

## **Sur le gonflement des sols gelés**

par

**DOMINIQUE BLANCHARD**

**MICHEL FREMOND**

Laboratoire Central des Ponts et Chaussées  
Service de Mathématique  
58 Bld Lefebvre  
75732 Paris Cedex 15, France

### **1. Introduction**

Le gel naturel ou artificiel fait gonfler les sols. Ces gonflements sont dus à d'importants mouvements d'eau. Sur le front de gel (isotherme 0°C) qui sépare les parties gelée et non gelées, il apparaît une forte dépression: la succion cryogénique. C'est elle qui engendre les mouvements d'eau qui affectent les comportements thermique et mécanique des sols. Nous avons montré que cette succion pouvait être décrite par les méthodes usuelles de la mécanique des milieux continus [2], [3]. De la même façon les mouvements des sols provoqués par le froid naturel ou artificiel sont explicables par la mécanique des milieux continus.

Pour ce faire on bâtit un modèle en ayant pour souci de ne retenir que les traits essentiels tout en conservant les possibilités d'interaction entre les phénomènes thermique et mécanique.

Respectant ce souhait de simplicité, le modèle que nous construisons couple les aspects thermique, hydraulique et mécanique.

Ses points principaux sont:

- l'existence d'eau liquide dans la partie gelée;
- la variation de la masse volumique de l'eau lors de son changement de phase;
- la déformabilité du sol, supposé dans l'exemple retenu, élastique lorsqu'il est non gelé et viscoplastique de Norton-Hoff lorsqu'il est gelé.

## 2. Modele. Les lois de conservation

On suppose que le sol est un milieu poreux occupant un domaine  $\Omega$  de  $\mathbb{R}^2$  ou  $\mathbb{R}^3$ .

### 2.1. Notations

L'écriture des lois de conservation et de comportement exige de nombreuses notations. Beaucoup sont traditionnelles nous les rappelons cependant. Les indices supérieurs  $e$ ,  $g$ ,  $s$  se rapportent à l'eau liquide ( $e$  = eau), l'eau solide ( $g$  = glace) et le squelette ( $s$  = squelette). Certaines des quantités dépendront de la température  $\theta$ . On note

- $\theta$  la température,
- $h$  la charge hydraulique
- $p$  la pression,
- $g$  l'accélération de la pesanteur,
- $z$  la cote verticale,
- $\rho$  la masse volumique,
- $\gamma'$  la masse volumique déjaugée,
- $\vec{q}$  le vecteur courant de chaleur,
- $C$  capacité calorifique,
- $\lambda$  la conductivité thermique,
- $l$  la chaleur latente spécifique de fusion de la glace,
- $\varepsilon$  la porosité,
- $\vec{U}$  la vitesse des points matériels,
- $v$  la teneur volumique en eau liquide,
- $m$  la mobilité de l'eau,
- $e$  l'énergie spécifique,
- $\vec{N}$  une normale à une surface,
- $\sigma$  les contraintes,
- $s$  le déviateur de  $\sigma$ ,
- $\sigma'$  les contraintes effectives,
- $\vec{X}$  le déplacement,
- $e$  les petites déformations,
- $A$  l'opérateur de l'élasticité,
- $\bar{\lambda}, \bar{\mu}$  les paramètres de Lamé de l'élasticité,
- $\Phi$  le pseudo-potentiel de dissipation,
- $\bar{p}, k$  paramètres de viscoplasticité pour  $\Phi$ .

### 2.2. Conservation de la masse d'eau liquide et d'eau solide

On établit expérimentalement qu'il existe de l'eau liquide dans la partie gelée [1], [9]; plus précisément la concentration volumique d'eau liquide  $v$

dans le mélange eau liquide-glace ne dépend pour un sol donné que de la température  $\theta$  (figure 1). La fonction  $\theta \rightarrow v(\theta)$  est une fonction croissante de  $\theta$  ayant une discontinuité à  $0^\circ\text{C}$  où une grande partie de l'eau change de phase.

Dans le bilan massique, on ne retient que les termes dus à la diffusion de l'eau liquide qui sont d'un ordre de grandeur supérieur à ceux dus aux mouvements de la glace et du sol:

$$\frac{\partial}{\partial t} \{ \varepsilon v \rho^e + \varepsilon (1-v) \rho^g \} + \text{div} (\varepsilon v \rho^e \vec{U}^e) = 0,$$

en dehors du front de gel

$$[[ \varepsilon v \rho^e + \varepsilon (1-v) \rho^g ]] \vec{W} \cdot \vec{N} - [[ \varepsilon v \rho^e \vec{U}^e ]] = 0,$$

sur le front de gel;  $\vec{W}$  représente la vitesse du front auquel  $\vec{N}$  est une normale unitaire. La notation  $[[ \mathcal{A} ]]$  représente la discontinuité de la quantité  $\mathcal{A}$  sur le front.

### 2.3. Conservation de l'énergie du squelette et de l'eau

On néglige dans ce bilan, la chaleur transportée par convection du squelette et de la glace devant la chaleur transportée par conduction et par diffusion de l'eau. Ce dernier terme est particulièrement important sur le front de gel. On néglige aussi la puissance des efforts intérieurs.

