

CHAPITRE II

ETAT DE CONNAISSANCE SUR LES ECOULEMENTS BI ET TRIDIMENSIONNELS AUTOURS DES ÉCRANS ÉTANCHES

II.1 Introduction

Quelques Digestes, traitant des sols et des fondations, ont mentionné l'importance de la présence d'eaux souterraines. En dépit des conséquences que celles-ci peuvent avoir pour les travaux en profondeur, leur comportement paraît encore mystérieux, même à ceux qui possèdent les notions de base du génie civil. Le fait que les sourciers sont encore largement mis à contribution pour la découverte d'eaux souterraines indique bien la méconnaissance des principes fondamentaux en régissant la présence et les déplacements [IRC].

La résolution des problèmes d'écoulements souterrains réels décrits par la loi de Darcy est le plus souvent impossible analytiquement. On peut obtenir des solutions approchées soit à l'aide de méthodes analogiques telles que la cuve rhéoelectrique et l'analogie sur papier conducteur, soit au moyen de méthodes numériques telles que les différences finies, les équivalences et les éléments finis.

Dans le cas où l'on rencontre les eaux souterraines, les difficultés qu'elles entraînent seront beaucoup moins embarrassantes et coûteuses si l'on connaît bien leur calcul et les méthodes de lutte idoines.

Ce présent chapitre regroupe l'ensemble des différentes méthodes utilisées pour la résolution des problèmes des écoulements autour des écrans étanches *plans* et *tridimensionnels*. Il est organisé selon deux parties principales : étude de l'écoulement en fonction de la largeur et de la fiche relative du batardeau et plus particulièrement de l'importante question de la limite d'application de chaque méthode dans un premier temps, et l'étude du phénomène de renard et les risques qui peut entraîner sur la stabilité de la fouille, dans un second temps.

II.2 Définition

Les batardeaux sont des enceintes étanches, réalisées en palplanches, en parois moulées ou en gabions cellulaires qui permettent de travailler à l'abri de l'eau. Ils peuvent avoir un simple rôle de soutènement dans le cas où l'on terrasse à l'intérieur.

La plupart des solutions dont on dispose supposent que le niveau de la nappe est situé au-dessus du terrain, ce qui correspond effectivement à la définition du batardeau. Le terrain naturel constitue alors une surface de filtration, c'est-à-dire une surface équipotentielle.

II.3 Étude de l'écoulement autour des écrans étanches

La géométrie de l'enceinte, la forme de l'écran étanche (paroi mince, paroi moulée, rideaux d'injection épais), la stratigraphie du sol et le contraste de perméabilité entre les diverses couches, ne permet pas de donner à ce problème une solution générale. KASTNER et autres auteurs ont sélectionné quelques cas schématiques représentant un grand nombre de cas réels. Les configurations étudiées et les conditions aux limites sont représentées sur les schémas de la **Figure II.1**.

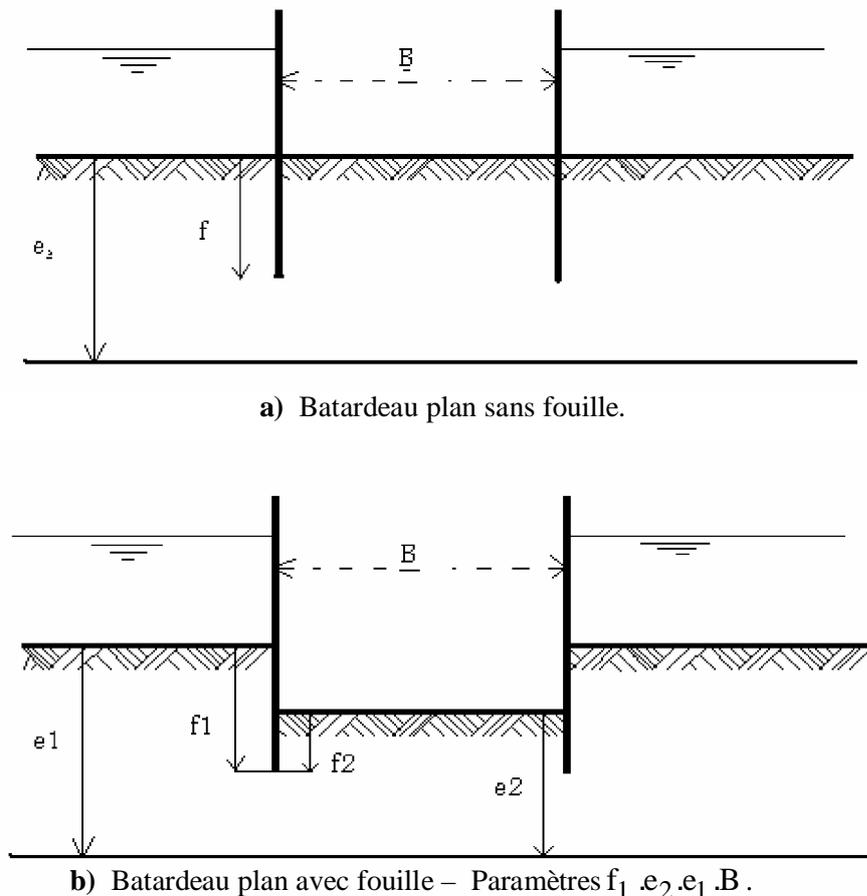


Figure II .1 : Configurations étudiées.

Ce problème a été étudié par divers auteurs qui ont proposé des méthodes de calcul du débit reposant :

- Ø Soit sur des relations analytiques approchées (MANDEL, 1951 ; BRILLANT, 1975 ; SCHNEEBELI, 1966 ; CAMBEFORT, 1980).
- Ø Soit sur des abaques : (HARR, 1962 ; POLUBORINOVA KOCHINA, 1962 ; DAVIDENKOFF et FRANKE, 1965 ; VUEZ, 1969 ; CARDINAL et DECAZENOVE, 1971).

L'étude et la comparaison de ces résultats mettent en évidence :

- Û L'imprécision de certaines relations et certains abaques ;
- Û Une définition souvent très floue du domaine d'application.

En particulier, les recouvrements entre ces méthodes, à leurs frontières sont souvent mauvais dans des zones très utiles pour les applications pratiques.

II.3.1 Notion de débit et perte de charge adimensionnelle

Dans le cas des sols homogènes et anisotropes que nous envisageons ici, l'étude de l'écoulement est effectuée dans le domaine isotrope équivalent obtenu par les transformations affines classiques (**Figure II.2**).

$$X = x \sqrt{\frac{k}{k_h}} \quad ; \quad Y = y \sqrt{\frac{k}{k_v}} \quad \text{Où} \quad R = r \sqrt{\frac{k}{k_x}}$$

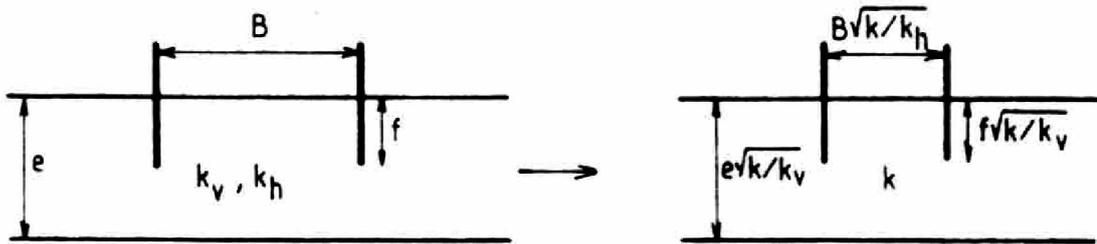


Figure II.2 : Domaine isotrope équivalent.

Le débit contournant l'écran étanche est alors directement proportionnel à la perméabilité équivalente du milieu fictif ($K = \sqrt{K_v K_h}$) et à la perte de charge totale H soit :

$$Q = \sqrt{K_v K_h} \cdot H \cdot \xi \tag{II.1}$$

Où ξ est un facteur qui ne dépend que de la géométrie du domaine d'écoulement et non de son échelle. Pour les écoulements en milieu homogène étudiés ici, ξ dépend des rapports géométriques adimensionnels tels que f/e , $b/e \sqrt{K_h/K_v}$. Il est ainsi possible de définir des pertes de charge et des débits adimensionnels afin de généraliser les résultats obtenus :

$$\rho = \frac{H \sqrt{k_v k_h}}{Q} \quad \text{et} \quad \bar{Q} = \frac{Q}{H \sqrt{k_v k_h}} \tag{II.2}$$

qui ne dépendent que de facteurs géométriques adimensionnels.

II.3.2 Débit d'exhaure des batardeaux plans sans fouille

II.3.2.1 Débit d'exhaure des batardeaux plans sans fouille dans un milieu fini

Pour un écran unique fiché dans une couche d'épaisseur limitée, MANDEL (1939) propose deux relations dont il montre qu'elles donnent le débit avec une erreur inférieure à 3 %.

$$\begin{aligned} \frac{f}{e} < 0.5 & \quad \frac{Q}{H \sqrt{K_v K_h}} = \frac{1}{\pi} \ln 2 \cot g \frac{\pi f}{4 e} \\ \frac{f}{e} > 0.5 & \quad \frac{Q}{H \sqrt{K_v K_h}} = \frac{\pi}{4} \frac{1}{\ln 2 \cot g \left(\frac{\pi}{4} \left(1 - \frac{f}{e} \right) \right)} \end{aligned} \tag{II.3}$$

Partant de certaines simulations de KASTNER (1974), CAMBFORT (1980) propose comme DAVIDENKOFF de calculer séparément les pertes de charges extérieures H' et intérieure H'' . H' peut être obtenue par les relations (II.3) de MANDEL. Pour H'' , il propose l'approximation suivante :

$$\frac{H'' K}{Q} = \left[\left(0.14 + \frac{0.8}{\arctg \left(\frac{b}{e} \right)} \right) \ln \left(\frac{e}{e-f} + \sqrt{\left(\frac{e}{e-f} \right)^2 - 1} \right) \right] \quad \text{(II.4)}$$

DAVIDENCOFF et FRANKE ont proposé un abaque basé sur le calcul des pertes de charges partielles et vérifié par quelques analogies électriques. Les résultats obtenus recourent les résultats de KASTNER mais couvrent un domaine plus réduit, insuffisant en pratique.

