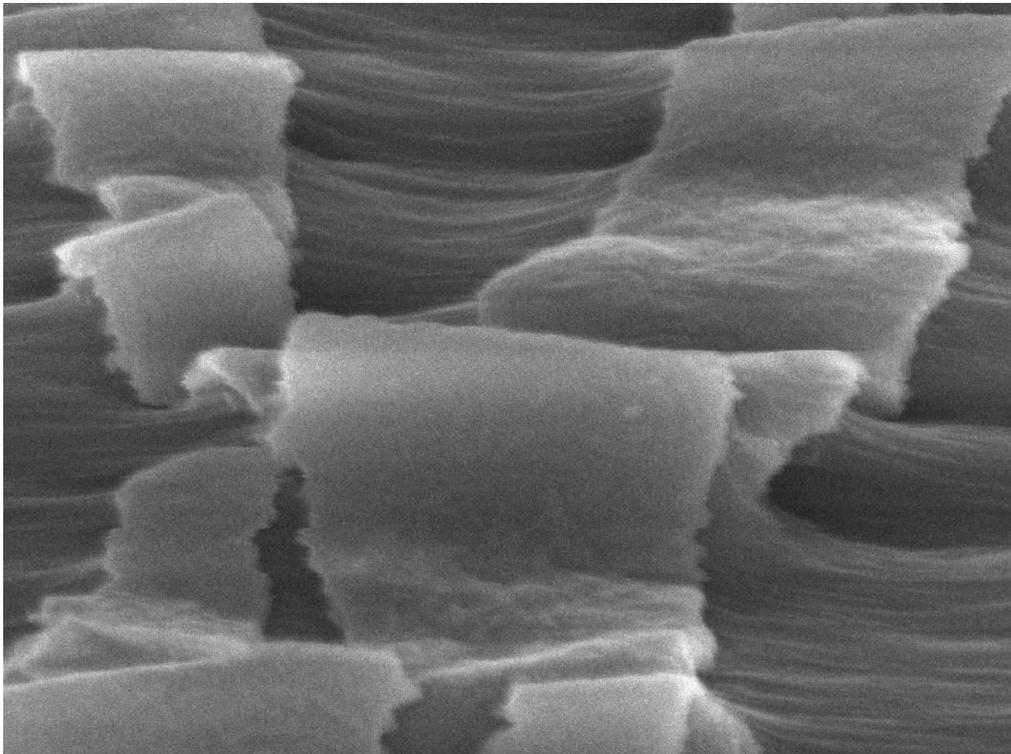


Cloques ou rides :renforcement
d'une interface par dissipation
plastique



Maintien de l'adhésion à grande déformation dans une couche d'oxyde de zinc et d'argent déposée sur un substrat de polymère.

Dans le chapitre précédent, nous nous sommes intéressés aux processus de fragmentation induits par une traction uniaxiale. La direction transverse est cependant sous compression du fait du désaccord des coefficients de Poisson de la couche et du substrat puis de l'écoulement plastique du substrat. Nous nous intéressons dans ce chapitre aux rides et aux cloques qui apparaissent successivement dans cette direction.

De nombreuses études récentes ont été menées pour caractériser le seuil d'apparition et l'évolution de ces motifs afin de les éviter ou de les utiliser comme un outil de structuration simple et peu onéreux du substrat flexible (Sun *et al.* (2006)). Nous allons brièvement présenter les principaux résultats permettant de comprendre la sélection de la taille des ondulations ou des cloques de délamination d'un film rigide déposé sur un substrat flexible (section 6.1). Nous étudierons ensuite ces instabilités dans une monocouche d'oxyde de zinc (section 6.2) puis nous nous intéresserons à l'influence de la présence d'un film ductile d'argent dans des multicouches d'intérêt industriel (section 6.3).

6.1 Introduction : rides et cloques

6.1.1 Rides de compression

Comprimons un substrat élastique mou sur lequel une fine couche rigide est déposée : des rides de compression apparaissent (figure 6.1A). Cette instabilité a été décrite expérimentalement et théoriquement par Bowden *et al.* (1998) puis proposée comme outil de métrologie pour déterminer les modules élastiques de films de polymère (Stafford *et al.* (2004)). Les rides de la peau apparaissent pour des raisons similaires (l'épiderme est une membrane rigide tandis que le derme se déforme comme un substrat mou). La longueur d'onde des rides sélectionnée est dictée par un équilibre entre l'énergie de flexion de la couche qui favorise les grandes longueurs d'ondes et l'énergie de compression du substrat qui favorise les petites longueurs d'ondes.

Qualitativement, considérons une déformation sinusoïdale de la membrane de longueur d'onde λ et d'amplitude faible $A \ll \lambda$ (figure 6.1B). La courbure typique des rides est proportionnelle à A/λ^2 et l'énergie de flexion de la couche par unité de surface, proportionnelle en l'inverse de la courbure au carré prend la forme :

$$\mathcal{E}_f \sim E_f h_f^3 \frac{A^2}{\lambda^4}$$

À l'équilibre, cette énergie compense l'énergie de compression induite par le flambage dans le substrat. Comme la déformation est essentiellement localisée sur une profondeur de l'ordre de λ , la déformation est d'ordre $\epsilon \sim A/\lambda$ et l'énergie de compression par unité de surface s'écrit :

