplitude de la distorsion élastique produite par la bille. Cette diminution provoque également une diminution de l'interaction élastique, il en résulte que radialement il existe une limite au-delà de laquelle l'énergie thermique est supérieure au potentiel d'interaction. Et donc, le mouvement Brownien de translation limite le rayon d'action de la ligne de disinclinaison, et donc son efficacité comme outil pour assembler la matière. Malgré tout, les billes restent piégées une fois qu'elles sont entrées en contact avec la ligne de défaut.

Nous nous sommes également intéressés à l'adhésion d'une bille recouverte d'un film polymère sur un substrat ayant subi le même traitement. Des mesures d'écoulements laminaires à un débit micrométrique, nous ont permis de caractériser l'adhésion des billes en fonction de la force d'appui. Il est apparu que des collages (supérieurs à 50 pico-Newtons) peuvent résulter de force d'appui très faible (autour du nano-Newton). Nous prouvons également, qu'il est possible d'emprisonner les billes sur le substrat simplement en déclenchant une nouvelle polymérisation électrochimique après s'être assurés qu'elles étaient en contact avec la paroi de la cellule. Cette étude ouvre la possibilité de matérialiser un défaut topologique. Nous avons ainsi produit une ligne de disinclinaison en imposant la position des deux points d'attache de la ligne sur la cellule (au moyen d'un triple traitement sur chaque lame). Nous employons ensuite cette matrice pour *auto-assembler* un grand nombre de billes sur la ligne, afin que cette dernière forment un collier de billes en contact (comme le prouvent l'aspect brisé de la ligne sur les photos). Nous déclenchons enfin, une polymérisation électrochimique sur la ligne, ce qui va souder les billes les unes aux autres par la constitution d'un film polymère. Fort heureusement, sa cohésion est suffisante pour que l'objet survive au passage de la phase nématique vers la phase isotrope. Du fait que le polymère dopé est conducteur, nous pouvons penser que nous avons synthétisé ainsi une connexion électrique entre les lames. Malheureusement, nous n'avons pas pu mesurer la conduction de la jonction. Si la connexion n'était pas conductrice, ou pas assez, nous pourrions employer un traitement chimique pour améliorer cette propriété. Par contre, la résistance mécanique de la connexion a été sommairement caractérisée en appliquant une contrainte hydrodynamique. Le protocole employé pour créer une connexion pourrait être répété avec un grand nombre de lignes, la position de leurs points d'attache étant préalablement définie. Ceci permettrait alors d'automatiser la production d'une multitude de connexions électriques en volume par *auto-assemblage*. L'unique limitation de cette méthode est due à la restriction suivante : les lignes doivent être séparées d'une distance supérieure à l'épaisseur de l'échantillon. Au-delà de cette distance, les champs de distorsions élastiques produits par les défauts sont écrantés. Le processus électrochimique de matérialisation n'étant qu'entrevu dans ce travail, des études complémentaires seraient nécessaires pour mieux comprendre ce phénomène. On pourrait aussi réitérer cette étude, mais en employant des objets cylindriques. On étudierait la force nématique alors en fonction de la forme des inclusions. L'étude pourrait ensuite potentiellement déboucher sur la matérialisation d'une jonction constituée de nanotubes.



Le directeur \mathbf{n} du champ de distorsion d'une ligne de disinclinaison de charge topologique ε s'exprime à 2 dimensions par : $\mathbf{n} = \cos(\varepsilon\theta)\mathbf{i} + \sin(\varepsilon\theta)\mathbf{j}$. On en déduit les relations suivantes :

$$\frac{\partial n_x}{\partial x} = \varepsilon \frac{\sin(\varepsilon\theta) \sin \theta}{r}$$

$$\frac{\partial n_x}{\partial y} = -\varepsilon \frac{\sin(\varepsilon\theta) \cos \theta}{r}$$

$$\frac{\partial n_y}{\partial x} = -\varepsilon \frac{\cos(\varepsilon\theta) \sin \theta}{r}$$

$$\frac{\partial n_y}{\partial y} = \varepsilon \frac{\cos(\varepsilon\theta) \cos \theta}{r}$$