KASTNER (1982) a étudié systématiquement les débits d'exhaure sur deux modèles analogiques à réseau de résistances couvrant les domaines suivants.

Réseau (a)

$$5.10^{-2} < b/e \sqrt{Kh/Kv} < \infty \quad \text{et} \quad 0,125 < \frac{f}{e} < 0,875.$$

Réseau (b)

$$0,375 < b/e \sqrt{Kh/Kv} < 0,625 \quad , \quad 0,03 < \frac{f}{e} < 0,19.$$

Les deux réseaux ont été conçus avec un maillage permettant d'obtenir une précision d'environ 1% dans les cas les plus défavorables, confirmée par les résultats dans la zone de recouvrement des deux modèles et par comparaison avec des relations analytiques exactes dans quelques cas particuliers.

Les résultats de simulations de KASTNER sont résumés (Figure II.3) sous forme de variation du débit en fonction de la fiche et de la largeur du batardeau.

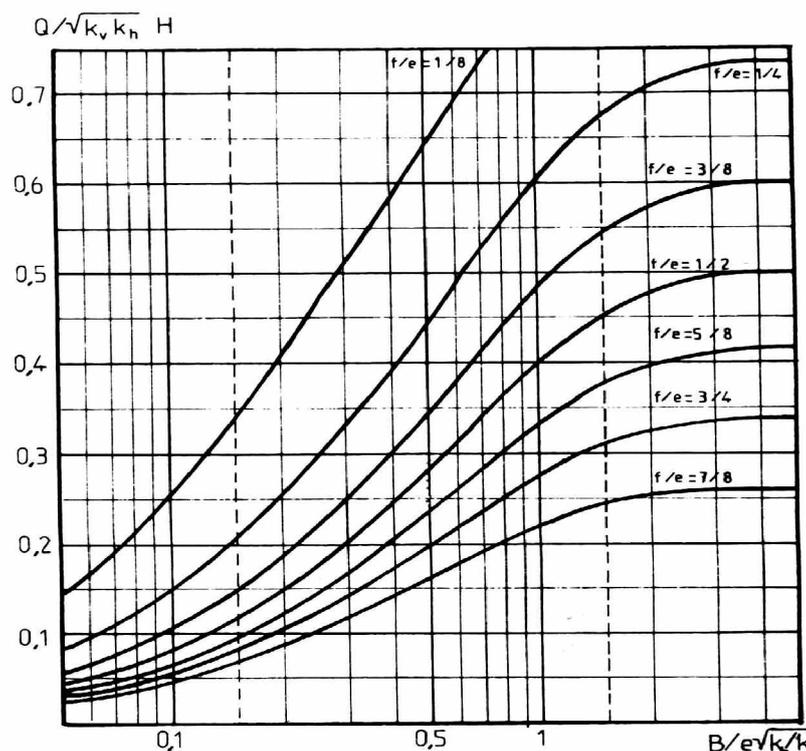


Figure II.3 : Variation du débit en fonction de la largeur du batardeau dans un milieu fini (D'après KASTNER, 1982).

On considère que le batardeau est large et que le débit n'augmente plus avec sa largeur dès que le rapport $\frac{b}{e} \sqrt{\frac{k_v}{k_h}}$ est supérieur à 3 (KASTNER, 1982).

Lorsque le batardeau est très large, le flux d'eau reste concentré au voisinage de l'écran étanche, les trois quarts du débit débouchent dans la fouille dans une bande de largeur $e \sqrt{\frac{k_v}{k_h}}$ (**Figure II.4**), ce débit dépend alors à parts égales de la perméabilité verticale et horizontale.

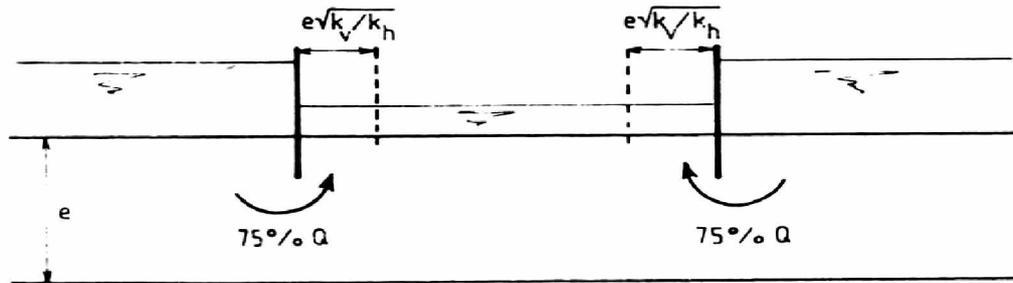


Figure II.4 : Batardeau large.

Pour les batardeaux étroits, l'écoulement est quasi uniforme en fond de fouille dès que:

$$\begin{aligned} \text{Ø } \frac{b}{e} \sqrt{\frac{k_v}{k_h}} < 1 & \quad \text{pour } \frac{f}{e} = 0.75 \quad (\text{fiche forte}) ; \\ \text{Ø } \frac{b}{e} \sqrt{\frac{k_v}{k_h}} < 0.5 & \quad \text{pour } \frac{f}{e} = 0.25 \quad (\text{fiche faible}). \end{aligned}$$

Dans ce cas, les pertes de charge dues à l'écoulement vertical entre les écrans sont prépondérantes et le débit dépend plus de la perméabilité verticale que de la perméabilité horizontale.

Lorsque simultanément la fiche et la largeur relative sont faibles, le débit ne dépend pratiquement plus de l'épaisseur de la couche perméable mais uniquement du rapport, là encore, le débit dépend surtout de la perméabilité verticale (**Figure II.4**).

De manière générale, les constatations de KASTNER (1982) indiquent l'importance de la perméabilité du sol le long du tracé de l'écran et plus particulièrement l'influence de la perméabilité verticale.

BENMEBAREK et Allia (2004) ont montré que le débit total reste constant à partir de $B/e > 2.5$.

II.3.2.2 Débit d'exhaure des batardeaux plans sans fouille dans un milieu semi-infini

A partir des résultats théoriques concernant l'écoulement autour d'un écran unique fiché dans un milieu semi-infini, SCHNEEBELI (1966) a proposé les deux relations suivantes :

$$\begin{aligned} e \rangle \sqrt{f^2 + b^2} & \quad \frac{q}{KH} = \frac{2}{\pi} \ln \left[\frac{b}{f} + \sqrt{\left(\frac{b}{f}\right)^2 + 1} \right] \\ b \rangle \sqrt{\frac{e^2}{f^2}} & \quad \frac{q}{KH} = \frac{2}{\pi} \ln \left[\frac{e}{f} + \sqrt{\left(\frac{e}{f}\right)^2 - 1} \right] \end{aligned} \quad (\text{II.5})$$

Pour les fouilles protégées par un écran fiché dans un milieu semi-infini, ($\frac{f}{e} \approx 0, \frac{f}{b}$ faible)

BRILLANT (1975) a proposé la relation :

$$\frac{Q}{H \cdot \sqrt{K_v \cdot K_h}} = \frac{1}{\pi} \ln \frac{2b}{f} \quad (\text{II.6})$$

L'abaque de CARDINAL et De KAZENOVE, présenté dans la **Figure II.5**, s'applique théoriquement aux fouilles étroites dans un milieu semi-infini.

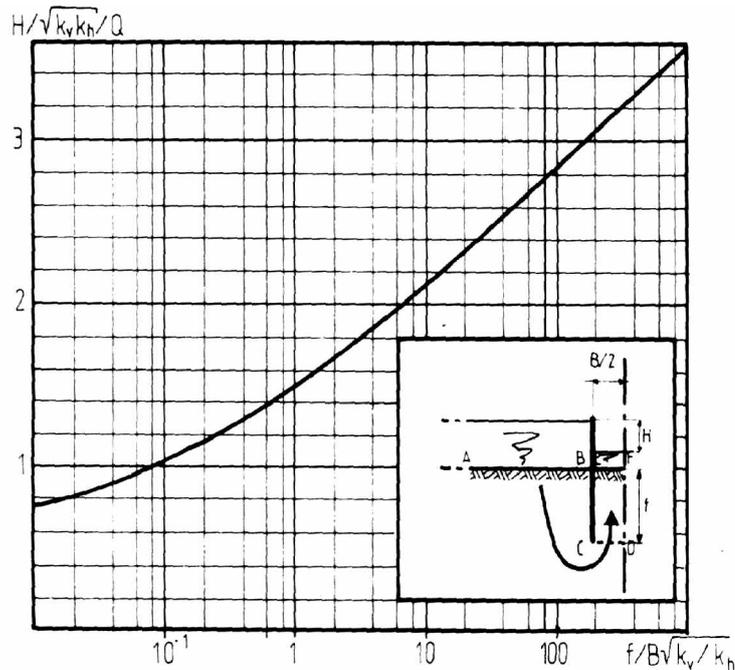


Figure II.5 : Abaque de CARDINAL et DEKASENOVE.

$$H = H_1 + H_2$$

H_1 : Perte de charge entre AB et CD ; H_2 : Perte de charge entre CD et EF.

$$H_2 = \frac{2Q}{K_v} \cdot \frac{f}{b}$$

Les résultats de simulations de KASTNER (1982) sont résumés (**Figure II.6**) sous forme de la variation du débit en fonction de la fiche et de la largeur du batardeau.

