



Communication 8

Comportement hydraulique et modélisation des écoulements de surface

Jérôme Dubois

- N° 1 1986 W. H. Hager
Discharge measurement structures
- N° 2 1988 N. V. Bretz
Ressaut hydraulique forcé par seuil
- N° 3 1990 R. Bremen
Expanding stilling basin
- N° 4 1996 Dr R. Bremen
Ressaut hydraulique et bassins amortisseurs, aspects hydrauliques particuliers
- N° 5 1997 Compte-rendu du séminaire à l'EPFL
Recherche dans le domaine des barrages, crues extrêmes

- N° 6 1998 N. Beyer Portner
Erosion des bassins versants alpins suisse par ruissellement de surface
- N° 7 1998 G. De Cesare
Alluvionnement des retenues par courants de turbidité
- N° 8 1998 J. Dubois
Comportement hydraulique et modélisation des écoulements de surface



Communication 8

Comportement hydraulique et modélisation des écoulements de surface

Jérôme Dubois

PRÉFACE

Les analyses statistiques, utilisées jusqu'à présent pour l'estimation des crues générées sur les bassins versants, cèdent de plus en plus la place à la simulation numérique.

Partant des événements de précipitations, cette approche à base physique permet de déterminer la crue par le calcul non stationnaire du ruissellement de surface et des écoulements en rivière. Le calcul nécessite l'estimation des pertes de charge de l'écoulement de surface. A défaut d'autres méthodes, on utilisait jusqu'à présent des formulations empiriques classiques, comme celle de Manning-Strickler, développées pour des rivières en régime turbulent rugueux. Cependant, de telles formules ne sont pas adaptées à décrire correctement le processus physique des écoulements de surface et par conséquent l'hydrogramme de crue qui en résulte.

Cette lacune est comblée par la contribution du Dr Dubois présentée dans la présente communication.

Grâce à sa recherche, il a développé une nouvelle loi de comportement hydraulique qui permet de décrire toute la gamme des écoulements en lame mince dans une macro-rugosité, en régimes laminaire et turbulent.

La nouvelle loi fondée sur un modèle simple de calottes a été vérifiée par un grand nombre d'essais en laboratoire. Cette loi permet également le calcul physiquement correct de l'écoulement de surface sur des terrains naturels.

Dans la deuxième partie de la communication, le Dr Dubois développe un modèle de calcul pour la simulation de la formation et du transfert des crues sur un bassin versant. Le logiciel de simulation se base sur les techniques les plus récentes telles que les modèles numériques de terrain, la programmation objet, la méthode des volumes finis et la génération automatique du modèle de calcul. Dans une époque marquée par une menace croissante exercée par les crues sur les régions urbaines, les ouvrages et les infrastructures, le Dr Dubois offre, avec cette communication, une contribution bienvenue pour la pratique

Le travail de recherche était réalisé dans le cadre du projet CRUEX avec le soutien de l'Office fédéral de l'économie des eaux.

Nous remercions le Professeur Piroton de l'Université de Liège (Belgique) pour ses précieuses suggestions lors du développement du modèle de calcul.

Prof. Dr A. Schleiss

VORWORT

Neben den statistischen Analysen zur Hochwasserabschätzung hat die numerische Simulation von Hochwasserabflüssen in Einzugsgebieten in den letzten Jahren stark an Bedeutung gewonnen. Ausgehend von Niederschlägen wird dabei die Hochwasserwelle mit einer Berechnung des instationären Oberflächen- und Gerinneabflusses ermittelt. Dazu müssen unter anderem Annahmen bezüglich der Flächenreibungsverluste getroffen werden. Mangels an Besserem wurden dafür bis anhin die klassischen Reibungsansätze für Gerinne wie beispielsweise derjenige nach Strickler verwendet. Mit diesen kann aber der Oberflächenabfluss physikalisch nicht korrekt beschrieben werden, wodurch auch die Hochwasserwelle verfälscht wird. Dieser Mangel wird unter anderem von Herr Dr. Jérôme Dubois mit der vorliegenden Mitteilung behoben.

Er entwickelt ein neues Fliessgesetz, welches die ganze Bandbreite zwischen lamina-rem und turbulentem Abfluss auf Oberflächen mit Makrorauigkeiten beschreiben kann. Das auf einem einfachen Halbkugelmodell aufgebauten Fliessgesetz hat Dr. Dubois mit einer Vielzahl von physikalischen Versuchen im Labor überprüft. Mit diesem neuen Fliessgesetz können auch Abflüsse auf natürlichen Oberflächen physikalisch korrekt beschrieben werden.

Im zweiten Teil der Mitteilung erarbeitet Dr. Dubois ein numerisches Modell zur Simulation von Oberflächenabflüssen in Einzugsgebieten. Das Simulationsprogramm basiert auf den neuesten Techniken wie digitalem Geländemodell, objektorientierte Programmierung mit finiten Volumenelementen und automatische Generierung des Gerinnenetzes. In einer Zeit, in der weltweit die Bedrohung von besiedelten Gebieten, Bauten und Infrastrukturen durch Hochwasser zunimmt, leistet Dr. Dubois damit einem willkommenen und praxisrelevanten Beitrag.

Die Forschungsarbeit wurde im Rahmen des vom Bundesamt für Wasserwirtschaft unterstützten Projekt CRUEX durchgeführt. Wir danken Herr Prof. M. Piroton von der Universität Liège (Belgien) für seine wertvollen Anregungen bei der Entwicklung des Simulationsprogrammes.

Prof. Dr. A. Schleiss

TABLE DES MATIERES

Préface	I
Vorwort	II
Version abrégée	VII
Abstract	VIII
Première partie Introduction générale	1
1 Introduction	1
1.1 Grands barrages et crues extrêmes : frères amis ou ennemis ?	2
1.2 La modélisation physique des écoulements de surface : utopie académique ou avenir incontournable ?	3
1.3 Le coefficient de rugosité : réalité hydraulique ou artifice numérique ?	5
Deuxième partie comportement hydraulique des écoulements de surface	7
2 Revue de littérature	7
2.1 Ecoulement laminaire	7
2.1.1 Ecoulement sur plan	7
2.1.2 Ecoulement en profil quelconque	9
2.2 Ecoulement en régime transitoire	12
2.3 Ecoulement turbulent	12
2.3.1 Formules empiriques	12
2.3.2 Ecole de Prandtl	14
2.3.3 Macro-rugosité	16
2.3.4 Développements originaux	18
2.4 Ecoulement en milieu poreux	21
3 Constat de la situation actuelle	23
3.1 Ecoulement laminaire	23
3.2 Ecoulement turbulent : formules empiriques ou « formules modernes » ?	25
3.3 Conclusions	31
4 Le Modèle en billes	33
4.1 Description géométrique	33
4.2 Paramètres hydrauliques	34
5 Essais en écoulement uniforme	43

5.1 Installation d'essai	43
5.2 Système de mesure	44
5.3 Procédure d'essai	45
5.4 Réalisation du milieu en billes	45
5.5 Programme des essais	47
6 Analyse des essais en écoulement uniforme	49
6.1 Résultats bruts	49
6.2 Analyse du coefficient de Strickler	51
6.3 Analyse du coefficient de frottement	52
6.4 Nouvelle formulation	55
6.5 Discussion de la nouvelle formulation	63
6.5.1 Comparaison avec un écoulement laminaire dans le milieu en billes	64
6.5.2 Comparaison dans le domaine turbulent	67
Troisième partie Modélisation des écoulements de surface	69
7 Revue de littérature	69
7.1 Equation de St-Venant	69
7.2 Equation de l'onde cinématique	71
7.2.1 Limites de validité	72
7.2.2 Solution analytique pour un cas simple	72
8 Solution analytique de l'onde cinématique sur plan pour un cas général	77
9 Faitou : le modèle d'écoulement de surface	85
9.1 Introduction	85
9.2 Description du modèle	86
9.3 Equation de l'onde cinématique quasi-3D et méthode des volumes finis	88
9.4 Modélisation mathématique et numérique des écoulements en rivière	98
9.4.1 Equations de St-Venant et méthode de Mc-Cormack	98
9.4.2 Equation de l'onde diffusante et méthode Muskingum – Cunge	104
9.5 Génération du modèle de calcul	108
9.5.1 Génération du réseau de rivières	108
9.5.2 Génération du modèle de surface	110
9.6 Tests numériques	112
9.6.1 Schéma de Mc-Cormack et multiplicateurs de Lagrange	112
9.6.2 Equation de l'onde cinématique et méthodes des volumes finis	113

10	Faitou : le logiciel informatique	119
10.1	Petit lexique de la programmation objet.	119
10.2	Structure objet	120
10.2.1	Généralités	120
10.2.2	Structure des objets du SIG et de l'interface graphique	122
10.2.3	Structure des objets du modèle numérique	124
10.3	Interface graphique utilisateur	126
10.4	Technologie ActiveX	127
11	Essais en écoulements non-uniformes et non-stationnaires	129
11.1	Installation d'essais	129
11.1.1	Simulateur de pluie	129
11.1.2	Plan inclinable	132
11.1.3	Types de surfaces testées	133
11.2	Système de mesure	133
11.3	Procédure d'essais	134
11.4	Programme des essais	135
11.5	Traitements préliminaires des résultats	135
12	Analyse des essais en écoulements non-uniformes et non-stationnaires	138
12.1	Analyse traditionnelle	138
12.2	Paradoxes constatés	140
12.3	Analyse à l'aide de Faitou et de la nouvelle loi de comportement	142
12.3.1	Simulations avec le modèle en billes	142
12.3.2	Le modèle en calottes	145
12.3.3	Simulations avec le modèle en calottes	147
13	Simulations des écoulements sur bassins versants réels	151
13.1	Première simulation du bassin versant de Mattmark	151
13.1.1	Génération du modèle de calcul	152
13.1.2	Simulation de la crue de septembre 1993 avec le modèle en calottes	153
13.2	Adaptation du modèle en calottes aux terrains naturels	154
13.3	Deuxième simulation du bassin versant de Mattmark	159
13.4	Simulation du bassin versant de la Veveyse	160
	Quatrième partie Epilogue	165
14	Conclusions et perspectives	165

14.1 Situation passée et présente	165
14.2 La nouvelle loi	165
14.3 Faitou	166
14.4 Perspectives	167
Notations	169
Bibliographie	172

VERSION ABRÉGÉE

Actuellement, les possibilités offertes par le calcul numérique permettent une modélisation déterministe des phénomènes physiques. L'hydrologie n'échappe pas à cette tendance et développe des modèles basés sur les équations de l'hydraulique pour le calcul de formation des crues sur un bassin versant. Ces équations du mouvement imposent cependant la connaissance d'un coefficient de perte de charge pour leur résolution. Ce coefficient est le seul paramètre inconnu du modèle et la qualité de son estimation influence directement la qualité finale du résultat.

Les comportements rencontrés dans un ruissellement de surface diffèrent passablement de ceux qui se développent dans une rivière ou un canal. Les faibles vitesses d'écoulement correspondent souvent à un régime laminaire jamais rencontré en canal, et les protubérances qui constituent la rugosité de paroi ont des dimensions du même ordre de grandeur que la hauteur de l'écoulement. Ces deux points en particulier montrent que les formulations classiques des pertes de charge, développées empiriquement pour des rivières en régime turbulent rugueux, ne sont pas applicables au ruissellement de surface.

Pour permettre une description plus réaliste des écoulements sur plan et ainsi améliorer la qualité des modèles numériques, une recherche fondamentale a été entreprise afin de déterminer l'influence des paramètres intervenant dans ce processus. L'approche choisie pour cette étude est comparable à celle de Nikuradse pour les pertes de charge dans les canalisations. Il s'agit en premier lieu de comprendre les phénomènes physiques rencontrés à l'aide d'un modèle représentant simplement la réalité du problème. Ce modèle considère une surface recouverte de billes de diamètre constant mais dont le nombre par unité de surface peut varier. Des essais de laboratoire ont été réalisés dans le but de mettre en évidence les relations existant entre les vitesses moyennes de l'écoulement et les paramètres variables, soit le diamètre des billes, la pente de la surface et l'intensité de la pluie.

Le comportement observé diffère des lois classiques développées dans le domaine des constructions hydrauliques. Lorsque la hauteur d'eau ne dépasse pas la hauteur des aspérités, la vitesse moyenne de l'écoulement demeure pratiquement constante. Mais dès que l'eau franchit le sommet des aspérités, une faible augmentation de la hauteur d'eau entraîne une forte augmentation de la vitesse d'écoulement. Ces essais ont conduit à l'élaboration d'une nouvelle loi de comportement des écoulements en lame mince dans une macro-rugosité. Elle permet le calcul des pertes de charges aussi bien pour des écoulements laminaires que turbulents.

Un modèle de calcul, baptisé *Faitou*, a été développé pour la simulation de la formation et du transfert des crues sur un bassin versant. Il intègre la nouvelle loi de comportement et résout l'équation bidimensionnelle d'onde cinématique sur la surface du terrain par la méthode des volumes finis. Ce calcul des écoulements de surface est couplé à un modèle hydrodynamique complet du réseau de rivières. Le logiciel *Faitou*, associé à la nouvelle loi de comportement a démontré ses qualités et son potentiel lors de la simulation des deux bassins versants test de Mattmark et de la Veveyse.

ABSTRACT

At present, the possibilities of numerical simulation allow a deterministic approach of physical phenomena. Hydrology is not getting away from it and develops models based on hydraulic equations to compute the flood generation on a watershed. These equations of movement impose the knowledge of a coefficient of head loss to be solved. This coefficient is the only unknown parameter of the model and the quality of its estimation directly influence the quality of the model.

The behavior observed during surface runoff differs from the one that develops in a river or a channel. The little velocities induce often a laminar flow, never observed in channels, and the roughness elements have dimensions of the same order of magnitude than the depth of water. These two points show particularly that the classical formulations of head loss, empirically developed for turbulent and rough flows in rivers, are not applicable to surface runoff.

To allow a more realistic description of flows over a plane, and therefore improve the quality of numerical simulation, a fundamental research was conducted to determine the influence of each parameter interfering in this process. The chosen approach for this study is comparable to the one of Nikuradse for the head losses in pipes. First, we have to understand the physical phenomena encountered with a simple model describing the physical reality. This model considers a surface covered with marbles of same diameter. The number of marbles on a surface may vary. Laboratory experiments were conducted in order to obtain the relation between the velocity and the variable parameters, that is the diameter of marbles, the slope of the surface and the intensity of the rain.

The observed behavior differs from the classical relations proposed for hydraulic constructions. When the depth of water is below the height of the roughness elements, the mean velocity of the flow remains practically constant. But when water flows over the top of the elements, a little elevation of the water height induces a large increase of velocity. These experiments lead to a new relation to compute head loss for a thin flow over macro-roughness. This relation is valid for laminar flow as well as for turbulent flow.

A computation model, named *Faitou*, was developed for the simulation of the generation and routing of floods on watersheds. With this new relation, it solves the 2D equation of kinematic wave over the topography with the method of finite volumes. This computation of surface runoff is coupled with a full hydrodynamic model of the river network. The software *Faitou*, associated with the new behavior law, demonstrates its qualities and its potential during test simulations conducted on the two watersheds of *Mattmark* and *Veveyse*.

PREMIÈRE PARTIE

INTRODUCTION GÉNÉRALE

1 INTRODUCTION

Les égyptiens et les mésopotamiens furent les premiers bâtisseurs de barrages dignes de ce nom (Bonin 1983). Plusieurs millénaires avant notre ère, ils réalisèrent des ouvrages destinés à couvrir leur besoin vital en eau. Il fallut pourtant attendre le 20^{ème} siècle pour assister à l'essor le plus considérable de ces ouvrages imposants. Les grands barrages frappent depuis toujours l'imagination collective et ne laissent personne indifférent. Si certains n'y voient que des atteintes intolérables au paysage et des impacts irréparables à l'environnement, force est de constater que les barrages ont profondément contribués non seulement à notre confort, mais également à notre survie. Qu'ils soient destinés à l'irrigation, à la protection contre les crues, à la production d'énergie hydro-électrique ou même aux loisirs, ils représentent une nécessité vitale qu'aucune civilisation n'a négligée.

Œuvres du génie humain, les grands barrages imposent le respect par leurs dimensions, mais génèrent également certaines craintes liées au potentiel destructeur associé à leur rupture. Parmi les principales menaces pesant sur un barrage, il convient de citer la défaillance structurale, l'agression guerrière, la menace terroriste, les tremblements de terre et les crues. Le danger d'une défaillance structurale réside particulièrement dans la méconnaissance des matériaux constitutifs et de leur qualité, surtout celle des massifs de fondation qui ne sont pas une réalisation humaine mais seulement utilisés pour supporter l'ouvrage. L'acte de guerre et la menace terroriste ne dépendent, malheureusement, que de la folie des hommes. Les mesures prises pour s'en protéger revêtent donc un caractère particulier. A l'inverse, les tremblements de terre et les crues sont des phénomènes naturels qui échappent totalement à la volonté humaine. Le défi est donc lancé à notre génie de maîtriser aussi efficacement que possible ces impressionnantes démonstrations de force de la nature.

Malgré les nombreux efforts consentis jusqu'ici pour essayer de s'en protéger, les crues sont responsables à elles seules du 37% de toutes les ruptures de barrages recensées par la CIGB¹ à travers le monde. Le présent travail de recherche affiche pour ambition de contribuer, un tant soit peu, à améliorer la sécurité des grands barrages vis à vis des crues. Il revendique un élargissement des connaissances sur leurs mécanismes de génération et de propagation. La diminution des incertitudes liées à leur estimation, devrait permettre de mieux évaluer les dangers qui leur sont associés et dès lors de proposer les mesures préventives adéquates.

¹ CIGB : Commission Internationale des Grands Barrages.

1.1 Grands barrages et crues extrêmes : frères amis ou ennemis ?

Les barrages sont généralement construits sur des rivières et les rivières, parfois, se mettent en crue. Cette évidence implique que les barrages doivent résister au passage des crues. En cas de forte submersion, le passage de l'eau sur le couronnement ou sur les appuis du barrage peut le déstabiliser et entraîner sa rupture. Ce scénario catastrophe s'est malheureusement déjà produit à plusieurs reprises, comme à Machu II en 1979. Afin de limiter sa probabilité d'occurrence, des législations spécifiques ont été élaborées dans le but de garantir le bon comportement du barrage en situation de crues. Ces textes juridiques interdisent généralement que le débit sortant du barrage soit supérieur à celui qui entre dans la retenue. Cette contrainte est normalement aisée à satisfaire puisque, sauf erreur de manœuvre des organes mobiles, l'effet de rétention entraîne toujours un débit sortant inférieur au débit entrant. En conséquence, le barrage atténue la propagation des crues sauf en cas de rupture où il aura pour effet de les amplifier.

Le comportement d'un barrage en situation de crue dépend du fonctionnement de ses organes d'évacuation. Au cas où ces derniers sont défaillants, la sécurité de l'ensemble du barrage peut être mise en danger. Le dimensionnement hydraulique des organes d'évacuation est généralement exempt d'erreurs grossières. Si des doutes subsistent au niveau du calcul, un essai sur modèle réduit saura les dissiper. Par contre, le choix d'un débit de dimensionnement représente un problème beaucoup plus délicat.

Pendant longtemps, la valeur de ce débit a été estimée à l'aide de formules empiriques, comme celles de Müller, Hofbauer, Melli ou encore Kürsteiner, qui prennent en compte quelques paramètres comme la superficie du bassin versant, la longueur développée de ses cours d'eau ou encore des indices de forme. Parallèlement, des méthodes statistiques ont été élaborées afin de permettre une extrapolation des séries de débits mesurés durant quelques années à des périodes de retour de 1000 ans ou plus. Puis sont apparus les premiers modèles hydrologiques (Chow et al. 1988 ; Viessman et al. 1989), appelés modèles globaux, basés sur les cascades de réservoirs et sur l'hydrogramme unitaire. Un pas important a alors été franchi car il devenait possible de prédire un hydrogramme complet à partir d'une pluie. Le principal problème qui subsiste réside dans la signification et la validité des paramètres de ces modèles. Il est tout à fait possible de les caler et d'obtenir de très bons résultats pour des crues d'importance comparable à celles qui ont servi au calage. Mais quelle confiance accorder à un tel modèle lorsqu'il est utilisé pour la détermination d'une crue extrême ? L'hydrogramme unitaire, par exemple, est un modèle linéaire. Or, il est reconnu aujourd'hui que le comportement d'un bassin versant n'est de loin pas linéaire, en particulier pour les crues d'une certaine importance. La méthode du Gradex (Bouvard 1994), qui tente de corriger ce défaut, constitue un exemple frappant pour illustrer notre propos.

Depuis quelques temps est apparu un nouveau type d'approche pour la détermination des crues, qui consiste à utiliser les équations des écoulements hydrauliques pour modéliser le transfert pluie – débit sur un bassin versant. Ces modèles (Bérod 1995 ; Pirotton 1994, 1995 et 1996) sont appelés « déterministes » puisqu'ils reposent sur des équations et des paramètres à base physique. Ce type d'approche, aussi logique qu'il puisse paraître, suscite toujours un débat quant à sa pertinence et à sa validité.

1.2 La modélisation physique des écoulements de surface : utopie académique ou avenir incontournable ?

Limiter le calcul de la formation des crues sur un bassin versant au seul phénomène du ruissellement de surface serait, évidemment, par trop simpliste. D'autres phénomènes interviennent dans des proportions variées, comme le mouillage, l'évapotranspiration, l'infiltration, les écoulements de subsurface ou encore les écoulements souterrains. Par contre, tous les modèles déterministes à base physique considèrent le ruissellement de surface comme le facteur déterminant dans la formation des crues importantes. Le présent travail de recherche se limite et se concentre volontairement sur ce type d'écoulement, les autres éléments cités pouvant être incorporés par la suite dans la constitution d'un modèle complet.

Dans ce cadre limité aux écoulements de surface et aux écoulements en rivières, pourquoi douter de la validité d'une approche déterministes ? La réponse à cette question requiert de remonter dans le temps pour suivre l'évolution historique de l'hydraulique.

Les équations fondamentales de l'hydrodynamique ont été établies au 17^{ème} siècle déjà par des scientifiques de renom comme Euler ou De St-Venant. Grâce aux progrès des mathématiques, en particulier dans le domaine du calcul différentiel et intégral, ces savants ont su développer des relations qui aujourd'hui encore sont universellement reconnues. Malheureusement, ces équations sont si ardues à résoudre que leur solution n'a été trouvée que pour quelque cas simples, sans intérêt pratique. Le métier d'ingénieur exige pourtant des solutions, quelle que soit la difficulté du problème. C'est ainsi, par la force des choses, que l'hydraulique a du développer des méthodes plus simples. Celles-ci s'appuient sur des hypothèses plus ou moins admissibles selon les cas traités, pour fournir des solutions satisfaisant aux exigences de précision requises par la pratique. Prenons, pour illustrer ce propos, le cas du calcul des écoulements en rivières.

Il est admis depuis fort longtemps, que le système d'équations aux dérivées partielles de St-Venant, décrit correctement l'écoulement de l'eau dans un canal ou une rivière. Face aux difficultés posées par la résolution de ce système, les ingénieurs hydrauliciens ont fait preuve d'un génie remarquable pour développer des méthodes simplifiées, mais de qualité suffisante. La première simplification apportée a été de supprimer toute variation par rapport au temps. Ceci a conduit à l'établissement de l'équation différentielle des courbes de remous en régime stationnaire. La résolution de cette dernière n'est toujours pas très aisée. Elle fait notamment apparaître très clairement une différence importante entre l'écoulement torrentiel et l'écoulement fluvial. Le premier doit s'intégrer depuis l'amont, alors que le second nécessite une condition limite aval. Se pose alors la question de la détermination et de la localisation d'une section de contrôle, de l'absence de solution au droit d'un ressaut hydraulique, de la difficulté de calculer une ligne d'eau soumise à de fréquents changements de régime. La réponse à ces questions passe souvent par une classification des types de problèmes rencontrés ainsi que du type de courbe de remous à calculer. Des abaques, établis pour des géométries simples, permettent alors l'établissement rapide d'une solution dont la fiabilité ne peut être assurée dans tous les cas pratiques.

La simplification peut être poussée plus loin encore, en négligeant tout simplement la variation spatiale des grandeurs hydrauliques. Apparaît alors la notion d'écoulement uniforme caractérisé par la profondeur normale de l'écoulement ainsi que les méthodes permettant son calcul.

Aujourd'hui encore, il n'est pas rare de constater que le dimensionnement d'un ouvrage hydraulique, comme un canal ou un ponceau, se limite au seul calcul de la hauteur normale. Cette simplification extrême signifie-t-elle que nous sommes toujours dans la situation des ingénieurs des derniers siècles ou que le résultat obtenu est acceptable? Aucune de ces alternatives ne saurait être validée.

En effet, la situation a été profondément modifiée à partir des années 60 lorsque sont apparus les premiers ordinateurs et leur formidable puissance de calcul. Ces outils de travail n'ont cessé d'évoluer et ils offrent actuellement des performances tout à fait remarquables. Parallèlement au développement de l'informatique, les mathématiciens ont mis au point de nouvelles méthodes destinées à la résolution numérique d'équations sans solutions analytiques.

En possession de ces outils, le temps est venu, pour l'ingénieur hydraulicien, de remonter aux origines et de résoudre directement les équations fondamentales, comme celle de St-Venant, supposées décrire correctement les phénomènes physiques. L'analyse numérique permet leur résolution et l'obtention des résultats escomptés. Cette démarche simplifie même bon nombre de problèmes. En effet, il n'y a pas une équation dynamique en écoulement fluvial et une autre en écoulement torrentiel. Une seule équation fournit la solution. Le calcul mixte, angoisse de l'ingénieur, perd ainsi sa raison d'être. Le bon régime s'établit dans chaque section du cours d'eau, les ressauts se positionnent correctement, et tout cela par la résolution d'une seule équation.

L'objet de ce chapitre n'est pas de renier le mérite de nos pères hydrauliciens. Leur génie a permis l'élaboration de méthodes extrêmement efficaces qui ont contribué à la réalisation de tout notre patrimoine d'aménagements hydrauliques. Le temps est venu cependant d'une remise en question des méthodes de travail et de calcul traditionnelles.

Pour illustrer ce propos, référons-nous au domaine phare du génie civil : le calcul statique des structures. Là aussi, les équations de comportement sont établies depuis fort longtemps. La difficulté de leur résolution, en particulier pour les structures hyperstatiques ou pour les dalles sur appuis complexes, a conduit l'ingénieur à développer des méthodes intelligentes qui fournissent un résultat exact à quelque pour-cent près. Ces méthodes, souvent graphiques et qui ont connu leurs années de gloire, sont aujourd'hui abandonnées au profit des méthodes numériques. L'ingénieur de la pratique ne calcule plus une structure complexe sans avoir recours à un programme de calcul par éléments finis. L'intérêt incontournable des méthodes numériques est assimilé dans le domaine des structures.

Dans le domaine de l'hydraulique, cet avènement des méthodes numériques est en marche, mais il manque un tournant important qu'il s'agit de bien négocier. Le présent travail s'investit dans cette direction. Il tente une exploration des possibilités de calcul de la formation et du transfert des crues sur un bassin versant par une approche déterministe. Le ruissellement de surface et les écoulements en rivière se caractérisent, en fait, par des comportements hydrauliques dont les équations sont disponibles de longue date. L'analyse numérique fournit les outils indispensables à leur résolution. Cette approche ne peut prétendre à une originalité extravagante. Expliquée à un novice, elle ne suscite même pas l'étonnement. Pourtant, les équations de l'hydraulique ne suffisent pas à elles seules à constituer un bon modèle d'écoulement.

1.3 Le coefficient de rugosité : réalité hydraulique ou artifice numérique ?

La modélisation des écoulements de surface nécessite prioritairement celle de la géométrie considérée. Un bassin versant, particulièrement dans le massif alpin, présente à cet égard une richesse topographique qui engendre des cheminements d'écoulement fort complexes, aussi bien sur la surface du terrain que dans les cours d'eau.

Un modèle d'écoulement de surface à base physique conserve un seul paramètre à définir : le coefficient de perte de charge, au sens large. Le calage d'un tel modèle sur des événements pluie-débit mesurés, passe donc obligatoirement par l'estimation d'un coefficient de rugosité qui permet de calculer la perte de charge. Ce paramètre doit donc à lui seul compenser les erreurs de modélisation topographique et celles de modélisation physique de l'écoulement.

Un des premiers modèles de ce type à avoir vu le jour est celui de l'onde cinématique sur plan. Le bassin versant est représenté par un plan, de pente constante, et la simplification de l'équation de St-Venant selon les hypothèses cinématiques est retenue pour le calcul du ruissellement. Cette approximation postule que les forces gravitaires sont en équilibre parfait avec les forces de frottement. Sans mettre en doute la représentativité de cette hypothèse dans le cas du ruissellement de surface, celle-ci montre néanmoins toute l'importance du choix d'une loi de perte de charge et de son coefficient de rugosité pour l'estimation des forces de frottement. En règle générale, tous les modèles à base physique utilisent des lois de perte de charge développées pour l'ingénierie hydraulique, à savoir pour les écoulements dans les canalisations, les canaux et les rivières. Le choix se porte le plus souvent sur les lois de Chézy ou de Manning-Strickler.

Vient ensuite l'opération de calage du modèle. Par un procédé d'ajustement des résultats simulés aux grandeurs mesurées, la valeur optimale du coefficient de Chézy ou de Strickler est trouvée. Alors que toute l'approche semblait fondée sur des bases physiques solides, c'est une réelle surprise d'obtenir ainsi des coefficients de Strickler extrêmement petits, de l'ordre de $0.1 \text{ m}^{1/3}/\text{s}$. Une telle valeur pour un coefficient de Strickler perd toute signification physique. Dans ces conditions, le seul paramètre du modèle devient un vulgaire « bouton » de réglage numérique. Pourquoi une telle situation ?

Pour le cas précité, deux raisons principales expliquent la dérive du modèle. Premièrement, les lois de perte de charge de Strickler, ou autre formule empirique, ont été développées pour un domaine d'application fort éloigné des écoulements de surface. Ces formules ont été proposées pour le domaine turbulent rugueux, à savoir pour des écoulements caractérisés par des nombres de Reynolds élevés et des grandes hauteurs d'eau. L'écoulement généré à la surface du sol lors d'un événement pluvieux est bien éloigné de cette situation. Il peut être laminaire, à très faible hauteur d'eau, et se propage sur une surface dont les aspérités responsables de la rugosité sont du même ordre de grandeur que la hauteur d'eau. De toute évidence, il n'est pas étonnant que deux situations hydrauliques aussi différentes ne puissent être décrites par une seule et même loi de comportement. Le premier biais de modélisation est donc certainement dû à l'usage d'une loi de perte de charge non adaptée à la situation.

Deuxièmement, la dérive du modèle d'onde cinématique sur plan, qui se traduit par des valeurs aberrantes du coefficient de rugosité, trouve également son origine dans une modélisation trop simpliste du cheminement des eaux. La description topographique d'un bassin versant alpin par un seul plan de pente constante, ou au mieux par quelques plans représentant chacun un sous-bassin versant, ne peut qu'aboutir à une abstraction trop poussée

de la réalité. En fait, si le ruissellement de surface se développe réellement, il ne sait perdurer sur une trop grande longueur. Après quelques dizaines de mètres, l'écoulement trouve un chemin préférentiel et commence à converger vers des petits sillons qui deviennent ensuite des ruisseaux, puis des rivières. Le développement d'un écoulement sur plan, pouvant mesurer plusieurs centaines, voir plusieurs milliers de mètres, est de fait une vue de l'esprit que la réalité ne saurait cautionner. Le coefficient de rugosité, seul paramètre du modèle, doit à lui seul corriger de manière arbitraire, cavalière et aléatoire ce deuxième biais important de modélisation.

La thèse de ce travail de recherche est d'apporter une contribution capable d'atténuer la dérive des modèles déterministes à base physique en proposant simultanément une nouvelle loi de comportement pour les écoulements de surface et un nouveau concept de modélisation de l'ensemble des écoulements de surface se produisant sur un bassin versant. La première partie se concentre sur l'étude des lois comportementales des écoulements de surface pour un calcul fiable des pertes de charge. La deuxième partie propose un modèle de calcul tenant compte des résultats acquis dans la première, pour l'estimation du transfert pluie-débit sur un bassin versant. La recherche est plus particulièrement orientée vers l'estimation des crues extrêmes servant de base au dimensionnement des ouvrages d'évacuation des grands barrages.

DEUXIÈME PARTIE

COMPORTEMENT HYDRAULIQUE DES ÉCOULEMENTS DE SURFACE

2 REVUE DE LITTÉRATURE

Etablir une revue de littérature concernant les formules de perte de charge des écoulements constitue une tâche pour le moins ambitieuse et certainement laborieuse. En effet, l'estimation des pertes de charge a constitué le principal objectif de toutes les générations d'hydrauliciens. Ce chapitre se limite donc volontairement à proposer un aperçu des principaux acquis dans ce domaine. L'accent est mis tout particulièrement sur les écoulements sur plan, à faible nombre de Reynolds, sur les formules empiriques d'usage très courant, et sur quelques développements plus originaux concernant les écoulements en milieu poreux ou sur macro-rugosité. Ces diverses contributions sont analysées dans la perspective d'apporter un début de réponse à notre problème, à savoir l'estimation des pertes de charge du ruissellement de surface.

2.1 *Ecoulement laminaire*

Le ruissellement de surface constitue un domaine tout à fait original de l'hydraulique qui n'a été que fort peu étudié jusqu'à présent. Cet état de fait s'explique en considérant les priorités de sécurité et de confort que les ingénieurs ont eu à satisfaire durant les siècles précédents, et qui concernaient surtout l'hydraulique fluviale.

Une des particularités du ruissellement de surface réside dans le fait que qu'il se développe parfois en régime laminaire, situation rarissime dans le domaine des constructions hydrauliques.

2.1.1 *Ecoulement sur plan*

L'intégration des équations de Navier-Stokes (Nazeer 1987), sans les citer explicitement et avec les hypothèses propres à un écoulement sur plan, fournit la répartition des vitesses :

$$v = \frac{1}{2\mathbf{m}}\mathbf{g}J_0(2hz - z^2) \quad (2.1)$$

où v est la vitesse locale à la cote z ; z est la coordonnée verticale qui a son origine sur le plan ; J_0 est la pente ; h est la hauteur d'eau ; \mathbf{m} est la viscosité du fluide considéré et \mathbf{g} son poids spécifique. L'équation (2.1) montre que la répartition des vitesses est parabolique pour un écoulement laminaire sur plan. La vitesse moyenne V s'obtient par intégration et vaut :

$$V = \frac{gJ_0h^2}{3n} \quad (2.2)$$

où g est l'accélération de la pesanteur et n la viscosité cinématique du fluide. En introduisant la relation de Darcy-Weisbach, qui permet de calculer la perte de charge h_r de l'écoulement :

$$h_r = \frac{\Delta h}{g} = f \frac{\Delta L V^2}{h 2g} \quad (2.3)$$

dans la relation de Hagen-Poiseuille (2.2), il est possible d'obtenir la valeur théorique du coefficient de frottement f :

$$f = \frac{24}{R} \quad (2.4)$$

Le nombre de Reynolds, R , se définit dans cette approche par la relation :

$$R = \frac{VR_h}{n} \quad (2.5)$$

La littérature (Emmet 1967 ; Straub et al. 1956) utilise parfois une définition différente du nombre de Reynolds, en considérant 4 fois le rayon hydraulique R_h comme dimension caractéristique de l'écoulement. Cette démarche conduit à une autre expression théorique du coefficient de frottement qui vaut dès lors $f = 96/R$.

Bien que le résultat présenté ci-dessus semble indiscutable d'un point de vue théorique, les expériences ont montré (Chow 1959) que le coefficient de frottement f s'exprime plus généralement par :

$$f = \frac{k}{R} \quad (2.6)$$

où le coefficient k devrait présenter une valeur constante égale à 24, comme établi à l'équation (2.4). Sous une forme générale, la vitesse de l'écoulement s'écrit dès lors :

$$V = \frac{8gJ_0h^2}{kn} \quad (2.7)$$

Sur la base d'essais, les valeurs suivantes ont été proposées (Woolhiser et al. 1967) pour le calcul du coefficient de frottement f en écoulement laminaire sur plan rugueux :

Surface	$\leq \kappa \leq$	
béton ou asphalte	24	108
sable	30	120
gravier	90	400
sol grossier érodé	100	500
végétation éparse	1000	4000
prairie	3000	10000
prairie haute	7000	40000

Tableau 2.1 : Valeurs proposées du coefficient κ pour le calcul du coefficient de frottement f sur des surfaces rugueuses.

L'effet de l'impact des gouttes de pluie a également été étudié. Les propositions faites pour la prise en compte de ce phénomène, peu nombreuses et fortement dispersées, se présentent sous la forme générale suivante :

$$f = \frac{k + Ai^b}{R} \quad (2.8)$$

où i est l'intensité de la pluie et A , b deux coefficients qui peuvent prendre les valeurs suivantes :

A	b	Source
5.67	4/3	Izzard (1944)
27.2	0.4	Li (1972)
10.0	1.0	Fawkes (1972)

Tableau 2.2 : Valeurs proposées pour les coefficient A et b de l'équation (2.8) selon différents auteurs. L'intensité de la pluie est exprimée en inches par heure.

Malgré la grande variabilité de ces propositions, il convient de relever la forte influence qu'exerce la pluie sur la perte de charge de l'écoulement selon cette formulation.

2.1.2 Ecoulement en profil quelconque

Le calcul théorique d'un écoulement laminaire dans un canal prismatique mais de profil en travers quelconque est toujours possible. Cette approche présente le mérite de mettre réellement à jour la signification physique du coefficient k , ainsi que ses variations potentielles.

Revenons aux équations de Navier-Stokes et faisons les hypothèses que la pression à la surface libre de l'écoulement est la pression atmosphérique, et que les composantes de vitesse transversale (selon l'axe x) et verticale (selon l'axe y) dans le profil en travers sont nulles.

Alors, le champs de vitesse v est donné, en fonction de la position (x,y) dans le profil en travers, par le système d'équation (Straub et al. 1956):

$$p + \mathbf{r}gh = 0 \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} = -\frac{gJ_0}{\mathbf{n}} \quad (2.10)$$

où p est la pression, \mathbf{r} la densité, \mathbf{n} la viscosité cinématique du liquide et h la profondeur d'eau. L'équation (2.9) montre que la répartition des pressions est hydrostatique. Reste à résoudre l'équation (2.10), qui est une forme particulière d'équation de Poisson, avec des conditions limites appropriées. Une solution analytique ne peut être trouvée que si la géométrie du profil en travers peut subir une projection conforme sur l'intérieur d'un cercle. Si tel n'est pas le cas, seul des méthodes numériques sont à même de fournir une solution approximative.

Les conditions limites de ce problèmes sont la condition d'adhérence, $v = 0$, sur toutes les parois, et l'absence de cisaillement à la surface libre, d'où une dérivée de la vitesse nulle selon la verticale. Une fois l'équation (2.10) résolue, la vitesse moyenne dans la section s'obtient simplement par :

$$V = \frac{1}{A_m} \iint v \, dx \, dy \quad (2.11)$$

où A_m est la surface mouillée du profil en travers. Puis, à l'aide de l'équation (2.7), le coefficient \mathbf{k} s'exprime sous la forme :

$$\mathbf{k} = \frac{8gJ_0h^2}{\mathbf{n}V} \quad (2.12)$$

Comme, par les équations (2.10) et (2.12), V est proportionnelle au rapport gJ_0/\mathbf{n} , et présente une valeur différente pour chaque géométrie de canal, le coefficient \mathbf{k} ne dépend que de la forme du profil en travers du canal. Pour une section circulaire, il prend la valeur bien connue de 64 au lieu du 24 pour un écoulement sur plan.

Le cas du profil rectangulaire présente un double avantage qui justifie son développement ici. En effet, il peut être résolu analytiquement et lorsque la largeur du plan d'eau devient très grande par rapport à la profondeur, il tend vers la situation d'un écoulement sur plan. La demi-largeur du profil rectangulaire est désignée par b .

L'intégration de l'équation (2.10) permet l'obtention (Straub et al. 1956) sous forme analytique mais quelque peu rébarbative, du champ de vitesse dans le profil :

$$v = \frac{gJ_0}{2n} h^2 \left[1 - \frac{y^2}{h^2} - \frac{32}{p^3} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{(-1)^n}{(2n+1)^3} \frac{\cosh\left(\frac{2n+1}{2} \frac{px}{h}\right)}{\cosh\left(\frac{2n+1}{2} \frac{pb}{h}\right)} \cos\left(\frac{2n+1}{2} \frac{py}{h}\right) \right) \right] \quad (2.13)$$

L'intégrale (2.11) permet le calcul de la vitesse moyenne V qui vaut :

$$V = \frac{gJ_0}{3n} h^2 \left(1 - \frac{192}{p^5} \frac{h}{b} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{1}{(2n+1)^5} \tanh\left(\frac{2n+1}{2} \frac{pb}{h}\right) \right) \right) \quad (2.14)$$

Dès lors, à l'aide de l'équation (2.12), le coefficient k vaut :

$$k = \frac{24}{1 - \frac{192}{p^5} \frac{h}{b} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{1}{(2n+1)^5} \tanh\left(\frac{2n+1}{2} \frac{pb}{h}\right) \right)} \quad (2.15)$$

La figure 2.1 représente graphiquement cette relation.

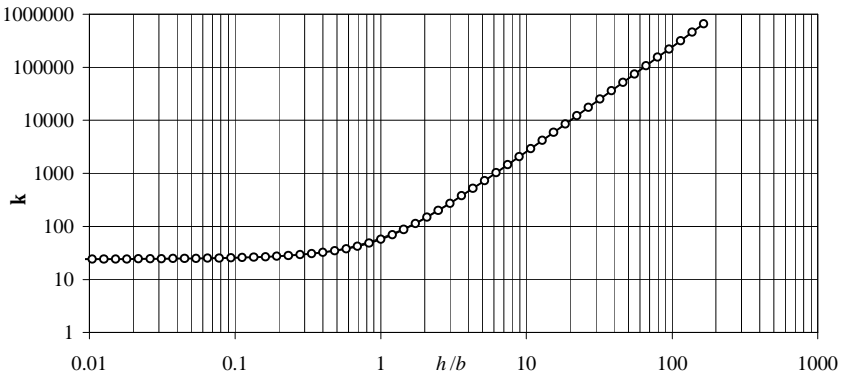


Figure 2.1 : Relation entre le coefficient k et le rapport h/b pour un écoulement laminaire en profil rectangulaire.

Pour des petits rapports entre la hauteur d'eau h et la largeur du profil b , le coefficient k demeure relativement constant autour de la valeur $k = 24$. Par contre, pour les grands rapports

h/b , k devient proportionnel à h^2/b^2 pour atteindre des valeurs extrêmement élevées. Pour développer plus en avant les études de Straub et al. 1956, il faut encore remarquer que l'équation (2.15) peut être avantageusement estimée par :

$$k = 24 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{h}{b} + \frac{h^2}{4b^2} \right) \quad (2.16)$$

L'équation simplifiée (2.16) fournit un résultat entaché de moins de 5% d'erreur par rapport à la solution calculée par la relation (2.15).

Lors de l'établissement d'une courbe hauteur-vitesse pour un canal rectangulaire en régime laminaire, il faut donc modifier la valeur du coefficient k pour chaque hauteur.

2.2 *Écoulement en régime transitoire*

La méconnaissance des hydrauliciens face au régime transitoire se traduit souvent par une pudeur excessive, qu'un voile de trame grisée sur le diagramme de Moody-Stanton ne saurait dissimuler.

Habituellement, la description du régime transitoire se limite à la définition d'une fourchette du nombre de Reynolds, comprise entre 2000 et 4500, ainsi qu'à l'indication d'une augmentation sensible du coefficient de frottement f lorsque l'écoulement passe du régime laminaire au régime turbulent. Les études traitant des écoulements de surface mentionnent cependant une transition de régime pour des nombres de Reynolds plus faibles, compris entre 100 et 1000, avec une valeur moyenne aux environs de 300.

2.3 *Écoulement turbulent*

L'écoulement turbulent est sans conteste le domaine le plus étudié de l'hydraulique. Ceci résulte du fait que les dimensions habituelles des ouvrages et des cours d'eau entraînent presque inévitablement le développement d'un écoulement turbulent. Deux approches principales au calcul des pertes de charges en écoulement turbulent ont été proposées dans la littérature. Tout d'abord sont apparues les premières formules empiriques, d'usage toujours très courant. Puis, suite au développement de la théorie de la couche limite, des formulations plus « scientifiques » ont vu le jour et ont été suggérées en premier par Prandtl et ses collègues.

2.3.1 *Formules empiriques*

Les formules empiriques, dénommées ainsi car établies généralement sur la base d'essais, représentent certainement l'approche la plus couramment choisie pour la détermination des pertes de charge dans la pratique. Il convient de préciser que leur validité ne concerne que le domaine turbulent rugueux, caractérisé par de grandes valeurs du nombre de Reynolds et une importante rugosité relative. Le domaine turbulent lisse ne saurait être approché d'une manière satisfaisante à l'aide de ces formules car elles ne tiennent pas compte de l'influence

du nombre de Reynolds. Dans ce cas, l'approche appelée parfois « moderne » et présentée au chapitre 2.3.2, est à recommander.

Une grande partie des formules empiriques lient la vitesse à la hauteur d'eau sous la forme d'une fonction de puissance et s'écrivent, d'une manière générale :

$$V = aJ_0^{1/2} R_h^c \quad (2.17)$$

où a est un coefficient qui ne dépend que de la rugosité et c un exposant. Le premier hydraulicien à avoir proposé une telle relation est Antoine Chézy en 1775. Sa formule, toujours en usage, s'écrit :

$$V = C\sqrt{J_0 R_h} \quad (2.18)$$

Le coefficient C exprime l'importance des éléments de rugosité. Toutefois, la discussion essentielle porte sur la valeur du coefficient χ dans la formule (2.17). Le tableau 2.3 résume les principales propositions faites par différents auteurs.

c	Auteurs	Date
0.5	Chézy	1775
0.4	Gaukler	1868
0.7	Forchheimer	-
0.625	Christen	-
0.714	Hagen	1854
0.7	Tillman	1914
0.667	Manning	1919

Tableau 2.3 : valeurs proposées par différents auteurs pour l'exposant χ du rayon hydraulique dans la formulation générale (2.17)

La liste des auteurs comprend encore Lahmeyer, de St-Venant, Humphreys et Abbot, Hermanek, Beyerhaus, Kutter, Bazin, Hesse,... Certaines de ces formules ne contiennent d'ailleurs même pas de coefficient pour la prise en compte de la taille de la rugosité.

En 1923, Strickler propose les deux relations suivantes pour le calcul des cours d'eau :

$$V = KJ_0^{1/2} R_h^{2/3} \quad (2.19)$$

$$K = \frac{21.1}{\sqrt[6]{k}} \quad (2.20)$$

où K est le coefficient de Strickler, en $m^{1/3}/s$, et k (m) la dimension moyenne des éléments de rugosité. Elle confirme donc la proposition de l'Irlandais Robert Manning et permet surtout d'estimer la valeur du coefficient K , qui est l'inverse du coefficient de Manning n , par rapport à la taille des éléments de rugosité. En Suisse et ailleurs, la formule de Strickler connaît un succès incontesté auprès des ingénieurs hydrauliciens.

Remarquons enfin que la formule (2.2) lie également la vitesse à la hauteur d'eau, pour un écoulement laminaire, sous une forme de puissance. Mais dans ce cas, la pente est à la puissance 1 au lieu de $1/2$ pour les formules empiriques du domaine turbulent rugueux.

2.3.2 Ecole de Prandtl

L'école de l'université allemande de Göttingen, sous la direction de Ludwig Prandtl, a posé les bases de la mécanique des fluides telle que nous la connaissons aujourd'hui. De nombreux chercheurs s'y sont illustrés, notamment Nikuradse, Von Karman et Blasius.

Nous ne pouvons pas reprendre ici l'ensemble de leurs développements. Par contre, un excellent résumé de ces travaux est donné sous forme graphique par le diagramme de Moody-Stanton, représenté à la figure 2.2, qui exprime la variation du coefficient de frottement f en fonction du nombre de Reynolds R et de la rugosité relative e .

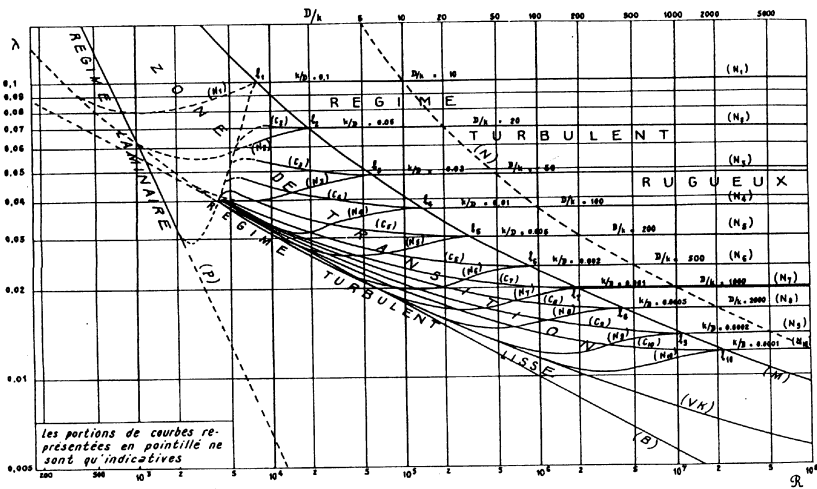


Fig. XI.1.3.1 - Diagramme universel $\lambda = f(R, e)$
 (P) Droite de Poiseuille $(N_1), (N_2), (N_3)$... Courbes (Harpe) de Nikuradse
 (VK) Courbe de Prandtl-Von Karman $(C_1), (C_2), (C_3)$... Courbes de Colebrook
 (B) Droite de Blasius (N) Courbes de Nikuradse (D/k est sur l'échelle supérieure horizontale)
 (M) Courbe de Moody

Figure 2.2 : Diagramme de Moody-Stanton d'après Carlier (1986).
 Le coefficient de frottement f est noté ici λ .

Il faut tout de suite préciser que ces recherches n'ont pas été entreprises dans le domaine des écoulements à nappe libre, mais bien pour des écoulements en charge. Le passage d'un type d'écoulement à l'autre se fait régulièrement en remplaçant le diamètre de la canalisation par 4 fois le rayon hydraulique.

Prandtl s'occupa essentiellement de la détermination du profil de vitesse dans des canalisations à parois lisses. Grâce au développement des notions de couche limite, de tension unitaire de frottement, de longueur de mélange ou encore de vitesse de frottement, il a abouti à la loi de la vitesse déficitaire qui s'écrit

$$\frac{V_{\max} - v}{u^*} = -5.75 \log \frac{2y}{D} \quad (2.21)$$

où V_{\max} est la vitesse maximale au centre du tuyau, v est la vitesse à la distance y de la paroi, u^* est la vitesse de frottement et D le diamètre du tuyau.

Rappelons que la vitesse de frottement u^* se définit par :

$$\frac{V}{u^*} = \sqrt{\frac{8}{f}} \quad (2.22)$$

En développant l'équation (2.21), le coefficient de frottement f s'obtient à l'aide de l'expression suivante, appelée formule de Prandtl-Von Karman

$$\sqrt{\frac{1}{f}} = -2 \log \frac{2.51}{R \sqrt{f}} \quad (2.23)$$

La loi logarithmique de la vitesse déficitaire à été validée expérimentalement par Nikuradse. Il faut encore relever que l'allemand Paul Richard Heinrich Blasius a proposé en 1913 une relation explicite, et par conséquent fort appréciée à l'époque, liant le coefficient de frottement f au nombre de Reynolds R pour les écoulements turbulents lisses. Cette « droite de Blasius » s'écrit :

$$f = \frac{0.3164}{R^{1/4}} \quad (2.24)$$

Pour les nombres de Reynolds inférieurs à 10^5 , les équations (2.23) et (2.24) sont quasiment identiques.

De 1931 à 1933, Johann Nikuradse entrepris une vaste et célèbre étude expérimentale sur les pertes de charges dans les tuyaux rugueux. En désignant par k la hauteur des grains de sable qu'il colla sur les parois de ses tuyaux, il a obtenu :

$$\sqrt{\frac{1}{f}} = -2 \log \frac{k}{3.7D} \quad (2.25)$$

Ainsi, pour un écoulement turbulent rugueux, le nombre de Reynolds n'exerce plus d'influence sur le coefficient de perte de charge. La formule (2.25) est valide pour des nombres de Reynolds supérieurs à celui donné par la formule développée par l'américain Moody en 1944, à savoir :

$$\sqrt{\frac{1}{f}} = \frac{R}{260} \frac{k}{D} \quad (2.26)$$

Ne restait alors que la description de la zone de transition entre le régime turbulent lisse et le régime turbulent rugueux. Une première réponse avait été apportée par Nikuradse qui avait constaté expérimentalement que le coefficient de frottement f augmentait rapidement entre la courbe de Prandtl-Von Karman et une valeur constante définie par la relation (2.25). Ce comportement n'a pas été observé expérimentalement dans les tuyaux industriels, et entre 1938 et 1939, l'anglais Colebrook propose une formulation couvrant tous les régimes d'écoulements :

$$\sqrt{\frac{1}{f}} = -2 \log \left[\frac{k}{3.7D} + \frac{2.51}{R\sqrt{f}} \right] \quad (2.27)$$

Cette relation, qui n'est rien d'autre que la somme des formules de Von Karman et de Nikuradse, décrit bien le comportement des tuyaux industriels et est aujourd'hui d'usage courant, pour ne pas dire qu'elle fait référence.

2.3.3 Macro-rugosité

Les écoulements sur macro-rugosité, c'est-à-dire lorsque la hauteur d'eau est du même ordre de grandeur que les éléments créant la rugosité, n'ont que peu retenu l'attention des chercheurs avant 1970. Ce n'est qu'avec le développement des régions de montagne que l'intérêt s'est porté peu à peu sur l'étude de ces conditions hydrauliques particulières qui se rencontrent fréquemment dans les torrents alpins. Mises à part quelques études préliminaires (Bathurst 1978 ; Judd et al. 1969 ; Miller 1958 ; Thompson et al. 1979) qui ont mis en évidence certaines tendances, il faut accorder à l'université de l'Etat du Colorado, et en particulier à James Bathurst, la paternité des premières études systématiques sur le sujet.

L'écoulement est dit à macro-rugosité si les éléments de rugosité perturbent la surface libre. En général, ce critère est rempli lorsque

$$\frac{h}{D_{84}} \leq 4 \quad (2.28)$$

Au delà de cette limite, l'approche plus conventionnelle par la théorie de la couche limite peut s'appliquer.

A l'aide de l'analyse dimensionnelle (Colosimo et al. 1988), il est possible de montrer que le coefficient de frottement f de Darcy-Weisbach doit s'exprimer sous la forme :

$$f = fct\left(\frac{R_h}{D_a}; \Phi; \Psi; R; \mathbf{x}; F; Y\right) \quad (2.29)$$

où R_h est le rayon hydraulique, D_a le diamètre du grain correspondant à la fraction pondérale \mathbf{a} de la courbe granulométrique ; F un paramètre mesurant l'influence de la forme du profil en travers ; R le nombre de Reynolds ; \mathbf{x} la sinuosité de l'écoulement ; Y un paramètre mesurant l'influence de la forme de la courbe granulométrique ; F le nombre de Froude et Y un paramètre de mobilité des sédiments.

Le nombre de Reynolds R et la sinuosité de l'écoulement \mathbf{x} n'exercent aucune influence sur le coefficient de frottement f pour les écoulements sur macro-rugosité (Graf et al. 1983). Pour des rivières sans transport solide, Y n'intervient pas non plus (Yalin 1972).

Colosimo 1988, très actif dans ce domaine et confirmant les travaux de Hey 1979, proposa la relation suivante :

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 2.03 \log \frac{\mathbf{b} h}{MD_{84}} \quad (2.30)$$

Le coefficient \mathbf{b} dépend de la géométrie du profil en travers et vaut :

$$\mathbf{b} = 10 \exp\left[\frac{8.5 - 2.5(1-w)}{5.75}\right] \quad (2.31)$$

avec

$$w = \ln\left(1 + \frac{2h}{B}\right) - \frac{h}{B} \quad (2.32)$$

où B est la largeur du plan d'eau. Ce coefficient \mathbf{b} a été proposé à l'origine par Keulegan en 1938 déjà.

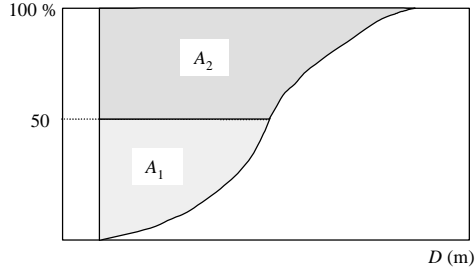


Figure 2.3 :Définition des paramètres A_1 et A_2 de la formule (2.33)

Le coefficient M dépend de l'allure de la courbe granulométrique et s'obtient, avec les paramètres définis à la figure 2.3, par :

$$M = \frac{A_1 + A_2}{A_2} \quad (2.33)$$

Bathurst, en 1985, proposa une expression semblable, qui s'est imposée aujourd'hui pour l'estimation des pertes de charge sur macro-rugosité :

$$\sqrt{\frac{8}{f}} = 5.62 \log \left(\frac{h}{D_{84}} \right) + 4 \quad (2.34)$$

Cette relation donne des résultats très proches de ceux obtenus avec (2.30) dans des cours d'eau naturels.