$$\mathcal{E}_e \sim E_s \lambda \frac{A^2}{\lambda^2}$$

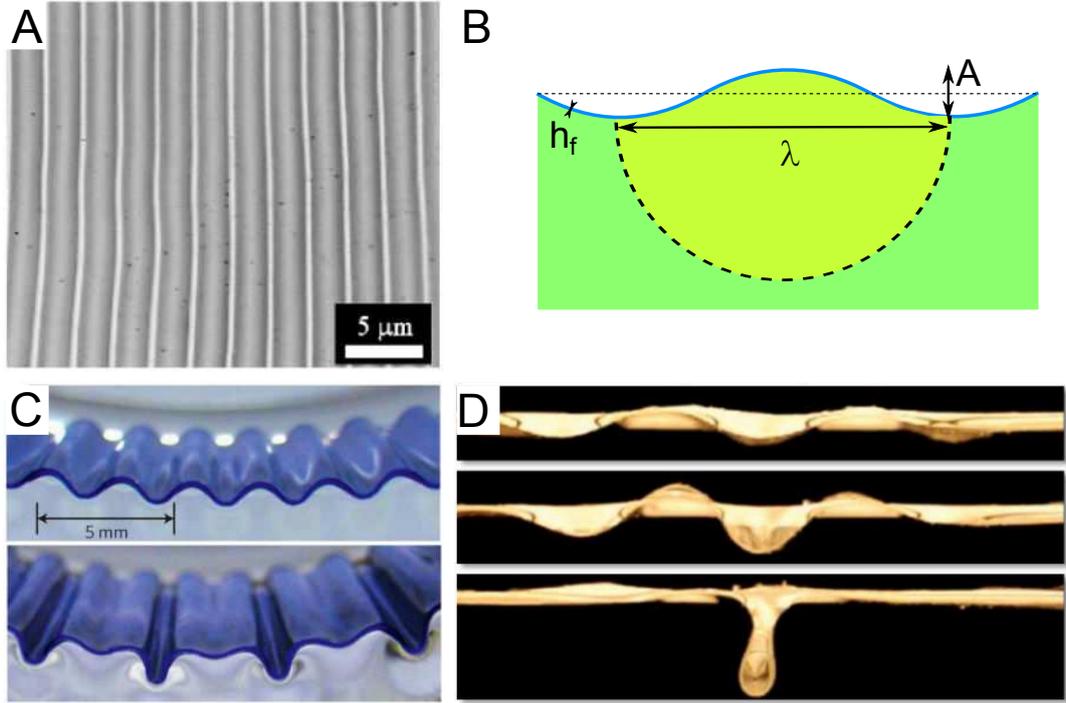


FIGURE 6.1: (A) Formation de rides d'un film mince déposée sur un substrat flexible. (B) L'instabilité est caractérisée par sa longueur d'onde λ et son amplitude A . (C) Expérience macroscopique démontrant la localisation par doublement de période pour des compressions plus importantes (Brau *et al.* (2010)). (D) Instabilité de surface d'un film de polymère mise en compression à la surface de l'eau (Pocivavsek *et al.* (2008))

L'équilibre de ces deux énergies conduit à la sélection d'une longueur d'onde :

$$\lambda \sim \left(\frac{E_f}{E_s}\right)^{1/3} h_f$$

Plus rigoureusement, nous pouvons montrer (en suivant par exemple Brau *et al.* (2013)) que pour un substrat présentant un coefficient de Poisson de 0.5, la longueur d'onde des rides pour des petites déformations (dans la limite d'une instabilité linéaire) est :

$$\lambda = 2\pi \left(\frac{3B}{E_s}\right)^{1/3} h_f$$

où $B = \bar{E}_f h_f^3 / 12$ est le module de flexion de la membrane.

Augmentons la compression, nous observons l'apparition d'une instabilité secondaire avec doublement de période et focalisation périodique (figure 6.1C).

La description de cet état nécessite de considérer les effets non-linéaires dus aux grandes déformations dans le substrat comme décrit par Brau *et al.* (2010).

Une situation différente mais qui conduit à des motifs semblables est obtenue lors de la compression d'une membrane placée à la surface d'un liquide (Pocivavsek *et al.* (2008); Piñeirua *et al.* (2013)). La flexion de la feuille est alors en compétition avec la pression hydrostatique du liquide et la longueur d'onde des rides est cette fois :

$$\lambda = 2\pi \left(\frac{B}{\rho g} \right)^{1/4}$$

Cependant, lorsque l'on augmente la compression, la déformation se localise dans le pli central de la membrane (figure 6.1D). À grande déformation, alors que la membrane déposée sur une fondation élastique présente un doublement de période, celle déposée sur un liquide est plane, sauf dans une région centrale de taille λ où toute la déformation est localisée.

6.1.2 Cloques de délamination

Cependant si l'adhésion avec le substrat solide est moins importante, nous observons l'apparition de cloques. De telles structures ont été caractérisées sur un substrat élastique (Vella *et al.* (2009)) et sont utilisées en métrologie pour mesurer l'énergie d'adhésion de la couche avec le substrat. L'énergie d'adhésion (qui favorise les cloques courtes) s'oppose alors à l'énergie de flexion (qui favorise les cloques allongées). En loi d'échelle, pour une cloque de longueur λ et de hauteur a , la courbure typique $\kappa = a/\lambda^2$ entraîne une énergie de flexion par unité de largeur $\mathcal{E}_f \sim B\lambda a^2/\lambda^4$ tandis que l'énergie correspondante au coût de l'interface par unité de largeur est en $\mathcal{E}_a \sim \Gamma\lambda$. En égalant ces deux effets, nous obtenons un rayon de courbure au point de décollement de l'ordre d'une longueur comparant flexion à adhésion classiquement définie comme la longueur élastocapillaire (Roman & Bico (2010)) :

$$\frac{\lambda^2}{a} \sim \sqrt{\frac{B}{\Gamma}}$$

6.2 Compression d'une monocouche d'oxyde de zinc

Observons l'apparition de rides et de cloques sur une monocouche de ZnO déposée sur un substrat d'ETFE. L'expérience est réalisée par traction uniaxiale sous AFM. Après fissuration transverse, l'écoulement plastique entraîne des contraintes compressives perpendiculaires. Dans le chapitre précédent, nous avons décrit la propagation séquentielle de fissures transverses définissant des bandes de largeurs données. Notre description unidimensionnelle ne tenait

pas compte de la compression transverse. Cependant si le coefficient de Poisson du film est inférieur à celui du substrat, la couche rigide est en compression relative. Notons que la compression du substrat est d'abord caractérisée par son coefficient de Poisson puis par son écoulement plastique avec un coefficient de Poisson effectif $\nu_s = 0.5$. Cette compression entraîne le flambage de la couche. Nous allons considérer le flambage d'une bande unidimensionnelle de largeur donnée (imposée par le processus de fragmentation) mise en compression. Nous décrivons d'abord l'ondulation localisée visible à faible déformation (section 6.2.1), les rides de compression obtenues pour des déformations plus importantes (section 6.2.2) puis nous caractérisons l'apparition des cloques de délaminage (section 6.2.3).

