

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MOHAMED BOUDIAF - M'SILA

DOMAINE : SCIENCES ET TECHNOLOGIES
FILIERE :Hydraulique
SPECIALITE : Hydraulique



FACULTE : TECHNOLOGIE
DEPARTEMENT : Hydraulique
OPTION : Ouvrages Hydrauliques

MEMOIRE DE FIN D'ETUDE EN VUE DE
L'OBTENTION DU DIPLOME DE MASTER

THEME

Étude et analyse d'un écoulement à surface libre
dans un canal rectangulaire Contrôlé par un déversoir
triangulaire à mince paroi

Présenté par :

SEBAA Mohamed

Souici oussama

Dirigé par :

Dr. NEBBAR Mohamed Lakhdar

ANNEE UNIVERSITAIRE : 2019 / 2020

Remercîment

‘Tout d ’ abord, nous remercions tout puissant de nous avoir illumine et ouvert les portes du savoir et nous avoir donné la volonté et le courage pour surpasser tous les obstacles à fin de réaliser ce modeste travail.

Je tiens à remercier vivement *Mr. NEBBAR LAKHDAR* mon encadreur pour sa disponibilité son aide, ses encouragements et ses conseils, tout au long de différentes étapes de l’élaboration de ce mémoire.

Je tiens à remercier tous les enseignants du département

Hydraulique :

J exprime ma profonde et sincère gratitude à toutes les personnes qui de près ou de loin ont contribué à la réalisation de ce travail, et qui m’ont encouragé, soutenu tout au long de ce travail.

Dédicace

Je dédie ce mémoire de master :

JA la dame la plus chère dans le monde, la seule femme qui..., il n'y a pas des mots
Peut être décrite dans ce jour ou dans tous les jours :

- ma mère : soudia
- JA mon père : bachir
- JA mes frères et mes sœurs
- JA toute ma famille qui est la joie de ma vie
- . Mes meilleures amies dans ma vie : oussama .mohamed abdalhak ayoub
- JA. toute la promotion 2019.2020 de hydraulique
- quelqu'un... dans quelque partie de la vie souhaité une bonne chance

Atours.

Sebaa Mohammed

Dédicace

Je dédie ce mémoire de master :

JA la dame la plus chère dans le monde, la seule femme qui..., il n'y a pas des mots
Peut être décrite dans ce jour ou dans tous les jours :

-ma mère : goulia

- JA mon père : Kamal

- JA mes frères et mes sœurs

- JA toute ma famille qui est la joie de ma vie

. Mes meilleures amies dans ma vie : Mohamed Abdelhakim ayoub.....

JA. toute la promotion 2019.2020 de hydraulique

- quelqu'un... dans quelque partie de la vie souhaité une bonne chance

Atours.

Souici oussama

SOMMAIRE

| | |
|---|----------|
| Introduction générale..... | 1 |
| CHAPITRE 1 : | |
| ETAT DE CONNAISSANCE DES ECOULEMENTS A SURFACE LIBRE | |
| 1.1 Introduction... .. | 4 |
| 1.1.1 Rappel de quelques notions d'écoulement à surface libre..... | 4 |
| 1.1.2 Différents types des canaux | 7 |
| 1.1.2.1 Définition..... | 7 |
| 1.1.2.2 Géométrie des canaux..... | 8 |
| 1.1.2.3 Ecoulement dans les canaux..... | 9 |
| 1.1.2.4 Type d'écoulement..... | 9 |
| 1.1.2.4.1 Variabilité dans le temps..... | 10 |
| 1.1.2.4.2 Variabilité dans l'espace..... | 11 |
| 1.1.2.4.3 Les différents types d'écoulement... .. | 12 |
| 1.1.2.4.4 Régime d'écoulement | 12 |
| 1.1.2.4.5 Nombre de <i>Froude</i> | 12 |
| 1.1.2.4.5 Nombre de <i>Reynolds</i> | 14 |
| 1.1.2.5.1 Ecoulement uniforme dans les canaux ouverts | 15 |
| 1.1.2.5.2 définition..... | 15 |
| 1.1.2.5.3 Etablissement de l'écoulement uniforme..... | 16 |
| 1.1.2.5.4 Formules usuelles de l'écoulement uniforme..... | 19 |
| 1.1.3 Formule de Chézy..... | 20 |
| 1.1.3.1 Détermination du coefficient C de Chézy par la formule de | 21 |
| 1.1.3.2 Ganguillet-Kutter..... | 22 |
| 1.1.3.3 Détermination du coefficient C de Chézy par la formule de Bazin..... | 22 |
| 1.1.3.4 Détermination du coefficient C de Chézy par la formule de Powell..... | 23 |
| 1.1.3.5 Détermination du coefficient C de Chézy par la formule de Manning.... | 24 |
| 1.1.4 Formule de Manning-Strickler..... | 25 |
| 1.1.5 Formule de Darcy-Weisbach..... | 31 |
| 1.1.6 Ecoulement permanent non-uniforme à surface libre | 32 |
| 1.1.7 Formules explicites usuelles de coefficient de frottement | 33 |
| 1.1.8 Formule de Swamee et Jain | 34 |

| | |
|---|----|
| I.1.9 Calcul de la profondeur normale..... | 37 |
| 1.2.1 Ecoulement critique | 39 |
| 1.2.2 Définition | 39 |
| 1.2.3 Ecoulement avec onde | 40 |
| 1.2.4 Section de forme quelconque..... | 53 |
| 1.2.5 Charge spécifique..... | 54 |
| conclusion..... | 56 |
| CHAPITRE 2 : | |
| ETAT DE CONNAISSANCE SUR LES DEVERSOIRS A MINCE PAROI | |
| 2.1.Introduction..... | 59 |
| 2.2 Déversoirs..... | 59 |
| 2.2.1 Définition..... | 59 |
| 2.2.2 Dispositions constructives normalisées | 60 |
| 2.2.3Déversoir en mince paroi | 60 |
| 2.2.3.1 Définition..... | 60 |
| 2.2.3.2Déversoir rectangulaire..... | 60 |
| 2.2.3.3 Déversoir rectangulaire avec contraction latérale..... | 64 |
| 2.2.3.4Déversoir triangulaire..... | 66 |
| 2.2.3.5 Déversoir trapézoïdal..... | 71 |
| 2.2.3.6 Déversoir circulaire..... | 72 |
| 2.2.4.1Déversoir à seuil épais à profil en long triangulaire..... | 73 |
| 2.2.13 conclusion | 80 |
| CHAPITRE 3 : | |
| EQUATION DE LA QUANTITE DE MOUVEMENT | |
| 1.3.1 Introduction..... | 83 |
| 1.3.2 Définition..... | 83 |
| 1.3.3 CONSIDERATIONS THEORIQUES DU DEBITMETRE..... | 84 |
| 1.3.4conclusion..... | 92 |
| Conclusion générale | 94 |

Principales notation

| Notation | Nomenclature des notations | Unité |
|----------|----------------------------|-------|
|----------|----------------------------|-------|

| | | |
|-----------|---|-----------|
| A_c | L'aire de la section mouillée critique | m^2 |
| b_c | Largeur critique d'un canal rectangulaire | M |
| | Dimension linéaire | M |
| T_c | Largeur au miroir critique | M |
| η_c | Paramètre de forme d'aspect critique | - |
| P_c | Périmètre mouillé critique | M |
| | Débit critique | m^3/s |
| | Débit relatif | - |
| Q | Débit par unité de largeur | $m^3/s/m$ |
| | Profondeur critique | M |
| $R_{h,c}$ | Rayon hydraulique critique | M |
| $D_{h,c}$ | Diamètre hydraulique critique | M |
| D | Diamètre d'une conduite | M |
| I_c | Pente critique | - |
| I_L | Pente limite | - |
| I_f | Pente de fond | - |
| J | Gradient de perte de charge | - |
| G | Accélération de la pesanteur | m/s^2 |
| M | Inclinaison des parois par rapport à l'horizontal | - |
| V_c | Vitesse d'écoulement critique | m/s |
| y_c | Profondeur d'écoulement critique | M |
| H_{sc} | Charge spécifique critique | M |

| Notation | Nomenclature des notations | Unité |
|-----------------------|---|--------------|
| | Charge spécifique relative | - |
| Fr | Nombre de <i>Froude</i> | - |
| Re | Nombre de <i>Reynolds</i> | - |
| C | Coefficient de rugosité de <i>Chézy</i> | $m^{1/2}/s$ |
| N | Coefficient de <i>Manning</i> | $m^{-1/3}.s$ |
| ε | Rugosité absolue des parois | M |
| $\varepsilon D_{h,c}$ | Rugosité relative | - |

| | | |
|----------|------------------------------------|------------------|
| F | Coefficient de frottement | - |
| x_c | Position de la section | M |
| ν | Viscosité du liquide en écoulement | N/s ² |
| θ | Angle $\theta \in [0, 2\pi]$ | Radian |

Liste des tableaux de la première partie

| N° de Tableau | Titre | Page |
|---------------|--|------|
| 1 | <u>Types des Courbes de remous :</u> | 34 |
| 2 | Tableau 1.1 Coefficient de débit selon l'équation 1.1 selon quelques auteurs et leurs limites d'application. | 62 |
| 3 | Tableau 1.2 coefficient de débit μ de l'équation (1.16) en fonction de | 67 |
| 4 | Valeurs du coefficient de débit m pour des déversoirs à paroi épaisse. | 76 |
| 6 | Tableau 1.5 : Valeur de pentes amont et aval du déversoir à seuil épais à profil triangulaire type Bazin | 78 |
| 7 | Tableau 1.6 : Valeurs du paramètre K de la relation (1.37) en fonction de h , I_m et I_j | 79 |

Liste des figures

| N° de la figure | Titre | Page |
|-----------------|--|------|
| Figure I.1 | Coupe transversale d'un canal naturel. | 09 |
| Figure I.2 | Eléments géométrique de la section. | 10 |
| Figure I.3 | Schéma des écoulements permanents et non permanents. | 13 |
| Figure I.4 | Schéma représentant les différents régimes d'écoulement. | 14 |
| Figure I.5 | Etablissement de l'écoulement uniforme dans un canal de grande longueur. | 21 |
| Figure I.6 | Schéma de définition ayant servi de base à l'établissement de formule de <i>Chézy</i> . | 22 |
| Figure I.7 | La variation du paramètre ϕ en fonction de la rugosité relative ε^* . | 28 |
| Figure I.8 | les différents aspects de ces écoulements et on traitera du calcul des différents paramètres caractéristiques. | 37 |
| Figure I.9 | un écoulement graduellement varié | 38 |
| Figure I.10 | Figure- -: <u>Types des Courbes de remous</u> | 39 |
| Figure I.11 | Figure- -: Types de ressauts hydrauliques. | 40 |
| Figure I.12 | Figure des hauteurs conjuguées : | |
| Figure I.13 | Schéma simplifié de définition de la propagation d'onde. | 58 |
| Figure I.14 | Écoulement avec onde. Cas d'un régime sous-critique. | 61 |
| Figure I.15 | Écoulement avec onde. Cas d'un régime supercritique. | 61 |
| Figure I.17 | Écoulement avec onde. Cas d'un régime critique. | 62 |
| Figure I.17 | Vue en coupe d'un ressaut hydraulique. | 63 |
| Figure I.18 | Schéma pour l'équation de l'énergie dans une section. | 65 |
| Figure I.19 | Schéma simplifié d'un écoulement à surface libre unidirectionnel. | 66 |
| Figure I.20 | Profil en travers d'un canal naturel. | 68 |
| Figure I.21 | Courbe $y(Q)$ pour H_s constant. | 69 |
| Figure II.1 | Courbe $H_s(y)$ à Q constant ou ''courbe (H_s)''. | 70 |
| Figure II.2 | Figure II.1 : Schéma de définition et détails du déversoir rectangulaire en mince paroi sans contraction latérale | 75 |
| Figure II.3 | Figure II.2 : Déversoir en mince paroi inclinée d'un angle i par-rapport à la verticale. Lamme d'eau inférieure complètement aérée | 76 |
| Figure II.4 | Figure II.3 : Déversoir rectangulaire en mince paroi avec contraction latérale | 77 |
| Figure II.5 | Figure II.4 : Déversoir triangulaire en mince paroi– Schéma de définition- | 79 |

| | | |
|--------------|---|-----|
| Figure II.6 | Figure II.5 : variation du coefficient de débit en fonction de l'angle de l'ouverture de l'échancrure d'un déversoir triangulaire à paroi mince pour une contraction pleine | 82 |
| | Figure II.7 : Valeurs de k_h en fonction de l'angle d'ouverture θ , selon Kindsvater | 83 |
| Figure II.7 | Figure II.6 : Valeurs du coefficient de débit pour $\theta=90^\circ$ en fonction de h/P et P/B , selon Kindsvater | 86 |
| Figure II.8 | Figure II.8 : Déversoir trapézoïdal –Schéma de définition- Figure II.9 : Déversoir circulaire –Schéma de définition- | 87 |
| Figure II.9 | Figure II.10 : Déversoir à paroi épaisse –Schéma de description- | 88 |
| Figure II.10 | Figure II.11 : Ecoulement par-dessus un seuil à paroi épaisse | 88 |
| Figure II.11 | Figure II.13 : Déversoir à euil épais à profil triangulaire de type Crump. Représentation schématique de l'écoulement | 88 |
| Figure III.1 | Figure 20 : Variation du coefficient de débit u en fonction de M_i selon la relation.(51) | 89 |
| Figure III.2 | Figure 21 : Variation de u_{llo} en fonction de M_i selon la relation (59). | 896 |
| Figure III.3 | Figure 17 : Variation de h_a en fonction de M , selon la relation (41). (---): Courbe d'ajustement tracée selon la relation (42). | 90 |
| Figure III.4 | Figure 19 : Variation onction de M selon les relations (41) et(44). (---): Courbe tracée selon la relation (15). | 90 |

Introduction général

Introduction

Introduction générale :

Dans ce mémoire nous tenterons de citer quelques connaissances sur l'écoulement à surface libre et les formes d'apparitions dans la nature

Pour étudier le conduit de drainage rectangulaire à paroi mince et le coefficient d'écoulement

Le barrage est déterminé par sa géométrie simple représentée par une paroi verticale dans une paroi mince. Ce type de barrage est l'un des plus anciens puisque les premières recherches sur ce dispositif remontent à Poleny au 18ème siècle.

Les résultats peuvent établir une relation entre la hauteur h de la décharge sur la crête et le débit unitaire $q = Q / B$, où Q et B

Représenté respectivement le débit volumique et la largeur du canal rectangulaire

Nous disposons d'un certain nombre de méthodes et de méthodes pour mesurer le débit Parmi les appareils utilisés pour mesurer le débit, il existe un grand nombre de structures hydrauliques qui appartiennent au domaine de l'irrigation.

Ce dernier utilise le palier de capacité pour soulever la charge vers l'aval puis mesurer son pas de transmission, alors que pour les barrages, le principe est simple, ce sont ceux qui utilisent la décharge directe gratuite, et chacun de ces dispositifs a ses avantages et ses inconvénients.

Ce chapitre de notre étude présentera un article décrivant certains des barrages et comment y faire face

Dans ce troisième chapitre, nous développons une liste de forces agissant sur un fluide, pour pouvoir déterminer la forme des équations d'équilibre et la quantité de mouvement, d'une part pour simplifier la présentation, et d'autre part, pour obtenir un ensemble d'équations indépendant du modèle fluide utilisé.

Ensuite, nous présenterons les formes locales de ces équations, sous forme d'équations partiellement Dérivées. Enfin, nous traiterons du cas particulier, mais fondamental, des machines à fluide, par rapport au chemin thermodynamique des systèmes ouverts

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

Introduction

Ces écoulements présentent par définition la particularité de comporter une surface libre en contact avec l'air, généralement soumis à la pression atmosphérique et dont la forme peut varier, ce qui implique une variation possible de la forme et des dimensions de la section transversal de la masse liquide. L'écoulement à surface libre se distingue en charge par la présence d'une surface où l'écoulement est en contact direct avec l'air, tel que le gradient de pression ne peut plus être le moteur de l'écoulement, mais c'est la gravité également qui joue plutôt le rôle génératrice du mouvement. L'hydraulique fluviale s'intéresse surtout aux écoulements dans les cours d'eau, tel que les rivières et les fleuves, et également aux systèmes d'évacuation comme les réseaux d'assainissement pluvial, ainsi qu'aux différents aménagements des retenus d'eau, usine de production d'électricité et etc. Ces écoulements se caractérisent par une hauteur d'écoulement généralement faible par rapport à la longueur de celui-ci, ce type d'écoulement est appelé écoulement unidimensionnel caractérisé par les variables (x, t) .

Nous limiterons dans cette étude la connaissance des écoulements uniforme, car celui-ci est toujours considéré théoriquement comme régime de référence (même pour les autres régimes), notamment c'est un siège de régime critique l'objectif de notre étude.

Rappel de quelques notions d'écoulement à surface libre

- *Bief*: le bief est un tronçon homogène en terme de pente et de section d'écoulement;
- *Type de cours d'eau* : on distingue des cours d'eau en fonction de la variation pente du fond:
 - 1) $I_f < 3\%$ on parle de la rivière;
 - 2) $3\% < I_f < 6\%$, on parle de rivière torrentielle.
 - 3) $I_f > 6\%$, on parle de torrent.
- *Section d'écoulement* (ou section mouillée) A : partie de la section du canal limité par les parois et la surface libre;
- *Périmètre mouillé* P : longueur de la surface d'écoulement en contact avec le lit du cours d'eau (fond et berges) ; c'est-à-dire le périmètre de la section d'écoulement sans largeur aumiroir;

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

- *Largeur au miroir T*: largeur de la section d'écoulement au niveau de la surface libre. La pression du fluide à cette interface est égale à celle de l'atmosphère;
- *Profondeur hydraulique y_h* hauteur moyenne d'eau et défini par $y_h = A/T$
- *Profondeur normale y_n* c'est la profondeur d'un écoulement permanent uniforme dans un bief. La profondeur normale est fonction du débit Q , de la rugosité, et de la pente moyenne;
- *Tirant d'eau* : profondeur maximale d'une section d'écoulement;
- *Régime uniforme* : régime d'écoulement le long d'un bief où les caractéristiques d'écoulement qui définit par la vitesse et la profondeur sont constantes quelle que soit la position le long de la direction d'écoulement. Ce critère traduit par les expressions :
 $\partial y / \partial x = 0$ et $\partial V / \partial x = 0$;
- *Régime permanent* : régime où l'écoulement ne dépend pas du temps. On a ainsi
 $\partial y / \partial t = 0$;
- *Régime graduellement varié* : régime d'écoulement où la variation de la hauteur d'eau dans la direction d'écoulement est très faible, typiquement si désigne une longueur d'écoulement et Δy une variation de la hauteur, on a : $\Delta y / L = 0$. Les équations de Saint-Venant où le calcul différentiel des courbes de remous n'est valable que pour ce régime;
- *Le régime rapidement varié* : régime d'écoulement où la variation de hauteur d'eau au sens d'écoulement est très importante, typiquement si désigne une longueur d'écoulement et une variation de la hauteur, on aEn effet à l'approche d'une singularité ou bien en cas d'un ressaut hydraulique, l'écoulement peut entrer dans un régime rapidement varié ;
- *Ressaut hydraulique* : variation brusque de la hauteur d'eau où l'écoulement passe de régime torrentiel au régime fluvial;
- *Pente moyenne*: pente moyenne longitudinale $I = \tan \theta$ d'un bief exprimé en ‰ ou en ‰ ;
- *Rayon hydraulique R_h* : c'est la longueur caractéristique qui égal au rapport entre la surface A et le périmètre d'écoulement P définie par $R_h = A/P$;
- *Régime torrentiel* : régime d'écoulement supercritique où Nombre de Froude $F_r > 1$. Ce régime est caractérisé par une forte vitesse et faible hauteur d'eau;

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

- *Régime fluvial* : régime d'écoulement sub-critique où Nombre de Froude $Fr < 1$. Ce régime est caractérisé par une faible vitesse et hauteur d'eau élevée;
- *Débit Q* : flux d'eau par unité de temps à travers la surface d'écoulement;
- *Vitesse moyenne v* : c'est la vitesse moyenne d'écoulement qui également égale au rapport (Q/A) ;
- *Coefficient de rugosité*: coefficient traduisant la rugosité des parois, le coefficient de Chézy noté C ou de Manning-Strickler noté K sont les plus universels utilisés ;
- *Lit mineur* : lit occupé ordinairement par un cours d'eau par opposition au lit majeur qui correspond à l'emprise maximale historique d'un cours d'eau ou à la plaine inondable. On parle aussi de *niveau des plus hautes eaux* (PHE) pour désigner la cote maximale atteinte par la surface libre d'un cours d'eau;
- *La berge ou la rive* : est le talus qui sépare le lit mineur du lit majeur. Lorsque la berge est couverte par la végétation, on parle de *ripisylve*;
- *L'étiage* : c'est les plus basses eaux d'un cours d'eau, généralement correspond la période estivale. Le débit d'étiage est donc le débit minimal d'un cours d'eau, et le débit de plein bord est le débit atteint lorsque la rivière sort de son lit mineur. Durant une crue, on parle de débit de point pour désigner le débit maximal atteint.

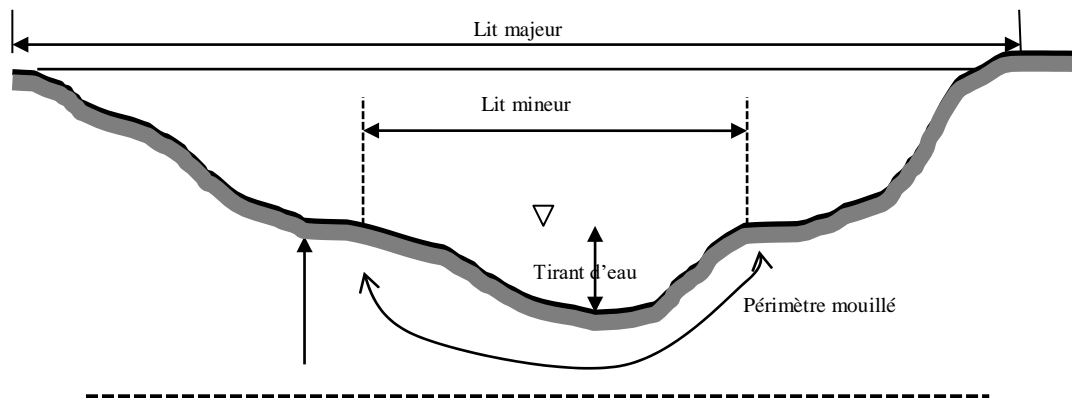


Figure I.1 : Coupe transversale d'un canal naturel

Pour un cours d'eau naturel, la géométrie du lit est très complexe. Un cours d'eau doit laisser à transiter un débit qui varie en fonction de temps. En général, celui-ci peut varier d'une année à l'autre d'une façon extrêmement variable en fonction des précipitations enregistrées.

Les différents types de canaux

Définition

Un canal est un cours d'eau artificiel, c'est-à-dire fait partiellement ou totalement par l'homme, de section ouverte, navigable ou non.

On distingue:

- 1) Les canaux qui servent à transporter de l'eau : canaux d'alimentation ou d'irrigation, pour lesquels il faut assurer un débit optimum;
- 2) Les canaux où l'eau sert à porter des engins de transport : canaux de navigation pour lesquels on cherche à obtenir la circulation la plus simple de ces engins avec le minimum de débit hydraulique.

Dans les deux cas, le canal sert de conduite canalisant l'eau dont on doit définir la section mouillée permettant le débit nominal ou le passage d'un ou plusieurs engins dont on a défini le gabarit en charge.

Un canal est une machine hydraulique aménagée par l'homme dont le concepteur doit assurer la permanence d'une alimentation en eau suffisante à sa fonction (voie navigable, voie d'alimentation en eau, ...) au milieu d'un environnement plus ou moins difficile

Géométrie des canaux

La section transversale d'un canal est une section plane normale à la direction d'écoulement.

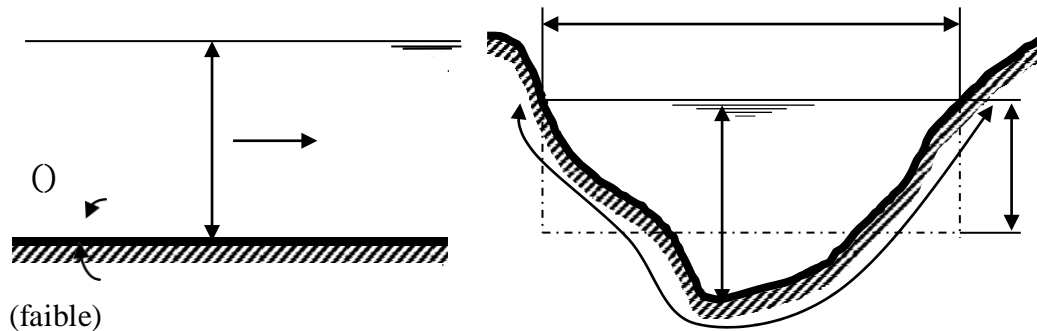


Figure 1.2 : Eléments géométriques de la section

Un canal dont la section ne varie pas et dont la pente longitudinale et la rugosité restent constantes, la hauteur d'eau pouvant cependant varier, ce canal est alors appelé canal prismatique ; sinon on l'appelle canal non prismatique.

A part les variables géométriques d'une section, l'étude hydraulique des canaux prend également en considération les pentes longitudinales du canal, en l'occurrence :

- ✓ La pente de fond du canal,;
- ✓ La pente piézométrique ou pente de la surface libre,.

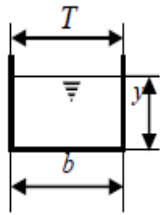
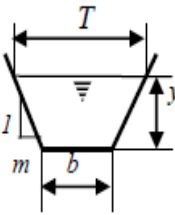
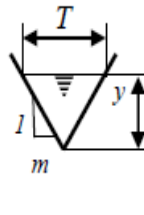
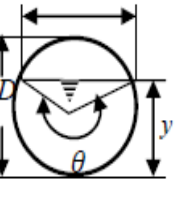
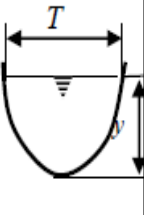
La valeur de la pente de fond dépend entièrement de la topographie et la constitution du terrain. Cette pente généralement faible, peut être exprimée par : i où i est l'inclinaison de la pente;

Le périmètre mouillé, P est peut être composé d'un lit immobile constituant le béton, sèment ou la roche, ou bien d'un lit mobile constituant le granulat ou les alluvions.

Le tableau ci-après donne les formules des éléments géométriques pour cinq différents types de sections de canaux (voir *Chow*, 1959, p.21). Certains cours d'eau naturels ont une forme géométrique assez irrégulière, mais peuvent toutefois être approximés par des sections trapézoïdales ou paraboliques.

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

Tableau I.1 : Eléments géométriques pour différents sections de canaux.

| Forme du canal |  |  |  |  |  |
|------------------------------|---|---|--|---|---|
| | Rectangle | Trapèze | Triangle | Cercle | Parabole |
| Paramètres géométriques | | | | | |
| Section mouillée A | by | $(b+my)y$ | my^2 | $\frac{1}{8}(\theta - \sin\theta)D^2$ | $\frac{2}{3}Ty$ |
| Périmètre mouillée P | $b + 2y$ | $b + 2y\sqrt{1+m^2}$ | $2y\sqrt{1+m^2}$ | $\frac{1}{2}\theta D$ | $T + \frac{8y^2}{3T}^*$ |
| Rayon Hydraulique R_h | $\frac{by}{b+2y}$ | $\frac{(b+my)y}{b+2y\sqrt{1+m^2}}$ | $\frac{my}{2\sqrt{1+m^2}}$ | $\frac{D}{4}\left(1 - \frac{\sin\theta}{\theta}\right)$ | $\frac{2T^2y}{3T^2+8y^2}^*$ |
| Largeur au miroir T | b | $b + 2my$ | $2my$ | $D(\sin(\theta/2))$ ou $2\sqrt{y(D-y)}$ | $\frac{3A}{2y}$ |
| Profondeur hydraulique y_h | y | $\frac{(b+my)y}{b+2my}$ | $\frac{y}{2}$ | $\frac{D}{8}\left(\frac{\theta - \sin\theta}{\sin(\theta/2)}\right)$ | $\frac{2}{3}y$ |

*Valable pour

$0 < \xi < 1$, avec $\xi = 4y/T$. Si $\xi > 1$: $P = (T/2)\left[\sqrt{1+\xi^2} + \frac{1}{\xi}\ln(\xi + \sqrt{1+\xi^2})\right]$ (voir Hydraulique Fluviale par *W. H. Graf & M. S. Altinakar*, 2000, p.5)

Écoulement dans les canaux

Les écoulements dans les canaux naturels et artificiels sont des écoulements à surface libre. Ce mouvement de l'eau est dû à la gravité grâce à la pente qui favorise l'écoulement, comme pour les conduites, à la différence de charge entre deux sections.