A.1 Interaction dans le cas d'une interaction dipolaire

L'équation $U \approx -K P_s \cdot \mathbf{n}(\nabla \cdot \mathbf{n})$ se développe alors ainsi :

$$U \approx -K P_s \left(\frac{\partial n_x}{\partial x} + \frac{\partial n_y}{\partial y} \right) = -K P_s \left(\frac{r}{r^3} (\sin(s\theta) \sin \theta + \cos(s\theta) \cos \theta) \right) = -\frac{K P_s r}{r^3} \cos(\theta(1-s)).$$

La force F dérivant du potentiel U s'écrit :

$$F = -\nabla U = -\left(\frac{\partial}{\partial r} \mathbf{u}_r + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \mathbf{u}_\theta \right) U = -\frac{K P_s}{r^3} (\cos(\theta(1-s)) \mathbf{u}_r + (1-s) \sin(\theta(1-s)) \mathbf{u}_\theta).$$

D'après la condition II.13, on peut écrire

$$\begin{aligned} 6\pi\eta R \frac{dr}{dt} \mathbf{u}_r &= -\frac{K P_s}{r^3} \cos(\theta(1-s)) \mathbf{u}_r, \\ 6\pi\eta R \left(r \frac{d\theta}{dt} \right) \mathbf{u}_\theta &= -\frac{K P_s}{r^3} (1-s) \sin(\theta(1-s)) \mathbf{u}_\theta. \end{aligned}$$

Donc en divisant les parties non vectorielles de ces deux équations,

$$\frac{1}{r} dr = \frac{d\theta}{(1-s) \tan(\theta(1-s))}.$$

En intégrant et en utilisant le changement de variable $\theta(1-s) = \varphi$, on obtient l'équation des trajectoires des grains :

$$r = r_0 |\sin(\theta(1-s))| (1-s)^{-2}.$$

A.2 Interaction dans le cas d'une interaction quadripolaire

A l'ordre quadripolaire, l'ensemble des composantes du champ de distorsion de la ligne de défaut est donnée par l'ensemble des combinaisons possibles des quatre termes suivants :

$$\nabla_i n_j \nabla_i n_j.$$

L'ensemble des combinaisons se réduit alors à ces deux termes :

$$(\nabla \cdot \mathbf{n})^2 \text{ et } (\mathbf{n} \cdot \nabla)(\nabla \cdot \mathbf{n}).$$

Il ne reste plus qu'à développer ces deux termes,

$$(\nabla \cdot \mathbf{n})^2 = \left(\frac{\partial n_x}{\partial x} + \frac{\partial n_y}{\partial y} \right)^2 = \left(\frac{a}{r} (\sin(\varepsilon\theta) \cos\theta + \cos(\varepsilon\theta) \sin\theta) \right)^2 = \left(\frac{a}{r} \right)^2 \cos^2(\theta(1-\varepsilon)).$$

$$(\mathbf{n} \cdot \nabla)(\nabla \cdot \mathbf{n}) = \left(n_x \frac{\partial}{\partial x} + n_y \frac{\partial}{\partial y} \right) \left(\frac{\partial n_x}{\partial x} + \frac{\partial n_y}{\partial y} \right) = \left(\frac{a}{r} \right)^2 (-\varepsilon \cos^2(\theta(1-\varepsilon)) - \varepsilon(1-\varepsilon) \sin^2(\theta(1-\varepsilon))).$$

