

LOCALISATION DU DEBUT D'AERATION NATURELLE DANS LES CANAUX EN MARCHES D'ESCALIER PAR LA MODELISATION NUMERIQUE

M. Djaroud

Ecole Nationale Supérieure de l'Hydraulique. BP 31. Blida

S. Benmamar

Ecole Nationale Polytechnique. El-Harrach. Alger.

B. Remini

Université Saâd Dahlab. Blida

RESUME

Tout l'intérêt des évacuateurs de crues en marches d'escalier réside dans le fait qu'ils favorisent la dissipation de l'énergie et provoquent l'aération de l'écoulement beaucoup plus tôt que les évacuateurs de crues à profils lisses.

Sur chacune des marches de l'ouvrage, l'eau forme un rouleau de recirculation à axe horizontal qui provoque la dissipation d'une partie de l'énergie. La turbulence de l'écoulement est pratiquement concentrée dans la couche limite de sorte que l'aération naturelle ne commence qu'à partir de l'endroit où cette couche atteint la surface libre de l'eau.

Dans ce papier, nous présentons une modélisation numérique de l'évolution de la couche limite qui se développe dans la partie amont du coursier. L'écoulement décrit peut être assimiler à celui d'un fluide visqueux incompressible et turbulent se produisant à travers un canal à forte pente très rugueux. Nous nous sommes basés sur les équations générales de Reynolds régissant les écoulements turbulents et qui constituent un système d'équations ouvert. Ce dernier est fermé en lui associant le modèle de turbulence $k-\epsilon$ composé de deux équations de transport.

La résolution du modèle associé aux conditions aux frontières est menée par la méthode des différences finies suivant des schémas numériques appropriés.

Mots clés : évacuateur en marches d'escalier, aération naturelle, couche limite, turbulence

Notations

b	: Largeur du canal	R_h	: Rayon hydraulique
C	: Coefficient de Chezy	U_l	: Vitesse de l'écoulement libre
C_f	: Coefficient de frottement	U_*	: Vitesse de frottement
C_ϵ	: Constantes du modèle de turbulence	Y_c	: Epaisseur de la couche limite
C_μ	: Constante du modèle de turbulence	α	: Angle d'inclinaison du canal
f	: Coefficient de frottement de Darcy	δ	: Epaisseur de la couche limite
h	: Hauteur d'une marche	ϵ	: Dissipation de l'énergie turbulente
h_c	: Hauteur d'eau critique	κ	: Constante de Von Karman
H_d	: Hauteur d'eau à l'amont d'un déversoir	μ	: Viscosité dynamique
h_e	: Hauteur de l'écoulement	μ_t	: Viscosité turbulente
h_n	: Hauteur normale de l'écoulement	ν	: Viscosité cinématique
k	: Energie cinétique turbulente	$\sigma_{k,\epsilon}$: Constante de Prandtl
k_s	: Rugosité équivalente	ψ	: Fonction de courant
K_s	: Coefficient de Strickler	ω	: Fonction de courant addimensionnelle
m	: Taux de transfert de masse		

INTRODUCTION

Jusqu'à une époque très récente, la majorité des coursiers d'évacuateurs de crues présentaient des profils lisses et toute l'énergie de l'écoulement devait être dissipée à l'aval, au niveau des bassins de dissipation. L'apparition récente de techniques de construction évoluées, notamment, le B.C.R, a donné naissance à une nouvelle conception qui consiste à disposer le fond du coursier en marches d'escalier.

A la différence des dispositifs classiques d'évacuation des eaux, les évacuateurs de crues en marches d'escalier sont destinés à faire déverser des débits d'eau importants tout en contribuant à atténuer considérablement l'énergie de l'écoulement. Des études ont mis en exergue l'apparition sur les coursiers d'une eau aérée à une certaine distance du seuil. L'avantage principal de la présence de l'air dans les écoulements à grandes vitesses est qu'il permet de prévenir ou à défaut réduire les dommages d'érosions causés par le phénomène de cavitation [9]. De même, certains travaux ont montré, de manière générale, qu'un fond rugueux provoque une aération plus importante.

Dans ce contexte, l'objectif principal qu'on s'est assigné est de simuler numériquement l'écoulement dans la couche limite qui se développe dans la zone supérieure du coursier en vue de localiser l'apparition du phénomène d'aération naturelle de l'écoulement dans les deux cas d'évacuateurs, en marches d'escalier

et à profils lisses. Les résultats de calculs vont nous permettre de voir l'effet des éléments rugueux en marches d'escalier sur l'auto-aération des écoulements à travers les canaux à fortes pentes.