L'équation de conservation est alors

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \{ \varepsilon v \rho^e e^e + \varepsilon (1-v) \rho^g e^g + (1-\varepsilon) \rho^s e^s \} + \\ + \text{div} (\varepsilon v \rho^e e^e \vec{U}^e) + \text{div} [(1-\varepsilon) \rho^s e^s \vec{U}^s] + \text{div} \vec{q} = 0 \end{aligned} \quad (1)$$

hors du front de gel,

$$\begin{aligned} [[ \varepsilon v \rho^e e^e + \varepsilon (1-v) \rho^g e^g + (1-\varepsilon) \rho^s e^s ]] \vec{W} \cdot \vec{N} - \\ - [[ \varepsilon v \rho^e e^e \vec{U}^e ]] \cdot \vec{N} + [[ \vec{q} ]] \cdot \vec{N} = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

sur le front de gel.

### 2.4. Conservation de la quantité de mouvement du squelette et de l'eau

On néglige les efforts d'inertie qui sont certainement très faibles et l'on utilise la description des efforts intérieurs retenue par la mécanique des sols. Les efforts intérieurs  $\sigma$  sont la somme des contraintes effectives  $\sigma'$  dans le squelette et de la pression de l'eau ( $\sigma' = \sigma' - pl$ ). Dans la partie gelée les contraintes effectives sont celles qui règnent dans le squelette et la glace. Le mélange squelette glace est considéré comme un corps homogène dont

la vitesse est  $\vec{U}^s = \vec{U}^g$ . Les propriétés mécaniques de ce sol sont les propriétés du sol gelé qui sont accessibles à l'expérience.

Suivant la mécanique des sols, les équations d'équilibre sont:

$$\operatorname{div} \sigma + \{(1-\varepsilon) \varrho^s + \varepsilon v \varrho^e + \varepsilon (1-v) \varrho^g\} \vec{g} = 0$$

ou

$$\operatorname{div} \sigma' - \operatorname{grad} h + \{(\varepsilon v - 1) \varrho^e + (1-\varepsilon) \varrho^s + \varepsilon (1-v) \varrho^g\} \vec{g} = 0.$$

La relation précédente est l'équation classique de la mécanique des sols. Comme il est classique, les effets hydrauliques influent sur la mécanique par l'intermédiaire de la charge  $h$ . Il apparaîtra un peu plus loin que celle-ci est gouvernée par les phénomènes thermiques, puisque la teneur en eau  $v$  et la porosité dépendent de  $\theta$ . C'est ce couplage qui est essentiel et permet de quantifier les faits expérimentaux décrits dans l'introduction.

La charge hydraulique est continue sur le front de gel puisque la pression l'est. Les efforts  $\sigma'$  sont donc aussi continus sur le front de gel.

### 3. Lois de Comportement

#### 3.1. Energie interne

On a déjà signalé que la teneur volumique en eau liquide  $v$  dépendait de la température (figure 1). On établit aussi expérimentalement que la porosité  $\varepsilon$  dépend de la température  $\theta$  pour des chargements mécaniques raisonnables. La fonction  $\theta \rightarrow \varepsilon(\theta)$  est décroissante.

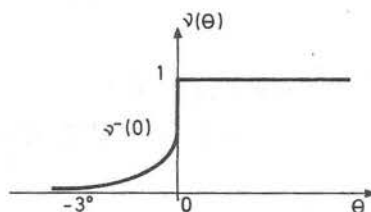


Fig. 1. La teneur en eau liquide  $v(\theta)$

On retient les lois les plus simples pour les énergies internes du squelette et de l'eau:

$$\begin{aligned} e^s &= C^s \theta \\ e^g &= C \theta, \\ e^e &= C \theta + l \end{aligned}$$

et lorsque la température est nulle l'énergie du mélange eau-glace comprise entre  $v^-(0)l$  et  $l$  et vaut  $vl$  où  $v$  est compris entre  $v^-(0)$  et 1.

Finalement l'énergie de l'eau est représentée sur la figure (2).

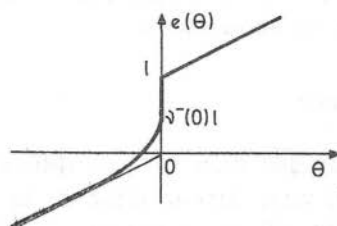


Fig. 2. L'énergie spécifique de l'eau

**REMARQUE.** Il peut être raisonnable de supposer que la capacité calorifique de l'eau dépend de la température. Pour écrire les équations nous la supposons constante. Cela ne change en rien les conclusions.

### 3.2. Loi de Darcy

Elle relie la vitesse de l'eau liquide par rapport au sol à la charge hydraulique  $h = p - \rho_e gz$ ,

$$\vec{U}^e - \vec{U}^s = -\frac{m}{\varepsilon v} \text{grad } h$$

où  $m$  est la mobilité de l'eau dans le sol qui est une fonction  $m(\theta)$  de la température. La mobilité est beaucoup plus faible aux températures négatives qu'aux températures positives. Cette grande différence contribue à amplifier la succion cryogénique. La vitesse  $\vec{U}^e - \vec{U}^s$  est discontinue sur le front de gel du fait de la discontinuité de  $\text{grad } h$  et de la fonction  $\theta \rightarrow m(\theta)$ . Elle a l'allure de la figure (3).

