

*Les Cahiers de Rhéologie*

Volume VIII, Numéro 4  
décembre 1990

Edités par :

Le Groupe Français de Rhéologie

## Les Cahiers de Rhéologie

### COMITE DE REDACTION

---

Rédacteur :  
R. GAUDU

### COMITE DE LECTURE

---

G. Antonini  
D. Bourgoïn  
P. Habib  
C. Huet  
T.E.R. Jones  
I. Krieger  
J-L. Lataillade  
B. Launay  
M. Lebouche  
J. Lemaître  
D. Lhuillier  
M. Lucius  
P. Papon  
J-M. Pierrard  
D. Quemada  
K. Walters  
J-D. Weber  
C. Wolff  
S. Zahorski  
J. Zarka

### GROUPE FRANCAIS DE RHEOLOGIE

---

Président : D. BOURGOIN  
Trésorier : D. GEIGER

Secrétaire : R. GAUDU

ENSCP  
351 cours de la Libération  
33405 TALENCE CEDEX  
Tél. 56 84 66 88  
Fax. 56 84 66 68

### SOUSCRIPTION AUX CAHIERS ET ABONNEMENTS

Les Cahiers paraissent deux à trois fois par an.

Les membres du G.F.R. les reçoivent gratuitement. Les non membres peuvent obtenir les numéros des Cahiers en s'adressant au Secrétariat du Groupe moyennant une participation au frais.

## CONSIGNES AUX AUTEURS

### 1. Généralités

En vue de publication dans *les Cahiers de Rhéologie*, le Comité de rédaction souhaite recevoir des articles dans tous les domaines de la rhéologie théorique et expérimentale des solides et des fluides. Des résultats de recherche dans ces domaines ou dans des domaines voisins mais faisant appel à la rhéologie seront pris en considération de même que les contributions d'auteurs portant sur l'"état de l'art" dans l'un ou l'autre des domaines de la rhéologie.

La langue officielle du Journal *Les cahiers de rhéologie* est le français mais des articles en anglais pourront être acceptés de la part d'auteurs non francophones. Les auteurs soumettant des articles doivent s'assurer qu'ils n'ont pas été publiés par ailleurs ou soumis à un autre journal. Les articles sont soumis à l'approbation d'un Comité de Lecture. Il peut être demandé à un auteur de réviser son article en fonction des remarques des rapporteurs. La décision finale de publication appartient au Comité de Rédaction.

### 2 - Soumission des articles

Les articles étant reproduits directement à partir de l'original envoyé par les auteurs, il est nécessaire que le plus grand soin soit apporté à la présentation de ces articles et que les auteurs respectent scrupuleusement les instructions ci-dessous.

Le manuscrit original et copies de chaque article doivent être envoyés à l'adresse suivante :

Prof. R. Gaudu  
ENSCP  
351 cours de la Libération  
33405 TALENCE Cedex

La frappe doit être faite, si possible en caractère ELITE 12, avec un double interligne. Une machine équipée d'un ruban carbone est recommandée. Les textes réalisés en traitement de texte sont acceptés sous réserve que la frappe soit effectuée avec une imprimante de très bonne qualité qualité courrier, imprimante laser. Une marge de 25 mm doit être laissée autour de la feuille.

Le manuscrit doit comprendre :

- Le titre en majuscules centré en haut de page à 35 mm du bord supérieur de la feuille,
- Deux lignes en dessous, centré, le nom du ou des auteurs, suivi, à la ligne suivante de leur appartenance,
- Cinq lignes en dessous, un résumé en français suivi d'un résumé en anglais, chacun de 5 lignes au maximum. L'ordre sera inversé pour un article anglais.
- L'introduction de l'article suivie du texte,
- Les conclusions,
- Si nécessaire, la liste des notations et symboles,
- Une liste de références bibliographiques complètes.

Une liste de 5 **Mots Clé** devra figurer sur la dernière page, après l'article et avant les figures si celles-ci ne sont pas incluses dans le texte. La longueur normale du texte ne devrait pas dépasser 15 pages du format A4, y compris les résumés, les formules, les illustrations et la bibliographie. Certains articles plus longs pourront être acceptés si le sujet le justifie et sous réserve de l'accord préalable du Comité de Rédaction. Des articles plus courts, éventuellement sous forme de "notes" seront également les bienvenus. Les figures doivent être fixées de préférence en place dans le texte ou éventuellement en fin d'article. Les photos doivent être évitées dans la mesure du possible.

# *Les Cahiers de Rhéologie*

SOMMAIRE du volume VIII n°4  
Décembre 1990

## ARTICLES

- 1- Propriétés de liquéfaction d'un sable lâche  
par J. CANOU, M. EL KACHEM, A. KATTAN \_\_\_\_\_ p.207
  
- 2- Simulation numérique de l'écoulement d'un fluide de Bird-Peterlin  
par D. ANNE ACHARD, H. BOISSON, R. GAUDU \_\_\_\_\_ p.219
  
- 3- Modélisation du béton expansif sous contrainte  
par P. CLASTRES, G. DEBICKI \_\_\_\_\_ p.237
  
- 4- Comportement mécanique d'un schiste ardoisier  
par P. CUXAC, F. HOMAND, E. HAMMADE, E. MOREL — p.246
  
- 5- Propriétés rhéologiques du bois modifié par traitement chimique  
par J. GRIL, M. NOROMOTO \_\_\_\_\_ p.258

## PROPRIETES DE LIQUEFACTION STATIQUE D'UN SABLE LACHE

### AUTEURS:

J. CANOU, CERMES, ENPC.  
M. EL KACHEM\*, CERMES, ENPC.  
A. KATTAN\*\*, CERMES, ENPC.

### ADRESSES:

J. CANOU  
CERMES/ENPC  
La courtine  
93167 NOISY LE GRAND cédex

A. KATTAN  
L.C.P.C.  
58, Bld Lefèvre  
75732 PARIS cédex 15

M. EL KACHEM  
C. E. B. T. P.  
Domaine de Saint- Paul BP n°37  
78470 SAINT-REMY-DE-CHEVREUSE

### RÉSUMÉ

On présente dans cette communication les résultats d'une étude expérimentale réalisée à l'appareil triaxial sur le sable d'Hostun RF, et visant à mettre en évidence l'influence des paramètres indice des vides et niveau de consolidation isotrope sur les caractéristiques de liquéfaction statique de ce sable. On met en particulier en évidence un indice des vides d'effondrement total des éprouvettes. On évalue ensuite, à partir des résultats obtenus, le concept de surface d'effondrement, récemment publié dans la littérature, qui permet en particulier de prévoir, dans le plan des contraintes, le lieu d'initiation du phénomène de liquéfaction statique.

Mots clés : essai triaxial, sable, liquéfaction, chemin de contrainte, surface d'effondrement, état caractéristique.

### 1. INTRODUCTION

La liquéfaction statique est un phénomène d'instabilité particulier caractéristique des sables lâches. Il correspond à une perte importante et rapide de résistance du matériau sous cisaillement monotone non-drainé, liée à une génération de surpressions interstitielles élevées. Ce phénomène a déjà été à l'origine de glissements et d'écoulements parfois de grande amplitude (HAZEN, 1920, KOPPEJAN et al., 1948, TERZAGHI, 1956), mais n'a été que relativement récemment observé au laboratoire à l'appareil triaxial (BJERRUM, 1961, CASTRO, 1969). CASTRO (1969) met déjà clairement en évidence l'influence de l'indice des vides du sable et du type de sable sur le développement du phénomène. En 1985, SLADEN et al. (1985) proposent une méthode d'analyse intéressante des caractéristiques de liquéfaction d'un sable basée sur le concept de surface d'effondrement. Différents aspects du phénomène tels que l'influence de l'anisotropie de consolidation (existence d'un déviateur initial), les caractéristiques de l'état résiduel, les conditions d'initiation du phénomène, ont été étudiés par différents auteurs (SEED, 1983 ; VAID and CHERN, 1983 ; SCHLOSSER, 1985 ; CANOU, 1987 ; KRAMER and SEED, 1988 ; CANOU, 1989 ; FLAVIGNY et al., 1990).

On présente ci-dessous les résultats d'une étude expérimentale destinée à étudier certaines propriétés de liquéfaction statique du sable d'Hostun RF et à évaluer le concept de surface d'effondrement proposé par SLADEN et al. (1985). La partie expérimentale de l'étude s'est composée d'une

phase initiale de mise au point d'une procédure expérimentale, suivie de l'étude de l'influence des paramètres indice des vides et niveau de consolidation isotrope (CANOU, 1987).

## 2. SABLE ÉTUDIÉ

Le sable étudié est le sable d'Hostun RF, utilisé comme sable de référence à l'Institut de Mécanique de Grenoble (COLLIAT, 1986). C'est un sable de carrière quartzéux à grains relativement anguleux ( $D_{50} = 0.38$  mm,  $e_{\min} = 0.656$ ,  $e_{\max} = 1$ ) et à granulométrie assez uniforme ( $C_u = 2$ ).

## 3. PROCÉDURE EXPÉRIMENTALE

Le dispositif expérimental se compose d'une cellule triaxiale classique permettant de fabriquer des éprouvettes cylindriques de 70 mm de diamètre et d'éclatement 2 non antifrettées. La procédure d'essai comporte les étapes classiques de la réalisation d'un essai de cisaillement non-drainé sur sable à l'appareil triaxial, pour ce qui est de la mise en place, saturation et consolidation des éprouvettes. En vue d'obtenir un matériau suffisamment lâche susceptible de se liquéfier statiquement ( $I_d < 50\%$ ), le sable est mis en place humide ( $w = 2\%$ ), et compacté par couches de 2 cm d'épaisseur, la cohésion capillaire entre les grains favorisant le maintien d'une structure lâche. La préparation des éprouvettes de sable par compactage du matériau humide demande un soin particulier pour obtenir une bonne qualité d'éprouvette (homogénéité, minimisation de l'effet de litage dû au compactage par couche). Un bon niveau de saturation (valeurs du coefficient de Skempton B supérieures à 97%) est généralement obtenu après application d'une contre-pression de 200 à 300 kPa. La technique de mise en place du sable humide permet d'obtenir des structures très lâches, pouvant même correspondre à des valeurs d'indice des vides supérieures à  $e_{\max}$ . On peut alors parler d'indice de densité négatif du sable, en gardant la même définition de  $I_d$ :

$$I_d = \frac{e_{\max} - e}{e_{\max} - e_{\min}}$$

L'évaluation de la densité des éprouvettes doit être réalisée avec une bonne précision pour une interprétation correcte des résultats, et la mesure du volume des éprouvettes doit être faite avec soin (volume initial, variations de volume dues à la saturation et à la consolidation). La sous-estimation des surpressions interstitielles liée au phénomène de variation de pénétration de membrane pendant le cisaillement a été évaluée pour le sable d'Hostun ( $D_{50} = 0.38$  mm) en utilisant les formules proposées par VAID and NEGUSSEY (1982) ainsi que par RAMANA and RAJU (1982). Cette sous-estimation reste relativement faible pour le sable d'Hostun ( $D_{50}/D_{\text{éprov}} \approx 5.10^{-3}$ ) et l'on n'a pas fait de corrections sur les valeurs de surpressions interstitielles mesurées. Le cisaillement est effectué à déformation contrôlée ( $\dot{\epsilon}_a = 1\%$  par minute) jusqu'à 10 ou 15% de déformation axiale. L'essai est pris en charge par une unité de contrôle et d'acquisition de données reliée à un micro-ordinateur.

#### 4. DESCRIPTION DE RÉSULTATS TYPIQUES

La figure 1 montre deux résultats typiques de liquéfaction statique réalisés sur le sable d'Hostun RF.

Le phénomène de liquéfaction statique se caractérise par un pic marqué de résistance, obtenu pour une déformation axiale généralement faible, de l'ordre de 1 à 2 %, suivi par une décroissance rapide de résistance de l'éprouvette (radoucissement), jusqu'à obtention soit de la liquéfaction complète du matériau (effondrement soudain de l'éprouvette avec perte de contact entre celle-ci et le piston), soit d'un état résiduel non nul, pour des déformations axiales supérieures à 7 ou 8 %. Dans ce dernier cas, le sable continue à se déformer sans évolution ultérieure notable de l'état de contrainte (plasticité parfaite). Cet état particulier du matériau a été qualifié d'état stable (steady state) par différents auteurs (POULOS, 1981 ; POULOS et al., 1985), et est assimilable, dans le cas des sables, au concept d'état critique plus classiquement connu (CASAGRANDE, 1976). La figure 1 montre que l'observation ou non de l'effondrement complet de l'éprouvette dépend de l'état de densité du matériau puisque pour le sable d'Hostun, cet effondrement se produit à un indice de densité de 0 % alors que pour un indice de densité de 10 %, on observe un état résiduel non nul.

Les courbes d'évolution de la surpression interstitielle présentent un taux initial de génération très élevé, rendant compte du caractère fortement contractant du sable. Ce taux diminue progressivement avec la déformation, et l'on atteint finalement une valeur de surpression interstitielle stabilisée, correspondant à l'état résiduel. On peut remarquer que le franchissement du pic de résistance ne se traduit par aucune modification du taux d'évolution de la surpression interstitielle globale.

Les allures de courbes décrites ci-dessus correspondent typiquement à celles obtenues par CASTRO (1969), SEED (1983) ou SLADEN et al. (1985). L'observation de l'effondrement complet des éprouvettes dans des essais à déformation contrôlée n'avait cependant pas été décrite par ces auteurs, et elle constitue un prolongement intéressant de leurs travaux dans le domaine des très faibles densités.

La figure 2 montre une courbe typique de mobilisation du frottement pendant le cisaillement (courbe  $(\sigma'_1 - \sigma'_3)/(\sigma'_1 + \sigma'_3) = \sin \phi'_{mob}$  en fonction de  $\varepsilon_a$ ). Cette courbe permet en particulier d'évaluer l'angle de frottement  $\phi'_{pic}$  mobilisé au pic de résistance, ainsi que l'angle de frottement interne du sable, assimilable à l'angle de frottement résiduel. On constate sur la figure 2 que l'angle de frottement mobilisé au pic de résistance (point de rupture de l'éprouvette) est beaucoup plus faible que l'angle de frottement interne du matériau ( $\phi'_{pic} = 20^\circ$  et  $\phi' = 33^\circ$  sur la figure 2). Ce résultat, observé pour tous les essais, montre l'originalité de ce type de comportement pour lequel la rupture du matériau est amorcée bien avant d'atteindre la droite de rupture de Mohr-Coulomb. On a donc affaire à un phénomène d'instabilité particulier, que l'on pourrait assimiler à un phénomène de flambement pour une structure. La résistance au cisaillement mobilisée est le produit de deux termes distincts, l'un de contrainte effective normale et l'autre de frottement mobilisé :

$$\tau = \sigma'_{eff} \tan \phi'_{mob}$$

Le terme de frottement croît en permanence (fig. 2). Par contre, le terme de contrainte effective décroît à cause de la forte génération de

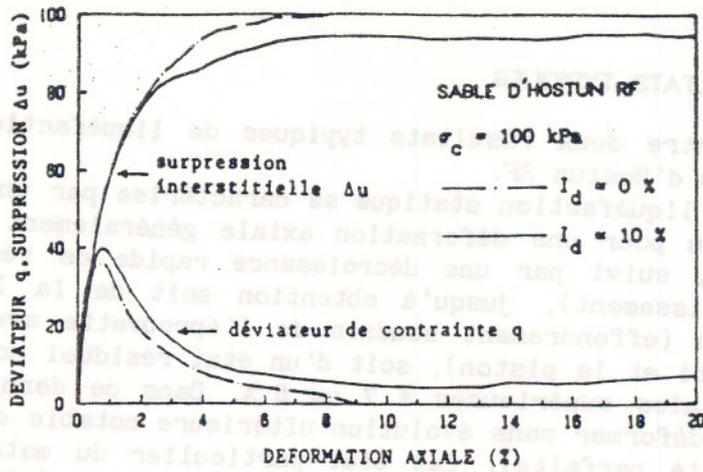


Figure 1 Résultats d'essais de liquéfaction statique typiques sur le sable d'Hostun RF.

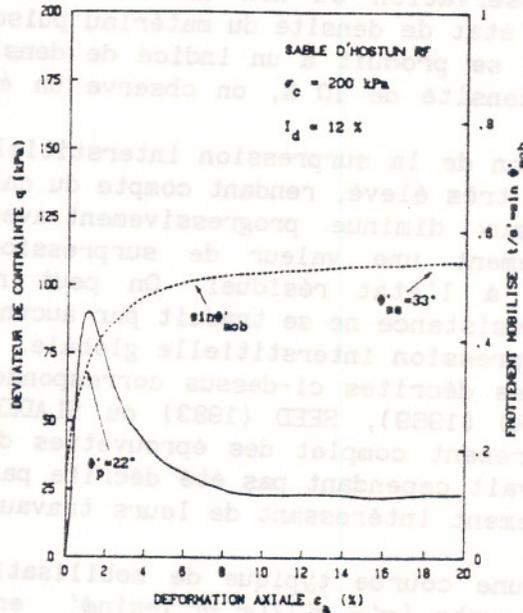


Figure 2 Mobilisation du frottement dans un essai de liquéfaction statique.

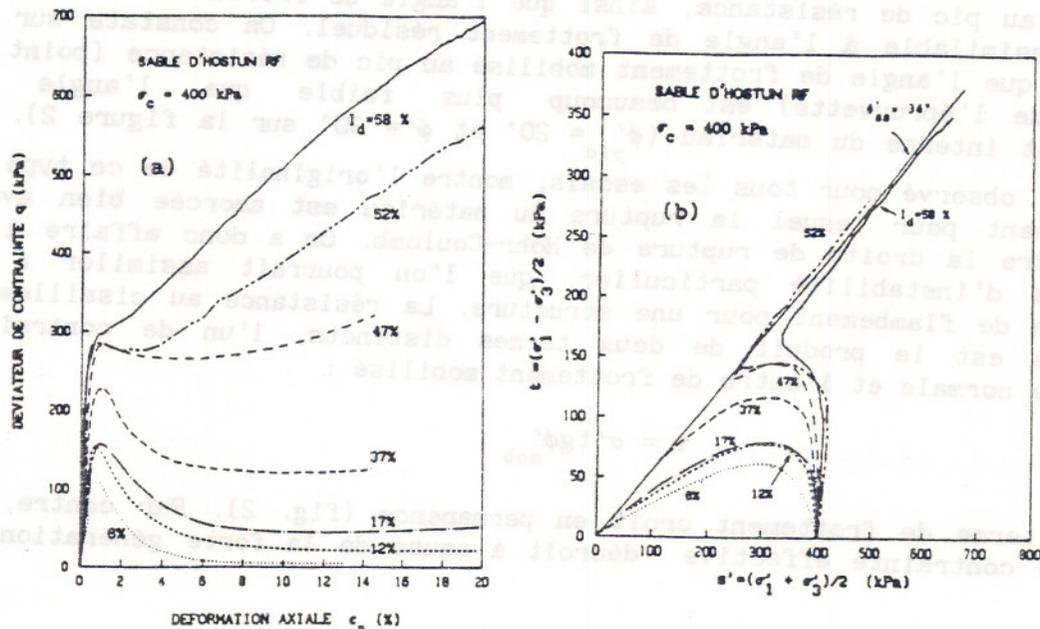


Figure 3 Influence de la densité sur la liquéfaction statique du sable d'Hostun: a) courbes de résistance au cisaillement; b) chemins de contrainte.

suppression interstitielle liée à la contractance du matériau. Le produit des deux croît cependant, jusqu'à un point, que l'on peut caractériser par le rapport  $\tau/\sigma'$  correspondant, pour lequel l'instabilité ("flambement") va être initiée, dans le cas de structures suffisamment lâches. La notion de surface d'effondrement, introduite par SLADEN et al. (1985) pour interpréter les essais de liquéfaction statique montre l'importance du paramètre  $\tau/\sigma'$  dans l'initiation du phénomène (cf. paragraphe 7).

Ce phénomène particulier d'instabilité permet d'introduire la notion de structure sableuse "métastable" (TERZAGHI, 1956), ainsi que celle de sable "effondrable", référant à une structure particulière instable du matériau, résultant d'un mode de formation particulier, ces notions étant encore intuitives et n'ayant pas encore fait l'objet d'études quantitatives ou d'observations précises.

## 5. INFLUENCE DE LA DENSITÉ DU SABLE

Les théories d'état critique en Mécanique des Sols montrent que le comportement mécanique d'un sable dépend en majeure partie de la combinaison des deux paramètres initiaux indice des vides (ou densité) et contrainte moyenne de consolidation, intégrée dans la notion de paramètre d'état (BEEN & JEFFERIES, 1985). On présente donc dans ce paragraphe ainsi que dans le suivant, l'influence, sur les caractéristiques de liquéfaction statique du sable d'Hostun, de ces deux paramètres, étudiés séparément.

La figure 3 montre, pour une contrainte de consolidation isotrope de 400 kPa, l'influence de l'indice des vides sur le comportement du sable d'Hostun vis-à-vis de la liquéfaction. En fonction de la densité du matériau (et donc de ses propriétés de contractance), on passe de manière continue d'un comportement "liquéfiant" avec fort radoucissement, à un comportement non-drainé classique de sable moyen à dense, avec gain rapide de résistance dû à la dilatance du matériau, après franchissement de l'état caractéristique. On observe donc une très forte influence de l'indice des vides du sable sur ses caractéristiques de liquéfaction statique, avec des conséquences importantes quant à une étude de stabilité du matériau : en effet, selon la valeur du paramètre indice des vides, on va avoir affaire à deux comportements mécaniques, et surtout deux résistances au cisaillement du matériau, très différents : pour un sable suffisamment lâche, obtention d'un pic de résistance, d'amplitude relativement faible, suivi d'un radoucissement (comportement instable) ; pour un sable moyen à dense, augmentation continue de résistance au cisaillement due à la dilatance du matériau (comportement stable).

On peut définir pour un sable, deux indices des vides caractéristiques à savoir un indice des vides d'effondrement complet  $e_{eff}$  et un indice des vides limite  $e_{lim}$ , correspondant au comportement de transition entre le comportement "liquéfiant" avec radoucissement, et le comportement plus classique avec dilatance. D'après la figure 3-a, la valeur de  $e_{lim}$  serait de l'ordre de 0.84 ( $I_{dlim} = 47\%$ ) et celle de  $e_{eff}$  supérieure à 0.98 ( $I_{deff} < 6\%$ ). La définition schématique de  $e_{eff}$  et  $e_{lim}$  sur la figure 4 montre que  $e_{eff}$  est une caractéristique unique pour un sable donné (intersection de la droite d'état stable avec l'axe des ordonnées dans le plan  $(e, \log p')$ ), alors que  $e_{lim}$  dépend de la contrainte de consolidation. L'indice des vides d'effondrement  $e_{eff}$  étant unique, il peut être évalué pour le sable d'Hostun à partir de la figure 1 et estimé égal à 1 ( $I_{deff} \approx 0\%$ ). La connaissance,

pour un sable donné, des paramètres  $I_{d\text{eff}}$  et  $I_{d11\text{m}}$  peut permettre de caractériser la liquéfiabilité plus ou moins grande d'un sable : plus ces paramètres sont élevés (ou plus les indices des vides correspondants sont faibles), et plus le sable sera liquéfiable.

Hormis les paramètres indice de densité et niveau de contrainte, la liquéfiabilité d'un sable dépend assez fortement de caractéristiques liées au type de sable considéré telles que granulométrie, forme, taille et angularité des grains. Il est donc intéressant d'introduire des paramètres pouvant permettre de quantifier la liquéfiabilité du matériau, tels que  $e_{\text{eff}}$  ou  $e_{11\text{m}}$ . Il est par exemple en général reconnu que les sables fins uniformes à grains plutôt arrondis sont les plus susceptibles de se liquéfier.

## 6. INFLUENCE DU NIVEAU DE CONSOLIDATION ISOTROPE

La figure 5 présente des résultats d'essais de liquéfaction statique réalisés sur le sable d'Hostun pour un indice de densité d'environ 10 % à différents niveaux de consolidation isotrope (50, 100, 200 et 400 kPa).

En ce qui concerne le point d'initiation de la liquéfaction statique, on constate sur la figure 5-a que le pic de résistance augmente de manière quasi-proportionnelle à la contrainte de consolidation. Ce résultat, visible aussi sur la figure 5-c grâce au caractère pratiquement homothétique des chemins de contrainte, présente de fortes similarités avec le comportement des argiles normalement consolidées. Si l'on définit la résistance à la liquéfaction statique d'un sable par la valeur du seuil de résistance nécessaire à franchir pour amorcer l'effondrement, on peut donc dire que la résistance à la liquéfaction statique augmente proportionnellement au niveau de consolidation isotrope.

En ce qui concerne les déformations, l'augmentation de  $\sigma_c$  retarde l'apparition du pic de résistance (on passe d'une déformation axiale au pic d'environ 0.6 % pour une valeur de  $\sigma_c$  de 50 kPa, à une valeur de  $\epsilon_a$  de 1.2 % pour une valeur de  $\sigma_c$  de 400 kPa). De même, en ce qui concerne le comportement en grandes déformations, l'augmentation de  $\sigma_c$  retarde l'apparition de l'état stable (ou état critique). Conformément au concept d'état critique, l'état résiduel devrait être une fonction unique de l'indice des vides du sable, et les différences observées sur la figure 5-a proviennent en majeure partie de légères différences d'indice des vides entre les différentes éprouvettes testées. Il est en effet très difficile de prévoir à l'avance de manière très précise l'indice des vides réel des éprouvettes après fabrication, saturation et consolidation.

L'augmentation du niveau de consolidation isotrope va donc dans le sens d'une augmentation de la résistance à la liquéfaction du matériau. Pour l'étude de problèmes de stabilité liés à la liquéfaction statique des sables, un critère de rupture approprié serait, de manière analogue à ce qui est utilisé pour les argiles, du type Tresca, avec une valeur de  $c_u$  proportionnelle à la contrainte de consolidation  $\sigma_c$ , et non du type Mohr-Coulomb, utilisé généralement dans le cas de comportements plus classiques des sables.

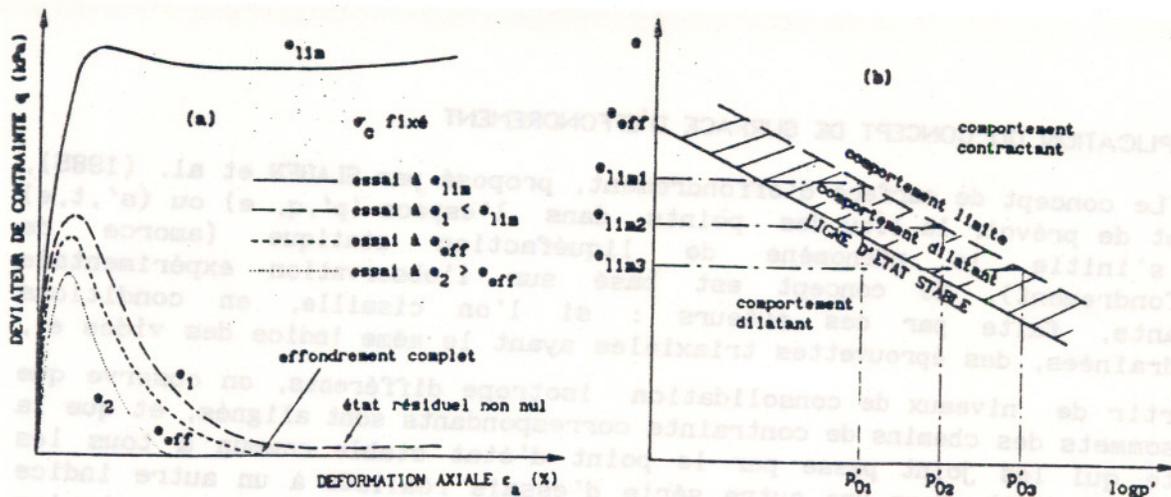


Figure 4 Définition schématique de  $e_{eff}$  et  $e_{lim}$  : a) dans le plan  $(q, e_a)$  ; b) dans le plan  $(e, \log p')$ .

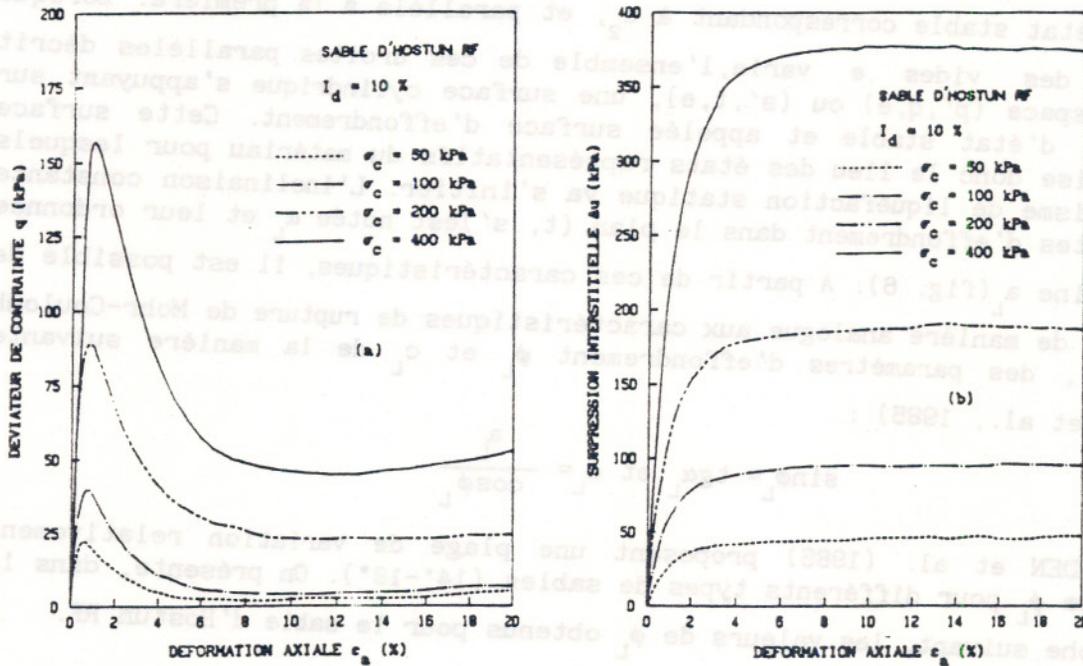


Figure 5 Influence de  $\sigma_c$  sur les caractéristiques de liquéfaction du sable d'Hostun : a) courbes de résistance au cisaillement ; b) surpressions interstitielles ; c) chemins de contrainte.