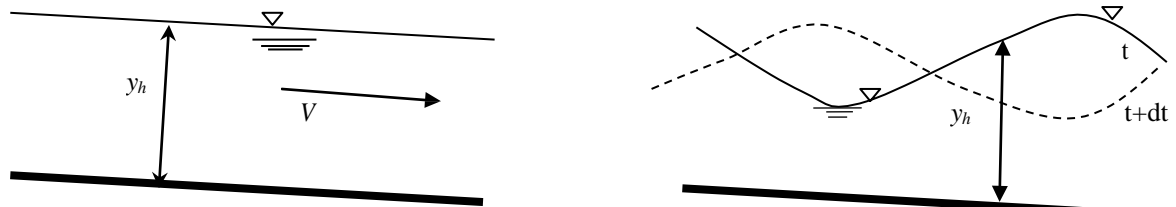
Typé d'écoulement

Une classification des écoulements peut faire suivant la variabilité de caractéristiques hydrauliques telles que de la profondeur y ou y_h et la vitesse en fonction du temps et à

l'espace. Cette notion est exprimée par $y_h = f(t, x)$.

Variabilité dans le temps

Le mouvement est permanent (ou stationnaire), si les vitesses moyennes V , et ponctuelles U , ainsi que la profondeur y ou y_h restent invariables dans le temps en grandeur et en direction. Par conséquent le débit est constant le long du canal sans apport latéral.



Ecoulement permanent

Ecoulement non permanent

Figure I.3 : Schéma des écoulements permanents et non permanents

Le mouvement est non permanent, si les paramètres hydrauliques tels que la vitesse moyenne V , et la profondeur $y(t)$,...cte, varient dans le temps. Par conséquent le débit n'est pas constant.

Au sens strict, l'écoulement dans les canaux est rarement permanent. Néanmoins les variations temporelles sont, dans certains cas suffisamment lents pour que l'écoulement puisse être considéré comme une succession de régime permanent, du moins dans un intervalle de temps relativement court.

Variabilité dans l'espace

Dans un canal suffisamment long, dont la pente, la section, la rugosité et le débit sont constants, c'est toujours le régime uniforme qui finit par s'établir. Dans ce régime, les pertes par frottement sont entièrement compensées par la pente du fond. La présence d'une singularité (rétrécissement, élargissement, discontinuité du seuil, etc.), provoque non seulement une perte localisée d'énergie, comme dans les écoulements en charge, mais encore une modification de la surface libre (les courbes de remous). Le régime est alors différent du régime uniforme. On appelle régime varié.

Quand les vitesses croissent dans la direction de l'écoulement, celui-ci est dit accéléré ; quand elles diminuent, l'écoulement est dit retardé.

On peut diviser les mouvements variés en deux grands groupes : les mouvements graduellement variés, dont les caractéristiques hydrauliques ne changent que très lentement d'une section à l'autre ; les écoulements rapidement variés, où l'on constate une évolution

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

rapide, parfois discontinue, des caractéristiques de l'écoulement, et qui, pour cela même, occupent en général une zone relativement courte ; les importants sont le *ressaut hydraulique*, la *chute brusque* (c'est en particulier le cas des déversoirs) et les *contractions*.

La figure ci-dessous montre un schéma simplifié représentant les différents régimes d'écoulement, généralement rencontrés dans les ouvrages hydrauliques.

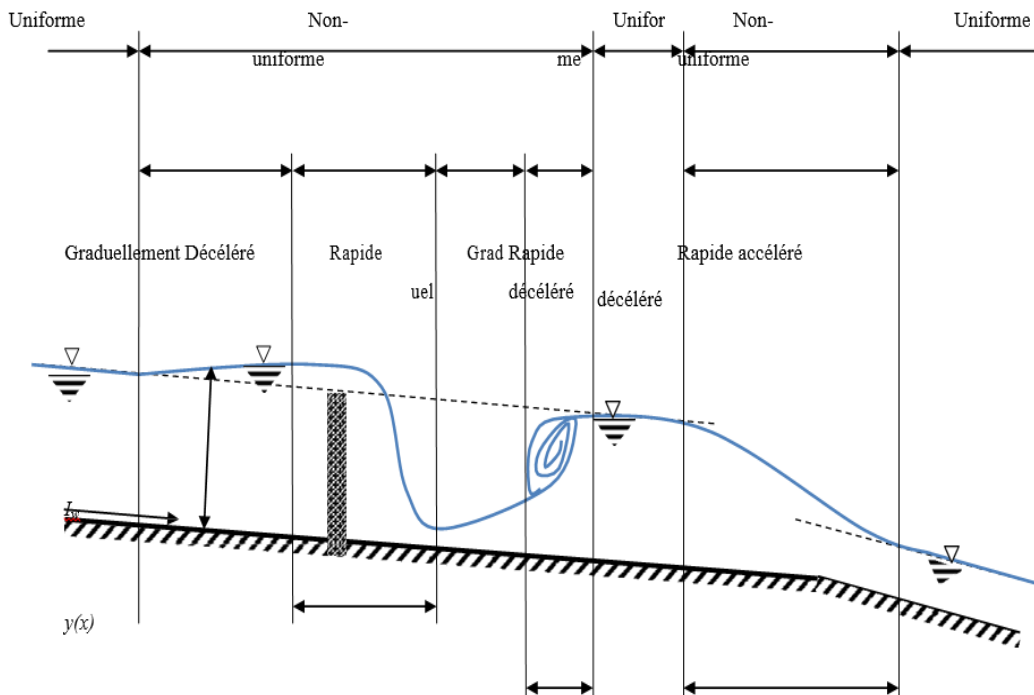


Figure I.4. Schéma représentant les différents régimes d'écoulement. Selon cette schématisation on peut envisager les différents mouvements comme suit :

1) Le mouvement est uniforme si les paramètres caractérisant l'écoulement restent invariables dans les diverses sections du canal. La ligne de la pente du fond est donc parallèle à la ligne de la surface libre et l'on a $I_f = I_w$;

2) Le mouvement est non-uniforme ou varie si les paramètres caractérisant l'écoulement changent d'une section à l'autre. La pente de la surface libre est différente de celle du fond;

3) Un écoulement non-uniforme peut être accéléré, ou décélééré suivant que la vitesse croît, $(dV/dx) > 0$, ou décroît dans le sens du mouvement;

4) Lorsque le mouvement est graduellement varié, la profondeur $y_h(x) \cong y_h$, ainsi que les autres paramètres varient lentement d'une section à l'autre, on peut donc admettre que l'écoulement est quasi uniforme le long d'un petit tronçon et que la vitesse, V , reste

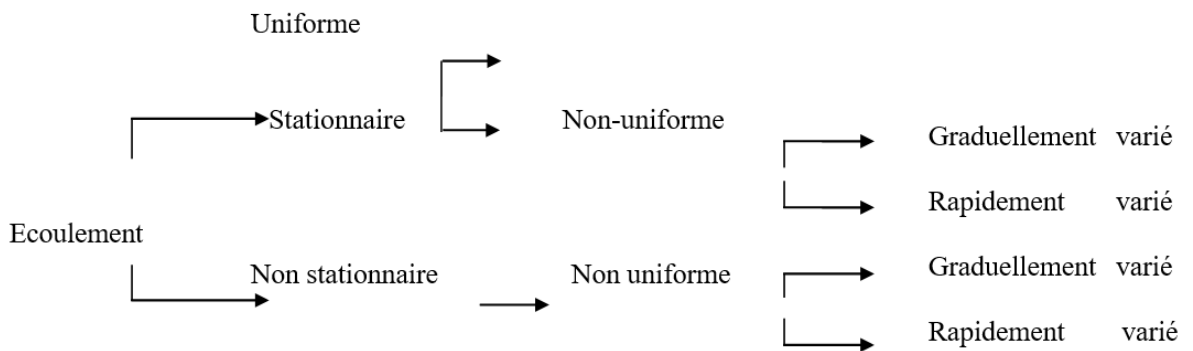
Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

quasiment constante;

5) Lorsque le mouvement est rapidement varié, les paramètres caractérisant l'écoulement changent brusquement, parfois avec discontinuités. Cela se manifeste en général au voisinage d'une singularité, telle qu'un seuil, un rétrécissement, un ressaut hydraulique ou une chute brusque.

I.4.2. Les Différents Types D'écoulement

Les types d'écoulement qu'on rencontre en hydraulique peuvent être résumés ainsi :



Graduellement varié Rapidement varié Graduellement varié Rapidement varié

Régime D'écoulement

L'écoulement d'un fluide réel dans un canal à surface libre est le siège des forces suivantes:

- Forces de gravité ;
- Forces de frottement dû la viscosité et/ourugosité.

Les équations réduites du mouvement font intervenir les coefficients ou nombres adimensionnels suivants :

Nombre de Froude (F_r)

Le nombre de *Froude* (F_r), de l'hydrodynamicien anglais *William Froude*, est un nombreadimensionnel qui caractérise dans un fluide l'importance relative des forces liées à la vitesse et à la force de pesanteur. Ce nombre apparaît essentiellement dans les phénomènes à surface libre, en particulier dans les études de cours d'eau, de barrages, de ports et de navires (architecture navale). Il est également important en météorologie pour le calcul de l'écoulement de l'air en montagne.

Dans un cours d'eau et dans les canaux ouverts, le nombre de *Froude* correspond au rapport entre la vitesse de l'écoulement et la vitesse des ondes de surface. Les ondes se

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

propagent en *eau peu profonde*, leur célérité est donc : $C = \sqrt{gy}$

L'expression du nombre de *Froude* est :

$$Fr = \frac{V}{C} = \frac{V}{\sqrt{gy}};$$

Où :

- ✓ V : vitesse moyenne de l'écoulement (m/s)
- ✓ g : accélération de la pesanteur (9.81 m/s²)
- ✓ y : hauteur d'eau (m)

Le nombre de *Froude* $Fr = V/\sqrt{gy}$ est, par conséquent, une mesure de la "cinéticité" du courant, c'est-à-dire de sa rapidité (ou de sa lenteur), cette expression est également appelée *coefficient cinétique*, et certains auteurs adoptent le carré de cette valeur.

Pour un cours d'eau un même débit peut être obtenu de deux façons différentes :

- $Fr > 1$: régime torrentiel ou supercritique, avec une faible hauteur d'eau et une forte vitesse (équivalent d'un régime supersonique). Dans ce régime, l'écoulement est "tiré" par les forces qui le meuvent (la gravité le plus souvent), sans que la masse de fluide en aval soit unguène.
- $Fr < 1$: régime fluvial ou sub-critique, avec une forte hauteur d'eau et une faible vitesse (équivalent d'un écoulement subsonique). Ce régime est "piloté par l'aval" : le comportement des particules en mouvement est contraint par celles qui les précèdent.

Dans les deux solutions la hauteur d'eau et la vitesse sont déterminées suivant le nombre de *Froude* et le débit, mais les solutions ne se calculent pas de la même façon. La détermination du nombre de *Froude* est donc un préalable au calcul.

▮ $Fr = 1$: régime critique, la transition du régime torrentiel au régime fluvial provoque un ressaut hydraulique où la hauteur d'eau s'accroît brusquement. Le phénomène est observable dans les ouvrages hydrauliques (bassin amortisseur). Dans la zone de transition lorsque la vitesse de propagation d'onde égale la vitesse moyenne de l'écoulement, où

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

$V = C = \sqrt{gy}$ Cette égalité exprime l'équilibre entre les forces de gravité et les forces d'inertie, cet équilibre est vérifié seulement à l'état limite, ce qui implique que la valeur de nombre de Froude égale à l'unité ($Fr = 1$), dans ce contexte la vitesse V est dite vitesse critique et souvent appelée *célérité de l'onde gravitaire*, et la profondeur y , c'est une profondeur critique, et le régime de l'écoulement est appelé régime critique.

Nombre de Reynolds (Re)

Le nombre de Reynolds (Re), est un nombre sans dimension utilisé en mécanique des fluides. Il a été mis en évidence en 1883 par Osborne Reynolds. Il caractérise un écoulement, en particulier la nature de son régime (laminaire, transitoire, turbulent).

Le nombre de Reynolds représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses. On le définit de la manière suivante :

$$Re = \frac{\rho V D_h}{\mu} = \frac{V D_h}{\nu};$$

Où

- V est la vitesse moyenne du fluide [m/s]
- D_h est le diamètre hydraulique [m]
- ν est la viscosité cinématique du fluide —

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \text{ [m}^2\text{/s]}$$

- est la masse volumique du fluide [kg/m³]
- est la viscosité dynamique du fluide [Pa.s] ou Poiseuille [PI]

L'influence du nombre de Reynolds, consiste dans les effets des forces d'inertie et de viscosité. Lorsque les forces d'inertie sont prépondérantes, l'écoulement est caractérisé par une vitesse élevée et son régime est en règle générale dans le domaine de pleine turbulence. Le coefficient de frottement prend alors une valeur quasi constante et ne dépend que de celle de la rugosité relative. Par contre, lorsque les forces de viscosité sont prépondérantes, l'écoulement est caractérisé par une vitesse moins élevée et son régime appartient souvent au domaine de transition. Le coefficient de frottement dépend alors à la fois de la rugosité

relative et du nombre de Reynolds. Pour les canaux à parois lisses ou pratiquement lisses, le coefficient de frottement ne dépend que de la valeur de la rugosité relative

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

caractérisant l'état des parois internes de l'ouvrage.

L'écoulement turbulent est celui que l'on rencontre souvent en pratique et correspond à des valeurs de nombre de *Reynolds* supérieure ou égales à 2300 et à des valeurs de rugosité relative comprises en 0 et 0,05.

Trois régimes de l'écoulement turbulent peuvent donc être observés. Il s'agit du domaine lisse, de transition et de pleine turbulence appelé aussi domaine du régime d'écoulement turbulent rugueux correspond souvent aux fortes valeurs de la rugosité relative.

Écoulement uniforme dans Les canaux ouverts

Un écoulement est considéré comme étant uniforme lorsque ses caractéristiques sont invariables dans le temps et dans l'espace. Ces caractéristiques sont la profondeur de l'écoulement appelée aussi profondeur normale, l'aire de la section mouillée A , la vitesse V de l'écoulement et le débit Q . La ligne de charge totale est à la fois parallèle à la ligne piézométrique et à la pente géométrique du canal.

D'un point de vue pratique, la constance de la vitesse V est généralement associée à la constante de la vitesse moyenne de l'écoulement; mais de façon plus rigoureuse, cela signifie que l'écoulement est caractérisé par une vitesse constante en tout point de son domaine. En d'autres termes, la distribution des vitesses dans chacune des sections transversales de l'écoulement est uniforme, correspondant à une couche limite pleinement développée.

Bien que la condition d'un écoulement uniforme, dans le sens stricte du terme, ne soit pas pratiquement jamais satisfaite, elle est cependant fréquemment admise lors du calcul des caractéristiques d'un écoulement en canaux et rivière. Cette approche, bien que simplifiée, donne des résultats assez satisfaisants dans bon nombre de cas pratiques.

Le présent chapitre propose un état des connaissances sur les principes relations usuelles régissant l'écoulement uniforme.

Après avoir défini l'écoulement uniforme est les règles qui gouvernent son établissement, les relations de *Chézy*, de *Manning* (ou de *Manning – Strickler*) (*Chow*, 1973) et de *Darcy – Weisbach* (1854) sont développées. Compte tenu de leur emploi pratique et aux résultats satisfaisants auxquels elles aboutissent, cette étude est exclusivement consacrée à ces relations.

Les coefficients de résistance liés à ces formules sont particulièrement discutées et les relations permettant leur estimation sont présentées et commentées.

Établissement de l'écoulement uniforme

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

L'écoulement uniforme peut être soit en régime laminaire soit en régime turbulent, mais il se produit sous de grandes vitesses. A vitesse élevée, l'écoulement uniforme est instable et il est le siège d'un fort entrainement d'air.

Dans les canaux ouverts, l'écoulement uniforme se développe lorsque les forces de résistance, proportionnelles à la vitesse moyenne, V et s'opposant à l'écoulement, sont équilibrées par les forces de gravité.

Lorsqu'un écoulement entrant dans un canal s'effectue de façon lente, la vitesse et par conséquent la résistance à l'écoulement sont faibles. Les forces de gravité sont alors prédominantes et l'écoulement subit alors une accélération depuis l'amont. La vitesse ainsi que la résistance augmentent au fur et à mesure que l'on se déplace vers l'aval, jusqu'à ce que les forces de gravité soient équilibrées. A cet instant, l'écoulement uniforme apparaît. La zone sur laquelle s'étend l'écoulement accéléré, et au-delà de laquelle l'écoulement uniforme apparaît, est dite zone de transition. Si la longueur du canal est inférieure à la longueur de la zone de transitoire, l'écoulement uniforme ne peut être atteint.

Plus à l'aval de l'écoulement uniforme, les forces de gravités deviennent de plus en plus prédominantes en raison de l'accélération que subit l'écoulement. L'écoulement uniforme disparaît alors en laissant place un écoulement varié. La figure I.5 montre l'état d'un écoulement à l'entrée et l'intérieur d'un canal rectangulaire de grande longueur et de différentes pentes géométriques I_f . Celle-ci est comparée à la pente critique I_c .

Lorsque la pente I_f est faible (figure I.5.a), la zone transitoire se présente sous l'aspect d'ondulations. L'écoulement est uniforme au milieu du canal mais il subit une variation aux extrémités de celui-ci. D'un point de vue théorique, l'écoulement varié tend vers l'écoulement uniforme de manière graduelle et asymptotique. On considère généralement dans la pratique

que la profondeur de l'écoulement reste constante si la variation qu'elle subit n'excède pas 1% de la valeur moyenne de la profondeur normale.

Lorsque la pente I_f correspond à la pente critique I_c (figure I.5.b), la surface libre de l'écoulement critique est instable. Des ondulations peuvent se produire au milieu du canal, mais la profondeur oscille autour d'une valeur moyenne et l'écoulement est alors considéré comme étant uniforme.

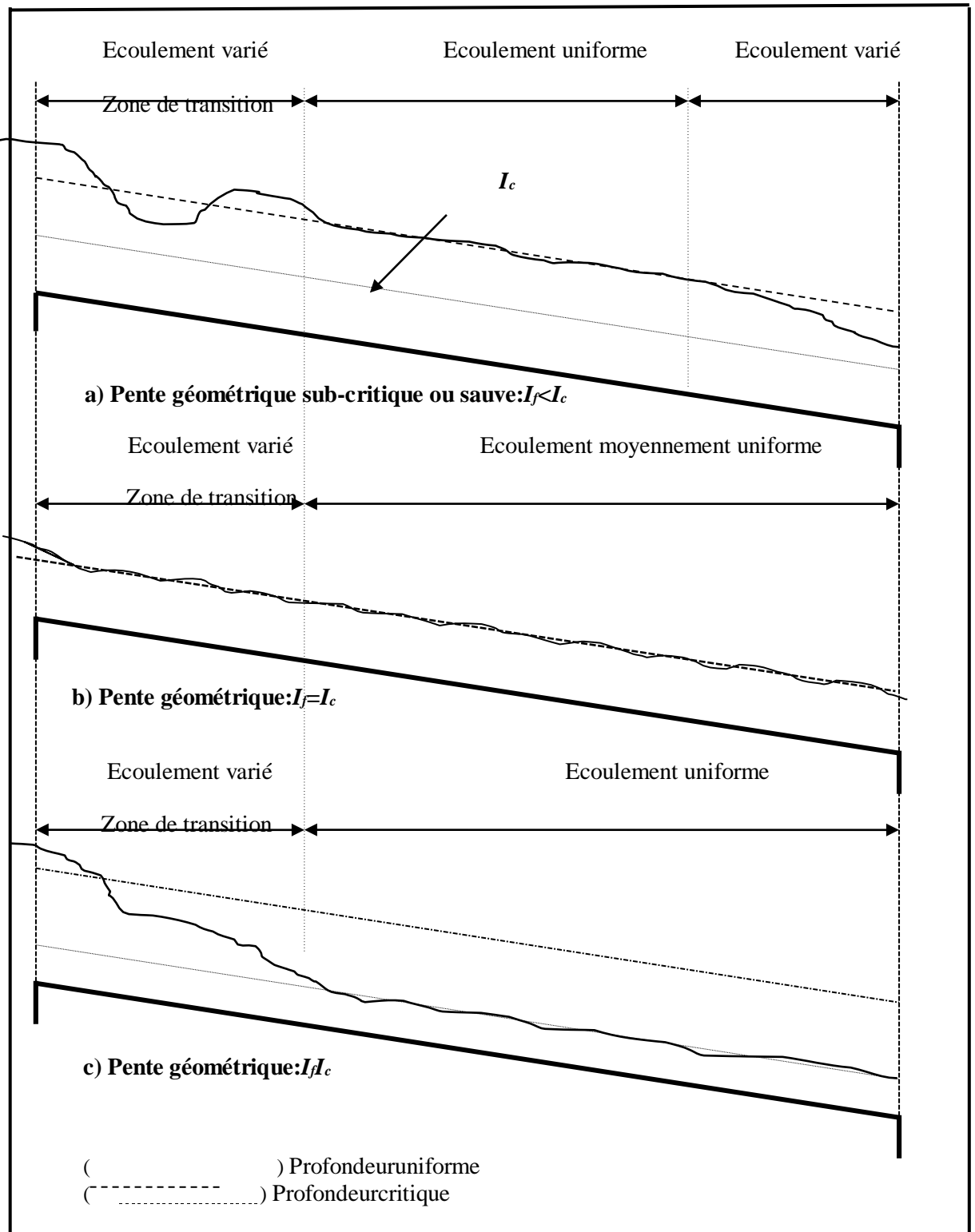


Figure I.5: Etablissement de l'écoulement uniforme dans un canal de grande longueur (Chow, 1973)

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

Lorsque la pente I_f est supercritique ou prononcée (figure I.5.c), la surface libre dans la zone transitoire chute de manière graduelle d'un niveau sub-critique ou saute à un niveau supercritique ou prononcé. Au-delà de la zone transitoire, l'écoulement devient uniforme.

La longueur sur laquelle s'étend la zone transitoire dépend essentiellement du débit volume Q entrant dans le canal ainsi que des caractéristiques de celui-ci, telles que la rugosité absolue de ses parois, la pente et la géométrie d'entrée. D'un point de vue hydrodynamique, la longueur de la zone transitoire ne doit pas être inférieure à la longueur pour laquelle, sous des conditions données de l'écoulement. La couche limite est pleinement développée.

Le calcul de la profondeur d'un écoulement uniforme, appelée hauteur normale de l'écoulement est très importante. Le classement des profils géométriques par exemples est très tributaire de la valeur de la profondeur normale. Comme le montre la (figure I.5.c), la profondeur normale est inférieure à la profondeur critique et c'est cette inégalité qui permet de conclure sur le caractère prononcé ou supercritique de la pente géométrique du canal.

Le calcul de la profondeur normale dans les canaux se base sur les relations dites « relations de l'écoulement normal ». Celles-ci expriment, de manière approximative, la vitesse moyenne V de l'écoulement sous l'hypothèse d'un régime turbulent. Les formules pratiques de l'écoulement uniforme s'expriment généralement sous la forme :

$V = CR^{\beta} J^{\gamma}$ ou R_h est le rayon hydraulique et J est la pente de la ligne de charge. Comme nous l'avons déjà indiqué, J correspond également à la pente I_f . Le paramètre C traduit la résistance de l'écoulement et dépend de V , de R_h , de la rugosité absolue ε caractérisant les parois du canal, la viscosité du liquide ν et beaucoup d'autres facteurs.

La distinction doit être faite entre l'écoulement uniforme se produisant dans les canaux artificiels et dans les canaux naturels. Dans la pratique, l'écoulement dans les canaux naturels est considéré comme étant uniforme à condition que la profondeur de l'écoulement ne subisse pas de variation brusque pouvant être causée par les irrégularités des parois du canal. L'application des relations de l'écoulement uniforme aux canaux naturels mène à des résultats plutôt approximatifs en raison du fait que l'écoulement dépend en réalité d'un plus grand nombre de facteurs que ceux qui influencent l'écoulement dans les canaux artificiels. Selon *Schnackenberg* (1951), une bonne relation de l'écoulement uniforme dans un canal naturel sans transport de sédiments est celle qui devrait tenir compte d'au moins 10 paramètres qui sont A , V , V_{ms} qui correspond à la vitesse maximale à surface, le périmètre mouillé P , R_h , la profondeur maximale y de l'écoulement, la pente I_w de la surface libre, le coefficient n qui caractérise la rugosité du canal, la viscosité dynamique μ du liquide et la température T .

Lorsque l'on se réfère à la bibliographie (*Houk*, 1918; *Forchheimer*, 1930; *Lindquist*,

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

1933; *Vladislavjevitch*, 1951), on peut s'apercevoir que très nombreuses relations ont été proposées au calcul de l'écoulement uniforme. Cependant, aucune d'entre elles ne répond au qualificatif de "bonne relation" selon la conception de *Schnackenberg*(1951).

Différentes approches ont été également présentées au calcul de la vitesse de l'écoulement dans les canaux naturels, telle que celle de *Toebes*(1955). Dans cette approche, une analyse par corrélation multiple est appliquée aux différents facteurs qui influencent la vitesse de l'écoulement dans un canal naturel. Ces facteurs, selon *Toebes*(1955) sont A , V_{ms} , I_w , n et T . Par cette approche, il est possible d'estimer l'influence de chacun des dits facteurs sur la vitesse V et la valeur de celle-ci est égale à la somme algébrique des diverses contributions de chacun des paramètres en questions. Cependant, la méthode de *Toebes*(1955) ne peut être appliquée que dans la région géographique pour laquelle a été faite l'analyse de l'influence des facteurs ci-dessus cités, ce qui malheureusement exclu toute généralisation de cette méthode.

A travers de nombreux exemples pratiques concernant l'écoulement uniforme, on peut s'apercevoir que les formules dites de *Chézy* et de *Manning* (ou *Manning-Strickler*) sont les plus largement utilisées. La forme de leur expression est telle que nous l'avons déjà indiqué $V = CR^\beta J^\gamma$ où les exposants β et γ ont des valeurs bien déterminées. En raison de leur

utilisation fiable et très répandue, ces relations seront développées aussi clairement que possible, en tenant d'éclaircir leur limite et leur domaine d'applicabilité. D'autres relations seront également exposées, telle que la formule de *Darcy-Weisbach*(1854) dont l'application est universelle. Elle joue un rôle important dans le calcul des écoulements évoluant dans les conduites, et sa généralisation aux canaux ouverts connaît à l'heure actuelle un grand succès.

Ce présent chapitre est consacré à un état de connaissance sur l'écoulement uniforme. Il se propose de passer en revue les principales formules de l'écoulement uniforme, en mettant l'action sur les relations de *Chézy*, *Manning-Strickler* et *Darcy-Weisbach*.

Formules usuelles de l'écoulement uniforme Formule de Chézy

La formule de *Chézy* est probablement la première formule destinée au calcul de l'écoulement uniforme. La vitesse moyenne V de l'écoulement s'exprime par:

$$V = CR^{1/2} J^{1/2} \quad (1.1)$$

Où R_h est le rayon hydraulique, J est la pente de la ligne de charge totale ou gradient de perte de charge (J étant également la pente I_f du canal) et C est le facteur caractérisant la

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

résistance de l'écoulement. Le facteur C est habituellement appelé coefficient de *Chézy*.