2.3.4 Développements originaux

Mis à part les approches traditionnelles présentées ci-dessus pour l'estimation des pertes de charge, certains chercheurs se sont lancés dans l'étude de phénomènes originaux, ou du moins peu connus. Un cas intéressant pour le ruissellement de surface est celui des canaux recouverts d'herbe. Il s'agit d'un type bien particulier de rugosité puisqu'elle est créée par des éléments souples et donc de dimension et de géométrie variables.

Le chercheur qui s'est le plus investi dans ce domaine est certainement Kouwen qui depuis 1973 continue de publier sur le sujet.

Habituellement, le dimensionnement d'un canal en herbe s'effectue à l'aide d'un abaque publié par le « Soil Conservation Service » en 1934. Cette méthode purement empirique permet de lier le coefficient n de Manning au produit de la vitesse moyenne et du rayon hydraulique :

$$n = fct(VR_h) \quad (2.35)$$

Cette relation, aussi étrange qu'elle puisse paraître d'un point de vue théorique, semble posséder les qualités requises pour justifier son usage courant.

Kouwen (1988) a réussi à apporter une base théorique qui valide cette approche empirique. La vitesse moyenne de l'écoulement se calcule au moyen de la relation

$$V = \sqrt{\frac{8g}{f}} \sqrt{J_0 h} \quad (2.36)$$

avec le coefficient de frottement f qui s'obtient par :

$$\sqrt{\frac{1}{f}} = a + b \log \frac{h}{k} \quad (2.37)$$

Cette dernière équation est la formule logarithmique classique, dans laquelle a et b sont 2 coefficients et k la hauteur effective de la végétation.

Sur la base d'essais de laboratoire menés sur des tiges de plastique, la hauteur des rugosités k , qui varie selon l'effort exercé par l'écoulement, peut être exprimée sous la forme :

$$k = 0.14D \left[\frac{\left(\frac{MEI}{t} \right)^{1/4}}{l} \right]^{1.59} \quad (2.38)$$

où l est la longueur réelle des brins d'herbe, MEI est la rigidité flexionnelle des brins en Nm^2 et t la contrainte de cisaillement donnée par :

$$t = g J_0 h \quad (2.39)$$

Les coefficients a et b sont obtenus d'après une classification du rapport entre la vitesse de frottement u^* et une vitesse de frottement critique u_c^* .

$$a, b = fct \left(\frac{u^*}{u_c^*} \right) \quad (2.40)$$

avec

$$u^* = \sqrt{gJ_0h} \quad (2.41)$$

et

$$u_c^* = \min[0.028 + 6.33MEI^2; 0.23MEI^{0.106}] \quad (2.42)$$

La relation (2.40) est donnée par le tableau 2.4.

Critère	<i>a</i>	<i>b</i>
$\frac{u^*}{u_c} \leq 1$	0.15	1.85
$1 \leq \frac{u^*}{u_c} \leq 1.5$	0.20	2.70
$1.5 \leq \frac{u^*}{u_c} \leq 2.5$	0.28	3.08
$2.5 \leq \frac{u^*}{u_c}$	0.29	3.50

Tableau 2.4 : Valeurs des coefficients a et b de la formule (2.37).

Ne reste alors qu'à estimer la rigidité flexionnelle *MEI* des brins d'herbe. Sautons à grand pas sur la méthode de la planche de 1.829 m de longueur, de largeur non précisée et pesant 4,85 kg, positionnée verticalement sur une de ses extrémités et qu'on laisse tomber par rotation libre. Le coefficient *MEI* est ensuite déduit de la distance maximale entre elle et le terrain. Préférons lui une bonne corrélation empirique entre ce paramètre et la longueur de l'herbe *l* :

$$MEI = 319l^{3.3} \quad (2.43)$$

si l'herbe est bien fraîche, et

$$MEI = 24.5l^{2.26} \quad (2.44)$$

si, au contraire, elle est bien sèche.

Les 9 dernières équations citées constituent la « méthode *MEI* ». En les reprenant dans l'ordre inverse, et en connaissant la longueur de l'herbe *l*, il est possible d'estimer la vitesse de l'écoulement pour n'importe qu'elle hauteur d'eau *h*.

Cette méthode *MEI* de Kouwen se trouve en accord raisonnable avec les relations empiriques de référence citées plus haut

2.4 *Écoulement en milieu poreux*

La présence d'un chapitre consacré aux écoulements en milieu poreux au sein d'une revue de littérature focalisée sur les écoulements en nappe libre peut surprendre de prime abord. En fait, le ruissellement de surface se situe par définition à la frontière entre l'écoulement souterrain et l'écoulement à nappe libre. La connaissance de la théorie des écoulements en milieu poreux peut ainsi apporter un certain éclairage original et bien utile dans la pénombre enveloppant l'estimation des pertes de charge du ruissellement de surface. Dans ce domaine, un bon état des lieux est à mettre à l'actif de Li et al. 1998.

Habituellement, les écoulements en milieu poreux sont décrits à l'aide de la relation de Darcy :

$$V = \Psi i \quad (2.45)$$

où V est la vitesse moyenne, appelée vitesse de Darcy, Ψ un coefficient de perméabilité et i le gradient hydraulique. Cette loi n'est cependant valable que pour des écoulements très lents où le nombre de Reynolds ne dépasse pas l'unité. Elle perd sa validité lorsque la perméabilité est grande ou lorsque le gradient augmente.

Pour traiter tous cas simultanément, Li et al. (1998) ont proposé une approche fondée sur une analyse entre un milieu poreux et un réseau de tuyaux en charges. La relation de Darcy-Weisbach s'écrit:

$$f = \frac{h_f}{L} \frac{8gR_h}{V_p^2} \quad (2.46)$$

où h_f est la perte de charge de l'écoulement sur une distance L , R_h est le rayon hydraulique et V_p est la vitesse dans les vides définies par :

$$V_p = \frac{V}{n} \quad (2.47)$$

où n est la porosité du milieu.

En définissant le gradient hydraulique par :

$$i = \frac{h_f}{L} \quad (2.48)$$

l'équation (2.46) devient :

$$f = \frac{8giR_h n^2}{V^2} \quad (2.49)$$

Des expériences menées par Hansen (1992) sur ce type d'écoulement, ont montré que le coefficient de frottement f est lié au nombre de Reynolds R sous la forme :

$$f = \frac{a}{R} + b \quad (2.50)$$

avec a et b , deux coefficients. Le nombre de Reynolds est défini dans cette approche par :

$$R = \frac{V_p R_h}{u} = \frac{V R_h}{u n} \quad (2.51)$$

La relation (2.50) est valable pour des écoulements en milieu poreux aussi bien laminaires que turbulents. Pour les faibles nombres de Reynolds, la constante b devient négligeable et l'équation (2.50) représente la loi de Poisseuille. Lorsque R augmente, le coefficient f tend asymptotiquement vers une valeur constante b . Cette constance de f est caractéristique d'un écoulement turbulent en milieu poreux.

La combinaison des équations (2.49), (2.50) et (2.51) aboutit à :

$$i = \frac{a n}{8gR_h^2 n} V + \frac{b}{8gR_h n^2} V^2 \quad (2.52)$$

qui peut être considérée comme la loi générale des écoulements en milieu poreux. Remarquons encore que la transition entre écoulement laminaire et écoulement turbulent est très progressive, contrairement aux écoulements en charge pour lesquels cette transition s'accompagne d'une brusque augmentation du coefficient f . La variation graduelle des dimensions des pores explique cette transition douce observée dans les écoulements en milieu poreux.

3 CONSTAT DE LA SITUATION ACTUELLE

Après cet aperçu d'une débauche de formules et d'une panoplie de méthodes, il paraît judicieux de s'arrêter quelques instants pour faire le point sur la situation actuelle. La question est de savoir de quoi nous disposons réellement pour un calcul fiable des pertes de charge du ruissellement de surface. A n'en pas douter, ce phénomène rassemble et mélange des comportements traités habituellement de manière distincte. Il se comporte certainement comme un écoulement en milieu poreux lorsque les hauteurs d'eau sont très faibles et l'état de la surface très chaotique. Il est tantôt laminaire, tantôt turbulent, avec une transition plutôt obscure. Et lorsque la hauteur d'eau augmente, il ne fait aucun doute qu'il tend vers un comportement décrit par les relations empiriques du domaine turbulent rugueux, par la théorie de la macro-rugosité et par la formulation générale de Colebrook.

3.1 *Écoulement laminaire*

L'écoulement laminaire sur plan semble présenter une situation complètement résolue puisque la solution analytique existe. Cependant certains essais ont montré un comportement fort différent, le coefficient k de l'équation (2.7) pouvant atteindre des valeurs supérieures à 50'000 au lieu du 24 de la solution théorique.

Ce paradoxe est en partie expliqué par la théorie générale des écoulements laminaires présentée au chapitre 2.1.2. Dans une même section, le coefficient k varie en fonction de la hauteur d'eau. Cette remarque est vraie pour un profil en travers présentant des bords, ce qui n'est jamais le cas dans un écoulement plan.

Si le modèle géométrique simple du plan parfait et de la lame d'eau de hauteur constante est adopté, comme cela est quasiment toujours le cas, alors la théorie est très claire et l'augmentation de plusieurs ordres de grandeurs du coefficient k ne saurait être justifiée.

Il est toutefois évident que la surface d'un sol naturel ne présente pas l'aspect d'un miroir. Seule une modélisation de la surface tenant compte de la présence des aspérités semble être en mesure de reproduire correctement le milieu géométrique dans lequel se développe le ruissellement. Dès lors, le double effet de la variation théorique du coefficient k en fonction de la hauteur d'eau et la différence entre la vitesse moyenne de type Darcy et la vitesse locale peuvent expliquer, en partie du moins, la forte augmentation observée du coefficient k .

Supposons, par exemple, que pour une faible hauteur d'eau h , 80 % de la section soit occupé par les éléments de rugosité. Ne reste alors que 20 % pour l'écoulement réel. Définissons d'une manière classique la vitesse moyenne V par

$$V = \frac{Q}{A} \quad (3.1)$$

avec la surface $A = Bh$ où B est la largeur du plan. Définissons la vitesse locale V_l par

$$V_l = \frac{Q}{hA} \quad (3.2)$$

où h est le rapport entre la surface totale A et la surface libre pour l'écoulement, à savoir $h = 0.2$ dans notre exemple. En se référant au chapitre 2.1.2, cette vitesse locale peut être calculée par :

$$V_l = \frac{8gJ_0}{kn} h^2 \quad (3.3)$$

Supposons encore que les petits canaux dans lesquels circule l'eau soient de section rectangulaire et que leur largeur vaut environ la moitié de la hauteur d'eau. Dans ce cas, selon l'approche présentée sous 2.1.2, il peut être démontré que $k \cong 96$. Définissons encore la vitesse laminaire théorique V_t par

$$V_t = \frac{8gJ_0}{24n} h^2 \quad (3.4)$$

Il ressort de la comparaison entre (3.3) avec $k = 96$ et (3.4) que

$$V_l = \frac{1}{4} V_t \quad (3.5)$$

De même, en comparant (3.1) et (3.2)

$$V = hV_l \quad (3.6)$$

et que finalement

$$V = \frac{h}{4} V_t \quad (3.7)$$

à savoir, dans notre exemple numérique, une vitesse moyenne de type Darcy 20 fois plus petite que la vitesse théorique.

Si le calcul s'effectue selon l'approche traditionnelle de l'écoulement sur plan, l'équation (3.3) est applicable et le coefficient k vaut alors, dans notre exemple numérique,

$$k = \frac{4 \cdot 24}{h} = 480 \quad (3.8)$$

Ainsi, le simple fait de ne pas tenir compte d'une géométrie de surface différente de celle du plan parfait explique déjà l'augmentation du coefficient k qui, dans notre exemple, passe de 24 à 480.

Il faut encore relever que cette valeur de 480, obtenue à partir d'hypothèses tout à fait réalistes, correspond presque à la valeur maximale recommandée par la littérature pour un sol grossier et érodé (tableau 2.1).

3.2 *Ecoulement turbulent : formules empiriques ou « formules modernes » ?*

Dans le domaine des constructions hydrauliques, le débat entre partisans des formules empiriques comme celle de Strickler, et des formules dites modernes comme celle de Colebrook n'est toujours pas clos. Les premiers prônent la simplicité de calcul d'une relation explicite et une précision du résultat suffisante pour les cas pratiques. Les seconds argumentent en faveur des acquis scientifiques basés sur une théorie robuste. Il est vrai qu'aujourd'hui l'argument de la simplicité du calcul ne résiste plus à la critique. Mais qu'en est-il de la précision des résultats ?

Afin de répondre à cette question, comparons analytiquement les 2 types de formulation dans le cas d'une canalisation de diamètre D .

Selon la théorie « moderne », le calcul des pertes de charge en régime turbulent peut s'effectuer à l'aide des relations de Darcy-Weisbach et de Colebrook-White :

$$J_f = \frac{V^2}{2g} \cdot \frac{f}{D} \quad (3.9)$$

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2 \log \left[\frac{k_s}{3.7 \cdot D} + \frac{2.51}{R \sqrt{f}} \right] \quad (3.10)$$

où k_s est la rugosité équivalente de sable des parois

Pour des valeurs élevées du nombre de Reynolds, l'influence de ce dernier sur la perte de charge devient négligeable. L'écoulement est défini comme turbulent rugueux et (3.10) se réduit à la formule de Nikuradse :

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2 \log \left(\frac{k_s}{3.7 \cdot D} \right) \quad (3.11)$$

soit :

$$f = \left[-2 \log \left(\frac{k_s}{3.7 \cdot D} \right) \right]^{-2} \quad (3.12)$$

La combinaison des équations de Darcy-Weisbach (3.9) et de Nikuradse pour un écoulement turbulent rugueux (3.11) permet d'écrire :

$$V = \frac{\sqrt{2gJ_f} \sqrt{D}}{\sqrt{f}} = \sqrt{2gJ_f} \cdot \left[-2 \log \left(\frac{k_s}{3.7 \cdot D} \right) \right] \cdot \sqrt{D} \quad (3.13)$$

Selon l'approche empirique, les formules, appliquées à la géométrie d'une conduite de section circulaire, s'écrivent d'une manière générale :

$$V = a \cdot J_f^{1/2} \cdot D^c \quad (3.14)$$

Dans cette équation, le coefficient **a** ne dépend que de la rugosité des parois et reste constant pour tous les diamètres. Si tel n'était pas le cas, cette formulation perdrait tout son intérêt.

L'égalité des vitesses d'écoulement calculées par les formules empiriques (3.14) et selon Colebrook (3.11) permet d'écrire :

$$a \cdot J_f^{1/2} \cdot D^c = \sqrt{2gJ_f} \cdot \left[-2 \log \left(\frac{k_s}{3.7 \cdot D} \right) \right] \sqrt{D} \quad (3.15)$$

Dans le membre de droite de l'équation (3.15), le diamètre *D* n'est pas sous la forme d'une simple puissance, comme dans le terme de gauche, mais apparaît également dans une fonction logarithmique. Afin de lever cette difficulté de comparaison, faisons l'hypothèse que le coefficient de frottement *f* peut s'exprimer, non seulement selon l'équation (3.12), mais aussi sous la forme :

$$f = \left(A \cdot \frac{k_s}{D} \right)^{1/M} \quad (3.16)$$

avec les coefficients *A* et *M* à déterminer. L'égalité des équations (3.12) et (3.16) permet d'écrire :

$$-2 \log \left(\frac{k_s}{3.7 \cdot D} \right) = \frac{1}{\left(A \frac{k_s}{D} \right)^{1/2M}} \quad (3.17)$$

Afin que l'équation (3.16) puisse être valablement substituée à l'équation (3.12), il faut non seulement qu'elle donne la même valeur de f , mais aussi que la dérivée de f par rapport à k_s/D soit respectée. Ainsi, la relation (3.17) et sa dérivée fournissent les 2 équations nécessaires à la détermination des coefficients A et M de (3.16) qui valent, tout calcul effectué

$$A = \frac{D}{k_s} \left[-2 \log \left(\frac{k_s}{3.7 \cdot D} \right) \right]^{-\ln(10) \log \left(\frac{3.7 \cdot D}{k_s} \right)} \quad (3.18)$$

$$M = \frac{\ln(10)}{2} \cdot \log \left(\frac{3.7 \cdot D}{k_s} \right) \quad (3.19)$$

Alors, l'équation (3.15) s'écrit, en introduisant (3.17) :

$$\mathbf{a} \cdot J_f^{1/2} \cdot D^c = \frac{\sqrt{2gJ_f} \sqrt{D}}{\left(A \cdot \frac{k_s}{D} \right)^{1/2M}} = \frac{\sqrt{2g}}{(A \cdot k_s)^{1/2M}} J_f^{1/2} D^{1/2+1/2M} \quad (3.20)$$

La comparaison des différents termes qui apparaissent dans chaque membre de l'équation (3.20) montre que l'exposant 1/2 de la pente de frottement J_f est identique dans les deux membres. Par contre, pour que l'exposant de D soit égal, il faut que

$$\mathbf{c} = \frac{1}{2} + \frac{1}{2M} \quad (3.21)$$

Développons plus en détail le cas de la formule de Strickler qui préconise l'usage de $\mathbf{c} = 2/3$ et qui s'écrit, dans le cas d'une section circulaire :

$$V = \frac{K}{4^{2/3}} J_f^{1/2} D^{2/3} \quad (3.22)$$

Dans ce cas, l'équation (3.21) n'est satisfaite que si $M = 3$. Selon l'équation (3.19), la relation de Strickler n'est donc valable que pour :

$$\frac{k_s}{D} = 9.17 \cdot 10^{-3} \quad (3.23)$$

ce qui correspond à $A = 5.442 \cdot 10^{-3}$ selon (3.18) et $f = 3.68 \cdot 10^{-2}$ selon (3.16).

La figure 3.1 représente la relation (3.12) entre le coefficient de frottement f et la rugosité relative k_s/D en écoulement turbulent rugueux, et l'équation (3.16) calée avec les coefficients $A = 5.442 \cdot 10^{-3}$ et $M = 3$, correspondant à l'équation de Strickler.

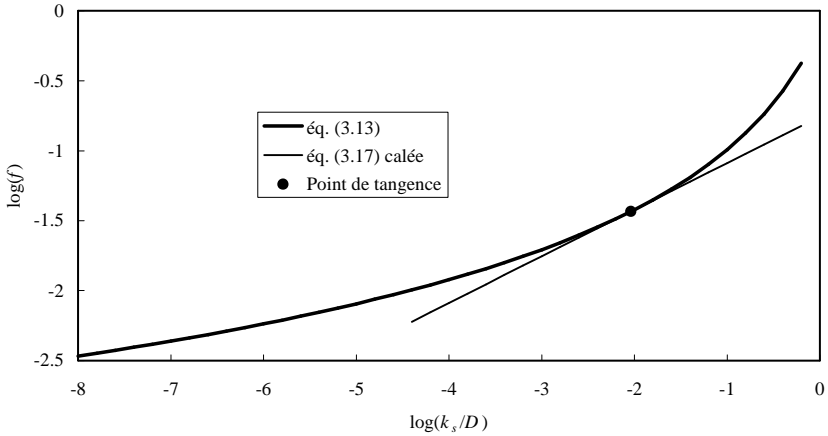


Figure 3.1 : Coefficient de frottement f en fonction de la rugosité relative k_s/D en écoulement turbulent rugueux. Comparaison entre les équations de Nikuradse (3.12) et (3.16) calée sur Strickler.

Avec la valeur des paramètres A et M définis ci-dessus, le coefficient de Strickler devient, d'après (3.20) :

$$K = 4^{2/3} \frac{\sqrt{2g}}{(A \cdot k_s)^{1/6}} = \frac{26.61}{k_s^{1/6}} \quad (3.24)$$

Finalement, il est possible de représenter dans le diagramme de Moody (figure 3.2) la région décrite correctement par la relation de Strickler.

La formule de Strickler n'est donc strictement identique à la théorie moderne (3.9) et (3.10) que pour un écoulement turbulent rugueux et pour une valeur unique de $k_s/D = 9.17 \cdot 10^{-3}$. Pour $9 \cdot 10^{-4} \leq k_s/D \leq 5 \cdot 10^{-2}$, l'erreur sur J_f calculé selon Strickler reste inférieure à 5%.

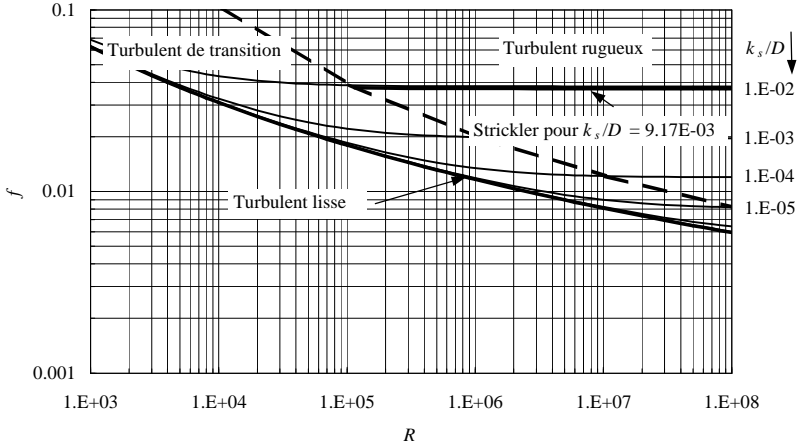


Figure 3.2 : Diagramme de Moody. Le trait horizontal épais représente le domaine correctement calculé par l'équation de Strickler avec le coefficient K correspondant à l'équation (3.24)

D'une manière générale, les équations (3.21) et (3.19) montrent que la valeur de la puissance c des formules empiriques ne dépend que de la rugosité relative k_s/D et que celle-ci varie donc en fonction du diamètre D , ou plus généralement de la hauteur d'eau pour les écoulements à nappe libre, comme le montre la figure 3.3.

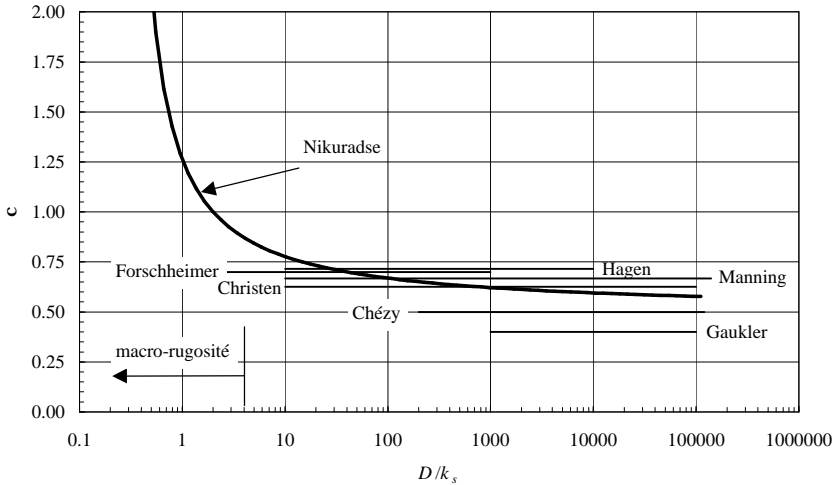


Figure 3.3 : Variation de la puissance c des diverses formules empiriques d'après la relation de Nikuradse.

Lorsque la rugosité devient infiniment petite, le coefficient M tend vers l'infini et la puissance c vers $\frac{1}{2}$. Il semblerait ainsi que la valeur asymptotique de cette puissance prenne la valeur proposée par Chézy dans le cas d'un écoulement turbulent lisse. Il ne faut toutefois pas perdre de vue que cette comparaison n'est valable que pour les écoulements turbulents rugueux. La valeur $\frac{1}{2}$ de Chézy est donc à considérer comme une borne inférieure.

La figure 3.3 représente également les valeurs constantes de c proposées par différents auteurs. L'intersection entre ces horizontales et la courbe obtenue à partir de la formule de Nikuradse délimite un domaine D/k_s , compris entre 20 et 1000 environ. Ceci montre bien que ces formules empiriques ont été calées à partir de mesures effectuées dans des rivières et des canaux dans lesquels, pour des conditions habituelles, le rapport entre la hauteur d'eau ou le rayon hydraulique et la taille des aspérités varie dans ces mêmes proportions.

Le coefficient de rugosité généralisé a apparaissant dans l'équation (3.14) s'écrit selon (3.20) :

$$a = \frac{\sqrt{2g}}{(Ak_s)^{1/2M}} \quad (3.25)$$

La présence dans cette expression des coefficients A et M dépendant de la rugosité relative k_s/D montrent bien que a ne dépend pas uniquement de k_s , mais aussi de D .

S'il est vrai que les formules empiriques donnent des résultats suffisamment précis dans le domaine usuel de l'hydraulique fluviale, il n'en va pas de même pour le ruissellement de surface. En effet, la figure 3.3 indique une grande variation de la puissance c pour le domaine de la macro-rugosité dans lequel, rappelons le, $D/k_s < 4$.

Ainsi, seule une formule avec exposant et coefficient de rugosité variables en fonction de la hauteur d'eau, serait peut-être à même de décrire le comportement du ruissellement. Il va sans dire que si tout varie dans une formule, celle-ci perd de son intérêt.

Notons encore pour terminer que cette étude comparative peut également être menée entre les formules empiriques et la formule de Bathurst (2.34) développée pour la macro-rugosité. L'analyse aboutit quasiment au même résultat que celui présenté ci-dessus. Pour s'en convaincre, il suffit d'écrire la formule de Bathurst sous une forme différente mais analytiquement identique à l'originale, à savoir

$$\sqrt{\frac{1}{f}} = -1.987 \log \left(\frac{D_{84}}{5.15h} \right) \quad (3.26)$$

La comparaison peut alors être effectuée en remplaçant les coefficients numériques 2 et 3.7 de l'équation de Nikuradse par respectivement 1.987 et 5.15, et en substituant D_{84} à k_s .

3.3 Conclusions

L'analyse de la littérature montre qu'un important effort de recherche est encore à fournir pour autoriser un calcul fiable des pertes de charge du ruissellement. L'intérêt des hydrauliciens ne s'est pas souvent porté sur ce phénomène. Néanmoins, les travaux effectués indiquent une voie potentielle pour atteindre cet objectif.

Dans le cas d'un écoulement laminaire, seule une modélisation de la surface avec prise en compte des aspérités peut expliquer les résultats des mesures effectuées (Woolhiser 1975). De cette manière, il semble envisageable de concilier théorie et expérience, ce qui est loin d'être le cas actuellement.

En écoulement turbulent, il semble que les bien aimées formules empiriques, comme celle de Strickler, ne sont pas aptes à décrire le comportement de la lame d'eau ruisselante. Il convient sans doute de se tourner vers les formules « modernes », liant le coefficient de frottement f à la rugosité relative k_s/h . La formule de Nikuradse et celle de Bathurst pour les écoulements sur macro-rugosité possèdent des caractéristiques prometteuses pour notre domaine d'intérêt.

Une seule méthode de travail s'impose désormais pour la suite de la recherche : l'expérimentation physique. Ce moyen devrait permettre de valider, rejeter ou adapter les approches existantes. Mais, comme justifié plus haut, l'étude expérimentale ne peut être menée que sur un modèle de la surface du sol.

La démarche choisie pour cette étude est comparable à celle de Nikuradze pour les pertes de charges dans les canalisations. Il s'agit en premier lieu de comprendre les phénomènes physiques rencontrés à l'aide d'un modèle représentant simplement la réalité du problème. Ce modèle en billes, présenté au chapitre suivant, considère une surface recouverte de sphères de diamètre constant. Les essais de laboratoire doivent permettre de mettre en évidence la relation liant la vitesse moyenne de l'écoulement aux différents paramètres, comme le débit ou la pente pour ne citer que les plus importants.

Par la suite, chaque type de terrain naturel pourra être décrit par le modèle en billes de diamètre équivalent, c'est-à-dire celui produisant la même vitesse moyenne de l'écoulement que celle se développant sur terrain naturel.

4 LE MODELE EN BILLES

4.1 Description géométrique

Le modèle en billes considère une plaque lisse et imperméable recouverte de billes sphériques toutes identiques de diamètre D . L'arrangement des billes se fait de manière géométrique. Les billes sont réparties sur des lignes horizontales perpendiculaires au sens d'écoulement. Dans la configuration de densité maximale, toutes les billes se touchent, les lignes successives étant décalées horizontalement d'un demi diamètre. Les centres des billes sont ainsi disposés sur des triangles équilatéraux de côté D .

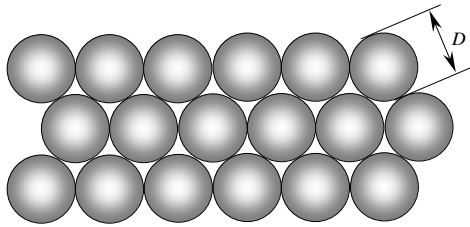


Figure 4.1 : Disposition géométrique des billes de densité maximale

Pour un cas général, la relation entre le nombre de billes n par unité de surface A et la densité de couverture p s'écrit :

$$p = \frac{nA_b}{A} \quad (4.1)$$

où A_b est la surface projetée d'une bille qui s'exprime en fonction du diamètre D par :

$$A_b = \frac{pD^2}{4} \quad (4.2)$$

La relation (4.1) devient alors :

$$p = \frac{pnD^2}{4A} \quad (4.3)$$

La densité maximale de couverture p_{max} s'obtient par le rapport entre la surface du triangle équilatéral de côté D et la moitié de A_b :

$$P_{\max} = \frac{\frac{pD^2}{4}}{\frac{8}{\sqrt{3}D^2}} = \frac{P}{2\sqrt{3}} = 0.9069 \quad (4.4)$$

4.2 Paramètres hydrauliques

L'originalité du milieu en billes nécessite une nouvelle définition des principaux paramètres utilisés en hydraulique. Vu son caractère très hétérogène et fortement non-prismatique à micro-échelle, il devient indispensable de travailler sur des valeurs moyennes de hauteur d'eau et de vitesse par exemple. Le volume d'eau réellement contenu sur une surface élémentaire doit être connu afin de respecter l'équation de continuité. De plus, la définition de la surface et du périmètre mouillés d'une section représentative constitue une étape indispensable à l'obtention de l'expression du rayon hydraulique du milieu en billes .

Le volume d'eau ∇ contenu dans ce milieu pour une hauteur d'eau moyenne h peut être défini par analyse géométrique. Soit ∇_t le volume total, sans considérer le volume occupé par les billes, qui correspond à la définition traditionnelle du volume d'eau sur un plan. Il se calcule simplement par :

$$\nabla_t = Ah \quad (4.5)$$

Le volume de la calotte sphérique immergée ∇_c vaut, pour une hauteur d'eau h inférieure au diamètre D :

$$\nabla_c = \frac{ph^2}{3} \left(\frac{3D}{2} - h \right) \quad (4.6)$$

Le volume ∇ réellement occupé par l'eau s'obtient alors par la relation :

$$\nabla = \nabla_t - n\nabla_c = Ah \left[1 - \frac{2ph}{D} + \frac{4ph^2}{D^2} \right] \quad (4.7)$$

Définissons un coefficient de porosité du milieu f par l'expression :

$$f = \frac{\nabla}{\nabla_t} \quad (4.8)$$

Ainsi, pour les hauteurs d'eau inférieures au diamètre de la bille, la porosité volumique f pour le milieu en billes s'écrit

$$f = 1 - \frac{2ph}{D} + \frac{4ph^2}{3D^2} \quad (4.9)$$

Pour une hauteur d'eau supérieure au diamètre D et selon la même démarche, le coefficient f vaut :

$$f = 1 - \frac{2pD}{3h} \quad (4.10)$$

Avec ces définitions, l'équation (4.7) s'écrit simplement :

$$\forall = fAh \quad (4.11)$$

Cette relation montre que le volume d'eau contenu sur un plan recouvert de billes n'est qu'une fraction du volume de la lame d'eau généralement considérée pour les écoulements sur plan. Le coefficient f est toujours inférieur à l'unité.

La figure 4.2 présente la relation $f - h/D$ pour différentes densités de couverture p . La valeur minimale du coefficient de porosité f est légèrement supérieure à 0.3. Toutes ces courbes présentent un minimum pour $h/D = \frac{3}{4}$.

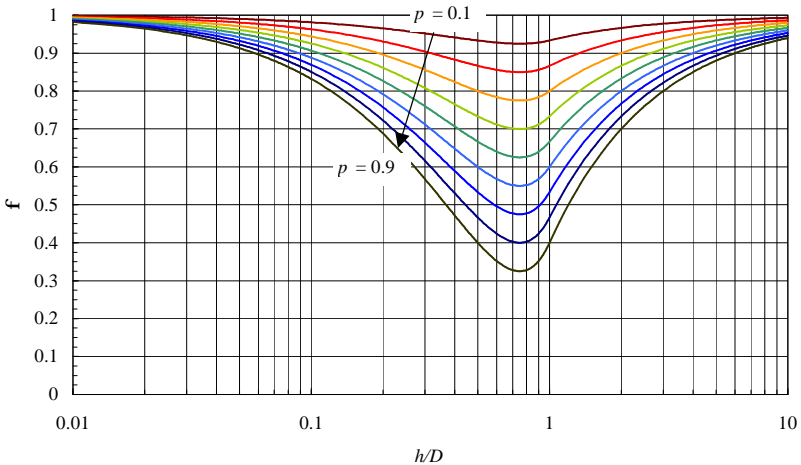


Figure 4.2 : Relation $f - h/D$ pour différentes densités de couverture p .

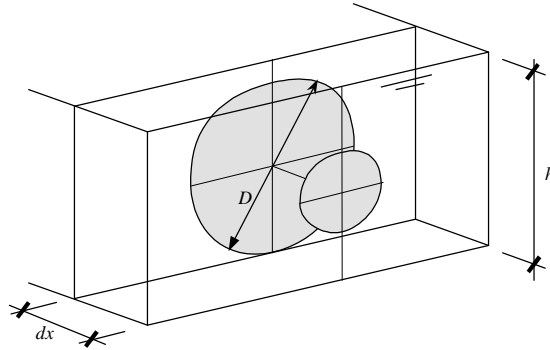


Figure 4.3 : Représentation graphique de la variation de la section mouillée A_m dans le milieu en billes.

Dans ce milieu en billes, la surface mouillée A_m , le périmètre mouillé P et ainsi le rayon hydraulique R_h varient constamment d'une section à l'autre, comme cela est représenté à la figure 4.3. Définissons alors une fonction géométrique, $\mathbf{h}(x,h)$, exprimant le rapport entre la section mouillée $A_m(x,h)$ et la surface totale $A_{tot} = Bh$, où B est la largeur du plan :

$$\mathbf{h}(x,h) = \frac{A_m(x,h)}{A_{tot}} \quad (4.12)$$

Pour des raisons de continuité, la fonction, $\mathbf{h}(x,h)$ est liée à la porosité volumique \mathbf{f} par la relation :

$$\mathbf{f}(h) = \frac{1}{L_0} \int_0^{L_0} \mathbf{h}(x,h) dx \quad (4.13)$$

L'équation (4.13) indique que la porosité volumique \mathbf{f} est la moyenne, sur la longueur du plan L_0 , de la porosité de section $\mathbf{h}(x)$.

Les écoulements hydrauliques dépendent souvent des sections les plus « étroites », qui pourraient être désignées par l'appellation « sections de contrôle », bien qu'il n'est pas certain que la hauteur critique s'y établisse. Ces sections de contrôles sont localisées là où la fonction $\mathbf{h}(x)$ présente ses minimums. Désignons simplement par \mathbf{h} le minimum de la fonction $\mathbf{h}(x)$ pour la suite du développement.

Pour le milieu en billes, il est évident que ces sections de contrôle coïncident avec les plans passant par le centre de gravité des billes. Elles ont l'aspect montré à la figure 4.4

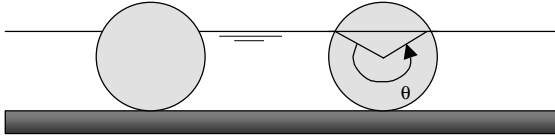


Figure 4.4 : Aspect d'une section de contrôle dans le milieu en billes.
Cette section est perpendiculaire au sens de l'écoulement.

L'équation (4.3) permet le calcul du nombre n de billes par unité de surface :

$$n = \frac{4p}{pD^2} \quad (4.14)$$

Les centres des billes sont disposés selon la perpendiculaire à l'écoulement sur des points distants de D . Selon la ligne de plus grande pente, par contre, chaque rangée est séparée par une distance d qui vaut :

$$d = D \cos 30^\circ = \frac{\sqrt{3}}{2} D \quad (4.15)$$

Le nombre de billes n^* dans une section de largeur unitaire vaut alors :

$$n^* = \sqrt{n \frac{d}{D}} = \sqrt{\frac{4p}{pD^2} \frac{\sqrt{3}}{2}} = \frac{1}{D} \sqrt{\frac{2\sqrt{3}}{p}} p \quad (4.16)$$

Le coefficient numérique apparaissant sous la racine n'est autre que p_{\max} défini par l'équation (4.4), ce qui permet de simplifier l'équation (4.16) :

$$n^* = \frac{1}{D} \sqrt{\frac{p}{p_{\max}}} \quad (4.17)$$

La porosité de section h s'écrit d'une manière générale sous la forme :

$$h = \frac{A_m}{h} = \frac{h - n^* A_r}{h} = 1 - \frac{n^* A_r}{h} \quad (4.18)$$

où A_r est la surface du segment circulaire de hauteur h . Lorsque la hauteur d'eau est inférieure au diamètre D de la bille, cette surface s'écrit :

$$A_r = \frac{D^2}{8} (\mathbf{q} - \sin \mathbf{q}) \quad (4.19)$$

L'angle \mathbf{q} , représenté sur la figure 4.4, se calcule par :

$$\cos\left(\frac{\mathbf{q}}{2}\right) = 1 - \frac{2h}{D} \quad (4.20)$$

Lorsque la hauteur d'eau est inférieure au diamètre des billes, le coefficient \mathbf{h} s'écrit finalement sous la forme :

$$\mathbf{h} = 1 - \sqrt{\frac{p}{p_{\max}}} \frac{D}{8h} (\mathbf{q} - \sin \mathbf{q}) \quad (4.21)$$

Si la hauteur d'eau est supérieure au diamètre, alors :

$$\mathbf{h} = 1 - \sqrt{\frac{p}{p_{\max}}} \frac{p}{4} \frac{D}{h} \quad (4.22)$$

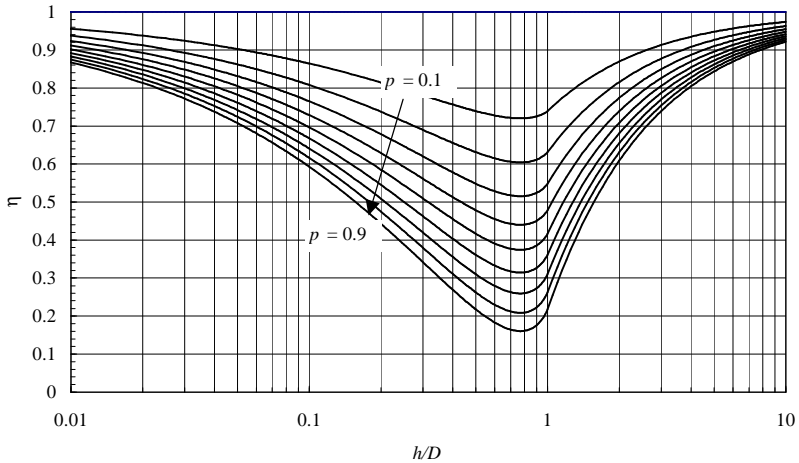


Figure 4.5 : Relation $\mathbf{h} - h/D$ pour différentes densités de couvertures p .

Par définition, la section mouillée s'écrit :

$$A_m = hBh \quad (4.23)$$

où B est la largeur du plan. Il ressort de cette dernière équation que la surface mouillée de l'écoulement dans un milieu en billes est une fraction de la surface mouillée habituelle des écoulements sur plan calculée par le produit de la largeur d'écoulement et de la hauteur d'eau. Le coefficient de porosité de section h détermine cette fraction.

Définissons finalement un troisième coefficient géométrique Ω par le rapport entre le périmètre mouillé P de la section de contrôle et sa largeur B :

$$\Omega = \frac{P}{B} \quad (4.24)$$

Le périmètre mouillé s'obtient par addition de la largeur B et du périmètre en contact avec l'eau P_b de chaque bille :

$$P_b = \frac{D}{2}q \quad (4.25)$$

Si la hauteur d'eau h est supérieure au diamètre D de la bille, alors l'équation (4.25) devient :

$$P_b = pD \quad (4.26)$$

Pour une largeur unitaire, le périmètre mouillé P s'obtient d'une manière générale par :

$$P = \Omega = 1 + n^* P_b \quad (4.27)$$

Les 3 dernières équations permettent d'obtenir l'expression du coefficient Ω qui s'écrit :

$$\Omega = 1 + \sqrt{\frac{P}{P_{\max}}} \frac{q}{2} \quad (4.28)$$

pour $h < D$ et :

$$\Omega = 1 + \sqrt{\frac{P}{P_{\max}}} p \quad (4.29)$$

pour $h \geq D$. La relation $\Omega-h/D$ est représentée graphiquement à la figure 4.6.

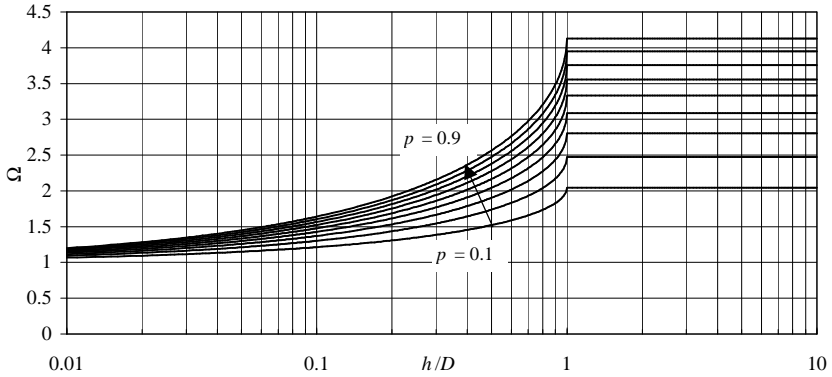


Figure 4.6 : Relation Ω - h/D pour différentes densités de couverture p .

Enfin, le rayon hydraulique R_h se définit d'une manière classique par :

$$R_h = \frac{A_m}{P} \quad (4.30)$$

A l'aide des définitions des coefficients h et Ω , l'équation (4.30) devient :

$$R_h = \frac{h}{\Omega} h \quad (4.31)$$

Ainsi, la hauteur d'eau h doit être multipliée par le rapport h/Ω pour obtenir le rayon hydraulique R_h du milieu en billes. Ce rapport est représenté graphiquement à la figure 4.7 en fonction de h/D .

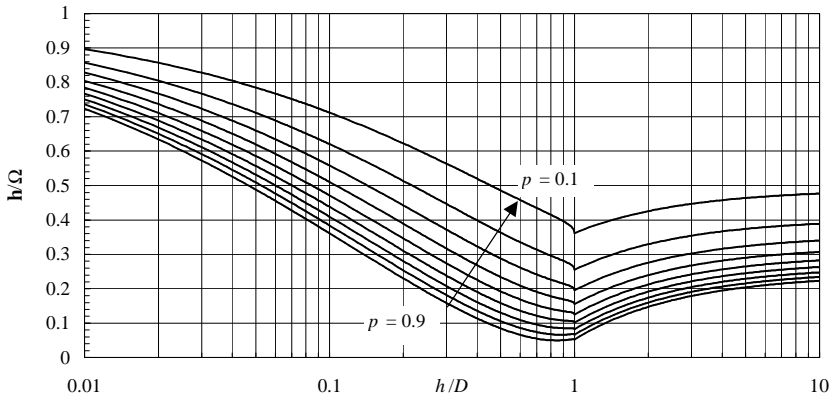


Figure 4.7 : Relation h/Ω - h/D pour différentes densités de couverture p .

La géométrie du milieu en billes n'a ainsi plus de secret. La phase expérimentale peut débiter sur de bonnes bases.

5 ESSAIS EN ÉCOULEMENT UNIFORME

Le modèle en billes, tel que décrit au chapitre précédent, doit servir de base géométrique à l'élaboration d'une nouvelle loi de comportement censée décrire le ruissellement de surface. Ce modèle, très simple en comparaison de la complexité de la surface d'un terrain naturel, ne saurait toutefois prétendre à une représentation parfaite de la réalité. Il s'agit bien d'une approche conceptuelle comparable à celle de Nikuradse collant des grains de sable de diamètre uniforme à l'intérieur de canalisations pour modéliser la rugosité naturelle des tuyaux. Une approche directe de l'étude du ruissellement sur un sol quelconque ne peut être que vouée à l'échec si elle ne peut s'appuyer sur l'étude fondamentale d'un modèle géométrique plus simple, comme celui en billes. La représentativité de ce modèle devra ensuite être confirmée par des essais ou des simulations numériques sur des terrains naturels.

Une étude expérimentale semble indispensable à l'établissement des tendances comportementales d'un écoulement en lame mince dans et sur une macro-rugosité. Par tendance comportementale, il faut entendre l'établissement d'une loi liant la hauteur d'eau à la vitesse de l'écoulement, ceci dans le cas simple d'un écoulement uniforme et stationnaire.

5.1 Installation d'essai

Pour l'établissement d'une relation hauteur – vitesse de qualité dans des conditions aussi particulières que celles rencontrées dans un milieu en billes, l'installation d'essais doit répondre à un nombre de critères parfois difficiles à satisfaire simultanément. Elle doit être capable de produire des écoulements laminaires et des écoulements turbulents. Cela signifie que le débit doit pouvoir varier de plusieurs ordres de grandeurs, et que pour chaque cas, il doit montrer une constance parfaite dans le temps et pouvoir être déterminé avec précision. Une autre difficulté majeure se présente à l'expérimentateur : l'impossibilité d'une mesure directe des grandeurs hydrauliques classiques, telles que la hauteur d'eau ou la vitesse de l'écoulement. En effet, la lame d'eau ruisselante peut être de dimension si modeste qu'aucun instrument de mesure ne saurait l'étudier sans introduire de grossières erreurs en regard de la précision requise. Comme la lame d'eau a souvent des dimensions de l'ordre du millimètre, la mesure de la vitesse par micro moulinet ou celle de la hauteur d'eau par pointe limnimétrique n'est tout simplement pas envisageable. Pire encore est la question de la représentativité de mesures ponctuelles face aux grandeurs moyennes de l'écoulement. A micro échelle, le milieu en billes est en effet aussi hétérogène qu'un milieu poreux. S'il était possible de mesurer des valeurs ponctuelles de la vitesse d'écoulement, celles-ci présenteraient des variations telles qu'une conclusion sérieuse quant à la vitesse moyenne serait difficilement envisageable. De même, la lame d'eau ne présente pas une surface libre parfaitement plane, de sorte qu'une mesure de hauteur d'eau, quand elle est possible, ne donne pas toute l'information souhaitée sur la hauteur d'eau moyenne.

Pour répondre à ces différentes exigences, l'installation d'essais présentée schématiquement à la figure 5.1 a été conçue. Un bac, situé à 2.50 m du sol et équipé d'un déversoir de trop plein, assure une charge hydraulique constante dans le système d'alimentation. Une vanne suivie d'une batterie de rotamètres permet un premier réglage

grossier du débit d'essai. L'eau est ensuite acheminée, toujours en charge, vers le plan de ruissellement. Ce plan, d'une longueur de 2 m pour une largeur de 1 m, peut être réglé selon toutes les inclinaisons entre l'horizontale et 45^0 . Il sert de support au milieu en billes testé. A l'amont du plan inclinable, une rigole assure un déversement régulier et uniforme du débit sur toute la largeur du plan.

Après écoulement dans le milieu en bille disposé sur le plan inclinable, l'eau est récupérée dans un bac posé sur une balance électronique. Celle-ci offre une capacité de 150 kg pour une résolution à 20 grammes, et permet à la fois la mesure précise du débit par volumétrie, ainsi que le détermination indirecte de la hauteur d'eau comme décrit au chapitre suivant.

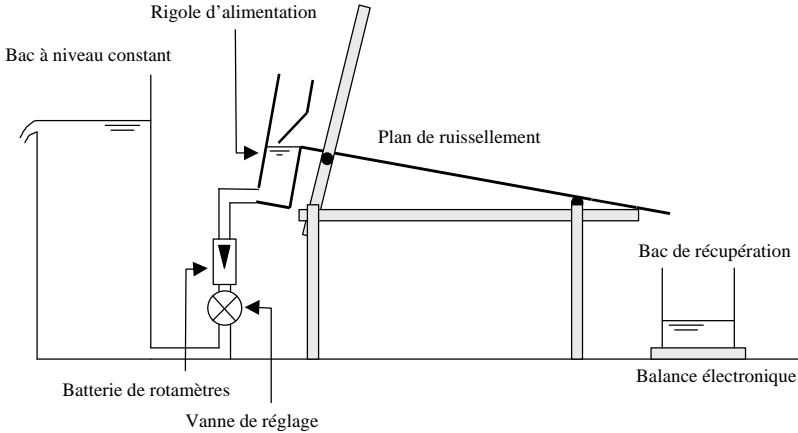


Figure 5.1 : Représentation schématique de l'installation d'essais.

5.2 Système de mesure

L'originalité de cette installation d'essais réside principalement dans son système de mesure indirecte de la hauteur d'eau. Comme déjà mentionné, la mesure directe de la hauteur d'eau ou de la vitesse n'est pas envisageable car non représentative des valeurs moyennes pour un écoulement en lame mince dans une macro-rugosité. Il fallait donc développer un système qui permette une mesure globale des grandeurs moyennes.

A cet effet, la technique la plus simple et la plus précise qui a été trouvée consiste en la mesure du volume d'eau en écoulement sur le plan. A partir de ce volume, et avec la relation (4.9) donnant la porosité du milieu en bille, il est possible de déterminer par itération la hauteur moyenne de l'écoulement et, connaissant le débit, de déterminer également la vitesse moyenne.

Le système de mesure doit donc être capable de « trancher » instantanément la lame d'eau en écoulement, à la fois à l'amont et à l'aval du plan, et doit pouvoir également diriger ce

volume d'eau tranché en direction du bac posé sur la balance électronique. Cette opération est réalisée à l'aide de deux clapets dont le mouvement est synchronisé mécaniquement. Le premier, situé à l'amont du plan, permet d'obtenir complètement l'alimentation en eau lorsqu'il se trouve en position fermée. Le deuxième, situé à l'aval, conduit l'eau vers la balance lorsqu'il se trouve en position fermée et la dirige hors du système de mesure en position ouverte.

5.3 Procédure d'essai

Comme représenté à la figure 5.2, un essai débute par le réglage approximatif du débit souhaité à l'aide de la batterie de rotamètres, le clapet aval se trouvant en position ouverte. Ce dernier est alors fermé et le débit s'écoule alors dans le bac posé sur la balance. Le débit d'essai est alors mesuré avec précision par pesée chronométrée. Puis le clapet aval est ouvert à nouveau pour se retrouver dans la situation initiale. Si nécessaire, le bac est vidé de son eau et la balance est tarée. La mesure à proprement parler peut débuter. Les deux clapets sont fermés simultanément et le volume d'eau ainsi tranché s'écoule dans le bac. La vidange du plan inclinable a souvent été accélérée en soufflant de l'air comprimé pour pousser l'eau. Après vidange complète, la balance électronique indique directement le poids de la lame d'eau qui était en écoulement entre les 2 clapets. Une mesure de la densité de l'eau permet alors de calculer le volume. Lors de chaque essai, la température de l'eau est mesurée pour déterminer sa viscosité cinématique ν .

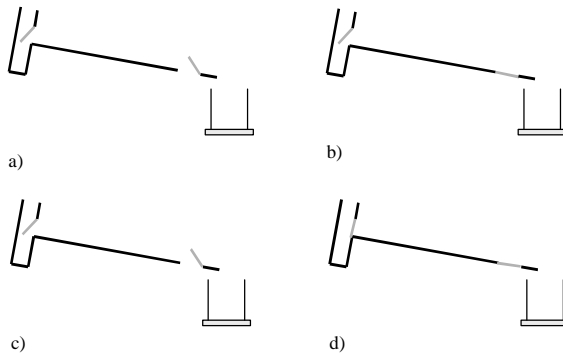


Figure 5.2 : Représentation schématique des différentes phases d'un essai.
a) Etat initial pour le réglage du débit. b) Mesure précise du débit.
c) Vidange du bac et tarage de la balance. d) La lame d'eau en écoulement est tranchée et dirigée vers le bac.

5.4 Réalisation du milieu en billes

L'aspect théorique du milieu en billes, constitué rappelons-le d'une surface plane sur laquelle sont fixées des sphères, débouche sur une réalisation pratique quelque peu fastidieuse. Le

collage de billes sur une grande surface requiert en particulier une ampleur de travail que seul le regretté Nikuradse serait à même d'apprécier !

Pour la réalisation de cette surface d'essai, le choix s'est porté sur des plaques de PVC et des billes de verre. Il a été décidé de ne travailler qu'avec un seul diamètre de billes, à savoir 16 mm. Ainsi, la couverture complète du plan de 2 m² nécessite la mise en place et le collage de 8928 billes représentant un poids total de 134 kg. Afin de limiter les manipulations, les différentes densités de couverture en billes ont été réalisées progressivement, à partir d'un plan lisse sans billes, jusqu'à la couverture totale. Cette évolution croissante présente l'avantage de ne requérir l'ajout que d'un certain pourcentage de billes entre chaque configuration testée. Par contre, elle exige une grande précision géométrique dans le positionnement des billes. En effet, lorsqu'une grande partie de la surface est déjà recouverte de billes, les trous encore libres doivent présenter exactement les dimensions requises pour l'introduction des dernières billes.

Ce critère de précision ne peut être atteint par un traçage des positions des billes et par leur collage manuel sur le plan. Il a donc fallu concevoir un système plus sophistiqué qui assure à la fois précision et rapidité d'exécution. Pour des raisons de manipulation, la surface du plan a été scindée en 4 morceaux de 0.5 X 1 m. Pour chacun d'eux, un gabarit de pose a été réalisé en PVC également. Ce gabarit est constitué d'une plaque sur laquelle ont été fraisés, à l'aide d'une machine à commande numérique, des petits trous qui permettent le positionnement de chaque bille. A chaque augmentation du pourcentage de couverture du plan, de nouvelles billes sont disposées sur ces gabarits selon la répartition géométrique souhaitée, et un petit point de colle est posé sur chacune d'elles. Après quelques essais infructueux, le choix d'une colle s'est porté sur le silicone. Cette matière offre une adhérence suffisante sur le PVC et le verre et présente également l'avantage d'une souplesse appréciable lors de la mise en place de nouvelles billes.

Une fois l'ensemble des billes recouvertes de leur point de silicone, les véritables plaques d'essai, avec leurs billes déjà collées, sont posées à l'envers sur les gabarits, leur alignement étant assuré par des cales latérales. Après au moins un jour de séchage, les plaques sont soulevées, retournées et installées à nouveau sur le plan inclinable pour une nouvelle série d'essais.

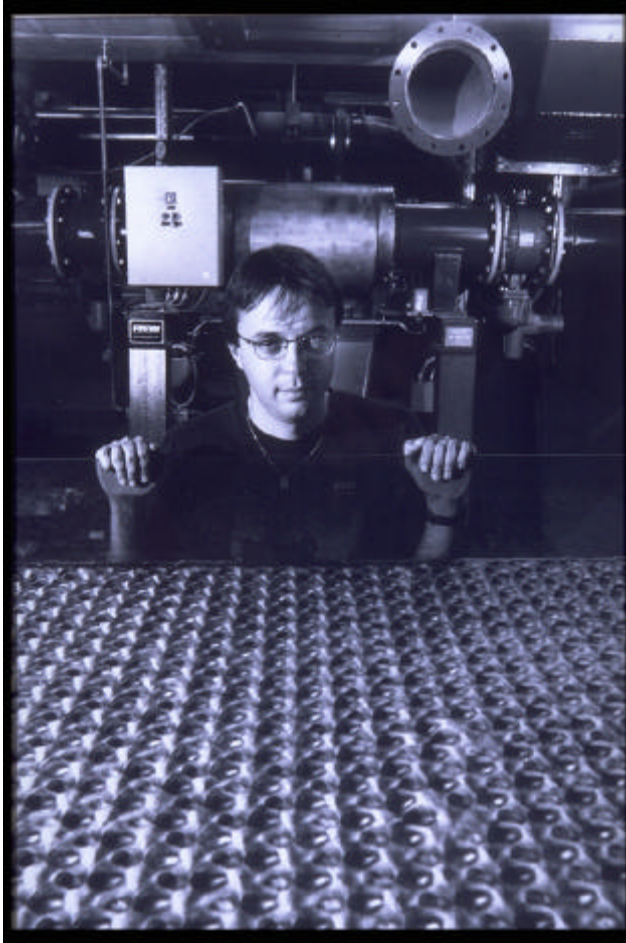


Figure 5.3 : Votre serveur observant un écoulement dans le milieu en billes. Photo Zalmai Ahad

5.5 Programme des essais

Les paramètres étudiés lors de cette série d'essais sont la densité p de couverture en billes du plan, le débit Q et la pente J_0 du plan. Comme déjà mentionné, le diamètre des billes est constant et vaut 16 mm. Ce choix, dicté par des critères pratiques de manipulation, n'influence pas une relation fondée sur des paramètres adimensionnels. La combinaison des

valeurs de débit et de pente doivent permettre de produire des écoulements laminaires et des écoulements turbulents, des écoulements contenu dans le milieu en billes et d'autres les submergeant, afin d'obtenir des mesures dans un domaine de variation des paramètres aussi large que possible.