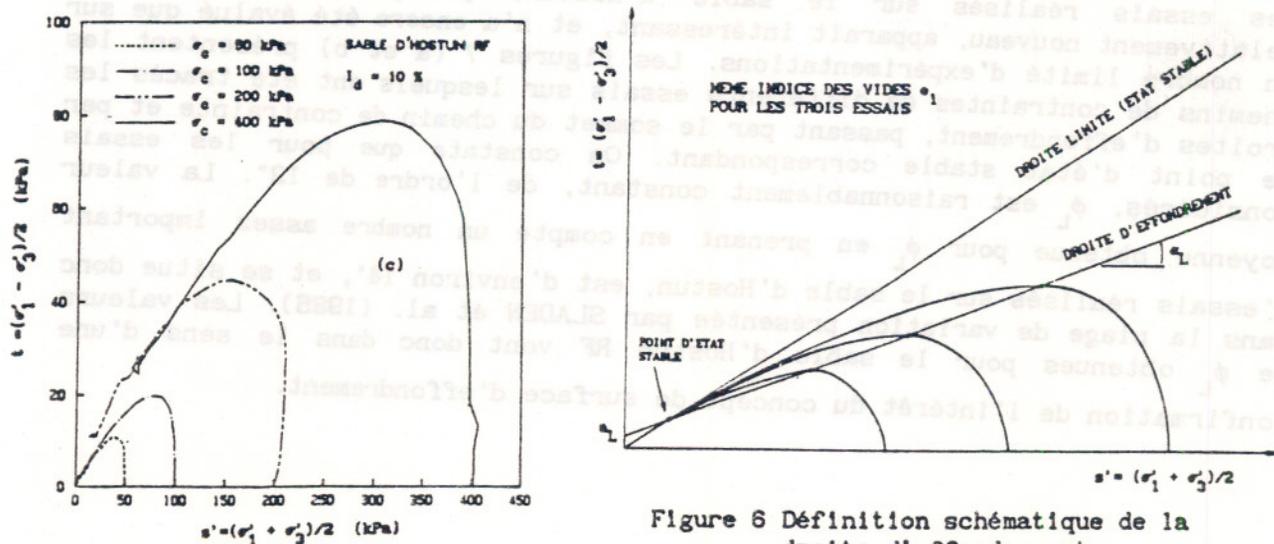


Figure 6 Définition schématique de la droite d'effondrement.

## 7. APPLICATION DU CONCEPT DE SURFACE D'EFFONDREMENT

Le concept de surface d'effondrement, proposé par SLADEN et al. (1985), permet de prévoir le lieu des points dans l'espace  $(p', q, e)$  ou  $(s', t, e)$  où s'initie le phénomène de liquéfaction statique (amorce de l'effondrement). Ce concept est basé sur l'observation expérimentale suivante, faite par ces auteurs : si l'on cisaille, en conditions non-drainées, des éprouvettes triaxiales ayant le même indice des vides  $e_1$ , à partir de niveaux de consolidation isotrope différents, on observe que les sommets des chemins de contrainte correspondants sont alignés, et que la droite qui les joint passe par le point d'état stable commun à tous les essais (fig. 6). Pour une autre série d'essais réalisée à un autre indice des vides  $e_2$ , on va, de la même manière, en joignant les sommets des chemins de contrainte correspondants, obtenir une nouvelle droite, s'appuyant sur le point d'état stable correspondant à  $e_2$ , et parallèle à la première. Lorsque l'indice des vides  $e$  varie, l'ensemble de ces droites parallèles décrit dans l'espace  $(p', q, e)$  ou  $(s', t, e)$ , une surface cylindrique s'appuyant sur la ligne d'état stable et appelée surface d'effondrement. Cette surface matérialise donc le lieu des états représentatifs du matériau pour lesquels le mécanisme de liquéfaction statique va s'initier. L'inclinaison constante des droites d'effondrement dans le plan  $(t, s')$  est notée  $\alpha_L$  et leur ordonnée à l'origine  $a_L$  (fig. 6). A partir de ces caractéristiques, il est possible de définir, de manière analogue aux caractéristiques de rupture de Mohr-Coulomb  $(\phi', c')$ , des paramètres d'effondrement  $\phi_L$  et  $c_L$  de la manière suivante (SLADEN et al., 1985) :

$$\sin \phi_L = \operatorname{tg} \alpha_L \quad \text{et} \quad c_L = \frac{a_L}{\cos \phi_L}$$

SLADEN et al. (1985) proposent une plage de variation relativement faible de  $\phi_L$  pour différents types de sables ( $14^\circ$ - $18^\circ$ ). On présente, dans le paragraphe suivant, les valeurs de  $\phi_L$  obtenus pour le sable d'Hostun RF.

### 7.1 Valeurs de $\phi_L$ pour le sable d'Hostun RF

Il est intéressant d'évaluer le concept de surface d'effondrement pour les essais réalisés sur le sable d'Hostun, puisque le concept est relativement nouveau, apparaît intéressant, et n'a encore été évalué que sur un nombre limité d'expérimentations. Les figures 7 (a et b) présentent les chemins de contraintes de différents essais sur lesquels ont été tracés les droites d'effondrement, passant par le sommet du chemin de contrainte et par le point d'état stable correspondant. On constate que pour les essais considérés,  $\phi_L$  est raisonnablement constant, de l'ordre de  $13^\circ$ . La valeur moyenne obtenue pour  $\phi_L$  en prenant en compte un nombre assez important d'essais réalisés sur le sable d'Hostun, est d'environ  $14^\circ$ , et se situe donc dans la plage de variation présentée par SLADEN et al. (1985). Les valeurs de  $\phi_L$  obtenues pour le sable d'Hostun RF vont donc dans le sens d'une confirmation de l'intérêt du concept de surface d'effondrement.

## 7.2 Extensions du concept de surface d'effondrement

Le concept de surface d'effondrement, utilisable dans une certaine gamme d'indices des vides en conservant une valeur sensiblement constante pour  $\phi_L$ , devra cependant être adapté dans deux cas extrêmes, à savoir, le cas du matériau très lâche ( $e > e_{eff}$ ) et celui du matériau présentant un indice des vides proche de  $e_{lim}$  ( $e < e_{lim}$  et  $e$  proche de  $e_{lim}$ ).

### 7.2.1 Cas du sable très lâche

Dans le cas de structures sableuses très lâches ( $e > e_{eff}$ ), pour lesquelles on observe un effondrement complet des éprouvettes, il sera nécessaire d'adapter le concept de surface d'effondrement en faisant évoluer la valeur de  $\phi_L$  avec l'indice des vides. En effet, dans ce cas particulier, la valeur d'état stable à prendre en compte reste constante, égale à zéro, quel que soit l'indice des vides  $e$  supérieur à  $e_{eff}$ . Par contre, lorsque  $e$  augmente, le niveau du pic de résistance diminue, puisque l'on a affaire à un matériau plus lâche, donc moins résistant, et, de ce fait, l'angle de la droite d'effondrement va diminuer lorsque  $e$  augmente (fig. 8-a). Il sera donc nécessaire de prendre en compte ce résultat dans le cadre d'une modélisation éventuelle des sables très lâches ( $e > e_{eff}$ ).

### 7.2.2 Cas du sable à l'indice des vides limites $e_{lim}$

Lorsque l'indice des vides se rapproche de l'indice des vides limite (avec  $e < e_{lim}$ ), on observe une diminution de l'amplitude de la chute de résistance après le pic jusqu'à annulation de cette chute, et apparition progressive de l'état caractéristique. Lorsque l'on se rapproche de  $e_{lim}$ , la figure 8-b montre que là aussi, on va nécessairement avoir une évolution de la droite d'effondrement avec diminution de  $\phi_L$ . Il sera donc là aussi nécessaire, comme dans le cas du sable très lâche, de prendre en compte cette évolution dans le cadre d'une modélisation éventuelle du matériau.

### 7.2.3 Surface d'effondrement et état caractéristique

L'état caractéristique, défini par LUONG (1980), matérialise le lieu des points dans le plan des contraintes ( $p'$ ,  $q$ ) ou ( $s'$ ,  $t$ ) où le sable passe d'une phase de contractance à une phase de dilatance. Il permet de prévoir le type de comportement du matériau qui sera observé, en particulier dans le cas de sollicitations cycliques (adaptation, accommodation ou rochet), en fonction du point représentatif de l'état du matériau par rapport à la droite caractéristique.

Le concept d'état caractéristique est donc applicable pour des sables présentant tout d'abord une phase de contractance suivie d'une phase de dilatance, donc des matériaux de densité moyenne à forte ( $I_d > 50\%$ ). Dans le cas des sables lâches à très lâches, la structure est uniquement contractante pendant tout le cisaillement, et on ne peut donc pas parler d'état caractéristique à proprement dit. Par contre, pour ces structures très lâches, le comportement est essentiellement contrôlé par l'effondrement (aux petites déformations) et l'état résiduel constant (aux grandes

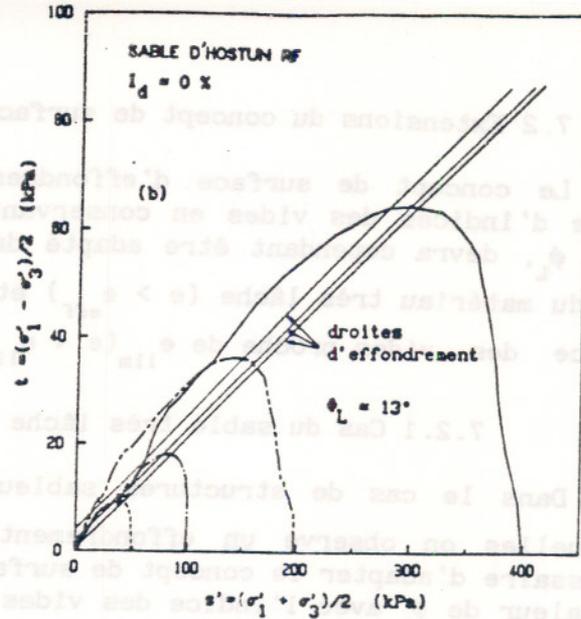
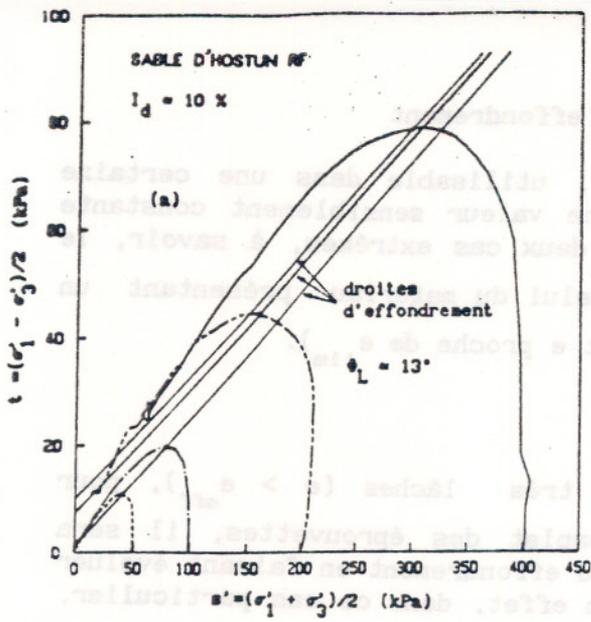


Figure 7 Mise en évidence des droites d'effondrement pour le sable d'Hostun  
 a) sable lâche ( $I_d \approx 10\%$ ) ; b) sable très lâche ( $I_d \approx 0\%$ ).

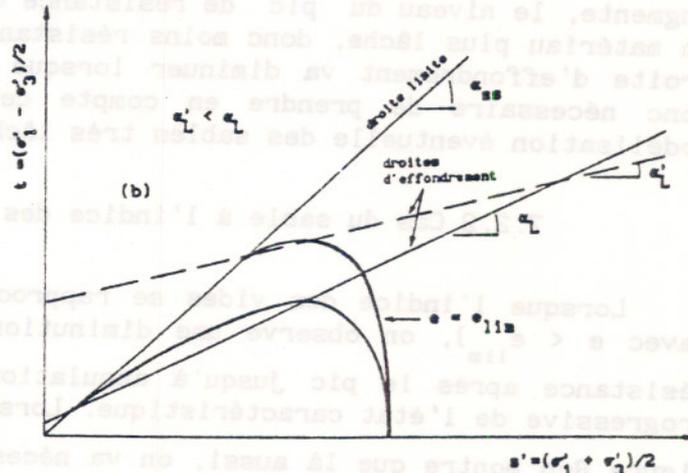
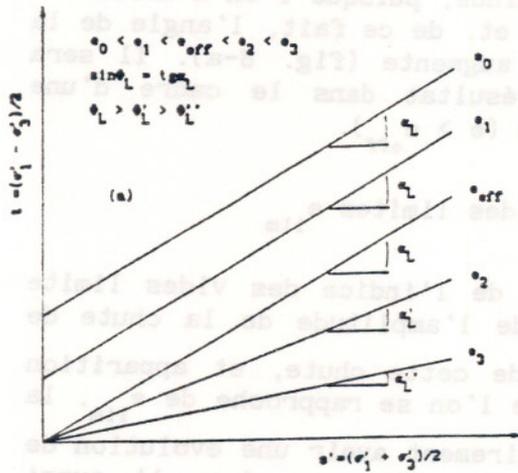


Figure 8 a) Diminution de  $\phi_L$  pour le sable très lâche ( $e > e_{eff}$ ) ; b) diminution de  $\phi_L$  (ou  $\alpha_L$ ) pour  $e$  proche de  $e_{lim}$ .

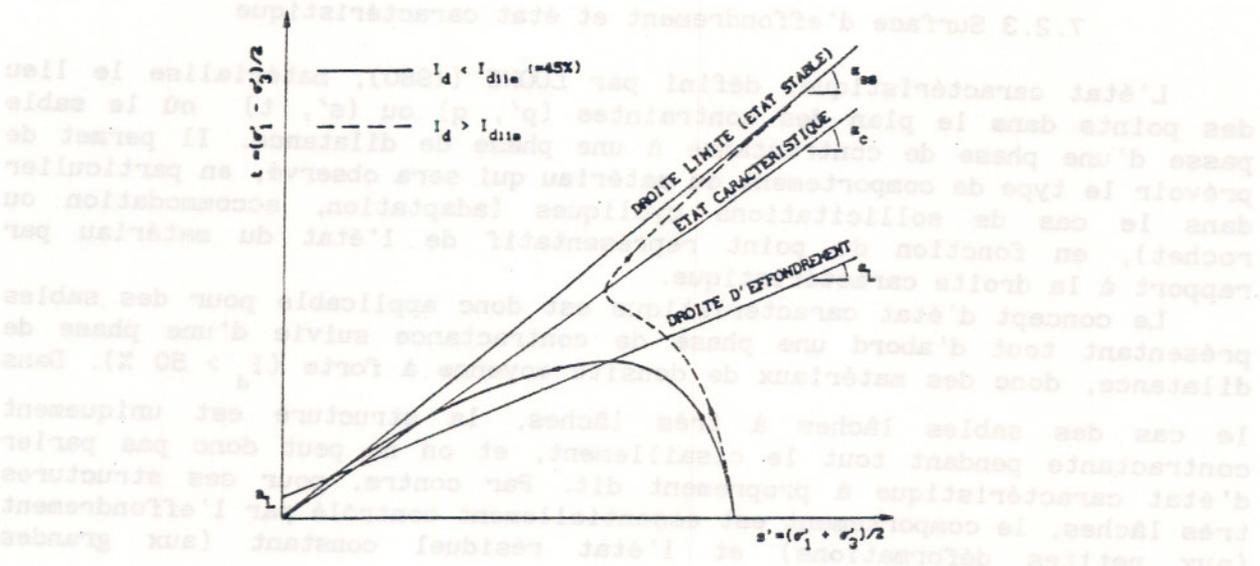


Figure 9 Complémentarité des concepts d'état caractéristique et de droite d'effondrement.

déformations). Les concepts de droite d'effondrement pour l'effondrement, et d'état critique (ou d'état stable) pour l'état résiduel, apparaissent donc particulièrement adaptés à la description du comportement des sables lâches à très lâches ( $I_d < 40\%$ ).

Les concepts d'état caractéristique et de surface d'effondrement apparaissent donc comme des concepts complémentaires permettant de décrire le comportement d'un sable sur toute la gamme de densités possibles, le premier étant valide pour les structures moyennement denses à denses ( $I_d > 50\%$ ), le deuxième étant valide pour les matériaux lâches à très lâches (fig. 9). Il existe une zone de densité ( $40\% < I_d < 50\%$ ) pour laquelle on observe à la fois un radoucissement (de faible amplitude) et apparition de l'état caractéristique (à des niveaux de déformation relativement élevés). Dans cette zone de transition, où l'on peut considérer que l'on a coexistence de l'état caractéristique et de la droite d'effondrement, le comportement est en fait assimilable à de l'élasto-plasticité parfaite (sans écrouissage), (cf. fig. 3-a).

Il convient cependant de noter la différence de nature entre le concept d'état caractéristique et celui de surface d'effondrement : le premier est défini de manière unique dans le plan ( $p', q$ ), (ou  $s', t$ ) car il correspond à une valeur unique du frottement mobilisé  $\phi_c$  (valeur unique de  $\tau/\sigma'$ ), alors que pour le deuxième, on n'a pas de valeur unique du frottement mobilisé à l'effondrement, puisque les droites d'effondrement ne passent pas par l'origine, et évoluent avec la densité du matériau (paramètre  $a_L$ ). D'où une mise en oeuvre sans doute plus délicate du concept de droite d'effondrement dans le cadre d'une modélisation éventuelle de la liquéfaction statique.

## 8. CONCLUSION

L'étude présentée ci-dessus permet de tirer certaines conclusions concernant les propriétés de liquéfaction statique du sable d'Hostun :

- l'influence très importante de l'indice des vides d'un sable sur ses caractéristiques de liquéfaction statique, mise en évidence par CASTRO (1969), est confirmée sur le sable d'Hostun. L'observation de l'effondrement total des éprouvettes pour des structures suffisamment lâches permet d'introduire la notion d'indice de vides d'effondrement total,  $e_{eff}$ . On a aussi introduit un indice des vides de "transition" appelé  $e_{lim}$ , délimitant un comportement de type liquéfaction statique, d'un comportement plus classique avec dilatance. L'utilisation de  $e_{eff}$  et  $e_{lim}$  peut permettre de caractériser la liquéfiabilité d'un sable donné.

- l'étude de l'influence du niveau de consolidation isotrope  $\sigma_c$  a montré une quasi-proportionnalité de la résistance au cisaillement de pic à la contrainte de consolidation. La résistance à la liquéfaction augmente donc avec  $\sigma_c$ .

- l'évaluation du concept de surface d'effondrement sur les essais réalisés sur le sable d'Hostun va dans le sens d'une confirmation de l'intérêt de ce concept pour la prévision du comportement des sables très lâches, avec une faible plage de variation de  $\phi_L$  pour les différents essais.

Il convient cependant de noter les limitations du concept mentionnées dans le cas du sable très lâche ( $e > e_{eff}$ ) et dans le cas du sable à une densité proche de la densité limite  $e_{lim}$ .

## REMERCIEMENTS

Les auteurs tiennent à remercier le Service Technique Central des Ports Maritimes et des Voies Navigables pour leur soutien financier, qui a permis la réalisation de cette étude.

## RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- BJERRUM, L., KRINGSTAD, S., KUMMENEJE, D., 1961. The shear strength of a fine sand. Proc. of the 5th Int. Conf. on Soil Mech. and Found. Eng., Paris, France, vol. 1, pp. 29-37.
- CANOU, J., 1987. Etude expérimentale de la liquéfaction statique des sables lâches. Rapport de recherche CERMES/STC-PMVN, 238 p.
- CANOU, J., 1989. Contribution à l'étude et l'évaluation des propriétés de liquéfaction d'un sable. Thèse de Doctorat de l'ENPC, 337 p.
- CASAGRANDE, A., 1976. Liquefaction and cyclic deformation of sands ; a critical review. Harvard Soil Mechanics Series n° 88, 51 p.
- CASTRO, G., 1969. Liquefaction of sands. PhD thesis, Harvard Univ., MA, 112 p.
- COLLIAT, J.C., 1986. Comportement des milieux granulaires sous fortes contraintes. Influence de la nature minéralogique du matériau étudié. Thèse de Doctorat de spécialité, I.M.G., Grenoble.
- FLAVIGNY, E., MEGHACHOU, M., KONRAD, J.M., 1990. Comportement non drainé du sable d'Hostun lâche. Rapport scientifique 1989 du Gréco Géomatériaux, pp. 228-239.
- HAZEN, A., 1920. Hydraulic fill dams. ASCE transactions, vol. 83, pp. 1713-1745.
- KOPPEJAN, A.W., WAMELEN, B.M., WEINBERG, L.I.M., 1948. Coastal flow slides in the Dutch province of Zeeland. 2nd Int. Conf. on Soil Mech. and Found. Eng., Rotterdam, pp. 89-96.
- KRAMER, S.L., SEED, H.B., 1988. Initiation of soil liquefaction under static loading conditions. JGED, ASCE, vol. 114, n°4, pp. 412-430.
- LUONG, M.P., 1980. Phénomènes cycliques dans les sols pulvérulents. Revue Française de Géotechnique, No. 10.
- POULOS, S.J., 1981. The steady state of deformation, JGED, ASCE, vol. 107, No GT5, pp. 553-562.
- POULOS, S.J., CASTRO, G., FRANCE, J.M., 1985. Liquefaction evaluation procedure. JGED, ASCE, vol. 111, No 6, pp. 772-792.
- RAMANA, R.V., RAJU, V.S., 1982. Membrane penetration in triaxial tests. JGED, ASCE, vol. 108, No. GT2, pp. 305-310.
- SCHLOSSER, F., 1985. Liquéfaction de veines de sable lâche dans des talus sous-marins. 11ème Conf. Int. de Mécan. des Sols, San Francisco.
- SEED, H.B., 1983. The slide at the Port of Nice. Special lecture. Off-shore Technology Conference, Houston.
- SLADEN, J.A., D'HOLLANDER, R.D., KRAHN, J., 1985. The liquefaction of sands, a collapse surface approach. Can. Geot. Journ., No 22, pp. 579-588.
- TERZAGHI, K., 1956. Varieties of submarine slope failure. Proc. 8th Texas Conf. on Soil Mech. and Found. Eng., Harvard Soil Mechanics Series n° 52, 16 p.
- VAID, Y.P., CHERN, J.V., 1983. Effect of static shear on resistance to liquefaction. Soils and Foundations, vol. 23, No 1, pp. 47-60.
- VAID, Y.P., NEGUSSEY, D., 1982. A critical assessment of membrane penetration in the triaxial test. Soil Mechanics Series No 61, University of British Columbia, Vancouver.

## SIMULATION NUMERIQUE DE L'ÉCOULEMENT D'UN FLUIDE DE BIRD-PETERLIN

### AUTEURS:

D. ANNE-ACHARD, H. BOISSON, R. GAUDU

### ADRESSE:

Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse - UA 005-  
Avenue du Professeur Camille Soula, 31500 TOULOUSE

**Résumé:** Nous présentons les résultats obtenus par simulation numérique de l'écoulement d'un fluide viscoélastique modélisé par une loi de Bird-Peterlin (issue de la théorie cinétique). Les résultats sont comparés à ceux obtenus pour un fluide d'Oldroyd "B". Par rapport à ce dernier, le modèle de Bird-Peterlin a permis d'atteindre des nombres de Deborah plus élevés, et a amélioré la qualité des résultats obtenus.

## 1 Introduction

Le comportement non-newtonien offre de multiples aspects. Les premières manifestations observées (telle qu'une viscosité non constante) ne relèvent que d'un comportement purement visqueux. Puis des comportements plus complexes furent découverts avec les fluides viscoélastiques. Ceux-ci, grâce à leur composante élastique sont en effet dotés d'une certaine mémoire. Ceci a de multiples conséquences, et peut en particulier entraîner, par rapport au cas newtonien, une modification complète de la structure de l'écoulement, éventuellement accompagnée d'instabilités. Le champ de contrainte est bien sûr également affecté et les conséquences peuvent s'en faire sentir sur le fluide lui-même, mais aussi sur son environnement. La simulation numérique des fluides viscoélastiques en écoulement complexe est ainsi devenue un axe de recherche important.

Nombre de géométries donnent lieu à des écoulements complexes, l'une d'entre elles est devenue un cas-test; elle a été parallèlement largement étudiée de façon expérimentale, il s'agit de la contraction plane ou axisymétrique (le plus souvent avec un rapport 4:1). Durant ces dernières années, de nombreux travaux ont fait état des recherches effectuées de par le monde pour parvenir à simuler numériquement les fluides viscoélastiques en écoulement complexes. Les difficultés rencontrées dans l'étude de ce problème ont orienté ces travaux suivant trois axes complémentaires:

- d'une part l'analyse mathématique du problème posé, en liaison avec la loi de comportement choisie pour le fluide ainsi que le type de l'écoulement. Nous citerons notamment les travaux de M. Renardy /1/, D.D. Joseph et col. /2/, C. Verdier et col. /3/. Ces auteurs ont en particulier mis en évidence un changement de type des équations gouvernant le problème pour des fluides d'Oldroyd 'B' ou de White-Metzner.

C. Guillopé et J.C. Saut /4/ ont, quant à eux, montré l'existence de solutions pour un fluide d'Oldroyd 'B', sous certaines conditions.

- d'autre part, l'analyse, le développement et la mise en oeuvre de nouvelles méthodes numériques adaptées aux systèmes d'équations à traiter. La méthode des éléments finis est la plus fréquemment utilisée. Elle présente l'avantage de s'adapter sans contraintes particulières aux géométries complexes que l'on souhaite étudier. Ainsi, M. Fortin et A. Fortin /5/ ont notamment travaillé sur de nouveaux éléments, tandis que M.J. Marchal et M.J. Crochet /6/ se sont en particulier intéressés aux termes convectifs.
- enfin, et c'est dans ce cadre que nous présentons ce travail, l'un des chaînons limitant dans la simulation numérique de l'écoulement complexe de fluides viscoélastiques se situe précisément dans la loi de comportement choisie pour ce fluide. Ainsi que l'expose M. Renardy /1/ lorsqu'il dresse un bilan des points qui restent à traiter pour résoudre ce problème, certaines lois peuvent présenter des comportements pathologiques, donc être à l'origine de certaines difficultés. Le modèle d'Oldroyd "B", qui est sans doute le modèle le plus utilisé jusqu'à présent en simulation numérique, entre dans cette catégorie. C'est ce qui nous a conduit à mettre en oeuvre un modèle un peu plus complexe, que nous appellerons modèle de Bird- Peterlin puisqu'il a été proposé dans sa formulation macroscopique par R.B. Bird et col. /7/, qui ont utilisé des travaux de A. Peterlin.

## 2 L'équation de Bird-Peterlin

### 2.1 Présentation du modèle

Dans l'étude des solutions diluées de polymères, la modélisation la plus simple que l'on puisse proposer pour les macromolécules est une "haltère élastique" constituée de deux billes sur lesquelles s'exerce un frottement visqueux, reliées par un ressort obéissant à une loi de Hooke. Moyennant certaines hypothèses, le calcul de la loi de comportement globale d'une solution diluée de telles haltères conduit à la loi d'Oldroyd "B" (R.B. Bird et col. /8/ ):

$$\sigma = -p.I + \tau \quad (1)$$

$$\tau + \lambda \overset{\square}{\tau} = 2\eta_0(D + \lambda_r \overset{\square}{D}) \quad (2)$$

où  $D$  est le tenseur des vitesses de déformation,  $\sigma$  et  $\tau$  respectivement les tenseurs des contraintes et des extra-contraintes. Le symbole  $\square$  est la dérivée convective contravariante (qui est une dérivation objective):

$$\overset{\square}{\tau} = \frac{\partial}{\partial t} \tau + (V \cdot \nabla) \tau - \nabla V \cdot \tau - \tau \cdot \nabla V^T \quad (3)$$

$\lambda$  et  $\lambda_r$  sont deux temps caractéristiques du fluide,  $\lambda_r$  est appelé temps de retard (on obtient la loi de Maxwell convectée lorsque  $\lambda_r$  est nul).  $\eta_0$  est la viscosité en cisaillement.

Cette loi, même si elle est largement utilisée en simulation numérique, est loin d'être parfaite: outre le fait qu'elle représente mal, ou pas du tout, certains comportements viscoélastiques, elle peut conduire à des contraintes infinies lors de résolutions analytiques. Ainsi, pour des valeurs finies de la vitesse d'élongation dans un écoulement élongationnel pur, la

viscosité élongationnelle devient infinie. Il y a donc là, à notre sens, un défaut majeur du modèle qui nous a conduit à utiliser une autre loi de comportement.

De nombreux auteurs se sont intéressés à ce type de modélisation, et ont cherché à l'améliorer. C'est ainsi que H.R. Warner puis A. Peterlin ont proposé l'utilisation d'une "haltère élastique à extension finie non linéaire". H.R. Warner proposa la loi suivante pour le ressort:

$$F = \frac{H}{1 - \frac{R^2}{R_0^2}} R \quad (4)$$

H est la constante du ressort,  $R_0$  la longueur maximum et  $R$  le vecteur reliant les deux billes.

Ce type de relation ne permettant malheureusement pas d'aboutir à une loi de comportement macroscopique, A. Peterlin proposa de remplacer la valeur locale  $\frac{R^2}{R_0^2}$  par la valeur moyenne dans l'espace de cette quantité, pondérée par la fonction de distribution dans l'espace, valeur que l'on notera  $\langle \frac{R^2}{R_0^2} \rangle$ . Soit:

$$F = \frac{H}{1 - \langle \frac{R^2}{R_0^2} \rangle} R \quad (5)$$

R.B. Bird et col. /7/ aboutissent, avec cette équation, à la loi de comportement macroscopique suivante pour le tenseur des extra-contraintes:

$$\tau = 2\eta_s D + \tau_p \quad (6)$$

$$Z \frac{b}{b+3} \tau_p + \lambda \frac{d\tau_p}{dt} - \lambda (\tau_p - \frac{\eta_p}{\lambda} Id) \frac{dLnZ}{dt} = 2\eta_p D \quad (7)$$

$$Z = 1 + \frac{3}{b} (1 - \frac{\lambda}{3\eta_p} tr\tau_p) \quad (8)$$

Les paramètres de cette équation de comportement sont liés aux caractéristiques de la modélisation par les relations suivantes:

$$\lambda = \frac{b}{b+3} \frac{\zeta}{4H} \quad b = \frac{H R_0^2}{kT} \quad \eta_p = nkT \lambda$$

avec:

- $\eta_s$  : viscosité du solvant newtonien
- $n$  : nombre d'haltères modèles par unité de volume
- $\zeta$  : coefficient de frottement sur les billes
- $k$  : constante de Boltzmann

Xi-Jun Fan /9/ a étudié sur des écoulements cisailés l'approximation proposée par A. Peterlin (équation 5), et a pu ainsi justifier cette simplification.