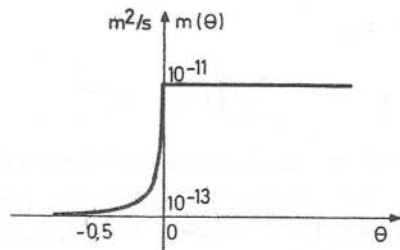


Fig. 3. La mobilité de l'eau  $m(\theta)$

### 3.3. Loi de Fourier

On adopte cette loi simple pour la conductivité thermique  $q = -\lambda \text{ grad } \theta$ .

La conductivité thermique  $\lambda(\theta)$  fonction de la température est celle du sol humide. Suivant l'habitude on ne distingue pas les flux thermiques conduits par l'eau liquide, la glace ou le squelette.

### 3.4. Loi de comportement mécanique

Le comportement mécanique d'un sol gelé diffère de celui du même sol dégelé. La loi de comportement dépend donc de la température.

Un sol gelé flue [5], [6], [8] et on sait que son comportement visqueux est celui d'un matériau de Norton-Hoff [4]. Un sol dégelé est plutôt élastique au moins en première approximation et sous charge modérée. Nous retenons ici le comportement élastique. Les applications que nous avons en vue correspondent à des sols peu chargés comme des sols traversés par des gazoducs. On fait l'hypothèse des petites perturbations pour écrire toutes les équations mécaniques.

On a alors:

$$\sigma' - A_\theta(e(\vec{X}^s)) \in \partial \Phi_\theta(e(\vec{U}^s))$$

où

$\vec{X}^s$  est le déplacement du sol, ( $\vec{X}^s = \vec{U}^s$ )

$e(\vec{X}^s) = \left( e_{ij}(\vec{X}^s) = \frac{1}{2} (X_{i,j}^s + X_{j,i}^s) \right)$  les petites déformations,

$A_\theta$  l'opérateur élastique,

$\Phi_\theta$  le pseudo-potentiel de dissipation.

On peut supposer par exemple le sol homogène et isotrope:

$$A_\theta(e) = \bar{\lambda}(\theta) \text{ tr } e I + 2\bar{\mu}(\theta) e$$

où  $\bar{\lambda}(\theta)$  et  $\bar{\mu}(\theta)$  sont les paramètres de Lamé de l'élasticité.

Les fonctions  $\theta \rightarrow \bar{\lambda}(\theta)$  et  $\bar{\mu}(\theta)$  sont croissantes avec  $\theta$ . On peut éventuellement les prendre nulles pour  $\theta$  négatif, ce qui privilégie le fluage du sol.

On peut encore prendre:

$$\Phi_\theta(e) = \frac{1}{\bar{p}(\theta)} [\Pi_{G(\theta)}(e)]^{\bar{p}(\theta)},$$

$\Phi_\theta$  est le pseudo-potentiel de dissipation de Norton-Hoff. L'exposant  $\bar{p}(\theta)$  est plus grand que 1. La fonction  $\Pi_{G(\theta)}(e)$  est positivement homogène de degré 1 ( $\Pi(\alpha e) = |\alpha| \Pi(e)$ ). C'est la fonction d'appui d'un ensemble convexe  $G(\theta)$  qui dépend de la température.

Donnons deux exemples:

## 3.4.1. Matériau de Norton-Hoff classique compressible

L'ensemble convexe  $G(\theta)$  est défini par

$$G(\theta) = \{\tau | \tau_{ij} = \tau_{ji}; \tau_{ij} \tau_{ij} \leq 2k^2(\theta)\},$$

$$\Pi_{G(\theta)}(e) = \text{Sup} \{e_{ij} \tau_{ij} | \tau \in G(\theta)\} = \sqrt{2k^2 e_{ij} e_{ij}}.$$

La fonction  $\Phi_\theta$  est alors dérivable et la loi de comportement est:

$$\sigma'_{ij} = \lambda(\theta) e_{kk}(\vec{X}) + 2\mu(\theta) e_{ij}(\vec{X}) +$$

$$+ 2k^2(\theta) \left\{ \sqrt{2k^2(\theta) e_{ij}(\dot{X}) e_{ij}(\dot{X})} \right\}^{\bar{p}-1} \frac{e_{ij}(\dot{X})}{\sqrt{2k^2(\theta) e_{ij}(\dot{X}) e_{ij}(\dot{X})}}$$

C'est une loi de comportement visqueuse non linéaire de type Kelvin [7]. Le coefficient  $k(\theta)$  est décroissant avec la température pour augmenter la viscosité de la partie gelée conformément à l'expérience. Il peut éventuellement être nul pour  $\theta$  positif.