L'analogie électrostatique permet alors, d'exprimer l'énergie d'interaction élastique sous la forme d'un produit entre la source quadrupolaire de *splay* Q (produit par la bille) et les deux composantes du champ de *splay* de la ligne de défauts,

$$U \approx -KQ \frac{a^2}{r^3} (a \cos^2(\theta(1-\varepsilon)) + b \sin^2(\theta(1-\varepsilon))),$$

où a et b sont les constantes de couplage associées. Nous ignorons la valeur de ces coefficients, c'est un problème dont il faudra s'affranchir par la suite. Nous fixons la charge topologique du défaut $\varepsilon = +1/2$, dans ce cas la force \mathbf{F} dérivant du potentiel U s'énonce,

$$\begin{aligned} \mathbf{F} = -\nabla U &= - \left(\frac{\partial}{\partial r} u_r + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} u_\theta \right) U = \\ &= - \frac{KQ}{2r^3} \left(a \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) + b \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right) u_r \\ &\quad - \frac{KQ(a-b)}{4r^3} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) u_\theta. \end{aligned}$$

D'après la condition II.13, on peut écrire

$$\begin{aligned} 6\pi\eta R \frac{dr}{dt} u_r &= - \frac{KQ}{2r^3} \left(a \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) + b \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right) u_r \\ 6\pi\eta R \left(r \frac{d\theta}{dt} \right) u_\theta &= - \frac{KQ(a-b)}{4r^3} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) u_\theta. \end{aligned}$$

Et donc en divisant ces deux équations,

$$\frac{1}{r} dr = \frac{2}{a-b} \frac{a \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) + b \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} d\theta$$

en intégrant et utilisant le changement de variable $\theta = 2\varphi$, on obtient alors

$$r = r_0 \left| \frac{\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \frac{a+b}{a-b}}{1 + \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right)} \right|^2.$$

L'ensemble des trajectoires théoriques possible n'est fonction que du rapport $\frac{2a}{a-b}$.

A.3 Interaction dans le cas d'une interaction dipolaire de bend

L'équation $U \approx -K P_B \cdot (\mathbf{n} \wedge \nabla \wedge \mathbf{n})$ se développe alors ainsi :

$$U \approx -K P_B \cdot (\mathbf{n} \wedge \nabla \wedge \mathbf{n}) = -K P_B \cdot (n_y \mathbf{i} - n_x \mathbf{j}) \left(\frac{\partial n_y}{\partial x} - \frac{\partial n_x}{\partial y} \right) = -\frac{K P_B \varepsilon}{r} \sin(\theta(1-\varepsilon)).$$

La force \mathbf{F} dérivant du potentiel U s'écrit :

$$\mathbf{F} = -\nabla U = -\left(\frac{\partial}{\partial r} u_r + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} u_\theta \right) U = -\frac{\varepsilon K P_B}{r^2} (\sin(\theta(1-\varepsilon)) u_r - (1-\varepsilon) \cos(\theta(1-\varepsilon)) u_\theta).$$

D'après la condition II.13, on peut écrire

$$\begin{aligned} 6\pi\eta R \frac{dr}{dt} u_r &= -\frac{K P_B \varepsilon}{r^2} \sin(\theta(1-\varepsilon)) u_r, \\ 6\pi\eta R \left(r \frac{d\theta}{dt} \right) u_\theta &= +\frac{\varepsilon K P_B}{r^2} (1-\varepsilon) \cos(\theta(1-\varepsilon)) u_\theta. \end{aligned}$$

Donc en divisant les parties non vectorielles de ces deux équations,

$$\frac{1}{r} dr = -\frac{\tan(\theta(1-\varepsilon)) d\theta}{(1-\varepsilon)}.$$

En intégrant et en utilisant le changement de variable $\theta(1-\varepsilon) = \varphi$, on obtient l'équation des trajectoires des grains :