Remarque: le modèle d'Oldroyd "B" est un cas limite du modèle de Bird-Peterlin, obtenu en faisant tendre  $b$  vers l'infini (soit une longueur  $R_0$  infinie).

## 2.2 Caractéristiques du modèle

En cisaillement pur, ce modèle montre un comportement rhéofluidifiant caractérisé par un plateau newtonien de viscosité  $\eta_0 = \eta_s + \eta_p$  puis, pour de grandes valeurs de la vitesse de cisaillement, par une loi puissance d'indice  $n = \frac{1}{3}$ . Le raccordement entre ces comportements peut être ajusté avec le paramètre  $b$ .

Le premier coefficient de contrainte normale est  $\psi_1 = \frac{2(\eta - \eta_s)^2}{nkT}$ , tandis que  $\psi_2$  est nul.

L'un des reproches adressé au modèle d'Oldroyd "B" est l'obtention de contraintes infinies pour une vitesse d'élongation finie. Le choix d'une modélisation des macromolécules par une haltère à extension finie supprime ce défaut. La viscosité élongationnelle, égale à la viscosité de Trouton  $3\eta_0$  lorsque la vitesse d'élongation est très faible, est monotone croissante en fonction de celle-ci; sa valeur limite  $(\eta_{el})_\infty$  est finie et d'autant plus grande que  $b$  est grand. Nous avons reporté sur la figure 1 les courbes de viscosité élongationnelle obtenues par R.B. Bird et col. /7/ pour différentes valeurs de  $b$ , auxquelles nous avons ajouté celle du modèle d'Oldroyd "B".

On trouvera dans les travaux de Y. Mochimaru /10,11,12/ d'autres fonctions caractéristiques, telle que la réponse du fluide à un échelon de cisaillement.

L'utilisation de l'équation (4) initialement proposée par H.R. Warner ne permet pas d'aboutir à une formulation macroscopique de la loi de comportement; on peut toutefois déterminer certaines fonctions caractéristiques de ce modèle: ainsi R.L. Christiansen et R.B. Bird /13/ en ont calculé la viscosité intrinsèque et la viscosité intrinsèque complexe. Ils ont remarqué une bonne description qualitative et quantitative de la première pour différents polymères flexibles ( $b$  variant entre 40 et 800 suivant le fluide). Le modèle ne décrit par contre pas de manière satisfaisante la viscosité intrinsèque complexe.

## 3 Méthode numérique

### 3.1 Le système d'équations

Dans un écoulement bidimensionnel isotherme et incompressible tel que celui auquel nous nous intéressons, les champs de vitesse, pression et contrainte doivent vérifier le système d'équations différentielles formé par les équations de conservation de la quantité de mouvement et de la masse, ainsi que l'équation de comportement; système assorti, bien sur, de conditions aux limites.

Ces équations sont adimensionnalisées avec les grandeurs de référence  $U_0$ ,  $L_0$  (vitesse moyenne et hauteur dans la section aval) et  $\eta_0 = \eta_s + \eta_p$ , ce qui fait intervenir le nombre de Reynolds:

$$Re = \rho \frac{U_0 L_0}{\eta_0} \quad (9)$$

et le nombre de Deborah:

$$De = \lambda \dot{\gamma}_p = \lambda \left( \frac{3U_0}{L_0} \right) \quad (10)$$

Interviennent également les quantités:  $\eta_s^* = \frac{\eta_s}{\eta_0}$  et  $\eta_p^* = \frac{\eta_p}{\eta_0}$ .

Par la suite, nous utiliserons le paramètre  $B = \frac{3}{b}$ , de préférence à  $b$ . Le modèle d'Oldroyd "B" correspond ainsi à  $B$  nul.

Le nombre de Deborah,  $De$ , est le rapport de deux temps caractéristiques: l'un du fluide:  $\lambda$ , l'autre de l'écoulement:  $t_e$ . Il est maintenant devenu usuel de prendre pour  $t_e$  l'inverse de la vitesse de cisaillement à la paroi dans un écoulement de Poiseuille, notée  $\dot{\gamma}_p$ , ce qui fournit la relation précédente pour un fluide d'Oldroyd "B". Il n'existe malheureusement pas d'expression analytique simple de cet écoulement pour le modèle de Bird-Peterlin, aussi conserverons nous l'expression (10) pour présenter les résultats obtenus afin de faciliter la comparaison avec d'autres travaux. La valeur "réelle" de  $\dot{\gamma}_p$  a été calculée pour toutes les valeurs des paramètres et nous a permis d'évaluer un nombre de Deborah  $De$  ayant donc une interprétation plus physique, et que nous utiliserons conjointement avec  $De$  dans la présentation des résultats.

En appelant dorénavant  $V$ ,  $p$  et  $\tau$  les variables adimensionnelles, nous obtenons:

$$\frac{\partial}{\partial t} V + (V \cdot \nabla) V - 2\eta_s^* \frac{1}{Re} \nabla \cdot D - \nabla \cdot \tau_p + \nabla p = 0 \quad (11)$$

$$\nabla \cdot V = 0 \quad (12)$$

$$Z \frac{3}{B+1} \tau_p + De \frac{\square}{\tau_p} - De (\tau_p - 3\eta_p^* \frac{1}{Re} \frac{1}{De} Id) \frac{dLnZ}{dt} = 6\eta_p^* \frac{1}{Re} D \quad (13)$$

$$Z = 1 + B \left( 1 - \frac{1}{9} \frac{De \cdot Re}{\eta_p^*} tr \tau_p \right) \quad (14)$$

avec la relation complémentaire:

$$\tau = 2\eta_s^* \frac{1}{Re} + \tau_p \quad (15)$$

### 3.2 Méthodes de résolution

Nous avons choisi de considérer notre problème stationnaire comme cas limite du problème instationnaire. Nous avons donc traité le système d'équations précédent en utilisant un schéma au premier ordre pour les dérivées temporelles, tandis que la discrétisation spatiale est assurée par une méthode d'éléments finis. Nous avons choisi un élément de type Lagrange assez classique: l'élément Q2-Q1, soit des interpolations biquadratiques pour les vitesses et les contraintes, et bilinéaires pour la pression.

Ce choix étant fait, le traitement global de l'ensemble des équations conduit à des systèmes de taille très importante. Afin de faciliter l'exploitation, nous avons préféré une formulation découplée du problème, constituée des équations du mouvement (11) et de continuité (12) d'une part, et des équations de comportement (13,14) d'autre part.

L'utilisation d'un algorithme totalement explicite impose des pas de temps relativement faibles pour que la méthode soit stable. Ayant donc écarté cette procédure, nous avons effectué quelques essais comparatifs entre algorithmes semi-explicite et totalement implicite. Ce dernier exige des temps de calcul plus importants et s'est également révélé moins performant. Cela nous a conduit à donner la structure suivante à notre code de calcul:

à chaque pas de temps  $t_n = n \Delta t$ :

1. calcul du champ de contrainte  $\tau_p^n$  par résolution des équations de comportement, connaissant le champ de vitesse  $V^{n-1}$ .

$$\begin{aligned} \tau_{ik}^n \left( 1 + \frac{Z^{n-1}}{De} \cdot \frac{3}{B+1} \Delta t \right) + \Delta t u_j^{n-1} \frac{\partial \tau_{ik}^n}{\partial x_j} = \\ \tau_{ik}^{n-1} + \Delta t \tau_{jk}^{n-1} \frac{\partial u_i^{n-1}}{\partial x_j} + \Delta t \tau_{ij}^{n-1} \frac{\partial u_k^{n-1}}{\partial x_j} - \\ 3\eta_p^* \frac{\Delta t}{Re \cdot De} \left( \frac{\partial u_k^{n-1}}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i^{n-1}}{\partial x_k} \right) + \\ \Delta t \left( \tau_{ik}^{n-1} - 3\eta_p^* \frac{1}{Re \cdot De} \delta_{ik} \right) \left( \frac{Z^{n-3} - 4Z^{n-2} + 3Z^{n-1}}{2Z^{n-1}} + \frac{u_j^{n-1}}{Z^{n-1}} \frac{\partial Z^n}{\partial x_j} \right) \end{aligned} \quad (16)$$

2. calcul des champs de vitesse et pression  $V^n$  et  $p^n$  par résolution des équations du mouvement et de continuité, connaissant  $\tau_p^n$ .

$$u_i^n + \Delta t \frac{\partial u_j^{n-1} u_i^n}{\partial x_j} - \eta_s^* \frac{\Delta t}{Re} \frac{\partial^2 u_i^n}{\partial x_j^2} + \Delta t \frac{\partial p^n}{\partial x_i} = u_i^n - \Delta t \frac{\partial \tau_{ij}^n}{\partial x_j} \quad (17)$$

$$\frac{\partial u_j^n}{\partial x_j} = 0 \quad (18)$$

Le système d'équations discrétisé est traité par une méthode de Galerkin. Les systèmes linéaires obtenus sont résolus par une méthode directe.

### 3.3 Le problème étudié

#### 3.3.1 Le paramètre de retard

Le fluide étant modélisé par l'équation de Bird-Peterlin, il est possible de définir un temps de retard ou un paramètre de retard  $\alpha$ , similaires à ceux d'un fluide d'Oldroyd "B" (eq. 2), soit:

$$\lambda_r = \lambda \frac{\eta_s}{\eta_s + \eta_p} \quad \alpha = \frac{\eta_p}{\eta_s + \eta_p} \quad (19)$$

D.D. Joseph et col. /2/ ont montré qu'une équation de Maxwell convecté, c'est à dire un fluide d'Oldroyd "B" avec un temps de retard  $\lambda_r$  nul, peut conduire à un problème mal posé, mais aussi à des phénomènes de changement de type des équations en écoulement stationnaire.

La valeur choisie pour le paramètre de retard  $\alpha$  provient de l'étude de la contrainte de cisaillement  $(\tau_{xy})_P$  en écoulement de Poiseuille d'un fluide obéissant à une loi semblable à l'équation (2) dans laquelle le symbole  $\square$  désignerait une forme plus générale de la dérivation objective pour un tenseur symétrique:

$$\square \tau = \frac{\partial}{\partial t} \tau + (V \cdot \nabla) \tau + \tau \cdot W - W \cdot \tau - \alpha (D \cdot \tau + \tau \cdot D) \quad (20)$$

avec  $a \in [-1, +1]$ , et  $W$  le tenseur de vorticité:  $W = \frac{1}{2}(\nabla V - \nabla V^t)$ .

La dérivée convective contravariante correspond à  $a=1$ .

Le calcul de  $(\tau_{xy})_P$ , que l'on trouvera par exemple dans le travail de P. Saramito /14/, montre que l'on obtient une fonction croissante pour  $\alpha$  supérieur à  $\frac{8}{9}$ . Bien que cette condition ne soit plus strictement nécessaire pour  $a=1$ , nous avons préféré la vérifier en prenant  $\eta_s = 0.1$  et  $\eta_p = 0.8$ .

### 3.3.2 La géométrie et les conditions aux limites

La géométrie typiquement utilisée lors de la simulation numérique de fluides viscoélastiques est le convergent brusque. Nous avons choisi un rapport de contraction 4:1 avec le maillage représenté sur la figure 2, qui comporte 194 éléments, soit 5325 degrés de liberté. L'angle rentrant a été remplacé par un pan coupé à 45  (voir figure 2). Cette modification n'affecte pas la physique des phénomènes dans la mesure où ce pan coupé est de petite dimension, elle nous permet par contre d'améliorer légèrement les résultats. Nous avons par conséquent deux sections d'entrée très proches; la plus à l'amont correspond à l'abscisse  $X=0$ .

Le problème mathématique posé par le choix des conditions aux limites sur la frontière amont est loin d'être totalement résolu. Il apparait néanmoins que des conditions en vitesse ne conduisent pas à un problème bien posé pour un fluide doté de mémoire. R. Keunings /15/ donne une justification "physique" des conditions habituellement employées et que nous avons conservé:

- frontière amont :  $\tau_p = \tau_p(y)$  ,  $V = V(y)$
- frontière supérieure:  $V = 0$
- axe de symétrie :  $v = 0$  ,  $\tau_{xy} = 0$  ,  $\frac{\partial u}{\partial y} = 0$
- frontière aval :  $V = V(y)$

## 4 Résultats

En faisant abstraction de leurs origines différentes, le modèle de Bird-Peterlin se différencie du modèle d'Oldroyd "B" par le paramètre supplémentaire  $B$ . Donc, pour mettre en évidence les avantages du premier, nous présenterons la plupart de nos résultats à nombre de Deborah constant, en faisant varier  $B$ .

Toutes choses étant égales par ailleurs (en particulier les méthodes numériques), l'utilisation du modèle de Bird-Peterlin nous a permis:

- d'atteindre des nombres de Deborah légèrement plus élevés: la valeur limite passe de  $De_{lim} = 2.5$  avec  $B$  nul à  $De_{lim} = 3$ . lorsque  $B$  est diff rent de zéro.
- d'améliorer la rapidité de convergence, la valeur optimum de  $B$  étant voisine de 0.3 pour les plus grandes valeurs du nombre de Deborah.

L'influence du paramètre  $B$  apparait dès le calcul des conditions aux limites: les profils de vitesse et de contrainte  $\tau_{xx}$  et  $\tau_{xy}$  en écoulement de Poiseuille, tracés sur la figure 3, révèlent notamment la sensibilité des contraintes.

La majorité des résultats que nous allons présenter concerneront le cas  $De=3$ . Les valeurs correspondantes de  $De'$  (cf. §3.1) sont reportées dans le tableau 1.

B	0.	0.1	0.3	0.6
De'	3.	3.44	3.60	3.67

tableau 1

#### 4.1 Les champs de vitesse et contrainte en écoulement convergent

L'influence de B sur le champ de vitesse est relativement faible. En particulier, la structure de l'écoulement est conservée, ainsi que le montre la figure 4 : les lignes de courant tracées pour B=0. et B=0.6 ne montrent aucune modification significative.

Nous avons reporté sur la figure 5 les évolutions de la vitesse longitudinale sur l'axe pour les quatre valeurs de B: 0., 0.1, 0.3 et 0.6 . La courbe correspondant à B nul a été tracée pour mémoire bien que le système n'ait pas montré une convergence satisfaisante. Les courbes les plus régulières sont obtenues pour les plus grandes valeurs de B.

La vitesse d'élongation maximum sur l'axe varie entre 0.6 et 0.7 . Ceci correspond à la même valeur de  $\lambda_e \epsilon$  sur la figure 1; nous avons donc bien atteint une zone où les deux modèles ont des comportements bien distincts.

La vitesse maximum  $U_{max}$  sur l'axe dans la section de sortie dépendant de B, nous avons reporté  $U/U_{max}$  sur la figure 6. Les différentes courbes se superposent (excepté pour B=0.), elles montrent un dépassement allant de 3.3% pour De=2 à 5.4% pour De=3 .

L'influence de B est plus marquée sur les contraintes. Ainsi les figures 7, 8 et 9 représentent respectivement les contraintes  $\tau_{xx}$ ,  $\tau_{yy}$  et  $\tau_{zz}$  sur l'axe. Ces trois composantes de  $\mathcal{T}_p$  réagissent différemment:

- $\tau_{xx}$  est indépendant de B jusqu'à la section d'entrée, y compris pour la valeur maximum atteinte (excepté pour B=0). Par contre le régime s'établit d'autant plus vite à l'aval que B est grand.
- les courbes  $\tau_{yy}$  ne se différencient que dans le voisinage de la section d'entrée, l'amplitude maximum atteinte étant fonction décroissante de B; ce paramètre joue donc un rôle modérateur.
- le module de  $\tau_{zz}$  est par contre une fonction croissante de B, mais reste assez faible. La zone d'influence de la contraction s'élargit par contre avec B.

Les figures 10-a,b,c- et 11-a,b,c- représentent respectivement les évolutions des contraintes et de la vitesse sur  $D_1$  qui est constituée de la droite d'équation  $y = 1.05$  jusqu'à la section d'entrée, puis du pan coupé (incluant donc les deux points singuliers), et enfin de la droite d'équation  $y = 1$ .  $D_1$  est matérialisée sur la figure 2. Les figures a, b et c ont été obtenues pour B égal à 0.1, 0.3 et 0.6. On remarque ici encore l'influence positive de B, qui diminue légèrement les contraintes maximum observées sur les points singuliers, et qui, surtout, supprime pratiquement les oscillations spatiales observées dans cette zone sensible; ceci étant vrai aussi bien sur les vitesses (fig. 11) que sur les contraintes (fig.10).

## 4.2 Interprétation en terme d'allongement de macromolécules

La démarche adoptée pour élaborer le modèle de Bird-Peterlin nous offre l'avantage de pouvoir évaluer à tout instant l'allongement moyen des macromolécules. En effet, l'une des étapes intermédiaires du calcul nous donne la relation suivante /7/:

$$\left\langle \frac{R^2}{R_0^2} \right\rangle = 1 - \frac{1}{Z(tr \tau_p)} \quad (21)$$

L'allongement maximum  $R_0^2$  de la macromolécule modèle est fonction décroissante de B. Afin de pouvoir comparer entre elles les courbes présentant  $\langle R^2 \rangle$ , nous avons tracé  $\Delta \left\langle \frac{R^2}{R_1^2} \right\rangle$  avec:

$$\Delta \left\langle \frac{R^2}{R_1^2} \right\rangle = \left\langle \frac{R^2}{R_1^2} \right\rangle - \left\langle \frac{R^2(tr \tau_p = 0)}{R_1^2} \right\rangle \quad (22)$$

avec  $R_1^2 = \frac{3kT}{H}$ .

La quantité  $\left\langle R^2(tr \tau_p = 0) \right\rangle$  est la longueur moyenne des macromolécules sur l'axe en écoulement de Poiseuille (donc sur les frontières amont et aval).

Ce tracé, présenté sur la figure 12, appelle plusieurs remarques:

- le régime s'établit d'autant plus rapidement que la longueur maximum  $R_0$  est petite, c'est à dire que B est grand.
- l'allongement maximum diminue lorsque B augmente. Ceci est logique puisque, le champ de contrainte étant peu modifié, une même tension provoquera un allongement d'autant moins important que  $R_0$  est plus petit.
- ce maximum d'allongement est atteint de plus en plus près de la section d'entrée lorsque B augmente.

## 5 Conclusion

L'utilisation du modèle de Bird-Peterlin s'est donc révélée positive puisque, par rapport au modèle d'Oldroyd "B", nous avons pu augmenter légèrement le nombre de Deborah limite  $De_{lim}$ . Ce gain en Deborah est toutefois assez faible mais cela n'est pas réellement surprenant car il est sûr que la "pathologie" présentée par le modèle d'Oldroyd "B" n'est pas seule en cause dans le problème du Deborah limite.

La prise en compte d'un allongement maximum fini des macromolécules, soit B différent de zéro, a en outre amélioré la qualité des résultats obtenus en diminuant très largement les oscillations spatiales observées pour les plus grandes valeurs de De.

L'utilisation du modèle de Bird-Peterlin ne modifie pas la structure de l'écoulement et en particulier la zone de recirculation. Ceci est logique car dans cette zone de très faible vitesse, le modèle se comporte comme un modèle d'Oldroyd "B".

Le bilan de cette étude est donc positif, et ce d'autant plus que ce modèle, s'il complique quelque peu l'écriture des équations, reste malgré tout d'une mise en oeuvre relativement

aisée. Les codes de calcul écrits nous ont permis d'atteindre localement des zones où les deux modèles se différencient bien, mais le choix de méthodes numériques plus performantes permettrait de pousser plus loin cette comparaison en autorisant des nombres de Deborah plus élevés.

**Mots clefs:** simulation numérique, viscoélasticité, convergent, éléments finis, modèle de Bird-Peterlin

**Remerciements:**

Nous tenons particulièrement à remercier le Centre de Compétence en Calcul Numérique Intensif ainsi que le Centre National Universitaire Sud de Calcul de Montpellier qui nous ont attribué des heures de calcul pour réaliser cette étude.

**Références:**

- (1) M. RENARDY, J. Non-Newtonian Fluid Mechanics, 29 (1988) 11-24.
- (2) D.D. JOSEPH, M. RENARDY and J.C. SAUT, Arch. Ration. Mech. Anal., (1985) 213-251.
- (3) C. VERDIER, D.D. JOSEPH, J. Non-Newtonian Fluid Mechanics, 31 (1989) 325-343.
- (4) C. GUILLOPE, J.C. SAUT, C. R. Acad. Sci. Paris Serie I, 305 (1987) 489-492.
- (5) M. FORTIN, A. FORTIN, J. Non-Newtonian Fluid Mechanics, 32 (1989) 295-310.
- (6) M.J. MARCHAL, M.J. CROCHET, J. Non-Newtonian Fluid Mechanics, 26 (1987) 77-114.
- (7) R.B. BIRD, P.J. DOTSON, N.L. JOHNSON, J. Non-Newtonian Fluid Mech., 7 (1980) 213-235.
- (8) R.B. BIRD, O. HASSAGER, R.C. ARMSTRONG, C.F. CURTISS, 'Dynamics of Polymeric Liquids, Vol. 2: Kinetic Theory', Wiley Ed. (1977).
- (9) XI-JUN FAN, J. Non-Newtonian Fluid Mechanics, 17 (1985) 125-144.
- (10) Y. MOCHIMARU, J. Non-Newtonian Fluid Mechanics, 9 (1981) 157-178.
- (11) Y. MOCHIMARU, J. Non-Newtonian Fluid Mechanics, 9 (1981) 179-184.
- (12) Y. MOCHIMARU, J. Non-Newtonian Fluid Mechanics, 12 (1983) 135-152.
- (13) R.L. CHRISTIANSEN, R.B. BIRD, J. Non-Newtonian Fluid Mechanics, 3 (1977/1978) 161-177
- (14) P. SARAMITO, Thèse de doctorat de l'Institut National Polytechnique de Grenoble, 1990.
- (15) R. KEUNINGS, Fundamentals of Computer Modeling for Polymer Processing, C.L. Tucker Ed., Carl Hanser Verlag, Munich (1988).

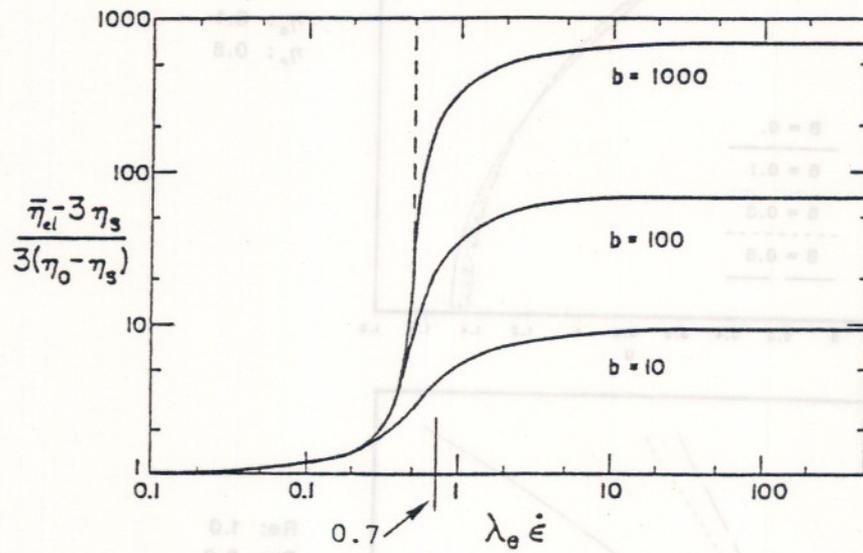


Figure 1: Viscosité élongationnelle ——— modèle de Bird-Peterlin,  
 - - - - - modèle d'Oldroyd 'B'.

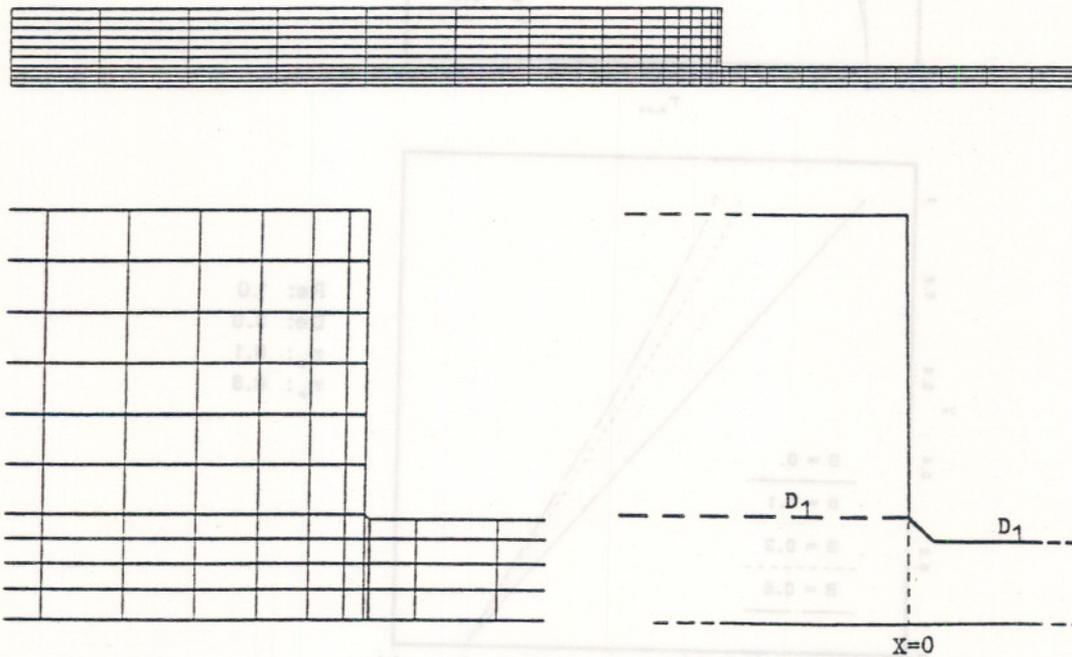
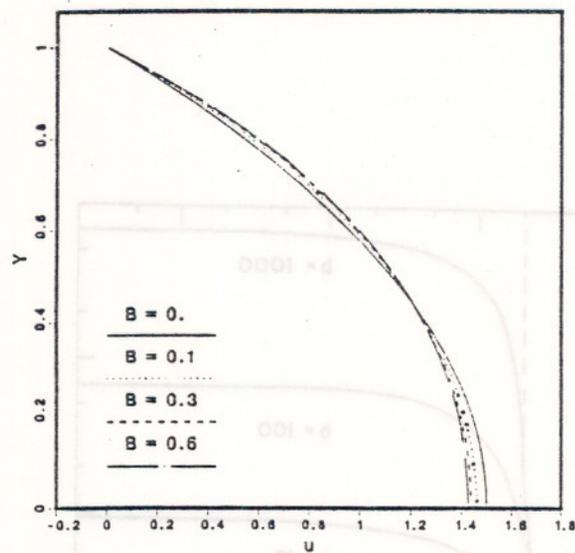
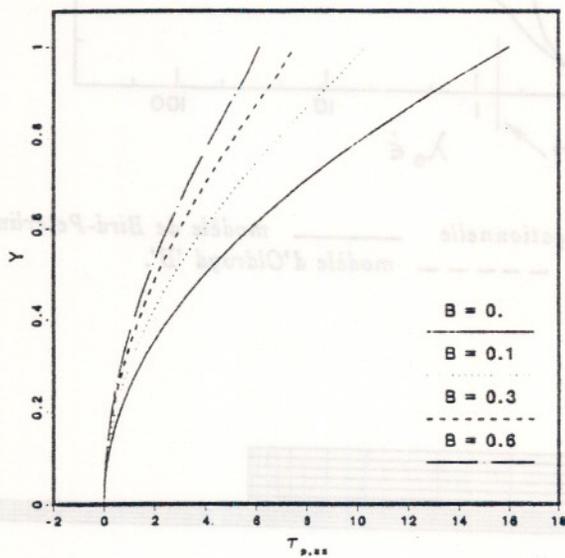


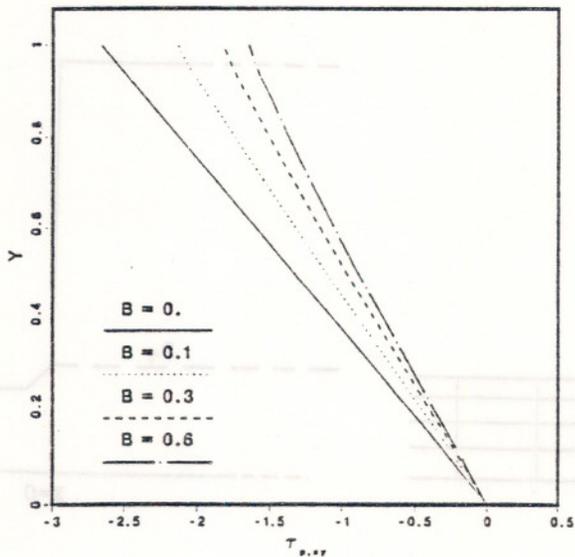
Figure 2: maillage



Re: 1.0  
 De: 3.0  
 $\eta_s$ : 0.1  
 $\eta_p$ : 0.8



Re: 1.0  
 De: 3.0  
 $\eta_s$ : 0.1  
 $\eta_p$ : 0.8



Re: 1.0  
 De: 3.0  
 $\eta_s$ : 0.1  
 $\eta_p$ : 0.8

Figure 3: profils de vitesse, contrainte normale et contrainte de cisaillement en écoulement de Poiseuille.

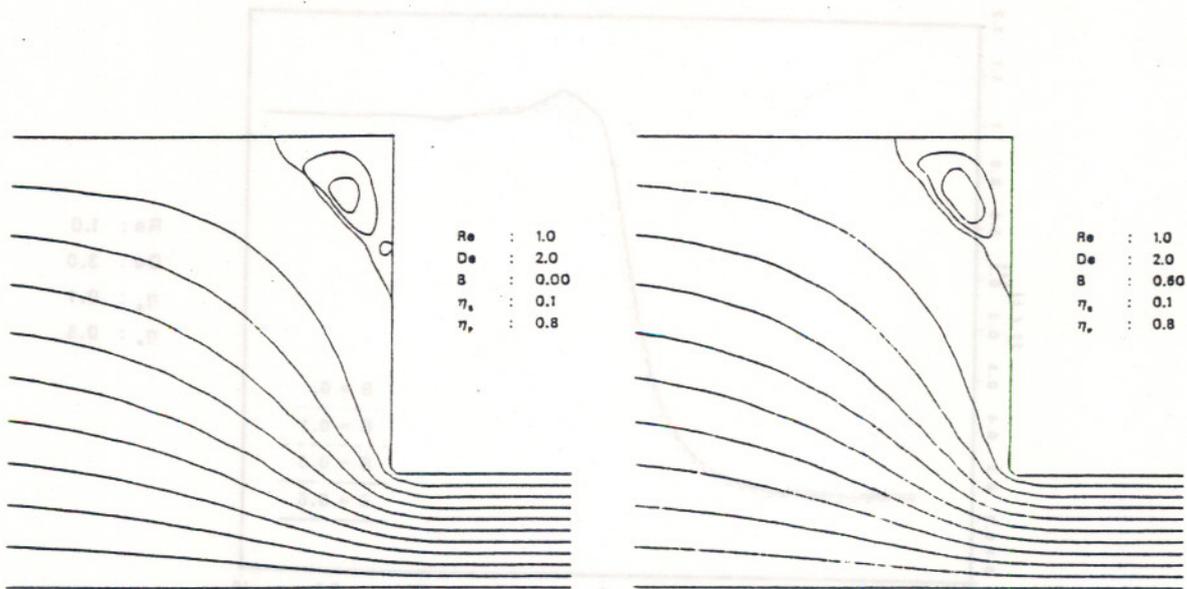


Figure 4-a: lignes de courant  $De=2$ .  $B=0$ .