Huit densités p de couverture du plan ont été testées entre 0% et la densité maximum de 90% environ. La disposition des billes pour chacune de ces densités est représentée à la figure 5.4. Les pentes du plan inclinable ont été fixées à 0.5%, 1%, 3%, 10%, 30% et 100%. Les débits d'alimentation choisis valent quant à eux 30, 60, 120, 250, 500, 1000, 2000, 3000 ml/s, ainsi que le débit maximum variable pouvant être fourni par le système d'alimentation. Selon le pourcentage de couverture en bille p et la pente J_0 du plan, il n'a pas toujours été possible de maintenir un écoulement digne de ce nom dans le milieu en billes. En effet, sans une certaine hauteur d'eau, les effets de tension superficielle et de capillarité concentrent l'eau dans certaines régions. Le plan n'est plus couvert sur l'ensemble de sa surface par la lame d'eau qui se met à serpenter comme lorsqu'il pleut sur une vitre. Ce phénomène est bien éloigné de celui qui nous intéresse, raison pour laquelle le plus petit débit essayé est le premier dans la liste ci-dessus qui conduit à un écoulement plan uniforme.

La combinaison des 3 paramètres variables et de leurs valeurs possibles permet théoriquement la réalisation de 432 essais. En réalité, pour la raison évoquée plus haut, 273 essais ont été menés à bien.

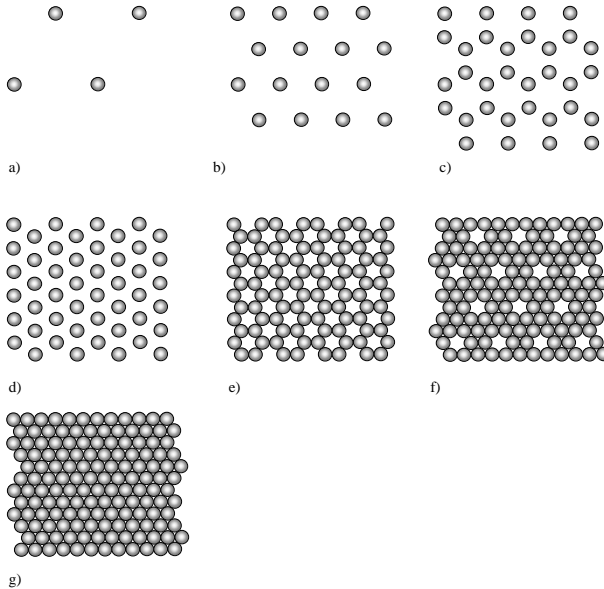


Figure 5.4 : Dispositions des billes sur le plan de ruissellement correspondant à des densités de couverture p de a) 2.533% (252 billes), b) 10.13% (1008), c) 20.27% (2016), d) 30.40% (3024), e) 50.19% (4992), f) 69.97% (6960) et g) 89.75% (8928).

6 ANALYSE DES ESSAIS EN ECOULEMENT UNIFORME

6.1 Résultats bruts

Les résultats des 273 essais effectués sur l'installation expérimentale du modèle en billes sont présentés dans l'annexe 1. Ces tableaux présentent les paramètres d'essai, à savoir le débit Q , la pente J_0 et la densité de couverture p , la hauteur d'eau h et la vitesse V obtenue selon la méthode exposée sous 5.2, ainsi que le nombre de Reynolds R , le coefficient de frottement f et le coefficient de Strickler K .

Face à un aussi grand nombre de valeurs, seules des représentation graphiques adéquates permettent de détecter des tendances de comportement, en particulier la relation entre la hauteur d'eau et la vitesse.

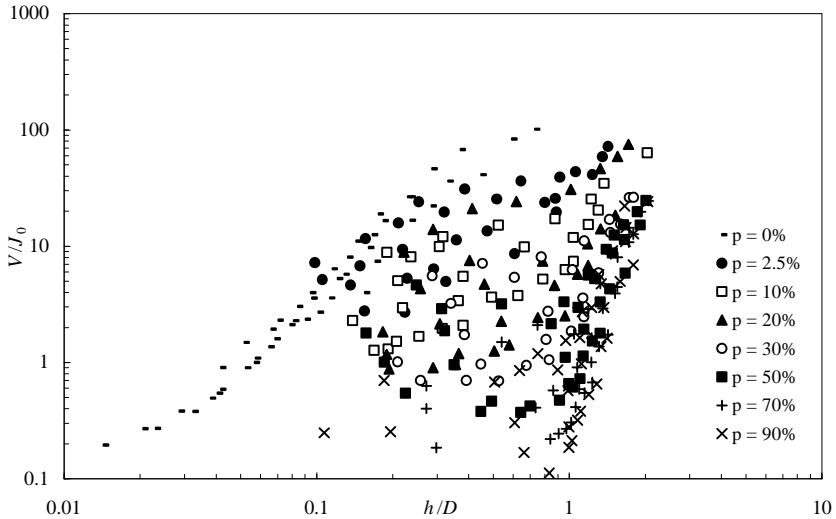


Figure 6.1 : Relation entre le rapport V/J_0 et la hauteur d'eau adimensionnelle h/D .

Afin de se soustraire à l'influence de la pente qui varie entre les différents essais, il est indispensable de l'inclure dans une représentation graphique de la vitesse. Si l'écoulement est laminaire, alors la formule (2.2) indique que la vitesse est directement proportionnelle à la pente. Par contre, si l'écoulement est turbulent, la relation de Darcy-Weisbach (3.9) ou la formule empirique généralisée (3.14) montrent que la vitesse est proportionnelle à la racine de la pente.

La figure 6.1 représente la relation mesurée entre le rapport V/J_0 et la hauteur d'eau adimensionnelle h/D , alors que la figure 6.2 montre les mêmes mesures, mais avec la vitesse divisées par la racine de la pente.

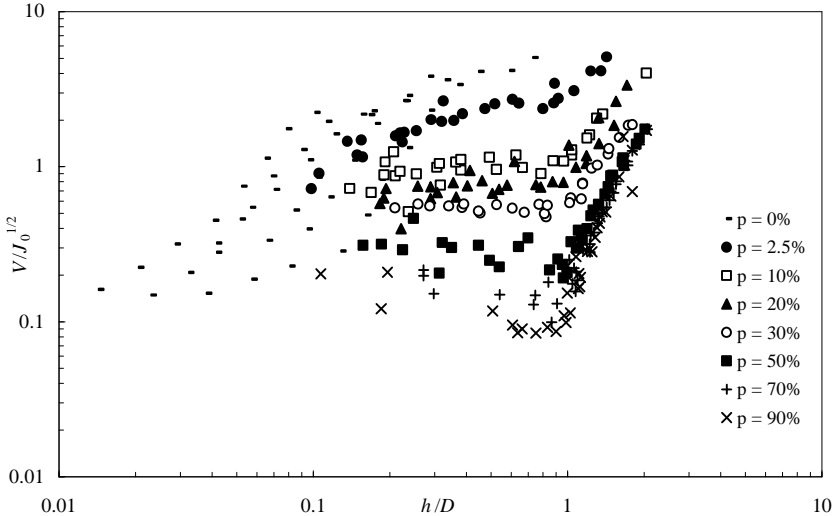


Figure 6.2 : Relation entre le rapport $V/J_0^{1/2}$ et la hauteur d'eau adimensionnelle h/D .

Ces deux graphiques sont en doubles échelles logarithmique car si la théorie des écoulements laminaires sur plan se vérifie, les points devraient être alignés sur une droite dans la figure 6.1. Par contre, si les formules empiriques sous forme de puissance s'avèrent correctes, les points devraient s'aligner sur une droite à la figure 6.2. Il ne s'agit donc pas d'une vile technique pour tenter de concentrer le panache des points de mesure.

Qu'en est-il du laminaire ? Les mesures effectuées sur le plan lisse, où $p = 0$, s'alignent approximativement selon une droite, particulièrement pour les faibles hauteurs d'eau et les faibles vitesses. Cela n'a rien d'étonnant car dans ces situations, l'écoulement est réellement laminaire et la théorie est confirmée par l'expérience. Le « bruit » constaté sur ces valeurs s'explique en partie par le fait que l'écoulement sur le plan lisse était souvent instable. Ces instabilités de l'écoulement uniforme, appelées ondes en cascades (Graf 1993) ou *roll waves* en anglais, apparaissent dès que le nombre de Froude dépasse $\frac{1}{2}$ environ et engendrent une dissipation d'énergie supplémentaire dans l'écoulement. Par contre, pour les essais effectués en présence de billes, l'aspect nébuleux des points de mesures ne permet qu'un seul commentaire : de toute évidence, la théorie de l'écoulement laminaire sur plan ne s'applique pas.

La situation semble s'améliorer dans la figure 6.2 où, rappelons-le, les points devraient s'aligner sur des droites si l'écoulement est turbulent. Les résultats d'essais sur plan lisse présentent cette fois une forte dispersion, car ils correspondent au régime laminaire, comme expliqué plus haut. Par contre, une certaine continuité apparaît sur les familles de points

attachées aux différentes densités de couverture p testées. Pour $p = 2.5\%$, les points s'alignent relativement bien sur une droite. Mais au fur et à mesure que la densité p augmente, les tendances s'incurvent vers le bas et révèlent des comportements tout à fait originaux pour des écoulements à nappe libre.

Le fait de constater une diminution de la vitesse lorsque le nombre d'éléments de rugosité augmente n'est pas surprenant. Par contre, l'ampleur de cette diminution l'est beaucoup plus. En effet, il ne s'agit pas de quelques pour-cent, mais bien de facteurs allant jusqu'à 50 entre les vitesses mesurées pour $p = 2.5\%$ et celles pour $p = 90\%$, ceci pour les hauteurs d'eau correspondant environ au diamètre de la bille.

Un autre phénomène est également surprenant : celui de la constance de la vitesse en fonction de la hauteur d'eau. Pire encore, pour les densités p supérieures à 50%, il apparaît que la vitesse diminue lorsque la hauteur d'eau augmente. Cette originalité, pour ne pas parler d'extravagance, n'est décrite par aucune loi de l'hydraulique fluviale. Elle se produit pour les hauteurs d'eau inférieures au diamètre des billes. Lorsque l'écoulement submerge ces dernières, il a comme envie de rattraper son retard et l'augmentation de la vitesse en fonction de la hauteur d'eau est spectaculaire.

Si la relation de Strickler est supposée valable, alors les points devraient s'aligner sur une droite de pente 2/3. Une puissance calée sur la famille des points $p = 2.5\%$ est de la forme $h^{0.533}$, valeur proche de la proposition de Strickler. Par contre, le même exercice effectué sur les points de la famille $p = 90\%$ avec $h/D > 1$, abouti à un résultat du type $h^{3.81}$. Et il va sans dire que la zone où la vitesse est indépendante de la hauteur d'eau est décrite par $h^{0.0}$. Les essais confirment donc les craintes exprimées au chapitre 3.2 concernant la possibilité d'utiliser une formule empirique, comme celle de Strickler, pour le calcul des pertes de charge des écoulements en lame mince sur macro-rugosité.

6.2 Analyse du coefficient de Strickler

Sur la base des mesures expérimentales, il est très aisé de déterminer la valeur du coefficient de Strickler K pour chaque essai à l'aide de la relation :

$$K = \frac{V}{J_0^{1/2} R_h^{2/3}} \quad (6.1)$$

Comme cela est décrit plus haut, les chances d'obtenir des coefficients K constants pour chaque densité de couverture p sont réduites à néant. Ce chapitre a surtout une volonté d'information en présentant, à la figure 6.3, la variation du coefficient de Strickler en fonction de la hauteur d'eau adimensionnelle.

A nouveau, une grande amplitude de variation de K est visible. Si les essais sur plan lisse sont mis de côté, comme cela est le cas à la figure 6.3, les coefficients de Strickler mesurés varient dans une gamme comprise entre 8.8 et 108 $m^{1/3}/s$. Logiquement, K diminue lorsque la densité de couverture p augmente. Mais par contre, et comme cela était attendu, les valeurs de K pour une même densité p ne sont pas constantes. Elles présentent toutes un minimum pour

une valeur $h/D = 1$ environ. Les écoulements les plus perturbés sont donc ceux pour lesquels la hauteur d'eau correspond à la taille des rugosités.

Remarquons encore que pour la famille $p=90\%$, le coefficient de Strickler mesuré passe de $10 \text{ m}^{1/3}/\text{s}$ pour $h = D$ à $60 \text{ m}^{1/3}/\text{s}$ pour $h = 2D$, ce qui représente une augmentation d'un facteur 6 en doublant seulement la hauteur d'eau.

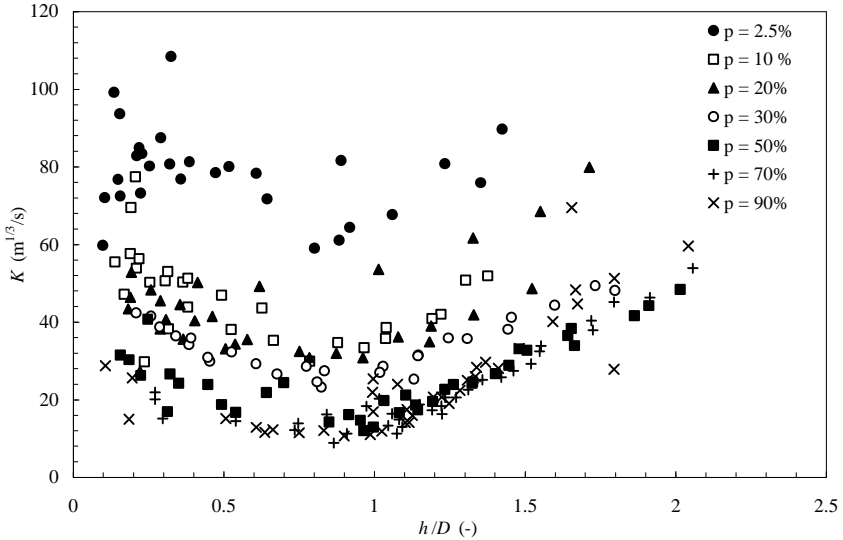


Figure 6.3 : Relation entre le coefficient de Strickler K et la hauteur adimensionnelle h/D .

6.3 Analyse du coefficient de frottement

La figure 6.4 présente la relation entre le coefficient de frottement f et le nombre de Reynolds R pour chaque essai. Elle contient également la relation théorique pour un écoulement laminaire sur plan ainsi que la formule de Prandtl-Von Karman pour un écoulement turbulent lisse. Le nombre de Reynolds est défini par :

$$R = \frac{VR_h}{\nu} \quad (6.2)$$

Et le coefficient de frottement f par :

$$f = \frac{8gJ_0R_h}{V^2} \quad (6.3)$$

La première impression laissée par cette figure n'est guère encourageante. Mais son examen plus attentif fournit des renseignements dignes d'intérêts. La famille de points pour $p = 0\%$ suit bien la même pente que la solution théorique, mais elle se situe en moyenne légèrement au-dessus. Le calage d'une formule en puissance sur ces valeurs et pour des nombres de Reynolds inférieurs à 800 donne :

$$f = 35.5 R^{-0.997} \cong \frac{35}{R} \quad (6.4)$$

La valeur du numérateur dans le terme de droite est donc sensiblement supérieure au 24 préconisé par la théorie. Cette augmentation est essentiellement due à l'instabilité de l'écoulement décrite au chapitre 6.1. D'après ces essais, la présence de *roll waves* entraînerait donc une augmentation de 46% du coefficient de frottement f pour le régime laminaire.

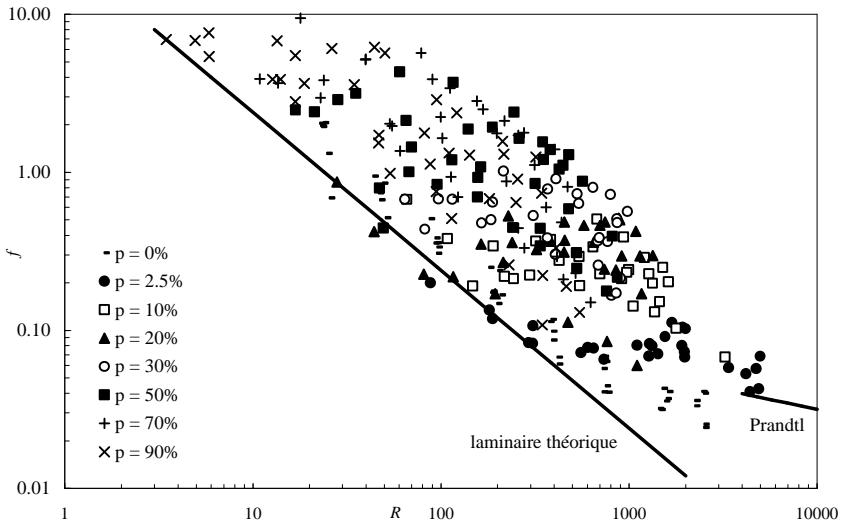


Figure 6.4 : Relation entre le coefficient de frottement f et le nombre de Reynolds R .

A partir d'un nombre de Reynolds de 800 environ, le coefficient f obtenu sur le plan lisse montre une transition progressive vers les valeurs prônées par la formule de Prandtl - Von Karman pour les écoulements turbulents lisses. Aucune augmentation brusque de f n'est observée entre le régime laminaire et le régime turbulent.

Les autres familles de points, correspondant chacune à une densité de couverture p , présentent des tendances moins nettes, la dispersion des points augmentant fortement avec l'augmentation de p . Néanmoins, plusieurs constats peuvent être établis. Ces familles de points décollent de la courbe laminaire à des nombres de Reynolds qui vont en diminuant avec l'augmentation du nombre de billes. Ce décolllement est considéré habituellement comme le signe d'un changement de régime. Pour la situation où $p = 90\%$, le nombre de Reynolds de transition se situerait donc aux environs de 10. En corollaire, un écoulement peut être laminaire sur un plan à faible couverture d'éléments de rugosité, et turbulent sur un plan à forte couverture, ceci pour un même nombre de Reynolds. Cette dernière remarque constituerait le paradoxe de ce type d'écoulement que l'hydraulique des écoulements en charge ou à nappe libre n'a jamais constaté.

En fait, le raisonnement présenté au paragraphe précédent ne semble pas correct. Le décolllement des points au dessus de la droite laminaire théorique n'est pas le signe d'un changement de régime. Il correspond simplement à une modification du coefficient k apparaissant dans la formule :

$$V = \frac{8gJ_0h^2}{kn} \quad (6.5)$$

Comme cela a été démontré sous 2.1.2, le coefficient k ne dépend que de la forme du profil en travers et sa valeur se modifie donc en fonction de la hauteur d'eau. Sélectionnons dans la figure 6.4 les points correspondant, par exemple, à $p = 30\%$ et représentons les en séries selon les pentes testées.

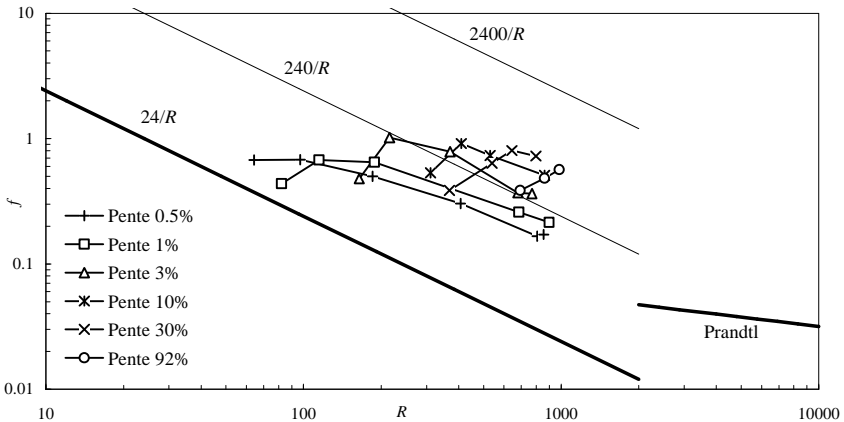


Figure 6.5 : Relation $f-R$ pour les essais avec un pourcentage de couverture p de 30%. Les points obtenus pour une même pente sont reliés par des traits.

Selon la figure 6.5, et malgré la faible amplitude des nombres de Reynolds qu'il a été possible de produire sur l'installation d'essais, il semble que ces différentes courbes montent

brusquement à partir de la courbe théorique $f = 24/R$ pour se stabiliser à nouveau sur des droites de même pente mais située plus haut aux environs de $f = 240/R$. Le nombre de Reynolds correspondant à ce décollement augmente sensiblement avec la pente. S'il se situe à $R = 50$ pour la pente de 0.5%, il est repoussé au delà de $R = 200$ pour la pente de 92%. Le fait que ces points s'alignent approximativement sur des droites parallèles à celle du laminaire théorique semble indiquer que ces écoulements sont toujours laminaires jusqu'à une valeur du nombre de Reynolds supérieure à 1000 environ.

Les expérimentateurs cités dans la revue de littérature (Woolhiser 1975, Izzard 1944) ont également établi le constat que le coefficient k pouvait prendre des valeurs de plusieurs ordres de grandeur supérieures à celle proposée par la théorie de l'écoulement laminaire sur plan. Ils qualifient alors pudiquement ce phénomène d'« écoulement laminaire perturbé » pour tenter de justifier la différence entre théorie et expérience. D'autres, voyant la brusque augmentation de f , concluent à une transition entre écoulement laminaire et turbulent pour des nombres de Reynolds compris entre 100 et 500. C'est tout simplement confondre la variation normale du coefficient k en laminaire avec une transition de régime.

6.4 Nouvelle formulation

Le constat établi au chapitre précédent n'est guère encourageant et n'incite pas le chercheur à des réjouissances festives. Cette humeur morose trouve son origine dans l'apparente fantaisie du comportement des écoulements dans le milieu en billes. Sur une même relation hauteur-vitesse se distinguent simultanément des comportements laminaires ; parfois une indépendance de la vitesse par rapport à la hauteur d'eau, signe apparent d'un écoulement en milieu poreux et de très brusques augmentations de la vitesse lorsque l'écoulement submerge les billes. Les phénomènes physiques susceptibles de se développer, dans les écoulements de surface sont donc extrêmement variés et habituellement décrits par des lois de comportement fort différentes.

Arrivé à ce stade, 2 attitudes sont possibles. Il s'agit soit de trouver une expression mathématique qui cale au mieux les mesures, soit de s'appuyer sur des relations connues et approuvées, et de les adapter pour une bonne représentativité des essais. Il ne fait aucun doute que la deuxième approche doit être retenue, la première étant souvent très dangereuse lorsque les paramètres sortent du domaine de validité testé. Dans cet objectif, une loi semble posséder à la fois des qualités de simplicité et de précision souhaitées : la loi généralisée des écoulements laminaires et turbulents en milieu poreux. Cette loi, présentée au chapitre 2.4 et découlant d'une analogie entre milieu poreux et réseau de tuyaux en charge, propose le calcul du coefficient de frottement f sous la forme suivante :

$$f = \frac{a_1}{R} + a_2 \quad (6.6)$$

avec a_1 et a_2 , 2 coefficients.

La relation entre la vitesse moyenne (vitesse de Darcy) et le rayon hydraulique peut alors être mise sous la forme polynomiale suivante :

$$i = \frac{a_1 \mathbf{n}}{8gR_h^2 n} V + \frac{a_2}{8gR_h n^2} V^2 \quad (6.7)$$

où n est la porosité du milieu et i le gradient hydraulique.

Cette approche est centrée sur les écoulements en milieu poreux homogène, dans lequel la porosité n et le rayon hydraulique R_h restent constant. Dans ce cas, la vitesse est indépendante de la hauteur d'eau et ne varie que par la gradient i . Adaptons la aux écoulements dans le milieu en billes en remplaçant le rayon hydraulique R_h par son expression $h\mathbf{h}/\Omega$ et la porosité du milieu poreux n par la porosité de section du milieu en billes \mathbf{h} . La relation (6.7) devient alors :

$$J_0 = \frac{a_1 \mathbf{n} \Omega^2}{8g\mathbf{h}^3 h^2} V + \frac{a_2 \Omega}{8g\mathbf{h}^3 h} V^2 \quad (6.8)$$

Lorsque la vitesse est faible, le terme en V^2 devient négligeable par rapport au terme en V et cette relation se réduit à :

$$J_0 = \frac{a_1 \mathbf{n} \Omega^2}{8g\mathbf{h}^3 h^2} V \quad (6.9)$$

En réarrangeant les termes de l'équation (6.9), elle peut se mettre sous la forme plus courante :

$$V = \frac{8gJ_0 \mathbf{h}^3}{a_1 \mathbf{n} \Omega^2} h^2 \quad (6.10)$$

Cette formulation est identique à l'expression théorique obtenue pour un écoulement laminaire sur plan à condition de remplacer le coefficient \mathbf{k} de la formule (2.7) par :

$$\mathbf{k} = a_1 \frac{\Omega^2}{\mathbf{h}^3} \quad (6.11)$$

En considérant comme préliminaire le cas d'un profil rectangulaire, il a été établi sous 2.1.2, équation (2.16), que le coefficient \mathbf{k} peut s'exprimer par :

$$\mathbf{k} = 24 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{h}{b} + \frac{h^2}{4b^2} \right) \quad (6.12)$$

où b est la demi-largeur du profil. L'envie est grande de profiter de ce résultat simple. Pour cela, développons le rapport Ω^2/\mathbf{h}^3 pour le profil rectangulaire. Par définition :

$$\Omega = \frac{P}{B} \quad (6.13)$$

$$\mathbf{h} = \frac{A_m}{Bh} \quad (6.14)$$

ce qui permet d'écrire :

$$\frac{\Omega^2}{\mathbf{h}^3} = \frac{P^2 B^3 h^3}{B^2 A_m^3} = \frac{P^2 Bh^3}{A_m^3} \quad (6.15)$$

La géométrie du profil rectangulaire implique :

$$P = B + 2h \quad (6.16)$$

$$A = Bh \quad (6.17)$$

Dès lors, l'équation (6.15) devient :

$$\frac{\Omega^2}{\mathbf{h}^3} = \frac{(B + 2h)^2 Bh^3}{B^3 h^3} = \frac{(B + 2h)^2}{B^2} = 1 + 4\frac{h}{B} + 4\frac{h^2}{b^2} = 1 + 2\frac{h}{b} + \frac{h^2}{b^2} \quad (6.18)$$

qui peut également s'écrire :

$$\frac{h}{b} = \frac{\Omega}{\mathbf{h}^{3/2}} - 1 \quad (6.19)$$

Avec cette dernière relation, l'équation (6.12) devient :

$$\mathbf{k} = 24 \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\Omega}{\mathbf{h}^{3/2}} - 1 \right) + \frac{1}{4} \left(\frac{\Omega}{\mathbf{h}^{3/2}} - 1 \right)^2 \right) = 24 \left(\frac{3}{4} + \frac{\Omega^2}{4\mathbf{h}^3} \right) = 6 \left(3 + \frac{\Omega^2}{\mathbf{h}^3} \right) \quad (6.20)$$

Lorsque la hauteur d'eau h ou la densité de couverture p tendent vers 0, les coefficients Ω et \mathbf{h} tendent tous les deux vers 1 et ainsi, le coefficient \mathbf{k} tend bien vers 24 qui correspond à la solution théorique pour un écoulement laminaire sur plan lisse. L'équation (6.20) est ainsi choisie en lieu et place de l'équation (6.11).

Le terme laminaire de (6.8) prend donc sa forme définitive :

$$J_0 = \frac{3 \left(3 + \frac{\Omega^2}{h^3} \right) \eta}{4gh^2} V^2 \quad (6.21)$$

A l'inverse, lorsque la vitesse est grande, le terme en V^2 domine et l'équation (6.8) tend vers :

$$J_0 = \frac{a_2 \Omega}{8gh^3 h} V^2 \quad (6.22)$$

En posant :

$$C = \sqrt{\frac{8gh^3}{a_2 \Omega}} \quad (6.23)$$

la relation (6.22) est identique à la formule de Chézy proposée pour les écoulements turbulents. La formule (6.8) est donc capable de décrire à la fois le comportement des écoulements laminaires et turbulents, avec une transition entre ces deux types assurée par la forme polynomiale.

Au vu des représentations graphiques des relations hauteur-vitesse obtenues dans le milieu en billes, il serait fort étonnant que cette loi soit encore capable de modéliser correctement le comportement du ruissellement pour des hauteurs d'eau dépassant le diamètre des billes. Limitons donc son usage au seul domaine des écoulements entièrement contenus à l'intérieur des billes.

Reste alors à déterminer la valeur du coefficient a_2 qui, au vu de la formule (6.6), est la valeur asymptotique prise par le coefficient de frottement f lorsque le nombre de Reynolds augmente. Il est certain que cette valeur doit dépendre de la densité de couverture p . Par optimisation numérique sur l'ensemble des essais pour lesquels la hauteur d'eau ne dépasse pas le sommet des billes, il a été trouvé :

$$a_2 = 0.345 p^{0.545} \quad (6.24)$$

En résumé, la nouvelle formulation liant la hauteur d'eau à la vitesse moyenne de l'écoulement s'écrit, pour des hauteurs d'eau inférieures au diamètre D des billes :

$$J_0 = \frac{3 \left(3 + \frac{\Omega^2}{h^3} \right) \eta}{4gh^2} V + \frac{0.345 p^{0.545} \Omega}{8gh^3 h} V^2 \quad h < D \quad (6.25)$$

Ainsi, connaissant la hauteur d'eau h de l'écoulement et en définissant :

$$A = \frac{0.345 p^{0.545} \Omega}{8 g h^3 h} \quad (6.26)$$

$$B = \frac{3 \left(3 + \frac{\Omega^2}{h^3} \right) n}{4 g h^2} \quad (6.27)$$

$$C = -J_0 \quad (6.28)$$

la vitesse moyenne de l'écoulement s'obtient simplement par :

$$V = \frac{-B + \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A} \quad h < D \quad (6.29)$$

Occupons-nous à présent des écoulements qui submergent les billes. Ce cas correspond bien à un écoulement sur macro-rugosité, domaine dans lequel la formule de Bathurst semble s'être imposée :

$$\sqrt{\frac{8}{f}} = 5.62 \log \left(\frac{h^*}{d_{84}} \right) + 4 \quad (6.30)$$

où d_{84} est le diamètre considéré des éléments de rugosité et h^* la hauteur d'eau. D'une manière générale, cette équation est de la forme :

$$\sqrt{\frac{8}{f}} = c \log \left(\frac{h^*}{d_{84}} \right) + e \quad (6.31)$$

Avec c et e deux coefficients à déterminer.

Le symbole $*$ associé à la hauteur d'eau signifie que cette dernière n'a pas son origine à la base des sphères comme cela est considéré dans le modèle en billes. La littérature spécialisée a été très prolifique quant à la détermination de l'origine des hauteurs d'eau sur des parois rugueuses. Evitons ce débat en choisissant une approche compatible avec les développements précédents.

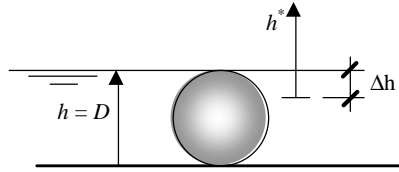


Figure 6.6 : Représentation schématique de l'origine du repère des hauteurs d'eau pour le calcul des écoulements submergeant les billes.

Un critère permettant de définir l'origine de ce nouveau repère est imposé par la continuité des vitesses calculées lorsque la hauteur d'eau égale le diamètre des billes. Désignons par V_0 la vitesse calculée par la relation (6.29) pour $h = D$. Par l'équation (6.31) et avec $h^* = \Delta h$, cette même vitesse s'exprime par

$$V_s = \sqrt{\frac{8gJ_0}{f} \Delta h^{1/2}} \quad (6.32)$$

Avec f exprimé par :

$$f = \frac{8}{\left(c \log \frac{\Delta h}{D} + e \right)^2} \quad (6.33)$$

La continuité de la relation hauteur-vitesse fourni la condition nécessaire à la détermination de la nouvelle origine des hauteurs, localisée par Δh :

$$V_s = V_0 \quad (6.34)$$

soit :

$$\sqrt{gJ_0} \left(c \log \frac{\Delta h}{D} + e \right) \Delta h^{1/2} = V_0 \quad (6.35)$$

La présence simultanée du logarithme et de la puissance de Δh exige une résolution itérative pour trouver l'inconnue Δh .

Lorsque la hauteur d'eau est supérieure au diamètre des billes, la vitesse moyenne de l'écoulement s'obtient en sommant le débit « interne » et le débit « supérieur » indicé s , et en divisant cette valeur par la hauteur moyenne :

$$Q = V_0 D + V_s (h^* - \Delta h) = V_0 D + V_s (h - D) \quad (6.36)$$

$$V = \frac{Q}{h} = V_0 \frac{D}{h} + V_s \left(1 - \frac{D}{h} \right) \quad (6.37)$$

Ainsi, sous sa forme complète, la vitesse moyenne d'un écoulement submergeant les billes s'écrit :

$$V = V_0 \frac{D}{h} + \sqrt{\frac{8gJ_0}{f}} (h - D + \Delta h)^{1/2} \left(1 - \frac{D}{h} \right) \quad (6.38)$$

où Δh est défini par l'équation (6.35) et f par l'équation générale (6.31).

Reste encore à exprimer les coefficients c et e apparaissant dans l'équation (6.31) pour permettre le calcul du coefficient de frottement f . Pour cela, une optimisation numérique a été effectuée sur l'ensemble des essais avec la méthode des moindres carrés. Il a été constaté alors que le coefficient c représentant la pente de la relation entre f et h/D , montre une grande variabilité et que pour des valeurs de c fort différentes, le calage présentait quasiment la même qualité. Ce fait est certainement dû à la faible amplitude de variation du rapport h/D qui a pu être réalisée sur le banc d'essais.

Dans ces conditions, il a été choisi de faire confiance à la valeur originale du coefficient c tel que proposé par Bathurst et qui peut se justifier par des considérations théoriques, à savoir :

$$c = 5.62 \quad (6.39)$$

Par contre, le terme constant e subit une grande influence de la densité de couverture p . Le calage permet de proposer :

$$e = 3.13p^{-0.613} \quad (6.40)$$

Ainsi, la loi de frottement pour un écoulement sur macro-rugosité composée par le milieu en billes s'écrit :

$$\sqrt{\frac{8}{f}} = 5.62 \log \frac{h^*}{D} + 3.13p^{-0.613} \quad (6.41)$$

Par souci de synthèse, présentons la nouvelle relation pour le calcul du ruissellement de surface, modélisé par le milieu en billes :

- Pour $h < D$ et avec

$$A = \frac{0.345p^{0.545}\Omega}{8gh^3h} \quad B = \frac{3\left(3 + \frac{\Omega^2}{h^3}\right)n}{4gh^2} \quad C = -J_0$$

la vitesse s'écrit :

$$V = \frac{-B + \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}$$

- Pour $h = D$ et avec

$$A = \frac{0.345 p^{0.545} \Omega_D}{8g h_D^3 h} \quad B = \frac{3 \left(3 + \frac{\Omega_D^2}{h_D^3} \right) n}{4gh^2} \quad C = -J_0$$

la vitesse s'écrit :

$$V_0 = \frac{-B_0 + \sqrt{B_0^2 - 4A_0C}}{2A_0}$$

- Pour $h > D$ et avec

$$\sqrt{\frac{8}{f}} = 5.62 \log \frac{h - D + \Delta h}{D} + 3.13 p^{-0.613}$$

$$\sqrt{gJ_0} \left(5.62 \log \frac{\Delta h}{D} + 3.13 p^{-0.613} \right) \Delta h^{1/2} = V_0$$

la vitesse s'écrit :

$$V = V_0 \frac{D}{h} + \sqrt{\frac{8gJ_0}{f}} (h - D + \Delta h)^{1/2} \left(1 - \frac{D}{h} \right)$$

Malgré une première impression un peu rébarbative, il faut reconnaître que l'usage pratique de cette formule reste très simple.

A la question de savoir si cette nouvelle formulation possède intrinsèquement la fantaisie suffisante pour représenter fidèlement le comportement observé pendant les essais, la réponse est oui. Le calage sur l'ensemble des essais effectués conduit à l'obtention d'un coefficient de corrélation entre valeurs de vitesses mesurées et calculées de 0.981.

Cette valeur, bien qu'elle ne constitue pas une preuve de la qualité du modèle, peut tout de même être considérée comme un indice encourageant. La figure 6.7 présente graphiquement les vitesses calculées par rapport aux vitesses mesurées.

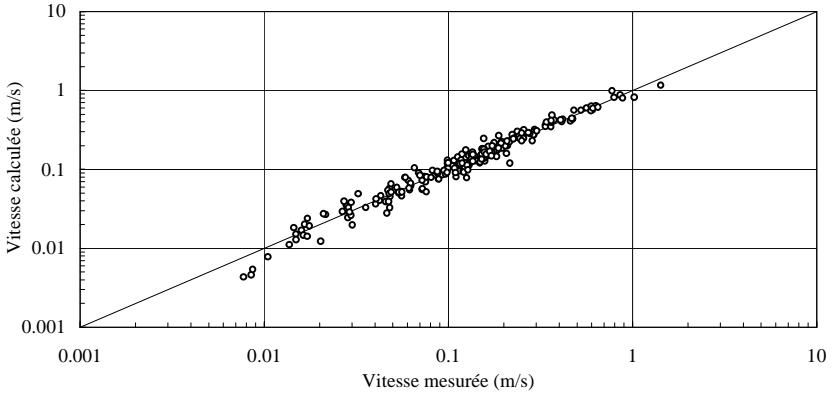


Figure 6.7 : Comparaison graphique entre vitesses mesurées et calculées. Le coefficient de corrélation est ici de 0.981.

6.5 Discussion de la nouvelle formulation

A titre d'illustration, les figures 6.2 et 6.5 sont reproduites ci-dessous avec en superposition les courbes résultant de la nouvelle formulation

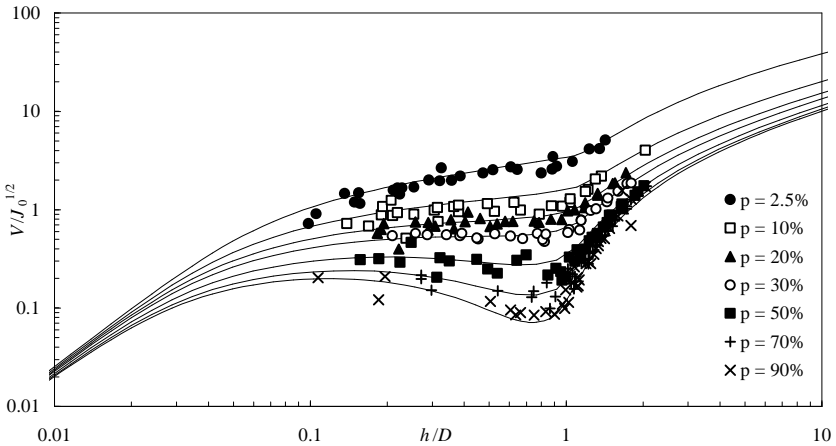


Figure 6.8 : Comparaison entre les vitesses mesurées et celles résultant de la nouvelle formulation. La vitesse est divisée par la racine de la pente.

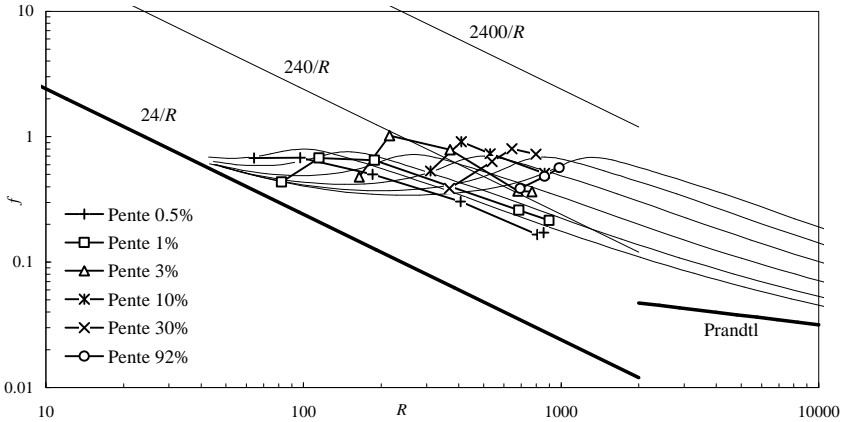


Figure 6.9 : Comparaison entre le coefficient de frottement f mesuré et celui obtenu à partir de la nouvelle formulation pour les essais correspondant à $p = 30\%$.

La figure 6.8 montre tout d'abord une concordance très satisfaisante entre les vitesses mesurées et calculées. Il faut cependant relever, comme cela a déjà été fait sous 6.1, que cette représentation graphique n'est parlante que pour les écoulements turbulents, situation dans laquelle une certaine partie des points visibles ne se trouvent pas.

La figure 6.9 présente ensuite la relation $f - R$ pour les essais correspondant à une densité de couverture $p = 30\%$. Les différentes courbes qui se superposent ont été obtenues à partir des relations hauteur-vitesse calculées à l'aide de la nouvelle formulation pour les différentes pentes. Le décollement très original se produisant à partir de faibles nombres de Reynolds est à nouveau fidèlement reproduit. Il peut tout au plus être remarqué que les mesures présentent une montée plus brusque que le modèle, en particulier pour les pentes comprises entre 1 et 10%.

6.5.1 Comparaison avec un écoulement laminaire dans le milieu en billes

Comme cela est mentionné sous 6.4, la nouvelle formulation propose pour un écoulement laminaire :

$$V = \frac{8gJ_0h^2}{kn} \quad (6.42)$$

avec :

$$k = 6 \left(3 + \frac{\Omega^2}{h^3} \right) \quad (6.43)$$

La théorie générale des écoulements laminaires pour des profils quelconques a été présentée sous 2.1.2. Pour un canal prismatique, le champ de vitesses dans une section s'obtient par les équations (2.9) et (2.10). Après avoir intégré ce champ sur la surface mouillée du profil pour obtenir la vitesse moyenne V , le coefficient k s'obtient alors par :

$$k = \frac{8gJ_0 h^2}{nV} \quad (6.44)$$

A micro-échelle, l'écoulement dans le milieu en billes est complètement tridimensionnel. Cependant, pour des raisons de symétrie, l'écoulement dans les sections dites de contrôle (voir chapitre 4.2) peut être considéré par une approche unidimensionnelle. En admettant cette hypothèse et en supposant que le champ de vitesses y est entièrement développé, alors l'écoulement dans une section de contrôle, comme celle représentée à la figure 4.4, est identique à celui qui se développe dans un canal prismatique comme montré à la figure 6.10.

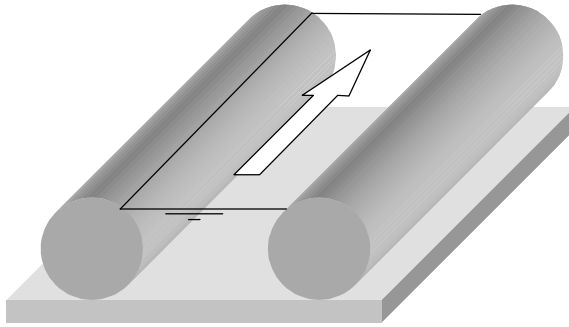


Figure 6.10 : Canal prismatique considéré pour la comparaison entre la nouvelle formulation et la théorie générale des écoulements laminaires.

Après résolution, l'équation (2.10) fournit le champ de vitesses dans une section de ce canal. La figure 6.11 présente un tel champ obtenu avec des cylindres espacés de 1.5 fois leur diamètre et pour une hauteur d'eau $h = \frac{3}{4} D$.

Ce procédé a été répété à 299 reprises en variant, entre chaque calcul numérique, la distance entre les cylindres et la hauteur d'eau. Comme pour chacune de ces configurations les coefficients Ω et h peuvent être déterminés facilement, il devient dès lors possible de comparer les équations (6.43) et (6.44), comme le montre la figure 6.12.

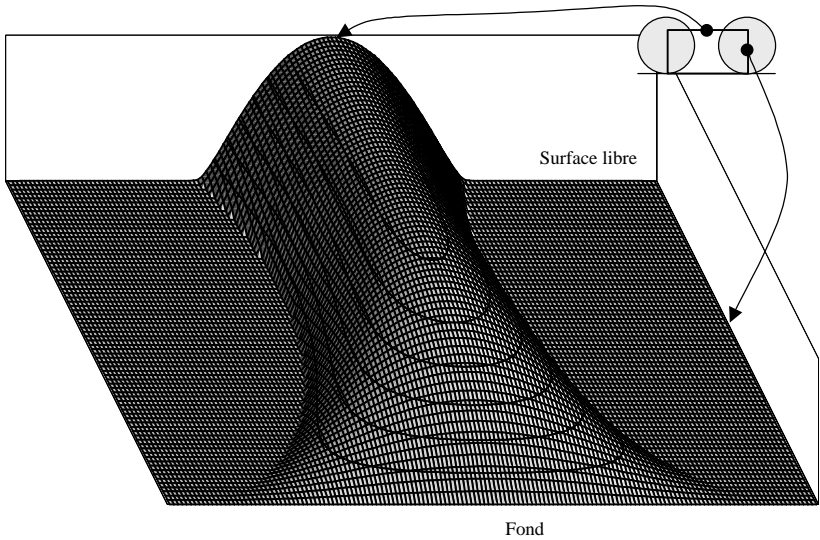


Figure 6.11 : Champ de vitesses laminaire calculé dans un canal aux parois cylindriques. L'espace entre les centres des cylindres est de 1.5 diamètres et la hauteur d'eau vaut les $\frac{3}{4}$ de ce diamètre. Dans cette représentation axonométrique, la section est couchée et les vitesses sont dirigées vers le haut. Les surfaces planes sont les sections des cylindres où la vitesse est bien évidemment nulle.

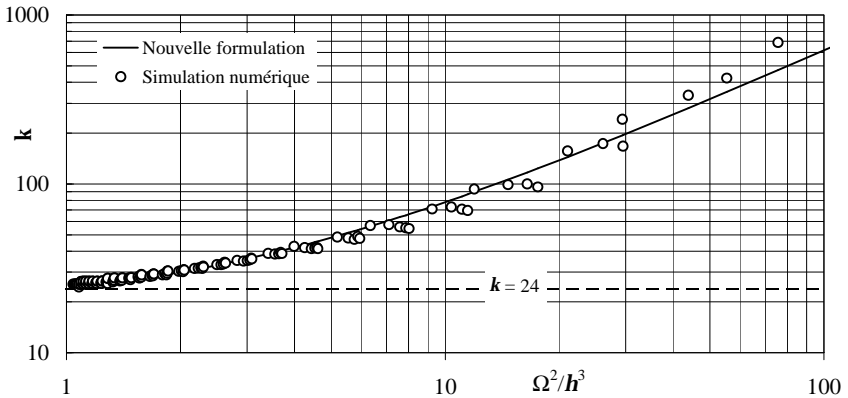


Figure 6.12 : Comparaison entre les coefficients k calculés d'après la nouvelle formulation (6.43) et ceux obtenus par simulation numérique dans le canal à parois cylindriques.

La courbe visible sur la figure 6.12 est l'équation (6.43). Les points représentent chacun une valeur obtenue par simulation. Malgré les hypothèses discutables qui sont à la base de cette comparaison, une bonne concordance peut être observée. L'équation (6.43) est ainsi une approximation satisfaisante de la théorie générale des écoulements laminaires dont l'application à une loi de comportement pour le ruissellement de surface demeure impensable en regard de la complexité de sa résolution.

6.5.2 Comparaison dans le domaine turbulent

Si l'envie subsiste toujours d'utiliser la formule de Strickler, la figure 6.13 montre la valeur que doit prendre le coefficient K pour obtenir la même vitesse que celle donnée par la nouvelle formulation. Pour obtenir cette figure, le coefficient de Strickler K a été obtenu soit en fonction du rayon hydraulique R_h calculé par l'équation (4.31) avec une origine sur le fond du plan, soit en fonction d'une hauteur d'eau corrigée h^* obtenue par :

$$h^* = h - 0.8D \tag{6.45}$$

Traditionnellement, le rayon hydraulique d'un écoulement sur plan correspond à la hauteur d'eau. Mais dans ce cas, l'axe vertical voit son origine généralement située à une distance $0.2D$ au dessous du sommet des éléments de rugosités (Graf 1993, p. 56). Ce repère, défini uniquement pour des rapports h/D supérieurs à 1, permet la comparaison entre la formule de Strickler et la nouvelle formulation pour les grandes hauteurs d'eau.

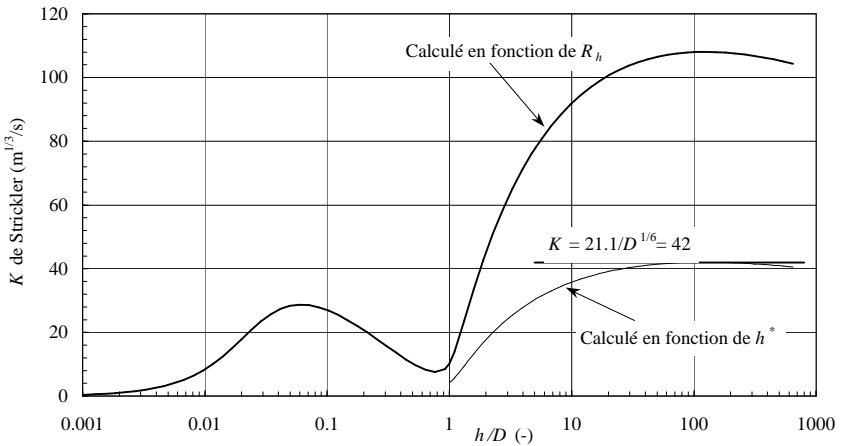


Figure 6.13 : Variation du coefficient de Strickler K en fonction de la hauteur d'eau adimensionnelle h/D pour que la formule de Strickler fournisse le même résultats que la nouvelle formulation proposée.

La figure 6.13 a été établie à partir d'une relation hauteur-vitesse dans un milieu en billes de diamètre $D = 16$ mm, de pente $J_0 = 1\%$ et de densité de couverture $p = 90\%$. La formule (2.20) proposée par Strickler en 1923 est également représentée et fournit $K = 42 \text{ m}^{1/3}/\text{s}$. La nouvelle formulation appliquée avec h^* tend vers cette valeur pour les grands rapports h/D qui

se rencontrent dans le domaine de l'hydraulique fluviale. Il est intéressant de relever que ces courbes présentent un maximum pour un rapport h/D légèrement supérieur à 100. Ce maximum est le signe d'une indépendance du coefficient de Strickler par rapport à la hauteur d'eau et donc de la validité de la formule de Strickler. Or, il a été établi au chapitre 3.2 que la formule de Strickler ne correspond à la formule de Nikuradse que pour un rapport $D/h = 9.17^E-3$ (voir équation (3.23), à savoir $h/D = 109$. La nouvelle formulation reproduit fidèlement ce comportement et n'est donc pas limitée aux seuls écoulements en lame mince. Elle supporte sans difficulté son extrapolation aux domaines plus usuels de l'hydraulique en général.

Pour s'en convaincre davantage, cette nouvelle formulation se réduit, pour les écoulements qui submergent largement les éléments de rugosité, à :

$$V = \sqrt{\frac{8gJ_0}{f}} h^{1/2} \quad (6.46)$$

Cette formule, obtenue à partir de l'équation (6.38) en négligeant D par rapport à h , n'est rien d'autre que la formule de Darcy-Weisbach avec le coefficient de frottement f estimé par :

$$\sqrt{\frac{8}{f}} = 5.62 \log \frac{h}{D} + 3.13 p^{-0.613} \quad (6.47)$$

La relation (6.47) est identique à la formule de Bathurst (2.34) pour :

$$3.13 p^{-0.613} = 4 \Leftrightarrow p = 0.67 \quad (6.48)$$

Ainsi, la nouvelle formulation correspond à la théorie établie des écoulements sur macro-rugosité pour une densité de couverture p de 67%.

TROISIÈME PARTIE

MODÉLISATION DES ÉCOULEMENTS DE SURFACE

7 REVUE DE LITTÉRATURE

Une loi d'écoulement est un modèle mathématique censé représenter le phénomène physique du mouvement d'un fluide. Le ruissellement de surface est un écoulement non-stationnaire et non-uniforme. En effet, ses grandeurs caractéristiques telles la hauteur d'eau et la vitesse de l'écoulement varient en fonction du temps et de l'espace. Ainsi, seuls les modèles non-stationnaires et non-uniformes sont passés en revue dans ce chapitre

7.1 Equation de St-Venant

Considérons une surface plane, de largeur unitaire et de longueur L_0 . Cette surface intercepte une pluie d'intensité nette i . Par rapport à la pluie totale q , la partie infiltrée i_r est soustraite pour ne considérer que i , le débit latéral alimentant le ruissellement. En supposant l'écoulement unidirectionnel, les variables sont la vitesse moyenne V et la profondeur de l'eau h . L'équation de la continuité s'écrit alors :

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial (V \cdot h)}{\partial x} = i \quad (7.1)$$

et l'équation de l'énergie s'exprime par :

$$\frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial x} + g \frac{\partial h}{\partial x} = g(J_0 - J_f) - i \cdot \frac{V}{h} \quad (7.2)$$

où J_f est la pente de frottement. Ces expressions supposent que la quantité de mouvement introduite par la pluie est négligeable et que la pente est relativement faible.

Il est possible (Woolhiser 1975) d'écrire ces relations sous une forme adimensionnelle qui facilite leur discussion. En posant comme grandeurs de référence L_0 , la longueur du plan et H_0 la hauteur normale en $x = L_0$ pour un débit $i \cdot L_0$, la vitesse normalisée s'écrit :

$$V_0 = \frac{i \cdot L_0}{H_0} \quad (7.3)$$

et le débit normalisé :

$$Q_0 = i \cdot L_0 \quad (7.4)$$

Avec les paramètres

$$h^* = \frac{h}{H_0}, \quad x^* = \frac{x}{L_0}, \quad V^* = \frac{V}{V_0}, \quad t^* = \frac{V_0 \cdot t}{L_0}, \quad F_0 = \frac{V_0}{\sqrt{gH_0}}, \quad Q^* = \frac{V \cdot h}{Q_0}, \quad i^* = 1$$

les équations (7.1) et (7.2) deviennent :

$$\frac{\int h^*}{\int t^*} + \frac{\int (V^* \cdot h^*)}{\int x^*} = 1 \quad (7.5)$$

$$\frac{\int V^*}{\int t^*} + V^* \frac{\int V^*}{\int x^*} + \frac{1}{F_0^2} \frac{\int h^*}{\int x^*} = \frac{J_0 \cdot L_0}{H_0 \cdot F_0^2} \left(1 - \frac{V^{*2}}{h^*} \right) - \frac{V^*}{h^*} \quad (7.6)$$

Le paramètre sans dimension qui apparaît dans l'équation (7.6),

$$k = \frac{J_0 \cdot L_0}{H_0 \cdot F_0^2} \quad (7.7)$$

est appelé "nombre cinématique" et possède des propriétés intéressantes. Lorsque k augmente, la solution converge rapidement vers le cas où $k = \infty$. Cet effet est représenté sur la figure 7.1 lorsque le nombre de Froude adimensionnel F_0 est gardé constant.

Lorsque le paramètre k tend vers l'infini, l'équation (7.6), avec tous ses termes divisés par k , s'écrit simplement :

$$h^* = V^{*2} \quad (7.8)$$

Il s'agit de la relation adimensionnelle de Chézy. Ainsi, pour $k = \infty$, il existe une relation univoque entre la profondeur et la vitesse, et la profondeur est la hauteur normale pour le débit correspondant. Lorsque le nombre cinématique est grand, l'approximation (7.8) devient valable ; elle correspond à l'approximation de l'onde cinématique de l'équation dynamique de St-Venant.

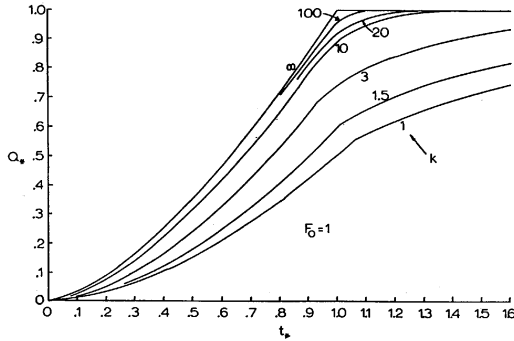


Figure 7.1 : Montées en crue d'hydrogrammes adimensionnels pour différentes valeurs du paramètre k avec F_0 constant. La pluie est d'intensité constante pour $0 < t < \infty$, d'après Woolhiser (1975).

