



HAL
open science

Simulation d'un écoulement de jet de rive par une méthode VOF

Sylvain Mauriet

► **To cite this version:**

Sylvain Mauriet. Simulation d'un écoulement de jet de rive par une méthode VOF. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université de Pau et des Pays de l'Adour, 2009. Français. NNT: . tel-00463578

HAL Id: tel-00463578

<https://theses.hal.science/tel-00463578v1>

Submitted on 12 Mar 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DE PAU ET DES PAYS DE L'ADOUR

Ecole Doctorale des Sciences Exactes et de leurs Applications

par

Sylvain MAURIET

pour obtenir le grade de

DOCTEUR

Spécialité : Génie Civil

**SIMULATION D'UN ECOULEMENT DE JET DE RIVE
PAR UNE METHODE VOF**

Soutenue le 2 juillet 2009

Après avis de :

MM. **D. ASTRUC** Maître de Conférences, INP de Toulouse
Ph. BONNETON Directeur de Recherche au CNRS, UMR EPOC Bordeaux

Devant la commission d'examen constituée de :

MM. **A. SABONI** Professeur, Université de Pau et des Pays de l'Adour **Président**
S. ABADIE Professeur, Université de Pau et des Pays de l'Adour
D. ASTRUC Maître de Conférences, INP de Toulouse
Ph. BONNETON Directeur de Recherche au CNRS, UMR EPOC Bordeaux
P. LUBIN Maître de Conférences, Université Bordeaux I
M. MORY Professeur, Université de Pau et des Pays de l'Adour

- 2009 -

Remerciements

Ce travail a été mené au sein du Laboratoire des Sciences Appliquées au Génie Civil et Côtier (LaSAGeC²) de l'Institut Supérieur Aquitain du Bâtiment et des Travaux Publics, en collaboration avec le laboratoire TRansferts Écoulements Fluides Énergétique UMR 8508 (TREFLE) de l'Ecole Nationale Supérieure de Chimie de Bordeaux (ENSCP).

En premier lieu, je tiens à remercier les rapporteurs, Dominique Astruc et Philippe Bonneton pour le temps accordé à l'évaluation de ce travail et les remarques qu'ils ont pu apporter, ainsi que l'ensemble des membres du jury.

Ensuite, je tiens à remercier mes deux co-directeurs de thèse, pour leurs contributions et leur engagement dans ce projet, et sans qui ce travail n'aurait pas pu se faire.

Je peux aussi souligner la présence et l'implication du laboratoire TREFLE, pour l'accès au code de calcul, et je remercie en particulier Stéphane Glockner, Stéphane Vincent, Pierre Lubin pour leurs conseils et les débogages en direct ou presque dans l'utilisation du code AQUILON. De plus, l'intégration de ce projet dans le cadre du programme INSU CNRS PATOM (rebaptisé LEFE IDAO), m'a permis des échanges, toujours riches, avec une partie de la communauté scientifique française impliquée sur la thématique du génie côtier.

Une pensée s'adresse aussi à l'équipe du LaSAGeC², de l'ISABTP et de l'UFR pluridisciplinaire d'Anglet, au sein desquels j'ai passé ces trois années de travail.

Un grand merci aux relectrices du manuscrit (Maman, Nicole et Fanny). Et enfin un immense merci aussi aux amis, des côtes bretonne, méditerranéenne ou atlantique, de l'intérieur des terres aussi ... pour leur compréhension et leur soutien, et qui m'ont supporté, dans les deux sens du terme, et il y en a eu bien besoin par moments.

Merci à tous.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE.....	9
Chapitre 1 : BIBLIOGRAPHIE	13
1. Définition : La zone de jet de rive.....	13
2. Tour d'horizon de la littérature sur le jet de rive	13
2.1. Jet de rive et structures	14
2.2. Jets de rive sur une plage.....	15
2.3. Modélisation du jet de rive.....	16
3. Le sujet de cette thèse.....	17
3.1. Lâcher de barrage et mascarets	18
3.2. Jet de rive généré par un front d'onde	21
4. Travail proposé.....	25
Chapitre 2 : MODELISATION NUMERIQUE PAR UNE METHODE "VOLUME OF FLUID" (VOF).....	27
1. Les équations locales de l'écoulement.....	27
1.1. Les équations de Navier-Stokes	27
1.2. Cas de l'écoulement de fluides non miscibles	28
2. Modélisation de la turbulence	29
2.1. Equations RANS	29
2.2. Différents modèles de fermeture	30
2.2.1. Le modèle k- ϵ	31
2.2.2. Modèle V ² -f (Durbin 91).....	33
3. La modélisation par un modèle numérique "Volume Of Fluid" (VOF).....	34
3.1. La représentation diphasique dans un modèle VOF.....	35
3.2. Les équations de l'écoulement diphasique	36
3.3. Les caractéristiques du fluide diphasique dans chaque maille.....	37
3.4. Méthodes numériques	37
3.4.1. Discrétisation temporelle des équations.....	38
3.4.2. Résolution du couplage vitesse pression.....	39
3.4.3. Traitement des conditions limites	41
3.4.4. Discrétisation spatiale	42
3.5. Technique de suivi d'interface (avec et sans reconstruction)	43

3.5.1. VOF-PLIC ou VOF-CIAM (reconstruction d'interface).....	44
3.5.2. TVD (sans reconstruction d'interface).....	46
3.6. Modélisation de la turbulence, Modèles du 1° ordre à 2 équations	48
Chapitre 3 : MODELISATION DE L'ECOULEMENT RESULTANT D'UNE RUPTURE DE BARRAGE.....	51
1. Introduction	51
2. Eléments théoriques - Bilan d'énergie.....	51
3. Les premiers instants après la rupture de barrage	56
3.1. Paramètres numériques des simulations.....	57
3.2. Résultats et comparaison avec les données expérimentales.....	57
4. Etude des caractéristiques macroscopiques du ressaut en fonction des caractéristiques du lâcher de barrage	60
5. Simulations de la propagation du ressaut.....	62
5.1. Paramètres des simulations	62
5.2. Résultats des simulations	64
5.2.1. Energie cinétique et dissipation moyennes dans la zone de "roller" du mascaret	64
5.2.2. Influence des CI sur l'évolution temporelle des caractéristiques macro-échelles du ressaut.....	67
5.2.3. Evolution de la surface libre.....	70
5.2.4. Etude des profils de vitesse horizontale	71
5.3. Bilan de ces résultats	74
6. Conclusion.....	75
Chapitre 4 : MODELISATION DU JET DE RIVE.....	77
1. L'expérience de Yeh et al. (1989).....	77
2. La modélisation par les équations de Saint-Venant	78
3. Le modèle de jet de rive de Shen et Meyer (1963)	82
4. Résultats expérimentaux de Yeh et al. (1989).....	82
5. Simulations numériques	84
5.1. Estimation des vitesses de propagation (bore et lame de swash).....	86
5.2. Comparaison des résultats pour différents maillages	91
5.3. Influence de la technique de suivi d'interface	93
5.4. Influence du choix du modèle de turbulence	95
5.5. Simulations complémentaires	97

6. Bilan des simulations numériques de l'expérience de Yeh et al. (1989)	100
Chapitre 5 : L'ÉCOULEMENT DANS LE JET DE RIVE	103
1. Effondrement du mascaret sur la plage	104
1.1. Caractéristiques générales de l'écoulement lors de l'effondrement du mascaret et dans le jet de rive.....	104
1.2. Champ des vitesses et champ de pression pendant de l'effondrement.....	112
1.3. La transition entre l'effondrement et le jet de rive	116
2. Ecoulement du jet de rive.....	120
2.1. Champ de vitesse et champ de pression dans le jet de rive.....	120
2.2. Evolution de l'épaisseur de la lame d'eau.....	122
2.3. Hauteur maximale de remontée du jet de rive.....	123
3. Evolution de la contrainte de cisaillement et des caractéristiques de la turbulence dans le jet de rive.....	126
3.1. Evaluation de la contrainte de cisaillement.....	126
3.2. Evolution spatio-temporelle de la contrainte de cisaillement et des propriétés de la turbulence dans la couche d'eau	129
3.3. Estimation du coefficient de friction sur le fond.....	134
4. Conclusion.....	142
CONCLUSION GENERALE	145
Références	149

INTRODUCTION GENERALE

Le littoral français représente près de 5500 km de côte dont près de 60% de plages sableuses ou de marais et vasières. D'après les résultats du projet de recherche européen EUROSION, la moitié de ce linéaire côtier est exposé au degré 1 à l'érosion, 1 étant le maximum de la classification qui compte 5 degrés. Cette classification tient compte des éléments naturels, de la fragilité du milieu et des populations et infrastructures en place. La seconde moitié du linéaire côtier français est soumise au degré 2. Les autres côtes de l'Union Européenne présentent également une situation préoccupante mais à un degré moindre. L'environnement côtier est donc soumis à de fortes pressions, qu'elles soient naturelles ou liées aux activités humaines. Le forçage climatique est un facteur fondamental. Il est, de plus, susceptible d'évoluer à plus ou moins long terme, compte tenu des conséquences potentielles du réchauffement climatique en termes de variations du niveau marin et d'intensification possible des événements de tempête. A ces éléments naturels se superposent les effets indirects mais néanmoins importants d'une population littorale croissante et, qui plus est, multipliée en période estivale. Cette double pression place au rang des priorités scientifiques la nécessité de comprendre et prévoir les variations du trait de côte. Les zones côtières sont, de plus, souvent protégées des éléments par des ouvrages artificiels qui modifient de façon plus ou moins significative la dynamique sableuse environnante avec des répercussions économiques et environnementales encore mal contrôlées. Le dimensionnement des ouvrages lui-même dépend de paramètres complexes à forte incertitude rendant leur tenue et leur efficacité hasardeuses.

Variations du trait de côte naturel, impacts des aménagements, tenue des ouvrages, tous ces éléments dépendent essentiellement d'une hydrodynamique complexe où le déferlement des vagues joue le rôle principal. La zone de surf, qui est le siège du déferlement, se décompose en trois domaines : la zone de transition qui commence au déferlement et s'achève lorsque l'écoulement est quasi-stationnaire dans le repère lié à la vague, la zone de surf interne et enfin la zone de jet de rive (ou zone de « swash » en anglais) qui constitue le sujet de ce travail. Il s'agit de la zone qui est alternativement recouverte et découverte sous l'effet des vagues.

Les vagues dissipent une partie de leur énergie par génération de turbulence puis dissipation visqueuse dans le déferlement. Cependant une part significative de leur énergie se propage jusqu'au rivage, pour arriver dans la zone de jet de rive où la profondeur est faible. Il existe en conséquence dans cette zone interface entre l'océan et la terre de forts échanges de matière, sous la forme de transport sédimentaire perpendiculaire à la côte. De même, le dimensionnement des ouvrages côtiers longitudinaux (ouvrages de haut de plage, digues de protection des ports, ...) fait appel à la connaissance du volume de franchissement de l'ouvrage par les vagues qui implique également une transformation de la vague en jet de rive. Enfin, le cas d'inondations de tsunamis met aussi en jeu un processus de transformation d'une onde en écoulement de nappe à l'approche de la côte. L'ensemble de ces applications montre que le jet de rive est un phénomène important et c'est pourquoi il est l'objet de nombreuses études.

Malheureusement, les difficultés rencontrées sont nombreuses. Les mesures in-situ directes sont difficiles car le milieu est aéré, la profondeur d'eau très faible et l'épaisseur de la couche limite plus faible encore. De plus, l'analyse de ces mesures met en lumière la multitude d'échelles présentes dans l'écoulement réel. La modélisation physique permet de mieux contrôler l'environnement et d'accéder donc à des analyses fines des processus. Malgré les difficultés et incertitudes liées aux changements d'échelles, elle permet d'obtenir des solutions de référence pour les calculs numériques.

Nous avons choisi la simulation numérique comme moyen d'investigation du phénomène. Ce choix a été en partie dicté par l'expérience acquise par mon équipe d'appartenance dans la simulation du déferlement. Il s'agit également d'une orientation stratégique, car le développement des moyens de calculs augmente chaque jour un peu plus les performances de l'outil numérique. En ce sens, il s'agit d'un outil d'avenir qui permet à la fois l'analyse fine des écoulements et la réalisation d'outils de dimensionnement économiques si on les compare aux moyens expérimentaux. Dans ce contexte, nous avons choisi d'utiliser un code de calcul permettant de résoudre les équations de Navier-Stokes. Il s'agit donc d'un modèle précis mais encore lourd à utiliser, et qui est donc réservé à l'étude de processus fins dans des configurations simplifiées. L'objectif de ce travail est donc la compréhension des mécanismes, compréhension qui peut ensuite permettre la paramétrisation de modèles opérationnels de dynamique côtière.

Dans le chapitre 1, je présente une revue bibliographique du phénomène de jet de rive en mettant l'accent sur les travaux proches de mon cas d'étude. Le chapitre 2 présente le modèle numérique, le chapitre 3, la validation du modèle dans le cadre de la génération et de la propagation d'un mascaret sur fond plat. Le chapitre 4 détaille la validation du modèle en

comparaison de résultats physiques dans le cas d'un jet de rive sur une plage à pente constante. Cette configuration simplifiée nous permet enfin dans le dernier chapitre d'étudier précisément l'hydrodynamique dans la lame de jet de rive.

Chapitre 1 : BIBLIOGRAPHIE

1. Définition : La zone de jet de rive

La zone de jet de rive (communément appelée « zone de swash ») est la zone alternativement recouverte et découverte sous l'effet des vagues (figure 1-1). Pour un événement de vague unique, le jet de rive correspond à l'émission d'un écoulement de nappe consécutif à l'éroulement de la vague à l'approche de la ligne de côte, dû à la diminution de la profondeur d'eau.

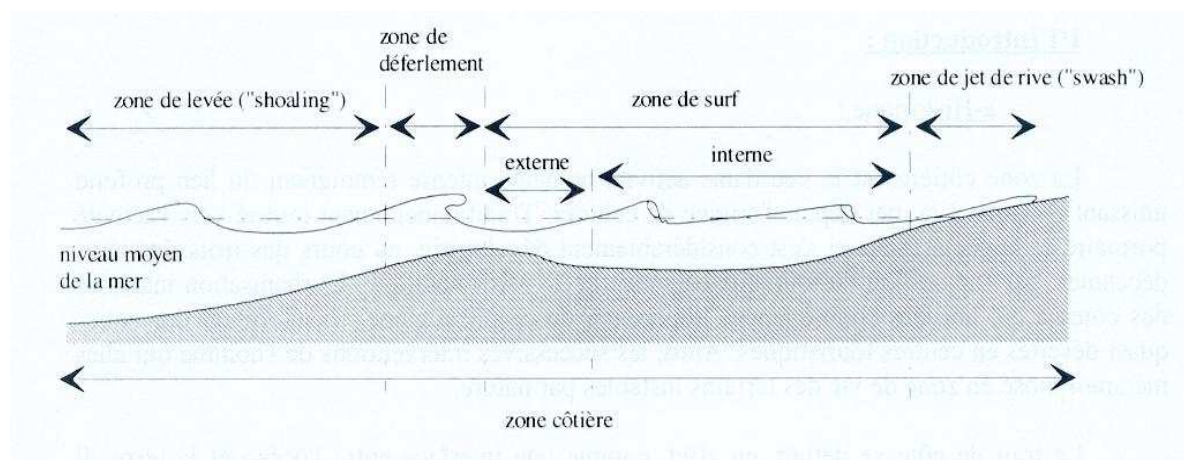


figure 1-1: Description schématique de la zone de surf (d'après Abadie, 1998)

Connaître cet écoulement est particulièrement important si l'on veut comprendre :

- la dynamique sédimentaire du haut de plage. Cette zone contrôle en effet le bilan net de sédiment qui transite entre la terre et l'océan. Les conditions hydrodynamiques qui y interviennent peuvent ainsi induire soit l'érosion soit l'accrétion du haut de plage, la transition entre les deux régimes étant encore mal connue actuellement.
- l'interaction des vagues avec les structures côtières.
- l'impact d'un tsunami à la côte

2. Tour d'horizon de la littérature sur le jet de rive

La littérature sur le sujet du jet de rive (« wave run-up ») est particulièrement riche car elle trouve sa source dans différentes communautés. Les océanographes côtiers s'intéressent à la zone de jet de rive, les ingénieurs côtiers à l'interaction des vagues avec les structures (jet de rive et dépassement de la crête des ouvrages) et les géophysiciens aux inondations consécutives aux tsunamis. Ces trois communautés se rejoignent sur l'étude du phénomène de base qui est la phase ultime de transformation d'une vague lorsque la profondeur devient

nulle. Citons également l'intérêt des communautés de mécaniciens des fluides et de mathématiciens pour le phénomène sous son aspect le plus académique. Du point de vue phénoménologique, la zone de jet de rive et la zone d'interaction d'une vague avec une structure diffèrent principalement par la valeur de la pente de la plage (plus importante dans le cas des structures) et la taille des éléments qui constituent le sol, le revêtement ou la structure poreuse. Ce dernier point influence la rugosité et le degré d'interaction entre l'écoulement souterrain et l'écoulement de surface. En ce qui concerne les tsunamis, ce sont principalement les caractéristiques de l'onde qui diffèrent des deux premiers cas (zone de jet de rive et zone d'interaction d'une vague avec une structure).

2.1. Jet de rive et structures

Kobayashi (1999) donne une vision assez complète des travaux issus des différentes disciplines sur le sujet, notamment en ce qui concerne les mesures et la modélisation numérique du jet de rive et de son interaction avec les structures côtières. Les premières mesures en canal s'attaquent aux ondes monochromatiques (voir Wiegél & Saville, 1996 pour une revue). Les résultats concernant le jet de rive sont difficilement exploitables de par la multitude de paramètres. Battjes (1974) permet de réduire significativement cette complexité par l'introduction du paramètre d'Iribarren combinant l'effet de la pente et de la cambrure de vague. Différentes formules couvrant divers phénomènes se voient grandement simplifiées (critère de déferlement, réflexion des vagues, stabilité des structures, hauteur d'inondation, ...).

Les ondes solitaires ont fait également l'objet d'études expérimentales (e.g. Synolakis, 1987), moins nombreuses cependant que pour les houles périodiques régulières. Kobayashi & Karjadi (1994) montrent, en étudiant leur dépendance au paramètre d'Iribarren, que les caractéristiques du déferlement, de la dissipation ainsi que de la réflexion d'une onde solitaire sur une pente sont assez similaires à celles d'une onde régulière.

Les premières études des jets de rive de houles irrégulières partent du principe que chaque onde individuelle de la série peut être étudiée comme une houle unique d'un train régulier. Cette hypothèse est validée en partie (Tsurata & Goda, 1968) malgré l'existence évidente de phénomènes plus complexes (groupes de vagues, interaction de vagues successives). Plus tard, avec le développement de batteurs permettant de mieux générer des houles irrégulières, des formules plus réalistes de hauteur de jet de rive ou de dépassement d'ouvrages ont été développées (Van der Meer & Stam 1992, Van der Meer & Janssen, 1995). La prise en compte de l'incidence de la houle sur ce phénomène date, elle aussi, approximativement de la

même époque (De Wall & Van der Meer, 1992). Notons que les mesures in situ sont encore rares de nos jours pour ce qui concerne l'interaction vague-structure.

2.2. Jets de rive sur une plage

Dans ce domaine, les données de terrain sont plus nombreuses. On distingue de façon classique le jet de rive consécutif à un groupe de vagues et celui généré par un événement de vague unique. Dans ce dernier cas, la fréquence du jet de rive est, la plupart du temps, la même que celle de l'onde incidente (Mase, 1995), même si une dépendance à la pente de la plage existe évidemment. Dans le cas de la houle irrégulière, la situation est beaucoup plus variable, notamment à cause de l'existence en zone de surf d'ondes à basse fréquence également appelées ondes d'infragravité. Ces ondes peuvent avoir des origines différentes. Il peut s'agir d'ondes longues se propageant librement du large à la côte (Suyada, 1974). Elles peuvent être liées à un groupe d'ondes (Longuet-Higgins and Stewart, 1962), forcées par un point de déferlement variable en espace (Schaffer *et al.*, 1993) ou générées par l'écoulement de jet de rive descendant et son interaction avec le front d'onde incident (Watson *et al.*, 1994) dans le cas de groupes de vagues. Il peut enfin s'agir d'ondes de « coin », générées par l'arrivée régulière de la houle et piégées parallèlement à la côte.

De façon schématique, la littérature distingue deux classes de phénomènes qui peuvent être référencés sous le terme « jet de rive ». Dans le premier cas, la pente est faible, la plage est dite « dissipative » (Wright & Short, 1984), la zone de surf est saturée. Ce terme signifie que la pente est suffisamment douce pour permettre au déferlement de jouer un rôle d'écrêtement « parfait ». Dans ces conditions, la hauteur de houle ne dépend que de la profondeur locale, et en théorie, l'énergie due à la houle incidente est nulle à la ligne de côte. Le jet de rive est donc du à un autre phénomène. Suyada (1974) montre qu'il s'agit de l'oscillation à la côte d'ondes libres basse fréquence qui, de plus, sont stationnaires (par réflexion à la côte). Les mesures de Guza et Thornton (1982) supportent également cette théorie.

Dans l'autre configuration, la pente est plus importante et le déferlement moins régulier. Par voie de conséquence, certaines vagues ne déferlent pas et atteignent donc la côte avec une énergie non nulle, tandis que d'autres ne déferlent que partiellement. Dans ces conditions, et en prenant le cas extrême, le jet de rive apparaît totalement lié à l'onde incidente et notamment au phénomène d'écroulement du front d'onde turbulent à la ligne de côte. C'est le cas envisagé par Shen & Meyer (1963).

Baldock *et al.* (1997) proposent des cas intermédiaires, non saturés, où de fortes modulations basse fréquence du mouvement du jet de rive apparaissent, dues au phénomène de groupe de vagues qui perdure en zone de surf interne, car il n'est que faiblement affecté par le déferlement.

Ces considérations ont des implications importantes sur les directions de recherche, car les écoulements mettent en jeu des processus totalement différents, suivant les cas considérés. Dans ce travail de thèse, nous avons choisi d'orienter nos efforts sur le cas du jet de rive généré par l'éroulement d'un front d'onde unique turbulent, en jouant sur les similarités entre une onde de translation et une onde d'une série périodique. Dans ce cadre, pour faire le lien avec ce qui vient d'être évoqué, nous nous intéressons à la deuxième configuration pour laquelle le jet de rive est directement relié à la vague incidente.

2.3. Modélisation du jet de rive

Les équations classiquement employées dans ce domaine sont les équations des ondes longues non linéaires avec un cisaillement au sol paramétré :

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial(hu)}{\partial x} = 0$$

(1)

$$\frac{\partial(hu)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(hu^2 + \frac{1}{2} gh^2 \right) = -gh \cdot \tan \theta - \frac{1}{2} f_b |u|u$$

(2)

où h est la profondeur locale, η l'élévation de la surface libre, u la vitesse horizontale intégrée sur la colonne d'eau, g la gravité, θ l'angle de la pente de plage et f_b le coefficient de friction. Ces équations sont obtenues à partir des équations de Navier-Stokes en supposant un rapport $(L/h)^2 \gg 1$ (Kobayashi & Wurjanto, 1992) avec L la longueur d'onde des vagues simulées.

Les équations hyperboliques (1) et (2) peuvent être résolues par différences finies. On utilise en général des méthodes de discrétisation adaptées au suivi de fronts (ou ressauts) analogues à des chocs qui se développent avec ce type d'équations. Chaudhry (1983) utilise un schéma explicite de Mc Cormack dérivé de la méthode de Lax Wendroff à deux pas pour simuler des ressauts hydrauliques. Packwood (1980) utilise la méthode explicite de Lax Wendroff pour simuler la propagation d'ondes de translation sur une plage. Ces méthodes génèrent des oscillations dans la zone des fronts qui sont souvent atténuées artificiellement. Un des problèmes importants liés à la résolution des équations (1) et (2) est le calcul du déplacement

de la ligne de rivage. Ce problème est évidemment fondamental dans la simulation du jet de rive. Yeh *et al.* (1996) proposent une revue des méthodes numériques permettant de décrire ce déplacement. Parmi ces méthodes, celle de prédiction-correction utilisée dans Packwood (1980) est encore largement employée. D'après Kobayashi (1999), ce type de méthodes permet d'obtenir la hauteur d'inondation avec une précision de l'ordre de 20%. Enfin, pour ce qui est du coefficient de friction f_b , ce même auteur propose, après calibration des modèles, les valeurs de 0.01 sur fond lisse et 0.1 sur fond rugueux.

Des simulations du jet de rive basées sur les équations de Navier-Stokes avec suivi volumique d'interface de type Volume Of Fluid (Hirt & Nichols, 1981) ont été proposées. Puleo *et al.* (2002) présentent ainsi une comparaison entre les résultats d'un tel modèle, les résultats d'un modèle Saint-Venant et des résultats expérimentaux. Le modèle bidimensionnel donne bien sûr des résultats plus précis en ce qui concerne le déferlement des vagues. Les deux types de modèles donnent des résultats relativement similaires et proches des mesures expérimentales pour l'élévation de la surface libre. Le modèle 1-D donne le même ordre de grandeur que les mesures de vitesse dans la partie externe de la zone de jet de rive, malgré un léger décalage par rapport aux séries temporelles mesurées. Le modèle 2-D permet d'obtenir des vitesses proches des mesures durant la phase de descente, mais présente une surestimation des vitesses pour la propagation de l'onde vers la plage. Plus récemment, Puleo *et al.* (2007) ont étendu Puleo *et al.* (2002) en modélisant la turbulence par un modèle k- ϵ . L'étude se concentre sur la variation de l'accélération dans l'écoulement de jets de rive consécutifs à des vagues périodiques déferlantes, dans une optique de transport sédimentaire.

3. Le sujet de cette thèse

Le problème étudié ici est schématisé en figure 1-2. La phase du mouvement se décompose comme suit : une onde de translation turbulente positive est générée par une configuration initiale de type « lâcher de barrage », c'est-à-dire une discontinuité initiale de hauteur d'eau. Lorsque ce mascaret atteint la ligne de rivage, donc lorsque la profondeur locale devient nulle, le front d'onde, ne pouvant se propager plus avant, s'écroule et génère un écoulement de nappe ascendant qui entraîne les particules les plus à l'aval à une hauteur extrême que nous appellerons hauteur d'inondation (« run-up » en anglais). Le mouvement s'inverse ensuite progressivement jusqu'à ce que la nappe entière ait une vitesse descendante, le jet interagissant ensuite avec le bassin amont.

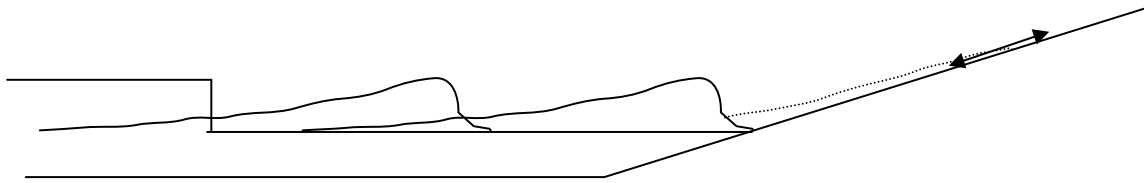


figure 1-2: configuration de base étudiée dans la thèse : — : onde incidente, : jet de rive

Du point de vue de la stratégie de recherche, notre souci a été de simplifier au maximum le cadre d'étude de manière à pouvoir tirer plus de profit de notre simulateur Navier-Stokes. En effet, d'une part, il s'agit d'un modèle encore lourd en temps de calcul, d'autre part, nous pensons que de nouveaux résultats peuvent être apportés sur ce cas académique important.

3.1. Lâcher de barrage et mascarets

Comme cela a été vu précédemment, l'onde de translation ou mascaret est générée par la technique du « lâcher de barrage ». On peut également générer des ondes de translation en forçant un écoulement dans un bassin au repos à surface libre (Peregrine, 1966). Du point de vue phénoménologique, les mascarets apparaissent à marée montante dans certains estuaires. Les typhons ou les tsunamis se propageant dans les estuaires, associés à une forte marée montante, peuvent également générer des mascarets (Chanson, 2005).

Dans le cas du « barrage », on libère une masse d'eau, initialement au repos, dans une lame d'eau d'épaisseur plus faible, elle aussi au repos. Il s'ensuit la formation de deux ondes (figure 1-3), l'une se propageant vers l'amont à la célérité U' et la seconde, le mascaret, se propageant vers l'aval à la célérité U . Le mascaret, à proprement parler, est une discontinuité de hauteur d'eau $h_m - h_0$ qui se propage dans une colonne d'eau de profondeur h_0 dont les particules fluides ont une vitesse nulle. Les particules situées juste en amont de la discontinuité ont, elles, une vitesse u inférieure à U . La théorie de Saint Venant (Stoker (1953)) permet de relier la vitesse de propagation U du front au rapport h_m/h_0 , et un argument de conservation d'énergie, la hauteur h_m à la condition initiale h_1/h_0 (voir chapitre III). Cette description considère en particulier des vitesses uniformes dans la colonne d'eau. Dans les premiers instants du lâcher de barrage, l'écoulement peut ne plus rentrer dans le cadre de cette théorie lorsque les différences de hauteurs d'eau sont importantes. Stansby *et al.* (1998) ont ainsi mené une étude expérimentale sur les premiers instants qui suivent le lâcher de barrage, pour différentes hauteurs du lâcher de barrage et de hauteur d'eau devant le barrage. Les mesures de surface libre montrent que celle-ci peut se déformer de façon complexe et parfois se reconnecter de façon similaire à un déferlement de vague.

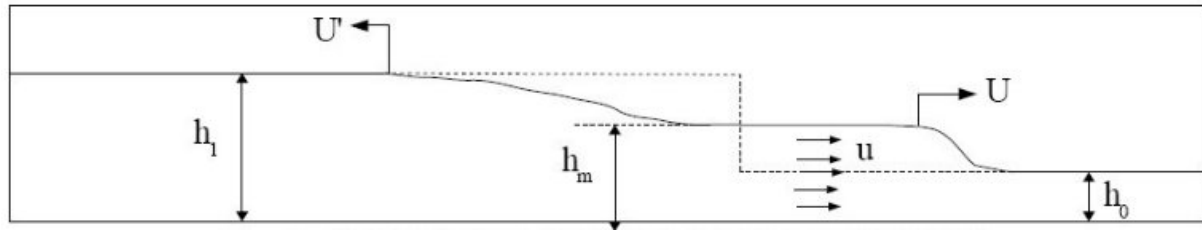


figure 1-3 : Ecoulement généré par un lâcher de barrage

Les mascarets ont fait l'objet de nombreuses études motivées d'une part par l'étude du processus de mélange eau, salinité, sédiment dans les zones intertidales de rivières (Chanson, 2005), et d'autre part du fait de l'analogie qui existe entre ce mascaret et une onde déferlante en zone de surf (Svendsen & Madsen, 1984). On différencie trois types de mascarets : les mascarets ondulés non déferlants, les mascarets ondulés déferlants et les mascarets déferlants sans ondulation, ces derniers apparaissant pour les nombres de Froude ($Fr_0 = U/\sqrt{gh_0}$) les plus importants. Favre (1935) montre expérimentalement que les ondes de translations ondulées se forment pour un ratio $(h_m - h_0)/h_0$ inférieur à 0.28. Lorsque ce ratio est compris entre 0.28 et 0.75, le mascaret est à la fois ondulé et déferlant et les ondulations disparaissent complètement pour les valeurs du ratio supérieures à 0.75. Peregrine (1983) place ces limites respectivement à 0.3 et 0.7. Yeh *et al.* (1989) basent leur classification des ressauts propagatifs sur les caractéristiques du lâcher de barrage initial. La valeur de transition diffère donc et dans ce cas, Yeh *et al.* (1989) considèrent que des mascarets ondulés apparaissent pour un rapport hauteur d'eau en amont du barrage sur hauteur d'eau en aval inférieur à 2.

Les mascarets sont souvent étudiés relativement aux ressauts hydrauliques (voir par exemple Yeh & Mok, 1990). Un ressaut hydraulique est la discontinuité de surface libre à la transition d'un écoulement supercritique ($Fr > 1$) vers un écoulement sous-critique ($Fr < 1$). On l'observe assez communément, comme par exemple dans le cas de l'écoulement d'un jet de robinet dans un évier. La vitesse diminue dans ce cas progressivement, par augmentation de la surface avec le rayon R. L'écoulement d'une onde de translation apparaît comme très similaire au ressaut hydraulique si on l'étudie dans le repère galiléen lié au front d'onde. Il existe cependant des différences, notamment en ce qui concerne la structure de l'écoulement proche du fond [il n'y a pas de couche limite en amont de la discontinuité dans le cas de l'onde de translation].

Yeh & Mok (1990) proposent ainsi une étude comparative des deux phénomènes, axée sur la turbulence. Conformément à d'autres auteurs, cette étude stipule que la génération principale de turbulence a lieu au point bas de la discontinuité où la ligne de courant diverge à cause du changement brusque de hauteur d'eau. Dans cette zone de changement de hauteur, la structure

de l'écoulement est une recirculation (figure 1-4), écoulement communément appelé « roller » (voir Schaffer *et al.* (1993) pour plus de précisions sur ce concept). Alors que Peregrine & Svendsen (1978) proposaient une initiation de la turbulence dans cette zone conforme à celle générée dans une couche de mélange, Yeh & Mok (1990) avancent l'idée d'une instabilité de la recirculation. Cette dernière serait successivement et sans cesse générée puis advectée vers l'arrière, ce mouvement récurrent donnant lieu à des tourbillons de grande échelle (figure 1-4) qui diffusent ensuite vers l'aval de l'écoulement (figure 1-5).

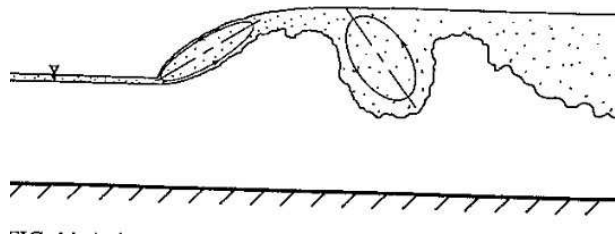


figure 1-4 : Processus de génération de bouffées de turbulence proposé par Yeh & Mok (1990).

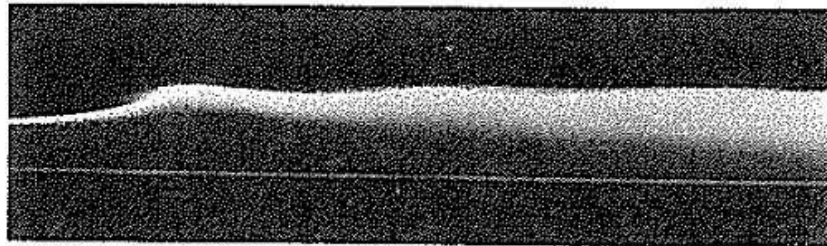


figure 1-5 : Visualisation de la zone affectée par la turbulence dans un ressaut hydraulique (d'après Yeh & Mok 1990) obtenue par un temps d'exposition de la photo de 2s. On s'attend à un résultat similaire pour une onde de translation.

Des études expérimentales détaillées du ressaut hydraulique ont également été menées par Chanson (1995) qui insiste sur les différences avec l'onde de translation. L'auteur montre que le phénomène est influencé par les parois latérales des canaux, provoquant pour certains paramètres des ondes de choc latérales qui peuvent favoriser un faible déferlement du ressaut dans des cas ondulés. Ces effets de confinement modifient aussi la nature des ressauts et en particulier la valeur limite du ratio des hauteurs d'eau de part et d'autre du ressaut, valeur limite qui caractérise la transition d'un ressaut ondulé à un ressaut non ondulé. Pour son étude, Chanson (1995) trouve une disparition des ondulations pour des nombres de Froude très

variables (allant de 1.5 à 2.9). A l'inverse, Svendsen *et al.* (2000) ne trouvent pas d'oscillation derrière le front des ressauts générés expérimentalement à des nombres de Froude plus faibles (1.38, 1.46, 1.56). A noter que ces trois dernières valeurs sont typiques des vagues en zone de surf. Cette dernière étude présente des résultats expérimentaux précis et détaillés de l'écoulement dans et au voisinage de la zone de recirculation. Les caractéristiques principales sont proches de celles d'un écoulement cisailé, avec cependant des différences, dues à la géométrie spécifique du problème. Les auteurs montrent également que les caractéristiques de l'écoulement de recirculation (dimensions, cisaillement, vorticité, viscosité turbulente) sont indépendantes du nombre de Froude.

3.2. Jet de rive généré par un front d'onde

Le problème du jet de rive associé à une onde de translation positive arrivant sur une plage a été élucidé en partie dans Shen & Meyer (1963). Partant de la théorie non linéaire des ondes longues et à l'aide de la théorie des caractéristiques, les auteurs analysent en détail le devenir de l'onde après l'apparition d'une singularité à la ligne de rivage. Ils montrent que la ligne de rivage prend la vitesse commune de l'écoulement et de l'onde à la singularité. Le mouvement consécutif de cette ligne de rivage est ensuite entièrement déterminé (dans le cadre restrictif des équations du modèle) par cette vitesse car les particules de l'extrémité ne sont soumises qu'à la gravité durant quasiment l'ensemble du cycle (montée et une partie de la descente). La profondeur proche de l'extrémité montre une dépendance en t^{-2} , ce qui indique un amincissement très rapide de la lame de swash. Enfin, l'apparition d'un deuxième front d'onde se propageant vers le large durant le mouvement de descente du jet est également mise en évidence. L'ensemble de ces particularités montre que l'écoulement diffère assez fortement de la solution sans déferlement de Carrier & Greenspan (1958).

Yeh *et al.* (1989) complètent la description de Shen & Meyer (1963). Leur étude expérimentale insiste sur les différences entre le phénomène observé et la théorie issue du modèle simplifié des ondes longues. Premièrement, le front d'onde expérimental décélère plus fortement que les prédictions théoriques. Ensuite, la zone de transition entre le front d'onde et le jet de rive qui était traitée en singularité par Shen & Meyer (1963), fait ici l'objet d'une observation minutieuse. Comme le montre la figure 1-6 (côté gauche), issue de cette étude, le mouvement de jet de rive semble résulter d'une transmission d'une partie de la quantité de mouvement de l'onde au petit volume d'eau calme situé en aval. On distingue ainsi en effet clairement sur cette figure l'existence de deux fronts (le front d'onde et le front de jet de rive)

durant toute la transition. Cette transition par collision de deux volumes fluides à des vitesses différentes n'intervient pas ou semble ne pas intervenir dans le cas du ressaut ondulé (figure 1-6, côté droit). L'étude de Yeh *et al.* (1989) montre également que la vitesse initiale du jet de rive n'est pas aussi importante que celle prévue par la théorie. Les auteurs relient ce résultat important au processus de transition. Les auteurs soutiennent l'idée que le gradient de pression doit jouer un rôle dans la phase initiale du jet de rive alors que la théorie des ondes longues ne prévoit que l'influence de la gravité. Enfin, ils remarquent que le jet de rive s'effectue par deux mouvements superposés, l'un étant dû au déplacement de la ligne d'eau et l'autre, légèrement décalé, dû au front d'onde encore présent. L'ensemble du travail met en lumière le fait que l'écoulement réel diffère de la théorie de Shen & Meyer (1963).

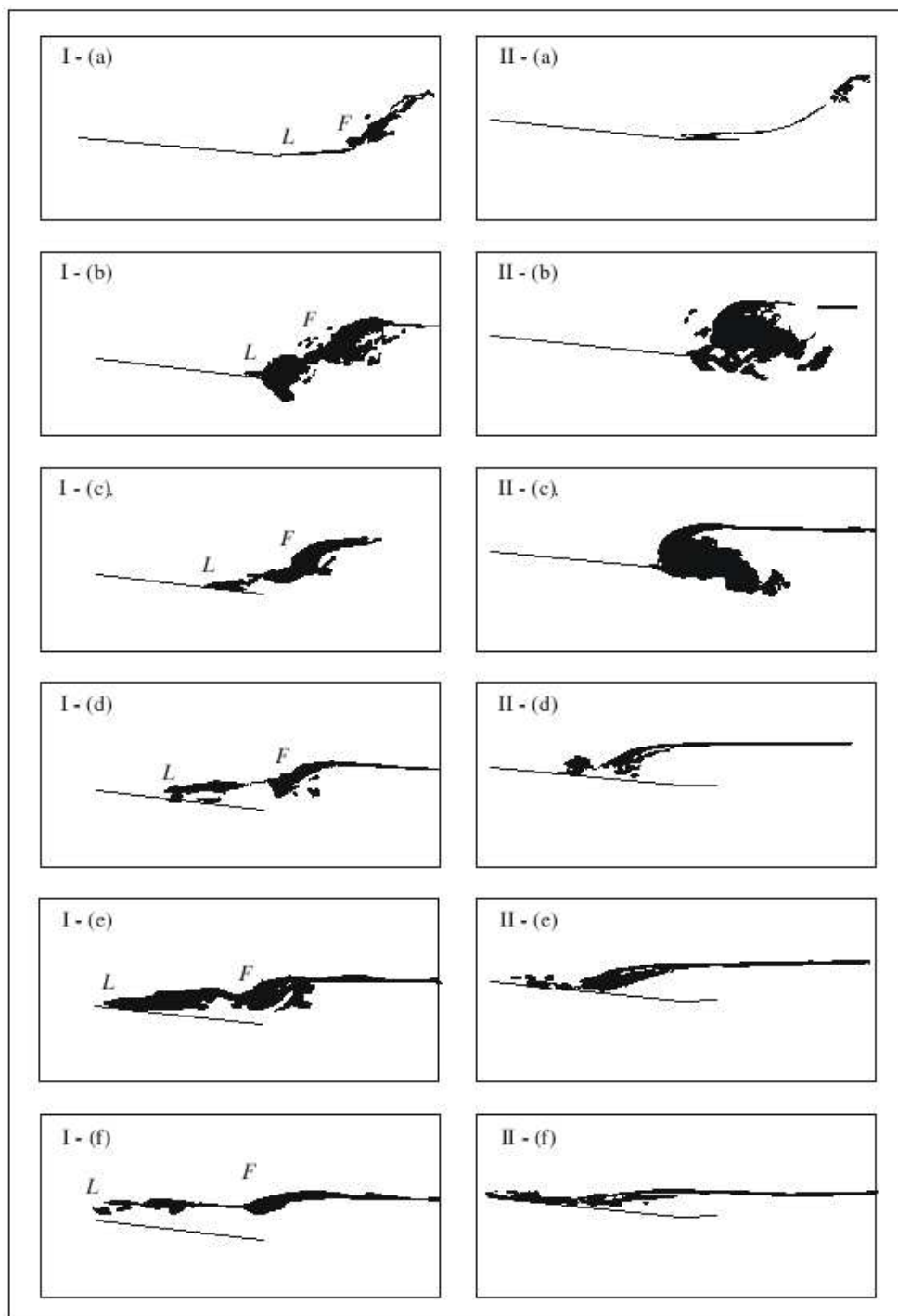


figure 8 - Processus de transition d'un bore complètement développé (I) et d'un bore ondulatoire (II) en jet de rive. (a) : Bore s'approchant de la côte. (b)-(e) : Transition. (f) : Run-up. L: Limite du jet de rive, F : Front du bore. Adapté de Yeh et al., 1989.

figure 1-6 : Processus de transition d'une onde de translation en jet de rive : (I) déferlante non ondulée ($Fr=1.43$) et (II) ondulée ($Fr=1.18$). Adapté de Yeh et al., 1989.

Très récemment, Zhang & Liu (2008) ont proposé une étude basée sur la simulation numérique des équations de Reynolds (RANS) dans la configuration initialement proposée par Yeh et al. (1989). Ce travail, qui vient clairement en concurrence avec celui développé dans le cadre de cette thèse, n'a été connu de nous qu'au moment de sa publication en automne

2008. La démarche est très similaire à celle que nous avons adoptée. Les auteurs utilisent le modèle COBRA qui a fait l'objet de plusieurs publications relatives au déferlement (Lin & Liu, 1998, Lin *et al.*, 1999, etc...). Ce modèle utilise le suivi d'interface SOLA-VOF développé initialement par Hirt & Nichols (1981) et un modèle k- ϵ avec une fermeture algébrique non-linéaire (Shih *et al.*, 1996). Shigematsu *et al.* (2004) ont d'ailleurs appliqué ce modèle au cas du lâcher de barrage et ont obtenu des résultats numériques sur la répartition de l'intensité de la turbulence dans l'onde de translation ainsi formée (voir chapitre III). Comme dans Yeh *et al.* (1989), Zhang & Liu (2008) distinguent un cas d'onde de translation déferlante non ondulée ($Fr=1.43$) et un cas d'onde de translation ondulée ($Fr=1.18$). Les conclusions générales de l'étude expérimentale (phase de transition différente de la théorie, existence d'une phase ascendante en deux séquences, formation d'une onde de translation à la descente) sont confirmées sans que les processus soient réellement plus explicités que dans Yeh *et al.* (1989). L'analyse de la répartition de l'énergie turbulente k apporte en revanche des éléments nouveaux. Elle montre qu'il existe un équilibre approximatif production/dissipation dans la première moitié de la phase de montée, puis une décroissance analogue à une turbulence de grille dans la seconde moitié (cas $Fr=1.43$). Le cas de l'onde d'intensité plus faible présente des caractéristiques différentes avec une décroissance immédiate mais un taux plus faible de la turbulence.

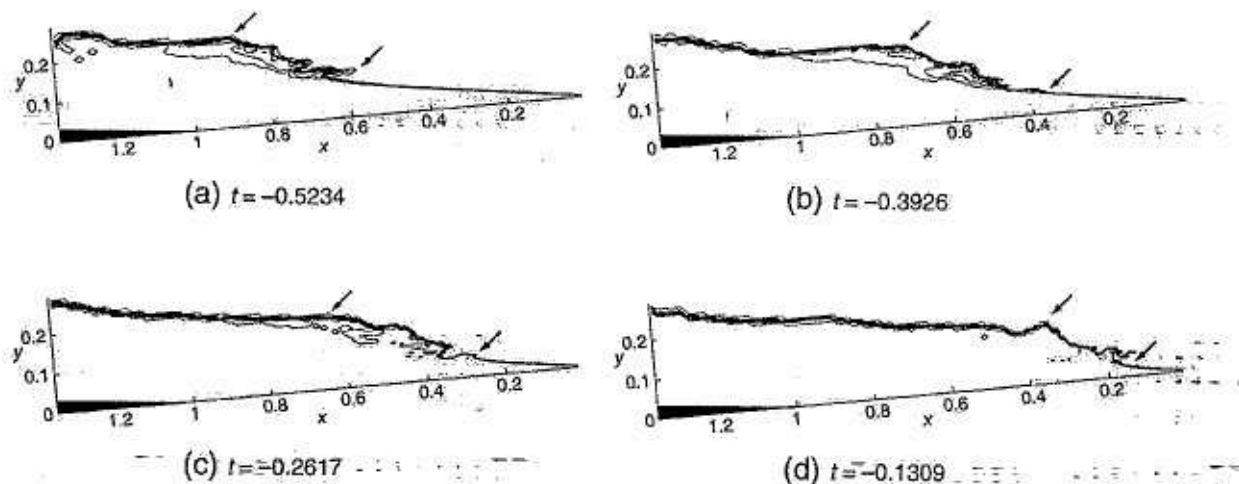


figure 1-7 : Simulation numérique Navier-Stokes / VOF du processus de transformation d'une onde de translation ($Fr=1.43$) en jet de rive. Les isocontours représentent différentes valeurs de la fraction volumique d'eau. D'après Zhang & Liu (2008).

L'article de Shen & Meyer (1963) stipulait une similarité de l'écoulement de jet de rive quelle que soit l'onde de translation incidente. Les caractéristiques de cet écoulement étaient de plus

parfois mises en défaut par la mesure (Baldock *et al.*, 2005). Guard & Baldock (2007) permettent d'élargir la vision de ce phénomène de jet de rive associé à une onde de translation. Ils montrent que la solution de Shen & Meyer est un cas particulier du système d'équations mis sous forme caractéristique correspondant à un certain flux de volume et de quantité de mouvement (correspondant d'ailleurs au cas de la rupture de barrage). Ce cas particulier est le seul pour lequel une solution analytique est actuellement connue. Mais Guard & Baldock résolvent numériquement par différences finies les équations caractéristiques pour différentes valeurs des variables caractéristiques en amont de l'éroulement. Ils montrent que les jets de rive obtenus sont en fait très variables avec des profondeurs plus importantes et des écoulements plus symétriques que la solution de Shen & Meyer. Cette étude a des implications importantes en terme de transport sédimentaire car elle signifie que le jet de rive dépend des conditions au large et ce, y compris lorsque le jet est généré par l'onde incidente (en opposition au cas des ondes d'infragravité). Le calcul d'inondation par une onde de translation déferlante consécutive à un tsunami par la solution de Shen & Meyer doit également être remis en cause.

Si, comme nous venons de le voir, la modélisation avance rapidement sur ce sujet précis, actuellement il manque encore des données expérimentales mettant en lumière la structure interne de l'écoulement ainsi que son aspect dynamique, ce qui permettrait de valider plus précisément les simulations. De tels travaux commencent néanmoins à apparaître dans la littérature. Parmi eux, O'Donoghue *et al.* (2006) présentent des mesures PIV (Particle Image Velocimetry) du champ des vitesses dans un écoulement de jet de rive généré par rupture de barrage sur fonds lisse et rugueux. Citons également les mesures de contraintes de cisaillement sur un fond fixe lisse présentées dans Barnes & Baldock (2006).

4. Travail proposé

Dans cette thèse, nous proposons de simuler numériquement, par les équations de Navier-Stokes et un suivi d'interface eau/air VOF, l'écoulement d'un jet de rive consécutif à l'éroulement d'une onde de translation à la ligne de rivage. Nous proposons également de modéliser la turbulence avec un modèle $k-\varepsilon$ particulier. La configuration de base choisie pour ces investigations est celle de l'expérience de Yeh *et al.* (1989) et donc également la même que l'étude numérique de Zhang & Liu (2008). L'objectif de ce travail est la validation du modèle dans cette configuration, puis son utilisation afin d'analyser la structure interne de l'écoulement ainsi que les paramètres dynamiques (pression, cisaillement) dont nous avons vu dans la revue bibliographique qu'ils étaient peu connus. L'objectif à plus long terme est de

pouvoir en tirer des informations pertinentes (paramétrisation du cisaillement, ...) afin de permettre une modélisation plus intégrée de la zone de jet de rive (en particulier les modèles des ondes longues).

Chapitre 2 : MODELISATION NUMERIQUE PAR UNE METHODE "VOLUME OF FLUID" (VOF)

Dans ce chapitre, nous allons décrire les équations générales gouvernant les écoulements. Les écoulements à surface libre sont un problème difficile à simuler numériquement. Le but de ce chapitre est de présenter la méthode choisie ainsi que ses limitations.

1. Les équations locales de l'écoulement

Nous rappelons ici les équations de NAVIER STOKES, écrites pour la configuration de deux fluides, l'air et l'eau, sans transfert de masse entre les deux fluides. L'écoulement traité est donc diphasique, avec des caractéristiques physiques propres à chaque fluide (densité ou masse volumique, viscosité).