Figure 4-b: lignes de courant  $De=2$ .  $B=0.6$

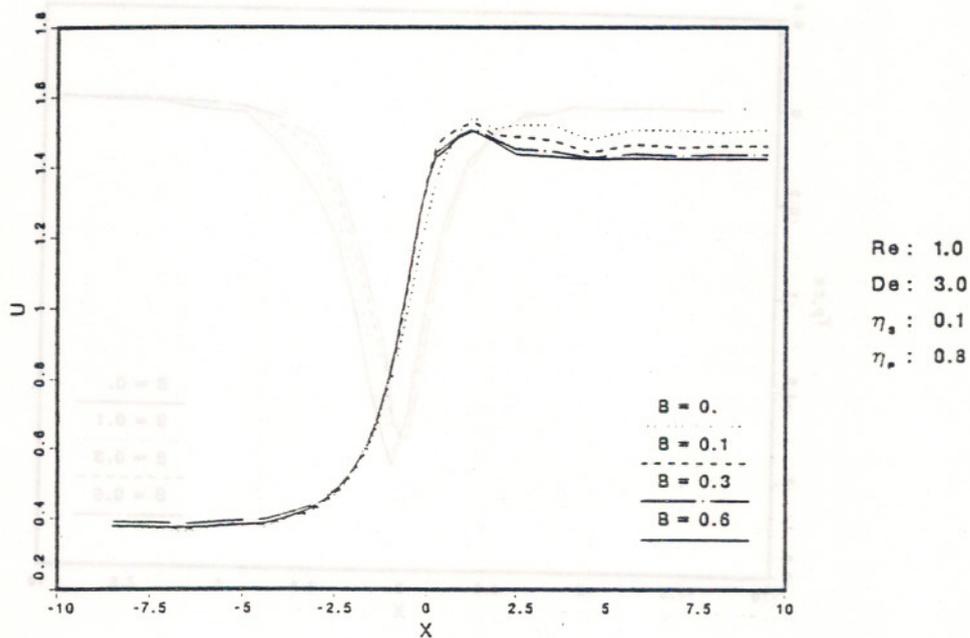


Figure 5: composante longitudinale de la vitesse sur l'axe  
 $De=3$ .  $B=0, 0.1, 0.3, 0.6$ .

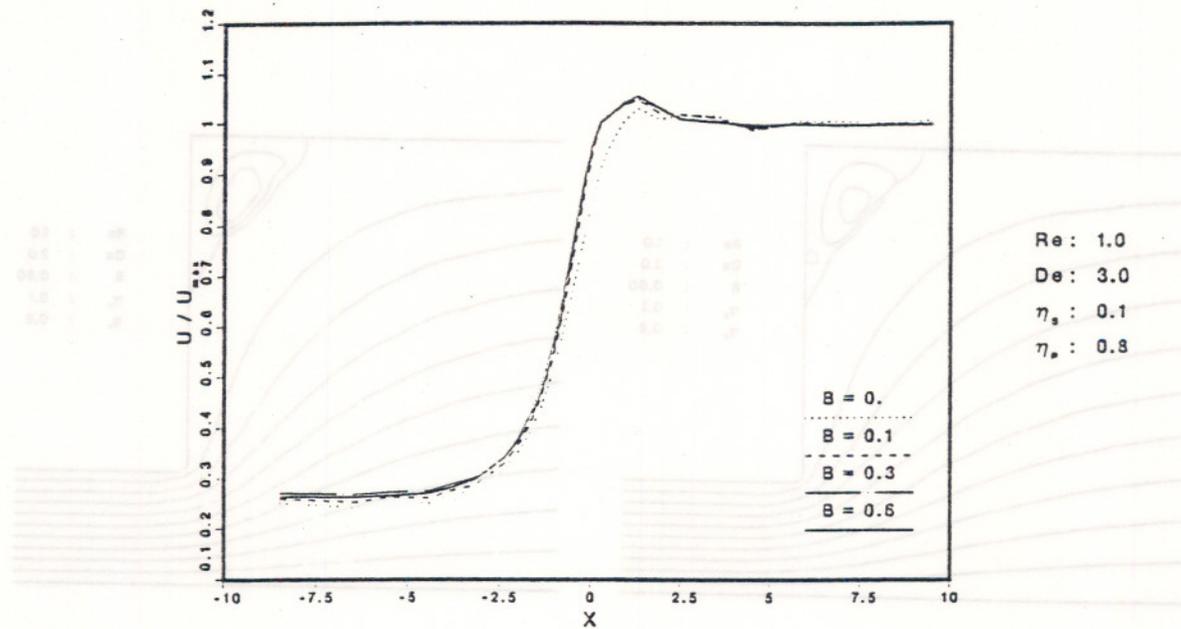


Figure 6: variations de  $U/U_{max}$  sur l'axe,  $De=3$ .  $B=0., 0.1, 0.3, 0.6$ .

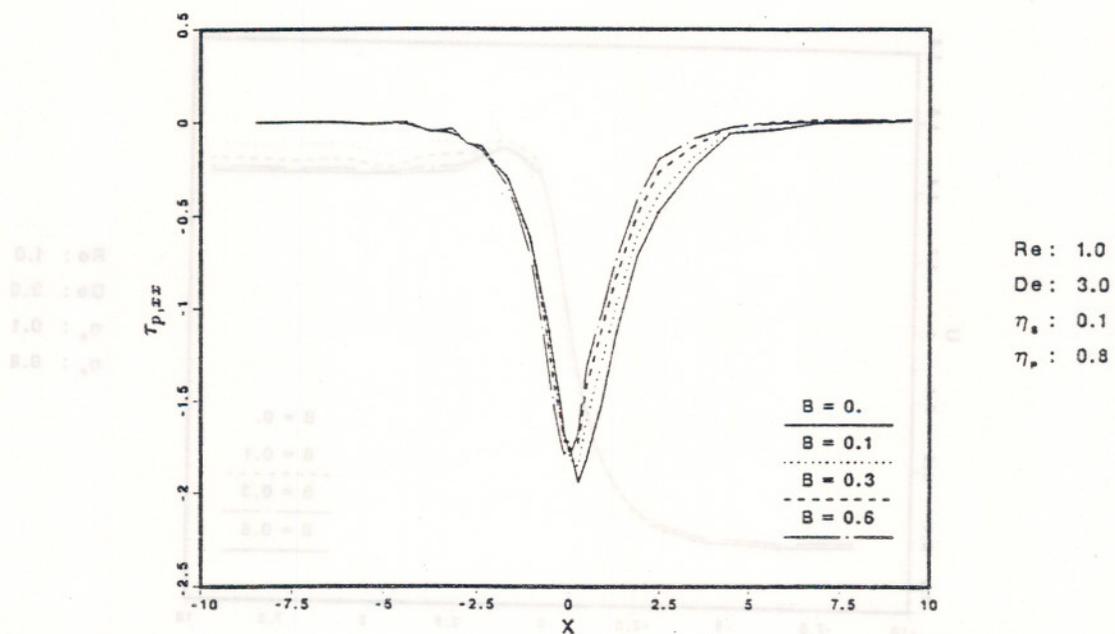


Figure 7: contrainte normale  $\tau_{p,xx}$  sur l'axe,  $De=3$ .  $B=0., 0.1, 0.3, 0.6$ .

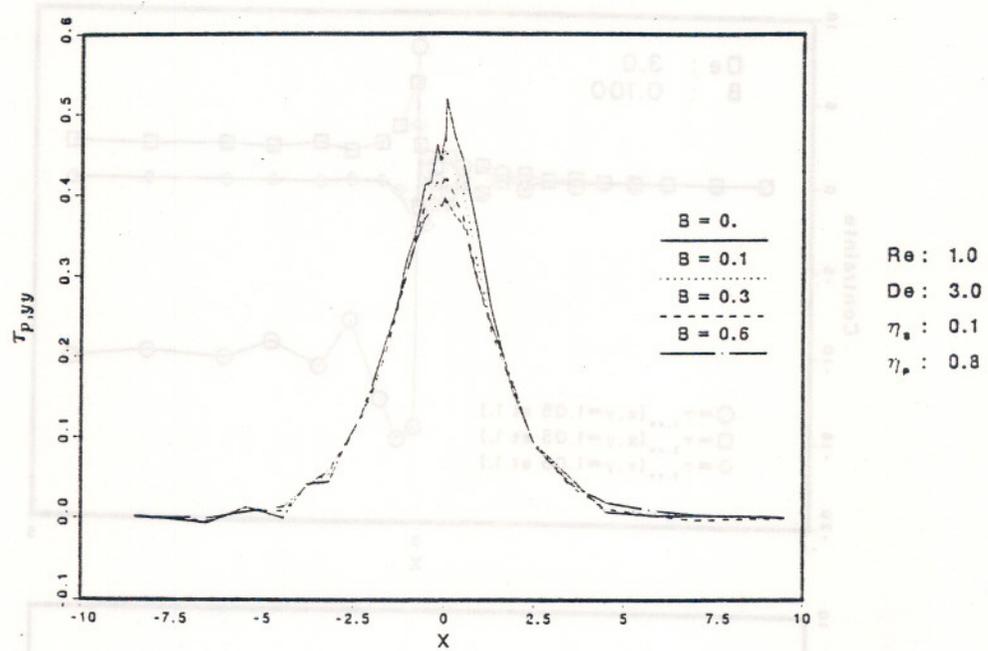


Figure 8: contrainte normale  $\tau_{p,yy}$  sur l'axe,  $De=3$ .  $B=0., 0.1, 0.3, 0.6$ .

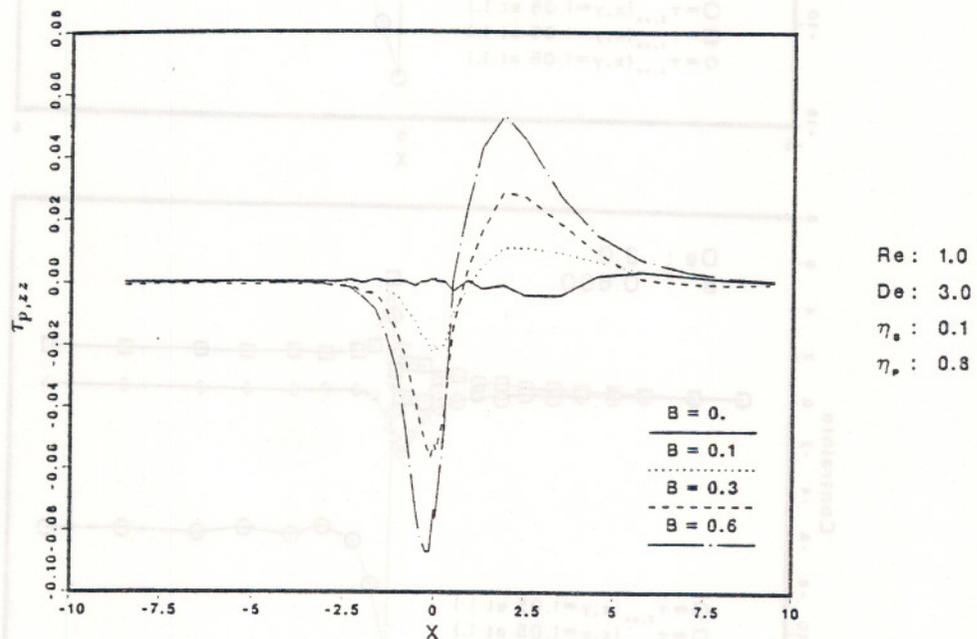


Figure 9: contrainte normale  $\tau_{p,zz}$  sur l'axe,  $De=3$ .  $B=0., 0.1, 0.3, 0.6$ .

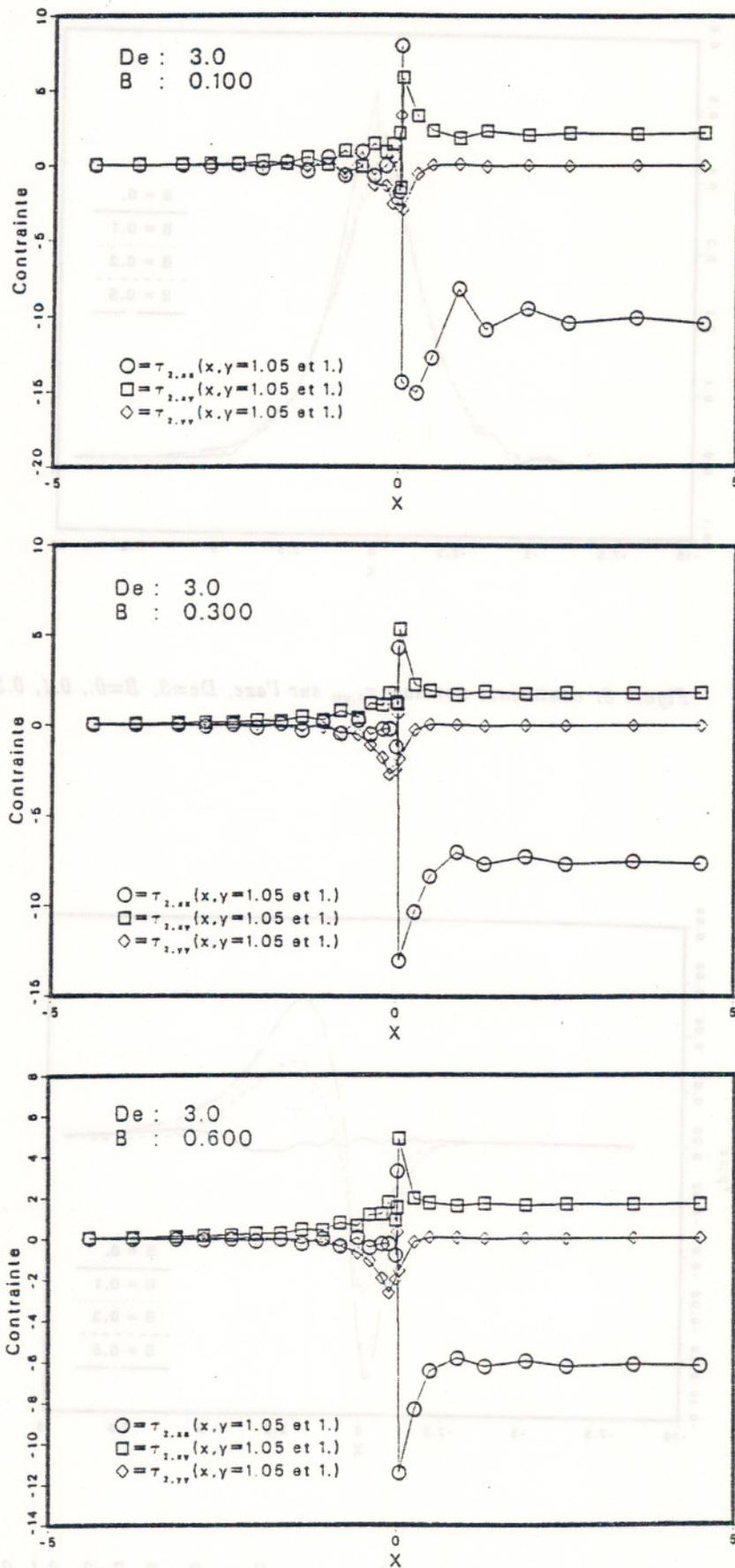


Figure 10: contraintes sur la droite  $D_1$ . a:  $B=0.1$ , b:  $B=0.3$ , c:  $B=0.6$ .

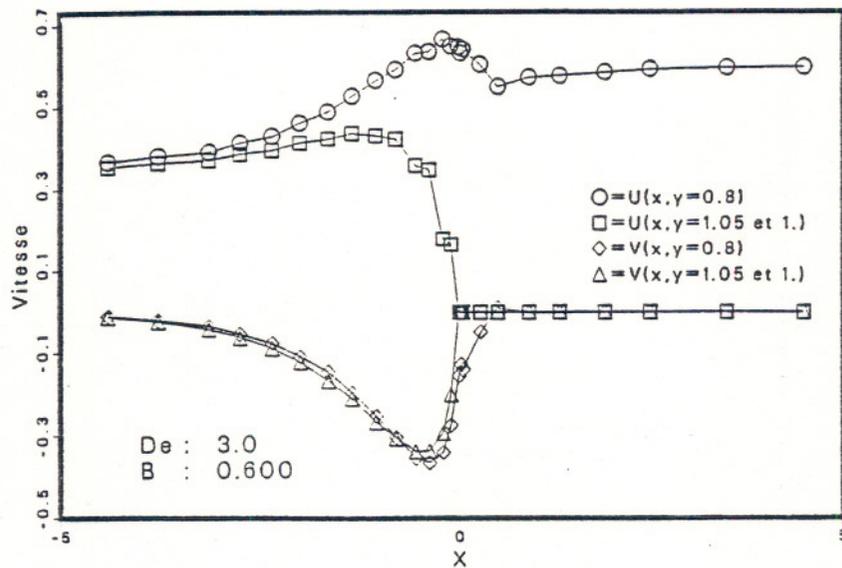
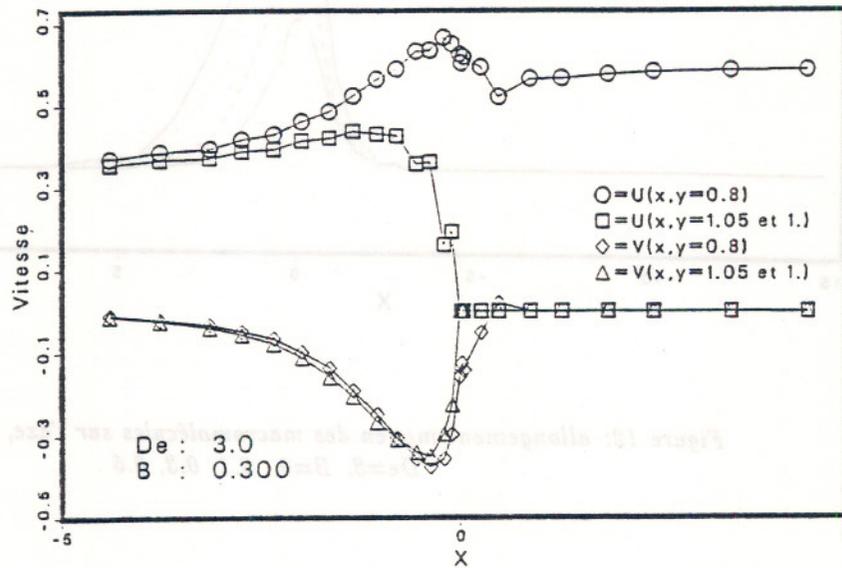
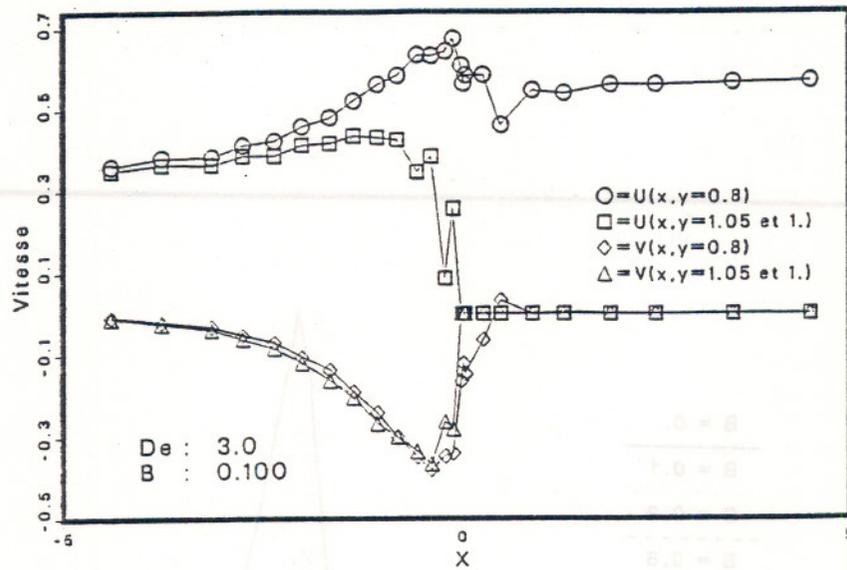


Figure 11: vitesses longitudinales et transversales sur la droite  $D_1$ .  
 a:  $B=0.1$ , b:  $B=0.3$ , c:  $B=0.6$ .

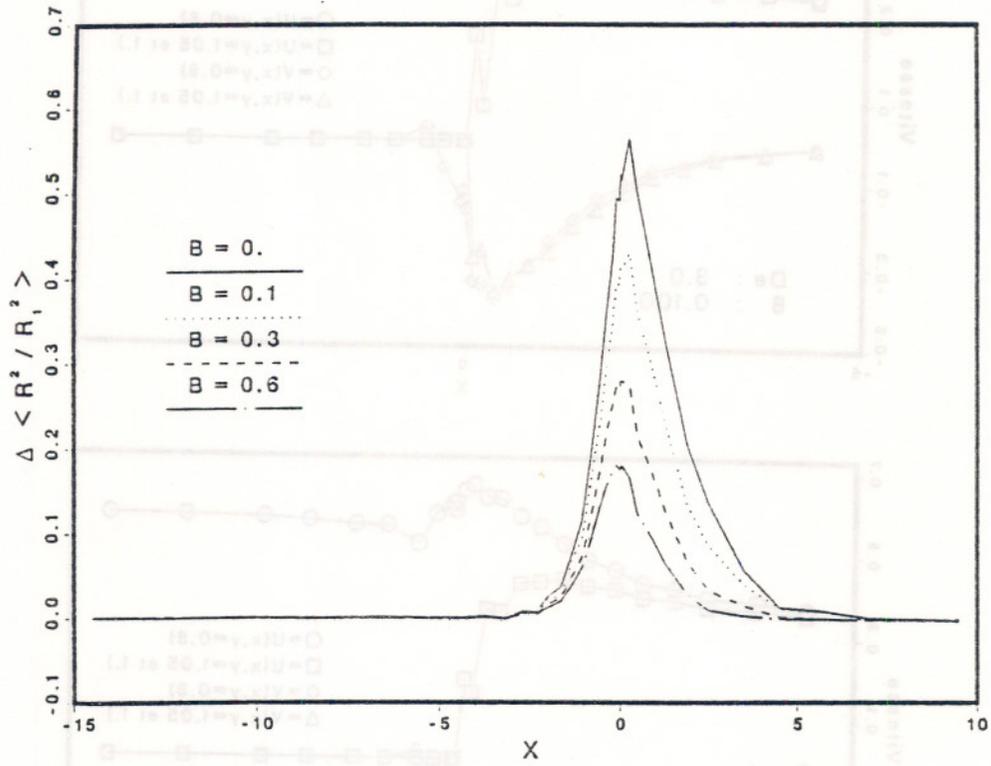


Figure 12: allongement moyen des macromolécules sur l'axe,  $De=3$ .  $B=0., 0.1, 0.3, 0.6$ .

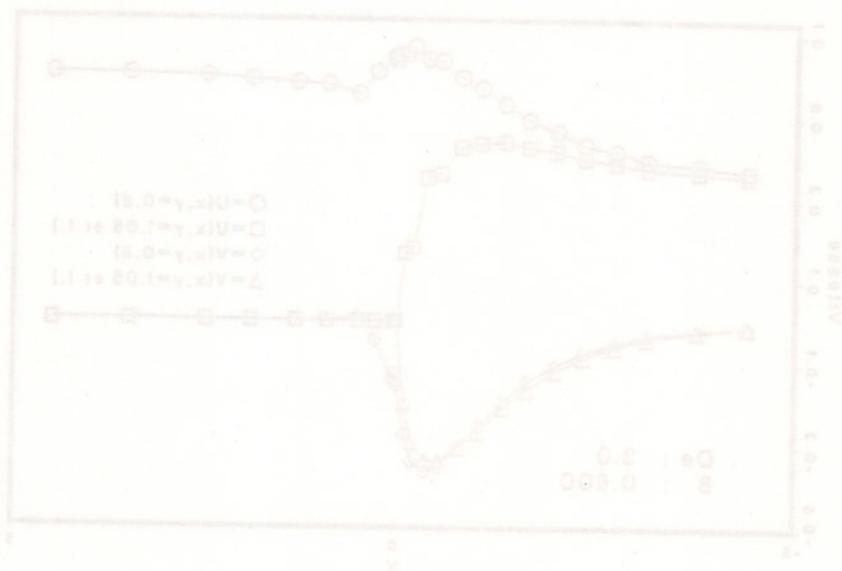


Figure 11: allongement moyen des macromolécules sur l'axe,  $De=3$ .  $B=0., 0.1, 0.3, 0.6$ .

## MODELISATION DU BETON EXPANSIF SOUS CONTRAINTE

### AUTEURS:

P. CLASTRES. G. DEBICKI

### ADRESSE:

Laboratoire Bétons et Structures  
Bâtiment 304

Institut National des Sciences Appliquées  
20, avenue Albert Einstein  
69621 VILLEURBANNE Cédex

**MOTS CLÉS:** Pâte pure - Béton expansif - Expansion libre - Expansion gênée - Modélisation - Energie de déformation.

### Résumé

Le fonctionnement optimal d'un ciment expansif a lieu sous contrainte, due notamment aux expansions gênées par un confinement ( coffrage, armature ). L'application d'un confinement à une éprouvette de pâte pure ou de béton de ciment expansif ne modifie pas la nature ou la quantité des hydrates formés mais influe par contre sur les déformations et autocontraintes d'expansion. Afin de les mesurer, il a été mis au point et utilisé deux dispositifs expérimentaux développant des états de contrainte uni ou biaxiaux dans le matériau. Nous présentons et discutons les principaux résultats obtenus, afin d'étendre au cas biaxial les modélisations présentées et validées dans le cas uniaxial. La détermination de l'énergie chimique d'expansion développée par le ciment lors de son hydratation semble être ainsi un point de passage obligé.

**Mots clés:** Pâte pure - Béton expansif - Expansion libre - Expansion gênée - Modélisation - Energie de déformation -

### INTRODUCTION

Pendant le phénomène de retrait du ciment portland, des autocontraintes de traction peuvent apparaître dans le béton durci lorsque les déformations de retrait sont gênées, par exemple, par les granulats, le coffrage, les armatures. Une fissuration peut même se produire si ces contraintes atteignent la résistance en traction du matériau. Pour éviter cette fissuration, nous pouvons certes améliorer les performances mécaniques en traction du béton. Mais nous pouvons aussi chercher à compenser, partiellement ou totalement, les déformations de retrait par des expansions grâce à l'utilisation de ciments expansifs. L'utilisation de ciment fortement expansif permet même d'obtenir, dans le cas d'une expansion gênée, un état d'autocontrainte de compression au sein du matériau. Le matériau s'hydrate alors sous contrainte. Nous positionnons notre étude dans ce cadre. Nous rappelons tout d'abord les phénomènes chimiques qui sont à l'origine de l'expansion. Ensuite, nous présentons des montages et résultats expérimentaux qui, d'une part, montrent comment les déformations d'expansion sont modifiées sous contrainte et, d'autre part, estiment les contraintes mises en jeu dans le béton. Nous présentons et discutons enfin quelques modélisations

### LES CIMENTS EXPANSIFS

On peut distinguer deux grands types de ciment expansif selon l'amplitude de l'expansion obtenue:

- les ciments modérément expansifs ou à retrait compensé pour lesquels l'expansion doit seulement annuler à tout instant le retrait du béton.
- les ciments fortement expansifs ou à autocontrainte qui, utilisés dans des éléments en béton armé convenablement ferrailés, peuvent engendrer dans le matériau béton des autocontraintes plus ou moins élevées, de l'ordre de 2 à 8 MPa.

Le phénomène d'expansion accompagnant l'hydratation des ciments expansifs n'est pas encore bien connu mais il apparaît que le principal hydrate expansif formé est le trisulfoaluminate de calcium hydraté  $3\text{CaO}, \text{Al}_2\text{O}_3, 3\text{CaSO}_4, 32\text{H}_2\text{O}$  appelé aussi ettringite.

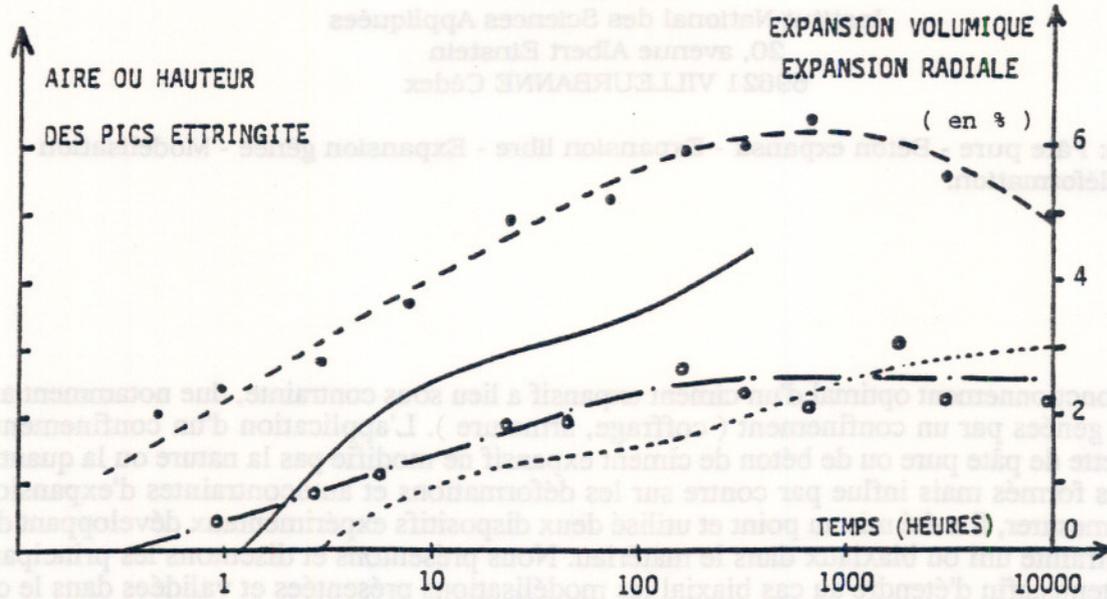


Figure n° 1 : Ciment A - Evolution dans le temps de l'expansion volumique (————), de l'expansion radiale (-----) et des quantités d'ettringite formées mesurées par diffraction des rayons X (-.-.-) ou par Analyse Thermique Différentielle (.....).