7.2 Equation de l'onde cinématique

Pour un écoulement sur plan, les équations de l'onde cinématique s'écrivent :

$$\frac{\int h}{\int t} + \frac{\int (V \cdot h)}{\int x} = i \quad (7.9)$$

$$J_0 = J_f \quad (7.10)$$

La relation entre la vitesse de l'écoulement V et la hauteur d'eau h peut s'exprimer d'une manière générale par :

$$V = a \cdot h^{m-1} \quad (7.11)$$

L'équation (7.11) peut être intégrée dans l'équation (7.9) pour obtenir une seule équation différentielle à une seule variable :

$$\frac{\int h}{\int t} + \frac{a \cdot \int h^m}{\int x} = i \quad (7.12)$$

La résolution analytique de cette équation n'est possible que pour des cas simples, comme cela est présenté sous 7.2.2 et 8. Pour des bassins versants réels, elle impose une résolution numérique pour obtenir en tout endroit x et en tout temps t la hauteur d'eau ou le débit.

7.2.1 Limites de validité

Les conditions permettant d'appliquer l'approximation de l'onde cinématique ont été le sujet de longues discussions dans la littérature. Woolhiser et Liggett (1967) proposent comme critère de validité que le nombre cinématique k soit plus grand que 20. Ils relèvent cependant que pour $k = 10$, la plus grande erreur commise ne dépasse pas 10%. Reprenant cette étude, Morris et Woolhiser (1980) constatent qu'il est également indispensable, pour des petits nombres de Froude, que

$$k \times F_0^2 \geq 5 \quad (7.13)$$

Par comparaison entre la solution analytique et la simulation numérique d'une perturbation sinusoïdale, Ponce et al. (1978) ont montré qu'après une longueur d'onde, l'approximation de l'onde cinématique fournit une solution à 5% près si la période d'onde adimensionnelle T_w remplit le critère suivant :

$$T_w = \frac{T \cdot S_0 \cdot V_0}{h_0} > 171 \quad (7.14)$$

où T est la période de l'onde, c'est-à-dire le double du temps de montée de la crue.

Lorsque ces critères sont remplis, il ne fait aucun doute que l'approximation de l'onde cinématique doit être choisie à la place des équations dynamiques complètes. La résolution s'en trouve grandement facilitée, tant analytiquement que numériquement.

7.2.2 Solution analytique pour un cas simple

Lorsque la pente du plan est constante, que l'intensité de la pluie ne dépend pas de l'espace et qu'elle garde une valeur constante durant un temps t_e , une résolution analytique de l'équation (7.12) a été proposée par Woolhiser (1975). Elle permet une discussion intéressante des phénomènes qui se produisent durant le ruissellement.

A l'aide de la méthode des caractéristiques, l'équation (7.12) peut s'écrire sous la forme d'un système d'équations aux dérivées totales et à variables séparées :

$$\frac{dh}{dt} = i \quad (7.15)$$

$$\frac{dx}{dt} = \mathbf{a} \cdot m \cdot h^{m-1} = mV \quad (7.16)$$

Pour un plan initialement sec a $t = 0$, l'intégration de (7.15) donne

$$h = i \cdot t \quad (7.17)$$

La condition limite amont $h = 0$ n'est pas perçue en $x = L_0$ jusqu'à ce que la caractéristique provenant de (0;0) arrive à l'aval. Ce temps peut être trouvé en résolvant l'équation (7.16) qui devient, après substitution de h par son expression (7.17) :

$$\frac{dx}{dt} = \mathbf{a} \cdot m \cdot (i \cdot t)^{m-1} \quad (7.18)$$

$$x = \mathbf{a} \cdot i^{m-1} \cdot t^m + C \quad (7.19)$$

La constante d'intégration C vaut 0 car en $x = 0$, $t = 0$. La durée de la montée en crue t_e vaut ainsi :

$$t_e = \left[\frac{L_0}{\mathbf{a} \cdot i^{m-1}} \right]^{1/m} \quad (7.20)$$

Pour $t < t_e$, le débit à l'aval du plan s'obtient à l'aide de l'équation (7.17) et de l'équation (7.11) pour la relation hauteur - vitesse et vaut :

$$Q = Vh = \mathbf{a}(i \cdot t)^m \quad (7.21)$$

Pour $t > t_e$, le débit est constant et vaut

$$Q = i \cdot L_0 \quad (7.22)$$

Si la pluie cesse brusquement à $t = t_0$, l'intégration de l'équation (7.15) donne

$$h = h_0 \quad (7.23)$$

qui n'est valable que sur la caractéristique définie par l'équation (7.16) :

$$x = x_0 + \mathbf{a} \cdot m \cdot h_0^{m-1} (t - t_0) \quad (7.24)$$

où h_0 représente la hauteur d'eau à l'équilibre en (x_0, t_0) . L'expression de cette hauteur d'équilibre

$$h_0 = \left(\frac{i \cdot x_0}{\mathbf{a}} \right)^{\frac{1}{m}} \quad (7.25)$$

peut être introduite dans l'équation (7.24) pour obtenir

$$x = x_0 + \mathbf{a} \cdot m \left(\frac{i \cdot x_0}{\mathbf{a}} \right)^{\frac{m-1}{m}} (t - t_0) \quad (7.26)$$

A l'aval, $x = L_0$ et $Q = \mathbf{a} \cdot h_0^m = i \cdot x_0$. En introduisant ces relations dans (7.26) et en multipliant chaque terme par i , le débit de la décrue s'exprime sous forme implicite par

$$Q - i \cdot L_0 + i \cdot m \cdot \mathbf{a}^{\frac{1}{m}} Q^{\frac{m-1}{m}} (t - t_0) = 0 \quad (7.27)$$

Rappelons que pour un écoulement laminaire, les paramètres m et α s'expriment par

$$m = 3, \quad \mathbf{a} = 8 \frac{gJ_0}{ku} \quad (7.28)$$

tandis que pour un écoulement turbulent, calculé à l'aide de la formule de Strickler par exemple, ils deviennent

$$m = \frac{5}{3}, \quad \mathbf{a} = K \cdot J_0^{\frac{1}{3}} \quad (7.29)$$

Un exemple d'hydrogramme calculé selon les relations (7.21), (7.22) et (7.27) et la loi de Strickler est représenté à la figure 7.2.

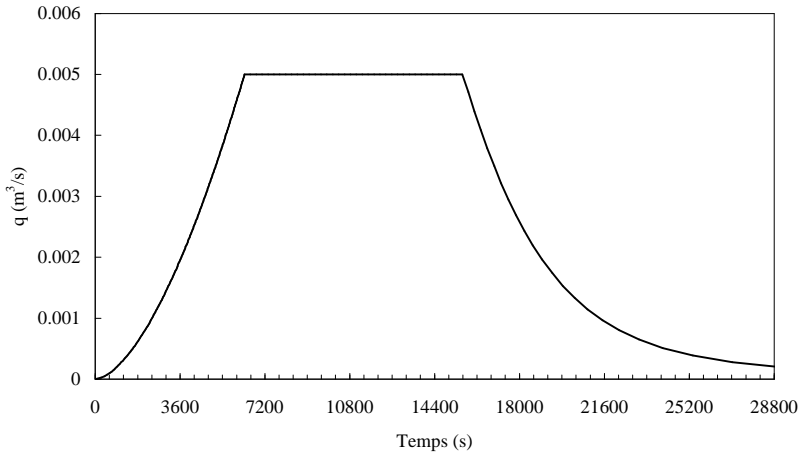


Figure 7.2 : Hydrogramme analytique pour une pluie d'intensité constante $i = 5E-5$ m/s durant 15'600 s. Le plan mesure 1000 m de longueur pour une pente de 10%. Les pertes de charge sont calculées avec la loi de Strickler avec $K = 5$ m^{1/3}/s. Pour cette situation, le temps de concentration $t_e = 6'334$ s.

8 SOLUTION ANALYTIQUE DE L'ONDE CINEMATIQUE SUR PLAN POUR UN CAS GENERAL

Essayons de généraliser l'approche présentée sous 7.2.2 pour l'étendre à des pluies quelconques, en incluant également la possibilité de fournir un hydrogramme à l'amont du plan ainsi qu'une condition initiale sur le plan. Cela réalisé, il sera possible de simuler une cascade de plans dont chaque unité peut avoir des caractéristiques de pente et de rugosité différentes. Chaque plan peut également être simulé avec une pluie différente.

Considérons une pluie donnée par une succession de « blocs » d'intensité constante sur des durées variables comme le montre la figure 8.1. Cette hypothèse concorde en général avec les données de pluie disponibles.

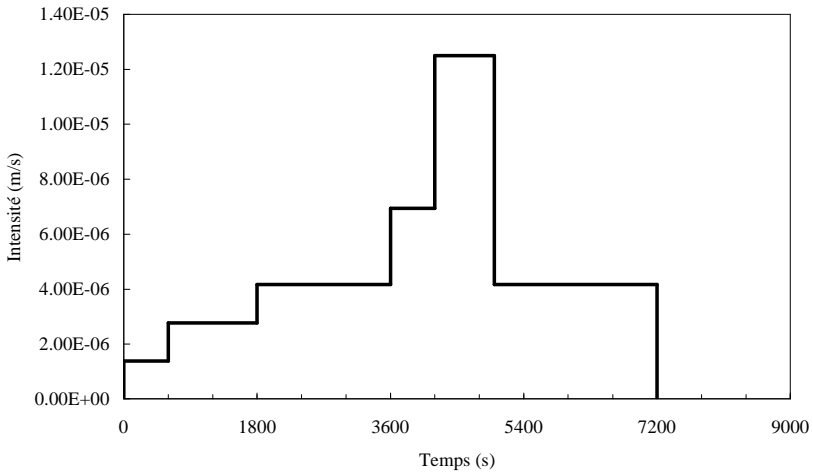


Figure 8.1 : Hyétoqramme donné par une succession d'intensités de pluie constante et de durée variable.

Avec cette représentation, le temps est découpé en n intervalles de durée différente. En définissant t_i comme l'instant du début du $i^{\text{ème}}$ bloc de pluie d'intensité i_i , un hyétoqramme est entièrement défini par un nombre quelconque de couples $(t_i ; i_i)$.

Pour le $i^{\text{ème}}$ bloc de pluie, soit pour $t_i \leq t \leq t_{i+1}$, l'intensité de la pluie est constante et vaut i_i . Par intégration, l'équation (7.15) devient :

$$h = i_i t + A_i \quad (8.1)$$

avec A_i une constante d'intégration à déterminer. La hauteur d'eau sur la caractéristique varie donc de manière linéaire en fonction du temps. Par substitution de l'équation (8.1) dans l'équation (7.16), la courbe caractéristique se définit par :

$$x = \mathbf{a} m \int (i_i t + A_i)^{m-1} dt \quad (8.2)$$

Si i_i est différent de zéro, cette intégrale s'écrit :

$$x = \mathbf{a} \frac{(i_i t + A_i)^m}{i_i} + B_i \quad (8.3)$$

où B_i est également une constante d'intégration à déterminer. Par contre, si $i_i = 0$, alors la solution de (8.2) vaut :

$$x = \mathbf{a} m A_i^{m-1} t + B_i \quad (8.4)$$

Ainsi, avec l'hypothèse admise pour la définition de la pluie, la courbe caractéristique et l'évolution de la hauteur d'eau sur celle-ci sont décrites analytiquement par les équations (8.1), (8.3) et (8.4) pour chaque intervalle de temps $t_i - t_{i+1}$. Sur l'ensemble de la durée de la pluie, il faut considérer une relation composée de n tronçons, n étant le nombre de blocs donnés pour la définition de la pluie. La principale difficulté réside dans la détermination des constantes d'intégration A_i et B_i . Pour cela, il est plus clair de scinder le problème en deux parties, à savoir la région du plan $x - t$ influencée par la condition initiale et la région influencée par la condition limite amont, comme le montre l'exemple de la figure 8.2.

La solution initiale est donnée sous la forme d'une relation entre la position x le long du plan et la hauteur d'eau initiale h_0 . Soit x_0 la position sur le plan de l'origine de la caractéristique à calculer et émanant de la condition initiale. Alors, en $t = t_1$ et en $x = x_0$, la hauteur d'eau vaut $h = h_0$, ce qui permet d'obtenir la constante A_1 à partir de l'équation (8.1) :

$$A_1 = h_0 - i_1 t_1 \quad (8.5)$$

Lorsque $t = t_2$, l'équation (8.1) s'écrit :

$$h_2 = i_1 t_2 + A_1 = i_2 t_2 + A_2 \quad (8.6)$$

d'où :

$$A_2 = A_1 + t_2 (i_1 - i_2) \quad (8.7)$$

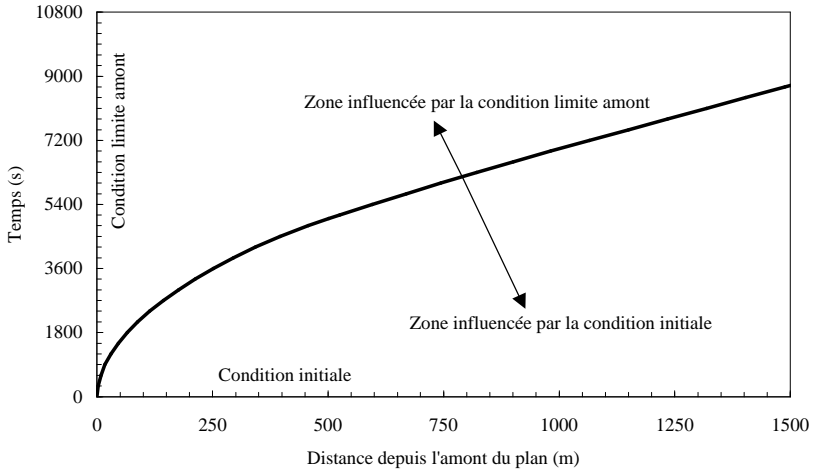


Figure 8.2 : Diagramme espace – temps et courbe caractéristique émanant de l'amont du plan en $t = 0$. Exemple calculé pour la pluie de la figure 8.1 sur un plan de longueur $L_0 = 1500$ m, de pente $J_0 = 10\%$ et de rugosité $K = 5$ m^{1/3}/s selon Strickler.

D'une manière générale, pour le $i^{\text{ème}}$ bloc de pluie, la constante A_i se calcule à l'aide de la formule réursive suivante :

$$A_i = A_{i-1} + t_i(i_{i-1} - i_i) \quad (8.8)$$

avec A_1 qui se calcule à l'aide de l'équation (8.5).

La hauteur d'eau le long d'une caractéristique émanant de la condition initiale s'obtient avec la relation (8.1) dont les coefficients indicés i changent de valeur pour chaque intervalle de temps considéré dans le hétéogramme. La fonction complète est donc donnée par tronçons.

La détermination des coefficients B_i dans l'équation de la caractéristique (8.3) ou (8.4) s'effectue selon la même démarche. En $t = t_1$, $x = x_0$, ce qui permet d'obtenir la valeur de la première constante d'intégration B_1 :

$$B_1 = x_0 - a \frac{(i_1 t_1 + A_1)^m}{i_1} \quad (8.9)$$

si i_1 est différent de zéro, et

$$B_1 = x_0 - \mathbf{a}mA_1^{m-1}t_1 \quad (8.10)$$

si $i_1 = 0$.

Par simplicité d'écriture, définissons :

$$X_{1,i} = \frac{(i_{i-1}t_i + A_{i-1})^m}{i_{i-1}} \quad \text{pour } i_{i-1} \neq 0, \text{ et}$$

$$X_{1,i} = mA_{i-1}^{m-1}t_i \quad \text{pour } i_{i-1} = 0, \text{ ainsi que}$$

$$X_{2,i} = \frac{(i_it_i + A_i)^m}{i_i} \quad \text{pour } i_i \neq 0, \text{ et}$$

$$X_{2,i} = mA_i^{m-1}t_i \quad \text{pour } i_i = 0.$$

Lorsque $t = t_2$, la continuité de la courbe caractéristique requiert que :

$$x_2 = \mathbf{a}X_{1,2} + B_1 = \mathbf{a}X_{2,2} + B_2 \quad (8.11)$$

d'où :

$$B_2 = B_1 + \mathbf{a}(X_{1,2} - X_{2,2}) \quad (8.12)$$

Sous forme récursive, les constantes B_i s'écrivent :

$$B_i = B_{i-1} + \mathbf{a}(X_{1,i} - X_{2,i}) \quad (8.13)$$

avec B_1 donné par l'équation (8.9) ou (8.10).

Pour les caractéristiques émanant de la condition limite amont, la procédure pour la détermination des constantes A_i et B_i est très semblable. La condition limite amont est donnée généralement par un hydrogramme mais peut également être fournie par un limnigramme. Pour les calculs, la hauteur d'eau à l'amont du plan h_a est la condition à fournir pour l'équation de l'onde cinématique. Si un hydrogramme amont est donné, il peut facilement être transformé en limnigramme par la relation :

$$h = \left(\frac{q}{a} \right)^{1/m} \quad (8.14)$$

Soit t_d le temps du début de la caractéristique à calculer, compris dans l'intervalle de temps d'indice j , autrement dit $t_j \leq t_d \leq t_{j+1}$. Alors, pour $t = t_d$, $h = h_a$, soit :

$$h_a = i_j t_d + A_j \quad (8.15)$$

d'où :

$$A_j = h_a - i_j t_d \quad (8.16)$$

Il est aisé de démontrer que d'une manière récursive, les différents A_i se calculent comme pour les caractéristiques émanant de la condition initiale, soit avec la relation (8.8).

Il en va de même pour les constantes B_i qui se calculent avec l'équation (8.13). Par contre, la première constante B_j s'obtient par :

$$B_j = -a \frac{(i_j t_d + A_j)^m}{i_j} = -a \frac{h_a^m}{i_j} \quad (8.17)$$

si i est différent de zéro, et :

$$B_j = -a m A_j^{m-1} t_d \quad (8.18)$$

si i_j est nul.

Le développement présenté ici ne permet pas d'obtenir l'équation analytique de l'hydrogramme aval, comme cela était le cas sous 7.2.2. Par contre, il permet d'obtenir analytiquement un nombre quelconque de points de cet hydrogramme sous la forme de couples $(t_f; Q_f)$, t_f étant l'instant où l'hydrogramme aval présente un débit Q_f .

L'intersection entre une courbe caractéristique et la verticale passant par l'extrémité aval du plan de longueur L_0 fournit la condition pour l'obtention de t_f . L'équation (8.3) s'écrit alors :

$$L_0 = a \frac{(i_k t_f + A_k)^m}{i_k} + B_k \quad (8.19)$$

si i_k est différent de zéro, et :

$$L_0 = \mathbf{a} m A_k^{m-1} t_f + B_k \quad (8.20)$$

dans le cas contraire. L'indice k est l'indice du bloc de pluie durant lequel la caractéristique passe en $x = L_0$, c'est-à-dire lorsqu'elle sort à l'aval du domaine de calcul. Cet indice se détermine en vérifiant l'inégalité suivante :

$$x_{i+1} = \mathbf{a} \frac{(i_i t_{i+1} + A_i)^m}{i_i} + B_i \geq L_0 \quad (8.21)$$

pour chaque indice i croissant de 1 à n . Dès qu'elle est satisfaite, alors $k = i$. Comme toujours, si l'intensité de la pluie du bloc i est nulle, la relation (8.21) se transforme en :

$$x_{i+1} = \mathbf{a} m A_i^{m-1} t_{i+1} + B_i \geq L_0 \quad (8.22)$$

Avec l'indice k ainsi déterminé, le temps de sortie t_f de la caractéristique à l'aval du plan s'obtient par la relation (8.19) :

$$t_f = \frac{1}{i_k} \left[\left(\frac{i_k (L_0 - B_k)}{\mathbf{a}} \right)^{1/m} - A_k \right] \quad (8.23)$$

si $i_k \neq 0$, et par :

$$t_f = \frac{L_0 - B_k}{\mathbf{a} m A_k^{m-1}} \quad (8.24)$$

si $i_k = 0$.

La hauteur d'eau à l'endroit L_0 et à l'instant t_f s'obtient à l'aide de la relation (8.1) :

$$h_f = i_k t_f + A_k \quad (8.25)$$

Le débit sortant vaut alors, d'après la relation (7.11) :

$$q(t_f; L_0) = \mathbf{a} h_f^m \quad (8.26)$$

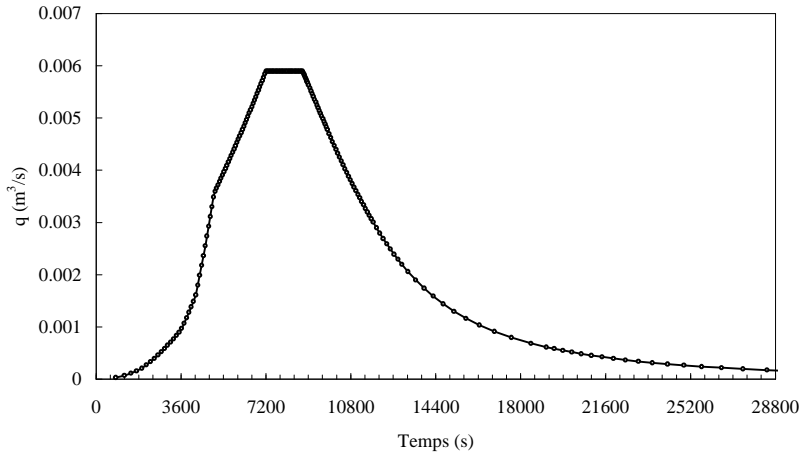


Figure 8.3 : Hydrogramme de crue calculé pour la pluie de la figure 8.1. Le plan a une longueur $L_0 = 1500$ m, une pente $J_0 = 10\%$ et une rugosité selon Strickler de $K = 5 \text{ m}^{1/3}/\text{s}$. La caractéristique présentée graphiquement à la figure 8.2 permet de calculer le dernier point du palier.

9 FAITOU : LE MODELE D'ECOULEMENT DE SURFACE

9.1 Introduction

Depuis un certain temps déjà, les équations des écoulements hydrauliques sont utilisées en hydrologie pour le calcul de la formation des crues sur les bassins versants. Cette modélisation est qualifiée de déterministe à base physique puisqu'elle considère le cheminement de l'eau contrairement aux modèles globaux tels que l'hydrogramme unitaire ou les cascades de réservoirs.

L'engouement actuel de la recherche pour cette orientation se justifie par les nombreux avantages et potentialités qu'offre une approche physique du phénomène très complexe de la transformation d'une pluie en hydrogramme sur un bassin versant. Contrairement aux modèles globaux, fondés sur des paramètres sans signification physique réelle et obtenus par calage sur quelques événements mesurés, les modèles à base physique s'appuient sur des paramètres concrets, tels le coefficient de rugosité de l'écoulement. En cas de modification majeure du bassin versant, à la suite d'une étape d'urbanisation par exemple, il est plus aisé d'identifier et d'ajuster en conséquence les paramètres sensibles d'un modèle à base physique. En phase de projet, l'effet d'interventions sur le bassin peut ainsi être estimé avec une certaine fiabilité.

Un autre avantage indéniable des modèles à base physique réside dans leur faculté de pouvoir prendre en compte la distribution spatiale des différents phénomènes modélisés. Alors qu'un modèle global noie toute la variabilité spatiale des caractéristiques d'un bassin versant dans quelques paramètres à caler, le modèle à base physique permet l'intégration de toute la richesse d'information sur la topographie, l'occupation du territoire, la répartition spatiale des pluies, les différents types de sols et bien d'autres encore. L'accès à ce type de données est actuellement facilité par l'avènement des systèmes d'informations géographiques (SIG).

L'application des équations de l'onde cinématique aux écoulements sur plan représente le modèle hydrologique à base physique le plus répandu et le plus décrit dans la littérature spécialisée. L'applicabilité des simplifications cinématiques aux écoulements de surface est aujourd'hui admise, bien que nourrissant toujours des débats scientifiques. L'hypothèse de l'onde cinématique offre des simplifications de calcul qu'aucun chercheur ne saurait dénier. Par contre, le choix d'une loi de frottement se fixe généralement sur les relations de Chézy ou de Manning-Strickler. Or, il a été démontré au chapitre 6 que ces lois ne permettent pas une modélisation fiable du ruissellement de surface. Le coefficient de rugosité de ce type de relations sort complètement de leur domaine de validité dès qu'il est calé sur des événements mesurés. Il perd alors sa signification physique pour pallier le biais de modélisation de l'écoulement de surface. L'introduction de la nouvelle loi établie pour le modèle en billes, ainsi qu'une description plus fine du cheminement des eaux, devraient par contre permettre de renouer avec une modélisation à base physique, telle que souhaitée.

La loi de comportement du ruissellement de surface n'est pas la seule cause du biais de modélisation qui découle sur des valeurs aberrantes du coefficient de rugosité. Ainsi, le concept d'une lame d'eau qui se développe régulièrement sur un plan d'écoulement, parfois de grande longueur, ne correspond pas à la réalité physique du ruissellement de surface sur un terrain naturel. En effet, après quelques mètres ou quelques dizaines de mètres, les irrégularités de surface favorisent la concentration de l'écoulement en filets d'eau. Par conséquent, les modèles hydrologiques en cascade de plans, pouvant mesurer plusieurs centaines de mètres de longueur et ayant des ambitions de modèles déterministes, engendrent un fort biais de modélisation par une prise en compte trop simpliste du cheminement des eaux.

L'objectif du modèle Faitou est de réduire autant que possible les biais de modélisation, par la prise en compte de la nouvelle loi d'écoulement d'une part, et par une modélisation plus fine de la topographie du bassin d'autre part.

9.2 Description du modèle

La prise en compte de la nouvelle loi de comportement dans le calcul des écoulements de surface doit permettre d'améliorer la fiabilité des simulations visant à transformer les pluies en débits sur un bassin versant. Cette amélioration tient en particulier au fait que le domaine de validité de cette loi couvre les situations de crues extrêmes. Jusqu'ici, seule la foi en la constance du coefficient de rugosité permettait l'estimation de débits extrêmes, pour lesquels et par définition il n'existe aucune mesure permettant le calage de ces paramètres.

Sans une remarquable puissance de calcul, le développement de modèles déterministes d'écoulement de surface, entièrement distribués spatialement et non-stationnaires, n'est tout simplement pas envisageable. Mais les développements spectaculaires de l'informatique autorisent aujourd'hui l'élaboration de tels modèles numériques. Une augmentation de la complexité et du volume des calculs n'est pas à confondre avec une augmentation de la qualité des résultats. Pourtant, même en gardant cette réflexion toujours à l'esprit, il serait fort dommage de ne pas explorer ce formidable potentiel.

La modélisation de la géométrie d'un bassin versant par quelques surfaces planes a montré ses limites (CRUEX 1995). Franchissons un pas supplémentaire et utilisons la source de données la plus détaillée sur la topographie, à savoir le modèle numérique de terrain (MNT), appelé également parfois modèle numérique d'altitudes.

En Suisse, l'Office Fédéral de la Topographie a achevé l'élaboration du MNT à maille de 25 mètres pour l'ensemble de son territoire. Concrètement, il s'agit d'une matrice dans laquelle chaque cellule contient l'altitude d'un point du terrain. La distance entre deux cellules est de 25 mètres. L'ensemble de ces points définit entièrement la surface du relief, comme illustré par l'exemple de la figure 9.1.

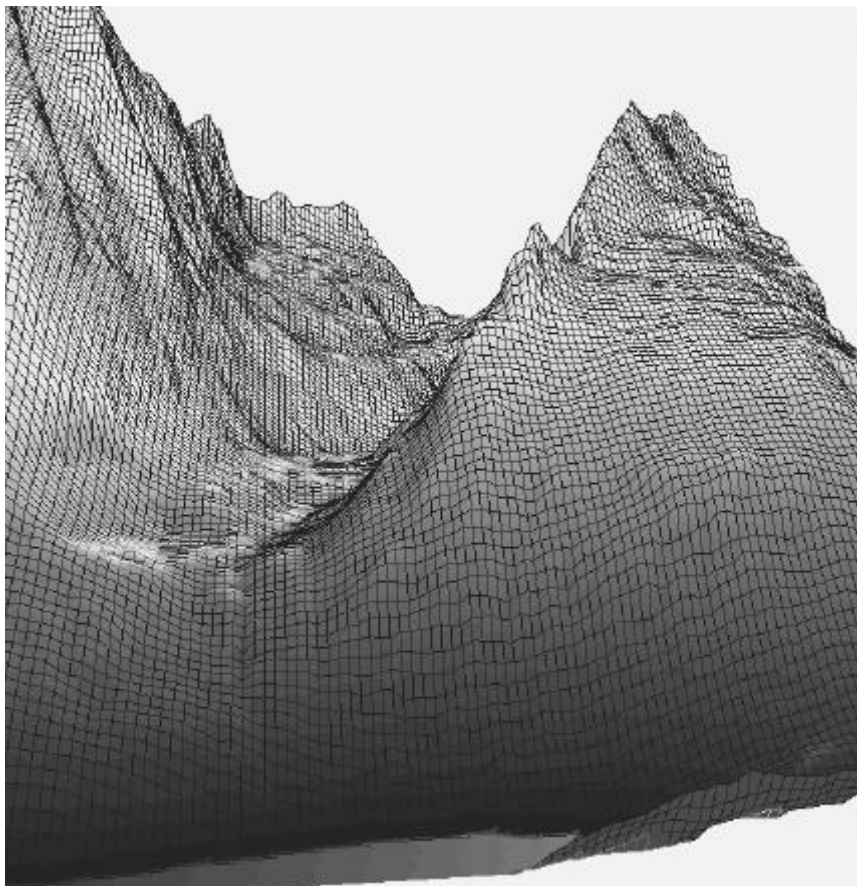


Figure 9.1 : Vue perspective du modèle numérique de terrain de la région de Mattmark en Valais. Le lac de Mattmark est visible sur le bas de l'image. Vue créée avec le logiciel HiQ de National Instruments. Modèle numérique de terrain MNT25, © 1994 Office fédéral de topographie

Au lieu de ne considérer que quelques plans, Faitou traite l'ensemble de la topographie définie par le MNT. L'écoulement de surface se produit sur l'ensemble des facettes s'appuyant sur les points d'altitudes du MNT. Après une longueur d'écoulement superficiel correspondant à quelques facettes de 25 mètres, le ruissellement alimente latéralement le réseau des cours d'eau qui achemine le débit jusqu'à l'exutoire du bassin versant.

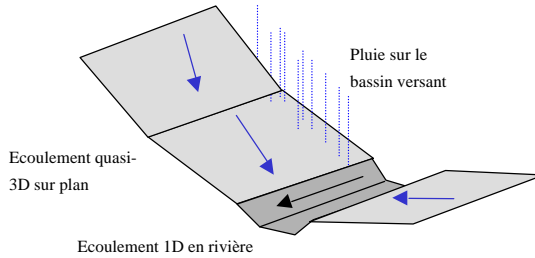


Figure 9.2 : Représentation schématisique des divers types d'écoulement considérés dans le modèle Faitou.

Avec cette modélisation, schématisée par la figure 9.2, la distribution spatiale de chaque paramètre devient très aisée. Chaque facette est caractérisée par une pente, une surface, un coefficient de rugosité, une loi d'infiltration, etc... qui dépendent des caractéristiques du terrain à l'endroit considéré. Selon la même approche, la pluie reçue par chaque facette peut être modulée afin de tenir compte de sa répartition spatio-temporelle. A la limite, chaque facette peut recevoir une pluie différente !

De même, le réseau d'écoulement 1D en rivière est modélisé par un ensemble des profils en travers pouvant reproduire toutes les variations et complexités de la géométrie.

D'apparence très simple pour ne pas dire simpliste, cette modélisation des écoulements sur un bassin versant requiert une base théorique adéquate ainsi qu'une géométrie adaptée aux équations retenues. De plus, des outils de génération automatique du modèle numérique de calcul sont absolument indispensables au vu des très grandes quantités de données à gérer.

9.3 Equation de l'onde cinématique quasi-3D et méthode des volumes finis

Dans le cas d'une surface bidimensionnelle à forte pente et recouverte d'un milieu en billes, l'équation de l'onde cinématique s'écrit :

$$\frac{\partial(\mathbf{f}h)}{\partial t} + \frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} = i \cos(J_0) \quad (9.1)$$

où q_x , q_y sont les flux dans la direction x , respectivement y , $\mathbf{f}h$ le volume d'eau sur une surface unitaire, i la pluie nette et J_0 la plus grande pente de la surface. Les flux q_x et q_y sont calculés à l'aide de la nouvelle loi selon la pente $\sin(J_x)$ en x , respectivement $\sin(J_y)$ en y . Le terme i doit être considéré comme un terme source en général. Il contient évidemment la pluie, mais peut également prendre en compte l'infiltration.

La méthode des volumes finis (Piroton 1998) propose de résoudre une forme intégrale de l'équation (9.1), dite formulation faible car la solution n'est alors exacte qu'en moyenne sur la surface de contrôle Ω_i :

$$\iint_{\Omega_i} \frac{\partial(\mathbf{f} h)}{\partial t} d\Omega_i + \iint_{\Omega_i} \frac{\partial q_x}{\partial x} d\Omega_i + \iint_{\Omega_i} \frac{\partial q_y}{\partial y} d\Omega_i = \iint_{\Omega_i} i \cos(J_0) d\Omega_i \quad (9.2)$$

En posant :

$$\mathbf{F} = \begin{bmatrix} q_x \\ q_y \end{bmatrix} \quad (9.3)$$

et :

$$S = i \cos(J_0) \quad (9.4)$$

l'équation (9.2) peut alors s'écrire :

$$\iint_{\Omega_i} \frac{\partial(\mathbf{f} h)}{\partial t} + \iint_{\Omega_i} \nabla \mathbf{F} d\Omega_i = \iint_{\Omega_i} S d\Omega_i \quad (9.5)$$

Le deuxième terme de l'équation (9.5) peut être écrit en intégrale de flux sur le contour $\partial\Omega_i$ de la surface Ω_i en utilisant le théorème de la divergence de Green. L'équation (9.5) devient alors :

$$\iint_{\Omega_i} \frac{\partial(\mathbf{f} h)}{\partial t} + \oint_{\partial\Omega_i} \mathbf{F} \mathbf{n} d\partial\Omega_i = \iint_{\Omega_i} S d\Omega_i \quad (9.6)$$

où \mathbf{n} est le vecteur normal à la frontière $\partial\Omega_i$.

Le premier terme et le dernier terme de (9.6) peuvent être simplifiés à l'aide de la définition de la valeur moyenne :

$$\overline{\mathbf{f} h}_i = \frac{1}{\Omega_i} \iint_{\Omega_i} \frac{\partial(\mathbf{f} h)}{\partial t} d\Omega_i \quad (9.7)$$

$$\overline{S}_i = \frac{1}{\Omega_i} \iint_{\Omega_i} S d\Omega_i \quad (9.8)$$

et l'équation (9.6) devient :

$$\frac{d(\overline{\mathbf{f} h_i})}{dt} + \frac{1}{\Omega_i} \oint_{\partial\Omega_i} \mathbf{F} \mathbf{n} d\partial\Omega_i = \overline{S_i} \quad (9.9)$$

Numériquement, les valeurs moyennes $\overline{\mathbf{f} h}$ et \overline{S} ne sont guère intéressantes et il est préférable de les remplacer par les valeurs $\mathbf{f} h$ et S d'un certain point de l'élément. Ce remplacement induit généralement une erreur du premier ordre de précision. Mais, si le point choisi est le centre de gravité de l'élément, alors l'approximation devient du second ordre. Désignons donc par $\mathbf{f} h_i$ et S_i le volume unitaire et le terme source au centre de gravité de l'élément Ω_i . L'équation (9.9) devient ainsi :

$$\frac{d(\mathbf{f} h_i)}{dt} + \frac{1}{\Omega_i} \oint_{\partial\Omega_i} \mathbf{F} \mathbf{n} d\partial\Omega_i = S_i \quad (9.10)$$

L'équation (9.10) peut être considérée comme la formulation générale du problème en volumes finis. Le théorème de Green a permis de diminuer d'une dimension les équations sur la surface Ω_i en équation 1D sur la frontière $\partial\Omega_i$. La difficulté réside dès lors dans l'estimation du flux sur cette frontière.

La frontière $\partial\Omega_i$ de chaque élément est un ensemble de N_j segments de droite. Comme Fautou génère des éléments triangulaires, $N_j = 3$. Par conséquent, l'intégrale sur le contour fermé $\partial\Omega_i$ peut être remplacée par une somme d'intégrations sur les segments de droite.

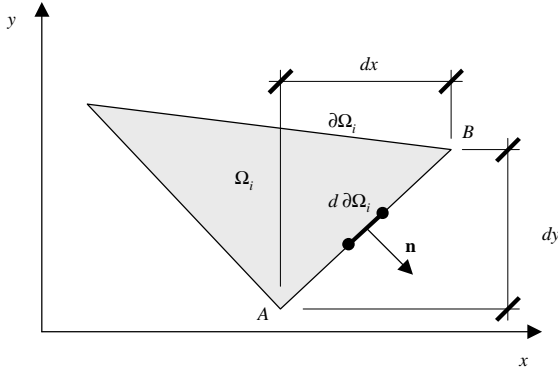


Figure 9.3 : Définition des paramètres utilisés dans la méthode des volumes finis pour le calcul du flux à travers la frontière $\partial\Omega_i$.

A partir des variables définies à la figure 9.3, et en remarquant que si le sens de parcours de l'élément est le sens trigonométrique,

$$n_x d\partial\Omega_i = dy \quad (9.11)$$

$$n_y d\partial\Omega_i = -dx \quad (9.12)$$

l'équation (9.10) devient :

$$\frac{d(\mathbf{F} h_i)}{dt} + \frac{1}{\Omega_i} \sum_{k=1}^{N_i} \int_A^B (q_x dy - q_y dx) = S_i \quad (9.13)$$

Une intégration exacte n'est pas envisageable car la solution n'est pas connue sur l'ensemble du segment AB . Il faut donc recourir à une approximation obtenue par la technique de l'intégration de Gauss qui s'écrit :

$$\int_A^B (q_x dy - q_y dx) = \sum_{n=1}^{n_c} w_n (q_{x,n} (y_B - y_A) - q_{y,n} (x_B - x_A)) \quad (9.14)$$

où n_c est le nombre de points d'intégration, $q_{x,n}$ et $q_{y,n}$ sont les flux exacts sur les points d'intégration et les w_n sont des fonctions de poids.

Si les points de Gauss sont idéalement situés et les fonctions de poids choisies de manière optimale, alors la relation (9.14) est exacte pour des polynômes de q_x et q_y de degré $2n_c-1$. Ainsi, si q_x et q_y sont linéaires, un seul point de Gauss situé au milieu du segment AB avec un poids unitaire permet l'obtention de la solution exacte.

Le problème consiste donc maintenant à connaître les valeurs des flux q_x et q_y sur les points de Gauss, à savoir sur le point milieu de chaque bord des volumes finis. Or, q_x et q_y ne sont connus que sur les centres de gravité des éléments. Il faut donc développer une technique de reconstruction de ces flux afin de permettre leur estimation ailleurs que dans le centre de gravité des éléments.

Le moteur numérique de Faitou autorise deux techniques de reconstruction à choix, la reconstruction constante et la reconstruction linéaire.

Toute technique de reconstruction s'appuie sur des développements en série de Taylor autour du centre de gravité G du volume fini. L'inconnue q en un point quelconque de l'élément Ω_i est obtenue par :

$$q = q_G + \Delta x_G \left(\frac{\partial q}{\partial x} \right)_G + \Delta y_G \left(\frac{\partial q}{\partial y} \right)_G + \frac{1}{2} \Delta x_G^2 \left(\frac{\partial^2 q}{\partial x^2} \right)_G + \frac{1}{2} \Delta y_G^2 \left(\frac{\partial^2 q}{\partial y^2} \right)_G + \Delta x_G \Delta y_G \left(\frac{\partial^2 q}{\partial x \partial y} \right)_G + O(d^3)$$

(9.15)

avec $\Delta x_G = x - x_G$ et $\Delta y_G = y - y_G$

Dans le cas de la reconstruction constante, L'équation (9.15) est tronquée au premier terme et devient :

$$q = q_G + O(d)$$

(9.16)

Ainsi, le flux est supposé constant sur tout l'élément et variable d'un élément à l'autre. L'erreur de troncature est du premier ordre et est proportionnelle à une distance caractéristique d de l'élément. Elle est principalement constituée de la première dérivée négligée dans (9.15). Mais comme cette variable reconstruite intervient dans une dérivée première de l'équation de base (9.1), la reconstruction constante fait apparaître numériquement une dérivée seconde dans l'équation (9.1). La conséquence de cette technique de reconstruction constante se traduit par une forte dissipation spatiale qui va « lisser » les hydrogrammes simulés. Par contre, les avantages résident dans une simplicité de calcul et une grande robustesse du schéma dû à l'amortissement numérique introduit.

Pour obtenir un schéma plus « pointu », les dérivées premières dans l'équation (9.15) doivent être gardées :

$$q = q_G + \Delta x_G \left(\frac{\partial q}{\partial x} \right)_G + \Delta y_G \left(\frac{\partial q}{\partial y} \right)_G + O(d^2)$$

(9.17)

Cette technique de la reconstruction linéaire demande donc non seulement la connaissance de la variable q au centre de gravité de l'élément, mais également celle de ses dérivées en x et en y qui sont *a priori* inconnues. De plus, pour rester consistant, ces dérivées doivent être estimées au premier ordre de précision.

Par simplicité d'écriture, posons :

$$\vec{r} = \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} \quad : \text{vecteur position du point où la reconstruction a lieu,}$$

$\vec{r}_G = \begin{bmatrix} x_G \\ y_G \end{bmatrix}$: vecteur position du centre de gravité G de l'élément,

$\tilde{\nabla} q_G = \begin{bmatrix} \partial_x q \\ \partial_y q \end{bmatrix}_G$: vecteur des dérivées premières évaluées au premier ordre en G .

Alors, l'équation (9.17) peut s'écrire :

$$q = q_G (\vec{r} - \vec{r}_G)^T \tilde{\nabla} q_G \quad (9.18)$$

La difficulté consiste maintenant à évaluer les dérivées premières au premier ordre de précision. Les variables q ne sont connues qu'au centre de gravité de chaque élément. En collectant les données de q sur les voisins immédiats de l'élément Ω_i , il est possible d'obtenir le comportement spatial du flux et ainsi, sa dérivée. Pour cela, il faut au moins 3 voisins dont les centres de gravité ne sont pas alignés.

La méthode retenue dans Faitou pour le calcul des dérivées spatiales du flux est celle de Green – Gauss. Cette méthode, déjà à la base de la technique des volumes finis, consiste ici à entourer l'élément où les dérivées sont à calculer par un contour fermé passant par le centre de gravité des éléments voisins, comme le montre la figure 9.4.

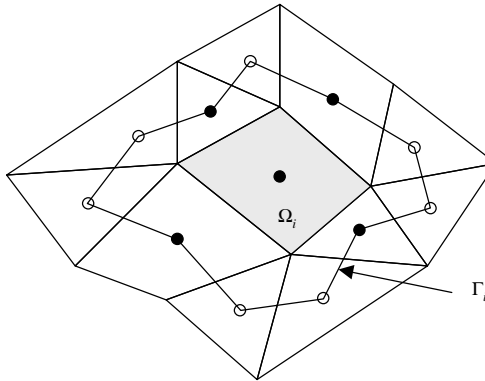


Figure 9.4 : Technique de construction du super volume de contrôle Γ_i d'après la méthode de Green – Gauss. Les points noirs sont les centres de gravité des voisins trouvés par bords, tandis que les points blancs sont ceux des voisins trouvés par sommet.

La surface de ce « super » volume de contrôle est notée Γ_i et sa frontière est le contour $\partial\Gamma_i$. Le théorème de la divergence, qui transforme une intégrale de surface en intégrale de contour, permet d'écrire :

$$\frac{1}{\Gamma_i} \iint_{\Gamma_i} \nabla q \, d\Gamma_i = \frac{1}{\Gamma_i} \oint_{\partial\Gamma_i} q \, \mathbf{n} \, d\partial\Gamma_i \quad (9.19)$$

La formule (9.19) permet l'évaluation de la moyenne des dérivées premières ∇q à l'aide d'une intégrale de contour. Comme déjà mentionné plus haut, le remplacement de cette valeur moyenne par la valeur au centre de gravité G de l'élément Ω_i constitue une approximation du premier ordre. Si G était le centre de gravité du super volume de contrôle Γ_i , alors ce remplacement serait du 2^{ème} ordre de précision.

La définition de la moyenne permet d'écrire (9.19) sous la forme :

$$\tilde{\nabla} q_G = \frac{1}{\Gamma_i} \iint_{\Gamma_i} \nabla q \, d\Gamma_i = \frac{1}{\Gamma_i} \oint_{\partial\Gamma_i} q \, \mathbf{n} \, d\partial\Gamma_i \quad (9.20)$$

Il est possible de démontrer que les dérivées premières sont calculées avec une erreur du premier ordre si l'intégrale de contour est résolue par la méthode des trapèzes. Cette méthode s'impose logiquement puisque les flux sont connus sur les sommets des segments de droite constituant $\partial\Gamma_i$. La méthode des trapèzes permet l'écriture de (9.20) sous la forme :

$$\tilde{\nabla} q_G = \frac{1}{\Gamma_i} \sum_{j=1}^{N_i} \frac{q_{A_j} + q_{B_j}}{2} l_j \, \mathbf{n}_j \quad (9.21)$$

où N_i est le nombre de segments de droite composant le contour, A_j et B_j sont les nœuds de départ et d'arrivée du segment j , l_j est la longueur du segment j et \mathbf{n}_j sa normale. Si les N_i nœuds de la frontière $\partial\Gamma_i$ sont numérotés de 1 à N_i dans le sens trigonométrique et si le nœud N_{i+1} est considéré identique au nœud 1 car le contour est fermé, alors l'équation (9.21) peut s'écrire sous une forme plus concise :

$$\tilde{\nabla} q_G = \mathbf{D} \, \bar{q} \quad (9.22)$$

avec :

$$\bar{q} = \begin{bmatrix} q_1 \\ \vdots \\ q_{N_i} \end{bmatrix} \quad (9.23)$$

et \mathbf{D} une matrice de poids de dimension $2N_i$. Elle présente l'avantage de ne devoir être évaluée qu'une seule fois pour chaque volume fini car elle ne dépend que de la géométrie du maillage. Cette matrice \mathbf{D} est donnée par :

$$\mathbf{D} = \frac{1}{2\Gamma_i} \begin{bmatrix} y_2 - y_{N_i} & \cdots & y_{j+1} - y_{j-1} & \cdots & y_1 - y_{N_i-1} \\ x_2 - x_{N_i} & \cdots & x_{j+1} - x_{j-1} & \cdots & x_1 - x_{N_i-1} \end{bmatrix} \quad (9.24)$$

La somme des termes situés sur une ligne de cette matrice est nulle, ce qui permet d'écrire :

$$\tilde{\nabla} q_G = \mathbf{D} \cdot \nabla \mathbf{q} \quad (9.25)$$

avec :

$$\nabla \mathbf{q} = \begin{bmatrix} q_1 - q_G \\ \vdots \\ q_{N_i} - q_G \end{bmatrix} \quad (9.26)$$

A l'aide de l'équation (9.18), il est ainsi possible d'obtenir la valeur du flux q en n'importe quel endroit, en particulier sur le milieu de chaque bord de l'élément Ω_i . Cependant, cette reconstruction linéaire peut engendrer dans certains cas des extremums qu'il s'agit de limiter. Pour illustrer cette notion, considérons l'exemple unidimensionnel présenté à la figure 9.5

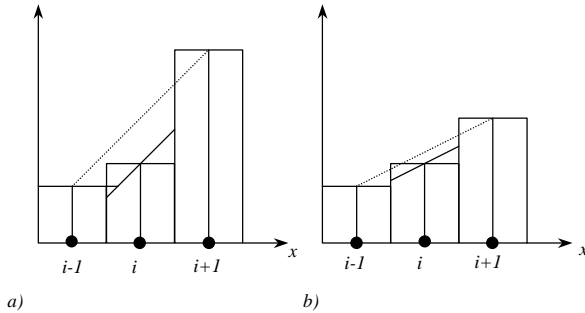


Figure 9.5 : Illustration de la reconstruction linéaire en unidimensionnel et du principe du limiteur. a) le limiteur entre en action. b) le limiteur n'entre pas en action.

La reconstruction linéaire consiste dans ce cas à calculer le gradient de la variable à reconstruire par rapport aux valeurs trouvées chez les voisins immédiats de l'élément i , puis d'obtenir la valeur en $i-1/2$, par exemple, par extrapolation linéaire depuis le centre de gravité de i . Pour le cas b) présenté à la figure 9.5, on obtient bien :

$$q_{i-1/2} \in [q_{i-1}, q_{i+1}] \quad (9.27)$$

mais dans le cas a) par contre, la valeur reconstruite en $i-1/2$ n'appartient plus à cet intervalle et un extremum local est généré. En désignant par q_{min} et q_{max} la valeur minimale et maximale de tous les N_i voisins composant le super élément Γ_i , plus l'élément lui-même, le principe du limiteur peut s'écrire :

$$\begin{aligned} q^* &= q_G (\bar{r} - \bar{r}_g) \tilde{\nabla} q_G \\ q &= q^* & \text{si } q^* \in [q_{min}, q_{max}] \\ q &= q_{min} & \text{si } q^* < q_{min} \\ q &= q_{max} & \text{si } q^* > q_{max} \end{aligned} \quad (9.28)$$

Par reconstruction, il est donc possible d'estimer le flux au milieu d'un bord du volume fini à partir du flux connu en son centre de gravité. Mais comme un bord est la frontière entre deux volumes finis, la reconstruction peut être effectuée à partir de chaque élément pour obtenir, sauf situation exceptionnelle, deux valeurs différentes du flux pour le même bord, comme le montre la figure 9.6.

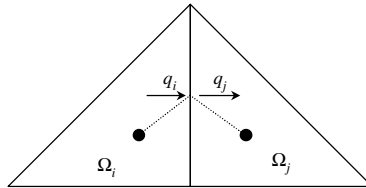


Figure 9.6 : Principe de la continuité du flux sur les bords des volumes finis.

La formulation conservative de la méthode des volumes finis assure le respect du bilan sur chaque éléments. Par contre, il est nécessaire d'évaluer le flux à travers chaque frontière de manière unique pour que le bilan soit conservé sur l'ensemble du modèle. Généralement, l'estimation du flux q sur le bord à partir des flux reconstruits q_i et q_j représente un problème de Riemann unidimensionnel, toujours quelque peu ardu à résoudre proprement. Mais sur ce point en particulier, les simplifications apportées par les hypothèses cinématiques sont particulièrement avantageuses.

La pire idée à ce stade du développement serait de vouloir moyenner les flux q_i et q_j pour obtenir le flux unique q . Cette solution de facilité, qui correspond en fait à effectuer une dérivée spatiale centrée, serait immédiatement sanctionnée par des instabilités numériques explosives. Avec les hypothèses cinématiques, les courbes caractéristiques de l'écoulement sont uniquement dirigée vers l'aval. Cela équivaut à dire qu'aucune information ne remonte l'écoulement. Le schéma numérique ne doit pas non plus aller chercher une partie de

l'information à l'aval, comme cela est le cas pour une dérivée centrée. Par conséquent, seule une dérivée arrière par rapport à la direction de l'écoulement est possible.

Toujours grâce aux hypothèses cinématiques, le sens de l'écoulement peut être connu *a priori* puisqu'il correspond à la direction de la plus grande pente. Ainsi, il est possible de déterminer, avant le calcul, quel est le volume fini situé à l'amont du bord et lequel se trouve à l'aval. En se référant à nouveau à la figure 9.6, supposons que l'élément Ω_i se trouve à l'amont du bord étudié. Alors, le flux q traversant ce bord est tout simplement le flux q_i reconstruit à partir de l'élément amont Ω_i .

L'ensemble des relations présentées jusqu'ici ne permet que l'estimation de l'intégrale de surface dans l'équation (9.10). Il reste encore à choisir une méthode pour l'intégration temporelle qui doit être au moins du même ordre de précision que le schéma spatial pour des raisons de consistance. Faitou assure l'intégration spatiale de l'équation (9.10) à l'aide de la méthode d'Euler modifiée, du second ordre de précision.

D'une manière générale, l'équation (9.10) peut s'écrire sous la forme :

$$(\mathbf{f}h)' = \frac{d(\mathbf{f}h)}{dt} = fct(h,t) \quad (9.29)$$

Le terme à droite de l'équation (9.29) est composé du terme source S de (9.10) et de l'intégrale des flux sur la frontière du volume fini. Ce terme est donc connu. La méthode de Euler modifiée s'effectue en deux étapes pour chaque pas de temps. Tout d'abord, $fct(h,t)$ est évaluée au temps t , ce qui permet d'obtenir :

$$(\mathbf{f}h)_{t+\Delta t/2} = (\mathbf{f}h)_t + \frac{\Delta t}{2} (\mathbf{f}h)'_t \quad (9.30)$$

Alors, $fct(h,t)$ est à nouveau évaluée avec les valeurs obtenues en $t+\Delta t/2$ pour finalement obtenir les résultats au nouveau pas de temps :

$$(\mathbf{f}h)_{t+\Delta t} = (\mathbf{f}h)_t + \Delta t (\mathbf{f}h)'_{t+\Delta t/2} \quad (9.31)$$

La procédure de Euler modifiée utilisée par Faitou est représentée graphiquement à la figure 9.7.

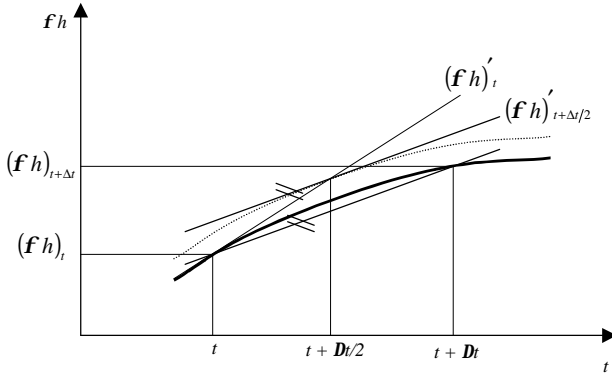


Figure 9.7 : Représentation graphique de la méthode de Euler modifiée

9.4 Modélisation mathématique et numérique des écoulements en rivière

Plusieurs modèles mathématiques sont envisageables pour la simulation des écoulements en rivière. Selon la situation physique à représenter, certains termes des équations dynamiques complètes peuvent être négligés pour aboutir à des expressions simplifiées, sans pour autant perdre en qualité.

Afin de pouvoir bénéficier d'une simplification des équations dans certains cas, Faitou offre deux modèles mathématiques différents pour le calcul des écoulements en rivière. Lorsque la situation physique n'autorise aucune concession à la théorie, les équations dynamiques complètes, dites équations de St-Venant, sont résolues à l'aide de la méthode de Mc-Cormack. Mais dans le cas de torrents alpins à forte pente, l'influence de l'aval sur l'écoulement, par l'établissement d'une courbe de remous, devient négligeable, comme d'ailleurs les termes d'inertie dans l'équation dynamique. Dans cette situation, l'équation de l'onde diffusante peut être retenue afin de bénéficier des simplifications de calcul.

9.4.1 Equations de St-Venant et méthode de Mc-Cormack

Dans le cas des écoulements unidimensionnels en rivière, les équations de St-Venant s'écrivent :

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = 0 \quad (9.32)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Q^2}{A} + gI_1 \right) = gA(J_0 - J_f) + gI_2 \quad (9.33)$$

où A désigne la surface mouillée de la section, J_0 la pente de fond et J_f la pente de frottement. L'équation (9.32) représente la conservation de la masse tandis que l'équation (9.33) assure la conservation de la quantité de mouvement. Le terme I_1 prend en compte la forme du profil en travers et s'écrit :

$$I_1 = \int_0^h (h-h) b(h) dh \quad (9.34)$$

Le terme $b(h)$ est la largeur du plan d'eau à la cote h , comme cela est montré sur la figure 9.8.

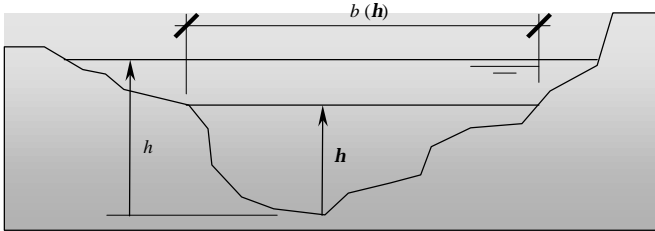


Figure 9.8 : Représentation graphique du terme I_1 .

