

# Analyse numérique 3D de la stabilité du front de taille d'un tunnel à faible couverture en milieu frottant

**R. DEMAGH**

Département de Génie civil  
Batna, Algérie  
rdemagh@yahoo.fr

**F. EMERIAULT**

LGCIE  
INSA-Lyon  
Bat. JCA Coulomb,  
34 avenue des arts  
69621 Villeurbanne Cedex  
Fabrice.Emeriault@insa-lyon.fr

**S. BENMEBAREK**

LRGCB-Département  
de Génie civil  
Biskra, Algérie

## Résumé

Les méthodes de calcul à la rupture proposent des solutions au problème de soutènement du front de taille d'un tunnel, soit à l'aide d'une approche statique (par l'intérieur), soit avec une approche cinématique (par l'extérieur). Ces méthodes, appropriées aux matériaux standard, imposent les mécanismes de rupture en surestimant la dilatance des sols frottants. Dans cet article, on s'intéresse au calcul en déplacements, à l'aide du code FLAC<sup>3D</sup> en différences finies explicites, de la stabilité du front d'un tunnel à faible couverture creusé dans un sol frottant. L'effet du caractère non associé de la règle d'écoulement sur les pressions limites et les mécanismes de rupture est examiné. Deux modes de rupture sont analysés, correspondant aux cas de la poussée (*collapse*) et de la butée (*blow-out*). Les résultats du calcul en déplacement sont également utilisés pour évaluer la pertinence de modèles analytiques basés sur l'approche cinématique de l'analyse limite.

**Mots-clés :** front de taille, sols frottants, analyse limite, mécanisme tridimensionnel, méthode numérique.

## 3D Numerical analysis of face stability of shallow tunnel in cohesionless material

## Abstract

The yield design theory proposes some solutions to the problem of tunnel face stability either by a static approach (lower bound) or kinematical approach (upper bound). The failure mechanisms considered in these methods, based on an associated flow rule, are imposed. In this paper, the face stability of shallow tunnel in cohesionless material is investigated by 3D numerical simulation using FLAC<sup>3D</sup> code. The effect of a non-associated flow rule on the critical pressures and on the failure mechanisms are examined. The relevance of analytical models based on the kinematical approach of the limit analysis is evaluated also.

**Key words :** tunnel face, frictional soil, limit analysis, three-dimensional mechanism, numerical method.

NDLR : Les discussions sur  
cet article sont acceptées  
jusqu'au 1<sup>er</sup> mars 2009.

## Introduction

En zone urbaine, concevoir un tunnel (creusé au bouclier à front pressurisé dans les terrains meubles) impose une maîtrise totale de la stabilité du front de taille, particulièrement à faible profondeur. Se basant sur des mécanismes bidimensionnels, le problème de la stabilité du front a été étudié pour la première fois par Atkinson et Potts (1977) en terrain purement frottant, ensuite par Davis *et al.* (1980) en terrain purement cohérent. En milieu frottant-cohérent, on connaît essentiellement en bidimensionnel les résultats obtenus par Muelhaus (1985), Leca et Panet (1988), Chambon et Corté (1990), en tridimensionnel, Leca et Dormieux (1990), Soubra (2000), Wong et Subrin (2006). Tous se réfèrent au calcul à la rupture par analyse limite et proposent des solutions analytiques (ou sous forme d'abaques). Le calcul de la charge de rupture se fait avec deux approches complémentaires : une approche statique qui donne la borne inférieure de la pression limite et une approche cinématique qui fournit la borne supérieure.

L'approche cinématique est fondée sur la règle de normalité de Hill qui reste sévère pour les matériaux non standard ( $\psi < \phi$ ). La conséquence de l'application de cette règle à un sol frottant, avec un angle de frottement interne  $\phi$ , est que son écoulement plastique sera accompagné par une expansion de volume caractérisée par un angle de dilatance  $\psi = \phi$ . Cependant, les sols frottants s'avèrent expérimentalement se dilater moins que ce qui est prévu par la règle de normalité et doivent donc être considérés comme non standard. Un sable lâche constitue, à ce titre, un cas extrême (matériau contractant pour lequel  $\psi = 0$ ). La non prise en compte de la dilatance des matériaux non standards est donc la principale limite de la méthode.

Par ailleurs, la borne supérieure dépend aussi du mécanisme de rupture imaginé, ce qui constitue une autre limite. Des techniques de régularisation de la méthode cinématique ont été proposées permettant de pallier à cette dernière difficulté (Pastor *et al.*, 2000 ; Lyamin et Sloan 2002 ; module LIM1 de CESAR ; Droniuc *et al.*, 2005a, 2005b).

Cependant, les résultats ne permettent pas toujours d'aboutir à une quantification précise du risque d'instabilité du fait de l'écart important qui subsiste entre les approches statique et cinématique.

Le recours aux méthodes de calcul en déplacement, qui s'affranchissent des hypothèses des méthodes analytiques, est aussi un moyen d'évaluer leur pertinence. Le calcul en déplacement permet de représenter des complexités diverses qui peuvent être liées soit à des

configurations géométriques (différentes couches de sol en particulier), soit à des chargements particuliers (forces d'écoulement par exemple). Il permet aussi de prendre en compte plus finement le comportement des sols (caractère non associé, comportement pré-rupture, anisotropie...) et de n'imposer aucune contrainte sur la forme et l'ampleur du mécanisme de rupture. Cependant, outre le caractère prohibitif des temps de calcul liés à l'analyse d'une configuration particulière ou de la réalisation d'une étude paramétrique complète, il faut mentionner l'attention toute particulière qu'il faut apporter à la définition des conditions aux limites imposées et à leur description numérique (précision des pas de calculs, critères de convergence...).

Dans cet article, on s'intéresse à la stabilité tridimensionnelle du front de taille en milieu frottant, avec un matériau standard ( $\psi = \phi$ ) et non standard (le cas extrême  $\psi = 0$  a été retenu dans cette étude). Cette analyse est menée dans le cas de la poussée et de la butée des terres, communément appelées *collapse* et *blow-out*. Les résultats du calcul en déplacements obtenus à l'aide du code FLAC<sup>3D</sup> en différences finies sont comparés aux principales approches cinématiques tridimensionnelles proposées dans la littérature et qui sont rappelées dans le paragraphe 2.

## 2

### Approche par analyse limite

#### 2.1

#### Cas des matériaux standard ( $\psi = \phi$ )

Le problème est idéalisé avec un tunnel de diamètre  $D$  creusé dans un milieu homogène et pesant de poids volumique  $\gamma$ , sous une couverture  $C$ . Le matériau est standard ( $\psi = \phi$ ), ses paramètres de résistance sont la cohésion  $c$  et l'angle de frottement interne  $\phi$ . Une pression uniforme  $\sigma_s$  simule une surcharge éventuelle en surface.