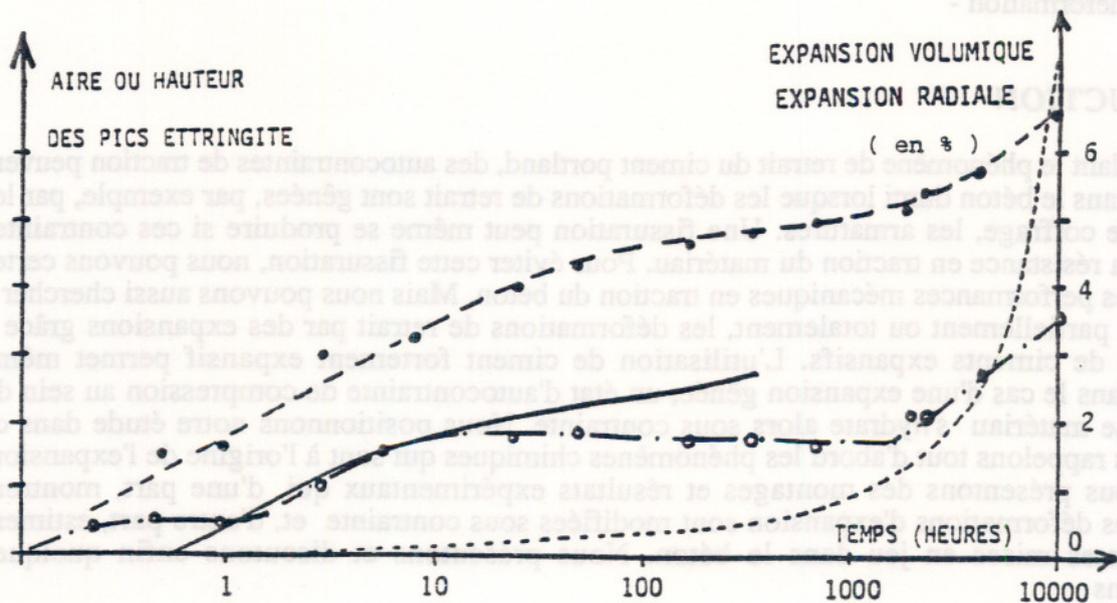


Figure n° 2 : Ciment B - Evolution dans le temps de l'expansion volumique (————), de l'expansion radiale (-----) et des quantités d'ettringite formées mesurées par diffraction des rayons X (-.-.-) ou par Analyse Thermique Différentielle (.....).

L'étude de deux ciments expansifs commerciaux ( P. CLASTRES, 1988 ), a montré que l'ettringite était bien le seul hydrate sulfoalumineux formé et que la formation d'ettringite cristalline était la principale cause de l'expansion. Nous avons pu mettre en évidence une bonne corrélation entre l'expansion mesurée et les quantités d'ettringite déterminées par analyse thermique différentielle et diffraction des rayons X ( Figures n°1 & 2 ). Par contre, nous n'avons pas décelé de modification concernant la nature et la quantité d'hydrates formés lorsque l'hydratation s'effectue sous contrainte. De même nous n'avons pas décelé d'orientation préférentielle des cristaux d'ettringite formés dans le cas d'hydratation sous contrainte mais des études complémentaires plus fines nous paraissent nécessaires.

Le phénomène d'expansion dépend de nombreux paramètres; un des plus importants est le mode de conservation du béton. L'expansion la plus efficace se produit lorsque le béton est conservé dans l'eau. Ceci est un des principaux freins au développement des ciments expansifs.

## EXPANSION SOUS CONTRAINTE

Les essais de mesure d'expansion existants, normalisés ou non, concernent essentiellement les variations dimensionnelles libres. Les mesures d'expansion gênée, ou sous contrainte, sont plus rares. Nous avons mis au point deux essais d'expansion sous contrainte, le premier adapté à l'étude du béton expansif, le second à la pâte pure et au mortier.

### Essai sur béton

Il dérive d'un essai normalisé ASTM ( C 878 ). Cet essai consiste à confectionner avec du béton expansif des éprouvettes prismatiques 7x7x28 cm ( Figure n° 3 ) armées intérieurement d'une armature dont le diamètre D peut varier de 6 à 20 mm selon l'intensité de la contrainte désirée. Pour mieux reprendre l'expansion du béton, nous avons vissé à chaque extrémité de l'armature deux plaques d'about de 15 mm d'épaisseur. Pour déterminer la déformation des aciers, nous utilisons une jauge de déformation collée dans la partie centrale de l'armature. Les éprouvettes sont conservées dans l'eau afin de favoriser au maximum l'expansion du béton.

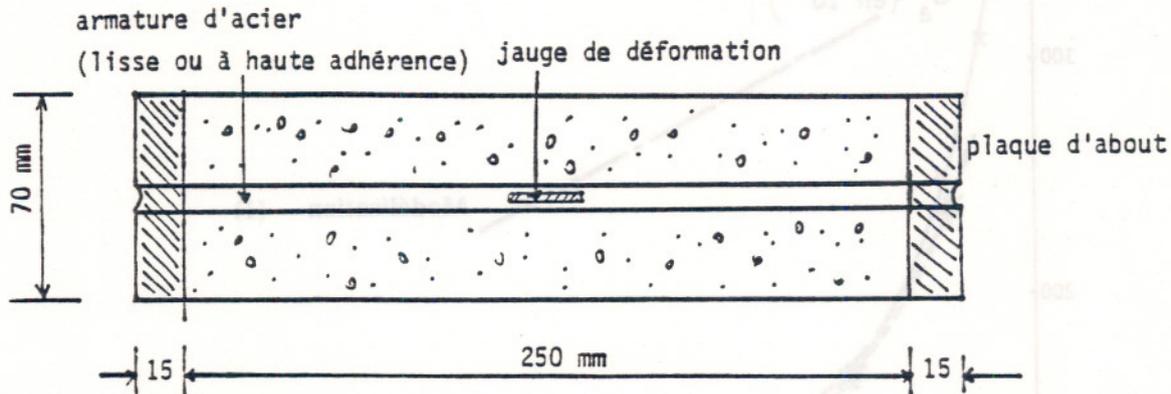


Figure n° 3 : Epreuve de béton expansif contraint uniaxialement.

Principe de l'essai: une éprouvette non armée voit à l'instant t sa longueur l augmenter de  $\Delta l$  sous l'effet du gonflement du béton (Figure n° 4a) ; la même éprouvette munie d'une armature axiale de section  $A_a$  ne se déformera plus, au même âge, que de  $\Delta l_a < \Delta l$  (Figure n° 4b). En supposant une parfaite adhérence entre acier et béton, ces deux matériaux présentent la même déformation à tout instant. Nous supposons en outre que les deux matériaux travaillent en élasticité. L'écriture de l'équilibre des forces dans une section de l'éprouvette permet un calcul de la contrainte dans le béton:

$$\sigma_b = p_a E_a \varepsilon_a$$

où  $\varepsilon_a$  est la déformation mesurée de l'acier,  $E_a$  le module d'élasticité de l'acier,  $p_a$  le taux de ferrailage avec :  $p_a = A_a / (A_a + A_b)$ .

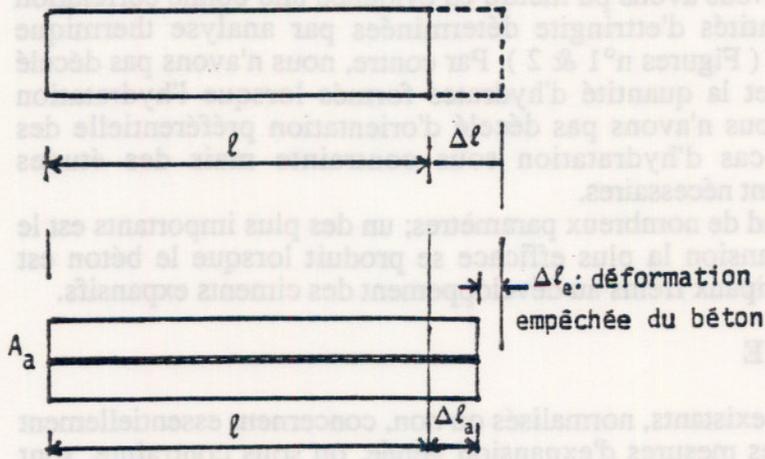


Figure n° 4a : Expansion libre de l'éprouvette de béton

Figure n° 4b : Expansion de la même éprouvette armée axialement.

Le béton expansif a été confectionné à partir de ciment expansif dosé à  $550 \text{ kg/m}^3$ . La déformation mesurée sur acier évolue en fonction du taux d'armature selon la figure n° 5.

Ces résultats peuvent être rapprochés de ceux obtenus par d'autres auteurs sur d'autres matériaux ( ciment, granulats ) et sous diverses conditions de conservation ( Figure n° 6 ).

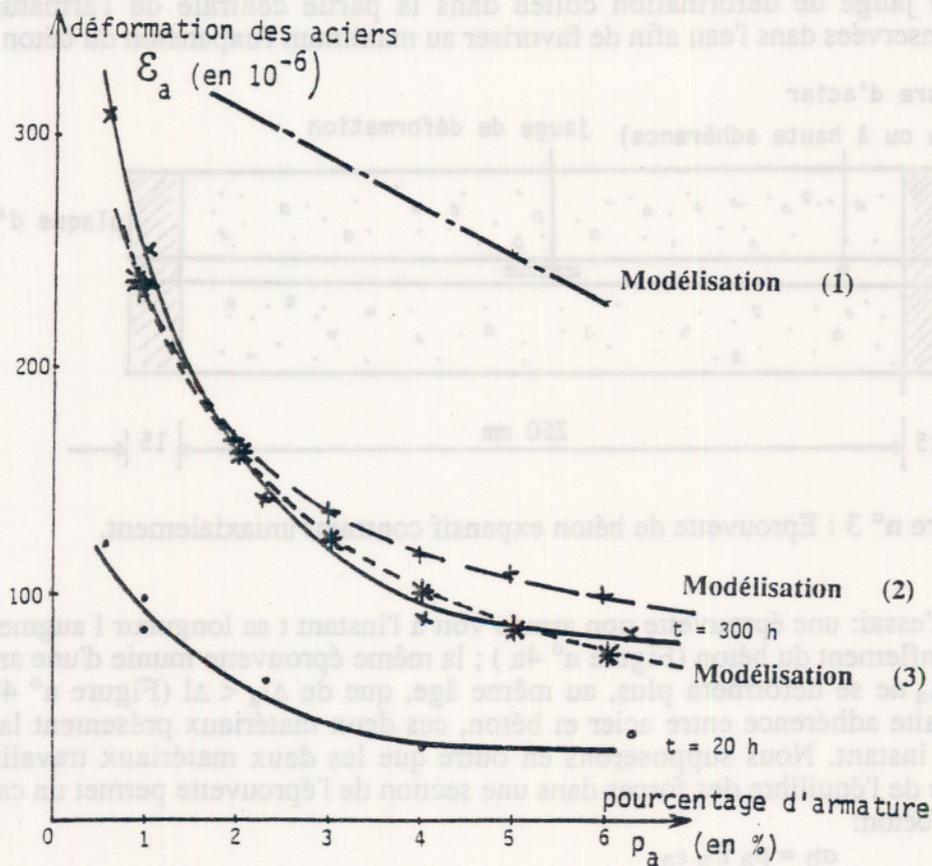


Figure n° 5 : Déformation des aciers en fonction du pourcentage d'armature.

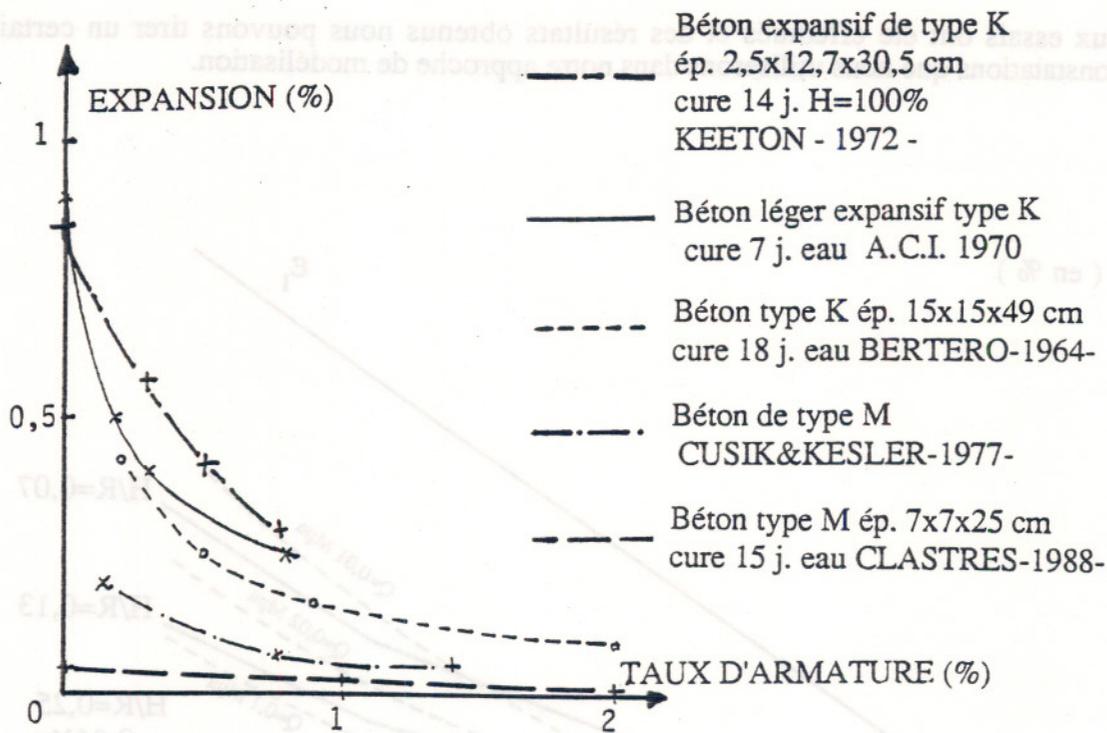


Figure n° 6 : Déformation d'expansion axiale en % en fonction du taux d'armature en %.

#### Essai sur pâte pure

Pour cet essai, nous avons mis au point un dispositif original dérivé de celui dit des "aiguilles de Le Châtelier", où l'épaisseur des anneaux de laiton peut varier de 0,5 à 60 mm, permettant ainsi d'obtenir un large domaine de contrainte opposée au gonflement ( Figure n° 7 ).

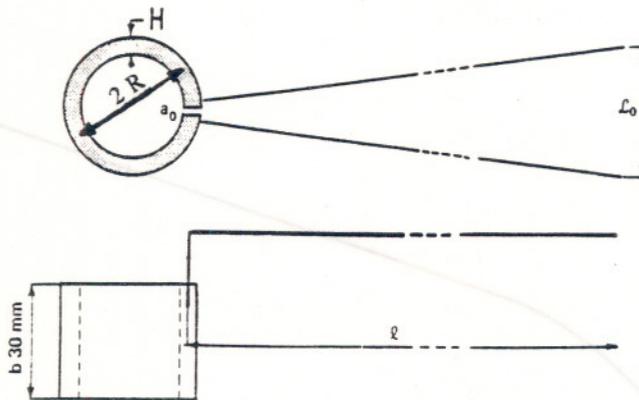


Figure n° 7 : Schéma de principe des anneaux ouverts utilisés.

Cet essai permet de mesurer l'expansion sous contrainte dès la fin de la mise en place du matériau expansif. La mesure de l'écartement des aiguilles nous donne après étalonnage préalable l'ouverture  $\Delta a$  de l'anneau en fonction du temps. Nous pouvons en déduire en fonction du temps la variation  $\Delta S/S$  de l'aire de la section droite de l'anneau ( Figure n°8 ). A l'aide d'un capteur de déplacement à noyau libre ultra léger, nous pouvons enregistrer l'expansion axiale  $\varepsilon_z$  dans la direction non contrainte. Nous obtenons en fonction de  $\log(t)$  un graphe bilinéaire traduisant bien un comportement différent de la pâte avant et après la fin de prise, vers 6 heures ( Figure n° 9 ). De

très nombreux essais ont été effectués et des résultats obtenus nous pouvons tirer un certain nombre de constatations que nous utiliserons dans notre approche de modélisation.

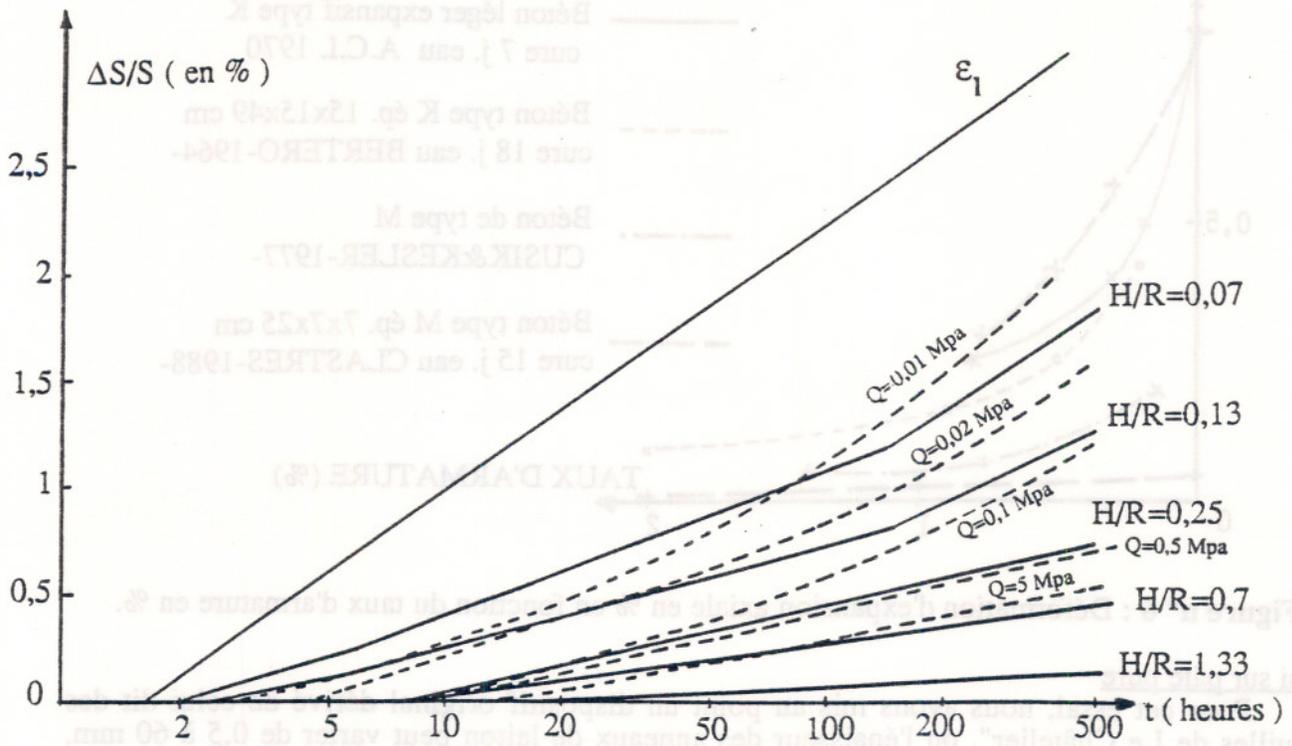


Figure n° 8 :  $\Delta S/S$  (t) pour des anneaux de différentes rigidités H/R.

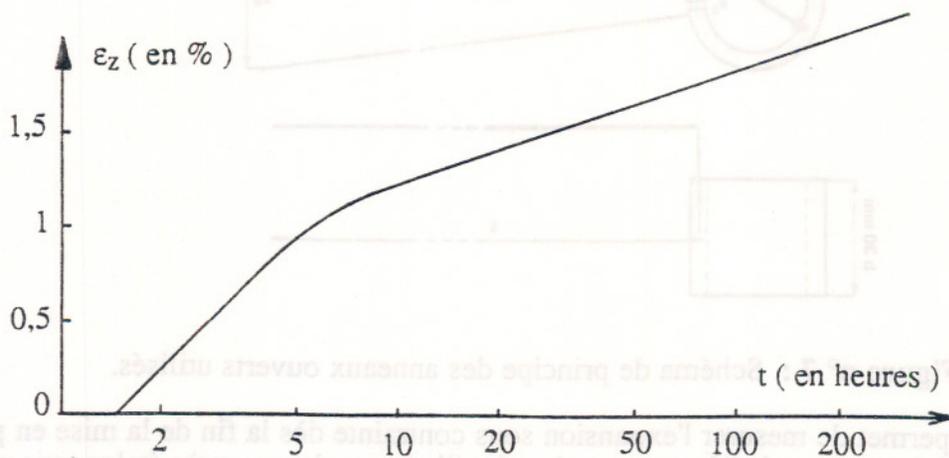


Figure n° 9 : Déformation  $\epsilon_z$  dans la direction non contrainte en fonction du temps.

## MODELISATION

Nous étudierons séparément les deux cas de confinement présentés correspondants à deux modes d'obtention d'autocontrainte dans les structures.

### Expansion gênée monoaxialement

Nous utilisons comme référence les résultats obtenus sur éprouvettes 7x7x28 cm de béton expansif. La déformation  $\epsilon_a$  de l'acier est supposée égale à la déformation moyenne  $\epsilon$  de l'éprouvette. De plus, pour écrire l'équilibre des efforts, on ne considérera que les efforts normaux. Plusieurs modélisations peuvent être avancées pour décrire le comportement du matériau et estimer les contraintes internes.

1- On peut assimiler l'expansion à une déformation d'origine thermique, celle-ci étant déterminée à partir de la déformation libre  $\epsilon_l$  d'une éprouvette de béton sans armature:

$$\epsilon_a = \epsilon = \epsilon_l (1 + n p)^{-1} \quad (1)$$

avec  $n = E_a / E_b$  : rapport des modules de l'acier et du béton

$p$  = taux d'armature

Nous constatons ( Figure n° 5 ) que cette modélisation surestime les déformations gênées. Cette hypothèse n'est donc pas satisfaisante.

2 - TSUJI (1977) introduit une constante énergétique et suppose que, par unité de volume, l'énergie  $U_e$  transmise par le béton à l'armature d'acier est constante, quel que soit le taux de ferrailage. Il en déduit :

$$\epsilon_a = (2 U_e / E_a p)^{0,5} \quad (2)$$

$U_e$  est une caractéristique du matériau, pour un temps donné. Par exemple, pour nos essais et en prenant en compte les taux de ferrailage compris entre 0,5 et 2,5 %, nous trouvons  $U_e = 8,9 \text{ J/m}^3$  à 20 h et  $U_e = 57,8 \text{ J/m}^3$  à 300 h. Nous remarquons que cette modélisation, assez proche en général des résultats expérimentaux (Figure n° 5), ne fait pas référence à la déformation libre ni au module d'élasticité du béton. Il n'apparaît donc pas de prise en compte directe du phénomène de fluage.

3 - Nous proposons une autre approche en supposant que la "déformation libre"  $\epsilon_{lm}$  susceptible de provoquer des contraintes est proportionnelle aux contraintes :

$$\epsilon_{lm} = \epsilon_l - k \sigma_b / E_b$$

ce qui conduit à :

$$\epsilon_a = \epsilon_l / (1 + n p (1+k)) \quad (3)$$

$k$  étant un coefficient sans dimension caractéristique du matériau et indépendant du temps. Sur la figure n°5 nous constatons qu'il est possible de représenter correctement le comportement expérimental en prenant  $k = 4,5$ .

En conclusion, pour un matériau donné, la connaissance de l'énergie  $U_e(t)$  ou de la déformation libre  $\epsilon_l(t)$  permet d'estimer de manière simple les autocontraintes dans l'acier et le béton. Cette modélisation toutefois ne prend pas en compte les déformations transversales. Des mesures expérimentales complémentaires seraient au demeurant nécessaires pour compléter une telle modélisation sur béton armé expansif.

### Expansion gênée biaxialement

La modélisation de l'expansion sous confinement biaxial en fonction du temps est un problème complexe. Dans ce qui suit, nous ferons ressortir des résultats expérimentaux ce qui nous paraît devoir être pris en compte dans une modélisation.

1- Les courbes expérimentales, notamment  $\epsilon_z = f(t)$ , font apparaître deux comportements pour la pâte, avant et après 6 h d'hydratation ( Figure n° 9 ) se traduisant par un changement de

penne. Nous poursuivrons la discussion à partir des résultats concernant l'expansion du matériau durci, soit après 6 h.

2- La déformation libre peut être estimée à partir de l'ouverture d'un anneau très peu rigide, ou par la mesure de l'expansion axiale. Les résultats montrent que l'expansion libre du matériau est isotrope.

3- Le confinement peut être caractérisé pour chaque anneau par le coefficient de rigidité  $H/R = \text{épaisseur} / \text{rayon moyen de l'anneau}$ . L'état d'autocontrainte de la pâte dépend directement de ce rapport  $H/R$ . Nous admettons que l'anneau de laiton applique une pression radiale uniforme  $Q$  tout autour du disque de pâte pure. Celle-ci ( $Q$ ) est calculée en recherchant la pression ( $-Q$ ) qui crée une déformation élastique de l'anneau de laiton égale à  $\Delta S/S$ . A un même âge, des éprouvettes frettées différemment n'ont pas la même variation de volume. Par contre, pour un état d'autocontrainte donné ( $H/R$  identique), l'expansion volumique reste constante. Pour préciser, ajoutons que, toujours pour  $t > 6$  h, l'expansion axiale à une échéance donnée reste constante quel que soit  $H/R$ . Par contre,  $\Delta S/S$  est très sensible au coefficient de rigidité de l'anneau, c'est à dire au degré de confinement. Ce résultat est contradictoire avec celui avancé par ISH-SHALOM et BENTUR en 1975. En effet, ils trouvent une variation volumique constante lors d'un essai uniaxial. Notons toutefois qu'ils ont testé des petites éprouvettes de composé expansif pur soumises à une compression axiale.

4- L'estimation des contraintes dans la pâte de ciment et dans l'anneau permet le calcul de l'énergie de déformation mécanique. Sur la figure n° 10, nous avons porté cette énergie, par unité de volume de pâte, en fonction de la variation relative de section de l'anneau  $\Delta S/S$  à échéances de 50 et 360 h. Il apparaît que l'énergie mécanique emmagasinée dans le système est étroitement fonction de  $\Delta S/S$ . Cette énergie atteint même un palier lorsque  $\Delta S/S$  est très faible: plus la déformation du système est faible, plus l'énergie chimique peut être mobilisée mécaniquement. On

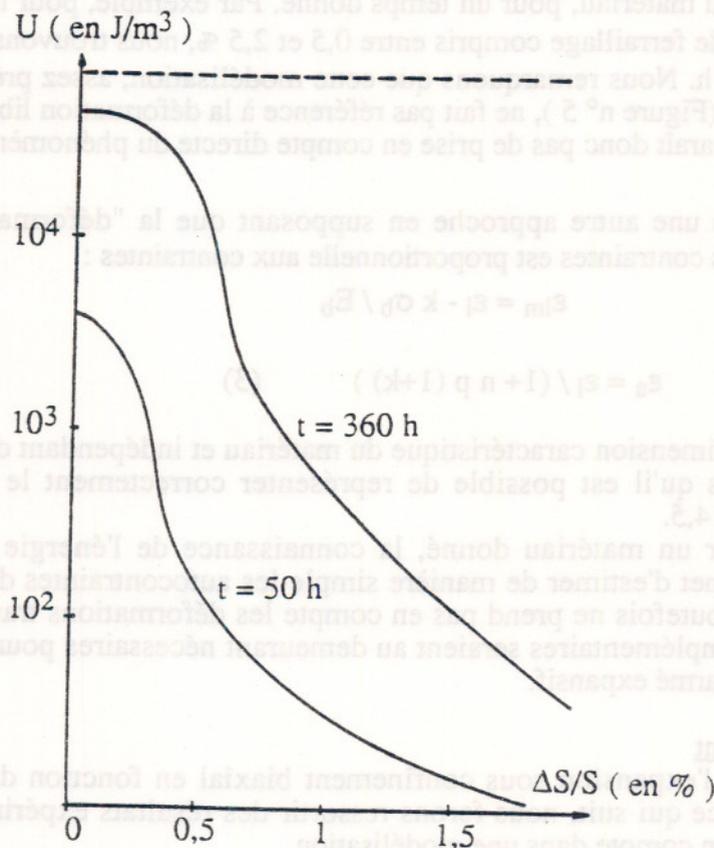


Figure n° 10 : Energie mécanique U de déformation des anneaux en fonction de  $\Delta S/S$

peut supposer alors qu'il existe une énergie chimique  $U$  à une échéance donnée qui peut être décomposée en une énergie mécanique et une énergie de frottement interne, celle-ci étant fonction de  $\Delta S/S$ . Cette hypothèse est séduisante dans la mesure où l'énergie chimique peut être corrélée au dosage d'agent expansif dans le béton. On pourrait ainsi adapter la modélisation à différentes formulations de matériau.

5- L'évolution observée de  $\Delta S/S$  en fonction du temps est portée sur la figure n° 8. Sur cette figure apparaissent aussi les pressions  $Q$  se développant dans la pâte au cours de l'expansion confinée. Une étape importante dans la compréhension de l'expansion serait une modélisation de ces courbes avec des paramètres caractéristiques du matériau mesurables expérimentalement.

## CONCLUSION

Par rapport au ciment traditionnel, le ciment expansif est un produit intéressant susceptible d'une part d'éliminer la fissuration de retrait et d'autre part de développer des autocontraintes de compression dans le béton confiné. Son point faible restant la sensibilité de l'expansion au mode de conservation.

Dans cette étude, nous présentons deux appareillages simples qui permettent de déterminer les déformations d'expansion et les contraintes mécaniques sous confinement. Pour une expansion gênée uniaxialement, nous exprimons la déformation du matériau en fonction du temps et du taux de confinement caractérisé par le pourcentage d'armature.

Pour un confinement biaxial, nous donnons une synthèse des nombreux résultats expérimentaux pour tenter d'interpréter physiquement les mécanismes qui régissent l'expansion confinée. L'interprétation énergétique de l'expansion associée à la prise en compte du confinement doivent être pris pour base en vue d'une modélisation dans le cas bi et triaxial.