1.1. Les équations de Navier-Stokes

L'écoulement est déterminé à partir des équations locales de conservation de la masse et de la quantité de mouvement. Ces équations permettent de traiter des problèmes bidimensionnels ainsi que des problèmes tridimensionnels. Cependant, le phénomène étudié permet de ne résoudre que le cas d'un écoulement bidimensionnel, la configuration pouvant être considérée comme semi-infinie dans une dimension.

L'équation de continuité, qui traduit la conservation de la masse, s'exprime sous la forme

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho\vartheta = 0 \quad (1)$$

$$\text{Avec } \vartheta = \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \text{ et } \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u_j \frac{\partial}{\partial x_j}$$

Pour un fluide incompressible, $\vartheta = 0$ et l'équation de continuité devient

$$\frac{d\rho}{dt} = 0 \quad (2)$$

La conservation de la quantité de mouvement se traduit par les équations de Navier-Stokes

$$\rho \frac{du_i}{dt} = \rho F_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial(\mu\vartheta)}{\partial x_i} \quad (3)$$

L'équation (3), pour un fluide réel incompressible, devient

$$\rho \frac{du_i}{dt} = \rho F_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i \partial x_j} \quad (4)$$

Le système forme ainsi un système (ou modèle fermé) de 4 équations à 4 inconnues, $u_i(M, t)$, $i = 1, 2, 3$ et $p(M, t)$.

1.2. Cas de l'écoulement de fluides non miscibles

On considère dans cette étude le cas de deux fluides non miscibles, l'air et l'eau. La modélisation introduit une fonction binaire F du point de l'espace et du temps

$$\begin{cases} F(x, t) = 1 \text{ pour } x \in \text{fluide 1} \\ F(x, t) = 0 \text{ pour } x \in \text{fluide 2} \end{cases} \quad (5)$$

$F(x, t)$ est une fonction dite "fonction couleur" qui indique au cours du temps la position d'un fluide par rapport à l'autre. Cette fonction est utilisée comme traceur des deux fluides. La variation de la fonction F est directement liée au déplacement de l'interface. Elle est aussi directement reliée à la masse volumique par une loi de variation linéaire

$$\rho(x, t) = \rho_1 F(x, t) + \rho_2 (1 - F(x, t)) \quad (6)$$

de sorte que l'équation d'évolution de F est directement déduite de (2):

$$\frac{\partial F}{\partial t} + u_i \cdot \frac{\partial F}{\partial x_i} = 0 \quad (7)$$

Il découle de (7) que la fonction F est conservée dans le mouvement. Par conséquent, pour des fluides non miscibles, si la situation initiale est telle que $F(x, t=0)$ vaut 0 et 1, la fonction $F(x, t)$ ne peut pas prendre une autre valeur que 0 ou 1 pour $t > 0$. Déterminer $F(x, t)$ revient à calculer les déplacements de l'interface entre les deux fluides.

La notion d'interface étant parfaitement définie, comme une surface dans un problème 3D, ou comme une ligne dans un problème 2D, l'hypothèse de non glissement entre les deux fluides à l'interface permet d'écrire la condition cinématique à l'interface :

$$U_{\text{fluide1}} \cdot \mathbf{n} = U_{\text{fluide2}} \cdot \mathbf{n} = U_{\text{interface}} \cdot \mathbf{n} \quad (8)$$

En conclusion, les équations de Navier-Stokes diphasiques peuvent être reformulées sous une forme "1-fluide", dans laquelle intervient un fluide équivalent, aux caractéristiques variables. Le système d'équations comprend donc maintenant les équations de quantité de mouvement, l'incompressibilité et l'équation d'évolution de la fonction couleur. Le modèle ainsi formé peut être appelé modèle "1-fluide" ou modèle mésoscopique.

2. Modélisation de la turbulence

La turbulence est un mécanisme essentiel de la dynamique des ressauts hydrauliques ou des vagues déferlantes puisqu'elle assure la dissipation d'énergie qui se produit dans ces écoulements. Un modèle numérique de ces écoulements doit donc modéliser la turbulence.

Nous nous sommes limités dans ce travail à la modélisation de la turbulence par une approche statistique de type RANS ("Reynolds Average Navier-Stokes"). De tels modèles étaient déjà implantés dans le modèle AQUILON et l'objet de notre travail a été de les mettre en œuvre et de les évaluer pour ces écoulements.

Les méthodes statistiques, appelées "modèles en un point", sont directement issus des équations de Navier-Stokes. Les propriétés de la turbulence sont définies localement, en effectuant en chaque point de l'espace la moyenne des équations de Navier-Stokes. La procédure entraîne une certaine perte d'information en même temps qu'une indétermination du système. La part d'information perdue est reconstruite par un schéma de fermeture. Les schémas de fermeture les plus utilisés sont des modèles à concept de "viscosité turbulente".

Les rappels qui suivent sur les modèles en un point sont très classiques. Nous les avons axés sur les modèles $k-\varepsilon$ et V^2-f . Ce sont ceux que nous avons principalement utilisés dans notre travail. Le modèle V^2-f s'est avéré in fine plus approprié que le modèle $k-\varepsilon$. Nous avons cherché à dégager dans ce qui suit ce qui distingue ces deux modèles.

2.1. Equations RANS

La modélisation statistique de la turbulence par une méthode RANS est basée sur la séparation du champ des vitesses en deux parties : d'une part une composante moyenne \bar{u}_i et d'autre part une composante fluctuante u'_i

$$u_i(x,t) = \bar{u}_i(x,t) + u'_i(x,t)$$

La modélisation RANS vise à décrire l'évolution dans le temps et l'espace des valeurs moyennes de la vitesse et de la pression associée à l'évolution temporelle et spatiale des propriétés moyennes de la turbulence. Les champs de vitesses instantanés ne sont pas déterminés.

La notation indique qu'une quantité est moyenne par un trait sur la variable considérée. La moyenne est une moyenne d'ensemble. Elle est déterminée en répétant l'expérience un nombre suffisamment important de fois et en calculant la moyenne des valeurs obtenues au même

point et au même moment pour toutes les expériences. Toutefois, lorsque le temps caractéristique de la turbulence est très faible devant les autres temps intervenant dans le problème, on peut considérer la turbulence comme stationnaire et calculer les quantités moyennes par une moyenne temporelle.

Par définition, la moyenne de la composante fluctuante est donc nulle $\overline{u'_i} = 0$

Ces équations RANS sont donc généralement utilisées pour des écoulements stationnaires. Malgré tout, ces équations peuvent parfois être utilisées dans le cadre d'écoulements instationnaires. Si l'échelle des vitesses turbulentes et si l'échelle de temps caractéristique de la turbulence sont suffisamment petites devant les échelles macroscopiques de l'écoulement, on peut considérer que les équations RANS sont adaptées à la description de l'écoulement.

Les équations RANS s'expriment sous la forme suivante

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (9)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) = \rho F_i - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \rho \left(\frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_i} - \frac{\partial (\overline{u'_i u'_j})}{\partial x_j} \right) \quad (10)$$

La prise en compte des moyennes dans les équations fait apparaître six nouveaux termes $\rho \overline{u'_i u'_j}$. Ces termes sont appelés tensions de Reynolds et rendent le système ouvert.

Fermer le système revient à définir comment ces différentes quantités peuvent être estimées.

2.2. Différents modèles de fermeture

Une des méthodes de fermeture les plus simples consiste à utiliser le concept de viscosité turbulente en exprimant les tensions de Reynolds sous la forme

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \rho \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (11)$$

On range les modèles faisant appel au concept de viscosité turbulente sous l'appellation de "modèles au premier ordre". La fermeture du système d'équations de l'écoulement moyen nécessite de spécifier la valeur de la viscosité turbulente.

La viscosité cinématique turbulente est définie comme le produit d'une échelle de vitesse et d'une échelle de longueur représentatives de la turbulence. En désignant par k l'énergie cinétique de la turbulence par unité de masse et par l l'échelle de longueur on écrit donc

$$\nu_t = C_\mu \sqrt{k} \times l \quad (12)$$

où C_μ est une constante sans dimension.

L'évaluation de la viscosité turbulente repose donc sur l'évaluation de k et de l . De façon générale, ces deux quantités varient dans l'espace et dans le temps. Deux classes de modèles apparaissent à ce stade :

- Les modèles algébriques, qui déterminent k et l à l'aide de relations algébriques vis à vis des conditions de l'écoulement et des paramètres géométriques du système traité.
- Les modèles de transport qui, d'une façon ou d'une autre, reviennent à résoudre deux équations de transports supplémentaires, l'une relative à k et l'autre à l . Les modèles k- ϵ et V²-f décrits ci-après font partie de cette catégorie.

2.2.1. Le modèle k- ϵ

Le modèle k- ϵ utilise comme variable l'énergie cinétique turbulente par unité de masse k et le taux de dissipation d'énergie cinétique turbulente par unité de masse, noté ϵ . Cette dernière quantité est directement liée à l'échelle de longueur de la turbulence l puisque

$$\epsilon = \frac{k^{3/2}}{l} \quad (13)$$

de sorte que la viscosité turbulente s'exprime sous la forme :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (14)$$

Le modèle k- ϵ résout deux équations de transport, la première pour k , la seconde pour ϵ .

L'équation de transport de k s'écrit:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = C_\mu \frac{\bar{k}^2}{\epsilon} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{C_\mu}{\sigma_k} \frac{k^2}{\epsilon} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) - \epsilon \quad (15)$$

Dans cette équation, on identifie facilement la signification des différents termes:

- La variation de l'énergie cinétique turbulente dans une particule fluide que l'on suit dans son mouvement, donnée par $\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j}$
- La production d'énergie cinétique turbulente $C_\mu \frac{\bar{k}^2}{\varepsilon} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}$. Elle correspond à un transfert d'énergie de l'écoulement moyen en turbulence qui s'opère dans les zones où l'écoulement moyen est cisailé. Ce terme est particulièrement important dans les couches limites
- La diffusion $\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{C_\mu}{\sigma_k} \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right)$
- La dissipation ε

L'équation de transport pour la quantité ε a une forme analogue

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = C_{\varepsilon 1} C_\mu \bar{k} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{C_\mu}{\sigma_\varepsilon} \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (16)$$

Le modèle k- ε fait intervenir cinq constantes, définies comme suit

$$C_\mu = 0,09 \quad C_{\varepsilon 1} = 1,44 \quad C_{\varepsilon 2} = 1,92 \quad \sigma_k = 1,0 \quad \text{et} \quad \sigma_\varepsilon = 1,3$$

Ces constantes ont été ajustées à partir de la confrontation de ce modèle avec les résultats d'expériences relatives à des écoulements cisailés. Le modèle k- ε , largement répandu, permet de rendre compte de la variabilité spatiale et temporelle de la turbulence, tout en gardant une relative simplicité de mise en œuvre. Les prédictions d'écoulements cisailés simples donnent de bons résultats.

En revanche, ce modèle est peu adapté (voire inadapté) pour résoudre des écoulements complexes, comme par exemple les écoulements dans lesquels existent des zones de recirculation, les écoulements présentant une anisotropie forte ou les écoulements dans lesquels la turbulence est à l'origine d'un écoulement moyen (production négative dans la formulation de l'équation de transport de k).

Dans certaines situations complexes, le modèle k- ε apparaît aussi comme accentuant le caractère diffusif. Les conditions aux limites en paroi des équations de transport pour k et ε

sont complexes, l'écoulement est laminaire sur la paroi et ces équations de transport n'y sont plus valides, ce qui implique la nécessité d'utiliser une loi de paroi.

2.2.2. Modèle V²-f (Durbin 91)

Les deux modèles précédents ont été développés pour des écoulements parallèles à la paroi. Pour certaines applications mettant en jeu des zones où l'écoulement n'est pas parallèle à la paroi (zone d'impact fluide/paroi par exemple), ces modèles sont peu précis. Par exemple, une surestimation de 100% sur les transferts thermiques peut être faite dans le cas de l'impact d'un jet sur une paroi.

Le modèle V²-f, bien que basé sur le concept de viscosité turbulente comme les deux modèles précédents, prend en compte l'anisotropie de la turbulence pariétale, très importante dans le problème d'impact fluide/solide.

La viscosité turbulente ν_t s'exprime en fonction de l'énergie cinétique turbulente $\overline{v'^2}$ de la composante de vitesse perpendiculaire à la direction de l'écoulement moyen :

$$\nu_t = C_\mu \overline{v'^2} T. \quad (17)$$

Le temps T est le temps caractéristique de la turbulence

$$T = \max\left(\frac{k}{\varepsilon}, 6\sqrt{\frac{\nu}{\varepsilon}}\right). \quad (18)$$

L'anisotropie de la turbulence est prise en compte en faisant intervenir $\overline{v'^2}$ indépendamment de l'énergie cinétique turbulente k , ainsi qu'une fonction f , quantité sans dimension qui traduit la redistribution d'énergie turbulente. Le modèle V²-f est constitué de quatre équations de transport pour les quatre variables k , ε , $\overline{v'^2}$ et f . Elles s'écrivent

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \varepsilon \quad (19)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{C'_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \varepsilon}{T} \quad (20)$$

$$\frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial t} + \overline{u}_j \frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial x_j} \right] + kf - \frac{\overline{v'^2}}{k} \varepsilon \quad (21)$$

$$L^2 \frac{\partial^2 f}{\partial x_j^2} - f = \frac{C_1 - 1}{T} \left(\frac{\overline{v'^2}}{k} - \frac{2}{3} \right) - C_2 \frac{P_k}{T} - 5 \frac{\overline{v'^2}}{kT} \quad (22)$$

Le terme $P_k = \nu_t \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j}$ est le terme habituel de production d'énergie cinétique.

L est l'échelle de longueur caractéristique de la turbulence

$$L = C_L \max \left(\frac{k^{3/2}}{\varepsilon}, C_\eta \frac{\nu^{3/4}}{\varepsilon^{1/4}} \right) \quad (23)$$

Les expressions (18) et (23) du temps caractéristique et de la longueur caractéristique de la turbulence comparant les valeurs à grande et à petite échelle permettent de passer de l'écoulement turbulent à l'écoulement laminaire. De ce fait, le modèle V^2 -f reste valide jusqu'à la paroi, sans avoir besoin d'utiliser une loi de paroi comme avec le modèle k - ε .

La constante modifiée $C'_{\varepsilon 1}$ s'exprime par: $C'_{\varepsilon 1} = 1.4 \left(1 + C_{\varepsilon 1} \sqrt{\frac{k}{\nu'^2}} \right)$

Les valeurs des constantes du modèle V^2 -f sont données dans le tableau suivant

C_μ	σ_k	σ_ε	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	C_1	C_2	C_L	C_η
0.19	1.0	1.3	0.045	1.9	1.4	0.3	0.3	85

3. La modélisation par un modèle numérique "Volume Of Fluid" (VOF)

Nous avons utilisé dans ce travail un modèle de type "Volume Of Fluid" (VOF), le modèle AQUILON, développé par l'équipe de J.P. Caltagirone au Laboratoire TREFLE (Bordeaux). Les fondements théoriques de ce modèle sont explicités dans de nombreuses publications et thèses. Nous nous sommes plus particulièrement appuyés sur les travaux de Lubin (2004), Vincent (1999), Glockner (2000) et Breil (2001). Dans ce qui suit, nous nous contentons essentiellement de rappeler la structure du modèle, ses équations, et sa mise en œuvre. Nous insistons plus particulièrement sur la représentation diphasique de l'écoulement air/eau. Différentes approches sont implémentées dans le modèle AQUILON pour représenter les

interfaces air/eau et modéliser leur évolution. Ce travail a cherché à cerner les approches les plus appropriées pour modéliser, avec une méthode VOF, les écoulements de ressaut et de jet de rive. Pour préparer l'analyse de nos résultats, nous présentons donc dans cette partie, de façon détaillée, les différentes méthodes qui peuvent être mises en œuvre pour représenter et suivre les interfaces.

3.1. La représentation diphasique dans un modèle VOF

On considère dans ce travail un fluide diphasique constitué de deux fluides non miscibles sans transfert de masse entre les deux phases. La modélisation d'un tel écoulement par un modèle VOF repose donc directement sur les équations locales rappelées dans la partie 1. L'élément nouveau induit par la modélisation VOF concerne la modélisation de la fonction couleur qui, dans ce type de modèle est étroitement liée au maillage sur lequel les équations sont discrétisées.

Dans un modèle VOF, la fonction couleur $F(x,t)$ introduite dans la partie 1 est supposée homogène dans chaque maille. Compte tenu de l'équation (5), elle représente donc la fraction volumique de fluide 1 dans la maille. Dès lors qu'une interface traverse une maille et que cette maille contient les deux fluides, la valeur de la fonction couleur $F(x,t)$ dans la maille considérée sera strictement comprise entre 0 et 1.

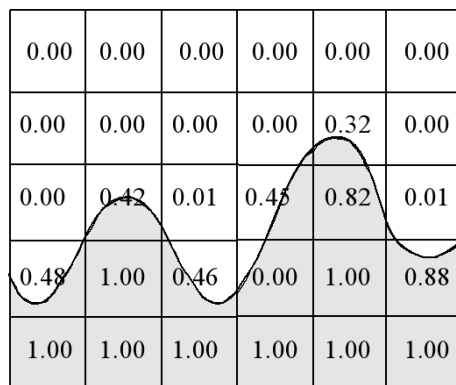


figure 2-1: Exemple de fraction volumique associée à une interface sur un maillage discret (tiré de Breil (2001)).

C'est la différence majeure avec la formulation locale décrite dans la partie 1, qui suggérait naturellement une modélisation du suivi des interfaces. Dans le modèle VOF, la modélisation de l'écoulement diphasique est effectuée par une équation de conservation de la fonction couleur $F(x,t)$, dont la représentation des interfaces et de leur évolution est reconstruite a

posteriori. La résolution de l'équation de conservation de la fonction couleur est traitée dans la partie 3.5. .

L'utilisation d'un maillage cartésien fixe entraîne un filtrage des échelles spatiales de l'écoulement. Une telle modélisation ne permet pas de représenter plusieurs gouttelettes à l'intérieur d'une même maille par exemple.

3.2. Les équations de l'écoulement diphasique

Les équations de l'écoulement diphasique sont donc traduites dans le modèle VOF par un modèle "1-fluide", selon la terminologie donnée dans la partie 1. Elles s'écrivent :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (24)$$

$$\rho \frac{du_i}{dt} + \rho \left(u_j \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \right) + B_u (u^{n+1} - u_\infty) = \rho F_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i \partial x_j} \quad (25)$$

$$\frac{\partial F}{\partial t} + u \cdot \nabla C = 0 \quad (26)$$

Le fait que la fonction couleur est homogène dans chaque maille fait que le fluide est représenté par un fluide équivalent. La modélisation VOF a donc deux conséquences essentielles :

- Il est supposé implicitement que dans chaque maille les deux phases du fluide se déplacent à la même vitesse.
- Les caractéristiques du fluide (masse volumique et viscosité dynamique) doivent être calculées dans chaque maille.

Nous précisons dans le paragraphe 3.3 comment sont modélisées les propriétés diphasiques du fluide.

L'équation (25) fait apparaître un terme de pénalisation $B_u (u^{n+1} - u_\infty)$, introduit pour la résolution numérique de cette équation. Nous revenons sur ce terme dans la partie 3.4. qui précise les techniques numériques employées par le modèle.

Nous expliquons dans le paragraphe 3.5 comment les interfaces fluides peuvent être reconstituées par un modèle VOF. Deux méthodes sont décrites, la méthode TVD qui met en

œuvre une procédure de suivi de l'advection de l'interface, et la méthode PLIC qui reconstruit l'interface à chaque pas de temps.

Enfin, nous revenons dans la partie 3.6 sur les modèles de turbulence employés.

3.3. Les caractéristiques du fluide diphasique dans chaque maille

Connaissant la valeur de la fonction couleur F dans chaque maille, la densité du fluide équivalent est directement déduite de l'équation (6) pour chaque maille, à partir des masses volumiques du gaz et du liquide, ρ_0 et ρ_1 respectivement.

$$\rho(x,t) = \rho_1 C(x,t) + \rho_0 [1 - C(x,t)] \quad (27)$$

Supposer que la viscosité dynamique varie dans chaque maille avec la fonction couleur F de façon analogue à ce qui détermine la masse volumique, à savoir

$$\mu(x,t) = \mu_1 C(x,t) + \mu_2 [1 - C(x,t)], \quad (28)$$

ne peut guère être physiquement justifié, si ce n'est que cette expression permet une variation continue simple de la viscosité dynamique avec la fonction couleur. La précision de la méthode VOF est étroitement liée à la finesse du maillage choisi pour chaque simulation numérique réalisée.

Il existe la possibilité d'imposer d'autres lois de variation des caractéristiques physiques des fluides. On peut choisir par exemple d'imposer une variation discontinue de la masse volumique et de la viscosité des fluides. La valeur $C = 0.5$ a été prise comme valeur seuil au-delà de laquelle les propriétés du fluide dans la maille sont assimilées à celle de l'eau et en deçà de laquelle elles sont assimilées à celle du gaz. Ce qui revient à écrire

$$\begin{cases} \rho = \rho_0 \text{ and } \mu = \mu_0 \text{ si } C \leq 0.5 \\ \rho = \rho_1 \text{ and } \mu = \mu_1 \text{ si } C \geq 0.5 \end{cases} \quad (29)$$

L'intérêt de cette solution couplée à un schéma numérique TVD est présenté dans la partie 3.5.2.

3.4. Méthodes numériques

Nous traitons ici de la résolution des équations du modèle 1-fluide des équations de Navier-Stokes. La résolution des équations de Navier Stokes, avec l'hypothèse de fluides incompressibles, doit permettre d'obtenir un champ de pression et un champ de vitesse

satisfaisant à la fois aux équations du mouvement et à l'équation de conservation de la masse. Ce couplage entre la vitesse et la pression est délicat à traiter pour des fluides incompressibles, la pression n'apparaissant pas de façon explicite dans l'équation de conservation de la masse. De plus, il est intéressant d'être en mesure de contrôler les conditions limites sur la vitesse. La méthode du Lagrangien Augmenté que nous allons décrire permet d'obtenir une prédiction du champ des vitesses, y compris pour les conditions limites.

3.4.1. Discrétisation temporelle des équations

La discrétisation temporelle se fait selon un schéma implicite, schéma d'Euler au second ordre (ou schéma GEAR) sur les dérivées temporelles. Le domaine temporel est discrétisé en pas de temps. L'approximation de la variable ϕ au temps t_n s'écrit ϕ^n .

La valeur approchée de la dérivée en temps de la variable $\frac{\partial\phi}{\partial t}$ au temps t_{n+1} est obtenue à partir d'une formulation de série de Taylor tronquée à l'ordre N . Pour atteindre une solution stationnaire au problème, il est nécessaire de procéder à plusieurs itérations successives. A chaque itération, la solution réelle est temporairement avancée de la quantité de temps $\Delta t = t_{n+1} - t_n$, appelée pas de temps. Le calcul de la dérivée temporelle au temps t_{n+1} à partir des valeurs obtenues aux temps précédents sera mené avec un schéma d'Euler au premier ordre, utilisant les résultats de l'itération n et basé sur une formulation de série de Taylor tronquée à l'ordre $N = 1$. C'est ce schéma qui sera utilisé au cours de nos simulations.

$$\left(\frac{\partial\phi}{\partial t}\right)^{n+1} = \frac{\phi^{n+1} - \phi^n}{\Delta t}$$

Un autre schéma, du second ordre lui, peut être employé pour utiliser les résultats des itérations n et $n-1$. Attention toutefois, ce deuxième schéma ne peut être utilisé à la première itération, puisque ϕ^{n-1} n'est pas connu.

Comme le système d'équations est traité selon un schéma implicite, toutes les dérivées temporelles sont évaluées au temps t_{n+1} , à l'exception de celles issues de la discrétisation temporelle au temps t_n et de celles où apparaissent des non-linéarités.

On voit apparaître deux linéarités principales, dans le calcul de la densité ρ^{n+1} et dans le calcul de la viscosité μ^{n+1} . Ces deux variables dépendent de la position de l'interface et du

terme $u_j^{n+1} \left(\frac{\partial u_i^{n+1}}{\partial x_i} \right)$ de l'équation de quantité de mouvement. Ce dernier terme est linéarisé en l'écrivant $u_j^{n+1} \left(\frac{\partial u_i^n}{\partial x_i} \right)$.

Une discrétisation implicite des équations nous permet de formuler le problème linéarisé suivant:

$$\frac{\partial u_i^{n+1}}{\partial x_i} = 0 \quad (30)$$

$$\rho^n \frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} + \rho^n \left(u_j^{n+1} \left(\frac{\partial u_i^n}{\partial x_i} \right) \right) = \rho^n F_i - \frac{\partial p_i^{n+1}}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i^{n+1}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (31)$$

avec les quantités u^n , u^{n-1} et p^n supposées connues. Les valeurs de u^{n+1} et p^{n+1} sont obtenues par la résolution du système précédent.

On notera cependant les effets du choix du pas temps sur la qualité des résultats obtenus, de petits pas de temps donnant des résultats plus précis, mais plus longs à obtenir à cause du temps de calcul. Pour cela, une condition de C.F.L. dynamique peut être utilisée, permettant d'ajuster le pas de temps à la vitesse de déplacement du fluide. Une condition de CFL=0.5 limite le pas de temps afin que l'interface ne se déplace au maximum que d'une demi-maille.

3.4.2. Résolution du couplage vitesse pression

Comme on le voit dans l'équation (11), il n'existe pas d'équation explicite permettant le calcul de la pression. La difficulté du problème réside donc dans la détermination de la pression, tout en respectant la condition d'incompressibilité exprimée par l'équation de continuité (10).

Nous utiliserons ici les méthodes dites du Lagrangien Augmenté et du Lagrangien Augmenté Adaptatif. Ces méthodes ont été élaborées afin de résoudre le couplage vitesse/pression induit par les équations de Navier-Stokes pour des écoulements incompressibles. Elles sont basées sur une méthode de minimisation sous la contrainte de l'équation de continuité. La contrainte est finalement introduite grâce à un terme de pénalisation couplant les différentes composantes de la vitesse.

Fortin (1982) permet de montrer que résoudre l'équation du mouvement couplée à l'équation de conservation de la masse équivaut à chercher la solution d'un problème de minimisation

dans lequel on cherche à déterminer les variables vitesse et pression sous la contrainte d'incompressibilité ($\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0$). Une interprétation menée par le laboratoire TREFLE (ENSCP) permet de leur donner une signification physique dans le cadre de la résolution d'écoulements compressibles et incompressibles instationnaires.

L'idée principale consiste à reformuler le problème de façon à ne résoudre qu'une seule équation, qui vérifie la condition d'incompressibilité, pour obtenir l'ensemble des composantes de l'écoulement. La méthode du Lagrangien Augmenté consiste, dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement, à substituer au gradient de pression une expression de ce dernier en fonction de la vitesse. Pour un écoulement faiblement compressible isotherme, l'équation de conservation de la masse :

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot u = 0 \quad (32)$$

devient :

$$\frac{\partial p}{\partial t} + r \nabla \cdot u = 0 \quad (33)$$

où r est une constante positive inversement proportionnelle au coefficient de compressibilité isotherme local. On peut discrétiser la dérivée temporelle de la pression dans l'équation (11) par un schéma d'Euler d'ordre 1 :

$$\frac{p^{n+1} - p^n}{\Delta t} + r \nabla \cdot u = 0 \quad (34)$$

Le système des équations de Navier Stokes devient alors:

$$\frac{p^{n+1} - p^n}{\Delta t} + r \nabla \cdot u = 0 \quad (35)$$

$$\rho^n \frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} + \rho^n \left(u_j^{n+1} \left(\frac{\partial u_i^n}{\partial x_j} \right) \right) - r' \frac{\partial^2 u_i^{n+1}}{\partial x_i^2} = \rho^n F_i - \frac{\partial p_i^{n+1}}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i^{n+1}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (36)$$

où $r' \frac{\partial^2 u_i^{n+1}}{\partial x_i^2}$ est appelé terme de Lagrangien Augmenté. La formulation utilisée dans (35) et

(36) présente l'intérêt de décrire de façon implicite la vitesse et la pression dans un seul système d'équations. L'équation (36) peut être réécrite sous la forme d'un système linéaire.

Les paramètres r et r' sont deux paramètres très importants qui permettent le contrôle de l'incompressibilité et donc la conservation de la masse. La recherche du point selle se fait de la façon suivante :

- On commence par calculer la solution u_i^m de l'équation (16).
- On calcule ensuite la solution p^m et l'équation (35).
- La solution p^m est ensuite réintroduite dans (36) pour recalculer la solution u_i^{m+1} .

Ces itérations sont reconduites jusqu'à obtenir $\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0$.

Cependant cette technique n'est pas la plus robuste dans le cas d'écoulements diphasiques pour des fluides dont les caractéristiques physiques sont éloignées (typiquement l'air et l'eau) et reste très sensible au choix des paramètres r et r' . Des développements récents (Vincent, Larocque *et al.*, 2007), basés sur cette technique du Lagrangien Augmenté, permettent désormais de calculer automatiquement les paramètres r et r' , rendant cette technique du Lagrangien Augmenté robuste, y compris pour les écoulements de fluides dont les caractéristiques physiques sont très différentes. Cette technique appelée méthode du Lagrangien Augmenté Adaptatif sera donc celle utilisée lors de nos simulations.

3.4.3. Traitement des conditions limites

La méthode consiste à résoudre, sur l'ensemble du domaine, un seul système d'équations. Des termes de pénalisations sont ajoutés aux équations de Navier-Stokes. Le choix de la technique d'imposition des conditions limites s'est porté vers une méthode qui consiste à écrire une condition limite généralisée sous la forme un flux surfacique:

$$-\left(\frac{\partial u}{\partial n}\right)_s = B_u (u - u_\infty) \quad (37)$$

avec B_u qui est une matrice. Il s'agit d'une formulation vectorielle, ce qui met en jeu les trois composantes cartésiennes du vecteur vitesse u . Par ce terme de pénalisation, on peut maintenant imposer une vitesse dans le domaine de calcul ou en condition limite du domaine.

Pour $B_u = 0$, on modélise une condition limite de type Neuman ($\left(\frac{\partial u}{\partial n}\right) = 0$), alors que pour une valeur de $B_u = \infty$ on assure une condition de type Dirichlet sur les points en limite du maillage.

La condition limite est directement intégrée dans l'équation générale, en ajoutant le terme supplémentaire $B_u(u - u_\infty)$. On peut disposer ainsi d'une équation unique (14) permettant, grâce à un terme de pénalisation $B_u(u - u_\infty)$ d'imposer une vitesse sur un bord ou à l'intérieur du domaine de calcul. La condition $-\left(\frac{\partial u}{\partial n}\right)_s = 0$, imposée sur les bords du domaine de calcul, est introduite lors de la discrétisation de l'équation de Navier-Stokes.

Le système à résoudre s'écrit donc maintenant:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (38)$$

$$\rho \frac{du_i}{dt} + \rho \left(u_j \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \right) + B_u(u - u_\infty) = \rho F_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i \partial x_j} \quad (39)$$

3.4.4. Discrétisation spatiale

Une fois le système d'équations différentielles originel transformé, le système d'équations découplées doit être discrétisé dans l'espace. Pour cela, on utilise une méthode de volume fini (ou différences finies en 2-D). Cette méthode est basée sur une détermination des valeurs des variables du problème sur un nombre fini de points du domaine de calcul.

Le domaine de calcul est discrétisé en un nombre fini de cellules (ou volumes de contrôle) associées à chaque point du maillage. Les équations sont alors intégrées sur chacun des volumes de contrôle, centrés sur les points du maillage. Les composantes de vitesses sont calculées sur le côté des mailles, alors que les scalaires (fonction couleur, température,...) le sont au centre des mailles, c'est-à-dire aux nœuds du maillage.

Pour cela, le domaine de calcul est discrétisé sur deux types de grilles, d'une part pour la pression, d'autre part pour les composantes des vitesses. Les deux types de grilles sont décalés. Les variables scalaires (température, pression, concentration,...) sont calculées sur la grille principale appelée grille de pression. A partir de cette grille, on construit une grille décalée dans chaque direction de l'espace, c'est la grille vitesse. La structure du maillage décalé facilite le calcul du gradient de pression et de la divergence de la vitesse. On évite ainsi certaines oscillations de pression observées pour des maillages non décalés.

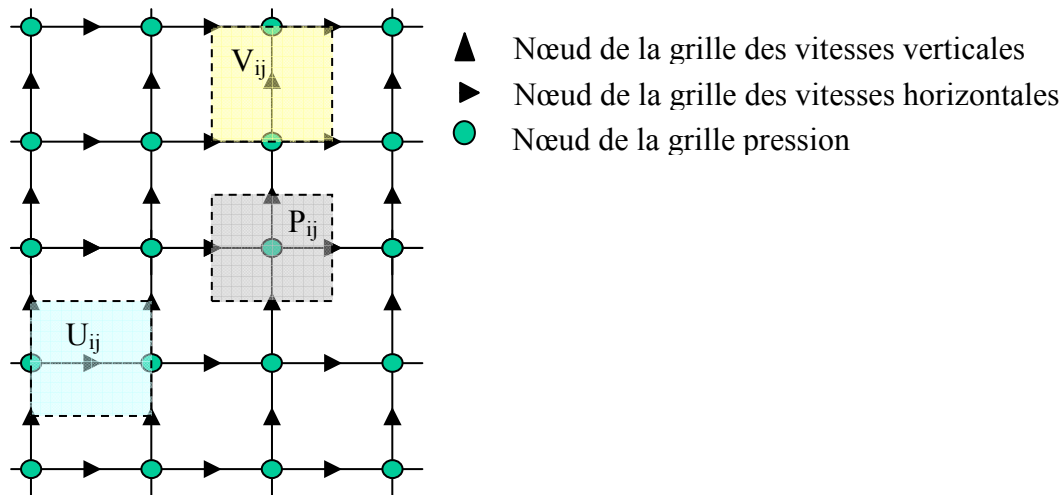


figure 2-2 : Schéma des grilles décalées : à chaque variable est associé un volume de contrôle centré sur le nœud de la grille correspondante (P_{ij} nœud de la grille de pression, U_{ij} nœud de la grille de vitesse horizontale, V_{ij} nœud de la grille de vitesse verticale)

3.5. Technique de suivi d'interface (avec et sans reconstruction)

Les écoulements considérés dans cette étude mettent en présence deux fluides non miscibles. Il existe donc une interface de discontinuité qui sépare ces deux fluides newtoniens incompressibles (ou newtoniens généralisés incompressibles). Le transport de l'interface peut être classifié en deux familles, qui sont fonction du type de maillage utilisé, méthode lagrangienne pour un maillage mobile (interface tracking), et méthode eulérienne pour un maillage fixe (interface capturing). Les méthodes sur maillages mobiles permettent de traiter l'interface comme une réelle discontinuité. Cependant l'utilisation de ces méthodes est limitée aux écoulements pour lesquels la surface libre ne se déforme pas beaucoup, ce qui est incompatible avec le cas que nous étudions. Les méthodes eulériennes, quant à elles, sont utilisées sur des maillages fixes. Une fonction de présence (autrement appelée fonction couleur) permet de localiser les fluides. L'interface est reconstruite à partir du changement des propriétés physiques. Un des inconvénients de la méthode vient de la non connaissance explicite de la position de l'interface. On retrouve pour ces méthodes eulériennes deux grandes familles, les méthodes de suivi de front et les méthodes de suivi en volume, plus communément appelées méthodes VOF, qui nous intéressent ici.

La fonction de présence, aussi appelée fonction couleur, C , vaut 1 lorsque la cellule est entièrement remplie de fluide et 0 quand elle est vide. L'interface se situe donc dans les mailles où $0 < C < 1$. Le transport de l'interface se fait en résolvant l'équation de transport

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u \cdot \nabla C = 0 \quad (40)$$

On trouve principalement deux méthodes pour résoudre cette équation de transport de la fonction couleur, une méthode avec reconstruction d'interface et l'autre sans reconstruction d'interface. Ces méthodes sont détaillées ci-après.

3.5.1. VOF-PLIC ou VOF-CIAM (reconstruction d'interface)

La fonction couleur C représente le volume de fluide occupé dans chaque cellule de calcul. Si la fraction volumique dans une cellule est comprise entre 0 et 1, cela signifie que l'interface est située dans cette cellule, et que l'on connaît la part de volume occupée par le fluide. La résolution de l'équation de transport sur C se fait en positionnant l'interface puis en l'adveçant à partir des caractéristiques de l'écoulement.

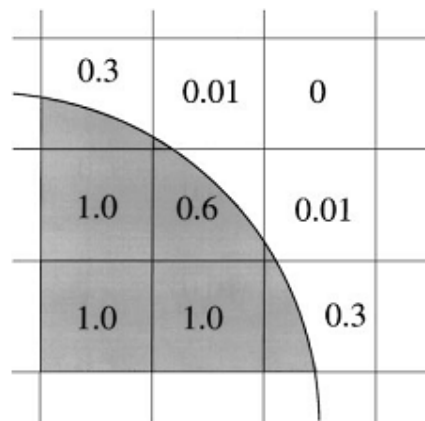


figure 2-3: Exemple de fraction volumique associée à une interface sur un maillage discret (tiré de Scardovelli and Zaleski 1999).

La méthode de reconstruction par calcul de l'interface affine par morceaux, appelée méthode VOF-CIAM en français ou VOF-PLIC en anglais (Piecewise Linear interface Calculation), se décompose en trois phases : la reconstruction de l'interface (orientation de la normale et positionnement dans la cellule), le transport lagrangien de l'interface et le calcul de la nouvelle fraction volumique. L'interface est alors approchée par un segment (pour les cas 2-D) ou par un plan (pour les cas 3-D).

La reconstruction de l'interface est basée sur le fait que la surface plane contenue dans une cellule est complètement déterminée par la normale à l'interface et la fraction volumique de la

cellule étudiée. L'orientation de la normale est tout d'abord estimée à partir du gradient de la fraction volumique, ce qui revient, en 2-D, à une approximation par différences finies à 9 points. Une fois la normale orientée, on peut alors positionner l'interface, à l'aide de la fraction volumique. Il faut pour cela trouver une parallèle à la droite définie par la normale qui permet de positionner le segment donnant la fraction volumique correcte.

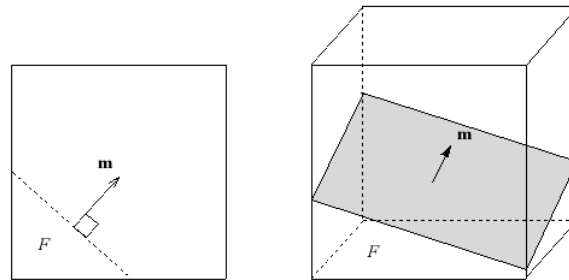


figure 2-4 : Positionnement de l'interface en fonction de son orientation et de la fraction volumique (tiré de Breil, 2001).

Un inconvénient de cette méthode est que les segments ainsi calculés ne sont pas raccordés aux segments des cellules voisines. Il est possible d'imposer la continuité de l'interface mais au détriment de l'avantage principal des méthodes VOF qui est la conservation du volume.



figure 2-5 : Exemple de reconstruction d'interface sans raccordement des segments.

Enfin on peut advecter l'interface, chaque point de l'interface se déplaçant à une vitesse dont chaque composante est issue de l'interpolation linéaire sur les côtés de la cellule (entre 0 et h). L'utilisation d'une condition de C.F.L.=0.5 permet de limiter le pas de temps pour que l'interface se déplace au maximum d'une demi-maille. Une fois l'interface déplacée, on peut enfin calculer la nouvelle fraction volumique dans la maille, et passer au pas de temps suivant.

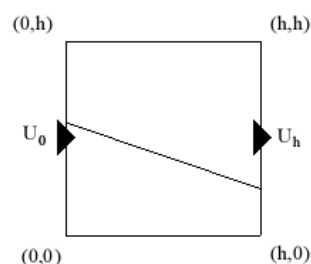


figure 2-6 : Advection des segments représentant l'interface.

3.5.2. TVD (sans reconstruction d'interface)

Cette méthode fait partie elle aussi des méthodes V.O.F., puisqu'elle est basée sur la fonction couleur, advectée dans l'écoulement. Cette fois-ci, il n'y a pas de reconstruction explicite de l'interface, l'interface entre les deux milieux étant simplement repérée par la discontinuité de C , entre 0 et 1. Dans la pratique, la surface est caractérisée par $C = 0.5$.

La figure 2-8 (Vincent and Caltagirone 1999) illustre la difficulté à traiter cette discontinuité par les schémas numériques classiques. Un schéma classique de type UPWIND par exemple sera trop diffusif et la discontinuité va s'estomper (figure 2-8 (a)). Des schémas d'ordre plus élevé ne permettent pas pour autant de mieux résoudre ce problème, la forte discontinuité à l'interface donnant des oscillations numériques trop importantes (figure 2-8 (b)). Les schémas Total Variation Diminishing (TVD) permettent une bonne reproduction du transport d'une discontinuité telle que l'interface entre les deux fluides. Le nombre d'oscillations est limité, et la diffusion numérique de la discontinuité est limitée aux trois cellules voisines de l'interface. La figure 2-9 montre le résultat d'une simulation TVD.

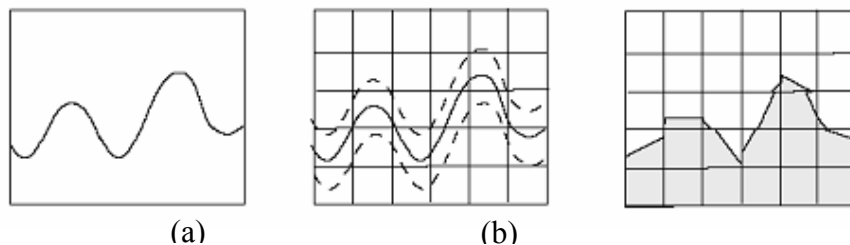


figure 2-7 : Différentes méthodes de suivi d'interface : (a) méthode VOF-TVD, (b) méthode VOF-PLIC.

Ces schémas de discrétisation sont détaillés par Vincent et Caltagirone (1999). La simulation de la propagation d'une fonction échelon met en évidence la capacité du schéma TVD à résoudre le transport d'une fonction présentant une forte discontinuité. Là où des schémas classiques de type "upwind" sont trop diffusifs (figure 2-8(a)) et où des schémas d'ordre plus élevés donnent de fortes oscillations (figure 2-8(b)), les schémas TVD (figure 2-9) permettent une bonne reproduction du transport d'une fonction discontinue, exactement comme la fonction couleur utilisée pour représenter le taux de remplissage des cellules par le fluide.

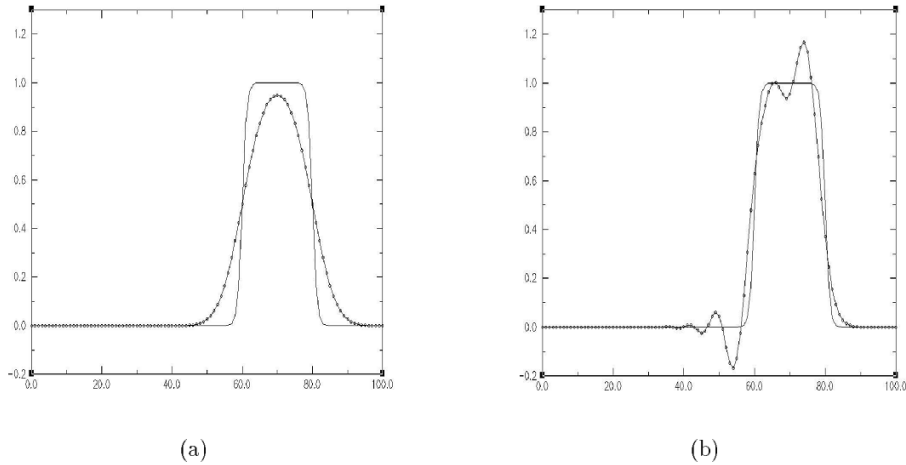


figure 2-8 : Simulation de la propagation d'une fonction échelon, comparaison d'un schéma UPWIND (a) et d'un schéma LAX-WENDROFF (b) avec la solution analytique (tiré de Vincent et Caltagirone (1999)).

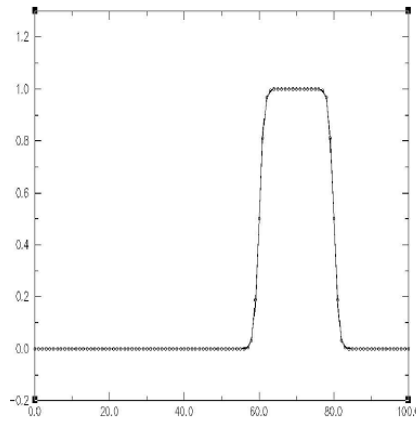


figure 2-9 : Simulation de la propagation d'une fonction échelon, comparaison d'un schéma TVD avec la solution analytique (tiré de Vincent et Caltagirone (1999)).

Afin de limiter l'influence de la diffusion du schéma TVD sur les mailles adjacentes à l'interface, nous avons choisi une représentation discontinue de la viscosité dynamique, et par cohérence cette représentation discontinue a aussi été appliquée à la masse volumique. La valeur $F = 0.5$ a été prise comme valeur seuil au-delà de laquelle les propriétés du fluide dans la maille sont assimilées à celles de l'eau, et en deçà de laquelle elles sont assimilées à celle du gaz. Ce qui revient à écrire

$$\begin{cases} \rho = \rho_0 \text{ and } \mu = \mu_0 \text{ si } C \leq 0.5 \\ \rho = \rho_1 \text{ and } \mu = \mu_1 \text{ si } C \geq 0.5 \end{cases} \quad (41)$$

Lubin (2004) présente une validation bidimensionnelle dans le cas d'un écoulement de Poiseuille diphasique. Les résultats montrent, figure 2-10 et figure 2-11 que la variation

discontinue de la masse et de la viscosité, à la différence des méthodes avec variation continue, n'est pas sensible au maillage, et donne des résultats en meilleur accord avec la solution analytique de ce problème.

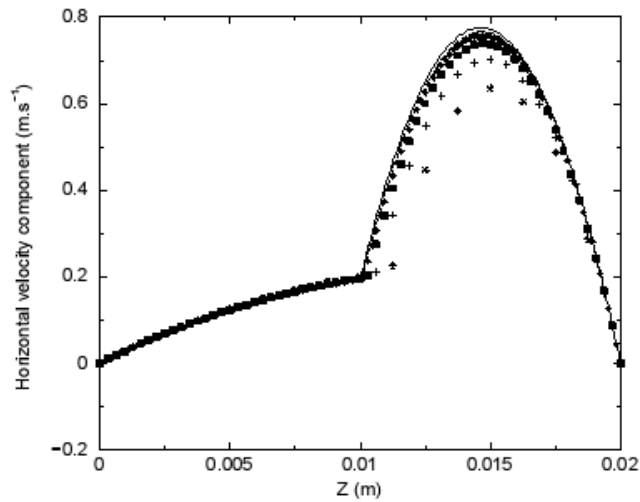


figure 2-10 : Profil de la composante horizontale de vitesse : comparaison entre la solution analytique et la simulation pour différents maillages avec variation continue de la masse volumique et de la viscosité du fluide (Lubin, 2004).

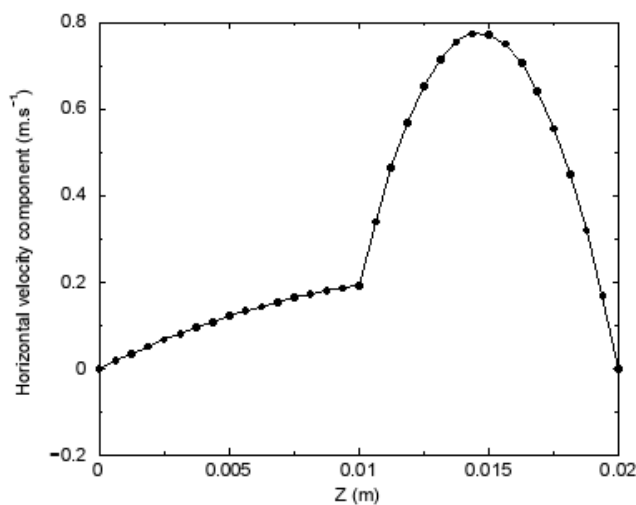


figure 2-11 : Profil de la composante horizontale de vitesse : comparaison entre la solution analytique et la simulation sur différents maillages avec variation discontinue de la masse volumique et de la viscosité du fluide (Lubin, 2004).

3.6. Modélisation de la turbulence, Modèles du 1^{er} ordre à 2 équations

Les modèles courants de turbulence (modèles du 1^{er} ordre à deux équations) sont implémentés dans le code de calcul. On retrouve les modèles k- ϵ , R.N.G., V2F, L.E.S. Ces différents modèles ont été testés au travers d'une expérience numérique.

Des simulations d'écoulements stationnaires turbulents ont été menées avec les différents modèles de turbulence. Les résultats ont été comparés aux résultats d'une simulation numérique directe. Il ressort de cette étude que le modèle de turbulence V2-F est le plus à même de reproduire les phénomènes de turbulence en proche paroi, ce qui nous encourage à utiliser de façon préférentielle ce modèle. Malgré tout, les autres modèles seront testés sur la configuration des simulations qui nous intéresse dans le cadre de notre étude, le cas décrit par (Yeh, Ghazali *et al.* 1989).

Le chapitre suivant (chapitre 3) sera dédié à la validation de l'utilisation du code Aquilon. Les simulations menées nous permettront de vérifier les caractéristiques à macro-échelle du mascaret généré par un lâcher de barrage par rapport à des valeurs théoriques. De plus, nous essayerons de valider les valeurs des conditions initiales de turbulence. A cette fin, les simulations menées utiliseront les méthodes numériques (technique de suivi d'interface, modélisation de la turbulence,...) choisies à l'issue du chapitre 4.

Chapitre 3 : MODELISATION DE L'ÉCOULEMENT RESULTANT D'UNE RUPTURE DE BARRAGE

1. Introduction

Nous modélisons dans ce chapitre l'écoulement généré par une masse d'eau brutalement libérée, comme cela se produit lors d'une rupture de barrage. A l'aval, la couche d'eau est d'épaisseur constante, non nulle. C'est une configuration bien plus simple que celle d'un déversement sur fond sec, comme dans les écoulements de swash. La phénoménologie de cet écoulement est bien connue et nous en présentons les principes dans la partie 2. Le lâcher de barrage produit un écoulement de ressaut hydraulique qui se propage à vitesse constante et avec des propriétés en moyenne stationnaires dans le repère relatif lié au ressaut.

Les résultats présentés portent tout d'abord sur les premiers instants de la rupture de barrage (partie 3). Dans un deuxième temps (partie 4), nous évaluons la capacité du modèle à reproduire les caractéristiques macroscopiques (nombre de Froude et hauteur du mascaret) du phénomène de mascaret. Les ressauts hydrauliques sont des zones où l'écoulement dissipe une fraction importante de l'énergie. Enfin nous considérons la propagation du mascaret (partie 5), pour évaluer la capacité des modèles de turbulence à représenter la dissipation d'énergie dans un ressaut hydraulique en fonction des conditions initiales de calcul choisies.