Chézy stipule que la force de résistance s'opposant à l'écoulement et par unité de surface de canal est proportionnelle au carré de la vitesse moyenne V . Cette force peut donc s'écrire:

$$F_r = (1m^2) = KV^2 \quad (I.2)$$

Où K est le facteur de proportionnalité. Comme le montre la figure I.6, la surface du canal en contact avec le liquide est égale au produit du périmètre mouillé P par la longueur L du canal. La force totale F_r mise en jeu s'écrit ainsi:

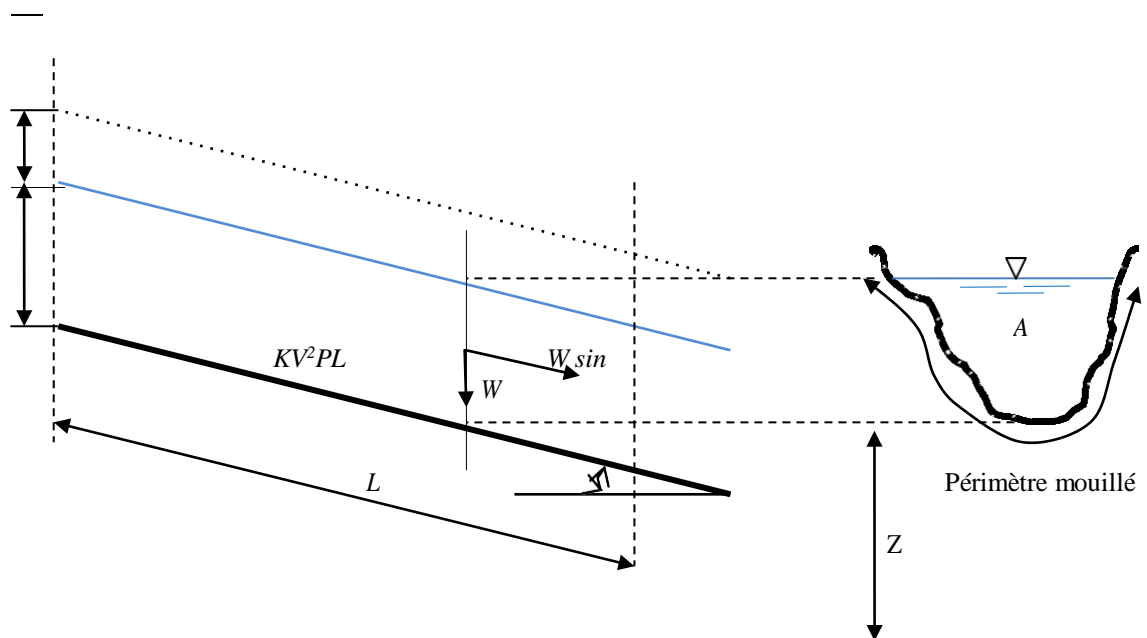


Figure I.6: Schéma de définition ayant servi de base à l'établissement de formule de Chézy

Nous avons déjà indiqué que l'écoulement uniforme s'établit lorsque les forces de gravité sont équilibrées par les forces de résistances F_r . La quantité $(W \sin \theta)$ représentée sur la figure I.6 correspond à la composante tangentielle du poids propre W du liquide. C'est cette composante qui intervient dans l'écoulement et qui doit être équilibrée par la force F_r . Le poids propre W peut s'écrire

$$W = \rho g AL$$

où ρ est la masse volumique du liquide, g est l'accélération de la pesanteur. Le produit $(A L)$ désigne le volume de liquide sur toute la

longueur L . Ainsi nous pouvons écrire $W = \rho g AL \sin \theta = KV^2 PL$, soit

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

La quantité A/P représente par définition le rayon hydraulique R_h .

$$V^2 = \left(\frac{\rho g}{K} \right) \left(\frac{A}{P} \sin \theta \right)$$

En désignant par C et par $J = \sin \theta$, il vient qu

$$C^2 = \left(\frac{\rho g}{K} \right)$$

$$V = C R_h^{1/2} J^{1/2} \dots \dots \dots (1.3)$$

Comme l'exige la relation (I.3), le coefficient C de *Chézy* est un paramètre dimensionnel doit avoir pour unité $[L^{1/2}.T^{-1}]$. Plusieurs et différentes relations d'origine empirique, ont été proposées au calcul du coefficient C de *Chézy*. Nous verrons dans ce qui suit, les plus importantes d'entre elles.

Détermination du coefficient C de *Chézy* par la formule de *Ganguillet-Kutter*

a) **La formule de *Ganguillet-Kutter*(1869)** : exprime le coefficient C de *Chézy* en fonction de la pente I_f du canal, du rayon hydraulique R_h et du coefficient de rugosité n . Elle a été élaborée à partir de mesures expérimentales effectuées sur divers types de canaux et rivières naturelles.

$$C = \frac{23 + \frac{0,00155}{I_f} + \frac{1}{n}}{1 + \frac{n}{\sqrt{R_h}} \left(23 + \frac{0,00155}{I_f} \right)}$$

$$C = \frac{23 + \frac{0,00155}{I_f} + \frac{1}{n}}{1 + \frac{n}{\sqrt{R_h}} \left(23 + \frac{0,00155}{I_f} \right)}$$

Le coefficient n figurant dans la relation (I.4) est connu sous le nom « coefficient n de Kutter

». Bien que la relation (I.4) apparaisse quelque peu encombrante, elle donne néanmoins des résultats assez satisfaisants. De nombreux auteurs proposent d'éliminer le terme contenant la pente I_f , afin de simplifier la forme de l'équation (I.4). On peut en effet s'apercevoir que le terme $(0,00155/I_f)$ n'a pas d'effet remarquable sur la valeur de coefficient C , pour une même valeur du coefficient de rugosité n et de rayon hydraulique R_h . A titre indicatif, pour $n = 0,01$ et $R_h = 1,20$ m, le coefficient C ne subit pratiquement aucun changement dans une large gamme de valeurs de I_f : $102 \leq C \leq 103$ lorsque $0,00005 \leq I_f \leq 0,01$.

b) La formule simplifiée de Kutter: Celle-ci présente le coefficient C de Chézy comme une fonction du rayon hydraulique R_h et d'un coefficient m_K , dit coefficient de Kutter. La

c)

d) formule de Kutter établie avec des données des canaux artificiels, mais utilisant les données des grandes fleuves. Selon Kutter le coefficient C de Chézy est:

$$C = \frac{100}{\frac{m_K}{\sqrt{R_h}} (I.4b)}$$

m_K : Coefficient de Kutter traduit la rugosité dépendant de la nature de la matériau constituant des parois et le font d'un cours d'eau ou d'un canal dont l'unité est [].

Détermination du coefficient C de Chézy par la formule de Bazin

Bazin (1897) considère que la valeur du coefficient C de Chézy dépend du rayon hydraulique R_h mais ne dépend pas de la pente J du canal. Le coefficient C peut alors être

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

déterminé par application de la relation:

$$C = \frac{87}{1 + \frac{m_B}{\sqrt{R_h}}} \quad (I.5)$$

m_B est le coefficient de rugosité dépendant de la nature de la matériau constituant le canal considéré et dont la valeur est tabulée. Les valeurs de m_B sont sans commune mesure avec celles qui correspondent au coefficient de rugosité n figurant dans la relation (I.4) de *Ganguillet-Kutter* et ceci pour le même matériau. A titre indicatif, pour le cas d'un canal fabriqué en ciment lisse, les tables de valeurs indiquent que $n = 0,01$ et $m_B = 0,11 \text{ m}^{1/2}$. La formule de *Bazin* a été, à l'origine, élaborée pour des petits canaux si bien que sa généralisation ne donne pas d'aussi bons résultats que ceux obtenus par la formule de *Ganguillet-Kutter*.

Détermination du coefficient C de *Chézy* par la formule de *Powell*

Powell (1950) propose une relation de type logarithmique au calcul du coefficient C de *Chézy*, mais elle se présente sous la forme implicite:

$$C = -23,2 \log \left(1,811 \frac{C}{R_e} + \frac{\varepsilon}{R_h} \right) \quad (I.6)$$

«Log » désigne le logarithme décimal, R_e est le nombre de *Reynolds*, ε est la rugosité absolue des parois du canal et R_h est le rayon hydraulique.

A l'origine, la relation de *Powell* a été présentée en en unité anglaise et les constantes figurant dans la relation (I.6) sont alors différentes et beaucoup plus simples:

$$C = -42 \log \left(\frac{C}{4R_e} + \frac{\varepsilon}{R_h} \right)$$

Pour les cas des canaux rugueux, l'écoulement est en général turbulent correspondant aux

valeurs élevées du nombre de *Reynolds* R . Le terme $(C/4R_e)$ tend alors vers zéro et la relation (I.7) devient:

$$C = -42 \log \left(\frac{\varepsilon}{R_h} \right)$$

Par contre pour les canaux lisses, l'effet de la rugosité est tellement faible que la relation

$$C = -42 \log \left(\frac{C}{4R_e} \right)$$

(I.7) peut s'écrire:

4R

$$C = -42 \log \left(\frac{C}{4R_e} \right)$$

(

Il existe aussi d'autres formules approchées pour la détermination de coefficient C de Chézy, comme exemple la formule de *Crump*(1956), mais s'applique aussi bien aux canalisations en charge qu'aux écoulements à surface libre.

Détermination du coefficient C de Chézy par la formule de Manning

La formule de Manning la plus utilisée en pratique est la formule de *Manning* (1891).

Elle exprime la vitesse de l'écoulement V comme étant :

(I.10)

$$V = \frac{1}{n} R_h^{2/3} \sqrt{J}$$

Le coefficient n est appelé coefficient de *Manning* et son unité est $[m^{-1/3}.s]$. La formule de Manning est simple mais elle ne doit être utilisée que pour les écoulements turbulents rugueux, correspond aux valeurs élevées du nombre de *Reynolds* (*Graf et Altinakar*, 1993). Sous ces conditions, le coefficient n de *Manning* reste constant pour une rugosité donnée. Des tables de valeurs du coefficient n ont été établies par *Crausse*(1951). En règle générale n varie entre 0,012 et 0,15.

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

Formule de Manning-Strickler

La vitesse moyenne V de l'écoulement uniforme peut être également évaluée pour la formule dite de *Manning-Strickler*. La vitesse V est liée au coefficient C de résistance de l'écoulement, au rayon hydraulique R_h et à la pente J ou I du canal. A l'origine, la formule de *Manning-Strickler* se présentait sous une forme compliquée, puis elle a été simplifiée pour s'écrire, avec $k = C$:

$$V = k R_h^{2/3} \sqrt{J} \quad (I.11)$$

La relation (I.11) a été ensuite modifiée par plusieurs auteurs pour s'écrire en unité métrique,

l'équation de *Manning* (I.10) :

$$V = \frac{1,486}{n} R_h^{2/3} \sqrt{J}$$

On désigne par n le coefficient de résistance selon *Manning* et par $1/n = k$, le coefficient de

Strickler. La conversion en unité anglaise de la relation (10) donne:

(I.12)

$$V = \frac{1,486}{n} R_h^{2/3} \sqrt{J}$$

Dans cette conversion, la valeur numérique du coefficient de rugosité n reste inchangée et la même valeur est utilisée dans les deux systèmes d'unité. Comme l'exige la forme de la relation (I.12), le coefficient de rugosité n doit avoir pour dimension $[T.L^{-1/3}]$. Cependant, il paraît physiquement injustifié que la dimension de temps T , puisse intervenir dans l'unité d'une rugosité puisque celle-ci ne devrait dépendre que de la nature du matériau constituant les parois du canal considéré. Pour cette raison, certains auteurs énoncent que le numérateur de la relation (I.12) devrait contenir le terme $(g^{1/2})$, où g est l'accélération de la pesanteur, ce qui conduirait à donner à n la dimension $[L^{1/6}]$. En outre, il a été démontré que le coefficient de rugosité n pouvait s'écrire:

$$n = \phi\left(\frac{R_h}{\varepsilon}\right) \varepsilon^{1/6} \quad (I.13)$$

Où ε est la rugosité absolue.

Si la fonct

Si la fonction $\phi\left(\frac{R_h}{\varepsilon}\right)$ doit être considérée comme étant adimensionnelle, le coefficient de

rugosité n doit alors avoir la même dimension que $\varepsilon^{1/6}$, c'est-à-dire $[L^{1/6}]$.

Hager (1987) a pu montrer que la rugosité absolue ε et le coefficient k de *Strickler* sont liés par une relation fortement intéressante s'écrit comme suit:

$$\frac{k\varepsilon^{1/6}}{8,2\sqrt{g}} = 1$$

(I.14) D'autre part, il est également possible d'admettre que le terme $(1,486/n)$ figurant dans la relation (I.12) puisse contenir de manière implicite la dimension $[T.L^{-1/3}]$, ou que

$$\phi(R_h, \varepsilon)$$

contienne un facteur ayant une dimension. Ceci rendrait alors le coefficient n adimensionnel.

Sous cette dernière condition, la conversion en unité anglaise conduit à la constante $(3,2808)^{1/3} = 1,486$, puisque 1 mètre = 3,2808 ft.

Si l'on considère que la dimension de n est $[L^{1/6}]$, sa valeur numérique en unité anglaise doit être différente de sa valeur en unité métrique, à moins de tenir compte d'un facteur de correction ou de compensation.

Si n est la valeur du coefficient de rugosité en unité métrique et n' en unité anglaise, on peut écrire alors $n' = (3,2808)^{1/6} n = 1,219 n$. Lorsque la formule de *Manning* subit la conversion de l'unité métrique vers l'unité anglaise, la constante figurant dans l'expression qui en résulte est égale à $(3,2808)^{1/3+1/6} = (3,2808)^{1/2} = 1,811$ et la dimension de n est alors $[L^{1/6}]$.

L'application de la relation proposée par *Hager* (1987) doit se faire avec beaucoup de

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

précaution étant donné les erreurs de calcul relativement appréciables qu'elle peut engendrer.

L'approche nouvelle établit par *B. Achour* (2005) repose sur la combinaison des relations de *Manning-Strickler* donnée par l'équation: $V = k R_h^{2/3} \sqrt{J}$ et de *Darcy-Weisbach* (1854) donnée par l'équation:

$$J = \frac{f V^2}{D_h 2g} \quad (I.15)$$

Dans la quelle f est le coefficient de frottement ou coefficient de résistance à l'écoulement, donné par une relation également connue sous le nom de formule de *Nikuradse* et s'écrit:

$$f = \left[-2 \log \left(\frac{\varepsilon / D_h}{3,7} \right) \right]^{-2} \quad (I.16)$$

Et D_h est le diamètre hydraulique également égal à $(4R_h)$. La combinaison de ces dernières relations par l'élimination de la vitesse moyenne montre une relation liée le coefficient k de *Strickler* et la rugosité ε des parois et de fond du canal par l'expression suivante:

$$k = 2^{17/6} \sqrt{g} \cdot D_h^{-1/6} \log \left(\frac{3,7}{\varepsilon / D_h} \right) \quad (I.17)$$

La multiplication des deux membres de la relation (I.17) par $\varepsilon^{1/6}$, nous obtenons une nouvelle relation dont les termes composés sont des termes adimensionnels, soit:

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

$$\frac{k\varepsilon^{1/6}}{\sqrt{g}} = 2^{17/6} \left(\frac{\varepsilon}{D_h} \right)^{1/6} \log \left(\frac{3,7}{\varepsilon/D_h} \right) \quad (I.18)$$

Posons $\phi = \frac{k\varepsilon^{1/6}}{\sqrt{g}}$ et $\varepsilon^* = \frac{\varepsilon}{D_h}$ où ε^* est la rugosité relative, la relation (I.18) s'écrit plus

simplement:

$$\phi = 2^{17/6} \varepsilon^{*1/6} \log \left(\frac{3,7}{\varepsilon^*} \right) \quad (I.19)$$

Compte tenu de la forme de la relation (I.19), il apparaît clairement que le paramètre adimensionnel ϕ est étroitement lié à la rugosité relative ε^* , tandis que Hager (1987) affecte au paramètre ϕ une valeur constante égale à 8,2.

Dans un système d'axes à coordonnées cartésiennes la relation (I.18) est représentée. La figure I.7, montre que la courbe obtenue se distingue par deux branches, l'une ascendante

jusqu'à une valeur maximale de ϕ et une branche descendante à partir de la valeur maximale de ϕ .

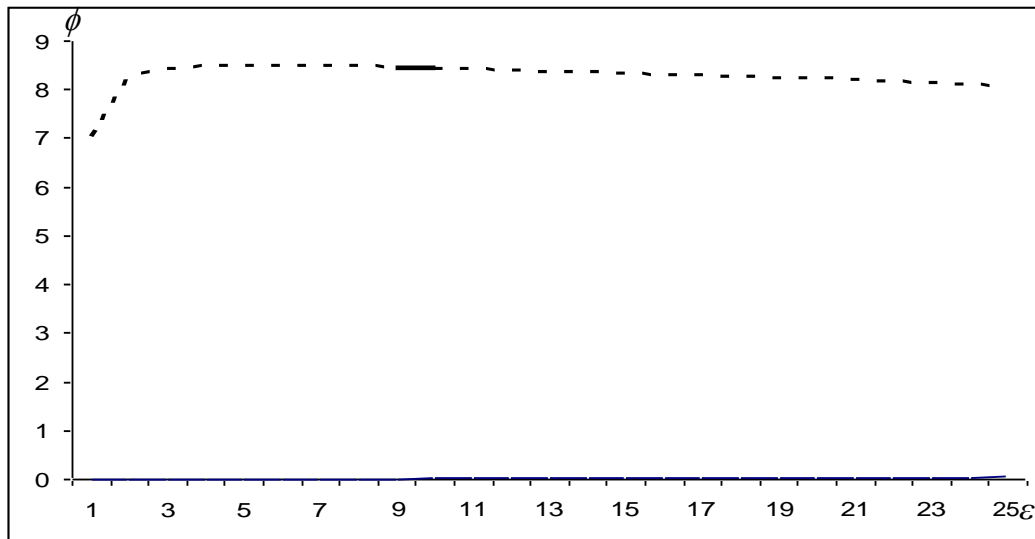


Figure I.7: la variation du paramètre ϕ en fonction de la rugosité relative ε^*

La branche ascendante de la courbe s'étend sur une gamme relativement réduite ε^* en particulier pour les faibles valeurs de celle-ci. Dans la gamme $0 < \varepsilon^* \leq 0,002$, le paramètre ϕ augmente en subissant une variation très rapide, tandis que sa variation devient plus lente dans la gamme $0,002 < \varepsilon^* \leq 0,01$. Au-delà de la valeur ϕ_{max} , le paramètre ϕ diminue lentement

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

au fur et mesure de l'augmentation de ε^* et sa variation peut être considérée comme étant moyennement linéaire. Il est à noter que la gamme $0 < \varepsilon^* \leq 0,002$ n'est pas pratique puisque l'écoulement est considéré dans cette approche est en régime turbulent rugueux. Il apparaît ainsi que la valeur préconisée par *Hager* semble être une valeur minimisée et la valeur moyenne appropriée de la fonction ϕ serait non pas 8,2 mais 8,3. En remplaçant la relation (I.19) par $\phi = 8,3$, l'écart maximal observé sur l'évaluation de ϕ est obtenu pour la valeur extrême de la rugosité relative $\varepsilon^* = 0,05$, soit :

$$\Delta\phi/\phi = (\phi_{moye} - \phi_{0,05})/\phi_{moye} = (8,3 - 8,086)/8,3 \cong 2,6\%$$

Où ϕ_{moye} désigne la valeur moyenne de ϕ . Le calcul montre aisément que cet écart est approximativement égal à 3,6% lorsque l'on considère la valeur moyenne $\phi_{moy} = 8,2$ proposée par *Hager*. Cet écart est obtenu pour la valeur $\varepsilon^* = 0,009$ de la rugosité relative.

On peut donc conclure, compte tenu de l'écart relatif acceptable obtenu sur le paramètre ϕ , que le remplacement de la relation (I.19) par $\phi = 8,3$ est justifié. En considérant ce résultat:

$$\frac{k\varepsilon^{1/6}}{\sqrt{g}} = 8.3 \quad (I.20)$$

La formule de *Manning-Strickler*, en raison de sa forme simplifiée et aux résultats satisfaisants auxquels elle aboutit, elle est largement utilisée pour les écoulements uniformes dans les canaux ouverts.

De nombreuses applications ont montré que les valeurs de n de *Manning* et m_K de *Kutter* sont pratiquement identiques lorsque la pente du canal est supérieure ou égale à 0,0001 pour un rayon hydraulique variait approximativement entre 0,30 m et 9 m.

En comparant la formule de *Manning* exprimée en unité métrique, à celle de *Chézy*, on peut écrire:

$$C = \frac{1}{n} R_h^{1/6} \quad (I.21)$$

Ainsi la formule de *Manning-Strickler* est souvent considérée comme une variante de la formule de *Chézy*.

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

De nombreuses études, dont celle de *Bazin* et qui concernent les canaux artificiels, ont montré que l'exposant de R_h ne serait pas égal à $2/3$ comme suggère *Manning*, mais sa valeur moyenne varie entre 0,6499 et 0,8395 suivant la forme du canal et la rugosité de celui-ci. Des études telles que celles de *Pavlovski* (1940) suggèrent de prendre la valeur $3/4$ pour l'exposant de rayon hydraulique R_h , tandis que *Blench* (1939) considère que le coefficient C comme une variable qui dépend non seulement du coefficient de rugosité n mais aussi du rayon hydraulique R_h dont l'exposant dépend à son tour de n et de R_h , c'est la formule dite de *Pavlovski* (1940) qui s'exprime, en unité métrique, par:

$$C = \frac{1}{n} R_h^y$$

$$\text{Où: } y = 2,5\sqrt{n} - 0,13 - \frac{3}{4}\sqrt{R_h}(\sqrt{n} - 0,10)$$

La relation (I.22) est applicable pour un rayon hydraulique variant entre 0,10 m et 3 m et pour n compris entre 0,011 et 0,04. Des relations approchées au calcul de l'exposant y sont également proposées:

$$y = \frac{3}{2}\sqrt{n} \text{ pour } R_h < 1,0 \text{ m}$$

$$y = 1,3\sqrt{n} \text{ pour } R_h > 1,0 \text{ m}$$

L'application de la formule de *Manning-Strickler*, comme d'ailleurs celle de *Graguillet-Kutter*, est tributaire de la valeur du coefficient de rugosité n . Il n'existe aucune méthode exacte qui permet d'évaluer n . Evaluer le coefficient n revient en fait à estimer la résistance de l'écoulement dans un canal donné, ce qui nécessite beaucoup d'expérience et de pratique. En se référant à la bibliographie, plusieurs auteurs concluent que pour estimer n les étapes suivantes sont nécessaires :

i Recenser puis apprécier l'influence des paramètres pouvant affecter le coefficient n , tels que la présence de végétation dans le canal, la dimension moyenne des grains du matériau constituant les parois du canal, l'irrégularité du canal par la présence de courbures ou de variation même réduite de la section transversale de l'écoulement, etc...;

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

- ii. Consulter les tables de valeurs de n déjà évalué pour les canaux de différents types;
- iii. Examiner et s'informer de l'état physique caractérisant les canaux existants et dont la valeur de n a déjà été déterminée;
- iv. Déterminer la valeur de n par une approche analytique basée sur la répartition théorique de la vitesse dans les sections transversales de l'écoulement.

Formule de Darcy-Weisbach

L'application de l'équation de *Darcy-Weisbach* définie par la relation (I.15) est également universelle; elle joue un rôle important dans le calcul des écoulements évoluant dans les conduites et leur généralisation pour les canaux ouverts connaît un grand succès, en remplaçant le diamètre D par le diamètre hydraulique D_h .

Les relations de type *Manning-Strickler* ou de *Chézy* donnent des résultats satisfaisants si et seulement si l'écoulement est turbulent rugueux, en effet on s'aperçoit que dans ces relations l'effet de la viscosité cinématique est nul; est donc l'effet de nombre de *Reynolds* est laissé hors considération par contre la relation de *Darcy-Weisbach* dans laquelle figurant le coefficient de frottement dépendant du nombre de *Reynolds* sont applicables au régime d'écoulement de transition, turbulent rugueux et lisse.

C'est d'abord *Weisbach* qui fut le premier en 1845 à établir la relation du gradient de perte de charge dans les conduites circulaires. Indépendamment des travaux de *Weisbach*, *Darcy* a effectué en 1854 des travaux sur les écoulements en conduites. Il en est ainsi résulté

la formule
$$J = \frac{f}{D_h} \frac{V^2}{2g}$$
 portant le nom de *Darcy-Weisbach*, dans laquelle f est le coefficient de frottement ou coefficient de résistance à l'écoulement, D_h est le diamètre hydraulique du canal et g l'accélération de la pesanteur. Nous pouvons constater que la formule de *Darcy-Weisbach*, elle s'exprime la proportionnalité entre le gradient de perte de charge J et la vitesse

moyenne de l'écoulement V et le diamètre hydraulique D_h . Cette formule est aussi bien valable au conduit fermée qu'aux canaux ouverts. Lorsque l'écoulement uniforme est établi dans un canal ouvert la relation (I.15) s'écrit plus simplement sous la forme :

$$I_f = \frac{f}{4R_h} \frac{V^2}{2g}$$

La relation (I.23) peut s'écrire souvent sous la forme suivante :

$$V = \sqrt{8g/f} \sqrt{R_h I_f} \quad (I.24)$$

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

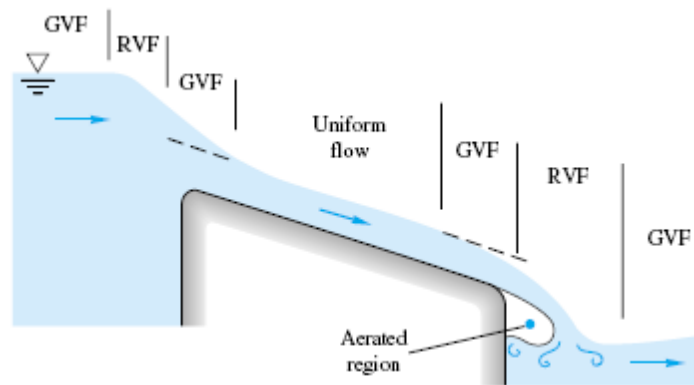
La relation (I.24), qui traduit l'expression de la vitesse moyenne d'écoulement, avait la même forme celle de la relation (I.1) de Chézy $V = CR_h^{1/2}I_f^{1/2}$, alors on peut déduire également l'expression de coefficient de résistance de l'écoulement C de Chézy en fonction de coefficient de frottement f , comme suit:

$$c = \sqrt{\frac{8g}{f}} \quad (I.25)$$

Écoulement permanent non-uniforme à surface libre

Quand les lignes d'eau, d'énergie et du fond du canal ne sont pas parallèles, on peut dire que l'écoulement à surface libre est non-uniforme, c'est le cas pour la quasi-totalité des écoulements dans les cours d'eau naturels ainsi qu'aux voisinages des zones de transitions telles : les déversoirs, vannes, changements de pente, de direction et de rugosité.

Les écoulements non-uniformes se subdivisent en écoulement graduellement variées (où les caractéristiques de l'écoulement varient graduellement dans l'espace) et les écoulements rapidement ou brusquement variées (où les caractéristiques de l'écoulement varient brusquement dans un espace assez étroit). Dans ce qui suit on décrira les différents aspects de ces écoulements et on traitera du calcul des différents paramètres caractéristiques.



II- Écoulement permanent graduellement varié :

Dans la majeure partie des cas ; les écoulements en milieu naturel sont considérés comme graduellement variés. Dans cette étude on posera des hypothèses principales.

- 1- Changement graduel de la pente.
- 2- Changement graduel de la profondeur d'écoulement.
- 3- Changement graduel de la section.
- 4- Distribution de la vitesse unidimensionnelle.
- 5- Distribution des pressions hydrostatique.

Les deux termes généralement inconnus dans les écoulements graduellement variés sont

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

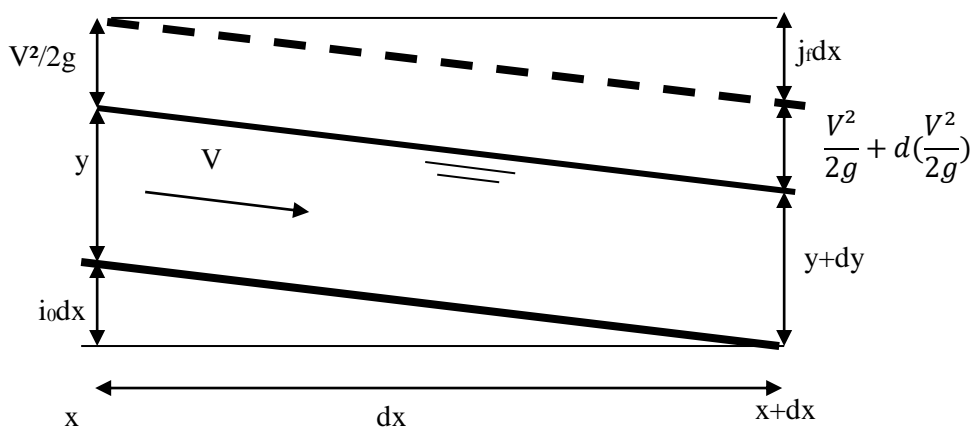
en générales la vitesse d'écoulement $V(x)$ et le tirant d'eau $y(x)$ dans le sens x de l'écoulement.



régime d'Écoulement Le Rhône `a Sion : écoulement dans son canal (régime graduellement varié)

II-1- Equation différentielle de base :

Soit un écoulement graduellement varié :



Considérant un tronçon d'écoulement dx ; l'équation d'énergie s'écrit donc :

$$\frac{V^2}{2g} + y + i_0 dx = j_f dx + \frac{V^2}{2g} + d\left(\frac{V^2}{2g}\right) + y + dy$$

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

Si on dérive par dx :

$$\frac{dy}{dx} + \frac{d}{dx} \left(\frac{V^2}{2g} \right) = j_f - i_0$$

Où : i_0 est la pente du fond du canal et j_f est la pente de la ligne d'énergie.