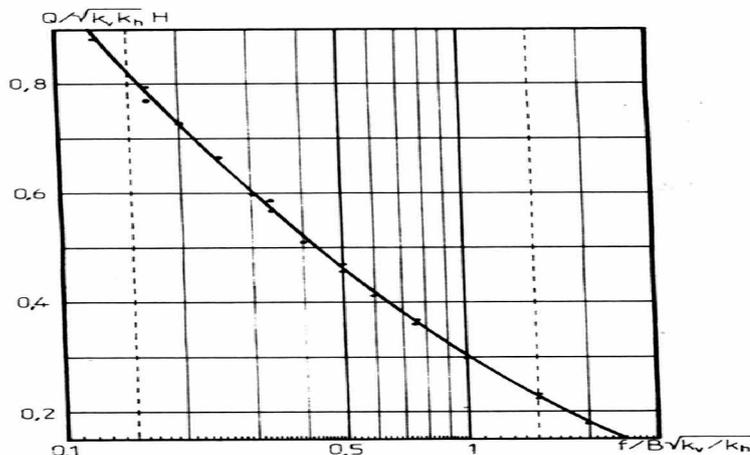


Figure II.6 : Variation du débit en fonction de la fiche du batardeau dans un milieu semi-infini (D'après KASTNER, 1982).

II.3.3 Débit d'exhaure des batardeaux plans avec fouille

En raison de l'introduction d'un paramètre géométrique supplémentaire (e_2) (**Figure II.1.b**) ce problème ne conduit pas, en général, à des solutions simples.

Cependant, l'abaque de CARDINAL et De CAZENOVE (**Figure II.5**) est applicable aussi à ce cas pour peu que la fouille soit étroite.

Un groupe d'ingénieurs de NEYRPIC (1955) a étudié le problème dans le cas particulier des batardeaux très larges par la méthode des transformations conformes et a proposé un abaque donnant le débit en fonction de la fiche relative pour quelques valeurs du rapport e_1/e_2 . DAVIDENKOFF et FRANKE (1965) proposent de découper l'écoulement global complexe en écoulement partiel pour lesquels la perte de charge est susceptible d'évaluation simple, même approchée. KASTNER adopte ce principe pour compléter leurs résultats en particulier à partir de ses simulations analogiques. Il faut noter cependant que ce découpage n'est licite théoriquement que si la séparation entre les écoulements élémentaires est une ligne équipotentielle. Comme ce n'est pas généralement possible, les solutions obtenues ne sont qu'approchées mais l'erreur est négligeable lorsque la séparation est choisie convenablement.

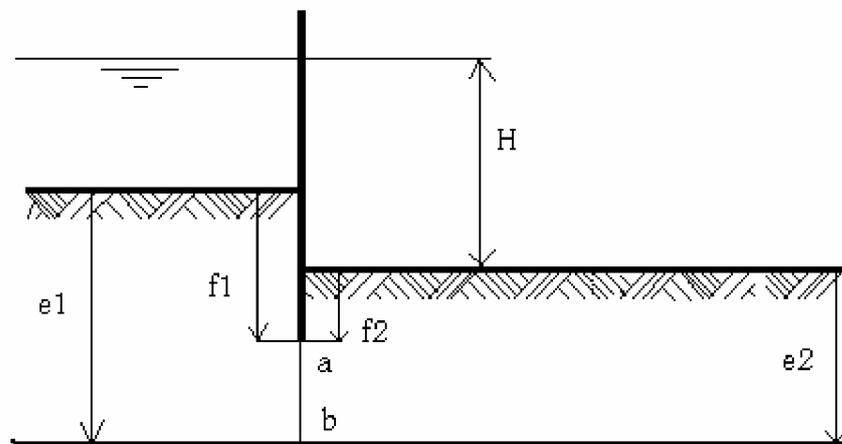


Figure II.7 : Batardeau de grande largeur.

Pour les batardeaux de grande largeur (**Figure II.7**), On considère les deux écoulements séparés par le segment \overline{ab} qui prolonge la palplanche. La perte de charge partielle de chacun de ces écoulements est obtenue à partir des relations de MANDEL:

$$\begin{aligned} \text{Si } f < e/2 \quad \rho &= \frac{H\sqrt{K_v.K_h}}{Q} = \frac{\pi}{2\ln(2\cot g(\pi f/4e))} \\ \text{Si } f > e/2 \quad \rho &= \frac{H\sqrt{K_v.K_h}}{Q} = \frac{2\ln 2\cot g(\frac{\pi}{4}(1-\frac{f}{e}))}{\pi} \end{aligned} \quad \text{(II.7)}$$

Le débit de l'écoulement global est alors donné par la relation :

$$\frac{Q}{H / \sqrt{K_v K_h}} = \frac{1}{\rho_1 + \rho_2} \quad (\text{II.8})$$

Les résultats obtenus ainsi sont en très bonne concordance avec les résultats indiqués pour quelques cas par NEYRPIC, l'écart ne dépassant pas 2%. Ceci s'explique par le fait que le segment \overline{ab} reste proche d'une ligne équipotentielle.

En ce qui concerne les batardeaux de largeur finie ($B/2 > 0,05$ et $0,125 < f/e_2 < 0,875$). La perte de charge de l'écoulement (1) est donnée par MANDEL (II.7) pour l'écoulement (2), KASTNER a mesuré la perte de charge partielle par simulations analogiques. Cependant la comparaison du débit ainsi obtenu avec le résultat de simulation d'écoulement complet a révélé une concordance médiocre.

Ceci conduit à déterminer la perte de charge partielle H_2 par différence avec celle de l'écoulement complet sans fouille.

Soit : $\rho_2 = \rho - \rho_1$

Où : ρ_1 est obtenue par les relations de MANDEL et ρ par simulation analogique.

La valeur de la perte de charge calculée est transcrite sur les abaques de la **Figure II.8 (a, b)**.

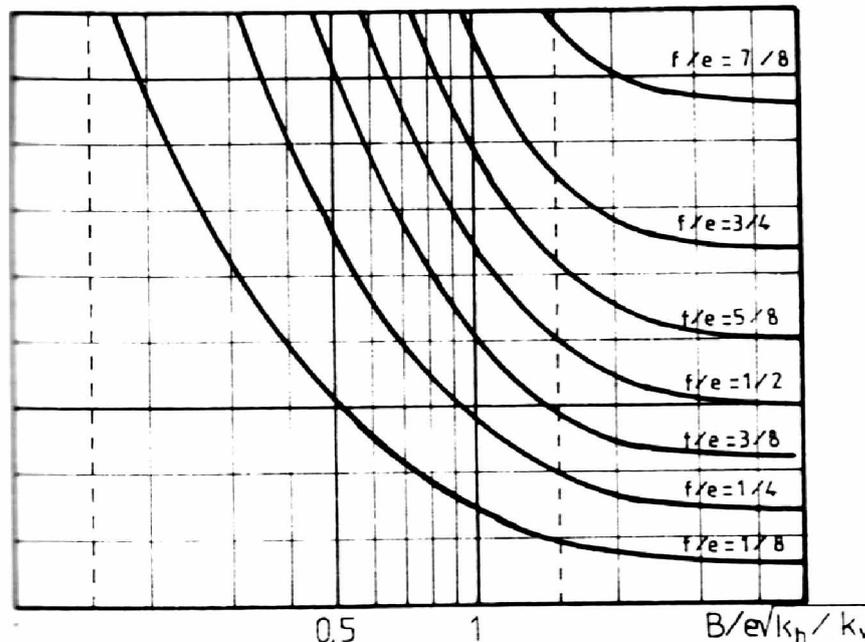


Figure II.8.a : Variation de la perte de charge en fonction de la largeur relative (D'après KASTNER, 1982).

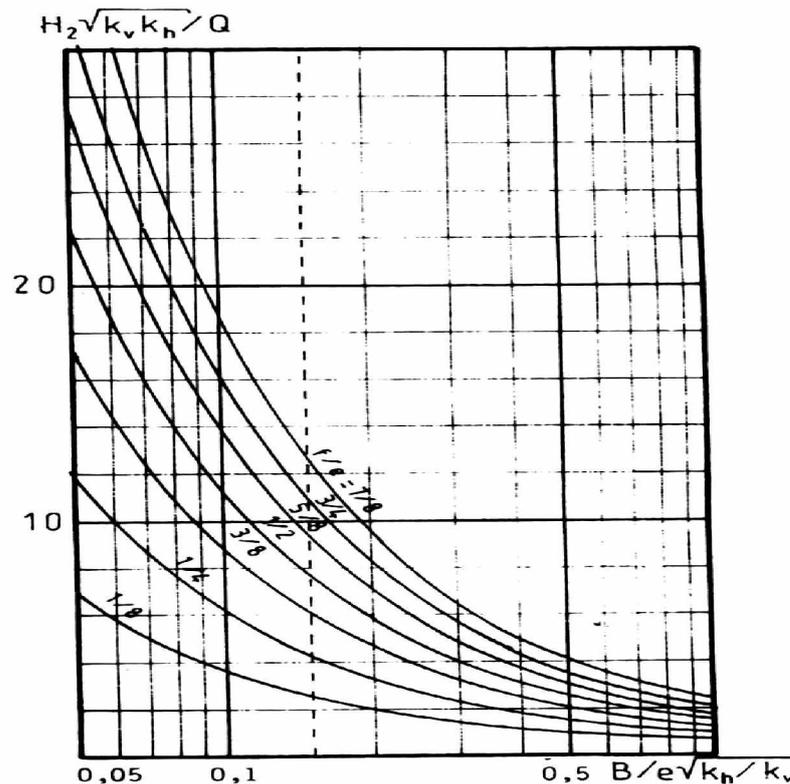


Figure II.8.b : Variation de la perte de charge en fonction de la largeur relative (D'après KASTNER, 1982).