1. ECOULEMENTS SUR LES CANAUX A MARCHES

Suivant les conditions d'écoulement et des considérations pratiques, deux types d'écoulements peuvent avoir lieu sur les évacuateurs de crues en marches d'escalier [3]. Il s'agit de l'écoulement en nappe et l'écoulement très turbulent. L'écoulement en nappe est défini comme une succession de nappes en chutes libres, tel que l'eau bandit d'une marche à une autre d'une manière identique. Par contre, dans l'écoulement turbulent l'eau coule en un courant fort, cohérent au-dessus des marches ; on ne distingue plus la lame d'eau déversante et les marches sont totalement immergées. Les bords extrêmes des marches forment ainsi une pseudo-base au-dessous de laquelle se développent des rouleaux de recirculations. Ces derniers sont maintenus par la transmission des contraintes de cisaillement du fluide.

Les conditions d'aération de la surface libre sont très souvent satisfaites et de grandes quantités d'air sont entraînées le long du canal. Le phénomène de turbulence est généré au voisinage de la couche limite qui se développe à partir du seuil du déversoir. Au moment où elle atteint la surface libre au point d'inception, la turbulence provoque l'aération de l'écoulement.

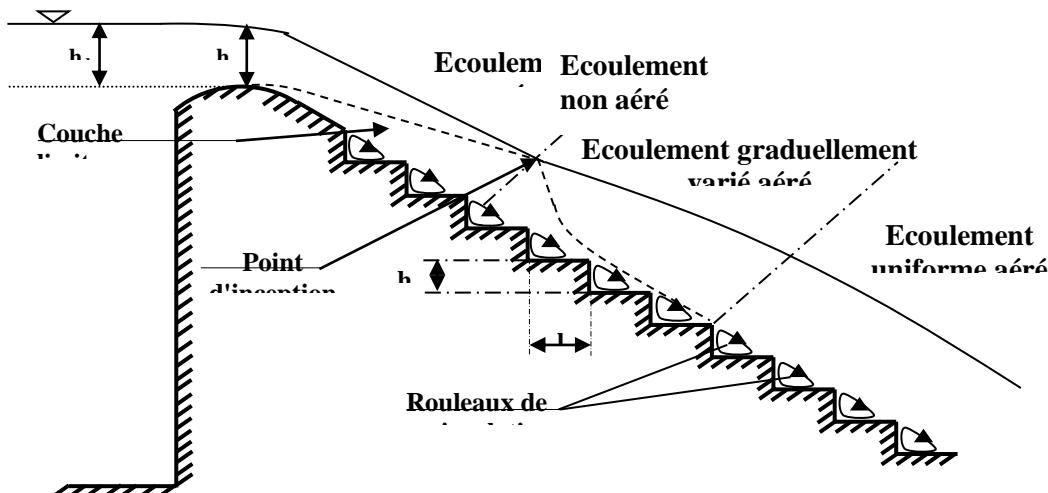


Fig. 2 Régime d'écoulement turbulent

2. LA MODELISATION MATHÉMATIQUE

2.1 Les équations générales

L'écoulement dans la couche limite que l'on se propose d'étudier peut être assimilé à celui d'un fluide visqueux incompressible et turbulent se produisant à travers un canal rugueux à forte pente. La modélisation mathématique suppose l'édition d'un système d'équations différentielles régissant notre écoulement en se basant sur les équations générales des écoulements turbulents suivantes [1,2] :

- ***L'équation de continuité***

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

- ***Les équations dynamiques (équations de Reynolds)***

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = -F_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + v \Delta \bar{u} - \left(\frac{\partial \bar{u}^{\prime 2}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}' \bar{v}'}{\partial y} + \frac{\partial \bar{u}' \bar{w}'}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = -F_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial y} + v \Delta \bar{v} - \left(\frac{\partial \bar{u}' \bar{v}'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}^{\prime 2}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}' \bar{w}'}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial \bar{w}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = -F_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial z} + v \Delta \bar{w} - \left(\frac{\partial \bar{u}' \bar{w}'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}' \bar{w}'}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}^{\prime 2}}{\partial z} \right) \end{cases} \quad (2)$$

Δ , est l'opérateur Laplacien, appliqué aux composantes du vecteur vitesse, on aura :

$$\Delta \bar{u} = \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} \quad \Delta \bar{v} = \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial z^2} \quad \Delta \bar{w} = \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial z^2}$$

2.2 Les hypothèses de base

- Pour le besoin de l'étude, on admet que le coursier est suffisamment large ($h \geq 5b$ selon Graf [4]) pour traiter le problème sur deux dimensions spatiales seulement.
- L'écoulement est supposé permanent et incompressible
- Concernant les forces de volume, on ne tient compte que des forces gravitationnelles.