Pour éliminer la dérivée de la vitesse on utilise l'équation de continuité.

$$Q = VS \Rightarrow \frac{dQ}{dx} = 0 = S \frac{dV}{dx} + V \frac{dS}{dx}$$

Posant :

$$dS = b_0 dy$$

En éliminant dV/dx et en combinant les deux expressions précédentes on obtient :

$$\frac{dy}{dx} \left(1 - \frac{V^2 b_0}{gS} \right) = i_0 - j_f$$

Et puisque :

$$\frac{V^2 b_0}{gS} = F_r^2$$

On obtient :

$$\frac{dy}{dx} = \frac{i_0 - j_f}{1 - F_r^2}$$

C'est l'expression différentielle fondamentale des écoulements graduellement variés.

Pour un écoulement uniforme $i_0 = j_f$ et donc $dy/dx = 0$.

Les formes des lignes d'eau en écoulement graduellement varié sont appelées courbes de remous, elles

II-2- Types des Courbes de remous :

La classification des courbes de remous se fait en fonction de la pente et de la profondeur du tirant d'eau, elles se subdivisent en cinq (5) familles (M,S,C,H,A) qui se distinguent en comparant la pente du canal à la pente critique de l'écoulement. Ces familles se subdivisent à leur tour en trois (3) classes au maximum (1,2,3), qui se distinguent en comparant le tirant d'eau de l'écoulement à la profondeur normale et à la profondeur critique.

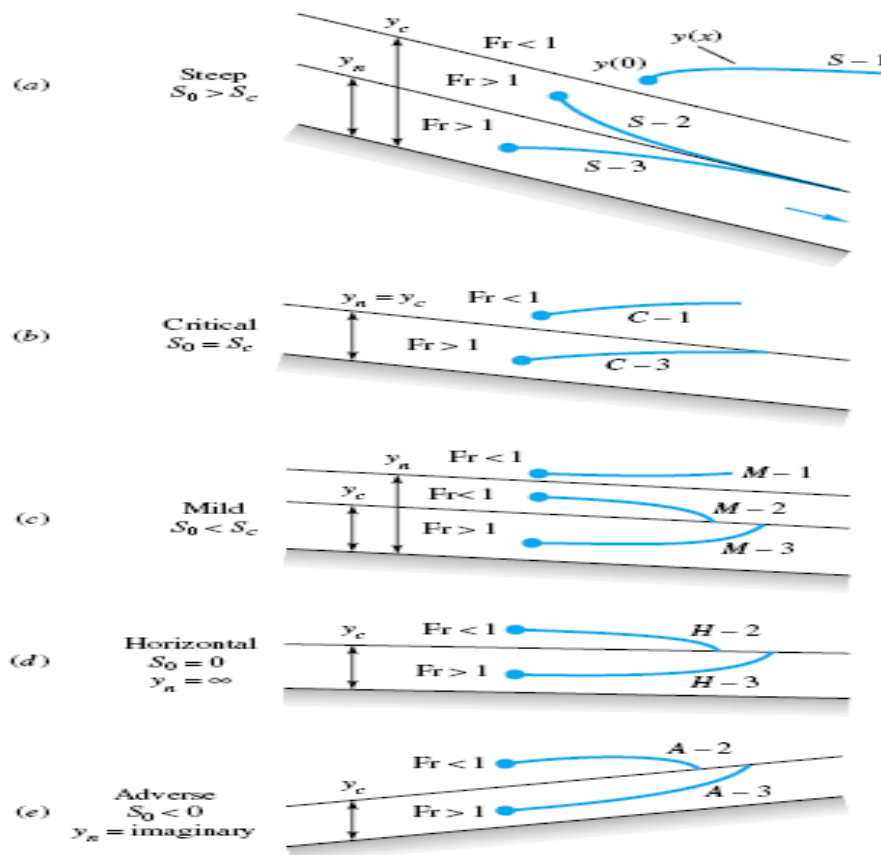
| Classe de pente | Notation de la pente | Classe du tirant d'eau | Courbes de remous |
|-----------------|----------------------|------------------------|-------------------|
| $i_0 > i_c$ | Raide (Steep) | $y_c > y_n$ | S1, S2, S3 |

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

| | | | |
|-----------|-----------------------------|-------------------------|------------|
| $i_0=i_c$ | Critique (Critical) | $y_c=y_n$ | C1, C3 |
| $i_0<i_c$ | Modérée (Mild) | $y_c<y_n$ | M1, M2, M3 |
| $i_0=0$ | Horizontale | $y_n=\infty$ | H2, H3 |
| $i_0<0$ | Pente négative (adverse) | $y_n=\text{imaginaire}$ | A2, A3 |

Sous forme graphique on peut avoir les figures suivantes :

S_0 est la pente du canal et S_c la pente critique dans les schémas.



III- Ecoulement Rapidement (brusquement) varié :

Les écoulements brusquement variés sont des écoulements où la variation des caractéristiques du mouvement varient localement, ou dans espace réduit, l'apparition la plus connue est le ressaut hydraulique.

Donc ; Le ressaut hydraulique est une surélévation brusque de la surface libre d'un écoulement permanent qui se produit lors du passage du régime torrentiel au régime fluvial. Il est accompagné d'une agitation marquée et de grandes pertes d'énergie.

III-1- Types de ressaut hydraulique :

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

Le ressaut est classifié suivant la valeur du nombre de Froude au niveau de sa section amont, où la profondeur est appelée première hauteur conjuguée (comme il a été cité dans le graphique de l'équation d'impulsion).

Suivant le nombre de Froude à l'amont, le ressaut se subdivise en cinq types :

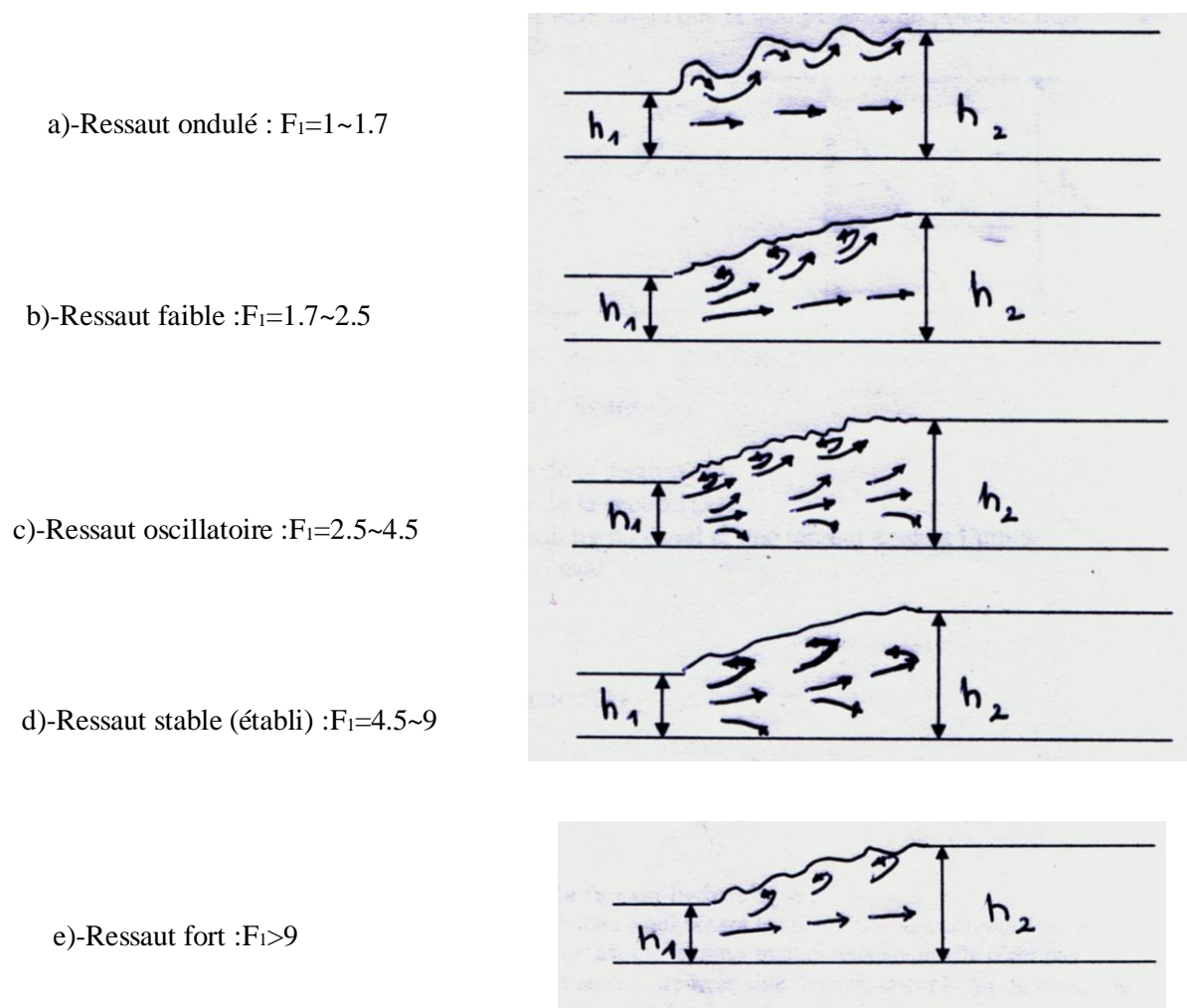


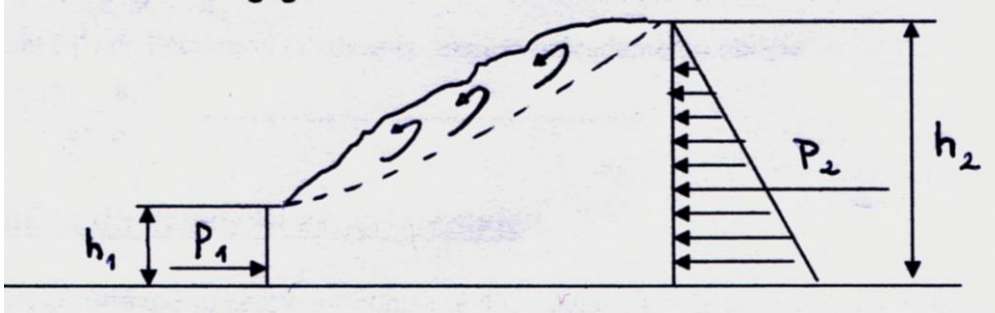
Figure- -:Types de ressauts hydrauliques.

III-2- Détermination des hauteurs conjuguées :

Puisque qu'on ne peut pas appliquer l'équation d'énergie de Bernoulli sur les deux sections du ressaut, car la perte d'énergie n'est pas définie, on utilise le principe de Quantité

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

de Mouvement (équation d'impulsion) où théorème d'Euler :



Soit un ressaut hydraulique ayant comme hauteurs conjuguées h_1 et h_2 , l'équation d'Euler nous donne :

$$\rho QV_1 + \rho g y_1 S_1 = \rho QV_2 + \rho g y_2 S_2$$

Ou :

$$\rho \frac{Q^2}{S_1} + \rho g y_1 S_1 = \rho \frac{Q^2}{S_2} + \rho g y_2 S_2$$

Donc on peut réajuster :

$$y_1 S_1 - y_2 S_2 = \frac{Q^2}{g} \left(\frac{1}{S_2} - \frac{1}{S_1} \right)$$

y_1 et y_2 sont les profondeurs des centres de gravité des sections (1) et (2), donc on les exprimera en fonction des hauteurs h_1 et h_2 , $y = \theta h$, et en introduisant le nombre de Froude.

$$\theta_2 \frac{S_2}{S_1} \cdot \frac{h_2}{h_1} - \theta_1 = Fr^2 \left(1 - \frac{S_1}{S_2} \right)$$

On analysant cette expression on peut déduire l'expression des hauteurs conjuguées pour divers formes de sections :

a- Canal rectangulaire : Pour une section rectangulaire on a :

$$\theta_1 = \theta_2 = \frac{1}{2} \text{ et } \frac{S_2}{S_1} = \frac{h_2}{h_1}$$

On aura donc :

$$\frac{h_2}{h_1} = \frac{1}{2} \left[-1 + \sqrt{1 + 8Fr^2} \right]$$

b- Canal triangulaire :

$$\theta_1 = \theta_2 = \frac{1}{3} \text{ et } \frac{S_2}{S_1} = \left(\frac{h_2}{h_1} \right)^2$$

$\left(\frac{h_2}{h_1} \right)^3 = 1 - 3Fr^2 \left[1 - \left(\frac{h_1}{h_2} \right)^2 \right]$ Canal trapézoïdale :

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

On peut obtenir les hauteurs conjuguées en considérant une même énergie H pour un débit donné à l'aide d'un tableau, après avoir déterminé les paramètres suivants :

$$C = \frac{mH}{l} \text{ et } B = \frac{Q^2}{2gH^3}$$

$$h_1 = K'H; h_2 = K''H$$

K' et K'' sont déduites du tableau. l est la largeur au fond et m le fruit des talus.

III-3- Détermination de la perte d'énergie :

La perte d'énergie est égale à la différence entre les énergies spécifiques à l'amont et à l'aval du ressaut : $\Delta H = E_1 - E_2$, pour une section rectangulaire :

$$\Delta H = \left(h_1 + \frac{V_1^2}{2g} \right) - \left(h_2 + \frac{V_2^2}{2g} \right)$$

$$\Rightarrow \Delta H = \left(\frac{V_1^2}{2g} - \frac{V_2^2}{2g} \right) - (h_2 - h_1)$$

$$\Rightarrow \Delta H = \left(\frac{q^2}{2gh_1^2} - \frac{q^2}{2gh_2^2} \right) - (h_2 - h_1)$$

$$\Rightarrow \Delta H = \frac{q^2}{2g} \left(\frac{1}{h_1^2} - \frac{1}{h_2^2} \right) - (h_2 - h_1).$$

En remplaçant (q^2) de l'équation (1) dans la relation précédente on obtient :

$$\Delta H = \frac{(h_2 - h_1)^3}{4h_1h_2}.$$

Pour une section quelconque on peut déterminer la valeur de l'énergie relative dissipée à l'aide d'un abaque approprié.

$$\frac{H_1 - H_2}{H_1} = \frac{\Delta H}{H_1}$$

III-4- Détermination de la longueur du ressaut hydraulique :

La longueur du ressaut est la distance qui sépare les deux hauteurs conjuguées, la détermination visuelle de cette longueur est facile, mais malheureusement elle n'est pas accessible au calcul, car on ne sait pas encore prédéterminer correctement la forme exacte de la surface libre du ressaut, il n'existe donc que des

formules empiriques. Les formules les plus connues de calcul de la longueur du ressaut sont :

*Formule de Domingez : $\frac{L}{h_c} = 18 - 20 \frac{h_1}{h_2}, \rightarrow 0.2 < \frac{h_1}{h_2} < 0.8$

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

*Formule de Smetana : $L = 6(h_2 - h_1)$

*Formule Miami disrict : $L = 5(h_2 - h_1)$

*Formule de Safranez : $\frac{L}{h_2} = 4.5$

Des abaques existent aussi pour une détermination rapide des longueurs des ressauts.

Écoulement critique

Une bonne description de l'écoulement en régime critique, nécessite une compréhension magistrale de ce phénomène à caractère complexe, vue son importance, car elle se conditionne entièrement au raisonnement hydraulique lors d'une étude. Dans le sens strict de l'hydraulique, le régime critique d'un écoulement, est correspond à l'état limite lors du passage de l'écoulement d'un régime torrentiel au régime fluvial, ou bien inversement. Cet état limite, correspond à un point critique, existe à l'endroit où le régime changera sa nature. On s'accorde à dire que le régime critique se produise dans l'écoulement transitoire. Généralement, le régime d'écoulement transitoire est instable, qui est caractérisé par une fluctuation de la surface libre, cette dernière apparait sous forme des ondulations superficielles infiniment petites, caractérisées par des petits amplitudes. L'interprétation de cette fluctuation, est due à la sensibilité de l'eau à la cohésion interne, qui est soumis à l'effet des forces d'inertie et des forces de gravité. Comme l'eau coule rapidement, elle s'éloigne de l'eau qui la suit lentement derrière elle, et celles-ci n'est pas encore séparées, mais s'étend au contraire, que les forces de cohésion, dont la gravité et de la viscosité, sont surmontées par la circulation croissante de l'eau. Ceci peut être vu comme un écoulement qui passe au-dessus d'un déversoir ou d'approches d'une singularité insérée dans un canal. Et dans le cas contraire, ces fluctuations produisent dans la zone de passage de l'écoulement de nature torrentielle à la nature fluviale, ceci se manifeste dans les écoulements à surface libre et qu'elles sont très facile d'observer en aval des déversoirs de barrage. Ce brusque changement de régime de l'écoulement est appelé, le ressaut hydraulique. La nature physique du celui-ci est liée aux ondes superficielles qui se propagent a l'écoulement.

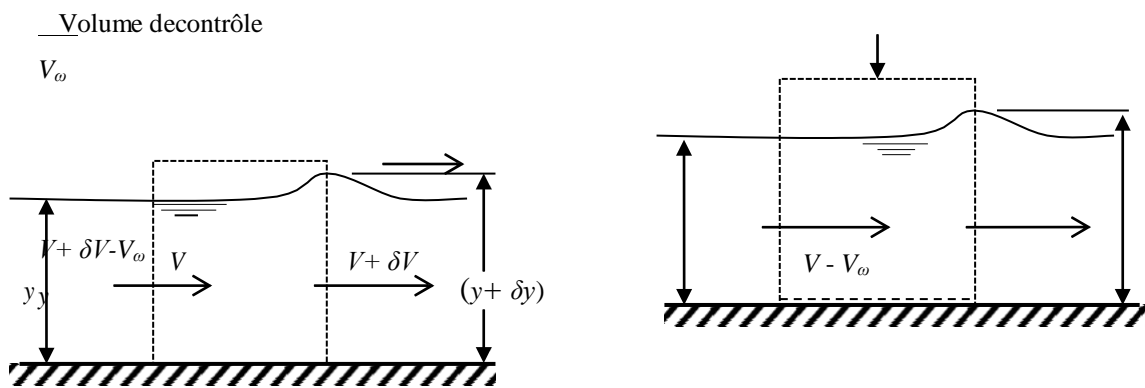
Comme nous avons déjà, cité dans le paragraphe supra-visé, on pourrait dire que la physique du ce phénomène est donc forcée extérieurement, par l'introduction d'un paramètre dynamique, appelé la célérité d'onde ou bien, la vitesse de propagation d'une onde superficielle infiniment petite. Ce paramètre qui connu dans le domaine de l'hydrodynamique et qui désigné par le lettre « c », joue un rôle déterminant dans ce genre du phénomène.

Célérité d'onde:

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

Pour déterminer l'expression de la célérité de l'onde, prenons une petite vague d'un écoulement dans un canal horizontal, en négligeant l'effet de frottement, comme montré dans la figure II.1.a. La vague est considérée comme faible si $|\delta y| \ll y$. Supposons que cette vague se déplace vers l'aval avec une vitesse d'onde absolue, V_ω , et que, en raison de mouvement ondulatoire, la vitesse moyenne de l'écoulement est modifiée de V à $(V + \delta V)$. En superposant une vitesse constante V_ω dans le sens amont de l'écoulement, nous pouvons transformer l'écoulement instable de la figure II.1.a à l'écoulement stable et régulier de la

Figure II.1.b.



(a) Écoulement instable

(b) Écoulement stable

Figure II.1 : Schéma simplifié de définition de la propagation d'onde

Laissez nous de considéré l'épaisseur du volume étudié (volume de contrôle par unité de largeur) est égale à l'unité, ce qui semble d'une feuille de papier parallèle aux parois du canal. Puisque le canal est horizontal, la composante du poids de l'eau du volume unitaire, dans la direction aval est égale à zéro. De même, il n'y a pas de force de cisaillement agissant sur la paroi du canal, car celui-ci est supposé être sans frottement, ce qui conduit à négliger les pertes de charge par frottement. On néglige aussi la résistance de l'air, et en considérant la distribution des vitesses est uniforme.

Sur ces considérations citées au paragraphe précédent, l'idée d'appliqué l'équation de la quantité de mouvement est simple, en raison que l'impulsion de l'onde, est dépend de la variation de quantité de mouvement. Cette définition est appuyée sur l'expression de l'impulsion, qui se peut également être la dérivée de la deuxième loi de mouvement de *Newton*, ceci est souvent récapitulé dans l'équation :

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

$$\vec{F} = m\vec{a} \quad (II.1)$$

où

- ✓ \vec{F} : Désigne la force extérieure exercée sur l'objet,
- ✓ m : Est sa masse, et
- ✓ \vec{a} : Correspond à l'accélération de son centre d'inertie G.

La relation (II.1) peut s'écrire sous forme, $\vec{F} = m \cdot (\Delta\vec{V}/\Delta T)$, puisque $\vec{a} = (\Delta\vec{V}/\Delta T)$; alors on déduit une expression de la forme suivante :

$$\vec{F} \cdot \Delta T = m \cdot \Delta\vec{V} \quad (II.2)$$

Dans la dynamique, la quantité $(\vec{F} \cdot \Delta T)$, est appelée l'impulsion d'onde, qui est définie comme

→

Le produit de la force multipliée par le temps. Egalement la relation (II.2) à permet suffisamment de conclure, que le changement de la quantité de mouvement qui été s'exprime par la quantité $(m \cdot \Delta\vec{V})$, est égale l'impulsion d'onde. Ceci permettre d'appliquer la relation de la quantité de mouvement pour déduire l'expression de la célérité d'onde.

Pour l'écoulement en mouvement de la figure (II.1.b), de la section d'écoulement unitaire dA , la quantité de mouvement élémentaire dp s'écrit :

$$dp = (\rho dQ)V \quad (II.3a)$$

où la grandeur est le débit élémentaire traversant la section dA , évalué par la relation . Alors l'expression de la quantité de mouvement élémentaire pourrait s'écrire de la façon suivante:

$$dp = \rho V^2 dA \quad (II.3b)$$

Selon la relation (II.3b) et les considérations du volume étudié, nous pouvons énoncer que la variation de la quantité de mouvement moyenne de l'écoulement entre les sections et, correspondant respectivement le côté amont et celle en aval, est donnée par la relation suivante:

$$\Delta p = \rho y(V - V_\omega)[(V + \delta V - V_\omega) - (V - V_\omega)] \quad (II.4)$$

Selon le théorème d'Euler, la variation de quantité de mouvement d'une masse liquide est égale à la résultante des forces extérieures agissant sur cette masse. Alors les seules forces extérieures appliquées au volume étudié en mouvement, se résument aux forces de pressions hydrostatiques F_1 et F_2 s'exerçant respectivement sur le côté en amont et celle en aval de volume étudié. Ces forces s'écrivent:

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

$$F_1 = \bar{\omega} \cdot \bar{h}_1 \cdot A_1 \quad (II.5)$$

Et

$$F_2 = \bar{\omega} \cdot \bar{h}_2 \cdot A_2 \quad (II.6)$$

$\bar{\omega}$ désigne le poids spécifique du liquide

, \bar{h}_1 et \bar{h}_2 sont respectivement la position du centre de gravité des sections et par rapport à la surface libre de l'écoulement des ces sections. On peut ainsi écrire que

$$\bar{h}_1 = y/2 \text{ et } \bar{h}_2 = (y + \delta y)/2$$

,et aussi $\bar{\omega} = \rho \cdot g$, où ρ est la masse volumique du liquide et g l'accélération de la pesanteur.

En tenant compte des relations (II.5) et (II.6) et sachant que les sections A_1 et A_2 sont des sections unitaire de largeur égale à l'unité, ces relations conduits à écrire :

$$F_1 = \frac{1}{2} \rho g y^2 \quad (II.7)$$

$$F_2 = \frac{1}{2} \rho g (y + \delta y)^2 \quad (II.8)$$

Alors la force résultante F_r , agissant sur le volume étudié, selon le sens d'écoulement mène à écrire :

$$F_r = F_1 - F_2 = \frac{1}{2} \rho g [(y^2 - (y + \delta y)^2)] \quad (II.9)$$

Enfin, en égalant les relations (II.4) et (II.9) et en divisant le tout par $(y + \delta y)$, il vient qu

$$\frac{y}{g} (V - V_\omega) [(V + \delta V - V_\omega) - (V - V_\omega)] = \frac{1}{2} [(y^2 - (y + \delta y)^2)] \quad (II.10)$$

En négligeant les termes d'ordre supérieur, cette équation peut simplifier comme suit :

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

$$(V - V_\omega)\delta V = -g\delta y \quad (II.11)$$

Selon l'équation de la continuité de l'écoulement de la figure (II.1.b), permet à écrire :

$$y(V - V_\omega) = (y + \delta y)(V + \delta V - V_\omega) \quad (II.12)$$

Après des simplifications et la négligence des termes d'ordre supérieur, la relation précédente permet d'écrire :

$$y\delta V = -(V - V_\omega)\delta y \quad (II.13)$$

Combinant l'équation (II.11) et (II.13), nous obtenons l'égalité suivante :

$$(V - V_\omega)^2 = \rho g \quad (II.14)$$

Ou

$$V_\omega = V \pm \sqrt{gy} \quad (II.15)$$

Comme nous l'avons défini précédemment, la relation (II.15) est l'expression de la célérité absolue d'onde d'un écoulement ayant une vitesse moyenne V , ce qui montre que la quantité définie par \sqrt{gy} exprime la célérité, avec laquelle se propage une onde de gravité, qui est longue de faible amplitude. Comme nous l'avons déjà noté que cette grandeur est désignée par, C , alors :

$$c = \sqrt{gy}$$

Cette formule est celle de *Lagrange* et qui donne la célérité C , d'une onde infiniment petite dans une eau au repos de profondeur y .

Les ondes de la célérité, $c = \sqrt{gy}$, appartiennent à la famille des ondes de surface en eau peu profonde, non périodiques et non dispersives, car C , est indépendant de la fréquence.

Écoulement avec onde:

Nous avons prouvé dans la section précédente, que le nombre de *Froude* $Fr = 1$, lorsque le régime d'écoulement est critique. En remplaçant l'expression de nombre de *Froude* Fr et en utilisant l'indice, c , pour désigner diverses quantités d'écoulement critique, nous obtenons les relations suivantes :

$$\frac{V_c}{\sqrt{gy_c}} = 1 \quad (II.17)$$

$$V_c = \sqrt{gy_c} \quad (II.18)$$

Donc, à partir des relations (II.16) et (II.18), nous pouvons écrire :

$$V_c = C \quad (II.19)$$

Comme nous l'avons défini précédemment, l'onde qui se superpose à un courant liquide à une célérité donnée par la relation (II.15), qui peut s'écrire par l'introduisant de la relation (II.16) comme suit :

$$V_\omega = V \pm C \quad (II.20)$$

La célérité absolue, V_ω , qui est la vitesse par rapport au sol, a évidemment deux valeurs :

$$\dot{V}_\omega = V + C \quad \text{et} \quad \dot{V}_\omega = V - C \quad (II.21)$$

Trois situations différentes de l'écoulement pour la propagation d'une perturbation sont possibles en fonction de l'ampleur relative des vitesses V et C , c'est-à-dire soit l'écoulement sous-critique, critique ou supercritique. Ces trois cas sont :

- 1) $V < C$, l'onde avec la célérité, \dot{V}_ω , se propage vers l'aval et l'onde avec la célérité, \dot{V}_ω , se propage vers l'amont ; c'est le régime sous-critique ou fluvial, voir la figure II.2a.