Pour la configuration des batardeaux à fiche relative faible ($f_1/e_1 < 0.125$) KASTNER propose un découpage différent suivant une ligne horizontale \overline{bc} qui se développe du côté semi-infini (Figure II.9).

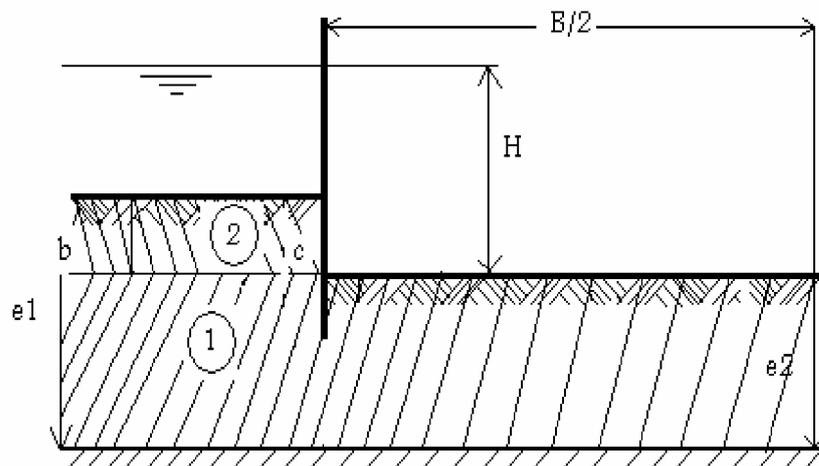


Figure II.9 : Batardeau à fiche relative faible.

La perte de charge dans la zone (1) est donnée, suivant la valeur de f/b par la relation de BRILLANT.

Des études antérieures (KASTNER, 1974), ont permis d'établir que la perte de charge dans la zone (2) peut être approximée par la relation :

$$\rho_2 = \frac{2(e_1 - e_2)}{3e_2} \sqrt{k_h \cdot k_v} \quad (\text{II.9})$$

Cette solution acceptable pour e_1/e_2 voisin de 2, devient très précise dès que e_2/e_1 est inférieur à 4/3. Pour ce cas, BENMEBAREK et Allia (2004) ont montré que la relation de MANDEL est applicable pour des valeurs de $\frac{b}{e} \sqrt{\frac{k_v}{k_h}} > 6.4$. En outre, les relations de BRILLANT sont applicables pour les faibles valeurs de f/B comprise entre 0.02 et 0.075.

II.3.4 Ecoulement sous un écran circulaire

Fréquemment, les configurations réelles sont telles (enceinte ramassée) que le problème ne peut être considéré comme plan. L'écoulement vers la fouille n'est plus alors à filets parallèles mais à filets convergents, ce qui introduit une perte de charge supplémentaire.

L'hypothèse de l'écran circulaire constitue une approche commode de ces écoulements tridimensionnels, la symétrie de révolution permettant d'en faire l'étude dans le plan (r, z). Les résultats pratiques concernant ce problème sont cependant assez peu nombreux :

BRILLANT (1975) a modifié la relation (II.6) déjà citée, pour l'adapter au cas de la symétrie de révolution.

DAVIDENKOFF et FRANKE (1965) ont étudié au moyen d'une cuve rhéométrique le cas de l'enceinte circulaire et l'enceinte carrée, mais la lourdeur de la méthode ne leur a pas permis de faire une étude systématique de l'influence des paramètres géométriques principaux.

Ces auteurs ont estimé la précision de leurs résultats à environ 5 % mais il faut noter qu'une part de cette erreur est systématique et provient de l'écran dont l'épaisseur est loin d'être négligeable dans certaines configurations.

Les résultats de ces diverses études étant trop fragmentaires, KASTNER a construit un réseau de résistances qui a permis, moyennant quelques précautions exposées dans ce chapitre, de simuler ces écoulements axisymétriques avec une précision de l'ordre du pourcent. A l'aide de ce modèle il a étudié les batardeaux circulaires sans fouille, avec fouille ainsi que l'alimentation radiale.

II.3.4.1 Batardeaux circulaires sans fouille

Au terme de leurs simulations à l'aide d'une cuve rhéométrique, DAVIDENKOFF et FRANKE proposent de calculer le débit unitaire comme si le problème était plan, puis de multiplier le résultat par un coefficient égal à **0.8**. Ce résultat approximatif est le reflet du domaine assez étroit qu'ils ont étudié et ne peut être adopté comme règle générale. En particulier, un batardeau de rayon infini pouvant être assimilé à un batardeau plan, le coefficient minorateur qu'ils ont défini doit tendre vers l'unité.

Pour préciser ces résultats, (KASTNER, 1982) avait exploré avec leur réseau le domaine suivant (**Figure II.10**) :

$$0.5 < 2 r/e < 8.75 \text{ et } 0.125 < f/e < 0.875.$$

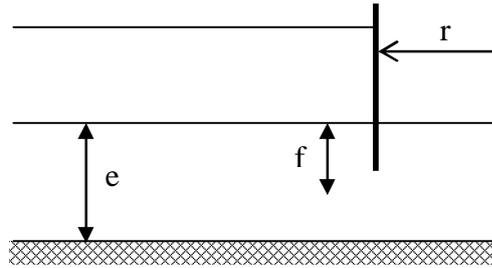


Figure II.10 : Batardeau circulaire sans fouille.

Les résultats de ces simulations sont présentés dans la **Figure II.11** sous la forme d'abaque donnant le débit en fonction du rayon et de la fiche relative.

La concordance avec les résultats de DAVIDENKOFF et FRANKE est bonne, mettant toutefois en évidence l'erreur systématique liée à l'épaisseur de l'écran dans leur modèle.

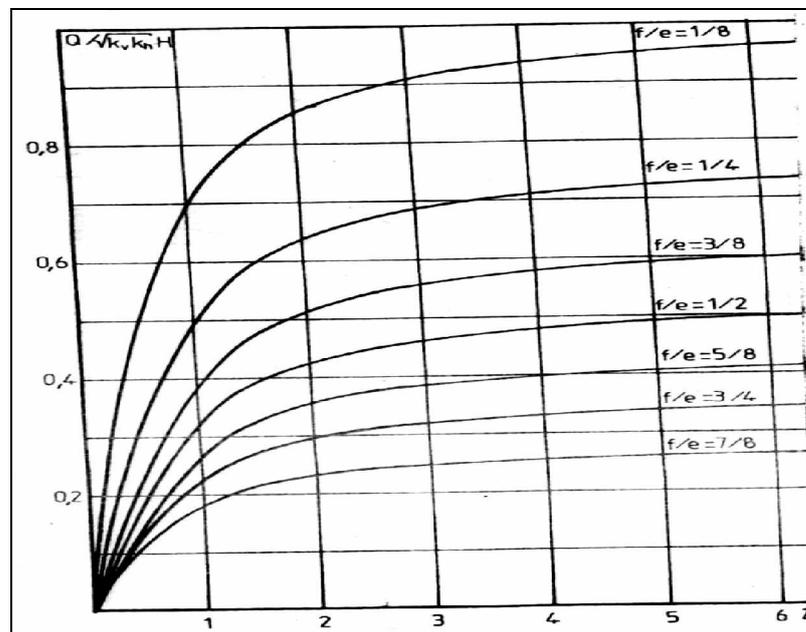


Figure II.11 : Variation du débit en fonction du rayon et de la fiche relative du batardeau circulaire.

BRILLANT, pour les batardeaux circulaires de fiche faibles dans un milieu semi-infini propose la relation :

$$\frac{Q}{KH} = \frac{1}{\pi} \left\{ \text{Ln} \frac{4r}{f} - 0.167 \right\} \quad (\text{II.10})$$

Par comparaison avec les résultats de KASTNER et ceux de BRILLANT, son domaine d'application à 06 % près peut être défini par :

$$f/2r < 0.5 ; 2r/e < 1.5 \text{ et } f/e < 0.125$$

Pour les fiches très faibles, on adoptera la relation de BRILLANT à condition que $f/2r$ soit inférieur à 0.5. Enfin, pour le domaine des fiches faibles non couvert par ces résultats, KASTNER a proposé de calculer le débit à l'aide de la relation : $Q = Q_{plan} \cdot \beta$.

Où β est un facteur de réduction dépendant à la fois de f/e et de $2r/e$. A partir de leurs abaques et de la relation de BRILLANT, (KASTNER, 1982) avait calculé la variation de β en fonction de $2r/e$ pour f/e égale à 0.03 et 0.125.

Les deux courbes correspondantes sont données dans la **Figure II.12** et l'on pourra en déduire une valeur de β convenable pour toute fiche relative comprise entre ces deux valeurs.