2. Eléments théoriques - Bilan d'énergie

Nous considérons la situation schématisée sur la figure 3-1. Initialement, le fluide au repos est réparti dans deux caissons séparés par une paroi verticale, l'un avec une profondeur d'eau h_0 , l'autre h_1 . La paroi est retirée à l'instant $t=0$ et le fluide se déverse de la gauche vers la droite. A l'issue d'un régime transitoire, il se produit un mascaret de hauteur h_m qui se déplace à la vitesse constante U dans la direction $x>0$. Le mascaret est un écoulement de type ressaut hydraulique. Il dissipe une partie importante de l'énergie mécanique. La vitesse de propagation U du mascaret est liée aux épaisseurs amont et aval à travers le nombre de Froude $F_0 = U^2 / (gh_0)$, selon le modèle du ressaut hydraulique:

$$F_0 = \frac{1}{2} \frac{h_m}{h_0} \left(\frac{h_m}{h_0} + 1 \right) \quad (1)$$

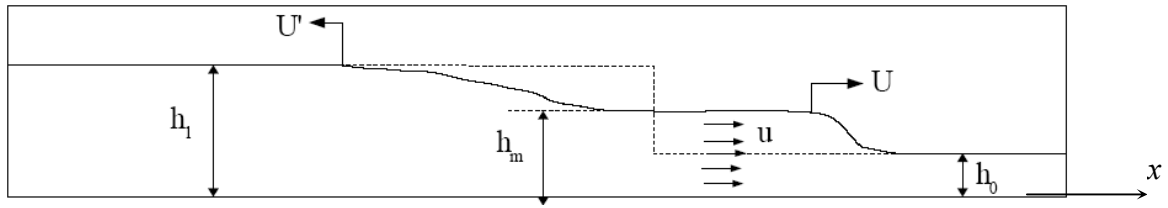


figure 3-1 : Schématisation d'un écoulement de lâcher de barrage sur fond plat. : profil initial de la surface libre, — : profil de la surface libre du régime établi de mascaret.

On relie les propriétés du mascaret (U, h_m) aux hauteurs initiales h_0 et h_1 en modélisant l'onde qui relie les deux zones de l'écoulement. A la différence de ce qui se passe dans le mascaret, l'énergie est conservée entre la partie amont proche du ressaut et la partie amont éloignée. On obtient (Stoker, 1957, § 10.8)

$$\sqrt{h_1} = \sqrt{h_m} + (h_m - h_0) \sqrt{\frac{h_m + h_0}{8h_m h_0}} \quad (2)$$

Le mascaret étant un phénomène qui dissipe une fraction importante de l'énergie, sa modélisation numérique se doit de bien prendre en compte les phénomènes de dissipation pour retrouver les caractéristiques macroscopiques du mascaret (U, h_m). Nous rappelons dans ce qui suit les bilans de quantité de mouvement et d'énergie pour un mascaret de manière à dégager les traits essentiels de la dynamique de cet écoulement.

La figure 3-2 schématise le mascaret à deux instants successifs t_1 et t_2 . Cette représentation permet de distinguer le repère fixe, dans lequel l'écoulement n'est pas stationnaire, et le repère mobile lié au déplacement du mascaret. Pour le repère fixe, on note S_{amont} et S_{aval} les sections limitant le domaine. Dans le repère mobile lié au déplacement du mascaret, on considère le domaine hachuré sur la figure 3-2. Les sections limitant le domaine mobile sont désignées par $S_{M,amont}$ et $S_{M,aval}$ (les dénominations aval et amont sont inversées selon que l'on considère le repère fixe ou le repère mobile. Dans le repère mobile, la vitesse du fluide dans le mascaret est dans le sens $x < 0$).

Bilan de quantité de mouvement

Dans le repère fixe, la vitesse des particules fluides est nulle à l'aval du mascaret. A l'amont, la vitesse est approximativement uniforme sur l'épaisseur de la couche d'eau. On la note u . Le tableau ci-dessous récapitule les caractéristiques de l'écoulement dans le repère mobile, exprimant la vitesse et la pression dans les sections $S_{M,aval}$ et $S_{M,amont}$

	Section $S_{M,amont}$	Section $S_{M,aval}$
Vitesse relative	$-U \vec{i}$	$(u - U) \vec{i}$
pression	$P_{atm} + \rho g(h_0 - z)$	$P_{atm} + \rho g(h_m - z)$
Normale extérieure	\vec{i}	$-\vec{i}$

L'écoulement étant stationnaire dans le repère mobile, la conservation du débit entre les sections $S_{M,aval}$ et $S_{M,amont}$ s'écrit:

$$Uh_0 = (U - u)h_m \quad \text{soit} \quad u = U \frac{(h_m - h_0)}{h_m} \quad (3)$$

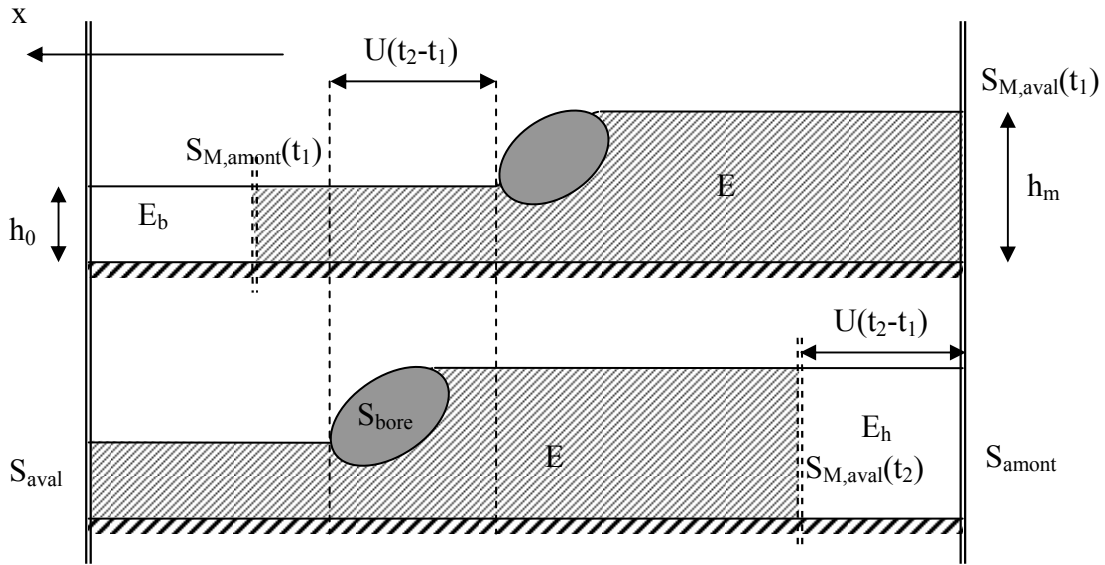


figure 3-2 : Schématisation de la propagation d'un ressaut entre deux instants t_1 et t_2 .

Le bilan de quantité de mouvement sur le domaine mobile (hachuré) s'écrit quant à lui

$$\rho U^2 h_0 \vec{i} + \rho g \frac{h_0^2}{2} \vec{i} - \rho (U - u)^2 h_m \vec{i} - \rho g \frac{h_m^2}{2} \vec{i} = \vec{0} \quad (4)$$

Les équations (3) et (4) permettent immédiatement d'obtenir l'équation classique du ressaut hydraulique (1) ou d'exprimer de façon dimensionnelle la vitesse de déplacement du mascaret

$$U^2 = \frac{gh_m(h_m + h_0)}{2h_0} \quad (5)$$

Bilan d'énergie dans le repère mobile

Dans un repère mobile, l'écoulement est stationnaire, et la variation du flux de charge entre les sections $S_{M,amont}$ et $S_{M,aval}$ doit être égale à l'intégrale du taux de dissipation d'énergie cinétique sur le domaine, noté D_m .

Avec les équations (3) et (5), la variation de charge s'écrit

$$H_{amont} - H_{aval} = \left\{ \rho g h_0 + \rho \frac{U^2}{2} \right\} - \left\{ \rho g h'_1 + \rho \frac{(U-u)^2}{2} \right\} = \rho g \frac{(h_m - h_0)^3}{4h_0 h_m} \quad (6)$$

de sorte que la dissipation d'énergie dans le mascaret (par unité de largeur) est

$$D_m = \rho g U \frac{(h_m - h_0)^3}{4h_m} = \rho \frac{g^{3/2} h_0^{5/2}}{16} F_0 \frac{(\sqrt{1+8F_0} - 3)^3}{(\sqrt{1+8F_0} - 1)}. \quad (7)$$

Bilan d'énergie dans le repère fixe

Dans le repère fixe, le bilan d'énergie s'écrit

$$\frac{dE}{dt} = - \iint_{S_{aval} + S_{amont}} (P + E)(\vec{u} \cdot \vec{n}) dS - D_m \quad (8)$$

Dans cette expression générale, la puissance des forces de frottement sur les frontières du domaine a seule été négligée. La quantité E est l'énergie par unité de volume, somme de l'énergie cinétique et de l'énergie potentielle. Le premier terme à droite de (8) est le flux d'énergie et le flux de pression sur les surfaces débitantes du domaine S_{amont} et S_{aval} . Seul contribue le flux sur la surface S_{amont} puisque la vitesse de l'écoulement est nulle sur la surface S_{aval} . Le calcul d'intégrales élémentaires conduit à

$$- \iint_{S_{amont}} (P + E)(\vec{u} \cdot \vec{n}) dS = \rho g U (h_m - h_0) \left\{ h_m + \frac{(h_m - h_0)^2 (h_m + h_0)}{4h_m h_0} \right\} > 0. \quad (9)$$

Avec les équations (7) et (9) les deux termes du membre de droite de l'équation (8) sont connus et on vérifie que la somme des deux est positive. Dans un domaine du repère fixe contenant le mascaret, la somme de l'énergie cinétique et de l'énergie potentielle augmente donc dans le temps. Si l'on revient à la figure (2), l'énergie étant conservé dans le sous-domaine hachuré qui se déplace, il apparaît que cet accroissement d'énergie est lié à l'augmentation de l'énergie E_b dans le domaine non hachuré indiqué par E_b à $t = t_l$ pour

atteindre l'énergie E_h dans le domaine non hachuré indiqué par E_h à $t = t_2$. Ces énergies sont facilement estimées :

$$E_b = \int_0^{h_0} \rho g z dz U(t_2 - t_1) = \rho g \frac{h_0^2}{2} U(t_2 - t_1)$$

$$E_h = \left(\int_0^{h_m} \rho g z dz + \rho \frac{u^2}{2} h_m \right) U(t_2 - t_1) = \left\{ \rho g \frac{h_0^2}{2} + \rho \frac{u^2 h_m}{2} \right\} U(t_2 - t_1)$$

de sorte que

$$\frac{dE}{dt} = \frac{E_h - E_b}{t_2 - t_1} = \rho g \frac{U}{4} (h_m - h_0) \frac{(h_m + h_0)^2}{h_0} > 0. \quad (10)$$

Le flux de charge apporté par le mascaret sert donc à la fois à établir l'écoulement moyen dans la couche fluide au fur et à mesure que le mascaret se déplace et à compenser la dissipation d'énergie cinétique turbulente dans le mascaret.

Une évaluation de l'énergie cinétique turbulente k_m et du taux de dissipation ε_m dans la zone du ressaut

Les bilans d'énergie détaillés ci-dessus ont nécessairement une traduction sur les niveaux de turbulence dans la zone de ressaut, car c'est cette turbulence qui produit la dissipation. En supposant que la dissipation d'énergie se produit essentiellement dans le bore et en désignant par S_{bore} la surface du rouleau turbulent dans le mascaret (figure 3-2), on pose $D_m = \rho \varepsilon_m S_{bore}$ de sorte que le taux de dissipation moyen dans le mascaret s'écrit à la suite de l'équation (7)

$$\varepsilon_m = \frac{1}{S_{bore}} \frac{g^{3/2} h_0^{5/2}}{16} \sqrt{F_0} \frac{(\sqrt{1+8F_0} - 3)^3}{(\sqrt{1+8F_0} - 1)} \quad . \quad (11)$$

Sur un fond horizontal, le mascaret se déplace dans le temps en maintenant ses caractéristiques hydrodynamiques constantes. Ceci implique que le mascaret doit transférer de l'énergie de l'écoulement moyen à la turbulence avec un taux égal à celui de la dissipation d'énergie cinétique turbulente. Ce principe permet d'évaluer le niveau d'énergie cinétique turbulence moyenne k_m dans le bore, par un raisonnement analogue à celui qui a permis d'estimer le taux moyen de la dissipation turbulente ε_m . Les deux modèles de turbulence mis en œuvre dans ce travail sont le modèle $k-\varepsilon$ et le modèle V²-f, dont la conception est voisine. L'équilibre global entre la production et la dissipation de turbulence

$$\iiint_D \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} .dV = \iiint_D \varepsilon .dV \quad (12)$$

fait intervenir les gradients des composantes de vitesse moyennes \bar{u}_i selon les différentes directions de l'espace et la viscosité turbulente $\nu_t = C_\mu k^2 / \varepsilon$. En supposant que l'énergie cinétique turbulente est principalement produite dans la zone tourbillonnaire du mascaret (on suppose donc que la turbulence produite dans la couche limite sur le fond est bien inférieure), une évaluation moyenne des caractéristiques dans le rouleau du mascaret est déduite de l'équation (12) en introduisant la vitesse moyenne caractéristique \bar{u}_r dans le bore (dans le repère relatif attaché au mascaret) et L_r l'échelle caractéristique des gradients de vitesse moyenne. Il arrive alors à :

$$C_\mu \frac{k_m^2 \bar{u}_r^2}{\varepsilon_m L_r^2} = \varepsilon_m \quad (13)$$

Le taux de dissipation moyen d'énergie cinétique turbulente dans le bore ε_m étant déjà connu (équation 11), on en déduit l'estimation suivante pour l'énergie cinétique turbulente moyenne dans le mascaret

$$k_m = \frac{1}{\sqrt{C_\mu}} \frac{L_r}{\bar{u}_r} \varepsilon_m = \frac{1}{\sqrt{C_\mu}} \frac{L_r}{\bar{u}_r} \frac{1}{S_{bore}} \frac{g^{3/2} h_0^{5/2}}{16} \sqrt{F_0} \frac{(\sqrt{1+8F_0} - 3)^3}{(\sqrt{1+8F_0} - 1)} \quad (14)$$

On observe par conséquent que le temps caractéristique de la turbulence dépend principalement du gradient de vitesse moyenne dans le roller,

$$\tau_t = \frac{k_m}{\varepsilon_m} = \frac{1}{\sqrt{C_\mu}} \frac{L_r}{\bar{u}_r} \quad (15)$$

Les estimations de l'énergie turbulente moyenne k_m dans le bore (14) et du taux de dissipation moyen ε_m (eq. 11) seront quantitativement exploitées dans la partie 5 pour analyser nos résultats de simulations numériques en liaison avec les caractéristiques de la turbulence obtenues dans nos simulations.

3. Les premiers instants après la rupture de barrage

Des simulations numériques ont été réalisées pour étudier les premiers instants après le lâcher de barrage. Les conditions choisies correspondent aux expériences de Stansby *et al.* (1998),

qui nous permettent de disposer de données sur l'évolution de la surface libre durant les premiers instants. Des simulations numériques de ces expériences ont déjà été réalisées par Vincent *et al.* (2001) avec le modèle AQUILON. Nous avons repris ce cas au début de notre travail et nous en rappelons ici les résultats.

3.1. Paramètres numériques des simulations

L'étude portant seulement sur les premiers instants suivant la rupture de barrage (moins d'une seconde), le domaine de calcul est très réduit. Il fait 1,2m de long par 0,14m de haut, avec 600 mailles sur la longueur et 70 mailles sur la hauteur, soit des mailles carrées de 2 mm de côté. Le maillage est régulier. Les fluides considérés sont l'air et l'eau avec les paramètres physiques respectifs suivants:

$$\rho = 1000 \text{kg.m}^{-3} \text{ et } \mu = 10^{-3} \text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1} \text{ pour l'eau}$$

$$\rho = 1.1768 \text{kg.m}^{-3} \text{ et } \mu = 1.85.10^{-5} \text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1} \text{ pour l'air}$$

Deux conditions initiales ont été considérées, qui ne diffèrent que par la hauteur d'eau h_0 en aval du barrage. Les deux cas sont précisés dans le tableau 1.

	RB2	RB3
Hauteur d'eau amont h_1	10 cm	10 cm
Hauteur d'eau aval h_0	1 cm	4,5 cm

Tableau 3-1 : Conditions initiales des simulations.

On impose une condition de Neuman sur l'ensemble des limites avec une condition d'adhérence sur le fond. On utilise ici la technique de suivi d'interface VOF-TVD sans modéliser la turbulence. Le pas de temps utilisé est de 3.10^{-3} s, sans conditions de CFL. Les vitesses initiales sont nulles et la pression est hydrostatique.

3.2. Résultats et comparaison avec les données expérimentales

Pour les deux conditions expérimentales, respectivement sur les figure 3-3 et figure 3-4, on compare les résultats des simulations numériques du modèle AQUILON avec les résultats expérimentaux de Stansby *et al.* (1998), les résultats d'un calcul utilisant les équations de Saint-Venant et ceux d'une solution analytique (basée sur la théorie caractéristique). Pour les

deux cas, la comparaison porte sur les profils de la surface libre à deux instants très proches de $t=0$. Les résultats de modèles et simulations, figure 3-3 et figure 3-4, montrent une avancée du front quasi identique et en accord avec les résultats expérimentaux. En revanche, les simulations numériques directes représentent qualitativement bien mieux l'évolution temporelle de la surface durant la phase initiale de l'écoulement que ne le prédisent la solution analytique ou le résultat du calcul Saint-Venant. Ils montrent l'existence de jets secondaires que ne montrent pas les modèles analytiques et Saint-Venant.

Les figure 3-5 à figure 3-7 représentent la surface libre. Le gradient de pression de part et d'autre de la discontinuité verticale initiale entraîne un transfert de masse de la colonne d'eau vers l'aval du barrage. On observe un jet, qui s'initie au point de discontinuité initiale du champ de pression, juste après la rupture du barrage (figure 3-5). Dans le cas où $h_1/h_0=10$, on note figure 3-6 que le jet déferle ensuite sur la lame d'eau au repos en aval du barrage. On retrouve ici une phase très instationnaire, dans laquelle l'air est piégé dans un tourbillon d'eau, ou "roller" (figure 3-6 en $x=0.8m$) qui concentre une vorticité importante tandis que le reste de l'écoulement à surface libre est irrotationnel dans l'eau. On retrouve un jet initié lors de l'impact du déferlement plongeant sur la lame d'eau au repos.

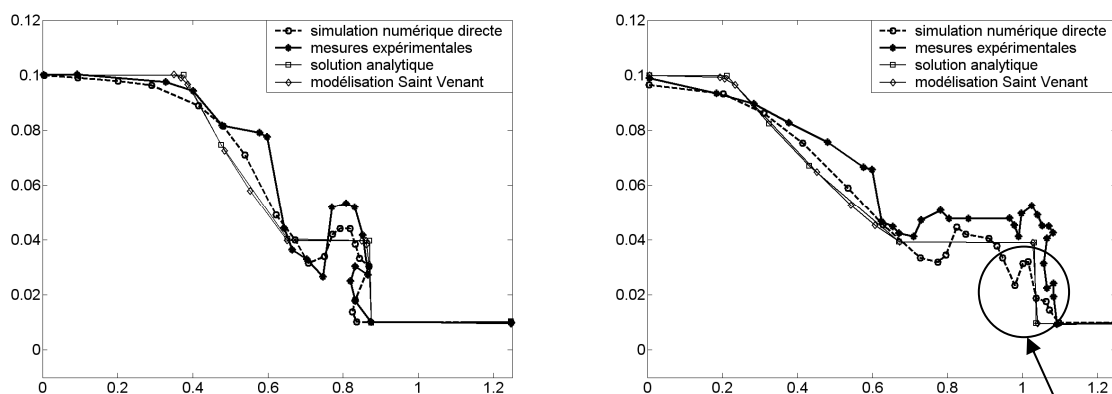


figure 3-3 : Comparaison des profils de surface libre pour RB2 (à 0,24 et 0,40 s)

Jets secondaires

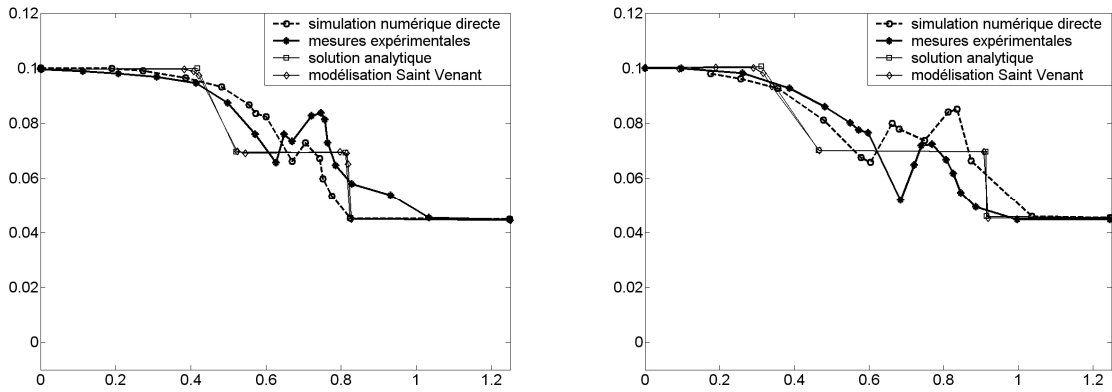


figure 3-4 : Comparaison des profils de surface libre pour RB3 (à 0,20 et 0,30 s)

L'observation de la surface libre met aussi en évidence le développement d'une onde de choc (figure 3-7), qui se déplace sur l'interface, dans la direction de l'écoulement. On note pour finir, en plus de cette onde, la génération d'une onde secondaire, qui se propage à la surface libre, dans la direction inverse de celle de l'écoulement (figure 3-7 en $x=0.65m$). On peut établir ici une analogie avec les observations en environnement côtier. En effet, on retrouve ce phénomène de roller après le déferlement des vagues océaniques.

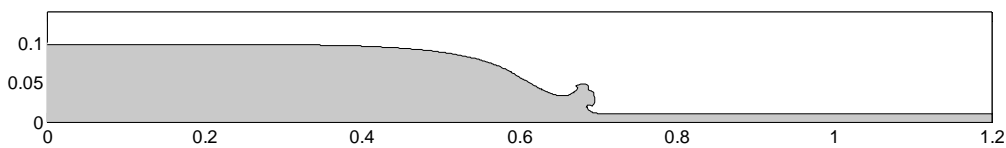


figure 3-5 : Exemple de profil de la surface libre obtenue par le modèle AQUILON (Cas RB2, $h_1/h_0=10$).

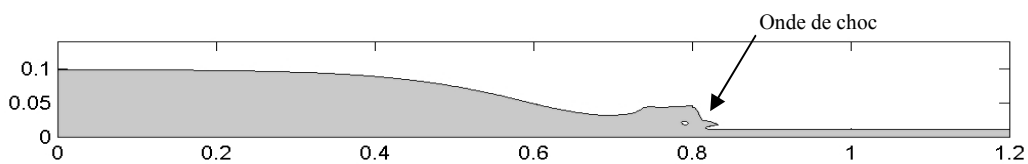


figure 3-6 : Exemple de profil de la surface libre obtenue par le modèle AQUILON (Cas RB2, $h_1/h_0=10$).

Onde secondaire

Onde de choc

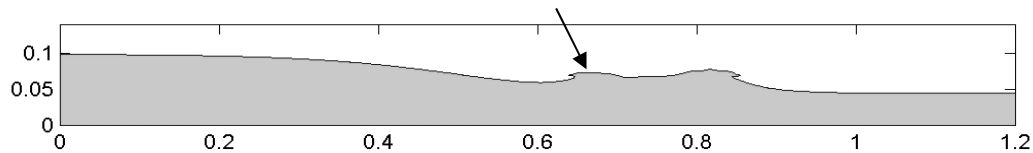


figure 3-7 : Exemple de profil de la surface libre obtenue par le modèle AQUILON (Cas RB3, $h_1/h_0=2.2$).

Dès la rupture de barrage, le gradient de pression de part et d'autre de la colonne d'eau entraîne un transfert de masse de la colonne d'eau vers l'aval du barrage. Dans le cas RB2, on peut observer sur la figure 3-6 une bulle d'air emprisonnée par le déferlement ainsi qu'un jet devant le front, généré par un déferlement plongeant.

Ce roller évolue de l'amont vers l'aval de la retenue d'eau, en conservant son énergie, qui est entretenue par l'eau provenant de la partie amont du barrage. Les échelles temporelles et spatiales des simulations numériques directes sont très proches de celles observées par (Stansby et al., 1998)

La résolution des équations de Navier-Stokes avec le code de calcul AQUILON permet de simuler correctement l'initiation du phénomène de rupture de barrage sur fond mouillé. De même les simulations permettent entre autre de reproduire certains phénomènes propres à la propagation de l'onde de surface, l'onde de détente, les différents jets.

4. Etude des caractéristiques macroscopiques du ressaut en fonction des caractéristiques du lâcher de barrage

Chanson (1995) présente une revue générale du phénomène du ressaut, basée sur de nombreuses expériences. On rencontre principalement deux types de ressauts, des ressauts ondulés et des ressauts pleinement développés. Les ressauts de type ondulé présentent des ondulations à l'arrière de la première onde, alors que les ressauts pleinement développés ne présentent pas ces ondes secondaires. La transition entre ces deux types de ressaut s'obtient pour des nombres de Froude compris en 1 et 3.6 ou entre 1.5 et 2.9 selon les études expérimentales considérées. On notera toutefois que l'hydrodynamique du ressaut est influencée par les conditions de bord sur les parois du canal. Des ondes de choc latérales sont créées, permettant le déferlement du ressaut. Ces considérations tridimensionnelles ne sont pas reproductibles dans notre étude 2-D.

Nos simulations ont été réalisées avec le modèle Aquilon pour un domaine de 10 m par 0.60 m, une hauteur d'eau amont $h_0=10$ cm et des valeurs de h_1/h_0 variant de 2 à 10. A l'instant $t=0$, la discontinuité se situe à $x_0=6$ m. Cette valeur permet d'obtenir un ressaut quasi-stationnaire avant que l'onde inverse de célérité U' n'atteigne l'extrémité gauche du domaine. Le maillage possède 500 mailles en x et 100 mailles en y (soit $\Delta x/h_0=0.02$ et $\Delta y/h_0\sim 0.006$). Dans la direction verticale, les 2.5 premiers cm sont maillés plus finement à l'aide d'un maillage irrégulier à distribution exponentielle. Ces simulations sont réalisées avec le modèle de turbulence V2-F et des conditions initiales telles que $k_0 = \varepsilon_0 = \nu_0^2 = 1.10^{-8}$. On utilise ici une technique de suivi d'interface VOF-PLIC.

Nous comparons sur la figure 3-8 le nombre de Froude et le ratio de hauteurs h_m/h_0 obtenus par les simulations avec les valeurs données par la théorie. Pour les résultats présentés, u , k , ε , et ν^2 sont imposés nuls sur le fond. Les rapports des hauteurs d'eau correspondent bien aux valeurs théoriques. Les nombres de Froude simulés sont dans chaque cas légèrement plus faibles que les valeurs théoriques. Cet écart peut provenir de la prise en compte du frottement sur le fond qui est négligé par cette théorie. Une simulation réalisée pour $h_1/h_0=2$ sans frottement sur le fond conduit à une valeur du nombre de Froude de 1.31 (contre 1.27 avec frottement) à comparer à la valeur théorique qui vaut 1.33. La hauteur moyenne à l'arrière du ressaut h_m et le nombre de Froude sont relativement stables dans le temps (voir partie 5.2.2).

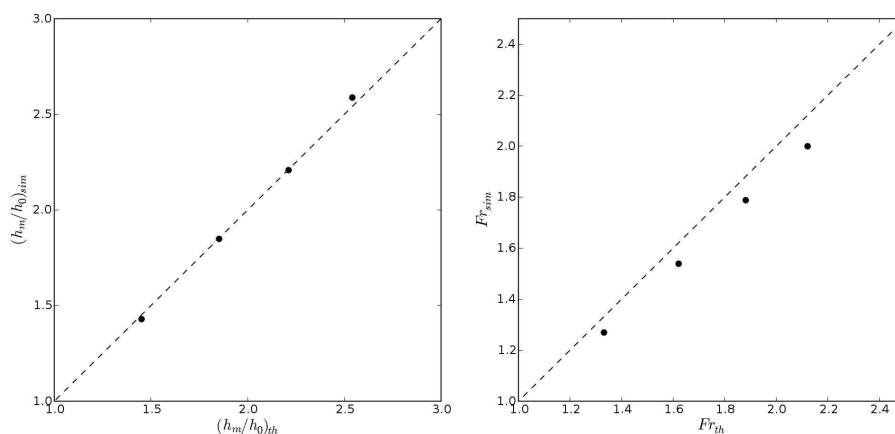


figure 3-8 : Comparaison entre simulation et théorie pour le rapport de hauteur d'eau h_m/h_0 et le nombre de Froude.

La figure 3-9 montre le profil de la surface libre (isocontours $C=0.5$) à différents instants. On observe clairement un train d'ondes à l'arrière du ressaut. Tous les ressauts hydrauliques simulés pour des valeurs $h_1/h_0 < 6$ sont de type ondulé.

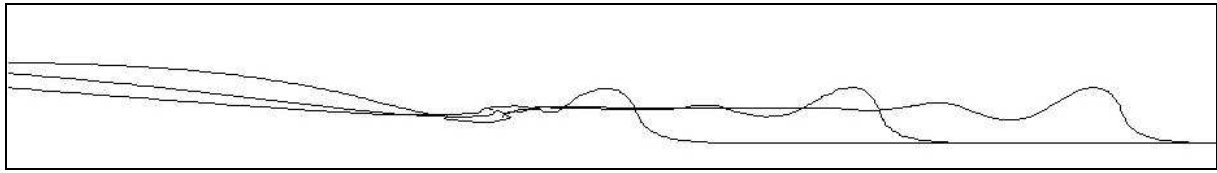


figure 3-9 : Iso contours $C=0,5$ pour $t=0.5$ s, $t=1$ s et $t=1,5$ s. $h_1/h_0=5$.

5. Simulations de la propagation du ressaut

5.1. Paramètres des simulations

On simule ici la propagation d'un ressaut sur fond plat, pour différentes valeurs des conditions initiales sur k et ε , afin d'en étudier l'influence. Le choix de celles-ci est une question importante. Partant d'une condition initiale où le fluide est au repos, il serait certes légitime de considérer une condition initiale de calcul où la turbulence serait d'intensité très faible, laissant le déferlement dans le bore générer la turbulence. Un tel choix se heurte à quelques difficultés. D'une part, les modèles de turbulence mis en œuvre ne sont pas adaptés pour décrire correctement le processus de transition à la turbulence, mais plutôt des situations de turbulence développée. D'autre part, du fait que la viscosité turbulente $\nu_t = C_\mu k^2 / \varepsilon$ dépend de k et ε , on peut se trouver dans une situation où les termes de production de turbulence soient si faibles au début de la simulation que la turbulence, et par conséquent le bore, ne puisse atteindre le régime établi avant une durée très longue par rapport à ce qui se passe dans la réalité, du fait du type de modèle de turbulence choisi. Ce sont ces différentes questions que nous examinons à travers l'étude de la propagation d'un mascaret sur fond plat pour différentes conditions initiales. Les modèles de turbulence mis en œuvre sont les modèles RNG et V2F.

Le domaine de calcul fait 20 m de long par 0.5 m de haut, pour des mailles telles que $\Delta x/h_0 = \Delta y/h_0 = 5 \cdot 10^{-2}$ (soit des mailles carrées de 5mm de côté). En effet, la lame d'eau à l'avant du ressaut a une épaisseur de 9.75cm. Il est nécessaire, afin de pouvoir décrire correctement l'ensemble de l'écoulement dans la colonne d'eau, de disposer d'un maillage suffisamment fin. La règle générale couramment retenue est qu'il faut au minimum une dizaine de points pour pouvoir décrire un phénomène. Nous avons donc choisi un maillage plus fin pour être en mesure d'étudier correctement les phénomènes. Les caractéristiques du

lâcher de barrage sont celles décrites par Yeh *et al.* (hauteur du barrage 22.5cm et profondeur de la lame d'eau au repos 9.75cm). La longueur du barrage peut être considérée comme quasi-infinie grâce à des conditions limites libres pour la vitesse sur le bord gauche et le bord droit du domaine. Les calculs sont menés avec une condition d'adhérence sur le fond. Les premiers pas de temps sont fixes pour avoir le temps d'obtenir des vitesses dans l'écoulement, puis deviennent variables, gérés par une condition de CFL=0.5.

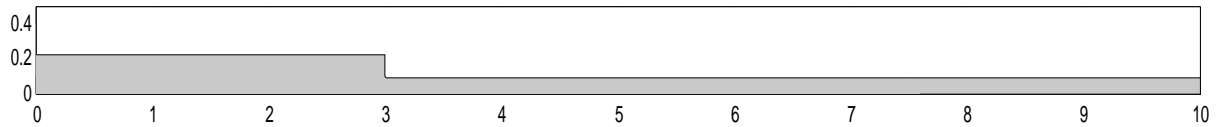


figure 3-10 : Domaine de calcul.

L'application numérique des équations (1-3) et (5) nous donne la vitesse de propagation du ressaut et la vitesse moyenne dans la colonne d'eau, qui ont des valeurs respectives proches de 1.4 m.s^{-1} et 0.51 m.s^{-1} .

Les équations (1-3) et (5) nous permettent d'obtenir les caractéristiques du mascaret, h_m , le nombre de Froude et la vitesse de propagation du mascaret. Pour la rupture d'un barrage de 22.5 cm dans une lame d'eau au repos de 9.75cm d'épaisseur, ce qui correspond au cas décrit par Yeh *et al.* (1989), on obtient $h_m=0.154\text{m}$, $U=1.4\text{m.s}^{-1}$ et $Fr=1.43$.

Pour cette configuration de rupture de barrage, on estime la surface du roller à $2 \times (h_m - h_0)^2$ ce qui nous donne $S_{bore} = 64.10^{-4} \text{ m}^2$. L'application de l'équation (11) nous donne alors $\varepsilon \approx 0.64 \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$. On peut estimer que $\bar{u}_r = U = 1.4 \text{ m.s}^{-1}$ et que $L_r \approx 2 \times (h_m - h_0) \approx 0.12 \text{ m}$. On trouve donc à partir de l'équation (14) $k_m = 0.18 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$. Le temps caractéristique estimé à partir de l'ordre de grandeur théorique de k et ε est proche de 0.3s.

Les conditions initiales que nous étudions sont les valeurs initiales de l'énergie cinétique turbulente k , et du taux de dissipation ε . Ces deux grandeurs sont liées entre elles par le temps caractéristique de la turbulence défini par $T_t \approx \frac{k}{\varepsilon}$. D'autre part, le taux de production

d'énergie turbulente est de la forme $P_k = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}$, avec $\nu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$ et

$C_\mu = 0.09$. Il apparaît clairement que ce taux de production de l'énergie cinétique turbulente est directement proportionnel à la viscosité turbulente. Nous allons donc étudier l'influence de la valeur initiale k_0 mais aussi l'influence de la valeur initiale ν_{t0} sur la résolution de l'écoulement. Il semble relativement cohérent de choisir un temps caractéristique de la turbulence ($T_t \approx \frac{k}{\varepsilon}$) de l'ordre de la seconde, ce qui implique un rapport $\frac{k}{\varepsilon} \approx 1$, ce qui est peu différent de l'ordre de grandeur théorique évalué précédemment. On va tester des valeurs de conditions initiales inférieures mais aussi supérieures à leurs ordres de grandeur théorique respectifs. Les conditions initiales testées sont donc telles que $k_0 = \varepsilon_0 = \nu_0^2 = 1.10^{-8}$ (simulation CI_1), $k_0 = \varepsilon_0 = \nu_0^2 = 1.10^{-4}$ (simulation CI_2), $k_0 = \varepsilon_0 = \nu_0^2 = 1.10^{-2}$ (simulation CI_3) et enfin $k_0 = \varepsilon_0 = \nu_0^2 = 1.10^0$ (simulation CI_4), ce qui nous donne des valeurs de viscosité turbulente $\nu_{t0} = 1.10^{-9}$, $\nu_{t0} = 1.10^{-5}$, $\nu_{t0} = 1.10^{-3}$ et enfin $\nu_{t0} = 1.10^{-1}$.

5.2. Résultats des simulations

5.2.1. Energie cinétique et dissipation moyennes dans la zone de "roller" du mascaret

Dans la partie 2. , un bilan énergétique nous a permis d'estimer les valeurs moyennes de l'énergie cinétique turbulente et de la dissipation dans la zone de recirculation du "roller". Ce bilan énergétique nous a conduit à des valeurs $\varepsilon \approx 0.64 m^2 s^{-3}$ et $k_m = 0.18 m^2 s^2$. Une imprécision reste cependant quant à la surface du roller à prendre en compte. A partir des simulations décrites au paragraphe précédent, nous avons calculé les valeurs moyennes de k et ε sur une zone de 15cm de long à partir de l'avant du mascaret et sur l'ensemble de la hauteur de la colonne d'eau (zone hachurée figure 3-11).

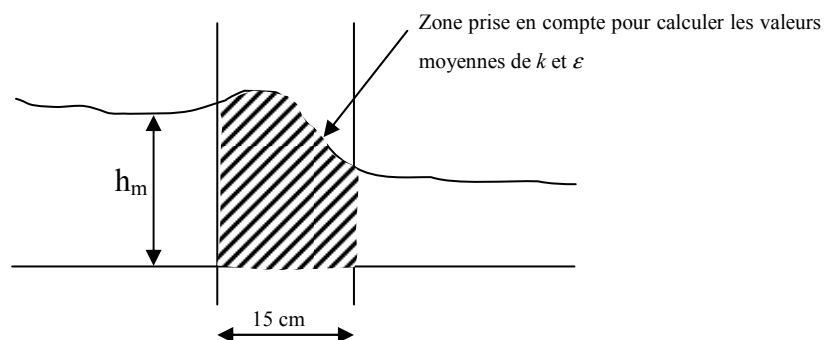


figure 3-11 : Schéma de la zone prise en compte pour le calcul des valeurs moyennes de k et ε .

La figure 3-12 montre l'évolution temporelle des valeurs moyennes de k et ε dans la zone du front du mascaret, pour les différentes valeurs de conditions initiales étudiées et une variation continue des caractéristiques physiques des fluides. Dans un souci de lisibilité, vu l'amplitude des conditions initiales testées (de 1.10^{-8} à 1.10^0), on utilise une échelle logarithmique pour l'axe des ordonnées. Les valeurs de k et ε convergent vers des valeurs respectives de l'ordre de $1.10^{-2} \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ et $1.10^{-1} \text{ m}^2\text{s}^{-3}$. Seules les conditions initiales telles que $k_0 = \varepsilon_0 = v_0^2 = 1.10^{-2}$ permettent d'obtenir rapidement (pour un temps de l'ordre de la seconde) ces valeurs. Les simulations menées avec des conditions initiales plus faibles ne convergent vers ces valeurs qu'à partir d'un temps supérieur à 2s. On peut noter que les valeurs de ε sont supérieures aux valeurs de k , comme c'était le cas pour les estimations théoriques. Pour des conditions initiales plus élevées, les valeurs de k et ε convergent plus difficilement. Les valeurs obtenues sont du même ordre de grandeur que celles obtenues par l'estimation théorique.

Les valeurs de k évoluent très peu lors de la première seconde de l'écoulement. Elles évoluent principalement entre $t=1$ s et $t=2$ s. Les valeurs de ε évoluent et convergent plus rapidement.

Des simulations avec des conditions initiales identiques ont été menées mais en utilisant une variation discontinue des caractéristiques physiques des fluides. Les résultats sont présentés sur la figure 3-13. On remarque une croissance marquée dès les premiers instants de l'écoulement, mais rapidement les valeurs obtenues diminuent et se stabilisent. On ne note pas de convergence des valeurs de k et ε pour les différentes conditions initiales. Pour des conditions initiales trop faibles, les valeurs de k diminuent pour devenir quasiment nulles.

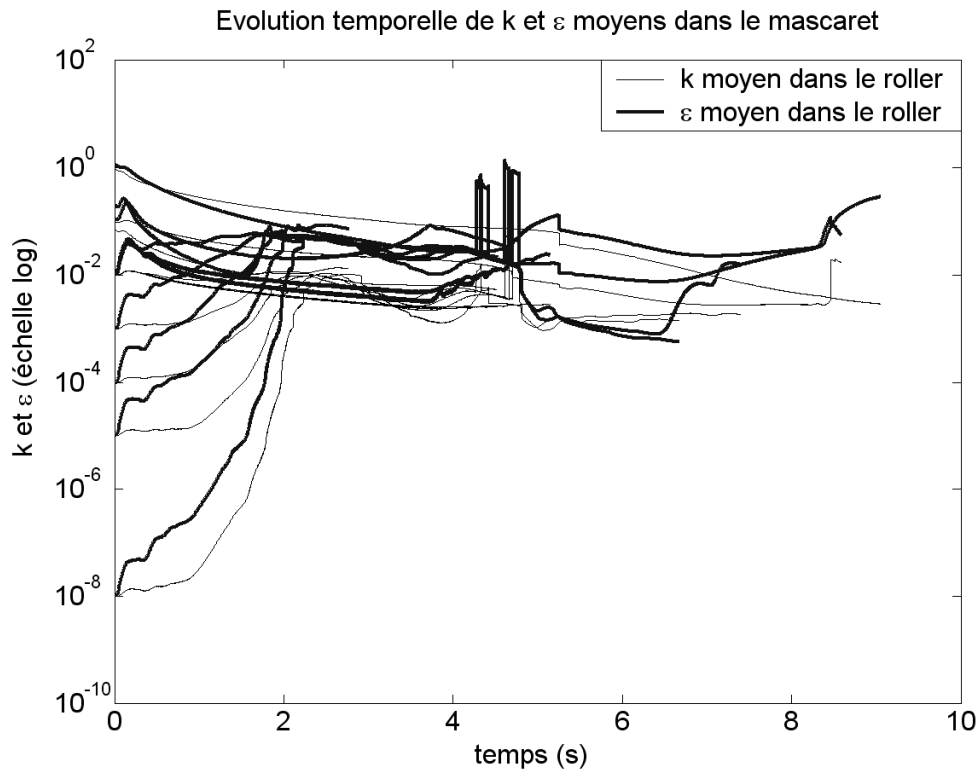


figure 3-12 : Evolution temporelle de k et ε moyens dans le front du mascaret avec une variation continue de la masse volumique et de la viscosité.

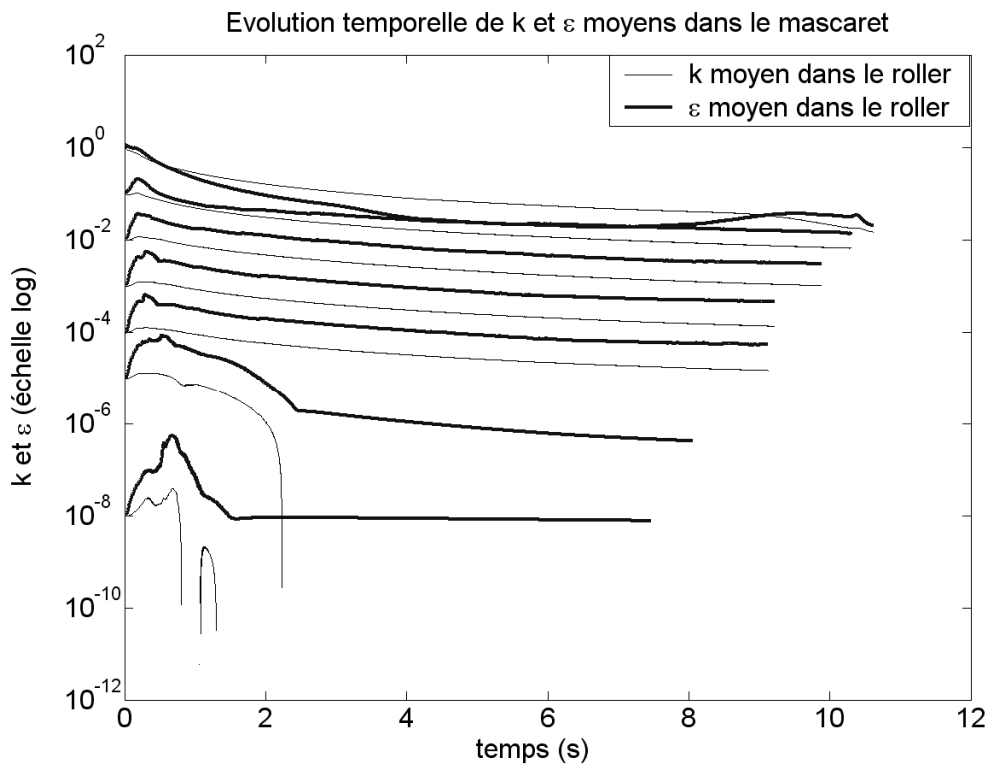


figure 3-13 : Evolution temporelle de k et ε moyens dans le front du mascaret avec une variation discontinue de la masse volumique et de la viscosité

5.2.2. Influence des CI sur l'évolution temporelle des caractéristiques macro-échelles du ressaut

Les caractéristiques principales du ressaut sont sa vitesse de propagation associée au nombre de Froude et sa hauteur à l'arrière du roller. La théorie nous permet d'estimer ces paramètres en fonction de la hauteur du lâcher de barrage initial. Dans le cas que nous étudions, tiré de l'étude de (Yeh, Ghazali *et al.* 1989), le nombre de Froude théorique est de 1.43, pour une vitesse de propagation du ressaut de 1.4 m.s^{-1} , et une hauteur de 0.154m.

La vitesse de propagation du ressaut est estimée à partir de la position de la crête du bore, mesurée à des intervalles de temps réguliers de 0.25s. Néanmoins, la géométrie parfois très irrégulière du roller ne permet pas toujours une estimation correcte de la position de la crête du ressaut, ce qui explique certains écarts importants dans le calcul des vitesses (et donc du nombre de Froude), comme on le voit sur la figure 3-14. Malgré tout, une tendance se dégage clairement, semblant montrer la très faible influence des conditions initiales turbulentes sur l'écoulement du ressaut. Malgré la forte dispersion, la tendance met en évidence une légère sous estimation de la vitesse de propagation et du nombre de Froude par rapport aux valeurs théoriques ce qui concorde avec les résultats obtenus dans la partie 4.

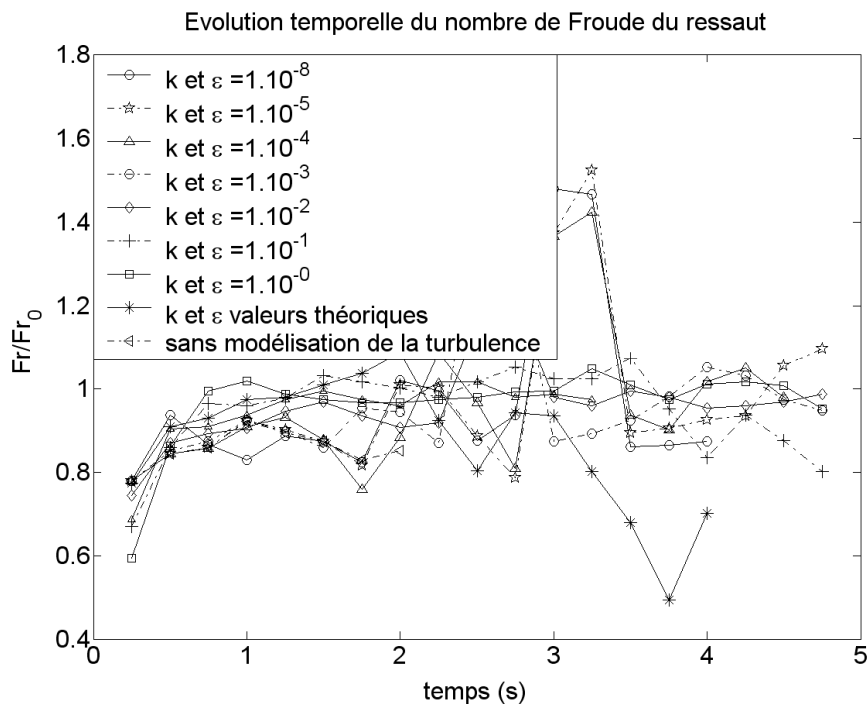


figure 3-14 : évolution temporelle du rapport Fr/Fr_0 pour les différentes conditions initiales.

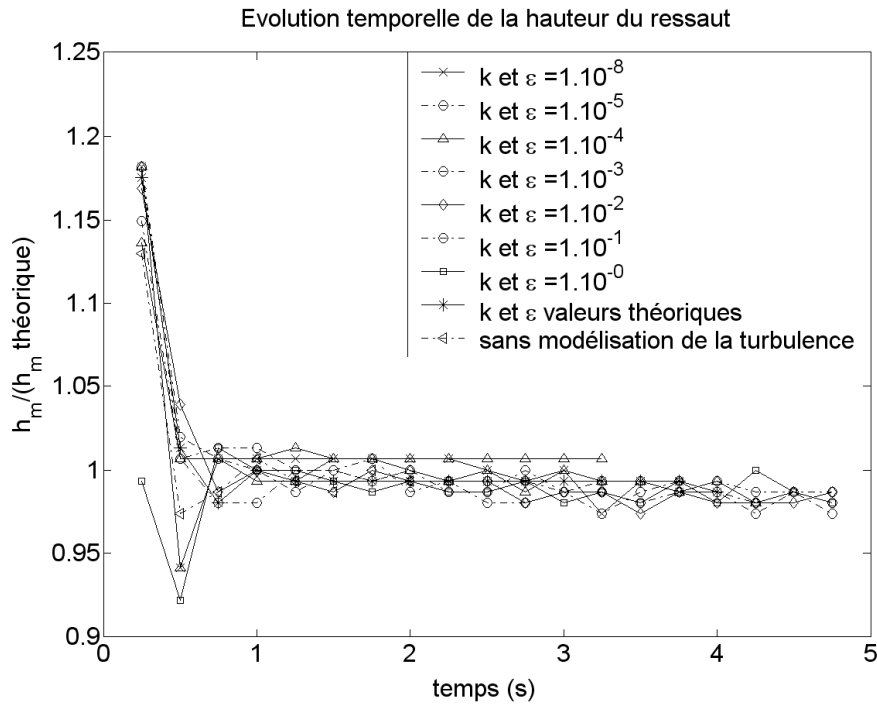


figure 3-15 : Evolution temporelle du rapport h_m/h_m théorique, en fonction des conditions initiales, suivi d'interface TVD avec variation continue de la masse volumique et de la viscosité.

Comme pour la vitesse de propagation du ressaut, on remarque sur la figure 3-15 une très faible influence des conditions initiales turbulentes sur la hauteur du ressaut, hauteur très proche de l'estimation théorique, avec des rapports $h_m/h_m \text{ théorique}$ proches de 1.