En tenant compte des hypothèses, les équations de l'écoulement peuvent s'écrire comme suit :

$$\begin{cases} \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = g \sin \alpha - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + v \Delta \bar{u} - \left(\frac{\partial \bar{u}'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}' \bar{v}'}{\partial y} \right) \\ \bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = -g \cos \alpha - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial y} + v \Delta \bar{v} - \left(\frac{\partial \bar{u}' \bar{v}'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}'}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = 0 \end{cases} \quad (3)$$

2.3 Le modèle de turbulence

Le modèle mathématique (3) est un système ouvert comportant plus d'inconnues que d'équations. Pour le fermer nous avons utilisé le modèle $k-\varepsilon$, composé de deux équations de transports, à savoir [6,7,17] :

- L'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente, définie comme suit :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(v + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) - \bar{u}'_i \bar{u}'_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \varepsilon \quad (4)$$

- L'équation de transport de la dissipation de l'énergie cinétique turbulente :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(v + \frac{v_t}{\sigma \varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) - C_{\varepsilon_1} \frac{\varepsilon}{k} \bar{u}'_i \bar{u}'_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon_2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (5)$$

2.4 Le modèle mathématique de l'écoulement

En outre des hypothèses déjà introduites, la comparaison entre les ordres de grandeur des paramètres de l'écoulement peut conduire à la négligence de certains termes du système d'équations (3) [10, 11, 24] :

Le modèle mathématique final régissant l'écoulement dans la couche limite, peut être exprimé selon le système d'équations suivant :

$$\left\{
 \begin{array}{l}
 u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = g \sin \alpha - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + v \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial (-u'v')}{\partial y} \\
 P = \rho g y (\cos \alpha) - \\
 \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \\
 u \frac{\partial k}{\partial x} + v \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial y} \right) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial k}{\partial y} \right) + (-u'v') \frac{\partial u}{\partial y} - \varepsilon \\
 u \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + v \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) + (-u'v') C_{\varepsilon_1} \frac{\varepsilon}{k} \frac{\partial u}{\partial y} - C_{\varepsilon_2} \frac{\varepsilon^2}{k}
 \end{array}
 \right. \quad (6)$$

$$\text{avec, } (-u'v') = \frac{1}{\rho} \mu_t \frac{\partial u}{\partial y} \quad \text{et} \quad \mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$$

NB : afin de simplifier les notations, nous avons écrit les variables sans le symbole ‘barre’.

Concernant les constantes numériques du système d’équations. On adopte, généralement, les valeurs universelles recommandées par Lauder et al [8,17] :

$$C_\mu = 0.09 ; \quad C_{\varepsilon_1} = 1.43 ; \quad C_{\varepsilon_2} = 1.92 ; \quad \sigma_k = 1.0 ; \quad \sigma_\varepsilon = 1.30$$

3. LA MODELISATION NUMERIQUE

Différentes méthodes numériques existent pour résoudre les systèmes d’équations différentielles partielles. Les procédures de résolution en différences finies que nous avons utilisé s’adaptent, généralement, bien aux écoulements à surfaces libres.

3.1 Transformation de variables

L’utilisation de la méthode des différences finies nous impose d’opérer une transformation de variables pour passer du domaine de l’écoulement physique irrégulier à un domaine de calcul régulier. Après le développement des équations, les transformations de Von Mises, nous permettent d’écrire le système d’équations sous la forme suivante [15] :

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{(1-\omega)\dot{m}_I + \omega \dot{m}_E}{\Delta \psi} \frac{\partial \phi}{\partial \omega} = \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{\mu_t \rho u}{\sigma_\phi (\Delta \psi)^2} \frac{\partial \phi}{\partial \omega} \right) + \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{\mu \rho u}{(\Delta \psi)^2} \frac{\partial \phi}{\partial \omega} \right) + S'_\phi \quad (7)$$

$$\text{avec,} \quad S'_\phi = \frac{S_\phi}{u} \quad \text{et} \quad \Delta \psi = \psi_E - \psi_I$$

ω est la fonction de courant adimensionnelle définie comme suit :

$$\omega = \frac{\psi - \psi_I}{\psi_E - \psi_I}$$

avec, ψ_E , la fonction de courant au bord supérieur de la couche limite ;
 ψ_I , la fonction de courant au niveau de la pseudo-base.