## Références bibliographiques

- AMERICAN CONCRETE INSTITUTE - 1970 - "Expansive Cement Concrete - Present state of knowledge", A.C.I. Committee 223 - A.C.I. Journal, August, p. 583/610.
- BERTERO V.V. - POLIVKA M. - 1964 - "Effect of degree of restraint on mechanical behaviour of expansive concrete", Proceedings, ASTM, Vol. 64, p. 797/815.
- CLASTRÈS P. 1988 - "Hydratation et expansion sous contrainte d'un ciment expansif", Thèse D.E. n° 88 ISAL 015 - INSA - U.C.B. Lyon 1.
- CUSIK R.W. - KESLER C.E. - 1977 - "Behaviour of shrinkage-compensating concretes suitable for use in bridge decks.", A.C.I. S.P. 64-15, p. 293/310.
- ISH SHALOM M. - BENTUR A. - 1975 - "Properties of type K expansive cement of pure components - Part III: Hydration of pure expansive component under varying restraining conditions", Cement and Concrete Research - Vol. 5, n° 2, p. 135/152.
- KEETON J.R. - 1972 - "Thin shell expansive cement concretes", A.C.I. S.P. 38-2, p. 21/55.
- TSUJI Y. - 1977 - "Method of estimating expansive strain produced in reinforced concrete members using expansive cement concrete", A.C.I. S.P. 64-16, p. 311/319.

## COMPORTEMENT MECANIQUE D'UN SCHISTE ARDOISIER

### AUTEURS:

P. CUXAC, F. HOMAND Laboratoire de Géomécanique, E.N.S.G.  
E. HAMMADE, E. MOREL Laboratoire de Mécanique, E.U.D.I.L.

### RESUME

L'étude de la propagation d'ondes ultrasonores dans un schiste ardoisier indique que cette roche est à symétrie orthotrope. Cependant les écarts de vitesse dans le plan de schistosité sont suffisamment faibles pour que ne soit prise en compte qu'une symétrie hexagonale pour les essais statiques. Des mesures de célérité des ondes ont également été effectuées au cours d'essais de compression triaxiale. Ne pouvant plus calculer tous les coefficients de la matrice élastique nous avons donc raisonné en terme de pseudo-modules. On constate alors une augmentation du pseudo-module  $E_1$  avec le confinement alors que  $E_2$  reste constant. Le comportement mécanique a été caractérisé par des essais de compression triaxiale effectués selon différentes directions. Les différents modules ont été déterminés par jauges d'extensométrie. Malgré une forte dispersion des résultats on constate que tous les modules dépendent du confinement sauf  $E_2$ . Le module de cisaillement  $G_{12}$  ne peut être déterminé que par le calcul.

**Mots clés :** Anisotropie, essais triaxiaux, lois de comportement, ultrasons

### INTRODUCTION

Le schiste testé est une roche à anisotropie planaire discontinue. L'article expose la méthodologie adoptée pour obtenir le type d'anisotropie à prendre en compte, pour déterminer les modules élastiques et pour établir un modèle simplifié de comportement.

Une des applications des mesures de propagation des ondes est de pouvoir déterminer la matrice de raideur d'une roche à partir d'essais simples et rapides puisque la connaissance d'un certain nombre de vitesses d'ondes suffit. Cela n'est cependant pas immédiat puisque la matrice de raideur est fonction de la symétrie considérée. Une première étape est donc la connaissance du degré de symétrie ou, ce qui revient au même, du type d'anisotropie correspondant à la roche étudiée.

Dans une première partie nous exposerons la manière d'effectuer les mesures de célérité des ondes et la détermination des modules dynamiques. Nous tenterons également une approche de l'évolution des modules en fonction de la contrainte.

La deuxième partie est consacrée à la détermination des modules par essais statiques de compressions triaxiales.

Le matériau étudié est à grain fin. Ses principaux constituants minéralogiques sont la chlorite, la muscovite, le quartz. Pyrite, calcite et chloritoïdes peuvent également être présents. La pyrite apparaissant sous diverses formes (cristaux isolés, amygdales, filons ..) peut selon les cas constituer des zones de faiblesses ou augmenter la résistance. La schistosité est bien marquée et confondue avec la stratification.

# MESURE DES VITESSES DE PROPAGATION DES ONDES

Les échantillons ont été rectifiés très soigneusement de façon à assurer une bonne transmission du signal. Un protocole expérimental très rigoureux a été mis au point de manière à avoir un signal de qualité (Cuxac 1991). Les mesures de vitesse effectuées sur des polyèdres permettent de préciser les axes propres de la roche et de quantifier son anisotropie. Le report des résultats est effectué sur diagramme de Wulff comme l'indique la figure 1 ( le centre du cercle représente l'axe orthogonal au plan de schistosité )

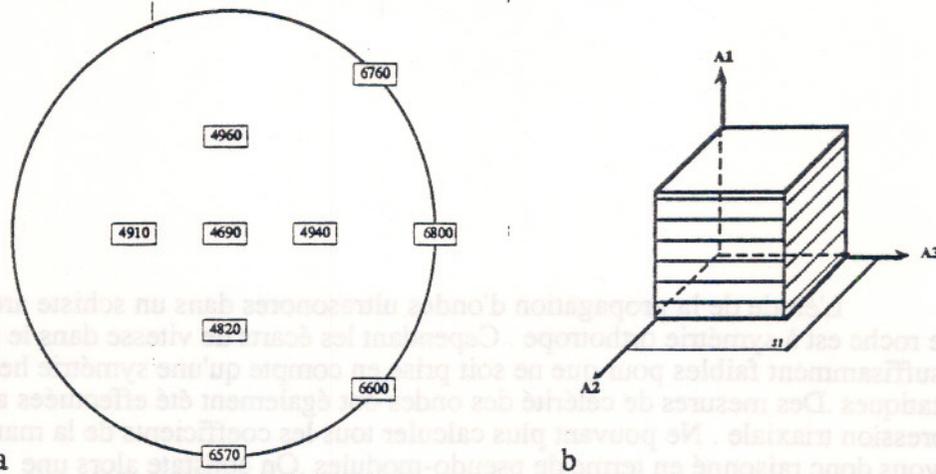


Fig.1: Vitesses mesurées sur un polyèdre (a) et représentation des axes structuraux de la roche (b)

La vitesse minimale est caractéristique d'une transmission perpendiculairement au plan de schistosité. La vitesse la plus élevée est associée à la propagation de l'onde parallèlement au clivage. Dans ce plan on n'observe qu'une faible variation de la célérité des ondes. On met ainsi en évidence une anisotropie majeure  $\Delta M$  ( le plan de schistosité ) et une anisotropie mineure  $\Delta m$  ( la linéation ) qui, bien que faible est toujours identifiable ( tableau I ). Ces paramètres sont calculés de la façon suivante ( Guyader et Denis 1986 ) :

$$\Delta M \% = 100 \left[ 1 - \frac{2 V_1}{V_2 + V_3} \right] \quad \Delta m \% = 100 \left[ \frac{2(V_2 - V_3)}{V_2 + V_3} \right]$$

	Bloc A	Bloc B	Bloc C
$\Delta M \%$	28,5	30,4	27,1
$\Delta m \%$	5,4	1	4,2

Tab.I: Anisotropies majeures et mineures mesurées sur trois blocs

Nous pouvons conclure de cette première approche que nous avons une roche à symétrie orthotrope ( équivalent au système orthorhombique des cristallographes ) pouvant être décrite par une matrice de raideur à 9 composantes indépendantes. Cependant, le peu d'influence de la linéation mesurée par ultrasons (  $\Delta m \approx 5\%$  et coefficient de variation des vitesses mesurées  $\approx 2\%$  ) confirmé par des essais préliminaires de compression simple effectués selon les trois directions préalablement déterminées nous a amené à traiter ce problème en symétrie orthotrope de révolution ( système hexagonal ).

## DETERMINATION DES MODULES DYNAMIQUES

### Rappels théoriques

Introduisons l'équation de Christoffel :  $\Gamma_{ij} \Delta_j - \rho V^2 \Delta_i = 0$

avec  $\Gamma_{ij}$  = tenseur de Christoffel       $\Delta_i$  = polarisation  
 $\rho$  = masse volumique       $V$  = vitesse

Cette relation montre que la polarisation est vecteur propre du tenseur de Christoffel avec comme valeur propre  $\rho V^2$  (Dieulesaint et Royer 1974). Donc dans le cas le plus général, en un point d'un front d'onde existent trois directions de polarisations orthogonales ( $\Gamma_{ij}$  étant symétrique), chacune étant associée à une vitesse.

Le tenseur de Christoffel est défini comme suit :  $\Gamma_{ij} = C_{ijkl} n_j n_k$   
avec :  $C_{ijkl}$  = matrice de raideur

$n_{i,j,k}$  = composantes d'un vecteur unitaire perpendiculaire au front d'onde

Ainsi, connaissant la symétrie de la roche étudiée on détermine les directions de propagation et de polarisation nécessaires à la détermination de la matrice de raideur. Celle-ci connue, par inversion on obtient la matrice des complaisances élastiques par inversion et donc les modules de Young, de cisaillement et les coefficients de Poisson.

### Application à la roche étudiée

L'étude de la célérité des ondes nous a montré que l'on pouvait traiter cette roche comme ayant une symétrie hexagonale. La recherche des valeurs et vecteurs propres du tenseur de Christoffel nous impose la connaissance des vitesses de propagation des ondes dans les directions principales afin d'avoir 4 des 5 composantes de la matrice de raideur. La vitesse de l'onde P à 45° de la schistosité nous donne la cinquième composante ( fig.2 ).

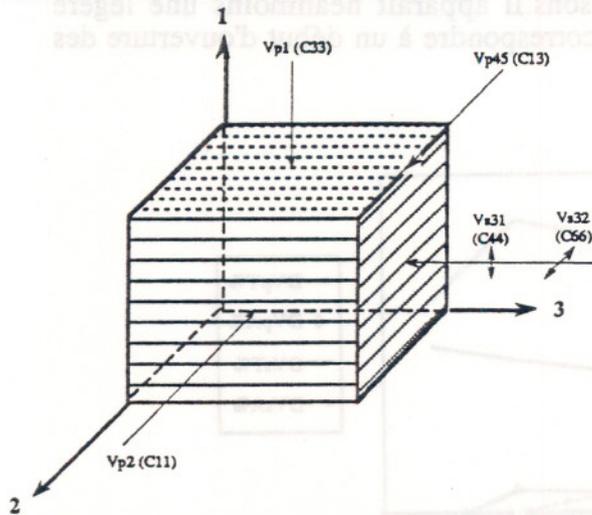


Fig.2 : Directions de propagation et de polarisation des ondes et correspondance avec les éléments de la matrice de raideur

	MODULES	C.V. %
$E_1$ (MPa)	58 869	4
$E_2$ (MPa)	121 303	1,3
$\nu_{12} = \nu_{13}$	0,11	2
$\nu_{23} = \nu_{32}$	0,19	6,6
$\nu_{21} = \nu_{31}$	0,24	3,4
$G_{21}$ (MPa)	15 080	7,3
$G_{23}$ (MPa)	50 973	1,3

tab.II : Modules élastiques dynamiques

Les échantillons polyédriques permettent ces mesures et un exemple de résultat est présenté dans le tableau II . Le module de Young minimum est mesuré perpendiculairement au plan de schistosité ; il est maximum dans ce plan.L'anisotropie élastique peut être déterminée par les deux paramètres suivants (Sirieys 1982;Laquèche 1985) :

$$- K = \frac{E_3}{E_1} \quad - Y = \frac{G_{23}}{G_{13}}$$

- Si  $K > 1$  la structure est planaire
- Si  $K < 1$  la structure est linéaire

Des valeurs de Y élevées témoignent d'un glissement facile dans les plans de schistosité. Nos mesures donnent les résultats suivants :  $K = 0,48$  ;  $Y = 3,38$ .

## INFLUENCE DU NIVEAU DE CONTRAINTE

### Méthodologie des essais

Des mesures de propagation d'ultrasons ont pu être réalisées au cours d'essais de compression triaxiale . La contrainte axiale est transmise à l'échantillon par

l'intermédiaire de cales en acier contenant des transducteurs . La contrainte a été appliquée à l'aide d'une presse asservie de manière à imposer la vitesse de déformation durant l'essai, qui a été prise égale à  $1,4 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ .

Afin de ne pas endommager les transducteurs ultrasonores par des chocs brusques, les essais sont arrêtés dès que la courbe contrainte-déformation nous a semblé quitter le domaine élastique.

Les expériences ont été réalisées d'abord avec un état de contrainte isotrope puis en faisant croître le déviateur .

### Mesure des vitesses P et S en fonction de la contrainte

Les variations de vitesse en fonction de la contrainte dépendent du type d'onde considéré et de l'orientation du plan d'anisotropie.

Dans le cas des éprouvettes à schistosité transversale (éprouvettes série T, d'axe 1) la vitesse des ondes augmente progressivement puis se stabilise (fig.3). Cette stabilisation coïncide avec la fermeture des fissures. La contrainte correspondante se situe entre 15 et 20MPa selon les échantillons. Les valeurs déterminées par les essais de compressibilité se situent bien dans cette fourchette.

Les mesures effectuées sur éprouvettes à schistosité axiale (série A, d'axe 2) ne présentent pas une telle évolution puisque les plans de fissurations se trouvent parallèles à l'axe de la contrainte principale et à la direction de propagation des ultrasons. Il apparaît néanmoins une légère diminution de la vitesse en fin d'essai, ce qui pourrait correspondre à un début d'ouverture des discontinuités .

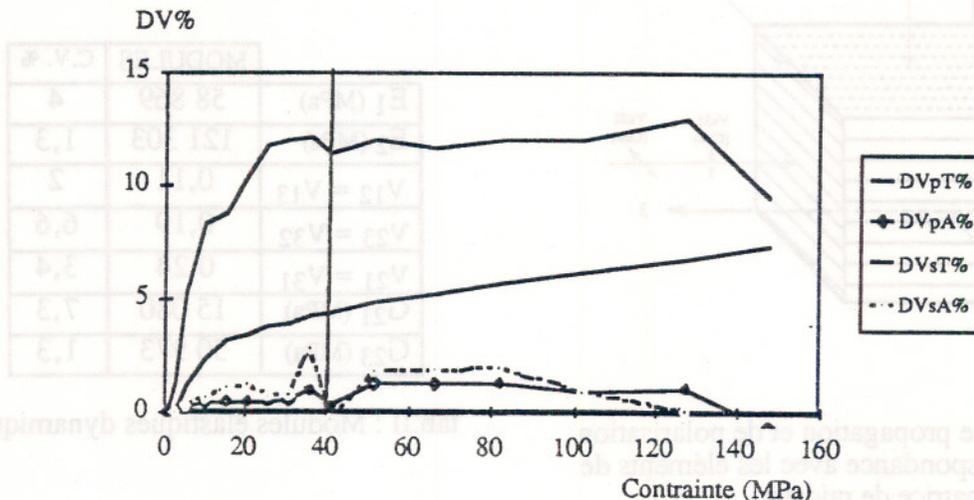


Figure 3 : Variations de vitesse en fonction de la contrainte axiale (confinement de 40 MPa)

Les éprouvettes des séries A ne présentent pratiquement pas de variations de vitesse, la légère augmentation étant probablement à mettre sur le compte du couplage. En ce qui concerne les valeurs d'anisotropie, on se rend bien compte qu'elles ne sont pas accessibles puisque au cours de l'essai nous n'avons qu'une seule direction de mesure. Nous avons cependant tenté de comparer les valeurs des vitesses dans les éprouvettes A et T en fonction de la contrainte. Il apparaît (fig 4) que l'anisotropie de  $V_p$  diminue lentement durant tout l'essai alors que l'anisotropie de  $V_s$  chute brutalement puis évolue comme le rapport des vitesses longitudinales.

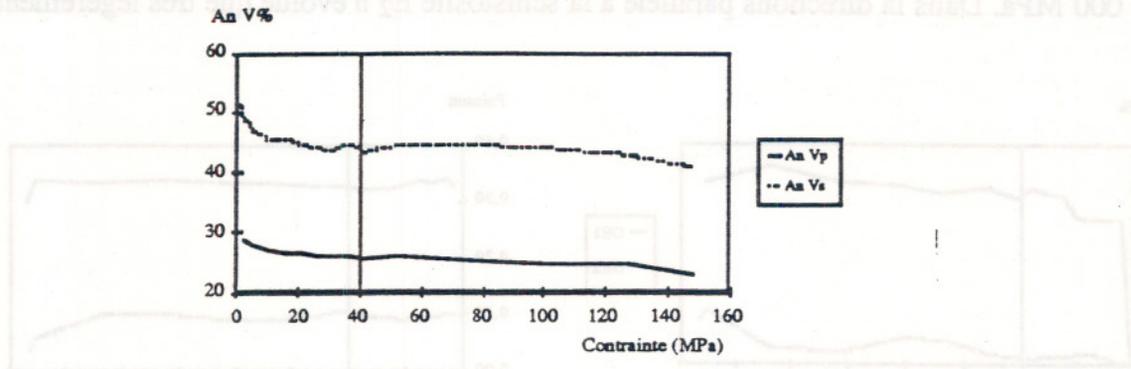


Figure 4 : Evolution de l'anisotropie des vitesses en fonction de la contrainte axiale.

## UNE APPROCHE DES MODULES ELASTIQUES DYNAMIQUES EN FONCTION DE LA CONTRAINTE

Etant donné la symétrie de la roche nous ne pouvons déterminer réellement les modules élastiques qu'en procédant à des mesures ultrasonores dans trois directions. Or, durant les essais en cellule triaxiale, le signal ne peut être émis que dans une direction. Seuls quelques éléments de la matrice de raideur peuvent alors être calculés :

- une éprouvette à schistosité transversale permettra de connaître les paramètres  $C_{33}$  et  $C_{44}$
- une éprouvette à schistosité axiale donnera accès aux valeurs de  $C_{11}$  et  $C_{66}$  (ou  $C_{44}$ ).

Il apparaît deux familles de coefficients (fig 5)

- certains évoluent de façon croissante quand la contrainte augmente ( $C_{33}$ ,  $C_{44}$ )
- d'autres restent stables ( $C_{11}$ ,  $C_{66}$ )

Dans un premier stade  $C_{33}$  et  $C_{44}$  augmentent assez rapidement. Cette phase prend fin lorsque le confinement atteint 20 à 25 MPa. Ensuite  $C_{44}$  se stabilise alors que  $C_{33}$  continue à croître lentement

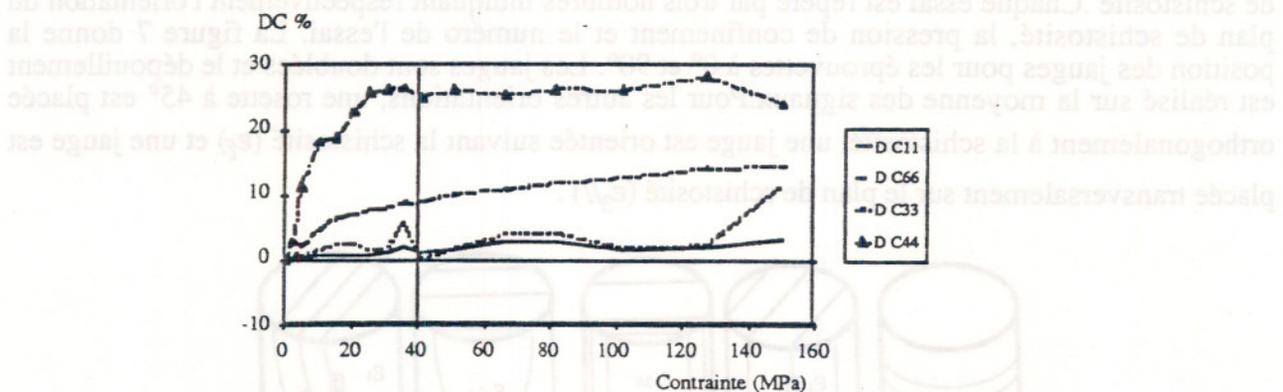


Figure 5 : Variation de paramètres élastiques avec la contrainte axiale (confinement de 40 MPa)

L'impossibilité de connaître l'évolution notamment des modules de Young est le point faible de cette méthode. Cependant, en considérant le fait que *in situ*, les modules dynamiques sont déterminés avec les formules classiques utilisées en milieu isotrope, il nous a semblé intéressant de calculer les modules d'élasticité et les coefficients de Poisson de cette manière :

Précisons les expressions employées dans un tel cas :

$$E = \rho \frac{V_p^2 (1+\nu) (1-2\nu)}{(1-\nu)} \quad \nu = \frac{0,5 - (V_s/V_p)^2}{1 - (V_s/V_p)^2}$$

Le pseudo module  $E_1$  augmente très rapidement avec le confinement puis se stabilise aux environs de 50 000 MPa. Dans la directions parallèle à la schistosité  $E_2$  n'évolue que très légèrement (fig 6a).

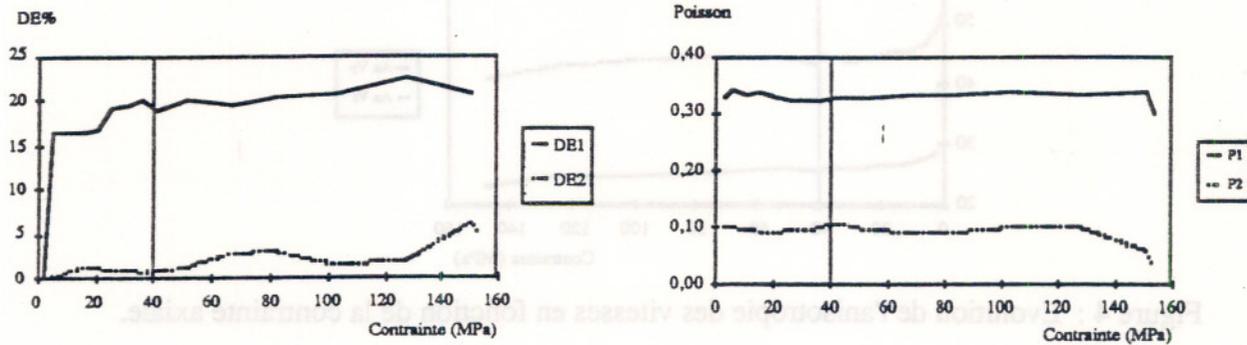


Figure 6: a :Variations des pseudomodules de Young en fonction de la contrainte axiale .  
b:Evolution des pseudo coefficients de Poisson avec la contrainte axiale .

Les pseudo coefficients de Poisson ne montrent aucune évolution nette (fig 6b).

## GENERALITES SUR LES ESSAIS TRIAXIAUX

Les essais triaxiaux ont été réalisés sur des éprouvettes carottées de 37 mm de diamètre et d'élanement voisin de 2.

### Instrumentation des éprouvettes - notations

Les essais ont été menés sur des carottes de différentes orientations  $\theta$  par rapport au plan de schistosité .Chaque essai est repéré par trois nombres indiquant respectivement l'orientation du plan de schistosité, la pression de confinement et le numéro de l'essai. La figure 7 donne la position des jauges pour les éprouvettes à  $0^\circ$  et  $90^\circ$ . Les jauges sont doublées et le dépouillement est réalisé sur la moyenne des signaux.Pour les autres orientations, une rosette à  $45^\circ$  est placée orthogonalement à la schistosité, une jauge est orientée suivant la schistosité ( $\epsilon_f$ ) et une jauge est placée transversalement sur le plan de schistosité ( $\epsilon_{3//}$ ) .

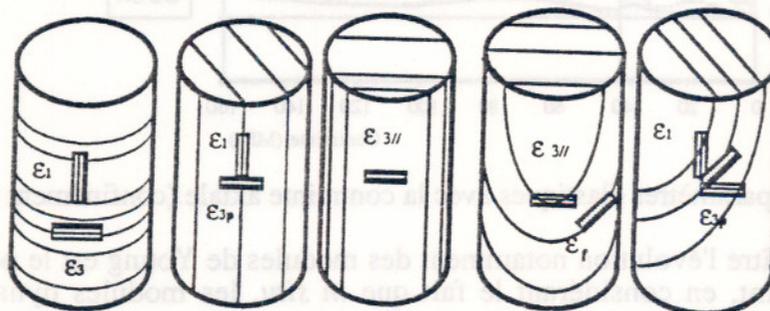


Figure 7 : Position des jauges pour  $\theta = 0, 90, 45^\circ$

### Dispositif expérimental

L'échantillon gainé est placé dans une cellule triaxiale remplie d'huile qui transmet la pression de confinement ( $P_c = \sigma_2 = \sigma_3$ ). Une presse hydraulique asservie en

déplacement produit l'effort axial  $\sigma_1$ . Les différents signaux (jauges, force, déplacement du vérin de la presse) sont enregistrés sur une chaîne d'acquisition automatique.

## INTERPRETATION DES RESULTATS

### Remarques préliminaires

En ce qui concerne les orientations à  $0^\circ$  et  $90^\circ$ , la rupture a lieu dans la matrice rocheuse ; pour les autres orientations, le mécanisme de rupture est un glissement plan sur plan.

Les courbes contraintes-déformations présentent un comportement élastique linéaire. Il peut cependant arriver qu'une rupture rapide (essais à  $45^\circ$ ) occulte totalement cette phase élastique et rende l'interprétation délicate.

### Modules principaux $E_1$ et $E_2$

Les jauges longitudinales ( $\epsilon_1$ ) des essais à  $0^\circ$  et  $90^\circ$  donnent respectivement les valeurs de  $E_2$  et  $E_1$ . Les résultats sont donnés dans les tableaux III et IV.

ESSAIS	E1(MPa)	ESSAIS	E2(MPa)
90/0/1	31200	0/0/1	117500
90/0/2	34300	0/5/1	123000
90/2,5/1	37400	0/10/1	181000
90/5/1	37400	0/10/2	11400
90/7,5/1	41200	0/20/1	153000
90/10/1	38100	0/20/2	120000
90/20/1	41350	0/30/1	120000
90/30/1	42200	0/40/1	118000
90/40/1	42700		

Tab.III et IV : Valeurs de  $E_1$  et de  $E_2$

Le module  $E_2$  est indépendant de la pression de confinement. Les valeurs plus élevées (essais 0/05/1 et 0/20/1) peuvent s'expliquer par la présence d'hétérogénéités dans les échantillons. Si l'on ne tient pas compte de ces deux valeurs, la moyenne est d'environ 119 000 MPa.

$E_1$  est fortement influencé par la pression. Pour les essais à  $90^\circ$ , le déviateur est appliqué orthogonalement aux plans de schistosité. Il produit alors un serrage de ces plans dont l'importance croît avec le confinement, augmentant ainsi la raideur apparente du matériau.

Kulhawy (1975) a donné une expression du module en fonction de la pression sous la forme d'une puissance de  $\sigma_3$ . Santarelli (1987) a proposé une modification de cette loi en utilisant une puissance de  $1 + \sigma_3$ . Dans notre cas, nous pouvons donner les approximations suivantes :

$$\text{loi 1 (Kulhawy)} : E_1 = 36\,000 \sigma_3^{0,044} \quad R = 0,94$$

$$\text{loi 2 (Kulhawy modifiée)} : E_1 = 33\,190 (1 + \sigma_3)^{0,072} \quad R = 0,93.$$

Les courbes sont données sur la figure 8.

### Coefficients de Poisson

Les essais à  $90^\circ$  donnent les valeurs de  $\nu_{12}$  (jauge  $\epsilon_3$ ). Les essais à  $0^\circ$  donnent  $\nu_{21}$  ( $\epsilon_{3p}$ ) et  $\nu_{23}$  ( $\epsilon_3//$ ). Les résultats sont reportés dans les tableaux V et VI.

D'une manière générale, les résultats sont fortement dispersés. Dans certains essais, le déclenchement de la fissuration est intervenu pour des charges très faibles et l'interprétation des courbes contraintes-déformations est délicate.

Pour  $\nu_{12}$  et  $\nu_{21}$ , les valeurs semblent diminuer légèrement avec le confinement ; par contre, pour  $\nu_{23}$ , elles semblent augmenter (figure 9). Des lois de variation linéaire nous ont paru suffisantes

pour la modélisation. On retrouve la dispersion des résultats dans les coefficients de régression faibles.

$$\begin{aligned} \nu_{12} &= 0,158 - 0,001 \sigma_3 & R &= 0,66 \\ \nu_{23} &= 0,137 + 0,001 \sigma_3 & R &= 0,5 \\ \nu_{21} &= 0,374 - 0,003 \sigma_3 & R &= 0,46 \end{aligned}$$

ESSAIS	$\nu_{12}$
90/0/1	0,17
90/0/2	
90/2,5/1	0,13
90/5/1	0,14
90/7,5/1	0,16
90/10/1	0,15
90/20/1	0,11
90/30/1	0,15
90/40/1	0,093

ESSAIS	$\nu_{21}$	$\nu_{23}$
0/0/1	0,39	0,12
0/5/1	0,42	0,175
0/10/1	0,31	0,12
0/10/2	0,43	0,16
0/20/1		0,19
0/20/2	0,27	0,165
0/30/1	0,23	0,13
040/1	0,34	0,2

Tab V et VI : Valeurs de  $\nu_{12}$  (essais à 90°) et de  $\nu_{21}$   $\nu_{23}$  (essais à 0°)

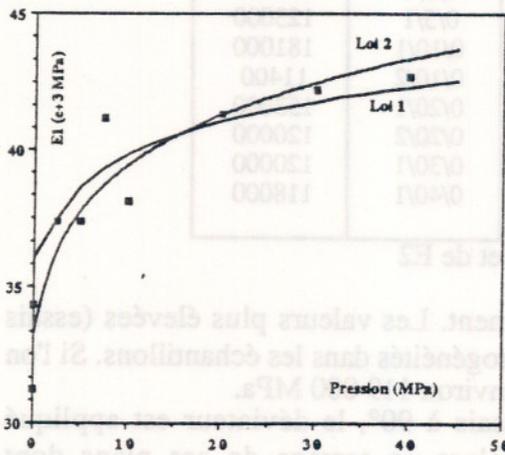


Figure 8 : Variations de E1 en fonction de la pression

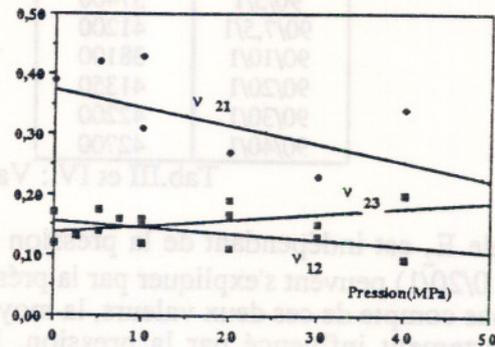


Figure 9 : Variations du coefficient  $\nu$

### Validité de l'hypothèse élastique

Nous avons fait dans cette étude l'hypothèse d'un comportement élastique

qui implique  $\frac{\nu_{12}}{E_1} = \frac{\nu_{21}}{E_2}$ . Le tableau VII donne la valeur de ces rapports pour les différentes pressions.

