

MODÉLISATION NUMÉRIQUE DES ONDES LONGUES OCÉANIQUES.
APPLICATION À L'ÉVALUATION DU RISQUE DE TSUNAMI À HAÏTI.

par

Richard DELVA

Thèse présentée au Département de Physique en vue
de l'obtention du grade de docteur ès sciences (Ph.D.)

UFR DES SCIENCES EXACTES ET NATURELLES

DE L'UNIVERSITÉ DES ANTILLES

Fouillole, Pointe-à-Pitre, Guadeloupe, Juillet 2021

RESUME

Les travaux rapportés à l'intérieur de cette thèse traitent de la modélisation numérique des ondes longues océaniques. Ces modélisations numériques sont utilisées pour évaluer le risque de tsunami à Haïti. Dans un premier temps, les contextes géodynamiques et sismiques de la région caribéenne ont été étudiés sous une forme analytique. Les équations des ondes longues et hyperboliques ont été démontrées pour leur application dans les codes de modélisation numérique. La stratégie de recherche utilisée au cours de cette thèse se base sur une étude rigoureuse des données bathymétriques et topographiques afin d'optimiser et de rationaliser les résultats de ces travaux de recherche à travers des outils de traitement de ces données bathymétrique et topographique comme Global mapper, Surface-water Modelling system, Surfer. Les simulations numériques ont beaucoup progressé au cours des 30 dernières années et sont maintenant utilisées comme l'un des moyens les plus efficaces dans la conception pratique des ouvrages et des structures de défense contre les tsunamis. Ce progrès a été soutenu par le développement de la sismologie et par les progrès technologiques des moyens de calcul. La sismologie a permis d'estimer le mécanisme de faille et le déplacement connexe du fond marin. Elle peut fournir le profil initial d'un tsunami qui n'a jamais été mesuré sur le site avec des méthodes de mesure conventionnelles. La perturbation générée par le mouvement du fond transmet à son tour ce mouvement à une colonne d'eau. Cette perturbation se propage sous l'effet de la gravité et peut-être décrite analytiquement de la même façon que les ondes sismiques. Ainsi le but de notre étude a été aussi d'élaborer une liste de scénarios sismiques tsunamigènes, comprenant des événements réels et potentiels pouvant impacter la République d'Haïti. Dans un deuxième temps, ces scénarios serviront de sources sismiques potentielles en entrée des codes numériques capables d'engendrer des tsunamis dans la région concernée. Les résultats de modélisation seront ensuite utilisés pour dériver des conditions de conception de structures et d'installations côtières et marines, robustes.

Les résultats de ComMIT/MOST, exploités avec panoply, et ceux de NAMI DANCE exploités avec Surfer et Grapher montrent concrètement que le risque de tsunami est bien réel sur la République d'Haïti. L'exploitation des résultats, pour l'ensemble des sources a permis d'évaluer les temps d'arrivée des premières vagues de tsunami de 60 minutes pour la municipalité d'Aquin, 45 minutes pour les municipalités Bainet et Anse-à-Pitre, et une cinquantaine de minutes pour la municipalité Île-à-Vache, calculés pour la source tectonique FSCDB. Les durées totales des événements sont en moyenne 120 minutes pour toutes les

sources tectoniques simulées, permettant de faire procéder au retour en toute sécurité des populations en zone côtière. Les amplitudes maximales qui sont en moyenne 1 m à 10 m, ont permis d'évaluer le déferlement des vagues de tsunamis sur le littoral du pays, à travers des formules analytiques. L'heure d'arrivée des tsunamis locaux sont en moyenne 20 minutes tel que celui de la source sismique 1842 qui représente une menace réelle pour le nord de la République d'Haïti.

Les résultats de la modélisation seront également utilisés pour la planification d'urgence et la prise de décision, afin d'estimer les pertes potentielles de vie et les dommages aux installations côtières, d'élaborer des mesures de sauvetage et d'atténuation, et enfin de planifier les opérations de nettoyage. Nous analyserons les cartes d'inondation des différentes zones côtières. Les données ainsi produites permettront d'apporter une aide à la décision aux opérateurs communaux dans le cadre de la gestion du risque tsunami sur le littoral haïtien.

Mot Clef : Modélisation numérique, ondes longues océaniques, données bathymétriques et topographiques, risque, évaluation, tsunami

Summary

The work reported in this thesis deals with the numerical modeling of long oceanic waves. These numerical models have been used to assess the risk of tsunami in Haiti. Initially, the geodynamic and seismic contexts of the Caribbean region were studied in an analytical form. Long and hyperbolic wave equations have been demonstrated in their application in numerical modeling codes. The research strategy used in this thesis is based on a rigorous study of bathymetric and topographic data in order to optimize and streamline the results of this research work through data processing tools such as Global Mapper, Surface-water Modeling System and Surfer. Numerical simulations have progressed significantly over the past 30 years and are now used as one of the most effective means in the practical design of tsunami defense structures and structures. This progress was supported by the development of seismology and the technological progress of computational means. Seismology is used to estimate the fault mechanism and associated seabed displacement. It can provide the initial profile of a tsunami that has never been measured at the site using conventional measurement methods. The disturbance generated by the movement of the bottom in turn transmits this movement to a column of water. This disturbance propagates the effect of gravity and describes analytically in the same way as seismic waves. Thus, the purpose of our study is, initially to develop a list of seismic scenarios tsunamigenic including real and potential events that could be a threat to the Republic of Haiti. In a second step, these scenarios will serve as potential seismic sources to input numerical codes capable of generating tsunamis in the region concerned. The modeling results will be used to derive from the robust design conditions of coastal and marine structures and facilities.

The results of ComMIT/MOST, exploited with Panoply, and those of NAMI DANCE exploited with Surfer and Grapher show concretely that the risk of tsunami is very real on the Republic of Haiti. Using the results, for all sources, it was possible to estimate the arrival times of the first waves of tsunami of 60 minutes for the municipality of Aquin, 45 minutes for municipalities Bainet and Anse-à-Pitre, and about 50 minutes for the municipality of Île-à-Vache, calculated for the tectonic source FSCDB. The total duration of the events is on average 120 minutes for all simulated tectonic sources, allowing the safe return of populations in coastal zones. The maximum amplitudes, which are on average 1 m to 10 m, made it possible to evaluate the surge of waves of tsunamis on the coast of the country, through analytical formulas. The time of arrival of local tsunamis are on average 20 minutes such as

that of the seismic source 1842 which represents a real threat for the north of the Republic of Haiti.

Modeling results will also be used for emergency planning and decision-making to estimate potential loss of life and damage to coastal facilities, develop rescue and mitigation measures, and finally to plan the cleaning operations. We will analyze flood maps of different coastal areas. The data thus produced will allow providing the assistance, and take the decision by the communal decision maker in the framework of the management of the tsunami risk on the Haitian coast.

Keywords: Numerical modeling, ocean long waves, bathymetric and topographic data, risk, assessment, tsunami

REMERCIEMENTS

En tout premier lieu, je dois remercier le Pr. Narcisse ZAHIBO qui a encadré et dirigé les travaux de cette thèse. Au cours de ces cinq dernières années, j'ai eu l'occasion d'apprendre, de me perfectionner, d'évoluer et de me développer autant au point de vue professionnel, que personnel et ce grâce à cette opportunité qu'il m'a offerte. J'ai aussi eu l'occasion de travailler en équipe avec lui et d'établir une relation de confiance afin de mettre sur pied ses idées au sein de son groupe de recherche. Je le remercie d'ailleurs pour la confiance qu'il m'a accordée, car au final, nous avons terminé les travaux de recherche avec toutes les difficultés rencontrées. Malgré les hauts et les bas, je serai toujours satisfait et fier de l'aventure que j'ai vécue avec lui. Narcisse, tu es quelqu'un de passionné par la recherche scientifique et je te souhaite de tout cœur, que tu puisses maintenir cette passion.

Sur un point de vue plus technique, le bon déroulement des travaux de recherches et l'apprentissage que j'ai réalisés, n'aurait pu être possible sans le support financier de l'Ambassade de France à Haïti et l'Université d'État d'Haïti, plus particulièrement dû au Laboratoire de Recherche en Géoscience et Énergies (LaRGE) de l'Université des Antilles.

Naturellement, beaucoup de gens ont contribué, directement ou indirectement à cette thèse, au point de vue scientifique ou non. À commencer par Pr. Rudy CALLIF le directeur du LaRGE, HDR, Mcf Didier BERNARD, Mcf Jacques MOLINIER avec qui j'ai été toujours en contact pour le suivi des travaux de recherche de cette thèse. Que dire du dynamisme de Dudon BERNARD, du Pr. Ahmet Cevdet YALCINER et Andrey ZAYTSEV pour tous supports scientifiques, du soutien de Gaël ARNAUD et de Yann Krian, de la bonne ambiance de travail établie avec mon Directeur de thèse Narcisse avec qui j'ai partagé le même bureau. Merci à vous tous de m'avoir accompagné au cours de ces années! Merci aussi à tous les autres membres de l'équipe du LaRGE, doctorants, ou autres.

Naturellement, une énorme quantité de gens ont gravités autours du département durant toutes ces années, étudiants des autres groupes, professeurs et personnel du département, je crois que vous me connaissez assez pour savoir à quel point je vous suis reconnaissant

Merci aussi à tous ces amis, qui n'ont pas compris ou presque à ce que je faisais. Romual, Guarry, Biabiany, Arnel, Anthonine, Prosper Jr., Milou, David, Maxi, Jean Mari, Marken vous êtes les meilleurs pour se changer les idées et maintenant que cette aventure est terminée, j'aurais peut-être plus de temps à vous consacrer.

Enfin, je crois que je n'aurais jamais eu le courage et la volonté de participer à cette magnifique aventure sans le support de ma famille et ce depuis toujours. J'ai eu la chance d'avoir des oncles, tantes, et parents qui m'ont toujours encouragé et supporté de différentes façons. Roosevelt (qui aurait aimé que je devienne agronome), Mirette, Amilia, Métallio, Jean Marin je vous remercie tous et toutes et j'espère offrir le même support, que vous m'avez offert, à mon premier enfant Kenneth Richard Planck et l'autre qui viendra (très bientôt). À Mirlène POLYTE DELVA, ma femme, merci d'être là quand il le faut. J'ai dû faire plusieurs sacrifices pour réaliser ces travaux de recherche et tu as en souvent été la victime. Cependant, c'est maintenant la fin de ce projet, le mien, j'espère que tu es prête pour tous les prochains qui se présenteront à nous! Je t'aime

Table des matières

Richard DELVA	I
Table des matières	VIII
Table des figures	XIII
Table des graphiques	XX
Table des tableaux	XXIII
Liste des abréviations	XXV
Introduction générale	1
1 Contexte géodynamique, sismique dans la Caraïbe et de la République d'Haïti	5
1.1 Contexte géodynamique	5
1.1.1 Introduction	5
1.1.2 Zones de failles majeures d'Hispaniola	9
1.1.3 Le système de faille Enriquillo-Plantain Garden (EPGFZ)	10
1.1.4 La Zone de la faille Septentrionale (SFZ)	12
1.2 Les schémas de déformation régionale de la République d'Haïti	12
1.3 Contexte sismique	13
1.4 Historique des tsunamis dans la Caraïbe et la République d'Haïti	16
1.5 Etat des connaissances de l'aléa tsunami en République d'Haïti	21
2 Dynamique des ondes longues océaniques	22
2.1 Généralités	22
2.1.1 Théorie non linéaire de l'eau peu profonde	24
2.1.2 Formule empirique pour le calcul du déferlement (runup)	26
2.1.3 Ondes longues non linéaires dispersives en eau peu profonde	29
2.1.4 Dérivation et classification des équations approchées	29
2.2 Modèle de génération des tsunamis par des tremblements de terre	36
2.2.1 Génération des tsunamis par des tremblements de terre	36

2.2.1.1	Le phénomène de tsunami	36
2.3	Théorie linéaire	38
2.3.1	Théorie non linéaire en eau peu profonde relative aux études de tsunami	40
2.4	Modèle de génération des tsunamis par des éruptions volcaniques.....	43
3	Méthodes Numériques	45
3.1	Méthode de différence finie	45
3.1.1	Introduction	45
3.1.2	Équations gouvernantes.....	48
3.1.3	Une méthode numérique semi-implicite tridimensionnelle	50
3.1.3.1	Inondation et séchage des cellules de calcul	54
3.1.4	La discrétisation eulerienne-lagrangienne des termes convectifs et visqueux...	55
3.2	La méthode des éléments finis	56
3.2.1	Introduction	56
3.2.2	Les équations gouvernantes	57
3.2.3	Approximation par éléments finis	57
3.2.3.1	Approximation du temps	58
3.2.4	Équation d'onde discrète.....	59
3.3	Méthode des Volumes finis	60
3.3.1	Introduction	60
3.3.2	Équations gouvernantes et les schémas numériques	63
3.3.2.1	Équations gouvernantes	63
3.3.2.2	Méthode de volume fini sur les grilles non structurées	64
3.3.2.3	Reconstruction spatiale de deuxième ordre	65
4	Codes de Modélisation Numérique.....	71
4.1	Code de modélisation numérique MOST (Différences finies).....	71
4.1.1	Introduction	71

4.1.2	Équations gouvernantes.....	73
4.1.3	Les conditions aux limites et les conditions initiales	75
4.1.4	Schéma numérique de MOST	76
4.1.5	Les conditions de stabilités	78
4.1.6	Déformation/Propagation/Inondation dans le modèle numérique MOST	79
4.1.7	Les données de la source sismique.....	81
4.2	Code de modélisation numérique NAMI DANCE.....	82
4.2.1	Cadre théorique des modèles numériques	82
4.2.2	Contexte du modèle.....	83
4.2.3	Schéma numérique de NAMI DANCE.....	85
4.2.4	Technique de solution	91
4.2.5	Conditions initiales.....	93
4.2.6	Conditions aux limites.....	94
4.2.7	Conditions de Stabilité	95
5	Méthodologie	96
5.1	Traitement des données bathymétriques et topographiques de la République d'Haïti.....	96
5.1.1	La présentation des cartes marines physiques de la République d'Haïti	98
5.1.1.1	Le relevé des dates de production des cartes marines physiques ainsi que leur mécanisme de production.....	98
5.1.2	Numérisation des cartes marines physiques de la République d'Haïti	103
5.2	Sources tectoniques locales qui représentent une menace pour la République d'Haïti	104
5.3	Les paramètres des sources sismiques simulées.....	105
6	Résultats et discussions.....	108
6.1	Résultats du modèle numérique ComMIT/MOST	108
6.1.1	Source sismique du 12 Janvier 2010	110

6.1.2	La source sismique tsunamigène du 7 mai 1842 qui représente une menace pour la côte nord d'Hispaniola	113
6.1.3	Source tectonique du segment à l'ouest de la faille Enriquillo (Western Enriquillo Fault) WEF	117
6.2	Sources tectoniques proposées par la réunion de groupe d'experts à Santo Domingo qui représentent une menace pour la côte sud d'Hispaniola	119
6.2.1	Source tectonique Western Southern Caribbean Deformation Belt (WSCDB)	121
6.2.2	Source tectonique Eastern Southern Caribbean Deformation Belt (ESCDB) ...	124
6.2.3	Source tectonique Full Southern Caribbean Deformation Belt (FSCDB)	127
6.2.4	Source tectonique de la ceinture de déformation au nord du Panama (Northern Panama Deformed Belt) NPDB	130
6.3	Résultats du code de modélisation numérique NAMI DANCE	133
6.3.1	Source sismique du 12 janvier 2010	134
6.3.2	Source tectonique WEF (Western Enriquillo Fault)	136
6.3.3	Source sismique tsunamigène qui représente une menace pour le grand Nord de la République d'Haïti : scénario du 7 mai 1842	138
6.3.4	Sources tectoniques proposées par la réunion du groupe de travail de la commission océanique intergouvernementale (IOC).....	140
6.3.4.1	Résultats de la source tectonique Western South Caribbean Deformation Belt (WSCDB).....	140
6.3.4.2	Résultats de la source tectonique FSCDB	143
6.3.4.3	Résultats de la source tectonique SCDB	146
6.3.5	Sources tectoniques proposées par la réunion du groupe d'experts à Santo Domingo qui représentent une menace pour l'Hispaniola.....	149
6.3.5.1	Source tectonique au Nord de la ceinture de déformation du Panama : Mw 8.5 150	
6.3.5.2	Le segment ouest de la Ceinture de Déformation du Sud des Caraïbes (Western South Caribbean Deformation Belt) WSCDB : Mw 8.6	152

6.3.5.3	Ceinture de déformation sud-est des Caraïbes (Eastern South Caribbean Deform Belt) ESCDB.....	155
6.3.5.4	Ceinture de déformation complète du sud-est des Caraïbes (Full Southern Caribbean Deformation Belt) FSCDB Mw 8.8.....	158
6.4	Calcul du déferlement (Runup)- Application des équations analytiques de Park	161
6.5	Discussions.....	162
7	Conclusions et perspectives	167
	Bibliographie.....	170

Table des figures

Figure 1 : Carte tectonique des Caraïbes CT : Creux de Cayman, EPGFZ : Zone de Faille d'Enriquillo Plantain Garden, SOFZ: Zone Septentrionale-Orientale de Faille, NHF: Faille du Nord Hispaniola, C : Cuba, J : Jamaïque, B: Bahamas, RH : République d'Haïti, DR: République Dominicaine, PR : Porto-Rico, LA : Petites Antilles, GM PLAQUE: Gonâve microplaque, HB : Sous-bassin Haïtien. La topographie et la bathymétrie proviennent du relief global de la surface terrestre de l'ETOPO de 2 minutes d'arc. 6

Figure 2 : Cadre tectonique du nord des Caraïbes. Les flèches noires audacieuses dans les panneaux (A) et (B) montrent l'estimation MORVEL du mouvement de la plaque Nord Amérique en mm/an par rapport à la plaque Caraïbe (DeMets et., 2010). CSC, Centre de diffusion des Caïmans; PR, Porto Rico. La bathymétrie des fonds marins à deux minutes et la topographie terrestre de Sandwell & Smith (Smith and Sandwell, 1997). (B) Vitesses du site GPS par rapport à la plaque des Caraïbes, avec des ellipses d'erreur 1σ , 2-D. Les vitesses d'Hispaniola sont tirées de (Calais et al., 2010). Les vitesses sont codées par la couleur sur la plaque. L'échelle est affichée dans le coin supérieur droit. Des lignes noires marquent les limites des plaques utilisées pour l'analyse. Toutes les plaques comprises dans l'analyse sont étiquetées, Microplaque PRVI, microplaque Porto Rico Îles-Vierges, (C) les cercles rouges montrent les tremblements de terre de 1964 à 2010 (Engdahl et., 1998) sur les failles, la bathymétrie et la topographie proviennent du relief global de la surface terrestre de l'ETOPO de 2 minutes d'arc. 8

Figure 3 : Sismicité de la Marge des Caraïbes du Nord (Figure modifiée par la West Indies University) 10

Figure 4 : EPGFZ et SFZ en République d'Haïti. Distribution après shock du Séisme 12 janvier 2010 (Figure modifiée par l'enquête géologique Britannique) 11

Figure 5 : Carte de localisation et configuration tectonique de la microplaque Gonâve sur la marge nord de la Caraïbe centrale. Les flèches indiquent le mouvement relatif de la plaque des Caraïbes par rapport à la plaque Nord-Amérique comme prédit par un modèle (DeMets et al., 2007). CSC: Centre de diffusion de Cayman et PR : Porto Rico (DeMets and Wiggins-Grandison, 2007). 13

Figure 6 : Catalogue sismique de 1900 à 2010 des grandes Antilles 15

Figure 7 : Contexte géodynamique de la plaque Caraïbe (Car) entre les plaques Amérique du Sud (AmN) et Nord, Cocos (Co) et Nazca. Mouvement des plaques (flèches) 16

Figure 8 : Runup des tsunamis (a) et localisation des sources (b), 1751 - 2010 20

- Figure 9** : a) Epicentre du tremblement de terre du 12 janvier 2010 (USGS), et b) localisation des points de jauges numériques (les stations DART sont indiquées par leur numéro). 20
- Figure 10** : Croquis du modèle de bathymétrie de la hauteur du point de remontée du tsunami et configuration de la pente composée. La pente en mer est $\beta 1$ et la pente sur terre est $\beta 2$. 26
- Figure 11** : Croquis montrant le fond et la surface libre 30
- Figure 12** : Caractéristiques de rupture des mécanismes de sources générées par le séisme (Imamura, Yalciner et Ozyurt, 2006). 41
- Figure 13** : Schéma de discrétisation d'un élément de différence finie (Casulli and Cheng, 1992) 52
- Figure 14** : Définition des éléments utilisés et des trajectoires lagrangiennes. Au temps tn , une particule part de l'endroit où la vitesse est u^* , et arrive à un nœud dans la grille au temps $tn + 1$ (Hou et al., 2013a). 59
- Figure 15** : Notations variables à la face f sur une grille non structurée (Walters et Casulli, 1998) 67
- Figure 16** : Nouvel extremum local causé par la correction illimitée (Éq. 5.10) et la procédure de limitation avec le limiteur proposé (Éq.5.11) : nouveau extremum local, b valeurs limitées pour le cas (a), (c) nouveaux extrema locaux, d valeurs limitées pour le cas (c) (Walters et Casulli, 1998) 67
- Figure 17** : procédure de reconstruction de la profondeur de l'eau non négative à l'interface humide-sèche : (a) valeurs du cas (1) avant la reconstruction, (b) valeurs du cas (1) après la reconstruction, (c) valeurs du cas (2) avant la reconstruction, d valeurs du cas (2) après la reconstruction (Walters et Casulli, 1998). 69
- Figure 18** : Méthode de différence finie schéma de discrétisation de saute-mouton 77
- Figure 19** : Schéma montrant les différents paramètres d'une faille tiré du manule de MOST ('MOST_manual.pdf', noaa 2007) 81
- Figure 20** : Schémas de points du schéma de saut décalé (a) en espace et (b) en temps (Imamura et al., 2006) 93
- Figure 21** : La nomenclature des cartes marines physiques des zones côtières d'Haïti avec des indices attribués après leur numérisation. 97
- Figure 22** : L'une des cartes marines utilisées pour l'extraction de la bathymétrie des petits fonds des zones côtières. 97

Figure 23 : Carte bathymétrique et topographique de la République d'Haïti avec une résolution de 30 m. 104

Figure 24 : L'emplacement des sources de scénarios sismiques pouvant générer des tsunamis impactant Haïti 105

Figure 25 : Une grille 30 m de résolution du domaine de l'étude, une grille B de 90 m de résolution sur la baie de Port-au-Prince et une grille C de 30 m de résolution du Cap Haïtien. 110

Figure 26 : La figure 26 montre les résultats de simulations MOST (a) la déformation de la source sismique du 12 janvier 2010, (b) une image montrant l'impact du petit tsunami local de 2010 à Petit-Paradis, (c) l'amplitude maximale pour la grille B dans la baie de Port-au-Prince, (d) l'amplitude maximale de la grille C sur Léogane, (e) l'amplitude maximale de la grille B sur Jacmel-Bainet et (f) l'amplitude maximale de la grille C sur la baie de Jacmel 112

Figure 27 : La figure 27 montre les résultats de simulations MOST de la source sismique du 1842 (a) la déformation initiale de la source sismique 1842, (b) l'amplitude maximale pour la Grille A, (c) l'amplitude maximale en grille B construite sur Port-de-Paix, Latortue et Saint-Louis-du-Nord, (d) l'amplitude maximale en grille C Port-de-Paix, (e) l'amplitude maximale en grille B Anse-à-Foleur et Port-Margot, (f) l'amplitude maximale en Grille C Anse-à-Foleur, (g) l'amplitude maximale en grille B Limonade (Bord de mer), (h) l'amplitude maximale en grille C Port-Margot, (i) l'amplitude maximale en grille C Saint-Louis-du-Nord, (j) l'amplitude maximale en grille C Cap-Haïtien. 116

Figure 28 : L'étendue d'une zone de menace dans la baie du Cap Haïtien calculée pour une vague de 3 m pour la source 1842. 117

Figure 29 : La figure 29 montre les résultats de simulations de MOST de la source tectonique WEF (a) la déformation initiale WEF, (b) l'amplitude maximale en grille B sur Port-au-Prince, (c) l'amplitude maximale en grille C construite sur Port-au-Prince, (d) l'amplitude maximale de la grille C dans la baie de Miragoâne, (e) l'amplitude maximale de la grille B construite Lagonâve et (f) l'amplitude maximale de la grille C construite sur Anse-à-Galets. 118

Figure 30 : Une image montrant une zone de menace à la baie de Port-au-Prince calculée pour une vague de 3 m. 119

Figure 31 : La figure 31 montre les résultats de simulations de MOST (a) la déformation initiale de la source tectonique WSCDB, (b) l'amplitude maximale en grille A, (c)

l'amplitude maximale en grille C construite sur Les Cayes, (d) l'amplitude maximale en grille C construite sur St-Louis-du-Sud, (e) l'amplitude maximale en grille C Ile-à-Vache, (f) l'amplitude maximale de la grille C Aquin, (g) l'amplitude maximale en grille C construite sur Bainet, (h) l'amplitude maximale en grille C construite sur Jacmel, (i) l'amplitude maximale en grille C construite sur Marigot, (j) l'amplitude maximale en grille C construite sur Cayes-Jacmel, (k) l'amplitude maximale en grille C construite sur Anse-à-Pitre, (l) l'amplitude maximale en grille C construite sur Belle-Anse. 123

Figure 32 : *La figure 32 montre les résultats de simulations MOST de la source tectonique ESCDB (a) la déformation initiale, (b) l'amplitude maximale en grille A, (c) l'amplitude maximale en grille C construite sur Aquin, (d) l'amplitude maximale en grille C construite sur St-Louis-du-Sud, (e) l'amplitude maximale en grille C construite sur les Cayes, (f) l'amplitude maximale en grille C construite sur Ile-à-Vache, (g) l'amplitude maximale en grille C Cote-de-fer, (h) l'amplitude maximale en grille C construite sur Grand-Gosier, (i) l'amplitude maximale en grille C construite sur Bainet, (j) l'amplitude maximale en grille C construite sur Jacmel, (k) l'amplitude maximale en grille C construite sur Port-Salut, (l) l'amplitude maximale en grille C construite sur Anse-à-Pitre. 126*

Figure 33 : *La figure 33 montre les résultats de simulations MOST de la source tectonique FSCDB (a) la déformation initiale, (b) l'amplitude maximale en grille A, (c) l'amplitude maximale en grille C construite sur les Cayes, (d) l'amplitude maximale de la grille C autour Île-à-Vache, (e) l'amplitude maximale en grille C sur St-Louis-du-Sud, (f) l'amplitude maximale en grille C construite sur Aquin, (g) l'amplitude maximale en grille C construite sur Cote-de-Fer, (h) l'amplitude maximale en grille B construite sur Bainet, (i) l'amplitude maximale en grille C construite sur Jacmel, (j) l'amplitude maximale en grille C construite sur Cayes-Jacmel, (k) l'amplitude maximale en grille C construite sur Anse-à-Pitre, (l) l'amplitude maximale en grille C construite sur Port-Salut. 129*

Figure 34 : *La figure 34 montre les résultats de simulations MOST de la tectonique NPDB (a) la déformation initiale, (b) l'amplitude maximale en grille A, (c) l'amplitude maximale en grille B construite sur Aquin et St-Louis-du-Sud, (d) l'amplitude maximale en grille C construite sur Aquin, (e) l'amplitude maximale en grille C construite sur St-Louis-du-Sud, (f) l'amplitude maximale en grille B construite sur Port-Salut - Tiburon, (g) l'amplitude maximale en grille C construite sur Port-Salut, (h) l'amplitude maximale en grille B construite sur les Cayes et Ile-à-Vache, (i) l'amplitude maximale de la grille C*

autour des Cayes, (j) l'amplitude maximale en grille B construite sur Bainet et Jacmel, (k) l'amplitude maximale en grille C construite sur Bainet, (l) l'amplitude maximale en grille C construite sur Jacmel, (m) l'amplitude maximale en grille B construite sur Cayes-Jacmel et Marigot, (n) l'amplitude maximale en grille C construite sur Cayes-Jacmel. 131

Figure 35 : *La figure 35 montre (a) la déformation initiale de la source sismique, (b) la hauteur maximale des vagues, (c) les points jauges en noir pour la mesure de la hauteur maximale des vagues pour la source du 12 Janvier 2010. 135*

Figure 36 : *La figure 36 montre, (a) la déformation initiale de la source sismique, (b) la hauteur maximale des vagues, (c) les points jauges en noir pour la mesure de la hauteur maximale des vagues pour la source du 12 janvier 2010. 137*

Figure 37 : *La figure 37 montre (a) la déformation initiale de la source sismique, (b) la hauteur d'eau maximale des vagues, (c) les points de jauges pour la mesure de la hauteur maximale des vagues pour la source du 7 mai 1842. 139*

Figure 38 : *La figure 38 montre (a) la déformation initiale de la source sismique, (b) amplitude maximale des vagues du plus large domaine, (c) vague amplitude maximale Cayes (d) vague amplitude maximale Cote-de-Fer, (e) vague amplitude maximale Saint-Louis, (f) vague amplitude maximale Aquin, (g) vague amplitude maximale Anse-à-Pitre, (h) vague amplitude maximale Belle-Anse, (i) vague amplitude maximale Jacmel, (j) vague amplitude maximale Marigot, (k) vague amplitude maximale Cayes-Jacmel, (l) vague amplitude maximale Grand-Gosier pour la source WSCDB. 143*

Figure 39 : *La figure 39 montre (a) la déformation initiale de la source sismique, (b) amplitude maximale des vagues du plus large domaine, (c) vague amplitude maximale Anse-à-Pitre (d) vague amplitude maximale Belle-Anse, (e) vague amplitude maximale Cayes, (f) vague amplitude maximale Aquin, (g) vague amplitude maximale Cote-de-Fer, (h) vague amplitude maximale Saint-Louis-Sud, (i) vague amplitude maximale Jacmel, (j) vague amplitude maximale Port-Salut, (k) vague amplitude maximale Cayes-Jacmel, (l) vague amplitude maximale Grand-Gosier pour la source FSCDB. 146*

Figure 40 : *La figure 40 montre (a) la déformation initiale de la source sismique, (b) amplitude maximale des vagues du plus large domaine, (c) vague amplitude maximale Anse-à-Pitre, (d) vague amplitude maximale Aquin, (e) vague amplitude maximale Belle-Anse, (f) vague amplitude maximale Saint-Louis-du-Sud, (g) vague amplitude maximale Cayes, (h) vague amplitude maximale Grand-Gosier, (i) vague amplitude maximale*

Marigot, (j) vague amplitude maximale Cayes-Jacmel, (k) vague amplitude maximale Jacmel, (l) vague amplitude maximale Côte-de-Fer pour la source tectonique SCDB.
149

Figure 41 : *La figure 41 montre (a) la déformation initiale de la source sismique, (b) la hauteur maximale des vagues en grille A, (c) la hauteur des vagues en grille C Cayes, la hauteur des vagues en grille C Port-Salut, la hauteur des vagues en grille C Saint-Louis-du-Sud, la hauteur des vagues en grille C Aquin pour la source NPDB.* 151

Figure 42 : *La figure 42 montre (a) la déformation initiale de la source sismique, (b) amplitude maximale des vagues du plus large domaine, (c) vague amplitude maximale Cayes (d) vague amplitude maximale Cote-de-Fer, (e) vague amplitude maximale Saint-Louis, (f) vague amplitude maximale Aquin, (g) vague amplitude maximale Anse-à-Pitre, (h) vague amplitude maximale Belle-Anse, (i) vague amplitude maximale Jacmel, (j) vague amplitude maximale Marigot, (k) vague amplitude maximale Cayes-Jacmel, (l) vague amplitude maximale Grand-Gosier pour la source WSCDB.* 154

Figure 43 : *La figure 43 montre (a) la déformation initiale de la source sismique, (b) amplitude maximale des vagues du plus large domaine, (c) vague amplitude maximale Anse-à-Pitre (d) vague amplitude maximale Belle-Anse, (e) vague amplitude maximale Cayes, (f) vague amplitude maximale Aquin, (g) vague amplitude maximale Cote-de-Fer, (h) vague amplitude maximale Saint-Louis-Sud, (i) vague amplitude maximale Jacmel, (j) vague amplitude maximale Port-Salut, (k) vague amplitude maximale Cayes-Jacmel, (l) vague amplitude maximale Grand-Gosier pour la source ESCDB.* 157

Figure 44 : *La figure 44 montre (a) la déformation initiale de la source sismique, (b) amplitude maximale des vagues du plus large domaine, (c) vague amplitude maximale Anse-à-Pitre, (d) vague amplitude maximale Aquin, (e) vague amplitude maximale Belle-Anse, (f) vague amplitude maximale Saint-Louis-du-Sud, (g) vague amplitude maximale Cayes, (h) vague amplitude maximale Grand-Gosier, (i) vague amplitude maximale Marigot, (j) vague amplitude maximale Cayes-Jacmel, (k) vague amplitude maximale Jacmel, (l) vague amplitude maximale Côte-de-Fer pour la source tectonique FSCDB.*
160

Table des graphiques

- Graphique 1 :** *Les graphiques 1(a), 1(b) et 1(c) montrent les fluctuations du runup relatif en fonction des amplitudes 4 m, 6 m et 8 m. 28*
- Graphique 2 :** *Le graphique 2 montre les oscillations de l'amplitude des vagues en fonction de l'heure d'arrivée des vagues de tsunamis pour les municipalités : Anse-à-Foleur, Port-de-Paix, St-Louis-du-Nord. 117*
- Graphique 3 :** *Les graphiques 2(a), 2(b), 2(c) et 2(d) montrent la variation des amplitudes des vagues en fonction de l'heure d'arrivée du tsunami pour les municipalités : Cayes-Jacmel, Grand-Gosier, Bainet, Port-Saut. 124*
- Graphique 4 :** *Le graphique 4 montre l'oscillation de l'amplitude des vagues en fonction de l'heure de l'arrivée du tsunami pour les municipalités : Bainet, Anse-à-Pitre, Aquin et Port-Salut. 125*
- Graphique 5 :** *Les graphiques 5(a), 5(b), 5(c) et 5(d) montrent la fluctuation des amplitudes des vagues en fonction de l'heure de l'arrivée des vagues de tsunamis pour les municipalités : Anse-à-Pitre, Bainet, Aquin, Île-à-Vache. 128*
- Graphique 6 :** *Les graphiques 6(a), 6(b) et 6(c) montrent l'oscillation des amplitudes des vagues en fonction de l'heure de l'arrivée des vagues de tsunamis pour les municipalités : Port-Salut, Bainet, Aquin. 133*
- Graphique 7 :** *Les graphiques 6 (a), 6 (b), 6 (c) et 6 (d) montrent les alternances des amplitudes des vagues en fonction du temps d'arrivée pour les municipalités : Léogane, Grand-Goâve, Petit-Goâve, Baie-de-Henne, Gonaives, Saint-Marc, Miragoâne, Anse-à-Veau, Marigot, Cayes-Jacmel et Jacmel. 136*
- Graphique 8 :** *Les graphiques 8 (a), 8 (b) et 8 (c) montrent les oscillations de l'amplitude des vagues en fonction du temps d'arrivée pour les municipalités : Cap-Haitien, Latortue, Saint-Louis-du-Nord, Port-de-Paix, Borgne, Caracol, Fort-Liberté, Miragoane, Carrefour, Cité-Soleil, Anse-Rouge, Mole Saint-Nicolas, Jean-Rabel. 138*
- Graphique 9 :** *Les graphiques 9 (a), 9(b), 9(c) et 9(d) montrent les alternances de l'amplitude des vagues en fonction du temps pour les municipalités : Cap-Haitien, Latortue, Saint-Louis-du-Nord, Port-de-Paix, Borgne, Caracol, Fort-Liberté, Miragoane, Carrefour, Cité-Soleil, Anse-Rouge, Moles-Saint-Nicolas, Jean-Rabel. 140*
- Graphique 10 :** *Les graphiques 10(a), 10(b), 10(c) et 10(d) montrent les oscillations de l'amplitudes des vagues en fonction du temps d'arrivée pour les municipalités : Aquin, Anse-à-Pitre, Belle-Anse, Marigot, Cayes-Jacmel, Port-Salut, Grand-Gosier, Cote-de-Fer et Saint-Louis-du-Sud. 143*