Le terme I_2 , quant à lui, tient compte de la variation de la section le long de la rivière. Il est nul dans le cas d'un canal prismatique. D'une manière générale, il s'écrit :

$$I_2 = \int_0^h (h-h) \frac{\partial b}{\partial x} \Big|_{h=h} dh \quad (9.35)$$

En 1969, Mc-Cormack a proposé un schéma numérique pour la résolution de ce type d'équation, du 2^{ème} ordre de précision aussi bien dans l'espace que dans le temps. Ces performances s'obtiennent grâce à une méthode en deux étapes sur chaque pas de temps : le prédicteur et le correcteur.

Pour le calcul du prédicteur, les dérivées spatiales et temporelles sont remplacées par les expressions en différences finies suivantes, où f représente une variable :

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{f_j^* - f_j}{\Delta t} \quad (9.36)$$

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \frac{f_{j+1} - f_j}{\Delta x} \quad (9.37)$$

Puis, pour le calcul du correcteur, ces dérivées s'écrivent :

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{f_j^{**} - f_j}{\Delta t} \quad (9.38)$$

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \frac{f_j^* - f_{j-1}^*}{\Delta x} \quad (9.39)$$

Finalement, la valeur au nouveau pas de temps s'obtient par :

$$f_j^{k+1} = \frac{1}{2}(f_j^k + f_j^{**}) \quad (9.40)$$

Dans toutes ces expressions, f_j^k représente la valeur de la variable f à l'endroit j et au pas de temps k . Le symbole * indique la valeur des variables du prédicteur, et ** les valeurs obtenues après le correcteur. Ce schéma numérique explicite, appliqué aux équations (9.32) et (9.33), abouti aux expressions suivantes (Schmid 1993), avec j l'indice de lieu et k l'indice de temps :

$$A_j^* = A_j^k - \frac{\Delta t}{\Delta x} (Q_{j+1}^k - Q_j^k) \quad (9.41)$$

$$Q_j^* = Q_j^k - \frac{\Delta t}{\Delta x} \left[\left(\frac{Q^2}{A} + gI_1 \right)_{j+1}^k - \left(\frac{Q^2}{A} + gI_1 \right)_j^k \right] + g\Delta t [I_2 + A(J_0 - J_f)]_j^k \quad (9.42)$$

pour le prédicteur, et :

$$A_j^{**} = A_j^* - \frac{\Delta t}{\Delta x} (Q_j^* - Q_{j-1}^*) \quad (9.43)$$

$$Q_j^{**} = Q_j^* - \frac{\Delta t}{\Delta x} \left[\left(\frac{Q^2}{A} + gI_1 \right)_j - \left(\frac{Q^2}{A} + gI_1 \right)_{j-1} \right] + g\Delta t \left[I_2 + A(J_0 - J_f) \right]_j \quad (9.44)$$

pour le correcteur. Les valeurs de la surface mouillée A et du débit Q pour le nouveau pas de temps s'obtiennent alors par :

$$A_j^{k+1} = \frac{1}{2} (A_j^k + A_j^{**}) \quad (9.45)$$

$$Q_j^{k+1} = \frac{1}{2} (Q_j^k + Q_j^{**}) \quad (9.46)$$

Le caractère explicite de ce schéma numérique exige le respect du critère de Courant en chaque section et à chaque pas de temps :

$$C_N = \frac{\text{célérité physique}}{\text{célérité numérique}} = \frac{|V| \pm c}{\Delta x / \Delta t} \leq 1 \quad (9.47)$$

C_N est le nombre de Courant et c la célérité d'une onde qui s'obtient par :

$$c = \sqrt{\frac{gA}{B}} \quad (9.48)$$

Les équations (9.45) et (9.46) ne peuvent être appliquées qu'aux sections internes d'un bras de rivière. En effet, le calcul du prédicteur par dérivée avant n'est pas possible pour la section aval du bief car celle-ci n'a plus de section à l'aval pour le calcul de l'équation (9.37). De même, lors du correcteur, le calcul de (9.39) n'est pas possible pour une section amont.

Habituellement, la méthode des caractéristiques est retenue pour ces sections d'extrémités où elle fournit l'équation manquante. Cette procédure n'est pas triviale en présence de certaines conditions limites, comme les jonctions, et ses performances numériques sont souvent en deçà des espoirs mis en elle. Ce manque de performance est très certainement dû au fait que la méthode des caractéristiques n'est que du premier ordre de précision. Après quelques pas de temps, le calcul des conditions limites avec des équations caractéristiques linéarisées au premier ordre de précision, engendre une erreur de troncation qui va dégrader la solution du schéma de Mc-Cormack sur l'ensemble du domaine de calcul.

Alors, que faire ? Cracher dans la soupe des caractéristiques représente une attitude stérile si aucune autre méthode n'est proposée en échange. Pirotton 1998 a développé le concept d'une alternative aux caractéristiques qui mérite toute l'attention. Ne possédant de caractéristique que son originalité, cette méthode, fondée sur le concept des multiplicateurs de

Lagrange, est certainement à même de faire dresser les cheveux des hydrauliciens puristes, mais mérite toute l'attention.

Dans chaque section ou une condition limite est à imposer, il est toujours possible d'estimer les dérivées spatiales par une différence finie dirigée vers l'intérieur du domaine. Ainsi, pour une condition limite aval, une dérivée amont demeure toujours possible. L'idée consiste donc à utiliser la direction possible pour le calcul des dérivées, ceci aussi bien durant le prédicteur que durant le correcteur. Ce faisant, les variables dans toutes les sections de calcul sont déterminées au nouveau pas de temps, y compris dans les sections d'extrémités. Désignons par \tilde{A} et par \tilde{Q} les valeurs de la surface mouillée et du débit obtenues de cette façon sur une condition limite. Dans le cas d'un écoulement fluvial, par exemple, l'« information » hydraulique est transmise aussi bien vers l'amont que vers l'aval. Les grandeurs \tilde{A} et \tilde{Q} sont donc entachées d'une certaine erreur car leur estimation a volontairement négligé une des directions caractéristiques.

Mais d'un autre côté, \tilde{A} et \tilde{Q} ne sont pas totalement faux non plus car ils ont été déterminés en tenant compte de l'information provenant d'une direction. Il y a donc à la fois un peu de juste et un peu de faux dans ces estimations de variables aux conditions limites.

Les véritables conditions limites amont et aval du modèle sont généralement données sous la forme d'un hydrogramme amont $Q_a(t)$ et d'un limnigramme aval $h_a(t)$. Dans ces cas, l'information manquante est directement donnée par la condition limite et la variable estimée, par exemple \tilde{Q} à l'amont, est directement remplacée par la valeur de l'hydrogramme au temps t , $Q_a(t)$.

Le problème est plus délicat en présence de jonctions, très nombreuses dans un modèle généré par Faitou. Pour des raisons de concision, seule la résolution des jonctions dont tous les bras se trouvent en régime fluvial est développée ici.

Considérons une jonction composée de 3 branches, deux à l'amont et une à l'aval. Le calcul selon Mc-Cormack modifié permet donc l'estimation des \tilde{A}_i et des \tilde{Q}_i pour $i = 1$ à 3. Le problème est donc *a priori* résolu. Mais la jonction impose encore 2 conditions, une sur la continuité des débits et une sur l'égalité des hauteurs d'eau ou des charges entre les différents bras. Traitons pour commencer l'équation de continuité qui s'écrit :

$$\sum_{i=1}^n Q_i = 0 \quad (9.49)$$

A moins d'un hasard extraordinaire, la somme des \tilde{Q}_i sera différente de 0 et la continuité n'est donc plus assurée. Cette situation n'est pas tolérable, même dans une méthode qui s'accorde beaucoup de liberté par rapport à la théorie. En fait, comme cela est décrit ci-dessus, la valeurs des \tilde{Q}_i n'est qu'une estimation de la solution exacte Q_i et une correction de ces valeurs est envisageable. Cette correction ne doit cependant pas être trop importante car les \tilde{Q}_i contiennent l'information correcte provenant d'une des directions caractéristiques.

Finalement, les 3 débits de notre exemple doivent être calculés à partir de 4 équations, à savoir une équation dynamique résolue par Mc-Cormack dans chaque bras et une équation de

continuité (9.49). Le système est par conséquent surdéterminé. Cette situation mathématique un peu bizarre provient du fait que les variables \tilde{Q}_i et \tilde{A}_i ne sont pas indépendantes.

Ce type de problème surdéterminé et soumis à contrainte peut être résolu par la technique des multiplicateurs de Lagrange. Sans vouloir rétablir cette théorie ici, elle permet d'écrire le système suivant pour notre exemple de jonction :

$$\begin{cases} Q_1 - I = \tilde{Q}_1 \\ Q_2 - I = \tilde{Q}_2 \\ Q_3 - I = \tilde{Q}_3 \\ Q_1 + Q_2 + Q_3 = 0 \end{cases} \quad (9.50)$$

I est le multiplicateur de Lagrange. Même sans démonstration mathématique, ce système se comprend aisément. Chaque estimation du débit \tilde{Q}_i est corrigée par la valeur I afin de satisfaire la dernière équation, la continuité, qui représente la contrainte du problème. Le système d'équations à résoudre pour obtenir les débits Q_i d'une jonction comptant N branches peut être écrit d'une manière générale sous la forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & \dots & 0 & -1 \\ 0 & 1 & \dots & 0 & -1 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & 1 & -1 \\ 1 & 1 & \dots & 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Q_1 \\ Q_2 \\ \vdots \\ Q_N \\ I \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{Q}_1 \\ \tilde{Q}_2 \\ \vdots \\ \tilde{Q}_N \\ 0 \end{bmatrix} \quad (9.51)$$

La matrice des coefficients possède une dimension $N + 1$. Elle est composée dans sa partie haut-gauche de la matrice identité de dimension N . Sa dernière ligne, correspondant à l'équation de continuité, est composée de 1 sauf pour le dernier élément qui est nul, et sa dernière colonne est la transposée de sa dernière ligne, multipliée par -1 .

Cette même technique peut également être appliqué à la condition imposée par la jonction sur les niveaux d'eau. Soit \tilde{h}_i les hauteurs d'eau estimées par Mc-Cormack et déduites des variables \tilde{A}_i par des considérations géométriques. Toujours par rapport à notre exemple de jonctions à 3 branches, deux contraintes doivent être respectées, à savoir :

$$\begin{cases} h_1 = h_2 \\ h_2 = h_3 \end{cases} \quad (9.52)$$

La méthode des multiplicateurs de Lagrange permet d'écrire, sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 1 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 1 \\ 1 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & -1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h_1 \\ h_2 \\ h_3 \\ \mathbf{I}_1 \\ \mathbf{I}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{h}_1 \\ \tilde{h}_2 \\ \tilde{h}_3 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (9.53)$$

La technique de construction de la matrice des coefficients est toujours identique. Elle est composée de la matrice identité de dimension 3 dans notre exemple, et des deux dernières lignes qui correspondent aux deux contraintes du problème. Les deux dernières colonnes sont les transposées de ses deux dernières lignes, avec le signe inversé. La dimension de ce système d'équations est $2N - 1$ pour une jonction de N branches. Le système (9.53) peut être écrit sous la forme suivante, peut être plus lisible mais moins pratique numériquement :

$$\begin{cases} h_1 - \mathbf{I}_1 = \tilde{h}_1 \\ h_2 + \mathbf{I}_1 - \mathbf{I}_2 = \tilde{h}_2 \\ h_3 + \mathbf{I}_2 = \tilde{h}_3 \\ h_1 = h_2 \\ h_2 = h_3 \end{cases} \quad (9.54)$$

9.4.2 Equation de l'onde diffusante et méthode Muskingum – Cunge

En négligeant les deux premiers termes de l'équation (9.33), celle-ci devient :

$$\frac{\partial \mathbf{I}_1}{\partial x} = A(J_0 - J_f) + \mathbf{I}_2 \quad (9.55)$$

et correspond à l'approximation de l'onde diffusante. Avec l'hypothèse supplémentaire d'un canal prismatique, il est possible (Cunge 1991) mais laborieux d'écrire (9.55) sous la forme :

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \left(\frac{Q}{BD} \frac{dD}{dh} \right) \frac{\partial Q}{\partial x} - \frac{D^2}{2B|Q|} \frac{\partial^2 Q}{\partial x^2} = 0 \quad (9.56)$$

où B est la largeur du profil et D la débitance définie par :

$$Q = DJ_0^{1/2} \quad (9.57)$$

L'équation (9.56) est une équation aux dérivées partielles, du type parabolique, représentant la convection et la diffusion de la variable Q . Ainsi, le débit est transporté à une vitesse c :

$$c = \frac{Q}{BD} \frac{dD}{dh} \quad (9.58)$$

et diffusé avec un coefficient de diffusion d :

$$d = \frac{D^2}{2B|Q|} \quad (9.59)$$

En faisant encore l'hypothèse d'une relation univoque entre le débit Q et la hauteur d'eau h , l'équation (9.56) se réduit à :

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \left(\frac{dQ}{dA} \right)_{x_0} \frac{\partial Q}{\partial x} = 0 \quad (9.60)$$

Cette équation est appelée « équation de l'onde cinématique. » Elle décrit la convection simple du débit à la vitesse c , telle que définie à l'équation (9.58). Elle peut être résolue par le schéma numérique en différences finies suivant, avec les variables indiquées sur la figure 9.9 :

$$\frac{\partial Q}{\partial t} \approx \frac{X(Q_j^{n+1} - Q_j^n) + (1+X)(Q_{j+1}^{n+1} - Q_{j+1}^n)}{\Delta t} \quad (9.61)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial x} \approx \frac{\frac{1}{2}(Q_{j+1}^{n+1} - Q_j^{n+1}) + \frac{1}{2}(Q_{j+1}^n - Q_j^n)}{\Delta x} \quad (9.62)$$

Appliqué à l'équation (9.60), ce schéma permet d'écrire :

$$\frac{X(Q_j^{n+1} - Q_j^n) + (1+X)(Q_{j+1}^{n+1} - Q_{j+1}^n)}{c\Delta t} + \frac{0.5(Q_{j+1}^{n+1} - Q_j^{n+1}) + 0.5(Q_{j+1}^n - Q_j^n)}{\Delta x} = 0 \quad (9.63)$$

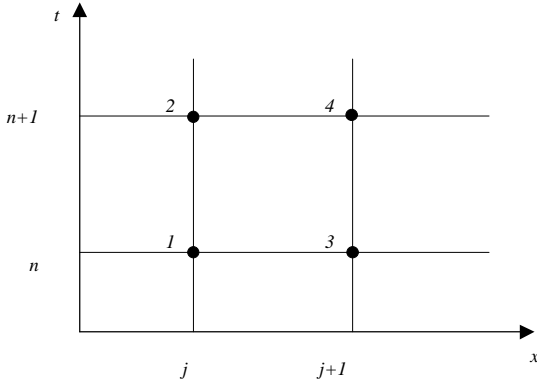


Figure 9.9 : Grille espace-temps pour l'écriture en différences finies de l'équation (9.60)

La résolution de cette équation pour l'inconnue Q_{j+1}^{n+1} aboutit à :

$$Q_{j+1}^{n+1} = C_1 Q_j^{n+1} + C_2 Q_j^n + C_3 Q_{j+1}^n \quad (9.64)$$

avec :

$$C_1 = -\frac{KX - \frac{\Delta t}{2}}{K(1-X) + \frac{\Delta t}{2}}$$

$$C_2 = \frac{KX + \frac{\Delta t}{2}}{K(1-X) + \frac{\Delta t}{2}} \quad (9.65)$$

$$C_3 = \frac{K(1-X) - \frac{\Delta t}{2}}{K(1-X) + \frac{\Delta t}{2}}$$

et :

$$K = \frac{\Delta x}{c} \quad (9.66)$$

L'hydraulicien reconnaît immédiatement ici la formule Muskingum, qui n'est d'ailleurs pas due à Monsieur Muskingum, mais qui porte simplement le nom d'une rivière des Etats Unis. Ainsi, la méthode Muskingum représente-t-elle une approximation en différences finies de l'équation de l'onde cinématique. Ceci n'est qu'une apparence car en fait, en développant les termes de (9.63) en série de Taylor autour du point (j,n) , en admettant que $\Delta x/\Delta t = c$, et en négligeant les termes en Δx^2 , Δy^2 et supérieurs, cette équation peut être écrite sous la forme :

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + c \frac{\partial Q}{\partial x} - cB \frac{\partial^2 Q}{\partial x^2} = 0 \quad (9.67)$$

où :

$$B = \Delta x \left(\frac{1}{2} - X \right) \quad (9.68)$$

Il ressort de cette analyse, proposée par Cunge (1969), que l'équation Muskingum est une écriture en différences finies de l'équation de l'onde diffusante (9.56) à condition de poser correctement la valeur des paramètres K et X . K est défini par l'équation (9.66) et X doit s'écrire, avec la définition de la célérité c et de l'équation (9.68) par :

$$X = \frac{1}{2} - \frac{D^3}{2\Delta x |Q| Q \frac{dD}{dh}} \quad (9.69)$$

Sous sa forme traditionnelle, comme présentée ici, la méthode Muskingum-Cunge ne permet pas la prise en compte d'un débit latéral. Or, un réseau de rivières dans Faitou n'est alimenté que par les hydrogrammes latéraux provenant du calcul du ruissellement de surface. Il est donc nécessaire de compléter quelque peu cette méthode. En désignant par $q_{lat,j}$ le débit latéral unitaire arrivant entre les sections j et $j+1$, l'équation (9.64) devient :

$$Q_{j+1}^{n+1} = C_1 Q_j^{n+1} + C_2 Q_j^n + C_3 Q_{j+1}^n + C_4 q_{lat,j} \quad (9.70)$$

avec :

$$C_4 = \frac{\Delta t \Delta x}{K(1-X) + \frac{\Delta t}{2}} \quad (9.71)$$

et les coefficients C_1 , C_2 et C_3 donnés par l'équation (9.65).

9.5 Génération du modèle de calcul

Comme mentionné à la fin du chapitre 9.2, des outils de génération automatique du réseau de rivières et du réseau de volumes finis sont absolument nécessaires. Pour s'en convaincre, il suffit de signaler qu'un modèle numérique de terrain à mailles de 25 mètres représentant la surface couverte par une carte nationale au 1 : 25'000 est constitué de 701 colonnes et de 481 lignes, soit un total de 337'181 altitudes, ou encore 1600 altitudes par km². Il n'est donc pas raisonnable de croire que l'établissement du modèle de calcul, avec tous ses liens topologiques, puisse se faire « à la main ». Ce travail demanderait un temps considérable et serait certainement encore truffé d'erreurs rendant impossible toute tentative de simulation numérique.

Un modèle numérique de terrain contient toujours quelques « accidents ». Il existe très souvent, même dans des bassins versants alpins à fortes pentes, des zones horizontales ou pire encore, des dépressions locales qui entraînent des augmentations d'altitude le long d'un chemin d'écoulement. En présence de ces « trous », les algorithmes de délimitation automatique du bassin versant fondés sur la direction des vecteurs pente et orientation de chaque cellule ne savent plus par où continuer et s'arrêtent en perdant ainsi parfois une grande partie du bassin.

Ces inconvénients présentent plusieurs origines. La littérature spécialisée propose quelques dizaines d'algorithmes possibles pour générer un MNT à partir d'un semis de points XYZ. Chaque méthode présente des avantages et des inconvénient dépendant du type de relief rencontré, mais aucune n'arrive encore à faire l'unanimité aujourd'hui. Les altitudes observées dans un MNT sont en général toutes interpolées à partir de points voisins et sont donc sujettes à discussion. De plus, la résolution de 25 mètres de la matrice ne permet pas de détecter les petites particularités de la topographie, comme certaines gorges, éléments pourtant essentiels dans le cheminement des eaux.

Face à ce constat, il apparaît indispensable d'autoriser une certaine modification de la topographie afin de pouvoir générer automatiquement et de manière fiable à la fois le réseau de rivières et le modèle en volumes finis de la surface.

9.5.1 Génération du réseau de rivières

La détermination du réseau de rivières en mode matriciel débute par le calcul de la convergence. Cette opération consiste à attribuer à chaque cellule de la matrice la taille, exprimée en nombre de cellules, de son sous-bassin versant. Cet algorithme commence par trier les altitudes par ordre décroissant. Puis, de la cellule la plus haute jusqu'à la cellule la plus basse, il détermine vers laquelle des 8 cellules voisines l'écoulement va se diriger. Ce choix s'effectue en calculant chaque pente entre la cellule traitée et ses voisines. La plus grande pente obtenue permet de désigner la cellule cible. En désignant par l'indice o la cellule origine et par l'indice c la cellule cible, la valeur de convergence C de cette dernière s'obtient alors par :

$$C_c = C_o + C_o + 1 \quad (9.72)$$

Bien évidemment, cette dernière relation est à considérer comme une instruction d'un langage de programmation et non pas comme une équation mathématique. En présence d'une

dépression locale, où aucune pente nulle ou descendante n'est trouvée, la convergence de la cellule origine est modifiée de la façon suivante :

$$C_o = C_o + 0.5 \quad (9.73)$$

De cette manière, les lignes de crêtes du bassin versant possèdent une convergence nulle alors que les fonds de vallées présentent une convergence élevée. Il faut encore relever que cet algorithme ne permet pas d'obtenir des valeurs de convergence croissantes jusqu'à l'exutoire, vu le traitement appliqué en présence de dépressions locales du modèle numérique de terrain. La figure 9.10 présente un exemple de carte de convergence obtenue par Faitou.

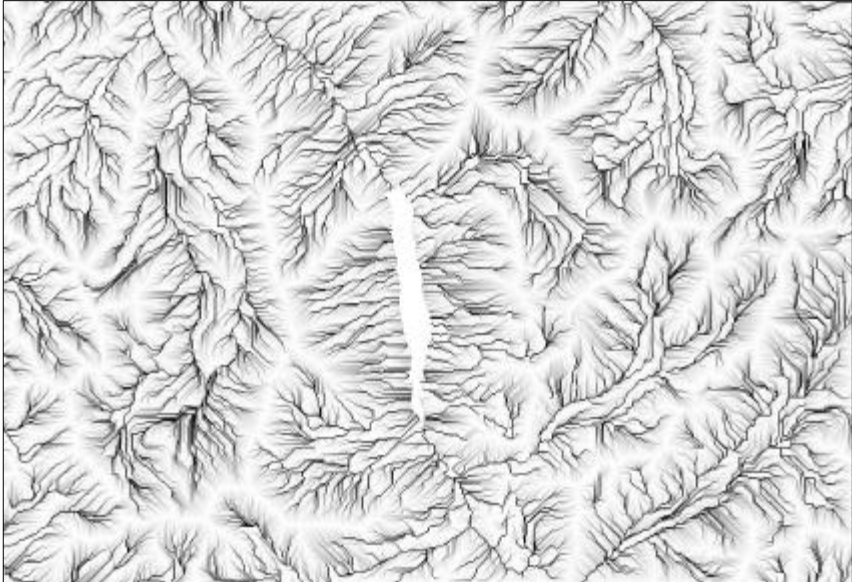


Figure 9.10 : Carte des convergences calculée par Faitou sur l'ensemble du modèle numérique de terrain correspondant à la carte nationale No 1346, Chanrion. Le lac de Mauvoisin apparaît au centre de la carte. Les zones blanches correspondent à des petites valeurs de convergence, alors que les zones noires indiquent une forte convergence. Cette carte des convergences fait ressortir clairement le réseau drainant d'un bassin versant.

Une fois les convergences obtenues pour l'ensemble de la matrice, la détermination des segments de rivières peut débuter. Pour cela, un paramètre C_{\min} doit être choisi. Ce paramètre fixe la valeur seuil de convergence à partir de laquelle une rivière doit être considérée. C_{\min} permet de moduler le niveau de détail du réseau de rivières. Le choix d'une valeur basse implique la génération d'un réseau drainant très dense, alors qu'une valeur élevée ne va détecter que les cours d'eau principaux.

La détermination des segments de rivières ressemble fortement au calcul des convergences. Au lieu d'être effectué sur les valeurs d'altitudes, ce dernier est réalisé sur les valeurs de convergence elles-mêmes qui sont tout d'abord triées par ordre croissant. Chaque valeur

supérieure à C_{\min} marque le début d'un segment. La fin du segment, la cellule cible, est déterminée par une succession de critères.

Le premier critère de choix repose sur la pente maximale, comme pour le calcul de convergence, et permet de trouver la fin du segment de rivière. Si plusieurs pentes entre la cellule origine et ses 8 voisines sont identiques, alors l'algorithme se dirige vers la cellule voisine qui présente la plus grande valeur de convergence. Finalement, si aucun des critères précédents n'est rempli, le passage est forcé dans la direction de la cellule voisine la plus basse, même si celle-ci est située plus haut que la cellule origine. Ce traitement est nécessaire pour sortir des dépressions locales du modèle numérique de terrain.

La troisième phase de cet algorithme de recherche du réseau de rivières consiste à assurer une pente descendante pour chaque segment déterminé. Si un segment à pente montante a été généré, l'altitude z de la cellule cible est corrigée et abaissée selon la relation, exprimée en mètres :

$$z_c = z_o - 0.01 \quad (9.74)$$

Malgré une certaine réticence à modifier le modèle numérique de terrain original, cette opération demeure indispensable pour forcer le passage dans certaines zones tourmentées de la topographie. Certaines régions alpines, comme les petits lacs naturels, présentent un exutoire très encaissé et de petite dimension. Ce niveau de détail échappe à la résolution du MNT à mailles de 25 mètres et aucun point d'altitude n'est pris dans la gorge.

Cette modification des altitudes peut également être considérée comme un filtre numérique élaboré, appliqué au MNT. Au lieu de modifier sans distinction l'ensemble des altitudes par un filtre numérique de type moyenne ou médiane, comme cela est souvent recommandé dans la littérature (Eastman 1992), l'algorithme développé ne corrige le MNT que dans quelques régions ciblées en fonction du réseau drainant.

Ces trois phases, à savoir le calcul de la convergence, la détermination des segments de rivière et la correction des altitudes, représentent une itération du processus global de génération automatique du réseau drainant. L'algorithme itère sur ces trois phases jusqu'au moment où plus aucune altitude sur le MNT n'est à corriger. Le résultat obtenu est une collection de segments de rivières, définis par leur origine et leur fin, ainsi qu'un nouveau modèle numérique de terrain qui assure la continuité des pentes descendantes sur l'ensemble du réseau de rivières.

9.5.2 Génération du modèle de surface

Une simulation par Faitou de la formation et du transfert des crues sur un bassin versant requiert un couplage entre le modèle 2D de surface et le modèle 1D des rivières. Chaque segment de rivière compris entre deux profils est alimenté par deux hydrogrammes latéraux, c'est-à-dire sur chacune de ses rives. Pour assurer l'intégrité de ce couplage, Faitou génère en fait simultanément le modèle de rivières et le modèle de surface.

Pour commencer, la détermination du réseau de rivières est lancée sur l'ensemble du modèle numérique de terrain, mais avec le paramètre $C_{\min} = 0.4$. Cela signifie que chaque point du MNT fait partie d'un segment de rivière. De cette façon, tous les chemins d'écoulements sont certains d'avoir une pente descendante non nulle, condition indispensable au calcul selon les hypothèses cinématiques.

Puis vient la délimitation automatique du bassin versant. Cette opération requiert l'introduction de la notion d'exutoire. Pour Faitou, un exutoire est constitué d'un nombre quelconque de segments créés sur la grille du MNT. Ainsi, un segment choisi sur le tracé d'un cours d'eau permet de représenter un exutoire ponctuel au bas d'une vallée. Mais l'ensemble des segments constituant le contour d'un lac permet de considérer une retenue comme exutoire du bassin versant. La délimitation automatique du bassin versant consiste à détecter toutes les cellules du MNT qui convergent vers l'exutoire. Cette opération se base simplement sur la direction du vecteur orientation de chaque cellule puisque la continuité des pentes descendantes et la suppression des dépressions locales ont été effectuées lors de la détermination du réseau de rivières avec $C_{\min} = 0.4$.

A ce moment, une nouvelle détermination du réseau de rivières a lieu avec la valeur du paramètre C_{\min} souhaitée. Seuls les segments de rivières faisant partie du bassin versant sont créés. La génération du modèle de surface peut dès lors débuter.

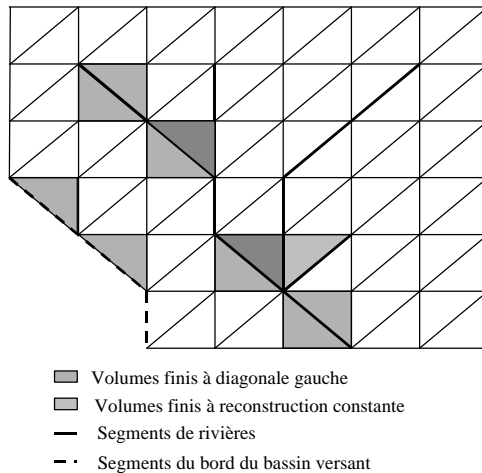


Figure 9.11 : Principales difficultés du maillage automatique de Faitou.

La figure 9.11 regroupe les principales difficultés que doit surmonter le mailleur automatique des volumes finis. Tout d'abord, pour les raisons d'intégrité citées plus haut entre les modèles 2D et 1D, aucun bord de volume fini ne doit traverser un segment de rivière. Faitou ne génère que des volumes finis triangulaires sur les points du MNT. Par défaut, chaque triangle est créé avec une diagonale « droite ». Mais par endroit, le respect des segments de rivières demande une diagonale « gauche ». Cette même difficulté est rencontrée sur la frontière du modèle. Au fur et à mesure de la création des éléments, les données topologiques sont également établies. Elle concernent essentiellement les relations de voisinage pour les bords de chaque volume fini. En effet, la méthode numérique présentée sous 9.3 exige la connaissance, pour chaque bord, de son voisin de droite et de gauche, ainsi que de son voisin amont et aval.

Après la génération complète des volumes finis, le pré-processeur de Faitou s'occupe de créer pour chaque élément les super volumes de contrôle indispensables à la reconstruction linéaire. Là également, la présence du réseau de rivières complique passablement cette tâche. Les super volumes de contrôles qui servent à déterminer le gradient du flux sur chaque volume fini ne doivent jamais traverser une rivière. En effet, les flux sur les différentes rives d'une rivière sont totalement indépendants et il serait aberrant d'estimer leur variation en allant voir ce qui se passe de l'autre côté d'un cours d'eau. Cette situation implique que certains volumes finis sont forcés à une reconstruction constante par manque de voisins, comme le montre également la figure 9.11.

9.6 Tests numériques

9.6.1 Schéma de Mc-Cormack et multiplicateurs de Lagrange

Le modèle numérique pour le calcul des écoulements en rivières qui mérite les tests les plus soignés est bien évidemment le schéma de Mc-Cormack associé à la méthode des multiplicateurs de Lagrange pour le calcul des jonctions. Si le schéma de Mc-Cormack est en soi reconnu, l'imposition très originale des conditions limites se doit d'être validée.

Le test considère trois canaux prismatiques de section trapézoïdale comme le montre la figure 9.12.

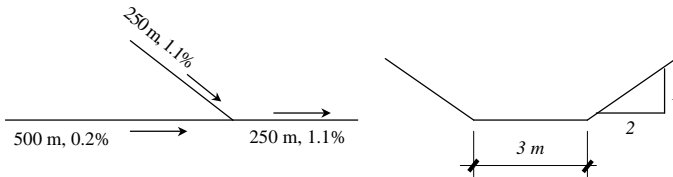


Figure 9.12 : Description géométrique du réseau de rivières pour le test du schéma de Mc-Cormack associé à la méthode des multiplicateurs de Lagrange pour l'imposition des conditions limites à une jonction.

Les pertes de charge sont calculées selon la formule de Strickler avec $K = 30 \text{ m}^{1/3}/\text{s}$. Chaque bras amont de la jonction a un débit initial de $5 \text{ m}^3/\text{s}$, et le bras aval de $10 \text{ m}^3/\text{s}$. Bien que le schéma de Mc-Cormack surmonte sans difficulté une condition initiale quelconque, Faitou initialise cependant les hauteurs d'eau par un calcul stationnaire avec la méthode Standard Step. Une hauteur d'eau constante de 1.50 m est imposée comme condition limite aval. Pour engendrer une situation instationnaire, le débit du bras amont de 250 m de longueur est brusquement augmenté de 5 à $15 \text{ m}^3/\text{s}$ au temps $t = 0$. La figure 9.13 montre l'évolution temporelle de la ligne d'eau sur les trois bras considérés.

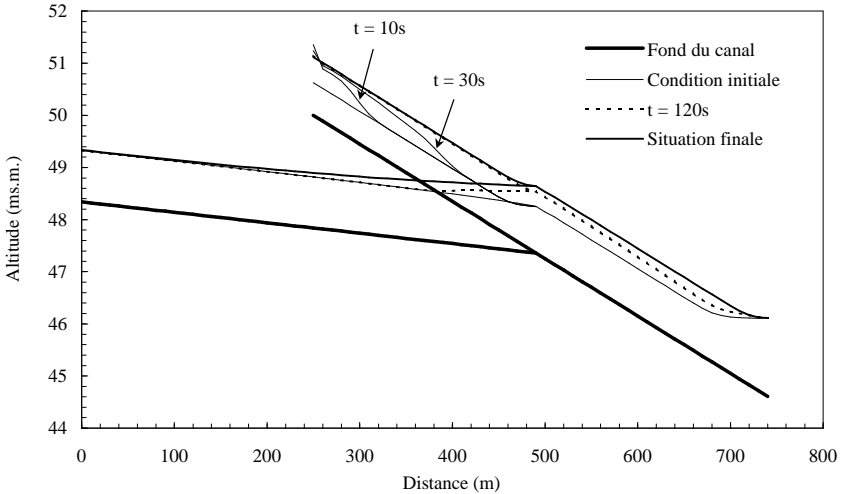


Figure 9.13 : Evolution de la ligne d'eau en fonction du temps pour le réseau de rivières présenté à la figure 9.12. Sur ce profil en long, les deux bras amont sont superposés afin de visualiser la variation de la hauteur d'eau dans la zone de la jonction.

L'imposition des conditions limites à une jonction par la méthode des multiplicateurs de Lagrange s'avère, à l'usage, une technique très robuste et efficace. En pillant le vocabulaire propre au calcul statique des structures, la technique utilisée ici donne une certaine souplesse aux appuis du modèle contrairement à la méthode des caractéristiques qui impose très « durement » ses conditions. Le schéma de Mc-Cormack, qui travaille en interne dans chaque bras, se voit ainsi moins fortement sollicité et a tout loisir de démontrer ses qualités.

9.6.2 Equation de l'onde cinématique et méthodes des volumes finis

Afin de tester les performances de la théorie établie sous 9.3, considérons tout d'abord un simple plan de 1000 m de longueur, de 5% de pente et arrosé par une pluie d'intensité constante de 5^E-6 m/s pendant 15'600 s. Afin de ne tester que l'aspect numérique du problème, les pertes de charges sont calculées selon Strickler avec un coefficient $K = 5 \text{ m}^{1/3}/\text{s}$. Dans ce cas, la théorie développée au chapitre 8 permet d'obtenir la solution analytique, en particulier pour le temps de montée de l'hydrogramme $t_m = 7789$ s. Le débit constant pendant le palier de l'hydrogramme vaut $Q_p = 0.005 \text{ m}^3/\text{s}$.

Plusieurs modélisations de ce plan ont été entreprises avec un nombre variable d'éléments afin de mesurer l'influence de la discrétisation spatiale sur la qualité du résultat. La représentation graphique de l'ensemble des hydrogrammes obtenus ne présente que peu d'intérêt car ils sont tous très proche de la solution analytique. Par contre, l'erreur maximale entre la solution analytique et la simulation numérique se situe toujours en $t = t_m$. La figure 9.14 présente un zoom de cette région avec les différents hydrogrammes obtenus par

reconstruction linéaire et rendus adimensionnels en divisant l'axe du temps par le temps de montée t_m et l'axe des débits par le débit en palier Q_p .

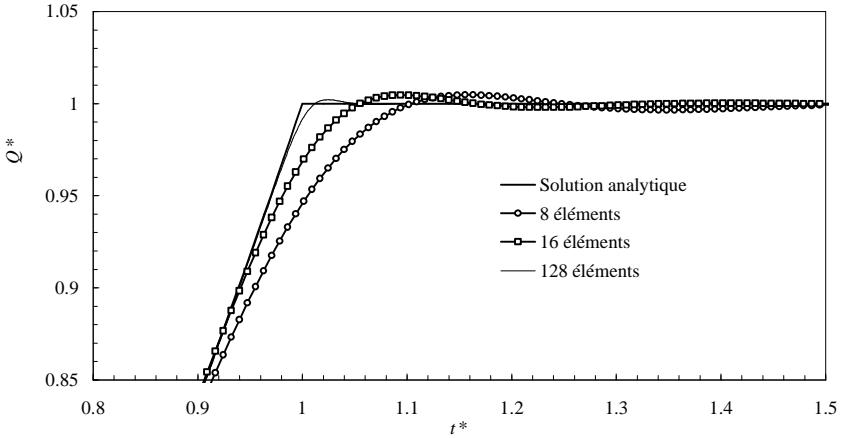


Figure 9.14 : Gros plan sur la phase de stabilisation des hydrogrammes adimensionnels calculés par Fåitou en reconstruction linéaire pour un nombre d'éléments variable. La solution analytique est obtenue avec les développements théoriques présentés au chapitre 8.

Les hydrogrammes simulés montrent tous une tendance oscillatoire en phase de stabilisation. Celle-ci s'amenuise fortement et s'amortit plus rapidement lorsque la discrétisation spatiale est affinée. Cependant, elle ne détériore en aucune manière le bilan global sur le volume.

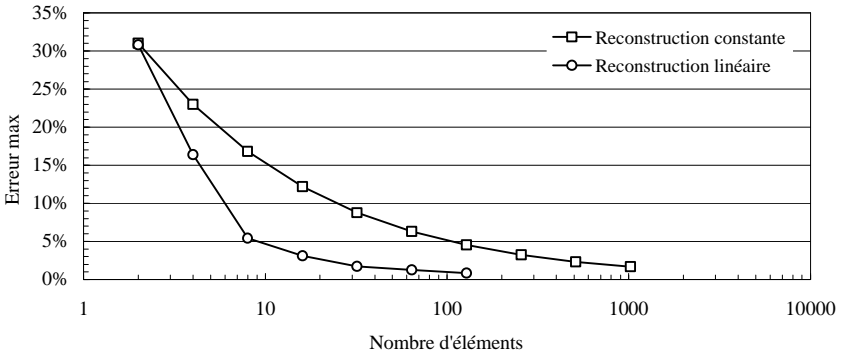


Figure 9.15 : Comparaison des performances de la reconstruction constante et de la reconstruction linéaire en fonction de la discrétisation spatiale, par évaluation de l'erreur maximale sur le débit.

La différence entre une reconstruction constante et linéaire peut également être mise en évidence sur la base de ce premier test. La figure 9.15 représente la convergence de la solution numérique vers la solution analytique en augmentant progressivement le nombre d'éléments pour modéliser le plan. L'erreur maximale entre théorie et simulation numérique est obtenue en $t^* = 1$. Comme cela était attendu, la convergence vers la solution analytique de la technique de reconstruction linéaire est bien meilleure que celle de reconstruction constante. L'augmentation d'un ordre de précision se fait bien remarquer sur cette figure. Il faut encore relever qu'en modélisant le plan avec 2 volumes finis, la reconstruction linéaire devient impossible par manque de voisins. Il est donc normal d'observer dans ce cas une erreur identique entre les deux schémas numériques.

Au vu de ses caractéristiques géométriques très simples, le test du plan à pente constante ne pouvait réserver de trop mauvaises surprises. Elevons les exigences et considérons à présent une succession de deux plans. Le premier mesure 450 m de longueur et présente une pente de 10%. Le second à une longueur de 550 m pour une pente de 1%. Le coefficient de Strickler est le même partout et vaut toujours $K = 5 \text{ m}^{1/3}/\text{s}$. La pluie présente les mêmes caractéristiques que pour le premier test. Cette situation est beaucoup plus exigeante envers la numérique puisque la succession d'une pente forte et d'une pente faible entraîne la formation d'un choc cinématique, qui pourrait également être qualifié de ressaut cinématique. Certains schémas numériques se proposent de détecter, localiser et traiter spécialement les chocs cinématiques. Cette procédure aboutit à de nombreux tests indispensables tout au long du calcul. Le moteur numérique de Faitou pour les écoulements de surface a été développé afin de surmonter ces écueils sans traitements particuliers, à la manière dont le schéma de Mc-Cormack est capable de calculer les ressauts hydrauliques dans les rivières.

La figure 9.16 présente l'évolution temporelle du débit sur l'ensemble du domaine de calcul. La formation du choc cinématique est visible en $x = 450 \text{ m}$ dès le début de la simulation. Il se redresse ensuite fortement en se déplaçant vers l'aval du domaine où il arrive en $t \cong 8000 \text{ s}$. Par la suite, la variation spatiale du débit est parfaitement linéaire, conformément à la théorie.

La figure 9.17, dans un même style de représentation graphique, affiche l'évolution temporelle de la hauteur d'eau sur l'ensemble du domaine. La présence et le développement dans le temps du ressaut devient ici particulièrement visible. Mis à part la tendance oscillatoire déjà remarquée en phase de stabilisation, après le temps de montée, l'analyse de ces figures indique que le schéma numérique retenu pour la résolution des équations de l'onde cinématique offre des performances très satisfaisantes et prometteuses pour la suite de l'étude.

Finalement, la figure 9.18 présente la comparaison entre l'hydrogramme calculé analytiquement à l'aval du domaine et la solution numérique fournie par Faitou. Le comportement théoriquement exact mais plutôt irréaliste de la solution analytique est approché remarquablement par la solution numérique, sans défaut de bilan en volume.

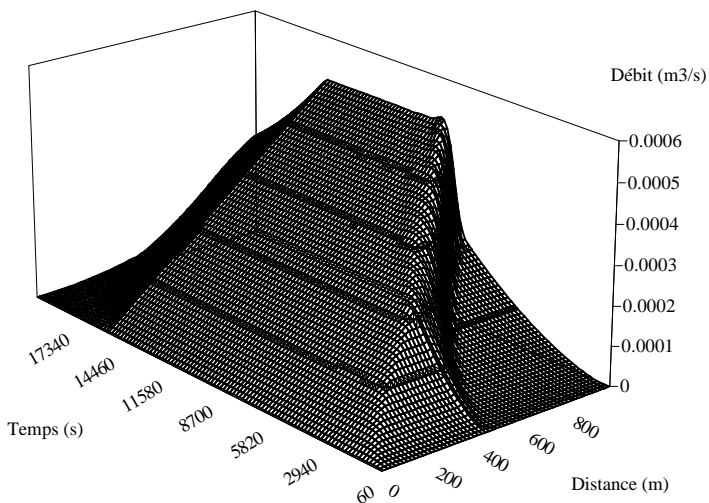


Figure 9.16 : Evolution temporelle du débit sur l'ensemble du domaine. Exemple d'une précipitation d'intensité de 5^E-6 m/s durant 15'600 s, sur deux plans successifs de pente 10%, respectivement 1%, et de coefficient de Strickler $K = 5 \text{ m}^{1/3}/\text{s}$.

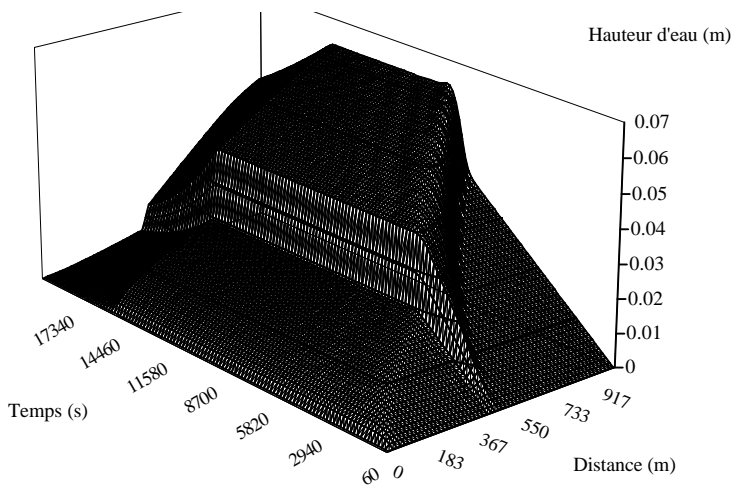


Figure 9.17 : Evolution temporelle de la hauteur d'eau sur l'ensemble du domaine

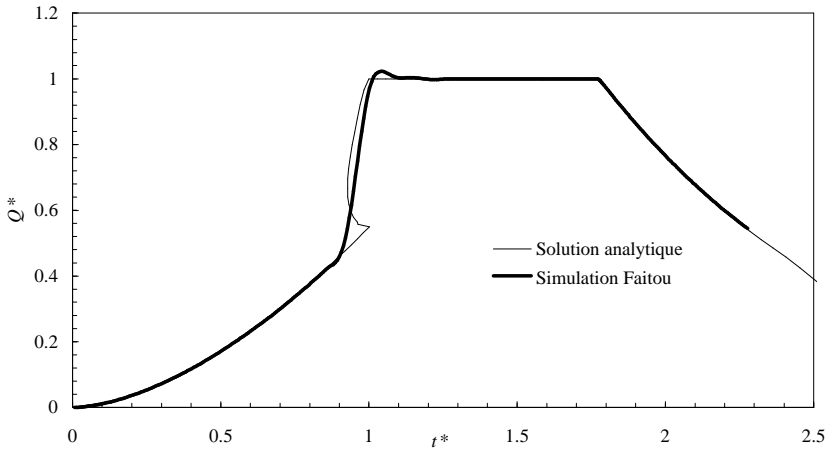


Figure 9.18 : Hydrogrammes analytique et numérique obtenus à l'aval du domaine de calcul pour le test avec deux plans successifs

10 FAITOU : LE LOGICIEL INFORMATIQUE

Le modèle Faitou, tel que présenté dans le chapitre 9, représente un concept intéressant mais inutilisable sans un outil de calcul efficace. Ce programme informatique doit non seulement permettre la résolution numérique des équations retenues, mais également fournir un interface graphique indispensable au contrôle du modèle de calcul et à l'analyse des résultats. A ces exigences s'ajoute celles liées au temps nécessaire au développement informatique et à la maîtrise du langage de programmation.

Le choix du langage de programmation s'est porté sur Visual Basic 5 de Microsoft. Cet outil de développement, vendu à plus de 20 millions d'exemplaires à travers le monde, répond à toutes les contraintes citées ci-dessus. Il permet un développement rapide, grâce notamment à la simplicité du développement de l'interface graphique. La version 5 permet la création de véritables exécutable et son compilateur est identique à celui utilisé pour le langage C++. Ce dernier point assure évidemment la rapidité d'exécution indispensable l'outil de simulation numérique.

Un autre point fort de Visual Basic réside dans son orientation objet. Ce nouveau concept de programmation a aujourd'hui détrôné l'approche procédurale des anciens langages, comme par exemple FORTRAN, si cher aux ingénieurs civils. Considérant que la quasi totalité des logiciels actuels sont développés selon une approche orientée objet, les avantages de ce type de programmation ne sont plus à démontrer. Ils résident principalement dans une structuration très poussée, gage d'une bonne compréhension du problème à résoudre, dans la répartition de la complexité du problème en une multitude de tâches élémentaires, ainsi que dans une maintenance du produit grandement simplifiée.

Il est peut être utile de préciser ici que le lecteur moyennement intéressé par l'informatique est invité à sauter allègrement sur l'ensemble de ce chapitre à l'aspect plutôt ésotérique.

10.1 Petit lexique de la programmation objet.

Avant de véritablement aborder ce chapitre consacré à l'informatique, il semble indispensable de préciser la signification des principaux termes utilisés dans ce domaine. Voici donc le petit lexique de la programmation objet, tel qu'utilisé en Visual Basic.

Un *objet* est une « chose » qui peut être distinctement identifiée. En fonction du niveau d'abstraction, n'importe quoi peut être considéré comme un objet. Ainsi, une certaine personne, une certaine organisation ou une machine peuvent tous être examinés comme des objets. En plus de pouvoir être identifiés, les objets possèdent un certain nombre de caractéristiques qui leur sont associées. Par exemple, une personne a une adresse, un emploi et un âge. L'ensemble de ces valeurs, pouvant être désignées par un nom, constitue les *propriétés* de l'objet. Par exemple, l'objet Homme peut avoir 3 propriétés : Nom, Prénom, Numéro de téléphone. La valeur des propriétés d'un objet peut changer durant son existence. Par contre, le nombre et le nom de chacune est immuable.

Un objet peut effectuer certaines opérations, appelées ses *méthodes*. Un objet Homme peut naître, se nourrir ou se blesser. Il se peut que les méthodes modifient les valeurs de certaines

propriétés. Habituellement, un objet n'effectue ses méthodes qu'à la suite d'ordres provenant de l'extérieur. Si son état se modifie, l'objet peut informer ses voisins en générant des *événements*. Les voisins à l'écoute peuvent alors intervenir pour s'adapter à la nouvelle situation.

Les objets semblables peuvent être regroupés en *classes*. Une classe est une abstraction qui représente l'idée générale d'un ensemble d'objets similaires. Une classe définit l'ensemble des critères qui constituent les points communs à différents objets. Ainsi, les objets Dupont et Durand appartiennent à la classe Homme. En fait, ils sont des *instances* de la classe Homme. Il ne faut pas confondre une classe, qui définit des caractéristiques communes, et les instances d'objets créés à partir de cette classe.

L'ensemble des propriétés et des méthodes d'un objet est appelé son *interface*. Les relations entre un objet et ses voisins ne peuvent se faire qu'au moyen de son interface. L'interface est un contrat entre objets. Une fois choisi, il ne doit plus être modifié car les objets ne sauraient plus se reconnaître et dialoguer entre eux.

Les objets sont *encapsulés*. Ils contiennent à la fois leurs données et le code permettant de les traiter, ce qui rend la maintenance du programme beaucoup plus facile par rapport aux langages traditionnels. L'organisation interne d'un objet est entièrement cachée et n'intéresse pas le client de l'objet. Pour utiliser un objet, il suffit de connaître son interface.

Un objet a toujours un interface par défaut. En plus, Visual Basic permet aux objets d'implémenter plusieurs interfaces, ce qui leur confère des facultés de *polymorphisme*. La plupart des langages de programmation objet assurent le polymorphisme au moyen de l'*héritage*. Cette notion permet de manipuler de manière identique plusieurs sortes d'objets sans devoir connaître absolument à quelle classe ils appartiennent. Par exemple, des objets des classes Cheval, Chien et Chat peuvent aussi être observés au travers de leur interface Mammifère. Si l'intérêt se porte sur des aspects spécialisés, comme hennir, japper ou miauler, il faut les considérer sous leur interface par défaut. Par contre, si on ne considère que leur reproduction, l'interface Mammifère permet de les traiter tous de la même manière.

10.2 Structure objet

10.2.1 Généralités

Malgré la notion d'encapsulation, il ne faut pas penser qu'un objet puisse exister tout seul. Des liens existent entre les différentes classes et la création d'une hiérarchie d'objets est indispensable à la réalisation d'un programme informatique. Trois types de liens entre objets peuvent être mentionnés.

L'héritage est une relation du type « est une sorte de ». Elle permet de raffiner le comportement d'une classe générale en classes plus spécialisées. Les classes spécialisées héritent du comportement général mais développent certains aspects particuliers.

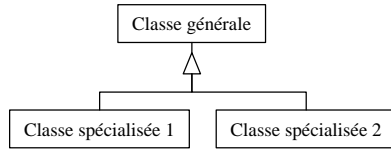


Figure 10.1 : Notation pour une relation d'héritage

L'agrégation est une relation du type « est composé de ». Dans ce cas, une classe est constituée d'objets d'autres classes. Par exemple, l'objet Vélo est composé de deux objets Roues et d'un objet Cadre. Les objets constituants sont accédés par des propriétés de la classe agrégée. L'agrégation est transitive. Dans la structure objet d'Excel, par exemple, si un graphique est un élément d'une feuille, et que la feuille est un élément d'un classeur, alors le graphique est un élément du classeur. L'agrégation est antisymétrique. Si le graphique est un élément d'une feuille, la feuille n'est pas un élément du graphique. Les opérations menées sur une classe agrégée se propagent habituellement sur ses constituants.

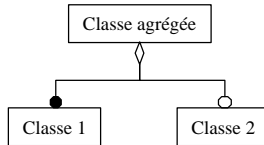


Figure 10.2 : Notation pour une relation d'agrégation. Un ou plusieurs objets Classe 1 peuvent faire partie de Classe agrégée, alors qu'exactly un objet Classe 2 fait partie de Classe agrégée.

Finalement, l'association est une relation structurale entre classes du type « est associé avec ».



Figure 10.3 : Notation pour la relation d'association

La mise en œuvre du modèle Faitou requiert plusieurs traitements qui impliquent, à chaque fois, des manipulations de grandes quantités de données. Faitou étant un modèle entièrement distribué, la grande majorité de ses données possèdent une référence spatiale. Chaque volume fini ou chaque segment de rivières peut être localisé géographiquement sur une carte. Ainsi, la base de données du modèle Faitou tombe-t-elle dans le domaine géré par les systèmes d'informations géographiques (SIG). Ce domaine a connu un développement spectaculaire au cours des dernières années. Son usage est maintenant fréquent dans des domaines aussi différents que l'agriculture, l'armée, le marketing, la distribution de l'électricité ou encore l'hydrologie comme montré à la figure 10.4.

Environmental Systems Research Institute (ESRI) est devenu le leader mondial de ce marché avec, en particulier, le logiciel ARC/INFO. Son petit frère ArcView, vendu tout de même à plus de 200'000 exemplaire à travers le monde, a donné à un large public l'accès aux

SIG grâce à sa simplicité d'emploi. ArcView a été programmé en langage objet. Sa structure objet est exemplaire et permet la gestion, la visualisation et les analyses spatiales de tous les types de données géoréférencées. Face à ces géants de l'informatique, il serait totalement illusoire d'espérer concevoir une structure objet pour la gestion des données spatiales qui soit de meilleure qualité que celle d'ArcView. Faitou s'est donc très largement inspiré de la structure objet de ce programme. Un utilisateur de ArcView pourra ainsi employer Faitou sans un long apprentissage.



Figure 10.4 : Exemple d'utilisation d'un système d'information géographique en hydrologie. Cette carte affiche les zones de distribution d'eau dans la vallée San Joaquin en Californie. Elle a été produite à l'aide du logiciel ARC/INFO par le US Bureau of Reclamation-MPGIS, Sacramento, California.

Plus d'une centaine de classes d'objets sont définies et mises à disposition dans Faitou. Leur description complète, avec la liste de leurs propriétés et de leurs méthodes, sort du cadre de ce rapport de thèse. Néanmoins, pour se rendre compte du travail de structuration obligatoirement requis avant le début des travaux de programmation, un bref aperçu des principales classes est présenté ici.

Pour des raisons informatiques, tous les objets Faitou ont été baptisés en anglais. Leurs noms débutent par le préfixe *ft* pour éviter des confusions toujours possibles avec les objets exposés par d'autres logiciels.

10.2.2 Structure des objets du SIG et de l'interface graphique

La figure 10.5 présente la structure des objets Faitou de haut niveau. Au sommet de la hiérarchie se trouve l'objet *ftRoot*. Il s'agit en fait de l'application Faitou elle-même. A partir de cet objet, il est possible d'accéder à tous les autres. L'objet *ftRoot* gère les options principales du programme et permet l'ouverture ou la création d'un projet. L'objet *ftProject* correspond à un fichier Faitou. Il contient à la fois l'ensemble des documents et le modèle de

calcul lui-même *fitModel*. Les documents représentent le contenu de chaque fenêtre créée dans l'interface graphique. Il peut s'agir de tables, de vues ou de graphiques. Les tables permettent l'affichage des données sous forme tabulaire. Les vues représentent les données sous forme cartographique. Les graphiques, comme ceux d'Excel, facilitent l'interprétation de certains résultats. L'affichage de chaque document est géré par un objet *fitDocumentWindow*. Un projet Faitou peut contenir un nombre illimité de documents, par contre, il ne gère qu'un seul modèle.

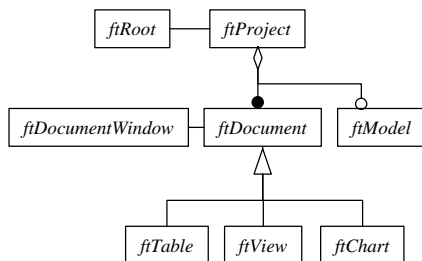


Figure 10.5 : Structure des objets de haut niveau de Faitou. Pour des raisons de clarté de programmation, tous les objets Faitou commencent par le préfixe *fit* et portent un nom anglais.

La figure 10.6 présente la structure objet des tables Faitou. Un objet *fitTable* permet la visualisation des données sous forme tabulaire. Il est l'interface graphique de l'objet *fitVirtualTable*. Ce dernier permet le stockage et la gestion de toutes les données tabulaires. Il est composé d'une collection d'objets *fitField* représentant les différents champs de la base de données et est lié à un objet *fitBitMap* qui permet la gestion des enregistrements sélectionnés.