Dans le cas de la poussée, Leca et Dormieux (1990) ont imaginé un mécanisme de rupture tridimensionnel, composé de deux blocs tronconiques à un degré de liberté  $\alpha$ , le cône supérieur étant maintenu vertical. L'optimisation faite sur  $\alpha$  conduit à une borne supérieure pour  $\alpha^* = 49 - \phi/2$  (en degrés), figure 1a. Soubra (2000) a étendu ce mécanisme en intercalant entre les deux blocs une zone de cisaillement radial, appelée log sandwich et a libéré l'axe vertical du bloc supérieur (Fig. 1b). La zone log sandwich est approchée avec  $(n - 2)$  blocs tronconiques. Soubra (2000) montre que pour  $n \geq 5$ , la pression limite reste la même. Leca et Dor-

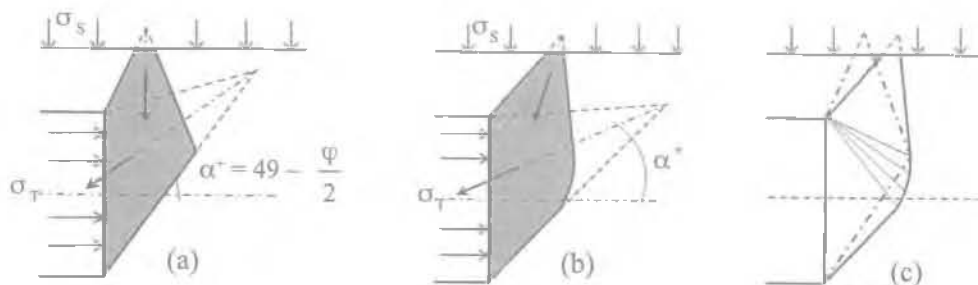


FIG 1 Mécanismes  $\phi = 20$  degrés et  $C/D = 0,4$  : (a) Leca et Dormieux (1990) ; (b) Soubra (2000) ; (c) superposition. Collapse mechanism  $\phi = 20$  degrees and  $C/D = 0.4$  : (a) Leca et Dormieux (1990) ; (b) Soubra (2000) ; (c) superposition

mieux (1990) comme Soubra (2000) sont parvenus à la même formulation de la borne supérieure, donnée par les équations (1) et (2). Les coefficients  $N_s^{c^*}$ ,  $N_\gamma^{c^*}$  et  $N_c^{c^*}$  ne sont en revanche pas les mêmes pour les auteurs :

$$\sigma_T \geq \sigma_s N_s^{c^*} + \gamma D N_\gamma^{c^*} + c N_c^{c^*} \quad (1)$$

avec

$$N_c^{c^*} = \frac{N_s^{c^*} - 1}{\tan \varphi} \quad (2)$$

Chambon et Corté (1990) ont proposé un mécanisme de rupture bidimensionnel avec un monobloc rigide, délimité par deux arcs de spirales logarithmiques (Fig. 2a). Plus tard, Wong et Subrin (2006) l'ont adapté au cas tridimensionnel et ont proposé un mécanisme original en forme de corne de rhinocéros, construit à partir d'arcs de spirales logarithmiques (Fig. 2b).

Dans le cas de la butée, Leca et Dormieux (1990) ont considéré un mécanisme monobloc, l'optimisation faite sur  $\alpha$  donne une borne supérieure pour  $\alpha = 49$  degrés (Fig. 3a). Soubra (2000) a proposé un mécanisme inverse à celui de la poussée (Fig. 3b). Leca et Dormieux (1990) comme Soubra (2000) ont fourni la même formulation de la borne supérieure donnée par les équations (3) et (4) avec des coefficients  $N_s^{b^*}$ ,  $N_\gamma^{b^*}$  et  $N_c^{b^*}$  propres à chaque mécanisme :

$$\sigma_T \leq \sigma_s N_s^{b^*} + \gamma D N_\gamma^{b^*} + c N_c^{b^*} \quad (3)$$

avec

$$N_c^{b^*} = \frac{N_s^{b^*} - 1}{\tan \varphi} \quad (4)$$

Dans cet article, les résultats du calcul en déplacements à l'aide de FLAC<sup>3D</sup> sont comparés aux résultats du calcul par analyse limite fournis par Leca et Dormieux (1990) et Soubra (2000). Ceux-ci présentent

l'intérêt d'avoir été développés avec une homogénéité d'approche en poussée et en butée, même si l'analyse bibliographique montre que le mécanisme, en poussée uniquement, de Wong et Subrin (2006) affine la borne supérieure.

## 2.2

### Cas des matériaux non standards ( $\psi < \varphi$ )

Le problème de la stabilité du front de taille dans les matériaux non standard n'a pas encore été étudié. En s'intéressant au problème de la capacité portante des fondations filantes, Drescher et Detournay (1993) ont montré que la charge limite pour un matériau non standard correspond en fait à une résistance réduite liée à la non-associativité de la règle d'écoulement. Cette approche donne une bonne approximation de la capacité portante des fondations superficielles pour les cas analysés,  $\psi = 0$  et  $\psi = \varphi/2$ . La charge limite fournie par un calcul en déplacement pour un matériau non associé est comparée à celle évaluée avec les équations (5) à (7). La différence est de 12 % (cas  $\varphi = 20$  degrés avec  $\psi = 0$ ) et de 20 % (cas  $\varphi = 40$  degrés avec  $\psi = 20$  degrés). Les paramètres réduits pour un matériau de Coulomb sont :

$$\tan \varphi^* = \eta \tan \varphi \quad (5)$$

$$c^* = \eta c \quad (6)$$

avec

$$\eta = \frac{\cos \psi \cos \varphi}{1 - \sin \psi \sin \varphi} \quad (7)$$

## 3

### Cas d'étude et exploitation

#### 3.1

#### Configuration étudiée

On considère un tunnel de diamètre  $D = 6,5$  m, creusé sous une couverture  $C$  variable. On s'intéresse à un matériau purement frottant, le massif est homogène et la cohésion est nulle. Le poids volumique  $\gamma$  vaut  $16 \text{ kN/m}^3$  (en référence aux essais en centrifugeuse de Chambon et Corté, 1990), la surface du massif est soumise à une surcharge  $\sigma_s = 25 \text{ kPa}$ . Le modèle géomé-

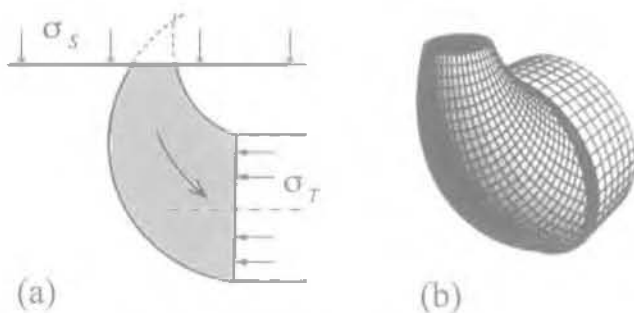


FIG. 2 Mécanisme débouchant : (a) Chambon et Corté (1990) ; (b) Wong et Subrin (2006). Collapse mechanism : (a) Chambon & Corté (1990) ; (b) Wong et Subrin (2006).