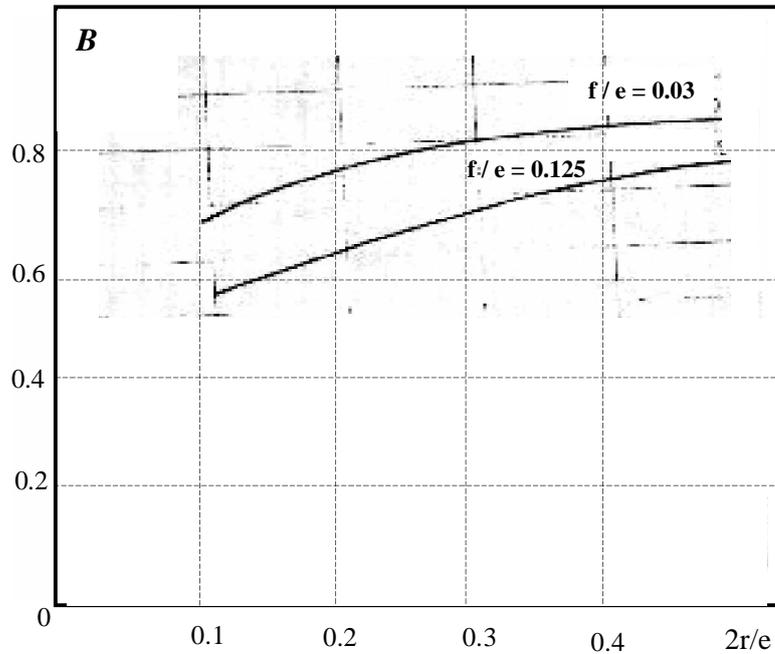


Figure II.12 : Variation de $B = Q_{\text{circulaire}}/Q_{\text{plan}}$.

II.3.4.2 *Batardeau circulaire avec fouille*

KASTNER [1982] a adopté pour ce cas la même méthode que pour le problème plan correspondant, c'est-à-dire que l'écoulement global est séparé en deux écoulements élémentaires (**Figure II.13**) pour lesquels il a calculé les pertes de charge partielles.

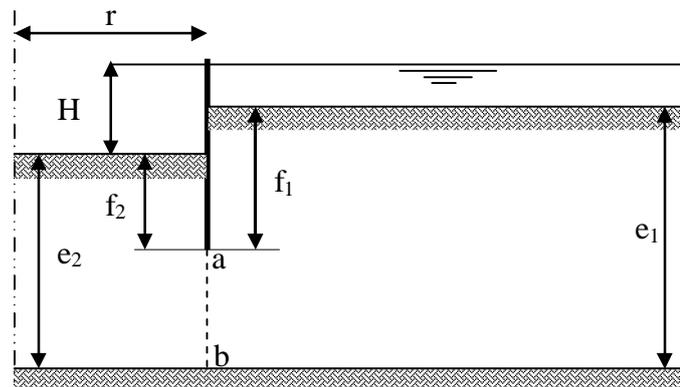


Figure II.13 : Batardeau circulaire avec fouille.

Il a déterminé les pertes de charge partielles de la manière suivante :

- H_1 et H , pertes de charge extérieures et globales sont mesurées directement sur le réseau analogique ;
- H_2 , perte de charge de l'écoulement intérieur est prise égale à $H - H_1$.

Les résultats correspondants sont présentés dans les abaques de la **Figure II.14**.

A titre de vérification, (KASTNER, 1982) avait simulé des écoulements avec fouille tels que :

$$\begin{array}{lcl} 0.375 < & f_i/e_1 < & 0.875 \\ 0.5 < & 2r/e_1 < & 7.5 \\ 0.375 < & 2r/e_1 < & 15 \end{array}$$

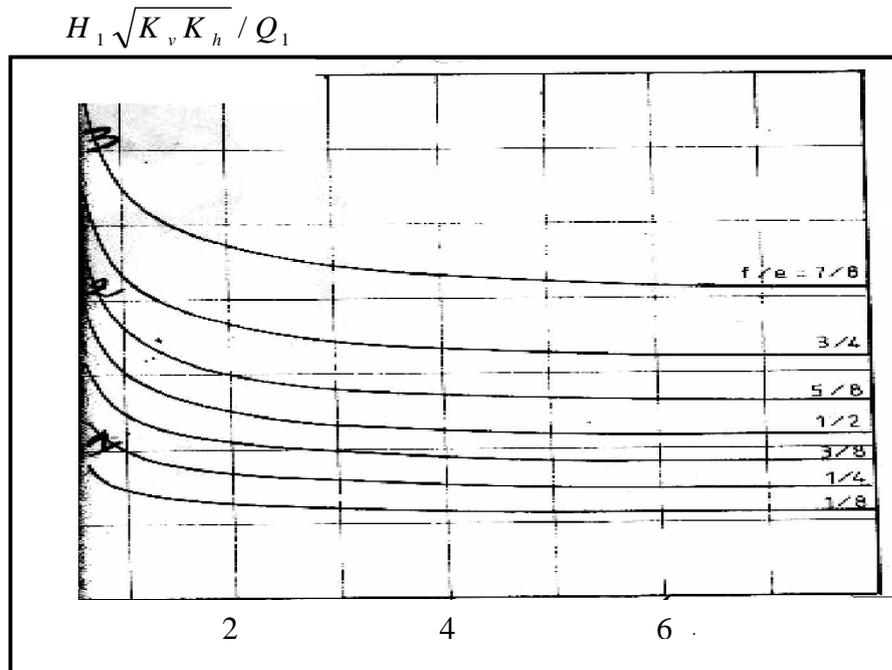


Figure II.14.a : Batardeau circulaire avec fouille. Perte de charge de l'écoulement extérieur.

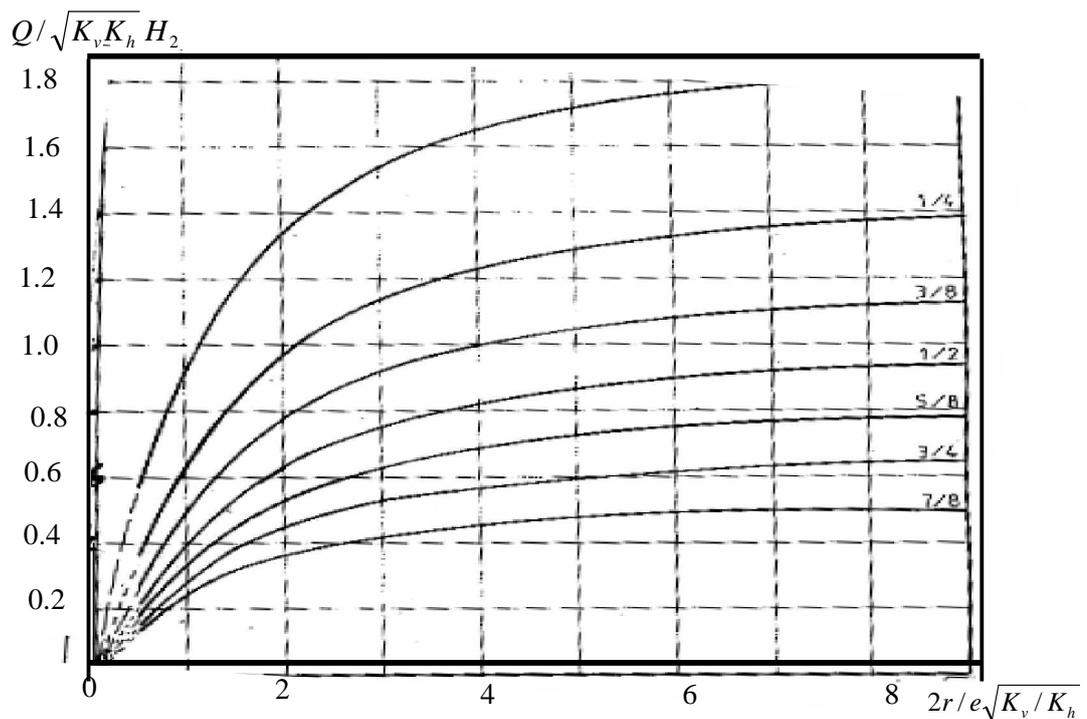


Figure II.14.b : Batardeau circulaire avec fouille. Débit de l'écoulement intérieur.
(D'après KASTNER, 1982).

II.3.4.3 Extension aux batardeaux carrés

Ce problème a été étudié par DAVIDENKOFF et FRANKE au moyen d'un modèle rhéoelectrique similaire à celui employé pour les écrans circulaires. En conclusion de ces essais, ils proposent de calculer le débit comme pour un batardeau plan, puis de multiplier le résultat par un facteur réducteur égale à 0.75, sans tenir compte d'une variation possible de ce facteur avec les dimensions relatives du batardeau.

CAMBEFORT, à partir de ses essais, a proposé une autre relation de réduction du débit ne tenant pas plus compte cependant de cette dimension relative. Or, cet écoulement est convergent, comme pour les écrans circulaires, la forme carrée, amenant aux points singuliers que sont les angles une perte de charge supplémentaire.

Si, l'on considère un très grand batardeau ($2r/e$ grand, r étant le coté du batardeau) le débit unitaire devrait se rapprocher de celui des batardeaux circulaires ou plans, l'écoulement aux angles ne représentant qu'une partie très faible de l'écoulement total. De même, pour les batardeaux de très petite dimension, ce sont les pertes de charge dues à la convergence de l'écoulement qui sont prépondérantes et occultent l'effet des angles : le débit unitaire devrait se rapprocher de celui des batardeaux circulaires.