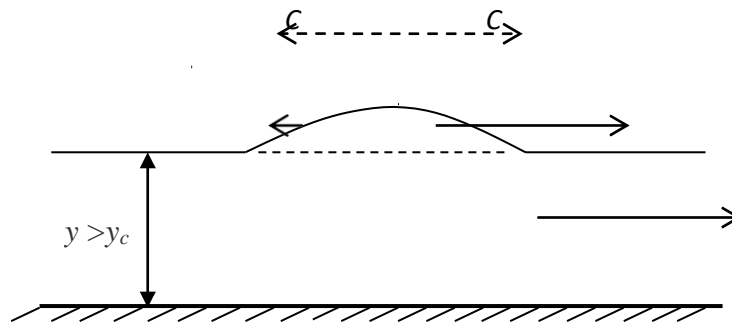


Figure .II.2a : Ecoulement avec onde. Cas d'un régime sous-critique

1) l'onde avec la célérité,

, et l'onde avec la célérité,

, se propagent vers

l'aval ; c'est le régime supercritique ou torrentiel, voir la figure II.2b.

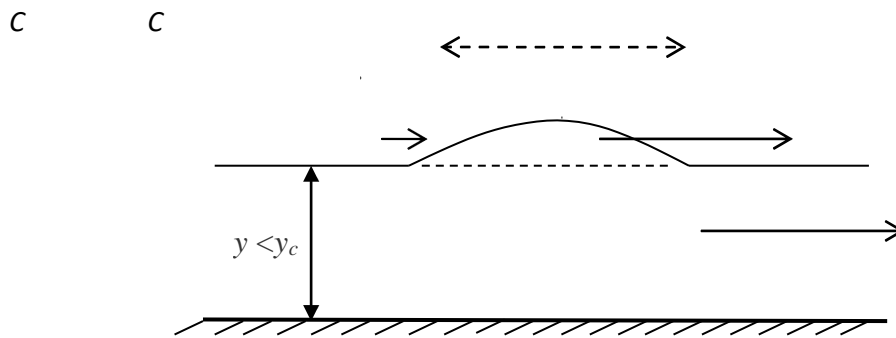


Figure II.2b : Ecoulement avec onde. Cas d'un régime supercritique

2) A la profondeur pour laquelle la vitesse de courant, V , et la célérité d'onde, C , sont égales, donc:

$$V \equiv C = \sqrt{gy_c} \quad (II.22)$$

La relation (II.22) correspond à l'état limite. Dans cet état les conditions de l'écoulement est dites critiques. Une section critique isole l'écoulement à l'amont de toute perturbation à l'aval, puisque les caractéristiques de l'onde de célérité, V_{ω} , ne peuvent la franchir, c'est-à-dire, l'extrémité supérieure de l'onde reste stationnaire, et seulement l'extrémité avale qui se propage dans le sens d'écoulement avec la célérité d'onde, C , et est la profondeur critique, voir la figure II.3b.

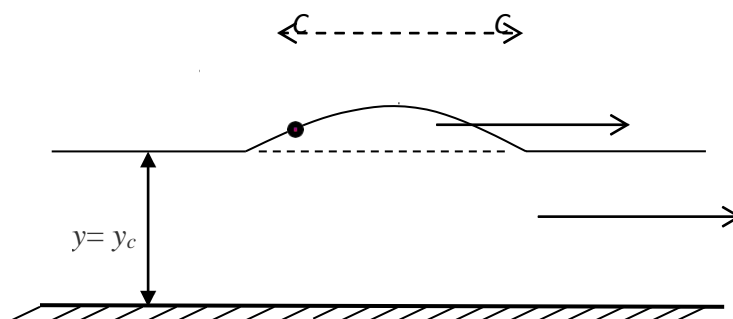


Figure II.3b : Ecoulement avec onde. Cas d'un régime critique

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

Cette propriété, qui définit le sens du déplacement d'une perturbation, peuvent être utilisés dans le domaine afin de déterminer le type d'écoulement en produisant une petite perturbation sur la surface d'écoulement, en jetant un petit objet et en notant les directions dans lesquelles cette perturbation se déplace. Si la perturbation se déplace à la fois en amont et en aval des directions, alors l'écoulement est sous-critique. Toutefois, si l'écoulement transporte la perturbation dans le sens aval, donc l'écoulement est en régime supercritique.

En éclaircissant cette notion par le phénomène de ressaut hydraulique. Si vous ouvrez un robinet, l'eau s'étale en une mince pellicule dans toutes les directions autour de l'impact. Puis son niveau remonte brusquement. Cette discontinuité trace autour du jet un cercle que l'on appelle « ressaut hydraulique ».

Des ondes de gravité peuvent se propager dans l'eau contre le courant si la vitesse de l'eau est inférieure à la célérité des ondes. Le rapport de la vitesse du courant à la célérité de l'onde est appelé nombre de *Froude*. Si ce nombre est inférieur à 1, l'écoulement est alors sous-critique. S'il est supérieur à 1, l'écoulement est supercritique. Le saut hydraulique est l'onde qui s

produit là où le liquide passe de supercritique à sous-critique. Il y a un changement de hauteur

car la célérité de l'onde dépend de la racine carrée de la profondeur de l'eau Dans l'évier

($C = \sqrt{gh}$). par exemple, la profondeur est plus basse à l'intérieur du cercle, la célérité de l'onde de gravité est faible et l'écoulement supercritique. A l'extérieur du cercle, la profondeur augmente, donc la célérité de l'onde est plus élevée et l'écoulement est sous-critique.

La figure II.4, montre que les célérités , C , des ondes de surface sont inférieures à la vitesse

V_1 du liquide dans la région centrale ($Fr > 1$), et supérieures à la vitesse V_2 ($Fr < 1$) dans l'anneau externe.

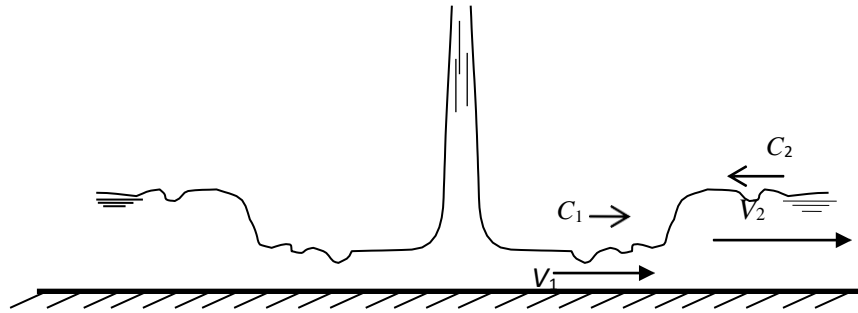


Figure II.4 : Vue en coupe d'un ressaut hydraulique

Écoulement critique

Evidemment, l'histoire n'a pas encore dit ce qu'il advenait lorsque le nombre de *Froude* égal à 1. Mais comme nous l'avons déjà abordé au paragraphe précédent, la valeur de nombre de *Froude* Fr , pour le régime critique, correspond à l'égalité entre la vitesse du courant, V et la célérité de propagation d'onde, C . Cette égalité mène à immobiliser les propagations des ondes vers l'amont, par l'annulation de la célérité d'onde,

$\frac{V}{C} = 1$, ce qui conduit à réduire l'intensité des perturbations par rapport aux autres régimes d'écoulement, celles des régimes supercritiques et sous-critiques. En mécanique des fluides cette notion décrit, que la charge dans une section critique est atteinte une valeur minimale. Alors pour prendre la mesure de ce que recèle l'expression, $Fr=1$, cette égalité d'apparence si anodine, nous recourons à l'étude de la notion de charge spécifique et celle de la force spécifique. La base de cette étude nous dirigera à développer des relations traitant l'écoulement critique dans un canal de profil quelconque de manière généralisée et en suite nous les appliquons celles-ci par le choix de canal de section rectangulaire.

Courbe $y(Q)$ pour H_s constant

Le débit volume Q est, en vertu de la relation

Ce qui montre d'après la relation (II.27), le débit volume Q est nul pour $y = 0$, c'est-à-dire $y = 0$ et pour $y = H_s$.

La valeur maximale de débit volume Q s'obtiendra en annulant la dérivée de la quantité

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

$(Q^2/2g)$ par rapport au variable y , soit :

$$\frac{d}{dy} \left(\frac{Q^2}{2g} \right) = \frac{d}{dy} [A^2(H_s - y)] = 0$$

Ou bien :

$$2A \frac{dA}{dy} (H_s - y) - A^2 = 0 \quad (II.28)$$

Or, près de la surface libre, l'aire dA est définie comme étant le produit de la largeur de la surface d'eau T par dy

$$\frac{dA}{dy} = T \quad (II.29)$$

Où T étant la largeur au miroir (la largeur de la surface libre dans la section courante. Voir la figure II.7).

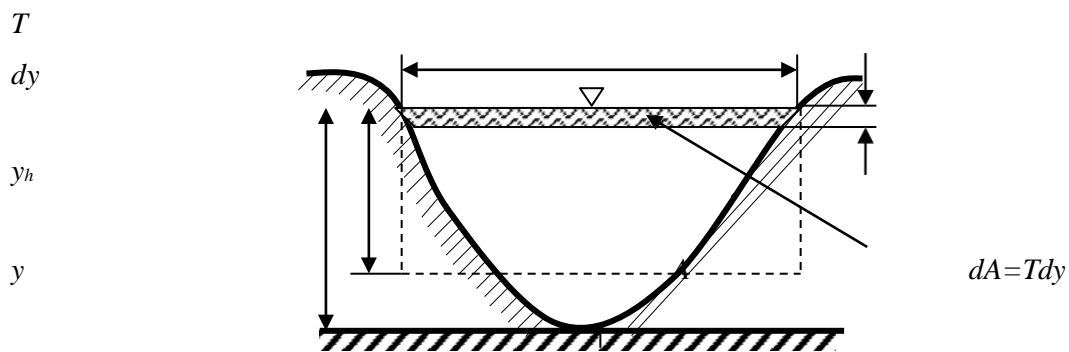


Figure II.7 : Profil en travers d'un canal naturel

Et en tenant compte des relations (II.27) et (II.29), la relation (II.28) s'écrit :

$$2A \cdot T \frac{Q^2}{2gA^2} - A^2 = 0$$

En désignant les conditions d'écoulement critique par l'indice 'c' et par l'introduction de facteur de Coriolis on a :

$$\frac{Q^2 T_c}{g A_c^3} = 1 ; \text{ où } \alpha \frac{Q^2}{g} = \frac{A_c^3}{T_c} \quad (II.30)$$

Il y correspond pour la profondeur y une valeur y_c qu'on appelle la profondeur critique et le régime correspondant, caractérisé par l'équation (II.30) c'est le régime critique; et cette équation est dite la condition de criticité. Cette condition a été étudiée et discutée par plusieurs auteurs (Chow, 1959 ; Henderson, 1966 ; French, 1985 et Naudascher, 1987). Ce régime correspond au débit maximal dans la section considérée pour l'énergie

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

spécifiquement donnée.

En tenant compte la définition de la profondeur hydraulique moyenne de la section ; désignée par y_h , qui est égale au quotient de A par la largeur de la surface libre T , définie par :

$$y_h = (A/T).$$

Alors la relation (II.28) peut s'écrire comme suit :

$$2(H_s - y) - y_h = 0 \quad (II.28a)$$

Les valeurs Q_1 et Q_{max} , qui correspondent à un débit maxima, sont les *profondeurs critiques*, et il s'ensuit que l'équation (II.28a) s'écrit :

$$2(H_{sc} - y_c) = y_{hc}$$

Et que, en utilisant l'équation (II.27), le débit Q_{max} est donné par :

$$Q_{max} = A\sqrt{2g(H_{sc} - y_c)^{3/2}} = A\sqrt{gy_{hc}^3} \quad (II.28b)$$

La courbe $y(Q)$ est représentée sur la figure II.8, son sommet M représentatif du régime critique s'éloigne de l'origine lorsque H_s augmente.

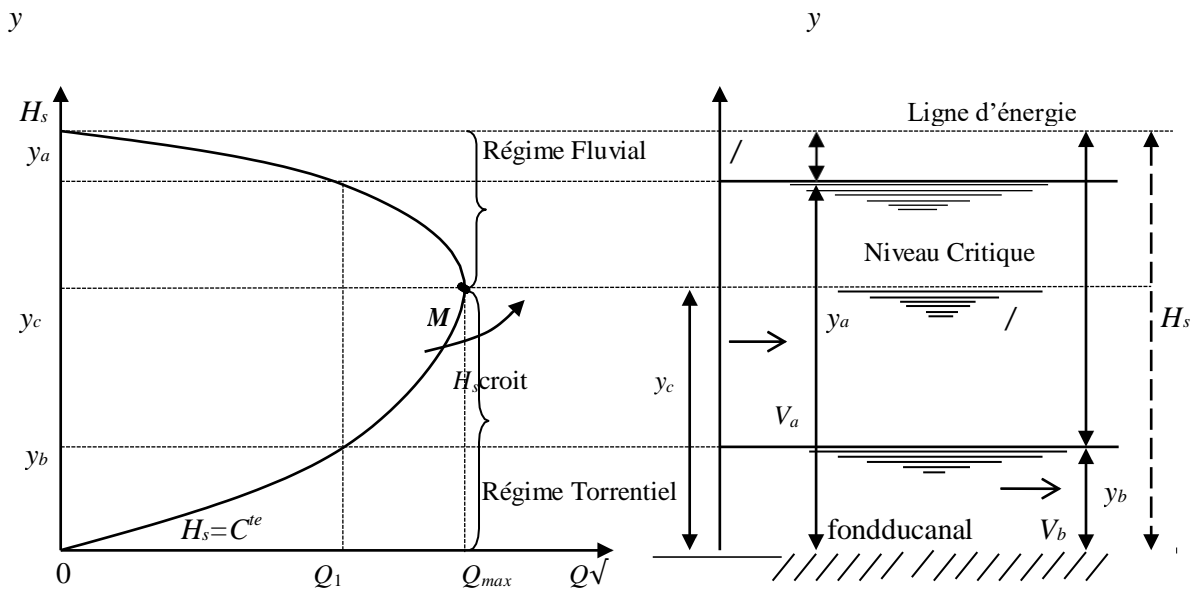


Figure II.8 : Courbe $y(Q)$ pour H_s constant

La courbe de la figure II.8, montre que pour un débit donné Q_1 , il existe généralement deux profondeurs y_a et y_b correspondant à la même énergie spécifique, si ce débit Q_1 augmente, les deux profondeurs y_a et y_b se rapprochent l'une de l'autre et tendent vers une valeur

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

commune

y_c , profondeur critique qui obtenue pour le débit maximal Q_{max} . Si $Q > Q_{max}$ il n'y a plus de solution, c'est-à-dire que l'écoulement n'est pas possible pour l'énergie spécifique E considérée.

Courbe $H_s(y)$ pour Q constant

La fonction, donnée par la relation (II.25), montre que pour le débit volume Q soit localement constant, l'énergie spécifique dans une section donnée est uniquement fonction de la profondeur d'écoulement.

Quand, pour un débit donné Q , on trace l'énergie spécifique H_s en fonction de la profondeur d'écoulement, on obtient une courbe d'énergie $H_s(y)$ qui présente deux limites comme représenté sur la figure II.9, respectivement sont :

- 1) A la première bissectrice $H_s = y$ (pour $y \rightarrow \infty, A \rightarrow \infty$ et $H_s \rightarrow y$) \rightarrow
- 2) A l'axe des H_s (pour $y \rightarrow 0, A \rightarrow 0$ et $H_s \rightarrow \infty$) \rightarrow

- La première limite est l'asymptote constituant la limite inférieure **MB** est définie par la première bissectrice $H_s = y$.

La seconde est la limite supérieure **MA** représente l'asymptote constituant l'axe verticale des H_s .

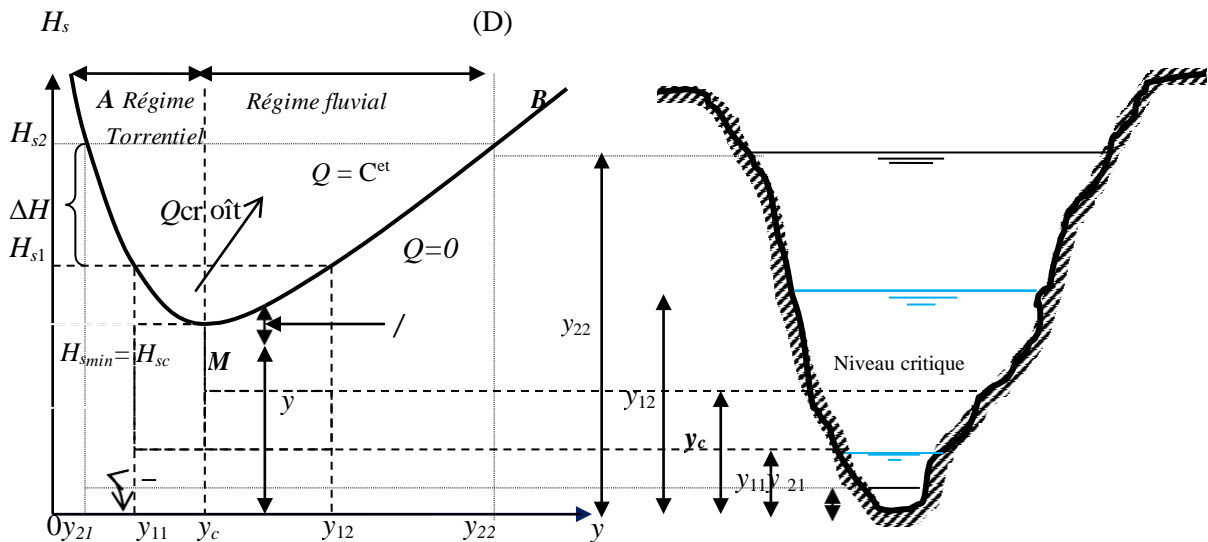


Figure II.9 : Courbe $H_s(y)$ à Q constant ou "courbe (H_s)"

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

La figure ci-dessus montre que la courbe présente un minimum M , et sa valeur peut par conséquent être calculée en dérivant l'énergie spécifique donnée par la relation (II.25) par rapport à la profondeur d'écoulement y et en l'égalant à zéro.

$$\frac{dH_s}{dy} = 1 - \frac{Q^2}{2g} \left(\frac{2}{A^3} \frac{dA}{dy} \right) = 0 \quad (II.31)$$

Les solutions de cette équation, présentent les valeurs extrêmes de la relation (II.25), présentées par le minimum M de la courbe qui avait un intérêt particulier. Comme

/, l'équation (II.31) peut être réécrite :

$$\frac{Q^2 T_c}{g A_c^3} = 1 ; \text{ ou } \frac{Q^2}{g} = \frac{A_c^3}{T_c} ;$$

Cette dernière équation est une expression identique à celle de la relation (II.30) et qui est caractéristique du régime critique, c'est-à-dire doit être vérifiée pour les conditions de l'écoulement critique. Le membre de droite est fonction de la profondeur, , et, en général il faut faire des approximations successives pour déterminer la valeur , qui vérifie cette équation. Graphiquement l'abscisse de point, M prend la valeur appelée la profondeur critique, qui n'est rien d'autre que la solution de la présente équation.

La courbe (H_s) présentée sur la figure II.9, montre que pour une énergie spécifique donnée H_{s1} , il existe deux profondeurs $y_{1,1}$ et $y_{1,2}$ correspondant au même débit volume Q ; elles sont appelées profondeurs correspondantes. Avec la profondeur la plus faible y_{11} , le débit est obtenu avec une vitesse plus élevée, et donc avec une énergie spécifique plus élevée, et le régime d'écoulement correspond est connu sous le nom de régime torrentiel. Et avec la profondeur la plus grande y_{12} , le débit passe à une vitesse plus lente, mais également avec une énergie spécifique plus élevée, est cette fois ci le régime d'écoulement correspond est connu comme régime fluvial. Si la charge spécifique, H_{s1} décroît, les profondeurs correspondantes tendent l'une vers l'autre et deviennent égales à y_c lorsque l'énergie spécifique prend sa valeur

minimale pour le débit considéré, cette valeur minimale $H_{s\min}$ est définit également l'énergie

spécifique critique H_{sc} correspond à l'ordonnée du sommet M de la courbe $H_s(y)$ de

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

la figure

II.9. L'énergie dissipée entre deux sections de charges respectives H_{s1} et H_{s2} , n'est rien d'autre que ce qu'on appelle la perte de charge. Pour un régime fluvial, cette perte de charge se traduit par un abaissement de la ligne d'eau et une augmentation de l'énergie cinétique, alors que pour un régime torrentiel, elle se traduit par une augmentation de la ligne d'eau et un abaissement de l'énergie cinétique.

Dans une section transversale présentée par la figure II.9, un débit donné ne peut donc être assuré que si l'énergie spécifique est au moins égale à une valeur minimale; ce minimum est d'autant plus grand que le débit est lui-même plus grand car le sommet M s'éloigne de l'origine O , lorsque le débit volume Q croît. Par conséquent nous avons montré, par une voie graphique de la figure II.9, que dans une section critique ; dont le débit volume Q est localement constant, la charge, $(H_s = H - z_f)$, est également atteinte une valeur minimale, qui définit la charge spécifique critique. Celle-ci est également correspond au nombre de Froude $F_r=1$, qui est définie comme condition d'écoulement critique. Est-ce dernier se présente explicitement par un développement basé sur l'équation différentielle (II.31) tel que :

$$\frac{dH_s}{dy} = 1 - \frac{Q^2}{2g} \left(\frac{2}{A^3} \frac{dA}{dy} \right) = 0;$$

Comme, $(dA/dy) = T$, alors la relation précédente s'écrit :

$$\frac{dH_s}{dy} = 1 - \frac{1}{g} \left(\frac{Q}{A} \right)^2 \frac{T}{A} = 0 \quad (II.32)$$

En utilisant la notion de la profondeur hydraulique moyenne, de la section et en termes de vitesse moyenne, on a / , alors l'équation (II.32) devienne :

$$1 - \frac{V^2}{gy_h} = 0;$$

Où

$$\frac{V}{\sqrt{gy_h}} = 1 = F_r. \quad (II.33)$$

Le nombre de Froude , comme nous l'avons déjà vu est un paramètre sans dimension, qui traduit le rapport entre les forces d'inerties et les forces de pesanteurs. Etant que le régime critique correspond à un nombre de Froude égale à l'unité, cela veut dire que l'écoulement critique est caractérisé par un minimum d'énergie.

Relation charge spécifique et le nombre de Froude F_r

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

Comme il est montré dans le premier chapitre, le nombre de *Froude* qui désigné par les lettres Fr , est défini par la quantité (V/\sqrt{gy}) c'est à dire, le rapport entre la vitesse du courant à la vitesse de l'onde.

Le nombre de Froude est analogue au nombre de *Mach* de la propagation des gaz, à savoir

le rapport de la vitesse du gaz à la vitesse sonique. Dans le cas du canal à ciel ouvert, les écoulements supercritique ou sous-critique selon que le nombre de *Froude* Fr est supérieur ou inférieur à l'unité, pour ces raisons le nombre de *Froude* Fr entre autres est un paramètre très pratique qui peut être interprété comme indicateur de l'importance des effets d'inertie de l'écoulement considéré par rapport aux de pesanteur (*F.M. Henderson*, 1966).

L'écoulement dans les canaux découverts est caractérisé par l'équation (II.33), et comme, la profondeur hydraulique, cette équation est devenue

$$Fr = \frac{V}{\sqrt{g(A/T)}} \quad \Leftrightarrow \quad Fr^2 = \frac{V^2}{g(A/T)} = \frac{Q^2 T}{gA^3} = \frac{Q^2}{gA^3} \cdot \frac{\partial A}{\partial y};$$

Où

, est le carré du nombre de *Froude* qui est défini par l'expression ci-dessus.

est le débit, l'accélération gravitationnelle et la section mouillée. La coordonnée longitudinale est et est la profondeur d'eau.

Dans les canaux prismatiques à pente constante ($\partial A/\partial x \equiv 0$) sont d'un intérêt particulier $A = A(y)$. avec. Alors en peut déduire la relation suivante (*W. H. Hager*, constructions hydrauliques, 2009, p, 433):

$$Fr^2 = \frac{Q^2}{gA^3} \cdot \frac{dA}{dy} \quad (II.34)$$

Nous notons que le dérivé de l'équation (II.25) et l'introduction de la relation (II.34) peut être simplement exprimé comme suit:

$$\frac{dH_s}{dy} = 1 - Fr^2 \quad (II.35)$$

Ce résultat à une importance remarquable consiste par une relation étroitement liée entre la charge spécifique et le nombre de *Froude*.

Vitesse moyennecritique

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

Pour déterminer l'expression la vitesse moyenne critique, ou la vitesse moyenne de l'écoulement en régime critique, en utilisant la condition de criticité définie par la relation (II.30), suivante : $(Q^2/g) = (A_c^3/T_c)$;

Tel que en divisant par, ou en fonction de la vitesse moyenne, l'équation ci-dessus peut s'écrire :

$$\frac{V_c^2}{g} = \frac{A_c}{T_c} \quad \text{ou} \quad V_c = \sqrt{g \frac{A_c}{T_c}} = \sqrt{g y_{hc}} \quad (II.36)$$

De plus la charge spécifique minimale $H_{s_{min}}$, ou la charge spécifique critique H_{s_c} , en utilisant les relations (II.24) et (II.36), est devenue comme suit :

$$H_{s_{min}} = H_{s_c} = y_c + \frac{V_c^2}{2g} = y_c + \frac{1}{2} y_{hc} \quad (II.37)$$

D'autre part, nous pouvons analytiquement déduire si le nombre de Froude $F_r = 1$, est correspond à un minimum de la charge spécifique et ceci pour des profils des canaux

quelconques, il suffit de démontrer que la dérivée seconde de la charge spécifique donnée par la relation (II.25) par rapport au variable y est strictement positive, c'est-à-dire

$$\frac{d^2(H_s)}{dy^2} > 0;$$

Le calcul de la dérivée seconde menait à écrire :

$$\begin{aligned} \frac{d^2(H_s)}{dy^2} &= \frac{d}{dy} \left(\frac{dH_s}{dy} \right) = \frac{d}{dy} \left(1 - \frac{Q^2}{2g} \left(\frac{2}{A^3} \frac{dA}{dy} \right) \right) = \frac{d}{dy} \left(1 - \frac{Q^2}{g} \left(\frac{T}{A^3} \right) \right); \\ \Rightarrow \frac{d^2(H_s)}{dy^2} &= \frac{d(1)}{dy} - \frac{Q^2}{g} \cdot \frac{d(T/A^3)}{dy} = 0 - \left[-\frac{Q^2}{g} \cdot \frac{d(T/A^3)}{dy} \right]; \\ \Rightarrow \frac{d^2(H_s)}{dy^2} &= \frac{Q^2}{gA^7} \left(3T^2 - A \left(\frac{dT}{dy} \right) \right); \end{aligned}$$

Cette dernière expression reste positive à condition la quantité de la relation suivante est positive c'est-à-dire :

$$3T^2 - A \left(\frac{dT}{dy} \right) > 0;$$

Etant donné que ($A \neq 0$), l'inégalité ci-dessus est vérifiée la propriété suivante :

$$\frac{3T^2}{A} > \frac{dT(y)}{dy} \tag{II.38}$$

L'inégalité présentée par la relation (II.38), est une condition généralement satisfaite pour que la dérivée seconde de la charge spécifique H_s soit strictement positive. Par conséquent il existe une seule valeur extrême de la fonction $H_s(y)$, celle-ci est une valeur minimale, qui s'établit pour l'écoulement critique, $Fr = 1$. Soit $H_s = H_{sc}$ et $y = y_c$ les valeurs correspondantes dénommées charge critique et profondeur critique.

Pour simplifier cette procédure, considérons un canal prismatique à section rectangulaire, dont le débit par unité de largeur est $q = (Q/b)$. Alors la charge spécifique selon la relation (II.25) est $H_s = y + (q^2/2gy^2)$. S'il s'agit d'un écoulement critique, il existe une valeur unique $y = y_c$ qui définit une valeur extrême de la charge $H_s = H_{sc}$. Cette dernière est obtenue par la solution de la relation (II.32); où $dH_s/dy = 1 - (q^2/gy^3) = 0$. Donc pour déterminer si $Fr = 1$ correspond à un minimum ou maximum de la fonction $H_s(y)$, la dérivée second doit être analysée par l'inégalité (II.38); qui traduite par : $(3T/y_c) > 0$, évidemment cette expression reste toujours positive, ce que signifie que $H_s(y)$ atteint un minimum pour nombre de Froude Fr égale à l'unité.