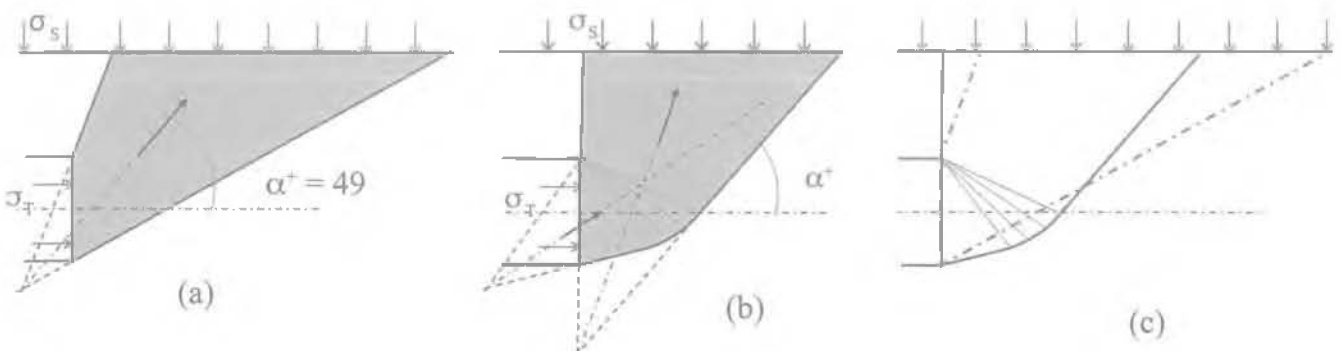


FIG. 3 Mécanismes  $\varphi = 20$  degrés et  $C/D = 1$  : (a) Leca et Dormieux (1990) ; (b) Soubra (2000) ; (c) superposition. Collapse mechanism  $\varphi = 20$  degrees and  $C/D = 1$  : (a) Leca & Dormieux (1990) ; (b) Soubra (2000) ; (c) superposition.

trique a pour dimensions  $60 \text{ m} \times 60 \text{ m} \times 30 \text{ m}$  (Fig. 1b). Le maillage est composé d'environ 25 000 nœuds, il est généré avec les éléments volumiques de FLAC<sup>3D</sup> (brique à huit nœuds). Les conditions aux limites classiques sont appliquées : déplacement horizontal nul sur les faces verticales et déplacement vertical nul à la base. Le sol est modélisé en élasto-plasticité avec le critère de rupture de Mohr-Coulomb. Un état de contraintes géostatiques est initialisé avec un coefficient des terres au repos  $K_0 = 0,5$ . Le module élastique est  $E = 150 \text{ MPa}$  et le coefficient de Poisson  $\nu = 0,3$ . La surcharge  $\sigma_s$  est appliquée graduellement par incrément de 2,5 kPa. La stabilité du front est assurée par une pression uniforme  $\sigma_T$ , initialement égale à la contrainte horizontale naturelle. Pour simuler un revêtement parfaitement rigide, les nœuds situés sur la frontière de l'excavation sont fixés.

### 3.2

## Modèles de calcul

Les simulations ont été effectuées pour chacun des modes en poussée et en butée. Elles correspondent aux cas :  $C/D = 1$  avec  $\varphi$  variable  $20 \leq \varphi \leq 40$  (en degrés) et  $\varphi = 30$  degrés avec un rapport  $C/D$  variable  $0,5 \leq C/D \leq 2$ . Pour rendre compte du phénomène de dilatance des matériaux frottants, les deux cas suivants sont pris en considération : matériau standard ( $\psi = \varphi$ ) pour permettre une comparaison avec les pressions limites données dans la littérature et matériau non standard ( $\psi = 0$ ) pour examiner l'influence de la dilatance dans un cas extrême.

### 3.3

## Paramètres de calcul et critères de convergence

Une étude de sensibilité de la pression limite vis-à-vis des paramètres de calcul a été faite dans le cas de la poussée, sur un matériau standard avec  $C/D = 1$  et  $\varphi = 30$  degrés. Les deux paramètres concernés par cette étude sont le nombre de pas de calcul de chaque palier de pression appliquée au front (5 000 pas en référence aux recommandations de la notice de FLAC<sup>3D</sup> ou

10 000) et la valeur de l'incrément de diminution de la pression, 2,5 ou 1 kPa.

Pour tous les cas testés (Fig. 5a), le dernier palier de pression pour lequel on observe encore la stabilité du front est le même (12,5 kPa en l'occurrence). A partir de ce palier, une réduction de la pression de 0,5 kPa provoque une rupture (ce qui correspond à une précision maximale de 4 % sur la pression limite). D'une façon globale, la précision des résultats du calcul en déplacement, dans le cas de la rupture par poussée, est au maximum comprise entre 2 et 6 %, la recherche d'une meilleure précision, jugée peu utile, entraînerait en revanche des temps de calcul importants.

En outre, les différents chargements testés ont conduit à une réponse qui est pratiquement la même en termes de déplacement final du front. La figure 5a montre l'extrusion axiale du front (rapportée au diamètre  $D$  de l'excavation) enregistrée à la fin du calcul de chaque palier en fonction de la pression appliquée au front. Cette figure montre, en particulier, que la rupture du front est effective après un déplacement relatif de l'ordre de 1 %.

La butée quand à elle est simulée par une incrémentation de 25 kPa avec 5 000 pas de calcul associés à chaque palier de pression appliquée au front (recommandations de FLAC<sup>3D</sup>). La précision sur les pressions limites est au maximum comprise entre 0,5 et 3 %, ce qui justifie par ailleurs ce choix.

Cette façon de procéder, même si elle entraîne des temps de calculs importants, est préférable du point de vue physique à une simulation basée sur un contrôle en déplacement.

Typiquement, avec un processeur Intel Pentium 4 et 3 Go de vitesse d'horloge, les temps de calculs jusqu'à la rupture, pour le cas d'un matériau standard avec  $C/D = 1$  et  $\varphi = 30$  degrés, sont de 15 heures pour le mode poussée et de 45 heures pour le mode butée, le maillage étant composé d'environ 25 000 nœuds. Les temps de calculs augmentent rapidement avec l'angle de frottement interne (et donc avec la dilatance) : à titre d'exemple, en mode butée pour le cas  $C/D = 1$  et  $\varphi = 40$  degrés, il faut 200 paliers de 25 kPa pour atteindre les 5 MPa nécessaires à la rupture, à raison de 5 000 pas de calcul par palier, il faut au moins 4 jours de calcul.