Graphique 11 : *Les graphiques 11(a), 11(b), 11 (c) et 11(d) montrent les fluctuations de l'amplitude des vagues en fonction du temps d'arrivée pour les municipalités : Aquin, Anse-à-Pitre, Belle-Anse, Grand-Gosier, Cayes, Cote-de-Fer, Marigot, Port-Salut et Saint-Louis-du-Sud. 146*

Graphique 12 : *Les graphiques 12(a), 12(b), 12(c) et 12(d) montrent les oscillations de l'amplitude des vagues en fonction du temps d'arrivée pour les municipalités : Aquin, Anse-à-Pitre, Belle-Anse, Grand-Gosier, Les Cayes, Abricot, Jérémie, Tiburon, Les Anglais, Port-à-Piment, Roche-à-Bateau et Saint-Louis-du-Sud. 149*

Graphique 13 : *Les graphiques (a) et (b) modélisent les oscillations de l'amplitudes des vagues en fonction du temps pour les municipalités : Aquin, Cayes, Port-Salut et Saint-Louis-du-Sud. 151*

Graphique 14 : *Les graphiques 14 (a), (b), et (c) montrent les fluctuations de l'amplitude des vagues en fonction du temps pour les municipalités : Aquin, Anse-à-Pitre, Belle-Anse, Marigot, Cayes, Torbeck, et Saint-Louis-du-Sud. 154*

Graphique 15 : *Les graphiques 15 (a), 15(b), 15(c) et 15(d) montrent les oscillations de l'amplitude des vagues en fonction du temps pour les municipalités : Aquin, Anse-à-Pitre, Belle-Anse, Grand-Gosier, Cayes-Jacmel, Marigot et Saint-Louis-du-Sud. 157*

Graphique 16 : *Les graphiques 16 (a), 16(b), 16(c) et 16(d) montrent les fluctuations de l'amplitude des vagues en fonction du temps d'arrivée pour les municipalités : Aquin, Anse-à-Pitre, Belle-Anse, Grand-Gosier, les Cayes, Abricot, Jérémie, Tiburon, les Anglais, Port-à-Piment, Roche-à-Bateau et Saint-Louis-du-Sud. 160*

Graphique 17 : *Les graphiques (a), (b) et (c) montrant le runup relatif calculé pour douze sites avec les sources FSCDB, ESCDB et WSCDB. 162*

Table des tableaux

Tableau 1 : *Historique Tsunami dans les Caraïbes depuis 1692* 18

Tableau 2 : *Historique de tsunamis en République d'Haïti depuis 1751* 19

Tableau 3 : *Les différents types de vagues présentes au niveau de la mer, leur mécanisme physique, leur période ainsi que leur zone d'activité.* 23

Tableau 4 : *Les étapes de modélisation du modèle numérique MOST ainsi que la résolution requise pour chaque étape et les grilles.* 80

Tableau 5 : *Valeurs du coefficient de rugosité de Manning, n , pour certains types de fond marin (Imamura et al., 2006)* 88

Tableau 6 : *Paramètres de rupture sismique le long de la marge Sud caribéenne* 106

Tableau 7 : *Source sismique éventuelle générant le séisme du 7 mai 1842 suivi d'un tsunami local en République d'Haïti* 106

Tableau 8 : *Source sismique de 2010 et la source d'ouest de la faille Enriquillo (WEF)* 107

Tableau 9 : *Données de calcul pour la comparaison de cette méthode pour la source WSCDB.* 162

Tableau 10 : *Amplitude maximale des vagues calculée pour certaines communes avec les deux codes MOST et NAMI DANCE pour les sources locales.* 165

Tableau 11 : *Amplitude maximale des vagues calculée pour certaines communes avec les deux codes MOST et NAMI DANCE pour les sources tectoniques proposées par le groupe de travail Intergouvernemental Oceanographic Commission (IOC) du CaribeWave de 2015.* 166

Tableau 12 : *Amplitude maximale des vagues calculée pour certaines municipalités avec les deux codes MOST et NAMI DANCE pour les sources proposées par le groupe de travail des experts à Santo Domingo, avec des grilles de 30 mètres de résolution.* 166

Liste des abréviations

CLIP : Caraibes large island province

CSC : Centre de diffusion du Cayman (Cayman spreading center)

C_z : Coefficient de Chezy

D : Hauteur d'eau totale

DART : Deep-ocean assessment and repport of tsunami

EPGF : Enriquillo-Plantain Garden Fault

ESCDB : Eastern South Carribean Deform Belt

f : Coefficient de frottement de fonds

FSCDB : Full Southern Carribean Deform Belt

GEBCO : General bathymetric chart of ocean

H : Profondeur de l'eau non pertubée

IOC : Intergovernmental Oceanographic Commission

M, N : Ecoulement dans les directions x et y respectivement

MUSCL : Monotonic upwind centered scheme for consertave-law

NCTR : NOAA Center of Tsunami Research

NHSF : Northern Septentrional Fault

NPDB : Northern Panama Deform Belt

MOST : Method of splitting tsunami

PRVI : Porto Rico- Virginie Island

SF : Faille Septentrional (Septentrional Fault)

SFZ : Zone de la faille Septentrional (Septentrional Fault Zone)

UTM : Universal Transverse Mercator

WGS84 : Système géodésique mondial 1984

WSCDB : Western South Carribean Deform Belt

λ : Longueur d'onde

x, y : Coordonnées horizontales

z : Coordonnées verticales

t : Temps

h : Hauteur d'eau non pertubée

η : Elévation vertical de la surface d'eau

u, v : Vitesse des particules dans les directions x et y respectivement

g : Acceleration gravitationnelle

$\frac{\tau_x}{\rho}, \frac{\tau_y}{\rho}$: Frottement du fonds dans les directions x et y respectivement

n : Coefficient rugosité de Manning

$R(t)$: Déferlement (Runup)

Δx : La taille de la grille dans la direction x

Δy : La taille de la grille dans la direction

Introduction générale

Faut-il attendre l'apocalypse pour que la Terre et l'humanité soient en danger? Si les risques causés par l'homme à la planète sont bien répertoriés et bénéficient d'une politique de prévention en amont, les aléas naturels continuent à augmenter la crainte du futur et les possibles bouleversements de notre monde. Ils sont souvent par nature imprévisibles et peuvent provoquer des catastrophes naturelles. Par exemple, dans le cas de la probable éruption du volcan du lac Toba sur l'île indonésienne de Sumatra, préoccupation actuelle des scientifiques, son éruption entraînerait probablement un tsunami catastrophique. De plus elle pourrait entraîner un bouleversement climatique sur plusieurs années, comme ce fut le cas il ya 73 000 ans. Les changements climatiques ont déjà des impacts considérables sur les terres et sur la population. Parmi ses conséquences, la montée des océans qui affecterait plus de 600 millions de personnes vivant dans les zones côtières ou leur proximité. Des pertes de vie importantes et des dommages aux biens, aux écosystèmes et aux installations maritimes peuvent se produire en raison de divers risques naturels tels que les cyclones et les tsunamis. Aucun pays de la planète bleue ne fait exception à l'égard des risques naturels multiples auxquels l'humanité entière est exposée. Par contre il ya des pays mieux préparés que d'autres pour apporter des réponses appropriées face aux menaces naturelles.

La République d'Haïti, positionnée dans le bassin caribéen, accuse une vulnérabilité extrême et continue aux menaces naturelles. Le séisme du 12 janvier 2010 est l'un des exemples les plus significatifs de cette vulnérabilité. De magnitude 7.0, il a frappé ce pays causant plus de 230 000 morts, en particulier dans la zone de Port-au-Prince. Il n'est pas le seul séisme devastateur connu, car en 1842 un séisme de magnitude estimée de 7,6 à 8,1 a ravagé la côte nord de la République d'Haïti, en particulier les villes du Cap Haïtien et de Port-de-Paix. Dans ce cas un tsunami destructeur avait été généré. Environ 6 000 personnes ont été tuées par les effets du tremblement de terre et 300 par le tsunami. Laissons-nous revivre cet événement destructeur à travers un extrait du texte de Beaubrun ARDOUIN : <<le tremblement de terre que l'île d'Haïti tout entière éprouva le 7 mai 1842, et qui fut ressenti en même temps à Porto Rico, à Cuba, à la Jamaïque, à la Nouvelle-Orléans et dans tous les États du Sud de l'Union américaine, fut un de ces fléaux destructeurs qui frappent l'imagination de l'homme en le pénétrant d'une invincible terreur en présence de la nature et de son auteur. Depuis la découverte de l'Amérique, bien des événements semblables ont frappé ces différents pays : le nôtre garde le souvenir de ceux qu'il a essayés en 1564, 1684, 1691, 1701, 1713, 1734, 1751 et 1770 ; il gardera encore le souvenir de celui de 1842, car ce fut effroyable. Au Port-de-Paix la mer se

retira de 200 pas du rivage, et revint ensuite pour envahir la ville à plus de 15 pieds de hauteur : ceux qui avaient échappé à la chute des édifices, en furent noyés.>> (Tremblay, 2005). La République d'Haïti s'est engagée très tardivement dans la recherche sur la gestion des risques naturels majeurs, alors qu'elle se trouve à la limite de certaines failles majeures de la plaque Caraïbe. Le séisme meurtrier du 12 janvier 2010 de magnitude 7.0 a démontré son extrême vulnérabilité face à cet aléa.

Cette catastrophe a sonné comme une alerte pour toute la communauté caribéenne en rappelant l'exposition et la fragilité de la région face à ce type d'aléa.

Depuis lors, plusieurs missions de recherche et d'expertise ont été mises en place sous l'égide des Nations unies, de la Banque Mondiale et des autorités Haïtiennes afin de mieux comprendre la géodynamique de la région et les autres risques naturels auxquels le pays est régulièrement confronté (cyclones, inondation). Les autorités de la République d'Haïti ont par la suite multiplié les efforts pour mieux anticiper ces risques tout en mettant en place des stratégies d'atténuation plus efficaces. Ces actions contribuent à une meilleure compréhension, voire à l'intégration de la culture du risque dans l'imaginaire de la population Haïtienne.

Les missions post séismes ont montré que le tremblement de terre du 12 janvier 2010 a causé un petit tsunami local (Fritz *et al.*, 2013) sur la rive ouest de Port-au-Prince ainsi que dans la baie de la Gonâve (Hornbach *et al.*, 2010). Les enregistrements du marégraphe de Santo Domingo et de la bouée DART dans la mer des Caraïbes montrent également une manifestation du tsunami sur la côte sud de la République d'Haïti et de la République Dominicaine (Fritz *et al.*, 2013). Depuis cet événement catastrophique, beaucoup d'efforts ont été faits pour tenter de caractériser les risques naturels majeurs auxquels la République d'Haïti est confrontée. Parmi ceux-ci, nous pouvons noter que le risque tsunami, quoique rare, est non négligeable. Plusieurs sources attestent que le petit tsunami local, induit par ce séisme, a été aussi caractérisé par des vagues de plus de trois mètres. Comme nous l'avons mentionné auparavant, Hispaniola a connu dans son passé des événements similaires (7 mai 1842). Le risque tsunami est donc bien réel avec des évidences historiquement connues sur Hispaniola. Depuis, des travaux de recherche pour l'identification des sources sismiques potentielles pouvant générer des tsunamis se sont largement développés depuis une vingtaine d'années.

De par son positionnement géographique et géodynamique dans le bassin de la Caraïbe, l'île d'Hispaniola est très concernée par d'autres types de risques naturels. Un peu plus de six ans après le séisme du 12 janvier 2010, la République d'Haïti a connu le 4 octobre 2016, l'ouragan Matthew, classé catégorie 3 sur l'échelle Saffir et Simpson. Cet aléa atmosphérique est classé parmi l'un des ouragans les plus destructeurs et meurtriers de ce siècle pour la République d'Haïti. Les impacts les plus meurtriers ont concerné la péninsule Sud de ce pays.

Tous ces éléments montrent qu'il faut des recherches beaucoup plus approfondies permettant de comprendre les phénomènes physiques porteurs de ces destructions afin de mieux gérer les risques qui en découlent. La République d'Haïti doit désormais se donner les moyens de construire sa résilience et son adaptation afin de réduire sa vulnérabilité face à ces aléas naturels prévisibles ou non.

Le but de notre étude est dans un premier temps, d'élaborer une liste de scénarios sismiques tsunamigènes, comprenant des événements réels et potentiels pouvant impacter la République d'Haïti. Dans un deuxième temps, ces scénarios serviront de sources sismiques potentielles en entrée des codes numériques capables d'engendrer des tsunamis dans la région concernée. Les résultats de modélisation seront ensuite utilisés pour dériver des conditions de conception de structures et d'installations côtières et marines, robustes. Les résultats de la modélisation seront également utilisés pour la planification d'urgence et la prise de décision afin, d'estimer les pertes potentielles de vie et les dommages aux installations cotières, d'élaborer des mesures de sauvetage et d'atténuation, et enfin de planifier les opérations de nettoyage. Nous analyserons les cartes d'inondation des différentes zones côtières. Les données ainsi produites permettront d'apporter une aide à la décision aux opérateurs communaux dans le cadre de la gestion du risque tsunami.

Outre la compréhension du contexte géodynamique, cette étude utilisera les connaissances en mécanique des fluides sur les ondes longues océaniques ainsi que des méthodes d'analyse et de simulation numérique. Ces simulations ont beaucoup progressé au cours des 30 dernières années et sont maintenant utilisées comme l'un des moyens les plus efficaces dans la conception pratique des ouvrages et des structures de défense contre les tsunamis. Ce progrès a été soutenu par le développement de la sismologie et par le progrès technologiques des moyens de calculs. La sismologie a permis d'estimer le mécanisme de faille et le déplacement connexe du fond marin. Elle peut fournir le profil initial d'un tsunami

qui n'a jamais été mesuré sur le site avec des méthodes de mesure conventionnelles. La perturbation générée par le mouvement du fond transmet à son tour ce mouvement à une masse d'eau. Cette perturbation se propage sous l'effet de la gravité et peut être décrite analytiquement de la même façon que les ondes sismique. Cependant dans la littérature, il existe une variété de méthodes numériques qui peuvent être utilisées pour résoudre les équations d'eau peu profonde, telles que les méthodes de différence finie (Ancey *et al.*, 2008), de volume fini (LeVeque, 2002) et la méthode d'éléments finis. Le choix d'un code de modélisation numérique qui résout les équations des ondes longues océaniques, dépend de plusieurs propriétés. La maîtrise du code, la disponibilité du code, la robustesse du code, la méthode numérique de base du code et le coût de calcul du code sont entre autres certaines spécificités qui peuvent faciliter ce choix. Nous avons choisi les deux codes de modélisation numérique MOST et NAMI DANCE en raison de ces spécificités. De ce fait, nous comparerons les deux méthodologies de modélisation numérique basée l'une sur le code de modélisation numérique MOST (différences finies) et l'autre sur le code de modélisation numérique NAMI DANCE (différences finies). Les équations de propagation ainsi que les méthodologies numériques seront décrites.

Les données topographiques et bathymétriques utilisées dans ce travail de recherche sont dans certains cas issus de campagnes de mesures privées que nous avons combinés avec du GEBCO afin de construire les grilles d'inondation dans les zones côtières avec de très bonnes résolutions.

Le document est organisé de la façon suivante, le chapitre I donne une approche sur le contexte global de la géodynamique et sismique de la Caraïbe et de la République d'Haïti. Le chapitre II consiste à l'étude des ondes longues océaniques comme une base incontournable pour ce travail de recherche. Le chapitre III donne une étude des différentes méthodes numériques en vue d'une compréhension claire pour leur utilisation à la modélisation numérique. Le chapitre IV traite la modélisation numérique comme étant un élément basique pour les codes de modélisation numérique, ensuite nous décrivons les deux codes de modélisation numérique utilisés. Le chapitre V donne une élaboration des méthodologies appropriées pour la production des données bathymétriques et topographiques, indispensables pour les grilles d'inondation des zones côtières par tsunamis pour la République d'Haïti. Le chapitre VI donne une analyse critique et des discussions des résultats trouvés avec les deux codes de modélisation numérique utilisés. Enfin, nous donnerons les enseignements, les conclusions de ce travail de recherche et dresserons des perspectives.

1 Contexte géodynamique, sismique dans la Caraïbe et de la République d'Haïti

Ce chapitre contextualise la situation géodynamique globale de la région caribéenne et de la République d'Haïti. Ensuite, nous analysons les différentes zones de subduction, lesquelles sont les principaux marqueurs de la géodynamique active dans la Caraïbe. La compréhension de la géodynamique, du contexte sismique de la République d'Haïti, a été abordée dans une perspective de mieux répertorier l'ensemble des zones sismiques responsables des séismes générateurs de tsunamis. Nous évoquons en détails les cas de tsunami dans la Caraïbe ainsi que d'Hispaniola. À la fin de ce travail, nous modéliserons toutes les sources sismiques tsunamigènes historiques dont la République d'Haïti fut victime, avec des preuves scientifiques, par la mise au point des simulations de ces sources sismiques. En dernier lieu, nous présenterons l'état des connaissances de l'aléa tsunami du pays.

1.1 Contexte géodynamique

1.1.1 Introduction

La plaque Caraïbe est principalement formée par un plateau océanique du crétacé, connu sous le nom de la Grande Province ignée de la Caraïbe (CLIP). Cette province est couverte par des coulées de lave étendue d'épaisseur variable qui couvrent un sous-sol igné. Les études de stratigraphie sismiques de la croûte des Caraïbes ont décrit plusieurs unités sismiques typiques des matériaux océaniques dans le bassin colombien (Lu and McMillen, 1982), (Bowland, 1993) et dans le bassin vénézuélien (Ladd and Watkins, 1980), (Ladd, Shih and Tsai, 1981), (Diebold and Driscoll, 1999) avec une épaisseur de croûte d'environ 5 km. De plus, l'interprétation des données de réflexions sismiques a permis d'identifier les milieux caribéens (horizons de réflexions typiques des Caraïbes A et B), qui ont été forés et largement cartographiés dans le bassin vénézuélien (Ladd and Watkins, 1980), (Diebold *et al.*, 1981), (Diebold and Driscoll 1999), (Granja Bruña *et al.*, 2009), (Kroehler *et al.*, 2011). Les forages ont été aussi réalisés dans le sud-ouest et à l'ouest du bassin colombien (Figure 1), (Bowland, 1993), (Bowland and Rosencrantz, 1988), au sud de la crête de Beata (Figure1) (Hopkins, 1973), (Stoffa *et al.*, 1981) et dans le bassin nicaraguayen (Figure1) (Mauffret and Leroy, 1997).

La Province des Grandes Iles des Caraïbes (CLIP) a été formée pendant le crétacé sur la plaque de Farallon du Pacifique, au-dessus du hotspot de Galapagos (Hargraves, 1984), ainsi que l'arc volcanique des Grandes Antilles c'est-à-dire (Cuba, Hispaniola et Porto Rico) (Pindell *et al.*, 2012), (Van der Lelij, 2013), (Hastie *et al.*, 2013). L'arc volcanique et le plateau se sont ensuite déplacés vers le nord et vers l'est jusqu'à leur position actuelle entre les plaques Nord et Sud Américaine, individualisant ainsi la plaque Caraïbienne actuelle. L'arc des Grandes Antilles orientales de l'est (c'est-à-dire Hispaniola et Porto Rico) est devenu un arc intraocéanique inactif pendant le mouvement nord-est de la plaque Caraïbe. Le mouvement vers le nord-est de la plaque caraïbienne nouvellement formée, a duré jusqu'au début de la collision entre l'arc cubain occidental et la plate-forme carbonatée des Bahamas dans le paléocène (Leroy *et al.*, 2000), (Cruz-Orosa *et al.*, 2012).

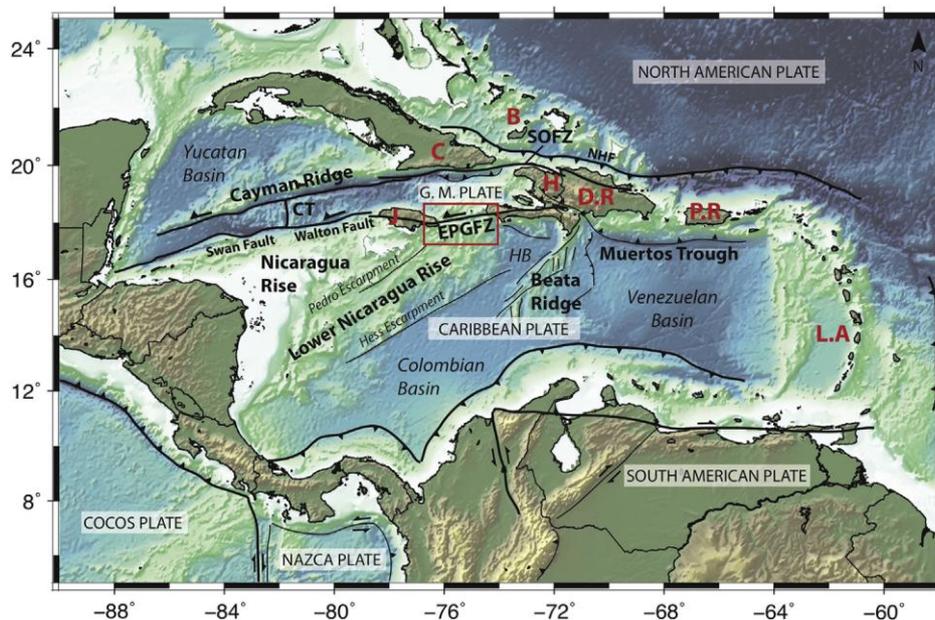


Figure 1 : Carte tectonique des Caraïbes CT : Creux de Cayman, EPGFZ : Zone de Faille d'Enriquillo Plantain Garden, SOFZ: Zone Septentrionale-Orient de Faille, NHF: Faille du Nord Hispaniola, C : Cuba, J : Jamaïque, B: Bahamas, RH : République d'Haïti, DR: République Dominicaine, PR : Porto-Rico, LA : Petites Antilles, GM PLAQUE: Gonave microplaque, HB : Sous-bassin Haïtien. La topographie et la bathymétrie proviennent du relief global de la surface terrestre de l'ETOPO de 2 minutes d'arc.

Ainsi dans le contexte géodynamique actuel, le domaine des Caraïbes et l'Amérique Centrale forment une petite plaque lithosphérique entre l'Amérique du Nord et l'Amérique du Sud (Figure 2), identifiée pour la première fois par Molnar et Sykes (Molnar and Sykes, 1969) sur la base de la sismicité. Dans la Caraïbe, ce processus résulte dans une microplaque avec

des zones de subduction se formant autour de la marge nord-caribéenne (García-Casco, 2008). Le mouvement entre les plaques Caraïbes et Amérique du Nord est dominé par un glissement obliquement convergent, senestre à des vitesses de 19 à 20 mm/an (Dixon *et al.*, 1998), (DeMets *et al.*, 2000), (Brink and al, 2006), (Dixon *et al.*, 1998). De l'est à l'ouest, la fausse de Porto Rico et les failles du nord de l'Hispaniola et de l'Oriente définissent la frontière méridionale de la plaque Nord Américaine (Figure 2 A), et la zone de la faille de Muertos Garden, de l'Enriquillo-Plantain Garden et la faille de Walton définissent la limite nord de la plaque Caraibéenne (Heubeck and Mann, 1991), (Mann *et al.*, 1995), (Mann *et al.*, 1991), (Mann and al., 1995), (Rosencrantz and Mann, 1991) (Figure 2 A). Entre ses deux limites, quatre microplaques distinctes ont été identifiées. La microplaque Porto Rico Îles-Vierges (PRVI) (Byrne, 1985), (Masson and Scanlon, 1991) se déplace approximativement vers l'ouest à $2,6 \pm 2,0$ mm/an par rapport à l'intérieur de la plaque Caraïbe (Jansma *et al.*, 2000). L'évolution géologique d'Hispaniola peut être remontée à l'éclatement mésozoïque de la Pangée et l'ouverture de l'océan Atlantique. La géologie de l'Hispaniola se compose de roches ignées formées à l'intérieur d'un arc insulaire volcanique, ainsi que d'abondantes roches sédimentaires marines qui ont été accrétées à la marge de subduction océanique. La microplaque de Gonâve, proposée pour la première fois par (Rosencrantz and Mann, 1991), se déplace vers l'ouest à un rythme plus rapide de 6-8 mm/an (DeMets and Wiggins-Grandison, 2007), (Benford et al., 2012), également par rapport à la plaque Caraïbe. Le bloc d'Hispaniola définit par (Byrne et al., 1985) et (Manaker *et al.*, 2008) occupe l'extrémité à l'est de la microplaque de Gonâve. Enfin, deux microplaques plus petites, les microplaques du sud de la Jamaïque (Benford et al., 2012) et du nord de l'Hispaniola (Manaker *et al.*, 2008) semblent également répartir les déformations le long de la limite des plaques (Figure 2 B).

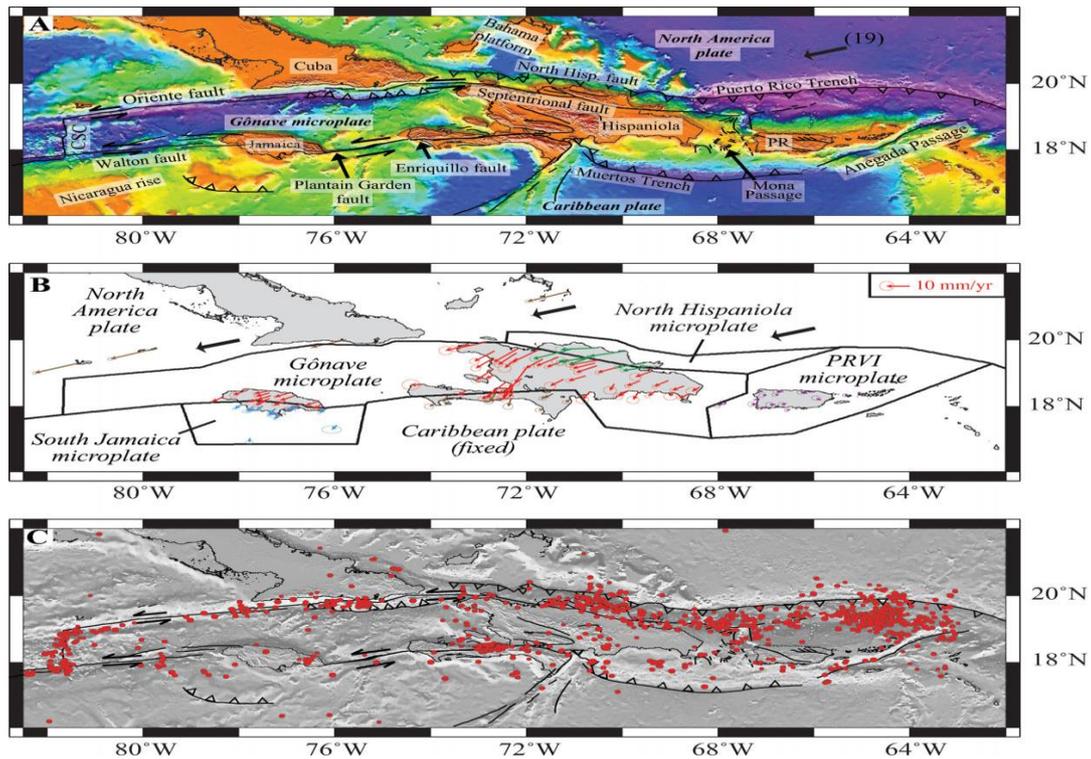


Figure 2 : Cadre tectonique du nord des Caraïbes. Les flèches noires audacieuses dans les panneaux (A) et (B) montrent l'estimation MORVEL du mouvement de la plaque Nord Amérique en mm/an par rapport à la plaque Caraïbe (DeMets et., 2010). CSC, Centre de diffusion des Caïmans; PR, Porto Rico. La bathymétrie des fonds marins à deux minutes et la topographie terrestre de Sandwell& Smith (Smith and Sandwell, 1997). (B) Vitesses du site GPS par rapport à la plaque des Caraïbes, avec des ellipses d'erreur 1σ , 2-D. Les vitesses d'Hispaniola sont tirées de (Calais *et al.*, 2010). Les vitesses sont codées par la couleur sur la plaque. L'échelle est affichée dans le coin supérieur droit. Des lignes noires marquent les limites des plaques utilisées pour l'analyse. Toutes les plaques comprises dans l'analyse sont étiquetées, Microplaque PRVI, microplaque Porto Rico Îles-Vierges, (C) les cercles rouges montrent les tremblements de terre de 1964 à 2010 (Engdahl et., 1998) sur les failles, la bathymétrie et la topographie proviennent du relief global de la surface terrestre de l'ETOPO de 2 minutes d'arc.

Les forces responsables du déplacement de ces microplaques ne sont pas complètement comprises. Mais ils sont presque convaincus du changement de glissement le long de la faille Nord d'Hispaniola. Mais aussi en tenant compte de la géométrie irrégulière de la limite de la plaque Caraïbe et de sa transition bien décrite de la subduction oblique. De plus à l'inclinaison abrupte le long de la fausse du Porto Rico, de la déformation au cisaillement d'Hispaniola à des endroits plus à l'ouest (Calais et., 1992), (Mann *et al.*, 1995,

2002). Ainsi une courbe de restriction plus étroite où le Nicaragua Rise se heurte obliquement avec le sud de la Jamaïque (Benford et al., 2012). Ils sont tous les deux associés à la sismicité distribuée et la déformation à l'intérieur de la microplaque de Gonâve et sont susceptibles d'être responsables en partie du partitionnement de la déformation, et de la fragmentation de la microplaque caractéristique de la limite de la plaque.

Les failles Enriquillo et Septentrional sont les principales failles actives qui forment la frontière entre les plaques tectoniques de la Caraïbe et de l'Amérique du Nord dans les Grandes Antilles (Figure 2A). Des relevés géodésiques récents montrent que les deux failles sont bloquées et qu'elles accumulent une contrainte qui sera éventuellement libérée dans de grands tremblements de terre (Manaker *et al.*, 2008). Le tremblement de terre survenu le 12 janvier 2010 a eu lieu sur le réseau de la faille d'Enriquillo, une faille importante qui est clairement visible dans les cartes en relief de haute résolution de la péninsule Sud de la République d'Haïti. Les études de terrain ont confirmé que la faille d'Enriquillo cartographiée dans la zone épiscopale sud-ouest de Port-au-Prince, sépare les roches basaltiques au sud de la faille et des roches sédimentaires marines (craie, grès et calcaire) au nord. Ainsi, la faille Enriquillo peut être facilement discernée par sa morphologie et sa géologie (Eberhard *et al.*, 2010). En outre il faut noter que les dernières recherches de la campagne dénommée HAITIS-SIS ont permis d'éclaircir certaines données qui ont eu des points d'ombre et renforcer les autres données qui ont déjà été récoltées pour le contexte tectonique de la région, incluant l'Hispaniola. Ils ont pu diviser la République d'Haïti en quatre zones tectoniques différentes : A - Zone de la faille sud EPGF (Enriquillo-Plantain Garden) entre la péninsule Sud et la Jamaïque, B - Zone Nord Gonâve, C - Zone de la faille Septentrionale partie Haïtienne, D - Prisme Nord Haïtien et jonction avec les Bahamas.

1.1.2 Zones de failles majeures d'Hispaniola

Une partie de l'île d'Hispaniola se trouve dans la microplaque Gonâve. Les structures de la faille principale majeure active affectant la République d'Haïti et le reste d'Hispaniola incluent deux failles senestres, principales de glissement et une chaîne plissée, et de poussée offshore connue sous le nom de ceinture de déformation d'Hispaniola du nord. Ils font partie de la zone de subduction qui s'étend sur le nord de la République Dominicaine (Dolan *et al.*, 1998), (Tuttle *et al.*, 2003). Les deux principaux systèmes de décrochements senestres qui traversent Hispaniola dans une direction approximative est-ouest. Ils sont sur la zone de la faille Enriquillo-Plantain-Garden (EPGF) le long de la partie sud et sur la zone de la faille

Septentrionale (SF) le long du nord (Mann *et al.*, 1995). Entre les zones de failles majeures, il existe une série de lignes de failles interconnectées. Les failles de glissement sont clairement visibles sur les images satellites comme des linéaments (Theilen-Willige, 2010).

Les deux systèmes de failles font partie de la frontière plus large et diffuse qui a abouti à une dalle de déformation interne étendue de la plaque Nord-Américaine par l'interaction, la collision et la subduction susmentionnée avec la plaque tectonique des Caraïbes. Des mouvements tectoniques accomodés par les deux failles et leurs décalages, qui sont situés un peu à l'écart de la limite de la plaque réelle, plus au côté intérieur de la plaque. Cependant, la majeure partie de l'activité sismique sur la microplaque de Gonâve est concentrée en Jamaïque plutôt qu'en République d'Haïti - comme le montrent les épïcêtres des tremblements de terre présentés à la figure 3 (Pararas-Carayannis, 2010).

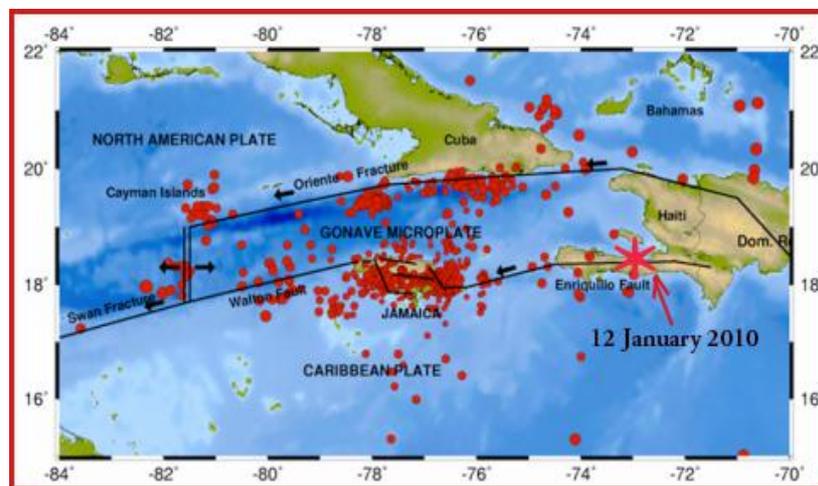


Figure 3 : Sismicité de la Marge des Caraïbes du Nord (Figure modifiée par la West Indies University)

1.1.3 Le système de faille Enriquillo-Plantain Garden (EPGFZ)

Le système de faille Enriquillo-Plantain Garden (EPGFZ) de 1200 km de long est le bord sud de la microplaque de Gonâve (Mann *et al.*, 1995). Il fournit un système de faille de "contournement", qui permet un mouvement continu, sans entrave vers l'est de la plus petite plaque des Caraïbes dans le sud de l'Hispaniola des zones passées de la convergence de blocage du nord. Ils ont considéré un fragment de la croûte océanique de la Caraïbe des «basaltes du plateau caribéen du créacé supérieur» (Mann et 1998), (figure 3).

La zone de faille Enriquillo-Plantain Garden (EPGFZ) est semblable en structure et en caractère à la faille de San Andreas de Californie et au système de faille du nord de l'Anatolie

en Asie Mineure. Elle implique des déplacements de glissement qui sont situées sur le long des portions de ses décalages. Il y a eu preuve de transpression (compression et cisaillement) et les événements sismiques peuvent inclure de petits déplacements verticaux qui peuvent générer des tsunamis locaux. À l'ouest, la zone de faille traverse sous le passage de la Jamaïque de 50 km de large et continue vers l'ouest jusqu'à l'est de l'Amérique Centrale, où il y a eu apparemment une augmentation de la sismicité. À l'est, elle s'étend dans la fausse de Muertos, une zone de subduction où les tremblements de terre peuvent potentiellement générer des tsunamis locaux sur Hispaniola et les îles adjacentes de la Caraïbe (Benford *et al.*, 2012).