## 3.4.2. Matériau de Norton-Hoff classique incompressible

Le matériau est incompressible, on prend:

$$G(\theta) = \{\tau | \tau_{ij} = -p\delta_{ij} + s_{ij}; s_{ii} = 0; s_{ij} s_{ij} \leq 2k^2\}.$$

On trouve alors

$$\Pi_{G(\theta)}(e) = +\infty \text{ si } e_{ii} \neq 0,$$

$$\Pi_{G(\theta)} = \sqrt{2k^2 e_{ij} e_{ij}} \text{ si } e_{ii} = 0.$$

Un calcul montre alors que la loi de comportement est celle du §3.4.1 en remplaçant  $\sigma'_{ij}$  par son déviateur  $s'_{ij}$ . On ajoute bien sûr la condition d'incompressibilité

$$\text{div } \vec{X} = 0 \text{ ou encore } \text{div } \vec{X} = 0.$$

Les expériences semblent en accord avec un comportement de Norton-Hoff compressible ou incompressible. Accepter la compressibilité paraît mieux adapté aux buts que nous visons, c'est-à-dire le comportement à long terme (plusieurs années). Les effets élastiques disparaissent pratiquement après une journée [8]. L'incompressibilité paraît incompatible avec le souhait de modéliser le gonflement des sols.

## 4. Les équations

On regroupe les équations de conservation et les lois de comportement. L'équation de conservation de la masse et la loi de Darcy donnent:

$$\frac{\partial}{\partial t} \{ \varepsilon v \varrho^e + \varepsilon (1-v) \varrho^g \} - \varrho^e \operatorname{div} (m \operatorname{grad} h) = 0, \quad (3)$$

$$[[\varepsilon v \varrho^e + \varepsilon (1-v) \varrho^g]] \vec{W} \cdot \vec{N} + \varrho^e [[m \operatorname{grad} h]] \vec{N} = 0. \quad (4)$$

Conformément à nos hypothèses on a négligé les termes dus aux mouvements du squelette et de la glace.

L'équation de conservation de l'énergie peut être simplifiée à l'aide de l'équation de conservation de la masse de l'eau (1) et celle de la masse du squelette qui s'écrit:

$$\frac{\partial}{\partial t} \{ (1-\varepsilon) \varrho^s \} + \operatorname{div} (1-\varepsilon) \varrho^s \vec{U}^s = 0. \quad (5)$$

En multipliant (3) par  $C\theta$  et (5) par  $C^s\theta$  et en ajoutant à (1) on obtient

$$\begin{aligned} & \{ \varepsilon (v \varrho^e + (1-v) \varrho^g) C + (1-\varepsilon) \varrho^s C^s \} \frac{\partial \theta}{\partial t} + l \frac{\partial}{\partial t} \{ \varepsilon (1-v) \varrho^g \} - \\ & - \operatorname{div} (\lambda \operatorname{grad} \theta) + \varepsilon v \varrho^e \vec{U}^e \operatorname{grad} C\theta + (1-\varepsilon) \varrho^s \vec{U}^s \operatorname{grad} C^s\theta = 0. \end{aligned}$$

Conformément à nos hypothèses on néglige les deux derniers termes devant les autres (ils peuvent être considérés comme des termes de convection).

De la même façon l'équation de conservation de l'énergie sur le front

$$l [[\varepsilon v \varrho^e]] \vec{W} \cdot \vec{N} + l [[\varrho^e m \operatorname{grad} h]] \cdot \vec{N} - [[\vec{q}]] \cdot \vec{N} = 0$$

peut se simplifier à l'aide de l'équation de conservation de la masse:

$$[[\varepsilon v \varrho^e + \varepsilon (1-v) \varrho^g]] \vec{W} \cdot \vec{N} + [[\varrho^e m \operatorname{grad} h]] \cdot \vec{N} = 0$$

pour donner

$$-l \varrho^g [[\varepsilon (1-v)]] \vec{W} \cdot \vec{N} + [[\lambda \operatorname{grad} \theta]] \cdot \vec{N} = 0.$$

On retient finalement comme équations:

énergie

$$\bar{C}(\theta) \frac{\partial \theta}{\partial t} + l \frac{\partial}{\partial t} \{ \varepsilon (1-v) \varrho^g \} - \operatorname{div} (\lambda \operatorname{grad} \theta) = 0 \quad (6)$$

avec  $\bar{C}(\theta) = \varepsilon (v \varrho^e + (1-v) \varrho^g) C + (1-\varepsilon) \varrho^s C^s$  qui est la capacité calorifique du sol humide,

$$-l \varrho^g [[\varepsilon (1-v)]] \vec{W} \cdot \vec{N} + [[\lambda \operatorname{grad} \theta]] \cdot \vec{N} = 0; \quad (7)$$



masse

$$\frac{\partial}{\partial t} \{ \varepsilon \nu \varrho^e + \varepsilon (1 - \nu) \varrho^g \} - \operatorname{div} (m \varrho^e \operatorname{grad} h) = 0, \quad (8)$$

$$[[ \varepsilon \nu \varrho^e + \varepsilon (1 - \nu) \varrho^g ]] \vec{W} \cdot \vec{N} + \varrho^e [[ m \operatorname{grad} h ]] \vec{N} = 0; \quad (9)$$

quantité de mouvement

$$\operatorname{div} \sigma' - \operatorname{grad} h + \{ (1 - \varepsilon) \varrho^s + \varepsilon (1 - \nu) \varrho^g - (1 - \varepsilon \nu) \varrho^e \} \vec{g} = 0,$$

$$\sigma' = A_\theta (e(\vec{X})) + \frac{\partial \Phi_\theta}{\partial e} (e(\vec{X})),$$

qui donne

$$\operatorname{div} \left( A_\theta (e(\vec{X})) + \frac{\partial \Phi_\theta}{\partial e} (e(\vec{X})) \right) - \operatorname{grad} h + \gamma' \vec{g} = 0 \quad (10)$$

en notant

$$\gamma' = (1 - \varepsilon) \varrho^s + \varepsilon (1 - \nu) \varrho^g + \varepsilon \nu \varrho^e - \varrho^e$$

la masse volumique déjaugée. On ajoute éventuellement la condition d'incompressibilité.