Au niveau de la pseudo-base, on considère que le taux de transfert de masse est nul. En exprimant les constantes S'_ϕ dans le système (x, ω) et en prenant :

$$b = \frac{\dot{m}_E}{\Delta \psi} \quad , \quad C_\phi = \frac{\mu_t \cdot \rho \cdot u}{\sigma_\phi (\Delta \phi)^2} \quad , \quad d = \frac{\mu \cdot \rho \cdot u}{(\Delta \psi)^2}$$

On obtient le système d'équations de transport suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial x} + b_\omega \frac{\partial u}{\partial \omega} = \frac{\partial}{\partial \omega} \left(C_u \frac{\partial u}{\partial \omega} \right) + \frac{\partial}{\partial \omega} \left(d \frac{\partial u}{\partial \omega} \right) + \frac{g}{u} \sin \alpha - \frac{1}{u \cdot \rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{\partial k}{\partial x} + b_\omega \frac{\partial k}{\partial \omega} = \frac{\partial}{\partial \omega} \left(C_k \frac{\partial k}{\partial \omega} \right) + \frac{\partial}{\partial \omega} \left(d \frac{\partial k}{\partial \omega} \right) + C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{u \cdot \rho^2}{(\Delta \psi)^2} \left(\frac{\partial u}{\partial \omega} \right)^2 - \frac{\varepsilon}{u} \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + b_\omega \frac{\partial \varepsilon}{\partial \omega} = \frac{\partial}{\partial \omega} \left(C_\varepsilon \frac{\partial \varepsilon}{\partial \omega} \right) + \frac{\partial}{\partial \omega} \left(d \frac{\partial \varepsilon}{\partial \omega} \right) + C_{\varepsilon_1} C_\mu k \frac{u \cdot \rho^2}{(\Delta \psi)^2} \left(\frac{\partial u}{\partial \omega} \right)^2 - C_{\varepsilon_2} \frac{\varepsilon^2}{k \cdot u} \end{cases} \quad (8)$$

3.2 Profils initiaux des variables de l'écoulement

- Le profil de distribution de la vitesse dans la couche limite est représenté par la loi de puissance suivante proposée par Chen : $\frac{u}{U_1} = \left(\frac{y}{\delta} \right)^{1/n}$ (9)

où : $n = \kappa \sqrt{8/f}$ est le facteur de puissance dont la constante de Von Karman $\kappa = 0.41$.

Pour le calcul du coefficient de frottement dans le cas des évacuateurs en marches d'escalier, Rajaratnam [12] propose la formule suivante :

$$f = \frac{8 \cdot h_n^3 \cdot g \cdot \sin \alpha}{q^2} \quad (10)$$

- La distribution de l'énergie cinétique turbulente k est déduite à partir des

résultats expérimentaux de Klebnoff [8] : $k = U_1^2 \left(0.08 - 0.08 \frac{y}{\delta} \right)^2$ (11)

- Quant au profil initial du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente il est obtenu, des expressions de la viscosité turbulente définies ainsi :

$$\mu_t = \rho \cdot C_\mu \cdot \frac{k^2}{\varepsilon} \quad \text{et} \quad \mu_t = \rho \cdot k^{1/2} \cdot l$$

La longueur de mélange de l , est déterminée selon Schlichting [16] comme suit :

$$y < 0.09 \frac{\delta}{0.42} \quad l = 0.42 \quad y \quad y \geq 0.09 \frac{\delta}{0.42} \quad l = 0.09 \delta$$

3.3 Les conditions aux limites

Il y a lieu de distinguer entre deux types de conditions aux limites, celles qui caractérisent le fond du canal et celles de l'écoulement potentiel (libre).

L'écoulement libre

Selon Keller [6], la vitesse libre de l'écoulement répond à l'équation suivante :

$$U_1 \left(\frac{\partial U_1}{\partial x} \right) = g \sin \alpha \quad (12)$$

L'énergie cinétique turbulente k et le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ε , sont considérés nuls le long de la frontière supérieure de la couche limite.

Le fond du canal

Le modèle mathématique adopté pour l'écoulement, ne s'applique qu'au domaine où le nombre de Reynolds est élevé. A proximité du fond cette approche n'est pas valable. Pour surmonter cette irrégularité, nous devons faire appelle à d'autres lois régissant cette zone.

- Dans la zone logarithmique de la couche limite la loi de vitesse est dénommée loi de la paroi. Le transport turbulent y est prépondérant devant le transport moléculaire.