6.2.1 Chargement inhomogène : ondulation localisée

À l'AFM, nous observons l'apparition de rides localisées près des fissures à faible déformation (figure 6.2A). Ces rides n'envahissent pas immédiatement toute la largeur des languettes. La compression n'est pas homogène dans la couche du fait du déchargement dans la direction transverse près des fissures.

Pour tenir compte de la distribution spatiale de la compression, Frank *et al.* (2009) ont proposé un modèle bidimensionnel en considérant une longue bande de largeur $2L$. Reprenons le modèle élastique de l'équation 5.3 :

$$\bar{E}_f h_f \frac{d^2 u}{dx^2} = k(u - \epsilon x) \quad (6.1)$$

en considérant son effet sur la direction transverse $\epsilon_y = -\nu_s \epsilon$. D'après la loi de Hooke, les contraintes dans la direction x (resp. y) σ_x (resp. σ_y) sont liées aux déformations par :

$$\begin{cases} \sigma_x = \bar{E}_f (\epsilon_x + \nu_f \epsilon_y) = \bar{E}_f (\epsilon_x - \nu_f \nu_s \epsilon) \\ \sigma_y = \bar{E}_f (\epsilon_y + \nu_f \epsilon_x) = \bar{E}_f (-\nu_s \epsilon + \nu_f \epsilon_x) \end{cases}$$

Le déplacement s'écrit comme précédemment, $u = \epsilon(x + A \sinh(x/\ell))$, où A est une constante que nous déterminons en annulant la contrainte selon x sur les lèvres de la fissure en $x = \pm L$. Nous obtenons alors la déformation selon x , en remarquant que $\epsilon_x(L) = \nu_f \nu_s \epsilon$:

$$\epsilon_x = \epsilon \left(1 - (1 - \nu_f \nu_s) \frac{\cosh(x/\ell)}{\cosh(L/\ell)} \right) \quad (6.2)$$

Nous traçons les contraintes correspondantes dans la direction transverse $\sigma_y(x)$ (figure 6.3) pour différents rapports L/ℓ :

$$\begin{aligned} \sigma_x(x) &= \bar{E}_f \epsilon \left((1 - \nu_f \nu_s) \left(1 - \frac{\cosh(x/\ell)}{\cosh(L/\ell)} \right) \right) \\ \sigma_y(x) &= \bar{E}_f \epsilon \left(\nu_f \left(1 - (1 - \nu_f \nu_s) \frac{\cosh(x/\ell)}{\cosh(L/\ell)} \right) - \nu_s \right) \end{aligned}$$

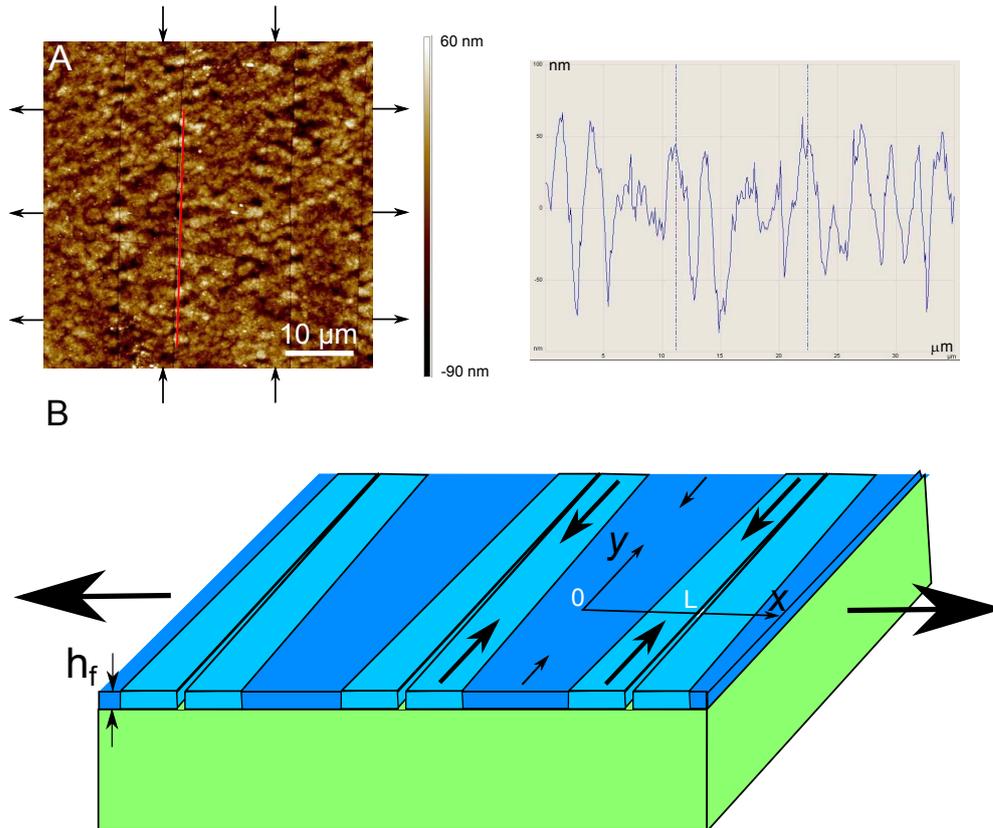


FIGURE 6.2: (A) À faible déformation, les ondulations sont confinées sur une faible zone autour des fissures. Nous traçons le profil de hauteur pour une ligne parallèle à la fissure (ligne rouge) distante d'environ 500 nm de la fissure (visible en noir sur l'image AFM). (B) La compression dans la couche σ_y n'est pas uniforme selon x en raison du déchargement élastique près des fissures. Pour de grands fragments, la partie centrale du fragment est moins comprimée que la zone proche des fissures.