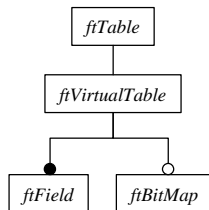


Figure 10.6 : Structure objet des tables Faitou.

L'objet *fitView*, qui permet la représentation des données sous forme cartographique, possède une structure un peu plus complexe montrée à la figure 10.7. Un objet *fitView* contient une collection d'objets *fitTheme*. Un thème est un ensemble d'entités géographiques. Un thème Faitou est comparable avec une couche (layer) dans un logiciel de dessin assisté par ordinateur. Faitou permet la visualisation de deux types de thèmes représentés par les objets *fitImageTheme* et *fitFeatureTheme*. Comme son nom l'indique, l'objet *fitImageTheme* permet l'affichage d'images, comme fond de carte, mais aussi de toutes les données matricielles, comme les modèles numériques de terrain. Il est associé à un objet *fitImageLegend* qui permet

de modifier son apparence. L'objet *ftIntervalLookup* attribue à la valeur contenue dans chaque pixel de l'image un numéro de classe. Le nombre de classes peut être quelconque. Par défaut, il est fixé à 256. Chacune de ces classes correspond à une couleur contenue dans l'objet *ftColorMap*. L'objet *ftImageLegend* assure le travail synchronisé entre la table de recherche et la palette des couleurs.

Le deuxième type de thème Faitou est l'objet *ftFeatureTheme*. Il permet l'affichage des entités vectorielles géoréférencées comme par exemple les segments des cours d'eau ou les volumes finis. Il est étroitement lié à un objet *ftFeatureTable* qui hérite de l'objet *ftVirtualTable* déjà présenté. Il propose, comme comportement spécialisé par rapport à une table normale, la gestion d'une forme pour chaque enregistrement pouvant être dessinée sur la carte. L'objet *ftLegend* permet de régler l'affichage d'un objet *ftFeatureTheme* sur une vue. Par rapport aux valeurs numériques se trouvant dans l'objet *ftField* qui lui est associé, il établit une collection d'objets *ftClassification* et *ftSymbol*. La forme géométrique d'un enregistrement, dont la valeur numérique de son champ actif tombe dans l'intervalle défini par un objet *ftClassification*, sera représentée graphiquement à l'aide des renseignements fournis par l'objet *ftSymbol* correspondant.

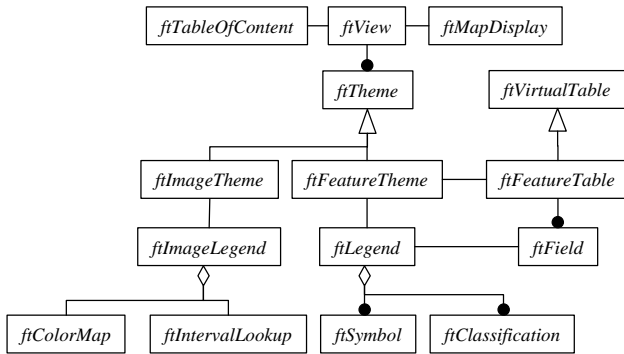


Figure 10.7 : Structure objet d'une vue de Faitou

Beaucoup d'objets ne sont pas présentés ici par souci de concision. Il s'agit en particulier des formes contenues dans chaque enregistrement d'un objet *ftFeatureTable*. Celles-ci peuvent être des points, des lignes, des polygones ou des rectangles. Tous ces objets héritent de l'objet *ftShape* qui est le cœur de toutes les opérations spatiales. Un objet *ftShape* peut par exemple connaître la distance qui le sépare d'un autre, s'il contient ou s'il est contenu dans un autre, s'il possède une intersection avec un autre ou encore s'il se trouve dans un certain rayon autour d'un autre objet *ftShape*. A l'aide de ces capacités élémentaires, il devient possible d'effectuer des opérations de sélection spatiale très puissantes et de grande envergure entre un thème et un autre.

10.2.3 Structure des objets du modèle numérique

Comme le montre la figure 10.8, tous les objets qui concernent le modèle numérique sont dépendants de l'objet *ftModel*. Rappelons qu'un projet Faitou ne gère qu'un seul modèle mais ce dernier, par contre, peut contenir un nombre quelconque de réseaux de calcul afin de

faciliter des comparaisons entre variantes. Un modèle regroupe les capacités de pré-processor et de simulation numérique, alors que le post-processor est assuré par les objets présentés au chapitre précédent.

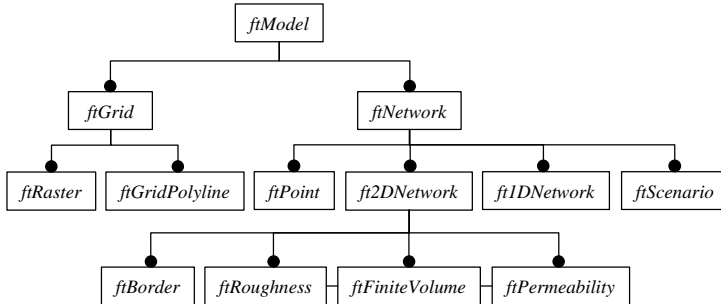


Figure 10.8 : Structure des principaux objets du modèle numérique de calcul.

Les données de base, comme un modèle numérique de terrain, se trouvent généralement sous une forme matricielle. L'objet *ftGrid* définit la résolution spatiale de la matrice ainsi que sa position géographique. Il contient une collection d'objets *ftRaster* et une autre d'objets *ftGridPolyline*. Ces derniers représentent un ensemble de segments passant obligatoirement par des points de la grille et ne pouvant pas franchir une cellule sans s'y accrocher. Initialement, un exutoire est un objet *ftGridPolyline*.

L'objet *ftRaster* n'est rien d'autre qu'une matrice. Les MNT importés, par exemple, deviennent des rasters. Malgré cette apparente simplicité, *ftRaster* est doté de méthodes sophistiquées qui le rendent très performant. Par exemple, une de ces méthodes permet de créer un objet *ftGridPolyline* épousant le contour d'un lac. Mais sa méthode la plus importante est sans conteste *MakeNetwork*. Concrètement, toute la génération couplée des modèles de surface et de rivières présentée sous 9.5 est réalisée par cette méthode. Elle requiert comme paramètre un exutoire sous la forme d'un *ftGridPolyline* et fournit un objet *ftNetwork*. Actuellement, l'usage de cette méthode représente la seule possibilité de créer un modèle de calcul. Grâce à ce seul exemple, le lecteur toujours présent doit commencer à entrevoir la puissance et l'élégance extraordinaire de la programmation objet.

L'objet *ftNetwork* assure la compatibilité entre les réseaux 1D et 2D en gérant, par exemple, une seule et unique collection de points pour l'ensemble. A un niveau inférieur, la figure 10.8 ne développe que l'objet *ft2DNetwork* représentant le modèle de calcul des écoulements de surface. Sa structure est fortement influencée par la méthode numérique des volumes finis, présentée sous 9.3. Il est composé d'une collection de volumes finis à proprement parler, ainsi que d'une collection de bords de volumes finis. Chaque objet *ftFiniteVolume* est lié à un objet *ftRoughness*, qui contient les informations de rugosité et effectue tous les calculs des pertes de charge, et à un objet *ftPermeability* qui gère quant à lui les données et les calculs d'infiltration.

L'objet *ftScenario* rassemble toutes les informations indispensables à une simulation numérique, comme le pas de temps, les temps de début et de fin des calculs, la condition

initiale ou encore la pluie. En fait, une simulation Faitou revient à appeler la méthode *Compute* de l'objet *fiScenario*.

10.3 Interface graphique utilisateur

L'interface graphique de Faitou est du type *multiple-document interface* (MDI). La fenêtre principale englobe toutes les autres fenêtres, comme le montre la figure 10.9.

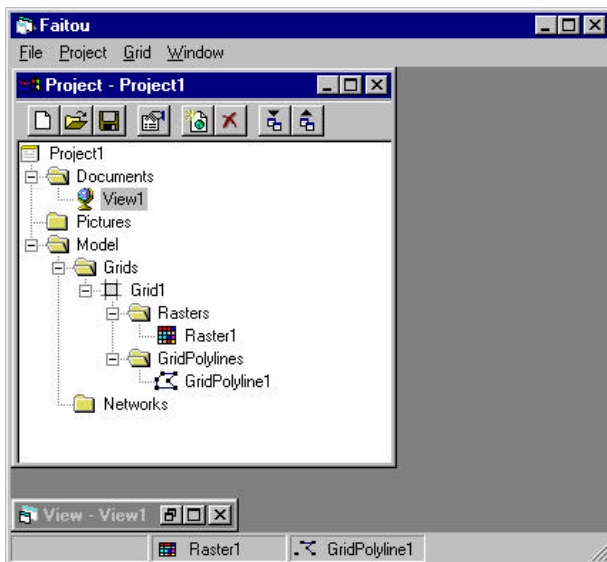


Figure 10.9 : Fenêtre principale de Faitou et fenêtre de projet.

Cette figure représente également la fenêtre de projet qui affiche sous une forme arborescente l'ensemble des objets contenus dans le projet et partiellement décrits ci-dessus.

Le document principal d'un projet est sans doute la vue qui affiche sous forme d'une carte toutes les données à référence spatiale. Un exemple de vue est présenté à la figure 10.10. Une fenêtre de vue est composée de 2 parties principales, à savoir la table des matières à gauche et la carte à droite. La table des matières, qui est également un objet, affiche la liste des thèmes faisant partie de la vue sous la forme d'une collection de légendes. Elle permet également de régler la visibilité de chaque thème et leur ordre de dessin sur la carte. Chaque légende peut être éditée séparément.

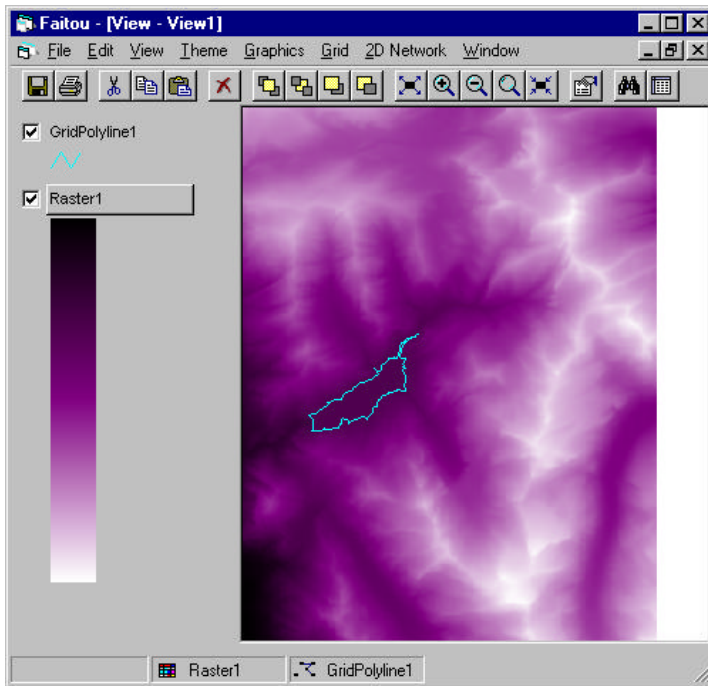


Figure 10.10 : Exemple d'une vue de Faitou.

La partie de droite d'une vue, en fait un objet *ftMapDisplay*, est réservée à l'affichage de la carte. Toutes les opérations classiques de zoom y sont possibles. De plus, cette zone permet la sélection manuelle des entités appartenant à un thème en vue de leur traitement.

10.4 Technologie ActiveX

ActiveX est le nom commercial d'un ensemble de techniques et de services tous basés sur le *Component Object Model* (COM) de Microsoft. L'objectif principal du COM est de pouvoir développer des logiciels à partir de composants existant au lieu de programmer l'ensemble. Ses avantages résident principalement dans une standardisation des technologies utilisées actuellement par tous les langages de programmation sous Windows.

Visual Basic, qui a permis le développement de Faitou, partage cette technologie depuis fort longtemps et a été un pionnier dans le partage et la réutilisation des codes. Un interface graphique se réalise en « posant » des objets déjà réalisés et faisant partie du système Windows, donc du COM. Tous ces composants sont bien connus des utilisateurs de l'informatique. Il peut s'agir d'une fenêtre, d'une barre de menus ou d'outils, d'une liste déroulante ou d'une zone de saisie d'un texte. Le développement d'un interface graphique

consiste donc à rassembler des « morceaux » déjà existants, ce qui permet de le réaliser très rapidement.

Ces mêmes avantages peuvent être obtenus de tous les objets définis par un programme. Informatiquement parlant, Faitou est un ActiveX EXE. Cela signifie qu'il peut se comporter aussi bien comme un programme exécutable standard que comme un serveur d'objets. Excel97 ou Word97, qui a permis l'édition de ce rapport, sont également des ActiveX EXE. Ils mettent donc à disposition d'un client éventuel l'ensemble des capacités de leurs objets. Une macro Excel est un exemple d'utilisation des objets exposés par ce tableur. En quelques lignes de code, un nouveau programme très performant est réalisé. Sans ce partage des composants, plusieurs mois de programmation auraient été nécessaires pour obtenir un programme de même efficacité.

Comme Faitou est un ActiveX EXE, il expose également ses objets à qui le souhaite. Pour illustrer les avantages de cette technologie, supposons que les paramètres de rugosité du modèle Faitou doivent être calés afin que la simulation concorde avec les mesures. Faitou ne propose pas en interne un algorithme d'optimisation. Par contre, Excel offre son solveur qui pourrait certainement résoudre ce problème. Il faut donc réaliser un assemblage entre programmes afin d'utiliser dans chacun d'eux les fonctionnalités qui nous intéressent.

Cette opération devient presque triviale grâce à la technologie ActiveX. Il suffit d'écrire une macro Excel qui utilise les objets Faitou pour initialiser et lancer une simulation, et récupérer l'hydrogramme calculé. Le solveur peut alors être lancé sur une fonction objective à minimiser, comme par exemple la somme des erreurs carrées entre mesure et simulation. Une telle macro Excel a réellement été écrite dans ce but. Elle ne dépasse pas 20 lignes de code. Une opération aussi lourde que le calage d'un modèle numérique peut ainsi être réalisée très simplement.

Les applications de cette technologie sont très nombreuses. Elles peuvent également concerner le transfert d'information entre logiciels. Il suffit de signaler, pour s'en convaincre, que tous les programmes de la suite Office97 partagent cette technologie, ainsi que des programmes plus techniques comme AutoCad V14, LabView V5 ou, comme promis, la prochaine version 4 d'ArcView.

Dans son état de développement actuel, Faitou compte 20'000 lignes de code. La mise en annexe de son *listing* ferait donc augmenter la taille de ce rapport d'environ 400 pages.

11 ESSAIS EN ECOULEMENTS NON-UNIFORMES ET NON-STATIONNAIRES

Les essais en écoulement uniforme dans le milieu en billes ont permis l'élaboration d'une nouvelle loi décrivant de manière satisfaisante le comportement observé. Ces essais, présentés au chapitre 5, possèdent un caractère de « laboratoire » plutôt théorique pour ne pas dire académique. Il constituent toutefois la première étape indispensable dans l'étude du phénomène très complexe du ruissellement de surface sur terrains naturels. Seuls des essais en écoulements permanents et uniformes sur une géométrie très bien définie pouvait mettre en évidence les tendances originales que la nouvelle loi permet de reproduire.

Mais plusieurs pas supplémentaires sont encore indispensables avant d'acquérir la certitude de validité de cette théorie sur les terrains naturels, à l'échelle du bassin versant. Dans un premier temps, il est apparu indispensable d'effectuer une série d'essais sous simulateur de pluie et sur des surfaces s'approchant davantage de la réalité. Ainsi, la nouvelle loi de comportement et le programme *Faitou* pouvaient être validés dans des situations d'écoulements non-stationnaires et non-uniformes.

11.1 Installation d'essais

Pour permettre une analyse simple des résultats qui mette clairement en évidence l'influence des paramètres variables, l'essai standard choisi correspond au cas présenté sous 7.2.2, pour lequel une solution analytique existe si les pertes de charge peuvent être calculées à l'aide d'une formule empirique. Mais l'usage de la nouvelle formulation présentée sous 6.4 annule toute solution analytique et seule la simulation numérique permettra l'analyse de ces essais.

Rappelons que pour réaliser le type de situation décrite sous 7.2.2, l'installation d'essai doit permettre de créer une pluie uniforme dans l'espace et constante dans le temps, avec un début et une fin d'averse aussi rapides que possible. La surface de ruissellement doit être plane, imperméable et de pente constante sur toute la longueur de l'écoulement, mais modifiable. Les éléments de rugosité doivent présenter des caractéristiques géométriques semblables et leur répartition doit être homogène dans l'espace. Le système de mesure du débit doit offrir la meilleure précision possible, même pour des valeurs extrêmement petites. Il doit également permettre de suivre l'évolution du débit en fonction du temps.

11.1.1 Simulateur de pluie

Deux types principaux de simulateurs de pluie ont été développés par le passé (Auerswald, 1992). Les simulateurs à buses permettent de gicler de l'eau à partir d'endroits ponctuels. L'uniformité spatiale est par conséquent difficile à obtenir. Ils offrent cependant l'avantage de nécessiter une faible hauteur de chute des gouttes, car ces dernières sortent de la buse avec une vitesse initiale. La vitesse limite de chute est ainsi atteinte sur une distance réduite. Le réglage de l'intensité de ce type de simulateur peut s'effectuer soit en variant la pression d'alimentation des buses, soit en modifiant leur période d'oscillation. Dans le premier cas, la trajectoire des gouttes est différente pour chaque pression et le schéma d'aspersion, c'est-à-

dire la distribution de l'intensité sur la surface du sol peut présenter des performances d'uniformité variables selon l'intensité de la pluie. Les simulateurs à buses oscillantes n'offrent évidemment pas une intensité constante dans le temps si une petite échelle temporelle est considérée. Il s'agit en fait du passage d'un jet toutes les n secondes, la fréquence de passage augmentant pour produire une intensité plus élevée. Ce type de simulateur peut posséder d'excellentes performances pour des essais de longue durée, comme cela est le cas dans les études d'érosion des sols. Mais il ne semble pas très adapté à l'étude hydraulique du ruissellement car le passage d'un jet à intervalles réguliers influence très certainement la formation de la lame d'eau ruisselante.

En raison de ces diverses considérations, le choix du simulateur s'est porté sur le deuxième type connu, celui à formateurs de gouttes. Un grand nombre de tuyaux capillaires, alimentés par une conduite sous pression, génèrent la pluie. Comme la vitesse de la goutte en sortie du tuyau est nulle, ils requièrent une hauteur de chute plus importante pour atteindre la vitesse limite de chute de la goutte.

Un tel simulateur existe dans le "Grosslabor" de l'institut fédéral de recherche sur la forêt, la neige et le paysage à Birmensdorf, qui a pu être utilisé pour la réalisation de cette série d'essais (voir figure 11.1).

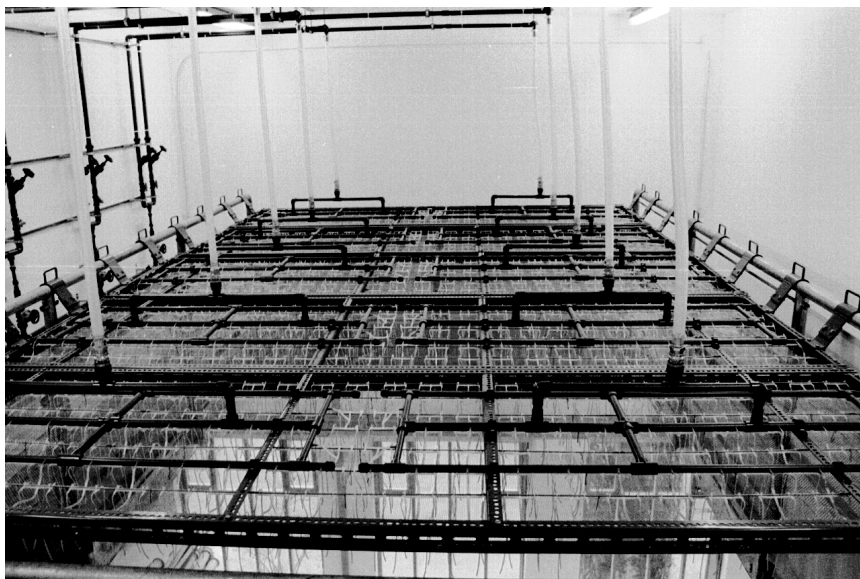


Figure 11.1 : Le simulateur de pluie de l'Institut Fédéral de Recherche sur la Forêt, la Neige et le Paysage (WSL – FNP) à Birmensdorf (ZH).

La surface de 15 m² disponible pour les essais est arrosée par 37'500 tuyaux capillaires. Chacun d'eux est alimenté par un réseau en charge relativement compliqué. Ce réseau d'alimentation est contrôlé par plusieurs vannes permettant le réglage d'un débit et donc d'une intensité. Il est couplé avec le réseau d'air comprimé afin de pouvoir le sécher intégralement en fin d'essais, ceci pour éviter toute détérioration des fragiles tuyaux capillaires. Dans le même but, l'eau utilisée est préalablement déminéralisée et déionisée. Cette installation d'essai, certainement unique au monde, peut sans aucun doute être considérée comme la Rolls Royce des simulateurs de pluie.

A fins de contrôle, un réglage d'uniformité de l'intensité de pluie a été effectué. Ce travail a été réalisé en disposant au sol une centaine de bouteilles, chacune surmontée d'un entonnoir. Après arrosage, le volume récolté dans chaque bouteille était mesuré et converti en une hauteur d'eau x .

Christiansen (1941) a proposé un coefficient statistique u qui permet la mesure de l'uniformité d'un système d'irrigation par sprinkler :

$$u = 1 - \frac{\sum |x_i - \bar{x}|}{\sum x_i} \tag{11.1}$$

où \bar{x} est la moyenne arithmétique des n hauteurs d'eau x_i mesurées, pondérées par la surface influencée. La sommation est effectuée sur n valeurs. Le coefficient u obtenu pour le simulateur de pluie de Birmensdorf est représenté en fonction de l'intensité de la pluie à la figure 11.2.

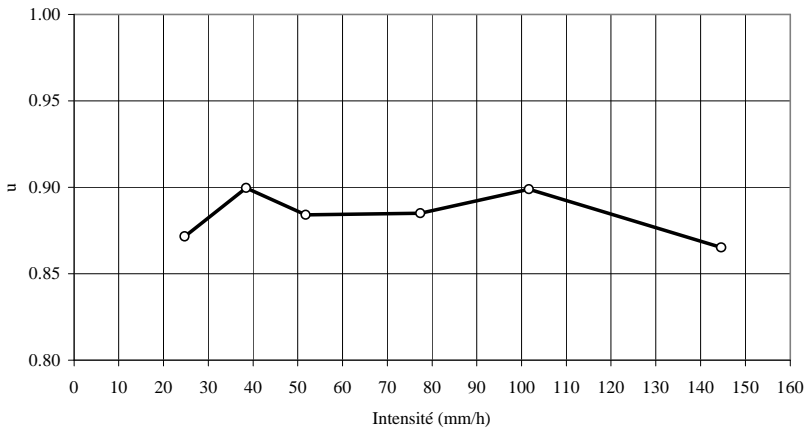


Figure 11.2 : Coefficient d'uniformité u du simulateur de pluie de Birmensdorf pour différentes intensités de pluie

La valeur limite du coefficient u à partir de laquelle l'uniformité est jugée satisfaisante est de 0.8 (Hall 1969). Le simulateur utilisé atteint donc un niveau de performance élevé. Comparé à d'autres simulateurs décrits dans la littérature, il présente des caractéristiques supérieures à celles obtenues ailleurs. Il faut encore relever qu'un simulateur à buses ne réalise jamais de telles performances d'uniformité.

11.1.2 Plan inclinable

Le plan inclinable devait également servir à une autre recherche concernant l'érosion des terrains alpins. Il devait pouvoir contenir une couche d'environ 40 cm de terre. Des supports ont ainsi été installés au-dessus de la couche de sol pour l'appui de plaques en PVC sur lesquelles le ruissellement a pu être étudié.

La surface utilisable possède une largeur de 2 mètres et une longueur de 4.30 mètres. La pente peut varier en continu entre 0 et 45 degrés. Les manoeuvres de changement de pente s'effectuent à l'aide du pont roulant de la salle.

Un entonnoir fixé à l'aval récolte les eaux de ruissellement et les concentre dans une cuve pour la mesure du débit. La figure 11.3 présente une vue d'ensemble de cette installation.

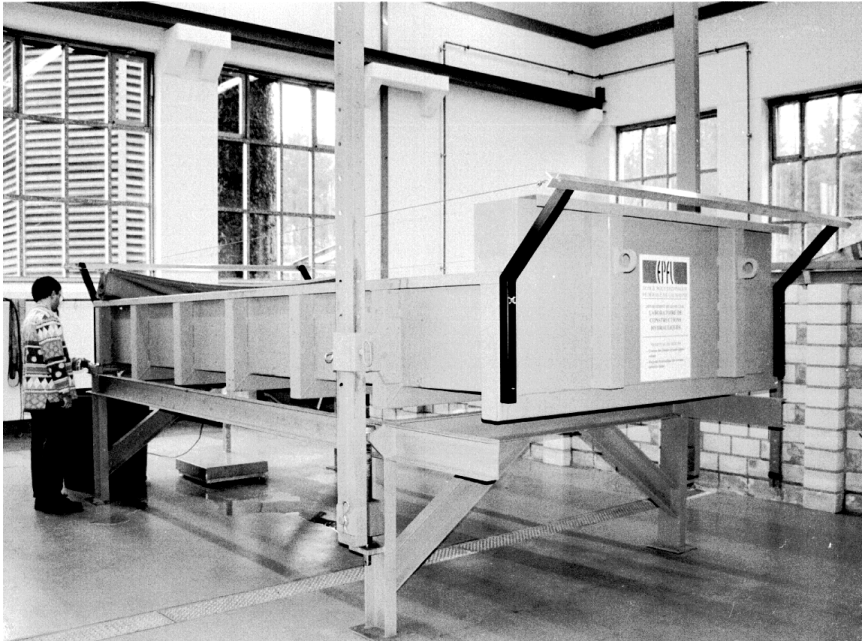


Figure 11.3 : Plan inclinable disposé sous le simulateur de pluie de Birmensdorf

11.1.3 Types de surfaces testées

Les surfaces de rugosité artificielle doivent présenter des caractéristiques aisément mesurables. Il a été choisi de les créer avec des grains de sable de diamètre presque constant, disposés uniformément sur une plaque étanche. Comme pour les essais de Nikuradze, la densité des grains de sable est maximale, c'est-à-dire que chaque grain touche ses voisins.

Du sable de quartz, offrant une distribution granulométrique étroite, a été collé avec de la résine époxy sur des plaques de PVC. Cette méthode permet d'obtenir une surface de bonne qualité qui résiste aux agressions chimiques de l'eau déminéralisée du simulateur et aux impacts des gouttes d'eau.

11.2 Système de mesure

Dans le cas du ruissellement de surface sur un plan de 4.30 m de longueur, la mesure directe de la hauteur d'eau ou de la vitesse de l'écoulement est quasi impossible. En effet, les hauteurs d'eau, de l'ordre du millimètre, sont comparable avec la taille des grains de sable. La surface libre de l'écoulement ne peut pas être considérée comme plane et la hauteur varie donc d'un endroit à l'autre. Pour les calculs, la hauteur considérée est une valeur moyenne dans une section.

La mesure de la vitesse peut éventuellement être effectuée à l'aide de traceurs chimiques ou optiques. Mais il est très difficile d'affirmer ensuite que la vitesse mesurée correspond à la vitesse moyenne et non pas à la vitesse maximale se produisant en surface. De plus, une hypothèse sur le profil des vitesses est nécessaire. Les chercheurs ayant utilisés cette méthode ont éprouvé beaucoup de difficultés pour interpréter leurs résultats.

En fait, la seule grandeur réellement mesurable est le débit à l'aval du plan. Après plusieurs essais, le choix d'une technique de mesure du débit aval s'est porté sur une mesure volumétrique. L'ensemble de l'eau qui s'écoule est récolté dans un bac de 300 litres posé sur une balance électronique. La résolution extraordinaire de cette balance est de 2 grammes pour une capacité de 300 kilos. Le terminal de pesée est équipé d'un interface RS232 relié à un ordinateur. Cet interface est commandé directement depuis le tableur Excel auquel a été ajouté une macro complémentaire développée par National Instrument : "Measure for Windows". Ce système permet d'acquérir directement les valeurs de poids dans les cellules du tableur.

Le mode "Envoi en continu" de la balance a été choisi pour effectuer la mesure du poids en fonction du temps. Dans ce mode, la balance envoie tous les 16 centièmes de seconde une chaîne de caractères qui exprime le poids mesuré en kilos. Excel enregistre 375 valeurs sur une minute d'essai, les écrit dans la feuille de calcul et recommence la procédure. Ce processus peut être interrompu à tout instant par l'utilisateur.

Le résultat brut est la courbe du poids cumulé en fonction du temps. Un tel résultat est présenté à la figure 11.4.

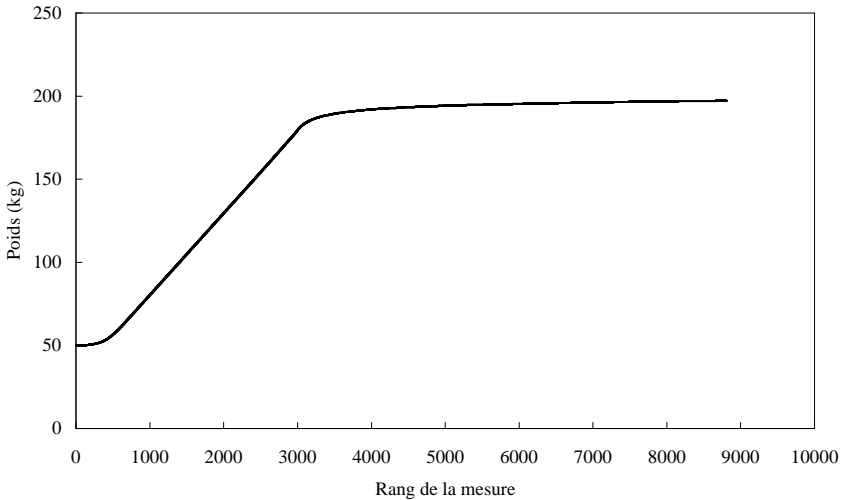


Figure 11.4 : Evolution temporelle du poids de l'eau récoltée à l'aval du plan de ruissellement

11.3 Procédure d'essais

Les opérations effectuées pour chaque condition d'essai peuvent se résumer comme suit. La pente est réglée grâce à un système de niveau hydraulique. Une bâche étanche est déroulée sur l'ensemble de la surface étudiée. Le simulateur de pluie est alors ouvert et son intensité est réglée à l'aide d'un rotamètre mesurant le débit total. Le logiciel d'acquisition de la mesure du poids est enclenché. Après une minute, la bâche est brusquement retirée et la pluie commence à tomber sur la surface essayée. Après quelques minutes (entre 4 et 10 minutes), la bâche est à nouveau remise sur le plan, ce qui marque la fin de la pluie. La vanne d'alimentation du simulateur peut être fermée et l'ordinateur enregistre la décrue durant une demi-heure. Le programme d'acquisition est alors arrêté et les données sauveées sur le disque dur.

La présence de la bâche et ses mouvements s'expliquent par le fait que le simulateur possède une grande inertie lors de son ouverture et de sa fermeture. A partir de l'ouverture de la vanne principale d'alimentation, la mise en eau complète des tuyaux capillaires dure environ une minute et c'est seulement après ce laps de temps que la pluie débute. A la fermeture, l'eau contenue dans les tuyaux continue de s'écouler lentement pendant plusieurs dizaines de minutes. Pour obtenir des débuts et des fins de pluie "instantanés", il a donc été nécessaire de disposer d'une bâche permettant de protéger de la pluie la surface testée.

11.4 Programme des essais

80 essais ont été réalisés en faisant varier la granulométrie des éléments de rugosité, la pente du plan inclinable et l'intensité de la pluie.

Granulométrie (mm)	0.7-1.2	2.0-3.0	5.0-8.0	7.0-15.0	
Pente (%)	1	3	10	30	60
Intensité (mm/h)	30	70	100	140	

Tableau 11.1 : Valeurs paramétriques utilisées pour le programme des essais.

11.5 Traitements préliminaires des résultats

De prime abord, le calcul d'un hydrogramme à partir de la courbe des poids cumulés ne semble ne poser aucune difficulté particulière. Il suffit, en effet, de diviser chaque mesure de poids par la masse volumique de l'eau pour obtenir la courbe des volumes cumulés et de dériver ce signal pour obtenir le débit

$$Q = \frac{d\left(\frac{P}{\gamma}\right)}{dt} = \frac{dV}{dt} \quad (11.2)$$

où P représente le poids, γ est le poids volumique et V le volume d'eau. Si cette relation est appliquée numériquement sur le signal mesuré de la figure 11.4, un bruit très important apparaît sur l'hydrogramme. Ce bruit s'explique par la grande résolution de la balance et sa haute fréquence d'acquisition. Un courant d'air peut, par exemple, entraîner une diminution de 2 grammes, d'une mesure à l'autre, alors que la tendance générale est à une augmentation constante du poids. Le calcul numérique d'une dérivée peut donc sauter entre des valeurs positives et des valeurs négatives du débit.

Pour de très petits débits, plusieurs mesures, acquises tous les 16 centièmes de seconde, peuvent être identiques. Le débit calculé par dérivée est donc nul dans ce cas. La figure 11.5 présente un hydrogramme calculé par simple dérivée.

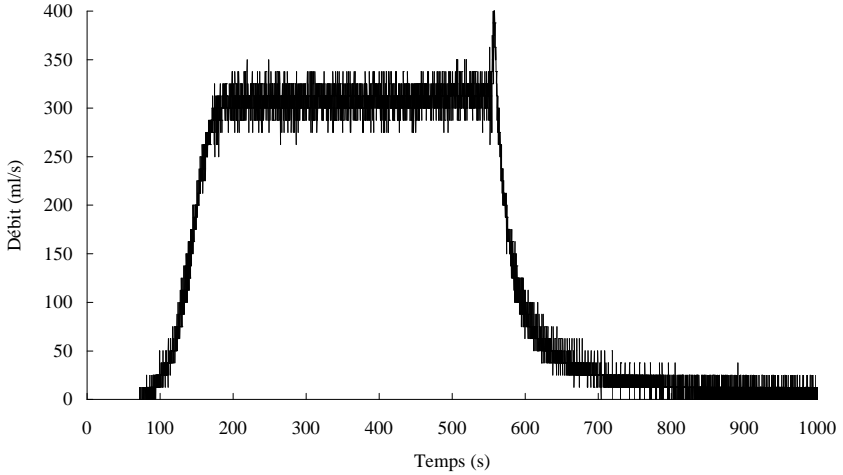


Figure 11.5 : Hydrogramme de crue calculé par dérivée en avant

Une autre méthode de calcul, fondée sur un volume minimal mesuré, permet d'obtenir un résultat moins bruité. Le calcul du débit moyen sur le pas de temps précédent est déclenché lorsqu'un volume minimal a été mesuré par la balance. Ce volume minimal est fonction du débit précédent et la relation choisie s'écrit :

$$V_{\min} = 6 + 5 \cdot Q_{\text{préc}} \quad (11.3)$$

où V_{\min} est le volume minimal en ml et $Q_{\text{préc}}$ le débit précédemment calculé en ml/s. Cette relation signifie qu'au début de l'hydrogramme, lorsque $Q_{\text{préc}}$ est nul, il faut que la balance ait enregistré une augmentation de 6 grammes pour que le calcul du débit moyen soit effectué. Pour un débit de 200 ml/s, une augmentation de poids de 1006 grammes est alors nécessaire. Lorsqu'un calcul est effectué, le temps t_i et le poids P_i sont enregistrés. Pour chaque mesure suivante, $(P - P_i) \gamma$ est comparé à V_{\min} . Lorsque $(P - P_i) \gamma$ est supérieur à V_{\min} pour un temps t_{i+1} , le débit est calculé pour l'intervalle de temps entre t_i et t_{i+1} par

$$Q = \frac{(P_{i+1} - P_i) \gamma}{(t_{i+1} - t_i)} \quad (11.4)$$

Cette méthode conduit à obtenir des débits constants par palier, sur des intervalles de temps variables. Appliquées au même essai que celui représenté à la figure 11.5, elle permet d'obtenir l'hydrogramme montré à la figure 11.6.

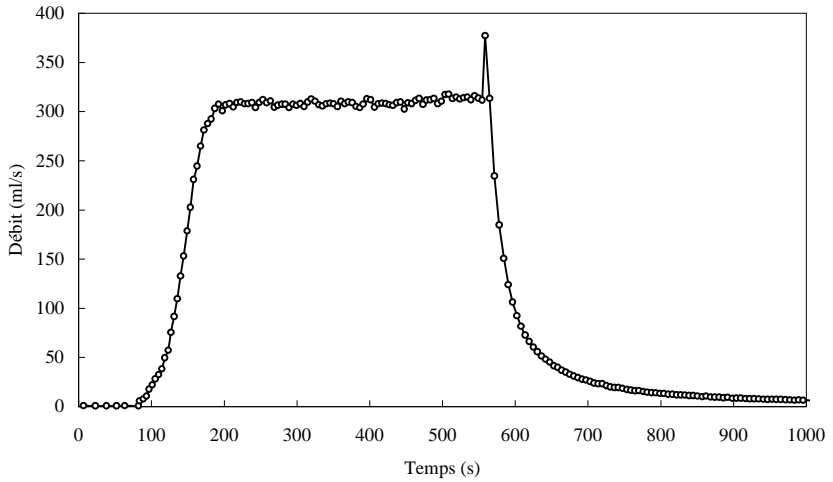


Figure 11.6 : Hydrogramme calculé selon la méthode du volume minimal

Cette méthode offre également l'avantage de réduire par un facteur 25 environ la taille de la série décrivant un hydrogramme.

12 ANALYSE DES ESSAIS EN ECOULEMENTS NON-UNIFORMES ET NON-STATIONNAIRES

12.1 Analyse traditionnelle

Par analyse traditionnelle, il faut entendre l'approche présentée sous 7.2. Comme cela est habituellement présenté dans la littérature concernant le ruissellement de surface, la relation univoque entre la vitesse de l'écoulement et la hauteur d'eau est exprimée sous la forme :

$$V = \mathbf{a} h^{m-1} \quad (12.1)$$

avec \mathbf{a} et m deux coefficients à définir. L'hypothèse (12.1) permet alors d'écrire l'équation de l'onde cinématique sous la forme :

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \mathbf{a} \frac{\partial h^m}{\partial x} = i \quad (12.2)$$

L'équation (12.1) peut représenter plusieurs lois différentes, à savoir toutes les formules empiriques présentée sous 2.3.1 ou encore la loi de Hagen-Poiseuille généralisée:

$$V = \frac{8gJ_0}{kn} h^2 \quad (12.3)$$

L'équation (12.3), qui est la solution analytique pour un écoulement laminaire sur plan, est identique à l'équation (12.1) à condition de poser :

$$m = 3$$
$$\mathbf{a} = \frac{8gJ_0}{kn} \quad (12.4)$$

Dans cette approche classique, le nombre de Reynolds est défini comme :

$$R = \frac{Vh}{\mathbf{n}} = \frac{q}{\mathbf{n}} \quad (12.5)$$

où q est le débit unitaire en $\text{m}^3/\text{s}/\text{m}$. Sur l'ensemble des essais effectués et présentés à l'annexe 2, le plus grand nombre de Reynolds calculé selon (12.5) n'excède pas $R = 167$. Cela signifie que l'ensemble des essais présentent un écoulement laminaire et que l'équation

aux dérivées partielles (12.2) doit être résolue avec les coefficients \mathbf{a} et m définis par (12.4).

Dans l'expression de \mathbf{a} apparaît le coefficient \mathbf{k} qui permet le calcul du coefficient de frottement f par rapport au nombre de Reynolds R sous la forme :

$$f = \frac{\mathbf{k}}{R} \tag{ 12.6 }$$

Rappelons que la solution théorique de l'écoulement laminaire sur plan donne $\mathbf{k} = 24$, mais que des essais rapportés dans la littérature ont conduit à l'obtention de valeurs largement plus élevées, pouvant atteindre $\mathbf{k} = 40'000$ comme l'indique le tableau 2.1. La discussion essentielle porte évidemment sur la valeur du coefficient \mathbf{k} .

Par optimisation numérique, ce coefficient a été déterminé pour tous les essais effectués et est également donné dans l'annexe 2. Il est représenté graphiquement en fonction de la pente, de l'intensité de la pluie et du diamètre moyen des grains sur la figure 12.1.

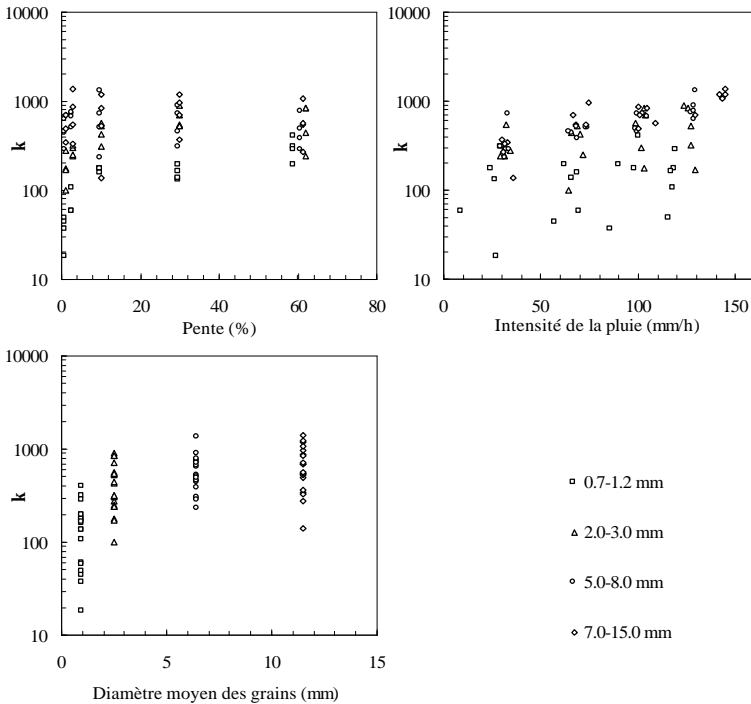


Figure 12.1 : Relations entre le coefficient \mathbf{k} et la pente, l'intensité de la pluie et le diamètre moyen des grains.

Il n'est pas vraiment possible de conclure à une relation évidente entre k et la pente. Tout au plus, le coefficient k semble montrer, pour la pente de 1%, des valeurs sensiblement inférieures à celles obtenues avec des pentes plus grandes.

Par contre, il apparaît que k a tendance à augmenter avec l'intensité de la pluie, comme cela a été suggéré par l'équation (2.8) et le tableau 2.2. Mais la dispersion des mesures est telle qu'il n'est pas raisonnable de tenter le calage d'une quelconque relation mathématique.

Le dernier graphique de la figure 12.1 présente la relation k - diamètre moyen des grains. Il n'est pas étonnant de constater une certaine augmentation de k avec la taille des rugosités. Mais à nouveau, la dispersion est très importante comme le synthétise le tableau 12.1.

Classe granulométrique	k_{\min}	k_{\max}
(mm)	(-)	(-)
0.7-1.2	18	394
2.0-3.0	100	897
5.0-8.0	229	1291
7.0-15.0	139	1392

Tableau 12.1 : Valeurs mesurées minimales et maximales du coefficient k pour chaque classe granulométrique.

Ainsi, l'approche traditionnelle ne saurait aboutir à un résultat plus précis que celui présenté dans ce tableau.

12.2 Paradoxes constatés

En regard des résultats peu satisfaisant obtenus par l'approche traditionnelle, il serait intéressant de mettre en doute l'hypothèse selon laquelle tous ces hydrogrammes sont en écoulement laminaire. Cette analyse du régime d'écoulement peut s'effectuer grâce aux développements présentés sous 7.2.2 concernant la montée de l'hydrogramme.

Toujours avec l'hypothèse de validité de l'équation (12.1), la solution analytique de la montée en crue s'écrit :

$$q = a(it)^m \tag{ 12.7 }$$

Ainsi, si les montées en crue sont représentées dans un graphique en double échelle logarithmique, les points doivent s'aligner sur une droite de pente m . Si l'écoulement est laminaire, cette pente vaut alors $m = 3$ comme l'indique l'équation (12.4). Par contre, si il est turbulent et qu'il peut être décrit par la formule de Strickler, il est aisé de montrer que cette pente vaut $m = 5/3$.

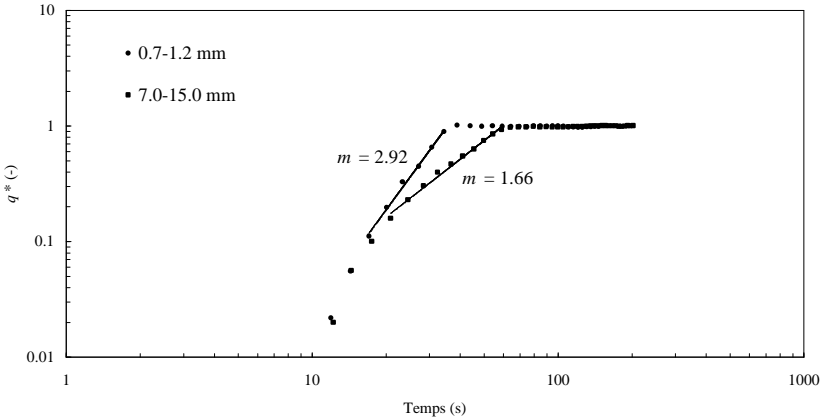


Figure 12.2 : Montée en crue de deux hydrogrammes mesurés au bas d'un plan de 30% de pente, en double échelle logarithmique.

La figure 12.2 présente la montée en crue de deux hydrogrammes adimensionnalisés par rapport à leur débit constant en palier. Ces deux hydrogrammes ont été produit par une pluie de 140 mm/h sur un plan à 30% de pente. Le premier a été mesuré pour la classe granulométrique 0.7-1.2 mm, et le deuxième pour la classe 7.0-15.0 mm.

Comme l'intensité de la pluie est la même pour les deux essais, le débit est en tout lieu du plan également identique. Ainsi, le nombre de Reynolds calculé par l'équation (12.5) est partout le même. Dans ces conditions, tous les livres d'hydraulique diront que le régime d'écoulement est identique dans les deux cas puisque le nombre de Reynolds est identique. Or, il n'en n'est rien ! La figure 12.2 montre également la fonction de puissance calée sur les points de mesure. Dans les deux cas, le coefficient de corrélation de ces ajustements est supérieur à 0.99, mais la pente de ces « droites » est fort différente. Il a été trouvé, pour le sable fin, $m = 2.92 \cong 3.00$, ce qui indique que l'écoulement est laminaire. Par contre, pour le gravier, $m = 1.66 \cong 5/3$. L'écoulement est donc turbulent et la formule de Strickler est valable.

Le titre de ce paragraphe utilise le terme « paradoxe ». Le fait qu'un écoulement puisse être soit laminaire, soit turbulent pour un même nombre de Reynolds constitue un phénomène difficilement explicable à l'aide de la théorie classique.

La confusion et le doute s'installent définitivement dans nos esprits d'hydrauliciens en observant la figure 12.3. Par rapport à la figure précédente, seule la pente du plan à été modifiée de 30 à 1%, tous les autres paramètres d'essai restant inchangés. Deux comportements bien distincts sont visibles sur chaque hydrogramme. Pour les faibles débits, tout d'abord, l'ajustement d'une fonction de puissance fournit $m \cong 1.25$, avec un coefficient de corrélation toujours impressionnant. En se référant à l'équation (12.1), il apparaît que la vitesse est proportionnelle à $h^{0.25}$. Même les formules empiriques les plus farfelues n'ont jamais proposé une telle relation.

A partir d'une certaine valeur du débit, dépendant de la taille des aspérités, le comportement montré par ces hydrogrammes change brutalement et le coefficient m prend des valeurs aussi originales que diverses pour atteindre même $m = 3.47$, valeur supérieure à celle du laminaire !

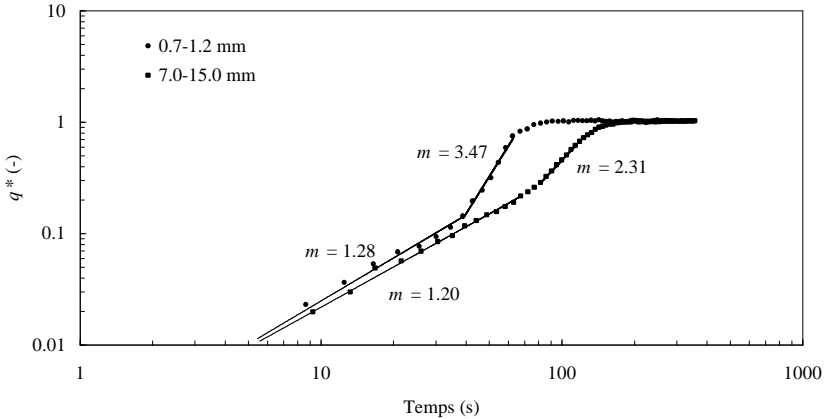


Figure 12.3 : Montée en crue de deux hydrogrammes mesurés au bas d'un plan de 1% de pente, en double échelle logarithmique.

Sous l'unique éclairage de la théorie classique de l'hydraulique des canalisations ou de l'hydraulique fluviale, les figures ci-dessus mettent en évidence des paradoxes bien embarrassants. Mais le lecteur assidu de ce rapport, en particulier du chapitre 6, ne voit ici que le comportement original observé dans le milieu en billes.

En effet, les deux tendances comportementales montrées à la figure 12.3 correspondent bien à la relative indépendance de la vitesse en fonction du débit lorsque l'écoulement s'effectue dans le milieu en billes, et à la très brusque augmentation de la vitesse par rapport à la hauteur d'eau lorsque l'écoulement submerge les éléments de rugosité. Sans vouloir vendre la peau de l'ours avant de l'avoir tué, seule la nouvelle formulation proposée sous 6.4 semble être en mesure d'approcher les comportements mesurés lors de ces essais sous simulateur de pluie.

12.3 Analyse à l'aide de Faitou et de la nouvelle loi de comportement

12.3.1 Simulations avec le modèle en billes

Le premier test de validité du modèle Faitou et de la nouvelle loi de comportement consiste simplement à simuler les 80 essais en écoulements non-uniformes et non-stationnaires avec leurs paramètres bruts, c'est-à-dire sans calage ou optimisation. Pour le calcul des pertes de charge, le diamètre équivalent des billes est le diamètre maximum de la classe

granulométrique et la densité de couverture, légèrement inférieure à la densité maximale, est égale à $p = 0.85$. Cette dernière valeur, inférieure à la densité maximale, s'explique par la technique utilisée pour réaliser les surfaces testées. Le plan était tout d'abord enduit de résine epoxy, puis le sable ou le gravier y était déversé sans pouvoir, évidemment, arranger chaque grains de manière à obtenir une disposition géométrique aussi précise que celle décrite sous 4.1. Lorsque la résine était durcie, le surplus de sable était éliminé en soufflant de l'air comprimé.

Le résultat de ces simulations numériques est constitué de 80 hydrogrammes destinés à la comparaison avec les mesures effectuées. Il n'est pas envisageable de présenter ici sous forme graphique l'ensemble de ces calculs. Toutefois, les performances de la nouvelle loi de comportement peuvent être évaluées sur la base des coefficients de corrélation obtenus entre les hydrogrammes mesurés et simulés. Le résultat est présenté à la figure 12.4 en fonction de l'intensité de la pluie.

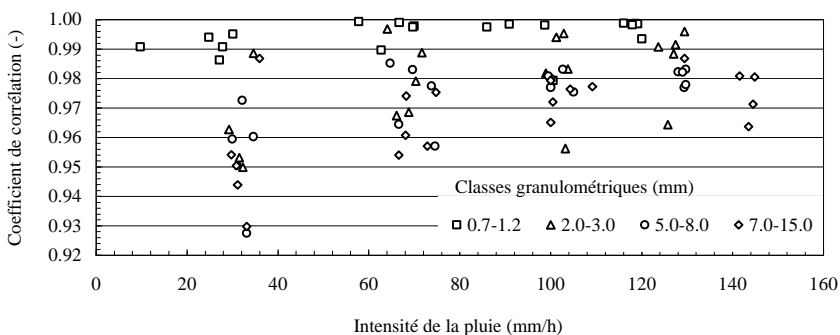


Figure 12.4 : Coefficients de corrélation obtenus entre les hydrogrammes mesurés et simulés en fonction de l'intensité de la pluie. Ces simulations ont été effectuées sans calage des paramètres de rugosité.

Si les essais avec la classe granulométrique 0.7-1.2 mm conduisent à d'excellents coefficients de corrélation, la situation se dégrade pour les sables et graviers de plus grands diamètres. Afin d'illustrer plus concrètement la performance de la nouvelle loi de comportement, la figure 12.5 présente les hydrogrammes mesuré et simulé sur un plan à 10% de pente, recouvert de la classe granulométrique 5.0-8.0 mm et arrosé par une intensité de précipitation de 102 mm/h.

Dans ce cas, le coefficient de corrélation vaut 0.998, ce qui ne signifie pourtant pas que le modèle numérique reproduit fidèlement la mesure. En effet, il est aisé de constater sur la figure 12.5 que la montée en crue et la décrue sont trop rapides sur l'hydrogramme simulé. Il serait donc optimiste à ce stade de conclure que le modèle proposé reproduit fidèlement la mesure.

Le décalage observé sur la figure 12.5 ne constitue pas un cas unique, mais se rencontre systématiquement dans la majorité des essais. Pour permettre de s'en rendre compte

globalement, la figure 12.6 présente toutes les valeurs de débit mesurées de tous les essais en comparaison des valeurs simulées au même instant.

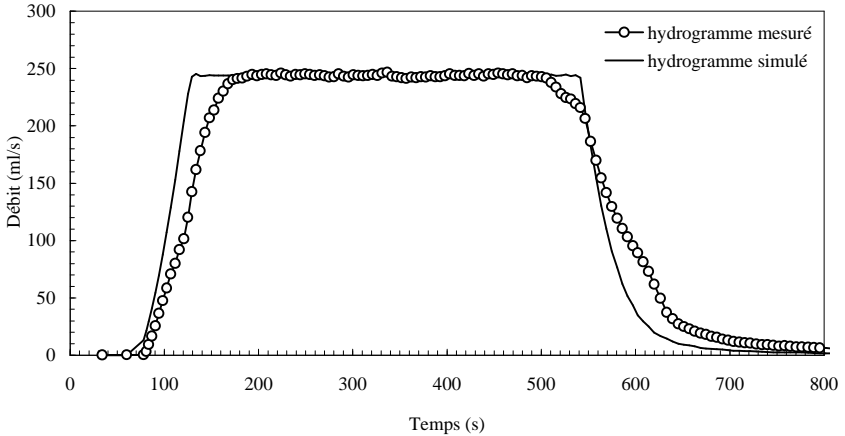


Figure 12.5 : Hydrogramme mesuré et hydrogramme simulé pour une intensité de pluie de 102 mm/h, une pente de 10% et la classe granulométrique 5.0-8.0 mm

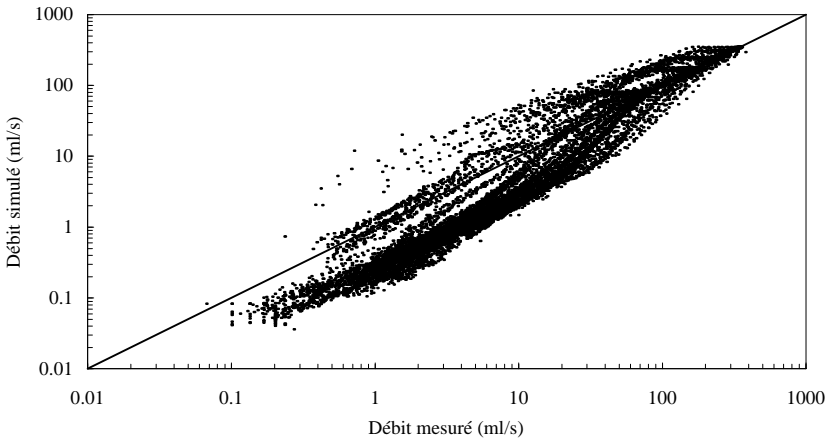


Figure 12.6 : Comparaison entre toutes les valeurs de débit mesurées sur l'ensemble des essais et les valeurs simulées au même instant avec le modèle en billes.

Il apparaît clairement ici que les petits débits, correspondant à la fin des décrues, sont sous estimés par le modèle. Par contre, comme déjà constaté, le modèle surestime les débit lors de

la montée en crue. Cela signifie tout simplement que les surfaces testées exercent une plus grande rétention d'eau que le modèle pour les petites hauteurs d'écoulement.

Pourquoi une telle situation ? La nouvelle loi de comportement, qui montrait des qualités indéniables jusqu'à présent, n'est-elle pas en mesure de reproduire un hydrogramme mesuré sous simulateur de pluie ? En fait, comme déjà pressenti lors de l'établissement du modèle en billes au caractère très théorique, une adaptation de la nouvelle loi est nécessaire lorsque les phénomènes étudiés se rapprochent du ruissellement sur un terrain naturel.