Lorsque la paroi est rugueuse ($k_s > 70$), Ryhming [13] propose l'expression suivante :

$$u/U_* \quad u^+ = 2.54 \cdot \ln \left(\frac{y}{k_s} \right) + 8.5 \quad (13)$$

- Pour les variables k et ε , Kim [5] et Sajjadi [14], voir aussi Violet et col [20], ont proposé les expressions suivantes :

$$k = \frac{U_*^2}{\sqrt{C_\mu}} \quad (14)$$

$$\varepsilon = \frac{C_\mu^{3/4} \cdot k^{3/2}}{\kappa \cdot y} \quad (15)$$

4. VALIDATIONS DES MODELES NUMERIQUES

Pour valider nos modèles, nous disposons d'une part des résultats de Keller et Rastogi [6,7] obtenus par l'application d'un modèle numérique à 'évacuateur de crues à profil lisse du barrage de Glenmaggie et d'autre part, nous disposons des mesures de Vercheval [19] relevées sur le modèle physique de l'évacuateur du barrage de M'bali.

Les figures 3 et 5 reportent les positions du point d'inception en fonction du débit, donnés respectivement, pour un coursier lisse et un coursier en marches d'escalier. La figure 3 regroupe les résultats offerts par le modèle mathématique de Keller et ceux obtenus de l'application du modèle basé sur le schéma numérique implicite au coursier du même barrage. La comparaison entre les résultats montre une concordance satisfaisante. Cependant, l'exécution du programme du modèle basé sur le schéma explicite a enregistré des divergences rapides pour tous les débits testés. Il y a lieu, de conclure alors, que dans le cas des évacuateurs lisses, seul le modèle basé sur le schéma implicite est valide.

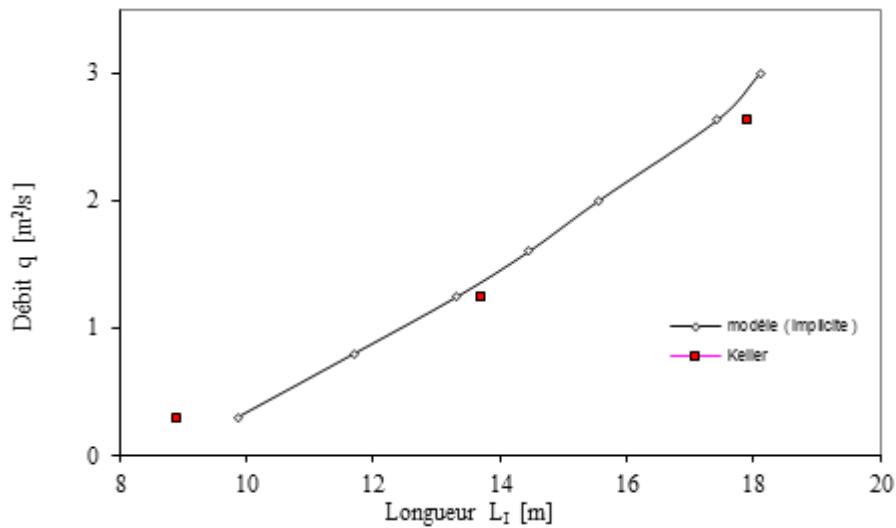


Fig. 3 Comparaison des résultats numériques de Keller à ceux du schéma implicite de notre modèle (cas de l'évacuateur de crues lisse du barrage de Glenmaggie)