Pour vérifier cette hypothèse, KASTNER (1982) avait comparé systématiquement les résultats de DAVIDENKOFF et FRANKE au débit d'un batardeau circulaire de diamètre égal au coté du carré. Les résultats sont assez dispersés, le rapport de ces débits variant de 0.93 à 0.71.

Cette dispersion s'explique par l'épaisseur non négligeable de l'écran dans les essais de DAVIDENKOFF qui fausse les comparaisons lorsque f/e est élevé. Elle diminue si l'on conserve uniquement les résultats concernant les fiches qui sont résumé dans le tableau ci-après :

$2 r/e$	0.67	1.34	2.7	7
$Q_{\text{fouille carrée}}$	0.93	0.91	0.87	0.77
$Q_{\text{fouille ronde}}$				

Tableau II.1 : Variation du rapport des débits en fonction de la largeur relative du batardeau. D'après KASTNER (1982).

Ces résultats donnent une bonne idée des corrections à apporter mais sont limités en largeur relative : il serait intéressant de vérifier si le rapport des débits tend bien vers 1 lorsque $2 r/e$ devient très grand.

II.3.5 Prise en compte de l'épaisseur de l'écran

Les configurations qui ont été présentés par KASTNER et des autres auteurs supposent que la coupure est infiniment mince. Cette hypothèse, justifiée pour les écrans réalisés en palplanches, peut être critiquable pour les parois moulées épaisses ou pour les écrans obtenus par injection.

KASTNER [1982] a proposé de tenir compte de manière approchée de cette épaisseur en admettant qu'elle provoque une perte de charge supplémentaire H_e donnée par la relation présentée sur la **Figure II.15** :

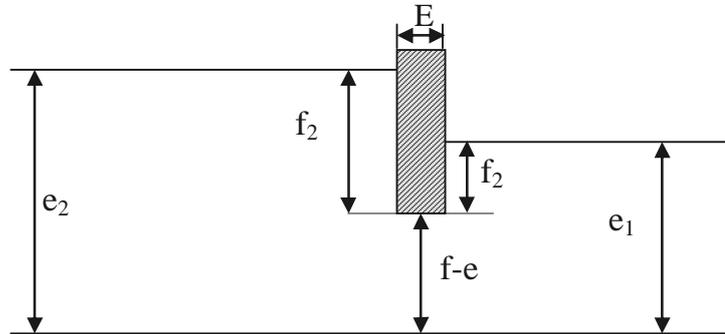


Figure II.15 : Prise en compte de l'épaisseur de l'écran.

$$H_e = \frac{Q E}{K_h (f - e)} \quad (\text{II.11})$$

Le problème a été traité par VUEZ (1969) dans le cas particulier d'un batardeau de largeur infinie.

II.4 Prévion du renard dans les écoulements de contournement des écrans étanches

II.4.1 Introduction

Le creusement d'une fouille pose un certain nombre de problème dont les plus connus sont la mise hors d'eau et la stabilité des talus. Mais il y a aussi les déformations du sols, par exemple les soulèvements du fond de fouille et les tassements de la surface dans le voisinage. Ces derniers sont particulièrement gênants en ville, car ils peuvent détériorer les constructions existantes (H. Cambefort [1993]).

Les rabattements de nappe à l'abri d'une enceinte étanche sont particulièrement favorables à l'apparition du renard par l'écoulement vertical ascendant qu'ils induisent. Le terme renard couramment utilisé recouvre en fait deux phénomènes distincts. La boullance et le soulèvement généralisé, le second, accident brutal pouvant avoir des conséquences dramatiques, est heureusement assez rare car souvent précédé par la boullance. Celle-ci, phénomène de surface souvent localisé, apparaît plus fréquemment, parfois même sous l'effet d'écoulement naturel, ne mettant pas en cause brutalement la stabilité d'ensemble du fond de fouille, ces incidents n'en ont pas moins des conséquences parfois importantes pour le chantier lui-même (difficultés de circulation des engins, débits très importants pouvant conduire à l'arrêt du chantier, injections d'étanchement), comme pour son environnement (tassement dû à l'entraînement d'horizons de sable fin).

Le phénomène élémentaire provoquant le renard est bien connu et expliqué par la notion de gradient hydraulique critique. Par contre, l'application de cette notion au problème de l'écoulement autour

d'un écran étanche est complexe, cet écoulement n'étant pas uniforme de plus, le frottement interne du sol s'oppose partiellement au soulèvement généralisé. En pratique, le problème est encore compliqué par l'hétérogénéité marquée du sol vis à vis de la perméabilité.

La conception des excavations profondes est souvent dominée par l'écoulement de l'eau autour des écrans de soutènement. L'infiltration d'eau vers le fond de fouille, liée à la mise hors d'eau, influe sur la stabilité globale de l'écran et la stabilité du fond de fouille où un soulèvement ou une boulangerie peuvent apparaître.

II.4.2 L'approche expérimentale du phénomène de renard

C'est à TERZAGHI (1922) que l'on doit les premiers résultats importants concernant le soulèvement du sol sous l'effet d'un écoulement vertical ascendant. Ses essais ont mis en évidence deux processus différents conduisant au renard :

- La boulangerie qui est un phénomène de surface se manifestant souvent sous la forme ponctuelle d'éruptions de sable.
- Le soulèvement général et simultané du sol en masse.

Ces expérimentations ont permis à TERZAGHI d'introduire la notion du gradient critique tel que le poids des grains est annulé par les forces d'écoulement, expliquant ainsi le soulèvement du sol. BAZANT (1949) et SCHMIDBAUER (1950) ont examiné dans leur expérience le processus du déplacement des grains et du gonflement d'un massif de sable sous l'effet de gradients égaux ou supérieurs au gradient critique.

MARSLAND (1953) s'est intéressé plus spécifiquement au renard provoqué par l'écoulement autour des écrans étanches. Ses expériences ont été effectuées sur un modèle réduit de batardeau avec fiche et largeur variable. Il utilisait un sable de granulométrie uniforme, soit à l'état lâche ($n = 0.42$) soit à l'état dense (0.37). Après avoir provoqué le renard dans son modèle, il compare la perte de charge totale critique H_c correspondante aux valeurs H_{c1} et H_{c2} tels que :

➡ Le gradient soit critique en fond de fouille contre le rideau H_{c1} .

➡ Le gradient moyen entre l'extrémité de la palplanche et le fond de fouille soit critique

H_{c2} . Cette seconde valeur est toujours inférieure à H_{c1} dans les sols homogènes.

Lors de ses expériences sur sable lâche, MARSLAND constate que le renard se déclenche pour une valeur de H_c comprise entre H_{c1} et H_{c2} , généralement plus proche de H_{c2} . La rupture se traduit par un soulèvement simultané d'une masse de sol située devant la fiche.

Au contraire, dans les sables denses, le phénomène se déclenche en surface pour une perte de charge égale voire supérieur à H_{c1} . En fait, une observation plus fine indique qu'il se produit dans

tous les cas un gonflement presque imperceptible en surface dès que $H_{c1} = H_c$. C'est donc par la boullance que se manifeste le renard dans les sables denses.

MARSLAND a également réalisé quelques expériences sur des sols sableux multicouches. Ces essais indiquent que la stratification provoque une diminution de la stabilité dans certains cas.

L'expérimentation de MARTIN (1971) montre que la notion de gradient critique, comme la loi de DARCY n'est applicable qu'à l'échelle macroscopique, c'est-à-dire en considérant des volumes incluant un nombre suffisant de grains. Il a examiné en particulier le cas de l'écoulement autour d'un cylindre partiellement enterré (**Figure II.16**). Lorsque $\frac{R}{d} > 1$ le gradient au point E est

théoriquement infini. Dans ces conditions, le moindre écoulement devrait provoquer la boullance. En fait le renard n'apparaît pas avant que le gradient moyen, compté sur une distance correspondant à plusieurs grains, ne soit critique.

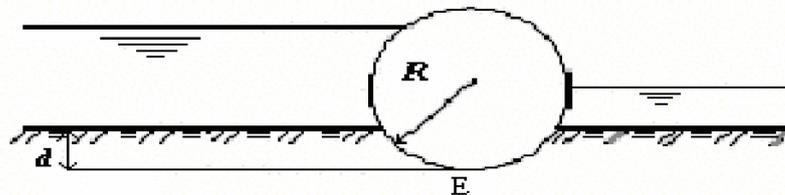


Figure II.16 : Expérience de MARTIN.

Enfin KALIN (1977) a soumis des échantillons de sols stratifiés à un écoulement vertical uniforme. Il montre que dans ce cas l'apparition du renard n'est déterminée ni par le gradient en fond de fouille ni par le gradient moyen compté sur toute la hauteur (i_m), mais par la valeur maximale de $i_m(x)$, gradient moyen compté sur une distance x à partir de la surface du sol (**Figure II.17**).

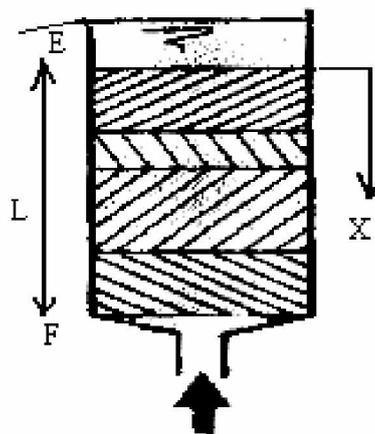


Figure II.17 : Principe de l'expérimentation de KALIN.

Ce résultat met en évidence la difficulté de prévision du renard en vraie grandeur. Les sols naturels étant généralement stratifiés.

