

MECANIQUE ET PLISSEMENTS TECTONIQUES

par Maurice A. BIOT (★)

RESUME. - Quelques modèles fondamentaux de plissements tectoniques sont examinés dans le contexte de la mécanique théorique des milieux continus de nature visqueuse. En particulier sont considérés le plissement simple d'une couche isolée, le flambage interne d'une structure à couches multiples et le flambage de bord au voisinage d'une faille. L'origine physico-chimique et thermodynamique du fluage des roches est brièvement discutée.

Un des aspects dominants des structures géologiques rentre dans la catégorie de ce qu'on appelle plissements tectoniques. Ces structures sont généralement considérées comme dues à l'action de poussées horizontales sur des formations stratifiées avec apparition de plissements des couches. Ceci soulève deux problèmes, d'abord celui de l'origine des forces de poussée et ensuite celui du mécanisme de la formation des plissements. C'est ce second problème que j'aborderai ici.

On a cru pendant longtemps que le phénomène s'apparentait à un flambage élastique. En effet, si l'on enrobe une plaque élastique dans un milieu de rigidité plus faible et qu'on soumette la plaque à une compression suivant son axe, le système se plisse par flambage à partir d'une compression critique. Quand on soumet ce phénomène à l'analyse mathématique, on constate que si l'on veut rester dans les limites de comportement élastique, le contraste des rigidités de la plaque et du milieu enrobant doit être très grand, le rapporte étant disons de l'ordre de 1.000. Or, le rapport des modules d'élasticité des roches ne dépasse pas généralement 10. Ceci exclut donc a priori le flambage élastique comme explication de la grande majorité des plissements tectoniques. Une explication à partir de la mécanique analytique n'est donc pas du domaine de l'élasticité, et l'investigation théorique a montré que c'est un phénomène de viscosité qui joue le rôle prépondérant.

La notion de viscosité des roches pour des déformations lentes avait déjà été considérées comme importante par

certaines géologues de nos générations précédentes et particulièrement par le professeur Félix KAISIN de Louvain (9). La question restait de trouver un modèle suffisamment simple donnant naissance à un plissement en milieux visqueux.

FLAMBAGE D'UNE COUCHE ISOLEE.

Le modèle qui fut analysé est le suivant. Une couche visqueuse de viscosité η et d'épaisseur h est enrobée dans un milieu de viscosité η_1 très inférieur à η . Le tout est soumis à une force compressive P dirigée parallèlement à la couche comme indiqué à la figure 1 (a). On suppose qu'à l'origine la couche n'est pas parfaitement plane et que sa surface médiane s'écarte du plan selon une courbe en forme de cloche. On a considéré trois types de déviation initiale, une très aigüe, une très étalée et une intermédiaire selon la figure 1 (b). Tout le système va fluer en se rétrécissant selon la compression P . La théorie analytique détaillée du système basée sur la mécanique des fluides visqueux conduit à un résultat assez surprenant. Au bout d'une certain temps, un plissement apparait graduellement comme illustré à la figure 1 (c) avec une longueur d'onde bien déterminée égale à

$$L = 2 \pi h \sqrt[3]{\frac{\eta}{6\eta_1}} \quad (1)$$

A mesure que le temps s'écoule, le nombre de plis augmente et s'étend latéralement de plus en plus loin de l'axe du plis. Ce modèle simple fait ressortir un certain nombre de propriétés fondamentales caractéristique du phénomène :

(★) Associé de l'Académie Royale de Belgique.

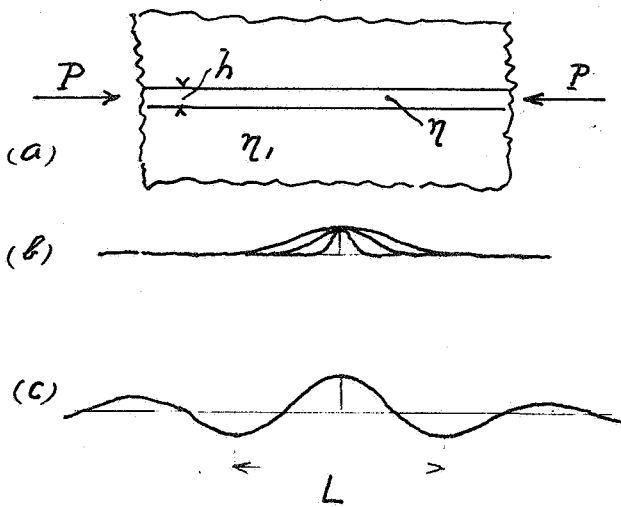


Fig. 1 - (a) Couche d'épaisseur et de viscosité η enrobée dans un milieu de viscosité η_1 et soumise à une compression axiale L .