P(MPa)	$\nu_{12}/E_1$	$\nu_{21}/E_2$
0	7,05	3,32
5	3,74	3,41
10	3,34	3,77
20	2,66	2,25
30	3,55	1,92
40	2,18	2,88

Tab VII : Rapports  $\nu_{ij}/E_j$

P(MPa)	moyenne
0	3,91
5	3,49
10	3,28
20	2,95
30	2,66
40	2,39

Tab VIII : Valeurs moyennes  $1/2 (\nu_{12}/E_1 + \nu_{21}/E_2)$

La différence est très importante aux faibles pressions et s'amenuise aux pressions élevées. Pour diminuer cet écart, nous utiliserons par la suite la valeur moyenne  $\frac{1}{2} \left( \frac{\nu_{12}}{E_1} + \frac{\nu_{21}}{E_2} \right)$  calculée par les approximations proposées plus haut et reportées dans le tableau VIII.

### Détermination de $G_{12}$

Considérons maintenant les essais réalisés dans les orientations différentes de  $0^\circ$  et  $90^\circ$ .

Les modules  $E(\theta)$  sont déterminés à partir des jauges longitudinales ( $\epsilon_1$ ). Les valeurs obtenues sont données dans le tableau IX.

PRESSION ORIENTATION	0	5	10	20	30	40
15	40600	28000	17340	21940	16560	37700
30	45800	33000	15390	15400	13500	54000
45	15480	11890	58000	40500	48300	12300
60	44160	36750	20090	12860	12500	39690
75	40000	21000	61100	47560	32650	26810

Tab IX : Valeurs de  $E(\theta)$  pour les différents essais

En élasticité linéaire, on doit avoir : 
$$\frac{1}{E(\theta)} = \frac{\sin^4\theta}{E_1} + \left( \frac{1}{G_{12}} - 2 \frac{\nu_{12}}{E_1} \right) \sin^2\theta \cos^2\theta + \frac{\cos^4\theta}{E_2}$$

Utilisant les approximations de  $E_1$ ,  $E_2$  et la valeur moyenne  $\frac{1}{2} \left( \frac{\nu_{12}}{E_1} + \frac{\nu_{21}}{E_2} \right)$ , nous proposons la méthode suivante pour déterminer  $G_{12}$  :

- On trace les courbes théoriques  $E(\theta)$  pour chaque pression de confinement en faisant varier  $G_{12}$ . La valeur maximale est prise égale à 15 000 MPa (compte tenu des valeurs déterminées par ultrason) et l'on a ensuite fait varier  $G_{12}$  de 12 000 MPa à 2 000 MPa avec un pas de 2 000 MPa.

- On superpose à ces courbes les valeurs de  $E(\theta)$  expérimentales (tableau IX). Ceci est fait pour chaque pression. Un exemple est donné par la figure 10.

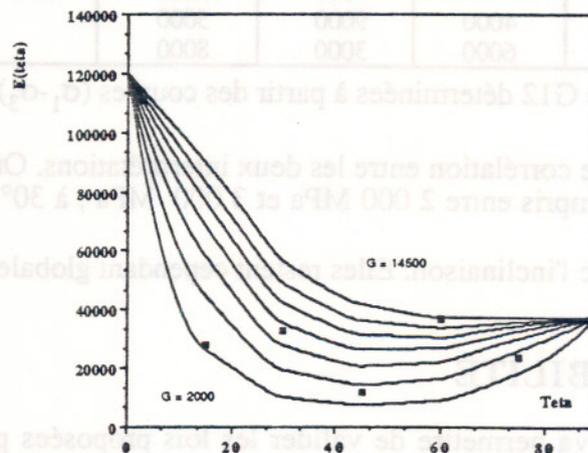


Figure 10 : Courbes  $E(\theta)$  pour  $p = 5$  MPa

A partir de ces courbes, on peut estimer les valeurs de  $G_{12}$  (tableau X).

D'une manière générale, les autres jauges ont donné peu de renseignements, les valeurs étant trop dispersées ou les jauges fortement influencées par le glissement plan sur plan.

Orientation PRESSION	15	30	45	60	75
0	4000	11000	4000	≥14500	≥14500
5	2000	7000	3000	14000	3000
10	<2000	3000	>14500	5000	>>14500
20	2000	3000	14000	3000	>>14500
30	<2000	3000	>14500	3000	6000
40	3000	14500	2000	14500	4000

Tab X : Valeurs de  $G_{12}$  déterminées à partir des courbes  $E(\theta)$

Cependant, les signaux de la jauge  $\epsilon_{3p}$  ont pu être interprétés. Le tableau XI donne les valeurs de  $(\sigma_1 - \sigma_3)/\epsilon_{3p}$  suivant les différentes orientations et pressions.

Orientation PRESSION	15	30	45	60	75
0	-92000	-37500	-33100	-86960	-210000
5	-48320	-75300	-15260	-97000	
10	-33500	-28830	-11250	-65790	-112000
20	-45780		-31400	-27860	-96900
30	-35100	-24500	-11800	-26590	
40	-26640	-35500	-12000	-21800	

Tab XI : Valeurs de  $(\sigma_1 - \sigma_3)/\epsilon_{3p}$

Théoriquement, cette jauge donne  $\epsilon_{3p}/(\sigma_1 - \sigma_3) = \left[ \frac{1}{E_1} + \frac{1}{E_2} + 2 \frac{\nu_{12}}{E_1} - \frac{1}{G_{12}} \right] \sin^2\theta \cos^2\theta - \frac{\nu_{12}}{E_1}$

Nous avons appliqué la méthode décrite précédemment pour  $E(\theta)$  afin d'évaluer les valeurs de  $G_{12}$ . Les valeurs de  $G_{12}$  estimées de cette manière sont données dans le tableau XII.

Orientation PRESSION	15	30	45	60	75
0	6000	6000	6000	12000	>14500
5	3000	11000	4000	13000	
10	2000	4000	2000	10000	8000
20	3000		7000	5000	6000
30	2000	4000	9000	5000	
40	6000	6000	3000	8000	

Tab XII : Valeurs de  $G_{12}$  déterminées à partir des courbes  $(\sigma_1 - \sigma_3)/\epsilon_{3p}$

On constate une assez bonne corrélation entre les deux interprétations. On peut estimer que pour l'orientation  $15^\circ$ ,  $G_{12}$  est compris entre 2 000 MPa et 3 000 MPa ; à  $30^\circ$ , on peut l'évaluer entre 6000 MPa et 7 000 MPa.

Ces valeurs augmentent avec l'inclinaison. Elles restent cependant globalement inférieures à 14 500 MPa.

## ESSAI DE COMPRESSIBILITE

Cet essai va permettre de valider les lois proposées pour les différents modules. Il a été réalisé sur un cube de 7 cm de côté et instrumenté par des jauges selon le schéma donné sur la figure 11.

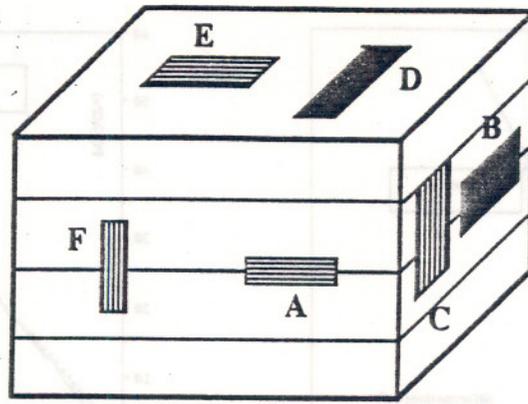


Figure 11 : Position des jauges pour l'essai de compressibilité

L'échantillon gainé a été placé dans une enceinte de confinement. Deux cycles de chargement/déchargement de 0 à 55 MPa ont été effectués. Les jauges C et F ont donné des réponses comparables (fig. 12). La phase de serrage importante indique une fissuration principale dans le plan de schistosité (porosité de fissure de l'ordre de  $400 \cdot 10^{-6}$ ). Pour les autres jauges, les pentes des parties linéaires sont quasi identiques (fig. 13).

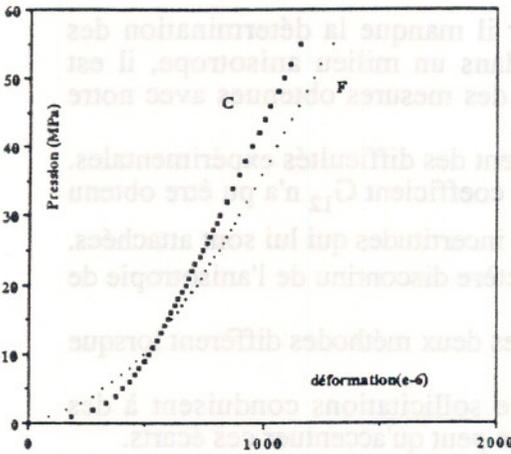


Figure 12 : Réponse des jauges C et F

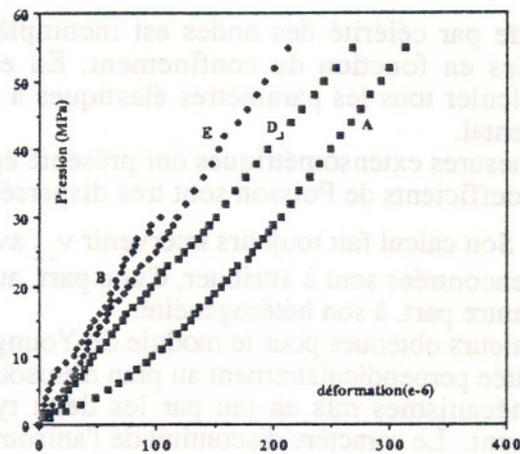


Figure 13 : Réponse des jauges A,B,D,E

Théoriquement, les jauges devraient donner les informations suivantes :

$$\varepsilon_F = \varepsilon_C = P \left[ \frac{1 - 2 \nu_{12}}{E_1} \right]$$

$$\varepsilon_A = \varepsilon_B = \varepsilon_D = \varepsilon_E = P \left[ \frac{-\nu_{12}}{E_1} + \frac{1 - 2 \nu_{23}}{E_2} \right]$$

Nous avons simulé l'essai de compressibilité au moyen des approximations des modules. Les comparaisons sont données par les figures 14 pour la jauge F et 15 pour la jauge E.

La simulation ne tient pas compte de la phase de serrage (fig. 14, jauge F). Par contre, les pentes des courbes sont en bonne concordance. Aux fortes pressions (fig. 15), la simulation s'écarte de la courbe expérimentale. Cet écart peut être expliqué par notre approximation de  $\nu_{12}$  donnant des valeurs trop faibles.

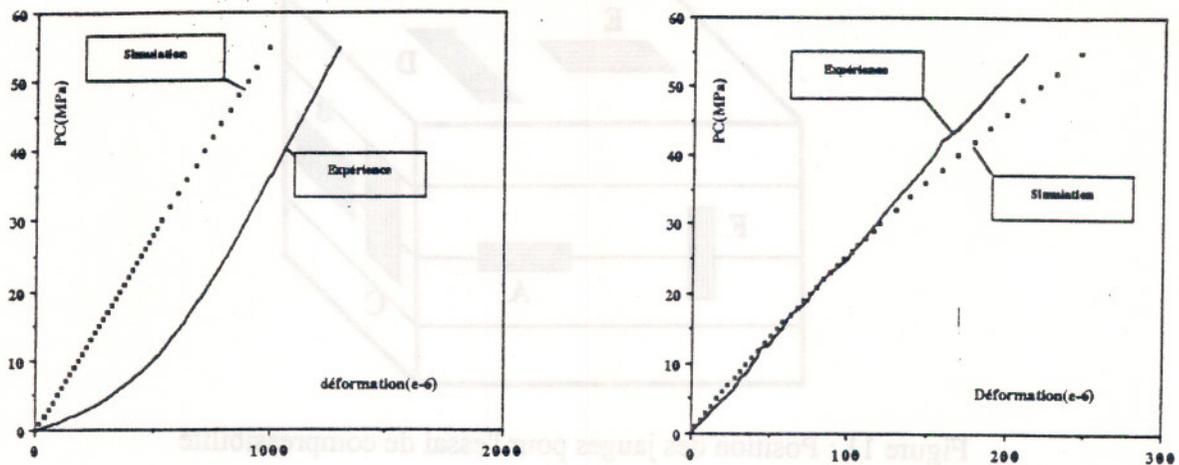


Figure 14 et 15 : Comparaison simulation expérience jauge F et jauge E

## CONCLUSION

Les deux approches employées ont chacune leurs limites et leurs difficultés.

L'étude par célérité des ondes est incomplète car il manque la détermination des différents modules en fonction du confinement. En effet, dans un milieu anisotrope, il est impossible de calculer tous les paramètres élastiques à partir des mesures obtenues avec notre montage expérimental.

Les mesures extensométriques ont présenté également des difficultés expérimentales. Les valeurs des coefficients de Poisson sont très dispersées. Le coefficient  $G_{12}$  n'a pu être obtenu qu'indirectement. Son calcul fait toujours intervenir  $\nu_{12}$  avec les incertitudes qui lui sont attachées. Les dispersions rencontrées sont à attribuer, d'une part, au caractère discontinu de l'anisotropie de ce matériau et, d'autre part, à son hétérogénéité.

Les valeurs obtenues pour le module de Young par les deux méthodes diffèrent lorsque la roche est sollicitée perpendiculairement au plan d'anisotropie.

Les mécanismes mis en jeu par les deux types de sollicitations conduisent à des résultats qui diffèrent. Le caractère discontinu de l'anisotropie ne peut qu'accentuer ces écarts.

Cependant, l'évolution des différents paramètres est identique et en statique et en dynamique, ce qui nous a conduit à proposer un modèle simplifié.

Ce modèle doit être introduit dans un code de calcul et validé par des essais triaxiaux réalisés dans le triaxial vrai de grande capacité de l'Université de Lille.

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Cuxac P. (1991) : Etude de la propagation d'ultrasons dans les roches. Thèse à paraître.

Dieulesaint E.-Royer D. (1974) : Ondes élastiques dans les solides . Application au traitement du signal .Masson Editeur Paris 407 p.

Guyader J. - Denis A. (1986) : Propagation des ondes dans les roches anisotropes sous contrainte. Evaluation de la qualité des schistes ardoisiers. Bulletin A.I.G.I. N°3 pp 49-55

Kulhawy F.H. (1975).: Stress deformation properties of rock and rock discontinuities. Eng. Geol., vol. 9, pp. 327-350.

Laqueche H. (1985): Détermination de l'énergie de fracturation des roches anisotropes et sismogénèse Thèse Université Bordeaux I

Santarelli F. (1987).: Theoretical and experimental investigation of the axisymmetric wellbore. Ph.D. Thesis Imperial College, London.

Sirieys P. (1982) : Anisotropie mécanique des roches . Comportement mécanique des solides anisotropes .Colloque du CNRS n° 295 pp 481-532

## PROPRIETES RHEOLOGIQUES DU BOIS MODIFIE PAR TRAITEMENT CHIMIQUE

### AUTEURS:

Joseph GRIL  
Misato NOROMOTO

### ADRESSES:

J. GRIL  
Laboratoire de Mécanique Générale des Milieux Continus  
Université Montpellier II, LMGMC  
Case 81, Place Eugène Bataillon,  
34095 MONTPELLIER Cédex 5

M. NOROMOTO,  
Wood Research Institute,  
Uji 611 KYOTO (JAPAN)

**MOTS CLÉS:** Bois, Fluage, Mécano-sorption, Stabilisation, Modification chimique, modèle moléculaire

### RÉSUMÉ

Une typologie des modifications chimiques du bois basée sur l'interaction entre l'eau et les constituants moléculaires de la matière ligno-cellulosique est proposée. Le modèle rend compte à la fois de l'expansion hygrométrique (retrait et gonflement) et du couplage hygromécanique observé lors d'un essai de fluage à humidité variable, ou "effet mécanosorptif". Un essai de fluage en flexion en ambiance cyclique a été réalisé sur des échantillons d'un même bois résineux modifié par des traitements de types variés. Cette procédure permet de caractériser la stabilité mécanosorptive d'un bois modifié, et complète les informations sur la stabilité dimensionnelle. Un bois stabilisé vis à vis du retrait ou du gonflement "libre" peut ne pas l'être dès lors que la variation d'humidité se produit sous contrainte. C'est le cas notamment de la stabilisation au moyen d'agents gonflants hydrophiles tels que le polyéthylène glycol ou les époxydes, qui augmentent le fluage mécanosorptif au lieu de le réduire.

*Bois, Fluage, Mécano-sorption, Stabilisation, Modification chimique.*

### INTRODUCTION

Les modifications chimiques du bois ont pour but premier la stabilisation dimensionnelle de ce matériau dont l'hygroscopicité, jointe à des retraits et gonflements fortement anisotropes et hétérogènes, occasionne fissurations et distorsions qui sont des facteurs limitants pour de nombreux usages. Il faut les distinguer des traitements de préservation qui n'agissent que de manière marginale sur les propriétés physiques, ainsi que des procédés d'imperméabilisation qui n'agissent qu'en surface et freinent l'adsorption d'eau sans l'empêcher à terme. Ils sont à comparer aux techniques de reconstitution (contreplaqués, lamellés...) qui permettent aussi une certaine stabilité dimensionnelle par compensation des effets de l'anisotropie mais sans intervenir sur le comportement intrinsèque du matériau.

Plusieurs types de bois modifiés sont connus et répertoriés depuis longtemps (Stamm 1964, Rowell et Banks 1985). Ces techniques font depuis quelques années l'objet d'un regain d'intérêt, notamment au Japon, du fait de la convergence entre le progrès des techniques d'amélioration et une exigence de qualité accrue pour les produits à base de bois (N° spécial de *Mokuzai Kogyo* 1989, vol. 44-11, "The Super Wood Era"). L'étude d'un bois modifié est le plus souvent menée par les chimistes qui ont réalisé le traitement et qui caractérisent son action stabilisatrice à partir des variations dimensionnelles d'échantillons entre un état sec et un état humide.

La caractérisation conventionnelle des bois modifiés tient peu compte des éventuelles modifications du comportement mécanique que l'on s'attend à observer avec des matériaux dont la structure moléculaire même est transformée. Cela peut se justifier dans la mesure où l'application des techniques de stabilisation se limite à des éléments relativement peu sollicités tels que des panneaux. Dès lors que l'on envisage de stabiliser des bois intervenant dans des structures et par conséquent soumis à des contraintes mécaniques importantes, il devient indispensable de faire intervenir des critères rhéologiques dans la caractérisation du produit.

Le bois subit sous l'effet de charges statiques des déformations viscoélastiques dont on sait depuis une trentaine d'années qu'elles peuvent être considérablement amplifiées par des variations de l'humidité (Armstrong et Kingston 1960, Grossman 1976). Ce couplage hygro-mécanique, ou effet "mécanosorptif", peut induire des niveaux de déformations intolérables ou la rupture prématurée de pièces de bois. D'un autre côté, il peut être mis à profit lors d'opérations de formage (Norimoto et Gril, 1989). On pourrait s'attendre à ce que la stabilité dimensionnelle au sens classique implique une stabilité vis-à-vis d'une classe plus large de phénomènes, notamment la stabilité mécanosorptive et aussi la stabilité acoustique (Norimoto et al. 1988). En d'autres termes, un traitement limitant gonflement et retrait devrait aussi réduire le fluage mécanosorptif (Norimoto et al. 1987) et les variations de l'acoustique en ambiance variable. Mais des exceptions existent : ainsi certains traitements connus pour leur efficacité stabilisatrice conventionnelle augmentent le fluage mécanosorptif au lieu de le réduire (Norimoto et al. 1989).

La nécessité d'interpréter l'action d'un traitement chimique à la fois sur l'expansion hygrométrique libre et sur le couplage hygro-mécanique nous a conduit à établir une typologie des bois modifiés basée sur les relations entre l'eau, les constituants de la matière des parois et les réactifs introduits dans celle-ci. Par ailleurs nous proposons une caractérisation complémentaire des bois modifiés en terme de stabilité mécanosorptive.

## MATERIELS ET METHODES

### Traitements de modification chimique

Nous avons utilisé pour tous les essais des plaquettes d'épicéa de 100 mm dans le sens longitudinal (direction des fibres), 12 mm dans le sens radial et 2 mm dans le sens tangentiel. Les traitements suivants ont été effectués (le pourcentage de gain en masse est obtenu pour chaque échantillon par pesée à l'état anhydre avant et après le traitement) :

- Traitement thermique (H) à 180°C pendant 10 heures, à la pression atmosphérique.
- Formalisation (F) en phase gazeuse en utilisant l'acide chlorhydrique comme catalyseur, avec 0,027 M de formaldéhyde et 0,0005 M de HCl, à 150°C pendant 4 heures (*gain en masse < 1%*).
- Acétylation (A) par immersion dans de l'anhydride acétique à 120°C pendant 10 heures, sans catalyseur, suivi d'un lessivage pendant 10 heures à l'eau bouillante (*gain en masse 19%*).
- Etherification par des époxydes par réaction en présence de propylène oxyde (PO) ou de butylène oxyde (BO) mêlé à 5% de triéthylamine à 120°C pendant 30 mn dans un autoclave à 94 atm, sans lessivage de manière à ne pas induire un départ des réactifs (*gain en masse 25-38% pour PO et 23-27% pour BO*). Quelques échantillons ont toutefois été lessivés après le traitement et testés séparément (PO', BO').
- Imprégnation par des solutions aqueuses de résine phénol-formaldéhyde de

faible poids moléculaire à des dilutions de 5% (PF1) ou de 20% (PF2) et une durée de polymérisation de 30 mn à 130°C (gains 17-18% et 40-47% resp.).

- Imprégnation par une solution aqueuse de 20% d'acide maléique + glycérol dans une proportion 2/1 en volume pendant 3 heures à 160°C avec catalyseur (MG1) ou à 180°C sans catalyseur (MG2) (gains 21-23% et 18-23% resp.).

- Traitement au polyéthylène glycol (PEG) par immersion dans une solution aqueuse contenant 25% de PEG 1000 portée à ébullition 3 heures à 110°C (gain en masse 36-42%).

### Mesure conventionnelle de la stabilité dimensionnelle

On calcule pour un traitement donné un coefficient de stabilisation dimensionnelle conventionnel (en anglais ASE, "anti-swelling efficiency")  $\gamma$  par la comparaison des variations de volume entre l'état anhydre et l'état gonflé atteint au bout d'une semaine à 98% HR :

$$(1) \quad \gamma = \frac{S_u - S}{S_u} \times 100 \quad ; \quad S = \frac{b_{98} - b_0}{b_0} + \frac{a_{98} - a_0}{a_0}$$

où :

S	=	coefficient de gonflement
$S_u$	=	coefficient de gonflement du bois non traité
a	=	largeur (direction radiale)
b	=	épaisseur (direction tangentielle)

### Essais de flexion statique

Pour chaque traitement, des essais de flexion trois points (entre-axe 80 mm) ont été réalisés jusqu'à rupture à 20°C et dans les deux conditions hygrométriques extrêmes utilisées dans les essais de fluage, soit 19-26% et 98%. On déduit de la courbe effort-déflexion le module d'Young longitudinal (E), la contrainte et la déformation à la limite de proportionnalité ( $\sigma_p$  et  $\epsilon_p$ ), la contrainte de rupture apparente ( $\sigma_m$ ) et la déformation maximale apparente ( $\epsilon_m$ ) calculées en faisant l'hypothèse de linéarité du comportement dans la section centrale.

### Essais mécano-sorptifs

Les essais de fluage-recouvrance ont été réalisés en flexion 3 points (entre-axe de 80 mm) avec le même chargement hygro-mécanique pour tous les traitements. Les échantillons sont chargés pendant deux jours et déchargés pendant deux autres jours. Charge et décharge sont effectuées à l'état sec (19-25% H.R.). Au bout de 10 mn le bâti est placé brutalement en ambiance très fortement humide (environ 98% H.R.) et maintenue telle pendant 1 jour, puis replacé pendant 1 jour en ambiance sèche. Deux échantillons sont testés pour chaque traitement, l'un chargé initialement à 10 MPa et l'autre à 15 MPa, une contrainte résiduelle (de 4 à 9% de la charge) due à la précharge restant appliquée sur l'échantillon durant la phase de décharge, et le niveau de contrainte initial étant estimé par référence aux dimensions dans l'état sec. A la fin de chaque palier d'humidité les dimensions d'échantillons de référence non chargés sont mesurées de manière à pouvoir calculer la contrainte et la déformation maximales apparentes dans la partie centrale de l'éprouvette, toujours calculées moyennant l'hypothèse de linéarité du comportement dans la partie centrale de l'éprouvette et en négligeant l'effet de la courbure :

$$(2) \quad \sigma = \frac{3F\ell}{8I} \quad \text{et} \quad \epsilon = \frac{6fb}{\ell^2}$$

où :

- F = effort appliqué
- f = flèche
- l = entre-axe
- I = moment d'inertie ( $= \frac{ab^3}{12}$ )

Afin de quantifier l'action sur le fluage d'une modification chimique, nous définissons le "coefficient de stabilisation mécanosorptive"  $\rho$  comme le rapport des complaisances différées relatives du bois modifié et du bois non traité au bout de 24 heures d'essais, soit à la fin de la période humide sous charge :

$$(3) \quad \rho = \frac{\varphi}{\varphi_u} \quad \text{où :} \quad \varphi = \frac{J_2 - J_1}{J_1} ; \quad J = \frac{\varepsilon}{\sigma} = \frac{48If}{Fl^3}$$

D'autres définitions de  $\rho$  seraient possibles, selon l'objectif poursuivi. L'un des avantages de celle-ci est de ne nécessiter qu'un jour d'essai dans l'hypothèse d'une étude systématique sur un nombre important d'échantillons.

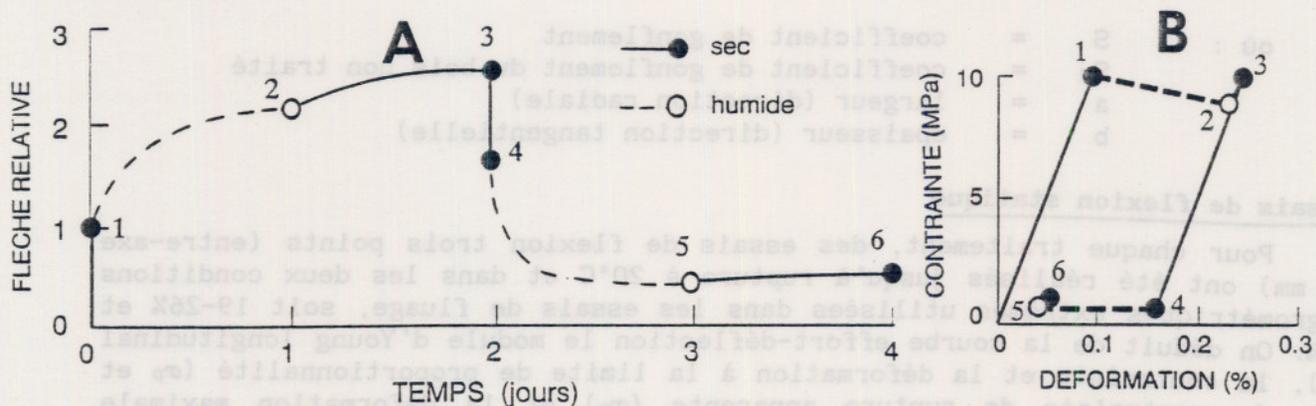


Figure 1 : Essais mécano-sorptif pour le bois non traité (charge 10 MPa)

(A) Flèche relative en fonction du temps.

(B) Trajectoire correspondante dans le plan déformation-contrainte

## DISCUSSION

### Le fluage mécano-sorptif du bois

La Figure 1A est la représentation habituelle d'un essai de fluage, pour un bois non traité, dans laquelle la flèche relative (rapportée à la flèche initiale) est portée en fonction du temps. Le fluage durant la période initiale de 10 mn est à peine visible sur le graphe. Des travaux antérieurs ont montré que l'augmentation de flèche aurait été très faible même au bout d'une longue durée si l'échantillon avait été conservé sec. On observe une augmentation de la flèche durant l'humidification et une nouvelle augmentation au séchage. Après la décharge, on sait que tant que l'échantillon est maintenu sec, la recouvrance différée reste faible même après une longue durée. En revanche, l'humidification produit une recouvrance marquée, qui peut être légèrement masquée par le séchage final.

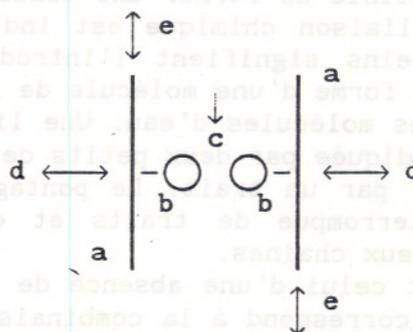
La validité de cet essai pourrait être remise en question s'il s'agissait de prouver l'existence d'un "effet mécanosorptif" dans le bois, c'est-à-dire de déformations anormalement élevées lors de variations d'humidité sous contrainte. L'accélération du fluage et de la recouvrance induite par l'humidification (portions 1-2 et 4-5) peut en effet s'interpréter, en partie

du moins, en terme de modification des propriétés viscoélastiques ou de "ramollissement" du matériau. Cela est surtout vrai d'essais réalisés à faible niveau de contrainte, comme cela est le cas dans l'exemple de la figure 1. De même, l'incrément de flèche au séchage (portions 2-3 et 5-6) s'explique par l'augmentation de la contrainte due à la diminution des dimensions transversales de l'éprouvette.

La figure 1B montre les niveaux de contrainte et de déformation atteints à la fin de chaque palier d'humidité ainsi qu'avant et après chaque modification de la charge. Le fait de représenter un essai de fluage-recouvrance dans un diagramme déformation-contrainte est inhabituel. Cela se justifie ici par le fait que les déformations mécanosorptives dépendent principalement du niveau de contrainte, des variations de l'humidité et du chargement hygro-mécanique antérieur, le facteur temps ne jouant souvent qu'un rôle secondaire. Cette représentation compacte est bien adaptée à l'étude de la mécanosorption et permet de voir l'essai de fluage-recouvrance comme un cas particulier d'essai "multi-paliers" (Gril 1988). Le fait que peu de véritable mécanosorption se produise durant le séchage (2-3) est mis en évidence par la position du point 2 à proximité du point 3 et presque dans l'alignement de la décharge élastique 3-4. L'effet mécanosorptif classique se retrouve dans l'incrément net de déformation 1-3 à la suite d'un cycle complet d'humidité sec-humide-sec, ou bien dans l'existence d'une déformation résiduelle importante après décharge totale (estimée par prolongation de 3-4 sur l'axe des abscisses). La recouvrance importante sous l'effet d'un cyclage d'humidité après décharge est un autre trait caractéristique de la mécanosorption. La déformation résiduelle finale qui aurait été atteinte si la décharge avait été totale peut s'estimer par prolongation de 3-6 sur l'axe des abscisses.