Conclusion :

Le premier chapitre a eu pour but de définir les caractéristiques de l'écoulement uniforme; nous avons également montré que ce type d'écoulement, dans le sens strict de terme, ne soit pratiquement jamais satisfait, il est cependant fréquemment admis lors du calcul des caractéristiques d'un écoulement en canaux et rivières (Chow, 1973). Dans ce chapitre nous avons évoqué les relations et les formules usuelles de l'écoulement uniforme, telle que les

Chapitre 1 : Etat de connaissance des écoulements à surface libre

formules de *Chézy* et *Manning-Strickler*, en raison de leur utilisation fréquente dans la pratique. Nous avons présentées ces relations, en règle générale sous la forme

Rh est le rayon hydraulique, J est la pente de la ligne de charge, C est un paramètre qui traduit la résistance de l'écoulement et dépend de la vitesse moyenne V , de Rh , de la rugosité absolue des parois du canal, de la viscosité de liquide et beaucoup d'autres facteurs. La relation de *Chézy*,

Les écoulements non-uniformes se subdivisent en écoulement graduellement variées (où les caractéristiques de l'écoulement varient graduellement dans l'espace) et les écoulements rapidement ou brusquement variées (où les caractéristiques de l'écoulement varient brusquement dans un espace assez étroit). Dans ce qui suit on décrira les différents aspects de ces écoulements et on traitera du calcul des différents paramètres caractéristiques.

la description de l'écoulement en régime critique.

L'attention a été portée sur l'état de connaissance et la description de l'écoulement critique ; nous avons également montré que ce type d'écoulement présente un état instable, dues aux fluctuations de la surface libre caractérisées par une vitesse critique égale la célérité d'onde.

(*Bakh mettef*, 1932, *Chow*, 1959 ; *Henderson*, 1966 ; *W. Hager*, 1983 ; *French*, 1985 et *Naud ascher*, 1987) ont montrés que l'écoulement critique est régie par la relation universelle,



**Chapitre 2 : Etat de connaissance
sur les déversoirs à mince paroi**

Chapitre 2 : Etat de connaissance sur les déversoirs à mince paroi

INTRODUCTION

Le débit est un élément de base dans la construction hydraulique d'où sa mesure demeure nécessaire même primordiale.

Actuellement les méthodes et les appareils qui permettent de mesurer le débit diffèrent, parmi les appareils qui sont utilisés pour la mesure du débit à l'air libre, un grand nombre sont des structures hydrauliques appartenant à la famille des déversoirs et des canaux.

Ces derniers utilisent la capacité du ressaut pour surélever la charge aval d'où leur nom jaugeur à ressaut, tandis que pour les déversoirs le principe est simple, ce sont ceux qui utilisent le libre déversement par-dessus une paroi verticale et pour laquelle la charge aval est faible, et chacun de ces appareils présente ces propres avantages et ses inconvénients.

Ce premier chapitre de notre étude présentera une recherche bibliographique dans laquelle sont décrits quelques-uns des déversoirs les plus couramment utilisés.

DEVERSOIRS

Définition

Les déversoirs comptent parmi les plus simples et les plus anciens appareils de mesure du débit. Ce sont des structures hydrauliques formant un obstacle par exemple une paroi verticale disposée en travers de l'écoulement et comportant une ouverture ou une entaille de forme particulière, elle peut être rectangulaire triangulaire, trapézoïdale ou même circulaire, aussi elle peut être à paroi mince ou à paroi épaisse.

Le débit est déterminé à partir d'une simple lecture limnimétrique du plan d'eau amont au-dessus de l'arête du déversoir.

Déversoir à paroi mince

Déversoir rectangulaire en mince paroi sans contraction latérale

Le déversoir rectangulaire est le plus classique, qui a été le mieux étudié, de part sa géométrie simple qui est représentée schématiquement par la figure (1.1), d'où les multiples observations qui ont été effectuées ce qui a permis de donner des valeurs plus exactes du débit.

Il est aussi le plus ancien car les premières études relèvent au 18^{ème} siècle dû à (G. Poloni

,1717) qui donna l'équation de base du débit qui est donnée par :

$$Q = \frac{2}{3} \mu \cdot B \cdot h \sqrt{2g \cdot h}$$

Chapitre 2 : Etat de connaissance sur les déversoirs à mince paroi

Où Q est le débit volume, B : la largeur du canal, μ coefficient du débit et g l'accélération de la pesanteur.

h : représente la hauteur de la lame d'eau au-dessus du déversoir et c'est de ce là que né la définition du coefficient du débit. Puisqu'il est plus facile de mesurer la hauteur d'eau h que de mesurer la charge totale H d'où il revient à négliger la vitesse d'approche on aura alors

$h = H$ (en général dans cette zone la ligne de charge coïncide avec la surface libre).

Les erreurs qui résultent de cette approximation sont corrigées par le coefficient de débit.

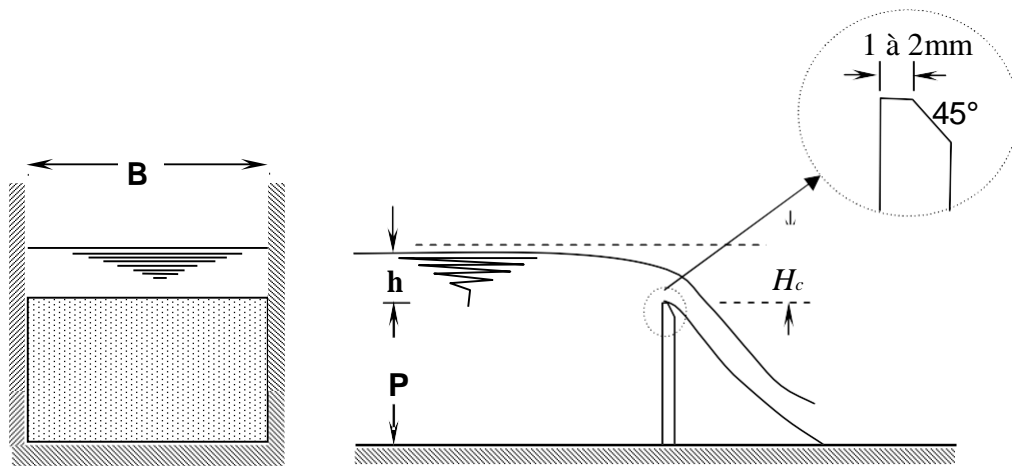


Figure 1.1 : Schéma de définition et détails du déversoir rectangulaire en mince paroi sans contraction latérale

En admettant que le seuil est franchi par un écoulement en régime critique avec une charge totale H_c et de profondeur d'écoulement h_c , alors on peut écrire que :

Où q est le débit unitaire $q = Q/B$

$$h_c = \left(\frac{q^2}{g} \right)^{1/3} = \frac{2}{3} H_c$$

$$q = \frac{2}{3\sqrt{3}} \sqrt{2g} H_c^{3/2}$$

En admettant également en première approximation que H_c est égale à la hauteur h de déversement les relations (1.1) et (1.2) permettent d'écrire que :

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{3}} = 0,577.$$

Chapitre 2 : Etat de connaissance sur les déversoirs à mince paroi

Cependant les observations de Polony donnent $\mu=0,64$, ce qui permet de conclure un écart d'environ 11%. Cet écart a été attribué par (Boussinesq, 1817) à l'effet de la courbure des filets liquides franchissant l'arête du déversoir, cette courbure joue un rôle significatif et l'augmentation de la valeur du coefficient du débit est essentiellement due à son effet.

Les résultats de (Boussinesq, 1817) ont permis d'écrire que :

$$\mu = 0,651 \left(1 - 0,391 \frac{i}{\pi} \right) \quad (1.3)$$

Où i désigne l'angle d'inclinaison du déversoir par rapport à la verticale comme l'indique la figure (1.2).

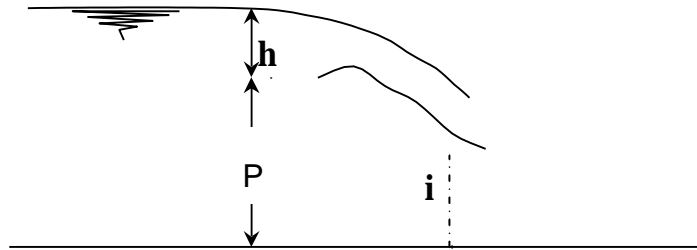


Figure 1.2 : Déversoir en mince paroi inclinée d'un angle i par-rapport à la verticale. Lamme d'eau inférieure complètement aérée.

La relation (1.3) ne peut être appliquée que si $P/h \gg 1$.

Dans la pratique, le cas usuel d'un déversoir en mince paroi consiste en une plaque verticale dont la largeur est égale à celle amont et aval du canal dans le quel elle est insérée.

Plusieurs relations du coefficient du débit ont été proposées par le passé et dont les plus importantes sont regroupées dans le tableau (1.1).

Chapitre 2 : Etat de connaissance sur les déversoirs à mince paroi

Tableau 1.1 Coefficient de débit selon l'équation 1.1 selon quelques auteurs et leurs limites d'application.

| Auteur | Année | Coefficient de débit μ | Limite d'application | N ^o |
|-------------------|--------------|--|--|----------------|
| Bazin | 1888 1898 | $\mu = 0,6075 \left(1 + \frac{0,074}{h} \right) \left[1 + 0,55 \left(\frac{h}{h+P} \right)^2 \right]$ | 0,08m < h < 0,70m B > 4h 0,2m < P < 2m | 1.4 |
| Rehbock | 1913 1929 | $\mu = 0,6050 \left(1 + \frac{0,0019}{h} \right) \left(1 + 0,138 \frac{h}{P} \right)$ | h > 0,05m | 1.5 |
| SIA | 1924 | $\mu = 0,615 \left(1 + \frac{0,001}{h} \right) \left[1 + 0,5 \left(\frac{h}{h+p} \right)^2 \right]$ | 0,025m < h < 0,8m P < 0,30m h ≤ p | 1.6 |
| Kindsvater-Carter | 1957 | $\mu = 0,602 \left(1 + 0,125 \frac{h}{P} \right)$ | L ≥ 0,15m, h ≥ 0,03m h/P ≤ 2 | 1.7 |
| Sarginson | 1972 1973 | $\mu = 0,613 \left(1 + \frac{2,33}{W} + 0,122 \frac{h}{P} \right)$ | | 1.8 |

Dans la relation (1.8) de Sarginson, le paramètre W représente le nombre de Weber tel que $W = \rho h^2 / \sigma$ où ρ est la masse volumique du liquide et σ est la tension superficielle exprimée en Kg/m.

On peut également écrire que : $W = \rho g h^2 / \sigma$. On peut constater à partir du Tableau (1.1) que toutes les relations, à l'exception de la formule de Kindsvater-Carter, contiennent trois termes :

- Une constante dont la valeur moyenne est de l'ordre de 0,61
- Un terme qui tient compte de l'effet de la tension superficielle et proportionnel à $1/h$ où h est exprimé en mètre. Ce terme se trouve, à travers le nombre de Weber, dans la relation (1.8) de Sarginson.
- Un terme qui tient compte de l'effet de la vitesse d'approche de l'écoulement à travers le rapport h/P. Lorsque $h/P \ll 1$, la hauteur capable de la vitesse d'approche de l'écoulement est faible ($V^2/2g=0$).

Le coefficient de débit μ de Kindsvater donné par la formule (1.7) se rapporte à la formule du débit suivante :

$$h_e = h + 0,9$$

$$q = \mu$$

$$\sqrt{g h_e^3}$$

Chapitre 2 : Etat de connaissance sur les déversoirs à mince paroi

(1.9)

Où h_e représente la hauteur effective de la lame d'eau

La valeur 0,9 est une longueur déterminée expérimentalement pour tenir compte l'effet de la tension superficielle et de la viscosité.

La relation du débit unitaire la plus acceptée de nos jours est la deuxième version de (Rehbock, 1929) donnée par

:

$$q = \mu \sqrt{2gh_e^3}$$

Avec :

$$\mu = 0,4023 + 0,0542 \frac{h_e}{P}$$

$$\text{et } h_e = h + 0,0011$$

Ce qui revient à écrire que :

$$q = 0,4023 \sqrt{2g(h + 0,0011)^3} \left(1 + 0,135 \frac{h}{P}\right) \quad (1.10)$$

Dans cette relation h s'exprime en mètre.

En principe cette relation est applicable pour toute la gamme de variation des paramètres notamment de la charge, mais il est préférable de prendre $h/P > 0,50$.

Cette formule est applicable au déversoir de type Rehbock dont la crête présente le profil de figure (1.1) ainsi que la nappe inférieure soit complètement aérée.

La précision obtenue sur la mesure de débit est de l'ordre de 0,10 à 0,20%.

Notons également la deuxième version de (Kindsvater-Carter, 1959) concernant le calcul du débit Q véhiculé par un canal.

En considérant le coefficient de débit donné par la formule (1.7) du tableau (1.1), Kindsvater-Carter propose d'évaluer le débit Q par la relation :

$$Q = \frac{2}{3} \sqrt{2g\mu} (B - 0,001) (h + 0,001)^{\frac{3}{2}} \quad (1.11)$$

Chapitre 2 : Etat de connaissance sur les déversoirs à mince paroi

Cette relation est applicable pour les considérations suivantes :

- Hauteur de pelle $P > 0,1\text{m}$
- Hauteur de la lame déversante $h_{\text{minimal}} > 0,08\text{m}$
- Hauteur relative $h/P < 0,25$

1.2.2.2 Déversoir rectangulaire à contraction latérale

On dit qu'il y a contraction latérale lorsque la largeur B du canal est supérieure à la largeur b du déversoir, ce qui définit la valeur du taux de contraction $\beta = \frac{b}{B}$.

B

Le cas le plus usuel du déversoir rectangulaire à crête mince avec contraction latérale est représenté par la figure (1.3)

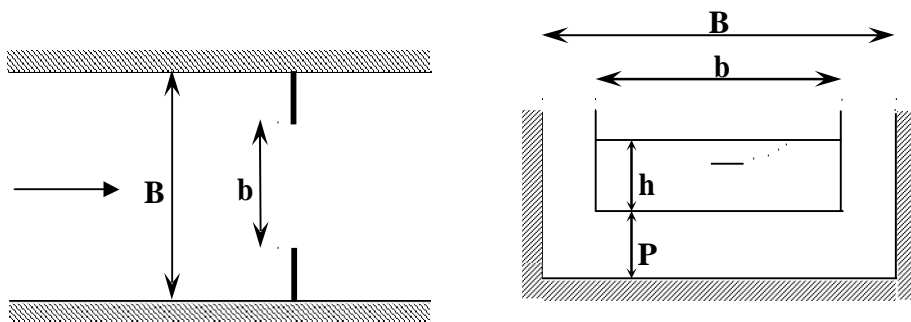


Figure 1.3 : Déversoir rectangulaire en mince paroi avec contraction latérale

Pour ce type de déversoir de très nombreux tests ont été effectués par (SIA, 1926). Ces tests ont montrés que le débit unitaire q pouvait être calculé en application de la relation (1.1).

- Pour un taux de contraction $0,30 < \beta < 1$,
- Une hauteur de pelle $P \geq 0,30\text{m}$;
- Une hauteur de la lame déversante $0,025B/b < h < 0,80\text{m}$, où $h \leq P$;

La relation du coefficient du débit μ s'écrit:

$$\mu = 0,578 \left[1 + 0,065\beta^2 + \frac{6,25 - 5,19\beta^2}{1000(h + 0,016)} \right] \left[1 + 0,5\beta^4 \left(\frac{h}{h + P} \right)^2 \right] \quad (1.12)$$

Il est à

noter que pour $\beta=1$ les relations (1.6) et (1.12) sont identiques.

Pour un déversoir vertical, à crête mince, et à nappe libre avec une contraction latérale

Chapitre 2 : Etat de connaissance sur les déversoirs à mince paroi

(Hégly, 1921) proposa une formule pour le calcul du coefficient de débit μ qui s'écrit :

$$\mu = \left[0,405 + \frac{0,0027}{h} - 0,03(1 - \beta) \right] \left[1 + 0,55 \left(\frac{\beta h}{(h + P)} \right)^2 \right] \quad (1.13)$$

Pour les limites d'application suivantes :

- La hauteur $0,10\text{m} < h < 0,60\text{m}$
- La largeur du déversoir $0,40\text{m} < b < 1,80\text{m}$
- La hauteur de pelle $0,40\text{m} < P < 0,80\text{m}$
- $0 < 1 - \beta < 0,90$

D'autres formules ont été proposées par plusieurs chercheurs, mais ces formules convergent dans leur ensemble vers la même valeur du débit unitaire calculé par application des relations que nous venant de citer.

Notons que toutes ces formules doivent être appliquées sous les conditions suivantes :

- $B - b > 4h$
- $\frac{h}{P} \leq 0,50$
- $\frac{h}{b} \geq 0,50$
- $P \geq 0,30\text{m}$
- $\frac{0,025}{\beta} \geq h \geq 0,80\text{m}$
- $b \geq 0,30\text{m}$

Si l'une de ces conditions n'est pas remplie la valeur calculée du débit peut être entachée d'une erreur significative.

Déversoir triangulaire à paroi mince

Le dispositif est représenté par une plaque verticale mince disposée en travers de l'écoulement dans un canal généralement de forme rectangulaire de largeur B, dont le profil de l'échancrure est un triangle d'angle d'ouverture θ .

Chapitre 2 : Etat de connaissance sur les déversoirs à mince paroi

Le déversoir est représenté schématiquement par la figure (1.4).

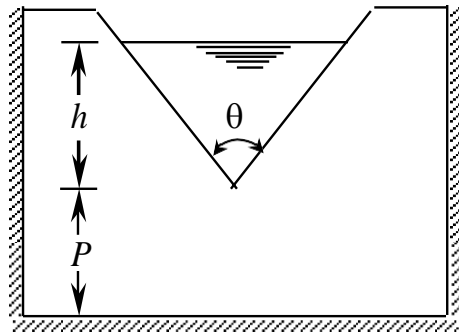


Figure 1.4 : Déversoir triangulaire en mince paroi

– Schéma de définition-

Elle de meure la section la plus avantageuse pour la mesure des très faibles débits, de plus les valeurs calculées du débit seront données avec une précision raisonnable.

Thomson a donné la relation suivante pour le calcul du débit :

$$Q = \frac{8}{15} \mu h^2 \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \sqrt{2gh}$$

Une autre approche, et, en admettant que le seuil est franchit par un écoulement en régime critique de charge totale H_c on aura $H_c = \frac{5}{4} h_c$, où h_c étant la profondeur critique de l'écoulement, et en tenant compte de la condition de criticité on aura :

$$h_c = \left(\frac{2Q^2}{gm^2} \right)^{\frac{1}{5}}, \text{ où } m \text{ est la tangente de l'angle } \frac{\theta}{2} \quad m = \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}.$$

Donc la relation du débit s'écrit :

$$h_c = \left(\frac{2Q^2}{gm^2} \right)^{\frac{1}{5}}, \text{ où } m \text{ est la tangente de l'angle } \frac{\theta}{2} \quad m = \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}.$$

Chapitre 2 : Etat de connaissance sur les déversoirs à mince paroi

En admettant en outre que la vitesse d'approche de l'écoulement est faible on peut écrire que $H_c = H = h$ d'où la relation (1.15) devient :

Ou bien :

$$Q = \frac{16}{25} \mu \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \sqrt{\frac{2}{5} g h^5} \quad (1.16)$$

Ou bien :

$$Q = \frac{8}{15} \mu \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \sqrt{2 g h^5} \quad (1.17)$$

$$Q = \frac{16}{25} \mu \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \sqrt{\frac{2}{5} g h^5} \quad (1.16)$$

Ou bien :

$$Q = \frac{8}{15} \mu \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \sqrt{2 g h^5} \quad (1.17)$$

$$\text{Donc } \mu = \frac{6}{5\sqrt{5}} = 0,5366$$

La contraction est dite pleine lorsque la hauteur relative casle coefficient de débit μ ne dépend que de l'angle d'ouverture θ . Le tableau (1.2) regroupe les valeurs de μ pour quelques valeurs de

$\frac{h}{P} \leq 0,40$ et que $\frac{P}{B} \leq 0,20$, dans ce Tableau 1.2 coefficient de débit μ de l'équation (1.16) en fonction de θ

| | | | | | | |
|----------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|
| θ | 20 | 40 | 60 | 80 | 90 | 100 |
| μ | 0,5 | 0,5 | 0,5 | 0,5 | 0,5 | 0,5 |
| | 97 | 82 | 77 | 77 | 78 | 80 |

La figure ci-après représente la variation du coefficient de débit μ en fonction de l'angle d'ouverture de l'échancrure θ mentionné précédemment dans le tableau (1.2).

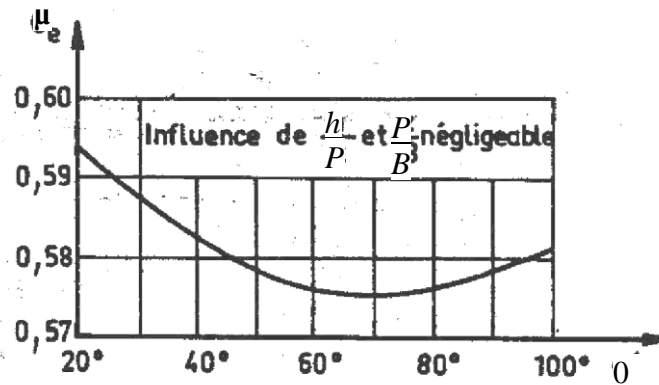


Figure 1.5 : variation du coefficient de débit en fonction de l'angle de l'ouverture de l'échancrure d'un déversoir triangulaire à paroi mince pour une contraction pleine.

D'après la figure(1.5) on remarque que la courbe obtenue est en forme de cloche composée de deux branches une ascendante et l'autre descendante, et représente un minimum de μ_e et de θ .

μ_e , pour $\theta=70^\circ$ $\mu_e=0,577$.

Lorsque :

- La hauteur relative $\frac{h}{P} \leq 1,20$
- $\frac{h}{B} \leq 0,40$

La hauteur de la lame d'eau $0,05 \leq h \leq 0,60m$

- La hauteur de pelle $P \geq 0,10m$
- La largeur du canal d'amenée $B \geq 0,60m$

La contraction est dite partielle. La vitesse d'approche ainsi que la largeur B du canal d'amenée, ont alors un effet très important sur le coefficient de débit. Pour illustrer cet effet Kinés Vater a effectué des essais sur un déversoir triangulaire à angle d'ouverture d'échancrure $\theta=90^\circ$.

La figure (1.6) représente pour un angle d'ouverture $\theta=90^\circ$ la variation du coefficient de débit en fonction de P/B et h/B.

Chapitre 2 : Etat de connaissance sur les déversoirs à mince paroi

Il est à noter que le canal d'amenée doit être de forme rectangulaire ou pouvant être assimilé comme tel.

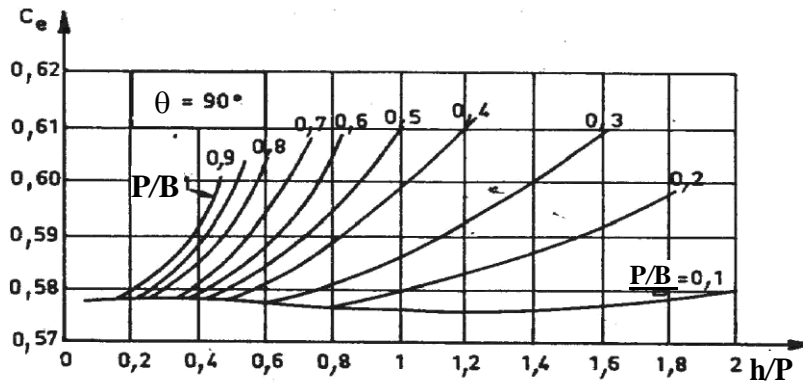


Figure 1.6 : Valeurs du coefficient de débit pour $\theta=90^\circ$ en fonction de h/P et P/B , selon Kinés vater

(Kinés Vater ,1957) a introduit dans l'équation du débit une longueur qui tient compte de l'effet de la viscosité et de la tension superficielle, pour un liquide donné et dans une marge limitée de la température, alors l'équation (1.14) devient:

$$Q = \frac{8}{15} \mu \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \sqrt{2g} (h + Kh)^{\frac{5}{2}}$$

Kh est fonction uniquement de l'angle d'ouverture de l'échancrure θ . Pour $\theta=90^\circ$ et pour l'eau à température ordinaire on peut prendre $Kh=0,85\text{mm}$.

La courbe de la figure (1.7) donne les valeurs de kh en fonction de l'angle d'ouverture θ .

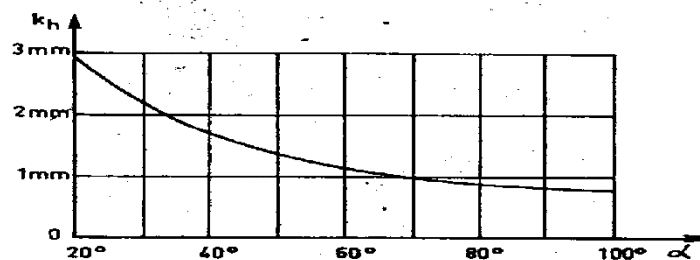


Fig. X.2.1.1.2.5 – Formule de Kindsvater

Figure 1.7 : Valeurs de k_h en fonction de l'angle d'ouverture θ , selon Kindsvater

D'autres formules ont été également proposées pour le calcul du débit ; on cite celle de (Cone, 1916) qui pour : $20^\circ < \theta < 90^\circ$ et $0,06\text{m} < h < 0,41\text{m}$, la relation du débit s'écrit comme

Chapitre 2 : Etat de connaissance sur les déversoirs à mince paroi

suit:

$$Q = \left(0,3065 \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} h^{\frac{5}{3}} \sqrt{2g} + 0,0031 h^{\frac{5}{2}} \sqrt{2g} \right) (3,28h)^{\frac{0,0195}{0,75 \sin^2 \frac{\theta}{2}}} \quad (1.19)$$

Il a aussi donné une forme simplifiée de la relation pour un angle d'ouverture de l'échancrure $\theta=90^\circ$, dans un déversoir triangulaire à crête verticale en mince paroi la relation (1.19) devient:

$$Q = 0,303 h^{-0,02} \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \sqrt{2g} h^{\frac{5}{2}} \quad (1.20)$$

Pour le calcul du coefficient de débit μ , (Héyndrickx, 1948) à proposé en une formule qui est donnée par :

$$\mu = \left(0,5775 + 0,214 h^{-1,25} \right) \left(1 + \frac{h^2}{B^2 (h + P)^2} \right) \quad (1.21)$$

Le déversoir triangulaire à paroi mince a également fait l'objet d'investigation de la part de (Lenz, 1943), qui s'est intéressé en particulier aux effets de la viscosité du liquide et de la tension superficielle sur le coefficient du débit μ .

De même (Ramponi, 1949) analyse les effets du canal d'aménée sur les caractéristiques de l'écoulement.

Déversoir trapézoïdal

Dans ce type de déversoir la forme de l'échancrure est un trapèze isocèle envasé vers le haut, la figure (1.8) montre schématiquement la forme du déversoir.

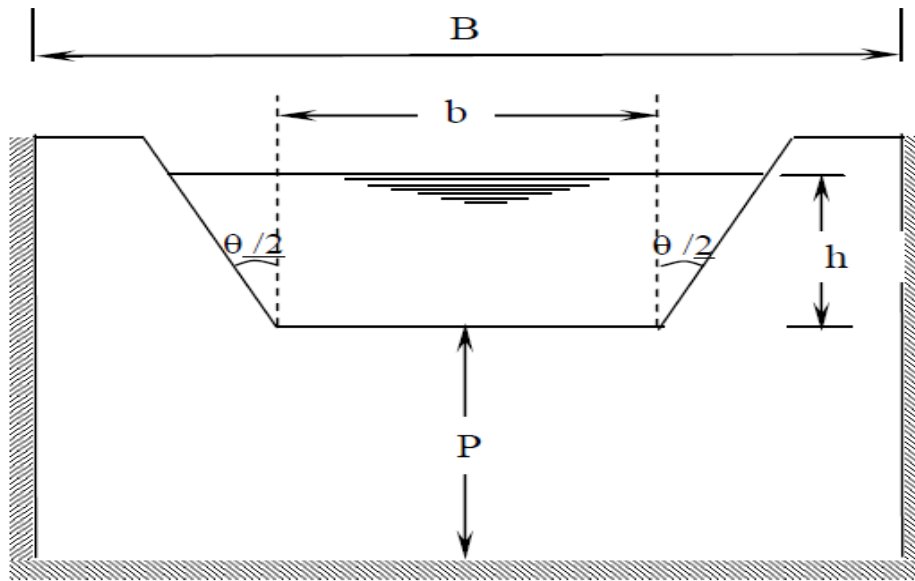


Figure 1.8 : Déversoir trapézoïdal –Schéma de définition-

Le déversoir le plus fréquemment utilisé est celui de (Cipolletti, 1963), dont la crête est constituée par la plus petite base **b** et d'angle d'inclinaison θ tel que $\text{tg}\theta = 1/4$, ce qui permet de compenser l'influence de contraction due aux joues par l'augmentation de la largeur de la surface libre de manière à conservé le plus possible un coefficient de débit μ constant pour une large gamme de la variation de la charge h .