(b) Trois types de déformation initiale de la couche.

(c) Formation de plissements de longueur d'onde L .

1. L'amplitude du plissement est une fonction exponentielle croissante du temps.
2. Des plissements très nets apparaissent à partir d'un temps déterminé de forme et de longueur d'onde indépendante du type de perturbation initiale de la couche.
3. La longueur d'onde est indépendante de la poussée P exercée parallèlement à la couche. La poussée contrôle seulement le temps nécessaire à l'apparition des plissements et ensuite la rapidité de leur croissance.
4. La longueur d'onde est proportionnelle à l'épaisseur de la couche. Elle ne dépend de la racine cubique du rapport des viscosités et par conséquent n'est pas très sensible au contraste des propriétés physiques.
5. La couche se raccourcit avec le temps et son épaisseur augmente. La longueur d'onde devrait donc s'accroître également. C'est effectivement ce qui se produit si on la mesure par rapport à des repères attachés à la couche et dont les intervalles diminuent en raison du raccourcissement de celle-ci. Toutefois, les deux effets se compensent approximativement de sorte que la longueur d'onde apparaît comme constante vis-à-vis de points de repères fixes dans l'espace, et le plissement se déplace légèrement comme une vague dans celle-ci. Ce phénomène se perçoit très nettement dans des expériences sur modèle. A noter que ceci n'est valable que si le matériau ne dépasse pas le limite du comportement visqueux linéaire. Au delà, les crêtes des plis peuvent casser formant charnière, et à partir de ce moment, le pli est attaché à la couche et se raccourcit avec elle (3) (4).

6. Le phénomène est caractérisé par la présence d'une longueur d'onde dominante. Lorsque la déviation initiale est une pure sinusoïde, c'est la longueur d'onde dont l'amplitude croît le plus rapidement. Pour une déviation arbitraire décomposée en série de FOURIER, elle correspond à la composante qui domine rapidement toutes les autres.

Arrivé à ce stade du développement de la théorie, deux nécessités s'imposaient :

- une vérification expérimentale sur modèle réduit et
- une confrontation avec les données géologiques.

Les modèles de laboratoire furent constitués d'asphalte et de sirops durs. L'expérimentation confirme parfaitement les prévisions, notamment la formule (1) et l'indépendance de la longueur d'onde de la poussée P . (7)

En ce qui concerne les données géologiques, on constate que les coefficients de viscosité des roches varient dans un éventail de $\eta = 10^{11}$ à $\eta = 10^{22}$ en unités C.G.S. Les contrastes de propriétés sont donc considérables en comparaison avec celles des modules d'élasticité. Ceci donne des valeurs entièrement compatibles avec l'observation. Par exemple pour $\eta/\eta_1 = 1.000$, la formule (1) donne une longueur d'onde

$$L = 34 h. \quad (2)$$

Reste à faire la comparaison avec l'échelle des temps géologiques. Prenons l'exemple d'une couche de 60 cm d'épaisseur de viscosité $\eta = 10^{21}$ C.G.S. enrobée dans un milieu de viscosité $\eta_1 = 10^{18}$ C.G.S. et soumise à une compression axiale de 100 bars. Si l'on suppose que l'axe de la couche dévie initialement d'une droite parfaite par une légère bosse de 2 mm de hauteur, on peut calculer l'évolution du plissement en fonction du temps. Un plissement se forme d'une longueur d'onde égale à 20 m, avec une flèche qui augmente en fonction exponentielle du temps et atteint une amplitude de 2,50 m après 10.000 ans. Ceci est tout à fait compatible avec les données géologiques connues (3). Ces résultats ont été confirmés par un certain nombre de travaux ultérieurs (1) (8) (10).

FLAMBAGE INTERNE DE COUCHES MULTIPLES.