La formulation mathématique de la nouvelle loi de comportement n'est pas à mettre en doute, car elle se fonde sur des acquis scientifique maintenant approuvés. Il n'en va pas de même pour la modélisation de la micro-topographie de la surface. En effet, il semble bien que le point faible du modèle en billes se situe pour les hauteurs d'eau petites par rapport au diamètre. Dans cette situation, la géométrie du plan sur lequel sont posées des billes indique, à la limite, que toute la surface est disponible pour l'écoulement. Lorsque h tend vers zéro, la surface mouillée adimensionnelle \mathbf{h} ainsi que le périmètre mouillé adimensionnel Ω tendent en effet tous deux vers 1, comme pour un plan parfaitement lisse. Or, cette situation ne saurait être cautionnée en réalité.

12.3.2 Le modèle en calottes

Afin de remédier aux inconvénients du modèle en billes, un modèle en calottes a été développé. Il est schématisé à la figure 12.7.

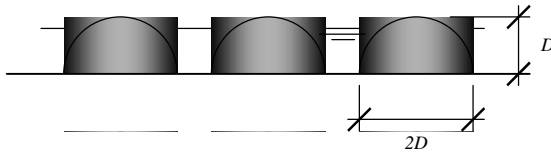


Figure 12.7 : Représentation schématique d'une section de contrôle dans un milieu en calottes et définition du « diamètre » D .

Vu en plan, l'arrangement des calottes ne diffère pas de celui des billes et tout ce qui a été présenté à ce sujet sous 4.1 reste valable. Par contre, la porosité volumique \mathbf{f} , la porosité de section \mathbf{h} ainsi que le périmètre mouillé adimensionnel Ω s'obtiennent à l'aide de nouvelles relations. L'approche qui permet de les établir est similaire à celle développée sous 4.1. Ainsi, seules les relations finales sont présentées ici.

La porosité volumique se calcule par :

$$\mathbf{f} = 1 - p + \frac{ph^2}{3D^2} \quad (12.8)$$

lorsque la hauteur d'eau h est inférieur à la hauteur D , et par :

$$f = 1 - \frac{2pD}{3h} \quad (12.9)$$

lorsque l'écoulement submerge les calottes.

La porosité de section s'écrit pour $h < D$, respectivement pour $h > D$:

$$h = 1 - \sqrt{\frac{p}{p_{\max}}} \frac{D}{4h} (\mathbf{q} - \sin \mathbf{q} - p) \quad (12.10)$$

$$h = 1 - \sqrt{\frac{p}{p_{\max}}} \frac{pD}{4h} \quad (12.11)$$

Dans ces expressions, l'angle \mathbf{q} se calcule par :

$$\cos \frac{\mathbf{q}}{2} = -\frac{h}{D} \quad (12.12)$$

Finalement, le périmètre mouillé adimensionnel vaut :

$$\Omega = 1 + \sqrt{\frac{p}{p_{\max}}} \frac{\mathbf{q} - p - 2}{2} \quad (12.13)$$

$$\Omega = 1 + \sqrt{\frac{p}{p_{\max}}} \frac{p - 2}{2} \quad (12.14)$$

Ces paramètres sont présentés à la figure 12.8 en fonction de la hauteur d'eau relative h/D , pour une densité de couverture $p = 90\%$.

Il faut remarquer que le modèle en calottes permet la modélisation d'un état de surface plus conforme à la réalité que le modèle en billes. Pour les très petites hauteurs d'eau, il est en effet raisonnable de ne pas admettre que la totalité de la largeur puisse être disponible pour l'écoulement.

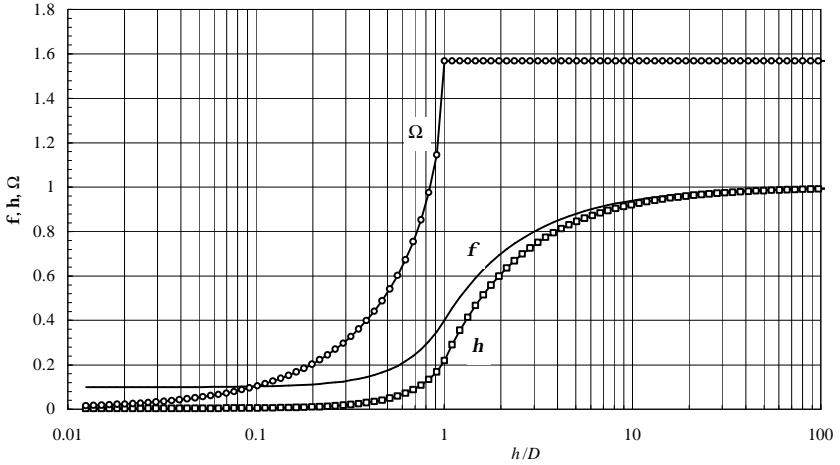


Figure 12.8 : Représentation graphique des paramètres f , h et Ω en fonction de la hauteur d'eau relative h/D pour une densité de couverture $p = 90\%$.

12.3.3 Simulations avec le modèle en calottes

Le modèle en calotte a été testé de la même manière que le modèle en billes sous 12.3.1. Chaque essai a été simulé avec ses paramètres propres, sans aucune procédure d'optimisation. Comme précédemment, le diamètre maximum de la classe granulométrique sert de grandeur de référence D et la densité de couverture du plan est toujours fixée à $p = 0.85$.

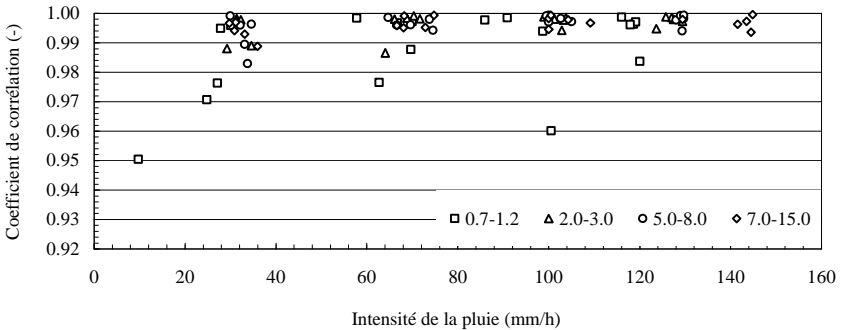


Figure 12.9 : Coefficients de corrélation entre les hydrogrammes simulés avec le modèle en calottes et les hydrogrammes mesurés.

La figure 12.9 présente les coefficients de corrélation obtenus entre les hydrogrammes mesurés et simulés avec le modèle en calotte et la nouvelle loi de comportement. En comparaison de la figure 12.4, il est évident que les performances de cette nouvelle description de la micro-topographie de la surface sont nettement meilleures. Le manque de rétention d'eau pour les petites hauteurs, défaut principal du modèle en billes, est à présent résolu, comme le montre l'exemple de la figure 12.10.

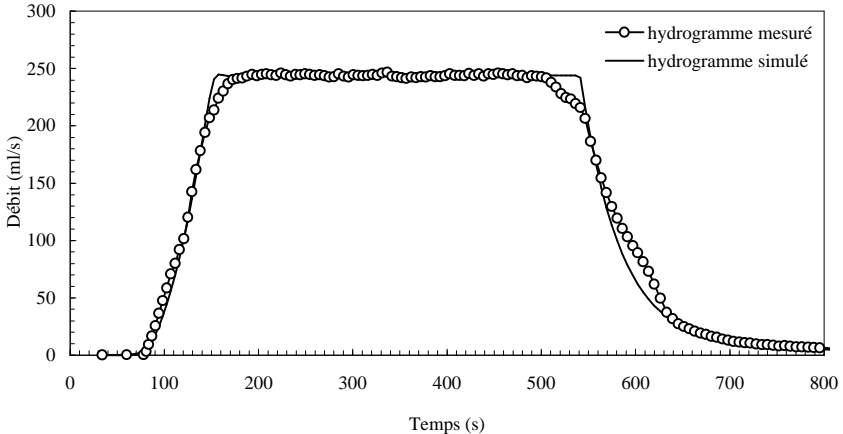


Figure 12.10 : Hydrogrammes mesuré et simulé avec le modèle en calottes pour une intensité de pluie de 102 mm/h, une pente de 10% et la classe granulométrique 5.0-8.0 mm.

Cette figure présente le même hydrogramme mesuré que celui de la figure 12.5, en regard cette fois de l'hydrogramme simulé avec le modèle en calottes. La mesure présente quelques particularités, comme à l'amorce de la décrue. Ces « imperfections » sont à mettre sur le compte de la pression d'alimentation du simulateur de pluie, particulièrement capricieuse au moment de l'enclenchement des systèmes d'arrosage automatique de la WSL². Mis à part ce phénomène plutôt particulier, qui illustre également la précision des mesures, il peut être admis que la nouvelle loi de comportement, associée au modèle en calottes, permet de reproduire fidèlement les hydrogrammes mesurés.

Comme sous 12.3.1, l'ensemble des débits mesurés a été comparé avec les débits simulés avec le modèle en calotte au même instant.

² Wald, Schnee und Landschaft, Birmensdorf. Institut Fédéral de Recherche sur la Forêt, la Neige et le Paysage où ont été effectués les essais d'écoulement non-uniformes et non-stationnaires. Cet institut compte de nombreuses serres et des jardins équipés de systèmes d'arrosage automatique qui peuvent s'enclencher à tout moment. Ces systèmes d'arrosages utilisent le même réseau d'eau industrielle que le simulateur de pluie et font ainsi chuter l'intensité lors des enclenchements !

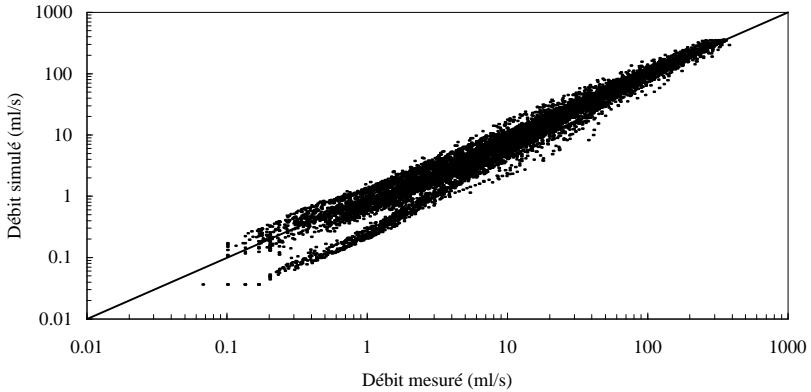


Figure 12.11 : Comparaison entre toutes les valeurs de débit mesurées sur l'ensemble des essais et les valeurs simulées au même instant avec le modèle en calottes.

Compte tenu des remarques concernant la précision des mesures, il faut admettre que ces 15'892 points s'alignent remarquablement bien sur la droite indiquant la corrélation parfaite. Toutefois, une partie des faibles débits sont encore sous estimés par le modèle. Ils correspondent principalement aux essais effectués avec une forte intensité de pluie et une faible pente. Il ne serait pas judicieux de tenter à tout prix une nouvelle modification du modèle de pertes de charge pour ces cas encore récalcitrants. En effet, ils correspondent plutôt aux limites d'application des hypothèses cinématiques. Lorsque la pente est faible et que la hauteur d'écoulement est importante, le nombre cinématique défini par l'équation (7.7) devient petit et les limites de validité du modèle de l'onde cinématique présentées sous 7.2.1 ne sont plus respectées.

L'introduction du modèle en calottes pour la description des propriétés géométriques de la surface est l'adaptation qu'il a fallu apporter à la loi de comportement établie dans le milieu en billes pour permettre au logiciel Faitou de simuler correctement les essais en écoulements non-uniformes et non-stationnaires sur des surfaces de sable et gravier. Franchissons maintenant une étape supplémentaire dans la validation de cette nouvelle loi de comportement en essayant de simuler la formation et le transfert des crues à l'échelle d'un bassin versant réel.

13 SIMULATIONS DES ECOULEMENTS SUR BASSINS VERSANTS REELS

Après tous les essais de laboratoire, les développements mathématiques, numériques et informatiques, vient enfin le moment de tester, en situation réelle, l'ensemble de l'approche proposée dans ce travail de recherche.

13.1 Première simulation du bassin versant de Mattmark

Le bassin versant de Mattmark, en Valais, a été choisi pour effectuer le premier test de validité du modèle Faitou. La documentation disponible sur la crue du 23 au 25 septembre 1993 dans cette région explique en grande partie les raisons de ce choix. Cette crue, au caractère exceptionnel, a entraîné le premier déversement par l'évacuateur de la digue de Mattmark depuis sa construction.

Le bassin versant de la retenue (Cruex 1995) occupe une surface de 37 km² au fond de la vallée de la Viège de Saas. Son altitude varie entre 2200 et 3900 m et sa pente moyenne est de 21%. Il est principalement composé de sols incultes et de rochers, les glaciers occupant tout de même 22% de sa surface. La figure 13.1 présente une vue de la région de Mattmark sous la forme d'une carte des ombres obtenue par Faitou.

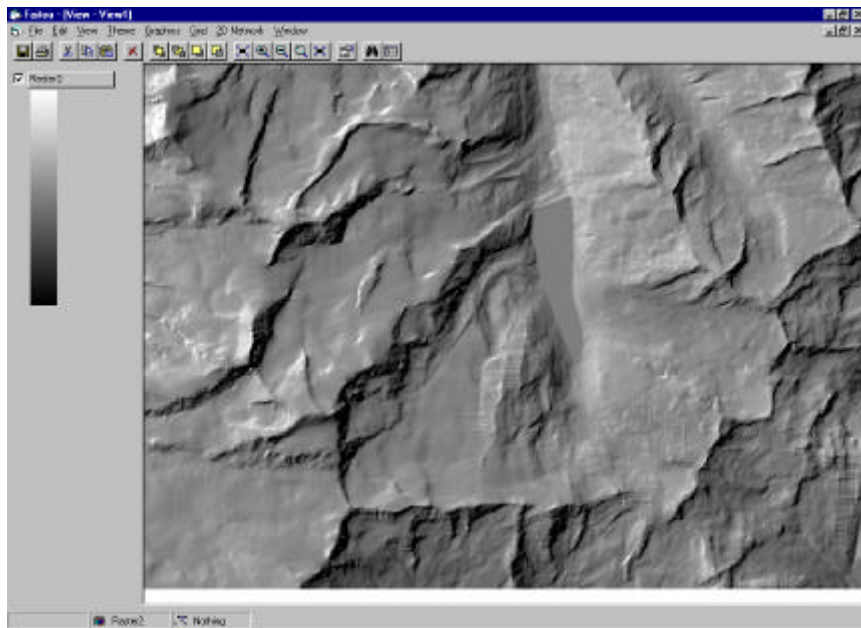


Figure 13.1 : Vue de la région de Mattmark. Sur cette carte des ombres obtenue par Faitou, la digue est visible au centre, appuyée contre la moraine sud du glacier de l'Allalin. Le lac de retenue s'étend en direction du sud.

13.1.1 Génération du modèle de calcul

La première étape de la simulation consiste à élaborer le maillage du bassin versant en volumes finis ainsi qu'à générer le réseau de rivières, comme cela est présenté sous 9.5. Le modèle numérique de terrain de la région, avec une résolution de 250 m, constitue l'information de base pour la réalisation de ce travail. A ce niveau de définition, il a été choisi de considérer le début d'une rivière après la convergence de 3 cellules (voir paragraphe 9.5.2). De cette façon, le réseau de rivières généré correspond bien avec les cours d'eau mentionnés sur la carte nationale au 1:25'000. Cette procédure aboutit au modèle présenté à la figure 13.2.

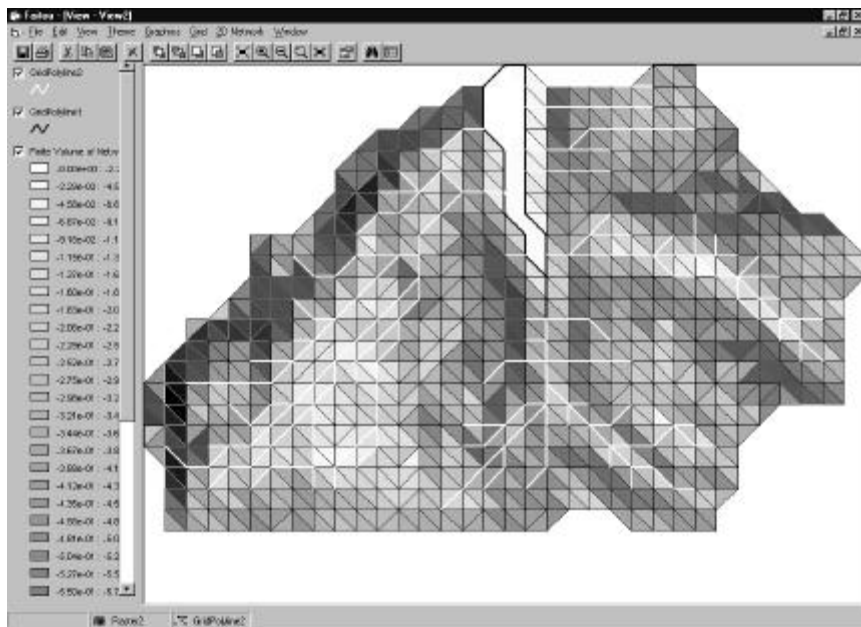


Figure 13.2 : Modèle de calcul généré sur la base du MNT 250. Les volumes finis sont teintés en fonction de leur plus grande pente. Le réseau de rivières apparaît en blanc. Le lac se situe tout au nord de cette carte.

L'aspect de cette image peut sembler de prime abord quelque peu grossier. Il faut cependant relever que ce modèle compte tout de même 1071 volumes finis, 1863 bords où les flux sont estimés, 290 profils en travers ainsi que 36 jonctions de rivières.

Il serait envisageable d'utiliser un modèle numérique de terrain à résolution plus fine, à mailles de 50 m par exemple. Le modèle généré pour ce cas est présenté à la figure 13.3.

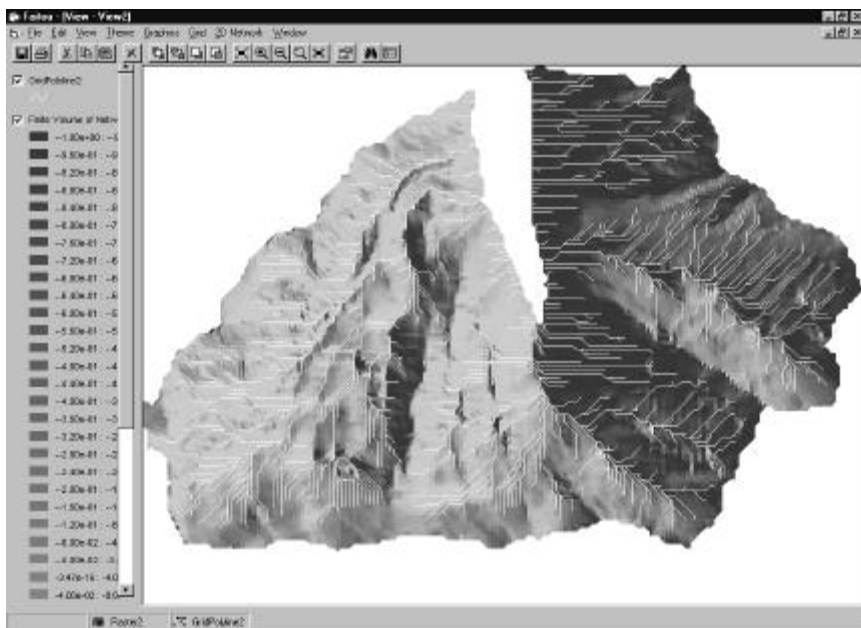


Figure 13.3 : Modèle de calcul généré sur la base du MNT 50. Les volumes fins sont ici teintés en fonction de la composante en x (est-ouest) de leur orientation. Le réseau des rivières apparaît en blanc.

A ce niveau de résolution, le modèle de surface compte 28'229 volumes fins et 46'472 bords, et le modèle de rivières gère 4723 profils en travers et 385 jonctions. Pour le premier test de Faitou à l'échelle du bassin versant, il a paru raisonnable d'utiliser le modèle à 250 m, qui offre déjà une bonne discrétisation spatiale.

Dans un même esprit de simplification, le réseau de rivières est calculé avec le modèle de l'onde diffusante et non pas avec les équations complètes de St-Venant. Les fortes pentes rencontrées dans ces rivières justifient pleinement l'usage de ce modèle simplifié.

13.1.2 Simulation de la crue de septembre 1993 avec le modèle en calottes

Les données de pluies et de débit ont été établies dans le cadre du projet Cruex (Cruex 1995). Comme le bassin versant ne dispose pas d'une station limnimétrique, la crue a été reconstituée à partir des enregistrements du niveau du lac et des données d'exploitation de l'aménagement hydroélectrique. Selon les méthodes de calcul utilisées pour cette opération, le débit de pointe de la crue peut être estimé entre 134 et 152 m³/s .

Sans détour, force est de constater que le modèle en calottes développé sous 12.3.2 n'est pas en mesure de reproduire cette crue de manière satisfaisante. Malgré de nombreuses tentatives, il n'a pas été possible d'obtenir un meilleur résultat que celui présenté à la figure 13.4

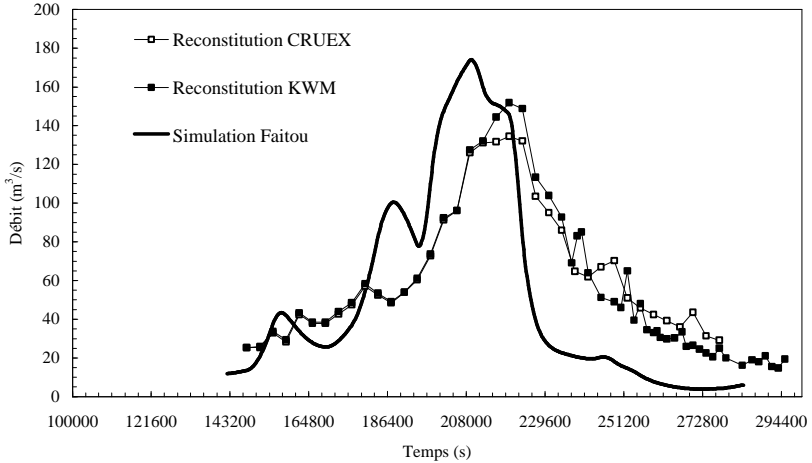


Figure 13.4 : Résultat de simulation avec le modèle en calottes. Deux hydrogrammes reconstitués servent de référence, à savoir celui proposé par le projet de recherche Cruex et celui des Kraftwerke Mattmark (KWM), propriétaires de l'aménagement.

L'hydrogramme simulé et présenté ici a été obtenu avec une hauteur de calottes $D = 0.5$ m et une densité de couverture $p = 90\%$. De toute évidence, l'écoulement simulé est trop rapide avec des gradients de montée en crue et de décrue trop importants.

Le problème ne trouve pas son origine dans le routage des débits par le réseau des rivières. En effet, le temps de propagation dans les rivières de ce bassin versant en éventail est négligeable. Il serait même envisageable, dans une telle situation, de négliger le routage en rivières en les considérant directement comme l'exutoire du bassin versant.

Le problème provient bien ici de la modélisation en calottes de la micro-topographie de surface du terrain. Plutôt que de constater sur la figure 13.4 une trop grande vitesse d'écoulement pour la crue simulée, il faut surtout y voir l'incapacité du modèle à retenir un volume d'eau suffisant sur la surface.

Ce constat impose une réflexion plus approfondie sur la signification réelle des paramètres géométriques f , h et Ω sur des terrains naturels.

13.2 Adaptation du modèle en calottes aux terrains naturels

Posons l'hypothèse que la formulation mathématique de la nouvelle loi de comportement des écoulements de surface reste valable pour toutes les géométries de la micro-topographie de surface. Bien qu'elle ait été établie dans le milieu en billes, les excellents résultats de simulation des essais en écoulements non-uniformes et non-stationnaires ont démontré sa validité avec le modèle en calottes.

Il faut admettre que cette hypothèse est raisonnable. Elle est pratiquée depuis fort longtemps, consciemment ou non, dans le domaine de l'hydraulique fluviale. En effet, et bien que le présent rapport soit plutôt critique envers la formule de Strickler, il faut lui reconnaître ses qualités pour l'estimation des pertes de charge dans une rivière. Elle propose une relation mathématique liant la vitesse moyenne de l'écoulement au rayon hydraulique, par l'intermédiaire de la pente de frottement. Mais elle n'impose aucune contrainte sur la géométrie du profil en travers. Il est généralement admis que la formule de Strickler est valable aussi bien dans le cas d'une section rectangulaire que pour un profil en travers quelconque. Le concept du rayon hydraulique, seul paramètre caractérisant la géométrie de la section, permet l'usage de la formule de Strickler dans toutes les situations d'écoulements à nappe libre.

La nouvelle formulation intègre également la notion de rayon hydraulique par l'intermédiaire de la porosité de section h et du périmètre adimensionnel Ω . Ainsi, l'hypothèse de son indépendance face à la géométrie de la surface est tout aussi acceptable que celle généralement admise par Strickler face à la géométrie du profil en travers.

A ce stade du raisonnement, oublions momentanément billes et calottes pour se concentrer sur l'aspect réel de la surface d'un terrain naturel. Imaginons simplement un terrain horizontal, imperméable et exposé à une pluie. Prenons enfin une position dominante pour suivre l'évolution de la formation des flaques d'eau. Les toutes petites flaques apparaissant au début de l'averse vont progressivement s'étendre, se rejoindre pour finalement submerger l'ensemble de la surface, comme le montre schématiquement la figure 13.5.

En désignant par $A_f(z)$ la surface totale des flaques pour un plan d'eau à la cote z , le volume total $\forall_{eau}(z)$ de l'eau contenue sur la surface s'obtient par :

$$\forall_{eau}(z) = \int_{z_0}^z A_f(z) dz \quad (13.1)$$

où z_0 est l'altitude du point le plus bas de la surface totale A_{tot} considérée. Alors, par définition, la porosité volumique f vaut simplement :

$$f(z) = \frac{\forall_{eau}(z)}{A_{tot}(z - z_0)} = \frac{1}{A_{tot}(z - z_0)} \int_{z_0}^z A_f(z) dz \quad (13.2)$$

Ainsi, f pourrait, à la limite, être déterminé expérimentalement sur le terrain à partir de la relation $A_f(z)$. Par analogie avec un barrage, la fonction $f(z)$ est comparable à la relation hauteur-volume de la retenue.

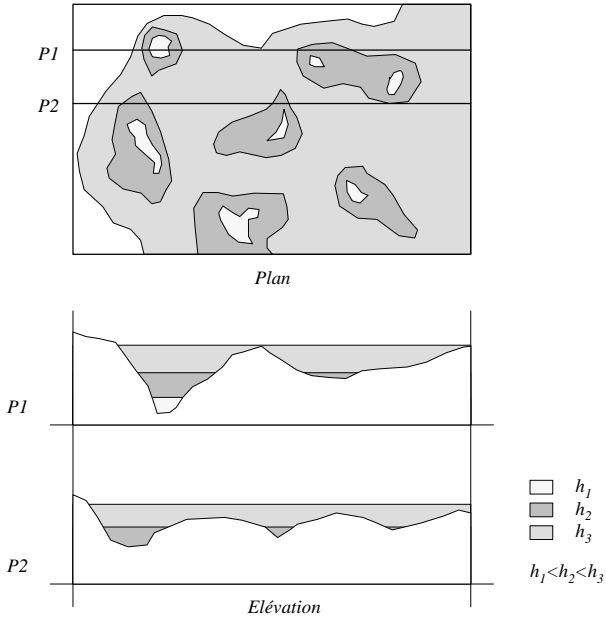


Figure 13.5 : Représentation schématique de l'évolution des flaques d'eau en fonction de la hauteur sur un terrain naturel.

La figure 13.5 présente également de manière schématique deux « profils en travers » $P1$ et $P2$ de la surface considérée. Le premier passe par le point le plus bas de cette zone à la cote z_0 , tandis que l'altitude minimale du deuxième est z_{min} , avec $z_0 < z_{min}$. En désignant par $b(z)$ la largeur du plan d'eau à la cote z , la surface mouillée $A_m(z)$ se calcule par :

$$A_m(z) = \int_{z_0}^z b(z) dz \quad (13.3)$$

et la porosité de section $h(z)$ vaut alors, toujours par définition et en désignant par B la largeur totale de la surface :

$$h(z) = \frac{A_m(z)}{B(z - z_0)} = \frac{1}{B(z - z_0)} \int_{z_0}^z b(z) dz \quad (13.4)$$

A nouveau, il est envisageable, quoique certainement délicat, de mesurer expérimentalement la relation $b(z)$ sur un terrain naturel et d'obtenir ainsi la fonction $h(z)$ à l'aide de l'équation (13.4).

L'exemple des deux profils de la figure 13.5 veut illustrer le fait que la fonction $h(z)$ varie d'une section à l'autre, comme le montre la figure 13.6.

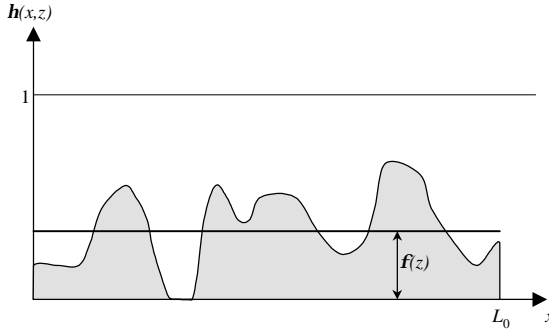


Figure 13.6 : Représentation schématique de la variation de la fonction $h(z)$ selon la position de la section sur la surface.

Il a été admis sous 4.2 que seule la valeur minimale h de la fonction $h(x,z)$, qui permet de localiser les sections de contrôle, dicte le calcul de la vitesse d'écoulement ou du débit. Sous l'éclairage de la figure 13.5, cette hypothèse devient évidente puisqu'aucun écoulement n'a lieu tant que la hauteur d'eau n'atteint pas la cote z_{min} , point bas du profil $P2$. Ainsi, pour un plan d'eau à la cote $z < z_{min}$, la porosité de section $h = 0$ et le débit est nul. Cette situation correspond aux pertes initiales habituellement considérées en hydrologie. En poursuivant notre analogie avec le domaine des barrages, il est clair que le débit sortant par l'évacuateur de surface est nul tant que le plan d'eau n'a pas atteint la cote de la crête du déversoir.

En désignant par L_0 la longueur de la surface étudiée, la continuité requiert, comme cela a déjà été constaté sous 4.2, que :

$$f(z) = \frac{1}{L_0} \int_0^{L_0} h(x, z) dx \quad (13.5)$$

Cette équation indique seulement que la porosité volumique f est la moyenne de la porosité de section $h(x,z)$, mais elle n'induit aucune contrainte quant à la valeur minimale h de la fonction $h(x,z)$. Cela signifie que les paramètres f et h sont, en réalité, totalement indépendants. Le paramètre f , mesurant le volume d'eau sur la surface, n'a aucun lien avec la porosité h des sections de contrôle permettant le calcul du flux. Par analogie au barrage, il est clair que la relation hauteur-volume de la retenue est totalement indépendante de la relation hauteur-débit de l'évacuateur de crue.

Revenons à présent aux milieux en billes et en calottes. L'arrangement géométrique parfait des centres de gravité de ces éléments sur un réseau de triangles équilatéraux permet de lier le

nombre d'éléments dans une section de contrôle n^* à la densité de couverture p de la surface du plan par la relation :

$$n^* = \frac{1}{D} \sqrt{\frac{p}{p_{\max}}} \quad (13.6)$$

Ainsi, cette seule densité de couverture p permet à la fois le calcul de la porosité volumique f , de la porosité de section h et du périmètre mouillé adimensionnel Ω . L'aspect théorique du milieu en billes ou en calottes implique une dépendance étroite entre les caractéristiques de rétention, mesurée par f , et de débitance, mesurées par h et Ω . Or, toutes les réflexions présentées ci-dessus au sujet des propriétés géométriques d'un terrain naturel semblent indiquer, au contraire, une totale indépendance entre f et le couple h et Ω .

A ce stade de la recherche, il n'est pas indispensable d'entreprendre des campagnes de terrain dans le but d'obtenir expérimentalement les fonctions f , h et Ω pour différents types de sols. Mais il est requis d'accorder toute confiance au modèle en calottes qui allie simplicité et représentativité. Pour casser la dépendance entre les paramètres de surface et de section dans ce modèle, il suffit de rejeter la validité de la relation (13.6) et de la remplacer, pour les terrains naturels, par :

$$n^* = \frac{s}{D} \quad (13.7)$$

Après le diamètre D des éléments de rugosité et la densité de couverture du plan p , apparaît ici un troisième paramètre du modèle : la densité des éléments en section, désignée par s .

L'introduction d'un paramètre supplémentaire au modèle peut inquiéter dans la perspective de son calage sur des crues mesurées. Mais, bien que la valeur de s puisse varier entre 0 et 1, les réflexions concernant les terrains naturels indiquent que la valeur de s doit être très proche de l'unité. En effet, lorsque la hauteur d'eau tend vers 0, la surface mouillée de l'écoulement doit également tendre vers 0, ce que reproduit le modèle en calottes à condition de poser $s = 1$. Ainsi, le nouveau paramètre s voit sa valeur fixée d'avance à $s \cong 1$ pour un terrain naturel.

Pour conclure cette réflexion, les fonctions géométriques f , h et Ω du modèle en calottes adapté aux terrains naturels s'écrivent finalement, en remplaçant l'équation (13.6) par l'équation (13.7) dans leur développement présenté sous 12.3.2 :

$$f = 1 - p + \frac{ph^2}{3D^2} \quad h \leq D \quad (13.8)$$

$$f = 1 - \frac{2pD}{3h} \quad h \geq D \quad (13.9)$$

$$h = 1 - \frac{sD}{4h}(q - \sin q - p) \quad h \leq D \quad (13.10)$$

$$h = 1 - \frac{p s D}{4h} \quad h \geq D \quad (13.11)$$

$$\Omega = 1 + s \frac{q - p - 2}{2} \quad h \leq D \quad (13.12)$$

$$\Omega = 1 + s \frac{p - 2}{2} \quad h \geq D \quad (13.13)$$

où l'angle q s'obtient toujours par :

$$\cos \frac{q}{2} = -\frac{h}{D} \quad (13.14)$$

13.3 Deuxième simulation du bassin versant de Mattmark

Toujours avec le modèle de Mattmark à 250 m présenté à la figure 13.2, une nouvelle simulation de la crue de septembre 1993 a été entreprise avec le modèle en calottes adapté aux terrains naturels. Comme cela est suggéré sous 13.2, la densité des éléments en section s a été fixée à $s = 0.99$, valeur proche de l'unité, et n'a pas été soumise au processus de calage. Cette valeur de s permet à l'écoulement de disposer d'une faible section d'écoulement pour les très petites hauteurs d'eau, ce qui n'est pas le cas pour $s = 1$. L'optimisation des deux autres paramètres du modèle, à savoir le diamètre équivalent D et la densité de couverture p , a été réalisée « à la main ». Après quelques essais, l'hydrogramme présenté à la figure 13.7 a été obtenu avec $D = 0.5$ m et $p = 0.1$.

Compte tenu des incertitudes liées à la reconstitution des hydrogrammes ainsi qu'à la définition de la pluie (Crueux 1995), il peut être admis que la crue simulée par Faitou reproduit bien le comportement mesuré, et ceci sans recours à un processus de calage excessif. Il n'est pas indispensable, en effet, d'optimiser les paramètres D et p au-delà de la première décimale pour obtenir un bon résultat. Cette faible sensibilité du modèle par rapport à la valeur prise par ses paramètres est un gage de qualité et de robustesse, particulièrement lorsqu'il est utilisé en extrapolation pour simuler des crues extrêmes.

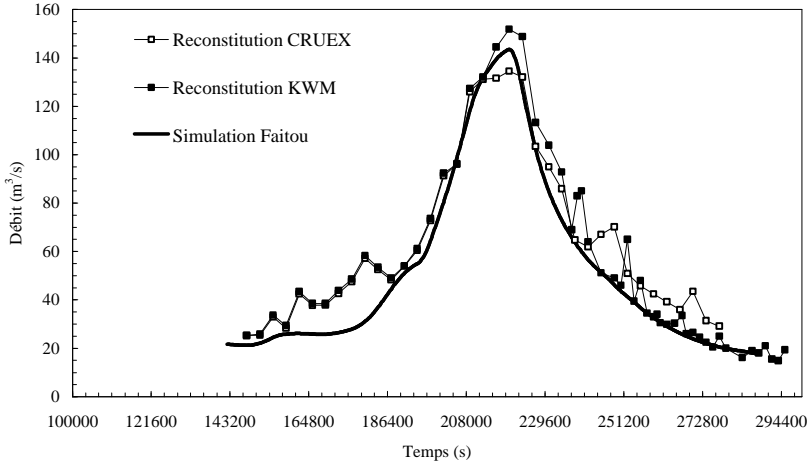


Figure 13.7 : Comparaison entre les hydrogrammes reconstitués dans la retenue de Mattmark et la simulation Faitou avec $D = 0.5$ m, $p = 0.1$ et $s = 0.99$.

13.4 Simulation du bassin versant de la Veveysse

Il pourrait être avancé que les bons résultats obtenus ci-dessus résultent du hasard ou de la chance du débutant. Afin de renforcer la conviction de la validité du modèle Faitou, il a été choisi de le soumettre à un deuxième test sur un bassin versant aux caractéristiques fort différentes de celui de Mattmark. Redescendons des sommets alpins pour étudier le bassin versant de la Veveysse situé en bordure du plateau suisse à proximité du lac Léman.

Une station limnimétrique du SHGN³ enregistre les débits à l'entrée du voûtage des Toveires, à l'amont immédiat de la ville de Vevey. L'emplacement de cette station coïncide avec l'exutoire choisi du bassin versant. Les données de débit et de pluie utilisées ici ont été collectées dans le cadre d'une étude (LCH 1998) effectuée au Laboratoire de Constructions Hydrauliques (LCH) de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL).

Le bassin versant de La Veveysse occupe une surface de 62 km^2 . Son altitude est comprise entre 372 et 2014 ms.m. Son régime hydrologique est caractérisé par des montées en crue très rapides. Le plus grand débit mesuré, le 8 juillet 1965, a été de $165 \text{ m}^3/\text{s}$.

Comme pour Mattmark, le modèle de calcul a été généré sur la base du MNT à 250 m de résolution. Il est présenté à la figure 13.8 ainsi que les deux affluents principaux, la Veveysse

³ SHGN : Service Hydrologique et Géologique National

de Fégire et la Veveyse de Châtel, qui se rejoignent avant de descendre en direction de la ville de Vevey.

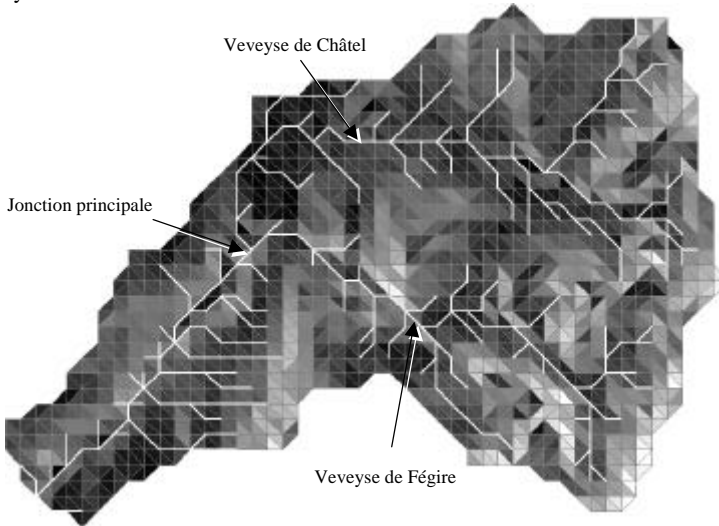


Figure 13.8 : Modèle de calcul du bassin versant de la Veveyse. Les volumes finis sont teintés selon leur pente.

La crue du 8 juin 1990 (LCH 1998) a été choisie pour tester le modèle Faitou sur ce bassin versant. Le résultat obtenu est présenté sur la figure 13.9 en superposition de la crue mesurée.

Cette simulation a été effectuée avec les paramètres $D = 0.1$ m et $p = 0.4$ en ayant fixé *a priori* $s = 0.99$. Ce résultat a une nouvelle fois été obtenu après quelques essais « à la main », sans processus d'optimisation automatique.

Sans fanfaronnade excessive, il semble bien que le modèle Faitou ait passé avec succès son deuxième test sur le bassin versant de la Veveyse.

Afin de mettre en évidence tout le potentiel d'une modélisation entièrement distribuée spatialement, la zone de la jonction entre la Veveyse de Fégire et la Veveyse de Châtel montrée à la figure 13.10, est examinée dans le détail.

La figure 13.11 présente les hydrogrammes simulés dans les trois branches de cette jonction. La contribution de chaque affluent peut être analysée séparément. L'effet du routage jusqu'à l'exutoire du bassin versant est également visible puisqu'au début de la crue, le débit à l'aval de la jonction est supérieur au débit simulé à l'exutoire du bassin versant, situé environ 4 km en aval..

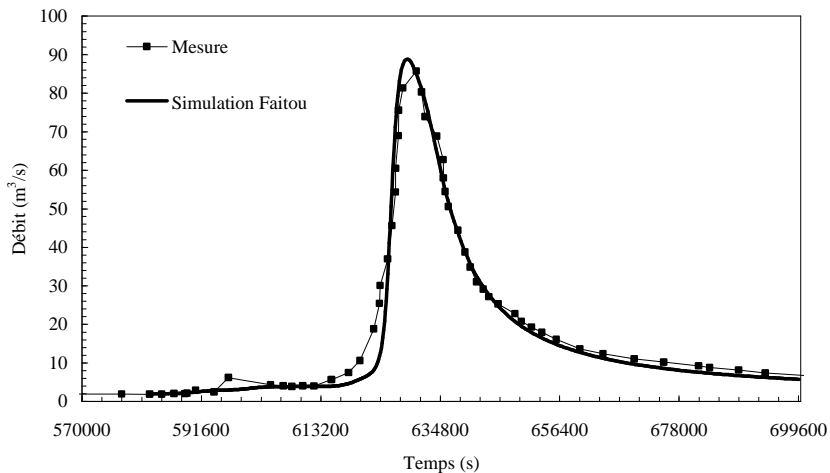


Figure 13.9 : Comparaison entre la crue mesurée le 8 juin 1990 et la simulation Faitou, avec $D = 0.1$ m, $p = 0.4$ et $s = 0.99$.

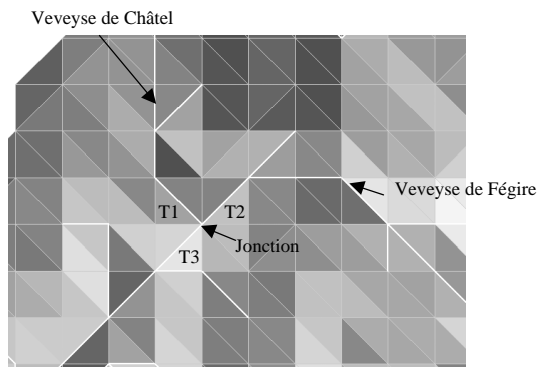


Figure 13.10 : Détail du modèle Faitou dans la zone de la jonction des deux affluents principaux.

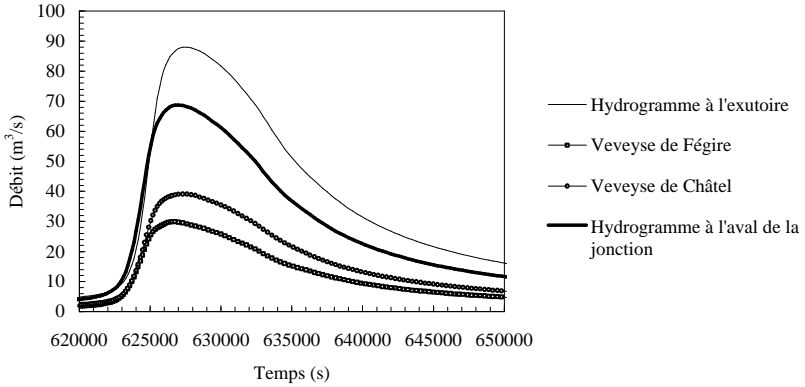


Figure 13.11 : Détail des hydrogrammes de la jonction de la Veveyse de Châtel et de la Veveyse de Fégire.

En plongeant plus profondément dans le détail, la figure 13.12 présente les hydrogrammes latéraux alimentant le réseau de rivières au voisinage de la jonction, dont la localisation est précisée sur la figure 13.10. L'influence de la surface et de la topographie de chaque sous bassin sur l'aspect de l'hydrogramme est ici mise en évidence.

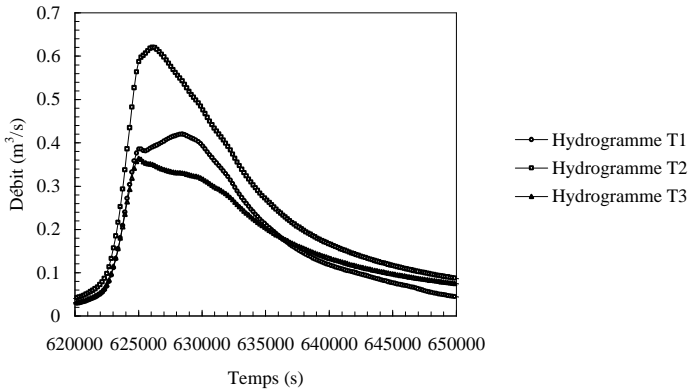


Figure 13.12 : Hydrogrammes latéraux alimentant les deux tronçons amont et le tronçon aval de la jonction présentée à la figure 13.10.

La crue simulée à l'exutoire du bassin versant de la Veveyse résulte, en fait, de la combinaison et du routage en rivières de 630 hydrogrammes latéraux, tels que les 3 présentés à la figure 13.12.

QUATRIÈME PARTIE

EPILOGUE

14 CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

14.1 Situation passée et présente

Des modèles hydrauliques d'écoulement ont été établis depuis siècles avec une application prioritaire au domaine de l'hydraulique fluviale. Cet effort de recherche participe chez l'homme d'une volonté obsessionnelle à vouloir maîtriser les éléments naturels. L'ingénieur dispose ainsi d'une riche panoplie de formulations pour estimer les pertes de charge de l'écoulement. La littérature spécialisée met bien en évidence la fiabilité des acquis de l'hydraulique fluviale et des canalisations. Elle permet également de constater les lacunes existant dans le domaine des écoulements de surface, première étape du processus de formation des crues.

Pourtant, la connaissance de la crue extrême est une condition essentielle pour garantir la sécurité d'un barrage par exemple. Jusqu'ici, l'estimation du débit de dimensionnement a principalement eu recours à des méthodes empiriques ou statistiques. Les acquis scientifiques de la météorologie, de la mécanique des fluides et de l'hydraulique, alliés aux progrès de la numérique et de l'informatique, autorisent aujourd'hui une approche de ce problème sur des bases entièrement physiques et déterministes.

14.2 La nouvelle loi

Afin de combler les lacunes constatées, une étude fondamentale des écoulements de surface a été entreprise. Des essais systématiques d'écoulements uniformes sur un plan recouvert de billes ont constitué l'étape indispensable pour mettre en lumière les comportements très originaux et particuliers des écoulements en lame mince sur macro-rugosité.

Une nouvelle loi a ainsi pu être établie pour le calcul des pertes de charge de ce type d'écoulement. Elle couvre aussi bien le domaine laminaire que turbulent et converge admirablement bien vers les lois reconnues de l'hydraulique, comme celles de Chézy, de Manning-Strickler, de Nikuradse et de Bathurst réservées aux écoulements turbulents rugueux. Lorsque la hauteur d'eau est du même ordre de grandeur que la taille des aspérités, la nouvelle formulation permet un calcul fiable de la vitesse de l'écoulement, alors que toutes les approches classiques de l'hydraulique débouchent sur des valeurs entachées d'erreurs pouvant dépasser un ordre de grandeur.

La validité de la nouvelle loi a été démontrée sur les essais en écoulement uniforme. Toutefois, la modélisation géométrique de l'état de surface par un plan recouvert de billes a dû être adaptée aux terrains naturels. Elle reste indépendante de la formulation mathématique des pertes de charge et est décrite à l'aide de trois fonctions, la porosité volumique $f(h)$ qui mesure la rétention d'eau sur la surface, la porosité de section $\mathbf{h}(h)$ qui exprime la surface offerte à l'écoulement, et le périmètre mouillé adimensionnel $\Omega(h)$.

Un modèle composé de calottes sphériques disposées sur un plan permet d'établir ces fonctions géométriques en correspondance avec celles d'un terrain naturel, à l'aide de trois paramètres : la hauteur D des calottes, la densité de couverture p de la surface par les calottes et la densité s des calottes dans les sections de contrôle. A l'aide de ces paramètres, la nouvelle formulation peut se résumer comme suit :

Pour les hauteurs d'eau inférieures à la hauteur des aspérités D , la vitesse moyenne V de l'écoulement est liée à sa hauteur h par la relation polynomiale

$$J_0 = \frac{(9\mathbf{h}^3 + 3\Omega^2)\mathbf{n}}{4g\mathbf{h}^3h^2}V + \frac{0.345 \cdot s^{0.545} \Omega}{8g\mathbf{h}^3h}V^2 \quad (14.1)$$

Par contre, lorsque la hauteur d'eau est supérieure à la taille des aspérités, la vitesse moyenne se calcule par

$$V = V_0 \frac{D}{h} + \sqrt{\frac{8gJ_0}{f}}(h - D + \Delta h)^{1/2} \left(1 - \frac{D}{h}\right) \quad (14.2)$$

Dans l'équation (14.2), V_0 correspond à la vitesse de l'écoulement lorsque $h = D$. Elle s'obtient par l'équation (14.1) avec $h = D$. Le paramètre Δh représente la distance entre le sommet des calottes et la nouvelle origine des hauteurs d'eau. Il s'obtient en résolvant

$$\sqrt{gJ_0} \left(5.62 \log \frac{\Delta h}{D} + 3.13 \cdot s^{-0.613} \right) \Delta h^{1/2} = V_0 \quad (14.3)$$

Finalement, le coefficient de frottement f de l'écoulement se calcule par :

$$\sqrt{\frac{8}{f}} = 5.62 \log \frac{h - D + \Delta h}{D} + 3.13 \cdot s^{-0.613} \quad (14.4)$$

14.3 Faitou

Un important effort de programmation a été consenti pour développer le logiciel indispensable au calcul déterministe de la formation et du transfert des crues sur un bassin versant. Cet outil informatique, baptisé Faitou, intègre bien évidemment la nouvelle loi de

comportement. Il calcule les écoulements de surface en résolvant l'équation d'onde cinématique bidimensionnelle par la méthode des volumes finis, ainsi que les écoulements en rivières en résolvant soit les équations dynamiques complètes, soit les équations de l'onde diffusante.

Selon les connaissances de l'auteur, Faitou est le premier modèle qui applique la méthode des volumes finis à l'équation de l'onde cinématique, ce qui signifie évidemment des développements théoriques originaux et de nombreux tests numériques. Ces derniers ont permis de démontrer toute l'efficacité de la méthode qui surmonte de manière élégante les pires difficultés rencontrées en topographie réelle, comme la formation et la propagation des chocs cinématiques.

La génération du modèle de calcul d'un bassin versant, couplant les écoulements de surface aux écoulements en rivières, n'est pas chose aisée. Elle exige le recours à des techniques propres aux Systèmes d'Information Géographiques (SIG). Faitou effectue cette opération de manière automatique à partir d'un Modèle Numérique de Terrain (MNT).

Les applications tests du modèle Faitou sur le bassin versant alpin de Mattmark, ainsi que sur celui de la Veveyse en bordure du Léman, sont plus qu'encourageants. Le modèle a démontré qu'il porte bien son nom en même temps que ses capacités à reproduire une crue mesurée, sur des bassins versants de caractéristiques très différentes.

1.4.4 Perspectives

Avec l'aboutissement de ce travail, force est de constater que l'optimisme affiché en introduction quant au potentiel du calcul déterministe des crues est plus que jamais de mise. En suivant une démarche scientifique rigoureuse, il a été possible d'établir une nouvelle loi de comportement pour les écoulements de surface, associée à une modélisation simple de la micro-topographie. Cette loi a été validée aussi bien sur des essais de laboratoire réalisés sous simulateur de pluie, que sur des bassins versants naturels grâce au logiciel Faitou entièrement développé dans le cadre de cette recherche.

Si le lecteur est convaincu qu'il dispose désormais de ces outils, c'est que l'objectif a été atteint. S'il mesure tout le potentiel des modèles non-stationnaires et distribués spatialement, alors, comme l'auteur, il reconnaîtra que les perspectives d'avenir de cette recherche sont infiniment plus larges que ses acquis actuels. Après les approches empiriques, statistiques et globales, preuve est apportée que les modèles déterministes sont utilisables pour le calcul des crues de projet. Avec ces outils, l'envie est grande de partir en exploration.

L'usage du modèle Faitou pour la simulation des deux bassins versants tests est resté bien en deçà de ses réelles possibilités. En fait, et volontairement, la Ferrari a été utilisée comme une trottinette, ce qui a déjà permis de vérifier sa faculté de tourner. Jusqu'ici, aucune distribution spatiale des pluies ni des caractéristiques de rugosité ou d'infiltration n'a été effectuée. Malgré ces négligences volontaires, Faitou s'est montré capable de reproduire fidèlement les crues mesurées. Si le calage d'un modèle sur une crue observée n'est pas chose extraordinaire, la nouvelle loi intégrée est un gage certain de fiabilité pour les simulations de crues extrêmes.

Un important travail reste donc à entreprendre pour profiter pleinement de la richesse de cette modélisation. Les récents développements en physique atmosphérique débouchent sur

des cartes de répartition spatiale des pluies que Faitou peut facilement intégrer puisque chaque volume fini est en mesure de recevoir sa propre pluie.

Il en va de même pour l'infiltration et pour la rugosité du bassin versant. Le modèle distribué spatialement peut lui-même gérer l'infiltration lorsqu'il est alimenté par la pluie brute. Chaque volume fini effectue alors les calculs d'infiltration, avec la loi de Horton par exemple. En effet, même si une région du bassin versant n'est pas arrosée par la pluie, elle peut cependant infiltrer l'écoulement provenant des surfaces arrosées à l'amont. La transformation d'une pluie brute en pluie nette par une méthode quelconque, et l'introduction de cette pluie nette dans le modèle d'écoulement constitue une procédure incorrecte lorsqu'elle est appliquée à un modèle distribué spatialement.

A l'avenir, l'effort de recherche doit se concentrer sur les caractéristiques de rugosité des divers types de sols. Le présent rapport propose un concept de rugosité de surface ainsi que la voie à suivre pour caractériser la géométrie des terrains naturels. La validité de la formulation mathématique de la nouvelle loi de comportement a été vérifiée pour diverses géométries de surface. Il sera ainsi possible d'obtenir pour chaque classe de sol, l'ordre de grandeur des paramètres de rugosité. Attribués spatialement aux différents éléments du modèle, ils permettront d'alléger sensiblement le processus de calage et d'augmenter la fiabilité des prévisions, particulièrement lors de l'extrapolation du modèle aux crues extrêmes.

Dans cette perspective déterministe, l'envie est grande de partir en exploration. Souhaitons qu'une future recherche, une nouvelle thèse peut être, se charge d'organiser cette expédition. La voie est tracée pour atteindre la connaissance de la formation des crues, que l'on devine déjà, là-bas. A suivre...