De la même façon que pour l'étude de k et ε moyens dans le front du mascaret, l'étude des caractéristiques à macro-échelle du mascaret a été faite pour des simulations avec une variation discontinue des caractéristiques physiques des fluides. On remarque sur la figure 3-16 que les valeurs des conditions initiales n'ont pas d'influence sur le nombre de Froude du mascaret et donc sur sa vitesse de propagation pour des simulations VOF-TVD avec une variation discontinue de la masse volumique et de la viscosité.

La figure 3-17 montre l'évolution temporelle du rapport h_m/h_m théorique, pour différentes conditions initiales. Comme pour les simulations VOF-TVD avec variation continue de la masse et de la viscosité, le rapport h_m/h_m théorique est insensible à la valeur des conditions initiales de k et ε . La hauteur du mascaret h_m atteint rapidement une valeur proche de sa valeur théorique quelles que soient les valeurs des conditions initiales. Cette valeur reste stable au cours de la propagation du mascaret.

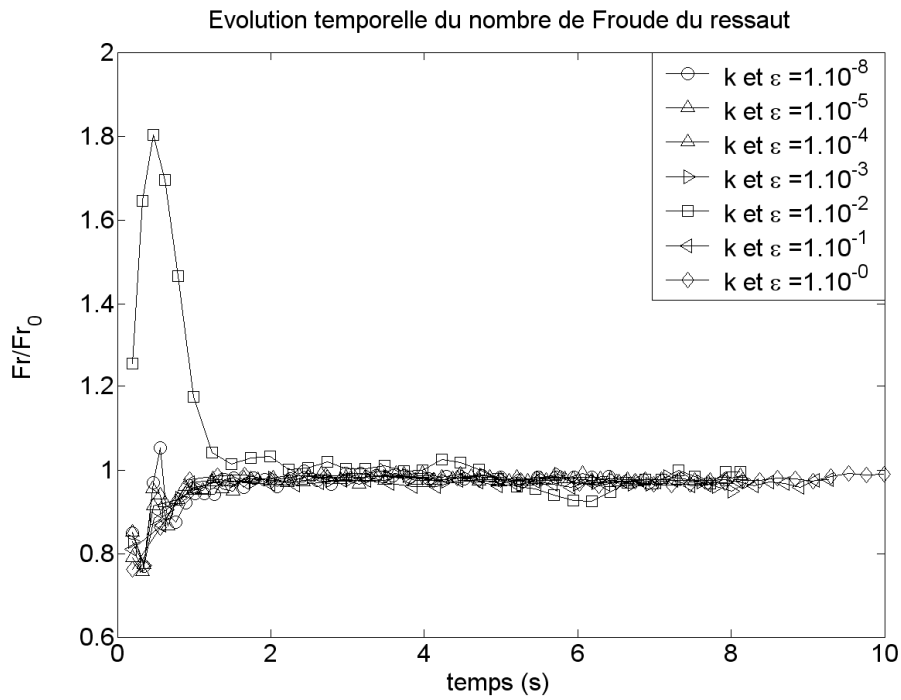


figure 3-16 : Evolution temporelle du rapport Fr/Fr_0 , en fonction des conditions initiales, suivi d'interface TVD avec variation discontinue de la masse volumique et de la viscosité.

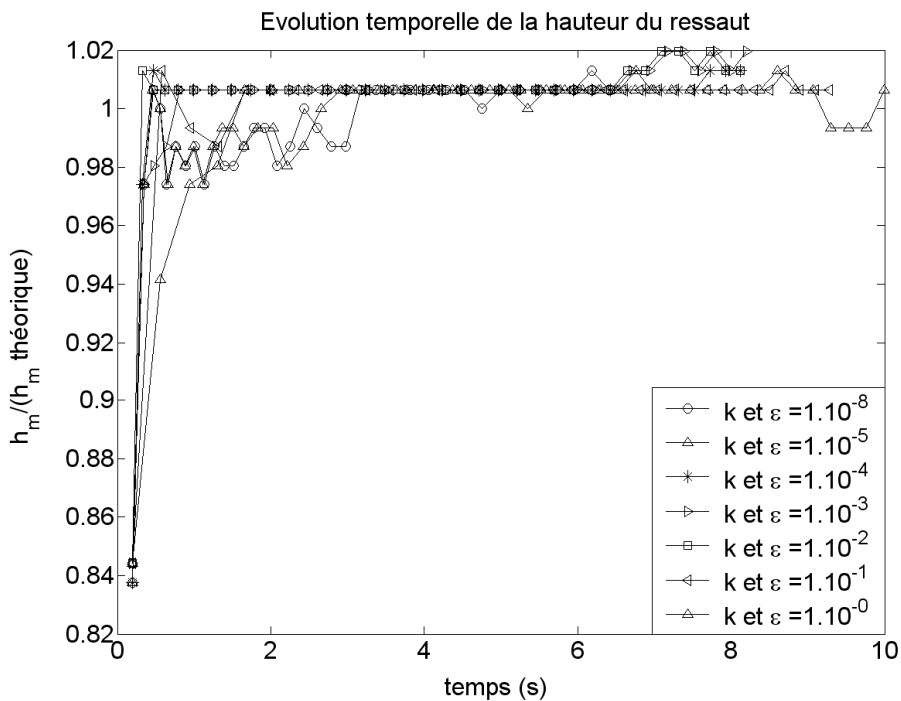


figure 3-17 : Evolution temporelle du rapport h_m/h_m théorique, en fonction des conditions initiales, suivi d'interface TVD avec variation discontinue de la masse volumique et de la viscosité.

5.2.3. Evolution de la surface libre

On l'a vu dans les parties précédentes (5.2.1 et 5.2.2), les conditions initiales ont peu d'incidence sur les valeurs de k et ε dans la zone du front du mascaret, à l'exception des premières secondes de l'écoulement. Les conditions du régime établi sont rapidement atteintes. La vitesse de propagation et la hauteur du mascaret ne sont pas non plus influencées par les conditions initiales. Il faut aussi s'intéresser à ce qui se passe au niveau de la surface libre pour les résultats issus des simulations VOF-TVD avec variation continue et discontinue des caractéristiques physiques des fluides.

Les figure 3-18 à figure 3-20 représentent l'isocontour de la fonction couleur tel que $C=0.5$, pour des conditions initiales allant de $k_0 = \varepsilon_0 = \nu_0^2 = 1.10^{-8}$ à $k_0 = \varepsilon_0 = \nu_0^2 = 1.10^{-1}$, avec une variation continue de la masse volumique et de la viscosité. Le mascaret déferle en $x=3.5\text{m}$, pour des conditions initiales jusqu'à $k_0 = \varepsilon_0 = \nu_0^2 = 1.10^{-2}$. Au-delà de ces valeurs de conditions initiales, le mascaret ne déferle plus.

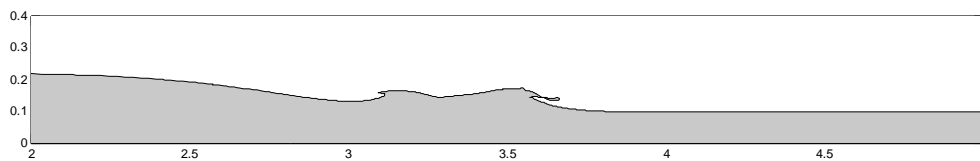


figure 3-18 : Iso contour de la fonction couleur tel que $C=0.5$, pour $t=0.5\text{s}$ et $\nu_{t0} = 1.10^{-9}$.

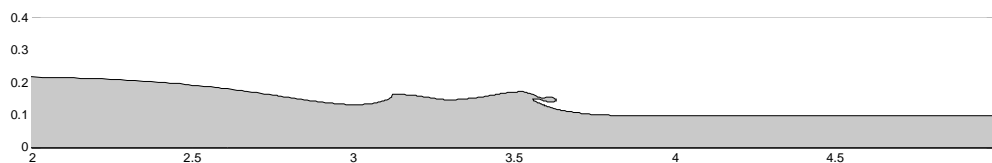


figure 3-19 : Iso contour de la fonction couleur tel que $C=0.5$, pour $t=0.5\text{s}$ et $\nu_{t0} = 1.10^{-3}$.

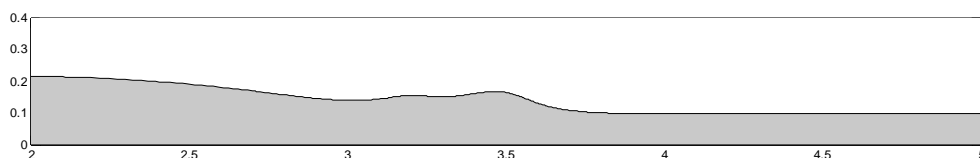


figure 3-20 : Iso contour de la fonction couleur tel que $C=0.5$, pour $t=0.5\text{s}$ et $\nu_{t0} = 1.10^{-2}$.

Les conditions initiales sur k et ε ont donc une influence sur l'évolution de la surface libre et du processus de propagation du mascaret (présence ou non d'un déferlement de la lame d'eau et position du point de déferlement).

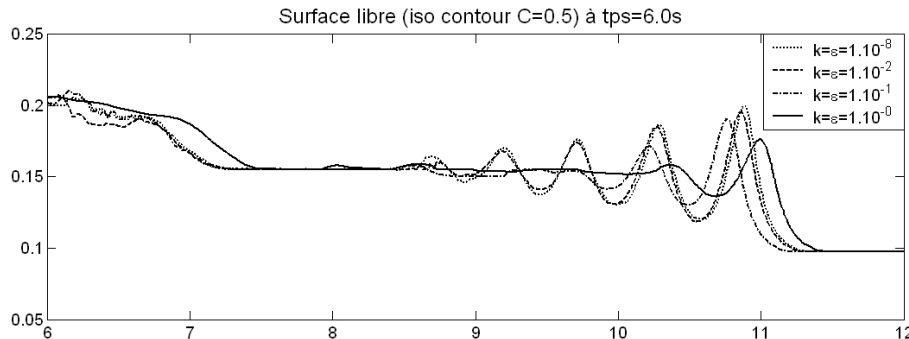


figure 3-21 : Iso-contour de $C=0.5$ pour différentes conditions initiales, avec un suivi d'interface VOF-TVD et une variation discontinue de la masse volumique et de la viscosité, 6s après le lâcher de barrage

Lorsque les simulations sont réalisées avec une variation discontinue des caractéristiques physiques des fluides, le mascaret ne déferle pas, quelles que soient les conditions initiales, et est de type ondulé. On remarque cependant sur la figure 3-21 que le nombre d'ondes secondaires est lié aux valeurs des conditions initiales. Plus elles sont élevées, plus le nombre d'ondes est petit.

5.2.4. Etude des profils de vitesse horizontale

Les figure 3-22 à figure 3-24 présentent les profils de vitesse horizontale sous la crête de la première onde du mascaret, pour des temps respectifs de 1s, 2s et 4s après le lâcher de barrage.

Sur la figure 3-22, donc 1 s après le lâcher de barrage, la première constatation que l'on peut faire concerne la partie inférieure de la colonne d'eau. On observe la formation d'une couche limite sur les deux premiers millimètres de la colonne d'eau, pour toutes les conditions initiales testées. La vitesse horizontale en partie inférieure de la colonne d'eau atteint $0.5\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. La vitesse horizontale continue à croître ensuite au fur et à mesure que l'on remonte dans la colonne d'eau, mais l'augmentation de la vitesse est plus faible que dans la couche limite. On obtient une vitesse proche de 0.6 à $0.7\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. On peut noter qu'à partir de 5cm au-dessus du fond, le profil de vitesse est assez irrégulier pour des simulations menées avec des conditions initiales faibles pour k et ε . Il faut prendre des conditions initiales supérieures à 1.10^{-2} pour faire disparaître ces oscillations.

Enfin, au sommet de la colonne d'eau, on trouve une augmentation plus marquée de la vitesse horizontale, pour atteindre une vitesse maximale pouvant atteindre 1 m.s^{-1} . Des conditions initiales trop élevées ne mettent pas en évidence cette zone de cisaillement en partie supérieure de la colonne d'eau.

Sur les figure 3-23 à figure 3-24, respectivement 2s et 4s après le lâcher de barrage, on retrouve les mêmes observations que sur la figure 3-22. La seule différence notable vient des profils correspondant aux conditions initiales les plus élevées pour lesquels on observe une augmentation du fluide en partie supérieure proche de celle observée plus tôt pour des conditions initiales plus faibles.

Les vitesses horizontales, sur l'ensemble de la colonne d'eau évoluent peu dans le temps, avec des vitesses proches de 0.5 m.s^{-1} près du fond et une vitesse maximale, en partie haute des profils, supérieures à 1 m.s^{-1} .

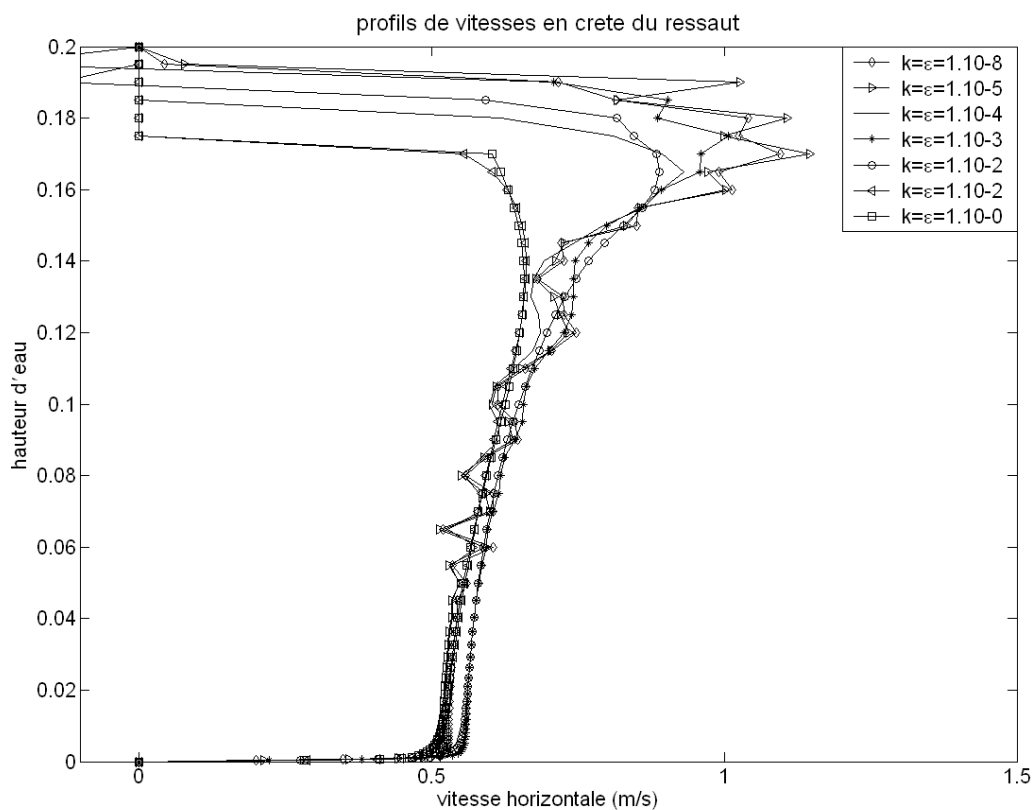


figure 3-22 : profils de vitesse horizontale sous la crête du mascaret, à $t=1\text{s}$, pour l'ensemble des conditions initiales testées.

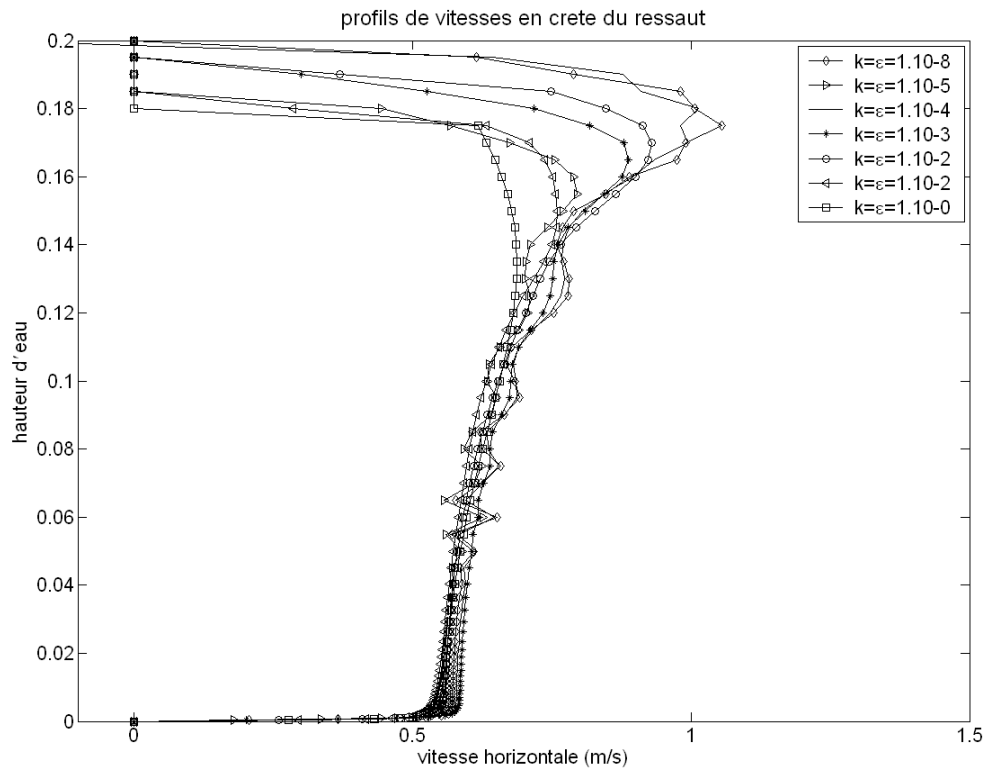


figure 3-23 : Profils de vitesse horizontale sous la crête du mascaret, à $t=2s$, pour l'ensemble des conditions initiales testées.

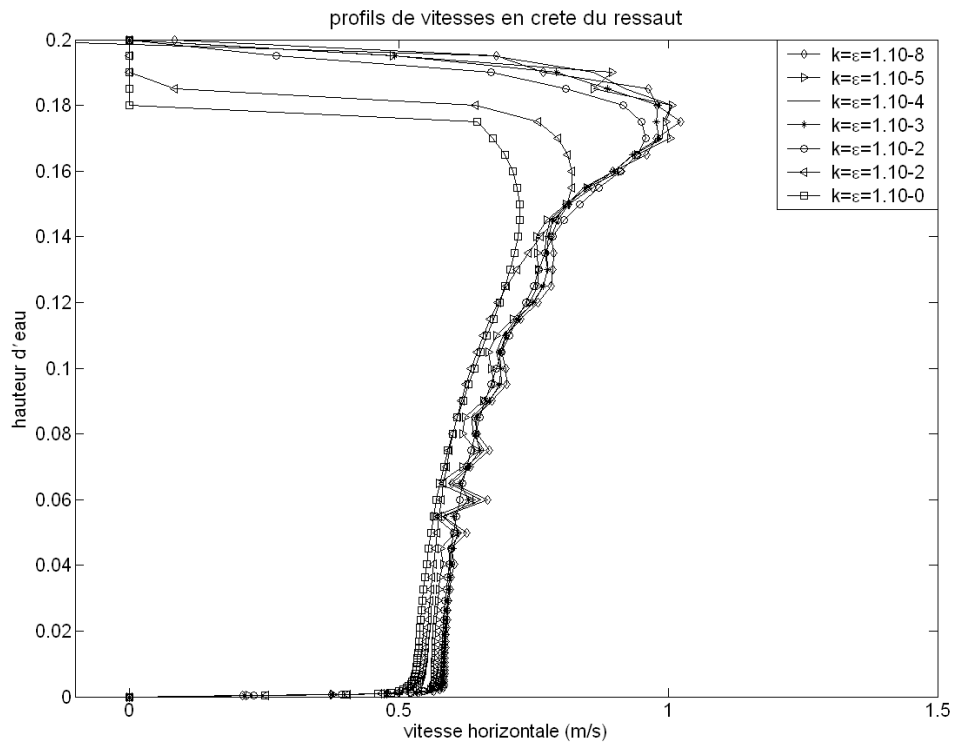


figure 3-24 : Profils de vitesse horizontale sous la crête du mascaret, à $t=4s$, pour l'ensemble des conditions initiales testées.

5.3. Bilan de ces résultats

La génération de l'énergie turbulente par le modèle nécessite un temps minimum. Dans le cas de simulation avec un suivi d'interface VOF-TVD avec variation continue de la masse volumique et de la viscosité, pour des faibles valeurs des conditions initiales de k , ε et ν^2 ($k_0 = \varepsilon_0 = \nu_0^2 = 1.10^{-8}$), il faut attendre au-delà de 2s pour obtenir que les valeurs moyennes de k et ε convergent vers des valeurs indépendantes des conditions initiales proches de l'ordre de grandeur estimé de façon théorique. Des conditions initiales plus élevées (de l'ordre de 1.10^{-2} pour k et ε) permettent d'obtenir plus rapidement des valeurs proches de l'ordre de grandeur théorique et plus stables dans le temps. Lorsqu'on utilise la technique de suivi d'interface avec une variation discontinue des caractéristiques physiques des fluides, les valeurs de k et ε ne convergent pas.

De plus, les conditions initiales semblent modifier légèrement l'évolution de la surface libre. De faibles valeurs de conditions initiales permettent des oscillations assez importantes de la surface libre, alors que des valeurs plus importantes des CI entraînent un lissage de la surface libre à cause d'une viscosité turbulente trop forte. La conséquence de cette forte viscosité turbulente se retrouve sur les profils verticaux de vitesse. La vitesse maximale dans la colonne d'eau semble peu dépendante des conditions initiales sur k , ε et ν^2 . Malgré de légères variations en fonction des conditions initiales, les vitesses dans la colonne d'eau, de l'ordre de 0.4 m.s^{-1} en milieu de colonne d'eau et 1.2 m.s^{-1} en crête du bore, présentent un bon accord avec les valeurs théoriques estimées (0.51 m.s^{-1} au milieu de la colonne d'eau pour la vitesse u des particules et 1.4 m.s^{-1} pour la vitesse U de déplacement du bore. Les profils de vitesse sont peu sensibles au mode de variation choisi pour la masse volumique et la viscosité.

Dans le cas d'un ressaut établi modélisé avec un variation continue de la masse volumique et la viscosité, l'ordre de grandeur de la viscosité turbulente atteint une valeur $\nu_t \approx 2.10^{-3}$. Des valeurs trop faibles de ν_{t0} ne permettent pas une génération suffisamment rapide de l'énergie cinétique turbulente, le taux de production étant directement proportionnel à la viscosité turbulente. Après 2s d'écoulement, l'énergie cinétique turbulente moyenne dans le front du mascaret arrive juste aux valeurs atteintes pour des valeurs de ν_{t0} plus élevées. Pour des conditions initiales plus grandes, telles que $\nu_{t0} = 1.10^{-5}$ et $\nu_{t0} = 1.10^{-3}$, ν_t dans le bore tend plus rapidement vers une même valeur de l'ordre de $\nu_t = 5.10^{-3}$ à 10.10^{-3} et la valeur de k se rapproche de l'ordre de grandeur théorique. On n'arrive pas avec une variation discontinue

de la masse volumique et de la viscosité à obtenir des valeurs proches de l'ordre de grandeur établi pour k et ε , les valeurs obtenues restent alors dépendantes des valeurs des conditions initiales.

En conclusion, des conditions initiales telles de l'ordre de $k_0 = \varepsilon_0 = \nu_0^2 = 1.10^{-2}$ semblent les plus appropriées à la résolution du problème du lâcher de barrage et de la propagation d'un ressaut sur fond plat tel qu'il est présenté par Yeh et *al.* (1989). Malgré un lissage de la surface libre engendré par la viscosité turbulente artificiellement élevée, k et ε tendent à atteindre des valeurs stables dans le ressaut après quelques secondes d'écoulement. Vu la durée des processus en jeu dans le cas présenté par Yeh et *al.* (1s de propagation pour le bore avant d'atteindre le rivage), des conditions initiales telles que $k_0 = \varepsilon_0 = \nu_0^2 = 1.10^{-2}$ semblent présenter le meilleur compromis entre une génération suffisamment rapide de la turbulence et une viscosité turbulente pas trop élevée initialement, afin de ne pas perturber l'écoulement et le ralentir de façon artificielle. Des valeurs trop faibles ($k_0 = \varepsilon_0 = \nu_0^2 = 1.10^{-8}$) ne permettent pas de générer suffisamment d'énergie cinétique turbulente pendant la durée de propagation rencontrée dans le cas de Yeh et *al.* (1989), alors que des valeurs trop élevées ($k_0 = \varepsilon_0 = \nu_0^2 = 1.10^0$) ne permettent pas une dissipation suffisamment rapide de l'énergie cinétique turbulente et entraînent un lissage trop important de la surface libre, allant jusqu'à faire disparaître le déferlement observé pour des conditions initiales plus faibles.

6. Conclusion

Le code de calcul AQUILON semble être en mesure de reproduire correctement les processus qui entrent en jeu pour la génération et la propagation d'un ressaut sur fond plat, sous réserve d'utiliser des valeurs de conditions initiales adaptées au processus à reproduire. Dans notre cas d'étude, des valeurs de k_0, ε_0 , et ν_0^2 de l'ordre de 1.10^{-2} semblent appropriées à notre étude. La turbulence atteint des caractéristiques proches des ordres de grandeur théoriques (définis précédemment dans la partie 2) de façon rapide, mais aussi stables dans le temps durant la propagation du ressaut.

Les propriétés macroscopiques de l'écoulement dépendent peu du niveau de turbulence (figure 3-14 et figure 3-17). On peut néanmoins mettre en avant que le rapport de la dissipation au flux d'énergie (rapport des équations (7) à (9)) s'écrit

$$\frac{(h_m - h_0)^2}{4h_m \left\{ h_m + \frac{(h_m - h_0)^2 (h_m + h_0)}{4h_m h_0} \right\}}$$

Pour $F_0=1.43$, $h_m/h_0=1.58$, ce rapport de la dissipation au flux d'énergie vaut 0.031. Cela signifie que la dissipation pour les conditions choisies est très faible par rapport au flux d'énergie. L'énergie apportée sert principalement à établir l'écoulement dans la couche d'eau (équation (8)). Il n'est alors pas vraiment étonnant que la solution macroscopique soit peu sensible à la turbulence. On peut se poser la question de savoir si les conditions expérimentales sont bien choisies, cependant les nombres de Froude considérés sont représentatifs de ce qui se passe dans la nature.

Chapitre 4 : MODELISATION DU JET DE RIVE

Cette partie de l'étude vise à valider l'utilisation du code calcul AQUILON pour simuler l'écoulement qui fait suite à la rupture d'un barrage. Un mascaret (bore) est généré, dont on étudie la propagation sur une plage inclinée jusqu'au rivage. Le mascaret s'effondre sur le rivage en produisant l'écoulement d'une lame d'eau, appelé "jet de rive" (swash), qui remonte sur la plage (run-up) avant de redescendre (run-down).

Les simulations ont été effectuées pour la configuration de l'étude expérimentale réalisée par Yeh *et al.* (1989). La confrontation des résultats expérimentaux avec les résultats des simulations numériques, centrée ici sur la comparaison des vitesses de propagation du mascaret et de l'écoulement de run-up ainsi que sur la longueur de run-up, est utilisée pour identifier les fonctionnalités du code les mieux adaptées pour simuler cet écoulement. On mènera une étude sur la sensibilité du code vis à vis:

- de la taille des mailles
- de la technique de suivi d'interface (VOF-PLIC ou TVD)
- du modèle de turbulence (pas de modélisation de la turbulence, modèles RNG et v2-f)

Les conclusions de ce chapitre auront essentiellement trait aux fonctionnalités numériques du code AQUILON à utiliser pour permettre la simulation correcte de ce cas d'étude. Les résultats des simulations feront l'objet d'une analyse physique plus complète dans le chapitre V.

1. L'expérience de Yeh et al. (1989)

La figure 4-1 montre le dispositif expérimental utilisé par Yeh *et al.* L'expérience est réalisée dans un canal de 9 m de long. Le fond est horizontal dans la partie droite sur une longueur de 3,37 m. Dans la partie gauche, le fond est un plan incliné faisant un angle de $7,5^\circ$ avec l'horizontale, simulant une plage sur laquelle le jet de rive se produit.

Initialement, le canal est divisé en deux parties séparées par une paroi verticale amovible. L'eau est au repos dans les deux parties avec un niveau $h_1=22,5 \text{ cm}$ dans la partie droite et un niveau $h_0=9,75 \text{ cm}$ dans la partie gauche. L'écoulement est généré en relevant la paroi amovible, libérant le fluide contenu dans la partie droite sous la forme d'une onde de surface (mascaret ou "bore") qui se propage en direction de la plage. Au bout d'un certain temps le

mascaret atteint le rivage. La vitesse de l'écoulement est non nulle en ce point et une nappe d'eau remonte sur la plage initialement sèche avant de redescendre en sens inverse. C'est le phénomène du jet de rive que l'on cherche à modéliser dans ce travail.

Les conditions de l'écoulement sont essentiellement déterminées par les hauteurs d'eau initiales h_0 et h_1 . Le niveau h_1 doit être suffisamment élevé par rapport au niveau h_0 pour produire un mascaret pleinement développé et non pas un mascaret ondulatoire. La longueur du caisson initial de hauteur h_1 doit aussi être suffisamment longue (ici 2,97 m) pour libérer une masse d'eau suffisante afin que le mascaret se propage jusque sur la plage.

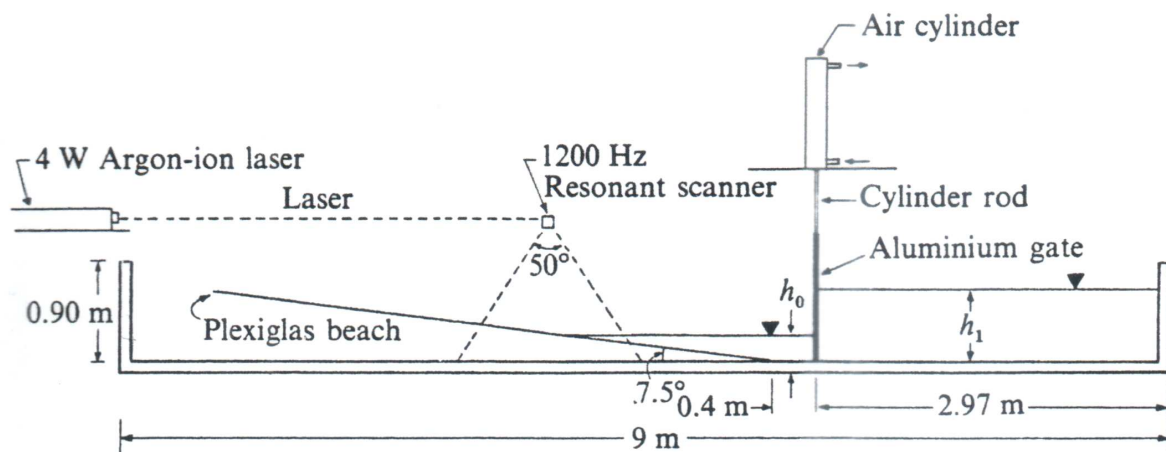


figure 4-1 : Schéma du dispositif expérimental (figure reproduite de Yeh et al., 1989)

2. La théorie de Whitham

La description de la propagation du mascaret sur un plan incliné par les équations de Saint-Venant doit être rappelée ici. Elle décrit une phénoménologie typique de l'écoulement, par rapport à laquelle les études théoriques, expérimentales ou numériques se positionnent. Elle introduit aussi les échelles caractéristiques de longueur et de vitesse utilisées dans la littérature pour décrire les phénomènes.

Le mascaret est schématisé sur la figure 4-2. Géométriquement, il est caractérisé par la position de son pied et de sa tête. Le pied est à l'altitude de la surface libre au repos et il est positionné selon l'axe Ox à l'endroit le plus proche à l'avant du mascaret où le fluide peut être considéré comme immobile. La tête est positionnée à l'endroit auquel la surface libre atteint la hauteur maximale, à l'arrière du mascaret. Sur le plan numérique, comme sur le plan expérimental, les positions exactes de la tête et du pied dépendent d'un critère qui doit être spécifié. Ce critère permet de déterminer à tout moment la position de la tête et du pied dans une représentation conforme à celle de la figure 4-2, et d'en déduire les vitesses de

déplacement de la tête et du pied. La profondeur de la couche d'eau à la position du pied est notée h . La tête est surélevée d'une hauteur η par rapport au niveau d'eau au repos. La distance selon l'axe Ox entre la tête et le pied est supposée suffisamment courte pour pouvoir considérer que la cinématique de l'écoulement dans le mascaret n'est pas influencée par la pente de la plage. On approche par conséquent l'épaisseur de la couche d'eau à la position de la tête par $(h+\eta)$.

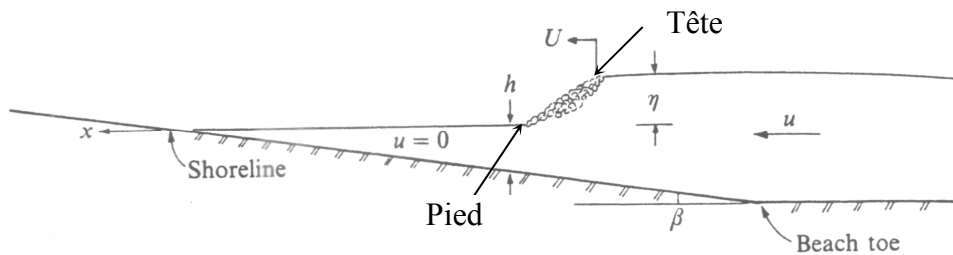


figure 4-2 : Représentation schématique du mascaret (figure reproduite de Yeh et al., 1989).

Dans le cadre des équations de Saint Venant, la répartition de pression dans la couche d'eau est hydrostatique et l'écoulement est approximativement uniforme sur l'épaisseur de la couche d'eau. A l'avant du mascaret, le fluide est au repos ($u=0$). A l'arrière, la composante horizontale de la vitesse de l'écoulement, notée u , est non-nulle. La vitesse u est inférieure à la vitesse U d'avancement de la tête (ou front).

Par conservation de la masse

$$u = U \frac{\eta}{h + \eta} \quad (1)$$

En définissant le nombre de Mach $M = U / \sqrt{gh} = \sqrt{F}$ (classiquement la racine carrée du nombre de Froude F), le théorème de la quantité de mouvement appliqué entre l'amont et l'aval du mascaret relie les hauteurs et le nombre de Froude selon le modèle du ressaut hydraulique (Chap. 3, eq. (1))

$$F = \frac{1}{2} \frac{h + \eta}{h} \left\{ \frac{h + \eta}{h} + 1 \right\} \quad (2)$$

Au fur et à mesure que le mascaret progresse sur la plage, l'épaisseur h de la couche d'eau au repos diminue. La hauteur η du mascaret et le nombre de Froude se modifient aussi.

En utilisant les équations de Saint-Venant, Whitham (1958) a décrit analytiquement la propagation du mascaret jusqu'au rivage, point où la couche d'eau initiale touche la plage sèche ($h=0$). Pour un couple de valeurs initiales (h_0, F_0) décrivant le mascaret dans une zone

où la profondeur au repos est h_0 et le nombre de Froude F_0 , (on peut alors donner la hauteur de la tête par l'eq. 2), la solution de Whitham détermine les caractéristiques du mascaret en tout autre endroit où la profondeur au repos est h , grâce au calcul de l'intégrale suivante qui permet de déterminer le nombre de Froude caractéristique du mascaret

$$\int_{X_0}^X \frac{2(X+1)(2X-1)^2(2X^3+2X^2-2X-1)}{(X-1)(2X^2-1)(2X^4+6X^3+2X^2-3X-2)} dX = -Ln\left(\frac{h}{h_0}\right) \quad (3)$$

Les quantités X_0 et X sont reliées aux nombres de Froude F_0 et F lorsque les profondeurs d'eau au repos sont respectivement h_0 et h , par

$$X_0 = \sqrt{\frac{2F_0}{\sqrt{1+8F_0}-1}} \quad \text{et} \quad X = \sqrt{\frac{2F}{\sqrt{1+8F}-1}} \quad (4)$$

Lorsque le mascaret s'approche du rivage ($h \rightarrow 0$), l'intégrale dans l'équation 3 diverge. La quantité X devient infiniment grande avec un comportement asymptotique $X \propto h^{-1/4}$. Le nombre de Froude est lui aussi très grand. La quantité $2gX^4h$ tend vers une limite finie U_*^2 (homogène à une vitesse au carré). De l'équation 4 et de la définition du nombre de Froude $F = U^2 / gh$, il en découle que

$$U \rightarrow U_* \quad \text{et} \quad u \rightarrow U_* \quad \text{quand } h \rightarrow 0 \quad (5)$$

et, avec l'équation 2

$$(h + \eta) \rightarrow 0 \quad \text{quand } h \rightarrow 0 \quad (6)$$

Ces deux résultats confèrent à la solution de Whitham deux propriétés remarquables :

- La hauteur du mascaret s'effondre au rivage (bore collapse) puisque sa hauteur s'annule,
- En revanche, la solution de Whitham montre une accélération brutale des particules fluides lorsqu'elles arrivent au rivage. La vitesse u des particules fluides dans le mascaret et la vitesse de déplacement U du mascaret atteignent toutes les deux la même valeur finie U_* sur le rivage.

La valeur de la vitesse U_* dépend des conditions initiales qui ont généré le mascaret. Yeh *et al.* (1989) ont présenté leurs résultats en adimensionnant les vitesses à l'aide de la vitesse U_* , calculée à l'aide de la solution de Whitham pour une condition amont donnée par la valeur du nombre de Froude F_0 pour un mascaret se propageant dans un canal de profondeur d'eau au repos constante et égale à h_0 . La valeur du nombre de Froude F_0 est elle-même déterminée de la solution du problème de rupture de barrage où la hauteur de barrage est h_l (chap. 3, eq. (2)).

Comme la portion du canal où la profondeur d'eau est h_0 est de faible longueur (0.4 m) dans l'expérience de Yeh, il est hypothétique de considérer qu'un mascaret pleinement développé se soit déjà formé dans cette zone. Nous avons néanmoins repris la même procédure pour estimer la valeur de la vitesse U_* pour les conditions de rupture de barrage considérées dans cette étude. Les valeurs numériques figurent dans le Tableau 4-1 (avec en gras, les conditions expérimentales étudiées par Yeh *et al.*)

h_0	h_1	h_m	F_0	U_*
9.75	18.7	13.839	1.310	2.07
9.75	19.3	14.092	1.329	2.130
9.75	19.9	14.342	1.348	2.189
9.75	20.6	14.632	1.370	2.255
9.75	21.2	14.879	1.388	2.308
9.75	21.9	15.164	1.410	2.372
9.75	22.5	15.407	1.428	2.423
9.75	23.2	15.687	1.449	2.481
9.75	23.9	15.966	1.470	2.539
9.75	24.6	16.242	1.490	2.593
9.75	25.3	16.516	1.511	2.649
9.75	26.0	16.788	1.531	2.702
9.75	26.7	17.057	1.551	2.754
9.75	27.4	17.325	1.571	2.805
9.75	28.1	17.591	1.590	2.853

Tableau 4-1 : Conditions de calcul considérées dans ce travail. h_1 et h_0 sont les conditions initiales de type rupture de barrage. h_m , h_0 et F_0 caractérisent les propriétés du ressaut hydraulique dans une zone où la profondeur d'eau au repos est constante (h_0). U_* est la vitesse de déplacement du ressaut lorsqu'il atteint le rivage, obtenue par les équations de Saint-Venant.

Comme on le verra, la théorie de Whitham ne représente que partiellement la réalité des phénomènes. Cependant elle introduit la notion d'effondrement du mascaret sur laquelle nous reviendrons au début du chapitre V. Elle rend compte, aussi, du phénomène d'accélération des particules fluides sur le rivage, lequel initie la dynamique du jet de rive. La vitesse U_* issue du modèle de Whitham est utilisée dans la littérature, et notamment par Yeh *et al.* (1989)

comme vitesse de référence pour adimensionner la présentation des résultats. Nous utiliserons le même cadre, car il facilite la comparaison des résultats, et également parce que cette vitesse U_* donne bien un ordre grandeur des vitesses atteintes au rivage. La comparaison s'arrête là, car la solution de Whitham, fondée sur l'association des équations de Saint-Venant et la schématisation du ressaut par une discontinuité de hauteur, est sujette à caution pour modéliser l'écoulement au voisinage du rivage.

3. Le modèle de jet de rive de Shen et Meyer (1963)

Dès 1963, Shen et Meyer ont proposé un modèle pour décrire la dynamique du jet de rive. D'inspiration très simple, il utilise la vitesse U_* des particules fluides sur le rivage obtenue par Whitham, pour considérer que les particules fluides ont une énergie cinétique qui leur permet de remonter jusqu'à une certaine hauteur sur la plage par un simple bilan entre l'énergie cinétique et l'énergie potentielle. La vitesse de l'écoulement dans le jet de rive varie ainsi selon la relation

$$U(x) = \frac{dx}{dt} = \sqrt{U_*^2 - 2g \cdot \text{tg}\beta \cdot x} \quad (7)$$

(x étant la position du rivage au repos et β l'angle de la plage).

Cette solution s'applique jusqu'à la position ultime du front $x_{\text{max}} = U_*^2 / 2g \cdot \text{tg}\beta$. Le modèle de jet de rive de Shen et Meyer a une dynamique totalement gouvernée par la gravité (ce modèle est parfois appelé "modèle balistique"). Le front d'eau du jet de rive s'élève sur la plage d'une hauteur $H_{\text{max}} = U_*^2 / 2g$ qui correspond à la conversion totale de l'énergie cinétique lorsque le front touche le rivage en énergie potentielle de gravité à la position haute du front.

En dépit de sa physique rudimentaire, et du fait que le frottement sur le fond est négligé, le modèle de Shen et Meyer reste un modèle de référence pertinent.

4. Résultats expérimentaux de Yeh et al. (1989)

On montre sur la figure 4-3 les résultats de Yeh *et al.* (1989) concernant la vitesse de propagation U du mascaret au fur et à mesure que celui se déplace vers le rivage et au delà. L'axe des x est orienté vers la plage, avec une origine au point du trait de côte à l'instant initial de l'expérience, de sorte que les données tracées pour $x < 0$ correspondent au déplacement du front du mascaret tandis que les données tracées pour $x > 0$ concernent le jet de rive. En abscisse, la position du front de mascaret est adimensionnée par la vitesse U_* , l'accélération

de la gravité g et la pente de la plage $tg\beta$. La vitesse U a été mesurée par une file de capteurs espacés de 5 cm sur une longueur de 35 cm. Elle est donnée en ordonnée, adimensionnée par U_* . Les expériences, dont les résultats sont donnés sur la figure 4-3, correspondent à un nombre de Froude initial $F_0=1.43$, c'est-à-dire à une hauteur d'eau h_1 de 22,5 cm pour un h_0 de 9,75 cm (Tableau 4-1).

Pour ces conditions, l'expérience produit un mascaret pleinement développé (et non un bore ondulateur). Les résultats expérimentaux montrent avant tout l'accélération brutale de la vitesse lorsque le mascaret atteint le rivage et qu'il évolue ensuite sous la forme du jet de rive. Les résultats expérimentaux sont comparés sur la figure 4-3 avec les résultats d'une simulation numérique réalisée par Yeh *et al.* sur la base de travaux de Hibberd et Peregrine (1979), ainsi qu'avec la prédiction d'une solution analytique. En amont du rivage ($x < 0$) cette solution est le modèle de Whitham (1958) mentionné plus haut. Pour le jet de rive ($x > 0$), la solution est celle de Shen et Meyer (1963).

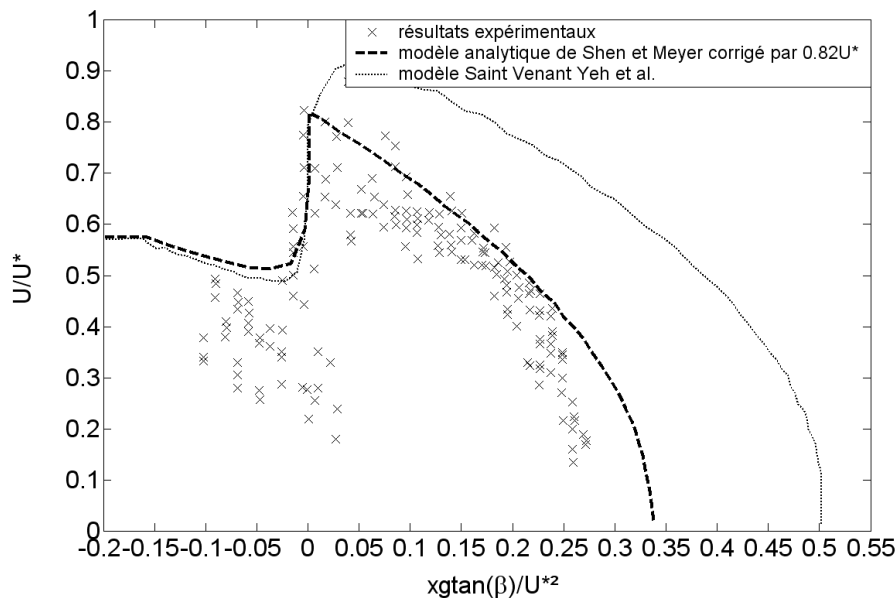


figure 4-3 : Variation de la vitesse du bore et du run-up selon Yeh et al. (1989) pour un nombre de Froude initial $F_0=1.43$.

On observe aussi clairement, et préalablement à son accélération subite, un ralentissement du mascaret à l'approche du rivage. La décroissance de la vitesse de propagation du bore à l'approche de la plage est plus importante pour les résultats expérimentaux que pour les résultats des modèles. Le déplacement du bore ralentit ensuite progressivement. Il a été observé par Yeh *et al.* que les solutions analytiques et numériques surestiment significativement l'extension du jet de rive ainsi que sa vitesse de propagation. Durant le

processus de run-up, la vitesse de la lame de swash diminue plus rapidement que les prédictions des modèles. Il faut cependant rappeler que le frottement sur le fond n'est pas pris en compte par les modèles basés par exemple sur les équations de Saint Venant. Ce problème peut être résolu en intégrant une contrainte de cisaillement paramétrée. Un accord plus satisfaisant est obtenu en réduisant empiriquement la valeur de U_* à $0,82 U_*$ pour décrire le jet de rive. D'autres résultats expérimentaux (Miller, 68) mettent en évidence une décroissance de la vitesse de propagation à l'approche de la plage du même ordre de grandeur par rapport à la vitesse U_* ($U/U_* = 0.39$). Les deux modèles utilisés ne sont gouvernés que par les forces de gravité. Il apparaît que d'autres forces entrent en jeu dans le processus de run-up. Le gradient horizontal de pression pendant la transition entre bore et lame de swash semble être la principale force qui gouverne l'écoulement de la nappe.

5. Simulations numériques

L'écoulement est généré en relevant une paroi amovible, libérant le fluide contenu dans la partie gauche sous la forme d'une onde de surface qui se propage en direction de la plage. La hauteur du mascaret diminue au fur et à mesure de sa propagation vers le rivage, mais les particules fluides sont subitement accélérées lorsque le mascaret atteint le rivage. Le mascaret se transforme en une nappe d'eau qui remonte sur la plage initialement sèche (« run-up ») avant de redescendre (« run-down »). C'est le phénomène du jet de rive, étudié par (Yeh *et al.* 1989) que l'on cherche à modéliser dans ce travail. La figure 4-4 montre le domaine considéré pour les simulations.

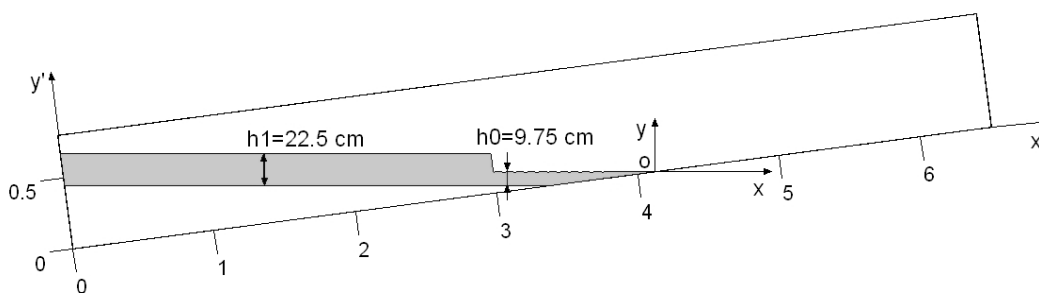


figure 4-4 : Domaine de calcul pour simuler les expériences de Yeh *et al.* (1989).

Pour ces expériences $h_1 = 22.5 \text{ cm}$ et $h_0 = 9.75 \text{ cm}$. L'objectif étant de simuler la dynamique du jet de rive, le domaine de calcul est incliné par rapport à la direction de la gravité de façon à faire coïncider l'axe x' du domaine de calcul avec le plan de la plage. Le voisinage de la plage est par ailleurs maillé par des éléments de faible épaisseur tels que $\Delta y/h_0 = 0.0195$, afin de

permettre une meilleure description de l'écoulement de la nappe de swash. Les dimensions du domaine de calcul selon les directions Ox' et Oy' sont respectivement 6,5 m et 0,80 m. Le repère (O,x,y) est le repère dans lequel sont exprimés les résultats numériques pour comparaison avec les résultats expérimentaux de Yeh *et al.* (1989). Les deux fluides dont on résout l'écoulement sont toujours l'eau et l'air, et les conditions initiales pour les modèles de turbulences sont celles issues du chapitre 3, à savoir $k_0 = \varepsilon_0 = \nu_0^2 = 1.10^{-2}$.

De manière à optimiser le choix du maillage, des calculs préliminaires ont été réalisés, dont les résultats sont présentés dans les sections 5.2. à 5.4. . Afin de décrire correctement les processus présents dans la lame d'eau, la discrétisation spatiale doit permettre de faire apparaître au moins une dizaine de points sur l'épaisseur de la lame d'eau. Pour cela le maillage le plus grossier utilisé présente des mailles de 1 cm de côté (soit $\Delta y/h_0 \approx 0.1$). Un maillage plus fin, tel que $\Delta x/h_0 = \Delta y/h_0 \approx 0.05$, est étudié afin de déterminer l'importance de la taille des mailles sur la résolution de l'écoulement. Le Tableau 4-2 synthétise les caractéristiques des différentes configurations de maillage testées. Deux méthodes de suivi de l'interface ont été mises en œuvre : la méthode avec reconstruction d'interface (VOF-PLIC) et la méthode sans reconstruction d'interface (TVD). Leurs principes ont été décrits dans le chapitre 2. Enfin, des simulations ont été menées avec et sans modélisation de la turbulence afin de déterminer l'effet de celle-ci sur la qualité de la résolution de l'écoulement. La résolution du problème par les équations de Navier-Stokes permet un traitement implicite du frottement. Les résultats des simulations sont exploités en déterminant la position de l'interface air-eau.