Le tremblement de terre du 12 janvier 2010, comme la plupart des derniers tremblements de terre destructeurs en République d'Haïti, s'est produit sur un segment décalé de la zone de la faille EPGFZ. Cette portion de la faille d'Enriquillo est capable de générer des tremblements de terre peu profonds ayant des glissements senestres (figure 3). Cependant, il y a des preuves que les mouvements verticaux et latéraux ont eu lieu, comme ce fut le cas pour le tremblement de terre de 1701. Ce segment de la zone de la faille Enriquillo-Plantain Garden (EPGFZ) avait été verrouillé pendant près de 250 ans. Le dernier tremblement de terre majeur dans ce segment particulier avait eu lieu en 1770. Cependant, en 2008, il y avait une certaine activité sismique précurseure dans la région de cette zone de faille (Pararas-Carayannis, 2010).

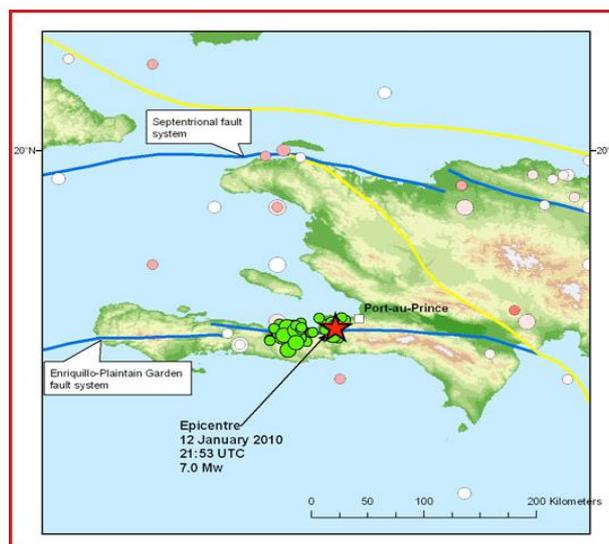


Figure 4 : EPGFZ et SFZ en République d'Haïti. Distribution après shock du Séisme 12 janvier 2010 (Figure modifiée par l'enquête géologique Britannique)

1.1.4 La Zone de la faille Septentrionale (SFZ)

La zone de faille Septentrionale (SFZ) est une zone de faille décrochante senestre située au nord d'Hispaniola entre la plaque Caraïbe et la plaque Nord-Américaine (figures 3 et 5). Il s'agit d'une zone fortement sismique. Elle fait partie de la limite nord diffuse sur la microplaque de Gonâve et la marge de la Caraïbe du nord. Elle traverse la vallée du Cibao dans le Nord de la République Dominicaine. À l'est, elle s'étend dans la zone de subduction de Porto Rico. À l'ouest, son décalage traverse le nord de la République d'Haïti et s'étend jusqu'à la partie sud de Cuba. Il y a une forte probabilité qu'un puissant séisme destructeur sur la zone de la faille Septentrionale (SFZ) puisse se produire dans un avenir proche et avoir des conséquences sur l'île d'Hispaniola.

1.2 Les schémas de déformation régionale de la République d'Haïti

Entre la zone de faille Enriquillo-Plantain Garden (EPGFZ) et la zone de faille Septentrionale (SFZ), la partie centrale de la République d'Haïti montre une zone de déformation diffuse. La phase la plus récente du tectonisme dans cette zone implique des élévations fortes et un large pli ouvert parallèle aux axes de glissement nord-ouest (NW), ce qui est compatible avec le modèle de déformation maximale régionale prédit pour le cisaillement gauche latéral est-ouest (EW) le long de la frontière du plancher d'Amérique du Nord et de la Caraïbe (Pubellier et al., 1991).

La zone Gonâve - L'existence de la lanière de plaque Gonâve postulée sur la marge du nord de la Caraïbe a été confirmée à partir des mesures GPS des mouvements latéraux, des données sismiques et des schémas de plissement, de failles et d'élévation quaternaire des récifs coralliens dans l'Hispaniola occidentale et centrale (Dixon *et al.*, 1998), (Mann, 2007). Plus à l'ouest, la limite nord de la microplaque de Gonâve est définie par la grève de glissement de la faille à l'est au sud de Cuba (Smythe and Calais, 2016), qui semble être une extension du système de la faille Septentrionale le long du nord de l'Hispaniola. Au sud, la microplaque de la Gonâve est délimitée par la faille de Walton, une portion oblique de la faille en compression de la Jamaïque et la zone de faille Enriquillo-Plantain Garden. La frontière d'est de la microplaque est définie par des failles internes de l'Hispaniola et la limite ouest par le radeau océanique des Caïmans (CSC) (Figure 5). Le mouvement relatif à la plaque Nord-Américaine est à l'est. La microplaque de Gonâve allongée occupe une superficie

d'environ 190 000 kilomètres carrés de la partie nord-est de la plaque des Caraïbes, qui est en train de cisailler et d'accréter la plaque Nord-Américaine (DeMets and Wiggins-Grandison, 2007), (Christeson *et al.*, 2008). Les tremblements de terre se sont produits principalement le long des limites de la microplaque de Gonâve, et certains le long de la zone de subduction au nord de l'ajustement Septentrional, ils ont le potentiel de générer des tsunamis locaux, en particulier dans la région le long du nord-est de l'Hispaniola et plus proche de Porto Rico. Le long de la marge sud de la microplaque de Gonâve, les tremblements de terre près de la fosse Muertos ont également le potentiel de générer des tsunamis locaux sur Hispaniola et Porto Rico, avec des effets moindres sur les îles Vierges.

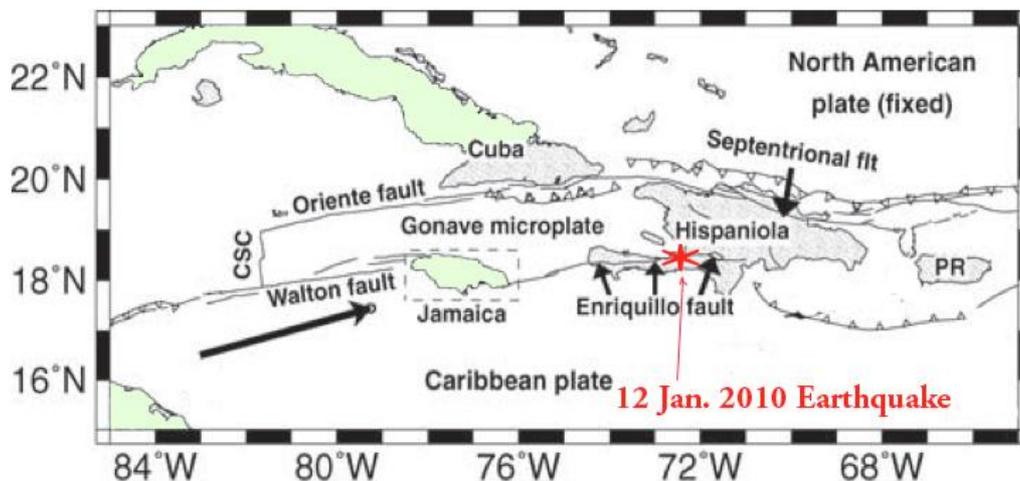


Figure 5 : Carte de localisation et configuration tectonique de la microplaque Gonâve sur la marge nord de la Caraïbe centrale. Les flèches indiquent le mouvement relatif de la plaque des Caraïbes par rapport à la plaque Nord-Amérique comme prédit par un modèle (DeMets *et al.*, 2007). CSC: Centre de diffusion de Cayman et PR : Porto Rico (DeMets and Wiggins-Grandison, 2007).

1.3 Contexte sismique

Les rapports de séismes dans les Grandes Antilles datent du XVI^e siècle lorsque la région était colonisée par les Espagnols. Sur la base de ces rapports, Salterain (Salterain, 1883) a déjà remarqué des activités sismiques importantes dans le sud de Cuba. Cependant les données fournies sur le contexte géodynamique de la Caraïbe et de la République d'Haïti ont permis de mieux comprendre le niveau d'exposition de la région face à cet aléa. Ce pays est dans un contexte sismique assez particulier selon sa position aux limites des plaques Nord-Américaine et Caraïbe. Ainsi qu'au cours du 20^e siècle et avant le tremblement de terre du 12

janvier 2010 (Figure 3), l'activité sismique au sein de l'île d'Hispaniola avait été concentrée sur les deux tiers orientaux de l'île en République dominicaine, et la République Haïti avait eu une sismicité quasi endormie. Le réseau sismique mondial moderne n'a vu le jour qu'en 1964. Par contre depuis la création de ce réseau mondial, un seul séisme d'une magnitude supérieure à 4,0 a été enregistré dans leur base de données dans le cas de la République d'Haïti. Et il a été localisé à 100 km à l'Ouest de Port-au-Prince. Ce faible niveau d'activité sismique peut expliquer le niveau de préparation très faible aux tremblements de terre de la République d'Haïti avant l'événement de 2010.

Cependant, les études sur la sismicité historique ont prouvé que de grands séismes (magnitude 7,0 ou plus) ont frappé la région de Port-au-Prince dans le passé. Ces tremblements de terre sont tous attribués au mouvement de la faille Enriquillo orientale orientée vers l'est (Figure 1). Les plus grands tremblements de terre ont eu lieu en 1701, 1751, 1770 et 1860 (Scherer, 1912), (O'Loughlin et Lander, 2003). L'événement du 21 novembre 1751 a eu lieu à une distance d'environ 50 km de Port-au-Prince et a détruit des bâtiments dans toute la ville (Intensité X de l'échelle modifiée de Mercalli). Le tremblement de terre du 3 juin 1770 s'est produit à environ 40 à 50 km plus à l'ouest de la faille d'Enriquillo et a de nouveau entraîné la destruction massive de bâtiments à Port-au-Prince et Léogâne (Scherer, 1912), (O'Loughlin and Lander, 2003). Le tremblement de terre de 1860 a été localisé plus loin encore à l'ouest de Port-au-Prince et a provoqué l'élévation du fond marin. Ainsi les régions de Port-au-Prince et de Léogâne ont une histoire bien documentée en matière de tremblements de terre (Figure 1 et 5). En outre, viennent s'ajouter les sources régionales probables (sismiques, ou non sismiques) qui pourraient générer de tsunamis. Par exemple les tremblements de terre suivis de tsunamis au sud Cuba en 1755, un violent tremblement de terre a été suivi d'un tsunami qui a inondé Santiago. Le plus fort tremblement de terre jamais ressenti dans cette région a eu lieu le 11 juin 1766, et détruit presque complètement la ville de Santiago. Salterain (Lander et al., 2002) énumère 18 tremblements de terre forts entre 1777 et 1852 et cite un témoin du tremblement de terre du 20 août 1852 qui a rapporté que «le premier choc consistait en un fort mouvement de montée et de descente, entraînant la fuite de nombreux habitants de la ville». Ils ont suggéré que certains tremblements de terre historiques du sud de Cuba ont pu avoir une composante de poussée, comme la sismicité instrumentale a montré pour la plupart des derniers tremblements de terre dans cette région. Ainsi, la figure 6 montre une carte de la sismicité de 1900 à 2010 pour Hispaniola. Les tremblements de terre d'une magnitude supérieure à 4,0 sont présentés, bien que le catalogue ne soit complet jusqu'à

cette magnitude qu'après 1963 (voir la section sur la sismicité spatialement lissée). Ce catalogue est dérivé : (1) du catalogue de détermination préliminaire des épacentres (PDE) de l'US Geological Survey (USGS) de 1973 à février 2010, (2) du catalogue (Engdahl and Villaseñor, 2002) de 1902 à 2000, et (3) du centre de catalogue sismique international (ISC) de 1911 à janvier 2008. Le catalogue a été déclassé pour supprimer les répliques, les chocs et autres événements dépendants en utilisant la procédure de Mueller (Mueller, Hopper and Frankel, 1997). La carte de sismicité montre plus de tremblements de terre avec M 4,0 dans la partie orientale d'Hispaniola, avec la plus grande concentration de tremblements de terre peu profonds situés le long de la zone de subduction du nord-est. Il y a un nid notable de tremblements de terre profonds (>100 km) sous l'Hispaniola orientale. Il y a eu un nombre important de tremblements de terre peu profonds de magnitude 4 en République d'Haïti depuis 1963.

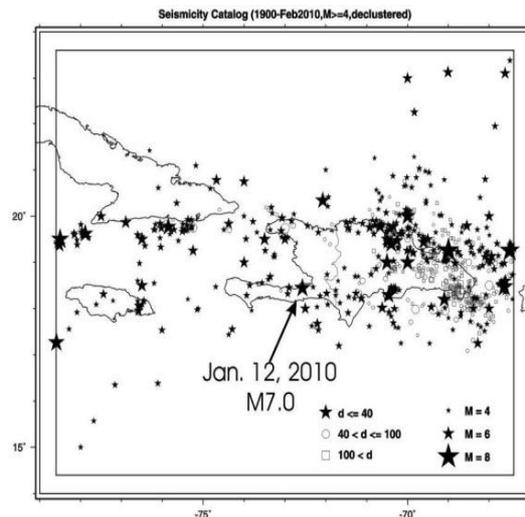


Figure 6 : Catalogue sismique de 1900 à 2010 des grandes Antilles

Mueller (Mueller, 2010) a publié des cartes d'aléa sismique pour Porto Rico. Ces cartes comprenaient les dangers de la zone de subduction nord-est et de la faille Septentrionale, ainsi que les sources de tremblement de terre à l'est d'Hispaniola, y compris le passage de Mona.

Durant la période de novembre à décembre 2012, une enquête géophysique marine (HAITIS-SIS) a été effectuée à bord du navire de recherche l'Atalante autour de la frontière du nord de la plaque des Caraïbes pour en dévoiler sa structure géométrique (Leroy *et al.*, 2015).

L'objectif de cette campagne a été d'étudier l'initiation, la migration et l'activité sismique actuelle d'un grand système de failles principalement décrochantes dans un contexte transpressif (prisme de collision oblique). Il est dans cette région l'élément majeur de la structuration tectonique, de l'activité sismique et du contrôle des flux sédimentaires pour l'avenir comme pour son histoire (Figure 7) (Rap. HAITIS-SIS Atalante 2012). Les résultats de cette enquête nous ont permis de mieux comprendre le contexte sismique et géodynamique de la côte nord de la République d'Haïti, par la suite nous avons admis que tout n'est pas clos avec l'événement sismique du 12 janvier 2010. L'événement sismique le plus inquiétant dans l'imaginaire du peuple Haïtien, s'est projeté autour de la zone de la faille Septentrionale qui a provoqué le séisme du 7 mai 1842, suivi d'un tsunami dévastateur. Par conséquent, les autorités Haïtiennes ont le devoir et la responsabilité de multiplier les efforts pour renforcer la vigilance citoyenne, rendre plus dynamique les structures de réponse en vue de la réduction des dommages pour des futurs événements sismiques .

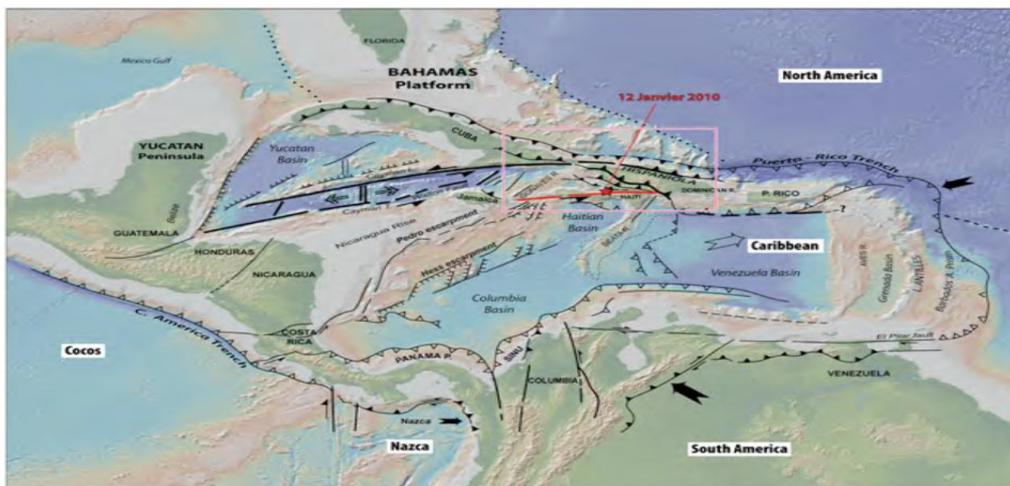


Figure 7 : Contexte géodynamique de la plaque Caraïbe (Car) entre les plaques Amérique du Sud (AmS) et Nord (AmN), Cocos (Co) et Nazca. Mouvement des plaques (flèches)

1.4 Historique des tsunamis dans la Caraïbe et la République d'Haïti

La région de la Caraïbe est très concernée par de nombreux risques naturels; parmi les plus destructeurs nous pouvons citer les tremblements de terre, les ouragans et les tsunamis. Les deux premiers sont plus ancrés dans les consciences populaires et traditionnelles si bien que la culture de la prévention du risque a mis l'accent sur les risques sismiques et cycloniques. Très peu d'attention a cependant été accordée à la menace que représente les

tsunamis. Certes ils ne sont pas fréquents mais ils représentent en effet un danger réel et effectif pour les biens et les personnes en zones côtières, y compris en Haïti. Chacune de ces menaces a sa propre caractéristique et peut être atténuée par des actions basées sur des connaissances appropriées. Dans le cadre ce travail, nous présentons un bref historique sur les tsunamis dans la région des Caraïbes et à la République d'Haïti (Tableau1 et 2). Ces tsunamis sont les plus documentés dans la Caraïbe et peuvent être utilisés par les autorités gouvernementales pour des mesures d'atténuation.

Un tsunami est une onde de mer gravitationnelle généralement engendrée par de grandes perturbations rapides du fond de l'océan (Bates and Jackson, 1987). Le mot tsunami (Soo-NAH-mee) est venu du mot japonais Tsu (port) Nami (vague), a remplacé les termes de «vague de mer» et «vague de marée». "Harbor" n'est pas exactement correcte non plus, mais le terme "tsunami" est devenu l'idiome adopté. Les tsunamis dans la Caraïbe ont touché 22 pays et régions administratives, y compris l'Amérique Centrale et le nord de l'Amérique du Sud. Les données des cent dernières années liste 33 tsunamis possibles, soit environ un tous les trois ans. Cela comprend dix-sept (17) des trente quatre (34) tsunamis probables ou vérifiés dans le catalogue des tsunamis historiques de la Caraïbe. Le dernier tsunami destructeur dans la Caraïbe a eu lieu en août 1946, il y a plus de 60 ans.

Les tsunamis observés dans la Caraïbe, en termes de génération, sont issus de divers sources. Ces sources de tsunami incluent les tsunamis provenant de sources éloignées (télétsunamis), tsunamis engendrés par des mouvements de masse tels que débris et glissements de terrain (tsunamis de glissement de terrain), tsunamis engendrés par des processus volcaniques (tsunamis volcaniques); et enfin les tsunamis qui sont produits par le mouvement soudain des plaques et des blocs de la croûte terrestre (tsunamis tectoniques).

Date	Origine des Données			Effets des Données		
	Lat.Long.	Int. Mag	Zone	Emplacements des Effets	H. (m)	Vague
30 août 1902 [21:25LT]	14.4N 61.0W		Martinique	Martinique Fort-de-France	1.0	
14* janvier 1907 21:36 UT	8.1N 76.7W	Ms 6.5	Jamaïque	Jamaïque : Hope Bay Baie d'Orange Baie Sheerness Baie St. Anne Baie d'Annotto Port Maria Kingston	2.5 2.5 2.5 2.5 1.8-2.4 1.8-2.4 2.5	
11 octobre 1918 [4:14UT]	18.5N 61.5W	MS 7.5	Puerto- Rico	Puerto Rico: Aguadilla Punta Agujereada Punta Higuero République Dominicaine Santo Domingo (Rio Ozama)	2.4-3.4 5.5-6.1 5.2 0.45	
25 décembre 1969 [21:32 UT]	15.8N 59.1W	MS 7.6	Petites Antilles	Barbade Antigua Dominique	0.30 0.46 0.12	
26 décembre 1997 [3 :00 UT]	16.7N 62.2W		Montserrat	Montserrat	3.0	
8 février 1843 [14:50UT]	16.5N 62.2W	MMI=IX	Guadeloupe	Antigua	1.2	
Septembre 1882 [7:50 UT]	7.3N 77.8W	Ms=8	Panama	Panama: San Blas Archipelago	3.0	

Tableau 1 : Historique Tsunami dans les Caraïbes depuis 1692

Date	Localisation	Déferlement Tsunami description	(runup) (m) ou
18 octobre, 1751	Azua de Compostela, Santo Domingo (République Dominicaine)	vagues dommageables	
3 juin, 1770	Archaïe, Port-au-Prince, Monceau de la Saline, Golfe de la Gonâve (République d'Haïti)	tsunami en République d'Haïti	
11 février, 1775	Hispaniola	grands dégâts ont été faits par le tsunami	
7 mai, 1842	Côte Nord de République d'Haïti	2 m	
	Port-de-Paix (République d'Haïti)	4.6 m	
	Santo-Domingo, (République Dominicaine)	1.6 m	
8 avril, 1860	Les Cayes, Acquin, côte du golfe de la Gonâve (République Haïti)	Vagues de tsunami	
23 September, 1887	Anse d'Hainault, Golfe de la Gonâve, Jérémie, Môle St. Nicolas (République d'Haïti)	Vagues de tsunami	
4 août, 1946	Côte de Matancitas, (République Dominicaine)	Vagues de 2.4 m	1,790 personnes tuées
	Côte Nord d'Hispaniola	4.6 m	
8 août, 1946	Sabanade al Mar, Santo Domingo (République Dominicane)	Vague de tsunami	
31 mai, 1953	Puerto Plata (République Dominicane)	Vague de tsunami	
12 janvier, 2010	Santo Domingo (République Dominicane)	6 cm	
	PetisParadis (République d'Haïti)	Vagues de tsunami	

Tableau 2 : Historique de tsunamis en République d'Haïti depuis 1751

Nous résumons dans le tableau 2 ci-dessus les séismes qui ont induit des effets tsunamis dans l'histoire d'Hispaniola. Les séismes qui ont généré de tsunamis au niveau d'Hispaniola sont identifiés sur les figures (8 a) et (8 b) (Narcisse ZAIBHO, 2012, Rap. NATAH Z). Les figures (8 a) et (8 b) ci-dessous récapitulent le tableau 2 ci-dessus.

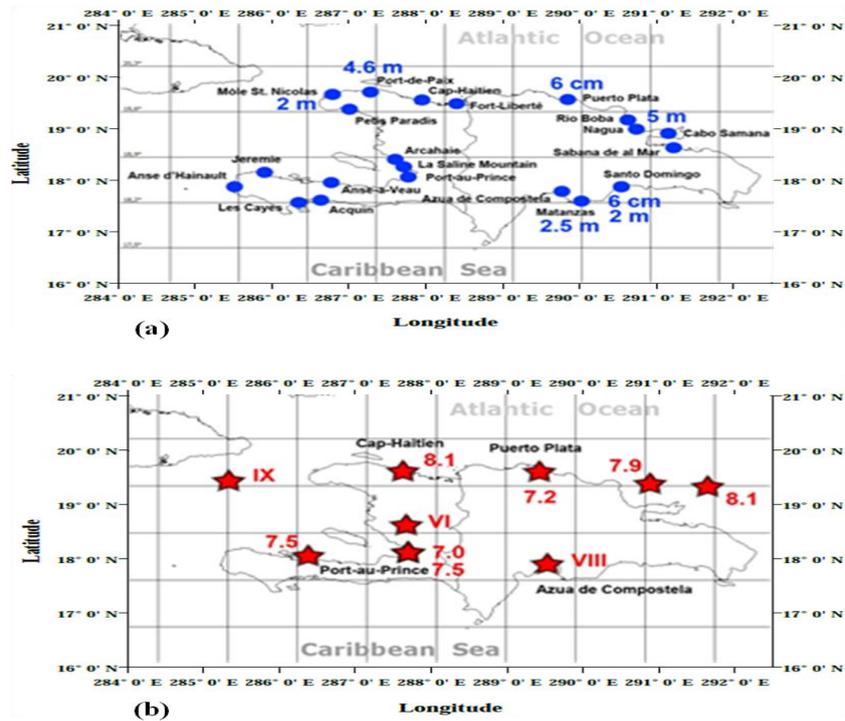


Figure 8 : Runup des tsunamis (a) et localisation des sources (b), 1751 - 2010

Le tsunami du 12 janvier a été enregistré sur la station DART 42407 au Sud de la République Dominicaine, située à 280 km de l'épicentre en 50 minutes mais à de très faibles amplitudes comprises entre 5 et 15 cm. La modélisation numérique de ce tsunami grâce à un modèle de de construction de la source proposée par Tang (Tang, Titov and Chamberlin, 2009), nous a permis de retrouver les valeurs des stations DART 42407 et 41421 situées au Nord de Porto Rico et au Sud de la République Dominicaine, (Figure 9 b).

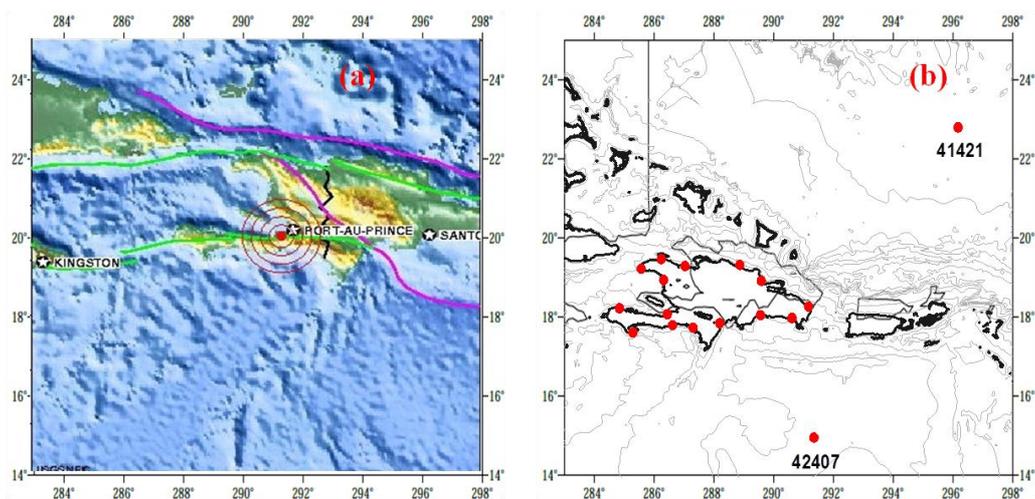


Figure 9 : a) Epicentre du tremblement de terre du 12 janvier 2010 (USGS), et b) localisation des points de jauges numériques (les stations DART sont indiquées par leur numéro).

1.5 Etat des connaissances de l'aléa tsunami en République d'Haïti

Depuis l'événement sismique du 12 janvier 2010, les autorités Haïtiennes ont commencé avec l'appui de certains organismes internationaux à identifier les risques majeurs au niveau d'Haïti. Les aléas identifiés en République d'Haïti sont multiples, les plus récurrents étant les tempêtes tropicales, les cyclones et les inondations. Les aléas naturels qui ont des périodes de récurrence assez longues, sont très peu connus en République d'Haïti. Par exemple, le tremblement de terre, quoiqu'il soit un aléa à un niveau très élevé dans le passé du pays comme l'attestent les rapports qui ont été produits par des scientifiques sur le risque sismique dans ce pays bien avant l'événement sismique du 12 janvier 2010. Ils ont montré clairement que cet aléa est très marqué dans l'histoire de ce pays. Malgré cela, la majorité des citoyens Haïtiens n'ont pas été bien renseignés sur cet aléa en République d'Haïti à cause de sa période d'occurrence beaucoup plus longue, comparée aux autres risques naturels (cyclones, inondations, ect). Par contre, les conséquences de la catastrophe dévastatrice du 12 janvier 2010, ont induit une motivation plutôt positive dans tout le pays. Les missions post-séisme ont pu recueillir des données sur le terrain servant à mieux caractériser la zone de la faille méridionale d'Hispaniola. Plusieurs témoignages, et aussi les observations sur le terrain ont montré que le tremblement de terre de 2010 a été accompagné d'un petit tsunami local.

En effet l'État Haïtien et des organismes internationaux, par exemple la Banque Mondiale et l'UNESCO, ont organisé des groupes de travail en Haïti, en vue de mieux évaluer le niveau du risque tsunami sur Hispaniola. Beaucoup d'efforts ont été réalisés à ce niveau ainsi ils ont conduit à l'installation d'un marégraphe au niveau du Cap Haïtien. Certains articles et rapports ont montré l'évidence du risque tsunami en République d'Haïti, plus particulièrement sur la côte nord du pays. En effet ce travail de recherche s'inscrit dans ce même objectif en vue de l'approfondissement global des recherches qui ont été déjà produites sur l'évaluation du risque tsunami sur la côte nord du pays et étendre ces recherches à toute la République.

Donc nous contribuerons à apporter des solutions appropriées en matière d'éducation, de gestion, de planification, d'évaluations de ce risque et de combler ce déficit pour le pays.

2 Dynamique des ondes longues océaniques

Dans ce chapitre, nous analysons les différents types d'ondes océaniques ainsi que les forces responsables de leur génération. Nous proposons une équation empirique permettant de calculer le déferlement des vagues en zone côtière. Ensuite nous abordons la théorie linéaire, non linéaire en eau peu profonde et leur application dans le processus de tsunamis. Les équations des ondes longues non linéaires, dispersives en eau peu profonde, ainsi que leur dérivation et classification en équations approchées sont démontrées. Nous explorons les différents types de mécanismes physiques basiques qui peuvent engendrer la génération du tsunami. Tout cela nous a permis d'approfondir la compréhension des ondes longues non linéaires et leurs utilités dans l'étude de tsunamis.

2.1 Généralités

Plusieurs types d'onde impliquant différents paramètres physiques existent dans l'océan. Ces ondes étant associées à un certain type de force, il est commode d'en faire une classification en fonction des forces qui permettent de les générer.

Type de vague	Mécanisme Physique	Période type	Zone d'activité
Son	Compressibilité	$10^{-2} - 10^{-5}$ s	Intérieur de l'océan
Capillarité	Tension de surface	$< 10^{-1}$ s	
Rides (ondulations)			
Vagues	Gravité	1 – 25 s	Interface Air-Eau
Houle			
Tsunami	Gravité	10 min – 2h	
Ondes internes	Gravité et stratification de la densité	et 2 min – 10h	Couche de changement drastique de densité
Marée de tempête	Gravité et rotation de la terre	1 – 10h	Près du littoral
Marée	Gravité et rotation de la terre	12 - 24h	
Ondes planétaires	Gravité, rotation de la terre et variation de latitude ou de profondeur de l'océan	De l'ordre de 100 jours	Couche entière de l'océan

vagues scélérates	Gravité, variation de la topographie ou de profondeur de l'océan, vents contraires	Transitoire	Interface Air-eau
Ondes d'infragravité	Gravité	De l'ordre 250 à 25 secondes	Interface Air-eau

Tableau 3 : Les différents types de vagues présentes au niveau de la mer, leur mécanisme physique, leur période ainsi que leur zone d'activité.

Il convient cependant de faire une distinction entre la notion de marée de tempête et de tsunami dans le cadre des ondes contrôlées par la gravité. Les tsunamis et les ondes de tempête appartiennent à la classe des ondes longues de gravité comme les marées océaniques et peuvent causer une inondation côtière importante, entraînant des pertes de vie et des dommages importants. Superficiellement, les effets côtiers des tsunamis et des marées de tempête sont assez similaires, mais dynamiquement ils sont très différents. Les tsunamis se propagent à travers les océans profonds et frappent les côtes, tandis que les marées de tempête ne sont que des phénomènes côtiers et n'existent pas dans la partie profonde des océans. Les tsunamis peuvent affecter des centaines de kilomètres à des milliers de kilomètres le long d'un littoral, tandis que les ondes de tempête peuvent affecter au maximum quelques dizaines de kilomètres le long d'une côte. Les effets des marées de tempête sont dans une certaine mesure dépendants de l'hémisphère, dans la mesure où dans l'hémisphère nord, la pointe atteint le côté droit de la trajectoire des ouragans et dans l'hémisphère sud, sur le côté gauche. Pour les tsunamis, il n'y a pas de distinction hémisphérique, sauf le fait que la majeure partie de l'énergie du tsunami se propage dans une direction perpendiculaire à la ligne de faille à l'origine du séisme. Les ouragans qui génèrent des marées de tempête peuvent être vus plusieurs jours plus tôt, même si la prédiction de l'emplacement exact de l'atterrissage est assez difficile et sujette à des biais. Aucune prévision de tsunami ne peut être donnée avant que le tremblement de terre sous l'océan ne se produise réellement, et en ce sens le temps d'avertissement pour les tsunamis est sensiblement plus petit que pour les ondes de tempête. Dans le cas des tsunamis, le retrait initial de l'océan est souvent observé alors qu'aucun phénomène de ce type n'a été signalé dans la littérature pour les marées de tempête. Les tsunamis et les marées de tempête sont différents dans la durée de de la submersion côtière. Au Japon, dans certains cas, on n'observe que quelques minutes de temps écoulé entre

l'occurrence du séisme et l'impact du tsunami sur le littoral. Dans de tels cas, aucun système d'alerte aux tsunamis ne serait très efficace et le tremblement de terre lui-même doit être utilisé comme alerte précoce. L'énergie contenue dans les systèmes d'ondes de tsunami et d'ondes de tempête diffère considérablement (Murty *et al.*, 2006). D'autre part, on distingue les ondes longues des ondes courtes par le rapport entre la profondeur de l'océan H et la longueur d'onde λ de l'onde. Lorsque $\lambda/H \leq 2$, il s'agit d'onde courte tandis que lorsque $\lambda/H \geq 20$ on parle des ondes longues. Le rapport H/λ est appelé la profondeur relative.

2.1.1 Théorie non linéaire de l'eau peu profonde

La théorie des ondes longues est une théorie approchée applicable aux ondes de faible profondeur relative ($H/\lambda \ll 1$) pour lesquelles l'accélération verticale des particules d'eau est négligeable par rapport à l'accélération de la gravité; il faut considérer également que la courbure des trajectoires des particules est suffisamment faible. Par conséquent le mouvement vertical des particules fluides n'a pas d'effet sur la distribution de la pression. C'est donc une bonne approximation que de considérer la pression hydrostatique. De surcroît les vitesses horizontales des particules fluides sont verticalement uniformes.

D'après les hypothèses ci-dessus, le mouvement des ondes longues est bien exprimé par la théorie non linéaire de l'eau peu profonde. Les équations basiques utilisées dans le modèle sont de la forme non linéaire. Les équations des ondes longues sont les suivantes (Imamura, Yalciner et Ozyurt, 2006) :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial[u(h+\eta)]}{\partial x} + \frac{\partial[v(h+v)]}{\partial y} = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\tau_x}{\rho} = 0 \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + g \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\tau_y}{\rho} = 0 \quad (2.3)$$

où x et y sont les coordonnées horizontales, t le temps, h la hauteur de l'eau non perturbée, η le déplacement vertical de la surface de l'eau au-dessus du niveau non perturbé, u et v sont les vitesses des particules fluides dans les directions x et y , g l'accélération gravitationnelle, τ_x/ρ et τ_y/ρ le frottement avec le fond de l'océan dans les directions x et y . Ces frottements sont exprimés comme suit par analogie avec l'écoulement uniforme.

$$\frac{\tau_x}{\rho} = \frac{1}{2gD} f u \sqrt{u^2 + v^2} \quad , \quad \frac{\tau_y}{\rho} = \frac{1}{2gD} f v \sqrt{u^2 + v^2}$$

où $D = h + \eta$ est la hauteur totale de l'eau et f le coefficient de frottement avec le fond de l'océan. Ce coefficient étant difficile à appréhender, on préférera utiliser le coefficient de rugosité de Manning n qui est très utilisé dans les calculs d'ingénieurs. Le coefficient de frottement et le coefficient de rugosité sont liés par la relation :

$$n = \sqrt{\frac{fD^{1/3}}{2g}}$$

et les frottements avec le fond de l'océan seront finalement exprimés par

$$\frac{\tau_x}{\rho} = \frac{gn^2}{D^{4/3}} u\sqrt{u^2 + v^2} \quad , \quad \frac{\tau_y}{\rho} = \frac{gn^2}{D^{4/3}} v\sqrt{u^2 + v^2} \quad (2.4)$$

On introduit par la suite les débits M et N respectivement dans la direction x et dans la direction y . M et N sont liés à u et v par les expressions suivantes :

$$M = u(h + \eta) = uD \quad , \quad N = v(h + \eta) = vD \quad (2.5)$$

En intégrant les équations (2.1) à (2.3) du fond de l'océan à la surface de l'océan, on obtient les équations suivantes de la théorie de l'eau peu profonde pour les débits M et N .