NOTATIONS

<i>a</i> :	coefficient de rugosité généralisé ($m^{1-\alpha}/s$)
<i>δ</i> :	coefficient de diffusion (m^2/s)
<i>Δh</i> :	distance entre le sommet des billes et l'origine du repère pour les écoulements submergeant les billes (m)
<i>Δt</i> :	incrément temporel (s)
<i>Δx</i> :	incrément spatial (m)
<i>h</i> :	porosité de section (-)
<i>l</i> :	multiplicateur de Lagrange (unités variables)
<i>n</i> :	viscosité cinématique du fluide (m^2/s)
<i>q</i> :	angle (-)
<i>r</i> :	masse volumique du fluide (kg/m^3)
<i>k</i> :	coefficient pour le calcul des pertes de charge en écoulement laminaire (-)
<i>τ</i> :	contrainte de cisaillement (N/m^2)
<i>c</i> :	exposant du rayon hydraulique dans la formulation générale empirique des pertes de charge (-)
<i>g</i> :	poids spécifique (N/m^3)
<i>f</i> :	porosité volumique (-)
<i>e</i> :	rugosité relative (-)
<i>m</i> :	viscosité dynamique du fluide (Ns/m^2)
<i>Ω</i> :	périmètre mouillé adimensionnel (-)
<i>∇_c</i> :	volume d'une calotte sphérique (m^3)
<i>∇_t</i> :	volume d'eau total (m^3)
<i>A_b</i> :	surface projetée d'une bille (m^2)
<i>A_f</i> :	surface des flaques d'eau (m^2)
<i>A_m</i> :	surface mouillée (m^2)
<i>A_r</i> :	surface d'un segment circulaire (m^2)
<i>b</i> :	demi-largeur du profil rectangulaire (m)
<i>B</i> :	largeur du plan d'eau d'une rivière, largeur d'une surface (m)
<i>c</i> :	célérité d'une onde (m/s)

C :	coefficient de Chézy ($m^{1/2}/s$)
c, e :	coefficients
C_1, C_2, C_3 :	coefficients du modèle Muskingum (-)
C_{min} :	convergence minimale pour générer un débit de rivière (-)
C_N :	nombre de Courant (-)
D :	diamètre d'un tuyau, diamètre des billes, hauteur des calottes (m), débitance (m^3/s)
D_α :	diamètre du grain correspondant à la fraction pondérale α de la courbe granulométrique (m)
f :	coefficient de frottement (-)
F :	nombre de Froude
g :	accélération de la pesanteur (m/s^2)
h :	hauteur d'eau (m)
h^* :	hauteur d'eau dans le repère pour les écoulements submergeant les billes (m)
h_r :	perte de charge d'un écoulement (m)
i :	intensité de la pluie (m/s) ou gradient hydraulique d'un écoulement souterrain (-)
J_0 :	pente du fond (-)
J_f :	pente de frottement (-)
k :	dimension caractéristique des éléments de rugosité (m), nombre cinématique (-)
K :	coefficient de Strickler ($m^{1/3}/s$), paramètre du modèle Muskingum (s)
k_s :	rugosité équivalente de sable (m)
L_0 :	longueur du plan (m)
m :	puissance de la hauteur d'eau dans la relation empirique générale des pertes de charge (-)
n :	coefficient de Manning ($s/m^{1/3}$), porosité (-), nombre de billes sur une surface (-)
n^* :	nombre de billes dans une section de largeur unitaire (-)
p :	densité de couverture (-)
P :	périmètre mouillé (m)
P :	poids (kg)
P_B :	périmètre d'une bille ou d'une calotte en contact avec l'eau (m)
p_{max} :	densité maximale de couverture du plan (-)
q :	débit unitaire ($m^3/s/m$)
Q :	débit (m^3/s)
q_{lat} :	débit latéral unitaire ($m^3/s/m$)

R :	nombre de Reynolds (-)
R_h :	rayon hydraulique (m)
s :	densité des éléments en section (-)
t :	temps (s)
u^* :	vitesse de frottement (m/s)
u_c^* :	vitesse de frottement critique (m/s)
v :	vitesse locale (m/s)
V :	vitesse moyenne (m/s)
V_0 :	vitesse moyenne de l'écoulement pour $h = D$ (m/s)
V_{max} :	vitesse maximale (m/s)
X :	paramètre du modèle Muskingum (-)
x, y, z :	coordonnées de l'espace (m)

BIBLIOGRAPHIE

- Auerswald, K., and Eicher, A. (1992) « Comparaison of German and Swiss rainfall simulators – Accuracy of measurement and effect of rainfall sequence on runoff and soil loss rates. » *Z. Pflanzenernähr. Bodenkd.*, 155, 191 – 195.
- Auerswald, K., Kainz, M. Schröder, D. and Martin, W. (1992) « Comparaison of German and Swiss rainfall simulators – Experimental setup. » *Z. Pflanzenernähr. Bodenkd.*, 155, 1 – 5.
- Bathurst, J. C. (1978). « Flow resistance of large-scale roughness. », *J. Hydr. Engrg*, ASCE, 104(12).
- Bathurst, J. C. (1985). « Flow resistance estimation in mountain rivers. », *J. Hydr. Engrg*, ASCE, 111(4), 625-643.
- Bathurst, J. C. (1988). « Velocity profile in high-gradient, boulder-bed channels. » *Proc. Int. Conf. On Fluvial Hydr.*, Budapest, Hungary.
- Bathurst, J. C., Li, R. M., Simons, and Simons, D. B. (1981) « Resistance equation for large-scale roughness. », *J. Hydr. Engrg*, ASCE, 107(12).
- Bayazit, M. (1976). « Free surface flow in a channel of large relative roughness. » *J. Hydr. Res.*, 14(2).
- Becher, H. H. (1990) « Comparaison of German and Swiss rainfall simulators – Relative drop energy and their distribution in time and space for simulated rains. » *Z. Pflanzenernähr. Bodenkd.*, 153, 409 – 414.
- Bérod, D. (1995) « Contribution à l'estimation des crues rares à l'aide de méthodes déterministes. Apport de la description géomorphologique pour la simulation des processus d'écoulement. » Thèse N0 1319, Département de Génie Rural, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Lausanne.
- Bonin, J. (1983) « L'hydraulique dans l'Antiquité. » *La Houille Blanche*, No 4, 285-288.
- Bouvard et al. (1994) « Les crues de projet des barrages : méthode du Gradex. » *Bulletin du Comité Français des Grands Barrages*, FRCOLD NEWS, 18ème Congrès CIGB/ICOLD, No 2
- Bray, D. I. (1987). « A review of flow resistance in gravel bed rivers. » *Atti del Seminario Leggi morfologica e loro verifiche di campo*. Cosenza, Rome, Italy.
- Cardoso, A. H., Graf, W. H., and Gust, G. (1989). « Uniform flow in a smooth open channel. » *J. Hydr. Res.*, 27(5).
- Carlier, M. (1986). « Hydraulique générale et appliquée. » *Eyrolles*, Paris.
- Chow, V. T. (1959). *Open channel hydraulics*. McGraw-Hill Book Co., Inc., New York, N.Y.
- Chow, V. T., Maidment, D. R., and Mays, L. W. (1988) *Applied Hydrology*. McGraw-Hill, New-York.
- Codell, R. B. (1986). « Runoff from armored slopes. » *Geotech. And Geohydr. Aspects of Waste Mgmt.*, Colorado State Univ., Fort Collins, Colo.
- Codell, R. B., Abt, S. R., Johnson, and T., Ruff, J. (1990). « Estimation of flow through and over armored slopes, *J. Hydr. Engrg*, ASCE, 116(10), 1252-1269.
- Colosimo, C., Copertino, and V. A., Veltri, M. (1988). « Friction factor evaluation in gravel-bed rivers. » *J. Hydr. Engrg.*, ASCE, 114(8), 861-876.

- Cruex, (1995) *Cinquième rapport intermédiaire. Exercice de coordination de Mattmark*. LCH, LASEN, HYDRAM, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Lausanne.
- Cunge, J. A. (1969) « Au sujet d'une méthode de calcul de propagation des crues (Méthode Muskingum). » *J. of Hydr. Res.*, 7(2).
- Cunge, J. A. (1991) « Simulation des écoulements non permanents dans les rivières et canaux. » Institut National Polytechnique de Grenoble, Ecole Nationale Supérieure d'Hydraulique et de Mécanique de Grenoble.
- Eastman, J., R. (1992) Idrisi, Technical Reference. Clark University, Graduate School of Geography, Worcester, Massachusetts, USA.
- Emmett, W., W. (1967). « The Hydraulics of Overland Flow On Hillslopes. » *Geological Survey Professional Paper 662-A*.
- Fawkes, P. E. (1972.) « Roughness in a model of overland flow. » *M. S. Thesis*, Colorado State University, Fort Collins.
- Ferro, V., and Baiamonte, G. (1994). « Flow velocity profiles in gravel-bed rivers. », *J. Hydr. Engrg.*, ASCE, 120(1), 60-80.
- Ferro, V., and Giordano, G. (1991). « Experimental study of flow resistance in gravel-bed rivers. » *J. Hydr. Engrg.*, ASCE, 117(10).
- Gilley, J. E., Kottwitz, E. R., and Wieman, G. A. (1992). « Darcy-Weisbach roughness coefficients for gravel and cobbles surface. », *J. Hydr. Engrg.*, ASCE, 118(1), 64-77.
- Graf, W. H., Cao, H. H., and Suszka, L. (1983). « Hydraulics of steep, mobile-bed rivers. » *Proc. XXI AHR Congress*, Moscow, USSR.
- Graf, W., H., et Altinakar, M., S. (1993) *Hydraulique fluviale. Ecoulement permanent uniforme et non uniforme*. Traité de Génie Civil de l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Volume 16, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, Lausanne.
- Hall, M. J. (1969) « The design of nozzle networks for the simulation of rainfall. » *J. Hydr. Res.*, 7, 449-483.
- Hansen, D. (1992) « The behavior of follow-through rockfill dams. » *PhD thesis*, Dept. Of Civ. Engrg., University of Ottawa, Ont. Canada.
- Hassel, J. and Richter, G. (1992) « Ein Vergleich deutscher und schweizerischer Regensimulatoren nach Regenstruktur und kinetischer Energie. » *Z. Pflanzenernähr. Bodenkd.*, 155, 185 – 190.
- Hey, R. D. (1979). « Flow resistance in gravel bed rivers. » *J. Hydr. Div.*, ASCE, 105(4), 365-379.
- Izzard, C. F. (1944). « The surface profile of overland flow. » *Transactions*, A. G. U., 959-968.
- Judd, H. E. and Peterson, D. F. (1969) « Hydraulics of large bed element channels. » *Report No PRWG 17-6*, Utah Water Research Laboratory, Utah State University, Utah.
- Kinnell, P. I. A. (1977) « A preliminary report on the commercial version of the Joss-Waldvogel rainfall distrometer. » *Div. Soil Divl. Rep. No. 21*, CSIRO, Melbourne.
- Kinnell, P. I. A. (1987) « Rainfall energy in eastern Australia : Intensity-kinematic energy relationships for Canberra, A.C.T. » *Austral. J. Soil Res.*, 25, 547 – 553.
- Kouwen, N. (1988) « Field estimation of the biomechanical properties of grass. » *J. Hydr. Res.*, 26 (5), 559-568.
- Kouwen, N. and Li, R., M. (1980) « Biomechanics of vegetative channel linings. » *J. Hydr. Div.*, 106 (HY6), 1085-1203.
- Kouwen, N., Li, R., M. and Simons, D., B. (1980) « A stability criteria for vegetated waterways. » *Proc.*, Symposium on urban runoff, Univ. of Kentucky, Lexington, 203-220.

- Kouwen, N., Li, R., M. and Simons, D., B. (1981) «Flow resistance in vegetated waterways. » *Trans.*, ASCE, 24 (3), 684-698.
- Kovacs, G. (1981). *Seepage hydraulics*. Elsevier, Amsterdam, the Netherlands.
- LCH (1998) « La Veveyse. Etude hydrologique comparative. » *Rapport No 9, Laboratoire de Constructions Hydrauliques*, EFF Lausanne.
- Li, R. M. (1972). « Sheet flow under simulated rainfall. » *M. S. Thesis*, Colorado State University, Fort Collins.
- Miller, J. P. (1958) « High mountain streams : effects of geology on channel characteristics and bed material. » *Memoir No 4*, State Bureau of Mines and Mineral Resources, New Mexico Institute of Mining and Technology, Socorro, N. M.
- Morris, E. M., and Woolhiser, D. A. (1980). « Unsteady one-dimensional flow over a plane. » *Water Resour. Res.*, 16(2), 355-360.
- Nazeer, A. (1987). « Fluid Mechanics. » *Engineering Press, Inc.*, San Jose, California.
- Piroton, M. (1994) « Modélisation des discontinuités en écoulement instationnaire à surface libre. Du ruissellement hydrologique en fine lame à la progression d'ondes consécutives aux ruptures de barrages. » Thèse de doctorat, Facultés des Sciences Appliquées, Université de Liège, 479 pages, Liège.
- Piroton, M. (1995) « Modèle hydrologique conceptuel distribué d'écoulement quasi-tridimensionnel en fine lame sur bassin versant. » Research and Development in the Field of Dams, Symposium of the Swiss National Committee on Large Dams, Crans-Montana, Switzerland.
- Piroton, M. (1996) « A global approach of the unsteady surface flows computations including shocks, by finite elements. » International Conference on Numerical Methods in Engineering and Applied Sciences. Mérida, Venezuela.
- Piroton, M. (1998) Communication personnelle.
- Ponce, V. M., Li R. M., Simons D. B., (1978) « Applicability of kinematic and diffusion models. » *J. Hydr. Engrg*, ASCE, 104 (3), 353-360.
- Pyle, R., and Novak, P. (1981). « Coefficient of friction in conduits with large roughness. » *J. Hydr. Res.*, 19(2).
- Schlichting, H. (1969). *Boundary layer theory*. McGraw Hill Book Co., Inc., New York, N.Y.
- Schmid, B., H. und Zhang, W. (1993) «Zue Berechnung stationär Wasserspiegellagen in Gerinneabschnitten mit Fliesswechsel. » *Osterreichische Wasserwirtschaft*, Jahrgang 45, Heft 7/8, 211-213.
- Sinniger, R., O. et Hager, W., H. (1989) *Constructions hydrauliques*. Traité de Génie Civil de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Volume 15, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, Lausanne.
- Stephenson, D. (1979). *Rockfill in hydraulic engineering*. Elsevier, Amsterdam, the Netherlands.
- Straub, L. G., Silberman, E., and Nelson, H. C. (1956) « Open-channel flow at small Reynolds number. » *J. Engrg. Mech. Div.*, ASCE, Proc. Paper 1031
- Thompson, S. M., and Campbell, P. L. (1979) « Hydraulics of large channel paved with boulders. » *J. Hydr. Res.*, IAHR, 17(4), 341-354.
- Thorne, T., R., and Zevenbengen, L. W. (1985). « Estimating mean velocity in mountain rivers. » *J. Hydr. Engrg.*, ASCE, 111(7), 612-624.
- Viessman, W., Lewis, G. L. and Knapp, J. W. (1989) *Introduction to Hydrology*. Third edition, Harper & Row, Publishers, Inc. New-York.

- Woolhiser, D. A. (1975) "Simulation of unsteady overland flow" in *Unsteady flow in open channels, Volume II*, Water Resources Publications, K. Mahmood and V. Yevjevich, Fort Collins, Colorado.
- Woolhiser, D. A., Liggett J. A. (1967). « Unsteady one-dimensional flow over a plane - the rising hydrograph. » *Water Resour. Res.*, 3(3), 753-771.
- Yalin, M. S. (1972) *Mechanics of sediment transport*. 1st edition, Pergamon Press, New York, N.Y.

Annexe 1 : Résultats des essais en écoulement stationnaire et uniforme.

No	Débit (ml/s)	Pente (%)	p (-)	Volume (litres)	T degré	h (mm)	V (cm/s)	f (-)	h (-)	K (m ^{1/3} /s)	R (-)	f (-)
1	29.4	0.25	0.000	4.113	11.0	2.057	1.429	1.000	1.000	17.7	23	1.9748
2	62.7	0.25	0.000	5.152	11.0	2.576	2.434	1.000	1.000	25.9	49	0.8530
3	121.8	0.25	0.000	5.881	11.0	2.940	4.142	1.000	1.000	40.4	95	0.3362
4	249.9	0.25	0.000	7.528	13.0	3.764	6.639	1.000	1.000	54.9	207	0.1675
5	530.1	0.25	0.000	9.185	11.0	4.593	11.542	1.000	1.000	83.6	415	0.0676
6	1005.6	0.25	0.000	11.881	10.0	5.940	16.928	1.000	1.000	103.2	765	0.0407
7	1975.0	0.25	0.000	18.970	10.0	9.485	20.823	1.000	1.000	92.9	1503	0.0429
8	2956.0	0.25	0.000	23.403	10.0	11.701	25.262	1.000	1.000	98.0	2250	0.0360
9	29.7	1.00	0.000	2.596	11.0	1.298	2.288	1.000	1.000	19.2	23	1.9465
10	60.2	1.00	0.000	3.035	11.0	1.518	3.966	1.000	1.000	30.0	47	0.7571
11	117.7	1.00	0.000	3.694	11.0	1.847	6.372	1.000	1.000	42.3	92	0.3570
12	253.5	1.00	0.000	4.593	11.0	2.296	11.039	1.000	1.000	63.4	199	0.1479
13	534.4	1.00	0.000	5.631	11.0	2.815	18.981	1.000	1.000	95.2	418	0.0613
14	977.0	1.00	0.000	7.348	9.0	3.674	26.591	1.000	1.000	111.7	722	0.0408
15	1924.0	1.00	0.000	10.603	10.0	5.302	36.291	1.000	1.000	119.4	1464	0.0316
16	2948.0	1.00	0.000	14.337	10.0	7.169	41.124	1.000	1.000	110.6	2244	0.0333
17	29.9	3.00	0.000	1.837	10.0	0.919	3.255	1.000	1.000	19.9	23	2.0400
18	61.3	3.00	0.000	2.116	10.0	1.058	5.791	1.000	1.000	32.2	47	0.7424
19	122.5	3.00	0.000	2.695	10.0	1.347	9.092	1.000	1.000	43.0	93	0.3835
20	245.8	3.00	0.000	3.313	10.0	1.657	14.837	1.000	1.000	61.2	187	0.1771
21	510.5	3.00	0.000	4.251	10.0	2.126	24.015	1.000	1.000	83.9	389	0.0867
22	1000.0	3.00	0.000	5.329	9.5	2.665	37.528	1.000	1.000	112.8	750	0.0445
23	1875.0	3.00	0.000	7.525	13.0	3.762	49.834	1.000	1.000	119.0	1552	0.0357
24	3023.0	3.00	0.000	9.102	13.0	4.551	66.426	1.000	1.000	139.7	2503	0.0243
25	28.8	9.65	0.000	1.218	13.0	0.609	4.724	1.000	1.000	21.2	24	2.0563
26	58.0	9.65	0.000	1.337	12.5	0.669	8.674	1.000	1.000	36.6	47	0.6699
27	118.0	9.65	0.000	1.657	12.0	0.828	14.245	1.000	1.000	52.1	95	0.3077
28	249.5	9.65	0.000	2.255	9.0	1.128	22.124	1.000	1.000	65.9	184	0.1737
29	526.3	9.65	0.000	3.074	9.0	1.537	34.244	1.000	1.000	83.0	389	0.0988
30	976.7	9.65	0.000	3.872	9.0	1.936	50.446	1.000	1.000	104.8	722	0.0574
31	1943.0	9.65	0.000	5.469	13.0	2.735	71.054	1.000	1.000	117.2	1609	0.0408
32	3009.0	9.65	0.000	7.265	13.0	3.633	82.830	1.000	1.000	113.1	2491	0.0399
33	30.0	31.45	0.000	0.739	13.0	0.369	8.124	1.000	1.000	28.8	25	1.3172
34	59.0	31.45	0.000	1.038	9.0	0.519	11.369	1.000	1.000	32.1	44	0.9454
35	117.7	31.45	0.000	1.337	9.0	0.669	17.602	1.000	1.000	42.0	87	0.5081
36	271.5	31.45	0.000	1.816	9.0	0.908	29.895	1.000	1.000	58.2	201	0.2393
37	523.8	31.45	0.000	2.196	8.0	1.098	47.713	1.000	1.000	81.9	376	0.1135
38	1020.0	31.45	0.000	2.894	8.0	1.447	70.486	1.000	1.000	100.6	732	0.0686
39	1939.0	31.45	0.000	3.613	12.5	1.806	107.341	1.000	1.000	132.1	1583	0.0369
40	2961.0	31.45	0.000	4.960	13.0	2.480	119.393	1.000	1.000	119.0	2451	0.0410
41	30.9	96.00	0.000	0.459	13.0	0.230	13.462	1.000	1.000	43.1	26	0.6884
42	61.4	96.00	0.000	0.659	13.0	0.329	18.643	1.000	1.000	47.0	51	0.5150
43	121.1	96.00	0.000	0.918	11.0	0.459	26.379	1.000	1.000	53.3	95	0.3586
44	243.6	96.00	0.000	1.297	9.0	0.649	37.552	1.000	1.000	60.2	180	0.2500
45	522.6	96.00	0.000	1.677	9.0	0.838	62.339	1.000	1.000	84.3	386	0.1172
46	978.5	96.00	0.000	2.076	10.0	1.038	94.275	1.000	1.000	110.5	745	0.0635
47	1838.0	96.00	0.000	2.515	11.0	1.257	146.165	1.000	1.000	150.8	1439	0.0320
48	3033.0	96.00	0.000	3.253	13.0	1.627	186.446	1.000	1.000	162.0	2511	0.0254

Annexe 1 (suite) : Résultats des essais en écoulement stationnaire et uniforme.

No	Débit (ml/s)	Pente (%)	p (-)	Volume (litres)	T degré	h (mm)	V (cm/s)	f (-)	h (-)	K (m ^{1/3} /s)	R (-)	f (-)
50	113.6	1.00	0.025	3.134	17.0	1.574	7.217	0.995	0.932	55.9	105	0.1923
51	289.7	1.00	0.025	4.970	12.0	2.503	11.576	0.993	0.916	66.6	233	0.1128
52	533.2	1.00	0.025	6.687	9.0	3.374	15.803	0.991	0.905	75.1	394	0.0785
53	1005.0	1.00	0.025	10.120	15.0	5.125	19.610	0.987	0.887	71.5	878	0.0730
54	2105.0	1.00	0.025	16.267	15.5	8.275	25.438	0.983	0.868	68.3	1864	0.0656
55	3039.0	1.00	0.025	25.150	15.5	12.816	23.713	0.981	0.860	47.9	2691	0.1136
56	3635.0	1.00	0.025	27.725	16.0	14.121	25.742	0.982	0.861	48.7	3262	0.1069
57	8164.0	1.00	0.025	38.942	15.0	19.740	41.358	0.986	0.894	61.0	7134	0.0647
58	268.9	3.10	0.025	3.353	12.0	1.685	15.959	0.995	0.930	67.2	217	0.1295
59	499.2	3.10	0.025	4.731	10.0	2.381	20.963	0.993	0.918	70.7	380	0.1020
60	1022.0	3.10	0.025	6.946	10.0	3.506	29.149	0.991	0.903	76.8	778	0.0739
61	2000.0	3.10	0.025	11.277	15.5	5.717	34.983	0.986	0.882	67.6	1771	0.0781
62	3164.0	3.10	0.025	14.890	16.0	7.569	41.804	0.984	0.871	67.5	2839	0.0696
63	8648.0	3.10	0.025	27.944	16.0	14.232	60.766	0.982	0.862	64.9	7760	0.0600
64	1003.0	10.00	0.025	4.331	16.0	2.179	46.025	0.994	0.921	91.7	900	0.0629
65	1916.0	10.00	0.025	7.226	16.0	3.648	52.517	0.990	0.901	75.3	1719	0.0757
66	2944.0	10.00	0.025	9.182	16.0	4.646	63.371	0.988	0.891	77.9	2642	0.0640
67	8346.0	10.00	0.025	19.102	16.0	9.728	85.793	0.982	0.863	65.8	7489	0.0663
68	1969.0	30.00	0.025	4.910	16.0	2.472	79.641	0.993	0.917	86.1	1767	0.0677
69	2770.0	30.00	0.025	7.086	16.0	3.577	77.435	0.990	0.902	66.1	2486	0.0988
70	7400.0	30.00	0.025	10.259	16.0	5.196	142.407	0.987	0.887	96.0	6640	0.0403
71	490.0	0.50	0.025	8.044	11.0	4.065	12.054	0.989	0.897	72.0	384	0.0792
72	959.0	0.50	0.025	12.176	12.0	6.177	15.525	0.986	0.879	71.1	772	0.0683
73	1871.0	0.50	0.025	20.220	16.0	10.300	18.164	0.981	0.862	59.9	1679	0.0784
74	2868.0	0.50	0.025	28.862	16.0	14.695	19.517	0.982	0.863	50.8	2573	0.0973
75	3704.0	0.50	0.025	33.373	16.0	16.955	21.846	0.984	0.876	51.1	3324	0.0939
76	6369.0	0.50	0.025	42.754	16.0	21.646	29.424	0.988	0.903	57.3	5715	0.0723
77	8230.0	0.50	0.025	45.040	16.0	22.789	36.114	0.988	0.908	67.8	7385	0.0513

Annexe 1 (suite) : Résultats des essais en écoulement stationnaire et uniforme.

No	Débit (ml/s)	Pente (%)	p (-)	Volume (litres)	T degré	h (mm)	V (cm/s)	f (-)	h (-)	K (m ^{1/3} /s)	R (-)	f (-)
78	122.7	0.40	0.101	7.265	16.0	3.786	3.241	0.960	0.799	24.5	110	0.5777
79	243.0	0.40	0.101	9.601	12.0	5.056	4.806	0.949	0.775	30.6	196	0.3195
80	509.0	0.40	0.101	15.629	11.0	8.395	6.063	0.931	0.734	28.5	399	0.2836
81	971.0	0.40	0.101	26.028	13.0	14.051	6.911	0.926	0.722	23.3	804	0.3473
82	1983.0	0.40	0.101	36.906	17.0	19.534	10.152	0.945	0.785	26.0	1826	0.2878
83	3051.0	0.40	0.101	41.856	15.0	22.009	13.862	0.951	0.809	32.1	2666	0.1905
84	8289.0	0.40	0.101	63.134	17.0	32.648	25.389	0.967	0.871	43.1	7634	0.1052
85	269.0	1.00	0.101	5.868	15.0	3.036	8.860	0.966	0.817	48.3	235	0.1657
86	484.0	1.00	0.101	9.301	12.0	4.892	9.894	0.951	0.778	40.6	390	0.1844
87	1051.0	1.00	0.101	19.681	13.0	10.638	9.879	0.925	0.721	25.4	870	0.3209
88	1968.0	1.00	0.101	31.018	16.0	16.590	11.863	0.935	0.747	22.2	1766	0.3853
89	2920.0	1.00	0.101	35.968	16.0	19.065	15.316	0.943	0.780	25.3	2620	0.3023
90	4272.0	1.00	0.101	39.521	15.0	20.841	20.498	0.948	0.798	31.4	3733	0.1982
91	507.0	3.00	0.101	6.467	11.0	3.356	15.106	0.963	0.809	44.8	397	0.1834
92	1004.0	3.00	0.101	11.477	12.0	6.089	16.489	0.942	0.759	34.3	809	0.2304
93	1960.0	3.00	0.101	23.234	13.0	12.570	15.593	0.924	0.718	20.8	1623	0.4510
94	2905.0	3.00	0.101	28.743	14.0	15.448	18.805	0.930	0.731	21.6	2471	0.4016
95	3693.0	3.00	0.101	31.078	16.0	16.620	22.220	0.935	0.747	23.9	3314	0.3305
96	507.0	10.00	0.101	4.331	15.0	2.222	22.813	0.974	0.841	47.7	443	0.1984
97	1032.0	10.00	0.101	6.747	15.0	3.506	29.433	0.962	0.806	46.7	902	0.1653
98	1965.0	10.00	0.101	10.998	15.0	5.824	33.737	0.944	0.763	39.6	1717	0.1773
99	2855.0	10.00	0.101	14.711	17.0	7.884	36.213	0.933	0.739	35.5	2629	0.1891
100	3755.0	10.00	0.101	18.563	16.0	10.022	37.466	0.926	0.724	31.7	3369	0.2114
101	991.0	30.00	0.101	5.250	14.0	2.707	36.607	0.970	0.826	39.9	843	0.2570
102	1955.0	30.00	0.101	7.784	14.0	4.066	48.080	0.957	0.793	41.1	1663	0.1980
103	2827.0	30.00	0.101	9.541	14.0	5.023	56.279	0.950	0.775	42.4	2405	0.1667
104	3632.0	30.00	0.101	11.477	14.0	6.089	59.648	0.942	0.759	40.1	3090	0.1687
105	2713.0	92.00	0.101	5.928	12.0	3.068	88.427	0.966	0.816	58.3	2185	0.1135
106	3397.0	92.00	0.101	6.387	14.0	3.313	102.520	0.964	0.810	64.5	2890	0.0891

Annexe 1 (suite) : Résultats des essais en écoulement stationnaire et uniforme.

No	Débit (ml/s)	Pente (%)	ρ (-)	Volume (litres)	T degré	h (mm)	V (cm/s)	f (-)	h (-)	K (m ^{1/3} /s)	R (-)	f (-)
107	63.0	0.20	0.203	6.547	16.0	3.545	1.777	0.923	0.724	21.2	57	0.6682
108	128.7	0.20	0.203	8.363	10.0	4.618	2.787	0.906	0.692	28.7	98	0.3098
109	279.7	0.20	0.203	11.617	9.0	6.611	4.231	0.879	0.650	35.8	207	0.1588
110	477.6	0.20	0.203	16.866	9.0	9.890	4.829	0.853	0.610	32.6	353	0.1512
111	1000.6	0.20	0.203	28.104	10.0	16.214	6.171	0.867	0.634	29.2	762	0.1700
112	1967.0	0.20	0.203	38.144	13.0	21.234	9.264	0.898	0.720	33.6	1628	0.1451
113	2939.0	0.20	0.203	45.309	14.0	24.817	11.843	0.913	0.761	37.4	2500	0.1222
114	4122.5	0.20	0.203	50.499	14.0	27.411	15.039	0.921	0.783	43.5	3507	0.0914
115	485.8	1.00	0.203	11.357	14.0	6.449	7.533	0.881	0.652	28.9	413	0.2477
116	929.7	1.00	0.203	21.277	13.0	12.541	7.413	0.848	0.602	19.3	770	0.3901
117	1988.0	1.00	0.203	33.513	13.0	18.918	10.508	0.886	0.686	19.0	1646	0.4340
118	2998.0	1.00	0.203	38.224	14.0	21.274	14.093	0.898	0.721	22.8	2551	0.3147
119	4504.0	1.00	0.203	44.411	14.0	24.367	18.484	0.911	0.756	26.5	3832	0.2420
120	535.3	3.00	0.203	7.525	14.0	4.118	12.998	0.914	0.706	36.8	455	0.2020
121	1042.0	3.00	0.203	12.854	13.0	7.383	14.113	0.870	0.637	29.0	863	0.2256
122	1934.0	3.00	0.203	23.792	13.0	13.962	13.852	0.852	0.606	19.3	1601	0.3812
123	2974.0	3.00	0.203	30.200	13.0	17.262	17.229	0.875	0.656	19.7	2462	0.3861
124	3880.0	3.00	0.203	33.673	14.0	18.998	20.423	0.886	0.687	21.3	3301	0.3480
125	533.9	10.00	0.203	5.469	14.0	2.925	18.254	0.935	0.746	34.4	454	0.2844
126	1056.0	10.00	0.203	8.862	13.0	4.918	21.470	0.901	0.685	30.3	874	0.2675
127	1937.0	10.00	0.203	14.790	14.0	8.597	22.531	0.860	0.622	23.4	1648	0.3178
128	2901.0	10.00	0.203	20.359	14.0	12.004	24.166	0.848	0.602	20.5	2468	0.3497
129	3855.0	10.00	0.203	26.447	14.0	15.376	25.072	0.860	0.619	17.7	3280	0.4522
130	1020.0	30.00	0.203	5.649	14.0	3.027	33.694	0.933	0.742	36.6	868	0.2456
131	1995.0	30.00	0.203	10.359	14.0	5.832	34.208	0.888	0.664	25.9	1697	0.3294
132	2922.0	30.00	0.203	13.972	14.0	8.084	36.146	0.864	0.628	22.8	2486	0.3450
133	3773.0	30.00	0.203	15.828	14.0	9.245	40.809	0.856	0.615	23.9	3210	0.2916
134	1840.0	92.00	0.203	5.768	16.0	3.096	59.437	0.932	0.739	41.6	1651	0.1883
135	2828.0	92.00	0.203	8.383	16.0	4.630	61.081	0.905	0.692	34.2	2538	0.2186
136	3683.0	92.00	0.203	10.100	15.0	5.672	64.929	0.890	0.668	32.5	3218	0.2127

Annexe 1 (suite) : Résultats des essais en écoulement stationnaire et uniforme.

No	Débit (ml/s)	Pente (%)	p (-)	Volume (litres)	T degré	h (mm)	V (cm/s)	f (-)	h (-)	K (m ^{1/3} /s)	R (-)	f (-)
137	258.0	0.50	0.304	11.717	13.0	7.253	3.557	0.808	0.558	19.8	214	0.3908
138	500.0	0.50	0.304	19.122	14.0	12.381	4.038	0.772	0.512	16.7	425	0.4000
139	1016.0	0.50	0.304	30.180	14.0	18.333	5.542	0.823	0.603	15.8	864	0.5139
140	1965.0	0.50	0.304	39.681	14.0	23.083	8.513	0.860	0.685	19.1	1672	0.4014
141	3625.0	0.50	0.304	48.962	14.0	27.724	13.075	0.883	0.738	24.7	3084	0.2553
142	3794.0	0.50	0.304	51.058	14.0	28.772	13.187	0.887	0.747	24.1	3228	0.2708
143	256.0	1.00	0.304	7.884	14.0	4.589	5.578	0.859	0.624	27.7	218	0.2815
144	523.0	1.00	0.304	15.150	14.0	9.707	5.388	0.780	0.524	18.2	445	0.3780
145	1033.0	1.00	0.304	26.427	17.0	16.456	6.277	0.803	0.558	14.3	951	0.5691
146	3055.0	1.00	0.304	40.080	17.0	23.283	13.121	0.861	0.688	20.7	2814	0.3449
147	3944.0	1.00	0.304	44.671	16.0	25.578	15.419	0.873	0.716	22.2	3539	0.3093
148	527.0	3.00	0.304	9.162	16.0	5.454	9.662	0.840	0.599	25.4	473	0.2950
149	1083.0	3.00	0.304	20.399	16.0	13.175	8.220	0.774	0.514	13.3	972	0.6213
150	1943.0	3.00	0.304	29.721	16.0	18.103	10.733	0.821	0.598	12.7	1743	0.7912
151	3368.0	3.00	0.304	33.353	16.0	19.919	16.908	0.837	0.635	18.0	3022	0.4193
152	3707.0	3.00	0.304	35.389	16.0	20.937	17.705	0.845	0.653	17.9	3326	0.4367
153	1057.0	10.00	0.304	10.160	16.0	6.148	17.192	0.826	0.581	23.3	948	0.3188
154	2039.0	10.00	0.304	20.040	16.0	12.955	15.739	0.773	0.513	14.1	1830	0.5509
155	3007.0	10.00	0.304	26.088	16.0	16.287	18.463	0.801	0.553	13.5	2698	0.6319
156	4488.0	10.00	0.304	30.140	16.0	18.313	24.508	0.823	0.603	15.7	4027	0.5212
157	975.0	30.00	0.304	5.968	15.0	3.351	29.094	0.890	0.670	31.7	852	0.2683
158	1985.0	30.00	0.304	11.577	16.0	7.153	27.749	0.809	0.560	20.5	1781	0.3676
159	2946.0	30.00	0.304	16.766	16.0	10.829	27.206	0.774	0.516	16.1	2643	0.4534
160	4030.0	30.00	0.304	20.659	16.0	13.332	30.229	0.775	0.514	15.6	3616	0.4470
161	1956.0	92.00	0.304	7.186	16.0	4.129	47.369	0.870	0.640	30.1	1755	0.2560
162	2965.0	92.00	0.304	10.319	16.0	6.261	47.360	0.824	0.579	24.4	2660	0.2872
163	3942.0	92.00	0.304	13.333	16.0	8.414	46.852	0.792	0.539	20.8	3537	0.3192

Annexe I (suite) : Résultats des essais en écoulement stationnaire et uniforme.

No	Débit (ml/s)	Pente (%)	p (-)	Volume (litres)	T degré	h (mm)	V (cm/s)	f (-)	h (-)	K (m ^{1/3} /s)	R (-)	f (-)
164	72.6	0.50	0.502	7.525	15.0	5.007	1.450	0.751	0.501	11.1	63	1.1722
165	137.8	0.50	0.502	11.277	14.0	8.632	1.596	0.653	0.404	9.8	117	0.8771
166	252.7	0.50	0.502	19.880	14.0	15.260	1.656	0.651	0.398	7.0	215	1.3727
167	537.1	0.50	0.502	27.465	14.0	19.086	2.814	0.720	0.510	8.7	457	1.2560
168	1053.0	0.50	0.502	34.132	14.0	22.419	4.697	0.761	0.583	12.0	896	0.7903
169	1501.0	0.50	0.502	37.485	15.0	24.096	6.229	0.778	0.612	14.6	1312	0.5586
170	2003.0	0.50	0.502	41.816	15.0	26.261	7.627	0.796	0.644	16.4	1750	0.4732
171	2941.0	0.50	0.502	48.902	15.0	29.804	9.868	0.820	0.686	18.7	2570	0.3883
172	3980.0	0.50	0.502	53.772	16.0	32.239	12.345	0.834	0.710	21.7	3571	0.2971
173	184.0	1.00	0.502	6.287	15.0	3.968	4.637	0.792	0.545	27.7	161	0.2340
174	292.9	1.00	0.502	17.126	15.0	13.588	2.156	0.630	0.377	7.3	256	1.2317
175	515.0	1.00	0.502	23.952	17.0	17.329	2.972	0.691	0.461	7.4	474	1.5042
176	1061.0	1.00	0.502	29.701	17.0	20.203	5.252	0.735	0.537	10.7	977	0.8918
177	2070.0	1.00	0.502	36.667	16.0	23.686	8.739	0.774	0.605	14.8	1857	0.5399
178	3016.0	1.00	0.502	42.216	16.0	26.461	11.398	0.798	0.647	17.2	2706	0.4324
179	4646.0	1.00	0.502	50.459	16.0	30.583	15.192	0.825	0.694	19.8	4169	0.3481
180	135.0	3.00	0.502	4.311	16.0	2.509	5.380	0.859	0.626	23.0	121	0.5011
181	288.5	3.00	0.502	7.685	16.0	5.148	5.604	0.746	0.495	17.3	259	0.4688
182	512.0	3.00	0.502	20.180	16.0	15.422	3.320	0.654	0.401	5.7	459	2.1211
183	1063.0	3.00	0.502	25.908	16.0	18.307	5.806	0.708	0.489	7.8	954	1.4977
184	2107.0	3.00	0.502	31.737	16.0	21.221	9.929	0.748	0.560	11.0	1891	0.8873
185	2977.0	3.00	0.502	35.569	16.0	23.137	12.867	0.769	0.596	12.9	2671	0.6963
186	4679.0	3.00	0.502	42.555	16.0	26.631	17.570	0.799	0.649	15.2	4198	0.5549
187	296.0	10.00	0.502	4.970	16.0	2.970	9.967	0.837	0.597	21.6	266	0.4976
188	531.0	10.00	0.502	8.184	15.0	5.600	9.482	0.731	0.479	15.6	464	0.5356
189	1043.0	10.00	0.502	21.198	15.0	15.952	6.538	0.664	0.414	5.9	911	2.0698
190	2044.0	10.00	0.502	25.669	15.0	18.187	11.239	0.706	0.486	8.3	1786	1.2909
191	3008.0	10.00	0.502	28.782	16.0	19.744	15.235	0.729	0.527	10.1	2699	0.9698
192	3764.0	10.00	0.502	31.657	16.0	21.181	17.770	0.747	0.559	10.8	3377	0.9133
193	560.0	30.00	0.502	5.808	16.0	3.593	15.587	0.808	0.563	18.2	502	0.5953
194	1053.0	30.00	0.502	10.539	17.0	7.892	13.343	0.668	0.418	11.2	970	0.7297
195	1986.0	30.00	0.502	18.802	17.0	14.646	13.560	0.642	0.388	7.9	1829	1.0469
196	2905.0	30.00	0.502	22.295	17.0	16.501	17.605	0.676	0.433	8.8	2675	0.9779
197	3683.0	30.00	0.502	24.611	17.0	17.658	20.857	0.697	0.471	9.5	3392	0.9542
198	1832.0	92.00	0.502	9.800	17.0	7.154	25.610	0.685	0.434	14.6	1687	0.4753
199	2578.0	92.00	0.502	12.974	17.0	10.274	25.092	0.631	0.383	12.2	2374	0.4858
200	3195.0	92.00	0.502	13.992	17.0	11.188	28.558	0.625	0.376	13.3	2943	0.3875

Annexe 1 (suite) : Résultats des essais en écoulement stationnaire et uniforme.

No	Débit (ml/s)	Pente (%)	p (-)	Volume (litres)	T degré	h (mm)	V (cm/s)	f (-)	h (-)	K (m ^{1/3} /s)	R (-)	f (-)
201	125.4	0.50	0.700	11.357	18.0	11.949	1.049	0.475	0.260	7.0	118	0.7491
202	257.4	0.50	0.700	19.701	17.0	17.314	1.487	0.569	0.362	6.2	237	1.4639
203	541.6	0.50	0.700	25.729	17.0	20.328	2.664	0.633	0.457	8.5	499	1.0725
204	1004.0	0.50	0.700	31.836	15.0	23.382	4.294	0.681	0.528	11.4	877	0.7321
205	1991.0	0.50	0.700	40.279	15.0	27.603	7.213	0.730	0.600	15.7	1740	0.4500
206	3016.0	0.50	0.700	46.327	15.0	30.627	9.847	0.756	0.640	19.2	2636	0.3243
207	4055.0	0.50	0.700	50.878	15.0	32.903	12.324	0.773	0.665	22.3	3544	0.2494
208	129.0	1.00	0.700	8.922	15.0	8.639	1.493	0.516	0.296	8.0	113	0.7906
209	294.0	1.00	0.700	18.503	16.0	16.715	1.759	0.553	0.340	5.5	264	1.6612
210	546.8	1.00	0.700	23.174	15.0	19.050	2.870	0.608	0.421	7.2	478	1.3501
211	1014.0	1.00	0.700	27.585	15.0	21.256	4.770	0.649	0.481	10.1	886	0.8142
212	2000.0	1.00	0.700	34.750	15.0	24.839	8.052	0.700	0.556	14.0	1748	0.5157
213	2978.0	1.00	0.700	40.120	15.0	27.523	10.820	0.729	0.599	16.7	2602	0.3965
214	3637.0	1.00	0.700	42.495	15.0	28.711	12.668	0.740	0.616	18.7	3178	0.3275
215	237.8	3.00	0.700	13.493	15.0	13.838	1.718	0.488	0.267	4.2	208	2.0946
216	467.0	3.00	0.700	19.441	16.0	17.184	2.718	0.566	0.358	4.7	419	2.5053
217	956.8	3.00	0.700	24.251	16.0	19.589	4.884	0.619	0.437	6.7	859	1.6075
218	1898.0	3.00	0.700	28.543	16.0	21.735	8.733	0.657	0.492	10.4	1703	0.7996
219	2858.0	3.00	0.700	33.713	15.0	24.320	11.752	0.693	0.546	12.1	2498	0.6750
220	3306.0	3.00	0.700	34.611	16.0	24.769	13.347	0.699	0.554	13.4	2966	0.5574
221	271.3	10.00	0.700	5.988	16.0	4.348	6.240	0.689	0.442	12.8	243	0.7529
222	477.7	10.00	0.700	11.178	16.0	11.755	4.064	0.475	0.261	6.1	429	0.9836
223	1024.0	10.00	0.700	20.020	16.0	17.473	5.860	0.573	0.368	5.4	919	1.9850
224	1956.0	10.00	0.700	24.172	15.0	19.549	10.006	0.618	0.435	7.6	1709	1.2585
225	2856.0	10.00	0.700	27.026	15.0	20.976	13.615	0.644	0.474	9.3	2496	0.9398
226	3935.0	10.00	0.700	30.539	15.0	22.733	17.310	0.672	0.514	10.7	3439	0.8067
227	502.6	30.00	0.700	5.988	16.0	4.348	11.560	0.689	0.442	14.0	451	0.6335
228	1020.0	30.00	0.700	14.491	16.0	14.532	7.019	0.499	0.275	5.2	915	1.3876
229	2012.0	30.00	0.700	18.942	16.0	16.934	11.881	0.559	0.348	6.8	1805	1.1421
230	2891.0	30.00	0.700	21.836	16.0	18.382	15.728	0.594	0.400	7.8	2594	1.0686
231	3825.0	30.00	0.700	24.591	16.0	19.759	19.358	0.622	0.441	8.5	3432	1.0223
232	594.0	92.00	0.700	6.347	16.0	4.766	12.464	0.666	0.421	9.5	533	1.2197
233	1992.0	92.00	0.700	12.994	16.0	13.453	14.807	0.483	0.264	7.7	1787	0.5975
234	2842.0	92.00	0.700	16.248	16.0	15.571	18.251	0.522	0.296	8.0	2550	0.6466
235	3362.0	92.00	0.700	17.565	16.0	16.246	20.695	0.541	0.321	8.4	3017	0.6640

Annexe 1 (suite) : Résultats des essais en écoulement stationnaire et uniforme.

No	Débit (ml/s)	Pente (%)	p (-)	Volume (litres)	T degré	h (mm)	V (cm/s)	f (-)	h (-)	K (m ^{1/3} /s)	R (-)	f (-)
236	71.7	0.50	0.898	7.844	17.0	12.000	0.597	0.327	0.162	5.4	66	0.5602
237	119.5	0.50	0.898	11.856	17.0	15.471	0.772	0.383	0.200	5.1	110	0.8155
238	246.3	0.50	0.898	16.866	17.0	18.007	1.368	0.468	0.306	6.2	227	1.0794
239	596.6	0.50	0.898	22.715	17.0	20.931	2.850	0.543	0.403	9.7	549	0.6604
240	1082.0	0.50	0.898	28.224	17.0	23.686	4.568	0.596	0.472	12.9	997	0.4689
241	1936.0	0.50	0.898	34.411	17.0	26.779	7.229	0.642	0.533	17.4	1783	0.3047
242	2934.0	0.50	0.898	33.792	17.0	26.470	11.084	0.638	0.528	27.0	2702	0.1242
243	3967.0	0.50	0.898	46.188	17.0	32.668	12.144	0.707	0.617	23.2	3654	0.2045
244	86.5	1.00	0.898	6.966	17.0	10.169	0.851	0.343	0.176	5.8	80	0.5988
245	124.6	1.00	0.898	10.180	17.0	14.393	0.866	0.354	0.177	4.6	115	0.8348
246	288.5	1.00	0.898	16.128	17.0	17.638	1.636	0.457	0.291	5.5	266	1.2776
247	579.4	1.00	0.898	20.000	17.0	19.574	2.960	0.511	0.361	8.0	534	0.8270
248	1016.0	1.00	0.898	23.693	17.0	21.420	4.743	0.553	0.416	11.0	936	0.5393
249	1989.0	1.00	0.898	38.283	17.0	28.715	6.927	0.667	0.565	10.8	1832	0.8456
250	2934.0	1.00	0.898	34.192	17.0	26.670	11.001	0.641	0.531	18.8	2702	0.2593
251	3672.0	1.00	0.898	38.343	17.0	28.745	12.774	0.667	0.565	19.9	3382	0.2495
252	62.0	3.00	0.898	4.192	17.0	2.955	2.098	0.709	0.463	9.8	57	1.5643
253	164.5	3.00	0.898	6.447	17.0	8.102	2.030	0.398	0.216	8.1	152	0.4660
254	270.5	3.00	0.898	12.415	17.0	15.776	1.715	0.393	0.210	4.5	249	1.1658
255	519.4	3.00	0.898	16.527	17.0	17.837	2.912	0.463	0.299	5.5	478	1.3253
256	978.2	3.00	0.898	20.778	17.0	19.963	4.900	0.520	0.374	7.4	901	1.0217
257	1944.0	3.00	0.898	24.651	16.0	21.899	8.877	0.563	0.429	11.5	1744	0.5168
258	3792.0	3.00	0.898	31.776	15.0	25.462	14.893	0.624	0.509	15.6	3314	0.3563
259	292.7	10.00	0.898	6.826	15.0	9.720	3.011	0.351	0.182	6.5	256	0.5067
260	992.8	10.00	0.898	12.655	15.0	15.900	6.244	0.398	0.214	8.7	868	0.3139
261	2908.0	10.00	0.898	23.573	15.0	21.360	13.614	0.552	0.415	10.1	2541	0.6420
262	3630.0	10.00	0.898	26.008	15.0	22.578	16.078	0.576	0.446	10.9	3172	0.6063
263	510.8	30.00	0.898	7.126	15.0	10.606	4.816	0.336	0.171	6.1	446	0.5120
264	1002.0	30.00	0.898	13.633	15.0	16.390	6.113	0.416	0.237	4.6	876	1.3209
265	1941.0	30.00	0.898	16.307	15.0	17.727	10.949	0.460	0.295	6.8	1696	0.8544
266	2907.0	30.00	0.898	19.102	15.0	19.125	15.200	0.499	0.346	8.0	2540	0.7754
267	3856.0	30.00	0.898	21.936	15.0	20.542	18.771	0.534	0.391	8.7	3370	0.7884
268	287.6	92.00	0.898	2.814	15.0	1.713	16.791	0.822	0.580	20.5	251	0.6306
269	538.4	92.00	0.898	4.351	15.0	3.133	17.183	0.694	0.449	16.6	470	0.5098
270	1010.0	92.00	0.898	8.922	15.0	13.318	7.584	0.335	0.165	5.5	883	0.5528
271	2007.0	92.00	0.898	12.735	15.0	15.941	12.590	0.399	0.216	6.7	1754	0.5389
272	3007.0	92.00	0.898	12.735	15.0	15.941	18.864	0.399	0.216	10.1	2628	0.2401
273	3719.0	92.00	0.898	15.289	15.0	17.218	21.599	0.444	0.274	9.3	3250	0.4032

Annexe 2 : Résultats des essais en écoulement non-stationnaire et non-uniforme.

Essai	pente (%)	intensité (mm/h)	d ₅₀ (mm)	k (-)	Essai	pente (%)	intensité (mm/h)	d ₅₀ (mm)	k (-)
1	1	27.8	1	17.5	40	1	33.1	6.5	283.6
2	1	57.8	1	42.5	41	1	66.6	6.5	428.5
3	1	86.0	1	36.2	42	1	100.0	6.5	443.6
4	1	116.0	1	47.3	43	1	129.4	6.5	615.6
5	3	9.7	1	57.6	44	3	33.8	6.5	695.8
6	3	69.9	1	56.0	45	3	74.5	6.5	500.5
7	3	118.7	1	104.8	46	3	105.0	6.5	646.3
8	10	24.8	1	172.8	47	3	128.0	6.5	731.6
9	10	69.7	1	154.4	48	10	32.2	6.5	229.2
10	10	98.7	1	167.3	49	10	73.8	6.5	486.0
11	10	119.1	1	171.7	50	10	102.7	6.5	712.2
12	30	27.2	1	129.3	51	10	129.7	6.5	1291.6
13	30	66.7	1	131.3	52	30	30.0	6.5	298.1
14	30	90.9	1	190.6	53	30	64.7	6.5	445.9
15	30	117.9	1	159.4	54	30	100.0	6.5	690.3
16	59.2	30.1	1	301.1	55	30	129.0	6.5	861.1
17	59.2	62.7	1	190.9	56	60.8	34.6	6.5	274.9
18	59.2	100.5	1	394.0	57	60.8	69.6	6.5	369.2
19	59.2	120.1	1	280.8	58	60.8	99.5	6.5	479.6
20	1	34.6	2.5	277.3	59	60.8	129.7	6.5	760.6
21	1	64.0	2.5	100.1	60	1	33.1	11.5	342.3
22	1	102.9	2.5	174.9	61	1	66.6	11.5	695.9
23	1	129.4	2.5	170.5	62	1	100.0	11.5	490.8
24	3	31.4	2.5	244.2	63	1	129.4	11.5	698.3
25	3	71.7	2.5	251.2	64	3	31.1	11.5	328.0
26	3	101.2	2.5	303.5	65	3	68.1	11.5	546.1
27	3	127.4	2.5	319.4	66	3	100.0	11.5	873.3
28	10	31.5	2.5	312.3	67	3	144.5	11.5	1392.4
29	10	70.3	2.5	431.2	68	10	35.9	11.5	138.9
30	10	98.9	2.5	561.0	69	10	68.2	11.5	524.6
31	10	127.0	2.5	529.8	70	10	104.3	11.5	832.6
32	30	32.3	2.5	551.9	71	10	141.6	11.5	1193.6
33	30	68.8	2.5	536.3	72	30	29.8	11.5	366.7
34	30	103.7	2.5	705.4	73	30	74.8	11.5	961.9
35	30	123.7	2.5	897.4	74	30	100.5	11.5	702.2
36	62	29.2	2.5	240.2	75	30	144.9	11.5	1210.5
37	62	66.1	2.5	441.5	76	61.1	30.9	11.5	272.4
38	62	103.2	2.5	838.9	77	61.1	72.9	11.5	548.2
39	62	125.8	2.5	834.1	78	61.1	109.2	11.5	561.0
					79	61.1	143.6	11.5	1085.1

Dubois Jérôme

Bâtiment Laurence
1904 Vernayaz
02/764 21 58 (Privé) 021/693 24 82 (Prof.)

Marié, 2 enfants
Originaire de Vérossaz, Valais, Suisse
Né le 15 octobre 1968

Formation

Collège de l'abbaye de St-Maurice	1983 – 1988
Obtention de la maturité fédérale type C (scientifique)	1988
Ecole polytechnique fédérale de Lausanne	1988 – 1993
Diplôme d'ingénieur civil à l'EPFL	1993
Travail de doctorat à l'EPFL	1995 - 1998

Langues

Français: parlé, lu, écrit
Allemand: parlé, lu, écrit
Anglais: parlé, lu, écrit
Italien: lu, écrit

Expérience professionnelle

Collège de l'Abbaye de St-Maurice	1989
St-Maurice, Valais Remplaçant pour des cours de mathématiques et de physique (3 semaines).	
Administration communale	1990
Vernayaz, Valais Informatisation du cadastre (2 mois).	
Compagnie d'Etude et de Réalisation Techniques	1992
Martigny, Valais Dimensionnement des fondations de l'imprimerie Pillet à Martigny Dimensionnement de l'immeuble résidentiel Elisabeth à Verbier	
Institut d'analyse et de mesure des contraintes	1992 - 1993
EPFL, Vaud Assistant - étudiant pour les cours de statique et de calcul dynamique des structures	
Laboratoire de constructions hydrauliques	1993 -
EPFL, Vaud Assistant des cours d'hydraulique (Génie Rural), d'hydraulique urbaine (Génie Civil) et pour le cours postgrade en hydrologie (Génie Rural). Recherche dans le domaine des crues extrêmes (Projet CRUEX) Réglage hydraulique des vannes de la prise d'eau de la centrale de Currilique (Chili) Calcul des lignes d'eau du nouvel aménagement de la Vuachère (Lausanne) Essais sur modèle réduit du canal de purge de la Massa (Naters/Brig) Analyse des pertes de charge dans la galerie d'adduction de l'aménagement Cleuson-Dixence	

Calcul de la capacité hydraulique et du transport solide de la Veveyse
Calcul de la capacité hydraulique de l'évacuateur de crues du barrage des Toules (VS)
Conception et développement du logiciel Dépéro pour la simulation du transport solide dans les rivières
Conception et développement du logiciel Routing System pour le routage des crues dans un bassin versant aménagé

Publications

- Sinniger, R., Boillat, J.-L., et Dubois, J. "*L'hydrogramme de crue critique d'une retenue avec évacuateur de surface*", Symposium CNSGB "Recherche et développements dans le domaine des barrages, Crans-Montana, 7-9 septembre 1995.
- Boillat, J.-L., Dubois, J., Lazaro, P. "*Eintrag und Austrag von Feststoffen im Spülkanal von Gebidem. Modellversuche und numerische Simulation*", Internationales Symposium "Verlandung von Stauseen und Stauhaltungen, Sedimentprobleme in Leitungen und Kanälen ", Zurich, 28-29 mars 1996.
- Dubois, J. "*La rugosité hydraulique des bassins versants et son influence sur la formation des crues*", Séminaire "Recherche dans le domaine des barrages", Lausanne, 15-16 octobre 1996.
- Dubois, J. « *Modélisation du ruissellement sur des surfaces artificielles.* » Comptes-rendus du séminaire « Ruissellement et érosion de surface », 24 octobre, Lausanne, 1996
- Bédât C. et Dubois J. « *Nouvel évacuateur de Räterichsboden.* » Wasser Energie Luft, 89 (9/10), 1997
- Boillat, J.-L. and Dubois, J. « *Application of PMP-PMF methodology to the Mattmark scheme.* » Proc. of Int. Symp. on new trends and guideline on dam safety, Barcelona, 17-19 june, 1998.
- Dubois, J. et Boillat, J.-L. « *Modélisation quasi-3D non-stationnaire et spatialement distribuée de la génération et du transfert des crues sur les bassins versants alpins.* » Symposium spécialisé, Mesoscale Alpine Programme (MAP), 24-25 septembre, Airolo, 1998.
- Niggli M., Consuegra D., Bérod D., Häberli C., Dubois J. und Boillat J.-L. « *Einfluss der Talsperre Mattmark auf das Hochwasserrisiko in Visp.* » Wasserbau-Symposium, Garmisch-Partenkirchen, 15. 17. October 1998



ÉCOLE POLYTECHNIQUE
FÉDÉRALE DE LAUSANNE

Prof. Dr A. Schleiss
Laboratoire de constructions hydrauliques - LCH
EPFL, CH-1015 Lausanne
<http://lchwww.epfl.ch>
e-mail: secretariat.lch@epfl.ch