Simulation		SIM 1	SIM 2	SIM 3	SIM 4	SIM 5	SIM 6	SIM 7	Sim 8
Nombre de mailles en x'		650	650	650	650	1300	1300	1300	1300
Nombre de mailles en y'		85	85	85	85	165	165	165	165
Maillage principal	Taille des mailles en x'	1 cm	1 cm	1 cm	1 cm	0,5 cm	0,5 cm	0,5 cm	0,5 cm
	Taille des mailles en y'	1 cm	1 cm	1 cm	1 cm	0,5 cm	0,5 cm	0,5 cm	0,5 cm
Maillage de la couche limite	Taille de la maille la plus fine en y'	1.9 mm	1.9 mm	1.9 mm	1.9 mm	0.024 mm	0.024 mm	0.024 mm	0.024 mm
Méthode de suivi d'interface		VOF-PLIC	TVD	VOF-PLIC	TVD	VOF-PLIC	TVD	VOF-PLIC	TVD
Modélisation de la turbulence		NON	NON	OUI	OUI	NON	NON	OUI	OUI

Tableau 4-2 Caractéristiques des maillages utilisés pour simuler les expériences de Yeh, Ghazali et Marton (1989).

Le raffinement de la couche limite permet d'avoir 15 mailles dans les 2mm inférieurs de la colonne d'eau pour le maillage le plus fin et 10 mailles sur les 5 premiers cm de la colonne d'eau pour le maillage le plus grossier.

5.1. Estimation des vitesses de propagation (bore et lame de swash)

La méthode de calcul de la vitesse de propagation du bore est choisie de façon à se rapprocher du calcul effectué par Yeh *et al.*, afin de pouvoir comparer les résultats. La vitesse de propagation du bore a été déterminée à partir du temps de passage du bore au dessus de sondes espacées de 5 cm. La vitesse de propagation donnée par Yeh *et al.* est la vitesse du front du bore. Néanmoins, la définition géométrique exacte du front n'est pas donnée et ne peut donc pas être systématisée. La position du bore est estimée à partir de l'iso-contour de la fonction couleur (pour une valeur de 0.5), en recherchant la position du point le plus haut de l'onde qui se propage vers la plage. La position du point le plus haut de l'onde est déterminée manuellement, à chaque pas de temps considéré.

La vitesse de propagation de la lame de swash est évaluée en déterminant la position de l'interface air/eau. On recherche, en partant du haut de plage, la première maille contenant une fraction volumique supérieure ou égale à 0,5. La position de l'interface dans la maille est ensuite estimée à partir de la fraction volumique contenue dans la maille. La vitesse de la lame de swash est calculée de la même manière que la vitesse de propagation du bore, grâce au rapport différence de position de l'interface sur pas de temps ($\frac{\Delta x}{\Delta t}$).

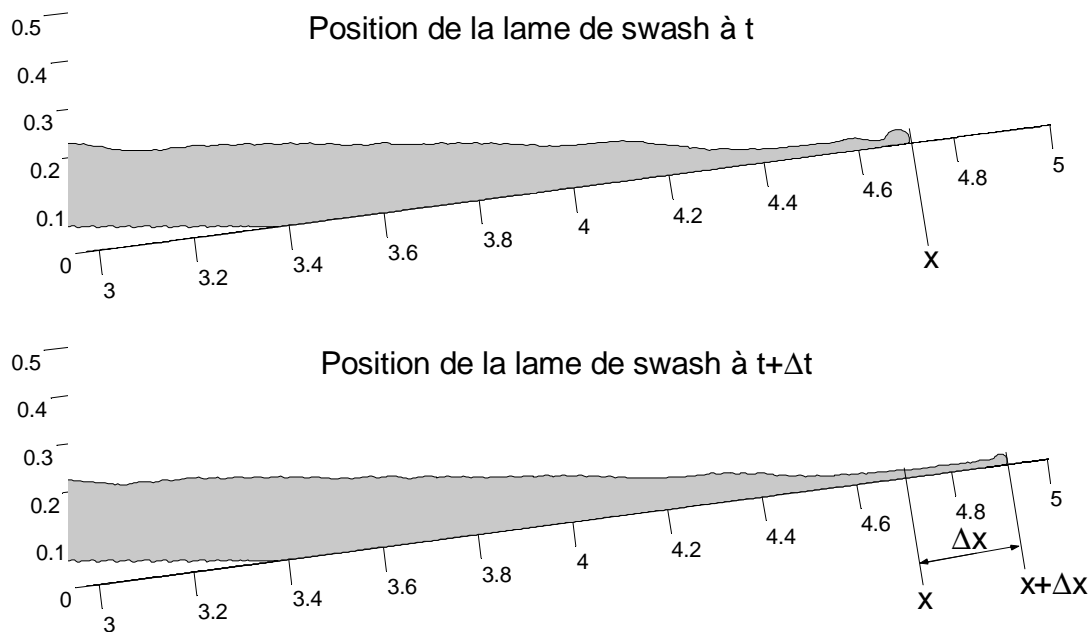


figure 4-5 : Position de la lame de swash à t et t+Δt.

Cependant, un traitement des fichiers de sortie du code est nécessaire. Les données issues des simulations mettent en évidence une tendance très nette, mais l'étude détaillée point par point montre des irrégularités (figure 4-6). Ces irrégularités génèrent des variations importantes de la vitesse de propagation de la lame de swash. Afin de limiter l'influence des irrégularités, deux corrections sont apportées. La position de l'interface est tout d'abord lissée par une moyenne mobile d'ordre 5. Ensuite, les intervalles de temps pris en compte pour le calcul de la vitesse sont composés de 10 pas de temps des simulations, ce qui permet ainsi de réduire l'erreur relative sur Δt . Ce choix de prendre un intervalle de temps relativement important est motivé par la méthode expérimentale présentée par Yeh *et al.*(1989). Certes, ce ne sont pas les intervalles temporels qui sont fixés mais les pas d'espaces, de 5cm, qui correspondent à l'espacement des capteurs utilisés. Ces pas d'espaces impliquent donc des intervalles de temps entre chaque point de mesure relativement importants.

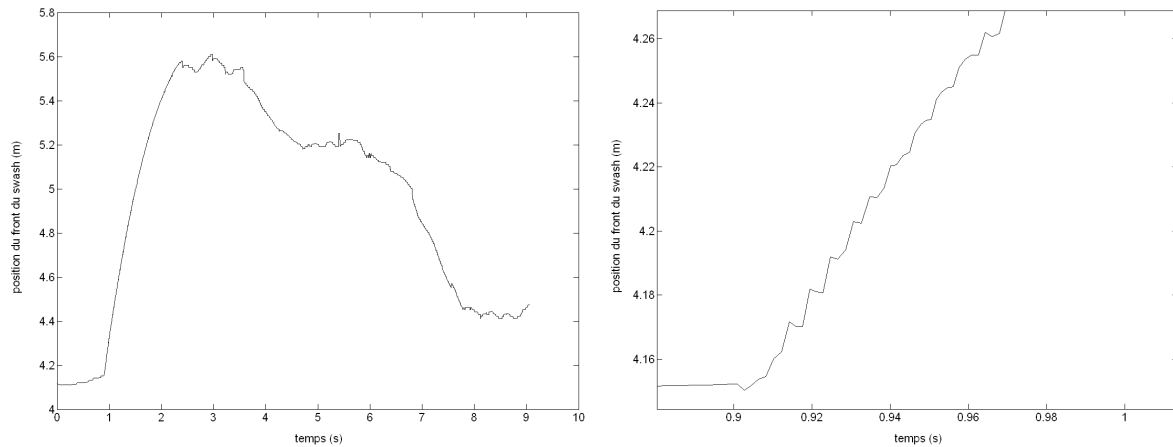


figure 4-6 : Evolution de la position du front du swash au cours du temps : tendance générale et détail.

Sur la figure 4-7, on trouve les résultats non traités d'une simulation VOF-PLIC sans modélisation de la turbulence. Le nuage de points issu de la simulation montre une bonne correspondance avec les données expérimentales, malgré la forte dispersion des résultats.

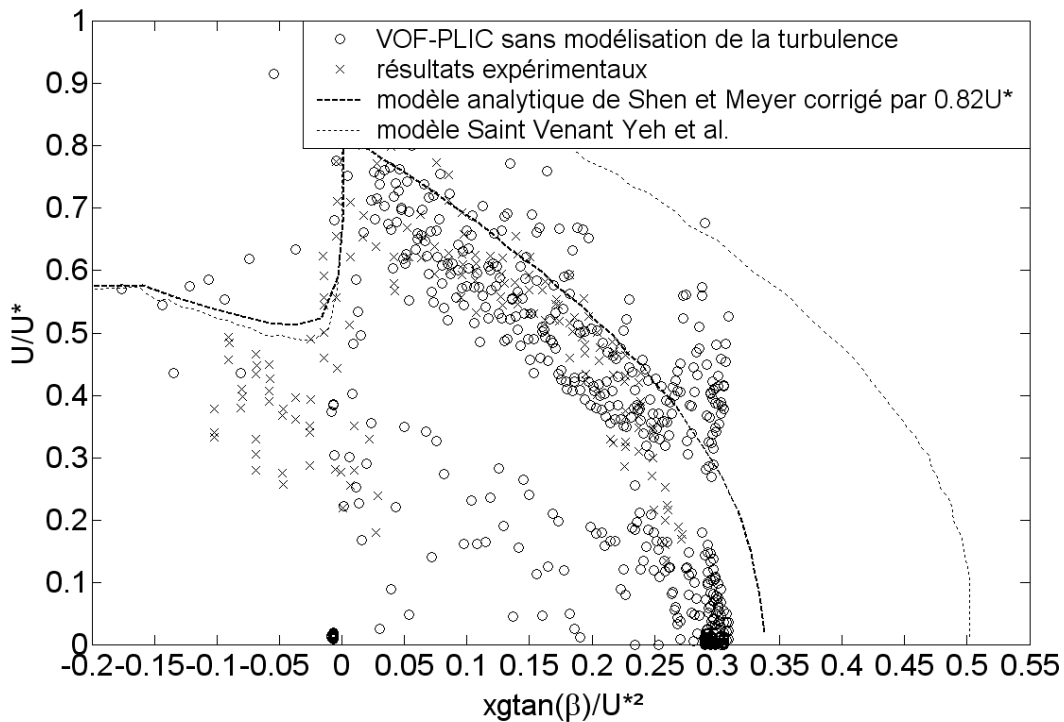


figure 4-7 : Vitesse de propagation du front en fonction de sa position, simulation VOF-PLIC sans modélisation de la turbulence, données brutes.

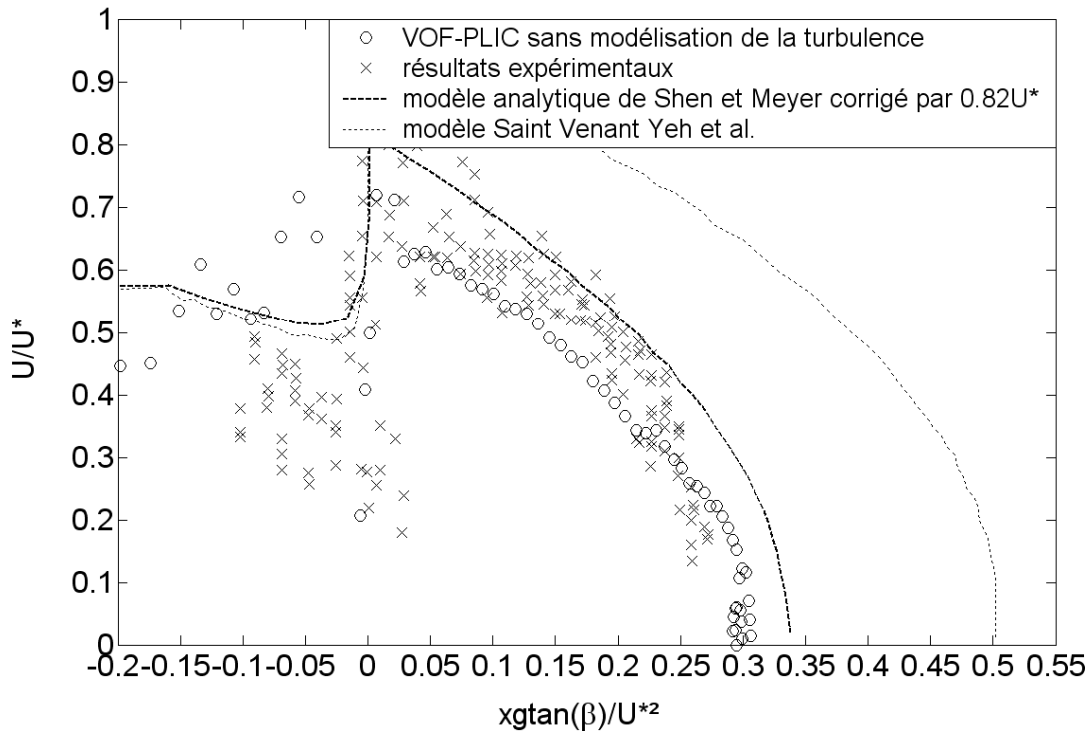


figure 4-8 : vitesse de propagation du front en fonction de sa position, simulation VOF-PLIC, résultats traités par moyenne mobile sur la position de l'interface et Δt égal à 10 pas de temps des simulations.

Sur le graphe des résultats traités concernant la position de l'interface et Δt égal à 10 pas de temps, la dispersion des résultats est toujours un peu plus importante que celle des résultats expérimentaux pour la vitesse de propagation du bore. Cependant, les résultats font largement apparaître une tendance, très proche de celle observée pour les résultats expérimentaux. Cette tendance est largement confirmée par le lissage par moyenne mobile, effectué sur la position de l'extrémité de la lame de swash, qui montre des résultats en bon accord avec les données expérimentales (figure 4-8).

On observe clairement, dans le cas des données non traitées, de fortes perturbations du signal qui empêchent une lecture aisée des graphiques, par exemple le signal qui correspond à la simulation VOF-TVD V2F. Le nuage de points se retrouve en grande partie proche des résultats des modèles (analytique et Saint-Venant), mais quelques points (en proportion environ 1 point hors du nuage pour 5 à 6 dans le nuage) sont situés à des ordonnées très basses. On peut noter en outre que les oscillations ont une amplitude plus faible pour la simulation VOF-TVD que pour la simulation VOF-TVD avec modélisation V2F de la turbulence. L'influence de la technique de traitement des données semble plus importante sur

les simulations VOF-TVD que sur les simulations VOF-PLIC, à cause de la difficulté à positionner avec précision la position de l'interface, certainement attribuable à la diffusion de cette dernière. Afin de limiter ce problème de diffusion de l'interface, on peut imposer une variation discontinue des caractéristiques physiques des deux fluides étudiés, ce qui permet de retrouver une partie de la précision de la méthode VOF-PLIC.

Sur la figure 4-9 on note une meilleure lisibilité, apportée par un nombre réduit de points ainsi que par une dispersion moins marquée du nuage de points. Des tests portant sur d'autres techniques de traitement ont été menés. Cependant, c'est l'augmentation de l'intervalle de temps pris en compte pour calculer la vitesse couplée au lissage de la position de l'interface par moyenne mobile qui donne les meilleurs résultats.

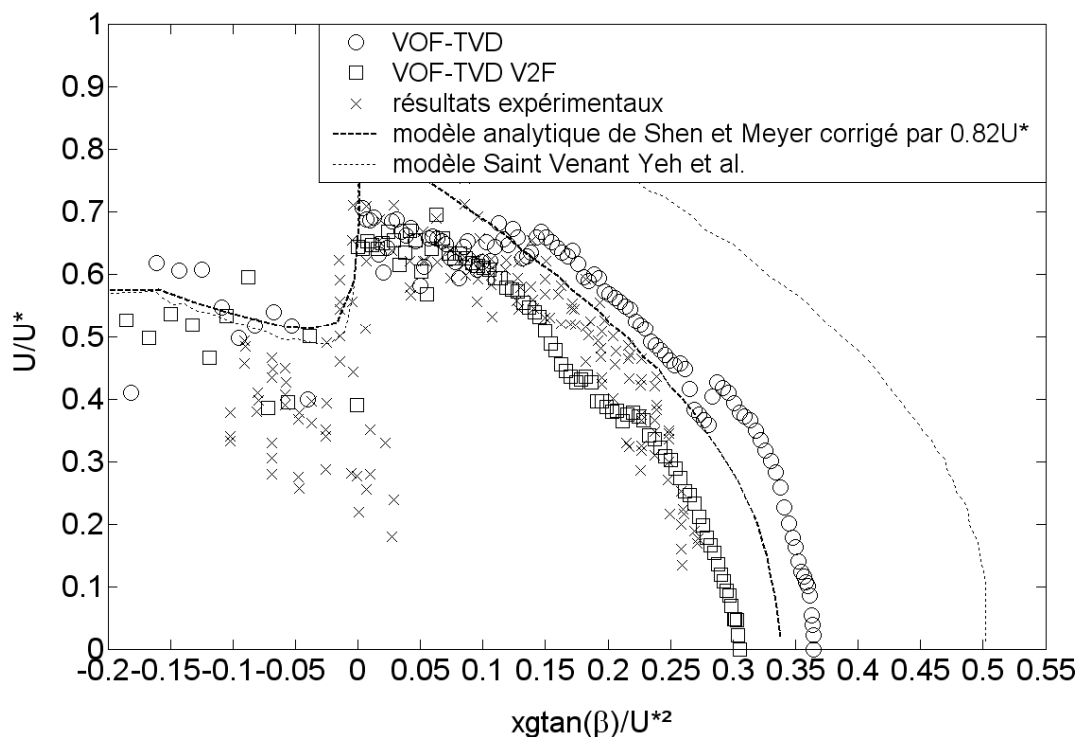


figure 4-9 : Vitesse de propagation du front en fonction de sa position, comparaison entre une simulation VOF-TVD et une simulation VOF-TVD avec modélisation V2-F de la turbulence, données traitées par moyenne mobile sur la position de l'interface et Δt égal à 10 pas de temps des simulations.

Nous allons présenter dans les paragraphes suivants des comparaisons entre résultats expérimentaux et simulations numériques, en termes de vitesse de propagation du mascaret et de la lame de swash. Les travaux présentés par Yeh et al (1989) présentent des résultats en termes de vitesse de propagation du front du mascaret, mais aucune définition du front n'est

donnée. Néanmoins, nous allons tout de même tenter de comparer la vitesse de propagation du front à la vitesse de propagation de la crête du mascaret.

Les deux premières comparaisons concernent les résultats pour une simulation VOF TVD continue mais avec deux maillages différents, puis pour une simulation VOF TVD continue avec modélisation V2-F de la turbulence sur les deux maillages déjà étudiés, afin de déterminer la sensibilité du code au maillage. De la même manière nous comparerons les résultats de deux simulations en ne faisant varier qu'un paramètre à la fois, à savoir la technique de suivi d'interface, puis le modèle de turbulence.

5.2. Comparaison des résultats pour différents maillages

On notera tout d'abord que la simulation VOF-PLIC avec le maillage fin (mailles de 5 mm de côté soit $\Delta y/h_0 \approx 0.05$) n'aboutit pas, le calcul diverge à cause du fractionnement en deux phases des gouttelettes. En effet, quand une goutte est arrachée puis se fractionne, on peut aboutir au cas où la fraction volumique est inférieure à 1 dans une maille et la fraction volumique dans les mailles voisines est nulle. Dans ce cas, il devient impossible de calculer correctement l'orientation de l'interface, ce qui se traduit par une divergence du calcul. La méthode de suivi d'interface VOF-TVD ne reconstruit pas l'interface, On va donc comparer les deux maillages avec un suivi d'interface VOF-TVD. Pour $xg \tan \beta / U^{*2} \leq 0$, la vitesse de propagation du bore obtenue lors des simulations semble montrer une tendance décroissante, comme les données expérimentales, malgré la forte dispersion des résultats expérimentaux. Cette décroissance n'est pas reproduite par le modèle analytique de Shen et Meyer ou le modèle Saint Venant présenté par Yeh *et al.* L'ordre de grandeur de la vitesse de propagation du ressaut montre un bon accord avec les données expérimentales et avec les résultats des modèles, analytique et Saint Venant. Pour $xg \tan \beta / U^{*2} \geq 0$, on retrouve l'accélération brutale du fluide lors de l'effondrement du ressaut sur la plage. La vitesse de propagation sur la plage est proche des valeurs expérimentales, malgré une légère surestimation de 10% de la longueur maximale du run-up sur la plage, pour les deux maillages.

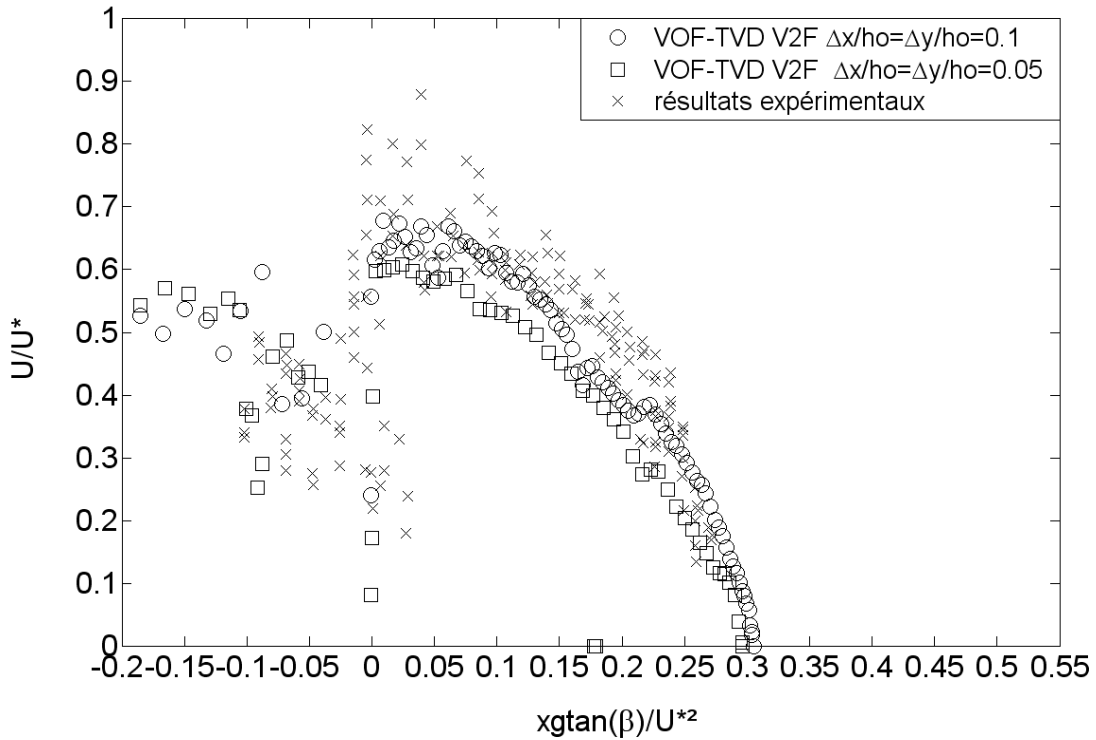


figure 4-10 : Comparaison des vitesses de propagation du bore et de la lame de swash pour deux maillages avec un suivi d'interface TVD avec modélisation de la turbulence.

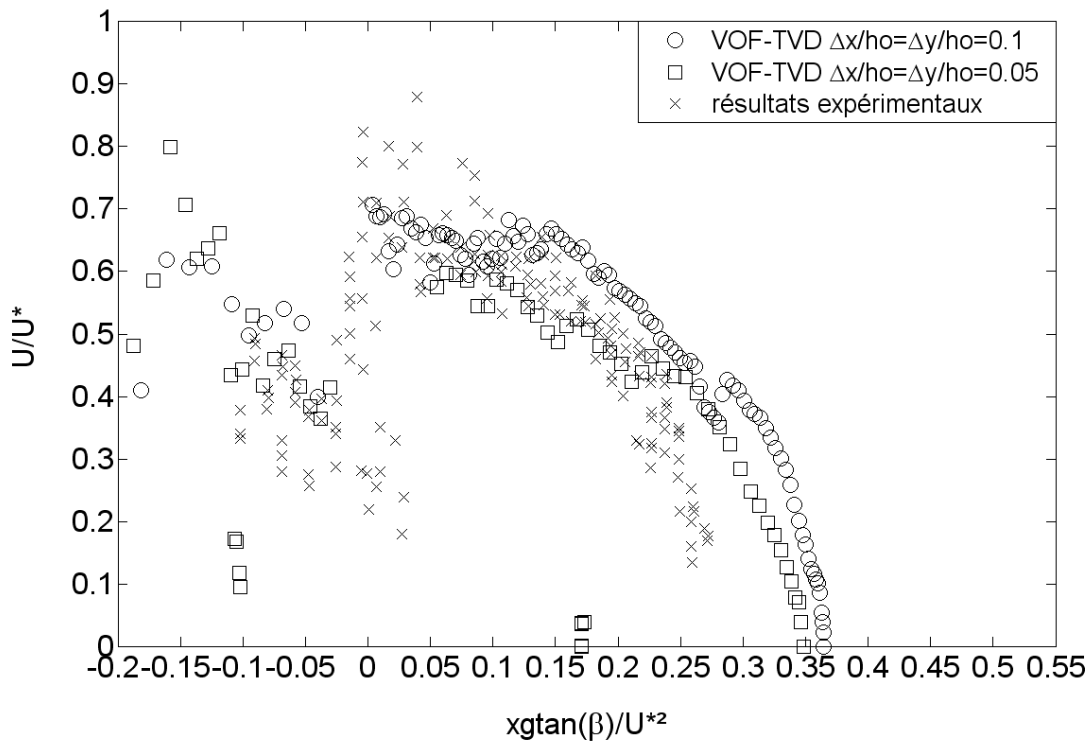


figure 4-11 : Comparaison des vitesses de propagation du bore et de la lame de swash des deux maillages avec un suivi d'interface TVD sans modélisation de la turbulence.

Sur la figure 4-10 on peut observer que la taille du maillage semble n'avoir qu'une très faible influence sur la résolution de ce type d'écoulement pour une simulation VOF-TVD avec modélisation V2F de la turbulence. Toutefois, les simulations VOF-TVD sans modélisation de la turbulence semblent être sensibles à la taille des mailles. On note sur la figure 4-11 la simulation VOF-TVD sur le maillage le plus grossier ($\Delta y/h_0 \approx 0.10$), sans modélisation de la turbulence, semblent donner une vitesse de propagation de la lame de swash supérieure à la vitesse de propagation pour la simulation sur le maillage plus serré ($\Delta y/h_0 \approx 0.05$).

Néanmoins, on peut noter une influence du maillage sur la phénoménologie du ressaut et la représentation du phénomène de déferlement du ressaut. En effet, dans l'expérience de Yeh, le ressaut produit est turbulent déferlant. Dans notre simulation, le ressaut déferle mais présente des oscillations à l'arrière du bore. Il semble que dans ce cas l'écoulement du bore soit sensible à la taille de la maille. En effet, une simulation sur un maillage raffiné tel que $\Delta x/h_0 = \Delta y/h_0 \approx 0.025$, montre un déferlement du ressaut et une quasi disparition des oscillations. Cependant une telle simulation signifie un maillage de près de 832000 points, très coûteuse en temps de calcul.

5.3. Influence de la technique de suivi d'interface

La comparaison des résultats numériques avec les résultats expérimentaux va permettre le choix de la méthode de suivi d'interface. Le code de calcul propose deux méthodes, la méthode VOF-PLIC et la méthode TVD. Les simulations sont faites avec le maillage tel que $\Delta x/h_0 = \Delta y/h_0 = 0.10256$. Le voisinage de la plage est par ailleurs maillé par des éléments de faible épaisseur tels que $\Delta y/h_0 = 0.0195$, afin de permettre une meilleure description de l'écoulement de la nappe de swash. Les deux méthodes de suivi d'interface seront comparées aux résultats expérimentaux.

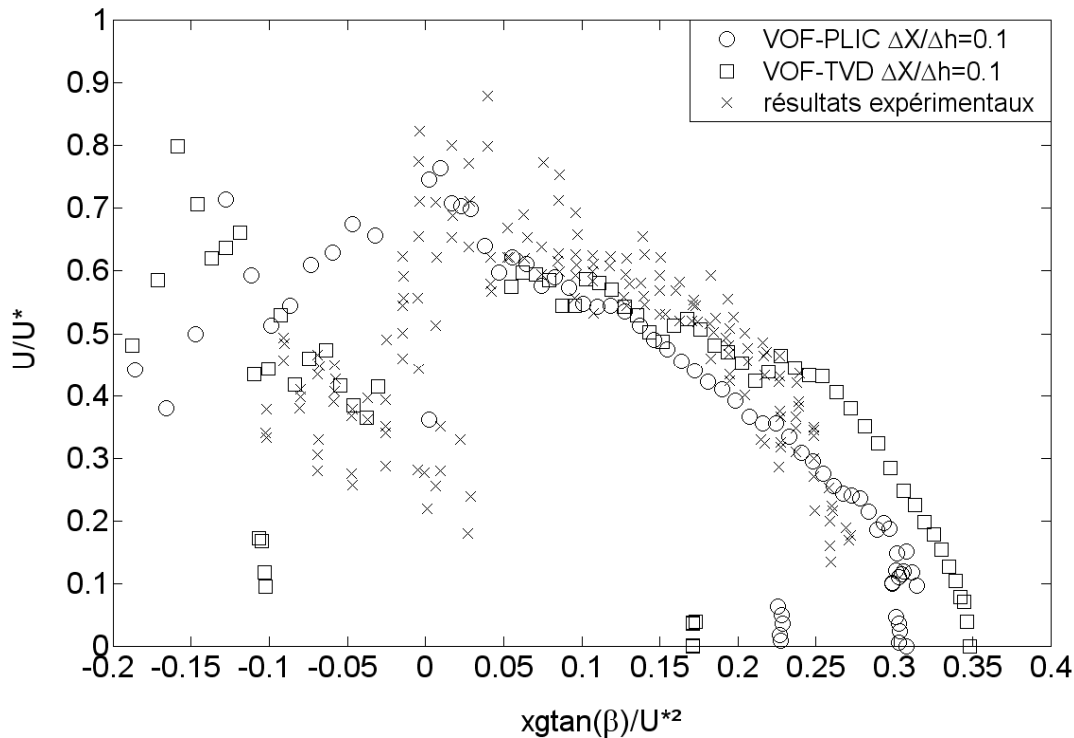


figure 4-12 : Comparaison des vitesses de propagation du bore et de la lame de swash pour deux méthodes de suivi d'interface (VOF-PLIC et VOF-TVD).

La figure 4-12 compare les résultats numériques de simulations réalisées avec les deux méthodes de suivi d'interface (VOF-PLIC et TVD), sans modélisation de la turbulence, aux résultats expérimentaux de Yeh *et al.*.

La dispersion des résultats expérimentaux, observée plus particulièrement lorsque le bore est proche du rivage, traduit l'instationnarité du phénomène et aussi la difficulté d'estimer la vitesse du bore à cet endroit. On retrouve la même difficulté dans l'exploitation des résultats de notre modèle numérique. Les résultats obtenus sont différents selon que l'on estime la vitesse du bore en considérant le déplacement de la crête de la première onde ou que l'on considère le déplacement du premier changement de pente de la surface libre. Yeh ne précise pas dans son article comment il a estimé la célérité du bore. En amont du rivage ($x g \tan \beta / U^{*2} < -0,07$) la vitesse de déplacement du ressaut évolue de façon différente de ce que prédit le modèle Saint Venant, même si l'ordre de grandeur est correct. Près du rivage, notre modèle, en dépit d'incertitudes, montre une diminution de la vitesse de déplacement du ressaut que le modèle de St Venant ne prédit pas mais que les mesures expérimentales semblent vérifier.

Pour la zone de swash, la vitesse initiale U^* , les vitesses au cours de l'écoulement de swash ainsi que l'estimation de la longueur maximale de run-up ($L_{run-up} g \tan \beta / U^{*2} = 0,32$), calculées

par la méthode VOF-PLIC, correspondent bien aux mesures expérimentales. En revanche, la méthode TVD surestime de 10 à 15 % la longueur de run-up et les vitesses, excepté au début du swash où l'écart est plus important, sans que l'on puisse vraiment proposer d'explication. Il semble cependant que les simulations avec TVD soient sensibles à la condition CFL imposée pour calculer automatiquement le pas de temps au cours de la simulation. Les résultats proposés ici ont été obtenus avec le critère $CFL=0.5$.

5.4. Influence du choix du modèle de turbulence

On va comparer ici les résultats des simulations avec le maillage tel que $\Delta x/h_0 = \Delta y/h_0 = 0.10256$, avec raffinement sur le fond, afin d'étudier l'influence de la modélisation ou non de la turbulence ainsi que l'influence du modèle de turbulence utilisé. Les deux modèles de turbulence qui seront utilisés ont été présentés dans le chapitre II, il s'agit du modèle RNG, évolution du modèle k- ϵ , ainsi que le modèle V2-F qui semble être pour l'écoulement dans le canal plan le modèle le plus capable de représenter une couche limite turbulente (voir chapitre II). Vu les résultats décevants obtenus par le modèle RNG, ces simulations ne seront pas présentées par la suite.

Pour la résolution de la propagation du bore, le modèle RNG semble bien correspondre aux résultats des simulations avec le modèle analytique de Shen et Meyer et le modèle Saint Venant, modèles qui toutefois surestiment la vitesse de propagation du bore et ne permettent pas de retrouver la diminution de vitesse à l'approche de la plage observée sur les résultats expérimentaux. La modélisation de la turbulence avec le modèle RNG semble dissiper trop d'énergie lors de la propagation de la lame de swash sur la plage, limitant ainsi la longueur du run-up (run-up plus court de 50% que les résultats expérimentaux) avec une vitesse de propagation de la lame de swash qui décroît trop rapidement. En revanche, on ne note pas de différence notable entre la résolution du problème sans modélisation de la turbulence et la résolution utilisant le modèle V2F.

Sur la figure 4-13, on peut noter que le modèle de turbulence V2F associé à une technique de suivi d'interface VOF-TVD semble donner des résultats très intéressants pour la propagation du ressaut, ainsi que pour la propagation de la lame de swash. Pour la description de la zone où se propage le ressaut ($xg \tan \beta / U^{*2} \leq 0$), les simulations permettent d'obtenir des vitesses qui sont en bonne correspondance avec les données expérimentales, tant du point de vue de l'ordre de grandeur que de la tendance décroissante de ces vitesses à l'approche du rivage.

Dans la zone qui correspond à la plage ($xg \tan \beta / U^{*2} \geq 0$), la simulation TVD sans modélisation de la turbulence surestime la longueur de run-up maximale de près de 15% ainsi que la vitesse de propagation du swash. La simulation TVD V2F, quant à elle, donne des vitesses de propagation en bonne correspondance avec les résultats expérimentaux, et la longueur d'extension de la lame de swash calculée est très proche des données expérimentales.

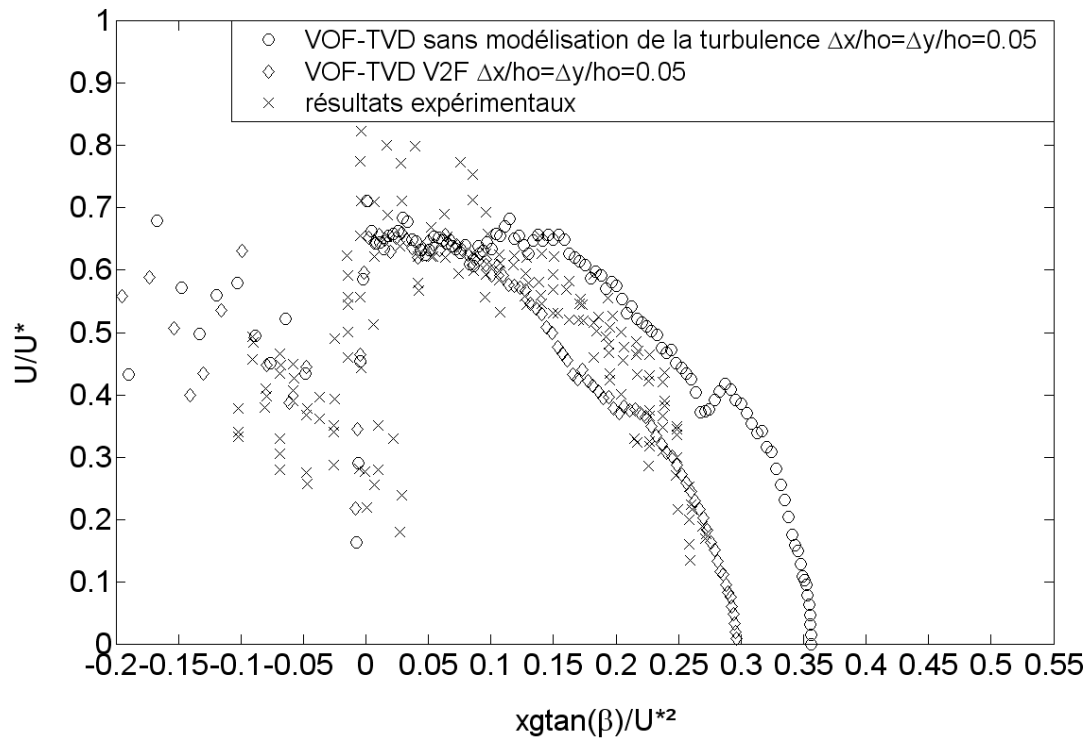


figure 4-13 : Effet de la modélisation de la turbulence sur la vitesse de propagation du bore et de la lame de swash, simulation VOF-TVD, maillage $\Delta y/h_0 \approx 0.05$, avec modèle de turbulence V2-F ou sans modélisation de la turbulence.

Les résultats obtenus avec les simulations VOF-TVD avec et sans modélisation V2F de la turbulence, pour le maillage le plus grossier, sont comparables aux résultats de la simulation sur le maillage deux fois plus fin, à l'exception de la résolution de l'écoulement dans le ressaut, qui semble meilleure sur le maillage le plus fin. Néanmoins, la modélisation de la turbulence associée à une technique de suivi d'interface VOF-TVD donne des résultats très proches des résultats expérimentaux obtenus par Yeh *et al.* (1989).

La figure 4-14, qui représente les résultats des simulations VOF-PLIC, avec et sans modélisation de la turbulence, montre que la modélisation de la turbulence n'affecte pas les résultats en ce qui concerne la propagation de la lame de swash. Par contre, le processus de génération et de propagation du bore ne semble pas aussi bien reproduit que par les simulations avec une technique de suivi d'interface VOF-TVD. L'ordre de grandeur des

vitesse est respecté, mais la décroissance de la vitesse du bore à l'approche de la plage semble moins bien reproduite, la décroissance ne commençant qu'en $xg \tan \beta / U^{*2} = -0.05$, alors que cette décroissance est observable dès $xg \tan \beta / U^{*2} = -0.15$ pour les modèles analytique et Saint Venant, et dès que les mesures ont pu être effectuées, c'est-à-dire en $xg \tan \beta / U^{*2} = -0.10$.

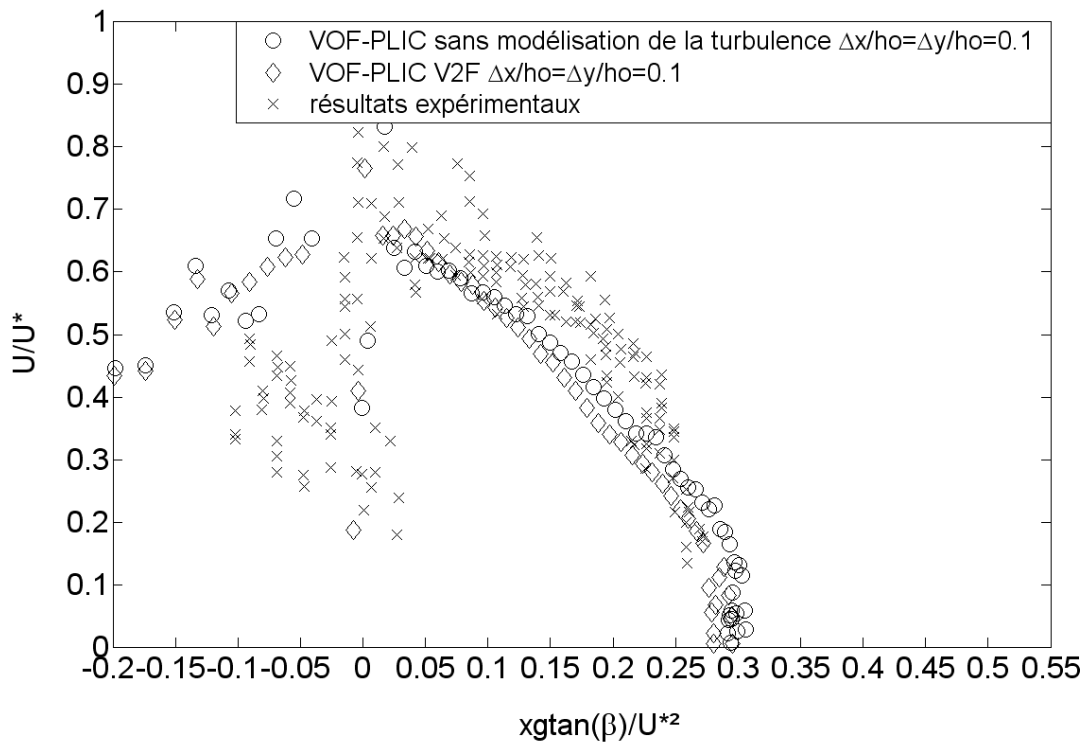


figure 4-14 : Effet de la modélisation de la turbulence sur la vitesse de propagation du bore et de la lame de swash.

5.5. Simulations complémentaires

Au vu des résultats observés figure 4-13, la technique de suivi d'interface TVD présente une surestimation des longueurs de run-up. Celle-ci semble être liée à une diffusion relativement importante, générée par la méthode d'estimation des caractéristiques physiques des fluides dans la zone de l'interface. Cette diffusion est cependant limitée par l'utilisation du modèle de turbulence V2F. Un test a été mené en utilisant la méthode VOF-TVD, mais avec une variation discontinue des caractéristiques physiques des deux fluides, en lieu et place d'une variation proportionnelle à la valeur de la fonction couleur. Il n'y a donc pas de valeurs

intermédiaires pour ρ et μ , on utilise uniquement les valeurs de ρ_{eau} et ρ_{air} ainsi que μ_{eau} et μ_{air} .

La simulation montre une vitesse de propagation du ressaut qui reste proche de l'ordre de grandeur des modèles analytique et Saint Venant, à savoir une vitesse de propagation adimensionnée comprise entre 0,5 et 0,6. Cependant la dispersion des résultats ne permet pas de retrouver la tendance décroissante de la vitesse de propagation du ressaut à l'approche de la plage. On retrouve néanmoins la phase d'accélération lors de l'effondrement du bore. La phase de run-up semble bien reproduite, la vitesse d'avancée de la lame de swash sur la plage restant très proche des résultats expérimentaux, malgré une légère sous-estimation de la vitesse de propagation à partir de l'abscisse adimensionnée 0,15. La longueur totale du run-up est légèrement surestimée de moins de 10%. Globalement, la dispersion des résultats numériques semble plus marquée dans la propagation du ressaut et lors de son effondrement, avant de s'atténuer au fur et à mesure de l'avancée de la lame de swash sur la plage.

L'utilisation du modèle de turbulence V2F ne semble pas modifier le comportement de la simulation faite avec une variation discontinue de la masse et de la viscosité. Les ordres de grandeur des vitesses de propagation du bore et de la lame de swash sont respectés, ainsi que l'accélération lors de l'effondrement du bore sur la plage. Le modèle de turbulence V2F semble néanmoins limiter un peu la dispersion des résultats par rapport à la simulation sans modélisation de la turbulence, principalement à la fin de la phase de propagation la lame de swash.

La résolution de l'écoulement avec cette méthode de suivi d'interface ne permet plus de mettre en évidence le déferlement du ressaut. De plus, lors des premiers instants de la génération du ressaut, on obtient comme dans les simulations VOF-PLIC un arrachement de gouttelettes en crête du ressaut. Cependant, malgré ces gouttelettes arrachées, le calcul ne diverge pas sur ce maillage (tel que $\Delta y/h_0 \approx 0.05$) à cause de la reconstruction d'interface comme c'est le cas avec la technique VOF-PLIC.

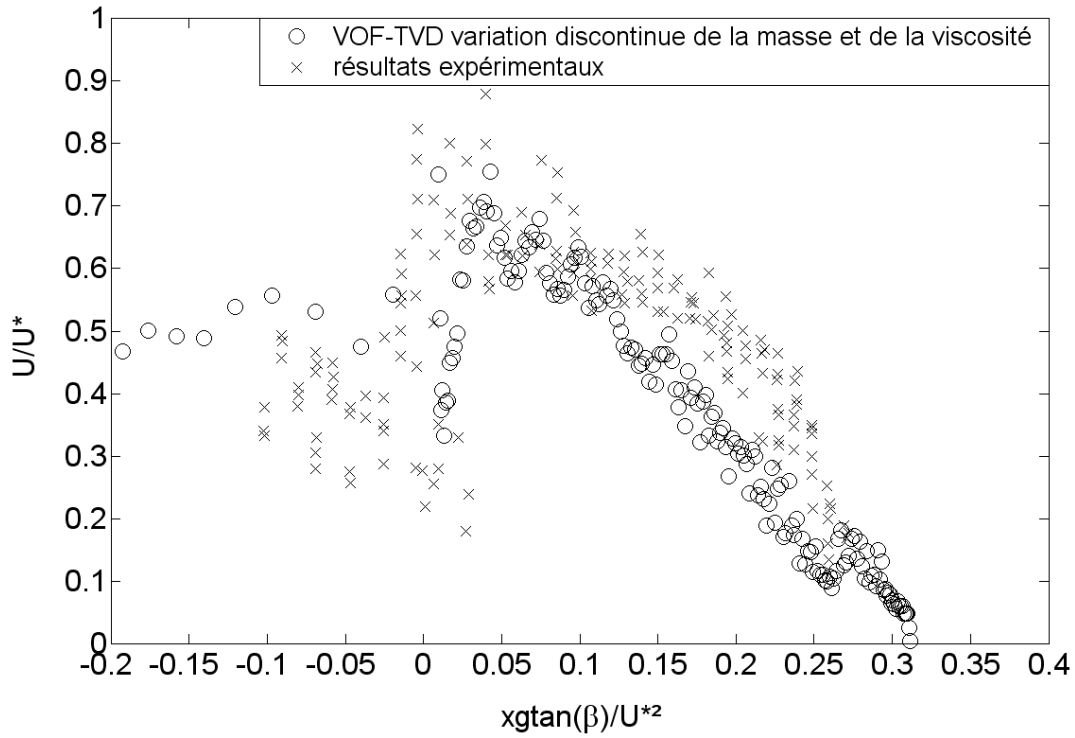


figure 4-15 : Vitesse de propagation du bore et de la lame de swash pour une simulation VOF-TVD avec variation discontinue de la masse et de la viscosité, sans modélisation de la turbulence.

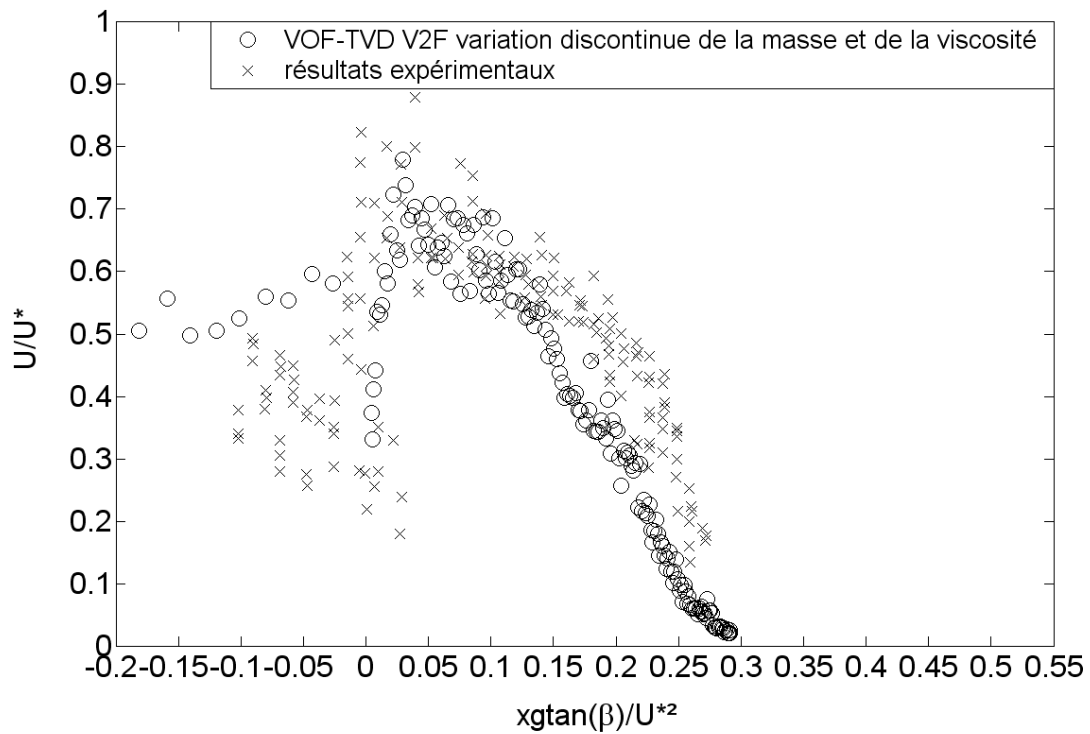


figure 4-16 : Vitesse de propagation du bore et de la lame de swash pour une simulation VOF-TVD avec variation discontinue de la masse et de la viscosité, modèle de turbulence V2F.

6. Bilan des simulations numériques de l'expérience de Yeh et al. (1989)

En regard des comparaisons faites dans les paragraphes précédents, on peut donc tirer quelques conclusions concernant l'influence du maillage, de la technique de suivi d'interface et du modèle de turbulence.

Il semble que le code soit, d'une façon globale, relativement peu sensible à la taille des mailles pour la résolution de cet écoulement de type lâcher de barrage. Cependant, le phénomène de propagation et de déferlement du bore reste sensible à la finesse du maillage. De plus, nous allons nous intéresser plus loin à l'étude de la lame de swash et des problèmes de couche limite turbulente. Un maillage tel que $\Delta y/h_0 = \Delta y/h_0 \approx 0.05$ semble être un bon compromis, qui permet une résolution correcte du phénomène de ressaut, et le raffinement sur le fond avec 10 mailles sur 2.5 premiers cm, et une répartition exponentielle autorise une étude plus fine des phénomènes de couche limite présents dans l'écoulement de la nappe de swash (la maille la plus fine est inférieure à 1 mm d'épaisseur). De la même façon que dans le chapitre II, le modèle v2-f semble être le plus approprié pour la résolution du problème qui nous intéresse.

De plus, il apparaît que la vitesse de propagation du bore obtenue avec une prise en compte de la turbulence, grâce à une modélisation v2-f, semble se rapprocher des résultats expérimentaux de façon plus probante que les résultats des simulations menées sans résoudre la turbulence. Seules les simulations avec modélisation de la turbulence font apparaître la décroissance de la vitesse de propagation du bore à l'approche de la plage. En effet, la vitesse de propagation du bore, calculée à partir des simulations avec modélisation de la turbulence (K- ϵ , RNG ou v2-f), est plus proches des résultats proposés par Yeh *et al.* (1989), issus des modèles, analytiques et numériques, et issus des expériences. Pour la propagation de la lame de swash, la modélisation de la turbulence ne paraît pas influencer sur la nature de l'écoulement pour les techniques de suivi d'interface VOF-PLIC et VOF-TVD avec variation discontinue des caractéristiques des fluides..