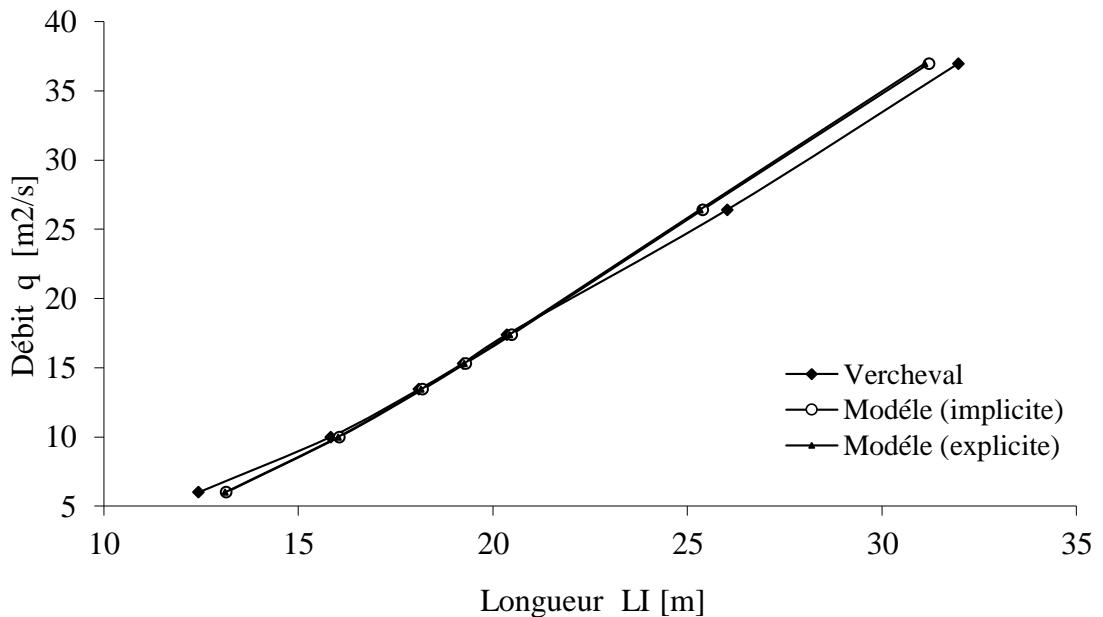


Fig. 4 Comparaison des résultats experimentaux de Vercheval à ceux des

La figure 5 présente, quant à elle, des graphiques résultant des modèles basé sur les deux schémas, implicite et explicite, appliqués au coursier à marches du barrage de M'Bali ainsi que le graphique des mesures expérimentales relevées par Vercheval sur le modèle réduit de l'évacuateur de crues du même barrage.

Vu le très bon rapprochement obtenu entre l'allure des résultats de Vercheval et les allures données par les modèles numériques qui sont pratiquement confondus, nous pouvons affirmer la validité des deux programmes de calcul dans le cas des évacuateurs de crues à marches.

5. APPLICATIONS

5.1 Effet des marches sur l'apparition de l'aération naturelle

Les résultats de l'application du modèle numérique à l'évacuateur du barrage de M'Bali, sont illustrés sur la figure 6. Cette dernière donne les différentes positions du point d'inception en fonction du débit pour un fond de coursier lisse et pour un fond en marches d'escalier.

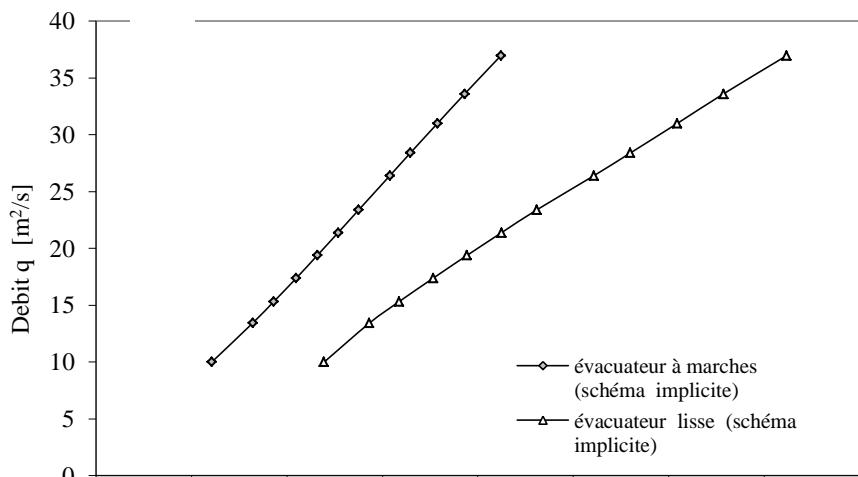


Fig. 5 Effet des marches sur l'apparition de l'aération naturelle de l'écoulement

L'analyse des résultats nous permet d'affirmer que la zone de l'écoulement aéré apparaît nettement plus rapprochée du seuil du coursier dans le cas d'un évacuateur en marches d'escalier que dans le cas d'un évacuateur à profil lisse