La relation générale du débit pour un déversoir de type Cipolletti est donnée par :

Où q est le débit unitaire Lorsque :

$$q = \frac{2}{3} \mu \sqrt{2g} h^{3/2} \quad (1.22)$$

Où q est le débit unitaire

Lorsque :

- $0,06\text{m} < h < 0,60\text{m}$

- $h/P < 0,50$

- $P > 2h$ avec une valeur minimale de $0,30\text{m}$

La valeur du coefficient de débit $\mu = 0,422$ d'où la forme simplifiée de la relation de Cipolletti qui s'écrit :

$$q = 1,86bh^{3/2} \quad (1.23)$$

Pour une valeur quelconque de l'angle d'inclinaison des joues du déversoir sur la verticale (Gourley et Crimp) ont donné la formule suivante pour le calcul du débit :

$$Q = 1,32 h^{2,47} \text{tg}(\theta/2) + 1,69b^{1,02} h^{1,47} \quad (1.24)$$

Chapitre 2 : Etat de connaissance sur les déversoirs à mince paroi

b : est la petite base du trapèze h : la hauteur d'écoulement

Déversoir circulaire

Le déversoir circulaire a fait l'objet de plusieurs études, vu les avantages qu'il présente, une simplicité et une facilité d'exécution (il n'y a ni à placer le seuil parfaitement horizontal comme pour le déversoir rectangulaire ni à placer la bissectrice parfaitement verticale tel est le cas pour le déversoir triangulaire) et une précision meilleure pour la mesure des petits débits.

Le déversoir est de forme circulaire de diamètre D et de hauteur d'écoulement h, la figure (1.9) ci-après représente schématiquement le déversoir circulaire à paroi mince.

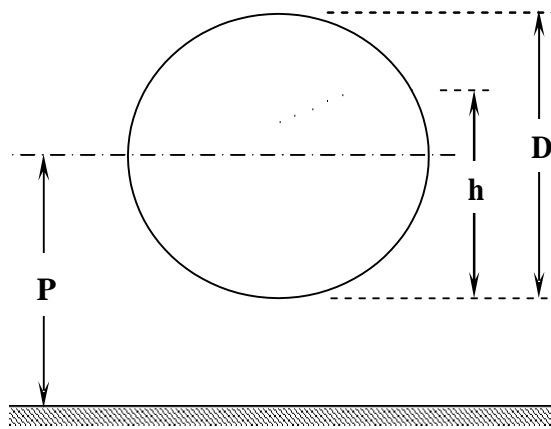


Figure 1.9 : Déversoir circulaire –Schéma de définition-

D'après les résultats de Stauss et Von Sanden, la forme générale de la formule de débit est donnée par :

$$Q = C K D^{5/2} \quad (1.25)$$

D : est le diamètre du cercle

K : est fonction du taux de remplissage h/D, dont la valeur dépend des considérations théoriques, il est donné par des tables numériques ou par application de la formule de Ramponi qui s'écrit

$$K = 3,203 \left(\frac{h}{D} \right)^{1,975} - 0,842 \left(\frac{h}{D} \right)^{3,78} \quad (1.26)$$

C : coefficient expérimental, il est fonction des rapports h/D et m/fi où m est la surface

Chapitre 2 : Etat de connaissance sur les déversoirs à mince paroi

mouillée et f_i est la surface totale $f_i = nD^2/4$.

En 1930 Stauss a donné la formule suivante pour le calcul de C :

$$C = \left[0,555 + \frac{D}{110h} + 0,041 \frac{h}{D} \left[\frac{2D}{L} \right]^{0,0625} \right] \quad (1.27)$$

Ainsi (Jorissen, 1941) a proposé pour $0,10\text{m} < D < 1\text{m}$ et $L/P < 2$

Avec L : largeur du canal d'amenée, P est la hauteur de pelle

La valeur du coefficient C donnée par :

$$C = \left[0,558D^{-0,025} + 0,08 - \frac{\omega}{10Dh} \right] \left[1 + \left(\frac{\omega}{\Omega} \right)^2 \right] \quad (1.28)$$

Les expériences de (Hégly, 1927) sur un déversoir de 1m de diamètre et en faisant varier la hauteur de pelle $0,40\text{m} < P < 0,80\text{m}$, ont permis d'établir la formule générale du débit qui est donnée par :

$$Q = \mu \omega \sqrt{2gh} \quad (1.29)$$

Et il a proposé la relation du coefficient de débit :

$$\mu = \left(0,350 + \frac{0,002}{h} \right) \left[1 + \left(\frac{\omega}{\Omega} \right)^2 \right] \quad (1.30)$$

En suite (Ramponi, 1949) a proposé la généralisation de la formule en introduisant le diamètre D du déversoir de la façon suivante :

$$\mu = \left(0,350 + 0,002 \frac{D}{h} \right) \left[1 + \left(\frac{\omega}{\Omega} \right)^2 \right] \quad (1.31)$$

Déversoir à seuil épais

1.2.3.1 Définition

Comparé au déversoir à paroi mince le paramètre supplémentaire est l'épaisseur de la paroi. On désigne par déversoir à seuil épais un déversoir dans le quel l'écoulement de la crête peut être assimilé à un écoulement dans un canal de faible longueur ou, les filets liquides sont considérés pratiquement parallèles tel qu'on peut admettre une distribution hydrostatique des pressions dans la section de contrôle ou l'écoulement passe par un régime critique.

La figure (1.10) présente le profil d'un déversoir à seuil épais.

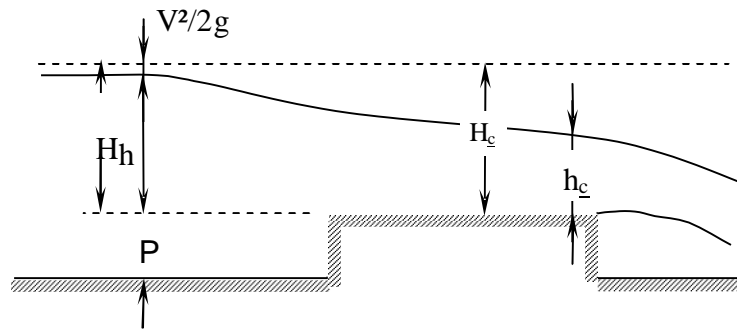


Figure 1.10 : Déversoir à paroi épaisse –Schéma de description-

Pour avoir une distribution hydrostatique des pressions et une perte d'énergie faible et il faut que la valeur de h/B soit comprise entre $0,08 \leq h/B \leq 0,50$.

Un régime critique s'établit au-dessus du seuil, de telle manière à ce que l'on obtient un écoulement dénoyé à l'aval du déversoir. L'équation de Bernoulli entre la section à l'amont du déversoir et la section de contrôle $H=hc$ est tel que:

$$H = hc + \alpha \frac{Vc^2}{2g}$$

H_c : est la hauteur d'écoulement dans la section de contrôle

V_c : est la vitesse moyenne dans la section de contrôle, et le coefficient α est considérée $\alpha=1$. Donc la relation du débit s'écrit :

$$Q = Sc \sqrt{2g(H - hc)} \quad (1.32)$$

Sc : est l'aire de la section de contrôle.

Afin de tenir compte de tous les effets secondaires on introduit deux coefficients. D'une part un coefficient de débit C_d , qui tient de la répartition non uniforme de la vitesse et un parallélisme non total des lignes de courant. Il est fonction de la forme du seuil et des conditions d'amenée. D'autre part un coefficient de vitesse C_v qui tient compte de l'effet de la hauteur cinématique qui est négligé (du fait qu'il est plus facile de mesurer la hauteur d'eau h que de mesurer la charge totale H). Ce qui revient à écrire:

$$Q = C_d C_v Sc \sqrt{2g(H - hc)} \quad (1.33)$$

Chapitre 2 : Etat de connaissance sur les déversoirs à mince paroi

C'est l'équation du débit pour les différents profils de déversoir à paroi épaisse.

Déversoir rectangulaire à paroi épaisse sans contraction latérale

Le seuil est de forme régulière représenté par un rectangle de hauteur a de largeur B qui est celle du canal d'amenée et longueur du seuil L_c , il est représenté schématiquement par la figure (1.11).

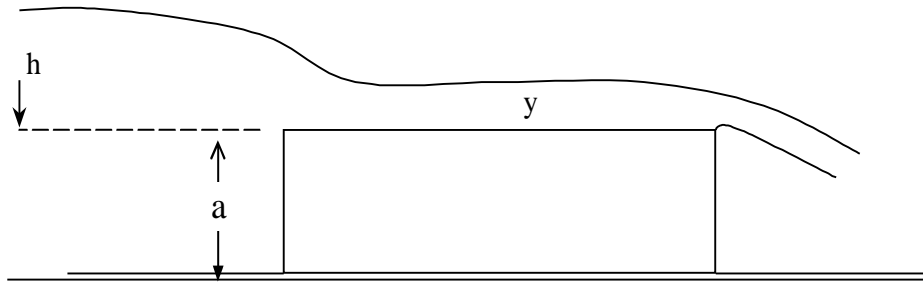


Figure 1.11 : Ecoulement par-dessus un seuil à paroi épaisse

De la notion de débit maximum, Bélanger a établi que sur un très large seuil horizontal, on devrait avoir :

$$Q = 0,385 L H \sqrt{2gH} \quad (1.34)$$

où L est la largeur du seuil. On peut donc conclure que le coefficient de débit est égal à 0,385. La relation (1.34) peut être obtenue en appliquant le théorème de Bernoulli, et en admettant que :

- L'écoulement sur le seuil s'effectue par filets liquides parallèles.
- La vitesse d'approche de l'écoulement est nulle.

Ainsi, par rapport à un plan de référence horizontal arbitrairement choisie, le théorème de Bernoulli permet d'écrire que :

$$h = y + \frac{v^2}{2g} = y + \frac{Q^2}{2gL^2 y^2} \quad (1.35)$$

En posant $q = Q/L$, le débit unitaire, la relation (1.35) permet finalement d'écrire que :

$$q^2 = 2g(h - y) y^2$$

Soit :

Chapitre 2 : Etat de connaissance sur les déversoirs à mince paroi

$$q = y \sqrt{2g(h-y)} \quad (1.36)$$

En exprimant que le débit unitaire q passe par un maximum, c'est-à-dire relation (1.36) permet d'écrire:

$$\frac{\partial q}{\partial y} = \frac{2\sqrt{2g}(2h-3y)}{\sqrt{h-y}} = 0 \quad (1.37)$$

soit :

$$y = 2h/3 \quad (1.38)$$

En introduisant la relation (1.38) dans l'équation (1.36), il vient que :

$$q = \frac{2\sqrt{3}}{9} \sqrt{2g} h^{3/2}$$

Ou bien :

$$q = 0,3849 \sqrt{2g} h^{3/2} \cong 0,385 \sqrt{2g} h^{3/2} \quad (1.39)$$

La relation (1.34) ainsi reproduite et le coefficient de débit est $m = C_d = \mu = 0,385$.

(Bazin, 1898) a constaté un chiffre assez voisin, soit $m = 0,373$. Certains auteurs préfèrent prendre $m = 0,35$ et même $m = 0,33$.

Selon certains essais, rapportés par (Varlet, 1958), effectués sur des déversoirs à seuil épais rectangulaire de hauteur variant entre 1,35 m et 1,50 m de hauteur, et de longueur L en crête égale à 2,60 m, les valeurs de m sont celles regroupées dans les tableaux (1.5) et (1.6), selon la valeur de l'épaisseur a du seuil.

Tableau 1.3 : Valeurs du coefficient de débit m pour des déversoirs à paroi épaisse.

Epaisseur $e = 0,80$ m ; $L = 2,60$ m, hauteur variant entre 1,35 m et 1,50 m.

| Charge H (en mètres) | 0,15 | 0,30 | 0,45 | 0,60 | 1,50 |
|--|-------|-------|-------|-------|-------|
| <i>M</i> <i>Avec arêtes vives</i> | 0,324 | 0,384 | 0,342 | 0,353 | 0,422 |
| <i>M</i> <i>Avec arête amont arrondie</i> ($R = 0,10$ m) | 0,368 | 0,375 | 0,377 | 0,382 | 0,431 |

Tableau 1.4 : Valeurs du coefficient de débit m pour des déversoirs à paroi épaisse.

Epaisseur $e = 2,00$ m ; $L = 2,60$ m, hauteur variant entre 1,35 m et 1,50 m.

Chapitre 2 : Etat de connaissance sur les déversoirs à mince paroi

| | | | | | |
|---|-------|-------|-------|-------|-------|
| Charge H (en mètres) | 0,15 | 0,30 | 0,45 | 0,60 | 1,50 |
| M Avec arêtes vives | 0,311 | 0,324 | 0,316 | 0,308 | 0,336 |
| M Avec arête amont arrondie ($R = 0,10 m$) | 0,337 | 0,352 | 0,353 | 0,353 | 0,366 |

Il ressort des tableaux (1.3) et (1.4) que :

- les faibles coefficients de débit égaux à 0,35 et même à 0,33 se rencontrent effectivement avec des seuils épais, surtout si les arêtes du bord aval du seuil sont vives.

- pour une même charge H et une même configuration, les coefficients de débit sont meilleurs avec le seuil de 0,80 m d'épaisseur qu'avec le seuil de 2 m d'épaisseur.

Déversoir à seuil épais à profil en long triangulaire

Il s'agit d'un déversoir créant une contraction verticale de l'écoulement par sa surélévation en formant un seuil dit " seuil épais " (figure 1.12). Il est en général inséré dans un canal d'aménée de section rectangulaire et l'écoulement s'y étend sur toute la largeur et reste en contact avec le seuil sur une certaine longueur.

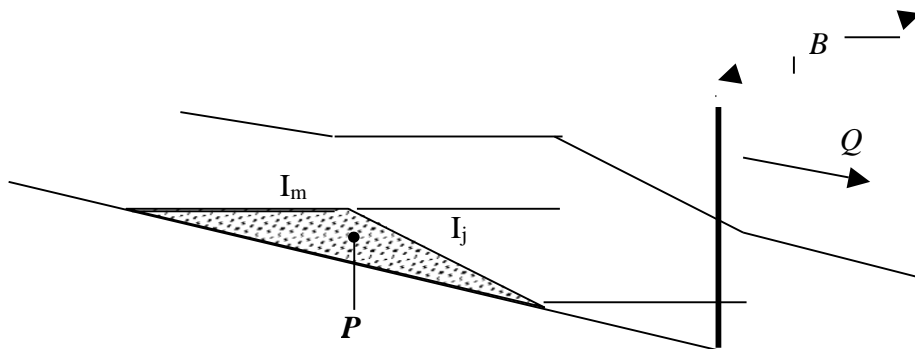


Figure 1.12 : Représentation schématique du déversoir à paroi épaisse à profil en long triangulaire.

Le débit est donné, après étalonnage de l'appareil, par mesure de la profondeur de la lame déversant.

Si B est la largeur du canal d'aménée, sur une longueur d'eau moins de $10B$ les caractéristiques suivantes doivent être respectées:

- Le canal d'aménée doit être rectiligne.

Chapitre 2 : Etat de connaissance sur les déversoirs à mince paroi

- La section transversale du canal d'aménée doit être rectangulaire et constante.
- La pente du canal d'aménée doit être inférieure à 2%.
- Les parois du canal d'aménée doivent être lisses.
- L'arête déterminée par l'intersection des parements amont et aval de pente respective I_m et I_j doit être horizontale avec cependant une tolérance de 0,2%.

Déversoir à seuil épais à profil triangulaire type Bazin

Les caractéristiques de l'appareil, basé sur une contraction verticale telle que représentée par la figure (1.12) sont:

- Hauteur de pelle $P=50$ cm en admettant une tolérance de 2cm.
- Le bon fonctionnement de l'appareil est conditionné par les quatre combinaisons suivantes des pentes des parements amont et aval I_m et I_j :

Tableau 1.5 : Valeur de pentes amont et aval du déversoir à seuil épais à profil triangulaire type Bazin.

| | | | | |
|-------|-----|-----|-----|-----|
| I_m | 1/1 | 1/1 | 1/1 | 1/2 |
| I_j | 1/1 | 1/2 | 1/3 | 1/2 |

Le débit passant par l'appareil se calcule par la relation suivante :

$$Q = \mu B \sqrt{2gh}^{3/2} \quad (1.40)$$

Rappelons que μ est le coefficient de débit et que B est la largeur du canal dans le quel est inséré le dispositif de mesure. La profondeur h correspond à l'épaisseur de la lame d'eau et doit être mesurée à 2,5 fois la profondeur h_{max} à l'amont. Afin de simplifier les calculs, la formule du débit peut également s'écrire :

$$Q = KBh^{3/2} \quad (1.41)$$

Où $K = \mu \sqrt{2g}$. Dans la relation (1.41), la profondeur h ainsi que la largeur B , sont mesurées

en centimètres et le débit Q est exprimé en litres par seconde.

Les valeurs de K sont consignées dans le tableau (1.6), en fonction de h et des pentes I_m et I_j du parement amont et aval du seuil

Tableau 1.6 : Valeurs du paramètre K de la relation (1.37) en fonction de h , I_m et I_j

Chapitre 2 : Etat de connaissance sur les déversoirs à mince paroi

| $h(cm)$ | $I_m=1/1$ $I_j=1/1$ | $I_m=1/1$ $I_j=1/2$ | $I_m=1/2$ $I_j=1/3$ | $I_m=1/2$ $I_j=1/2$ |
|---------|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|
| 6 | 0,0211 | 0,0211 | 0,0211 | 0,0211 |
| 9 | 0,0235 | 0,0210 | 0,0192 | 0,0213 |
| 12 | 0,0232 | 0,0208 | 0,0194 | 0,0211 |
| 15 | 0,0228 | 0,0208 | 0,0192 | 0,0212 |
| 18 | 0,0227 | 0,0209 | 0,0191 | 0,0212 |
| 21 | 0,0227 | 0,0211 | 0,0190 | 0,0211 |
| 24 | 0,0227 | 0,0212 | 0,0191 | 0,0213 |
| 27 | 0,0226 | 0,0213 | 0,0192 | 0,0213 |
| 30 | 0,0225 | 0,0213 | 0,0192 | 0,0213 |
| 36 | 0,0217 | 0,0213 | 0,0192 | 0,0213 |
| 45 | 0,0207 | 0,0212 | 0,0191 | 0,0213 |

Déversoir à seuil épais à profil triangulaire type Crump

La forme de ce déversoir est également caractérisée par un profil en long triangulaire mais les pentes amont et aval du seuil ont des valeurs différentes de celles du seuil à profil triangulaire de type Bazin que nous avons décrit précédemment. La figure (1.13) représente schématiquement ce déversoir.

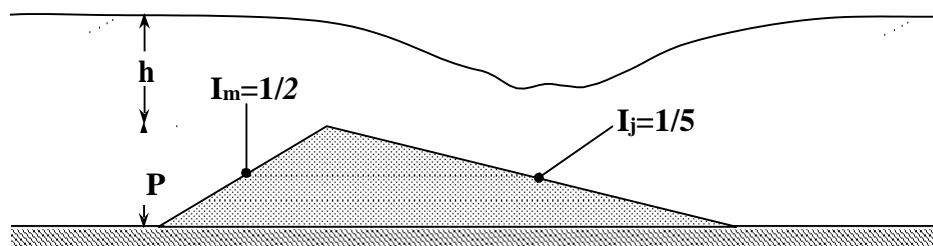


Figure 1.13 : Déversoir à seuil épais à profil triangulaire de type Crump. Représentation schématique de l'écoulement

Le dispositif de mesure ainsi décrit possède des limites d'utilisation comme tous ses homologues. Celle-ci est:

- Charge relative maximale: $h/P < 3$.
- Charge minimale $h : h > 8\text{cm}$.

La formule du débit issue de l'étalonnage de l'appareil est:

Chapitre 2 : Etat de connaissance sur les déversoirs à mince paroi

$$Q = C_e C_v B h^{3/2} \sqrt{g} \quad (1.42)$$

- C_e est un coefficient sans dimension et dont la valeur est 0,626
- C_v désigne le coefficient de vitesse, fonction de la largeur B , de la hauteur du plan d'eau h et la hauteur de pelle P .
- La hauteur du plan d'eau h doit être mesurée entre 3 et 4 fois la hauteur maximale du plan d'eau à l'amont de la crête du déversoir.

1.3. CONCLUSION

Le chapitre de notre mémoire a eu pour objectif de passer en revue les principaux appareils de mesure du débit dans les canaux ouverts utilisés dans la pratique de l'ingénieur.

Nous pouvons noter que ces appareils présentent tous une loi hauteur – débit. Cette hauteur correspond à l'épaisseur de la lame d'eau franchissant l'appareil et elle est mesurée à l'amont. Notre étude a montré deux grandes catégories d'appareils. La première catégorie correspond aux appareils utilisant le libre déversement par-dessus une paroi plane mince verticale placée en travers de l'écoulement. Ces appareils sont appelés déversoirs à paroi mince et sont dotés d'une échancrure de forme rectangulaire, soit d'une échancrure de forme triangulaire circulaire ou trapézoïdale. Ce sont les deux premières formes qui sont les plus utilisées. La deuxième catégorie correspond également à un écoulement à libre déversement, mais par-dessus une paroi épaisse.

Lorsque le déversoir est doté d'une échancrure rectangulaire ou trapézoïdale, le débit volume Q est proportionnel à la puissance $3/2$ de la hauteur de déversement mesurée à l'amont. Par contre, lorsque le déversoir est doté d'une échancrure de forme triangulaire ou de forme circulaire, le débit volume Q est proportionnel à la puissance $5/2$ de la hauteur de déversement.

Nous avons montré que toutes les relations exprimant le débit transitant à travers ces déversoirs contiennent des termes correctifs. Le plus important d'entre eux est sans aucun doute le coefficient de débit μ .


Nous avons alors indiqué les paramètres dont dépend ce coefficient et nous avons également présenté les relations qui permettent de l'évaluer, selon divers auteurs.

Le déversoir à paroi mince et à échancrure rectangulaire peut être avec contraction latérale ou sans contraction latérale. Le coefficient de débit correspondant dépend essentiellement de la hauteur relative h/P , où h est la hauteur de déversement et P est la hauteur de pelle du déversoir. Certains auteurs ont pu définir l'influence de la tension superficielle sur le coefficient de débit μ et cette influence est appréhendée par le terme $1/h$.

Chapitre 2 : Etat de connaissance sur les déversoirs à mince paroi

Nous avons tenté de définir aussi clairement que possible les limites d'applicabilité des divers déversoirs présentés, en indiquant les gammes de valeurs des paramètres hydrauliques de l'écoulement et géométriques de l'appareil.

Les déversoirs présentent un certain nombre de contraintes liées d'une part aux dépôts solides qui s'y accumulent et nécessitent alors un nettoyage périodique. D'autre part, en raison du caractère déversant de l'écoulement, la charge à l'amont se transforme à l'aval en énergie cinétique dans sa quasi-globalité. Toute la charge amont est ainsi perdue à l'aval et cela constitue un inconvénient certain surtout dans les zones à faible déclivité.



**Chapitre 3 Equation de la
quantité de mouvement**

Introduction

Le mouvement d'un fluide fait appel à des notions différentes de celles développées en Mécanique du point ou du solide. Le mouvement d'un fluide est un écoulement où il y a déformation continue du fluide. On peut, de manière analogue à ce que l'on fait en Mécanique du solide, isoler (par la pensée ou en trouvant un moyen de visualisation, coloration par exemple) une partie restreinte du fluide appelée particule et la " suivre " au cours du temps c'est Chapitre Equations du mouvement d'un fluide , précédent, nous avons dressé la liste des forces agissant sur un fluide, et il nous est maintenant possible de préciser la forme des équations de bilan quantité de mouvement. Nous différons volontairement l'expression de la contribution visqueuse, d'une part pour simplifier l'exposé, et d'autre part pour obtenir un jeu d'équations indépendants du modèle de fluide utilisé. Nous présenterons dans un premier temps les équations de conservation sous forme de bilan volumique, immédiatement déductible de la section 2.4. Ensuite nous présenterons les formes locales de ces équations, sous formes d'équations aux dérivées partielles, traditionnellement exposées dans la plupart des textes de mécanique des fluides. Enfin nous traiterons le cas particulier, mais fondamental des machines fluides, en relation avec le cours de thermodynamique des systèmes ouverts. à dire connaître à chaque instant sa position.

Comme nous l'avons déjà dit, l'écoulement dans un canal rectangulaire contrôlé par un déversoir est régi par l'équation de la quantité de mouvement appliquée entre ses sections initiale et finale ; c'est en fait la seconde loi de Newton qui est appliquée énonçant que la variation de la quantité de mouvement s'opérant entre les sections 1 et 2 est égale à la somme des forces extérieures agissant sur la masse liquide en mouvement. L'application de cette loi a nécessité quatre hypothèses simplificatrices : 1. la répartition des pressions dans les sections initiale et finale est hydrostatique. 2. la distribution des vitesses y est uniforme, 3. la perte de charge par frottement est négligeable. 4. la résistance de l'air est négligeable. En outre, en raison du fait que le ressaut évolue dans un canal de pente nulle, la composante tangentielle du poids propre de la masse liquide considérée est nulle. Ainsi, les forces extérieures appliquées à la masse liquide en mouvement se résument aux forces de pressions hydrostatiques F_1 et F_2 s'exerçant sur les sections 1 et 2. Ces forces s'écrivent :

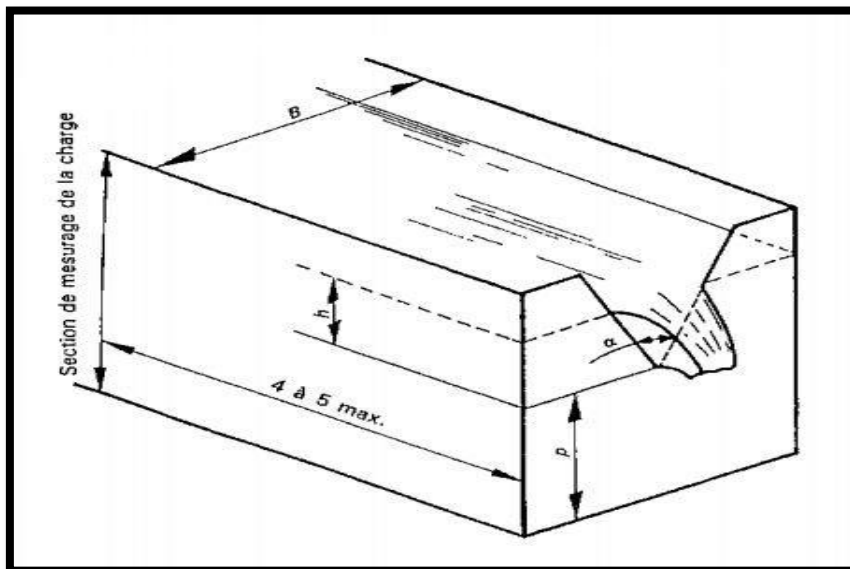
$$F_1 = \bar{\gamma} \bar{h}_1 \cdot A_1$$

$$F_2 = \bar{\gamma} \bar{h}_2 \cdot A_2$$

A_1 : la section mouillée dans le canal rectangulaire

A_2 : la section mouillée franchissant le déversoir triangulaire

γ désigne le poids spécifique du liquide, h_1 et h_2 sont respectivement la position du centre de gravité des sections A, et A' par rapport à la surface libre de l'écoulement dans ces sections. On peut ainsi écrire que $h_1 = h_1/2$ et $h_2 = h_2/2$. Sachant que $p.Q.v$ représente la quantité de mouvement,



Déversoir triangulaire en mince paroi

Vue en plan de l'écoulement franchissant le dispositif.