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \frac{M^2}{D} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{MN}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{gn^2}{D^{7/3}} M\sqrt{M^2 + N^2} = 0 \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{MN}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \frac{N^2}{D} + gD \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{gn^2}{D^{7/3}} N\sqrt{M^2 + N^2} = 0 \quad (2.8)$$

La construction du schéma numérique se fait à partir du système d'équations (2.6)-(2.8), très stable quant à la conservation de la masse et du moment. Ce qui n'est pas toujours le cas pour le système d'équations (2.1)-(2.3). Pour la simulation du tsunami, les effets non linéaires et dissipatifs sont moins importants en haute mer et on peut donc considérer toutes les solutions comme linéaires et non dissipatives.

Il faut rajouter aux équations (2.6)-(2.8) des conditions aux limites. En haute mer, pour éviter d'introduire des oscillations forcées dans le domaine d'étude, nous utilisons des frontières ouvertes qui autorisent les ondes à traverser librement celles-ci :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \sqrt{gh} \frac{\partial \eta}{\partial \vec{n}} = 0 \quad (2.9)$$

Où \vec{n} représente la normale à la frontière ouverte.

Aux différents points de calcul de l'amplitude de la vague de tsunami à l'entrée de la zone côtière ("last sea" point) on utilise la condition aux limites de mur vertical.

$$\frac{\partial \eta}{\partial \vec{n}} = 0 \quad (2.10)$$

Ainsi donc nous pouvons calculer les oscillations du niveau de la mer le long de ce mur.

2.1.2 Formule empirique pour le calcul du déferlement (runup)

Quant au calcul de la hauteur du déferlement (runup) sur les côtes, elle est faite uniquement dans le cadre de la théorie non linéaire. Si on suppose que les vagues de tsunami arrivent presque dans toutes les directions de la plage supposée plane, la hauteur de déferlement peut être calculée à travers l'expression :

$$R(t) = \int_0^{t-T} \sqrt{(t-T)^2 - \tau^2} \frac{d^2 \eta_w}{d\tau^2} d\tau. \quad (2.11)$$

La figure 10 montre le croquis de définition du modèle de simulation de tsunami unidimensionnel pour ce cas d'étude. Pour l'essentiel, ils ont utilisé le même problème canonique de montée en 2D (Carrier and Greenspan, 1958), (Synolakis, 1987), (Carrier, Wu and Yeh, 2003), (Madsen and Fuhrman, 2008), mais ils incluent une pente supplémentaire après le rivage pour un cas de pente composée. La variable h_0 est la profondeur d'eau du fond plat, et β_1 et β_2 sont la pente en mer et la pente en terre. Lorsque la pente en mer (β_1) et la pente en terre (β_2) sont égales, le problème se réduit à la pente plane standard (β) utilisée dans MS10 et d'autres. Ils appliquèrent une forme d'onde « unique » telle que définie dans le MS10 comme une série chronologique d'entrée de source de tsunami η donnée comme suit :

$$\eta = A_0 \sec h^2 (2\pi/T)(t) \quad (2.12)$$

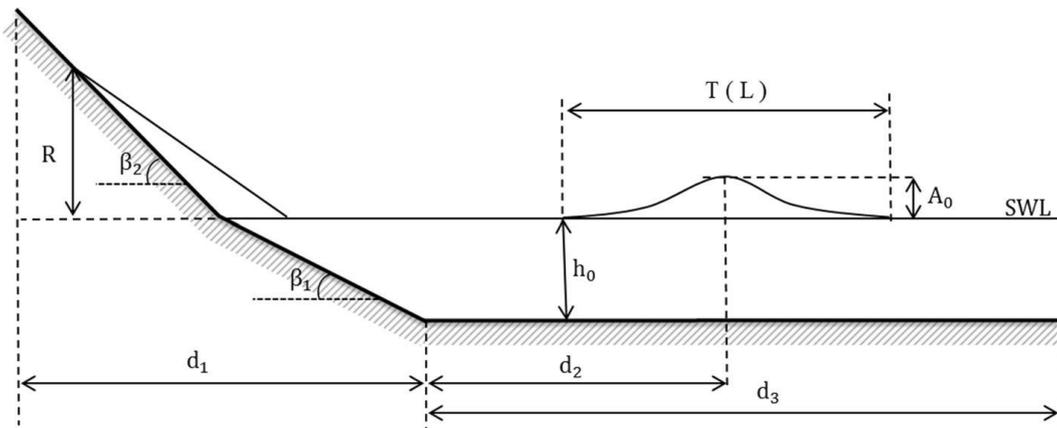


Figure 10 : Croquis du modèle de bathymétrie de la hauteur du point de remontée du tsunami et configuration de la pente composée. La pente en mer est β_1 et la pente sur terre est β_2 .

où A_0 est l'amplitude positive du tsunami et T est la période représentative des vagues.

Les solutions d'exécution de rupture et d'insécabilité sont des fonctions du paramètre de similarité surf, ξ_1 , défini comme suit :

$$\xi_1 = \tan\beta_1 / (2 A_0 / (gT^2 / 2\pi))^{0.5} \quad (2.13)$$

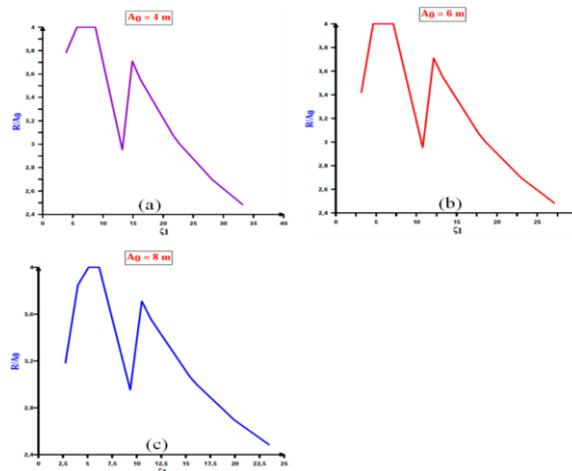
où g est l'accélération gravitationnelle, en notant qu'il s'agit du même paramètre que le paramètre de similarité de surf classique (Battjes, 1975) lorsque $h_0 = 2A_0$. Pour le présent cas d'étude, ils conservèrent la même définition de la similarité de surf ξ_1 dans l'équation pour la pente en mer (ξ_1) et ils introduisirent ξ_2 comme la similarité surf de la pente en terre (β_2) comme :

$$\xi_2 = \tan\beta_2 / (2 A_0 / (gT^2 / 2\pi))^{0.5} \quad (2.14)$$

pour de la discussion du cas de la pente composée.

Composition de la méthode empirique développée par Hyounshu et al.

Pour l'élaboration cette équation empirique, ils ont commencé par le format de base des solutions analytiques MS10 qui ont montré un bon accord avec les résultats du modèle numérique de pente plane dans les régions non extensibles. Dans le travail de MS10, il y avait une délimitation claire de deux régions (rupture et non-rupture) basées sur ξ_1 . Pour les cas de pentes composées avec frottement et des valeurs de A_0/h_0 allant de 0,01 à 0,08, il semble y avoir une distribution plus large des valeurs de R/A_0 près du critère de rupture. Compte tenu de ce qui précède, ils ont désigné cette région située entre la région de rupture et la région en développement comme une « région de transition » située approximativement dans l'aire de répartition $4 < \xi_1 < 10$. De plus, pour refléter l'effet d'une pente composée, ils ont introduit le paramètre sans dimension ξ_2 (Eq. 2.14).



Graphique 1 : Les graphiques 1(a), 1(b) et 1(c) montrent les fluctuations du runup relatif en fonction des amplitudes 4 m, 6 m et 8 m.

Le graphique 1 montre un exemple tracé avec trois valeurs différentes de l'amplitude A_0 pour tester les particularités de cette méthode empirique. Nous avons regardé la performance de la méthode en utilisant trois valeurs de l'amplitude A_0 : 4 m, 6 m et 8 m. Nous avons choisi des sites en mer à 100 m de profondeur, donc cela nous a permis de mesurer les distances $Dist_1$. Par la suite nous déterminons les distances $Dist_2$ en considérant des valeurs runup sur la terre pour tous les sites. Nous avons respecté l'ensemble des plages de valeurs de ξ_2 afin de choisir la valeur correspondante pour γ (Park, Cox and Petroff, 2015). Chaque plage de ξ_2 présente une valeur de seuil de hauteur de point de base relative pour chaque région, et ces régions sont représentées par une seule variable constante (γ) dans les équations empiriques données par

$$R/A_0 = C_3\gamma\xi_1^{0.5} \quad (2.15)$$

$$R/A_0 = C_4\gamma \quad (2.16)$$

$$R/A_0 = C_3\alpha\gamma\xi_1^{-0.5} \quad (2.17)$$

$$\gamma = [0.9, 1.2, 1.6] \text{ pour } [\xi_2 < 1.8, 1.6 \leq \xi_2 < 4.5, \xi_2 \geq 4.5] \quad (2.18)$$

Ici, γ est une valeur constante qui dépend de la plage de ξ_2 , et C_3 , C_4 et C_5 sont des constantes empiriques dérivées des résultats numériques pris respectivement comme 1.2, 2.5 et 4.0. La variable $\alpha = (A_0/h_0)^{-0.25}$ est la même que celle utilisée dans MS10. Les équations (2.15), (2.16) et (2.17) représentent les équations pour les régions de rupture, de transition et non de non-rupture. Ils n'ont pas utilisé la régression des moindres carrés pour leur constante empirique. Au lieu de cela, ils ont opté pour des valeurs simples pour estimer des hauteurs de point de départ mesuré à des fins pratiques. La forme finale de l'équation empirique du point de départ est :

$$R/A_0 = \text{MIN}[(1.2\gamma\xi_1^{0.5}), (2.5\gamma), (4.0\alpha\gamma\xi_1^{-0.5})] \quad (2.19)$$

où MIN est la fonction sélectionnant une valeur minimale entre les trois équations et γ est défini par l'équation (2.18). Le graphique 1 montre ces nouvelles équations empiriques de base tracées par rapport aux résultats du modèle numérique en fonction du paramètre de similitude des vagues ξ_1 pour $A_0/h_0 = 0.04$. En général, une faible corrélation positive entre la hauteur de point fixe et ξ_2 est observée : comme ξ_2 est augmenté, R/A_0 augmente également, mais la valeur diminue ou reste constante dans plusieurs cas. Ainsi, ils permettent

à ξ_2 de varier comme constante γ par étapes plutôt que comme paramètre linéaire dans les équations empiriques de base. Le graphique 1 montre les caractéristiques de l'équation de calcul empirique avec $A_0/h_0 = 0.01, 0.04$ et 0.08 . Le rapport R/A_0 est une fonction de A_0/h_0 uniquement à la région non cassante. Comme A_0/h_0 augmente, la gamme de la région de transition, la région avec R/A_0 constant augmente également. Une application de ces équations empiriques sera trouvée dans l'alinéa consacré au calcul du déferlement (runup) à partir des amplitudes calculées des sources sismiques tsunamigènes pour la République d'Haïti.

2.1.3 Ondes longues non linéaires dispersives en eau peu profonde

En eau peu profonde (faible profondeur par rapport à la longueur d'onde) les vagues diffèrent plus drastiquement des prévisions de la théorie linéaire qu'en eau profonde et subissent de rapides transformations sur des distances comparables à leur longueur d'onde à cause de la fréquence de dispersion.

Pour un mouvement harmonique simple la relation de dispersion est donnée par la relation :

$$C = \frac{w}{k} = \frac{g}{k} \tanh(kh)^{1/2}.$$

Puisque $kh = 2\pi h/\lambda$ représente le rapport de la profondeur à la longueur d'onde, pour les ondes longues et les ondes en eau peu profonde nous aurons $kh \ll 1$, tandis que pour les ondes courtes et les ondes en eau profonde $kh \gg 1$.

2.1.4 Dérivation et classification des équations approchées

Il est plus intéressant d'utiliser des variables sans dimension dont les échelles sont suggérées par la linéarisation :

$$(x', y') = k(x, y), \quad z' = \frac{z}{h}, \quad t' = k(gh)^{1/2}t, \quad \eta' = \frac{\eta}{a} \Phi' = \frac{\Phi}{\frac{a}{kh}(gh)^{1/2}},$$

$$(u', v') = \frac{1}{\frac{a}{h}(gh)^{1/2}}(u, v), \quad (w') = \frac{w}{\frac{a}{kh^2}(gh)^{1/2}}.$$

Ce qui permet d'obtenir les relations adimensionnelles suivantes d'où nous avons supprimé les primes pour simplifier l'écriture des équations. En distinguant les deux paramètres suivants $\mu = kh$ et $\varepsilon = \frac{a}{h}$, nous obtenons :

-l'équation de Laplace

$$\mu^2(\Phi_{xx} + \Phi_{yy}) + \Phi_{zz} = 0 ; \quad -1 < z < \varepsilon\eta, \quad (2.20)$$

-la condition cinématique

$$\mu^2(\eta_t + \varepsilon\Phi_x\eta_x + \varepsilon\Phi_y\eta_y) = \Phi_z \quad ; \quad z = \varepsilon\eta, \quad (2.21)$$

-la condition dynamique

$$\mu^2(\Phi_t + \eta) + \frac{1}{2}\varepsilon[\mu^2(\Phi_x^2 + \Phi_y^2) + \Phi_z^2] = 0 \quad ; \quad z = \varepsilon\eta, \quad (2.22)$$

-la condition de fond

$$\Phi_z = 0 \quad ; \quad z = -1. \quad (2.23)$$

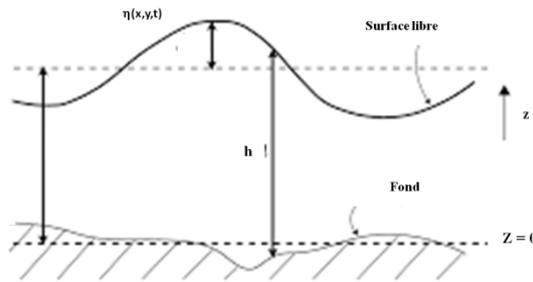


Figure 11 : Croquis montrant le fond et la surface libre

Nous allons d'abord supposer $\mu = kh$ petit et en laissant $\varepsilon = \frac{a}{h}$ arbitraire. De plus Φ étant analytique, nous le développons en séries de puissance en fonction de la composante verticale z .

$$\Phi(x, y, z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} (z+1)^n \Phi_n \quad (2.24)$$

où $\Phi_n = \Phi_n(x, y, z, t)$, $n = 0, 1, 2, 3, \dots$, et dont les ordres de grandeur sont encore inconnus. $\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}\right)^t$: désignant le gradient horizontal, alors nous pouvons évaluer les différentes dérivées de Φ :

$$\nabla\Phi = \sum_{n=0}^{\infty} (z+1)^n \nabla\Phi_n \quad (2.25)$$

$$\nabla^2\Phi = \sum_{n=0}^{\infty} (z+1)^n \nabla^2\Phi_n \quad (2.26)$$

$$\frac{\partial\Phi}{\partial z} = \sum_{n=0}^{\infty} (z+1)^{n-1} n\Phi_n = \sum_{n=0}^{\infty} (z+1)^n (n+1)\Phi_{n+1} \quad (2.27)$$

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2} = \sum_{n=0}^{\infty} (z+1)^{n-2} n(n-1)\Phi_n = \sum_{n=0}^{\infty} (z+1)^n (n+2)(n+1)\Phi_{n+2}. \quad (2.28)$$

Substituons les équations (2.25) et (2.27) dans l'équation de Laplace (2.20), nous obtenons

$$\mu^2\nabla^2\Phi + \frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2} = \sum_{n=0}^{\infty} (z+1)^n [\mu^2\nabla^2\Phi_n + (n+1)(n+2)\Phi_{n+2}]. \quad (2.29)$$

Puisque z est arbitraire dans l'intervalle $[-1, \varepsilon\eta]$, le coefficient de chaque puissance de $(z+1)$ doit être nul, ce qui conduit à la relation récurrente.

$$\Phi_{n+2} = -\frac{\mu^2 \nabla^2 \Phi_n}{(n+1)(n+2)}, \quad n=1, 2, \dots \quad (2.30)$$

Sur le fond horizontal, l'équation (2.23) implique :

$\Phi_1 = 0$ ce qui compte tenu de (2.24) conduit à

$$\Phi_1 = \Phi_3 = \Phi_5 = \dots = 0. \quad (2.31)$$

Pour les coefficients d'indices pairs

$$\Phi_2 = -\frac{\mu^2}{1 \times 2} \nabla^2 \Phi_0 = -\frac{\mu^2}{2!} \nabla^2 \Phi_0 \quad (2.32a)$$

$$\Phi_4 = -\frac{\mu^2}{3 \times 4} \nabla^2 \Phi_2 = -\frac{\mu^4}{4!} \nabla^2 \nabla^2 \Phi_0 \quad (2.32b)$$

$$\Phi_6 = -\frac{\mu^2}{5 \times 6} \nabla^2 \Phi_4 = -\frac{\mu^6}{6!} \nabla^2 \nabla^2 \nabla^2 \Phi_0 \quad (2.32c)$$

Puisque $\Phi_0 = 0(\Phi) = 0(1)$ nous pouvons en déduire que $\Phi_2 = 0(\mu^2)$, $\Phi_4 = (\mu^4)$ et ainsi de suite. Ainsi donc avec une erreur de l'ordre de $0(\mu^6)$

$$\Phi = \Phi_0 - \frac{\mu^2}{2} (z+1)^2 \nabla^2 \Phi_0 - \frac{\mu^4}{24} (z+1)^2 \nabla^2 \nabla^2 \Phi_0 + 0(\mu^6) \quad (2.33)$$

Utilisons maintenant les conditions à la surface libre. Le facteur μ^2 intervenant dans les termes Φ_t , Φ_x , et Φ_y , il suffira de développer ces termes jusqu'à l'ordre 2 uniquement.

La condition cinématique s'écrit :

$$\mu^2 \left\{ \eta_t + \varepsilon \nabla \eta \cdot \left[\nabla \Phi_0 - \frac{\mu^2}{2} (1 + \varepsilon \eta)^2 \nabla \nabla^2 \Phi_0 \right] \right\} = -\mu^2 (1 + \varepsilon \eta) \nabla^2 \Phi_0 + \frac{\mu^4}{6} (1 + \varepsilon \eta)^3 \nabla^2 \nabla^2 \Phi_0 + 0(\mu^6).$$

En posant $H = 1 + \varepsilon \eta$ qui représente la profondeur totale

$$\mu^2 \left\{ \frac{H_t}{\varepsilon} + \nabla H \cdot \left[\nabla \Phi_0 - \frac{\mu^2}{2} H^2 \nabla \nabla^2 \Phi_0 \right] \right\} = -\mu^2 H \nabla^2 \Phi_0 + \frac{\mu^4}{6} H^3 \nabla^2 \nabla^2 \Phi_0 + 0(\mu^6) \quad (2.34)$$

Soit $u_0 = \nabla \Phi_0$ la vitesse horizontale au fond, l'équation (2.34) s'écrit alors

$$\frac{H_t}{\varepsilon} + \nabla H \cdot \left(u_0 - \frac{\mu^2}{2} H^2 \nabla^2 u_0 \right) + H \nabla u_0 + \frac{\mu^2}{6} H^3 \nabla^2 (\nabla \cdot u_0) = 0(\mu^4). \quad (2.35)$$

La condition dynamique s'écrit :

$$\mu^2 \left[\Phi_{0t} - \frac{\mu^2}{2} H^2 \nabla^2 \Phi_{0t} \right] + \frac{1}{2} \varepsilon \mu^2 [(\nabla \Phi_0)^2 - \mu^2 H^2 \nabla \Phi_0 \cdot \nabla^2 (\nabla \Phi_0)] + \frac{1}{2} \varepsilon \mu^4 H^2 (\nabla^2 \Phi_0)^2 = 0(\mu^6) \quad (2.36)$$

En prenant le gradient horizontal de l'équation (2.36) nous obtenons

$$\mu^2 \left\{ u_{0t} - \mu^2 \nabla \left[\frac{1}{2} H^2 \nabla \cdot u_{0t} \right] + \nabla \eta \right\} + \varepsilon \mu^2 u_0 \cdot \nabla u_0 + \varepsilon \mu^4 \nabla \left[\frac{1}{2} H^2 u_0 \cdot \nabla^2 u_0 + \frac{1}{2} H^2 (\nabla \cdot u_0)^2 \right] = 0(\mu^6)$$

En simplifiant par μ^2 et en remplaçant $\nabla \eta$ par $\frac{\nabla H}{\varepsilon}$ nous obtenons

$$u_{0t} + \varepsilon u_0 \cdot \nabla u_0 + \frac{\nabla H}{\varepsilon} + \mu^2 \nabla \left[-\frac{\varepsilon}{2} H^2 u_0 \cdot \nabla^2 u_0 + \frac{\varepsilon}{2} H^2 (\nabla \cdot u_0)^2 - \frac{1}{2} H^2 \nabla \cdot u_{0t} \right] = 0(\mu^4) \quad (2.37)$$

Les équations (2.35) et (2.37) permettent de déterminer H et u_0 c'est-à-dire η et u_0 . Ce qui permet de déterminer les composantes du champ des vitesses par

$$(u, v) = \nabla \Phi = u_0 - \frac{\mu^2}{2} (z+1)^2 \nabla \nabla \cdot u_0 + 0(\mu^4). \quad (2.38)$$

La composante verticale est donnée par

$$w = -\mu^2 (z+1) \nabla^2 \Phi_0 + 0(\mu^4) = -\mu^2 (z+1) \nabla \cdot u_0 + 0(\mu^4). \quad (2.39)$$

La pression s'obtient à partir de l'équation de Bernoulli ci-dessous en variables physiques.

$$-P = \rho g z + \rho \Phi_t + \frac{1}{2} \rho [(\nabla \Phi)^2 + \Phi_z^2]$$

$$\frac{-P}{\rho g h} = \frac{z}{h} + \frac{1}{g h} \Phi_t + \frac{1}{2 g h} [(\nabla \Phi)^2 + \Phi_z^2]$$

En normalisant P par $\rho g h$, nous obtenons en variables adimensionnelles

$$-P = z + \varepsilon \left\{ \Phi_t + \frac{\varepsilon}{2} \left[(\nabla \Phi)^2 + \frac{1}{\mu^2} \Phi_z^2 \right] \right\}. \quad (2.40)$$

En remplaçant les équations (2.33) et (2.38) dans l'équation (2.40) on obtient le champ de pression suivant :

$$-P = z + \varepsilon \left\{ \left[\Phi_{0t} - \frac{\mu^2}{2} (z+1)^2 \nabla \cdot u_{0t} \right] + \frac{\varepsilon}{2} [u_0^2 - \mu^2 (z+1)^2 (\nabla \cdot u_0)^2] \right\} + 0(\mu^4)$$

L'équation (2.34) peut être utilisée pour éliminer Φ_{0t}

$$P = (\varepsilon \eta - z) - \frac{\varepsilon \mu^2}{2} [H^2 - (z+1)^2] \{ \nabla \cdot u_{0t} + \varepsilon [u_0 \cdot \nabla^2 u_0 - (\nabla \cdot u_0)^2] \} + 0(\mu^4) \quad (2.41)$$

Au lieu d'utiliser u_0 nous préférons introduire la vitesse horizontale moyenne \bar{u} définie par

$$\begin{aligned}
\bar{u} &= \frac{1}{H} \int_{-1}^{\varepsilon\eta} \nabla\Phi dz = \frac{1}{H} \int_{-1}^{\varepsilon\eta} \left[u_0 - \frac{\mu^2}{2} (z+1)^2 \nabla\nabla \cdot u_0 + 0(\mu^4) \right] dz \\
&= \left[\frac{1}{H} u_0 (1 + \varepsilon\eta) - \frac{\mu^2}{2 \times 3} \frac{(z+1)^3}{H} \right]_{-1}^{\varepsilon\eta} \nabla^2 u_0 + \dots \\
\bar{u} &= \frac{1+\varepsilon\eta}{H} u_0 - \frac{\mu^2 (1+\varepsilon\eta)^3}{6H} \nabla^2 u_0 + \dots = u_0 - \frac{\mu^2}{6} H^2 \nabla^2 u_0 + \dots
\end{aligned} \tag{2.42}$$

En inversant (2.42) nous obtenons

$$\bar{u}_0 = \bar{u} + \frac{\mu^2}{6} H^2 \nabla^2 \bar{u} + 0(\mu^4) \tag{2.43}$$

et en portant cette expression dans l'équation (2.35) nous obtenons

$$\frac{1}{\varepsilon} H_t + \nabla H \cdot \bar{u} + H \nabla \cdot \bar{u} = 0(\mu^4). \tag{2.44}$$

Cette équation correspond à l'équation de continuité appliquée à un champ de vitesse moyennée suivant la profondeur.

$$H_t + \varepsilon \nabla \cdot (H \bar{u}) = 0. \tag{2.45}$$

En fait cette équation est exacte quelle que soit l'approximation $0(\mu^2)$.

De la même manière, l'équation (2.37) devient :

$$\begin{aligned}
\bar{u}_t + \varepsilon \bar{u} \cdot \nabla u + \frac{\nabla H}{\varepsilon} + \frac{\mu^2}{6} (H^2 \nabla^2 \bar{u})_t + \mu^2 \nabla \left[-\frac{\varepsilon}{3} H^2 \bar{u} \cdot \nabla^2 \bar{u} + \frac{\varepsilon H^2}{2} (\nabla \cdot \bar{u})^2 - \frac{H^2}{2} \nabla \cdot \bar{u}_t \right] &= 0(\mu^4). \\
(2.46)
\end{aligned}$$

Soulignons que toutes les équations obtenues jusqu'ici sont valables pour ε arbitraire. Une extension à un ordre supérieur en μ^2 est directe, mais fastidieux.

Ecrivons (2.45), (2.46) et (2.41) en variables physiques :

$$H_t + \nabla \cdot (H \bar{u}) = 0. \tag{2.47}$$

$$\bar{u}_t + \bar{u} \cdot \nabla \bar{u} + g \nabla H + \frac{1}{6} (H^2 \nabla^2 \bar{u})_t + \nabla \left[-\frac{1}{3} H^2 \bar{u} \cdot \nabla^2 \bar{u} + \frac{H^2}{2} (\nabla \cdot \bar{u})^2 - \frac{H^2}{2} \nabla \cdot \bar{u}_t \right] = 0 \tag{2.48}$$

$$P = \rho g (\eta - z) - \frac{1}{2} [H^2 - (z+1)^2] \{ \nabla \cdot \bar{u}_t + \varepsilon [\bar{u} \cdot \nabla^2 \bar{u} - (\nabla \cdot \bar{u})^2] \} + 0(\mu^4). \tag{2.49}$$

Nous rappelons qu'en variables adimensionnelles nous avons le système d'équations suivantes :

$$H_t + \varepsilon \nabla \cdot (H \bar{u}) = 0$$

$$\bar{u}_t + \varepsilon \bar{u} \cdot \nabla u + \frac{\nabla H}{\varepsilon} + \frac{\mu^2}{6} (H^2 \nabla^2 \bar{u})_t + \mu^2 \nabla \left[-\frac{\varepsilon}{3} H^2 \bar{u} \cdot \nabla^2 \bar{u} + \frac{\varepsilon H^2}{2} (\nabla \cdot \bar{u})^2 - \frac{H^2}{2} \nabla \cdot \bar{u}_t \right] = 0(\mu^4)$$

$$P = (\varepsilon\eta - z) - \frac{\varepsilon\mu^2}{2}[H^2 - (z + 1)^2]\{\nabla \cdot u_{0t} + \varepsilon[u_0 \cdot \nabla^2 u_0 - (\nabla \cdot u_0)^2]\} + O(\mu^4)$$

Considérons maintenant deux cas limites.

1^{er} cas : Théorie d'Airy pour les ondes très longues

$$\mu \rightarrow 0 (\mu \ll 1), \varepsilon = O(1)$$

En négligeant les termes proportionnels à μ^2 , les équations (2.41), (2.48) et (2.49) s'écrivent en variables physiques

$$\eta_t + \nabla \cdot [(h + \eta)\bar{u}] = 0 \quad (2.50)$$

$$\bar{u}_t + \bar{u} \cdot \nabla \bar{u} + g\nabla \eta = 0 \quad (2.51)$$

$$P = \rho g(\eta - z) \quad (2.52)$$

P représente alors la pression hydrostatique. Les équations (2.39), (2.40) et (2.41) restent valables pour $h(x, y)$ variable ($\mu^2 \ll 1$ et $\bar{u} \approx u_0$).

2^{ième} cas : Théorie de Boussinesq

Nous considérons le cas où ε et μ^2 sont du même ordre de grandeur : $\varepsilon, \mu^2 < 1$

Pour des ondes :

- faiblement non linéaires

- et modérément longues

L'équation (2.34) peut être écrite sous la forme suivante :

$$\varepsilon\eta_t + \varepsilon\nabla \cdot [(1 + \varepsilon\eta)\bar{u}] = 0$$

$$\eta_t + \nabla \cdot [(1 + \varepsilon\eta)\bar{u}] = 0 \quad (2.53)$$

L'équation (2.46) devient

$$\bar{u}_t + \varepsilon\bar{u} \cdot \nabla \bar{u} + \nabla \eta - \frac{\mu^2}{3}\nabla\nabla\bar{u}_t = 0, \quad (2.54)$$

de même pour l'équation (2.42)

$$P = \varepsilon\eta - z + \varepsilon\mu^2(z^2 + 2z)\nabla \cdot \bar{u}_t. \quad (2.55)$$

En utilisant les variables physiques, les équations (2.34), (2.35) et (2.36) s'écrivent :

$$\eta_t + \nabla \cdot [(\eta + h)\bar{u}] = 0 \quad (2.56)$$

$$\bar{u}_t + \bar{u} \cdot \nabla \bar{u} + g \nabla \eta - \frac{h^2}{3} \nabla \nabla \bar{u}_t = 0 \quad (2.57)$$

$$P = \rho g (\eta - z) + \frac{\rho}{2} (2zh + z^2) \nabla \cdot \bar{u}_t \quad (2.58)$$

Les équations (2.53), (2.54) et (2.55) ou (2.56), (2.57) et (2.58) sont appelées les équations de Boussinesq.

Les équations d'Airy et Boussinesq diffèrent par les termes $\nabla \nabla \bar{u}_t$ des équations (2.54) ou (2.57) et $(z^2 + 2z) \nabla \cdot \bar{u}_t$ des équations (2.55) ou 2.58). Notons que le champ de pression n'est plus hydrostatique.

Quelle est la signification physique du terme supplémentaire présent dans l'équation (2.57)? Pour cela considérons les équations (2.56) et (2.57) sous leurs formes linéaires pour une onde infinitésimale 1D.

$$\eta_t + \nabla \cdot [H\bar{u}] = 0,$$

$$\bar{u}_t + g \nabla \eta - \frac{h^2}{3} \nabla \nabla \bar{u}_t = 0.$$

Cherchons des solutions 1D infinitésimale sous la forme

$$\eta = A \exp(i(kx - \omega t)),$$

$$\bar{u} = U \exp(i(kx - \omega t)).$$

Ce qui nous donne le système d'équations homogènes pour A et U suivant

$$-i\omega A + ikhU = 0,$$

$$-i\omega U + ikgA - \frac{h^2}{3} (ik)^2 (-i\omega)U = 0.$$

Nous obtenons des solutions non triviales si le discriminant s'annule

$$\begin{vmatrix} -i\omega & ikh \\ ikg & -i\omega \left(1 + \frac{k^2 h^2}{3}\right) \end{vmatrix} = 0,$$

où

$$\omega^2 = \frac{ghk^2}{1 + \frac{1}{3}k^2 h^2} = ghk^2 \left(1 - \frac{k^2 h^2}{3} + \dots\right), \quad (2.59)$$

et la vitesse de phase

$$C = \sqrt{gh} \left(1 + \frac{k^2 h^2}{3}\right)^{-1/2} \cong \sqrt{gh} \left(1 - \frac{k^2 h^2}{3}\right)^{1/2} \quad (2.60)$$

Le terme $\frac{1}{3}k^2h^2 = \frac{1}{3}\mu^2$ provient du terme $\frac{1}{3}h^2u_{xx} - \frac{1}{3}h^3u_{xxt}$ de l'équation (2.57) et représente donc la dispersion de la fréquence. Nous avons donc une modification de la relation de dispersion de l'eau peu profonde.

En fait la relation (2.56) correspond au développement de la relation de dispersion en profondeur finie.

$$\omega^2 = gk \tanh(kh)$$

$$\omega^2 = gk \left[kh - \frac{(kh)^3}{3} + \dots \right]$$

$$\omega^2 = gk^2h \left[1 - \frac{(kh)^2}{3} + \dots \right]$$

Les équations de Boussinesq s'appliquent aux cas d'ondes faiblement dispersives (prise en compte des effets dispersifs jusqu'à l'ordre ($\mu^2 < 1$) et faiblement non linéaires ($\varepsilon < 1$)).

Les équations d'Airy s'appliquent aux cas d'ondes non dispersives ($\mu^2 \ll 1$), d'amplitude arbitraire ($\varepsilon = 0(1)$).

Dans le cas $\varepsilon \ll \mu^2$ nous obtenons des ondes faiblement dispersives.

Pour $\varepsilon \rightarrow 0$ et $\mu^2 \rightarrow 0$ nous obtenons les ondes linéaires non dispersives du cas linéaire.

2.2 Modèle de génération des tsunamis par des tremblements de terre

2.2.1 Génération des tsunamis par des tremblements de terre

2.2.1.1 Le phénomène de tsunami

Les phénomènes « les raz-de-marées » issus de mouvements de fonds marins, sont appelés tsunamis (Heinrich *et al.*, 2000). C'est un terme japonais qui signifie « onde portuaire » du fait que le phénomène tsunami a surtout été observé par le passé dans des baies et des ports, et très exceptionnellement sur les plages. Ils sont générés principalement par des séismes, parfois par des glissements de terrain aériens et sous-marins et plus rarement par des éruptions volcaniques. Un tsunami peut comprendre une série de 4 à 8 vagues importantes, de grandes longueurs d'onde qui arrive avec une périodicité qui varie de quelques minutes à plusieurs dizaines de minutes en fonction des dimensions de la source. Dans la région proche

de l'origine, l'amplitude des vagues dépasse plusieurs mètres et exceptionnellement plus d'une dizaine de mètres. La longueur d'onde varie de plusieurs kilomètres pour les tsunamis générés par les éboulements sous-marins à plusieurs dizaines de kilomètres jusqu'à plus d'une centaine de kilomètres pour ceux générés par des séismes.

Toutes les régions océaniques du monde sont potentiellement concernées par les tsunamis. Toutefois, dans l'océan Pacifique et ses bassins avoisinants, des tsunamis destructeurs sont plus fréquents qu'ailleurs en raison des nombreux séismes de grandes magnitudes qui se produisent dans les zones de subduction sur le pourtour du Pacifique. La plupart des grands séismes représentant près de 90 % de l'énergie totale dissipée par l'activité sismique mondiale. Ces séismes ont lieu dans les zones de subduction où une plaque océanique glisse, soit sous une plaque continentale, soit sous une autre plaque océanique plus récente. Tous les séismes ne provoquent cependant pas de tsunamis. Pour générer un tsunami, une partie de la surface de rupture de la faille doit être située sous l'océan et le séisme doit induire un mouvement vertical et/ou horizontal (de plusieurs dizaines de centimètres à quelques mètres). Dans la zone de rupture la masse d'eau est sur une grande aire géographique (de quelques milliers de m² jusqu'à 100 000 km²). Les séismes à foyer très peu profond (profondeur inférieure à 30 km le long des zones de subduction sont en général responsables des tsunamis destructeurs. L'amplitude du mouvement horizontal et vertical du fond de l'océan, la surface affectée et l'apparition simultanée d'un effondrement des masses sédimentaires sous-marines dues aux tremblements de terre sont des facteurs qui entrent dans la génération des tsunamis.