Les équations (6) à (10) lient les trois quantités  $\theta(x, t)$ ,  $h(x, t)$  et  $\vec{X}(x, t)$  fonctions du point  $x$  et du temps  $t$ . On les complète par les conditions initiales

$$\vec{X}(x, 0) = 0 \quad (11)$$

$$\theta(x, 0) = \theta_0(x) \quad (12)$$

et par les conditions aux limites associées aux équations (6), (8) et (10); par exemple pour la structure représentée sur la figure (4).

La base inférieure  $\Gamma^1$  est immobile et choisie comme origine des charges hydrauliques (c'est un puits ou une source inépuisable d'eau). La température  $y$  est connue et positive:

$$\vec{X} = 0; \theta(x, t) = \theta_1 > 0; h = 0 \text{ sur } \Gamma_1, \quad (13)$$

Sur les bords  $\Gamma^2$  les déplacements sont nuls. Ces deux bords sont adiabatiques et imperméables:

$$\vec{X} = 0; \lambda \frac{\partial \theta}{\partial n} = 0; m \frac{\partial h}{\partial n} = 0 \text{ sur } \Gamma_2. \quad (14)$$

La base supérieure est imperméable (il ne sort pas d'eau) et n'est pas chargée.

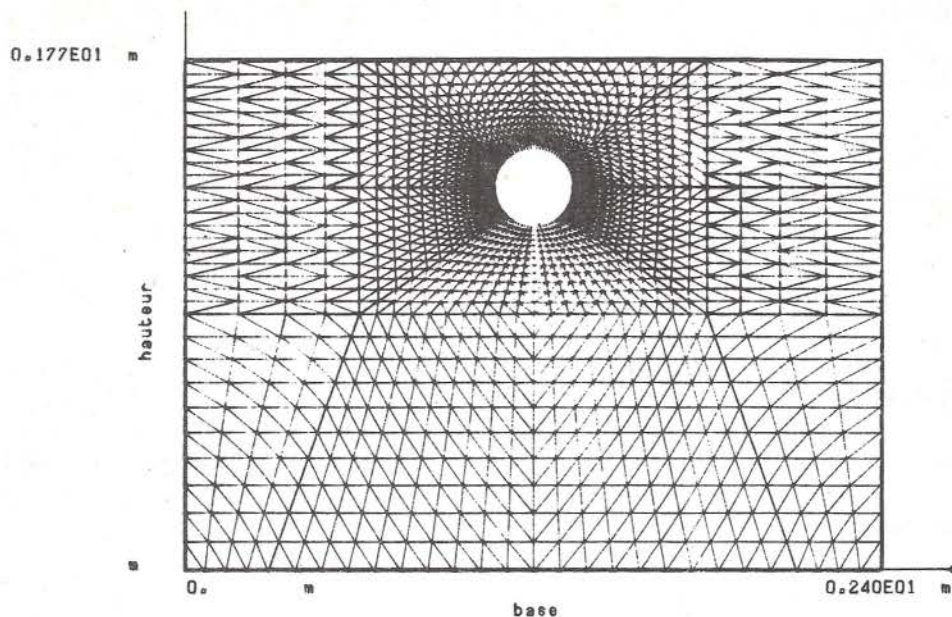


Fig. 4. La structure, le maillage et les axes de coordonnées

Sa température est positive:

$$\sigma_{ij} n_j = \sigma'_{ij} n_j - p \delta_{ij} n_j = 0; \theta = \theta_2 > 0; m \frac{\partial h}{\partial n} = 0 \text{ sur } \Gamma_3. \quad (15)$$

Sur la surface de la canalisation imperméable les contraintes sont égales à la pression du gaz, la température décroît progressivement pour devenir négative.

Le modèle est formé des équations (6) à (15) avec les conditions à la limite sur la canalisation. Ses données sont les caractéristiques thermique, hydraulique et mécanique des matériaux ainsi que les actions extérieures. Il permet de calculer la température  $\theta(x, t)$ , la charge hydraulique  $h(x, t)$  et les déplacements  $\vec{X}(x, t)$  en tout point  $x$  du domaine  $\Omega$  et à tout instant  $t$ .

Plus précisément les données sont les fonctions  $\nu(\theta)$ ,  $\varepsilon(\theta)$ ,  $\lambda(\theta)$ ,  $m(\theta)$ ,  $\bar{\lambda}(\theta)$ ,  $\bar{\mu}(\theta)$ ,  $k(\theta)$ ,  $\bar{p}(\theta)$ ,  $C(\theta)$  et les constantes physiques  $\rho^e$ ,  $\rho^g$ ,  $\rho^s$ ,  $l$ ,  $C^s$ .