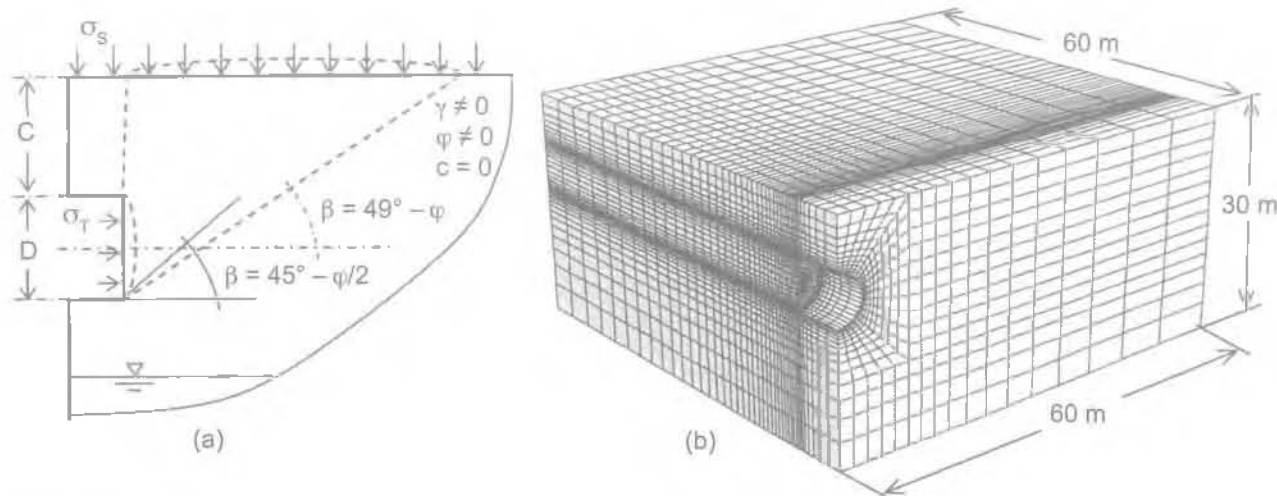


FIG. 4 Cas étudié : (a) en butée d'après Leca et Dormieux (1990) ; (b) maillage 3D utilisé.  
Study case : (a) blow-out mode Leca & Dormieux (1990) ; (b) 3D mesh used.

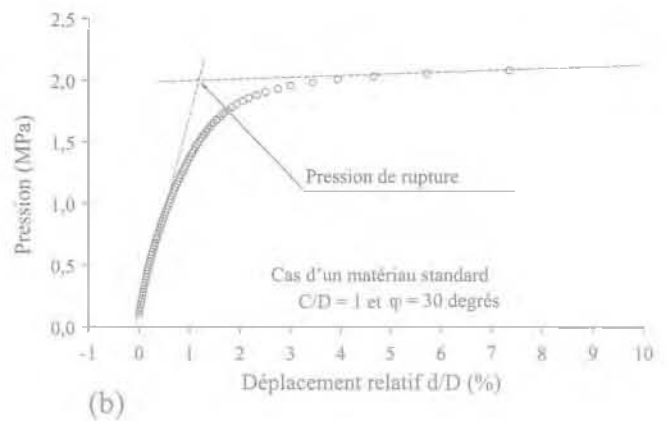
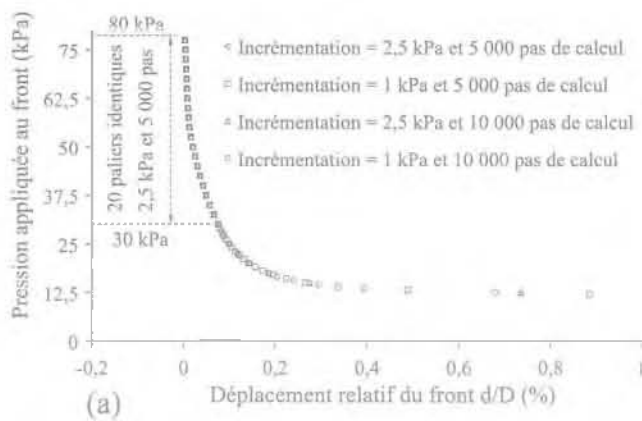


FIG. 5 (a) Étude de sensibilité ; (b) critère en déplacement.  
Criteria of failure : (a) sensitivity study ; (b) displacement criteria.

### 3.4

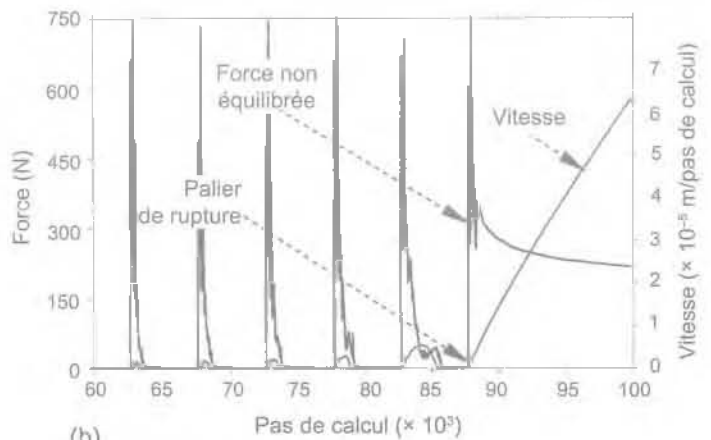
## Critères de rupture du front de taille

Pour apprécier la pression de rupture, Demagh *et al.* (2005) et (2006), dans des travaux précédents, ont proposé une méthode basée sur un calcul en déplacement à l'aide de FLAC<sup>3D</sup>. La courbe de déplacement du front en fonction de la pression  $\sigma_r$  a été exploitée comme indiqué sur la figure 5b. Cette approche relativement rapide permettait un calcul paramétrique mais avait tendance à donner une valeur trop conservatrice.

Pour cette analyse, deux critères propres au code FLAC<sup>3D</sup> sont utilisés pour juger de l'apparition de la rupture. Le premier critère est observé lorsque la force maximale non équilibrée (*maximum unbalanced force*) converge vers une valeur non nulle (égale à quelques dizaines de Newton, figure 6b). Le second critère concerne la vitesse axiale d'un nœud appartenant au front (le centre du tunnel par exemple). Pour le palier équilibré précédent la rupture, le champ de vitesse est diffus à travers tout le massif et la vitesse est quasi nulle (valeur comprise entre  $10^{-11}$  et  $10^{-12}$  m/pas de calcul). Au palier suivant (correspondant à la rupture), cette vitesse enregistre un saut et ne peut plus converger vers une valeur constante (Fig. 6b). Ce saut de vitesse est accompagné par l'apparition brutale d'un champ de vitesse localisé (Fig. 6a). On estime que la rupture est atteinte à partir d'une vitesse de  $10^{-6}$  m/pas de calcul, ce qui correspond à un déplacement axial de 10 cm tous les 10 000 cycles de calcul.



(a)



(b)

FIG. 6 Critères de rupture du front : (a) contour du champ de vitesse ; (b) historiques de la force maximale non équilibrée et de la vitesse.  
Criteria of failure : (a) contour of velocity ; (b) histories of maximum unbalanced force and velocity.

L'application simultanée de ces deux critères permet une évaluation précise de la charge limite correspondant à la pression de rupture.

### 4

## Résultats et interprétation

Les résultats des simulations sont donnés sous forme de courbes représentant la pression limite en fonction du rapport  $C/D$  et de l'angle de frottement  $\phi$ . Les équations (1) à (4) permettent le calcul de la borne supérieure des pressions limites évaluées par Leca et Dormieux (1990) ainsi que par Soubra (2000).