Au large, dès que la vague s'éloigne de la source d'origine le phénomène devient imperceptible car son amplitude est petite en comparaison de leur longueur d'onde. Seuls des capteurs de mesure du niveau de la mer peuvent détecter l'existence d'un tsunami. Ces ondes parcourent l'océan à des vitesses de plusieurs centaines de kilomètres à l'heure. Dans les régions où la profondeur de l'océan dépasse 6 000 m, les vagues imperceptibles du tsunami se déplacent à la vitesse d'un avion approximativement 900 km/h. Elles pourraient parcourir l'océan Pacifique d'est en ouest en moins de 24 heures. Cette grande vitesse explique la nécessité de détecter un tsunami dès sa génération. Depuis plusieurs dizaines d'années, les scientifiques ont les moyens de calculer rapidement le temps d'arrivée exacte d'un tsunami. Après avoir déterminé l'heure d'origine du séisme, les coordonnées de son épicerne et la profondeur du foyer.

L'énergie du tsunami est répartie entre le fond de la mer et la surface, même dans les eaux très profondes. Dans les régions où les pentes du relief sous-marin sont faibles sur des distances plurikilométriques, entre l'océan profond et la côte et les îles, la longueur d'onde des vagues diminue. Lorsque le tsunami atteint le rivage, l'énergie de la vague est répartie sur une distance beaucoup plus courte et sur une profondeur beaucoup plus faible. C'est ce fait qui engendre des vagues destructives qui peuvent être meurtrières. Il faut noter que la première vague n'est pas nécessairement la plus haute. De ce fait, un tsunami peut rester dangereux plusieurs heures après l'arrivée de la première vague.

Lorsque le tsunami atteint la côte et pénètre à l'intérieur des terres, le niveau de l'eau peut dépasser plusieurs mètres, et atteindre exceptionnellement une dizaine de mètres. Dans les cas extrêmes étudiés, le point culminant atteint par les vagues a dépassé 15 mètres d'altitude pour des tsunamis d'origine lointaine et plus de 30 mètres dans des zones situées près de l'épicentre du séisme. Les inondations peuvent alors s'étendre dans les terres sur plusieurs centaines de mètres, voire parfois plusieurs kilomètres. Ainsi donc, il recouvre de vastes portions de terre avec des sédiments et des débris. Les configurations de la côte et du littoral jouent un rôle déterminant sur la hauteur et l'impact des vagues du tsunami. Les récifs, les baies, les embouchures de rivières, les reliefs sous-marins et les pentes de la plage sont tous autant de paramètres qui modifient les vagues du tsunami à l'approche de la côte.

Le tsunami se propage à travers tout l'océan, freiné et amorti par certains archipels de dimensions importantes. Des phénomènes de divergence et de focalisation existent tout le long de son trajet. De ce fait, tous les endroits de la côte ne seront pas touchés par les vagues du tsunami. En outre les populations vivant au bord de certaines côtes n'observeront pas de dégâts créés par l'énergie des vagues alors qu'au même moment, dans d'autres régions voisines ou éloignées, des vagues dévastatrices pourront frapper avec violence et provoquer des dommages importants.

2.3 Théorie linéaire

La version linéaire de la théorie de l'eau peu profonde est généralement employée dans les problèmes de tsunami. Dans ce cas les variations de la profondeur sont supposées faibles aussi bien que la vitesse de mouvement du fond marin ; ce qui rend possible de considérer comme linéaire les champs de vague dans la région de l'épicentre. Nous

négligerons en outre la force de Coriolis ainsi que l'inhomogénéité de la profondeur du bassin à la source du tsunami. Ce qui nous donne par conséquent un système d'équations linéaires :

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + g \vec{\nabla} \eta = 0, \quad (2.61)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \text{div}[h\vec{u}] = w_n \quad (2.62)$$

dont le membre de droite dépend de x, y, t et $w_n(x, y, t)$. Il est pratique d'éliminer \vec{u} entre les deux équations et en tenant compte de la vitesse de phase $c = \sqrt{gh}$, on obtient l'équation d'onde :

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} - c^2 \Delta \eta = \frac{\partial w_n}{\partial t}. \quad (2.63)$$

L'équation (2.63) est l'équation de base dans la théorie de génération du tsunami par surélévation du fond de l'océan et doit être complétée par les conditions initiales. Il est naturel de considérer qu'à l'instant initial l'océan est calme, c'est-à-dire :

$$\eta = 0, \quad \vec{u} = 0 \quad \text{ou} \quad \frac{\partial \eta}{\partial t} = 0, \quad (2.64)$$

bien qu'à cause de la linéarité de l'équation (2.64) un cas plus général peut aussi être considéré.

D'un point de vue mathématique et physique, l'équation (2.64) a été étudiée dans les détails par Vladimirov (1981). Il faut cependant noter que puisque la fonction $\frac{\partial w_n}{\partial t}$ est générée à l'instant $t = 0$, nous formulons ici le problème de Cauchy pour l'équation d'onde dans un sens généralisé, c'est-à-dire qui inclut la considération des fonctions généralisées, sans avoir besoin que la vitesse de l'écoulement soit différenciée deux fois.

Il est quelquefois plus pratique d'utiliser la forme potentielle des équations hydrodynamiques lorsqu'il n'est pas tenu compte de la rotation de la terre. Il est connu que lorsque le mouvement est initié à partir de l'état de repos, il est potentiel. Il est dans ce cas pratique d'introduire un écoulement potentiel en tenant compte des relations introduites dans les équations (2.61)-(2.65)

$$\vec{u} = \vec{\nabla} \varphi \quad \text{et} \quad w = \frac{\partial \varphi}{\partial z} \quad (2.65)$$

2.3.1 Théorie non linéaire en eau peu profonde relative aux études de tsunami

Durant un tremblement de terre, les dimensions d'une source de tsunami varient de 10 à des centaines de 100 km, en fonction de la magnitude du phénomène. Ce qui permet de négliger la courbure de la terre. Dans le contexte de ce travail de recherche, une source de tsunami est une déformation du fond de la mer qui génère une série d'ondes longues modélisées reproduisant les caractéristiques des vagues de tsunamis observées, y compris l'heure d'arrivée, la hauteur et l'étendue de l'inondation, la période dans les profondeurs de l'océan. Reconstruire une source de tsunami ne nécessite pas nécessairement connaître les détails du mécanisme de foyer du tremblement de terre (Wei *et al.*, 2008), (Tang, Titov and Chamberlin, 2009). La dynamique des vagues de propagation du tsunami dans l'océan profond est supposée être linéaire (Liu and Rice, 2009). Ainsi, une source de tsunami peut être efficacement construite sur la base de la mesure la plus adaptée aux mesures de tsunamis en haute mer données à partir d'une combinaison linéaire de fonctions de sources de tsunamis précalculées. La déformation du fond de la mer est calculée à l'aide du modèle de déformation élastique (Gusiakov, 1978), (Okada, 1985). Cette déformation relie directement les fonctions de la source du tsunami aux paramètres et aux grandeurs de la faille sismique. Le modèle de déformation suppose qu'un séisme peut être démodulé comme la rupture d'une seule planchette de failles rectangulaires caractérisée par des paramètres décrivant l'emplacement, l'orientation et la direction du plan de rupture. Titov et ses collaborateurs (Titov *et al.*, 2001) ont mené des études de sensibilité sur les tsunamis en eau profonde à différents paramètres du modèle de déformation, notamment la longueur du plan de rupture, la largeur du plan, la profondeur de la source, l'angle de chute et la quantité moyenne de glissement. Les résultats ont montré que l'origine et la localisation du signal définissaient essentiellement des signaux de tsunamis en champ lointain pour une large gamme de séismes dans les zones de subduction. D'autres paramètres ont une influence secondaire et peuvent être définis pendant la prévision. Sur la base de leurs résultats, des bases de données des fonctions de source de tsunami pour les océans Pacifique, Atlantique et Indien ont été construites en utilisant des paramètres de source prédéfinis avec une longueur de 100 km, une largeur de 50 km, un glissement de 1 m, une inclinaison de 90° et une dureté de $4.5 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$ 4. Les autres paramètres sont spécifiques à l'emplacement ; les détails des bases de données sont décrits par (Gica, 2008). Chaque fonction de source de tsunami (TSF) est équivalente à un tsunami d'un tremblement de terre type $M_w = 7,5$ avec des paramètres de source définis. La figure 10

montre les emplacements des paramètres d'une source sismique selon une représentation concrète.

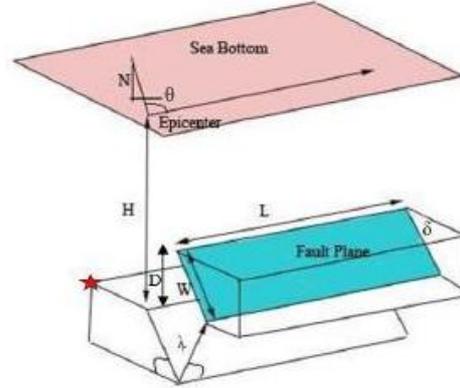


Figure 12 : Caractéristiques de rupture des mécanismes de sources générées par le séisme (Imamura, Yalciner et Ozyurt, 2006).

Le modèle hydrodynamique initial de génération de tsunami par surélévation du fond marin est basé sur les équations d'Euler :

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} + w \frac{\partial \vec{u}}{\partial z} + 2[\vec{\Omega} \times \vec{u}] + \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p = 0 \quad (2.66)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) w + w \frac{\partial w}{\partial z} + 2[\vec{\Omega} \times \vec{u}] + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = -\vec{g} \quad (2.67)$$

$$\text{div} \vec{u} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.68)$$

avec les conditions aux limites correspondantes au fond et à la surface de l'océan :

au fond de l'océan ($z = -h(x, y, z, t)$), pas de fuite de fluide à travers le fond)

$$w - (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) h = w_n(x, y, z, t), \quad (2.69)$$

et à la surface libre ($z = \eta(x, y, z, t)$) la condition cinématique est

$$w = \frac{d\eta}{dt} = \frac{\partial \eta}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \eta \quad (2.70)$$

Et la pression dynamique est donnée par

$$p = p_a \quad (2.71)$$

\vec{u} et w sont les composantes horizontales ($\vec{u} = (u, v)$) et verticales du champ de vitesses, x et y les coordonnées dans le plan horizontal; l'axe des z est dirigé verticalement vers le haut, ρ est la densité de l'eau, P la pression atmosphérique supposée constante dans de tels problèmes, g l'accélération de la gravité. Le produit $2[\vec{\Omega} \times \vec{u}]$ est le paramètre de Coriolis

dépendant de la latitude du lieu (Nous supposons que le vecteur de rotation de la terre sur elle-même est perpendiculaire au plan (x, y)); $h(x, y, t)$ est la profondeur de l'océan non perturbée qui change durant le tremblement de terre, et w_n est la vitesse verticale du mouvement du fond marin (lorsque ce mouvement est vertical, w_n coïncide avec (dh/dt)). Les opérateurs de dérivée ∇ et div s'appliquent dans le plan horizontal.

Les tsunamis tombent sous la classification générale des ondes longues. La longueur d'onde des vagues est de l'ordre de plusieurs centaines de kilomètres, bien que leur amplitude en océan très profond soit de l'ordre du mètre. Il est donc naturel de considérer en premier l'approximation des ondes longues du modèle de génération de tsunamis par élévation du fond marin, et ensuite d'estimer les conditions d'application. La théorie des ondes longues est basée sur l'hypothèse que les vitesses verticales sont faibles comparées aux vitesses horizontales et peuvent être développées à partir du système initial à l'aide d'une procédure asymptotique. En négligeant ici l'accélération verticale dw/dt dans l'équation (2.67) et en intégrant cette dernière compte tenu de la condition aux limites (2.71), nous en déduisons que la pression est hydrostatique :

$$p = p_a + \rho g(h - z). \quad (2.72)$$

En substituant l'équation (2.72) dans l'équation (2.66) et en négligeant encore une fois la vitesse verticale, on obtient la première équation de la théorie des ondes longues :

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla})\vec{u} + w \frac{\partial \vec{u}}{\partial z} + 2[\vec{\Omega} \times \vec{u}] + g\vec{\nabla}\eta = 0. \quad (2.73)$$

La deuxième équation est obtenue par intégration de l'équation (2.67) sur la toute profondeur comptée du fond ($z = -h(x, y, t)$) à la surface ($z = h(x, y, t)$), en tenant compte des conditions aux limites (2.69) et (2.70), ainsi que du fait que la vitesse horizontale \vec{u} ne dépend pas de z :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + div[(h + \eta)\vec{u}] = w_n, \quad (2.74)$$

ce qui est suggéré par l'équation (2.73). Le système d'équations (2.73)-(2.74) est fermé sur les fonctions η et \vec{u} . Il est non linéaire (ladite théorie non linéaire de l'eau peu profonde), inhomogène et contient une fonction prédéfinie h dépendant de l'espace et du temps.

2.4 Modèle de génération des tsunamis par des éruptions volcaniques

Environ 6 à 15% de tous les tsunamis émergent des origines non sismiques (Pelinsonsky, 1982). La plus grande partie provient de l'éruption des volcans. Parmi une centaine d'événements d'origine volcanique, 29% sont causés par des explosions volcaniques subaquatiques (Belousov *et al.*, 2000). Ces éruptions peuvent créer des ondes de tsunami catastrophiques. Par exemple, après l'éruption du volcan Krakatau en 1883, la hauteur des vagues atteignant le rivage de la mer a été de 45 mètres. L'explosion volcanique subaquatique dans le lac Karymskoe a présenté un intéressant cas de tsunami (IZBEKOV, EICHELBERGER and IVANOV, 2004), (Belousov *et al.*, 2000). Les effondrements latéraux des volcans d'îles océaniques figurent parmi les événements naturels les plus spectaculaires sur Terre. Bien qu'aucun tel effondrement latéral ne ponctue le passé historique, les débris résiduels trouvés sur le fond marin prouvent leur abondance au cours des temps géologiques récents. Moore (1964) a d'abord identifié les restes de collapsus latéraux sur les flancs d'Hawaii. Depuis, des dizaines ont été reconnues adjacentes aux volcans insulaires dans presque tous les océans (Moore, Normark and Holcomb, 1994), (Keating and McGuire, 2000). Ces observations limitent non seulement la géographie et la fréquence des effondrements latéraux, mais aussi leur ampleur (jusqu'à 5000 km³ de matériau), l'étendue (jusqu'à 300 km) et la férocité (vitesse sous-marine jusqu'à 140 m/s).

Il est bien connu que les produits de l'éruption volcanique comprennent les solides, les liquides (Lave) et les gaz (Taziev, 1963). La composition de ces composants diffère selon les cas et l'évolution, ainsi que la vitesse de l'éruption (Woods and Bower, 1995). Des recherches importantes sont effectuées sur les tsunamis engendrés par les glissements de terrain des volcans et des îles (Bardet *et al.*, 2003), (Tinti, Bortolucci and Chiavettieri, 2001). En fait, de nombreux volcans sont en partie au-dessus du niveau de la mer, et le mouvement des solides peut jouer un rôle important. Cependant, il ya aussi des volcans cachés sur le fond de la mer (y compris la mer Méditerranée, qui a été considérée comme la zone de faible risque de tsunami), et pour eux les processus hydrodynamiques dans la génération de tsunamis devraient dominer.

Les tsunamis font parti des nombreux dangers associés aux effondrements latéraux. Certes, les preuves géologiques directes du tsunami dans des dépôts identifiables (Moore and

Moore, 1984) ou des caractéristiques d'érosion côtière (Bryant, Young and Price, 1992) sont controversées. Cependant, l'histoire a documenté des tsunamis importants et préjudiciables causés par des effondrements latéraux beaucoup plus petits de stratovolcans dans des environnements à arc en îlots (Johnson, 1987), (Satake and Kato, 2001). Les vagues générées par l'effondrement des volcans des îles océaniques, n'ont pas été pas identifiées dans des études géologiques. Ils ne sont plus considérés comme une fonction de la préservation limitée que la preuve que ces événements ne produisent pas de tsunami.

Le cas de l'éruption rapide a une certaine similitude avec l'explosion sous-marine, qui a été étudiée de façon plus substantielle dans différentes applications (Pelinovsky, 1982), (Le Mehaute et al. 1971) (Ivanov et Koroljov). Cependant, comme il a été montré dans (Pelinovsky, 1982), le modèle acoustique (ou éruption rapide) génère un champ assez faible à des distances substantielles de la source. Cela diffère des observations naturelles du tsunami, ils ont pratiquement toujours un champ substantiel à de grandes distances, en raison de l'implication des ondes longues de gravité dans le processus de la propagation. Si nous nous référons aux données de la dynamique d'éruption fournies par les volcanologues. Nous pouvons constater que de nombreux modèles temporels d'éruptions (et leurs spectres) diffèrent de ceux typiques des explosions. Ils sont caractérisés par la présence de composantes majoritairement à des fréquences plus basses (Brechovskih, 1974).

Dans des modèles présents, il est supposé que l'éruption a eu lieu pour les volcans sous-marins avec la dominance des composants liquides. Puisque le processus est supposé relativement lent (c'est-à-dire qu'il a un temps caractéristique au-dessus de plusieurs secondes), il est possible de négliger la compressibilité de l'eau et de considérer le modèle purement hydrodynamique. Le risque d'un tsunami d'effondrement peut être particulièrement important dans l'océan Atlantique à cause du nombre d'îles volcaniques actives et des propositions récentes (Day et al., 1999) selon lesquelles au moins deux de ces volcans présentent des signes d'instabilité.

Mais dans le cas de ce travail de recherche, les tsunamis générés par les éruptions volcaniques et les glissements de terrain sont omis de façon volontaire. Car ce genre de risque naturel n'a pas été identifié dans le passé de la République d'Haïti pour avoir causé des tsunamis au niveau du territoire Haïtien. Bien au contraire il ne représentera pas non plus de danger dans l'avenir du pays.

3 Méthodes Numériques

Dans ce chapitre nous analysons les principales méthodes numériques utilisées dans la littérature scientifique : la méthode des éléments finis et la méthode des volumes finis. Chacune des méthodes numériques est analysée en détail. Les équations, les grilles d'inondation, les méthodes de discrétisation sont bien décrites d'une certaine manière pour la compréhension et le processus de leur utilisation. Par la suite nous avons choisi avec plus de recul sur le choix des codes de modélisation numérique pour nos calculs.

3.1 Méthode de différence finie

3.1.1 Introduction

Plusieurs méthodes numériques sont connues dans la littérature actuelle pour résoudre les équations en eau peu profonde bidimensionnelle et tridimensionnelle, dépendantes du temps et sont maintenant largement utilisées dans des applications pratiques. Les schémas d'intégration temporelle de ces méthodes vont de totalement explicites à totalement implicites. Une méthode de différence finie entièrement explicite est relativement simple à mettre en œuvre et facilement vectorisable. Cependant, il existe une limitation sévère pour la méthode numérique explicite standard en raison de la propagation des ondes de gravité de surface. Cette restriction, connue sous le nom de critère de stabilité Courant-Friedrich-Lewy (CFL), exige habituellement une étape de temps beaucoup plus courte dans l'intégration numérique que ne le permettent les considérations de précision. Plusieurs modèles numériques existant pour les simulations bidimensionnelles et tridimensionnelles du débit d'eau peu profonde sont basés sur une méthode implicite de direction alternée (ADI). Les méthodes ADI se traduisent par une efficacité de calcul supérieure aux méthodes entièrement explicites, car leur stabilité améliorée permet d'utiliser des pas de temps plus longs. Cependant, une source d'inexactitude connue sous le nom d'effet ADI, se produit lorsque ces méthodes sont utilisées avec de grandes étapes temporelles dans des domaines d'écoulement caractérisés par des géométries complexes. L'effet ADI peut être réduit en limitant le pas de temps, mais cela limite également l'efficacité de ces méthodes.

Au cours des dernières années, des simulateurs de débit d'eau peu profonde bidimensionnelle plus robuste et économiquement compétitive avec les méthodes ADI ont été

développés et appliqués. Ces méthodes comprennent les méthodes de fractionnement semi-implicites et entièrement implicites. Dans les méthodes semi-implicites, seul le gradient de pression barotrope dans les équations de débit et la divergence de vitesse dans l'équation de continuité sont pris implicitement. Sur le plan informatique, à chaque étape, un système linéaire de cinq diagonales est résolu, dans lequel les nouvelles élévations de la surface de l'eau pour l'ensemble du domaine sont les inconnues. Le coefficient de matrice pour un tel système est symétrique et positif défini et sa solution peut être déterminée de façon unique et efficace en utilisant une méthode de gradient conjugué. Les méthodes de fractionnement du temps entièrement implicite utilisent deux ou plusieurs étapes fractionnaires du temps qui dissocient essentiellement l'opérateur de propagation de la convection et de la diffusion. Chacun de ces opérateurs est alors discrétisé implicitement.

Plusieurs modèles numériques tridimensionnels ont été rapportés dans la littérature (Blumberg and Herring, 1987), (Leendertse et al., 1973), (Leendertse, 1989), (Davies, 1983) et les applications de modèles tridimensionnels pour résoudre des problèmes pratiques deviennent une réalité à l'aide des ordinateurs modernes. Par exemple, le modèle mis au point par Blumberg et Mellor (Blumberg and Mellor, 1980) a été utilisé avec succès par les auteurs et plusieurs autres chercheurs dans de nombreuses applications pratiques et dans des études portant sur divers cours d'eau importants (Oey, Mellor and Hires, 1985). Le modèle est généralement explicite, sauf que les termes verticaux de viscosité de Foucault sont discrétisés implicitement. Étant donné que le modèle doit simuler à la fois le champ de vitesses et la propagation des ondes de gravité en mouvement rapide. Une technique appelée « mode de fractionnement (Simons, 1973), a été utilisée comme dans plusieurs autres modèles tridimensionnels. Dans la formulation du modèle, le système gouvernant des équations est divisé en un mode externe et un mode interne. Un système d'équations verticalement intégrées bidimensionnelles (mode externe) est résolu indépendamment des équations tridimensionnelles (mode interne). L'utilisation du mode externe en deux dimensions permet de calculer efficacement la propagation de l'onde gravitaire libre même si une petite étape de temps d'intégration est nécessaire. La solution des équations de mode interne tridimensionnel plus intensives en calcul peut être obtenue en utilisant un pas de temps important, car l'intégration n'est plus limitée par une stabilité associée à la propagation de l'onde gravitationnelle.

Lorsque le mode de fractionnement est utilisé, il faut veiller à la cohérence des quantités physiques dérivées des modes internes et externes. Notamment, les vitesses

intégrées verticalement dans le mode externe doivent être identiques à l'intégration verticale du profil de vitesse à partir de la solution du mode interne. En outre, la représentation de la contrainte inférieure dans les modes interne et externe doit également être cohérente. Mathématiquement, si l'une de ces incohérences existe, alors la convergence de la solution numérique ne peut pas être assurée parce que les approximations des différences finies pour les modes respectifs ne sont pas cohérentes.

En raison de ces difficultés potentielles, la méthode numérique présentée dans (Casulli and Cheng, 1992) n'incorpore pas le mode de fractionnement mais résout directement les équations gouvernantes tridimensionnelles primitives. Ces équations sont discrétisées et résolues par une technique semi-implicite qui accomplit l'objectif nécessaire que la stabilité du régime ne dépend pas de la célérité. Lorsque les termes convectifs et visqueux sont discrétisés à l'aide d'une approche eulérienne lagrangienne, l'algorithme obtenu s'avère également stable dans un état de stabilité légère. Ainsi, l'utilisation de grandes étapes de temps est permise avec l'avantage des améliorations dans l'efficacité et la précision de calcul. Sur les plans horizontaux, des maillages de différences finies fixes et échelonnées sont utilisés et les variables dépendantes sont définies dans des couches verticales fixes. À chaque étape temporelle, seuls les termes barotropes et les termes de viscosité verticale sont finis et diffèrent implicitement dans les équations de moment horizontaux. Les échanges d'impulsions entre couches verticales sont exprimés dans un ensemble d'équations de matrice tridiagonale reliant les vitesses horizontales discrètes de chaque niveau vertical au gradient des élévations de la surface de l'eau (gradient de pression barotrope). Une expression formelle pour la solution de ces systèmes tridiagonaux peut être écrite en matière de gradient de pression barotrope. La substitution des solutions formelles dans l'équation de continuité intégrée verticalement donne lieu à un système linéaire en cinq diagonales dont les seules inconnues sont l'élévation de la surface de l'eau sur le domaine d'intérêt. Un tel système est défini symétrique et positif, peut-être résolu de manière unique et efficace en utilisant une méthode de gradient conjugué. Par substitution directe du gradient de pression barotrope connue au niveau avancé du temps, la vitesse horizontale de chaque couche verticale peut être calculée. Enfin, la composante de vitesse verticale peut être trouvée par l'intégration de l'équation de continuité. Dans le cas particulier où une seule couche verticale est utilisée pour représenter le système tridimensionnel, la formulation qui a été décrite dans (Casulli and Cheng, 1992) réduit naturellement à la méthode de la différence finie semi-implicite de solution pour l'équation de l'eau peu profonde de moyenne verticale. Dans le schéma de

solution numérique (Casulli and Cheng, 1992), la plupart des opérations arithmétiques requises peuvent être indépendantes les unes des autres et sont donc hautement vectorisables pour une mise en œuvre efficace sur les ordinateurs vectoriels.

La méthode numérique proposée par Vincenzo et Ralph (Casulli and Cheng, 1992) doit être considérée comme la première phase du développement d'un modèle général à trois dimensions (TRIM-3D). Vincenzo et Ralph (Casulli and Cheng, 1992) ont établi une base mathématique solide pour le schéma numérique et l'algorithme de calcul pour les solutions numériques des problèmes de flux géophysiques bidimensionnels et tridimensionnels. À cette fin, seul le cas particulier du flux de densité constante est considéré. Évidemment, les études numériques des problèmes d'écoulement tridimensionnels ne sont pas complètes à moins que les représentations appropriées du mélange turbulent vertical, le transport du sel, les variations des distributions de densité et le couplage du transport du sel par le forçage baro-clinique soient abordés.

3.1.2 Équations gouvernantes

Les équations variables primitives tridimensionnelles gouvernantes décrivant la densité constante, les débits de surface libres dans les échancrures estuariennes et les océans côtiers peuvent être dérivés du Navier-Stokes, alimentent les équations après une moyenne turbulente et sous l'hypothèse simplificatrice que la pression est hydrostatique. Ces équations ont la forme :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu \frac{\partial u}{\partial z} \right) + f v \quad 3.1$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -g \frac{\partial \eta}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu \frac{\partial v}{\partial z} \right) - f v \quad 3.2$$

$$\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad 3.3$$

où $u(x, y, z, t)$, $v(x, y, z, t)$ et $w(x, y, z, t)$ sont les composantes de la vitesse dans le sens horizontal x , y et dans le sens vertical z respectivement, t est le temps, $\eta(x, y, t)$ est l'élévation de la surface de l'eau mesurée à partir de la surface de l'eau non perturbée, g est l'accélération gravitationnelle constante, f est le paramètre de Coriolis, supposé être constant, μ et ν sont les coefficients de viscosité de Foucault horizontale et verticale respectivement. Dans les cas qui s'appliquent sur de grands talus peu profonds, le rapport entre l'échelle de la longueur verticale et l'échelle de la longueur horizontale est très faible. En conséquence, les termes de viscosité de Foucault horizontaux sont généralement des

ordres de grandeur inférieurs au terme de viscosité verticale et leur effet est normalement faible et obscurci par la diffusion numérique. Par conséquent, la plupart des modèles négligent ces termes ou utilisent simplement un coefficient de viscosité de Foucault horizontal constant. Un traitement plus raffiné de ces termes n'est généralement pas justifié.

L'intégration de l'équation de continuité sur la profondeur et l'utilisation d'une condition cinématique à la surface libre mènent à l'équation de la surface libre:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\int_{-h}^{\eta} u dz \right) + \left(\int_{-h}^{\eta} v dz \right) = 0 \quad 3.4$$

où $h(x, y)$ est la profondeur d'eau mesurée à partir de la surface d'eau non perturbée. $H(x, y, t)$ sera utilisé pour indiquer la profondeur totale de l'eau, $H(x, y, t) = h(x, y) + q(x, y, t)$.

Les conditions limites à la surface libre sont spécifiées par les contraintes de vent prescrites τ_x^w et τ_y^w ,

$$v \frac{\partial u}{\partial z} = \tau_x^w, \quad v \frac{\partial v}{\partial z} = \tau_y^w \quad 3.5$$

Les conditions limites au fond sont données en exprimant la contrainte du fond en terme de composantes de vitesse tirée des valeurs de la couche adjacente à l'interface sédiments-eau. La contrainte du fond peut être liée à la loi turbulente de la paroi, à un coefficient de traînée associé à la vitesse quadratique ou à l'aide d'une formule Manning-Chezy comme :

$$v \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{g \sqrt{(u^2 + v^2)}}{C_z^2} u, \quad v \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{g \sqrt{(u^2 + v^2)}}{C_z^2} v \quad 3.6$$

où C_z est le coefficient de frottement de Chezy.

Au lieu de solutions des équations gouvernantes tridimensionnelles complètes, le flux et la circulation dans une classe de puits, les estuaires mixtes et les échancrures côtières peuvent être représentés de façon satisfaisante par les solutions d'un ensemble d'équations d'eau peu profonde moyennées verticalement. Le système des équations de moment verticalement moyennées peut-être dérivé en intégrant les équations verticales (3.4) du fond marin $z = -h$ à la surface libre $z = \eta$. En utilisant l'équation de surface libre et les conditions aux limites (3.5) et (3.6), et après des approximations standard sur les termes convectifs non linéaires, les équations d'eau peu profonde sont obtenues en deux dimensions et verticalement moyennées (Dronkers, 1969).

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right) + \frac{\tau_x^w}{H} - \frac{g \sqrt{(U^2 + V^2)}}{C_z^2 H} U + fV \quad 3.7$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} = -g \frac{\partial \eta}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \right) + \frac{\tau_y^w}{H} - \frac{g \sqrt{(U^2 + V^2)}}{C_z^2 H} V - fV \quad 3.8$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial(HU)}{\partial y} + \frac{\partial(HV)}{\partial z} = 0, \quad 3.9$$

où $U = \frac{1}{H} \int_{-h}^{\eta} u dz$ et $V = \frac{1}{H} \int_{-h}^{\eta} v dz$ sont les vitesses horizontales moyennes en profondeur.

Les équations (3.7), (3.8), (3.9) constituent un système de trois équations aux dérivées partielles avec trois fonctions inconnues $U(x, y, t)$, $V(x, y, t)$ et $\eta(x, y, t)$. Il sera montré que le modèle numérique tridimensionnel, à décrire ensuite, se réduit à un système bidimensionnel dans la partie peu profonde dans un domaine tridimensionnel. De plus, le système bidimensionnel est cohérent avec les équations (3.7) et (3.8) contribue à une amélioration majeure de l'efficacité de calcul du modèle tridimensionnel.

3.1.3 Une méthode numérique semi-implicite tridimensionnelle

Une analyse caractéristique des équations bidimensionnelle et verticalement intégrée en eau peu profonde, a montré que le terme de célérité \sqrt{gH} dans l'équation pour le cône caractéristique provient du gradient de pression barotrope ; dans les équations de moment et des dérivés de vitesse dans l'équation de surface libre. Dans Vincenzo et Ralph 1992 une analyse rigoureuse de la stabilité a également été fournie en utilisant la méthode de von-Neumann sur le schéma linéarisé correspondant. Les résultats de cette analyse ont conduit à une méthode de solution semi-implicite pratique pour les équations bidimensionnelles en eau peu profonde qui s'est avérée très utile dans plusieurs applications (Cheng et Casulli, 1992). Sur la base de ces précédentes études, une nouvelle méthode numérique semi-implicite de solution pour les équations tridimensionnelles d'écoulement de surface libre (Éq. 3.4) sera dérivée dans laquelle; le gradient d'élévation de surface dans les équations d'impulsion et la vitesse dans l'équation de surface libre (Éq. 3.5) sera discrétisée implicitement. Les termes convectifs, Coriolis et de viscosité horizontale dans les équations de moment ; cependant, seront discrétisés explicitement. Mais afin d'éliminer une condition de stabilité en raison de la viscosité de Foucault verticale, les termes de mélange vertical seront discrétisés implicitement ainsi.

Comme le montre la figure 12, un maillage spatial composé de cellules rectangulaires de longueur Δx , largeur Δy et hauteur Δz_k est introduit. Chaque cellule est numérotée en son

centre avec les indices i, j et k . La vitesse discrète u est alors définie à demi-entier i et entier j et k ; v est définie à entiers i et k et demi entier j ; w est définie à entiers i et j entier et k demi-entier. Enfin, η est défini à des nombres entiers i et j . La profondeur d'eau $h(x, y)$ est spécifiée aux points u et v horizontaux. Ensuite, une discrétisation générale semi-implicite des équations de moment dans l'équation 3.1 prend la forme :

$$u_{i+1/2,j,k}^{n+1} = F u_{i+1/2,j,k}^n - g \frac{\Delta t}{\Delta x} (\eta_{i+1,j}^{n+1} - \eta_{i,j}^{n+1}) + \Delta t \Psi \quad 3.10$$

$$\text{avec } \Psi = \frac{v_{k+1/2} \frac{u_{i+1/2,j,k+1}^{n+1} - u_{i+1/2,j,k}^{n+1}}{\Delta z_{i+1/2,j,k+1/2}} - v_{k-1/2} \frac{u_{i+1/2,j,k}^{n+1} - u_{i+1/2,j,k-1}^{n+1}}{\Delta z_{i+1/2,j,k-1/2}}}{\Delta z_{i+1/2,j,k}}$$

$$v_{i,j+1/2,k}^{n+1} = F v_{i,j+1/2,k}^n - g \frac{\Delta t}{\Delta y} (\eta_{i,j+1}^{n+1} - \eta_{i,j}^{n+1}) + \psi \Delta t \quad 3.11$$

$$\text{Avec } \psi = \frac{v_{k+1/2} \frac{u_{i,j+1/2,k+1}^{n+1} - u_{i,j+1/2,k}^{n+1}}{\Delta z_{i,j+1/2,k+1/2}} - v_{k-1/2} \frac{u_{i,j+1/2,k}^{n+1} - u_{i,j+1/2,k-1}^{n+1}}{\Delta z_{i,j+1/2,k-1/2}}}{\Delta z_{i,j+1/2,k}}$$

où $\Delta z_{i+1/2,j,k}$ et $\Delta z_{i,j+1/2,k}$ sont en général l'épaisseur de la couche d'eau $k^{\text{ième}}$ plus simplement dénotée par Δz_k si, toutefois, une face verticale de la boîte n'est pas complètement remplie (parce que le fond ou la surface libre traverse une face verticale de la boîte $k^{\text{ième}}$), alors $\Delta z_{i+1/2,j,k}$ et/ou $\Delta z_{i,j+1/2,k}$ sont définis pour être la hauteur mouillée de la face correspondante. Si, en particulier, le fond et la surface libre traversent la même face verticale de la $k^{\text{ième}}$ boîte, alors bien sûr $\Delta z_{i+1/2,j,k}$ ou $\Delta z_{i,j+1/2,k}$ sera égal à la profondeur totale d'eau $H = h + \eta$ à ce point. Enfin, $\Delta z_{i+1/2,j,k+1/2}$, est défini comme étant la moyenne de $\Delta z_{i+1/2,j,k}$ et $\Delta z_{i+1/2,j,k+1}$ (Cheng et Casulli, 1992). À proprement parler, puisque l'épaisseur de la couche de surface dépendra de la position de la surface libre et puisque la surface libre change avec le temps, alors la surface Δz changera également avec le niveau de temps n . Pour simplifier, l'index n a été omis de la notation. Dans les équations (3.10) et (3.11) F est un opérateur de différence finie non linéaire explicite qui inclut la discrétisation explicite des dérivées substantielles (termes convectifs) $u_t + uu_x + vu_y + wu_z$, et $v_t + uv_x + vv_y + wv_z$, les termes de viscosité de Foucault horizontaux et les termes de Coriolis. Un formulaire particulier pour F peut être choisi de diverses façons, ce qui sera discuté plus tard.