La technique de suivi d'interface VOF-PLIC donne de meilleurs résultats que la méthode VOF-TVD. Cependant, la méthode VOF-PLIC ne permet pas la résolution de maillage fin tels que $\Delta y/h_0 \approx 0.05$, les gouttelettes arrachées en crête du bore entraînant la divergence du calcul. Par contre, la diffusion de l'interface, inhérente à la technique VOF-TVD, entraîne une surestimation des longueurs de propagation de la lame de swash. Seul le couplage de la technique VOF-TVD avec le modèle de turbulence V2F permet de trouver des résultats proches des données expérimentales. Pour sortir des contraintes propres à ces deux techniques

de suivi d'interface, des simulations ont été menées avec la technique VOF-TVD mais en utilisant une variation discontinue des caractéristiques physiques de deux fluides. Dans ce cas, la diffusion autour de l'interface disparaît, et le calcul ne diverge pas, malgré la présence de gouttelettes arrachées lors de la génération du ressaut. Cette technique de suivi d'interface semble donc être la plus appropriée à notre étude.

Au vu des résultats des différentes simulations comparées, la simulation réalisée pour étudier de façon approfondie l'écoulement sera finalement menée avec une technique de suivi d'interface VOF-TVD et une variation discontinue des caractéristiques physiques du fluide. Le modèle de turbulence utilisé est le modèle V2-F, avec des conditions initiales de turbulence telles que $k = \varepsilon = 1.10^{-2}$.

Chapitre 5 : L'ÉCOULEMENT DANS LE JET DE RIVE

Nous étudions dans ce chapitre l'écoulement de jet de rive généré par un mascaret lorsqu'il atteint le rivage. Les résultats de simulations réalisées avec le modèle Navier-Stokes VOF AQUILON sont présentés et analysés. La modélisation de la turbulence est de type RANS, utilisant le modèle de Durbin (1991). Les caractéristiques du modèle ont été décrites dans le chapitre II. Un certain nombre d'éléments relatifs à la mise en œuvre de ce modèle ont été donnés dans les chapitres III et IV. La simulation d'un écoulement de mascaret à partir d'une condition initiale de type "rupture de barrage" a été étudiée dans le chapitre III dans la configuration simplifiée où le mascaret se déplace sur une couche d'eau de profondeur constante, ce qui a permis de préciser les conditions initiales de la turbulence. Le chapitre IV a permis de sélectionner les éléments du modèle AQUILON (choix du maillage, modèle de turbulence, technique de suivi de l'interface) les plus appropriés pour réaliser ces simulations.

L'essentiel des résultats de simulations présentés dans ce chapitre correspond à la configuration expérimentale de Yeh *et al.* (1989), qui a été décrite dans la section IV.1.1. Plutôt que de décrire la condition initiale de génération de l'écoulement par les hauteurs d'eau initiales h_0 et h_1 préalables à la rupture de barrage, les résultats publiés dans la littérature sur le sujet utilisent le nombre de Froude $F_0 = U^2 / (g \cdot h_0)$, qui permet d'évaluer théoriquement la vitesse de propagation du mascaret sur une couche d'eau de profondeur constante h_0 . La théorie du ressaut hydraulique relie le nombre de Froude F_0 aux hauteurs h_0 et h_m à l'avant et à l'arrière du mascaret. La théorie du problème de rupture de barrage permet enfin de relier les hauteurs h_0 , h_1 et h_m . Ces éléments théoriques ont été rappelés dans la partie III.2. Pour le jet de rive, la littérature fait généralement référence à la vitesse U_* , qui est la vitesse du fluide lorsque le mascaret atteint le rivage et qu'il initie le jet de rive. Cette vitesse est une vitesse théorique, prédite par les équations de Saint-Venant. Cette théorie a été rappelée dans la partie 1.2. Pour faciliter l'interprétation des figures de ce chapitre, nous récapitulons dans le Tableau 5-1 les valeurs de ces différentes quantités pour les conditions de simulation dont certains résultats seront présentés dans ce chapitre. Ces données sont extraites du Tableau 5-1. Trois cas seront traités, avec un accent tout particulier mis sur le cas de Yeh *et al.* ($F_0=1.43$).

Dans ce chapitre, nous cherchons donc à analyser la physique de deux phénomènes à partir des résultats de nos simulations numériques. Le premier est l'effondrement du mascaret sur le

rivage, que nous traitons dans la partie V.1. Il s'agit, en particulier, de caractériser cette notion d'effondrement pour définir les conditions hydrodynamiques initiant le jet de rive. Le deuxième, abordé dans la partie V.2, est le phénomène du jet de rive lui-même ("nappe de swash"). Nous cherchons plus particulièrement à analyser la dynamique de l'écoulement pour prédire la hauteur de remontée du jet de rive sur la plage. L'effet de la turbulence sera également examiné, pour son rôle dans la dynamique générale de l'écoulement du jet de rive et pour l'évaluation des contraintes de frottement exercées sur le fond par le jet de rive.

h_0	h_1	h_m	F_0	U_*
9.75	19.9	14.3	1.35	2.19
9.75	22.5	15.4	1.43	2.42
9.75	26.0	16.8	1.53	2.70

Tableau 5-1 : Conditions de calcul considérées dans ce travail. h_1 et h_0 sont les conditions initiales de type rupture de barrage. h_m , h_0 et F_0 caractérisent les propriétés du ressaut hydraulique dans une zone où la profondeur d'eau au repos est constante (h_0). U_* est la vitesse de déplacement du ressaut lorsqu'il atteint le rivage, obtenue par les équations de Saint-Venant.

La discrétisation employée pour déterminer les vitesses de propagation donnent une forte variabilité, comme nous avons pu le souligner dans le chapitre précédent. Cela rend les comparaisons avec les résultats de Yeh *et al.* (1989) difficiles dans la mesure où le mode de localisation du front (dont la position est utilisée pour le calcul de la vitesse de propagation) n'est pas clairement précisé. Pour cela, nous utiliserons dans ce chapitre une interpolation polynomiale.

1. Effondrement du mascaret sur la plage

1.1. Caractéristiques générales de l'écoulement lors de l'effondrement du mascaret et dans le jet de rive

On rappelle sur la figure 5-1 les repères utilisés pour décrire l'écoulement. Le modèle numérique résout les équations dans le repère (O,x,y), l'axe Ox étant sur le fond incliné. L'axe Ox' coïncide avec la surface libre au repos. Le point origine O est à l'intersection du plan incliné et de la surface libre au repos. Reprenant la terminologie du chapitre IV, on désigne par mascaret l'écoulement précédant l'arrivée du front au point O ($x' < 0$ et $x < 0$). La

modélisation de cet écoulement par les équations de Saint-Venant prédit que le mascaret s'effondre lorsqu'il arrive au rivage (section IV.2), ce qui veut dire très précisément dans le cadre de cette théorie que l'épaisseur de la couche d'eau tend vers 0 lorsque le mascaret touche le rivage. En revanche, le fluide a une vitesse non nulle finie (u^*), et par conséquent une énergie cinétique qui initie le jet rive sur la plage ($x>0$ et $x'>0$). Nous avons décrit dans la partie IV.3 la dynamique du jet de rive en faisant référence au modèle de Shen et Meyer (1963). Nous analysons dans cette première section la notion d'effondrement du mascaret en présentant les caractéristiques générales de l'écoulement telles qu'elles peuvent être appréhendées par l'évolution temporelle de la surface libre et l'avancée du front dans le temps. Les caractéristiques hydrodynamiques locales (champ de vitesse, champ de pression, frottement etc.) lors de l'effondrement sont présentées dans la partie V.1.2. L'ensemble de ces résultats permet de préciser dans la partie V.3 la transition entre l'effondrement et le jet de rive.

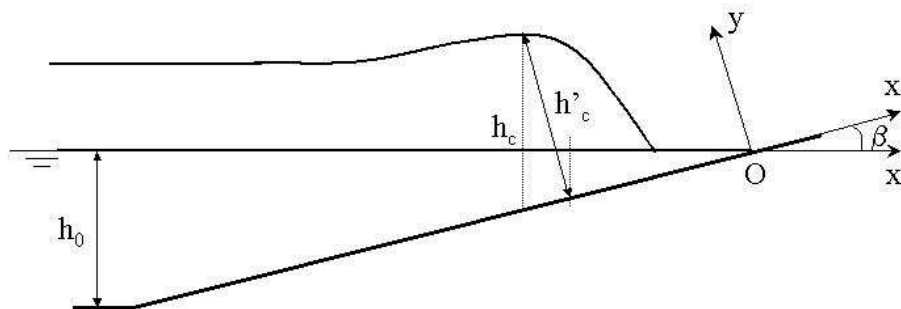


figure 5-1 : Repère (Ox,y) lié au plan incliné (repère du domaine de calcul), et repère (O,x',y') dont l'axe Oy' est parallèle à la direction de la gravité. L'origine O est à l'intersection de la surface libre au repos et du plan incliné.

La profondeur au repos dans la section du canal de profondeur constante est $h_0=9,75\text{ cm}$. Les simulations numériques ont été effectuées pour une hauteur d'eau initiale à l'amont h_1 variant de 18,7 cm à 28,1 cm. Les conditions de simulations sont listées dans le Tableau 5-1. Ces conditions initiales correspondent à un écoulement de mascaret dans la zone de profondeur constante h_0 dont le nombre de Froude F_0 varie entre 1,31 et 1,59. La condition initiale $h_1 = 22,5\text{ cm}$ ($F_0 = 1,43$) est plus particulièrement documentée par Yeh *et al.* sur le plan expérimental, et nous nous y intéresserons tout particulièrement. Nous décrirons également de façon plus détaillée les résultats pour les conditions initiales $h_1 = 19,9\text{ cm}$ ($F_0 = 1,35$) et $h_1 = 26,0\text{ cm}$ ($F_0 = 1,53$), qui sont des conditions produisant, respectivement, des mascarets de

type ondulatoire ("weak bore") et de type développé ("strong bore"). Ces distinctions ont déjà été introduites dans la partie 4 du chapitre 3.

La figure 5-2 montre le profil de la surface libre du mascaret avant qu'il ne touche le rivage et le profil de la surface libre pour un instant ultérieur correspondant à l'écoulement de jet de rive. Ces profils typiques sont montrés pour les trois nombres de Froude ($F_0 = 1,35$; $F_0 = 1,43$ et $F_0 = 1,53$). La quantité sans dimension t^* est le temps adimensionnel défini à l'aide du temps t_0 pour lequel le mascaret atteint le rivage et le temps t_{max} où le jet de rive atteint la position ultime x_{max} .

$$t^* = (t - t_0) / (t_{max} - t_0) \quad (1)$$

L'évolution temporelle du mascaret est caractérisée sur le plan géométrique par la position de la tête du mascaret et de son pied qui permettent de définir la hauteur et la longueur du mascaret. Ces positions sont indiquées sur les images de la figure 5-3. On définit de même l'écoulement de jet de rive par la position de sa tête et la position du front.

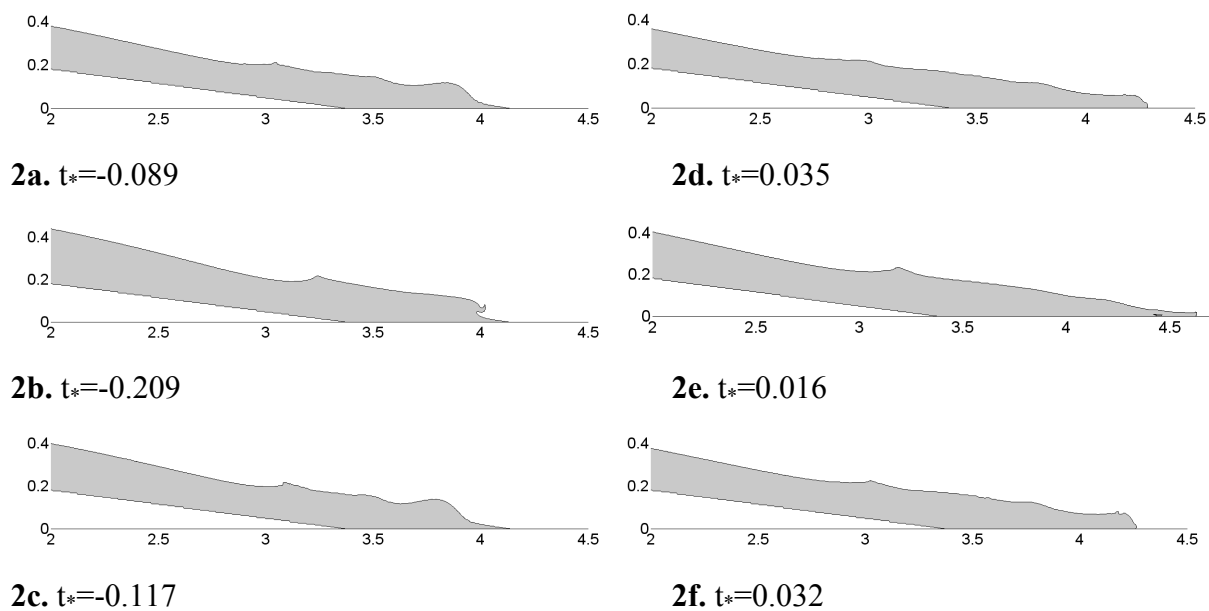


figure 5-2 : Profil de la surface libre à deux instants successifs pour un nombre de Froude initial $F_0=1.35$ (2a et 2d) correspondant à un mascaret de type ondulatoire, pour un nombre de Froude initial $F_0=1.53$ (2b et 2e) correspondant à un mascaret de type développé, et pour un nombre de Froude $F_0=1.43$ (2c et 2f) correspondant au cas expérimental principal de Yeh et al. (1989). Le mascaret n'a pas encore atteint le rivage sur 2a et 2b et 2c. Les images 2d, 2e et 2f montrent le profil de la surface libre au cours de l'écoulement de jet de rive.

Pour le mascaret comme pour le jet de rive, il est apparu plus simple de déterminer la position et la vitesse d'avancement de la tête en analysant la variation temporelle de la position de la

surface libre pour une valeur donnée de la position x . La figure 5-3a montre un enregistrement typique calculé par le modèle numérique à la position du rivage au repos. Les enregistrements temporels indiquent que le niveau de la surface libre atteint un maximum h'_c . La valeur du maximum est choisie pour déterminer expérimentalement la hauteur du bore. On déduit de la même figure le temps t pour lequel la tête du bore passe au point x considéré. La figure 5-3b montre le profil spatial de la surface libre pour le temps t déterminé de la figure 5-3a. La position (x, h'_c) de la tête du mascaret, déduite de la figure 5-3a et indiquée sur la figure 5-3b, décrit bien la position haute à l'avant du mascaret.

Le pied du mascaret est déterminé par la position du premier point pour lequel la surface libre s'élève de 1 cm au-dessus de la surface libre au repos. La figure 5-3b schématise le principe de détermination du pied du mascaret. L'élévation de 1 cm est relativement importante ; elle correspond à environ 5 mailles selon la direction Oy . Dans une publication récente, Zhang et Liu (2008) ont présenté des résultats de simulations par un modèle VOF pour la configuration expérimentale de Yeh et al. Ils déterminent la position du pied du mascaret par un critère de hauteur qui est seulement de deux mailles, mais la hauteur d'eau doit rester supérieure à ce niveau pendant 20 périodes de temps pour valider la position du pied. Le critère que nous avons retenu est plus simple. Il est moins exigeant sur le plan spatial, mais il s'affranchit d'une contrainte supplémentaire sur l'évolution dans le temps.

La position du front du jet de rive est déterminée comme étant celle de la première maille dans laquelle on trouve une fraction volumique supérieure à 0.5.

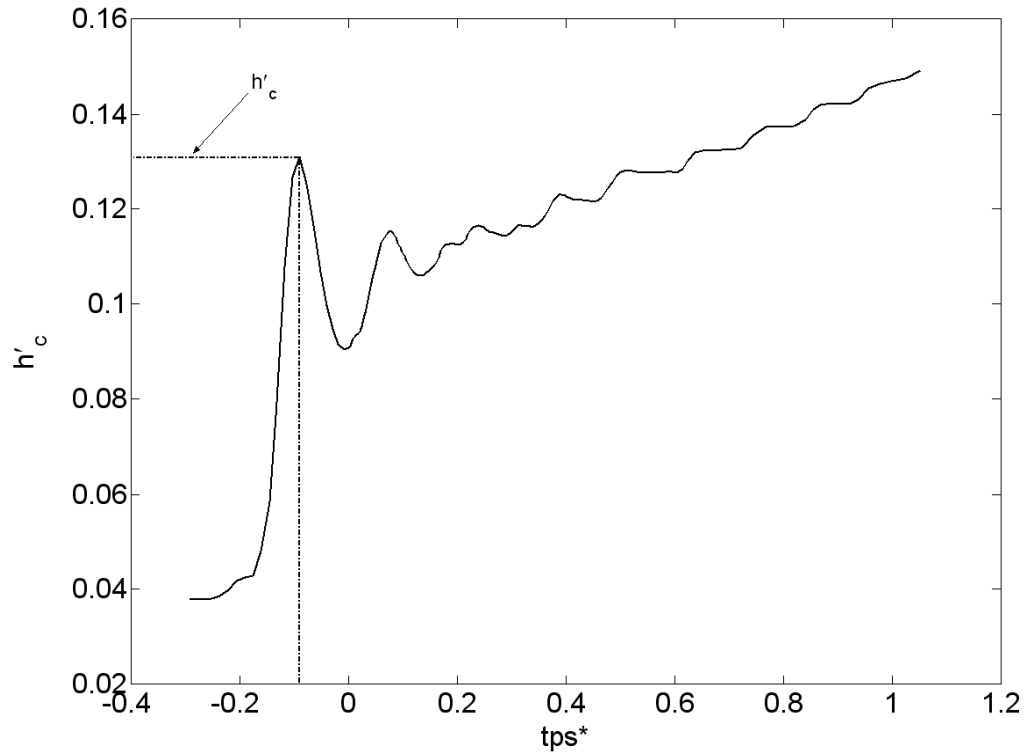


figure 5-3a : Variation temporelle de la position de la surface libre en $x=3.875$. La valeur maximale $h'_c = 0.131$ est atteinte à l'instant $t^* = -0.089$. Le nombre de Froude initial est $F_0 = 1,43$.

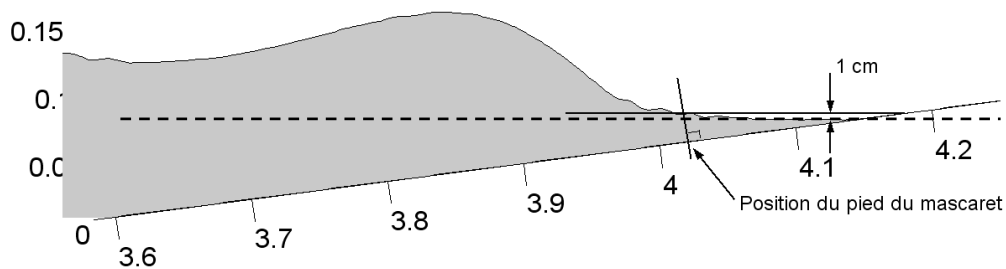


figure 5-3b: Détermination de la position du pied du mascaret (ici $x=4.02\text{m}$) à partir du profil de surface libre (Le nombre de Froude initial est $F_0 = 1.37$). - - - : surface libre au repos.

La position de la surface libre h'_c est déterminée dans le repère (O,x,y) , dont l'axe Oy est perpendiculaire au plan incliné (Figure V-1). L'épaisseur maximale de la couche d'eau selon la verticale sous la tête du mascaret est par conséquent

$$h_c = \frac{h'_c}{\cos \beta} . \quad (2)$$

β est l'angle de la plage. Sa position selon l'axe Ox' perpendiculaire à la direction de la gravité est

$$x' = x \cdot \cos \beta - h'_c \cdot \sin \beta . \quad (3)$$

La détermination de la position de la tête du mascaret et du jet de rive à partir des variations temporelles de la hauteur de la surface libre pour différentes positions x permet de calculer simplement la vitesse de propagation U_c du mascaret et du jet de rive. L'évolution temporelle de la position de la tête et du front du mascaret ou du jet de rive est tracée sur la figure 5-4 pour un cas de simulation, ainsi que la longueur du mascaret qui est simplement la distance entre la position de la tête et du front selon l'axe Ox' . Les lignes qui joignent les positions de la tête du mascaret (ou du jet de rive) et de son pied ont été calculées par une interpolation par un polynôme d'ordre 4 fonction de la variable temps. Les vitesses de déplacement de la tête et du pied tracées sur la figure 5-4 ont été déduites par dérivation de ce polynôme.

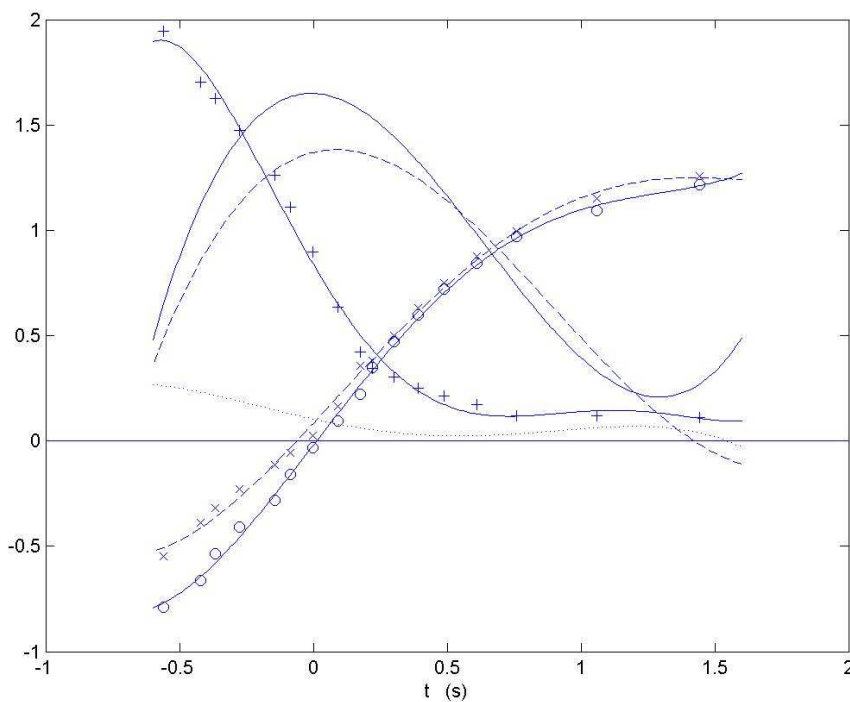


figure 5-4 : Evolution temporelle de la position de la tête du mascaret ou du jet de rive (o), de son front (x), de la longueur du mascaret (.....), et de l'épaisseur h_c de la couche d'eau sous la tête du mascaret ou du jet de rive (+). Vitesse d'avancement U_c de la tête du mascaret ou du jet de rive (—) et de son front (- - -). Les valeurs sont dimensionnelles, en m pour les longueurs, excepté pour h_c qui est en dm, et en m/s pour les vitesses. Conditions expérimentales : $h_l = 22.5\text{cm}$, $F_0 = 1.43$.

Le calcul de la vitesse d'avancement de la tête du mascaret à partir des variations temporelles de la hauteur d'eau mesurée en plusieurs points diffère de la procédure utilisée dans le chapitre IV. On montre sur la figure 5-5 le résultat obtenu par cette méthode, en traçant le résultat sous une représentation identique à celle utilisée dans le chapitre IV. Les valeurs expérimentales de Yeh *et al.* (1989) sont aussi superposées, comme nous l'avions fait dans le

chapitre IV. On retrouve les comportements décrits dans le chapitre IV. L'interpolation des résultats pour déterminer la position de la tête du mascaret et sa vitesse de propagation "gomme" la dispersion des résultats observée pour $x < 0$ dans le chapitre IV, mais la courbe obtenue passe bien au milieu du nuage de points. On constate que la vitesse de propagation est maximale lorsque le mascaret atteint la position du rivage au repos. L'accélération est moins brutale, au rivage, que ne le prédit la théorie fondée sur les équations de Saint-Venant. La vitesse maximale est inférieure à la vitesse U^* issue de cette théorie. Cette constatation était également faite par Yeh *et al.* (1989). Nous y reviendrons plus loin pour l'analyser, nous bornant ici à relever que les vitesses calculées par notre modèle numérique sont en bon accord avec les résultats expérimentaux de Yeh *et al.*.

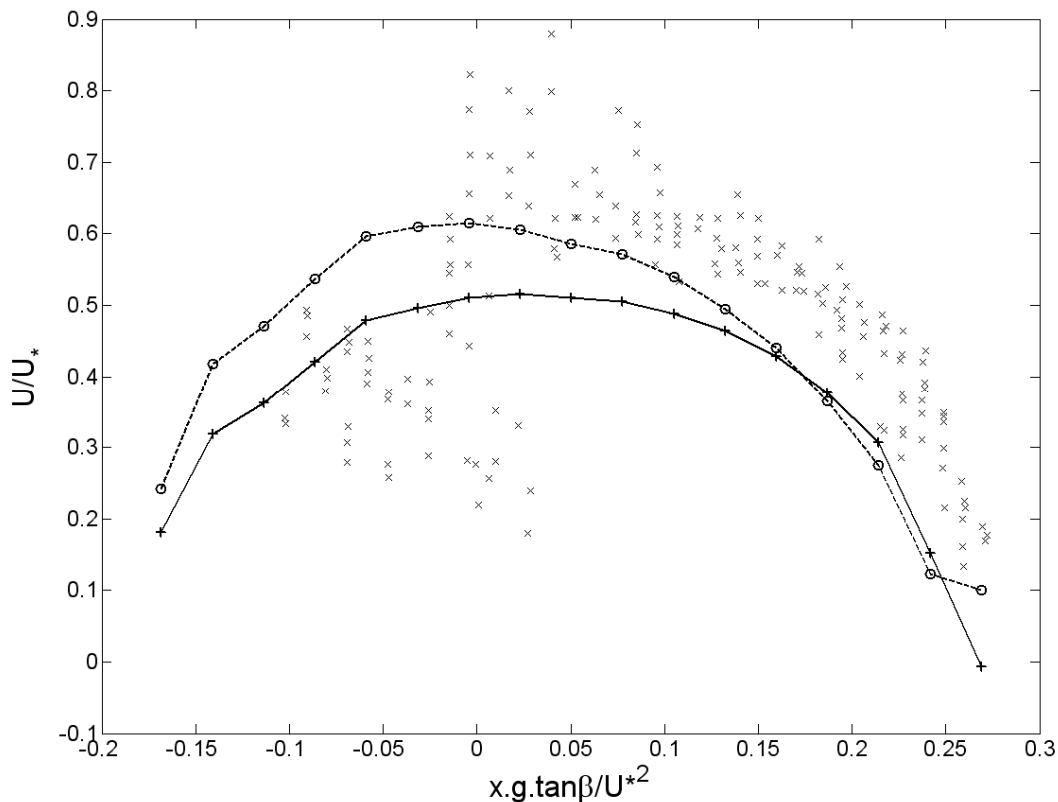
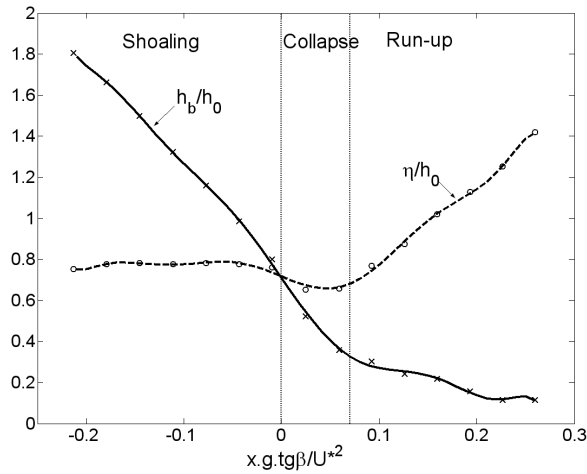


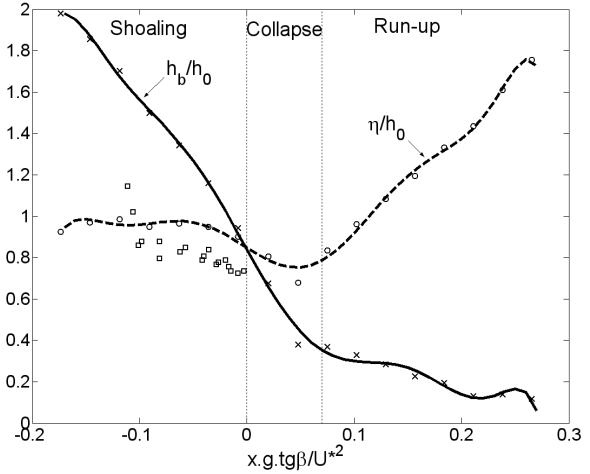
figure 5-5 : Variation de la vitesse d'avancement U de la tête du mascaret et du jet de rive (---o---) et de son pied (---+---), en fonction de leurs positions selon l'axe Ox. Les données de simulations pour la condition expérimentale initiale ($h_1 = 22.5$ cm, $F_0 = 1.43$) sont comparées aux résultats expérimentaux de Yeh *et al.* (1989).

Nous n'avons pas commenté la variation de la hauteur d'eau h_c sous la tête du mascaret tracée aussi sur la figure 5-4. Puisque le temps $t=0$ correspond à l'instant où la tête du mascaret est à la position du rivage au repos, la figure 5-4 montre clairement la diminution de la hauteur de la couche d'eau sous la tête du mascaret quand celui-ci s'approche du rivage. Elle a encore une

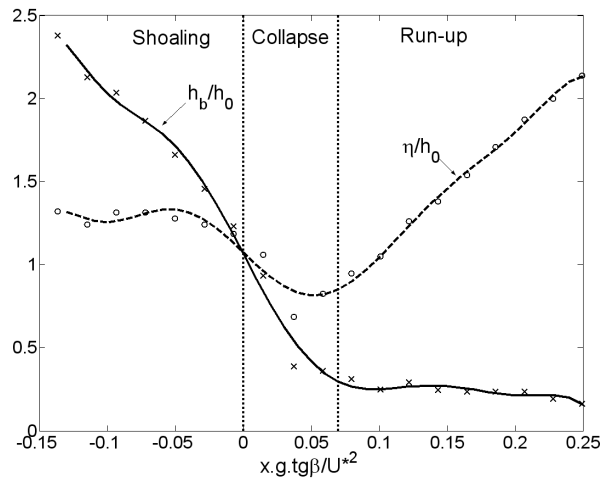
valeur significative (9 cm) en $x=0$, de l'ordre de grandeur de la profondeur de la couche d'eau h_0 dans la zone de profondeur constante du canal. Les courbes établies sur la figure 5-6, pour trois valeurs du nombre de Froude initial F_0 , montrent l'évolution de la hauteur de la tête du mascaret et du jet de rive en fonction de sa position selon l'axe Ox . On a tracé en premier lieu les variations de la quantité $g\eta/U_*^2$, où η est la hauteur de la tête du mascaret par rapport au niveau de la surface libre au repos. Cette représentation est identique à celle de Yeh *et al.* (1989). Pour le cas $F_0=1,43$ (figure 5-6b), les résultats expérimentaux de Yeh *et al.* sont pratiquement superposés à nos résultats numériques. Tous deux montrent, malgré une surestimation de la hauteur du mascaret par le modèle numérique, que la hauteur de la tête du mascaret par rapport au niveau de la surface libre au repos reste approximativement constante jusqu'au rivage. Un résultat identique est aussi obtenu par les simulations numériques de Zhang et Liu (2008), pour la même configuration. Les simulations et résultats expérimentaux sont donc en désaccord avec la prédiction de la théorie issue des équations de Saint-Venant. Nous avons aussi tracé sur la figure 5-6, pour les trois cas, l'évolution de la hauteur de la couche d'eau sous la tête du mascaret, au fur et à mesure de son déplacement le long de l'axe Ox . La profondeur d'eau sous le mascaret est plus pertinente sur le plan physique pour raisonner en termes de bilans de masse ou de quantité de mouvement. La figure 5-6 montre que l'épaisseur de la couche d'eau diminue fortement bien avant que la tête du mascaret atteigne la position du rivage au repos. Pour les trois cas, l'épaisseur de la couche d'eau est encore de l'ordre de h_0 en $x=0$. Elle continue de décroître fortement jusqu'à la position où $g.x.tg\beta/U_*^2 \approx 0.07$. La décroissance est ensuite plus lente. La caractérisation de la tête du mascaret par l'épaisseur de la couche d'eau sous la tête montre donc bien un effondrement du mascaret au voisinage de la position du rivage au repos, mais il est clair que la position du rivage au repos ($x=0$) n'est pas représentative physiquement de la position où l'effondrement du mascaret s'est achevé et où commence le jet de rive. Nous y reviendrons dans la partie 3 de ce chapitre.



6a. $F_0=1.35$



6b. $F_0=1.43$



6c. $F_0=1.53$

figure 5-6 : Variation de la hauteur de la tête du mascaret et du jet de rive au cours de son déplacement. Les résultats sont exprimés en fonction de la position de la tête selon l'axe Ox. -o- : la hauteur η est calculée par rapport au niveau de la surface libre au repos. -x- : La hauteur est l'épaisseur de la couche d'eau entre le fond et la tête. \blacksquare : données expérimentales de Yeh *et al.* (1989). Pour les trois cas, les valeurs de U_* sont données dans le Tableau 4-1.

1.2. Champ des vitesses et champ de pression pendant l'effondrement

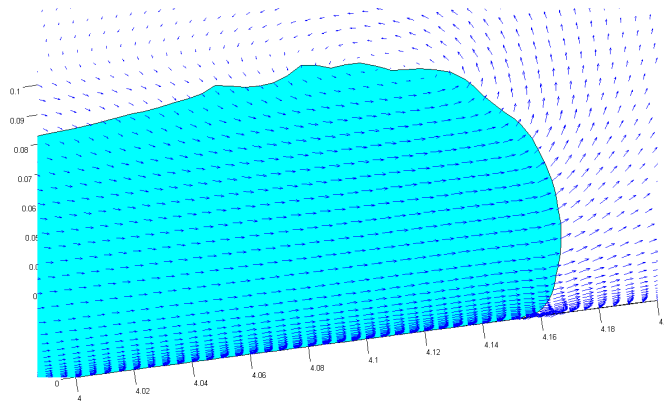
On discute ici l'évolution du champ de vitesse lors de l'effondrement du mascaret sur le rivage. L'écoulement dans le jet de rive sera décrit dans la partie 2.1. On considère les conditions initiales pour lesquelles les résultats expérimentaux de Yeh *et al.* (1989) sont les plus documentés ($F_0=1,43$), bien que ces résultats expérimentaux n'incluent pas d'information sur le champ des vitesses. En revanche, nous pourrons comparer nos résultats de simulations

numériques avec ceux récemment publiés par Zhang et Liu (2008). Ces derniers auteurs qualifient ces conditions de "strong bore", signifiant par là que le mascaret déferle déjà sur la plage au cours de la phase de shoaling, avant d'arriver à la position du rivage au repos. Le mascaret est fortement turbulent.

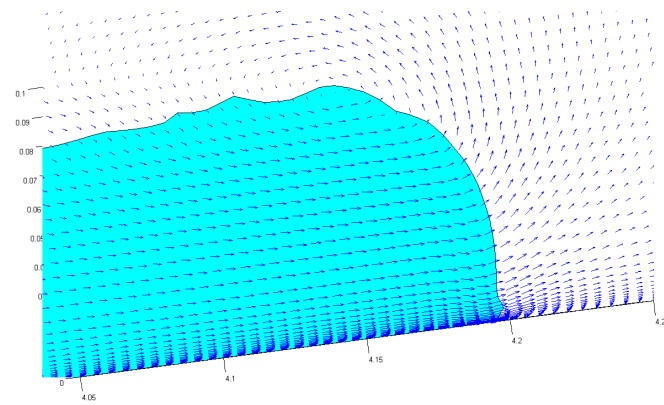
On présente, sur la figure 5-7, l'évolution du champ de vitesse lors de l'effondrement du mascaret sur le rivage. D'une façon générale, le profil de vitesse est approximativement uniforme selon la direction perpendiculaire à la plage, à l'exception de la zone proche du fond dans laquelle se développe une couche limite, d'épaisseur relativement faible (inférieure à 5 mm). Dans la partie supérieure, près de la tête du mascaret, les vitesses diminuent également. Le front de la surface libre sur le fond, proche de la verticale pour les premiers instants (figure 5-7a et figure 5-7b), devient rapidement beaucoup moins raide (figure 5-7c et figure 5-7d). On n'observe pas de déferlement de la partie supérieure de la couche d'eau venant impacter sur le fond. En revanche, le front penché vers l'avant de la surface libre sur le fond produit des vitesses verticales négatives à l'avant de la lame de swash (figure 5-7a), qui expulse l'air de la zone située sous la lame de swash (figure 5-7b et figure 5-7c) avec des vitesses plus élevées que les vitesses dans l'eau.

Ces observations ne sont qu'en accord partiel avec celles faites par Zhang et Liu (2008) à partir des simulations numériques qu'ils ont effectuées pour les mêmes conditions. Le modèle de Zhang et Liu est un modèle Navier Stokes-VOF de structure comparable au nôtre. D'une part, les profils de surface libre présentés par ces auteurs pour les mêmes conditions sont beaucoup plus morcelés que ceux que nous obtenons. Ce morcellement est certainement lié à la méthode de suivi de l'interface puisque les auteurs utilisent une technique de reconstruction de l'interface. D'autre part, Zhang et Liu (2008) indiquent que l'effondrement du mascaret est le résultat de déferlements qui se produisent bien avant que le mascaret n'arrive au rivage pour les conditions expérimentales de Yeh *et al.* ($F_0=1,43$). Un phénomène de déferlement est également encore visible sur les planches de champ de vitesses des simulations de Zhang et Liu lorsque le pied du mascaret atteint le rivage. Il produit une accélération du fluide près du fond, comme nous l'observons aussi, mais le déferlement observé par Zhang et Liu n'est pas visible sur la figure 5-7.

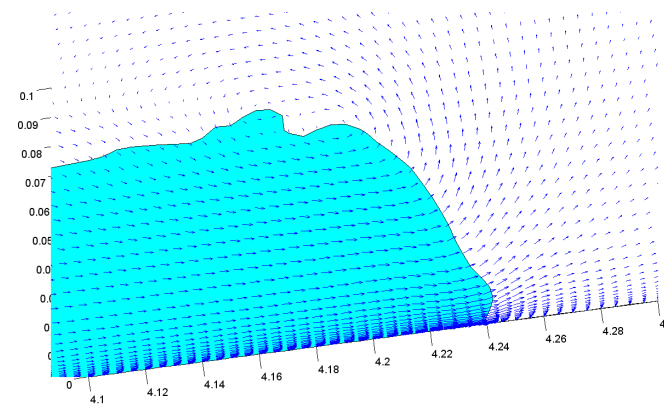
7a. $tps^*=0$



7b. $tps^*=0,01$



7c. $tps^*=0,025$



7d. $tps^*=0,05$

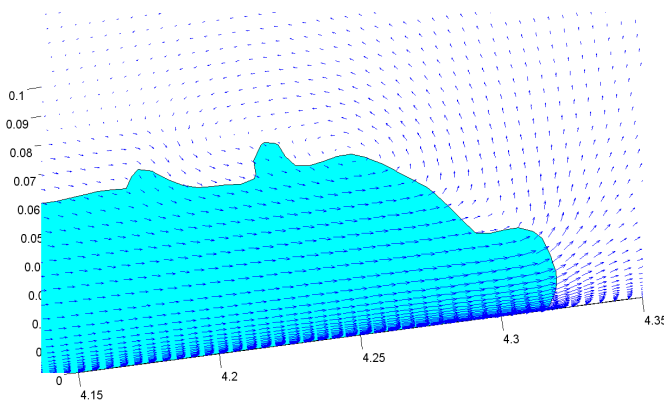
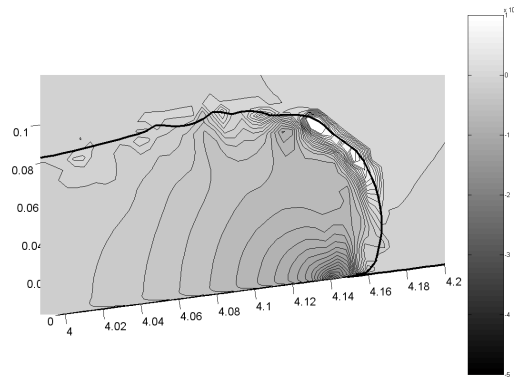
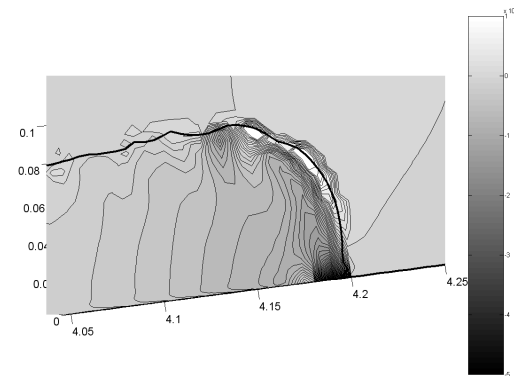


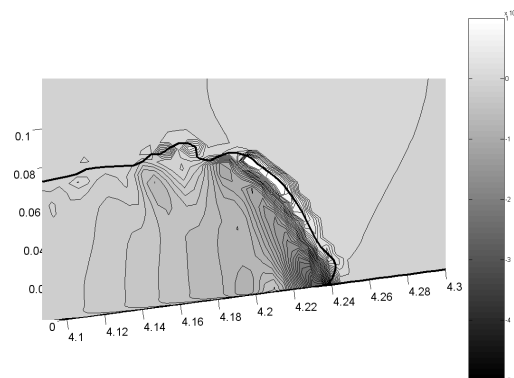
figure 5-7 : Champ des vitesses lors de l'effondrement du mascaret. Conditions expérimentales de Yeh et al. (1989): $h_1 = 22,5\text{cm}$, $F_0 = 1,43$.



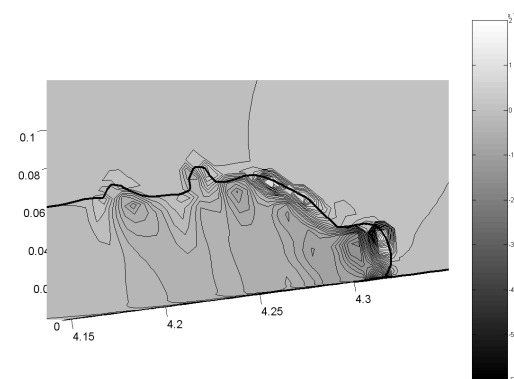
8a. $tps^*=0$



8b. $tps^*=0,01$



8c. $tps^*=0,025$



8d. $tps^*=0,05$

figure 5-8 : Lignes iso-contour du champs de pression lors de l'effondrement du mascaret. Conditions expérimentales de Yeh et al. (1989): $h_1 = 22,5\text{cm}$, $F_0 = 1,43$. **—** : interface eau-air déterminée par la valeur $C = 0,5$.

Nous présentons sur la figure 5-8 les iso-contours du gradient horizontal de pression pour les conditions de la figure 5-7. On observe un fort gradient horizontal de pression lors de l'arrivée du mascaret sur la plage. Les zones dans lesquelles on observe ces forts gradients horizontaux de pression sont localisées entre le pied et la tête du mascaret, et correspondent aux zones pour lesquelles on observe des vitesses verticales, certes faibles, mais négatives dans le repère lié au maillage. L'écoulement n'est donc pas parallèle à la plage au niveau de la tête du mascaret lors de l'effondrement de ce dernier, ce qui correspond à la dynamique attendue pour cet écoulement.

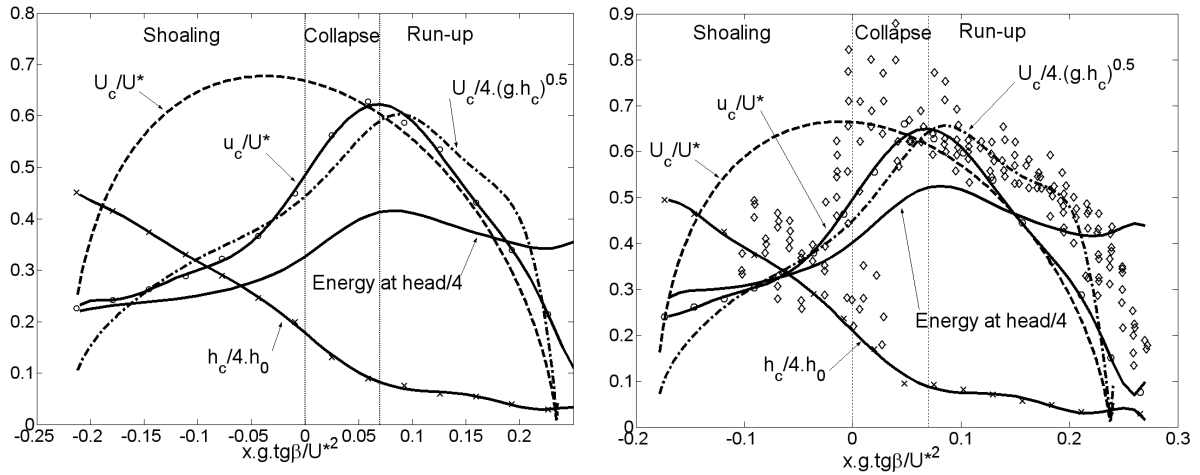
1.3. La transition entre l'effondrement et le jet de rive

Nous poursuivons l'analyse présentée dans le paragraphe 1.1 pour tenter de définir l'endroit où l'on peut considérer que le mascaret s'est effondré et où débute l'écoulement du jet de rive. La théorie de Whitham prédit cette transition à la position du rivage au repos ($x=0$). Mais on a vu dans le paragraphe 1.2, figure 5-6, que pour les trois nombres de Froude considérés ($F_0=1.35$, $F_0=1.43$ et $F_0=1.53$), l'épaisseur h_c de la couche d'eau est de l'ordre de grandeur de l'épaisseur de la couche d'eau h_0 en amont, lorsque la tête passe en $x=0$. Elle continue de décroître rapidement au-delà de $x=0$ jusqu'à la position $g.x.tg\beta/U_*^2 \approx 0.07$, position au-delà de laquelle la décroissance de l'épaisseur de la couche d'eau sous la tête devient plus lente. Cette observation suggère que la transition entre l'effondrement et le jet de rive se situe à $g.x.tg\beta/U_*^2 \approx 0.07$, ce que nous analysons maintenant plus en détail.

Les variations de l'épaisseur de la couche d'eau sous le mascaret, déjà présentées dans la figure 5-6 pour trois valeurs du nombre de Froude initial F_0 , sont reproduites sur la figure 5-9. On superpose à ces graphiques les variations de la vitesse de déplacement de la tête du mascaret U_c . La procédure de détermination de cette vitesse a été décrite en liaison avec la figure 5-4. On a aussi tracé sur la figure 5-9 les variations de la vitesse moyenne u_c de l'écoulement selon la direction Ox sous la tête du mascaret, déduites de l'analyse de champs de vitesses tels que ceux présentés sur les figure 5-7. Les graphiques incluent des données de même nature, relatives au jet de rive, qui seront présentées dans la partie 2. Les vitesses U_c et u_c sont adimensionnées en utilisant la vitesse U_* , dont la valeur est donnée dans le Tableau 5-1 pour les différentes valeurs du nombre de Froude initial F_0 .

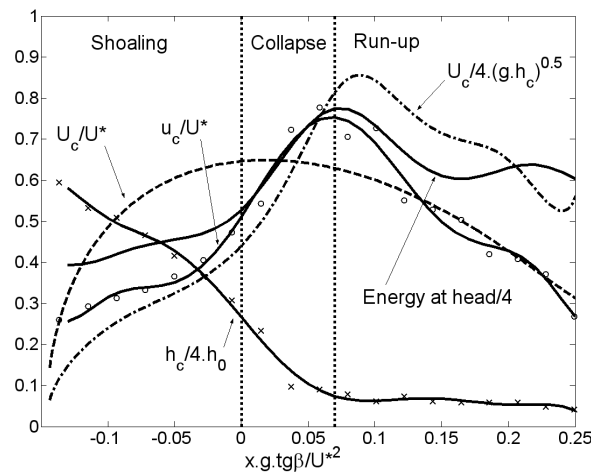
On remarque que la vitesse de l'écoulement u_c sous le mascaret augmente avec x, atteint une valeur maximale pour $g.x.tg\beta/U_*^2 \approx 0.07$, puis décroît quand la tête se déplace plus loin sur

le rivage. On observe aussi que les variations de U_c et u_c varient de façon très voisine pour $g.x.tg\beta/U_*^2 > 0.07$.



9a. $F_0=1.35$

9b. $F_0=1.43$



9c. $F_0=1.53$

figure 5-9 : Variation des caractéristiques associées à la tête du mascaret et du jet de rive au cours de son déplacement. Les résultats sont exprimés en fonction de la position de la tête selon l'axe Ox. -x- : épaisseur de la couche d'eau sous la tête. -o- : vitesse moyenne u_c/U_* sous la tête du mascaret. --- : vitesse de déplacement U_c/U_* de la tête du mascaret. ____ : Flux de charge sous la tête du mascaret. Les valeurs de u^* sont données dans le Tableau 5-1.

On a aussi tracé sur la figure 5-9 l'évolution de la charge au niveau de la tête du mascaret. Si nous considérons l'écoulement parallèle et la variation de pression hydrostatique, la charge dans la colonne d'eau s'écrit

$$H = \rho g \eta + \rho \frac{u_c^2}{2}. \quad (4)$$

La pression atmosphérique est prise égale à 0 et η désigne la hauteur de la tête du mascaret au-dessus du plan d'eau au repos. La quantité représentée sur la figure 5-9 est adimensionnée par $4\rho gh_0$ (le facteur 4 optimise l'échelle de la figure).

On constate que U_c , u_c et l'énergie atteignent toutes trois un maximum au voisinage de la position $g.x.tg\beta/U_*^2 \approx 0.07$, ce qui signifie qu'une dynamique différente de l'écoulement se produit de part et d'autre de cette position. Pour $g.x.tg\beta/U_*^2 \leq 0.07$, l'énergie des particules fluides à la tête du mascaret augmente à cause de l'accélération importante du fluide qui résulte de la diminution de la profondeur d'eau due à l'inclinaison de la plage (la valeur de η est quasi constante, comme l'a montré la figure 5-6, en désaccord avec la théorie de Whitham). Cette phase se termine par l'effondrement (que nous avons appelé "collapse" sur la figure 5-9 entre les limites $0 \leq g.x.tg\beta/U_*^2 \leq 0.07$). Pendant l'effondrement, l'épaisseur de la couche d'eau sous la tête du mascaret continue de décroître fortement. Pour $g.x.tg\beta/U_*^2 \geq 0.07$, l'épaisseur de la couche d'eau sous la tête du mascaret ne diminue que très lentement, mais l'écoulement ralentit fortement du fait de la conversion d'énergie cinétique en énergie potentielle, puisque le jet de rive remonte sur la plage. L'augmentation de η est importante, comme l'avaient montré les graphiques de la figure 5-6. Pour les trois graphiques de la figure 5-9, l'énergie décroît lentement dans le jet de rive. Nous reviendrons sur ce point dans le paragraphe 2.2. Le caractère rudimentaire du calcul de la charge et l'imprécision des grandeurs estimées par les interpolations polynomiales des résultats du modèle numérique font que les commentaires de la figure 5-9 sont essentiellement qualitatifs. Néanmoins, les tracés pour les trois nombres de Froude ($F_0=1.35$, $F_0=1.43$ et $F_0=1.53$) indiquent bien que la position du rivage au repos ($x=0$) n'est pas caractéristique de la transition entre l'effondrement du mascaret et le jet de rive. Cette dernière s'opère plus loin et les tracés de la figure 5-9 s'accordent à proposer la position $g.x_t.tg\beta/U_*^2 = 0.07$ comme celle où l'écoulement du jet de rive débute.