Les structures géologiques étant généralement constituées de couches multiples superposées, l'étape suivante fut l'étude du flambage visqueux d'un modèle suffisamment simple qui tienne compte des caractères physiques essentiels d'une telle structure. Le modèle choisi est constitué par une superposition de couches alternativement de forte et faible viscosité. Les couches compétentes de forte viscosité sont d'épaisseur η_1 , tandis que celles de faible viscosité η_2 sont d'épaisseur h_2 . Les couches au nombre de n sont empilées sur une épaisseur totale H comme indiqué à la figure 2. Le système est maintenu entre deux plaques rigides distantes de H et l'ensemble est soumis à une compression P parallèle aux couches. Celle-ci engendre un raccourcissement en même temps qu'une

augmentation d'épaisseur totale H. L'étude théorique montre que simultanément apparaît un phénomène de flambage interne visqueux. Des plissements se forment au sein de la formation illustré à la figure 2. La longueur d'onde des plissements est donnée par la formule (5).

$$L = 1.90 \left(1 + 3.63 \frac{\eta_1 \alpha_2}{\eta_2 n} \right)^{\frac{3}{6}} \sqrt{h_1 H} \quad (3)$$

où n'est le nombre de couches dans l'épaisseur H et $\alpha_2 = h_2 / (h_1 + h_2)$. Cette formule a été obtenue à partir de la mécanique des fluides visqueux. Elle tient compte du fluage interstitiel de la couche moins compétente c.à.d. de la convection parallèlement aux parois de la matière de cette couche due à son changement local d'épaisseur entre les couches compétentes. Cet effet est représenté par la parenthèse portée à la puissance 1/6. On note que ce facteur est en général très proche de l'unité. Par exemple pour $\eta_1 / \eta_2 = 1.000$, $n = 100$ $\alpha_2 = 1/4$, ce facteur est égal à 1.08.

En pratique, on peut donc écrire

$$L = 1.9 \sqrt{h_1 H} \quad (4)$$

A cause de l'exposant 1/6, ce résultat constitue une première approximation qui reste valable sauf dans des cas extrêmes. La longueur d'onde dépend donc en premier lieu des facteurs géométriques h_1 et H et reste très peu sensibles aux propriétés physiques.

Il existe un autre type de flambage interne que j'ai appelé de seconde espèce (4) et qui se caractérise par des lignes de glissement plutôt que par des plissements ondulés. Ce phénomène est de nature différente et s'apparente à un flambage par cisaillement. Il a tendance à se manifester dans des structures lamellées de propriétés anisotropes. Le temps nous manque ici pour en discuter plus longuement.

FLAMBAGE DE BORD.

Un phénomène de flambage moins connu est ce que j'ai appelé flambage de bord (edge buckling). (6). Le modèle est illustré à la figure 3 avec une superposition de couches multiples alternativement très visqueuses et très peu visqueuses, entre plaques rigides séparées par une distance H. Toutefois, d'un côté les couches se terminent à une paroi verticale rigide BD parfaitement lisse et normales aux couches. Toute la structure est soumise à une compression horizontale P. La paroi lisse peut être considérée comme une faille verticale idéalisée. Des plissements apparaissent au voisinage de la faille. L'amplitude y est maximum et diminue à mesure qu'on s'en éloigne. Celle-ci correspond à un point d'inflexion de courbure nulle des plis, c'est-à-dire à la disparition du moment fléchissant au contact avec la paroi lisse. La longueur d'onde L_e du plissement est légèrement supérieure à celle L (6) du flambage interne. On obtient

$$L_e = 1.16 L \quad (5)$$

A mesure que le phénomène se développe, le flambage interne de longueur

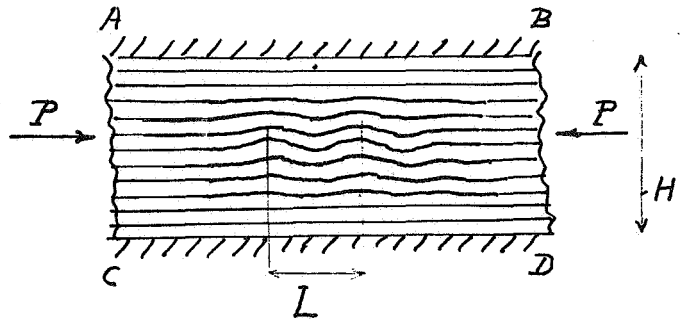


Fig. 2 - Flambage interne d'une structure à couches multiples.