5.2 Influence du débit et de la pente sur le développement de la couche limite

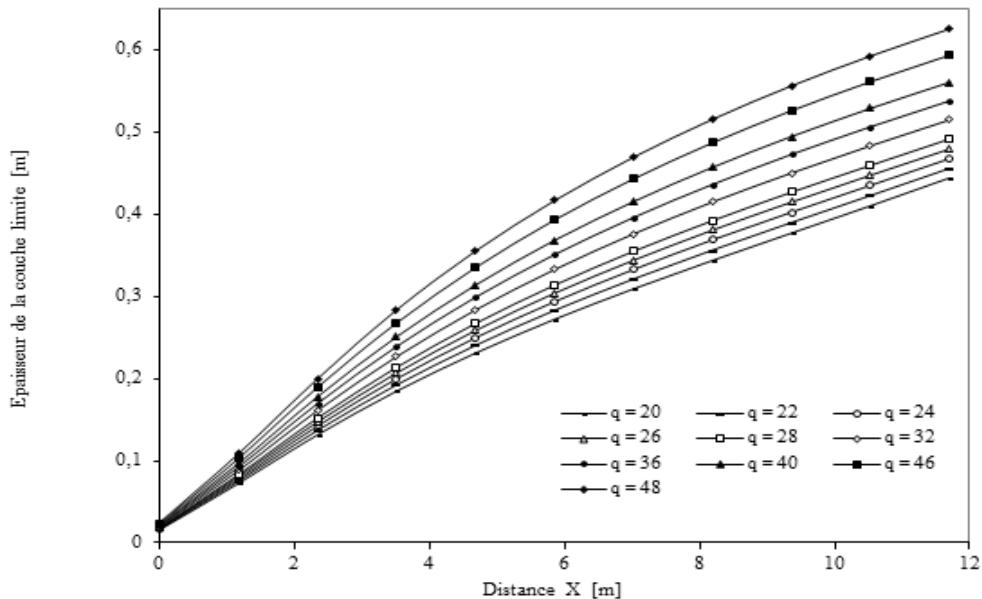


Fig. 6 Influence du débit sur l'évolution de la couche limite (cas de l'évacuateur à marches du barrage de M'Bali).

La figure 6 regroupe une série de graphes qui illustrent l'évolution de la couche limite le long du coursier, résultant de l'application du modèle au coursier de l'évacuateur de crues à marches du barrage de M'Bali. Les graphes mettent en évidence l'influence du débit sur le développement de la couche limite. On observe bien l'accroissement de l'épaisseur de la couche limite proportionnellement à l'augmentation du débit.

De même les graphiques des résultats reportés sur la figure 7 montrent bien l'effet important du changement de pente d'un évacuateur. En fait, on constate que le point de début de l'aération naturelle de l'écoulement s'éloigne vers l'aval du seuil du coursier au fur et à mesure que l'on diminue la pente de celui-ci. Cette tendance semble s'accentuée en adoucissant la pente avec des proportions de plus en plus importantes

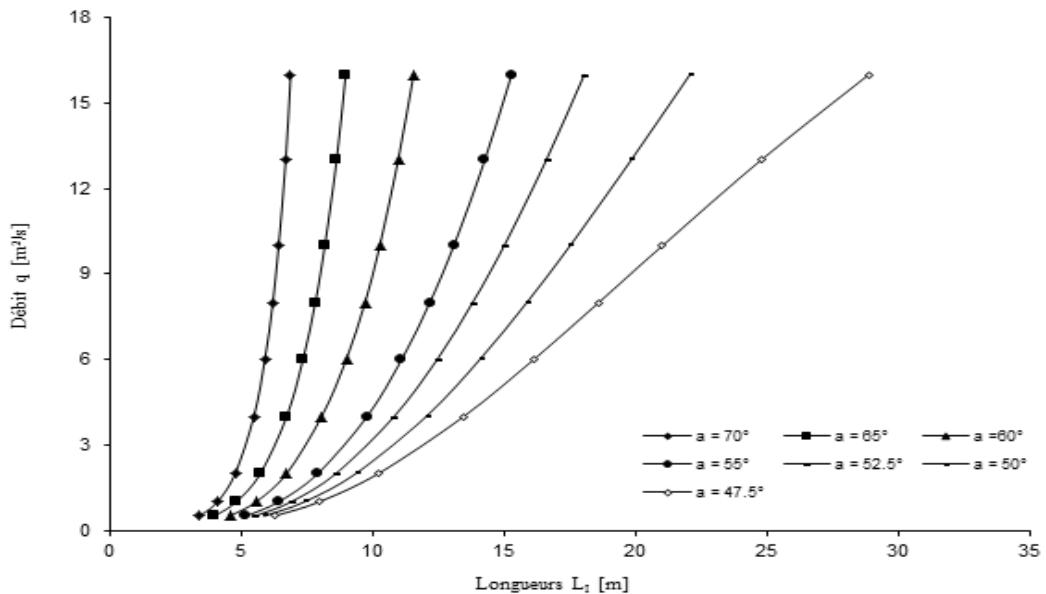


Fig. 7 Influence de la pente du coursier sur l'apparition de l'aération de l'écoulement (cas de l'évacuateur à marches du barrage de M'Bali)

CONCLUSION

Le travail entrepris a cerné des aspects d'un problème d'actualité en l'occurrence, la simulation numérique de l'évolution de la couche limite et la localisation du phénomène d'aération naturelle des écoulements dans les évacuateurs de crues en marches d'escalier.