$$r = r_b |\cos(\theta(1-\varepsilon))| (1-\varepsilon)^{-2}.$$

ANNEXE B

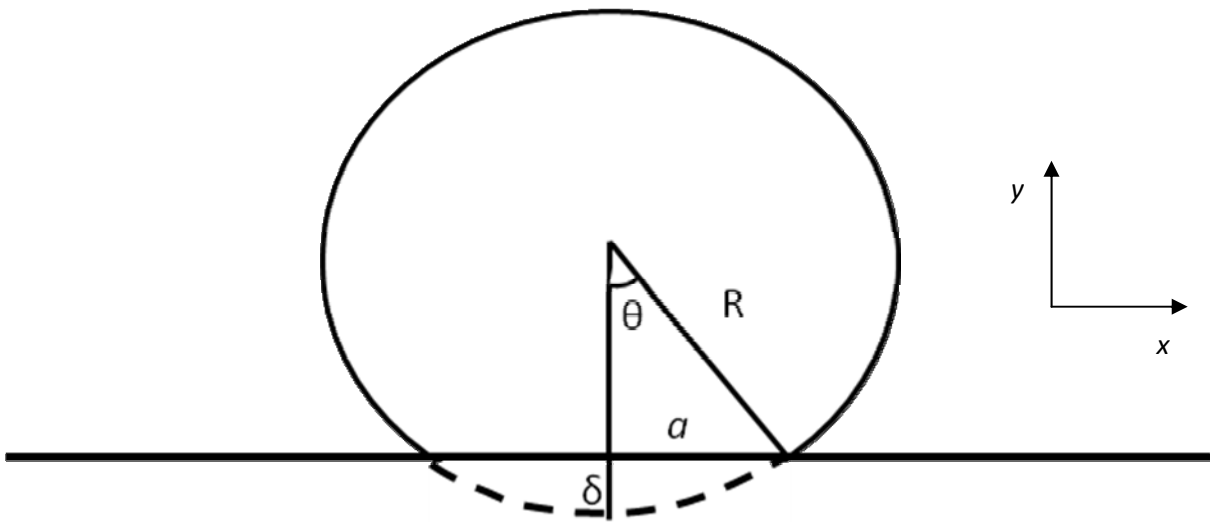


figure B.1

Vue de coté, d'un cylindre (de rayon R et de longueur l) écrasé normalement sur une surface non déformable.

Soit un cylindre soumis à la force d'appui F_1 sur une surface indéformable (voir figure B.1). La géométrie nous permet d'exprimer le rayon de contact a (entre le cylindre et la surface), ainsi que le déplacement normal δ tel que,

$$\frac{a}{R} = \sin \theta \approx \theta, \quad \text{B.1}$$

$$\frac{\delta}{a} = \tan \theta \approx \theta. \quad \text{B.2}$$

Les équations B.1 et B.2 imposent alors l'égalité suivante,

$$a^2 = \delta R. \quad \text{B.3}$$

Exprimons l'énergie élastique F correspondante au problème,

$$F = \frac{1}{2} \iiint E (\nabla u)^2 dV. \quad \text{B.4}$$

Où E est le module de Young, et u le champ de déplacement défini tel que $u(A) = AA'$. Où A est un point du solide au repos, qui après déformation, devient le point A' . La minimisation de l'énergie élastique F (B.4) nous conduit à l'équation d'équilibre suivante,

$$\Delta u = 0. \quad \text{B.5}$$

Ce qui est équivalent à,

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0. \quad \text{B.6}$$

Où $t \in (x, y, z)$ de plus si on se limite au plan xy ,

$$\left| \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right| = \left| \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right|. \quad \text{B.7}$$

Ainsi les déformations s'étendent de manière égales entre les composantes x et y . On peut alors remplacer la partie du cylindre déformée élastiquement sous l'effet de la force d'appui F_1 , par un parallélépipède rectangle de surface $S = 2la$ et d'épaisseur a . La loi de Hooke s'exprime alors dans ce cas,

$$\frac{F_1}{S} = E \varepsilon = E \frac{\delta}{a}. \quad \text{B.8}$$

Où $\varepsilon = \frac{\delta}{a}$ est l'allongement relatif, ainsi on peut relier la valeur du rayon de contact a en fonction de la force d'appui F_1 , en inserant B.3 dans B.8 tel que,

$$a = \left(\frac{F_1 R}{2E} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad \text{B.9}$$

Nous remarquons, que le même raisonnement est utilisable dans le cas d'une sphère (de rayon R) écrasée sous l'effet d'une force d'appui F_1 , dès lors $S = \pi a^2$ et l'équation B.9 se reformule alors tel que,

$$a = \left(\frac{F_1 R}{E\pi} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad \text{B.10}$$