Dans le cas de la poussée, le mécanisme à cinq cônes de Soubra (2000) apporte une amélioration de 6 à 9 % par rapport au mécanisme à deux cônes de Leca et Dormieux (1990). La différence entre les pressions limites obtenues avec un calcul en déplacement et celles évaluées à partir du mécanisme à cinq cônes est inférieure à 10 %. On note même une bonne concordance pour le cas d'un matériau standard avec  $\phi = 30$  degrés (Fig. 7a). Les pressions limites données par le mécanisme à cinq cônes constituent bien une borne supérieure quels que soient le rapport  $C/D$  (Fig. 7a) et l'angle de frottement  $\phi$  (Fig. 7b). Par ailleurs, les pressions limites calculées avec FLAC<sup>3D</sup> sont indépendantes du rapport  $C/D$  (Fig. 7a), ce qui est en accord avec l'équation (1) pour laquelle les paramètres  $N_{\gamma}^*$  et  $N_{\phi}^*$  fournis

par l'analyse limite sont respectivement constant et nul pour le cas  $C/D \geq 0,5$  et  $\varphi \geq 20$  degrés.

Pour un matériau non standard (ici purement contractant  $\psi = 0$ ), les pressions limites obtenues avec FLAC<sup>3D</sup> restent supérieures de 4 à 7 % à celles calculées avec un matériau standard (Fig. 7a et 7b).

Ces mêmes résultats ont été comparés avec l'approche par analyse limite non associée proposée par Drescher et Detournay (1993). On note une grande différence entre les deux approches (jusqu'à 3,2 kPa au maximum, soit 30 %). De plus, pour un angle  $\varphi \geq 23$  degrés environ, les pressions limites données par l'analyse limite non associée sont supérieures aux pressions limites obtenues avec un calcul en déplacement et de ce fait ne peuvent constituer une borne supérieure pour le cas extrême  $\psi = 0$  (Fig. 9a). Ainsi, pour l'évaluation de la pression limite dans le cas d'un matériau non standard, on préférera l'approche originale de Soubra (2000) avec  $\psi = \varphi$ .

Dans le cas de la butée, le mécanisme à cinq cônes de Soubra (2000) améliore jusqu'à 50 % les pressions limites données par le mécanisme monobloc de Leca et

Dormieux (1990), (Fig. 8a et 8b). Pour un matériau standard, les pressions calculées à partir du mécanisme de Soubra (2000) sont supérieures de 13 à 40 % aux pressions limites fournies par un calcul en déplacement.

Pour un matériau non standard, les calculs FLAC<sup>3D</sup> fournissent des valeurs de pression limite inférieures de 10 à 40 % à celles calculées avec un matériau standard. Cette différence, contrairement au cas de la poussée (4 à 7 %), montre l'influence de la dilatance sur la butée.

La figure 9b montre que, pour un matériau non standard, l'approche par analyse limite non associée proposée par Drescher et Detournay (1993) fournit des pressions limites supérieures de 10 à 20 % à celles obtenues avec un calcul en déplacement et qu'elle peut donc constituer une bonne approximation de la *borne supérieure* pour les matériaux non standard, du moins pour le cas extrême  $\psi = 0$ .

La validation de l'approche de Drescher et Detournay (1993) avait été effectuée à partir de calcul de capacité portante de semelles de fondation filantes. Il est intéressant de noter que cette approche semble être pertinente

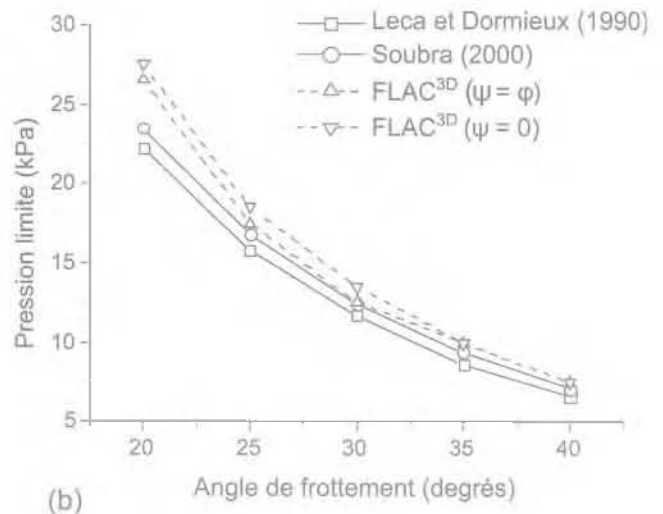
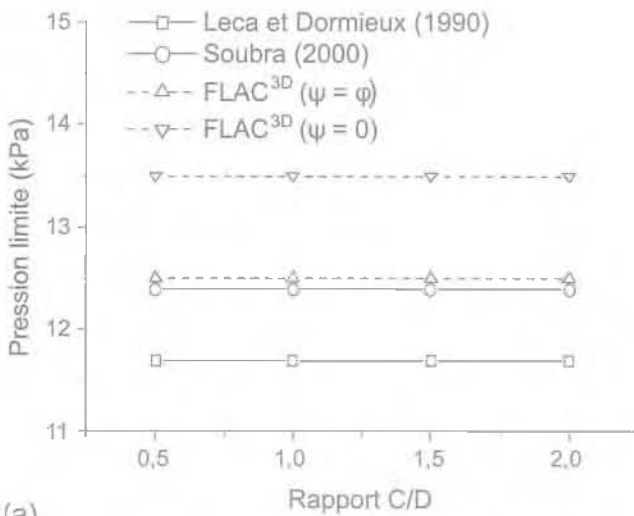


FIG. 7 Borne supérieure en poussée : (a)  $\varphi = 30$  degrés ; (b)  $C/D = 1$ .  
Upper bound for collapse : (a)  $\varphi = 30$  degrees ; (b)  $C/D = 1$ .