CONSIDERATIONS THEORIQUES DU déversoir triangulaire à paroi mince

II.3.1. Application de l'équation de la quantité de mouvement. Loi hauteur-débit.

L'équation de la quantité de mouvement Cette équation doit prendre en considération la force de réaction F , de la face amont du dispositif correspondant au rétrécissement brusque de la section droite du canal d'amenée. L'application de l'équation de la quantité de mouvement nécessite les hypothèses simplificatrices suivantes : - la répartition de la pression est hydrostatique en toute section. - la répartition de la vitesse est uniforme. - les pertes de charge par frottement AH sont négligeables, la résistance de l'air est négligeable.

$$A_1 = Bh_1$$

$$A_3 = mh_3^2$$

En outre, en désignant par A , l'aire de la section de la face amont du dispositif de hauteur h_1 et sur laquelle s'exerce la force de réaction F_r , nous pouvons aisément établir

que :

$$A_r = Bh_1 - mh_1^2$$

que :

$$F_1 - F_3 - F_r = \rho Q(V_3 - V_1)$$

Le membre gauche de l'équation

$$F_1 - F_3 - F_r = \rho Q(V_3 - V_1)$$

représente la somme des forces extérieures mises en jeu, après avoir procédé à leur projection sur un axe longitudinal orienté positivement suivant le sens de l'écoulement. Le membre droit de l'équation représente quant à lui la variation de la quantité de mouvement se produisant. Le paramètre ρ désigne la masse volumique du liquide en écoulement et nous rappelons que Q est le débit volume écoulé. Les vitesses V_1 et V_3 sont les vitesses moyennes de l'écoulement. L'une des hypothèses simplificatrices ayant permis d'écrire l'équation étant le caractère hydrostatique des forces mises en jeu, nous pouvons alors écrire que :

$$F_1 = \gamma \bar{h}_1 \cdot A_1$$

$$F_2 = \gamma \bar{h}_2 \cdot A_2$$

$$F_r = \gamma \cdot h_r \cdot A_r$$

où : $\gamma = \rho g$ désigne le poids spécifique du liquide en écoulement.

\bar{h}_1 , \bar{h}_2 et h_r désignent respectivement la position du centre de gravité des sections

A_1 , A_2 , et A_r , comptée à partir de la surface libre de l'écoulement.

s'écrivent respectivement :

$$\bar{h}_1 = h_1/2$$

$$\bar{h}_3 = h_3/3$$

$$\bar{h}_r = \frac{h_1}{6} \left(\frac{3B - 2mh_1}{B - mh_1} \right)$$

En outre, si l'on considérait d'un point de vue théorique que la section correspond à la section critique de profondeur h_c , nous pourrions écrire que :

$$h_3 = h_c$$

$$h_c = \sqrt[5]{\frac{2Q^2}{gm^2}}$$

Tenant compte de toutes ces considérations théoriques et après arrangement, l'équation devient :

$$h_1^{*5} - \frac{5}{3M_1} h_1^{*3} + \frac{2}{3M_1} = 0$$

où $h = h/h_0$, et $M_1 = mh_0/B$. Notons que les paramètres h et M_1 sont adimensionnels.

Etant donné le caractère fluvial de l'écoulement, la profondeur h , est supérieure à la profondeur critique h_c , ce qui permet d'écrire que $h_1 < 1$. En ce qui concerne le paramètre M_1 , nous pouvons remarquer qu'il représente physiquement le rapport de deux sections et s'écrit $M_1 = mh_0/B = (mh_0)/(Bh_0)$. Il correspond donc au rapport de la section mh_0 de la section triangulaire à l'entrée du dispositif, à la section rectangulaire h_0 à l'amont immédiat du dispositif. Or, nous pouvons écrire que nous pouvons $Bh_0 > mh_0$, ce qui permet de conclure que $M_1 < 1$. En outre, nous avons déjà établi que, compte tenu de la figure

$$\text{tg}(\theta_{\max}/2) = m = B/(2h_0)$$

soit :

$$mh_0/B = M_1 (h_1 = h_0) = 1/2$$

Nous montrons ainsi que la valeur maximale du paramètre M_1 , est égale à 1/2, atteinte lorsque $h_1 = h_0$. Ainsi, le paramètre adimensionnel M_1 , varie dans la gamme :

OSM 50,5

La relation obtenue par des considérations théoriques, montre que h_1 est lié au seul paramètre M_1 par une équation implicite de degré cinq. Cette équation est représentée graphiquement sur la figure et la courbe obtenue indique que h_1 augmente avec l'accroissement de M_1 . Nous pouvons également constater que dans toute la gamme 0 SM 50,5, le paramètre h_1 varie dans la gamme relativement réduite

$$0,737 < h_1 < 0,79.$$

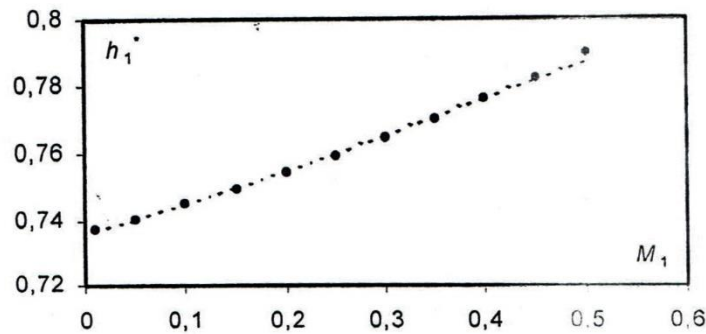


Figure : Variation de ha en fonction de M, selon la relation

(---): Courbe d'ajustement tracée selon la relation

Un ajustement, basé sur la méthode des moindres carrés non linéaires, a permis de proposer une excellente relation approchée en remplacement de l'équation implicite

. L'erreur relative maximale commise sur le calcul du paramètre hi est de 0,6 % et elle est atteinte pour la plus grande valeur de M1, soit M1 = 0,5 :

$$h_1^* \cong 0,11M_1^{9/8} + 0,737$$

La charge totale dans la section 1-1 est, par rapport au fond horizontal du Canal d'amenée :

$$H_1 = h_1 + \frac{Q^2}{2gB^2h_1^2}$$

En rapportant les termes de la relation à la profondeur critique he dans la section triangulaire, il vient que :

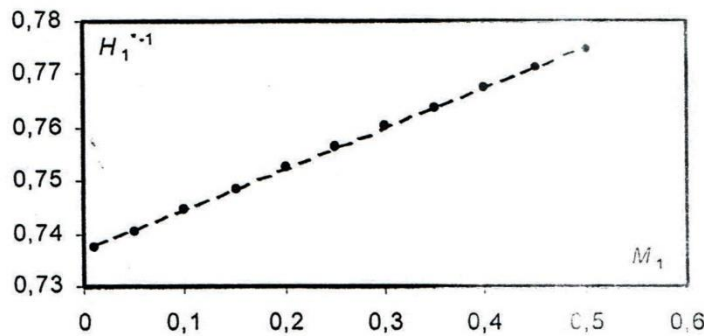
$$H_1^* = h_1^{*-1} + \frac{1}{4}M_1^2 h_1^{*+4}$$

Où Hj = Hilne

Les relations (et montrent que la charge relative H= H, The ne dépend que duparamètre adimensionnel M1., la variation de H** en fonction de M1. Nous pouvons alors observer que la courbe obtenue peut être assimilée, avec un coefficient de corrélation R2 =

0,9996, à une droite d'équation :

$$H_1^{*-1} = \frac{h_c}{H_1} = 0,0757M_1 + 0,7372$$



: Variation onction de M selon les relations (---): Courbe tracée selon la relation

II.3.2. Expression théorique du coefficient de débit

, en tenant compte de la condition de criticité dans lasection triangulaire du dispositif :

$$h_c = 5 \sqrt{\frac{2Q^2}{gm^2}} = (0,11M_1^{9/8} + 0,737)h_1$$

ou bien :

$$Q = \frac{1}{2} m \sqrt{2g} (0,11M_1^{9/8} + 0,737)^{5/2} h_1^{5/2}$$

Cette dernière relation peut également s'écrire, compte tenu du fait que la hauteur de pelle est nulle :

$$Q = \frac{1}{2} \sqrt{2g} B M_1 (0,11M_1^{9/8} + 0,737)^{5/2} h_1^{3/2}$$

où l'on rappelle que B est la largeur du canal rectangulaire dans lequel est inséré lemerdispositif triangulaire étudié. Le débit unitaire q = QIB écoulé par le canal est donc :

$$q = \frac{1}{2} \sqrt{2g} M_1 (0,11M_1^{9/8} + 0,737)^{5/2} h_1^{3/2}$$

On peut exprimer la relation sous la même forme que celle de l'équation , soit q=Kh^{3/2}, où K est :

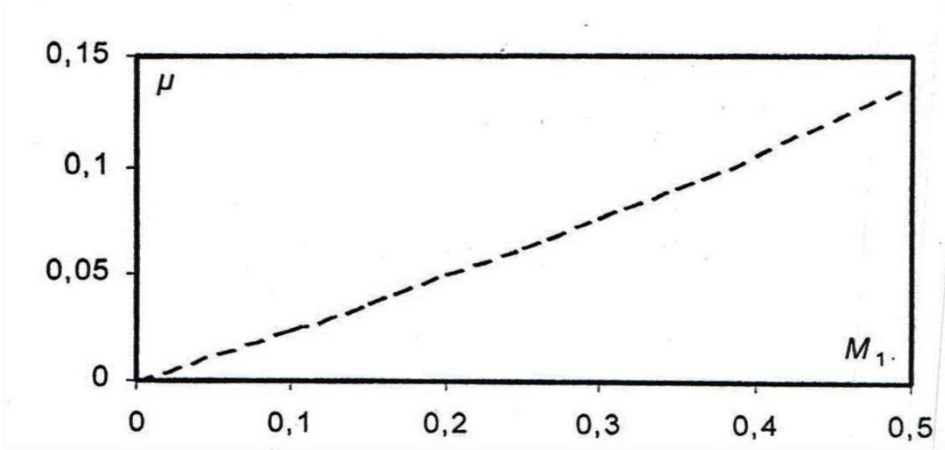
$$K = \frac{1}{2} \sqrt{2g} M_1 (0,11M_1^{9/8} + 0,737)^{5/2} = 11 \sqrt{2g}$$

Le coefficient de débit μ n'est donc fonction que du seul paramètre adimensionnel M_1 , et s'écrit :

$$\mu = \frac{1}{2} M_1 \left(0,11M_1^{9/8} + 0,737 \right)^{5/2}$$

La relation représente ainsi l'expression théorique de coefficient de débit du dispositif étudié. Pour la valeur maximale $M_1 = 0,5$, la relation) indique que $\mu = 0,1375$, tandis que la relation indique que $K = 0.609$. La relation (est représentée graphiquement sur la figure 20. Elle montre que μ augmente avec l'accroissement de M_1 .

En pratique, il n'y a aucune difficulté à évaluer le paramètre $M_1 = mh/B$, après avoir mesurer la profondeur h_1 de l'écoulement dans le canal d'ame de rectangulaire à l'amont du dispositif étudié. L'évaluation du paramètre M_1 et la mesure limnimétrique de h_1 permettent alors d'estimer le débit volume Q , ou le débit uni aire q , par application des relations respectivement.



: Variation du coefficient de débit μ en fonction de M_1 selon la relation

II.3.3. Effet de la vitesse d'approche de l'écoulement

Dans le domaine de la dé biométrie, l'effet de la vitesse d'approche de l'écoulement peut avoir une influence non négligeable sur la valeur du coefficient de débit μ . Afin de quantifier cet effet par une approche théorique, nous pouvons faire appel à la relation La charge totale H_1 peut être remplacée par la quantité (178) h_1 , où δ désigne la fraction de la charge en rapport avec l'énergie cinétique. L'équation devient alors, en tenant compte de la condition de criticité dans la section triangulaire du dispositif

étudié:

$$h_c = \sqrt[5]{\frac{2Q^2}{gm^2}} = \zeta(1+\delta)h_1$$

où $f(M_1) = (0,0757M_1 + 0,7372)$. La relation précédente peut également s'écrire

$$Q = \frac{1}{2} \sqrt{2g} B C_M (1 + \delta)^{5/2} h_1^{3/2}$$

Lorsque l'effet de la vitesse d'approche de l'écoulement devient négligeable, nous pouvons alors écrire que 0.

La charge totale H_1 s'écrit:

$$H_1 = (1 + \delta)h_1 = h_1 + \frac{Q^2}{2gB^2h_1^2}$$

En tenant compte de (52), la relation (53) permet d'écrire :

$$\delta = \frac{Q^2}{2gB^2h_1^3}$$

ou bien :

$$\delta = \frac{1}{4} C_M^2 (1 + \delta)^5$$

$$\frac{(1 + \delta)^5}{\delta} = \frac{4}{C_M^2} = \frac{4}{M_1^2 \zeta^5}$$

La relation montre que le facteur cinétique δ ne dépend que du paramètre M_1 , en rappelant que le paramètre ζ n'est fonction également que de M_1 . Le calcul indique que dans toute la gamme ($0,5 < M_1 < 5$), le facteur cinétique S est nettement inférieur à l'unité et l'on peut écrire que $(1 + \delta) \approx (1 + 5\delta)$. Cette dernière remarque permet la simplification de la relation (54) qui s'écrit:

$$\delta = \frac{C_M^2}{4 - 5C_M^2}$$

soit :

$$(1 + \delta)^{5/2} = \left(\frac{1 - C_M^2}{1 - \frac{5}{4}C_M^2} \right)^{5/2}$$

Ainsi, en tenant compte des relations et le débit volume Q écoulé par le canal est :

$$Q = \frac{1}{2} \sqrt{2g} BC_M \left(\frac{1 - C_M^2}{1 - \frac{5}{4} C_M^2} \right)^{5/2} h_1^{3/2}$$

Etant donné que le débit dépend à la fois de la profondeur h_1 et des caractéristiques géométriques du dispositif, la relation est en conformité avec le principe de fonctionnement des appareils semi modulaires. La relation peut se mettre sous la forme $Q = K B h_1^2$, avec :

$$K = \mu \sqrt{2g} = \frac{1}{2} \sqrt{2g} C_M \left(\frac{1 - C_M^2}{1 - \frac{5}{4} C_M^2} \right)^{5/2}$$

Il ressort ainsi que le coefficient de débit μ est :

$$\mu = \frac{1}{2} C_M \left(\frac{1 - C_M^2}{1 - \frac{5}{4} C_M^2} \right)^{5/2}$$

La relation (58) exprime le coefficient de débit théorique H_1 , tout en tenant compte de l'effet de la vitesse d'approche de l'écoulement. Cet effet est quantifié par le terme entre les crochets, en posant H_0

$$\frac{\mu}{\mu_0} = (1 + \delta)^{5/2} = \left(\frac{1 - C_M^2}{1 - \frac{5}{4} C_M^2} \right)^{5/2} = f(M_1)$$

Le coefficient μ_0 est le coefficient de débit correspondant à $\delta = 0$, défini par la relation

. La relation est représentée graphiquement sur la figure 21 et montre que $\mu > \mu_0$ et $\mu / \mu_0 \rightarrow 1$ augmente avec l'accroissement de M_1 . Nous pouvons également constater que lorsque $M_1 \rightarrow 0$, $\mu / \mu_0 \rightarrow 1$ et l'effet du facteur cinétique δ devient négligeable. Par contre, l'effet de δ est relativement significatif pour les valeurs plus élevées de M_1 . L'écart relatif, entre le coefficient de débit μ et H_0 , atteint 5% environ pour la valeur maximale $M_1 = 0,5$. Pour évaluer le débit volume Q avec la plus grande précision possible, il est recommandé d'appliquer la relation L'effet de la tension superficielle peut également influencer sur la valeur du coefficient de débit et par conséquent sur celle du débit volume. Cet effet apparaît essentiellement pour les valeurs réduites de M_1 et une étude ultérieure tentera d'appréhender cet aspect du problème.

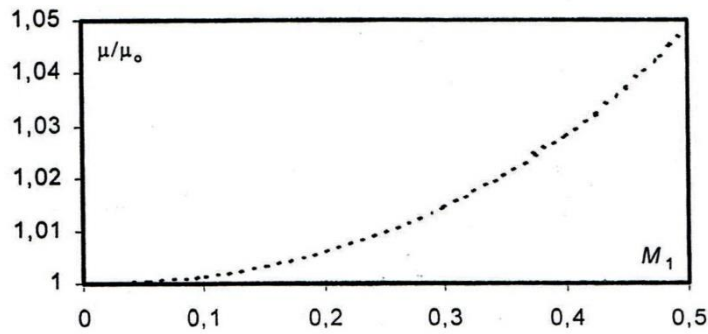


Figure 21 : Variation de μ en fonction de M_1 selon la relation

$$Q = \frac{16}{25} \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \sqrt{\frac{2}{5} g h^5}$$

Ou bien :

$$Q = \frac{8}{15} \mu \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \sqrt{2 g h^5}$$

$$Q = \frac{16}{25} \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \sqrt{\frac{2}{5} g h^5}$$

Ou bien :

$$Q = \frac{8}{15} \mu \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \sqrt{2 g h^5}$$

$$\text{Donc } \mu = \frac{6}{5\sqrt{5}} = 0,5366$$

$$\mu = \frac{1}{2} C_M \left(\frac{1 - C_M^2}{1 - \frac{5}{4} C_M^2} \right)^{5/2}$$

$$C_m = m_1 \xi^{5/2}$$

$$\xi = 0.757 M + 0.7372$$

$$M = \frac{mh}{b}$$

$$\tan \theta = \frac{1}{m}$$

$$m = \frac{1}{\tan \varnothing}$$

$$h/b = 0.4$$

$$\tan 45 = 1$$

$$m = \frac{1}{1}$$

$$m = 1$$

$$M = 1 * 0.4$$

$$M = 0.4$$

$$\xi = 0.757 M + 0.7372$$

$$\xi = 0.757 (0.4) + 0.7372$$

$$\xi = 0.767$$

$$c_m = m_1 \xi^{5/2}$$

$$c_m = 0.45 * 0.767^{5/2}$$

$$c_m = 0.2$$

$$\mu = \frac{1}{2} C_M \left(\frac{1 - C_M^2}{1 - \frac{5}{4} C_M^2} \right)^{5/2}$$

$$\mu_{th} = 0.1026$$

$$\mu_0 = \frac{1}{2} c_m$$

$$\mu_0 = \frac{1}{2} 0.2$$

$$\mu_0 = 0.1$$

$$\frac{\mu_{th}}{\mu_0} = \frac{0.1026}{0.1}$$

$$\frac{\mu_{th}}{\mu_0} = 1.026$$

La valeur coefficient du débit calculé par la formule

$$\mu = \frac{1}{2} C_M \left(\frac{1 - C_M^2}{1 - \frac{5}{4} C_M^2} \right)^{5/2}$$

(strictement inférieure au coefficient du débit trouvé par les formules expérimentale empirique de (Kinés Vater ,1957) de coefficient du débit en raison de que on néglige l'effet de la vitesse d'approche d'écoulement en plus l'application de l'équation du quantité de mouvement et simplifier le coefficient KOROLUS (B) qui a était d'une valeur de l'unité $\beta=1$ et les pressions sont simplifier au pressions hydrostatique Enfin on néglige l'effet de frottement de l'air.

Conclusion :

c'est Chapitre Equations du mouvement d'un fluide , précédent, nous avons dressé e la liste des forces agissant sur un fluide, et il nous est maintenant possible de préciser la forme des équations de bilane quantité e de mouvement. Nous différons volontairement l'expression de la contribution visqueuse, d'une part pour simplifier l'exposé e, et d'autre part pour obtenir un jeu d'équations indépendants du modèle de fluide utilise .Nous présenterons dans un premier temps les équations de conservation sous forme de bilan volumique, immédiatement d'édeductible de la section 2.4. Ensuite nous présenterons les formes locales de ces équations, sous formes d'équations aux d'étrivées partielles, traditionnellement exposées dans la plupart des textes de mécanique des fluides. Enfin nous traiterons le cas particulier, mais fondamental des machines fluides, en relation avec le cours de thermodynamique des systèmes ouverts. à dire connaître à chaque instant sa position.

Conclusion général

Conclusion général :

Au chapitre 1, nous avons parlé des caractéristiques d'un flux régulier. Nous avons également montré que ce type d'écoulement n'est pas satisfait dans la pratique, et pourtant très bien accepté lors du calcul des caractéristiques d'écoulement dans les canaux et les rivières (Zhao, 1973). Dans ce chapitre, nous avons mentionné les relations et les formules habituelles d'écoulement uniforme, telles que les formules de Chézy et de Manning-Strickler.

Le flux transporté par un canal d'une certaine forme est souvent rencontré dans la pratique d'un ingénieur hydraulique. Actuellement, il existe de nombreuses méthodes de mesure du débit, et chacune a ses propres particularités, inconvénients et avantages. L'écoulement se produit dans un tube ou un canal avec une surface libre.

Nous avons inclus les forces agissant sur un fluide, à partir desquelles nous pouvons déterminer la forme des équations quantitatives de la valeur du mouvement. Nous avons pu obtenir un ensemble d'équations indépendant du modèle fluide utilisé. Nous avons d'abord présenté les équations de conservation sous la forme d'une valeur de volume, d'infériorité, puis nous avons présenté les formes locales de ces équations, sous la forme d'équations partiellement dérivées. Enfin, nous traitons le cas particulier, mais fondamental, des machines à fluide, en ce qui concerne la voie thermodynamique des systèmes ouverts. Dire qu'il connaît sa position à tout moment.

Selon note étude théorique en peut dire que l'application de quantité de mouvement à pour but de traduire l'expression coefficient du débit en peut également dire non pas négligé l'effet de la vitesse d'approche d'écoulement

On raison que au dessous de diversoir la vitesse s'accroître l'écoulement simplifier s'accélère qui correspond à l'endroit de la profondeur critique

On note que cette application basé sur des simplification de l'épothèse quantité de mouvement ainsi que la négligence de la viscosité cinématique de l'eau et rugosité des parois

Références bibliographiques

- ACHOUR, B., BEDJAOU, A., KHATTAOUI, M., DEBABECHE, M.,** *Contribution au calcul des écoulements uniformes à surface libre et en charge*, Lahryss/Journal, N° 2, 7-36, 2002.
- ACHOUR, B., BEDJAOU, A.,** *Calcul du coefficient de frottement en conduite circulaire sous pression*, Lahryss/Journal, N° 5, pp.197-200, 2006.
- ACHOUR, B., and BEDJAOU, A.,** *Discussion of Explicit Solutions for Normal Depth Problem*, *J. Hydraulic Research, IAHR*, 2006, 44, No. 5, pp. 715-717
- ACHOUR, B., NEBBAR, M L.,** *New Approach for the Calculation of Critical Depth in a UShaped Channel*, *Journal of Scientific Research*, Article no.JSRR.20056. 8(6): 1-6, 2015.
- ARMENDO LENCASTRE.** “*Hydraulique général*”. Ed Eyrolles. Quatrième tirage 2005, 633 pages.
- BAZIN H.,** *Etude d'une nouvelle formule pour calculer le débit des canaux découverts*, *Mémoire n°41, Annales des ponts et chaussées, Vol.14, ser.7, 4ème trimestre, p.20-70, 1897.*
- GANGUILLET E., KUTTER W.R.,** « *An investigation to establish a new general formula for uniform flow of water in canals and rivers* », *Zeitschrift des Oesterreichischen Ingenious end Architekten Vereines*, Vol.21, n°1, p.6-25, n°2-3, p.46-59, 1869.
- Hager, W.H.,** (1989), Hydraulic jump in U-shaped channel, Proc. AS CE, J. Hydraulic Engineering, 115, 667-675.
- Hager, W.H., Bretz, N.V.,** (1988), Sill-controlledstilling basin, the international symposium on hydraulics for higt dams, 273-280.
- Hager, W.H., Sinniger, R.,** (1985,1986), Flow Characteristics of the hydraulic Jump in a stilling
- Hager, W.H., Wanoschek, R.,** (1987), Hydraulic Jump in Triangular Channel, J. Hydraulic Research, Vol. 25, Nr. 5, pp. 549-564.
- Hachemi Rachedi, L.,** (2005), Analyse d'un écoulement au travers d'une contraction latérale, Mémoire de magister en hydraulique, Département d'hydraulique. Université de Biskra.
- M. CARLIER** “*Hydraulique générale et Appliquée*” *Edition Eyrolls, Paris France, 1986.*
- NEBBAR Mohammed Lakhdar.** Thèse Doctorat en sciences Ouvrages Hydrauliques Contribution à l'étude de l'écoulement critique, Université Mohamed Khider - Biskra Faculté des Sciences et de la technologie ,(2018)
- ZELLA, L.,** HYDRAULIQUE GENERALE, “*Hydrostatique et Hydrodynamique*”. Edition N° 5253, OPU, 4-2012.

Résumé

Ces écoulements sont caractérisés par la présence d'une surface libre en contact avec l'air, qui est généralement soumise à la pression atmosphérique et peut changer de forme, impliquant une variation possible de la forme et des dimensions de la section de la masse liquide. L'écoulement de surface libre en charge présente l'avantage d'avoir une surface dans laquelle l'écoulement est en contact direct avec l'air, de sorte que le gradient de pression ne peut pas être le moteur de l'écoulement, mais la gravité joue également un rôle plus important dans la génération du mouvement. Un système hydraulique fluvial concerne principalement les écoulements dans les cours d'eau, tels que les rivières et les ruisseaux, ainsi que dans les systèmes de drainage tels que les systèmes de drainage pluvial. La mesure du débit est une composante essentielle des installations hydrauliques. Actuellement, il existe différentes méthodes et dispositifs de mesure de débit, il existe un grand nombre de structures hydrauliques appartenant à la famille des barrages et canaux.

Pour les remblais, le principe est simple, ce sont ceux qui utilisent le déchargement libre sur un mur vertical. Nous avons inclus les forces agissant sur un fluide, à partir desquelles nous pouvons déterminer la forme des équations quantitatives de la valeur du mouvement. Nous avons pu obtenir un ensemble d'équations indépendant du modèle fluide utilisé.

ABSTRACT

These flows are characterized by the presence of a free surface in contact with air, which is generally subjected to atmospheric pressure and can change shape, involving a possible variation in the shape and dimensions of the cross section of the liquid mass. . The free surface flow under load has the advantage of having a surface in which the flow is in direct contact with air, so that the pressure gradient cannot be the driving force of the flow, but gravity also plays a larger role in generating movement. A river hydraulic system is primarily concerned with flows in streams, such as rivers and streams, as well as in drainage systems such as storm drainage systems.

Flow measurement is an essential component of hydraulic installations. Currently, there are different methods and devices for measuring flow, there are a large number of hydraulic structures belonging to the family of dams and canals. For embankments, the principle is simple, they are those which use free unloading on a vertical wall. We have included the forces acting on a fluid, from which we can determine the form of the quantitative equations of the value of motion. We were able to obtain a set of equations independent of the fluid model used.

ملخص

تتميز هذه التدفقات بوجود سطح حر ملامس للهواء ، والذي يخضع عموماً للضغط الجوي ويمكن أن يغير شكله ، بما في ذلك تباين محتمل في شكل وأبعاد المقطع العرضي للكتلة السائلة. . يتميز التدفق السطحي الحر تحت الحمل بميزة وجود سطح يكون فيه التدفق على اتصال مباشر مع الهواء ، بحيث لا يمكن أن يكون تدرج الضغط هو محرك التدفق ، ولكن تلعب الجاذبية أيضاً دوراً أكبر في توليد الحركة. يهتم النظام الهيدروليكي للنهر في المقام الأول بالتدفقات في الجداول ، مثل الأنهار والجداول ، وكذلك في أنظمة الصرف مثل أنظمة تصريف العواصف.

قياس التدفق هو عنصر أساسي في التركيبات الهيدروليكية. يوجد حالياً طرق وأجهزة مختلفة لقياس التدفق ، وهناك عدد كبير من الهياكل الهيدروليكية التي تنتمي إلى عائلة السدود والقنوات. بالنسبة للجسور ، فإن المبدأ بسيط ، فهي تلك التي تستخدم التفريغ المجاني على جدار عمودي قمنا بتضمين القوى المؤثرة على مائع ، ومن خلالها يمكننا تحديد شكل المعادلات الكمية لقيمة الحركة. تمكنا من الحصول على مجموعة من المعادلات مستقلة عن نموذج المائع المستخدم