Figure 2 : Modèle d'interaction eau-bois.

- a : microfibrilles cellulosiques
- b : groupe hydroxyle
- c : liaison hydrogène
- d : expansion hygrométrique
- e : déformation viscoélastique



Modèle d'interaction entre l'eau et le bois

Le modèle moléculaire de la figure 2 permet de rendre compte à la fois de l'expansion hygrothermique et du couplage hygromécanique. Les "chaines" (a) se réfèrent au noyau cristallin des microfibrilles cellulosiques, mais il faut leur donner un sens plus large. Elles désignent l'ensemble des zones de la matière ligno-cellulosique non affectées par la sorption pendant l'expérience considérée. Celles-ci sont incluses dans une matrice hydrophyle symbolisée par le "groupe hydroxyle" (b). Dans la matrice certaines molécules sont liées les unes aux autres par des zones susceptibles de réagir à l'eau et représentées ici par la "liaison hydrogène" (c). L'adsorption d'eau en (c) a un double effet. D'une part elle remplit l'espace entre les chaînes et force celles-ci à s'écarter l'une de l'autre dans la direction transversale (d). D'autre part elle affaiblit la liaison entre les chaînes et favorise les glissements induits par des contraintes locales représentées ici par le cisaillement (e). A l'échelle macroscopique, le premier effet se traduit par l'expansion hygrométrique (retrait ou gonflement); le second par l'accélération des processus viscoélastiques (effet mécanosorptif).

Sur la figure 2 les deux chaînes sont représentées, par souci de clarté,

comme des éléments indépendants. En réalité elles appartiennent à un réseau complètement interconnecté, ce qui a comme effet de limiter la capacité d'expansion de la matrice et surtout explique la recouvrance mécanosorptive, c'est-à-dire le fait que quels que soient les mouvements moléculaires qui se sont produits dans la matrice, le réseau qui l'entoure tend à lui rendre sa forme initiale en l'absence de contrainte. Par ailleurs, la schématisation tend à suggérer une indépendance des phénomènes à la base de l'expansion (d) et de la mécanosorption (e) puisqu'ils se produisent dans des "directions" locales différentes. La réalité des interactions eau-bois est certes plus complexe. Cependant la simplification proposée trouve une certaine justification du fait de la nature anisotrope du réseau microfibrillaire. A l'échelle macroscopique, l'anisotropie du bois, en partie réduite à cause de l'inclinaison des microfibrilles mais amplifiée par la structure cellulaire, a comme effet le découplage partiel de deux types de problèmes : l'expansion hygrométrique se produit principalement dans les directions orthogonales aux fibres, alors que dans la direction des fibres elle est dominée par les déformations mécanosorptives.

### Classification des modifications chimiques

Nous proposons une classification à double entrée tenant compte de l'action du traitement à l'échelle cellulaire et à l'échelle moléculaire. La figure 3A représente la section d'une cellule de bois qui peut être modifiée de trois manières : (I) sans dépôt de produit chimique dans le lumen des cellules; (II) avec dépôt d'une couche de produit sur les parois internes des cellules; (III) avec remplissage partiel ou total des lumens. La figure 3B énumère différents types de modifications possibles à l'échelle moléculaire à partir du modèle de la figure 2. Un petit rond vide représente un groupe hydroxyle susceptible de former une liaison hydrogène avec l'eau. La substitution par une liaison chimique est indiquée par un petit rond plein. Les grands ronds pleins signifient l'introduction dans la matrice d'un agent gonflant sous la forme d'une molécule de grande taille, qui prend éventuellement la place des molécules d'eau. Une liaison "faible" telle qu'une liaison hydrogène est indiquée par deux petits cercles vides côte à côte; une liaison chimique "forte" par un trait. Le pontage moléculaire est ainsi figuré par une série ininterrompue de traits et de ronds pleins (petits ou grands) connectant les deux chaînes.

Le cas 0 est celui d'une absence de modification de la matière (donc le bois non traité correspond à la combinaison I-0). Pour les types 1 et 2 il y a pontage sans effet gonflant grâce à l'utilisation de molécules de faible poids moléculaire et capables de se lier à deux bouts à des groupes hydroxyles. En 1, la réaction a été faite à l'état sec avec des distances entre chaînes courtes, limitant l'expansion latérale et les mouvements moléculaires. En 2, la réaction a eu lieu à l'état humide et donc gonflé, de sorte qu'après séchage la structure conserve une forte déformabilité. Il y a à la fois pontage et gonflement avec 3 et 4. En 3 l'agent gonflant est hydrophobe alors qu'en 4 il est hydrophile. Dans les quatre derniers cas il y a effet gonflant sans pontage moléculaire. Pour 5 et 6 le réactif établit une liaison forte sur un côté; de nouveau il est hydrophobe en 5 et hydrophile en 6. Dans ce dernier cas on remarquera que le réactif supprime une liaison hydrogène d'un côté et en introduit une nouvelle de l'autre. L'agent gonflant n'établit aucune liaison stable avec les constituants dans les cas 7 et 8. En 7, il est très hydrophile et suscite la création de nombreuses liaisons hydrogène avec les constituants, alors qu'en 8 il est hydrophobe et n'interagit pas avec l'eau.

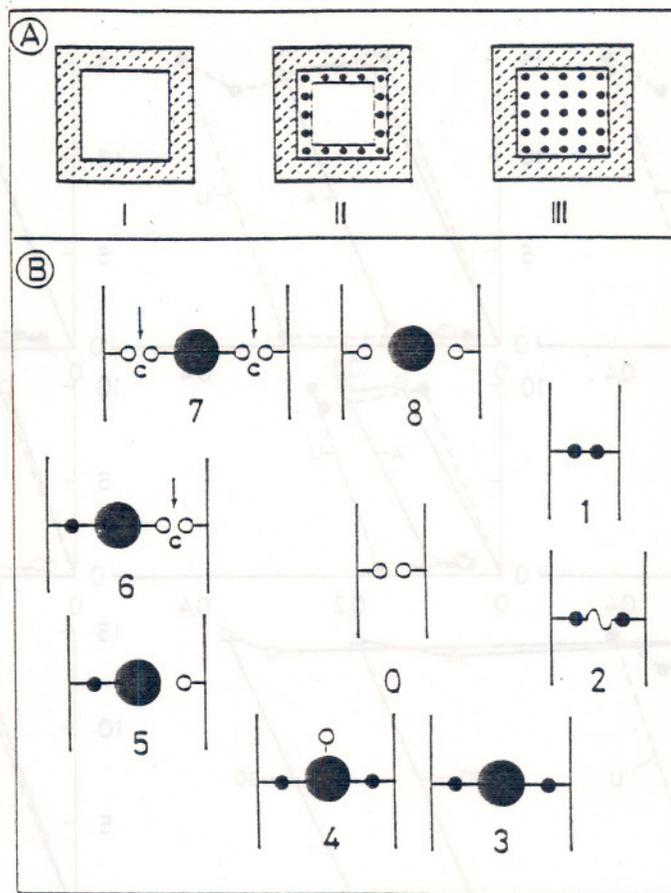


Figure 3 : Classification des modifications chimiques  
 (A) : section de paroi cellulaire (B) : échelle moléculaire

Tout bois modifié peut être caractérisé par une combinaison des critères des figures 3A et 3B. Plusieurs combinaisons peuvent coexister pour un traitement donné; parfois c'est notre méconnaissance du mécanisme physico-chimique en jeu qui nous fait hésiter entre l'une ou l'autre. Le traitement thermique (H) est de type I-1, mais l'exemple le plus représentatif de cette catégorie est sans doute la formalisation en phase gazeuse (F). Le cas I-2 aurait pu être obtenu par la formalisation en phase liquide (traitement de stabilisation dimensionnelle utilisé pour le papier, mais peu efficace pour le bois). Un traitement à l'acide maléique seul aurait donné I-3/6, mais dans le cas d'acide maléique + glycérol étudié ici (MG) on obtient plutôt II-4/6. L'acétylation (A) est l'exemple du type I-5 le plus connu, les traitements aux époxydes (PO, BO) donnant I-6. Le polyéthylène glycol (PEG) est une bonne illustration du type II-7. On pourrait faire aussi entrer dans cette catégorie les composites bois-matériaux inorganiques utilisés pour améliorer la résistance au feu. L'imprégnation par des résines phénoliques est surtout du type II-8, mais peut contenir une part de II-5. Enfin les composites bois-polymère (WPC) donnent le cas III-8, bien que dans la pratique industrielle le produit pénètre peu dans la paroi, ce qui aboutit à III-0.

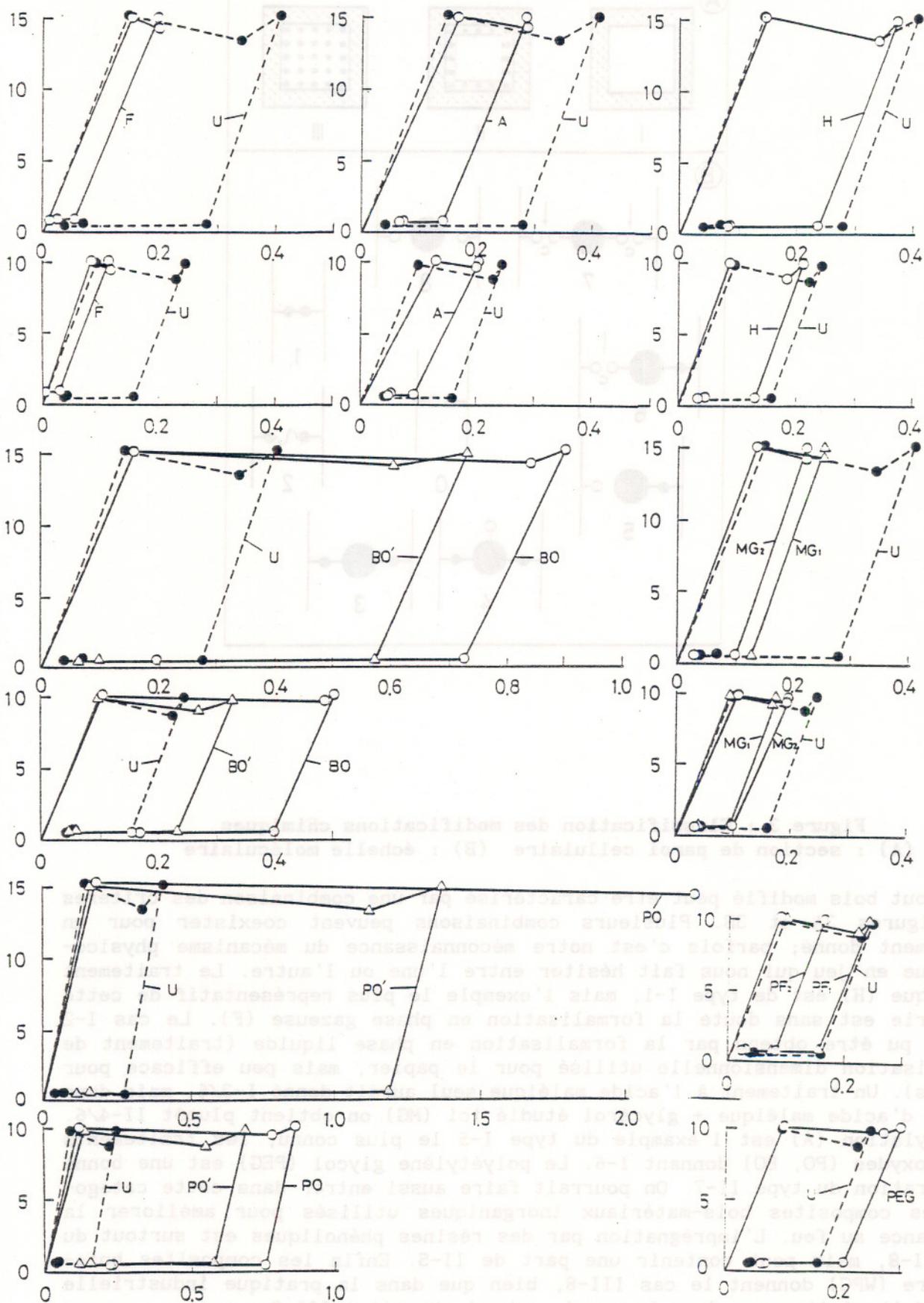


Figure 4 : TRAJECTOIRES MECANOSORPTIVES (pour les codes cf tableaux I et II)  
 Abscisses : déformation (%). Ordonnées : contrainte (MPa).

## RESULTATS

Le tableau I donne les résultats des tests statiques avec à chaque fois les valeurs à l'état sec et à l'état humide. La figure 4 montre les résultats des essais de mécanosorption représentés dans des graphes  $\sigma$ - $\epsilon$  à la manière de la figure 1B, les points des trajectoires mécanosorptives ayant été obtenus au moyen des formules (2). Les traitements PEG et PF<sub>1</sub>, PF<sub>2</sub> n'ont été testés qu'à 10 MPa. Les autres l'ont été à 10 et 15 MPa. Dans chaque graphe ont ajouté en pointillés le résultat obtenu pour le bois non traité (U). Le tableau II donne les valeurs du coefficient  $\gamma$  caractérisant la stabilité dimensionnelle conventionnelle (ASE) et donné par la formule (1), ainsi que le fluage relatif  $\phi$  et le coefficient de réduction du fluage  $\rho$  obtenus à partir des résultats de la figure 4 et selon les formules (3).

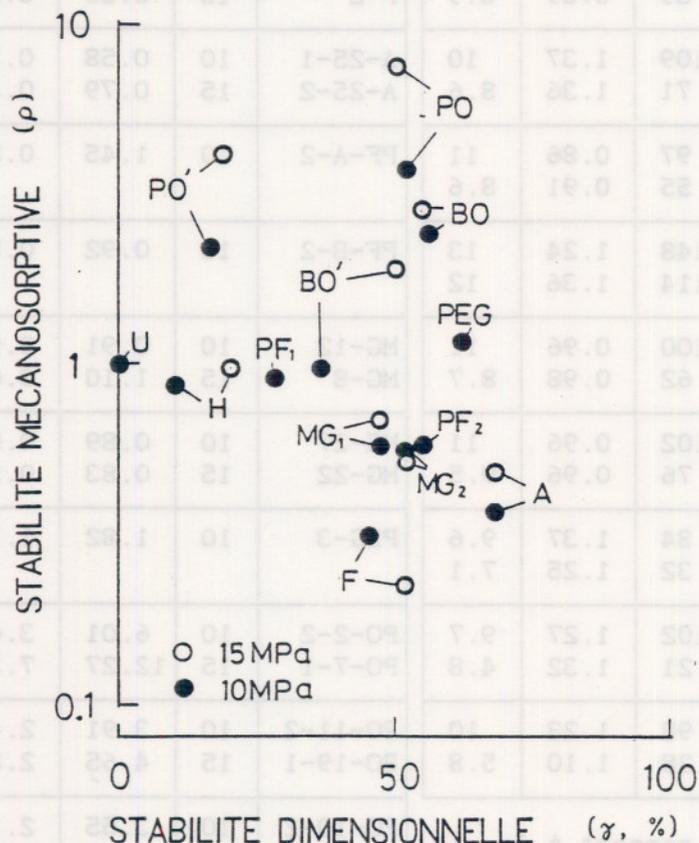


Figure 5 : stabilité dimensionnelle et stabilité mécanosorptive des bois modifiés

La figure 5 montre la répartition des bois modifiés en fonction du double critère de stabilité dimensionnelle ( $\gamma$ ) et mécanosorptive ( $\rho$ ). On retrouve la bonne stabilisation selon les deux critères de la formalisation (F) et de l'acétylation (A) déjà observée dans une étude antérieure (Norimoto et al. 1987). Rappelons que la formalisation se distingue par un apport de matière très faible, la matière se trouvant en quelque sorte bloquée dans un état sec, mais d'autre part par une fragilisation (valeurs diminuées de  $\sigma_m \approx \epsilon_m$ ) due à l'utilisation de HCl comme catalyseur. Le traitement thermique (H) a été étudié principalement pour déterminer sa part de responsabilité dans la stabilisation obtenue par MG. On peut constater que dans ce dernier cas l'effet de pontage moléculaire et de gonflement du réactif est bien le facteur prédominant. Le traitement à la résine phénolique (PF) est d'autant

TABLEAU I

type	h %	$\sigma_p$ MPa	$\varepsilon_p$ %	$\sigma_m$ MPa	$\varepsilon_m$ %	E GPa
U	6.3	65	0.58	99	1.23	11
	27	25	0.31	42	1.01	8.1
H	3.9	73	0.63	100	0.95	12
	21	32	0.38	49	0.95	8.4
F	4.2	70	0.62	70	0.62	11
	11	54	0.61	59	0.69	8.9
A	2.5	66	0.65	109	1.37	10
	10	48	0.56	71	1.36	8.6
PF <sub>1</sub>	3.0	93	0.81	97	0.86	11
	22	37	0.43	55	0.91	8.6
PF <sub>2</sub>	2.2	105	0.82	148	1.24	13
	16	66	0.54	114	1.36	12
MG <sub>1</sub>	2.7	80	0.73	100	0.96	11
	32	40	0.46	62	0.98	8.7
MG <sub>2</sub>	2.9	76	0.67	102	0.96	11
	13	54	0.57	76	0.96	9.5
PEG	3.1	49	0.51	84	1.37	9.6
	56	17	0.24	32	1.25	7.1
PO	3.8	69	0.71	102	1.27	9.7
	58	11	0.23	21	1.32	4.8
BO	3.9	63	0.63	98	1.23	10
	31	15	0.26	28	1.10	5.8

TABLEAU II

n° spécimen	$\sigma$ MPa	$\varphi$	$\rho$	$\gamma$ %
U-25-1	10	1.63	1	0
U-25-2	15	1.66	1	0
H-1-1	10	1.39	0.85	10
H-1-2	15	1.58	0.95	20
F-1	10	0.51	0.31	45
F-2	15	0.36	0.22	52
A-25-1	10	0.58	0.36	68
A-25-2	15	0.79	0.48	68
PF-A-2	10	1.45	0.89	28
PF-B-2	10	0.92	0.56	55
MG-12	10	0.91	0.56	47
MG-8	15	1.10	0.67	--
MG-27	10	0.89	0.55	52
MG-22	15	0.83	0.51	--
PEG-3	10	1.82	1.12	62
PO-2-2	10	6.01	3.69	52
PO-7-1	15	12.27	7.39	50
BO-11-2	10	3.91	2.40	56
BO-19-1	15	4.65	2.80	55
PO-10-2	10	3.55	2.18	16
PO-7-1'	15	6.83	4.11	18
BO-20-2	10	1.54	0.94	36
BO-14-1'	15	3.11	1.87	50

h : taux d'humidité (par rapport à la (\*)  
masse anhydre)

$\sigma_p$  : contrainte  
à la limite de proportionnalité (\*)

$\varepsilon_p$  : déformation  
à la limite de proportionnalité

$\sigma_m$  : contrainte apparente à la  
rupture

$\varepsilon_m$  : déformation apparente à la  
rupture

E module d'Young

$\sigma$  : contrainte initiale

$\varphi$  : fluage relatif

$\rho$  : coefficient de stabilisation  
mécanosorptive

$\gamma$  : coefficient de stabilisation  
dimensionnelle (ASE)

(\*) bois lessivé après traitement

U : sans traitement	MG : maléine-glycérol
H : traitement thermique	PEG : polyéthylène glycol
F : formalisation	PO : propylène oxyde
A : acétylation	BO : butylène oxyde
PF : résine phénolique	PO', BO' : PO et BO avec lessivage

plus efficace que la dilution est élevée. On peut imaginer que pour PF<sub>1</sub> la résine ne se lie presque pas aux constituants (modification de type II-8) alors que pour PF<sub>2</sub> une proportion plus grande de liaisons covalentes est établie (type II-5). Remarquons que ce traitement améliore la résistance sans diminuer la déformabilité ni, excepté PF<sub>1</sub> à l'état sec, trop fragiliser le matériau.

La majorité des traitements étudiés conduit à une bonne stabilité dimensionnelle, avec  $\rho$  souvent supérieur à 50% (ce qui signifie que le bois modifié se gonfle au plus deux fois moins que le bois non modifié dans les mêmes conditions expérimentales). En revanche en termes de stabilité mécanosorptive de grandes différences apparaissent. Il y a bonne stabilisation ( $\rho \ll 1$ ) pour les traitements F, A, MG et PF<sub>2</sub>, mais au contraire "déstabilisation" dans les cas de PO, BO et PEG. Si l'on se reporte à la classification étudiée plus haut, on constate que la spécificité de ces derniers traitements est d'introduire dans la matière un agent gonflant hydrophile sans création de pontages moléculaires (cas 6 et 7 de la figure 2B). Cette différence se traduit au niveau de la sorption par des taux d'humidité nettement plus élevés que celui du bois non traité, à conditions hygrométriques données (20°C et 98% HR pendant une semaine). Ces traitements n'empêchent donc pas l'adsorption d'eau, au contraire ils la favorisent. Leur effet stabilisateur en l'absence de contrainte provient sans doute de la capacité limitée d'expansion du réseau microfibrillaire. En revanche vis-à-vis des mécanismes de déformation viscoélastique au sein des zones non cristallines de la matière (matrice), l'action "plastifiante" (au sens d'un ramollissement) de l'eau peut être considérablement augmentée.

Cela est mis en évidence dans le tableau I par la chute marquée de résistance et de rigidité pour ces traitements lorsque l'humidité est élevée. A l'état sec, le bois traité au PO par exemple se comporte à peu près comme le bois non traité. A l'état humide la limite de linéarité est tombée à 11 MPa et la contrainte apparente à la rupture à 21 MPa. Autrement dit, dans l'essai de mécanosorption à 15 MPa la limite de linéarité statique est dépassée pendant la phase d'humidification (segment 1-2 sur la figure 1) : il n'y a donc pas lieu de s'étonner du niveau de déformation considérable atteint (d'ailleurs dans ce cas l'essai n'a pu être mené à son terme, la courbure de l'échantillon étant devenue trop élevée pour permettre la mesure de la flèche).

Il est notamment intéressant de comparer le traitement aux époxydes (PO, BO, type I-6) à l'acétylation (A, type I-5) qui ne diffèrent selon notre classification que par le caractère hydrophile et hydrophobe, respectivement, du réactif introduit. L'acétylation, dans l'exemple étudié, offre le double avantage d'une excellente stabilité dimensionnelle et mécanosorptive. Il s'agit d'un traitement connaissant déjà une application industrielle. On voit que l'on peut envisager son usage pour des pièces de bois soumises à des contraintes mécaniques en ambiance variable. Il ne saurait en être de même du traitement aux époxydes, pour lequel d'autres champs d'applications pourrait d'ailleurs être envisagés. On peut dire, par contraste avec l'acétylation, que l'étherification aux époxydes offre le double avantage d'une stabilisation dimensionnelle jointe à une forte capacité d'adsorption de l'eau qui se traduit notamment par une bonne malléabilité du matériau.

## CONCLUSION

Si l'on caractérise la stabilité d'un bois modifié par la réduction de son gonflement, c'est que le matériau est susceptible de subir des variations d'humidités. Si d'autre part on mesure l'influence du traitement sur les propriétés de résistance mécanique, c'est que l'on suppose qu'il sera soumis

à des contraintes. Lorsqu'on sait l'importance des couplages hygromécaniques dans le bois, il y a une certaine incohérence à se placer, comme cela est généralement le cas, dans des conditions hygrométriques stables et "normales" pour réaliser les tests mécaniques. Nous pensons qu'il faut au contraire tenir compte des conditions extrêmes que le matériau risque de subir. Ainsi les tests classiques de rigidité et résistance statiques devraient au moins être menés, comme nous l'avons fait, aux humidités élevées. Dans notre cas cela aurait suffi à faire apparaître la spécificité des époxydes (PO et BO). Une alternative que nous proposons est de réaliser un test de fluage mécano-sorptif. Celui-ci peut être d'un extrême simplicité et ne nécessiter qu'un matériel rudimentaire : chargement à l'état sec, mesure de la déformation initiale, humidification pendant 24 heures (au moyen simplement d'une bache et d'humidificateurs), mesure de la flèche finale. Notons que dans un autre travail des conditions de chargement plus modérées (contrainte 10 MPa, humidité cyclée entre 29 et 86% HR) ont été utilisées et ont donné des tendances similaires (Norimoto et al. 1990).

Notre démarche répond à un triple besoin. Tout d'abord nous souhaitons sensibiliser les chimistes à notre point de vue de rhéologues qui ne connaissons pas le détail des réactions chimiques; nous ne retenons de toute la complexité des mécanismes moléculaires que quelques images simples dont nous pensons que grosso-modo elles expliquent le comportement observé. D'autre part nous désirons susciter de la part des mécaniciens un débat sur les paramètres pertinents à prendre en compte pour caractériser et modéliser l'action d'un traitement chimique. Enfin, nous aimerions convaincre technologues et utilisateurs du bois de la possibilité technique d'agir dans une large mesure sur les caractéristiques du matériau et de l'opportunité de développer un véritable "génie du matériau bois" où serait pris en compte l'ensemble des possibilités d'amélioration et de modification des bois et de leurs dérivés.

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- Armstrong L.D. et Kingston R.S.T. 1960. *Effect of moisture changes on creep in wood*, Nature, 185(4716):862-863.
- Gril J. 1988. *Une modélisation du comportement hygro-rhéologique du bois à partir de sa microstructure*. Thèse de l'Université Pierre et Marie Curie, Paris, Juin 1988.
- Grossman P.U.A. 1976. *Requirements for a model that exhibits mechano-sorptive behaviour*, Wood Sci. Technol. 10:163-168.
- Norimoto M. et Gril J. 1989, *Wood bending using microwave heating*, J. Microwave Power and Electromagnetic Energy. 24(4):203-212.
- Norimoto M., Gril J., Minato K., Okamura K, Mukudai J. et Rowell R.M. 1987. *Suppression of creep of wood under humidity changes through chemical modification*, Mokuzai Kogyo (Wood Industry) 42:504-508.
- Norimoto M., Gril J., Sasaki T. et Rowell R.M. 1988. *Improvement of acoustical properties through chemical modifications*, in : Actes du Colloque Européen sur la Mécanique du Bois, Bordeaux, 8-9 Juin, 1988.
- Norimoto M., Gril J. et Rowell R.M. 1989. *Rheological Properties of chemically modified wood*, in : The 1989 International. Chemical Congress of Pacific Basin Societies, Honolulu, USA, Dec. 17-22, 1989, n° 01-33.
- Norimoto M., Gril J. et Rowell R.M. 1990. *Rheological Properties of chemically modified wood : relationship between dimensional and creep stability*, à paraître dans Wood and Fiber Science.
- Rowell R.M. et Banks W.B. 1985. *Water repellency and dimensional stability of wood*, General Technical Rep. FPL 50, Madison, WI: U.S. Department of Agriculture, Forest Service, Forest Products Lab., 34 pp.

## **GROUPE FRANCAIS DE RHEOLOGIE**

La RHEOLOGIE est la Science des DEFORMATIONS et des ECOULEMENTS de la matière, des CONTRAINTES qui en résultent et des EFFORTS qu'il faut lui appliquer pour les obtenir.

UNIVERSELLE, on la rencontre dans tous les domaines de l'activité humaine, et ses applications vont de la mise en forme des produits industriels quel qu'en soit le matériau, aux comportements de la matière vivante, en passant par la tenue des pneumatiques ou la durabilité des constructions. Son impact économique est donc considérable.

INTERDISCIPLINAIRE, elle fait appel à la MECANIQUE, à la PHYSIQUE, à la CHIMIE, à la BIOLOGIE qui lui fournissent ses instruments de base, et se montre utile à chacune de ces disciplines.

ASSOCIATION SANS BUT LUCRATIF à vocation purement scientifique fondée en 1964 et régie par la Loi de 1901, le GROUPE FRANCAIS DE RHEOLOGIE a pour OBJECTIFS de contribuer au DEVELOPPEMENT des études et recherches relatives à la Rhéologie et de favoriser la DIFFUSION ou le TRANSFERT des progrès accomplis dans ses diverses branches.

Dans ce but, le GROUPE FRANCAIS DE RHEOLOGIE :

- Entretient des relations avec le COMITE INTERNATIONAL DE RHEOLOGIE et les SOCIETES DE RHEOLOGIE d'autre pays,
- Organise un COLLOQUE NATIONAL ANNUEL,
- Edite des CAHIERS consacrés aux exposés scientifiques (une cinquantaine de numéros édités à ce jour), et un BULLETIN consacré aux informations courantes.
- Contribue à la clarification du langage par l'établissement d'un DICTIONNAIRE.

**COLLOQUES ANNUELS  
DU GROUPE FRANCAIS DE RHEOLOGIE**

1.	Rhéologie des systèmes à deux phases	1965
2.	Aspects énergétiques en Rhéologie	1966
3.	Progrès récents des effets du 2ème ordre	1967
4.	Rhéologie en relation avec la structure	1968
5.	Comportement mécanique des matériaux composites	1969
6.	Influence de la température et de la pression sur les comportements rhéologiques	1970
6. bis	Rhéologie et hydrotechnique	1971
7.	Viscoplasticité	1972
8.	Rhéologie des bétons	1973
9.	Phénomènes de surface	1974
10.	Influence de la température sur les comportements rhéologiques	1975
11.	Rhéologie des corps mous	1976
12.	Thermodynamique des comportements rhéologiques	1977
13.	Aspects rhéologiques de la mécanique de la rupture	1978
14.	Rhéologie des couches minces	1979
15.	Comportement rhéologique et structure des matériaux	1980
16.	Application de la rhéologie aux problèmes de fabrication industrielle	1981
17.	Comportement rhéologique sous sollicitations rapides ou dynamiques	1982
18.	Méthodes et appareils de mesure rhéologique	1983
19.	Rhéologie des matériaux anisotropes	1984
20.	Vingt ans du Groupe Français de Rhéologie : progrès récents	1985
21.	Rhéologie des fluides hétérogènes	1986
22.	Rhéologie des fluides industriels	1987
23.	Endommagement et rhéologie des solides	1988
24.	Rhéologie et industries alimentaires, cosmétiques et pharmaceutiques	1989
25.	Rhéologie des matériaux du génie civil	1990

*Les Comptes rendus des Colloques Annuels peuvent être obtenus en s'adressant au  
Secrétariat du Groupe Français de Rhéologie.*