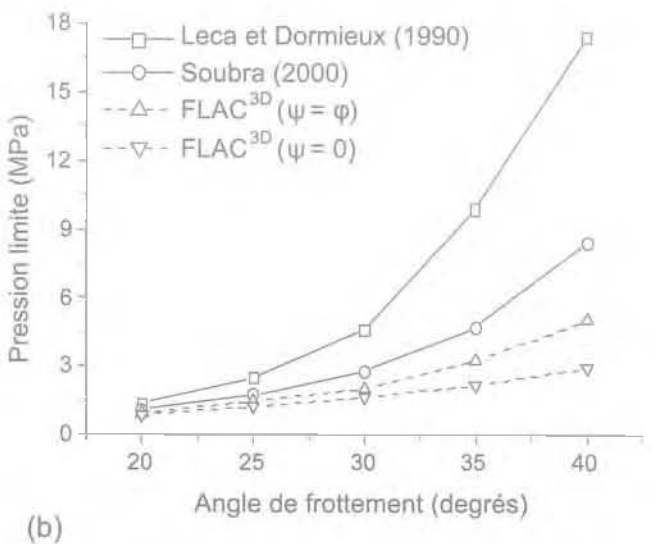
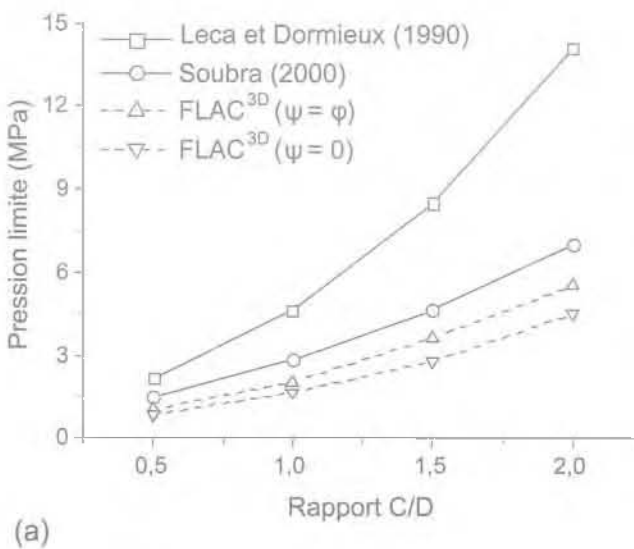


FIG. 8 Borne supérieure en butée : (a)  $\varphi = 30$  degrés ; (b)  $C/D = 1$ .  
Upper bound for blow-out : (a)  $\varphi = 30$  degrees ; (b)  $C/D = 1$ .

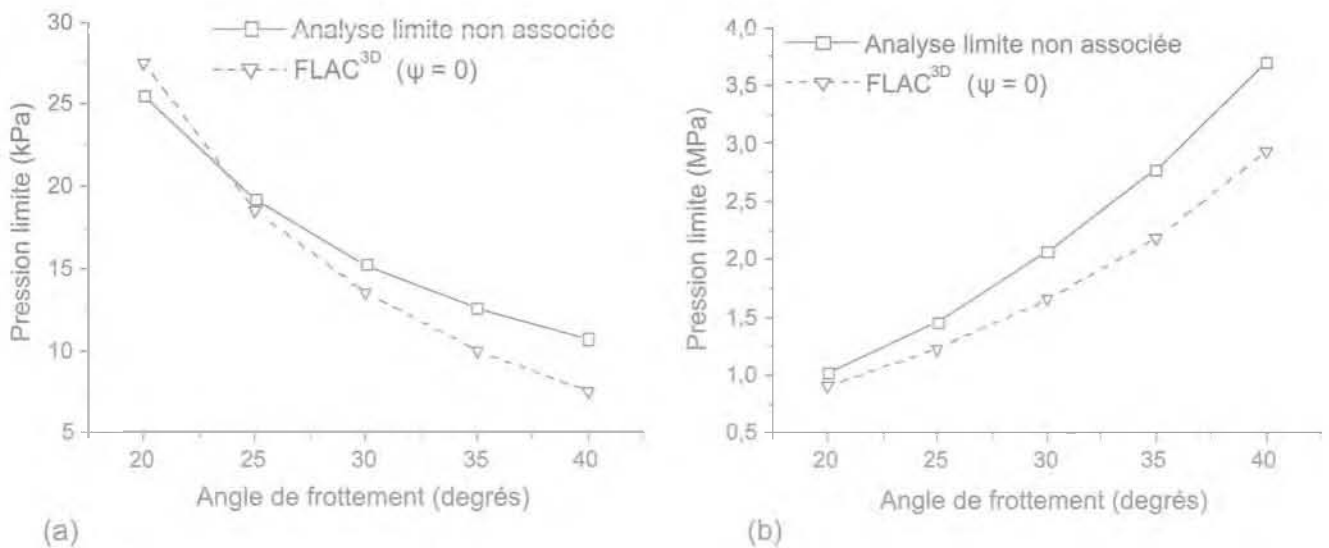


FIG. 9 Comparaison de la pression limite donnée par FLAC<sup>3D</sup> ( $\psi = 0$ ) et l'analyse limite non associée donnée par l'équation (5) pour ( $\psi = 0$ ) : (a) en poussée ; (b) en butée.  
Comparison of limit pressure from FLAC<sup>3D</sup> and equation (5) : (a) collapse ; (b) blow-out.

dans le cas d'une sollicitation similaire, celle de la rupture en butée du front d'un tunnel alors qu'elle donne des résultats non satisfaisants pour une rupture en poussée.

5

## Analyse des mécanismes de rupture

Les résultats de la section 4 sont ici analysés sous l'angle des mécanismes de rupture. Pour cela, on a superposé le champ de vitesses obtenu par le calcul en déplacement et celui construit à partir du mécanisme à cinq blocs de Soubra (2000).

Dans le cas de la poussée, pour un matériau standard, les figures 10a et 10b présentent les mécanismes obtenus pour  $C/D = 1$  et pour deux valeurs de  $\varphi$ . Le mécanisme obtenu pour  $\varphi = 10$  degrés débouche en surface alors que pour  $\varphi = 25$  degrés celui-ci est non débouchant. Ces exemples confirment les résultats de l'approche par analyse limite qui prédisent pour tout le domaine défini par  $C/D \geq 0,5$  et  $\varphi \geq 20$  degrés, des mécanismes de rupture en poussée non débouchant. Dans les deux cas de figure, le champ de vitesse obtenu

avec FLAC<sup>3D</sup> est bien encadré par le mécanisme à cinq blocs, avec cependant une meilleure approximation pour le cas d'un mécanisme débouchant. Le mécanisme lié aux forces de surface (fournissant le coefficient  $N_s$ ) est par ailleurs légèrement plus performant que celui qui est défini à partir des forces de gravité (donnant le coefficient  $N_\gamma$ ).

Lorsque le matériau est non standard (figure 10c avec  $C/D = 1$ ,  $\varphi = 30$  degrés et  $\psi = 0$ ), le calcul en déplacement fournit un mécanisme de rupture débouchant et qui présente une forme cylindrique dans sa partie supérieure. L'approche par analyse limite modifiée suivant les propositions de Drescher et Detournay (1993) donne en revanche un mécanisme non débouchant qui, du fait de la valeur non nulle de  $\varphi^*$ , est de forme conique à proximité de la surface. Il apparaît donc intéressant de proposer une autre approche par analyse limite non associée pour la détermination des caractéristiques réduites  $c^*$  et  $\varphi^*$  qui permette, en particulier lorsque  $\psi = 0$ , d'avoir  $\varphi^* = 0$  et  $c^*$  non nulle, conditions nécessaires pour obtenir un mécanisme de rupture par analyse limite cylindrique dans sa partie supérieure et donc débouchant en surface.