Certains traits du modèle doivent être soulignés. La température peut s'obtenir indépendamment de  $h$  et  $\vec{X}$  par une équation de type Stefan (6). Ensuite la charge hydraulique est une fonction de  $\theta$  et enfin  $\vec{X}$  dépend de  $\theta$  et  $h$ . Cette structure correspond bien à l'expérience: la température est le paramètre le plus important dans la congélation des sols. Par ordre

d'importance, les mouvements d'eau viennent ensuite et, pour terminer, les effets mécaniques. Cette disposition est encore bien vérifiée par les calculs: les programmes thermiques donnent en général une excellente description de l'évolution de la température. C'est la nécessité de connaître les efforts intérieurs dans les sols qui conduit à l'examen du modèle précédent. Bien qu'il soit basé sur des hypothèses assez contraignantes il est assez compliqué. Il lie des variables qui sont en général indépendantes dans beaucoup d'autres problèmes d'ingénierie où il est habituel d'utiliser des modèles ou des théories prévisionnelles. Les phénomènes décrits sont aussi inusuels: il est rare que des actions thermiques provoquent des mouvements aussi notables que ceux qui sont observés lors la congélation des sols.

### 5. Un exemple

Nous considérons la structure représentée sur la figure (3). Le tube enterré est progressivement refroidi par le gaz qu'il transporte et il congèle le sol. Les conditions à la limite sont décrites dans le paragraphe précédent. La tem-

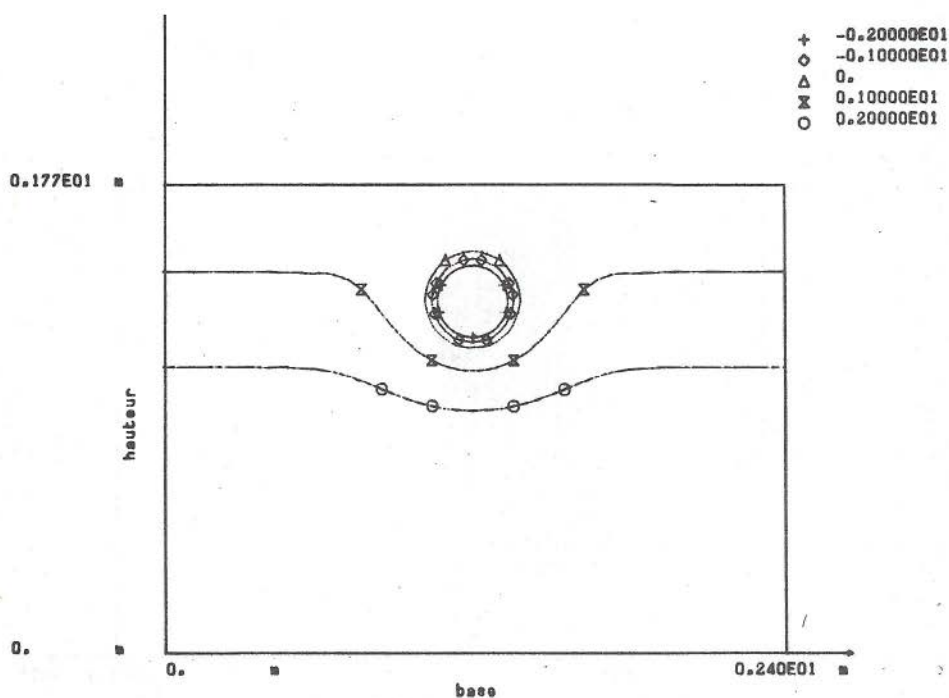


Fig. 5. Isothermes dans le sol après 48 H

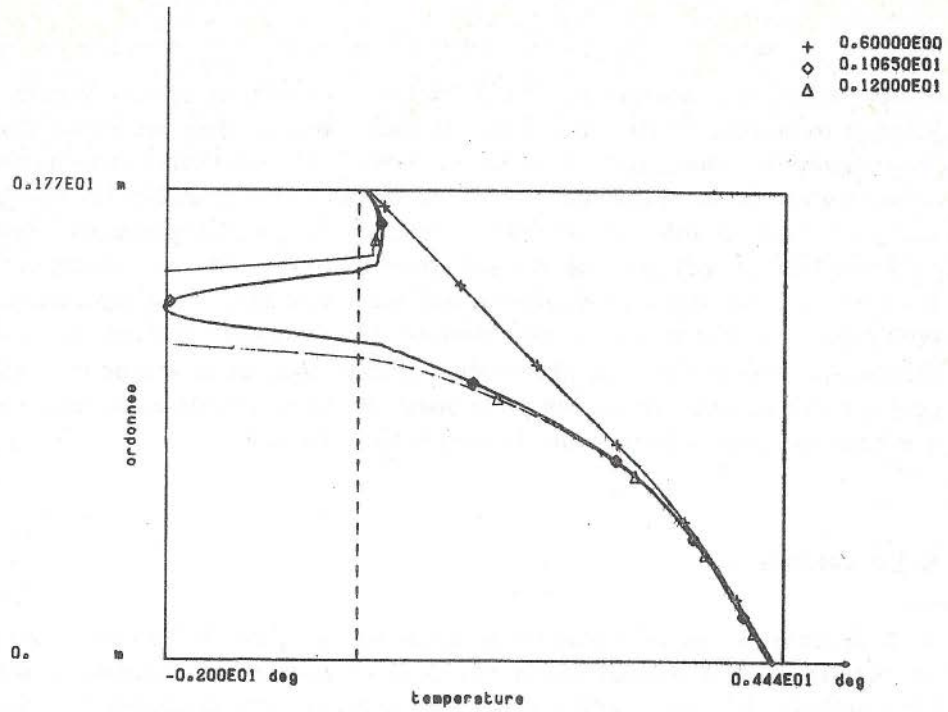


Fig. 6. Coupes verticales de température suivant des abscisses horizontales différentes