II.4.3 Étude expérimentale du renard sur modèle réduit

Pour le problème précis du renard lié à l'écoulement autour d'un écran étanche, les résultats les plus intéressants sont ceux de MARSLAND (1953) qui montre bien l'influence de l'état de densité du sol sur le déclenchement de la rupture. Ainsi dans le sable dense, le renard apparaît lié à la valeur du gradient de sortie i_e , encore que certaines expériences aient fait apparaître une perte de charge supérieure à la valeur théorique ainsi déterminée. MARSLAND attribue cette différence au frottement du sol sur les parois du modèle. Pour les sables lâches, le critère contrôlant la rupture apparaît moins bien défini, MARSLAND parle d'un soulèvement généralisé, parfois d'une rupture en coin, ce qui contredirait le schéma de TERZAGHI.

Afin de préciser ces résultats et de cerner l'influence de la densité (i.e., de la résistance au cisaillement du sable) sur le critère de rupture, KASTNER (1982) a réalisé une série d'expériences en milieu homogène sur un modèle réduit de batardeau.

Il a réalisé une série d'essais avec un sable homogène, soit à l'état lâche obtenu par déversement du sable dans l'eau, soit à l'état dense obtenu par compactage plus au moins énergétique.

Les essais sur sable de densité moyenne à forte montrent qu'au moment de la rupture, il apparaît que le gradient de sortie i_e est assez nettement inférieur au gradient critique. Par contre, l'extrapolation des mesures faites avant la rupture conduit à une hauteur critique inférieure à la hauteur critique expérimentale.

Cela indique qu'il y a eu modification de l'écoulement au voisinage du fond de fouille. MARSLAND avait noté dans des expériences similaires un gonflement du sol en fond de fouille. Selon lui, l'allègement du sable qui en résulte aurait dû provoquer une accélération du renard contrariée par le frottement sur les parois de l'écran. En fait, l'évolution de la courbe piézométrique montre que ce gonflement, se traduit par une chute du gradient au voisinage de la surface du sol qui peut être attribuée à une forte augmentation locale de la perméabilité.

Ainsi ces mesures confirment que lorsque le gradient de sortie i_e atteint sa valeur critique $i_c = \gamma' / \gamma_w$, il y a bien un début de renard qui consiste en un léger gonflement du sol.

Sous l'effet de ce gonflement, la couche de sable superficielle voit sa perméabilité croître brutalement. Elle joue alors le rôle d'un tapis drainant qui retarde la propagation du soulèvement en profondeur. Le gradient moyen compté sur toute la fiche n'est alors égal qu'à 1.4.

Il se produit un soulèvement généralisé lorsque ce même gradient moyen atteint une valeur assez forte. Il semble donc que le soulèvement en masse dans le sable dense dépend de la valeur du gradient moyen qui doit être assez fort.

Les différents essais sur sable lâche ont conduit à des résultats très différents. Le soulèvement généralisé se produit alors que le gradient moyen est voisin de 1.3, valeur bien inférieure à celle constatée lors des essais sur sable dense.

L'analyse approfondie d'une belle série d'essais réalisés par SKEMPTON et BROGAN (1994) sur des sols granulaires au sujet des risques d'entraînement et les travaux de SHULER (1995) ont permis à MONNET (1998) de mettre en évidence l'existence d'un gradient critique de renard. Ce gradient, est indépendant du gradient critique de TERZAGHI.

C'est la raison pour laquelle il est nécessaire d'imaginer un autre mécanisme de rupture qui ne soit pas en contradiction avec les conditions générales d'équilibres.

Il est certain que le critère de stabilité défini par le gradient critique de TERZAGHI est insuffisant et que sa validité est limitée au cas de sols qui tout à la fois, présentent une compacité suffisante et ne présentent pas de risque d'entraînements. Si des entraînements apparaissent, la compacité du sol va diminuer et sa perméabilité va augmenter. La valeur du gradient critique de TERZAGHI va diminuer légèrement, le diamètre efficace va augmenter légèrement et la perméabilité probablement beaucoup plus. Au total, la valeur de gradient critique d'apparition du renard va diminuer rapidement.

A partir de la valeur de i , MONNET a pu définir un gradient de renard. En effet, pour un grain au sein d'un massif, sa force stabilisatrice reste la même que la bouillasse. En revanche la force déstabilisatrice va rester proportionnelle au diamètre du grain et à la vitesse de l'écoulement. C'est pourquoi on peut définir le gradient de renard comme une fonction du rapport de ces deux forces et il s'écrit :

$$i_e = 0.01 \left[\frac{d_{15}^2}{k} \right] i_{ct} \quad (\text{II.12})$$

Avec :

i_{ct} : Gradient critique de TERZAGHI.

k : Perméabilité expérimentale du sol.

Il sera donc possible de prévoir le comportement sous écoulement des sols qui ne sont pas sujets aux entraînements en plaçant leur point représentatif (d_{15} (mm), k (m/s) sur le diagramme de stabilité (**Figure II.18**).

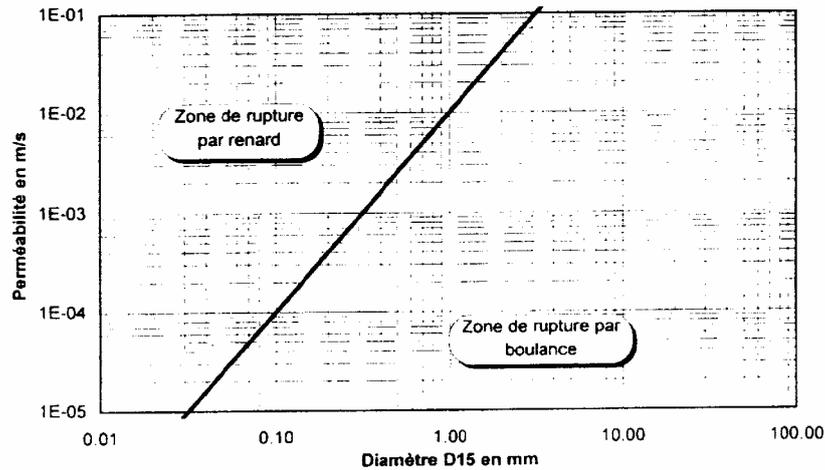


Figure II.18 : Diagramme de stabilité (D'après MONNET 1998).

1. Si le point représentatif se place à droite de la limite, la rupture sera obtenue par boulangement, pour le gradient critique de TERZAGHI, i_{ct} .
2. Si le point représentatif se place à gauche de la limite, la rupture sera obtenue par renard lorsque le gradient atteindra la valeur $i_R = 0.01 \left[\frac{d_{15}^2}{k} \right] i_{ct}$.

II.4.4 Les méthodes de calcul

II.4.4.1 Méthodes de calcul négligeant le frottement

TERZAGHI (1922), a introduit la notion de gradient critique conduisant, pour un écoulement unidirectionnel vertical, au soulèvement en masse du sol. De nombreux auteurs ont adapté cette notion à l'écoulement autour d'un écran étanche : ils considèrent qu'il y aura renard si, en un point du fond de fouille, le gradient vertical atteint sa valeur critique. Il s'agit en fait d'un critère de boulangement. En milieu homogène, le point de plus fort gradient est le point E au contact de la palplanche (Figure II.24). MC NAMEE, (1949) GRAY et NAIR (1967) ont donné des abaques permettant le calcul du gradient en ce point appelé gradient de sortie pour certaines configurations de batardeaux. KRIZEK (1968) et REDDY (1971) ont calculé i_e dans le cas d'une palplanche inclinée : Cette solution s'applique au cas où la direction de la perméabilité principale du sol serait inclinée sur l'horizontale. L'écran étanche vertical apparaîtra incliné après application de la transformation géométrique classique qui permet de se ramener, pour le calcul, à un sol isotrope.

Cependant, il est vite apparu que cette notion de gradient de sortie est insuffisante, le renard pouvant se déclencher avant qu'il y ait boulangement. BOUMGART et DAVIDENKOFF (1929) repris par DAVIDENKOFF (1954) ont calculé les forces d'écoulement s'exerçant sur le prisme de sol EFGH situé au contact de la fiche (Figure II.19) négligeant le frottement du sol sur les faces EF et GH, ils montrent que le prisme le plus défavorable correspond à une largeur FG très faible.

Dans ces conditions, il y a renard lorsque le gradient moyen compté sur FG est critique. Pour les sols homogènes, le point F le plus défavorable est le pied de palplanche P.

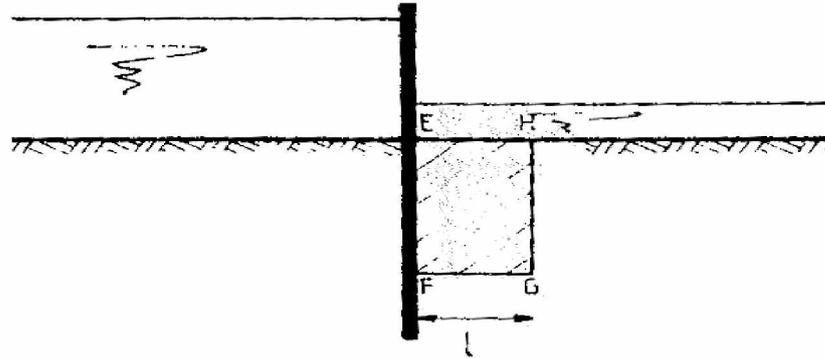


Figure II.19 : Schémas de soulèvement en masse de DAVIDENKOFÉ, BOUMGART et TERZAGHI.