Nous avons aussi tracé sur la figure 5-9 les variations de $U_c(x)/\sqrt{g.h_c(x)}$. Cette grandeur atteint aussi un maximum, pour les trois cas, légèrement au-delà de $g.x_t.tg\beta/U_*^2 = 0.07$. Il est donc raisonnable de considérer la valeur du maximum de $U_c(x)/\sqrt{g.h_c(x)}$ comme représentative de la condition de génération du jet de rive. Nous observons que, pour les mascarets les moins intenses ($F_0=1,35$ et $F_0=1,43$), le rapport $U(x_t)/\sqrt{g.h(x_t)}$ vaut

respectivement 2.4 et 2.6, à la position du maximum qui correspond à $g.x_t.tg\beta/U_*^2$ légèrement supérieur à 0,07. Pour le nombre de Froude le plus grand ($F_0=1,53$), le rapport $U(x_t)/\sqrt{g.h(x_t)}$ vaut 3,4 à la même position. Baldock et Holmes (1999) proposent de considérer la valeur du rapport $U(x_t)/\sqrt{g.h(x_t)}$ comme caractéristique de la condition d'initialisation du jet de rive. Ces auteurs invoquent un argument énergétique - qu'ils n'explicitent pas - pour affirmer que cette quantité doit être comprise entre 1 et 2. Pourtant ces mêmes auteurs précisent bien que la valeur de $U(x_t)$ dépend du mécanisme d'effondrement du mascaret et par conséquent des caractéristiques amont de propagation du mascaret. S'il en est ainsi, la relation du ressaut hydraulique (équation 1 du chapitre 3) peut s'écrire

$$\frac{U(x_t)}{gh(x_t)} = \frac{1}{2} \left(\frac{h(x_t)}{h_0} + 1 \right). \quad (5)$$

Passant continûment de l'écoulement du mascaret à celui du jet de rive, ce rapport peut atteindre une valeur supérieure à 2 lorsque h_0 décroît vers zéro sur le rivage alors que $h(x_t)$ garde une valeur finie, comme nous l'observons. En dépit des incertitudes que nous pouvons avoir sur les valeurs interpolées de nos résultats numériques, le rapport $U(x_t)/\sqrt{g.h(x_t)}$ est supérieur à 2. La relation précédente permet d'expliquer pourquoi ce rapport est encore plus grand pour le nombre de Froude le plus élevé.

Nos résultats permettent donc de proposer une localisation pertinente de la transition entre l'effondrement du mascaret et le jet de rive en x_t tel que $g.x_t.tg\beta/U_*^2 = 0.07$. A cet endroit, l'énergie de l'écoulement est la somme d'une contribution significative à la fois en énergie potentielle (puisque $h(x_t)$ n'est pas petit) et en énergie cinétique. Dans la partie qui suit, nous décrivons plus en détail l'écoulement dans le jet de rive. Nous utiliserons les caractéristiques de l'écoulement en x_t tel que $g.x_t.tg\beta/u_*^2 = 0.07$ pour analyser l'écoulement de jet de rive dans la partie V.2.

2. Écoulement du jet de rive

2.1. Champ de vitesse et champ de pression dans le jet de rive

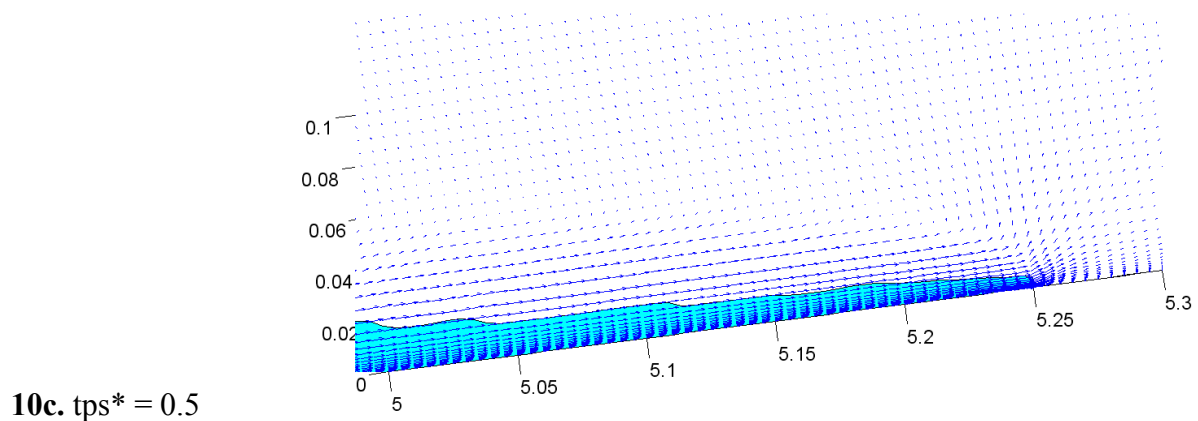
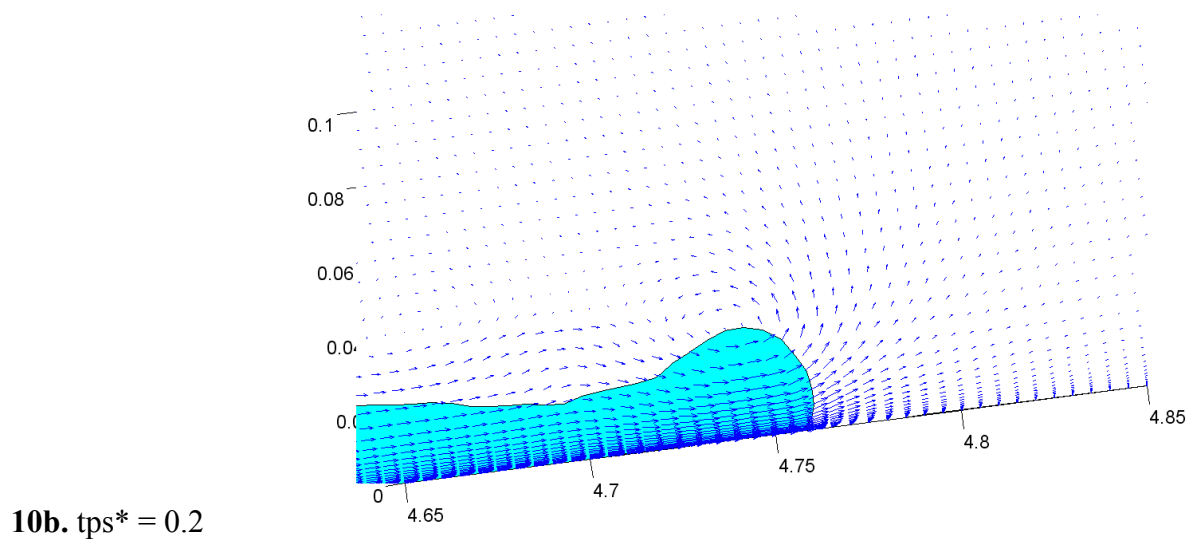
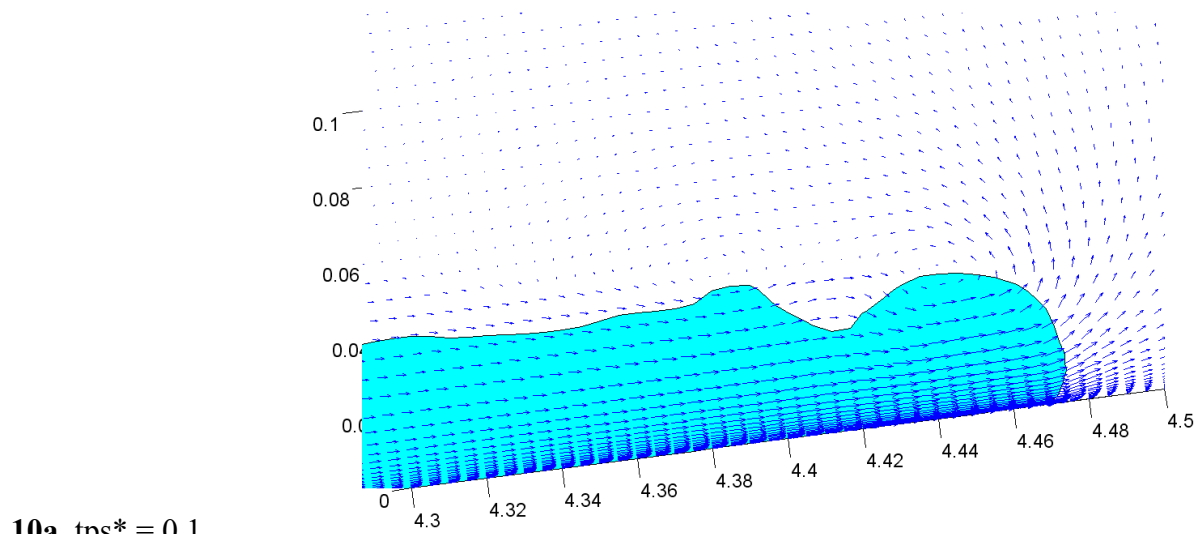
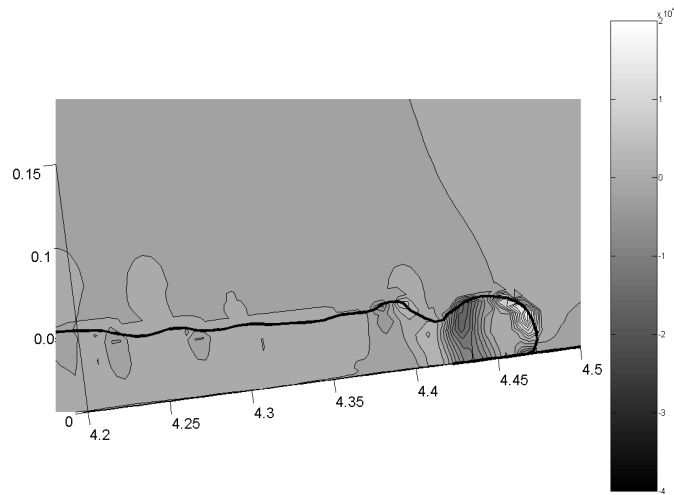
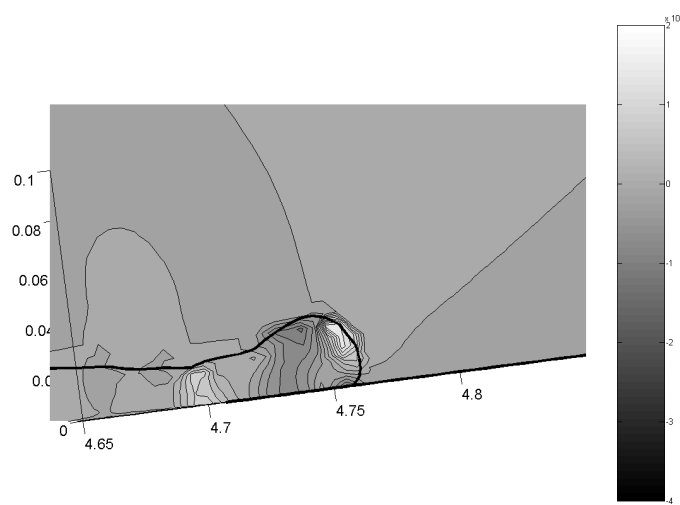


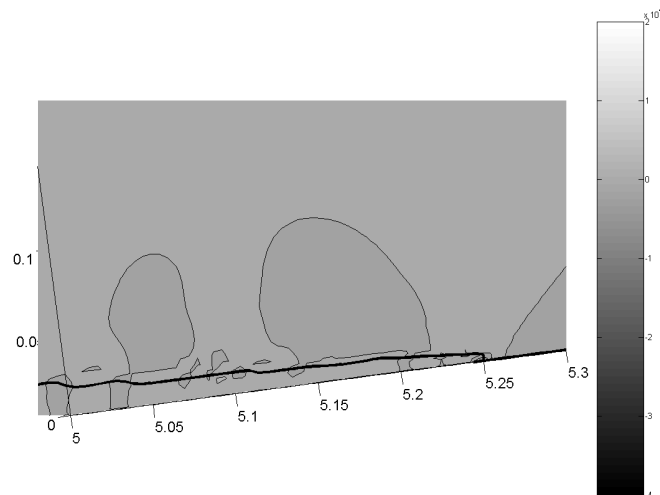
figure 5-10 : Champ des vitesses dans l'écoulement du jet de rive. Conditions expérimentales de Yeh et al. (1989): $h_1 = 22,5\text{cm}$, $F_0 = 1,43$.



11a. $tps^* = 0.1$



11b. $tps^* = 0.2$



11c. $tps^* = 0.5$

figure 5-11 : Lignes iso-contours du gradient horizontal de pression dans l'écoulement du jet de rive. Conditions expérimentales de Yeh et al. (1989): $h_1 = 22,5\text{cm}$, $F_0 = 1,43$. **—** : interface eau-air déterminée par la valeur $C=0,5$.

De façon analogue à ce qui a été présenté dans la partie 1.2 pour l'effondrement du mascaret sur le rivage, on présente sur les figure 5-10 et figure 5-11 les champs de vitesse et le gradient

horizontale de pression à différents instants durant l'écoulement du jet de rive. Les conditions initiales, référencées par la valeur du nombre de Froude initial F_0 , sont les mêmes que celles étudiées précédemment. On observe toujours un gradient horizontal de pression entre le pied et la tête du jet de rive. Cependant, sa valeur diminue par rapport aux valeurs observées lors de l'effondrement du mascaret. On peut toutefois noter que pour $tps^* = 0.5$ le gradient horizontal de pression disparaît, tout comme les vitesses verticales négatives dans le repère lié au maillage. L'écoulement est complètement parallèle à la plage.

2.2. Evolution de l'épaisseur de la lame d'eau

La figure 5-12 présente l'évolution temporelle de l'épaisseur de la lame d'eau calculée par le modèle en plusieurs positions le long de la plage. Le calcul correspond toujours au cas de Yeh *et al.* ($F_0=1,43$). Les positions sont repérées par l'abscisse adimensionnelle $x_* = x/x_{\max}$, où $x_{\max} = 1.315 m$ est l'amplitude du jet de rive sur la plage prise à partir de la position du rivage au repos.

La représentation traduit à la fois l'évolution lors du run-up et lors du run-down. Naturellement, plus x_* est grand, plus l'intervalle de temps pendant lequel l'épaisseur est non nulle est court. Asymptotiquement, cet intervalle, centré sur l'instant $t_* = 1$, est de largeur nulle pour la position $x_* = 1$. Les profils temporels montrent de petites oscillations que nous ne commentons pas, si ce n'est pour mentionner que la première crête correspond à la tête du jet de rive lors du run-up, telle qu'elle est identifiée pour repérer l'avancée du jet de rive (voir figure 5-3). La ligne en trait pointillé épais trace donc l'avancée au cours du temps de la tête du jet de rive lors du run-up.

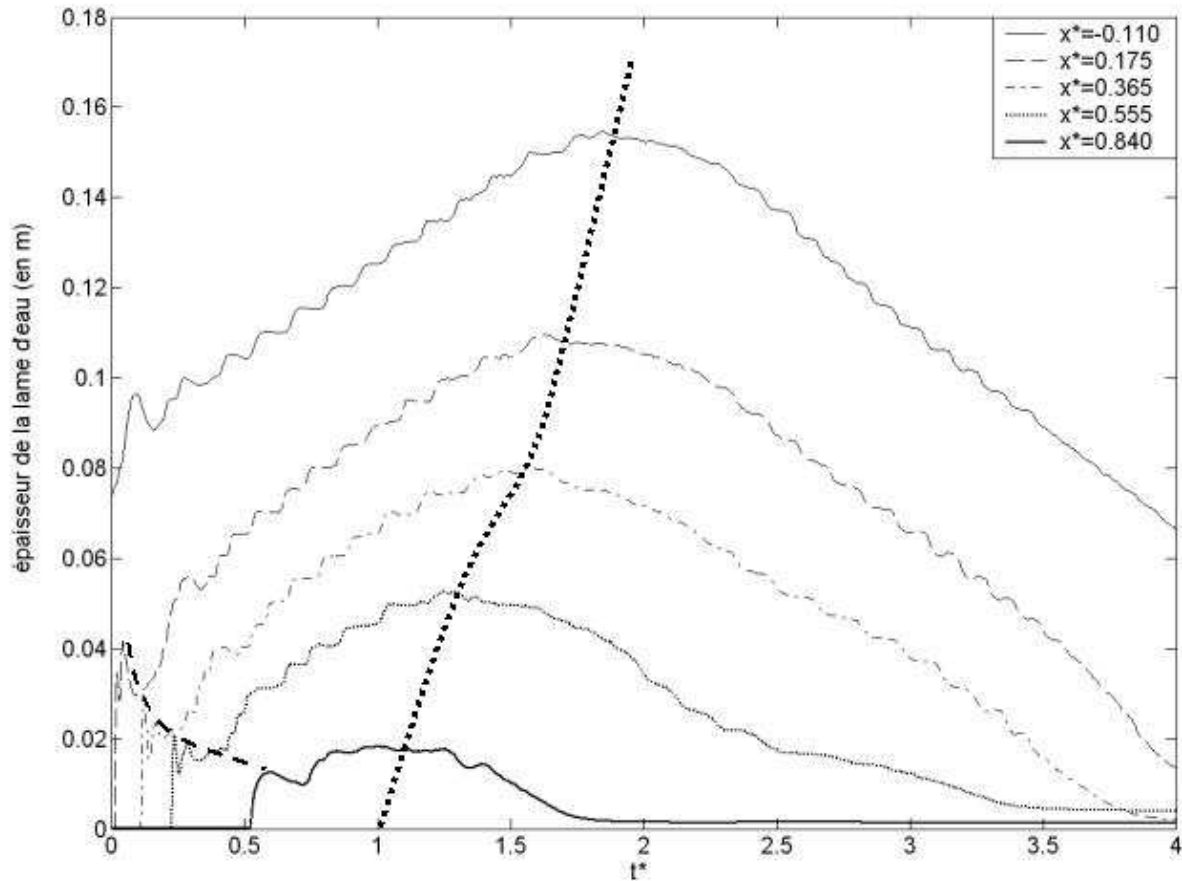


figure 5-12 : Evolution temporelle de l'épaisseur de la lame de swash (m) en différentes positions le long de la plage lors du run-up et du run-down du jet de rive. Les conditions expérimentales sont celles de Yeh et al. ($F_0=1,43$). ----: déplacement de la crête du jet de rive lors du run-up;: déplacement de la crête du jet de rive lors du run-down.

Pour ce qui concerne le run-down, la figure 5-12 met en évidence une dissymétrie entre l'écoulement de run-up et celui de run-down. Lors de l'écoulement de run-down ($t_* > 1$), le liquide continue à s'accumuler, puisque l'épaisseur de la couche d'eau croît encore dans un premier temps, avant de redescendre sous l'effet de la pression hydrostatique produite par l'accumulation. La ligne épaisse en pointillé trace l'évolution de la crête du jet de rive lors du run-down. Nous reviendrons dans la partie V.3.3. sur cette dissymétrie entre le run-up et le run-down lorsque nous nous intéresserons à la contrainte de frottement exercée sur le fond par l'écoulement.

2.3. Hauteur maximale de remontée du jet de rive

La hauteur maximale de remontée du jet de rive est une information d'intérêt pratique évident, pour la détermination des surfaces mouillées, d'une part, et pour celle des zones de transport sédimentaire, d'autre part. C'est donc une quantité qui a fait l'objet de nombreuses études,

parmi lesquelles, celles, expérimentales, de Yeh *et al.* (1989). Le modèle de référence reste le modèle de Shen et Meyer (1963) que nous avons décrit dans la partie 1.3. du chapitre 4. Sa caractéristique essentielle est d'être un modèle inertiel non dissipatif. Le liquide remonte jusqu'à la position où la totalité de l'énergie cinétique est transformée en énergie potentielle. Dans la continuité de la modélisation par les équations de Saint-Venant, l'approche est totalement cohérente, puisque le mascaret s'est complètement effondré sur le rivage et l'énergie d'une particule fluide en $x=0$ est uniquement de l'énergie cinétique donnée par la valeur de la vitesse U_* .

C'est cette approche que nous revisitons dans cette partie, puisque, à la transition entre l'effondrement du mascaret et l'initiation du jet de rive, l'épaisseur de la couche d'eau est significative, et les particules fluides ont à la fois de l'énergie cinétique et de l'énergie potentielle.

Nous représentons sur la figure 5-13 l'écoulement de jet de rive, à différents instants de la phase de run-up. Pour comparer les résultats du modèle numérique avec le concept inspirant le modèle de Shen et Meyer, nous évaluons la charge de la particule fluide à la crête de la surface libre aux différents instants par la relation (5). Avec les dimensions explicitées sur la figure 5-13, la charge adimensionnée par ρU_*^2 s'écrit

$$\frac{2H_c}{\rho U_*^2} = 2 \left\{ \frac{g \cdot x_c \cdot \sin \beta}{U_*^2} + \frac{g \cdot h_c}{U_*^2} \right\} + \frac{u_c^2}{U_*^2}. \quad (6)$$

L'adimensionnalisation par ρU_*^2 n'a pas de signification physique, mais elle permet directement d'exploiter la figure 5-9 où l'évolution de la charge à la crête de l'écoulement de run-up a été tracée. Jusqu'au point de transition entre l'effondrement et le jet de rive, la charge augmente. Après un maximum atteint au niveau de la transition, elle diminue ensuite légèrement.

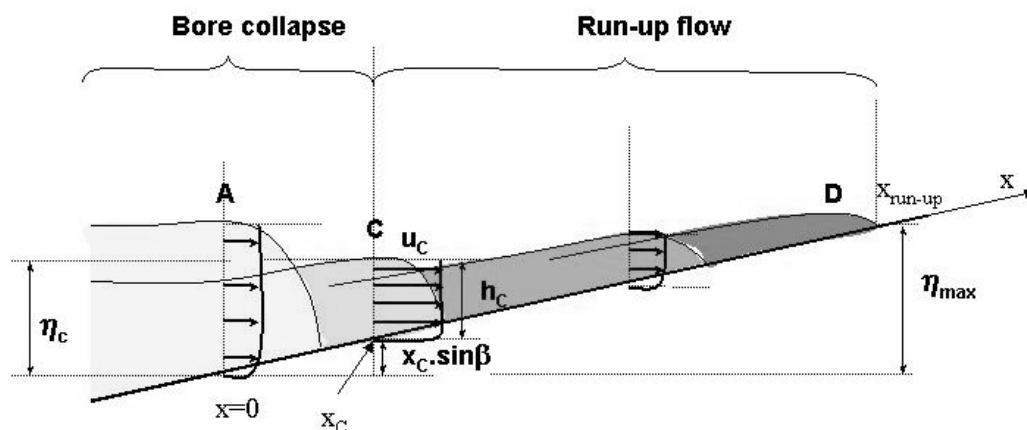


figure 5-13 : Schématisation de l'écoulement de jet de rive et définition des paramètres caractéristiques.

On récapitule dans le Tableau 5-2, pour les trois valeurs du nombre de Froude, la valeur du rapport $2H_c / \rho U_*^2$, calculée à la transition entre l'effondrement et le jet de rive à partir des tracés de la figure 5-9. Le tableau permet d'apprécier également la contribution des différents termes intervenant dans (6). Pour les deux nombres de Froude les plus faibles, l'énergie cinétique représente environ 60% de l'énergie totale, et près de 70% pour $F_0=1,53$.

F_0	$\frac{u_c^2}{u_*^2}$	$2 \frac{g \cdot x_c \cdot \sin \beta}{u_*^2}$	$2 \frac{g \cdot h_c}{u_*^2}$	$\frac{2H_c}{\rho u_*^2}$	H_{run-up}	$\frac{2g \cdot H_{run-up}}{u_*^2}$	$\frac{g \cdot H_{run-up}}{H_c}$
1.35	0,40	0,14	0,14	0,68	13,5 cm	0,55	0,81
1.43	0,41	0,14	0,13	0,68	17,2 cm	0,58	0,85
1.53	0,56	0,14	0,10	0,80	22,6 cm	0,61	0,76

Tableau 5-2 : Evaluation de l'énergie à la transition entre l'effondrement et le jet de rive et comparaison avec l'énergie associée à la hauteur de remontée du jet de rive.

On a ajouté dans le Tableau 5-2 les hauteurs de remontée du jet de rive, évaluées à partir de la position de la surface libre au repos, et l'énergie potentielle adimensionnelle associée à ces valeurs. On constate que celles-ci sont, selon le nombre de Froude, comprises entre 76% et 85% de la valeur de l'énergie estimée à la transition. La diminution de l'énergie évaluée par le Tableau 5-2 ne fait que traduire la diminution tracée sur les graphiques de la figure 5-9, qui aboutissent à des ordres de grandeur comparables.

Pour le cas de Yeh *et al.* ($F_0=1,43$), on remarque que la valeur obtenue à la transition $2H_c / \rho U_*^2 = 0,68$ correspond à la valeur ajustée par ces derniers pour faire coïncider les résultats expérimentaux avec le modèle théorique de référence. La vitesse de référence est réduite à la valeur de $0,82 U_*$, qui correspond au niveau d'énergie que nous avons à la transition puisque $(0,82)^2 = 0,67$. Autrement dit, les mêmes niveaux d'énergie sont retrouvés au début du jet de rive, mais l'analyse que nous faisons du processus à partir de nos simulations montre que cette énergie n'est pas uniquement de l'énergie cinétique.

Un argument de conservation de l'énergie, comme le fait le modèle de Shen et Meyer (1963), surestime donc la hauteur de remontée du jet de rive obtenue dans les simulations numériques, et par conséquent sa traduction en terme de longueur de run-up. Nous reviendrons dans la partie 3.2 sur la réduction de la hauteur de remontée du jet de rive, après avoir analysé les variations de la contrainte de cisaillement dans le jet de rive selon la direction perpendiculaire au fond. Ces données nous renseigneront sur l'effet de la contrainte de cisaillement en ce qui concerne la réduction de l'énergie.

Pour conclure, il est toutefois utile de remarquer, comme le montrait déjà la figure 5-5 de ce chapitre, que la longueur de run-up obtenue par le modèle numérique est inférieure aux résultats expérimentaux de Yeh *et al.* pour $F_0=1,43$.

3. Evolution de la contrainte de cisaillement et des caractéristiques de la turbulence dans le jet de rive

L'évolution temporelle de la contrainte de cisaillement dans le jet de rive permet d'analyser les résultats des simulations vis à vis de deux aspects :

- l'action de la turbulence dans le jet de rive. On cherchera en particulier à cerner les caractéristiques du modèle de Durbin (1991) employé dans les calculs ;
- l'évolution de l'écoulement de couche limite sur le fond et l'évaluation de la contrainte de frottement exercée sur le fond par l'écoulement de jet de rive, dans la perspective d'études du transport sédimentaire.

3.1. Evaluation de la contrainte de cisaillement

Pour un modèle RANS, la contrainte de cisaillement sur le fond est exprimée en faisant appel au concept de viscosité turbulente (paragraphe 2.2 du chapitre II). Si l'écoulement moyen est presque unidirectionnel, cette contrainte s'écrit :

$$\tau = (\mu + \mu_t) \frac{\partial u}{\partial z}. \quad (7)$$

Nous avons mis en œuvre le modèle AQUILON en utilisant le modèle de turbulence de Durbin (1991) pour lequel la viscosité turbulente s'écrit (Eqs. 17 et 18 du chapitre II) pour rappel :

$$\nu_t = C_\mu \overline{v'^2} T \quad \text{avec} \quad T = \max\left(\frac{k}{\varepsilon}, 6\sqrt{\frac{\nu}{\varepsilon}}\right). \quad (8)$$

Le modèle de Durbin intègre un effet d'anisotropie de la turbulence, en faisant intervenir $\overline{v'^2}$ indépendamment de l'énergie cinétique turbulente k .

Dans un modèle VOF, les quantités scalaires sont définies à l'intérieur du maillage et les valeurs sont considérées homogènes sur la surface de la maille. Les composantes des vitesses sont calculées au milieu des côtés de l'élément de maillage auxquels elles sont perpendiculaires. Le principe a été décrit dans le paragraphe 3.4.4 du chapitre II et la figure 5-14 le schématise. Pour le modèle AQUILON, les positions des nœuds intérieurs aux éléments de maillage sont repérés par les coordonnées $x_{i,j}$ et $y_{i,j}$. Lorsque la taille des éléments de maillage varie, le nœud intérieur n'est pas situé au centre géométrique, mais la position de la frontière entre deux éléments de maillage est au milieu entre les deux nœuds consécutifs. La vitesse moyenne au centre des mailles (i,j) et $(i,j+1)$ est respectivement

$$U_- = \frac{U_{i,j} + U_{i,j+1}}{2} \quad \text{et} \quad U_+ = \frac{U_{i+1,j} + U_{i+1,j+1}}{2} \quad (9)$$

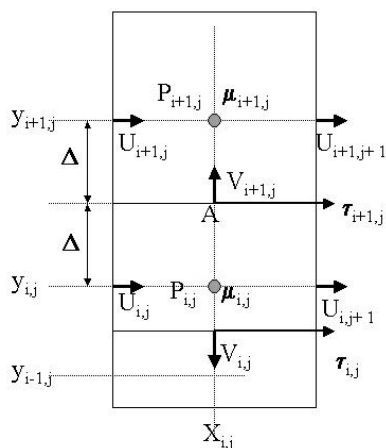


figure 5-14 : Détermination de la contrainte de cisaillement au point A en relation avec les quantités évaluées sur un élément de maillage.

On évalue la contrainte au point A, entre les mailles (i,j) et (i+1,j), qui doit être continue. Cela veut dire qu'il y a un gradient de vitesse différent au-dessus et au-dessous de A si la viscosité dynamique totale est différente dans les mailles (i,j) et (i,j+1). La continuité de la contrainte en A, qui conduit à introduire la vitesse U_m en A, s'écrit

$\mu_{i+1,j} \cdot 2(U_+ - U_m) / \Delta = \mu_{i,j} \cdot 2(U_m - U_-) / \Delta$. On en déduit la valeur de U_m

$$U_m = \frac{\mu_{i+1,j} U_+ + \mu_{i,j} U_-}{\mu_{i+1,j} + \mu_{i,j}}$$

La contrainte en A est alors

$$\tau_A = 2 \cdot \frac{\mu_{i+1,j} \cdot \mu_{i,j}}{\mu_{i,j} + \mu_{i+1,j}} \cdot \frac{(U_+ - U_-)}{\Delta} = \frac{\mu_{i+1,j} \cdot \mu_{i,j}}{\mu_{i+1,j} + \mu_{i,j}} \cdot \frac{(U_+ - U_-)}{(y_{i+1,j} - y_{i,j})} \quad (10)$$

Le calcul des contraintes en utilisant les résultats des simulations effectuées par AQUILON découle de la formulation VOF. C'est un calcul de post traitement des résultats, indépendant du calcul de l'écoulement lui-même. La procédure est similaire à celle employée par d'autres auteurs, comme par exemple M. Duval (2007) pour calculer la dissipation à partir de résultats de simulations DNS utilisant l'approche VOF. Pour le modèle RANS, les variations de la viscosité totale résultent à la fois des variations de la masse volumique à travers la fonction couleur, et des variations de la viscosité turbulente d'une maille à l'autre.

Nos simulations numériques imposent une variation discontinue de la masse volumique (eq. 29 chapitre 2). Les conséquences sont que l'on considère qu'une maille est remplie d'air si $C < 0.5$ ou d'eau si $C > 0.5$. Si les deux mailles schématisées sur la figure 5-14 sont dans l'eau ou dans l'air, la contrainte s'écrit donc, respectivement :

$$\tau_A = \rho_{eau} \frac{(v + v_{t,i,j})(v + v_{t,i+1,j})}{(v + v_{t,i,j}) + (v + v_{t,i+1,j})} \cdot \frac{(U_+ - U_-)}{(y_{i+1,j} - y_{i,j})} \quad (11)$$

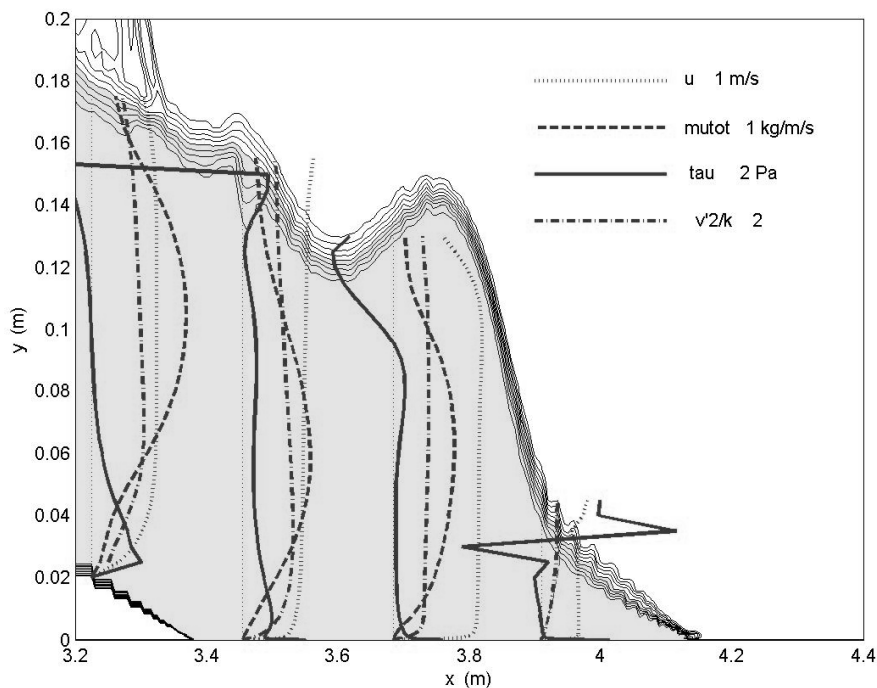
$$\tau_A = \rho_{air} \frac{(v + v_{t,i,j})(v + v_{t,i+1,j})}{(v + v_{t,i,j}) + (v + v_{t,i+1,j})} \cdot \frac{(U_+ - U_-)}{(y_{i+1,j} - y_{i,j})}$$

Si, en revanche, on a de l'air dans la maille du haut et de l'eau dans celle du bas, la contrainte devient :

$$\tau_A \approx \rho_{air} (v + v_{t,i+1,j}) \cdot \frac{(U_+ - U_-)}{(y_{i+1,j} - y_{i,j})} \quad (12)$$

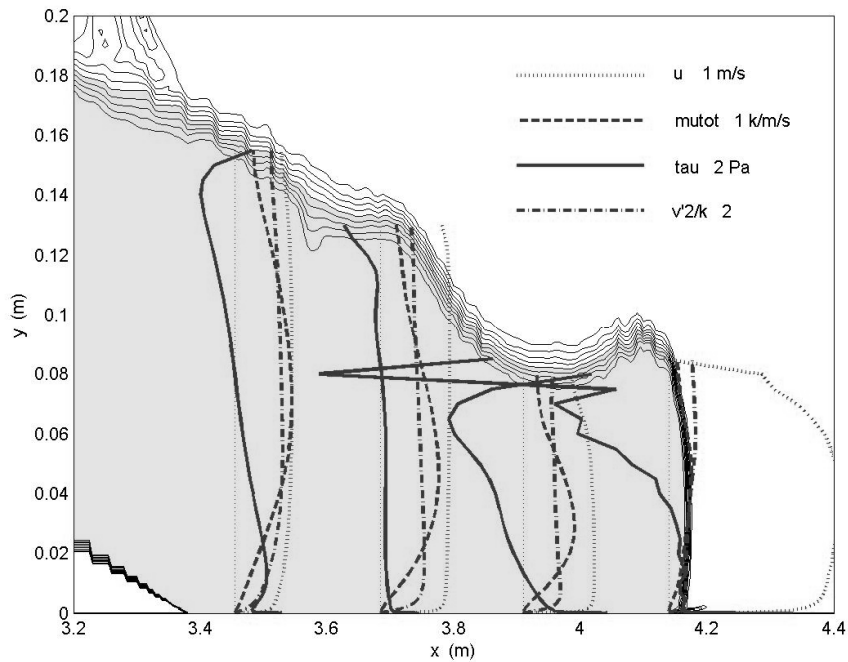
3.2. Evolution spatio-temporelle de la contrainte de cisaillement et des propriétés de la turbulence dans la couche d'eau

Pour les conditions expérimentales de Yeh *et al.* ($F_0=1.43$), on montre sur la figure 5-15 l'évolution temporelle à différents moments au cours du jet de rive. Les lignes isocontours de la fonction couleur au voisinage du jet de rive sont tracées. Nous utilisons le modèle AQUILON en fixant comme masse volumique du fluide dans un élément de maillage celle de l'eau si $C > 0,5$ et celle de l'air lorsque $C < 0,5$. Cette approximation est prise en compte sur les figures par le remplissage gris pour la zone eau et blanc pour la zone air.

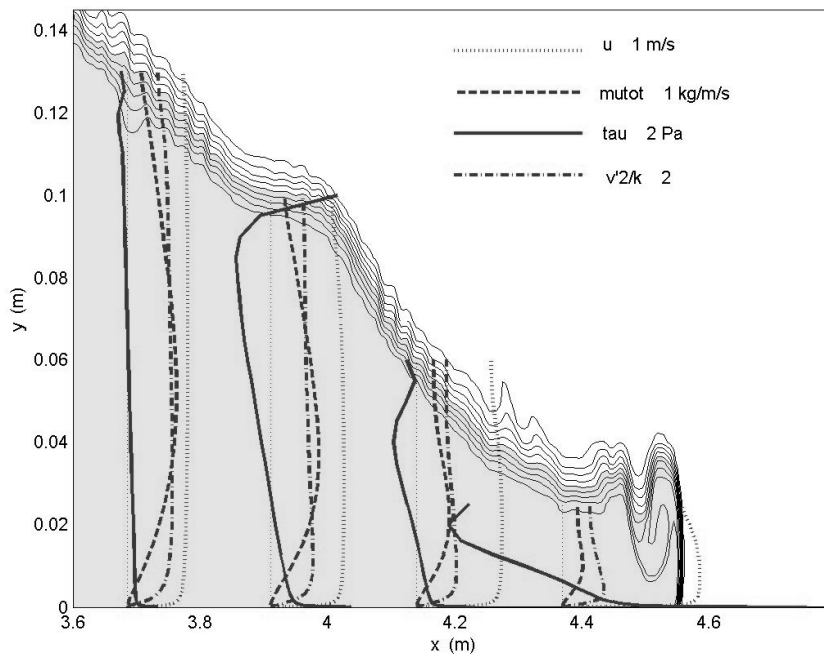


a. $t = -0,24 \text{ s}$, $t^* = -0,125$.

figure 5-15 : Ecoulement à différents moments dans le jet de rive. Carte des isocontours de la fonction couleur. La zone grise est le domaine où la densité est celle de l'eau et la zone blanche, celle de l'air. Profils de vitesse horizontale u (.....), isotropie de la turbulence $\overline{v'^2}/k$ (._._), viscosité dynamique totale (---) et contrainte horizontale (continu). Pour chaque quantité, les segments sur la figure indiquent l'échelle et, pour chaque profil, la valeur est prise à partir de la droite verticale en pointillés.

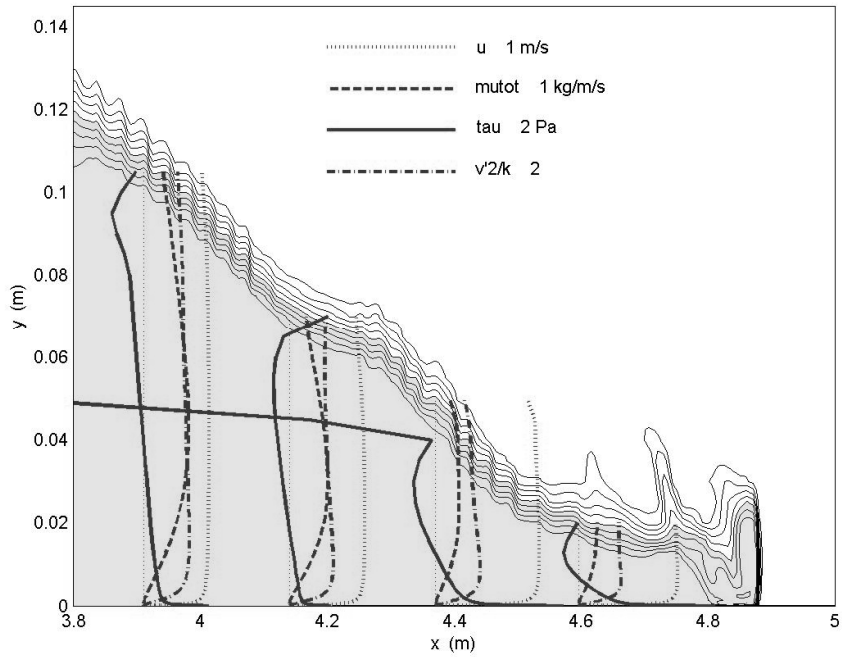


b. $t = 0 \text{ s}$, $t^* = 0$.

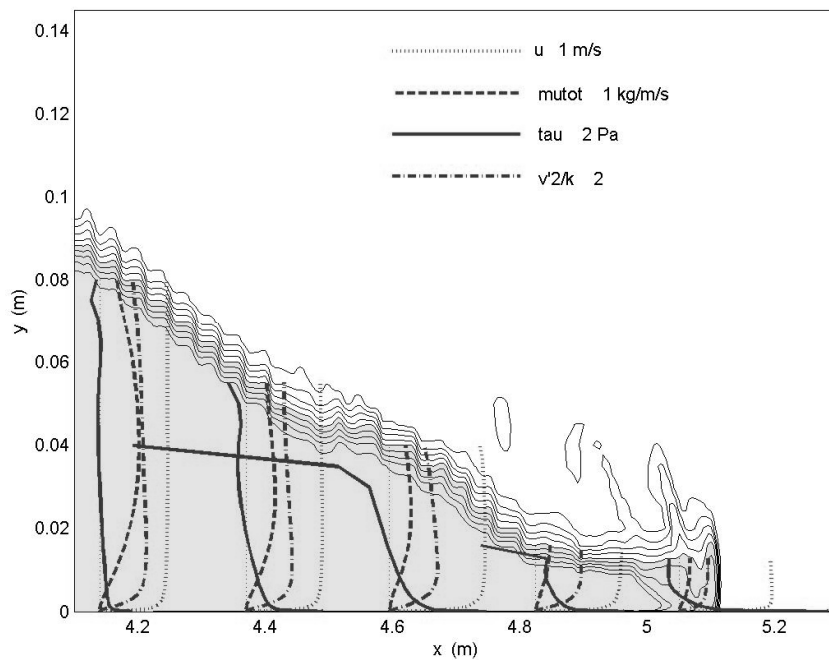


c. $t = 0,24 \text{ s}$, $t^* = 0,125$.

figure 5-15: Ecoulement à différents moments dans le jet de rive. Carte des isocontours de la fonction couleur. La zone grise est le domaine où la densité est celle de l'eau et la zone blanche, celle de l'air. Profils de vitesse horizontale u (.....), isotropie de la turbulence $\overline{v^2}/k$ (-.-), viscosité dynamique totale (---) et contrainte horizontale (continu). Pour chaque quantité, les segments sur la Figure indiquent l'échelle et, pour chaque profil, la valeur est prise à partir de la droite verticale en pointillés.

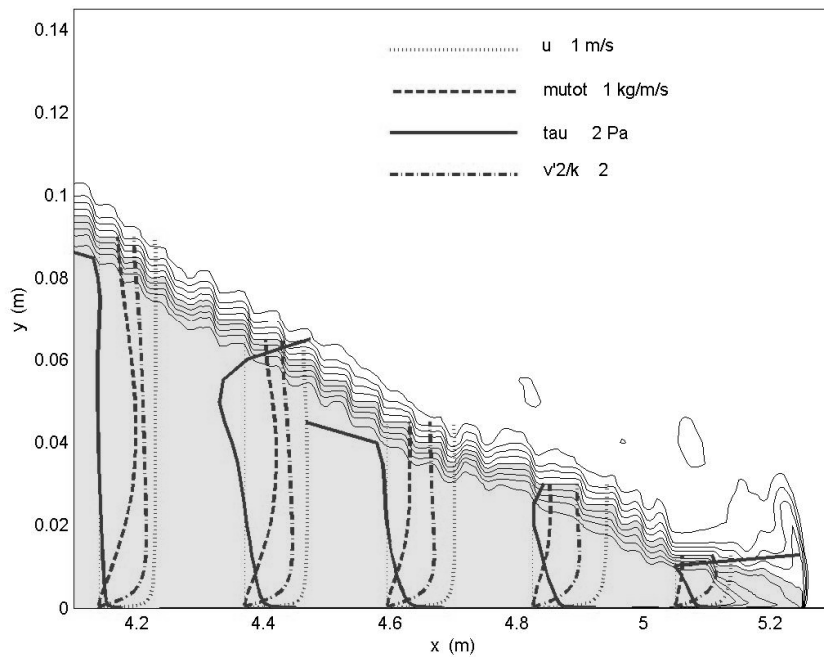


d. $t = 0,48 \text{ s}$, $t^* = 0,25$.

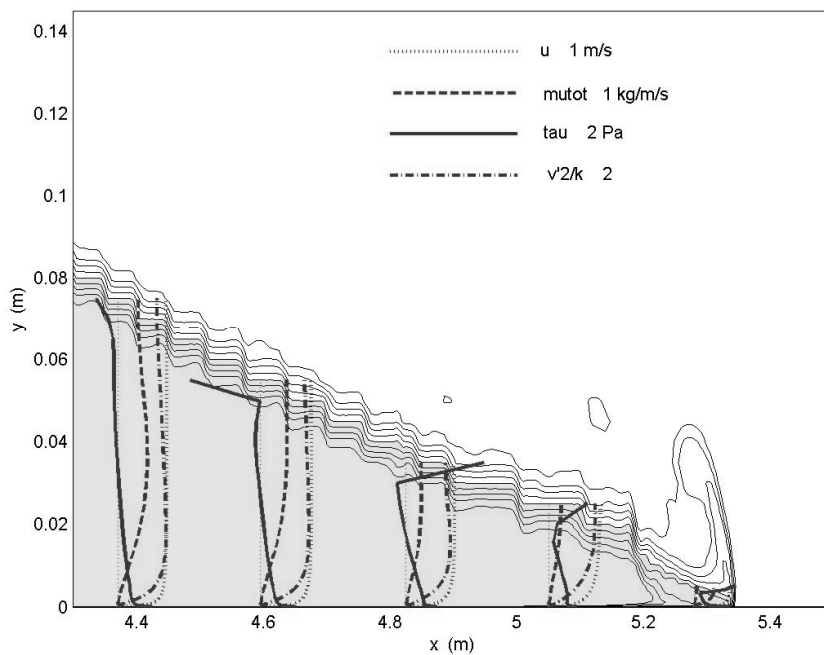


e. $t = 0,72 \text{ s}$, $t^* = 0,375$.

figure 5-15: Ecoulement à différents moments dans le jet de rive. Carte des isocontours de la fonction couleur. La zone grise est le domaine où la densité est celle de l'eau et la zone blanche, celle de l'air. Profils de vitesse horizontale u (.....), isotropie de la turbulence $\overline{v^2}/k$ (-.-), viscosité dynamique totale (---) et contrainte horizontale (continu). Pour chaque quantité, les segments sur la Figure indiquent l'échelle et, pour chaque profil, la valeur est prise à partir de la droite verticale en pointillés.



f. $t = 0,96 \text{ s}$, $t^* = 0,5$.



g. $t = 1,20 \text{ s}$, $t^* = 0,625$.

figure 5-15 : Ecoulement à différents moments dans le jet de rive. Carte des isocontours de la fonction couleur. La zone grise est le domaine où la densité est celle de l'eau et la zone blanche, celle de l'air. Profils de vitesse horizontale u (.....), isotropie de la turbulence $\overline{v'^2} / k$ (._.), viscosité dynamique totale (---) et contrainte horizontale (continu). Pour chaque quantité, les segments sur la Figure indiquent l'échelle et, pour chaque profil, la valeur est prise à partir de la droite verticale en pointillés.

Pour chaque temps, on a tracé sur la Figure V-15 plusieurs profils verticaux de la composante de vitesse $u(x,y)$ parallèle au fond, de la contrainte de cisaillement $\tau(x,y)$, de la viscosité totale $\rho(x,y)\left\{\nu + 0,09\overline{v'^2}T\right\}$ et du rapport d'anisotropie de la turbulence $\overline{v'^2}(x,y)/k(x,y)$. Nous analysons plus particulièrement la contrainte de cisaillement $\rho(x,y)\left\{\nu + 0,09\overline{v'^2}T\right\}\left\{\partial u/\partial y(x,y)\right\}$. Les profils présentés ont plusieurs caractéristiques qui méritent d'être soulignées :

- La contrainte calculée est maximale sur le fond ($y=0$) pour tous les profils tracés. Elle décroît rapidement dès que l'on s'éloigne du fond. L'épaisseur de la couche limite est faible, comme pour une couche limite sur une plaque plane qui commence à s'établir. L'effet est d'autant plus marqué que le temps est petit. On le comprend facilement, car on est alors très proche de la position de la surface libre au repos. Le fluide, qui était au repos, a été mis en mouvement brutalement et la contrainte est localisée près du fond.
- Un comportement compliqué de la contrainte est observé près de la surface libre, où l'on observe une contrainte négative. Les niveaux de contrainte observés près de la surface libre sont significatifs, puisque la contrainte négative près de la surface libre atteint dans certains cas -50% des valeurs obtenues sur le fond. On voit sur certains profils que le sens de la contrainte s'inverse lorsque l'on passe dans l'air. Néanmoins, notre estimation des contraintes est peu précise près de la surface libre, notamment du fait de l'approximation faite sur la masse volumique, qui considère que chaque maille ne contient que de l'eau ou de l'air. Sans s'attarder sur les valeurs de contraintes, l'effet d'inversion du sens de la contrainte pourrait être relié à la recirculation du bore près de la surface libre. En retenant cette interprétation, on comprend que l'effet s'estompe au fur et à mesure que le temps augmente.
- Concernant la turbulence, on observe que l'anisotropie de la turbulence, quantifiée par le rapport $\overline{v'^2}(x,y)/k(x,y)$ est confinée près du fond, comme on s'y attend physiquement. L'anisotropie augmente aussi au voisinage de la surface libre mais à un degré moindre. La turbulence, transportée et transmise dans la couche d'eau - et pas seulement dans la couche limite-, est présente dans toute la couche d'eau, comme le montrent les profils de la viscosité totale. L'évaluation de la contrainte de frottement dépend essentiellement du profil de vitesse moyenne. La première impression visuelle

qui ressort des figures est que la vitesse moyenne est quasi-uniforme dans la couche d'eau, excepté près du fond. Un examen plus attentif montre un faible gradient de vitesse négatif dans la partie supérieure de la couche d'eau. C'est ce gradient de vitesse qui explique la contrainte négative près de la surface libre, puisque le niveau de turbulence est significatif.