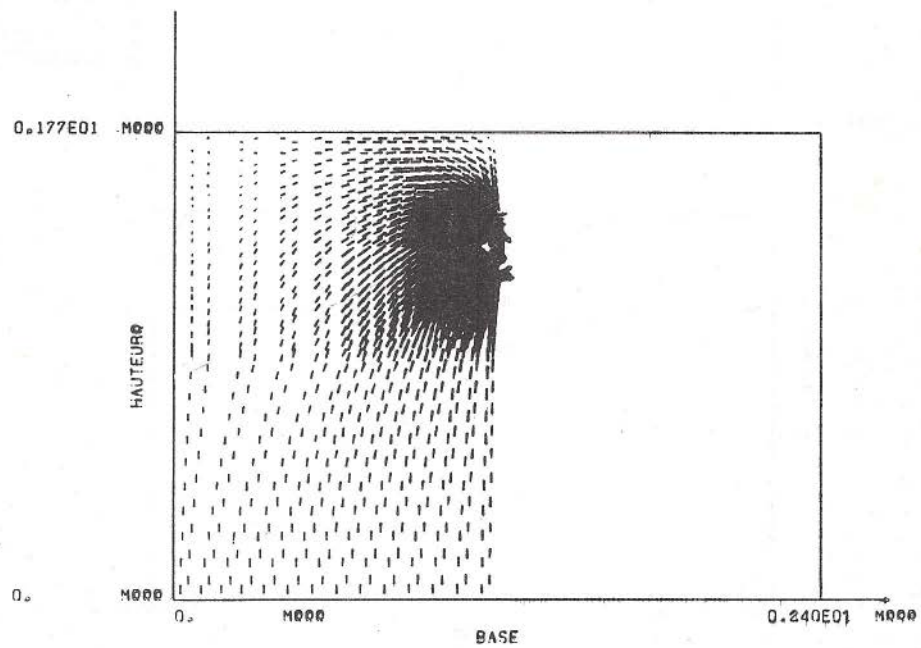


Fig. 7. Vitesses de l'eau dans le sol. On note que l'eau est aspirée vers le tube froid

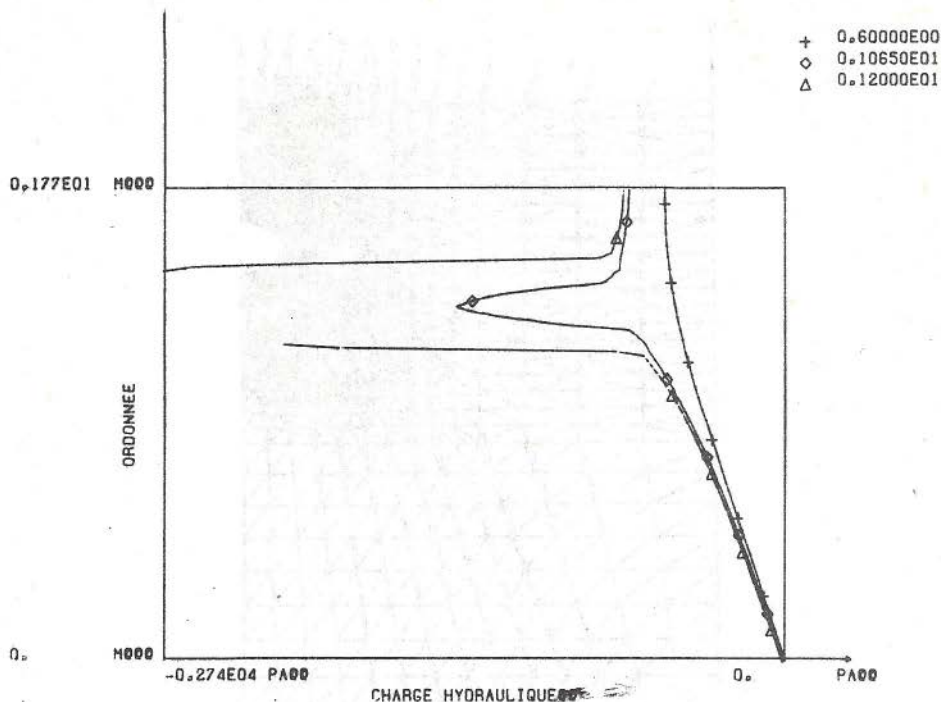


Fig. 8. Coupes verticales de charge hydraulique suivant des abscisses horizontales différentes. On note la forte succion cryogénique sur le front de gel