Maintenant nous introduisons des interactions adhésives entre le cylindre et la surface, ces interactions produisent une diminution de l'énergie de surface que l'on exprimera tel que,

$$U_S = S\Delta\gamma = 2la\Delta\gamma. \quad \text{B.11}$$

Où $\Delta\gamma$ est l'énergie d'adhésion (ou de Dupré), la force F_S produite par cette variation d'énergie s'écrit ainsi,

$$F_S = -\frac{dU_S}{d\delta}. \quad \text{B.12}$$

Ce qui se reformule après introduction de B.11 dans B.12,

$$F_S = -2l\Delta\gamma \frac{da}{d\delta}, \quad \text{B.13}$$

or d'après B.3,

$$\frac{da}{d\delta} = \frac{\kappa}{2a}, \quad \text{B.14}$$

donc B.13 se réécrit tel que,

$$F_S = -\frac{lR}{a}\Delta\gamma. \quad \text{B.15}$$

Il ne reste plus qu'à comparer l'expression de a donnée par l'équation B.9 avec celle donnée par l'équation B.15,

$$\left(\frac{RF_S}{2Ei}\right)^{1/2} = -\frac{lR\Delta\gamma}{F_S}, \quad \text{B.16}$$

et l'on obtient l'expression suivante de la force adhésive F_S ,

$$F_S \approx -(2^{1/3})l(E^*R_{\text{opt}}(\Delta\gamma)^2)^{1/3}. \quad \text{B.17}$$

De même, si on réitère ce calcul pour le cas d'une sphère en contact avec une surface on obtient une force adhésive F_S ,

$$F_S \approx -\pi R\Delta\gamma. \quad \text{B.18}$$

Partie B.II :

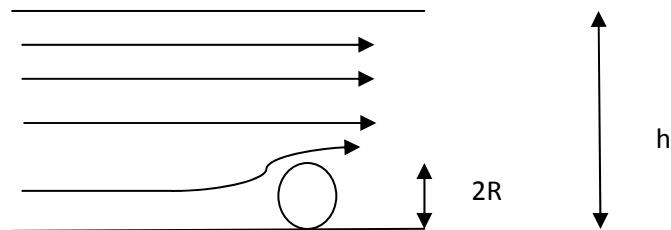


Figure B.2

Les flèches noires décrivent des lignes de champ hydrodynamique d'un écoulement laminaire possédant un resserrement entre deux parties.

Dans cette courte partie, nous présentons brièvement l'effet Venturi. Soit un écoulement laminaire possédant un resserrement entre deux parties de section $S_A = h$, et $S_B = (h - 2R)$. On néglige les effets de pesanteurs et on suppose qu'il n'y a aucune pression externe, alors que l'équation de Bernoulli correspondante s'écrit:

$$P_A + \frac{\rho}{2}(v_A)^2 = P_B + \frac{\rho}{2}(v_B)^2 \quad \text{B.18}$$

P_A étant la pression au point A, c'est-à-dire la pression avant le resserrement et P_B la pression au point B, soit la pression après le resserrement. La conservation des débits (avant et après le resserrement) impose que les vitesses dans les parties A et B vérifie l'équation suivante,

$$v_A = \frac{S_B}{S_A} v_B. \quad \text{B.19}$$

En insérant l'équation B.19 dans l'équation B.18, on obtient :

$$P_A - P_B = \frac{\rho}{2} (v_B)^2 \left(1 - \left(\frac{S_B}{S_A}\right)^2\right) \approx 2\rho (v_B)^2 \frac{R}{h}. \quad \text{B.20}$$

Au final, une force F est générée par la différence de pression $\Delta P = P_A - P_B$, son action sur une bille de rayon R peut s'écrire,

$$F = \Delta P (\pi R^2) = 2\pi\rho (v(r))^2 \frac{R^3}{h}. \quad \text{B.21}$$