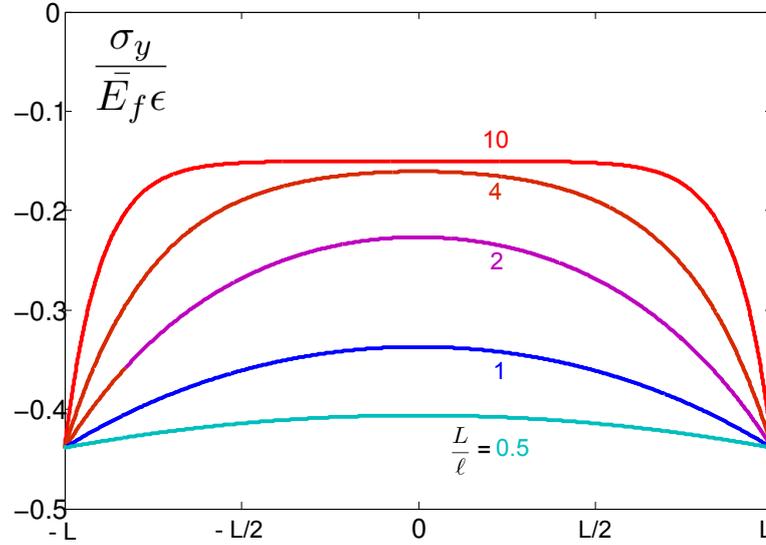


FIGURE 6.3: La contrainte dans la direction transverse $\sigma_y(x)$ en fonction du rapport entre la longueur des fragments L et la longueur de déchargement élastique ℓ (pour $\nu_s = 0.5$ et $\nu_f = 0.35$). Pour les grands fragments, la compression est localisée près des fissures. Pour les petits fragments, toute la longueur du fragment est en compression.

Pour des petites déformations, la largeur des languettes (qui correspond à la distance entre fissures) est importante devant la longueur de décharge élastique ℓ (par exemple pour $L/\ell = 10$ en rouge sur la figure 6.3) : la compression dans la région près de la fissure est beaucoup plus importante que celle au centre du fragment (figure 6.2B). À plus grande déformation, les fragments sont plus petits (par exemple $L/\ell = 0.5$ en cyan sur la figure 6.3) et toute la languette est alors en compression quasi-uniforme. Cette augmentation de la surface des ondulations au fur et à mesure de la fragmentation est visible expérimentalement mais difficile à caractériser précisément (la définition du seuil d'ondulation n'étant pas aisément déterminable à l'AFM).

6.2.2 Rides

Pour des compressions plus importantes, les ondulations sont présentes sur toute la longueur de la languette. Nous allons alors considérer que la compression est homogène dans la largeur de la languette (ce qui est raisonnable car la courbe de contrainte s'aplatit à petit L/ℓ) et nous comparons les longueurs d'ondes de plissement à la longueur d'onde élastique décrite par Brau *et al.* (2010) :

$$\lambda = 2\pi h_f \left(\frac{E_f}{E_s} \right)^{1/3} \left(\frac{(1 + \nu_s)(3 - 4\nu_s)}{12(1 - \nu_f)(1 - \nu_s)} \right)^{1/3} \quad (6.3)$$

Les résultats sont très bruités, la longueur d'onde des rides n'étant pas très robuste dans nos expériences (figure 6.4). L'accord est cependant raisonnable, au vu des nombreuses approximations qui consistent à ignorer l'histoire de la formation des rides (à partir de l'ondulation localisée près des fissures à plus faible déformation) et l'effet de la plasticité du substrat.

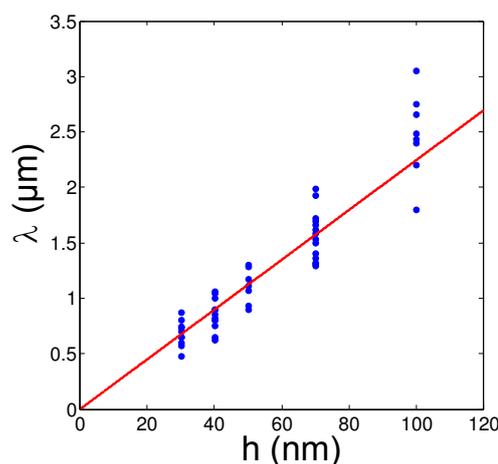


FIGURE 6.4: Longueur d'onde des rides en fonction de leur épaisseur. L'instabilité est compatible avec la description standard obtenue sur des systèmes modèles (ligne rouge, théorie issue de Brau *et al.* (2013)).

6.2.3 Cloques : énergie d'adhésion, nombre de cloques

Pour des déformations plus importantes, l'instabilité de rides évolue et conduit à l'apparition de cloques. À l'AFM, nous suivons l'évolution de l'instabilité de compression au fur et à mesure du chargement. Au-dessus du seuil d'apparition des premières cloques, nous observons une ride de compression se déstabiliser et se transformer en cloques (figure 6.5). Nous estimons l'énergie d'adhésion à partir de la forme de la cloque puis nous mesurons la distance entre cloques pour des compressions croissantes du substrat. Enfin, nous discutons les seuils d'apparition des instabilités de rides et des cloques.