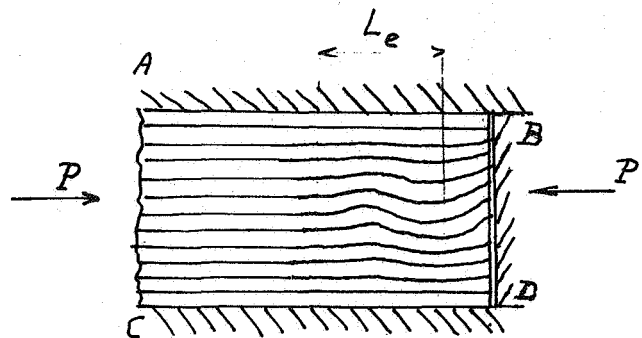


Fig. 3 - Flambage de bord au voisinage d'une faille.

d'onde L commence à paraître à une distance plus ou moins éloignée de la faille mais les plis au voisinage de celle-ci continuent à croître plus rapidement. Comme dans le cas du flambage interne, la longueur d'onde L_e est indépendante de la compression P.

FONDEMENT THERMODYNAMIQUE ET PHYSICO-CHIMIQUE DE LA VISCOSITE DES ROCHES.

Si on examine d'une manière plus approfondie le flambage visqueux d'une couche isolée on s'aperçoit que le phénomène est essentiellement gouverné par un principe de dissipation minimum. Si on impose une vitesse de contraction axiale à une couche visqueuse enrobée on constate qu'un plissement tend à relâcher la compression, mais par contre le fléchissement produit une dissipation supplémentaire et il existe une longueur d'onde pour laquelle la dissipation totale, c'est-à-dire la production d'entropie est minimum. Ce mécanisme est très général. Mathématiquement, ceci s'exprime par l'équation

$$\frac{\partial D}{\partial q_i} = 0 \quad (6)$$

(∂ symbole de dérivée partielle)

ou q_i sont des perturbations superposées à un fluage uniforme imposé. Elles représentent par exemple la distribution des déflections d'une couche à partir d'une forme plane. La fonction de dissipation D est proportionnelle à la puissance dissipée en fonction du temps et des vitesses q_i des perturbations. On voit que l'équation

(6) correspond à un minimum de la dissipation. Elle constitue un cas particulier des équations de LAGRANGE de la Thermodynamique irréversible.

Bien que le fluage des roches puisse se représenter approximativement par un coefficient de viscosité, le mécanisme physique intime est beaucoup plus complexe que pour un fluide visqueux. Le phénomène représente plutôt une relaxation de coordonnées internes due à des effets physico-chimiques. En particulier, ce qui se manifeste est le résultat de recristallisations, de réactions chimiques, de diffusion moléculaire ou de migration de dislocations, phénomènes qui relèvent de la thermodynamique des microstructures. Ceci constitue un domaine très vaste dont les relations avec la mécanique des roches est essentielle et dont l'exploration reste encore très incomplète.

BIBLIOGRAPHIE.

- (1) ANTHONY, M. and WICKHAM, J. (1978) - Finite-element simulation of asymmetric folding. *Tectonophysics*, Vol. 47, pp. 1-14.
- (2) BIOT, M. A. (1957) - Folding instability of a layered viscoelastic medium under compression. *Proc. Roy. Soc. A* Vol. 242, pp. 444-454.
- (3) BIOT, M. A. (1961) - Theory of folding of stratified viscoelastic media and its implications in tectonics and orogenesis. *Geol. Soc. Amer. Bull.*, Vol. 72, pp. 1595-1632.
- (4) BIOT, M. A. (1965) - Mechanics of incremental deformations. *Wiley, New York*.
- (5) BIOT, M. A. (1965) - Further development of the theory of internal buckling of multilayers. *Geol. Soc. Amer. Bull.*, Vol. 76, pp. 833-840.
- (6) BIOT, M. A. (1968) - Edge buckling of a laminated structure. *Int. J. Solids and Structures*. Vol. 5, pp. 125-137.
- (7) BIOT, M. A., ODE, H., ROEVER, W. L. (1961) - Experimental verification of the theory of folding of stratified viscoelastic media. *Geol. Soc. Amer. Bull.*, Vol. 72, pp. 1595-1632.
- (8) CHAPPLE, W. M. (1968) - A mathematical theory of finite amplitude rock folding. *Geol. Soc. Amer. Bull.*, Vol. 79, pp. 457-466.
- (9) KAISIN, F. (1927) - Deformation de plaques de marbre dans des monuments anciens de Bruges. *Ann. Soc. Scient. de Bruxelles*, Vol. 47, pp. 192-194.
- (10) TREAGUS, B. H. (1973) - Buckling stability of a viscous single-layer system, oblique to the principal compression. *Tectonophysics*, Vol. 47, pp. 1-14.