- Nous revenons dans le paragraphe suivant sur les valeurs de la contrainte de cisaillement mesurée sur le fond. Néanmoins, on observe déjà sur la figure 5-15 que la contrainte est maximale dans la zone proche du front du jet de rive. On constate aussi que les niveaux de contraintes décroissent quand le temps t augmente.

3.3. Estimation du coefficient de friction sur le fond

Toujours pour les conditions expérimentales de Yeh *et al.* ($F_0=1.43$), on superpose sur la figure 5-16, pour différentes valeurs du temps t , les variations de la contrainte de cisaillement exercée sur le fond par l'écoulement de jet de rive. Pour chaque temps, les positions du front et de la crête du jet de rive (déterminées à partir des interpolations polynomiales montrées sur la figure 5-4) sont indiquées à la base du graphique et les domaines hachurés indiquent l'espace entre le pied et la crête.

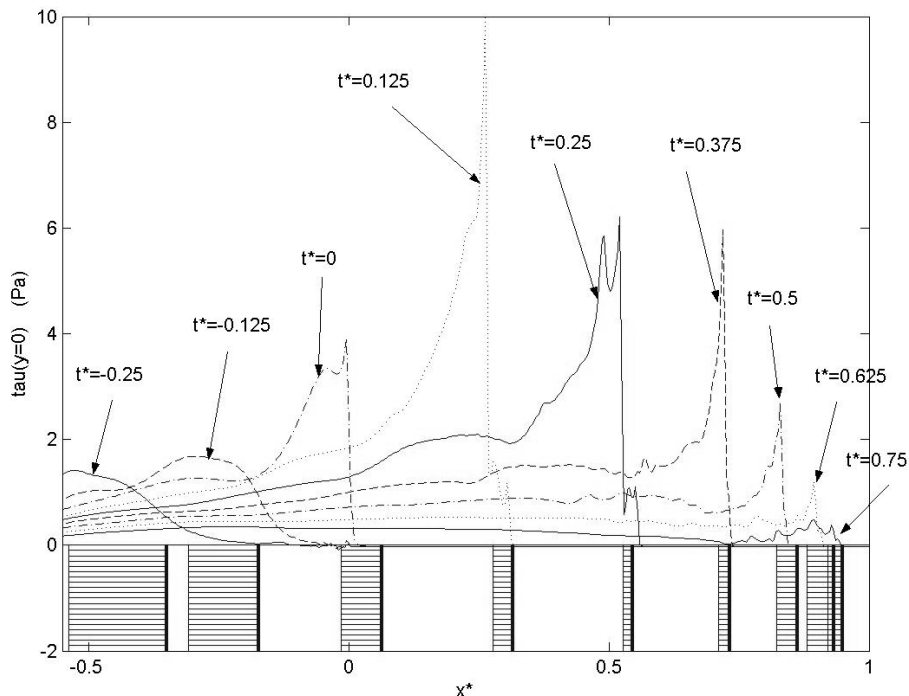


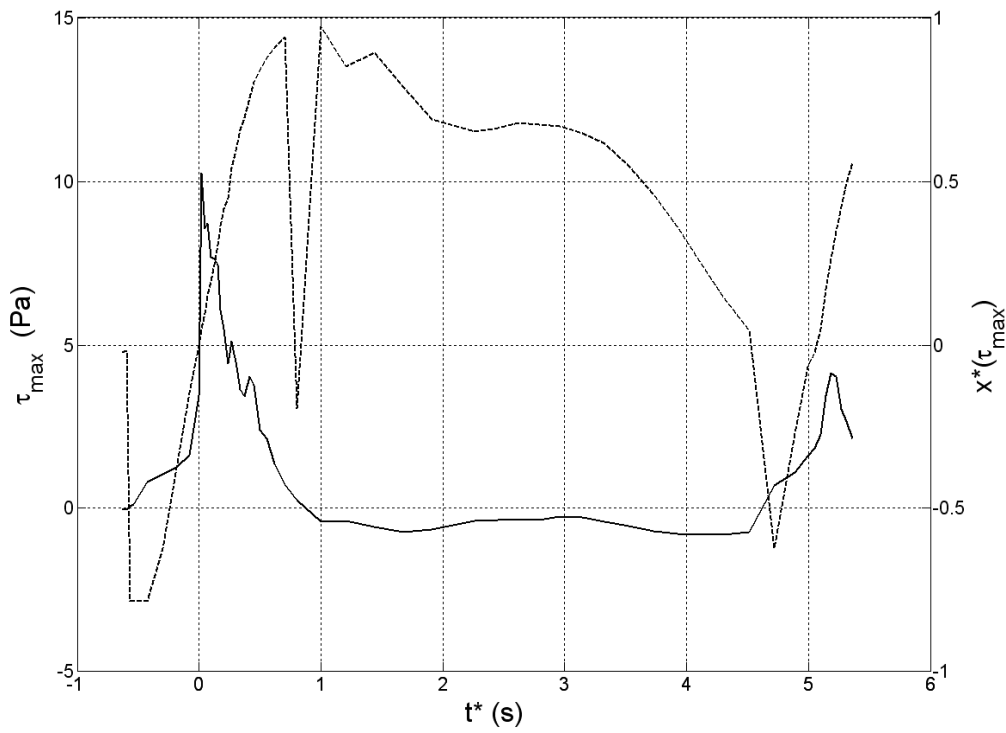
figure 5-16 : Variation spatiale de la contrainte de cisaillement exercée sur le fond par l'écoulement de jet rive pour différents instants. A la base du graphique, l'espace hachuré entre les traits verticaux gras et fin indique le domaine entre le pied et la crête du jet de rive. La distance $x^*=x/x_{max}$ est adimensionnée par l'avancée maximale du jet de rive sur la plage ($x_{max}=1.135$ m pour les conditions de l'expérience de Yeh *et al.*, avec $F_0=1,43$)

La figure 5-16 montre plusieurs propriétés significatives.

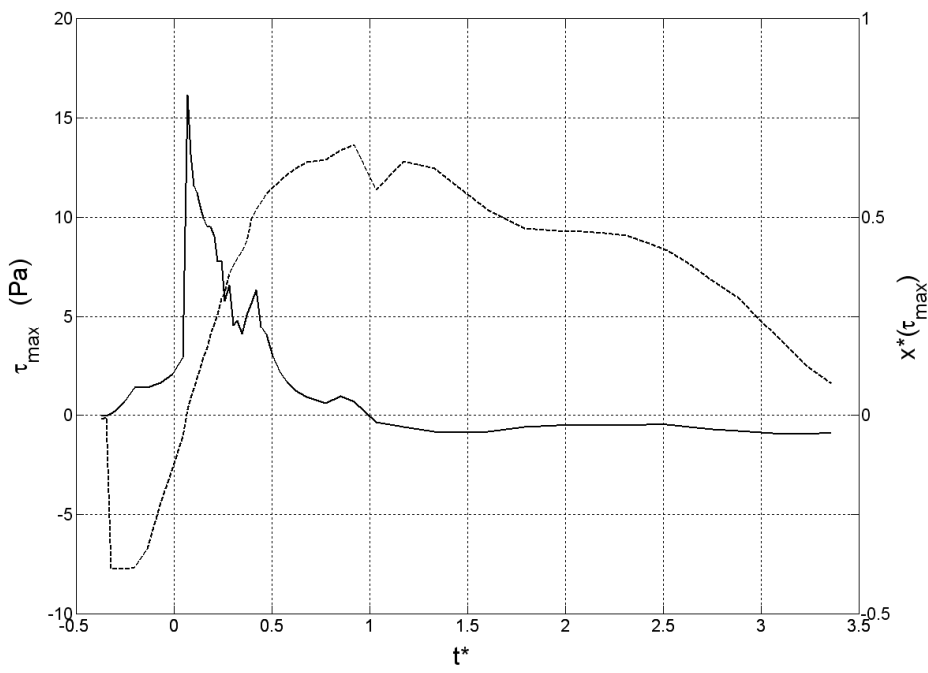
On observe tout d'abord une forte augmentation de la contrainte de cisaillement appliquée par l'écoulement sur le fond juste après que le mascaret ait atteint la position du rivage au repos. Le maximum n'est pas obtenu en $x = 0$, mais plus loin. Pour $t^* = 0,125$, le pied du jet de rive est en $x^* = 0,3$. Cette position correspond approximativement à la position $g.x.tg\beta/U_*^2 \approx 0.07$ caractéristique de la transition entre l'effondrement du mascaret et le début du jet de rive. Pour les temps ultérieurs, la contrainte maximale décroît assez rapidement.

Pour tous les temps considérés sur la figure 5-16, la contrainte maximale est obtenue au voisinage de la crête du jet de rive. Ce résultat précise ce que nous laissait déjà penser la figure 5-15. Les positions de la crête et du pied ne sont pas toujours déterminées très précisément, soit du fait des critères de détection de ces points (figure 5-3), soit du fait des interpolations polynomiales employées (figure 5-4), mais la figure 5-16 montre bien que les cisaillements maximaux sont atteints entre la tête et le pied de la lame d'eau. L'imprécision des résultats est plus significative lorsque le jet de rive s'approche de sa position ultime ($t^*=1$ et $x^*=1$), mais il ne se passe plus grand chose en terme de contrainte exercée par l'écoulement sur le fond.

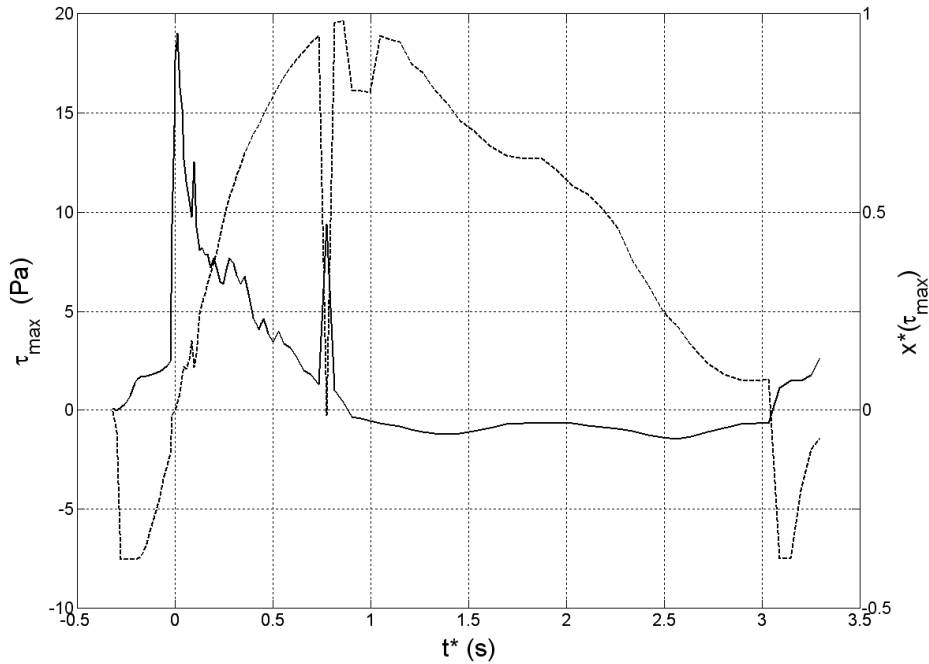
Pour trois valeurs du nombre de Froude, on a tracé sur la figure 5-17 l'évolution temporelle de la valeur maximale de la contrainte calculée à chaque instant sur le fond. La position où cette contrainte est obtenue est superposée sur le graphique. Pour les conditions correspondant à l'expérience de Yeh *et al.* (1989) ($F_0=1,43$), la valeur maximale de la contrainte de cisaillement obtenue est de 16 Pa. On observe que celle-ci augmente avec le nombre de Froude F_0 représentatif des conditions de simulation. Pour les trois cas de simulés, la valeur maximale de la contrainte est obtenue au voisinage de la transition entre l'effondrement du mascaret et le début de l'écoulement du jet de rive.



$F_0=1,31$



$F_0=1,43$



$$F_0=1,57$$

figure 5-17 : Evolution temporelle de la contrainte maximale τ_{\max} (—) appliquée sur le fond par l'écoulement et de la position $x^*=x/x_{\max}$ (.....) où cette dernière est obtenue.

La valeur maximale de la contrainte peut être comparée avec la valeur de la contrainte de cisaillement nécessaire pour équilibrer le gradient de pression dans l'écoulement de run-up. En notant $\tau(z)$, la contrainte de cisaillement exercée par le fond sur le fluide ($z = 0$ est au pied du jet de rive), l'équilibre entre celle-ci et le champ de pression :

$$\rho g \frac{h^2(z)}{2} + \int_z^0 \tau(z).dz = 0 \quad (14)$$

conduit à

$$\tau(z) = \rho g h(z) \frac{dh(z)}{dz} \quad (15)$$

La figure 5-18 représente le domaine considéré et explicite les notations. En admettant que la forme de la surface libre est de la forme $h(z) = -h_{\infty}.th(az)$, le profil de la contrainte de cisaillement est :

$$\tau(z) = \rho g h_{\infty}^2 . a . \frac{sh(az)}{ch^3(az)} \quad (16)$$

Le maximum, qui est atteint pour $sh^2(az) = 1/2$, vaut $\tau_{\max} = \rho g h_{\infty}^2 . a . 2/3^{3/2}$. Pour les conditions de la figure 5-15c ($t^*=0,125$), $h_{\infty} \approx 3cm$ et $ah_{\infty} \approx 1$, ce qui correspond à une

contrainte maximale d'une centaine de Pa. La contrainte maximale calculée par le modèle numérique est de cinq à dix fois inférieure à cette évaluation théorique. Les profils verticaux de contraintes présentés sur la figure 5-15 expliquent qu'il en soit ainsi. La contrainte de cisaillement est localisée dans la couche limite sur le fond de sorte qu'elle n'équilibre le gradient de pression que pour une couche d'eau sur le fond d'épaisseur bien inférieure à l'épaisseur totale du jet de rive.

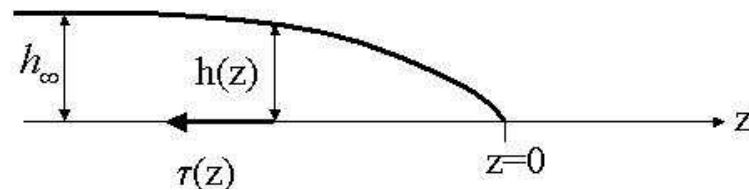


figure 5-18 : Schématisation de la lame de run-up et notations.

On examine plus en détail la couche limite sur le fond avec la figure 5-19, sur laquelle on a tracé les profils verticaux de la contrainte de cisaillement, à différentes positions correspondant aux tracés de la figure 5-15 et pour différents temps. Du fait de l'avancée du jet de rive, les profils sont d'autant moins nombreux que la position x^* est plus éloignée, puisque pour les premiers temps considérés le pied du jet de rive n'a pas encore atteint cette position. Pour chaque profil, la contrainte de cisaillement $\tau(z, t)$ est adimensionnée par la contrainte sur le fond $\tau(z = 0, t)$, et par conséquent la figure 5-19 ne rend pas compte de l'amplitude des variations de la contrainte sur le fond qui apparaissait sur les figures précédentes. En revanche, cette représentation laisse apparaître l'épaississement de la couche limite avec le temps. Il est étonnant qu'il soit moins marqué pour les valeurs de $x^* < 0$ que pour les valeurs $x^* > 0,5$.

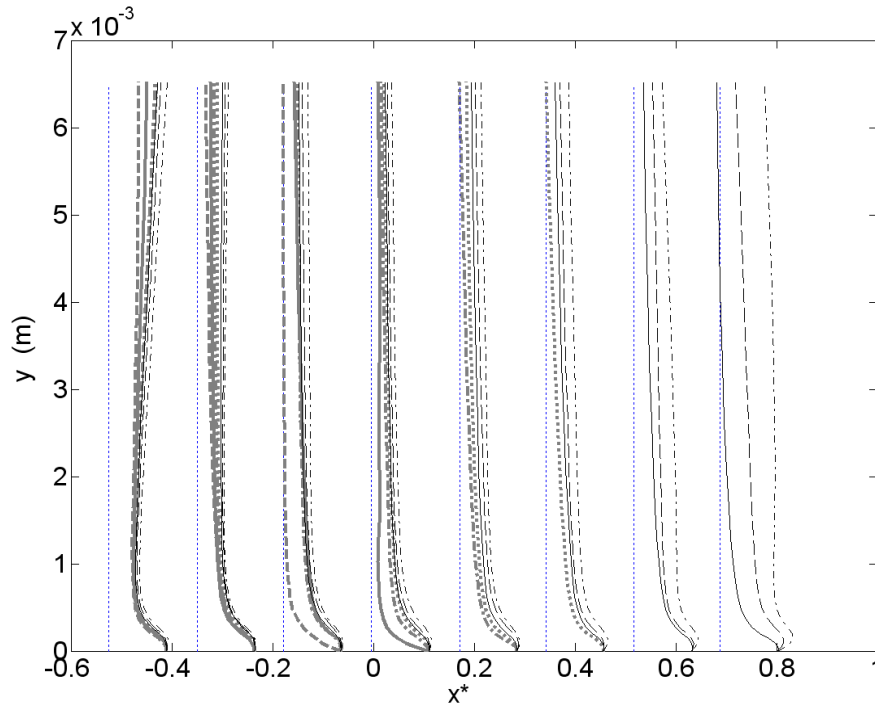


figure 5-19 : Variations verticales de la contrainte de cisaillement $\tau(z)/\tau(z=0)$ dans le jet de rive en différentes positions du jet de rive et pour différents temps. Couleur bleue : — — — , $t^*=-0.125$; ——— , $t^*=0$; - . - . - . , $t^*=0.125$;, $t^*=-0.25$. Couleur rouge : ——— , $t^*=0.375$; - - - - , $t^*=0.5$; - . - . - . , $t^*=0.625$.

La figure 5-17 montre l'évolution de la contrainte maximale calculée sur le fond par le modèle aussi bien durant la phase de run-up ($0 < t^* < 1$) que pendant la phase de run-down ($t^* > 1$). La dissymétrie entre l'écoulement de run-up et celui de run-down, que nous avons déjà indiquée avec la figure 5-12, a un effet très important si l'on considère les contraintes de frottement appliquée par l'écoulement sur le fond. On observe que les contraintes de frottement sont considérablement plus faibles durant la phase de run-down.

On a représenté sur les figure 5-20 à figure 5-22, pour les trois valeurs du nombre de Froude F_0 , l'évolution avec le temps des variations du coefficient de frottement

$$f(t, x_*) = \frac{2 \cdot \tau(t, x_*)}{\rho u^2(x_*, t)},$$

estimé en utilisant la vitesse moyenne dans la couche d'eau à l'instant t et à la position x_* . Le calcul de coefficient de frottement permet de comparer nos résultats avec des études expérimentales qui ont estimé ce coefficient de frottement, soit en analysant des mesures de vitesse, soit en effectuant une mesure directe de la contrainte par un capteur de cisaillement (Alsina, Barnes et Baldock, 2008). Les valeurs indiquées sont comprises entre 0.002 et 0.054 pour le run-up et entre 0.001 à 0.038 pour le run-down.

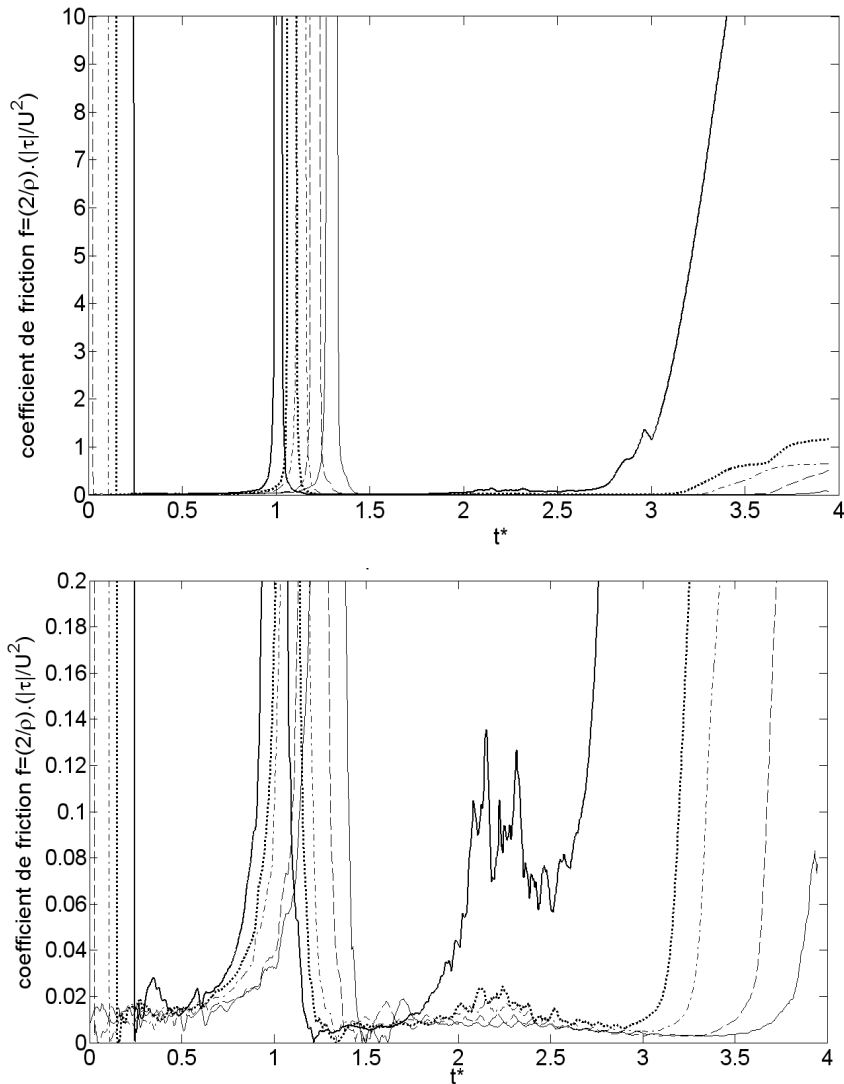


figure 5-20 : Evolution temporelle du coefficient de friction f sur le fond pour $F_0=1,43$ (Yeh et al.). (—, $x^* = -0.155$; ----, $x^* = 0.112$; -.-, $x^* = 0.38$;; $x^* = 0.647$; —, $x^* = 0.914$).

Le tracé de l'évolution temporelle du coefficient de frottement présenté sur les figure 5-20 à figure 5-22 a l'inconvénient de diverger pour les temps voisins de $t^* = 1$ (puisque la vitesse moyenne s'annule) et pour les temps importants ($t^* > 2,5$) correspondant à la fin de l'écoulement de run-down. Ceci nous conduit à imposer une échelle relativement petite pour les ordonnées, de manière à pouvoir lire sur les figures les valeurs du coefficient de frottement pendant les phases de run-up et de run-down (figure 5-20, un tracé du même graphique avec deux échelles différentes est montré, correspondant à un nombre de Froude $F_0=1,43$). Lors du run-up, le coefficient de friction f atteint des valeurs de l'ordre de 0.01. Cette valeur correspond aux ordres de grandeurs généralement trouvés lors d'études expérimentales et numériques en zone de swash. On constate que le coefficient de frottement varie de façon limitée dans le temps pour $0,1 < t^* < 0,7$. La comparaison des figure 5-20 à figure 5-22 pour

les différents nombre de Froude F_0 indique une légère diminution de la valeur de f au fur et à mesure que F_0 augmente. Quand on s'intéresse à ce qui se passe lorsque f est quasi-constant (donc durant la première moitié du run-up), on note que l'on passe de $f = 0.02$ pour $F_0=1.31$ à $f = 0.01$ pour $F_0=1.59$ en passant par $f = 0.017$ pour $F_0=1.43$. On rajoutera néanmoins une disparité assez forte du comportement de f entre le haut de plage et la zone proche du trait de côte initial. Dans cette dernière zone, f est presque constant et ne varie qu'au moment de l'inversion du flux. En partie supérieure de la plage, il est plus délicat de considérer f comme étant constant.

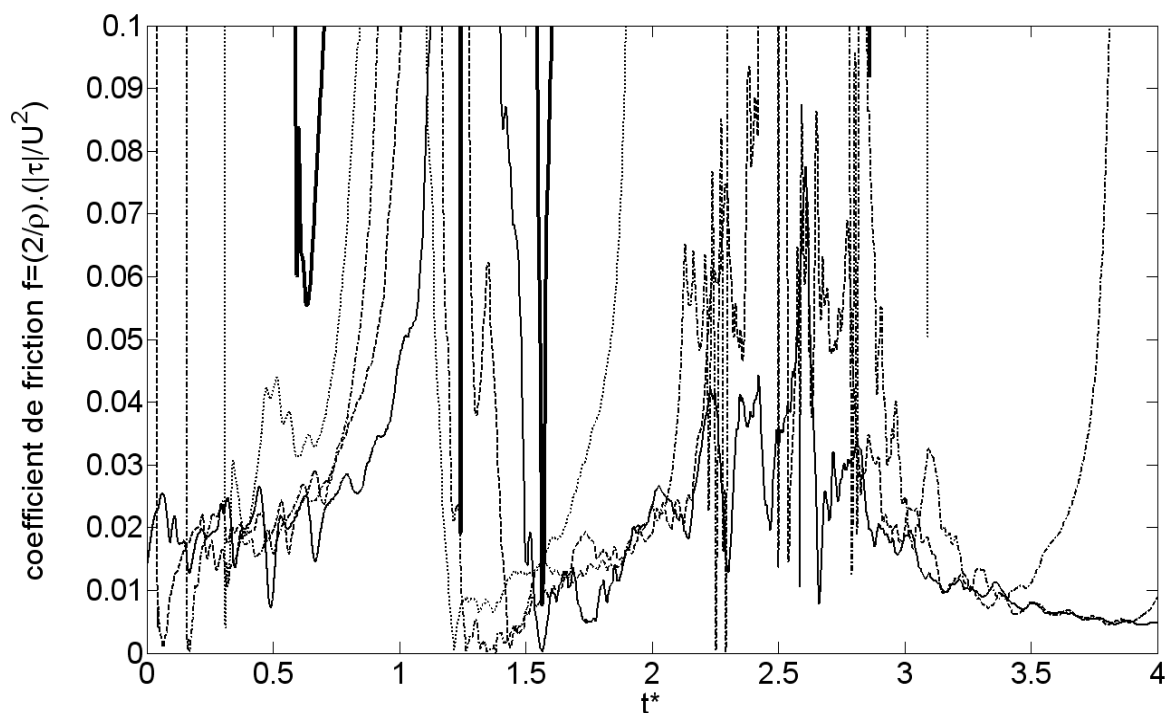


figure 5-21 : Evolution temporelle du coefficient de friction f sur le fond pour $F_0=1,31$.
 (—, $x^* = -0.155$; ---, $x^* = 0.112$; - · -, $x^* = 0.38$; ·····, $x^* = 0.647$; ———, $x^* = 0.914$).

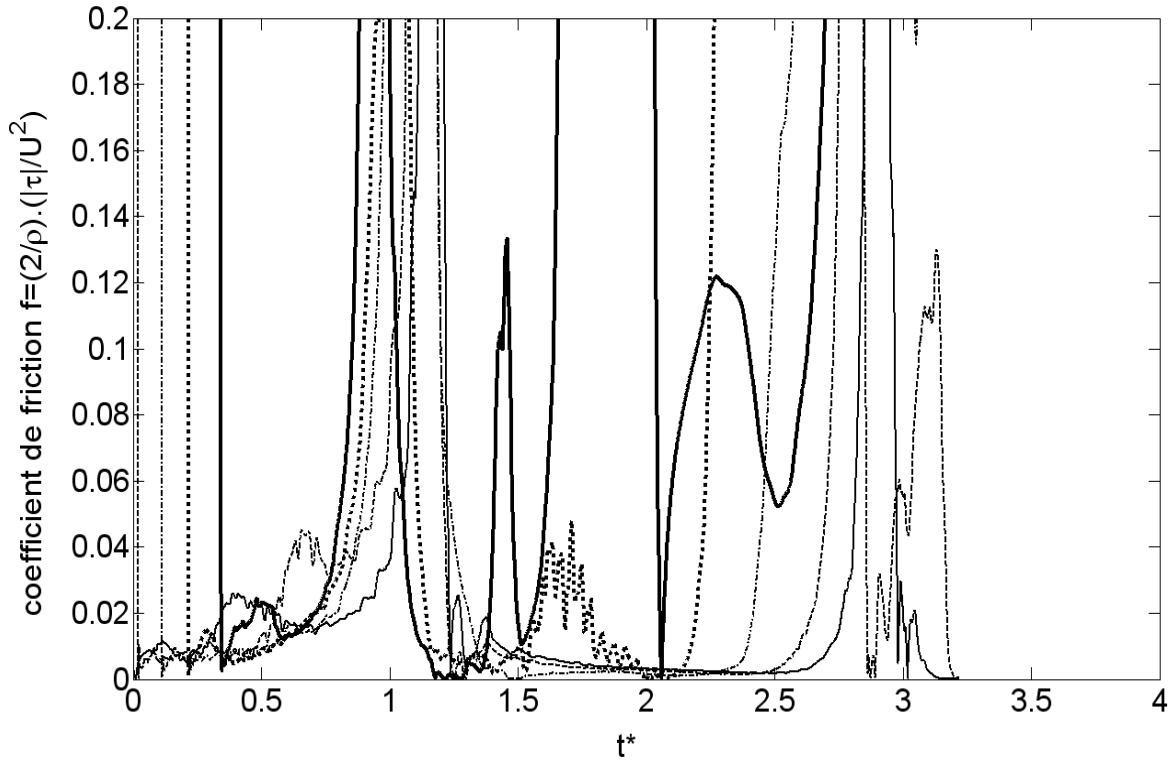


figure 5-22 : Evolution temporelle du coefficient de friction f sur le fond pour $F_0=1,59$.
 (—, $x^* = -0.155$; ---, $x^* = 0.112$; -.-, $x^* = 0.38$; , $x^* = 0.647$; — — —, $x^* = 0.914$).

4. Conclusion

On s'est attaché dans ce dernier chapitre à analyser sur le plan physique les résultats du modèle AQUILON pour l'écoulement du mascaret et du jet de rive. Les aspects plus strictement numériques ont été discutés dans les chapitres précédents. Etant donné que nous disposons des résultats expérimentaux de Yeh *et al.* (1989), les résultats numériques présentés concernent essentiellement les conditions caractérisées par le nombre de Froude $F_0=1,43$, mais le chapitre présente aussi quelques résultats pour les nombres de Froude tels que $F_0=1,31$ et $F_0=1,53$.

Nous avons dans un premier temps analysé la transition entre l'effondrement du mascaret sur la plage et le jet de rive. C'est un point sur lequel la littérature est peu précise, du moins pour ce qui concerne les études expérimentales et numériques de ce type d'écoulement. Les travaux analytiques de Whitham (1958) montraient que l'écoulement s'effondrait à la position du rivage au repos ($x=0$), cet effondrement signifiant que l'épaisseur de la couche d'eau tombait à zéro en ce point, mais qu'il subsistait une vitesse finie (notée U_*) qui initiait le jet de rive en quantifiant son énergie. Les expériences de Yeh *et al.* (1989) montraient déjà clairement que

la réalité était différente. En $x=0$, l'épaisseur de la couche d'eau reste significative. Dans l'analyse de leurs simulations de ce même écoulement, Zhang et Liu (2008) distinguent l'effondrement (collapse) du jet rive (run-up) mais restent très évasifs sur la transition entre les phénomènes. Notre analyse montre que la structure de l'écoulement se modifie à une position plus lointaine sur le rivage ($g.x_r.tg\beta/U_*^2 = 0.07$), position que nous proposons pour caractériser la transition entre le processus d'effondrement sur le rivage et le jet de rive. La formulation de ce critère, qui fait intervenir la vitesse U_* issue de la théorie de Whitham, n'est pas entièrement satisfaisante. Nous sommes restés dans ce cadre pour permettre la comparaison avec les autres études et parce que cette vitesse est caractéristique de l'énergie de l'écoulement incident, mais on ne peut pas attribuer à cette quantité la signification physique locale qu'elle prend dans le cadre de la théorie de Whitham (1958) et pour le modèle de jet de rive de Shen et Meyer (1963). Bien que les résultats présentés dans ce chapitre concernent essentiellement le cas $F_\theta=1,43$, il est intéressant de constater que la transition entre l'effondrement et le jet de rive est la même pour les trois nombres de Froude considérés (figure 5-9).

Les chapitres précédents indiquaient déjà la capacité du modèle Navier Stokes VOF AQUILON à simuler l'écoulement du mascaret et du jet de rive. Les vitesses de déplacement et la longueur de remontée du jet de rive sont correctement simulées par le modèle. On va plus loin avec les résultats présentés dans ce chapitre. L'analyse des contraintes de cisaillement dans le jet de rive (paragraphe 3 de ce chapitre) montre que la contrainte de cisaillement est localisée dans une fine couche d'eau sur le fond qui ne se développe que faiblement du fait de la brièveté de l'écoulement. On aboutit à des évaluations des contraintes de frottement exercées sur le fond qui semblent cohérentes, en termes d'ordres de grandeur et de répartition spatiale. On relève que le frottement, à la transition entre l'effondrement et le jet de rive, augmente fortement, pour diminuer ensuite assez rapidement. A tout moment, les frottements maximaux sont obtenus entre le pied et la tête de la lame d'eau, ce qui est conforme au résultat physique attendu. Le modèle numérique nous permet d'en obtenir une évaluation.

Le fait que la contrainte de cisaillement reste localisée au voisinage du fond est un résultat important, car il explique bien deux caractéristiques, l'une liée à la dynamique du jet de rive, l'autre à sa simulation.

La localisation de la contrainte de frottement près du fond fait que la dynamique du jet de rive est essentiellement inertielle. Ceci valide donc le concept utilisé par Shen et Meyer (1963) pour dire que la hauteur de remontée du jet de rive est simplement déterminée par la conversion d'énergie cinétique en énergie potentielle. C'est bien ce que nous vérifions aussi mais nous montrons dans le paragraphe 2.3 que cette conservation d'énergie doit prendre en compte à la fois l'énergie cinétique à la transition, et son énergie potentielle puisque l'épaisseur de la couche d'eau est non nulle.

Sur le plan numérique, nous constatons dans le chapitre IV que la turbulence n'avait guère d'effet sur la simulation du jet de rive, tant que l'on se limitait à analyser les vitesses de déplacement et la hauteur de remontée. La localisation de la contrainte de cisaillement près du fond est cohérente avec cette constatation puisque ce sont les particules près de la surface libre qui remontent le plus haut. En revanche, la modélisation de la turbulence a un effet direct sur la modélisation du frottement appliqué par l'écoulement sur le fond.

CONCLUSION GENERALE

Cette étude était consacrée à la simulation numérique d'un jet de rive, effectuée à l'aide du modèle de type Volume Of Fluid, AQUILON. Il a été choisi de simuler la configuration des expériences de Yeh *et al.* (1989) qui, bien que déjà relativement anciennes, sont prises comme référence sur le sujet et sont quelque peu incontournables. Dans ce dispositif, l'écoulement arrivant sur le rivage n'est pas une vague de mer, mais la vague résultant d'une condition initiale de type "rupture de barrage". Sur le plan de la mise en œuvre numérique, c'est une configuration relativement plus simple dans la mesure où elle n'impose pas de spécifier une onde entrant dans le domaine.

La publication de Yeh *et al.* (1989) est étroitement liée à des développements théoriques anciens, concernant les ressauts hydrauliques et leur propagation sur un plan incliné, la condition aux limites lorsque le ressaut arrive à la position du rivage au repos, et la dynamique du jet de rive lui-même sur la plage. La vitesse de référence U_* utilisée par ces auteurs pour présenter leurs résultats, qui est celle de l'écoulement lorsque la vague arrive à la position du rivage au repos, est issue de la théorie basée sur les équations de Saint-Venant. Cette théorie conduit à prédire que le ressaut hydraulique s'effondre lorsqu'il arrive sur le rivage, c'est-à-dire que son épaisseur tend vers zéro alors que sa vitesse tend vers la valeur finie non nulle U_* . C'est cette même vitesse qui est utilisée par Shen et Meyer (1963) pour exprimer la condition initiale du jet de rive dont ils décrivent la dynamique. Ceci nous a conduits à inclure dans notre étude des éléments théoriques importants dans les chapitres 3 et 4. Ils ne sont pas nouveaux, mais nous avons jugé leur rappel nécessaire pour permettre une interprétation et une analyse critique des observations expérimentales et des résultats de simulation par rapport à ces théories, et ainsi pouvoir en tirer des conclusions physiques.

Ces considérations nous ont amenés à préciser la notion d'effondrement du mascaret lorsque celui-ci arrive sur le rivage. Comme les expériences de Yeh *et al.* le montraient déjà, bien que ces auteurs ne l'aient pas particulièrement mis en avant, l'épaisseur de la couche d'eau reste significative lorsque le mascaret touche la rive, en contradiction avec la théorie de Whitham. Nous avons examiné en détail dans le chapitre V la notion d'effondrement lorsque le mascaret arrive sur le rivage, pour mettre en évidence une position x_t sur la plage, telle que $g \cdot x_t \cdot tg\beta / u_*^2 = 0.07$, caractéristique d'un changement de nature de l'écoulement. Pour $x < x_t$,

on assiste au processus d'effondrement du mascaret avec une décroissance rapide de l'épaisseur de la couche d'eau. L'intervalle $x_b < x < x_{max}$ correspond à l'écoulement de jet de rive, avec une épaisseur de la couche d'eau qui décroît plus lentement. L'énergie de l'écoulement initiant le jet de rive est donnée par la vitesse de l'écoulement en ce point de transition ainsi que par l'épaisseur de la couche d'eau, et non pas par la seule vitesse U_* obtenue par Whitham.

Notre travail montre la bonne capacité d'un modèle VOF à décrire l'effondrement d'un mascaret sur une plage et le jet de rive, confirmant les résultats de simulations publiés récemment par Zhang et Liu (2008) réalisées également avec un modèle VOF pour la configuration des expériences de Yeh *et al.* (2009). Nous pensons être allés plus loin que Zhang et Liu pour ce qui est de l'interprétation physique des résultats, mais les données expérimentales des expériences de Yeh *et al.* sont trop réduites pour aller bien loin dans la validation des modèles numériques. L'allure générale de l'évolution temporelle de la surface libre et les vitesses de déplacement de la tête du jet de rive nous ont permis de valider de façon globale la dynamique de l'écoulement, calculée par les simulations, par rapport aux expériences. Il sera nécessaire de considérer d'autres configurations expérimentales et des résultats expérimentaux incluant des champs de vitesses de l'écoulement, comme celle de O'Donoghue *et al.* (2006) pour progresser.

Un résultat important de notre travail (Chapitre 4) est la constatation que la dynamique générale de l'écoulement du mascaret et du jet de rive, sur la courte durée qui couvre son effondrement et la remontée du jet de rive, ne dépend guère de la modélisation de la turbulence. La hauteur de remontée du jet de rive et l'évolution temporelle du profil de la surface libre ne sont pas modifiées, que l'on prenne ou non en compte l'influence de la turbulence. Le résultat apparaît physiquement pertinent. Nos simulations numériques montrent que la contrainte de cisaillement est confinée sur le fond. Compte-tenu de sa faible durée, la dynamique du jet de rive est principalement inertielle. La hauteur de remontée du jet de rive est fixée par la conversion d'énergie cinétique et potentielle en seule énergie potentielle, comme le conçoit le modèle de jet de rive de Sheng et Meyer (1963). C'est la condition initiale issue de la solution de Whitham qui est contestable dans le modèle de Sheng et Meyer.

L'étude concernant le jet de rive est essentiellement intéressante par ses conséquences pour le transport sédimentaire. Une partie importante des résultats présentés dans le chapitre 5

concerne le calcul de la contrainte de frottement exercée sur le fond par l'écoulement. A la différence des caractéristiques générales de l'écoulement, le frottement dépend du niveau de turbulence. Nos simulations retrouvent des comportements généraux de la contrainte de frottement mesurée expérimentalement en zone de swash par Alsina, Barnes et Baldock (2008). En particulier, on observe que la contrainte maximale est située au début du jet de rive, près de la transition entre l'effondrement et l'initialisation du jet de rive et que cette quantité décroît rapidement. La comparaison n'est que qualitative, mais la modélisation VOF semble montrer sa capacité à simuler l'interaction entre l'écoulement et le fond. La poursuite de travaux dans ce domaine nécessitera de considérer de nouvelles situations expérimentales documentées sur ce point pour permettre une comparaison quantitative de résultats de simulations.

Références

Abadie, S. 1998 « Modélisation numérique des équations de Navier-Stokes avec un suivi d'interface VOF du déferlement plongeant » Thèse de doctorat de Mécanique. Université de Bordeaux I.

Baldock, T.E., Holmes P., and Horn D.P., 1997, Low frequency swash motion induced by wave grouping, *Coastal Engineering*, 32 (2-3), 197-222.

Baldock, T. E., Hughes, M. G., Day, K., Louys, J. 2005, Swash overtopping and sediment overwash on a truncated beach. *Coastal Engineering* 52(7): 633-645.

Barnes M.P., Baldock T.E., 2006, Bed shear stress measurements in dam break and swash flows, *Proceedings of International Conference on Civil and Environmental Engineering*, Hiroshima University, Japan (2006) September 28–29, 2006.

Battjes, J.A., 1974, Surf similarity, *Proceedings of 14th Coastal Engineering Conference*, Copenhagen, Denmark, American Society of Civil Engineers, New York, pp.466-480.

BREIL, J. (2001). "Modélisation du remplissage en propergol de moteur à propulsion solide." PhD thesis

Carrier, G.F., Geenspan, H.P., 1958, Water waves of finite amplitude on a sloping beach. *J. Fluid. Mech.* 4, 97-109.

Chanson H., 1995. Ressaut hydraulique ondulé : mythes et réalités *La Houille Blanche*, n°7, 54-65.

Chanson, H., 2005, Mascaret, Aegir, Pororoqa, Tidal Bore. Quid ? Où ? Quand ? Comment ? Pourquoi ?, *La Houille Blanche*, n°3.

Chaudhry, M.H., 1993. *Open-channel flow*. Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey.

De Wall, J.P., Van der Meer, J.W., 1992. Wave run-up on coastal structures. *Proc. Coast. Sediments'87*, ASCE, 1-24.

- Durbin, P.A., 1991, Near-wall turbulence closure modeling without ‘damping functions’, *Theoret. Comput. Fluid Dynamics* 3, 1-13,
- Favre, H, 1935, Étude théorique et expérimentale des ondes de translation dans les canaux découverts,
- Fortin, M., 1982, "Methodes de lagrangien augmenté. Application à la résolution numérique de problèmes aux limites." Ed. Bordas
- Glockner, S. (2000). "Contribution à la modélisation de la pollution atmosphérique dans les villes." PhD dissertation
- Guard, P., Balbock, T.E., 2007, The influence of seaward boundary conditions on swash zone hydrodynamics. *Coastal Engineering*, Volume 54, Issue 4, April 2007, Pages 321-331
- Guza, R.T., Thornton, E.B., 1982, Swash oscillations on a natural beach, *Journal of Geophysical Research*, 87 (C1), 483-491.
- Hirt, C.W., Nichols, B.D., 1981, Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries, *Journal of Computational Physics* 39, p. 201
- Ho and Meyer, 1962 D.V. Ho and R.E. Meyer, Climb of a bore on a beach, *J. Fluid Mech.* **14** (1962), pp. 305–318
- Kobayashi, N., Wurjanto, A., 1992. Irregular wave setup and run-up on beaches. *J. Waterw. Port, Coast. And Ocean Eng. ASCE*, 11_(4), 368-386.
- Kobayashi, N., Karjadi, E. A., 1994, Surf-similarity parameter for breaking solitary-wave runup, *Journal of waterway, port, coastal, and ocean engineering*, vol. 120, n°6, pp. 645-650.
- Kobayashi, N., 1999, Wave run-up and overtopping on beaches and coastal structures. *Advances in Coastal and Ocean Engineering*.
- Lin, P., Liu, P.L.F., 1998, Numerical study of breaking waves in the surf zone. *J. Fluid. Mech.* 359, 239-264.

- Lin, P., Chang, K.A., Liu, P.L.F., 1999. Run-up and rundown of solitary waves on sloping beaches. *J. Waterw., Port, Coast. Ocean Eng.* 125(5), 247-255.
- Longuet-Higgins, M.S., Stewart, R.W., 1962, Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to 'surf-beats', *J. Fluid Mech.* 13, pp. 481–504
- Lubin, P. (2004). "Simulation des Grandes Échelles appliquée au déferlement plongeant des vagues." Thèse
- Madsen, P.A., Svendsen, I.A., 1983, Turbulent bores and hydraulic jumps. *Journal of Fluid Mechanics*, 129, pp. 1-25.
- Mase, H., 1995, Frequency down-shift of swash oscillations compared to incident waves, *Journal of Hydraulic Research*, 33 (3), 397-411.
- O'Donoghue T., Hondebrink L. J., Pokrajac D., 2006. Bore-Driven Swash on Beaches: Numerical Modeling and Large-Scale Laboratory Experiments, *Proc. 30th ICCE*, 1, 922-933
- Packwood, A.R., 1980. Surf and run-up on beaches. PhD Thesis, School of Mathematics, Univ. of Bristol, U.K.
- Peregrine, D. H., 1966, Calculations of the development of an undular bore, *Journal of Fluid Mechanics*, 25:2 : 321-330
- Peregrine, D.H., Svendsen, L.A., 1978, Spilling breakers, bores and hydraulic jumps, *Proc. 16th Inter. Conf. Coastal Engng.* 1 pp.540-550.
- Peregrine, D.H., 1983, Breaking waves on beaches, *Annual review of fluid mechanics*. Volume 15, pp. 149-178
- Puleo, J.A., Holland, K.T., and Slinn, D.N., Smith, E., Webb, B.M., 2002. Numerical Modeling of swash zone hydrodynamics, *Proceedings of the 28th International Conference on Coastal Engineering*, ASCE, Cardiff, Wales.
- Puleo, J. A., Farhadzadeh, A., and Kobayashi, N., 2007, Numerical simulation of swash zone fluid accelerations, *J. Geophys. Res.*, 112, C07007

- Scardovelli, R., S. Zaleski 1999, "Direct numerical simulation of free-surface and interfacial flow." *Annual Review of Fluid Mechanics* 31: 567-603
- Schaffer, H.A., P.A. Madsen, and R. Deigaard, 1993, A Boussinesq model for waves breaking in shallow-water, *Coastal Engineering*, 20 (3-4), 185-202.
- Shen, M.C., Meyer, R.E., 1963, Climb of a bore on a beach: Part 3. Run-up, *Journal of Fluid Mechanics* **16**, pp. 113–125
- Shigematsu, T., Liu, P.L.-F., Oda, K., 2004, numerical modeling of the initial stages of dam-break waves, *J. Hydraul. Res.* **42** (2), pp. 183–195
- Shih, T.-H., Zhu, J. and Lumley, J.L., 1996, Calculation of Wall-Bounded. Complex Flows and Free Shear Flows, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*. 23(11), 1133-1144.
- Stansby, P. K., Chegini, A., Barnes, T., 1998. On the initial stages of dambreak flow. *Journal of Fluid Dynamics*. Vol: 370. No.: 0. pp 203-220
- Stoker, J.J., 1957, *Water waves, the mathematical theory with applications*. NewYork: Interscience Publishers.
- Suhayda, J.N., 1974, Standing waves on beaches, *Journal of Geophysical Research*, 79 (21), 3065-3071.
- Svendsen, I.,A. Madsen, P.A., 1984. A turbulent bore on a beach, *Journal of Fluid Mechanics*, 148:73-96
- Svendsen, I.A., Veeramony, J., Bakunin, J., Kirby, J.T., 2000, The flow in weak turbulent hydraulic jumps. *Journal of Fluid Mechanics*, 418 , pp 25-57
- Synolakis, C. E., 1987, The Runup of Solitary Waves. *J. Fluid Mechanics*, 185, 523-545
- Tsurata , S., Goda, Y., 1968. Expected discharge of irregular waves overtopping. Proc. 11 th Coast. Eng. Conf., ASCE, 833-852.

Van der Meer, J.W., Stam, C.J.M., 1992. Wave runup on smooth and rock slopes. ASCE, Journal of WPC and OE, Vol. 188, No. 5, pp. 534-550, New York. Also Delft Hydraulics Publication No. 454.

Van der Meer, J.W., Janssen, J.P.F.M., 1995. Wave run-up and wave overtopping at dikes. ASCE. In: Wave forces on inclined and vertical wall structures, ed. N. Kobayashi and Z. Demirbilek, pp. 1-27. Also Delft Hydraulics Publication number 485.

Vincent, S., 1999, "Modélisation d'écoulements incompressibles de fluides non-miscibles." PhD dissertation

Vincent, S. and J. P. Caltagirone (1999). "Efficient solving method for unsteady incompressible interfacial flow problems." International Journal for Numerical Methods in Fluids 30 (6): 795-811.

Vincent, S., J. Larocque, et al. (2007). "Adaptative Augmented lagrangian techniques for simulating unsteady multiphase flows." 6th International Conference on Multiphase Flows.

Watson G., Barnes T.C.D. and Peregrine D.H., 1994, The generation of low frequency waves by a single wave group incident on a beach, *Proc. 24th Intl. Conf. on Coast. Engng.- ASCE* vol. 1, pp. 776–790.

Whitham, G.B., 1958. On the propagation of shock waves through regions of non uniform area of flow, *Journal of Fluid Mechanics*, 4 : 337-360

Wiegel, R. L., and Saville, T., Jr. 1996. History of Coastal Engineering in the United States. History and Heritage of Coastal Engineering, N. C. Kraus, ed., Coastal Engineering Research Council, American Society of Civil Engineers, Reston, VA, pp. 214 – 274.

Wright, L.D., Short, A.D., 1984, Morphodynamic variability of surf zones and beaches: A synthesis, *Marine Geology*, 56 (1-4), 93-118.

Yeh, H. H., A. Ghazali, et al., 1989, "Experimental study of bore run-up." *J. Fluid Mech.* 206: 563-578

Yeh, H., Mok, K.-M., 1990, On Turbulence in Bores, *Physics of Fluids*, Vol. 2, 821-828

Yeh, H, Liu, P.L.F., Synolakis, C., 1996. Long wave run-up models, world Scientific, New Jersey.

Zhang, Q., Liu P.L.F., 2008, A numerical study of swash flows generated by bores. Coastal Engineering. 55, 12, 1113-1134.