Mesure de l'énergie d'adhésion : forme de la cloque

Mesurons le profil des cloques de délaminage à l'AFM juste après leur formation (figure 6.6). Nous pouvons estimer l'énergie de rupture de l'interface faible Γ à partir de leur forme. Pour des monocouches d'oxyde, nous observons des cloques de longueurs $\lambda = 2.45 \pm 0.2 \mu\text{m}$ et de hauteur $a = 490 \pm 50$ nm (respectivement $\lambda = 1.2 \pm 0.2 \mu\text{m}$, $a = 240 \pm 50$ nm) pour une monocouche d'épaisseur $h_f = 50$ nm (resp. 30 nm). D'après Vella *et al.* (2009), l'énergie de

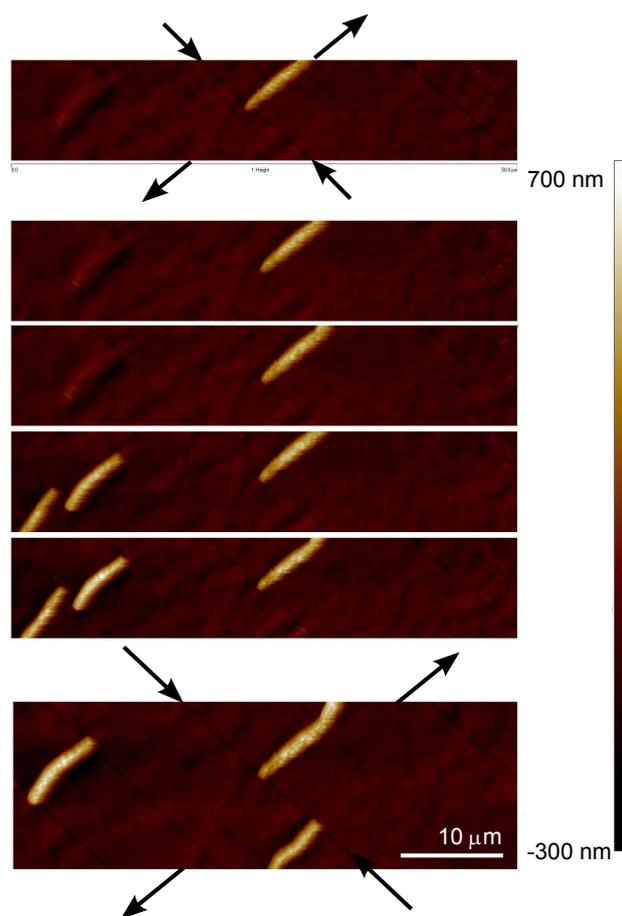


FIGURE 6.5: Déstabilisation de rides de compression en cloques de délamination observée à l'AFM. Le chargement croît de l'image supérieure à l'image inférieure. À partir de l'instabilité de rides de compression, la déformation se localise et deux cloques de délamination apparaissent sur la 4^{ème} image. Une autre cloque apparaît sur la dernière image.

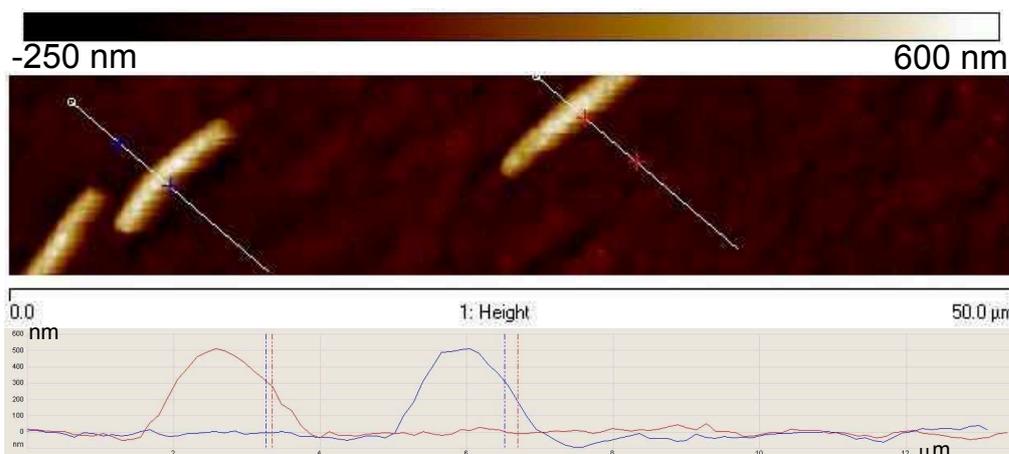


FIGURE 6.6: La forme des cloques de délaminage d'une monocouche d'oxyde de zinc permet de revenir à l'énergie d'adhésion entre la couche et le substrat. La forme est robuste pour différentes cloques pour une compression donnée.

rupture correspondante s'écrit simplement :

$$\Gamma = 2\pi^4 \frac{B\delta^2}{\lambda^4} \quad (6.4)$$

Nous obtenons donc une énergie de rupture de 1.5 ± 0.6 N/m. La grande incertitude de la mesure provient de la mauvaise définition de la hauteur et de la largeur de la cloque, les cloques présentant souvent un renflement à leurs pieds. Une autre difficulté est d'obtenir des cloques ne présentant pas de fissures. En effet, les cloques se cassent souvent à leur sommet ou à leur pied (figure 6.7).

Nombres de cloques : interaction élastique

Nous caractérisons le seuil d'apparition de ces cloques et l'évolution de leur nombre dans une monocouche d'oxyde de zinc. Selon Yu & Hutchinson (2002), nous pouvons estimer une zone de déchargement autour d'une cloque pour un substrat mou. Cette taille est d'autant plus grande que le substrat est mou. Nous avons

$$\ell_{YH} = \left(1 + \frac{E_f}{E_s}\right) h_f \quad (6.5)$$

Le problème est donc très similaire à la description de la densité de fissures que nous avons examinée dans la section 5.3. Mesurons la distance entre cloques H en fonction de la compression imposée à la couche ϵ (figure 6.8). La compression est mesurée directement sur la couche en observant les déformations de repères tracés sur la couche. En normalisant la distance entre fissures