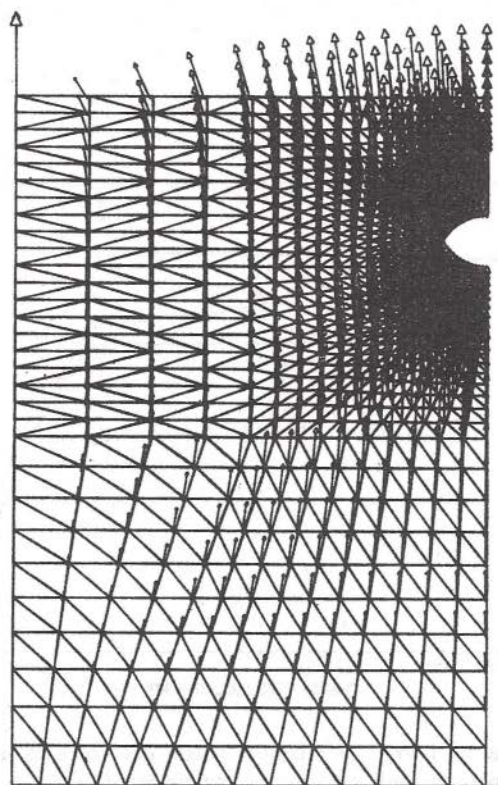
pérature du tube est fixée à  $-2^{\circ}\text{C}$  ( $\theta_2 = -2^{\circ}\text{C}$ ). Le comportement mécanique est celui du paragraphe 3.4.2 (contraintes planes et matériau incompressible). Les valeurs numériques des données sont celles habituellement retenues pour un sol gélif.

La figure (5) représente les isothermes dans le sol après 48 heures. La figure (6) montre les coupes verticales de la température suivant des droites d'abscisses différentes. Pour des raisons de symétrie et de clarté seule la moitié de la structure est représentée dans les figures suivantes.

Sur la figure 7 nous montrons la vitesse de l'eau dans le sol. L'eau dans la zone dégelée se dirige vers le tube, et dans la zone gelée vers les zones les plus froides.

La figure 8 représente les coupes de charge hydrauliques suivant différentes abscisses. On note la forte dépression de l'eau au voisinage du front de gel et dans la zone gelée: c'est la succion cryogénique.

Sur la figure 9, nous voyons les déplacements du sol dus aux mouvements d'eau, on remarque que le sol gonfle au-dessus du tuyau, ce qui est bien ce que l'on observe dans une telle situation. Les ordres de grandeur des gonflements calculés et mesurés sont les mêmes.



101

déplacements au temps  $t = 0.480E02$  hr

Fig. 9. Déplacements du sol. On note le gonflement uniquement dû aux effets hydrauliques engendrés par le refroidissement

### Bibliographie

- [1] AGUIRRE-PUENTE J., VIGNES M., VIAUD P. Permafrost second international Conference. Washington, National Academy of Sciences, p. 315, 1978.
- [2] BLANCHARD D., FREMOND M. La succion cryogénique dans la congélation des sols: un modèle macroscopique. Note aux Comptes-Rendus de l'Académie des Sciences, série II, p. 1 à 4, t. 294, Paris, 1982.
- [3] BLANCHARD D., FREMOND M. Cryogenic suction in solis. The third international symposium on ground freezing, Hannover-New Hampshire, 1982.
- [4] FRIAA A. La loi de Norton-Hoff généralisée en plasticité et viscoplasticité. Thèse présentée à l'Université Pierre et Marie Curie, Octobre 1979.
- [5] Gel des sols et des chaussées M. Frémond et P. Williams éditeurs, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Paris 1979.
- [6] Gel et Degel des Chaussées. Note technique du Laboratoire Central des Ponts et Chaussées, Janvier 1975.

- [7] GERMAIN P. Mécanique des milieux continus. Masson, 1973.
- [8] LADANYI B. Mechanical Behaviour of Frozen Soils in Mechanics of Structured Media. PT. B. A.P.S. Selvadurai (Ed.). Elsevier, 500 pp., 1981.
- [9] WILLIAMS P. Norwegian Geotech. Inst. Publ. 72, p. 120, 1967.

### **O nabrzmiwaniu zamrożonych gruntów**

Naturalne lub sztuczne zamrażanie powoduje nabrzmiwanie gruntów. Na froncie zmarzliny występuje silna depresja spowodowana ssaniem kriogennym. Ten efekt wywołuje ruch wody w glebie, co wiąże się z procesami cieplnymi i mechanicznymi. Przy użyciu metod mechaniki ośrodków ciągłych zostaje skonstruowany model takich procesów. Przeprowadza się analizę występujących sprzężeń między zjawiskami cieplnymi i mechanicznymi. Przedstawione zostają wyniki przeprowadzonych eksperymentów numerycznych.

### **O пучине замороженных грунтов**

Естественное и искусственное замораживание вызывает пучину грунтов. На фронте мерзлоты выступает сильная депрессия вызванная криогенным сосанием. Результатом этого является движение воды в грунте, что связано с тепловыми и механическими процессами. Используя методы механики непрерывных сред вводится математическую модель таких процессов. Проводится анализ существующих сопряжений между тепловыми и механическими явлениями. Представлены результаты численных экспериментов.