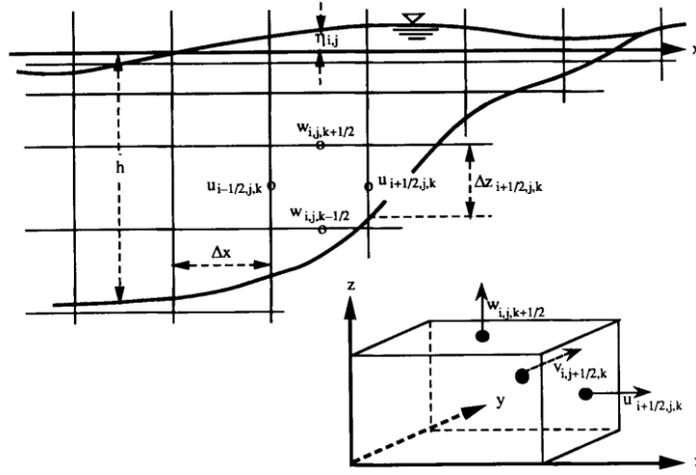


Figure 13 : Schéma de discrétisation d'un élément de différence finie (Casulli and Cheng, 1992)

Soit m et M désignent respectivement l'indice k du pochoir inférieur et du pochoir supérieur à différence finie. Comme m et M varient avec la position spatiale et que la valeur de M varie également avec le temps, (Cheng et Casulli, 1992) une notation d'index précise pour m et M doit être $m_{i+1/2,j}$, $m_{i,j+1/2}$, $M_{i+1/2,j}^n$, $M_{i,j+1/2}^n$. Toutefois, pour des raisons de simplicité, ces indices seront omis. En utilisant cette notation, les conditions limites à la surface libre et à l'interface sédiments-eau, (3.5) et (3.6), sont écrites sous forme de différence comme :

$$V_{M+1/2} \frac{u_{i+1/2,j,M+1}^{n+1} - u_{i+1/2,j,M}^{n+1}}{\Delta z_{i+1/2,j,M+1/2}} = \tau_x^w \quad 3.12$$

$$V_{M+1/2} \frac{u_{i,j+1/2,M+1}^{n+1} - u_{i,j+1/2,M}^{n+1}}{\Delta z_{i,j+1/2,M+1/2}} = \tau_y^w \quad 3.13$$

$$v_{m-1/2} \frac{u_{i+1/2,j,m}^{n+1} - u_{i+1/2,j,m-1}^{n+1}}{\Delta z_{i+1/2,j,m-1/2}} = \frac{g \sqrt{[(u_{i+1/2,j,m}^n)^2 + (v_{i+1/2,j,m}^n)^2]}}{C_z^2} u_{i+1/2,j,m}^{n+1} \quad 3.14$$

$$v_{m-1/2} \frac{u_{i,j+1/2,m}^{n+1} - u_{i,j+1/2,m-1}^{n+1}}{\Delta z_{i,j+1/2,m-1/2}} = \frac{g \sqrt{[(u_{i,j+1/2,m}^n)^2 + (v_{i,j+1/2,m}^n)^2]}}{C_z^2} v_{i,j+1/2,m}^{n+1} \quad 3.15$$

Dans les équations (3.12, 3.13) et (3.14, 3.15), les valeurs de u et v aux niveaux $M + 1$ et $m - 1$ sont fictives; elles apparaissent également dans les équations à différence finie (3.10) et (3.11) lorsque $k = M$ et m . En remplaçant les conditions limites dans les équations (3.12, 3.13), (3.14, 3.15), (3.10) et (3.11), les valeurs fictives seront remplacées par des valeurs de u et v définies dans le domaine d'intérêt. Les équations (3.10) et (3.11) avec les conditions

limites respectives (3.12, 3.13) et (3.14, 3.15) peuvent être écrites sous forme de matrice plus compacte :

$$\mathbf{A}_{i+1/2,j}^n \mathbf{U}_{i+1/2,j}^{n+1} = \mathbf{G}_{i+1/2,j}^n - g \frac{\Delta t}{\Delta x} (\eta_{i+1,j}^{n+1} - \eta_{i,j}^{n+1}) \Delta \mathbf{Z}_{i+1/2,j}^n \quad 3.16$$

$$\mathbf{A}_{i+1/2,j}^n \mathbf{V}_{i,j+1/2}^{n+1} = \mathbf{G}_{i,j+1/2}^n - g \frac{\Delta t}{\Delta y} (\eta_{i,j+1}^{n+1} - \eta_{i,j}^{n+1}) \Delta \mathbf{Z}_{i,j+1/2}^n \quad 3.17$$

ou \mathbf{U} , \mathbf{V} , \mathbf{G} et \mathbf{A} sont comme

$$\mathbf{U}_{i+1/2,j}^{n+1} = \begin{bmatrix} U_{i+1/2,j,M}^{n+1} \\ U_{i+1/2,j,M-1}^{n+1} \\ U_{i+1/2,j,M-2}^{n+1} \\ \vdots \\ U_{i+1/2,j,m}^{n+1} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{V}_{i,j+1/2}^{n+1} = \begin{bmatrix} V_{i,j+1/2,M}^{n+1} \\ V_{i,j+1/2,M-1}^{n+1} \\ V_{i,j+1/2,M-2}^{n+1} \\ \vdots \\ V_{i,j+1/2,m}^{n+1} \end{bmatrix}, \quad \Delta \mathbf{Z}_M = \begin{bmatrix} \Delta Z_M \\ \Delta Z_{M-1} \\ \Delta Z_{M-2} \\ \vdots \\ \Delta Z_m \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{G}_{i+1/2,j}^n = \begin{bmatrix} \Delta Z_M F u_{i+1/2,j,M}^{n+1} + \Delta t \tau_x^w \\ \Delta Z_{M-1} F u_{i+1/2,j,M-1}^{n+1} \\ \Delta Z_{M-2} F u_{i+1/2,j,M-2}^{n+1} \\ \vdots \\ \Delta Z_m F u_{i+1/2,j,m}^{n+1} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{G}_{i,j+1/2}^n = \begin{bmatrix} \Delta Z_M F u_{i,j+1/2,M}^{n+1} + \Delta t \tau_y^w \\ \Delta Z_{M-1} F u_{i,j+1/2,M-1}^{n+1} \\ \Delta Z_{M-2} F u_{i,j+1/2,M-2}^{n+1} \\ \vdots \\ \Delta Z_m F u_{i,j+1/2,m}^{n+1} \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} \Delta Z_M + \frac{V_{M-1/2} \Delta t}{\Delta Z_{M-1/2}} & \frac{-V_{M-1/2} \Delta t}{\Delta Z_{M-1/2}} & & & 0 \\ \frac{V_{M-1/2} \Delta t}{\Delta Z_{M-1/2}} & \Delta Z_{M-1} + \frac{V_{M-3/2} \Delta t}{\Delta Z_{M-3/2}} + \frac{V_{M-3/2} \Delta t}{\Delta Z_{M-3/2}} & \frac{-V_{M-3/2} \Delta t}{\Delta Z_{M-3/2}} & & \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & \frac{-V_{m+1/2} \Delta t}{\Delta Z_{m+1/2}} & \Delta Z_m + \frac{V_{m+1/2} \Delta t}{\Delta Z_{m+1/2}} + \frac{g \Delta t \sqrt{(u^2 + v^2)}}{C_z^2} & & \end{bmatrix}$$

Les équations (3.16) et (3.17) sont des systèmes tridiagonaux linéaires couplés à l'élévation de la surface de l'eau η^{n+1} au temps t_{n+1} . Pour déterminer $\eta_{i,j}^{n+1}$, et pour la stabilité numérique, le nouveau champ de vitesses doit satisfaire pour chaque i, j la différence finie analogue à l'équation de la surface libre (3.4),

$$\eta_{i,j}^{n+1} = \eta_{i,j}^n - g \frac{\Delta t}{\Delta x} \left(\sum_{k=m}^M \Delta z_{i+1/2,j} u_{i+1/2,j,k}^{n+1} - \sum_{k=m}^M \Delta z_{i-1/2,j} u_{i-1/2,j,k}^{n+1} \right) + \beta \quad 3.18$$

$$\text{Avec } \beta = -g \frac{\Delta t}{\Delta y} \left(\sum_{k=m}^M \Delta z_{i,j+1/2,k} v_{i,j+1/2,k}^{n+1} - \sum_{k=m}^M \Delta z_{i,j-1/2,k} v_{i,j-1/2,k}^{n+1} \right).$$

Enfin, en discrétisant l'équation de continuité (3.3), la composante verticale de la vitesse w au nouveau niveau de temps est :

$$w_{i,j+1/2,k}^{n+1} = w_{i,j,k-1/2}^{n+1} - \frac{\Delta z_{i+1/2,j,k}^n u_{i+1/2,j,k}^{n+1} - \Delta z_{i-1/2,j,k}^n u_{i-1/2,j,k}^{n+1}}{\Delta x} - \mu \quad (3.19)$$

$$\text{Avec } \mu = \frac{\Delta z_{i,j+1/2,k}^n v_{i,j+1/2,k}^{n+1} - \Delta z_{i,j-1/2,k}^n v_{i,j-1/2,k}^{n+1}}{\Delta y}, \quad k = m, m+1, \dots, M$$

où la condition de flux nul à travers la limite inférieure est assurée en prenant : $w_{i,j+1/2,m-1/2}^{n+1}$.

3.1.3.1 Inondation et séchage des cellules de calcul

Une fois que la surface libre (et donc la nouvelle vitesse de l'eau) a été calculée dans tout le domaine de calcul, avant de passer à l'étape suivante, certains des espacements de grille verticaux $\Delta z_{i+1/2,j,k}^n$ et $\Delta z_{i,j+1/2,k}^n$, doivent être mis à jour pour tenir compte du nouvel emplacement de la surface libre. La nouvelle profondeur totale $H_{i+1/2,j}^{n+1}$ et $H_{i,j+1/2}^{n+1}$ aux emplacements u et v horizontaux doit être mise à jour. Ainsi, puisque la bathymétrie $h_{i+1/2,j}$, est spécifiée aux points u et v horizontaux et qu'une valeur négative pour la profondeur totale H est physiquement insignifiante, les profondeurs totales discrètes :

$$H_{i+1/2,j}^{n+1} = \max(0, h_{i+1/2,j} + \eta_{i,j}^{n+1}, h_{i+1/2,j} + \eta_{i+1,j}^{n+1}), \quad (3.20)$$

$$H_{i,j+1/2}^{n+1} = \max(0, h_{i,j+1/2} + \eta_{i,j}^{n+1}, h_{i,j+1/2} + \eta_{i,j+1}^{n+1}). \quad (3.21)$$

Une valeur zéro résultante de la profondeur totale $H = h(x, y) + \eta(x, y, t)$ signifie simplement un point sec qui peut être inondé lorsque la profondeur totale d'eau H devient positive. Si la profondeur totale est positive, alors le côté est humide et le long de ce côté une partie des incréments verticaux Δz seront non nuls. Si la profondeur totale de l'eau est zéro, alors tous les incréments verticaux Δz seront nuls sur le côté correspondant. Ainsi, les régions représentant les basses terres peuvent être initialisées par une petite valeur négative de h et les régions de terre sèche permanente peuvent être initialisées par une grande valeur négative de h , de sorte que la profondeur totale ne deviendra jamais positive, même à marée haute. En outre, lorsque H est zéro, le facteur de frottement respectif sera supposé être infini et, en conséquence, la vitesse correspondant u ou v sur le côté de la cellule est forcée de disparaître.

3.1.4 La discrétisation eulerienne-lagrangienne des termes convectifs et visqueux

L'une des principales difficultés dans le traitement numérique des équations des eaux peu profondes provient de la discrétisation des termes convectifs et visqueux. Considérons alors l'équation convection-diffusion suivante en trois dimensions spatiales :

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u \frac{\partial c}{\partial x} + v \frac{\partial c}{\partial y} + w \frac{\partial c}{\partial z} = \mu \left(\frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(v \frac{\partial u}{\partial z} \right), \quad (3.22)$$

où μ et ν sont des coefficients de diffusion non négatifs et, pour le moment, les vitesses de convection u , v et w sont supposées être des constantes.

L'équation (3.18) peut-être résolue numériquement de diverses façons. Une méthode de distinction finie semi-implicite pratique, dont la stabilité ne dépend pas de la diffusivité de Foucault verticale, est obtenue en discrétisant les termes convectifs par des différences finies en amont explicites. La fréquence horizontale des tourbillons est discrétisée par des différences centrales explicites et le terme vertical de diffusion des tourbillons par une différence finie implicite. Pour les vitesses u , v et w non négatifs, l'équation de différence finie résultante est :

$$\frac{c_{i,j,k}^{n+1} - c_{i,j,k}^n}{\Delta t} + u \frac{c_{i-1,j,k}^n - c_{i,j,k}^n}{\Delta x} + v \frac{c_{i,j,k-1}^n - c_{i,j,k}^n}{\Delta y} + w \frac{c_{i-1,j,k}^n - c_{i,j,k}^n}{\Delta w} = \mu \psi + \chi \quad 3.23$$

$$\text{Avec } \psi = \frac{c_{i+1,j,k}^n - 2c_{i,j,k}^n + c_{i-1,j,k}^n}{\Delta x^2} - \frac{c_{i,j+1,k}^n - 2c_{i,j,k}^n + c_{i,j-1,k}^n}{\Delta y^2} \text{ et } \chi = \frac{v_{k+1/2} \frac{c_{i,j,k+1}^{n+1} - c_{i,j,k}^{n+1}}{\Delta z_{i,j,k+1/2}} - v_{k-1/2} \frac{c_{i,j,k}^{n+1} - c_{i,j,k-1}^{n+1}}{\Delta z_{i,j,k-1/2}}}{\Delta z_{i,j,k}}$$

Pour chaque i et j , cette méthode nécessite la solution d'un système tridiagonal symétrique, positif et défini. La condition de stabilité nécessaire et suffisante du régime (3.13) est la suivante :

$$\Delta t \leq \left[\frac{|u|}{\Delta x} + \frac{|v|}{\Delta y} + \frac{|w|}{\Delta z} + 2\mu \left(\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} \right) \right]^{-1}. \quad (3.24)$$

Dans les problèmes de convection, la condition de stabilité (3.22) n'est pas très restrictive. Cette méthode, cependant, n'est que de premier ordre dans l'espace et l'erreur de troncature est sous la forme d'un terme de diffusion. Cette viscosité artificielle dépend de la direction. Ainsi, dans les problèmes dominés par la convection, non seulement la viscosité artificielle prévaudra sur la viscosité physique, mais des prédictions numériques radicalement

différentes peuvent être obtenues simplement en raison des orientations spatiales différentes de la grille de calcul (Casulli, 1987).

3.2 La méthode des éléments finis

3.2.1 Introduction

La théorie des eaux peu profondes s'applique à une grande variété de problèmes d'écoulement dans l'océanographie. Mais elles peuvent également être utilisées dans la prévision numérique du temps dans l'atmosphère et pour étudier les vagues à grande échelle dans l'océan. Les premières tentatives d'appliquer des méthodes des éléments finis à la solution des équations en eau peu profonde ont été affectées par de graves problèmes de modes de calcul (connus sous le nom de modes parasites ou oscillations $2\Delta x$) (Gray, 1982). Une analyse plus poussée a permis de mieux comprendre ces problèmes (Platzman, 1981), (Walters et Carey, 1983), et en particulier les problèmes de solutions transitoires. Essentiellement, les modes sont des solutions de courte longueur d'onde anormales, provoquées par une relation de dispersion pliée pour les équations discrètes. Le développement des éléments finis qui ne contiennent pas de modes de calcul (Fortin, 1981), et la modification de la forme de Galerkin standard des équations en eau peu profonde primitives en formant une équation d'onde ou en utilisant les méthodes de (Petrov et Galerkin) (Bova and Carey, 1995).

Une quantité considérable de recherches a été menée sur l'équation d'onde permettant sa résolution en eau peu profonde. Pour dériver ces équations, l'équation de continuité est différenciée par rapport au temps et le terme de divergence remplacé par l'équation de moment. Les équations résultantes sont une équation d'onde généralisée dans l'espace temporel (Kolar *et al.*, 1994) ou une équation d'Helmholtz dans l'espace des fréquences. Cette forme d'équations a été utilisée de façon approfondie et avec succès pour résoudre divers problèmes dans les flux estuariens, côtiers et océaniques (Foreman *et al.*, 1995).

Cependant, des travaux récents sur la simulation des effets de cyclones tropicaux et l'examen de l'hydraulique des rivières ont entraîné des problèmes de calcul avec la formulation de l'équation d'onde lorsque les termes advectifs de l'équation du moment sont modérément importants. Les tentatives pour stabiliser les équations par une variété de méthodes n'ont pas été couronnées de succès.

En conséquence, ils ont entrepris un parcours différent pour développer un modèle robuste et numériquement efficace qui peut traiter des événements hydrauliques extrêmes avec les inondations et le séchage étendus. L'usage de la méthode des éléments finis a été fait en vue de pouvoir simuler de grandes inondations sur des zones côtières d'une étendue variable.

Ils s'intéressent à la solution des équations évolutives d'eau peu profonde pour un domaine de zone limitée par un milieu non structuré. La méthode adoptée consiste à utiliser les équations d'eau peu profonde et à former une équation d'onde au niveau discret. Cette procédure passe par les propriétés des équations discrétisées originales de sorte que l'utilisation d'éléments sans modes computationnels est essentielle. À cette fin, on utilise des éléments d'ordre inférieur sans modes. Enfin la continuité est satisfaite à la fois globalement et localement, le mouillage et le séchage sont grandement simplifiés.

Nous avons utilisé la méthode des éléments finis de Galerkin (FEM) pour la discrétisation de l'espace à l'aide des éléments quadrangulaires finis, tandis qu'un schéma d'intégration numérique de temps de Crank-Nicolson extrapolé est utilisé pour quasi-linéariser les termes d'advection non linéaires.

3.2.2 Les équations gouvernantes

Les équations de base sont les équations bidimensionnelles en eau peu profonde. En utilisant à la fois l'hypothèse hydrostatique et l'approximation de Boussinesq, ces équations sont dérivées d'une intégration verticale des équations de Reynolds. L'équation de continuité et l'équation de moment deviennent :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{M^2}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{MN}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{gn^2}{D^{7/3}} M \sqrt{M^2 + N^2} = 0 \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{MN}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{N^2}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{gn^2}{D^{7/3}} N \sqrt{M^2 + N^2} = 0 \quad (4.3)$$

3.2.3 Approximation par éléments finis

Dans cette section, nous nous concentrons sur la solution pour l'élévation de surface dans la forme d'équation d'onde discrète bidimensionnelle de l'équation de continuité, et la solution pour les débits dans l'équation de moment. Les équations gouvernantes sont approchées en utilisant des techniques classiques de Galerkin. Les équations sont discrétisées

après avoir défini un ensemble d'éléments triangulaires bidimensionnels dans le plan horizontal. Des méthodes mixtes sont utilisées de telle sorte que les éléments utilisent une base constante par morceaux pour η et une vitesse normale constante sur chaque bord (Leendertse, 1989).

L'équation de continuité (1) peut être exprimée sous forme résiduelle pondérée comme suit: trouver $\eta \in S$ tel que :

$$\int_{\Omega} \hat{\eta} \frac{\partial \eta}{\partial t} d\Omega + \int_{\Omega} \hat{\eta} \nabla \cdot (D\vec{u}) d\Omega = 0 \quad , \forall \hat{\eta} \in S \quad (4.4)$$

Ici S est l'espace des fonctions de carrés intégrables et Ω est le domaine d'écoulement. En développant, $\hat{\eta}$ dans les termes de base des éléments finis ϕ et en intégrant numériquement, nous obtenons un problème algébrique pour les inconnues nodales.

La forme faible de l'équation de moment peut être donnée comme :

trouver $\vec{u} \in U$ tel que

$$\int_{\Omega} \hat{u} \left[\frac{d\vec{u}}{dt} + \gamma_B \vec{u} - \gamma_T (\vec{u}_a - \vec{u}) - \nabla \cdot (A_h \vec{\nabla} \vec{u}) \right] d\Omega = - \int_{\Omega} \hat{u} g \nabla \eta d\Omega, \forall \hat{u} \in U \quad (4.5)$$

où l'équation est interprétée par une simple composante et U est l'espace des fonctions vectorielles qui ont une divergence. L'extension de \hat{u} en matière de base des éléments finis F produit de nouveau un problème algébrique pour les inconnues nodales. La composante de gradient de pression de surface et la composante de contrainte horizontale sont intégrés par parties pour donner

$$\int_{\Omega} \left[\frac{d\vec{u}}{dt} + \gamma_B \vec{u} - \gamma_T (\vec{u}_a - \vec{u}) \right] d\Omega + \int_{\Omega} \vec{\nabla} \phi \cdot (A_h \vec{\nabla} \vec{u}) d\Omega = \int_{\Omega} g \nabla \phi \eta d\Omega - \int_{\Gamma} [g(\phi \eta) - \phi A_h u_n] d\Gamma \quad (4.6)$$

où Γ est la limite du domaine d'écoulement Ω . L'intégrale de ligne dans cette équation fournit un moyen pratique pour spécifier les conditions aux limites sur η et la contrainte horizontale.

3.2.3.1 Approximation du temps

Ces équations sont discrétisées dans le temps en utilisant une méthode semi-implicite tel que les équations sont évaluées dans l'intervalle de temps (t^n, t^{n+1}) , où l'indice supérieur indique le niveau de temps. La distance pour l'intervalle est donnée par le poids θ . L'approche semi-implicite est donnée comme suit :

$$\frac{\eta^{n+1} - \eta^n}{\Delta t} + \vec{\nabla} \cdot [D^n (\theta \mathbf{u}^{n+1} + (1 - \theta) \mathbf{u}^n)] = 0 \quad (4.7)$$

$$\frac{\bar{u}^{n+1} - \bar{u}^*}{\Delta t} + \theta \vec{G}^{n+1} + (1 - \theta) \vec{G}^* = \vec{F}^* \quad (4.8)$$

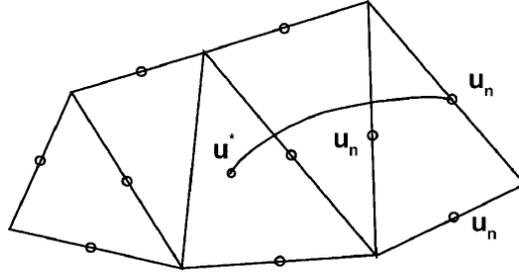


Figure 14 : Définition des éléments utilisés et des trajectoires lagrangiennes. Au temps t^n , une particule part de l'endroit où la vitesse est u^* , et arrive à un nœud dans la grille au temps t^{n+1} (Hou *et al.*, 2013a).

$$\vec{G} = \gamma_B \vec{u} - \gamma_T (\bar{u}_a - \vec{u}) + g \nabla \eta$$

$$\vec{F}^* = \vec{\nabla} \cdot (A_h \vec{\nabla} \bar{u})^*$$

Les méthodes semi-lagrangiennes (Casulli, 1990), (Staniforth et Côté, 1991) sont utilisées pour tirer parti de la simplicité des méthodes eulériennes, de la stabilité et de la précision accrues des méthodes lagrangiennes. Ici les exposants n et $n+1$ désignent les variables évaluées aux nœuds dans la grille eulérienne aux instants t^n et t^{n+1} . L'indice supérieur * désigne une variable évaluée au temps t^n à la fin de la trajectoire lagrangienne à partir d'un nœud de calcul (figure 14) à chaque pas de temps, la vitesse est intégrée à l'envers par rapport au temps pour déterminer où une particule serait au temps t^n pour arriver à un nœud de grille au temps t^{n+1} . La dérivée matérielle dans l'équation (4.8), le premier terme, a donc une forme très simple.

3.2.4 Équation d'onde discrète

Ensuite, considérons l'élément fini défini dans la figure 14. Pour une interpolation constante par morceaux pour η , l'équation (4.4) devient

$$A_e \frac{\partial \eta_e}{\partial t} + \int_{\Gamma_e} (D \vec{u}) \cdot \hat{n} d\Gamma = 0 \quad (4.9)$$

Où l'indice e désigne la valeur de l'élément e . En appliquant l'opérateur de temps discret dans l'équation (4.7), l'équation devient

$$A_e \frac{\eta_e^{n+1} - \eta_e^n}{\Delta t} + \theta \int_{\Gamma_e} D^n \bar{u}^{n+1} \cdot \hat{n} d\Gamma = -(1 - \theta) \oint_{\Gamma_e} D^n \bar{u}^n \cdot \hat{n} d\Gamma \quad (4.10)$$

qui peut être écrit en termes de la composante normale de la vitesse comme

$$A_e \frac{\eta_e^{n+1} - \eta_e^n}{\Delta t} + \theta \oint_{\Gamma_e} D^n u_m^{n+1} d\Gamma = -(1 - \theta) \oint_{\Gamma_e} D^n u_m^n d\Gamma \quad (4.11)$$

où u^n est la composante normale de la vitesse du côté de l'élément.

Ensuite, l'équation de moment est résolue pour u_m^{n+1} et cette expression est utilisée pour éliminer u_m^{n+1} de l'équation (4.11). L'intégration de l'équation (4.7) a permis d'utiliser une quadrature à trois points au milieu des triangles et en exploitant l'opérateur de temps discret donné dans l'équation (4.8),

$$u_m^{n+1} = \frac{1}{C_1} [R_m - \theta N_m^{n+1}] \quad (4.12)$$

$$\text{ou } R_m = C_3 u_m^* + F_m^* + \gamma_T (\theta u_a^{n+1} + (1 - \theta) u_a^*) - (1 - \theta) N_m^*$$

$$C_1 = \left[\frac{1}{\Delta t} + \theta (\gamma_B^{n+1} + \gamma_m^{n+1}) \right]$$

$$C_3 = \left[\frac{1}{\Delta t} - (1 - \theta) (\gamma_B^n + \gamma_T^n) \right]$$

$$N_m = M^{-1} \left[\int_{\Omega} g \vec{\nabla} \Phi \eta d\Omega - \int_{\Gamma} g(\Phi \eta) d\Gamma \right]$$

$$M = \int_{\Omega} \Phi d\Omega$$

$$A_e \frac{\eta_e^{n+1}}{\Delta t} - \frac{\theta^2}{C_1} \int_{\Gamma_e} D^n N_m^{n+1} d\Gamma = A_e \frac{\eta_e^n}{\Delta t} - (1 - \theta) \int_{\Gamma_e} D^n u_m^n d\Gamma - \frac{\theta}{C_1} \int_{\Gamma_e} H R_n d\Gamma \quad (4.13)$$

Cette équation ne contient que η au niveau du temps $n+1$. En pratique, l'équation (4.13) est assemblée et résolue pour η^{n+1} . En utilisant ces résultats, l'équation (4.12) est résolue pour u_m^{n+1} . La vitesse totale est récupérée en calculant la vitesse au sommet de chaque triangle, puis en interpolant la composante tangentielle de la vitesse au milieu des côtés.

L'analyse de la stabilité fut donnée par (Casulli et Cattani, 1994), s'appliquant également à ce système d'équations. Leurs résultats montrent que le système linéaire à coefficients constants est stable pour $\frac{1}{2} \leq \theta \leq 1$ tant qu'une contrainte sur le terme de contrainte visqueuse est satisfaite.

3.3 Méthode des Volumes finis

3.3.1 Introduction

Les équations en eau peu profonde (SWE) sont largement utilisées pour les simulations hydrodynamiques des ondes longues dans l'ingénierie hydraulique, océanique et

environnementale. Au cours des dernières décennies, les modèles de volume fini centrés sur les cellules du type Godunov (CCFV), où les volumes de contrôle finis sont des éléments de maille eux-mêmes. Ils sont devenus populaires dans la résolution des équations en eau profonde (SWE) et ont connu un développement vigoureux en matière de précision, d'efficacité et de robustesse (Alcrudo et Garcia-Navarro, 1993), (Gallardo et al., 2007), (Begnudelli et al., 2008), (Anastasiou et Chan, 1997), (Loukili et Soulaïmani, 2007), (Kazolea *et al.*, 2012). Cependant, il existe encore des défis lors de la simulation de flux complexes tels que le mouillage et le séchage dans des géométries irrégulières sur des bathymétries non uniformes. Pour un modèle de grille non structurée, qui peut être conçu pour se conformer à presque toute géométrie souhaitée. Les principaux défis sont d'étendre le schéma à une précision de second ordre, pour satisfaire l'état bien équilibré (Greenberg et Leroux, 1996), ou la propriété C (Bermudez et Vazquez, 1994) et pour suivre les fronts mouillés et secs.

Les méthodes récentes qui assurent un schéma pour satisfaire l'état bien équilibré ou la propriété C sont rapportées dans la littérature telle qu'introduit dans Wang et al. (Wang *et al.*, 2011), certaines méthodes remarquables incluent la discrétisation du vent des termes de la pente du fond (Hubbard et Garcia-Navarro, 2000), (Brufau et al., 2002). Les méthodes de gradient de surface (SGM) (Zhou *et al.*, 2001), (Kim, Cho and Kim, 2008), (Pu *et al.*, 2012), la méthode de correction du flux (Begnudelli et Sanders, 2006), (Song *et al.*, 2010), la reconstruction hydrostatique sont entre autres qui assurent (Audusse *et al.*, 2004), (Audusse et Bristeau, 2005) l'équilibrage mathématique, (Liang, 2012) (Wang *et al.*, 2011). Le point-clé de chaque méthode est de traiter les termes source de la pente raisonnablement selon ses termes de flux, afin de préserver les flux stables. Les termes de source de pente dans la méthode de discrétisation du vent sont projetés sur les vecteurs propres du flux jacobien. Les flux numériques équilibrent bien les sources de pente du fond pour les schémas de premier ordre dans les cellules humides, tandis que des corrections sont nécessaires pour les discrétisations MUSCL de deuxième ordre (Hubbard et Garcia-Navarro, 2000), (Nikolos et Delis, 2009), (Delis et al., 2011). Il faut donc un traitement spécial pour les fronts humides et secs. Dans les méthodes de gradient de surface(SGM), la condition équilibrée est satisfaite en utilisant le niveau de surface de l'eau comme base de la reconstruction des données au lieu de la profondeur de l'eau. Mais il est proposé pour les grilles structurées qui sont limitées aux frontières irrégulières. Dans la méthode de correction du flux, des termes de flux supplémentaires sont introduits pour équilibrer les termes source de la pente, cependant, certaines instabilités numériques tels que des vitesses élevées non physiques ou les non-

conservations de l'impulsion peuvent se produire (Begnudelli et Sanders, 2006b), (Song *et al.*, 2010). Une autre méthode de correction a été suggérée par Benkhaldoun et al. (Benkhaldoun et al., 2007), (Benkhaldoun et al., 2010) pour équilibrer le flux en corrigeant la profondeur de l'eau du terme source de la pente plutôt que celle du flux, mais elle n'a pas pu supporter l'apparition de fronts secs humides. Liang et al. (Liang and Borthwick, 2009), (Liang et Marche, 2009) ont développé la méthode d'équilibrage mathématique, avec laquelle les termes sources de la pente sont calculés en multipliant une moyenne des niveaux d'eau et une différence d'élévation du bas sur les faces correspondantes. Il semble être la méthode la plus concise bien équilibrée parmi tous les éléments susmentionnés. Comme testé, cette méthode peut produire de bons résultats sur des grilles structurées. Cependant, des difficultés surviennent lorsqu'elles sont implémentées sur des grilles non structurées. Par exemple, une moyenne appropriée du niveau de l'eau, qui est nécessaire pour conserver un état bien équilibré, n'est pas facile à obtenir sur les grilles non structurées. Les termes de source de la pente dans la méthode de reconstruction hydrostatique sont traités comme des flux sur des faces dans le schéma de premier ordre, et des flux plus des termes de source de pente supplémentaire dans le schéma de second ordre. Par conséquent, il s'adapte de manière flexible aux grilles complexes non structurées. Le principal inconvénient de cette méthode est sa complexité dans le schéma de second ordre. Les termes de la source de pente dans (Valiani et Begnudelli, 2006) sont également formulés comme des flux en supposant des variations linéaires de l'élévation du fond et du niveau d'eau dans une cellule. Motivé par ces techniques, qui transforment la source de pente d'une cellule en flux sur ses faces, Hou et al., (Hou *et al.*, 2013c) a développé un traitement efficace et robuste pour les termes de source de pente sur des grilles non structurées. Ce nouveau traitement est conçu pour être plus précis que celui proposé par Valiani et Begnudelli (Valiani et Begnudelli, 2006). En outre, il satisfait strictement à la propriété C et peut-être utilisé de manière pratique par des systèmes de commande de deuxième ordre ou même plus élevés.

Il est bien connu que les petites profondeurs d'eau proches des interfaces humides-sèches peuvent conduire à des instabilités numériques. Ce qui se produit par exemple dans des vitesses élevées non physiques ou des profondeurs d'eau négatives et, par contre, dans la non-conservation de la masse. Par conséquent, le troisième défi doit être résolu à éliminer ces instabilités numériques et a attiré une attention considérable au cours des deux dernières décennies (Delis et al., 2008), (Murillo *et al.*, 2007), (Murillo et al., 2008). Cependant, toutes ces techniques ont rapporté que pendant la récession des vagues, le découvert de cellules peut

parfois se produire. Afin d'éviter la nécessité de réduire le temps, Murillo et al. (Murillo *et al.*, 2006) ont également introduit une nouvelle technique pour appliquer le plus grand temps possible compatible avec la stabilité. Cette technique nécessite un calcul supplémentaire pour les flux et les termes source de la pente dans la détermination d'un pas de temps approprié. Basé sur les surfaces sans volume fini, Song et al. (Song *et al.*, 2011) ont développé un modèle inférieur de pente pour suivre les fronts humides et secs. Mais cela peut conduire à un gain de masse car les profondeurs d'eaux négatives prédites sont mises à zéro. La méthode de reconstruction hydrostatique (Audusse *et al.*, 2004), (Audusse et Bristeau, 2005 b), qui fonctionne bien non seulement dans la préservation d'un équilibre balancé, mais aussi dans la modélisation des fronts mouillés-secs, au moyen d'une reconstruction de l'eau non négative et d'une condition de Courant-Friedrichs- Lewy (CFL). Ensuite, Liang et Marche (Liang et Marche, 2009) ont étendu cette approche en employant des termes sources supplémentaires pour garder la conservation de la masse à des fronts humides. Cependant, cette approche ne facilite pas l'application sur les réseaux non structurés en raison de la complexité des termes sources supplémentaires. Mais la correction directionnelle est limitée de manière plus efficace, ce qui constitue également un point nouveau du travail de (Hou *et al.*, 2013). En outre, la méthode Euler explicite est appliquée pour mettre à jour les variables de flux à un nouveau niveau pas de temps. À mesure que plusieurs exemples numériques le démontrent, ce modèle est efficace et bien entretenu dans la préservation de la propriété CFL et de la conservation de masse, dans la convergence des solutions aux états stables, en simulant des flux instables, dans le suivi des fronts humides et secs sur les fonds inégaux et dans le traitement des géométries complexes.

3.3.2 Équations gouvernantes et les schémas numériques

3.3.2.1 Équations gouvernantes

Les équations bidimensionnelles en eaux peu profondes peuvent être écrites sous une forme conservatrice comme

$$\frac{\partial \vec{q}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{f}}{\partial x} + \frac{\partial \vec{g}}{\partial y} = \vec{S} \quad (5.1)$$

où t c'est le temps; x et y sont les coordonnées cartésiennes, \vec{q} , \vec{f} et \vec{g} désignent les vecteurs des variables de flux conservés, des flux dans les directions x et y , respectivement. \vec{S} est le vecteur de source. Indépendamment des effets de Coriolis, des termes visqueux cinétiques et

turbulents et des contraintes du vent, \vec{S} ne comprend que la source de pente du fonds S_b et la source de friction S_f . Ces vecteurs sont exprimés comme :

$$\vec{q} = (h, q_x, q_y), \vec{f} = \left(q_x, uq_x + \frac{1}{2}gh^2, uq_y \right), \vec{g} = \left(q_y, vq_x, vq_y + \frac{1}{2}gh^2 \right)$$

$$\vec{S} = \vec{S}_b + \vec{S}_f = \left[0, -gh \frac{\partial z_b}{\partial x}, -gh \frac{\partial z_b}{\partial y} \right] + \left[0, -C_f u \sqrt{u^2 + v^2}, C_f v \sqrt{u^2 + v^2} \right] \quad (5.2)$$

où h ; u ; v et z_b sont la profondeur de l'eau, la vitesse moyenne en profondeur dans les directions x et y , z_b est l'élévation du bas, respectivement; q_x et q_y sont les débits de largeur unitaire dans les directions x et y , et q_x est égal à uh ; q_y équivaut à vh ; g représente l'accélération de la gravité; C_f est le coefficient de rugosité du fond contrôlé par le coefficient de Manning n et la profondeur de l'eau sous la forme de $C_f = gn^2/h^{1/3}$. En outre ici, le niveau d'eau η est utilisé dans la reconstitution spatiale de second ordre et la reconstruction de profondeur d'eau non négative, et $\eta = h + z_b$ (Fig. 17).