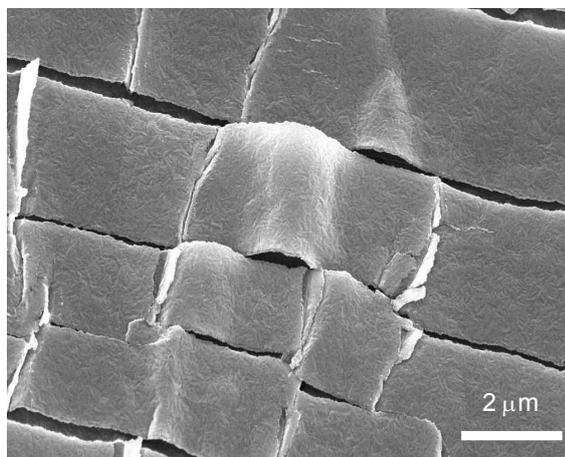


FIGURE 6.7: Des fissures se propagent parfois au centre ou au pied de la cloque (image MEB).

par la longueur de déchargement autour d'une cloque ℓ_{YH} , les courbes se superposent pour différentes épaisseurs de couche. Notons que la dépendance de la déformation avec l'épaisseur de la couche n'est pas très marquée. Nous pouvons espérer développer un modèle équivalent au problème de déchargement élastique des fissures pour examiner la taille typique entre cloques pour des déformations croissantes.

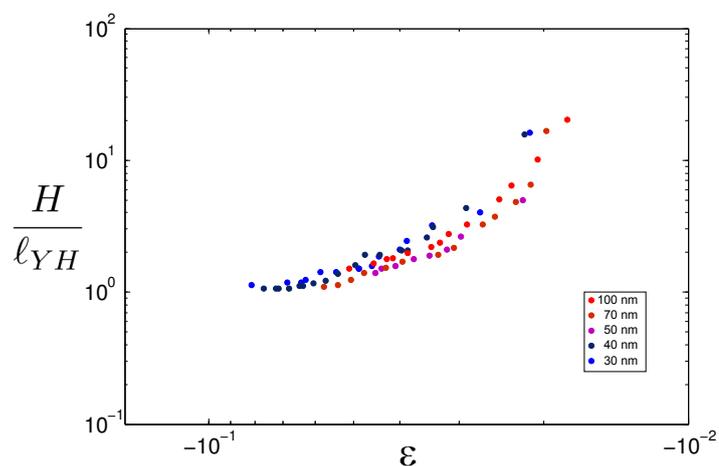


FIGURE 6.8: Distance moyenne entre cloques H normalisée par la longueur de déchargement autour d'une cloque ℓ_{YH} en fonction de la déformation de compression imposée par le substrat ϵ .

6.3 Compression d'un multicouche oxyde/argent.

Un maintien de l'adhésion étonnant à grande déformation

Lorsque nous introduisons une couche d'argent en sandwich dans la couche d'oxyde de zinc, nous observons un phénomène contre-intuitif. Même pour de très grandes déformations, l'adhésion entre la couche et le substrat perdure et il n'y a pas de formation de cloques. L'interface faible reste pourtant l'interface entre le multicouche et le polymère et l'énergie d'adhésion ne varie pas *a priori* puisque la couche d'oxyde de zinc en contact avec le polymère est déposée selon le même protocole. Les coefficients de Poisson de l'argent ($\nu = 0.37$) et de l'oxyde de zinc ($\nu = 0.36$) sont très proches, et le chargement n'est donc pas perturbé par l'ajout de la couche d'argent. La différence entre la délamination usuelle (figure 6.9A) et le maintien de l'adhésion est particulièrement parlante à grande déformation, où le substrat se déforme de façon importante lorsque l'adhésion entre la couche et le substrat est maintenue (figure 6.9B). Un tel maintien de l'adhésion à grande déformation est observé pour des empilements (10,10,10) nm, (10,20,10) nm, (10,20,15) nm, (10,40,10) nm, (10,40,20) nm, (15,40,10) nm, (10,60,10) nm et (10,80,10) nm. Des empilements d'épaisseurs proches délaminent à grande déformation (à titre d'exemple (20,10,10) nm, (10,20,20) nm, (20,20,10) nm, (10,20,20) nm, (20,40,10) nm et (10,40,30) nm présentent des cloques à grande déformation).

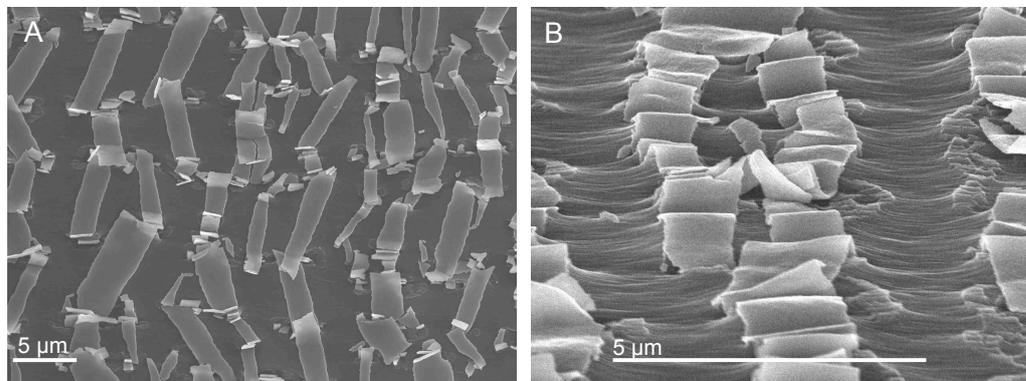


FIGURE 6.9: A. À grande déformation, un empilement fragile (100,10,10) nm présente des segments dont les longueurs sont définies par la saturation plastique du substrat B. Dans les mêmes conditions, un empilement ductile (10,40,10) nm reste en contact avec le substrat : la déformation imposée au substrat est alors très importante du fait du maintien de la cohésion avec la couche rigide.

Nous présentons succinctement une piste possible d'explication du renforcement de l'interface par dissipation ductile dans la couche d'argent.