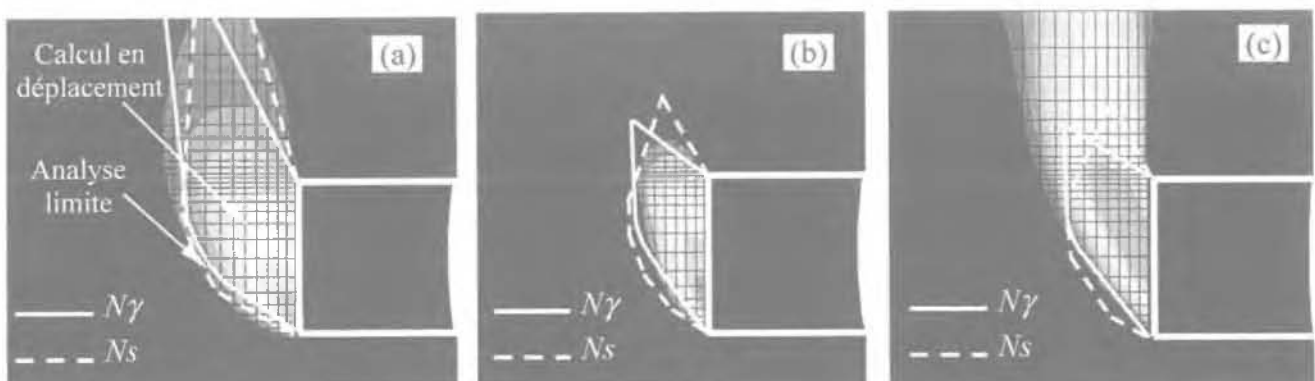


FIG. 10 Mécanismes en poussée  $C/D = 1$  : (a) débouchant  $\psi = \varphi = 10$  degrés ; (b) non débouchant  $\psi = \varphi = 25$  degrés ; (c) matériau non standard  $\psi = 0$  et  $\varphi = 30$  degrés ( $\varphi^* = 26,6$  degrés).  
Collapse failure mechanism  $C/D = 1$  : (a)  $\psi = \varphi = 10$  degrees ; (b)  $\psi = \varphi = 25$  degrees ; (c) non-standard material  $\psi = 0$  and  $\varphi = 30$  degrees ( $\varphi^* = 26.6$  degrees).

De plus, il est intéressant de noter que, pour le cas des matériaux standard ( $\psi = \varphi$ ), la rupture obtenue par le calcul en déplacement semble plus présente en radier du tunnel (Fig. 6a, 10a et 10b), ce qui est logique pour un matériau pesant. Dans le cas des matériaux non standard ( $\psi = 0$ ), on observe une vitesse maximum au niveau de l'axe du tunnel. Le mécanisme de rupture translationnel retenu par l'analyse limite ne permet pas de rendre compte de ce phénomène.

Dans le cas de la butée, pour un matériau standard, le mécanisme à cinq blocs encadre très largement le champ de vitesses capté juste après la rupture (Fig. 11a), ce qui explique en partie la marge de 13 à 40 % entre la borne supérieure donnée par le mécanisme à cinq cônes et les pressions limites fournies avec un calcul en déplacement (Fig. 8a et 8b). Globalement, le mécanisme de Soubra prédit un bloc en rupture de volume plus important que celui obtenu avec FLAC<sup>3D</sup>. Les mécanismes de rupture associés aux termes de surface et de gravité (responsables des coefficients  $N_s$  et  $N_\gamma$ ) sont globalement identiques.

Le constat est le même pour un matériau non standard (Fig. 11b). L'analyse limite modifiée suivant les propositions de Drescher et Detournay (1993) conduit à un mécanisme de rupture encore plus important que celui fourni par un calcul en déplacement, de forme cylindrique dans sa partie supérieure, ce qui, comme dans le cas de la rupture par poussée, incite à proposer une nouvelle approche de l'analyse limite non associée pour le calcul des caractéristiques réduites  $\varphi^*$  et  $c^*$ .

Dans les matériaux frottants (avec ou sans cohésion), la méthode de la borne supérieure de l'analyse limite impose un mécanisme translationnel de cônes rigides qui donne une intersection elliptique avec la section transversale du tunnel. A ce titre, il est apparu intéressant de tester sur un cas ( $\varphi = 30$  degrés et  $C/D = 1$  en l'occurrence), un tunnel présentant la même section elliptique que celle correspondant au mécanisme de rupture obtenu par analyse limite (grand axe  $D = 6,5$  m et petit axe  $d = 5$  m). Dans ce cas, la différence entre la pression limite évaluée par l'analyse limite et celle fournie par un calcul en déplacement n'est plus que de 7 % pour le cas d'un matériau standard (alors qu'elle était de 28 % pour le cas d'un tunnel avec une section circulaire de même diamètre). Ceci montre qu'une partie de l'écart avec la borne supérieure donnée par le mécanisme à cinq cônes de Soubra (2000) tient au choix du mécanisme lui-même. Un mécanisme épousant la section circulaire du tunnel (de conception bien plus complexe), permettrait certainement d'améliorer ce résultat.

## Conclusion et perspectives

Pour étudier la stabilité tridimensionnelle du front de taille des tunnels à faible couverture et afin d'avoir une estimation réaliste de la pression critique de soutènement du front, des calculs en déplacement utilisant le code en différences finies explicites FLAC<sup>3D</sup> ont été entrepris. Une méthode d'exploitation des résultats et d'analyse des mécanismes de rupture a également été présentée.

Dans le cas des matériaux standard ( $\varphi = \psi$ ), le calcul en déplacement fournit des résultats (pression limite et mécanisme de rupture) qui restent bien encadrés par les bornes supérieures des approches tridimensionnelles par analyse limite existantes dans la littérature. La comparaison avec l'ensemble de ces approches (qui se distinguent essentiellement par la forme générale des mécanismes de rupture considérés) prouve que ces dernières fournissent, dans le cas de la poussée, une évaluation satisfaisante de la borne supérieure (au maximum 10 % de différence). En revanche, dans le cas de la butée, elles peuvent conduire à une très forte surestimation de la pression limite, jusqu'à 40 % et donc à trop d'optimisme. Dans ce dernier cas, le mécanisme de rupture fourni par l'analyse limite encadre largement le champ de vitesse observé.

Le caractère associé ou non de la loi d'écoulement du matériau a un impact très important en particulier sur la butée. L'ensemble des calculs en déplacement a montré que si la différence dans le cas d'une rupture par poussée n'est que de 7 % au maximum, en revanche elle peut aller jusqu'à 40 % dans le cas d'une rupture par butée.

La prise en compte du caractère non associé du comportement du sol n'est théoriquement pas possible par l'analyse limite. L'approche par analyse limite non associée proposée par Drescher et Detournay (1993) a été testée : si elle conduit effectivement à une bonne approximation de la borne supérieure dans le cas de la butée pour  $\psi = 0$ , il n'en est pas de même en poussée où la nature du mécanisme de rupture est différente.