3.3.2.2 Méthode de volume fini sur les grilles non structurées

Dans une cellule arbitraire, la forme intégrale définie de l'équation (5.1) est

$$\int_{\Omega} \frac{\partial \vec{q}}{\partial t} d\Omega + \int_{\Omega} \left(\frac{\partial \vec{f}}{\partial x} + \frac{\partial \vec{g}}{\partial y} \right) d\Omega = \int_{\Omega} \vec{S} d\Omega \quad (5.3)$$

En utilisant le théorème de la divergence l'équation est réécrite comme :

$$\int_{\Omega} \frac{\partial \vec{q}}{\partial t} d\Omega + \int_{\Gamma} \vec{F}(q) \cdot \vec{n} d\Gamma = \int_{\Omega} (\vec{S}_b + \vec{S}_f) d\Omega \quad (5.4)$$

où, Ω et Γ désignent le volume de contrôle et la limite du volume, en deux dimensions étant la zone de contrôle et les bords de cette cellule i . \vec{n} est le vecteur d'unité externe normal à la limite considérée avec les composantes de n_x, n_y et $F_k(q)n$ est le vecteur de flux normal à la limite, il est donné comme :

$$\vec{F}(q) \cdot \vec{n} = (\vec{f}n_x + \vec{g}n_y) = \begin{bmatrix} q_x n_x + q_y n_y \\ (uq_x + gh^2/2)n_x + vq_x n_y \\ vq_y n_x + (vq_y + gh^2/2)n_y \end{bmatrix} \quad (5.5)$$

Dans l'équation (5.4), le premier terme concernant le différentiel de temps est toujours calculé avec la méthode des différences finies, donc après un intervalle de temps de Δt , Q de la cellule i est mis à jour pour la nouvelle étape dans la formule suivante :

$$q_i^{n+1} = q_i^n + \frac{\Delta t}{\Delta \Omega} \left(\int_{\Omega} S d\Omega + \int_{\Gamma} \vec{F}(q) \cdot \vec{n} d\Gamma \right) \quad (5.6)$$

Et l'intégrale de $\vec{F}(q) \cdot \vec{n}$ autour de cette cellule i est évalué dans la méthode Euler explicite comme :

$$\vec{F} \int_{\Gamma} (q) \vec{n} d\Gamma = \sum_{k=1}^{n_b} F_k(q^n) n_k l_k, \quad (5.7)$$

dans lequel, k et l sont les indices et la zone (longueur pour 2D) des faces de la cellule i , respectivement, et n_b est le nombre des faces de cette cellule. Le solveur de Riemann, un solveur prometteur pour $F_k q^n n_k$ au $k^{ième}$ face, peut être employé pour calculer les flux de masse et de moment. Harten, Lax et van Leer (Harten et al, 1983) se rapprochent du solveur de Riemann avec l'onde de contact rétabli (HLLC) (Toro et al., 1994), (Toro, 2009) est adoptée.

3.3.2.3 Reconstruction spatiale de deuxième ordre

Lorsque le solveur Riemann est utilisé pour évaluer $F_k(q^n) \cdot n_k$ à la $k^{ième}$ face (il est sous la forme de $F_f(q^n) \cdot n_f$ si concernant la face f comme face considérée (figure 1)) de la cellule i considérée, les variables de flux sur les côtés gauches et droits de f , qui sont désignées par q_f^{-L} et q_f^{-R} , sont nécessaires. Pour un schéma de premier ordre, q_f^{-L} et q_f^{-R} sont toujours considérés comme q_L et q_R , qui représentent les valeurs aux centres des cellules gauche et droite à côté de f , respectivement. Alors que pour les systèmes de second ordre, une méthode de reconstruction de deuxième ordre appropriée est nécessaire pour maintenir à la fois la précision et la monotonie. Par rapport aux schémas de limitation basés sur les cellules telles que ceux dans (Barth et Jespersen, 1989) (Venkatakrishnan, 1995), (Hubbard, 1999), avec lesquels les valeurs reconstruites à toutes les faces d'une cellule sont obtenues en utilisant la même pente limitée de cette cellule. Un avantage évident des schémas limitant basés sur la face qui sont appliqués pour reconstruire les valeurs faciales en limitant la pente sur la face est son efficacité. En effet la procédure de limitation est effectuée dans la même boucle de calcul des flux sur toutes les faces d'une cellule. La boucle supplémentaire requise pour les méthodes de limitation, basées sur la cellule pour sélectionner le meilleur limiteur parmi ceux de toutes les faces sont évitées et le nombre de fois que le limiteur est invoqué est considérablement réduit. Les schémas de limitation basées sur les cellules et basés sur la face sont également appelés des schémas d'une seule pente et des schémas de pente multiple, respectivement (Buffard et Clain, 2010). Il convient de noter que les schémas faciaux peuvent ne pas fournir de gradients linéaires par morceaux pour les cellules alors que la technique d'une seule pente donne une fonction linéaire sur chaque cellule qui peut conserver les valeurs moyennes dans la cellule (Buffard et Clain, 2010) (Delis et Nikolos, 2013).

Cependant, en méthode de volume fini, seules les évaluations de flux sur les faces de la cellule sont importantes, mais pas la forme de la fonction reconstruite à l'intérieur de la cellule (Buffard et Clain, 2010). Comme testé dans (Benkhaldoun et al., 2007), (Delis et al., 2011), (Wang *et al.*, 2011b), (Delis et Nikolos, 2013), les systèmes axés sur la face sont bien comportés dans la résolution des équations en eaux peu profondes (SWE). Le plan limitant Van Albada basé sur la face (Van Albada et al. 1982), généralement réservé aux régimes NCFV (Nikolos et Delis, 2009), (Delis et Kazolea, 2011), a été employé par (Delis et Kazolea, 2011) pour le plan de volume fini de cellules centré (CCFV) sur une grille non structurée, au moyen d'une reconstruction en deux étapes qui prend en tenant compte des caractéristiques géométriques de la grille de calcul.

La première étape consiste à reconstituer les valeurs au point d'intersection D de la face considéré f et le segment de ligne \overline{LR} reliant les centres des cellules gauches et droites, puisque le point D ne coïncide généralement pas avec le point médian de \overline{LR} , l'emplacement de D doit être pris en considération (figure 15). Ainsi, les valeurs extrapolées en D sont données par :

$$q_D^{-L} = q_L + \frac{|r_{LD}|}{|r_{LR}|} \psi(\nabla q) L_L^{upw} \cdot r_{LR} (\nabla q)^{cent} \cdot r_{LR},$$

$$q_D^{-R} = q_R + \frac{|r_{LD}|}{|r_{LR}|} \psi(\nabla q) L_R^{upw} \cdot r_{RL} (\nabla q)^{cent} \cdot r_{RL}, \quad (5.8)$$

où, r_{LD} est le vecteur du centre de la cellule gauche au point D et ∇q est le vecteur gradient des variables d'écoulement, les indices supérieurs upw et cent désignent le vent et le centre, l'indice L et R désignent les cellules gauche et droite, respectivement. Ces gradients sont exprimés comme :

$$(\nabla q)^{cent} \cdot r_{LR} = q_R - q_L,$$

$$(\nabla q) L_L^{upw} = 2(\nabla q)_L - (\nabla q)^{cent},$$

$$(\nabla q) L_R^{upw} = 2(\nabla q)_R - (\nabla q)^{cent}.$$

En outre, $\psi(a, b)$ est la fonction limitée avec deux arguments a et b . Le limiteur de Van Albada, qui fonctionne bien pour obtenir une précision de deuxième ordre tout en n'étant pas bloqué la convergence à l'état stationnaire, est adopté et

$$\psi(a, b) = \begin{cases} \frac{(a^2+e)b+(b^2+e)a}{a^2+b^2+e}, & \text{si } ab > 0, \\ 0, & \text{si } ab < 0, \end{cases} \quad (5.9)$$

où e est utilisé pour empêcher la division par zéro et $e = 10^{-16}$ après cela dans (Delis et Nikolos, 2013).

Comme décrit dans (Buffard et Clain, 2010), (Delis et Kazolea, 2011), si les valeurs extrapolées à D (Eq. 5.8) au lieu de celles au point médian M sont appliquées pour calculer les flux, une réduction de commande peut avoir lieu spécialement pour les types de grilles où la distance entre M et D est grande. Afin d'éviter ce problème, une stratégie de correction est proposée dans (Delis et Kazolea, 2011) pour calculer les valeurs reconstituées à M par une correction directionnelle. C'est la deuxième étape de la reconstruction et lit comme :

$$q_M^{-L} = q_D^{-L} + r_{DM}(\nabla q)_L,$$

$$q_M^{-R} = q_D^{-R} + r_{DM}(\nabla q)_R. \quad (5.10)$$

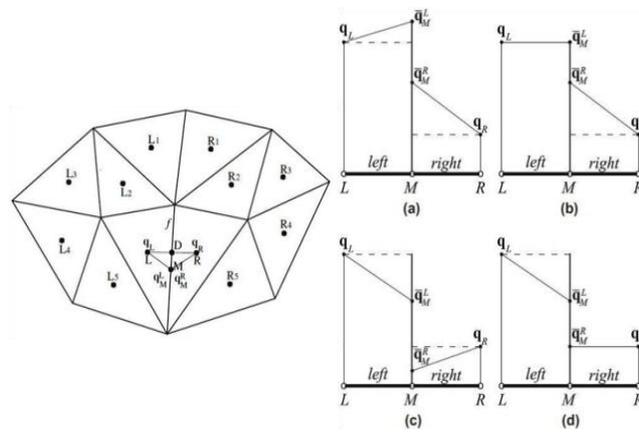


Figure 15 : Notations variables à la face f sur une grille non structurée (Walters et Casulli, 1998)

Figure 16 : Nouvel extremum local causé par la correction illimitée (Éq. 5.10) et la procédure de limitation avec le limiteur proposé (Éq.5.11) : nouveau extremum local, b valeurs limitées pour le cas (a), (c) nouveaux extrema locaux, d valeurs limitées pour le cas (c) (Walters et Casulli, 1998)

Il est prouvé que cette correction directionnelle entraîne une précision améliorée pour les flux doux et l'amélioration est plus prononcée sur les réseaux pauvres avec une grande non-incidence entre M et D (Delis et Kazolea, 2011). Malgré cela, en raison du gradient illimité utilisé dans l'équation. (10), certains niveaux extrêmes locaux (tels que les q_M^{-L} et q_M^{-R} esquissés à la figure 15 (a) et (c) respectivement) et des oscillations numériques conséquentes peuvent survenir pour les écoulements avec des chocs. En tant que tel, les termes de correction dans l'équation (10) doivent être correctement limités. Pour ce faire, (Delis and

Nikolos, 2013) concevoir un schéma pour limiter la correction le long de la direction de \overline{DM} en introduisant une cellule de référence L_r , qui a un sommet commun avec la cellule considérée L et la ligne passant par les deux centres de L et L_r au plus petit angle avec \overline{DM} . Ensuite, le centre de L_r est projeté dans la direction de \overline{DM} , et les valeurs au pied de la perpendiculaire sont extrapolées à partir des valeurs de L_r . Ces valeurs extrapolées sont utilisées pour calculer les gradients centraux dans la direction \overline{DM} , qui sont appliquées pour construire le limiteur directionnel le long de \overline{DM} avec l'équation 5.9, en conjonction avec les gradients au centre de L . Enfin, le q_M^{-L} limité est obtenu par q_D^{-L} et le limiteur directionnel. Avec la même méthode, la correction directionnelle sur le côté droit est limitée. Une procédure plus détaillée de cette correction directionnelle limitée est décrite dans (Delis et Kazolea, 2011) et est esquissée dans la figure 15 de la même littérature. Comme testé dans (Delis et Nikolos, 2013), les flux avec des chocs tels que les flux de rupture de barrage sont correctement simulés par cette reconstruction avec la correction directionnelle limitée. En outre, la convergence vers l'état stable est également améliorée. Cependant, cette correction limitée nécessite un schéma de cellules beaucoup plus large que celui de la correction illimitée (Éq.10) et un calcul plus compliqué, donc une approche coûteuse. Bien que certaines caractéristiques de maillage requis puissent être calculées dans une étape de prétraitement. Compte tenu de l'efficacité, une nouvelle correction directionnelle, limitée en employant la contrainte de principe maximum, qui est généralement utilisée pour maintenir des stabilités numériques pour les méthodes de pente singulière (Hubbard, 1999), (Buffard et Clain, 2010), (Murillo et al., 2009) proposèrent les auteurs des articles précités.

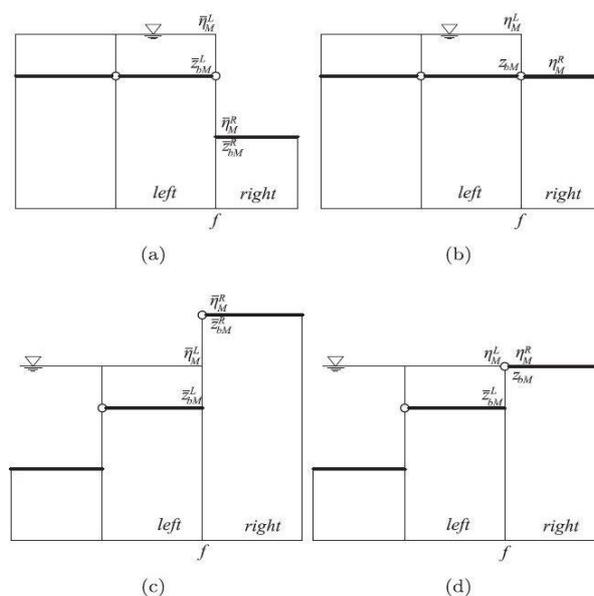


Figure 17 : procédure de reconstruction de la profondeur de l'eau non négative à l'interface humide-sèche : (a) valeurs du cas (1) avant la reconstruction, (b) valeurs du cas (1) après la reconstruction, (c) valeurs du cas (2) avant la reconstruction, d) valeurs du cas (2) après la reconstruction (Walters et Casulli, 1998).

$$\min(q_R, q_L) \leq q_M^{-L} \leq \max(q_R, q_L),$$

$$\min(q_R, q_L) \leq q_M^{-R} \leq \max(q_R, q_L) \quad (5.11)$$

où, q_M^{-L} et q_M^{-R} sont des valeurs illimitées à M obtenir par l'équation (5.10). Avec cette contrainte, les niveaux extrêmes locaux causés par la correction illimitée (Éq.5.10) sont évités de manière très efficace et la procédure de limitation est illustrée à la figure 2.

Comme ils l'ont souligné dans (Begnudelli et Sanders, 2006a), le gradient indépendant ∇q de chaque cellule requis dans la reconstruction est basé sur ses valeurs à trois points adjacents. Pour le schéma de volumes finis de cellules centrées (CCFV), étant donné que les valeurs sont stockées dans les centres cellulaires, c'est une option idéale pour utiliser les valeurs de trois centres autour de la cellule considérée (stencil compact dans (Delis et al., 2011), (Delis et Nikolos, 2013), avec la méthode proposée dans (Begnudelli et Sanders, 2006). Par exemple, à la figure 13, si la cellule gauche L est à l'étude, $(\nabla q)_L$ peut être calculé à partir des valeurs aux centres des cellules R ; L_2 et L_5 . Une alternative est la reconstruction linéaire Green-Gauss sur le pochoir large (Delis et al., 2011), (Delis et Nikolos, 2013), qui présente sans doute une meilleure précision en raison d'un meilleur voisinage pour les réseaux non structurés mais est plus coûteuse. Il est important de souligner que dans cette section, l'accent a été mis sur un modèle 2D efficace et le stencil compact utilisé pour le calcul des gradients montre une précision satisfaisante dans les applications comme dans (Song, Zhou, Li, *et al.*, 2011a), (Delis et al., 2011), par conséquent, la méthode de (Begnudelli et Sanders, 2006) sur un stencil compact est adoptée ici pour évaluer ∇q .

Afin de bien préserver la propriété C (Bermudez et Vazquez, 1994) pour les systèmes de second ordre, comme l'ont suggéré Audusse et al. (Audusse *et al.*, 2004) est appliqué avec succès dans (Marche *et al.*, 2007), (Liang et Marche, 2009), , seuls les niveaux d'eau η_M^{-L} , η_M^{-R} , les profondeurs d'eau h_M^{-L} ; h_M^{-R} , et les débits q_{xM}^{-L} ; q_{yM}^{-L} ; q_{xM}^{-R} , q_{yM}^{-R} sont reconstruits au point milieu M de la face considérée f avec les équations (5.8) et (5.11), et les élévations du fond reconstruites à M sont données par :

$$z_{bM}^{-L} = \eta_M^{-L} - h_M^{-L},$$

$$z_{bM}^{-R} = \eta_M^{-R} - h_M^{-R}. \quad (5.12)$$

En outre, les vitesses d'écoulement requises à M sont calculées par :

$$\begin{aligned} u_M^{-L} &= q_{xM}^{-L}/h_M^{-L}, \quad v_M^{-L} = q_{yM}^{-L}/h_M^{-L}, \\ u_M^{-R} &= q_{xM}^{-R}/h_M^{-R}, \quad v_M^{-R} = q_{yM}^{-R}/h_M^{-R}, \end{aligned} \quad (5.13)$$

où, si la profondeur de l'eau est inférieure à $10^{-6} m$ (le seuil pour définir une cellule sèche), les vitesses sont mises à zéro de manière à éviter des vitesses non physiques élevées causées par des eaux trop peu profondes. De plus, la reconstruction en deuxième ordre ne s'applique qu'aux cellules humides loin de l'interface humide-sèche. Dans une cellule sèche ou humide adjacente à une couche sèche, ils ont supposé que les valeurs de la face sont les mêmes que les valeurs correspondantes au centre de la cellule pour éviter les instabilités numériques aux fronts humides et secs (Liang et Borthwick, 2009), (Wang *et al.*, 2011).

4 Codes de Modélisation Numérique

La modélisation numérique des équations des ondes longues appliquées, à divers domaines scientifiques, est un outil essentiel pour la résolution, la prévision, l'évaluation de beaucoup de phénomènes physiques complexes tel que le phénomène de tsunami. Dans ce chapitre nous présentons de façon détaillée les codes de modélisation numérique MOST et NAMI DANCE. Les équations de base, les schémas de discrétisation sont analysés ainsi que les conditions de stabilité et les paramètres des sources sismiques. Ce chapitre présente un intérêt particulier pour ce travail de recherche compte tenu du rôle joué par les codes de modélisation numérique dans la solution des problèmes complexes.

4.1 Code de modélisation numérique MOST (Différences finies)

4.1.1 Introduction

Les modèles numériques sont utilisés pour évaluer et prédire les caractéristiques de certains phénomènes physiques tels que : les ouragans, les marées, les tsunamis etc. Ils jouent un rôle important pour atténuer les risques de tsunamis en déterminant les heures d'arrivée, les hauteurs des vagues de tsunami. Ils prédisent aussi les vitesses des courants et les profondeurs d'inondation lors d'un tsunami. Et ils sont particulièrement utiles pour préparer des cartes montrant les inondations et les niveaux de menace pour les événements potentiels le long des côtes vulnérables aux inondations.

La modélisation numérique du tsunami nous permet d'estimer les effets des événements qui peuvent survenir et d'évaluer nos compréhensions des tsunamis passés. Il ya habituellement trois étapes dans le processus d'un tsunami, ainsi donc nous présentons la manière dont le code de modélisation numérique MOST manage ces trois étapes .

La méthode de fractionnement de tsunami (MOST) est un modèle d'inondation de tsunami à ondes longues moyennes en eaux peu profondes qui a été initialement développé par (Titov et Synolakis, 1995) pour la propagation dans une dimension (1D) en utilisant une grille variable. Le modèle a ensuite été étendu à 2D (Titov et Synolakis, 1998) et adapté à l'application large d'un bassin. Le modèle a été testé avec des expériences de laboratoire, ainsi que des études de terrain (Titov et Synolakis, 1998b), (Titov and Gonzalez, 1997), (Titov *et al.*, 2001). En outre MOST a été utilisé par le Centre National NOAA pour la recherche de

tsunami (NCTR) dans le cadre du développement de projets de cartographie des zones inondables (Titov *et al.*, 2003) ainsi que par des chercheurs qui étudient les menaces que représentent les tsunamis dans d'autres parties du monde (Power *et al.*, 2007).

Cependant, la modélisation du tsunami fait face à plusieurs défis, l'incertitude de la région source étant un obstacle majeur (Shuto, 1991) à fournir des estimations précises de l'inondation et de la propagation des ondes. Parallèlement, les événements tragiques du tsunami en Indonésie en 2004, puis celui de 2011 au Japon montrent la nécessité d'avoir un système pratique qui permettra de fournir en temps réel des estimations précises du risque de tsunami en temps opportun afin que des mesures adéquates soient prises pour atténuer ses menaces.

Malheureusement, les prévisions à long terme des tsunamis ne sont pas actuellement possibles et la première indication d'un tsunami survient seulement lorsqu'un événement déclencheur sous-jacent (comme un séisme ou un glissement de terrain) a lieu. Néanmoins, une prévision à court terme des tsunamis est encore possible, Titov *et al.* (Titov *et al.*, 2005) ont esquissé un plan de prévision en temps réel des tsunamis en utilisant à la fois les données d'observation et le modèle numérique. Ce plan a été élaboré au NCTR et une preuve du concept a été démontrée par (Titov *et al.*, 2001). Le système de prévision utilise une technique d'inversion de données couplées à une base de données précalculées de solutions d'une source unitaire pour déterminer les ondes de tsunami en mer. Il utilise ensuite le modèle numérique MOST (en mode grille imbriquée) pour propager les vagues de tsunami sur les zones côtières pour certaines régions. Le tsunami du Chili de 2015 montre encore une fois de manière précise que la modélisation du tsunami en temps réel peut contribuer à anticiper ce risque.

Le facteur critique pour le développement d'un système de prévision en temps réel est le temps de calcul qui est très nécessaire lors de la conception de grilles d'inondation. Il devient important d'équilibrer la vitesse de calcul avec des erreurs numériques qui sont introduites en raison de paramètres de grilles fines (grilles d'espaces et temps). Bien que les enregistrements historiques de tsunami fournissent des ensembles de données très valables pour valider des grilles optimisées, ils ne présentent pas eux-mêmes une image complète. Premièrement, en raison de la rareté des données, une solution de vérité au sol n'est pas toujours disponible. Même dans les cas où les données sont disponibles, il ne représente qu'un très petit échantillon de tsunamis possibles. Deuxièmement, il existe encore un degré considérable d'incertitude quant à la nature des sources. L'inversion des données est un outil

puissant et pratique pour calculer les caractéristiques des sources (Johnson *et al.*, 1996), (Piatanesi *et al.*, 2001), mais elle présente en même temps l'inconvénient de cacher les biais numériques inhérents aux modèles. En particulier si le même modèle qui a été utilisé pour déterminer les caractéristiques de la source est également utilisé pour calculer l'inondation. Ainsi, outre la comparaison avec les tsunamis postérieurs, il est également important d'avoir une bonne compréhension des caractéristiques numériques du modèle lors du développement de grilles d'inondation optimisées.

Dans cette optique, nous avons présenté de manière très succincte les principales propriétés associées au code de modélisation numérique MOST. Les propriétés de propagation de la vague et la conservation de la masse ont été explorées en détail dans le document pionnier de Titov et Synolakis (Titov et Synolakis, 1995). Cette partie du travail est limitée aux caractéristiques de propagation et d'inondation du schéma numérique. Dans de nombreux aspects, cette partie devrait être considérée comme une extension à (Titov et Synolakis, 1995) où certaines des observations dans le document source ont été expliquées en détail à l'aide d'un cadre mathématique. Enfin, notre motivation dans cette partie ait été conduite pour la présentation de ce modèle numérique que nous avons utilisé pour l'évaluation du risque tsunami en Haïti. Ainsi les grilles efficaces du modèle fourniront des solutions précises dans un cadre de prévision des tsunamis, dont ce travail de recherche a été basé sur le schéma numérique inhérent du modèle et les résultats obtenus devraient s'avérer utiles. Au moins dans un sens qualitatif à un large éventail d'application du code numérique MOST, comme c'est le cas pour ce travail de recherche.

4.1.2 Équations gouvernantes

Presque tous les systèmes de modélisation numérique appliqués industriellement utilisent la discrétisation par la méthode des différences finies (FDM). Bien que la méthode des éléments finis (FEM) soit souvent mentionnée dans la littérature technique, leur application aux équations de l'écoulement des marées n'est pas fréquente car elle est coûteuse.

En effet, elle n'est pas plus adaptée que la méthode de différence finie (FDM) où les équations hyperboliques sont concernées et elle conduit à des coûts de calcul beaucoup plus élevés. Son avantage par rapport à la FDM est qu'ils donnent un ajustement bien meilleur avec des limites topographiquement compliquées qui sont représentées par des étapes en escalier dans les FDM. Afin de minimiser cet inconvénient la méthode des différences finies plus économique a été utilisée, MOST utilise une grille de calcul rectangulaire orthogonale

qui améliore la simulation des cas limites et des courants dans les estuaires et baies étroites. Le choix d'un système de coordonnées curvilinéaire (non orthogonal) arbitraire a été écarté en raison des inexactitudes qu'une telle transformation des équations aurait introduites. Les équations d'écoulement de marée sont écrites pour un système de coordonnées planes orthogonales en incluant des paramètres de projection et des coefficients métriques. Ceci permet d'utiliser MOST en coordonnées cartésiennes ainsi qu'en coordonnées sphériques. Afin de rendre le système plus efficace, ils ont mis au point un ensemble de trois grilles imbriquées ajustées aux limites. Les principales fonctionnalités de ces grilles sont décrites plus loin dans le chapitre 6 du document.

Les équations basiques représentant le phénomène des ondes longues peuvent être dérivées des équations du mouvement et de continuité. La forme non linéaire des équations en eau profonde est (Imamura, Yalciner et Ozyurt, 2006) :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial [u(h+\eta)]}{\partial x} + \frac{\partial [v(h+\eta)]}{\partial y} = 0 \quad (6.1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\tau_x}{\rho} = 0 \quad (6.2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + g \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\tau_y}{\rho} = 0 \quad (6.3)$$

Les coefficients de friction τ_x et τ_y dans les directions x et y sont définis comme suivant :

$$\frac{\tau_x}{\rho} = \frac{1}{2D} u \sqrt{u^2 + v^2}, \quad \frac{\tau_y}{\rho} = \frac{1}{2D} v \sqrt{u^2 + v^2}.$$

Le coefficient f a des difficultés de caractérisation pour cela on préfère utiliser le coefficient de Manning n qui est lié à f par la relation suivante :

$$n = \sqrt{\frac{f D^{1/3}}{2g}}.$$

On définit les débits dans les directions x et y par :

$$M = u(h + \eta) = uD, \quad N = v(h + \eta) = vD$$

Les équations (6.1), (6.2) et (6.3) ne conservent pas toujours la continuité du mouvement et le moment, mais les équations non linéaires de l'eau peu profonde suivantes avec les débits M et N conservent le principe de la continuité et du moment :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \quad (6.4)$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \frac{M^2}{D} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{MN}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{gn^2}{D^{7/3}} M \sqrt{M^2 + N^2} = 0 \quad (6.5)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{MN}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \frac{N^2}{D} + gD \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{gn^2}{D^{7/3}} N \sqrt{M^2 + N^2} = 0 \quad (6.6)$$

4.1.3 Les conditions aux limites et les conditions initiales

Il existe deux catégories générales de conditions initiales des tsunamis dans les modèles numériques: le démarrage à chaud et le démarrage à froid. Dans un modèle à démarrage à chaud, il existe un certain profil de l'élévation de la surface libre (et/ou de la vitesse) imposée au début de la simulation. Ce profil doit provenir d'un autre modèle. Dans un modèle de démarrage à froid, toutes les valeurs d'élévation de surface et de vitesse sont nulles et toute onde doit être générée soit par un fond latéral (par exemple, mouvement du fond dû au glissement d'une rupture tectonique) ou par une surface libre (gradient de pression atmosphérique).

Les conditions de démarrage à chaud sont souvent observées dans les études sur les tsunamis générés par les tremblements de terre. Généralement, ils ont supposé que la déformation du plancher océanique est impulsive (sur une échelle de temps beaucoup plus courte que la période des vagues) de sorte que le profil de surface libre initiale correspond exactement à ce profil de déformation et la vitesse est nulle partout. Pour les tsunamis générés par un tremblement de terre, la théorie d'Okada (Okada, 1985) génère la condition initiale avec des informations sur l'emplacement, la géométrie, le déplacement, la profondeur focale et les angles d'inclinaison, de glissement et d'inclinaison de la source sismique.

Des précautions doivent être prises lors de l'utilisation de conditions de démarrage à chaud avec des modèles qui résolvent des équations avec des dérivées de niveau supérieur. Par exemple, l'intégration temporelle du modèle du type Boussinesq hautement non linéaire nécessite des informations à trois niveaux de temps précédents pour résoudre le niveau de temps désiré. Cela nécessite que les profils de surface libre (et de vitesse) à trois heures précédentes soient définis pour démarrer à chaud le modèle. Pour un tsunami généré par un séisme, les profils de surface libre à ces trois niveaux de temps antérieurs ne sont pas connus, et une solution raisonnable à ce problème consiste à utiliser le même profil de surface initiale aux trois niveaux temporels différents. Cependant, ceci est problématique car une telle spécification implique, ou impose, une certaine valeur de la dérivée temporelle de l'élévation de la surface libre pour une situation dans laquelle ces dérivées ne sont pas clairement définies. Une solution pratique à ce problème est d'utiliser une intégration temporelle des

équations d'eau peu profonde dans un premier temps, puis de passer à la solution complète d'ordre supérieur après le troisième pas de temps.

Pour les tsunamis générés par un séisme, les conditions aux limites dynamiques du fonds sont parfois utilisées pour les tremblements de terre avec une longue durée de rupture; où "long" implique une durée supérieure à 1/10 de la période d'onde générée. Dans ce cas, les ondes générées lors de la rupture initiale peuvent avoir parcouru une distance non négligeable de la région source au moment où la rupture s'est terminée et cet effet peut jouer un rôle dans la distribution d'énergie du tsunami le long du front. Les informations concernant le moment de la rupture des sous failles individuelles peuvent être extraites des solutions de failles finies.

Pour permettre à l'onde de se propager à l'extérieur du domaine sans aucune réflexion on a fixé les conditions aux limites à la surface par :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \sqrt{gh} \frac{\partial \eta}{\partial \vec{n}} = 0 \text{ où } \vec{n} \text{ est la normale à la surface libre. } \frac{\partial \eta}{\partial n} = 0$$

Les conditions sont construites à partir des données d'observation

$$u(x, y, 0) = v(x, y, 0) = \eta(x, y, 0).$$

4.1.4 Schéma numérique de MOST

Afin d'obtenir une méthode numérique efficace dont la stabilité est indépendante de la vitesse de l'onde de surface libre, de la contrainte du vent, du frottement du fond et de la viscosité verticale, un schéma d'étapes fractionnées explicites a été choisi. Dans la première étape, le gradient d'élévation de la surface dans les équations (6.4) et (6.5), (6.6) de continuité, du moment est discrétisé par la méthode de différence finie avec l'algorithme de "leap frog". De plus, pour la stabilité, la contrainte du vent et le frottement du fond sont discrétisés implicitement.

Le domaine physique est subdivisé en cellules rectangulaires $N_x N_y$ de largeur Δx , et de longueur Δy . Chaque cellule est numérotée au centre avec les indices i, j et k . Les débits M et N discrets sont alors définis aux demi-entiers i, j et k , D est défini à des demi-entiers i, j et k ; η est défini au centre des cellules à des entiers i, j et $k+1$. Enfin, la profondeur d'eau $h(x, y)$ est spécifiée aux points de grille horizontaux à des demi-entiers i et j .

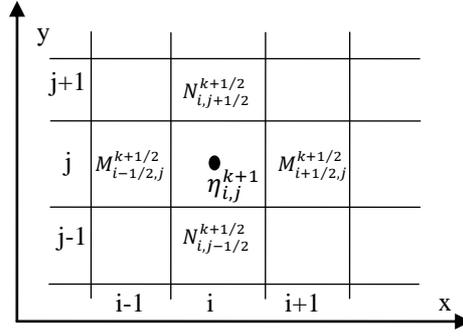


Figure 18 : Méthode de différence finie schéma de discrétisation de saute-mouton

Pour satisfaire les conditions aux limites η , M et N ne sont pas calculés au même point du domaine.

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{1}{\Delta t} [\eta_{i,j}^{k+1} - \eta_{i,j}^k] \quad (6.7)$$

$$\frac{\partial M}{\partial x} = \frac{1}{\Delta x} [M_{i+1/2,j}^{k+1/2} - M_{i-1/2,j}^{k+1/2}] \quad (6.8)$$

$$\frac{\partial N}{\partial y} = \frac{1}{\Delta y} [N_{i,j+1/2}^{k+1/2} - N_{i,j-1/2}^{k+1/2}] \quad (6.9)$$

$$\eta_{i,j}^{k+1} = \eta_{i,j}^k - \frac{\Delta t}{\Delta x} [M_{i+1/2,j}^{k+1/2} - M_{i-1/2,j}^{k+1/2}] - \frac{\Delta t}{\Delta y} [N_{i,j+1/2}^{k+1/2} - N_{i,j-1/2}^{k+1/2}] \quad (6.10)$$

Un ensemble d'approximations de l'équation du mouvement a été introduit afin de mieux prendre en compte les différentes phases du processus. Ainsi nous avons les approximations suivantes : les approximation des termes linéaires, les approximation et stabilité des termes convectifs et les approximation des termes de friction.