Renforcement de l'interface par dissipation plastique

L'adhésion effective est en fait augmentée par la dissipation dans la couche ductile lors de la propagation de la fissure à l'interface. Cette situation a été abondamment étudiée théoriquement par Suo *et al.* (1993) (couramment dénommé modèle SSV) puis Wei & Hutchinson (1999) pour décrire la propagation d'une fissure se propageant à l'interface entre un milieu ductile et un milieu fragile. Le modèle SSV considère l'existence d'une fine bande élastique d'épaisseur D sans plasticité entre l'interface et la zone plastique (figure 6.10A). L'épaisseur de cette couche est laissée comme un paramètre libre caractéristique du matériau (de l'ordre de 10 à 100 nm). Sous l'hypothèse que les dislocations émises à partir du front de fissure ont un rôle limité dans la propagation de la fissure, cette description permet d'obtenir des contraintes suffisamment élevées en tête de fissure pour assurer la propagation. L'énergie effective de délamination Γ_{ss} par rapport à l'énergie de séparation Γ_0 dépend alors de l'épaisseur de la bande élastique D , la taille de la zone plastique active R_0 (de l'ordre du μm pour une couche métallique), de l'exposant d'érouissage N et de la mixité modale ψ :

$$\frac{\Gamma_{ss}}{\Gamma_0} = F_{SSV} \left(\frac{R_0}{D}, N, \psi \right) \quad (6.6)$$

Nous pouvons appliquer cette description à notre situation expérimentale en identifiant simplement les paramètres. Nous considérons (figure 6.10B) que D s'identifie à l'épaisseur de la sous-couche d'oxyde (h_{ZnO}) et que la zone plastique active R_0 est limitée par l'épaisseur de la couche ductile d'argent (h_{Ag}). Nous faisons varier l'épaisseur de la couche ductile et sa distance à l'interface. Nous estimons l'énergie interfaciale à partir de la forme des cloques en faisant l'approximation (un peu grossière) que le module de flexion effectif est la moyenne pondérée par l'épaisseur des modules de flexion de chaque multicouche. Nous observons une augmentation (figure 6.10C) de l'énergie interfaciale effective Γ_{ss} normalisée par l'énergie d'adhésion sans couche ductile Γ_0 ainsi que du seuil d'apparition en déformation de la première cloque avec h_{Ag}/h_{ZnO} . Lorsque le rapport h_{Ag}/h_{ZnO} est supérieur à 1 (pour $h_{Ag}/h_{ZnO} = [1, 2, 4, 6, 8]$), la couche ne délamine pas même à grande déformation et nous ne pouvons plus caractériser l'adhésion. Les prédictions du modèle pour $\nu = 0.3$ issues de Wei & Hutchinson (1999) sont assez éloignées de nos points expérimentaux même si la tendance au renforcement de l'interface pour des R_0/D croissants est conforme à l'expérience.

Localisation à grande déformation

À grande déformation, l'adhésion avec le substrat est maintenue grâce au renforcement de l'énergie effective de l'interface. Nous observons alors des phénomènes de localisation de la déformation. Les formes obtenues sont compliquées et les motifs ne sont pas aussi marqués que ceux observés pour un

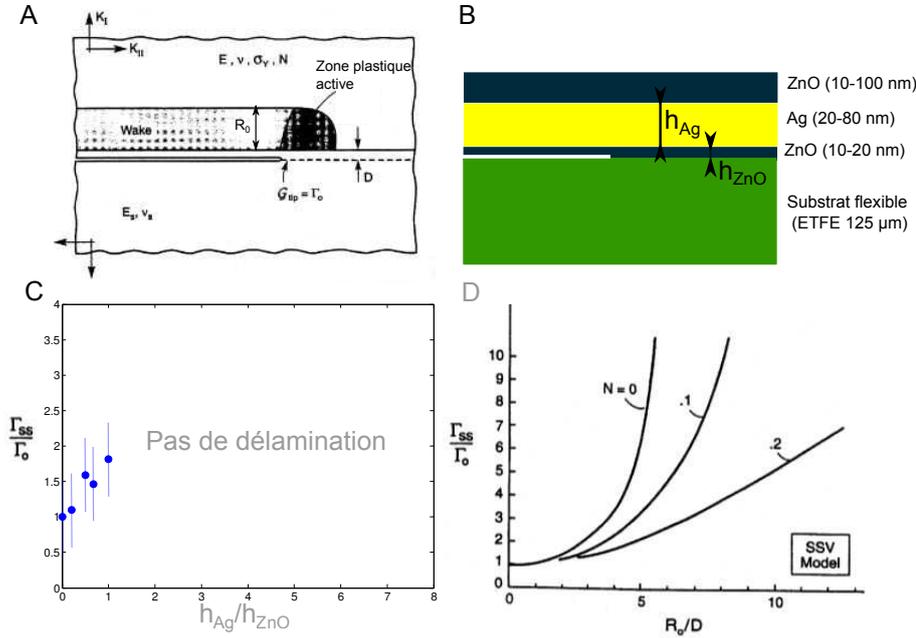


FIGURE 6.10: (A) Modèle SSV (Suo *et al.* (1993) décrivant le renforcement de l'énergie interfaciale par la dissipation dans un matériau ductile (figure extraite de Wei & Hutchinson (1999)). (B) Nous identifions simplement D à l'épaisseur de la sous-couche d'oxyde de zinc (h_{ZnO}) et R_0 à l'épaisseur de la couche d'argent (h_{Ag}) dans notre système expérimental. (C) Nous estimons l'énergie d'adhésion de la couche à partir de la forme des cloques. Pour des h_{Ag}/h_{ZnO} supérieurs à 1 (pour $h_{Ag}/h_{ZnO} = [1, 2, 4, 6, 8]$), la couche adhère à grande déformation, suggérant un renforcement de l'énergie d'adhésion. (D) Renforcement de l'adhésion par dissipation ductile selon Wei & Hutchinson (1999).

substrat élastique (doublement de période, figure 6.1C) ou un substrat fluide (localisation de toute la déformation dans un pli unique, figure 6.1D). Nous observons des motifs intermédiaires entre ces deux cas limites avec une localisation dans certains plis et des motifs rappelant le doublement de période observé sur un substrat élastique (figure 6.11).