Le calcul en déplacement a permis de montrer les limites des mécanismes actuellement pris en compte dans l'approche par l'analyse limite :

- dans le cas extrême du matériau non standard ( $\psi = 0$ ), le calcul en déplacement fournit un mécanisme de rupture débouchant et cylindrique dans sa partie supérieure ;

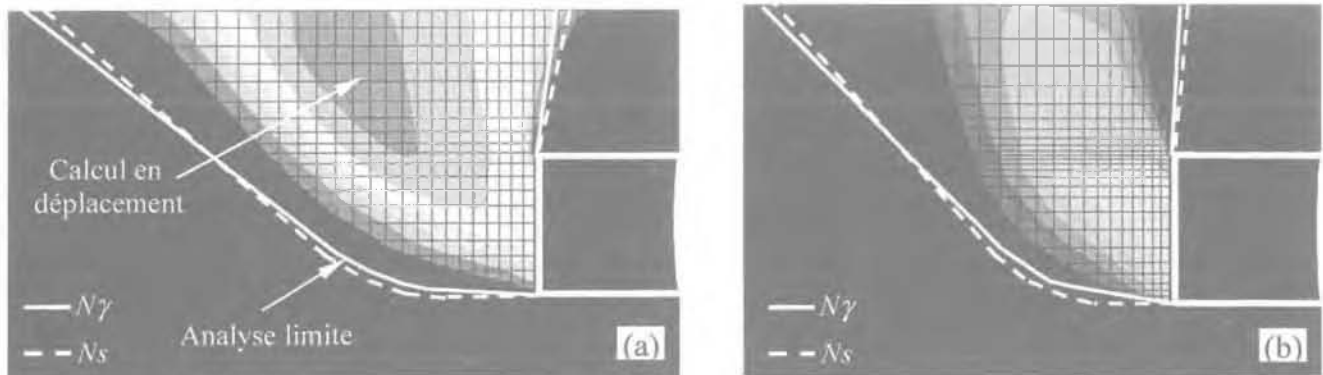


FIG. 11 Mécanismes en butée  $\varphi = 30$  degrés et  $C/D = 1$  : (a)  $\psi = \varphi$  ; (b)  $\psi = 0$ .  
Blow-out failure mechanism  $\varphi = 30$  degrees and  $C/D = 1$  : (a)  $\psi = \varphi$  ; (b)  $\psi = 0$ .



– la section transversale de la zone en rupture au niveau du front (circulaire pour le calcul en déplacement) n'est pas correctement représentée par l'analyse limite (section elliptique de demi grand axe vertical et égal au diamètre du tunnel).

Le calcul en déplacements peut ainsi être utilisé comme source d'inspiration pour le développement de nouveaux mécanismes en analyse limite.

Enfin, l'ensemble des approches par analyse limite proposées jusqu'à présent, considère un tunnel dont le diamètre est faible au regard de la variation de la pression appliquée au front (par la boue ou la terre dans les techniques du tunnelier à front pressurisé). La pression  $\sigma_7$  est donc supposée constante. Il serait

intéressant de faire évoluer ces approches vers l'analyse de tunnels de grands diamètres pour lesquels la rupture pourrait être plus localisée et ne pas intéresser l'ensemble du front. Le calcul en déplacements pourrait alors également servir de base de validation à ces nouvelles approches.

#### REMERCIEMENTS

Les auteurs remercient R. Kastner, Professeur au Laboratoire de génie civil et d'ingénierie environnementale (LGCIÉ) de l'INSA-Lyon pour ses suggestions au cours de cette étude ainsi que A.H. Soubra, professeur à l'UTP de Génie civil et Infrastructures de Saint-Nazaire pour les discussions pertinentes et l'autorisation d'utiliser le programme d'optimisation du mécanisme à cônes, ce qui a permis de réaliser ce travail avec la précision qu'il méritait.

## Bibliographie

- Atkinson J.H., Potts D.M. – Stability of a shallow circular tunnel in cohesionless soil. *Géotechnique* 27, n° 2, 1977, p. 203-215.
- Chambon P., Corté J.-F. – Stabilité du front de taille d'un tunnel dans un milieu frottant, approche cinématique en calcul à la rupture. *Revue française de géotechnique* n° 51, 1990, p. 51-59.
- Davis E.H., Gunn M.J., Mair R.J., Seneviratne H.N. – The stability of shallow tunnels and underground openings in cohesive material. *Géotechnique* 30, n° 4, 1980, p. 397-416.
- Demagh R., Benmebarek S., Kastner R. – Analyse 3D des mouvements générés par le front d'un tunnelier à pression de boue. *Conférence internationale GeocityNet'05*, 2005, Lille, France.
- Demagh R., Benmebarek S., Kastner R. – Analyse 3D des mécanismes de rupture du front de taille dans les sols meubles. *Symposium international ELU/ULS*, 2006, Marne-la-Vallée LCPC/ENPC, France.
- Drescher A., Detournay E. – Limit load in translational failure mechanisms for associative and non-associative materials. *Géotechnique* 43, n° 3, 1993, p. 443-456.
- Droniuc N., Magnan J.-P., Mestat P., Humbert P. – Introduction de la méthode cinématique régularisée dans CESAR-LCPC (module LIM1). *Bulletin des laboratoires des ponts et chaussées* n° 256-257, 2005, p. 135-148.
- Droniuc N., Magnan J.-P., Humbert P., Mestat P. – La méthode cinématique régularisée appliquée à l'étude de la stabilité des pentes. *Bulletin des laboratoires des ponts et chaussées* n° 256-257, 2005, p. 149-161.
- FLAC<sup>3D</sup>, Fast Lagrangian Analysis of Continua in Three Dimensions. Itasca Consulting Group Inc., 2000, Mineapolis.
- Leca E., Panet M. – Application du calcul à la rupture à la stabilité du front de taille d'un tunnel. *Revue française de géotechnique* n° 43, 1988, p. 5-19.
- Leca E., Dormieux L. – Upper and lower bound solutions for the face stability of shallow circular tunnels in frictional material. *Géotechnique* 40, n° 4, 1990, p. 581-606.
- Leca E., Dormieux L. – Contribution à l'étude de la stabilité du front de taille d'un tunnel en milieu cohérent. *Revue française de géotechnique* n° 61, 1992, p. 5-16.
- Lyamin A. V., Sloan S. W. – Upper bound limit analysis using linear finite elements and non-linear programming. *Int. J. Numer. Anal. Meth. Geomech.* 26, 2002, p. 181-216.
- Muelhaus H. B. – Lower bound solutions for circular tunnels in two and three dimensions. *Rock Mechanics and Rock Engineering* 18, 1985, p. 35-52.
- Pastor J., Thai T.H. et Francescato P. – New bounds for the height limit of a vertical slope. *Int. J. Numer. Anal. Meth. Geomech.* 23, 2000, p. 165-182.
- Soubra A.H. – Three-dimensional face stability analysis of shallow circular tunnel. *International Conference on Geotechnical and Geological Engineering*. Melbourne, Australia, 2000, p. 1-6.
- Wong H., Subrin D. – Stabilité frontale d'un tunnel : mécanisme 3D en forme de corne et influence de la profondeur. *Revue européenne de génie civil*, vol. 10, n° 4, 2006, p. 429-456.