Au vu des résultats, il ressort que les évacuateurs de crues en marches d'escalier agissent très favorablement sur l'aération naturelle de l'écoulement. Les graphiques illustrent bien que l'écoulement aéré se rapproche nettement plus du seuil de l'évacuateur de crues dans le cas des coursiers en marches d'escalier que dans le cas des coursiers à profils lisses. Ceci explique clairement que la macro-rugosité constituée dans notre cas par des éléments en marches d'escalier accélère le processus de l'aération naturelle de l'écoulement. Le phénomène s'explique par l'accroissement plus rapide de la couche limite qui se développe à partir du seuil pour atteindre la surface libre à l'endroit où l'aération de l'écoulement est enclenchée.

L'influence du débit de l'écoulement et du changement de pente sur le développement de la couche limite, ont été mis en évidence par d'autres expérimentations.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] Ben Chie Yen, (1973) "Open channel flow equation revisited". J. Eng. Mech. Div., vol. 99, n°5, October.

- [2] Benmamar S. (1990) "Etude de la dissipation de la vitesse de l'écoulement d'un fluide dans un ressaut hydraulique noyé". Thèse de magistère, E.N.P., Alger.
- [3] Chanson H. (1994) "Hydraulic design of stepped cascades, channels, weirs and spillways". Elsevier Science Ltd., England.
- [4] Graf W.H. (1993) "Hydraulique fluviale, écoulement permanent uniforme et non uniforme". Tome 1, Edition Presse Polytechnique Romandes, Lausanne, Suisse.
- [5] Kim S.W. and Chen Y.S. (1988) "A finite element computation of turbulent boundary layer flows with an algebraic stress turbulence model" Comput. Math. Appl. Engin., vol. 66.
- [6] Keller R.J., Rastogi A. (1975) "Prediction of flow development on spillways". Journal of the Hydraulics Division , vol. 101, n° HY 9, September.
- [7] Keller R.J., Rastogi A. (1977) "Design chart for predicting critical point on spillways". Journal of the Hydraulics Division , vol.103, n°. HY12, December.
- [8] Klebenoff D.S. (1953) "Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient". National Advisory Council for Aeronautics, T.N 3178.
- [9] Messaoudi S., Benmamar S. (1996) "Etude de l'entraînement de l'air dans les écoulement à surface libre". Thèse de magistère, E.N.P., Alger, Algérie.
- [10] Midoux N. (1993) "Mécanique et rhéologie des fluides". Edition Tec & doc, Paris, France.
- [11] Padet J. (1991) "Fluide en écoulement". Edition Masson. Paris. France.
- [12] Rajaratnam N. (1990) "Skimming flow in stepped spillways". J. of Hydraulic Eng., vol. 116, n° 4, April.
- [13] Ryhming L. (1985) "Dynamique des fluides". Edition Presse Polytechnique Romandes, Lausanne, Suisse.
- [14] Sajjadi S.G., Aldridge J.N. (1993) "Second-moment closure modelling of turbulent flow over sand ripples". Proceeding of the 5th international symposium, September, Paris, France.
- [15] Schiestel R. (1993) "Modélisation et simulation des écoulements turbulents". Edition Hermès , Paris, France.
- [16] Schlichting. (1960) "Boundary layer theory". Edition Mc. Graw-Hill Book Co, Inc, New York, N.Y., U.S.A.
- [17] Smakghi N., Benmamar S. (1995) "Contribution par une approche analytique et numérique pour le calcul du point d'inception dans les évacuateurs de crues en marches d'escalier". Mémoire d'ing. d'état. E.N.P., Alger.
- [18] Stephenson D. (1979) "Gabion energy dissipators"13^{eme} congrès des grandes barrages., New Delhi
- [19] Vercheval M. (1991) "Contribution à l'étude expérimentale de l'écoulement des évacuateurs à marches". Thèse d'ingénieur en civil des constructions, Université de Liège, Belgique.
- [20] Violet P.L. Chabard J.P. Esposito P. and Laurence D. (1998) "Mécanique des fluides appliquée". Presse des ponts et chaussées, Paris, France.