6.4 Conclusion et ouverture

Ondulations, rides et cloques de délamination

Les désaccords de coefficient de Poisson de la couche et du substrat entraînent des contraintes compressives dans la direction transverse. À faible déformation, des ondulations confinées près des bords libres apparaissent. Nous

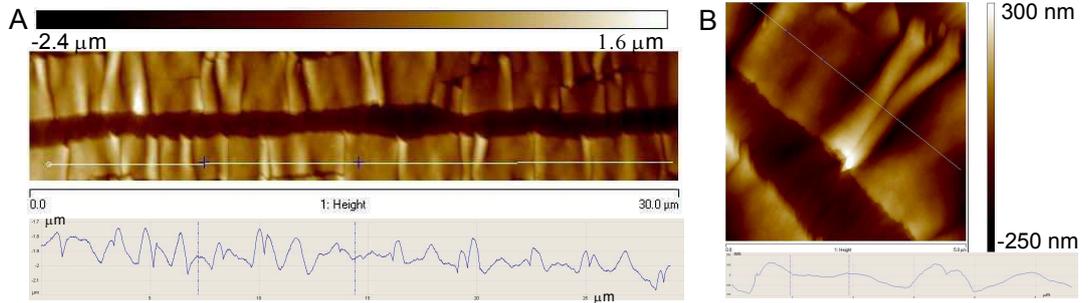


FIGURE 6.11: A. À grande déformation, si la couche ne délamine pas, la localisation se localise dans certains plis. B. Exemple de localisation rappelant les doublements de période observés par Brau *et al.* (2010)

observons ensuite des rides de compression, dont la longueur d'onde est raisonnablement décrite par les descriptions élastiques développées récemment. Pour des déformations plus importantes, les rides se déstabilisent en cloques de délamination. Leur profil nous permettent d'estimer l'énergie d'adhésion entre la couche d'oxyde et le substrat. Nous décrivons l'évolution du nombre de cloques en fonction de la déformation en tenant compte du déchargement élastique du substrat autour de la cloque.

Renforcement de l'interface par une dissipation plastique

Pour des empilements présentant une fine couche d'argent, nous observons que les couches ne délaminent pas du substrat même à grande déformation. Ce maintien de l'adhésion est très contre-intuitif, la nature de l'interface restant inchangée. Une piste d'explication est le renforcement de l'interface par la dissipation due à la ductilité de la couche d'argent décrite par le modèle SSV. Cette propriété ouvre la possibilité de renforcer l'énergie de fracture interfaciale d'un film mince simplement et sans intervenir directement sur l'interface : en recouvrant la couche existante d'une couche ductile, la dissipation dans la couche ductile augmente l'énergie interfaciale effective.

Ouverture expérimentale

Caractérisation des seuils de rides et cloques de délamination

Dans notre système expérimental, nous observons toujours l'apparition de rides avant la formation des cloques de délaminage. Avec Suomi Ponce, nous avons effectué des expériences modèles macroscopiques pour un film de plastique déposé sur un substrat élastomère à partir du dispositif expérimental de Vella *et al.* (2009). Nous varions l'adhésion pour essayer de caractériser les seuils d'apparition des rides et des cloques. Nous observons le même processus de déstabilisation à partir d'un réseau de rides localisées que dans l'expérience

microscopique. Ces seuils sont cependant très faibles et il est difficile d'obtenir un chargement uniforme du substrat pour d'aussi faibles déformations. Avec Fabian Brau (U. Mons), nous avons essayé de décrire la transition entre rides et cloques en considérant l'énergie relâchée dans chacun des états. Les résultats sont pour l'instant peu convaincants. Notons que contrairement à l'état ride qui est une instabilité élastique se déroulant au-dessus d'un seuil, l'apparition des cloques (de même que celle d'une fissure) est liée à l'existence d'un défaut suffisamment étendu pour permettre sa nucléation.

Interaction de deux cloques

Deux fissures interagissent en se branchant ou en s'évitant lorsqu'elles la distance de relâchement dans le substrat d'une des fissures interagit avec le relâchement de l'autre. De façon équivalente, deux cloques suffisamment proches interagissent. Nous observons de telles interactions dans les films d'oxyde ainsi que dans des expériences macroscopiques menées avec Suomi Ponce et Jérémy Hure (2012). Une étude plus systématique de l'interaction entre ces cloques semble prometteuse.

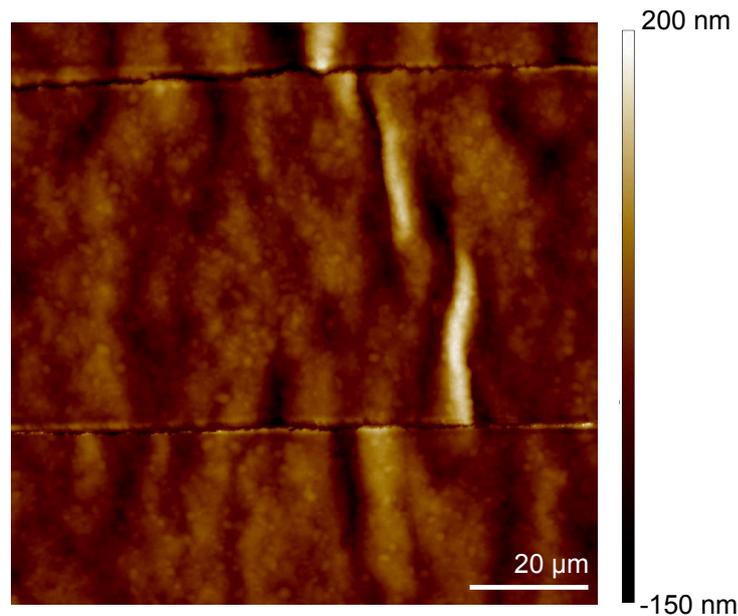


FIGURE 6.12: Deux cloques suffisamment proche interagissent en raison du déchargement du substrat dans une monocouche d'oxyde en compression.