Sur la base de ses expériences, TERZAGHI (1943) propose que le prisme ait une largeur l égale à $F/2$, la charge hydraulique diminuant lorsque l'on va de F à G , cette règle de calcul conduit à des résultats plus favorables que la précédente. L'adoption de cette largeur $l = F/2$ apparaît comme une prise en compte détournée du frottement sur les faces verticales du prisme.

MANDEL (1951) modifie le schéma de DAVIDENKOFF en s'inspirant des travaux de CAQUOT et KERISEL sur la force portante des fondations, négligeant les forces de frottement sur les faces verticales, il rajoute aux forces d'écoulement l'effet du sol situé coté extérieur (**Figure II.20**) qui se traduit par la relation suivante :

$$\sigma'_1 < \sigma'_2 e^{\pi tg \phi} . tg^2 \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2} \right) \quad (\text{II.13})$$

Où:

σ'_1 et σ'_2 sont les contraintes effectives s'exerçant sur une facette horizontale de part et d'autre du pied de l'écran, et ϕ le frottement interne du sol. Cette règle de calcul, négligeant d'une part le frottement du sol de part et d'autre du rideau au-dessus du pied de palplanche et d'autre part la variation rapide de la charge hydraulique en pied d'écran conduit à des résultats très pessimistes si on les compare aux données expérimentales.

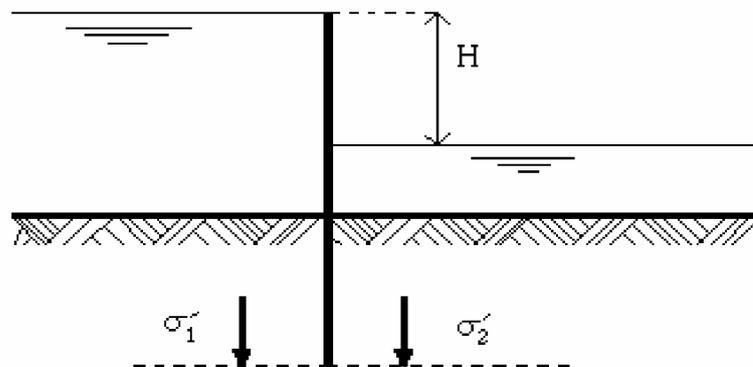


Figure II.20 : Schémas de calcul de MANDEL.

II.4.4.2 Méthodes de calcul considérant le frottement

BAZANT (1963) prend en compte le frottement en considérant une rupture circulaire se développant à partir du pied de l'écran sous l'effet des forces d'écoulement (**Figure II.21**). Assimilant les lignes de courant à des ellipses, il a construit des abaques donnant la hauteur critique relative H_c/f en fonction du potentiel en pied d'écran H_p et de l'angle de frottement interne du sol. Notons qu'à leur limite, lorsque $\phi = 0$, ces abaques indiquent une perte de charge critique nulle, ce qui signifierait que le renard se déclenche dès qu'il y a écoulement.

Ce résultat est erroné de toute évidence, le renard ne pouvant se déclencher que lorsque les forces d'écoulement équilibrent le poids de l'élément de sol EIP (**Figure II.21**) (KASTNER, 1982).

Sur la base de ses expérimentations et des observations antérieures, KASTNER (1982) a développé deux schémas de rupture qui se révèlent complémentaires :

- soulèvement d'un prisme rectangulaire ;
- soulèvement d'un prisme triangulaire.

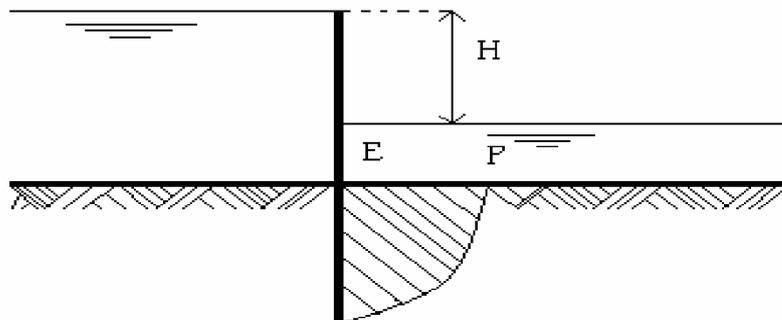


Figure II.21 : Schéma de rupture de BAZANT.

II.4.5 Comparaison des essais et des différentes méthodes de calcul

HARR (1962) avec nombre d'autres auteurs américains, pense que le critère de dimensionnement le plus significatif est celui du gradient de sortie. Les essais de KASTNER (1982) confirment que ce critère doit être absolument respecté, son dépassement ayant toujours été accompagné de désordres :

- Soit début de soulèvement du sable en masse.
- Soit gonflement du sol en fond de fouille mise en évidence par la modification de la courbe piézométrique. Dans le cas d'une fouille réelle, cela se traduirait par l'instabilité du fond de fouille et vraisemblablement par des entraînements de fines, le critère de TERZAGHI, bien que plus proche de la réalité, ne donne pas des résultats satisfaisants dans la mesure où il ne dépend que de facteurs géométriques alors que tous les résultats expérimentaux montrent l'influence de la densité du sol. Les résultats de BAZANT (1963) à l'inverse, dépendent du frottement interne du sol mais non de la géométrie du batardeau. Ils sous-estiment fortement la valeur du gradient moyen déclenchant le soulèvement en masse.

Aucun des critères examinés ne permet la prévision correcte du soulèvement généralisé. Cela s'explique si l'on remarque qu'un seul, prend en compte le frottement interne du sol et qu'aucun n'adopte le schéma de rupture en *coin* généralement observé, cela a conduit KASTNER (1982) à concevoir de nouveaux schémas de calcul prenant en compte le frottement du sol.

II.5 Conclusion

L'analyse des résultats existants complétés par une importante campagne de simulations sur modèle à résistances réalisées par (KASTNER, 1982), a permis de conclure que les schémas simplifiés qui sont proposés pour le calcul du débit contournant les écrans étanches sont d'une application limitée. Nous nous sommes attachés à présenter toutes les méthodes de calculs du débit proposées avec leur domaine d'application et l'incertitude maximale pouvant entacher le débit ainsi calculé dont la plupart ne sont valables qu'aux écoulements bidimensionnels.

L'étude sur modèle réduit du renard provoqué par l'écoulement autour d'un écran étanche a confirmé qu'il peut se présenter sous deux formes :

- Ø la boullance, qui intervient dès que le gradient en fond de fouille atteint la valeur critique $i_c = \frac{\gamma'}{\gamma_w}$;
- Ø le soulèvement généralisé qui dépend non seulement du gradient moyen mais aussi de la résistance au cisaillement du sol et l'appui de la fiche. Les schémas de calcul proposés par KASTNER montrent bien que le soulèvement provoqué par l'écoulement ne puisse être séparé de l'effet de butée de la fiche.

Il est certain que le critère de stabilité défini par le gradient critique de TERZAGUI est insuffisant et que sa validité est limitée au cas des sols qui, tout à la fois, présentent une compacité suffisante et ne représentent pas de risque d'entraînements. L'introduction par MONNET (1998) d'une seule hypothèse supplémentaire, l'existence d'un gradient critique de renard, permet de quantifier toutes les ruptures observées dans les essais de SKEMPTON et BROGAN (1994).

Sur la base des travaux antérieurs, deux critères apparaissent importants pour le déclenchement du renard :

- Ø Le gradient de sortie i_e qui détermine à coup sur l'apparition de la boullance.
- Ø Le gradient moyen qui permet d'estimer la butée disponible.

Ainsi, KASTNER [1982] avait proposé une méthode permettant de calculer simplement et précisément ces deux grandeurs dans le cas des écoulements plans. Elle mériterait d'être étendue aux problèmes *tridimensionnels* (fouilles rondes, carrées ou rectangulaires), les corrections proposées dans ce cas par DAVIDENKOFF et FRANKE étant trop imprécises.

Toutefois, les configurations réelles sont telles (enceinte ramassée) que le problème ne peut être considéré comme plan. L'écoulement vers la fouille n'est plus alors à filets parallèles mais à filets convergents, ce qui introduit une perte de charge supplémentaire.

L'hypothèse de l'écran circulaire, carré et rectangulaire constitue une approche commode de ces écoulements tridimensionnels, la symétrie de révolution permettant d'en faire l'étude dans le plan (r, z) pour le batardeau circulaire. Nous avons vu que les résultats pratiques concernant ce problème sont cependant assez peu nombreux, malgré quelques expérimentations de DAVIDENKOFF et FRANKE pour le cas de l'enceinte circulaire et l'enceinte carrée, mais la lourdeur de la méthode ne leur a pas permis de faire une étude systématique de l'influence des paramètres géométriques principaux.

Les résultats de ces diverses études étant trop fragmentaires, à l'exception de ceux de KASTNER qui a simulé les écoulements axisymétriques avec une précision de l'ordre du pourcent.

Enfin, l'effet important de la troisième dimension pose le problème de la valeur à donner au débit d'exhaure de ces enceintes ramassées et quelle serait leur influence sur les pertes de charges, et à partir de quelle valeur de la largeur relative du batardeau que cet effet disparaîtra vis-à-vis du débit ? Ces questions importantes pour le praticien, pourront être résolues par l'approche numérique de ces écoulements tridimensionnels et axisymétrique et l'étude du phénomène de renard, en faisant recours aux codes de calculs numériques. Notre choix s'est porté sur les codes aux différences finies **Flac3D** et **Flac2D** dont leur description et présentation fera l'objet du chapitre qui suit.