Les termes linéaires :

$$\frac{\partial M}{\partial t} + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0, \text{ nous avons signalé que } h > \eta.$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + gD \frac{\partial \eta}{\partial y} = 0, \text{ nous avons signalé que } h > \eta$$

Dans la direction x nous avons :

$$M_{i+1/2,j}^{k+1/2} = M_{i+1/2,j}^{k-1/2} - gD_{i+1/2,j}^k \frac{\Delta t}{\Delta x} [\eta_{i+1,j}^k - \eta_{i,j}^k] \quad (6.11)$$

$$D_{i+1/2,j}^k = h_{i+1/2,j} + \eta_{i+1/2,j}^k = h_{i+1/2,j} + \frac{1}{2} [\eta_{i+1,j}^k + \eta_{i,j}^k] \quad (6.12)$$

Dans la direction y nous avons :

$$N_{i,j+1/2}^{k+1/2} = N_{i,j+1/2}^{k-1/2} - gD_{i,j-1/2}^k \frac{\Delta t}{\Delta y} [\eta_{i,j+1}^k - \eta_{i,j}^k] \quad (6.13)$$

$$D_{i,j+1/2}^k = h_{i,j+1/2} + \eta_{i,j+1/2}^k = h_{i,j+1/2} + \frac{1}{2}[\eta_{i,j+1}^k + \eta_{i,j}^k] \quad (6.14)$$

Les termes convectifs :

Le plan du vent : pour assurer la stabilité/Troncature de l'ordre Δx

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{M^2}{D} \right) = \frac{1}{\Delta x} \left[\lambda_{11} \frac{(M_{i+3/2,j}^{k-1/2})^2}{D_{i+3/2,j}^{k-1/2}} + \lambda_{21} \frac{(M_{i+1/2,j}^{k-1/2})^2}{D_{i+1/2,j}^{k-1/2}} + \lambda_{31} \frac{(M_{i-1/2,j}^{k-1/2})^2}{D_{i-1/2,j}^{k-1/2}} \right] \quad (6.15)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{MN}{D} \right) = \frac{1}{\Delta y} \left[V_{11} \frac{M_{i+1/2,j+1}^{k-1/2} N_{i+1/2,j+1}^{k-1/2}}{D_{i+1/2,j+1}^{k-1/2}} + V_{21} \frac{M_{i+1/2,j}^{k-1/2} N_{i+1/2,j}^{k-1/2}}{D_{i+1/2,j}^{k-1/2}} + V_{31} \frac{M_{i+1/2,j-1}^{k-1/2} N_{i+1/2,j-1}^{k-1/2}}{D_{i+1/2,j-1}^{k-1/2}} \right] \quad (6.16)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{MN}{D} \right) = \frac{1}{\Delta x} \left[\lambda_{12} \frac{M_{i+1,j+1/2}^{k-1/2} N_{i+1,j+1/2}^{k-1/2}}{D_{i+1,j+1/2}^{k-1/2}} + \lambda_{22} \frac{M_{i,j+1/2}^{k-1/2} N_{i,j+1/2}^{k-1/2}}{D_{i,j+1/2}^{k-1/2}} + \lambda_{32} \frac{M_{i-1,j+1/2}^{k-1/2} N_{i-1,j+1/2}^{k-1/2}}{D_{i-1,j+1/2}^{k-1/2}} \right] \quad (6.17)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{N^2}{D} \right) = \frac{1}{\Delta y} \left[V_{12} \frac{(N_{i,j+3/2}^{k-1/2})^2}{D_{i+3/2,j}^{k-1/2}} + V_{22} \frac{(N_{i,j+1/2}^{k-1/2})^2}{D_{i,j+1/2}^{k-1/2}} + V_{32} \frac{(N_{i,j-1/2}^{k-1/2})^2}{D_{i,j-1/2}^{k-1/2}} \right] \quad (6.18)$$

Les termes de Friction :

$$\frac{gn^2}{D^{7/3}} M \sqrt{M^2 + N^2} = \frac{gn^2}{(D_{i+1/2,j}^{k-1/2})^{7/3}} \frac{1}{2} (M_{i+1/2,j}^{k+1/2} - M_{i+1/2,j}^{k-1/2}) \sqrt{(M_{i+1/2,j}^{k-1/2})^2 + (N_{i+1/2,j}^{k-1/2})^2} \quad (6.19)$$

$$\frac{gn^2}{D^{7/3}} N \sqrt{M^2 + N^2} = \frac{gn^2}{(D_{i,j+1/2}^{k-1/2})^{7/3}} \frac{1}{2} (N_{i,j+1/2}^{k+1/2} - N_{i,j+1/2}^{k-1/2}) \sqrt{(M_{i,j+1/2}^{k-1/2})^2 + (N_{i,j+1/2}^{k-1/2})^2} \quad (6.20)$$

4.1.5 Les conditions de stabilités

En utilisant l'information du modèle d'élévation digitale (DEM), la grille de calcul non structurée a ensuite été générée en accordant une attention particulière aux caractéristiques locales importantes telles que les canaux de rivière, les brise-lames. Puisque la méthode de fractionnement du tsunami (MOST) est un modèle explicite, il n'y a aucune restriction sur la taille minimale de la grille. Cependant, d'autres aspects numériques doivent être pris en compte lors de la conception d'une grille. L'aspect le plus important est le critère local CFL (Courant-Friedrichs-Lewy) et le nombre de longueurs d'onde sans dimension. Le modèle d'élévation linéaire (MEL) utilisé (par défaut) dans ComMIT/MOST devient diffusif quand le nombre de CFL tombe en dessous de 0.2, ce qui place une limite supérieure pour la taille de grille locale comme indiqué ci-dessous.

La période des ondes de tsunami varie typiquement de 0.5 à 2 h, ce qui se traduit par un pas de temps de fonctionnement de $\Delta t = 1 - 10$ s. Le critère CFL local et le nombre de longueurs d'onde sans dimension sont alors soumis à la condition suivante:

$$\frac{\Delta t \sqrt{gh}}{\Delta x} \geq 0,2 \quad (6.21)$$

$$\frac{T_0 \sqrt{gh}}{\Delta x} \geq 0,2 \quad (6.22)$$

La seconde condition assure que chaque longueur d'onde du tsunami est résolue par au moins 20 points de grille (Ramming et Kowalik, 1980). Les équations (6.21) et (6.22) peuvent être combinées comme suit:

$$\Delta x \leq \min(T_0/20, 5\Delta t) \sqrt{gh} \quad (6.23)$$

Comme $T_0/20 \geq 5\Delta t$ il suffit de satisfaire à la condition suivante:

$$\Delta x \leq 5\Delta t \sqrt{gh} \quad (6.24)$$

Par exemple, à $h = 10$ m, $\Delta x \leq 50$ m donne $\Delta t = 1$ s. La condition (6.24) impose une sévère restriction à la taille de la grille en océan ouvert, mais cela peut être contourné si nous utilisons une équation en eau peu profonde linéarisée, c'est-à-dire sans le terme d'advection non linéaire et la diffusion numérique associée à partir de la méthode eulérienne lagrangienne (ELM). Par conséquent, l'advection a été coupé quand $h > 100$ m; le choix de la profondeur de coupure est conservateur car le terme d'advection est négligeable dans des profondeurs plus profondes. Les tests de sensibilité effectués en augmentant la profondeur de coupure à 200 m ou 500 m ont montré peu de différence dans les résultats. Cette approche sert d'analogie intéressante à l'approche de grille imbriquée utilisée dans de nombreux modèles de grille structurée, le terme d'advection non linéaire étant seulement retenu dans les grilles les plus intérieures pour l'inondation (TPSWG, 2006).

4.1.6 Déformation/Propagation/Inondation dans le modèle numérique MOST

Même si les phases de déformation et de propagation peuvent être distinctes, deux grilles sont utilisées pour les deux phases. La phase d'inondation exige que les phases de déformation et de propagation soient terminées en premier.

Les trois grilles du modèle d'élévation digitale (DEM) utilisée par la phase d'inondation sont un ensemble imbriqué de données bathymétriques/topographiques du

modèle d'élévation digitale (DEM) avec une résolution croissante. L'ensemble de données de résolution interne, appelé Grille C, a la plus petite couverture mais définit la zone cible ou la zone d'intérêt principal dans une étude d'inondation. L'ensemble de données externes la plus grossière, Grille A, couvre la plus grande superficie utilisée dans le calcul de la phase d'inondation et définit la limite de la phase de propagation. L'ensemble de données intermédiaires, Grille B, fournit une région de transition pour améliorer la précision des calculs d'inondation de MOST.

Étant donné que les calculs du déferlement sont nécessaires pour la grille C, des données topographiques détaillées sur la terre ferme sont nécessaires. Les calculs du déferlement peuvent être activés pour la grille A et la grille B (si elle est activée pour une, elle doit être activée pour les deux), auquel cas une topographie détaillée est nécessaire. Pour les calculs de la phase de déformation et de la phase de propagation, et pour les calculs de la grille A et de la grille B sont effectués sans la modélisation du déferlement, les littoraux sont définis par une valeur minimale déterminée par le modélisateur.

Les recommandations pour la résolution spatiale pour les grilles de différence finie dérivée, des ensembles de données du modèle d'élévation digitale sont montrés dans le tableau 4 :

L'étape de MOST	Résolution requise	Résolution la plus faible requise
Déformation/Propagation/ Inondation	1 minute d'arc ($\cong 1800$ m)	4 minutes d'arc ($\cong 7300$)
Grille A(Extérieur)	36 secondes d'arc ($\cong 1080$ m)	2 minutes d'arc ($\cong 3600$ m)
Grille B (Intermédiaire)	6 secondes d'arc ($\cong 180$ m)	18 secondes d'arc ($\cong 500$ m)
Grille C (Interne)	≤ 1 seconde d'arc ($\cong 30$ m)	2 secondes d'arc ($\cong 60$ m)

Tableau 4 : Les étapes de modélisation du modèle numérique MOST ainsi que la résolution requise pour chaque étape et les grilles.

Il est bon d'avoir des rapports de nombre entier de résolutions de grille, et tous les points de grille doivent être définis avec une relation linéaire à la même origine. Étant donné que cette pratique n'est pas toujours possible, MOST prend en charge une grille d'entrée non uniforme. Dans ces cas, il vaut la peine d'essayer de trouver des points qui ont les mêmes coordonnées géographiques (x, y) et de vérifier les valeurs verticales même si cela nécessite une interpolation.

4.1.7 Les données de la source sismique

Les changements significatifs dans le fond de l'océan le long d'un plan de faille sont caractérisés par une grève, une descente, un glissement ou un angle d'inclinaison du plan de faille; la magnitude de glissement du plancher océanique (dislocation) le long de la trace du plan de faille ; et l'épicentre de l'événement sismique responsable de la déformation sous-marine.

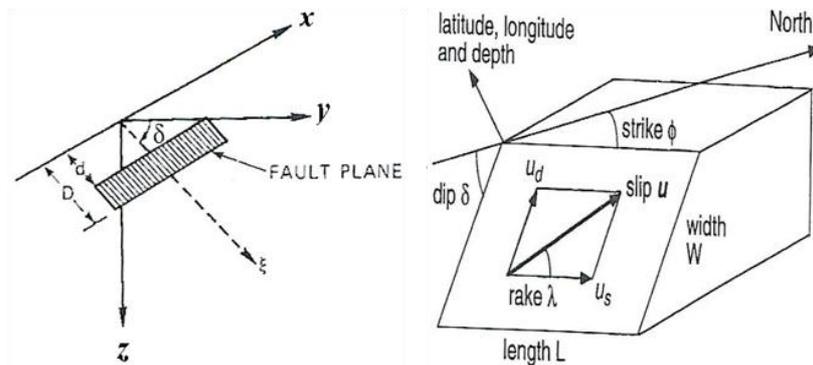


Figure 19 : Schéma montrant les différents paramètres d'une faille tiré du manule de MOST ('MOST_manual.pdf', noaa 2007)

La dislocation du fond marin due à une rupture le long d'une faille est exprimée en matière d'une zone rectangulaire de déformation - une région de fonds océanique bissectée par la trace de la faille, avec une orientation déterminée par l'angle de la contrainte.

La ligne de faille fait saillir au centre du rectangle de déformation et divise le rectangle en une zone de remontée du côté de la paroi suspendue de la faille, et une région d'affaissement du côté de la paroi du pied de la faille. Le centre du côté du rectangle de déformation parallèle à la paroi du pied (sur le côté d'affaissement du rectangle) est son point de localisation ou référence de localisation, le point désigné par la longitude et la latitude du rectangle.

Un rectangle de déformation donné devrait se conformer étroitement à une perturbation particulière qui se produit sur le plancher océanique. Pour modéliser une faille sismique réelle, vous devez décomposer le rectangle en rectangles de déformation multiples qui sont aussi contigus et non chevauchants que possibles.

Notez que l'exécutable déformé traite un rectangle de déformation à la fois et écrit la sortie dans le fichier deform.dat. La modélisation d'un événement sismique sous-marin complexe nécessite plusieurs séries de déformations, chacune sur un rectangle différent; par

conséquent, il faut de renommer chaque fichier deform.dat de sortie afin que tous les fichiers soient disponibles comme entrée pour les calculs de phase de propagation.

4.2 Code de modélisation numérique NAMI DANCE

4.2.1 Cadre théorique des modèles numériques

Les équations d'eau peu profonde décrivent l'évolution d'un écoulement incompressible, en négligeant le changement de densité le long de la profondeur. Ils peuvent être appliqués aux cas où l'échelle horizontale du flux est beaucoup plus grande que la profondeur du fluide. Les vagues de tsunami, qui ont de longues périodes et longueurs d'onde, sont catégorisées comme des vagues d'eau peu profonde, avec des longueurs d'onde beaucoup plus grandes que la profondeur de l'eau. Par conséquent, le mouvement des vagues de tsunami peut être estimé par des modèles en eau peu profonde.

La propagation des vagues de tsunami au large des côtes peut être adéquatement décrite par la théorie des ondes longues linéaires comme suit :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \quad 7.1$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \quad 7.2$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + gD \frac{\partial \eta}{\partial y} = 0 \quad 7.3$$

où x et y sont les axes horizontaux x et y dans le système de coordonnées cartésien, respectivement t est le temps, η est l'élévation de la surface libre, g est l'accélération gravitationnelle, M et N sont les flux de décharge sur le plan horizontal le long des axes x et y , respectivement et D est la profondeur totale d'eau donnée par $D = d + \eta$.

Les équations linéaires d'eau peu profonde, qui sont la forme la plus simple d'équations utilisées dans la prévision du mouvement du tsunami, ne contiennent pas les termes convectifs non linéaires. Comme les simulations numériques fondées sur la théorie linéaire nécessitent un calcul relativement faible, elles sont préférables pour la prévision de la propagation des vagues de tsunami en eau profonde. D'autre part, la théorie des vagues longues linéaires n'est plus fiable en raison des conditions non linéaires dans les régions moins profondes parce que, comme les vagues de tsunami approchent des régions moins profondes (c.-à-d. au rivage), les effets non linéaires gagnent en importance. Ainsi, les

équations non linéaires d'eau peu profonde, qui comprennent les effets de la friction du fond sur la propagation des vagues de tsunami, sont employées pour décrire le mouvement de tsunami dans les zones d'eau peu profonde en dépit des difficultés inhérentes à eux. Il est amplement prouvé que le terme de frottement du fond exerce une influence considérable sur la propagation des vagues de tsunami en eau peu profonde (Liu et Rice, 2009) et, par conséquent, la théorie des eaux peu profondes non linéaires est considérée comme l'outil approprié pour prédire le mouvement des vagues de tsunami près du rivage.

Le schéma numérique de NAMI DANCE est donné ses capacités et ses limites sont expliquées en détail dans les sous-sections suivantes.

4.2.2 Contexte du modèle

Parmi les nombreux modèles numériques qui ont été mis au point pour prédire le mouvement du tsunami au large des côtes et près des côtes à des fins académiques ou opérationnelles, l'un des modèles TUNAMI, le modèle de propagation du tsunami connu sous le nom de TUNAMI-N2 (Le modèle d'analyse numérique de l'Université Tōhoku pour l'étude des tsunamis en champ proche) est devenu important. Son code source a été développé dans le cadre du programme TIME (Tsunami Inundation Modeling Exchange) de l'UNESCO, qui a lieu au Centre de recherche sur le contrôle des catastrophes (DCRC) de Sendai, au Japon, depuis 1995. TUNAMI-N2 utilise la théorie linéaire dans les eaux profondes, la théorie des ondes longues dans les eaux peu profondes et le déferlement (runup) sur terre avec des grilles constantes (Imamura, 1996). Pour résoudre le mouvement des tsunamis littoraux, TUNAMI-N2 utilise le schéma de différence finie de second ordre, qui fournit une solution stable et un temps de calcul plus court dans des limites d'erreur raisonnables. Dans ce modèle, le développement initial des ondes est basé sur les calculs d'Okada (Okada, 1985) pour les tsunamis co-sismiques. La forme de l'onde initiale et les entrées dynamiques de l'onde à un emplacement spécifié dans le domaine d'étude peuvent être contrôlées par l'utilisateur. Le modèle est développé dans Fortran et est utilisé dans le système d'exploitation Windows avec interface Visual Studio. TUNAMI-N2 a par la suite été modifié, amélioré et enregistré aux États-Unis, et le droit d'auteur a été accordé aux professeurs Imamura, Yalciner et Synolakis en 2000 (Yalciner *et al.*, 2011), (Yalçiner *et al.*, 2002), (Yalciner *et al.*, 2003), (Yalçiner *et al.*, 2004), (Kurkin *et al.*, 2003), (Zahibo *et al.*, 2003), (Zaitsev *et al.*, 2002), (Yalciner et Pelinovsky, 2007), (Dogan, Pelinovsky, *et al.*, 2021), (Dogan, Annunziato, *et al.*, 2021).

NAMI DANCE est un modèle numérique qui sert à simuler l'évolution, la propagation et l'inondation des tsunamis. Il a été développé par la collaboration d'océan Engineering Research Center, Middle East Technical University, Turquie, et Special Research Bureau for Automation of Marine Researches, Russie, par les scientifiques Andrey Zaytsev, Ahmet Cevdet Yalciner, Anton Chernov, Efim Pelinovsky et Andrey Kurkin. NAMI-DANCE utilise le langage de programmation C++ et est basé sur les procédures de calcul de TUNAMI-N2. Les formes non linéaires des équations des ondes longues sont résolues sur la base d'un maillage structuré rectangulaire via NAMI DANCE en ce qui concerne les conditions initiales et limites connexes. La procédure de solution est un programme de saut échelonné. En général, la solution numérique explicite des équations non linéaires en eau peu profonde est privilégiée, car la quantité de temps et de mémoire qu'elle consomme est raisonnable et les résultats sont dans des limites d'erreur acceptables (Lynett *et al.*, 2017).

NAMI DANCE est une forme améliorée de TUNAMI-N2 qui fournit des simulations directes dans des domaines imbriqués. Il permet à l'utilisateur de sélectionner à partir de deux systèmes de coordonnées (c.-à-d. cartésien ou sphérique) et deux types d'équation (c.-à-d. les équations linéaires ou non linéaires d'eau peu profonde) dans des environnements multiprocesseurs. NAMI DANCE calcule les élévations maximales et minimales de la surface de l'eau, les vitesses et les directions des courants de vague, les flux de moment et leurs directions, les profondeurs d'écoulement, le nombre de Froude et le nombre de Rouse dans le domaine étudié.

Contrairement à TUNAMI-N2, NAMI DANCE a la capacité de créer la vague initiale en utilisant à la fois les paramètres de rupture tsunamigène d'un tremblement de terre et les formes définies par l'utilisateur de la perturbation initiale de la surface de l'eau. Les calculs peuvent être effectués en utilisant soit une source statique entrée comme onde initiale, soit une source dynamique (historique de la fluctuation de la surface de l'eau) entrée à partir d'un emplacement arbitraire. Le modèle a également la capacité de préparer des parcelles tridimensionnelles de l'état de la mer à des intervalles de temps choisis en arrangeant différentes positions de caméra et de lumière surveillées par l'utilisateur. Il en anime la propagation du tsunami et l'inondation dans le domaine à l'étude. Le code a été modifié afin de faire les calculs dans un modèle multiprocesseur. En d'autres termes, NAMI DANCE effectue les calculs numériques en utilisant tous les processeurs de l'ordinateur exécuté afin d'augmenter la vitesse de simulation tout en réduisant le temps de traitement.

NAMI DANCE a été soumis à des tests via des problèmes de référence spécifiques couramment utilisés par les scientifiques côtiers et s'est avérée fiable et fonctionnelle. Certains de ces problèmes de référence ont été introduits dans des ateliers internationaux sur les modèles d'écoulement à onde longue, qui ont eu lieu sur l'île Catalina, aux États-Unis, en 1991, 1995 et 2004 et qui ont été financés par la National Science Foundation (NSF) (Synolakis, 1991), (Synolakis *et al.*, 1995), (Okal et Synolakis, 2004). Plusieurs événements de tsunami ont été modélisés en appliquant NAMI DANCE dans plus de 10 instituts dans le monde (Zaitsev *et al.*, 2008), (Yalciner *et al.*, 2010), (Yalciner *et al.*, 2012).

NAMI DANCE est mis à niveau vers la nouvelle version appelée NAMI DANCE SUITE avec la possibilité d'utiliser le graphique

Unité de traitement de la carte graphique. Il calcule les principaux paramètres hydrodynamiques des ondes longues, qui sont (i) l'amplitude positive maximale, (ii) la profondeur d'écoulement maximale, (iii) la vitesse de courant maximale, (iv) le flux d'impulsion maximal, (v) les forces hydrodynamiques maximales, (vi) l'amplitude négative maximale, (vii) le temps d'arrivée maximal des vagues, (viii) le temps d'arrivée initial des vagues et (ix) les durées d'inondation et de retrait des rives (YALCINER *et al.*, 2015), (Aytore *et al.*, 2016), (Sozdinler, Yalciner and Zaytsev, 2015), (Yalciner and Zaytsev, 2017), (YALCINER, YALÇINER and Zaytsev, 2017), (Sogut and Yalciner, 2018).

4.2.3 Schéma numérique de NAMI DANCE

Les équations Navier-Stokes, qui sont les équations gouvernantes dans la prédiction du mouvement des fluides. Elles forment la base de la théorie des ondes longues dans les eaux peu profondes (Vreugdenhil, 1994). Les calculs du mouvement du tsunami sont principalement basés sur la théorie des eaux peu profondes (Shuto, 1991), dans laquelle le mouvement vertical des particules d'eau n'est pas pris en considération en raison de son effet négligeable sur la distribution de la pression. Par conséquent, la distribution de pression est acceptée comme étant hydrostatique. Compte tenu de cette approximation, les conditions dynamiques et cinématiques nécessaires sont utilisées. Les termes de frottement du fond (pour la non-linéarité) sont inclus de sorte que les équations fondamentales de NAMI DANCE sont obtenues et sont discrétisées au moyen du schéma de saut décalé (Velioglu *et al.*, 2016). Négligeant le mouvement vertical des particules d'eau, les équations de continuité (conservation de la masse) et de débit sont données par les équations suivantes (Imamura, Yalciner et Ozyurt, 2006) :

L'équation de la continuité :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad 7.4$$

Les équations de débit dans les directions x , y et z :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \right) = 0 \quad 7.5$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} \right) = 0 \quad 7.6$$

$$g + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} = 0 \quad 7.7$$

où z est l'axe vertical dans le système de coordonnées cartésien, ρ est la densité du fluide, P est la pression, u , v et w sont les vitesses des particules d'eau dans les directions x , y et z , $\partial \tau_{ij}$ est la contrainte de cisaillement normale ou tangentielle dans la direction i sur le plan j normal.

La force de tension superficielle entre l'interface air-eau est négligée, ce qui conduit à la condition limite dynamique à la surface libre donnée par l'équation (7.8) :

$$P = 0 \quad \text{à} \quad z = \eta \quad 7.8$$

Il est admis qu'une particule d'eau qui se trouve une fois à la surface libre reste à la surface libre tout au long du mouvement. Ceci donne la condition cinématique limitée à la surface libre qui est donnée par l'équation (7.9) :

$$w = \frac{\partial \eta}{\partial t} + u \frac{\partial \eta}{\partial x} + v \frac{\partial \eta}{\partial y} \quad \text{à} \quad z = \eta \quad 7.9$$

La condition limite cinématique au fond marin imperméable est donnée par l'équation (3.10) :

$$w = -u \frac{\partial d}{\partial x} - v \frac{\partial d}{\partial y} \quad \text{à} \quad z = -d(x, y) \quad 7.10$$

où d est la profondeur de l'eau. L'équation (7.10) est égale à zéro dans le cas d'un fond marin plat.

Lorsque la condition limite dynamique à la surface libre est appliquée à l'équation de l'impulsion dans la direction z , la distribution de pression hydrostatique est obtenue :

$$P = \rho g(\eta - z) \quad 7.11$$

Après avoir intégré les équations (7.4) – (7.7) du fond de la mer (-d) à la surface libre (η) en utilisant la règle intégrale de Leibniz et en appliquant les conditions aux limites à la surface libre et au fond de la mer. La profondeur bidimensionnelle des équations non linéaires moyennes en eau peu profonde sont obtenues, y compris les flux de rejets. (Imamura et al., 2006)

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \quad 7.12$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{M^2}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{MN}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\tau_x}{\rho} = \dot{A} \left(\frac{\partial^2 M}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M}{\partial y^2} \right) \quad 7.13$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{MN}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{N^2}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\tau_y}{\rho} = \dot{A} \left(\frac{\partial^2 N}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 N}{\partial y^2} \right) \quad 7.14$$

où τ_x et τ_y sont les contraintes de cisaillement dans les directions x et y , respectivement et \dot{A} est la viscosité de tourbillon qui est supposée être constante dans l'espace. Dans le cas des ondes longues la viscosité de Foucault horizontale, \dot{A} est négligée car son effet est négligeable par rapport à l'effet de frottement du fond.

Les flux de débit M et N sont définis par :

$$M = \int_{-d}^{\eta} u dz = u(d + \eta) = uD \quad 7.15$$

$$N = \int_{-d}^{\eta} v dz = v(d + \eta) = vD \quad 7.16$$

Les contraintes de cisaillement dans les directions x et y , τ_x et τ_y , pour le débit uniforme avec frottement du fond sont définies comme suit :

$$\frac{\tau_x}{\rho} = \frac{1}{2g} \frac{f}{D^2} M \sqrt{M^2 + N^2} \quad 3.17$$

$$\frac{\tau_y}{\rho} = \frac{1}{2g} \frac{f}{D^2} N \sqrt{M^2 + N^2} \quad 7.18$$

où f est le coefficient de frottement.

Pour la résistance du fond, à l'écoulement dans les canaux ouverts, il est préférable d'utiliser le coefficient de rugosité n de Manning plutôt que le coefficient de frottement f dans la plupart des problèmes d'ingénierie. L'utilisation de n a également été adaptée aux modèles d'eau peu profonde. La formule pour la relation entre le coefficient de rugosité de Manning et le coefficient de frottement est donnée comme suit :

$$n = \sqrt{\frac{fD^{1/3}}{2g}} \quad 7.19$$

En substituant l'équation (7.19) dans les équations (7.17) et (7.18), les termes de contrainte de cisaillement sont redéfinis comme suit :

$$\frac{\tau_x}{\rho} = \frac{n^2}{D^{7/3}} M \sqrt{M^2 + N^2} \quad 3.20$$

$$\frac{\tau_y}{\rho} = \frac{n^2}{D^{7/3}} N \sqrt{M^2 + N^2} \quad 7.21$$

Les équations (7.20) et (7.21) suggèrent que le frottement du fond augmente avec les flux et inversement proportionnel à la profondeur totale, ce qui fait que l'énergie des vagues se dissipe plus rapidement à mesure que la vague se propage dans les eaux peu profondes.

Les valeurs du coefficient de rugosité de Manning sont classées dans Arcement et Schneider (Arcement and Schneider, 1989) et (Chow, 1959). Imamura et al. (Imamura et, 2006) proposent également des valeurs pour n , données au tableau 5, pour certains types de fond marin.

Matériau du fond	n
Ciment soigné, Métal lisse	0.010
Maçonnerie en moellons	0.017
Terre lisse	0.018
Canaux naturels en bon état	0.025
Canaux naturels avec pierres/mauvaises herbes/etc.	0.035
Canaux naturels en mauvais état	0.060

Tableau 5 : Valeurs du coefficient de rugosité de Manning, n , pour certains types de fond marin (Imamura et al., 2006)

Cependant, selon Ven Te Chow (Chow, 1959) , le choix d'une valeur de n appropriée dans ces tableaux n'est pas quelque chose de tangible : « pour les ingénieurs chevronnés, cela signifie l'exercice d'un jugement et d'une expérience solides en matière d'ingénierie; pour les débutants, cela ne peut être qu'une supposition, et différentes personnes obtiendront des résultats différents.»

L'alternative consiste à déterminer la valeur de n à partir de mesures in situ comme expliquées en français. Il faut se rappeler que l'une ou l'autre de ces méthodes peut poser des problèmes.

Le coefficient de rugosité de Manning est entré manuellement dans NAMI DANCE et est choisi comme constante pour un état donné du fond marin.

Une fois toutes les hypothèses et substitutions utilisées, les équations d'eau peu profonde non linéaires, qui sont les équations fondamentales de NAMI DANCE, sont obtenues et données dans les équations (7.22) – (7.24) (Imamura et al., 2006)

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \quad 7.22$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{M^2}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{MN}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{n^2}{D^{7/3}} M \sqrt{M^2 + N^2} = 0 \quad 7.23$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{MN}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{N^2}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{n^2}{D^{7/3}} N \sqrt{M^2 + N^2} = 0 \quad 7.24$$

NAMI DANCE prédit le mouvement des vagues de tsunami en résolvant les équations (7.22) – (7.24) simultanément et en appliquant des conditions limites appropriées. Il est important de noter ici que les équations (7.22) – (7.24) ne sont pas dispersives et ne sont valables que dans le système de coordonnées cartésiennes (c.-à-d. x, y, z). Cependant, NAMI DANCE résout ces équations dans le système de coordonnées sphériques selon la demande de l'utilisateur.

Les équations (7.22) – (7.24) ne sont pas les seules équations gouvernant de NAMI-DANCE. NAMI-DANCE résout également les équations linéaires en eau peu profonde, les équations (7.1) – (7.3), en mer jusqu'à 50 mètres de profondeur lorsque la zone de simulation est considérablement grande, c'est-à-dire un bassin océanique entier.

NAMI-DANCE résout les équations linéaires et non linéaires des eaux peu profondes. Avec le terme de dispersion inclus dans les équations (7.22) – (7.24), les équations non linéaires dispersives en eau peu profonde connues sous le nom de modèle Boussinesq, sont obtenues (Peregrine, 1972). Les équations non linéaires dispersives en eau peu profonde sont données dans les équations (7.25) – (7.27) :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \quad 7.25$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{M^2}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{MN}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\tau_x}{\rho} = \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad 7.26$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{MN}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{N^2}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\tau_y}{\rho} = \frac{\partial \psi}{\partial y} \quad 7.27$$

où ψ est la fonction de potentiel de dispersion définie par Horillo et al. (Horillo et al., 2006) :

$$\psi = \frac{d^2}{3} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x \partial t} + \frac{\partial^2 v}{\partial y \partial t} \right) \quad 7.28$$

La dispersion (c.-à-d. la dispersion en fréquence) est la diffusion de l'énergie dans la direction de l'avance de la vague en raison de différentes célérités de vague pour les modes de vague de différentes longueurs. La dispersion a tendance à être considérée comme négligeable pour les tsunamis, surtout s'ils sont causés par un tremblement de terre. Toutefois, lorsque la source du tsunami est étroite ou non sismique, les vagues de tsunami générées peuvent être courtes et l'effet de dispersion peut jouer un rôle important dans la transformation des vagues de tsunami (Løvholt *et al.*, 2012). La dispersion du tsunami de 2004 dans l'océan Indien a été importante dans la baie du Bengale et la mer d'Andaman (Ioualalen *et al.*, 2007), (Horrillo *et al.*, 2006) et elle est devenue plus distincte aux distances transocéaniques (Løvholt *et al.*, 2012), (Glimsdal *et al.*, 2006). De même, la dispersion pour la propagation à longue distance du tsunami du Tōhoku de 2011 était apparente (Løvholt *et al.*, 2012), (Grilli *et al.*, 2012). Pour les tremblements de terre plus petits impliquant des échelles plus courtes, la dispersion devrait être importante à des distances de propagation des vagues plus courtes, dont le tsunami des Samoa de 2009 est un exemple (Zhou *et al.*, 2012).

Pour la propagation transocéanique des tsunamis, la non-linéarité des vagues peut être négligée car le déplacement libre de la surface est beaucoup plus petit par rapport à la profondeur de l'eau. Cependant, l'effet de dispersion devrait être définitivement pris en compte (Kim *et al.*, 2010) puisque, plutôt que les effets de frottement non linéaires ou de fond, l'effet de dispersion domine la transformation des télé-tsunamis (également appelé tsunami de champ lointain, tsunami transocéanique, tsunami de source lointaine ou tsunami océanique). Pour les télé-tsunamis, les équations linéaires de Boussinesq, qui négligent les effets non linéaires mais incluent l'effet de dispersion, peuvent être utilisées comme équations gouvernantes. D'autre part, les effets de frottement non linéaires et de fond deviennent plus importants pour la transformation des tsunamis dans le champ proche (c.-à-d. en eau peu profonde) et à proximité des zones côtières. Dans l'eau de soutènement, le rapport longueur-profondeur d'une onde de tsunami augmente et l'effet dispersif diminue ; pendant ce temps, l'amplitude de la vague augmente et les effets non linéaires dominent. Cependant, la non-linéarité entraîne une accentuation du front de la vague du tsunami et, par conséquent, une rupture peut se produire ou des effets de dispersion peuvent réapparaître (c.-à-d. le développement de trous onduleux) (Glimsdal *et al.*, 2013).

La théorie des ondes longues en eau peu profonde peut être considérée comme la meilleure option pour la plupart des aspects de la modélisation des tsunamis en raison de son efficacité, de sa mise en œuvre avec des codes de calcul numériques et de ses bonnes

performances. Cependant, un modèle d'ondes dispersives peut parfois être nécessaire. Les tsunamis générés par des sources non sismiques sont souvent trop courts pour être adéquatement décrits par la théorie des ondes longues en eau peu profonde. De plus, une analyse de propagation globale peut nécessiter des modèles dispersifs, même pour les tsunamis générés par un tremblement de terre (Løvholt et al., 2010).

En bref, le thème de dispersion prend de l'importance lorsqu'une vague s'amplifie près du rivage ou lorsque les vagues se propagent sur de longues distances sur le plan d'eau.

NAMI DANCE est également capable de prédire le mouvement du tsunami dans le système de coordonnées sphériques (i.e. λ , ϕ , z) en prenant en compte la courbure de la Terre et la force de Coriolis qui provient de la rotation de la Terre. La force de Coriolis affecte l'amplitude des vagues et le temps d'arrivée de la première vague dans le cas de distances de propagation considérablement longues. Par conséquent, il est plus pratique de formuler les équations non linéaires d'eau peu profonde dans le système de coordonnées sphériques pour les télétsunamis. Les équations non linéaires dispersives en eau peu profonde dans le système de coordonnées sphériques sont :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{1}{R \cos \phi} \left[\frac{\partial M}{\partial \lambda} + \frac{\partial (N \cos \phi)}{\partial \phi} \right] = 0 \quad 7.29$$

où λ est la longitude, ϕ est la latitude, z est l'axe vertical, R est le rayon de la Terre pris comme 6378 km et ω est la vitesse angulaire de rotation de la Terre prise comme $7,27 \times 10^{-5}$ rad/s.

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{1}{R \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\frac{M^2}{D} \right) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{MN}{D} \right) + \frac{gD}{R \cos \phi} \frac{\partial \eta}{\partial \lambda} + \frac{\tau_x}{\rho} = (2\omega \sin \phi)N + \frac{gD}{R \cos \phi} \frac{\partial d}{\partial \lambda} + \frac{1}{R \cos \phi} \frac{\partial D \psi}{\partial \lambda} \quad 7.30$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{1}{R \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\frac{MN}{D} \right) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{N^2}{D} \right) + \frac{gD}{R} \frac{\partial \eta}{\partial \phi} + \frac{\tau_y}{\rho} = -(2\omega \sin \phi)M + \frac{gD}{R} \frac{\partial d}{\partial \phi} + \frac{1}{R} \frac{\partial D \psi}{\partial \phi} \quad 7.31$$

4.2.4 Technique de solution

Les équations différentielles doivent être transformées en forme algébrique afin de les résoudre numériquement. Cette transformation est le plus souvent réalisée par la méthode de la différence finie. Les variables continues sont représentées par leur valeur à un ensemble fini de points, et les dérivés sont approchés par les différences entre leur différence aux points adjacents. Le domaine d'étude est divisé en plusieurs couches horizontales distinctes, chacune étant divisée en cellules de grille. Ensuite, les variables sont évaluées au centre de chaque

cellule. De la même manière, l'intervalle de temps considéré est divisé en un nombre fini de pas de temps discrets.

NAMI DANCE utilise le schéma de différence fini de saut explicite pour résoudre les équations non linéaires d'eau peu profonde. Imamura et Goto (Imamura et Goto, 1988), dans leur étude des différents schémas de simulation des ondes longues, ont montré que le schéma de saut décalé est meilleur en matière de précision numérique. Par souci de clarté, le schéma numérique est appliqué aux équations linéaires unidimensionnelles en eau peu profonde, où les effets de dispersion et de frottement du fond sont exclus :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} = 0 \quad 7.32$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \quad 7.33$$

La méthode de la différence finie basée sur la série d'extension de Taylor est la suivante :

$$\eta(x, t + \Delta t) = \eta(x, t) + \Delta t \frac{\partial \eta(x, t)}{\partial t} + \frac{\Delta t^2}{2} \frac{\partial^2 \eta(x, t)}{\partial t^2} + \frac{\Delta t^3}{3!} \frac{\partial^3 \eta(x, t)}{\partial t^3} + \dots \quad 7.34$$

où Δt est l'intervalle de la grille temporelle (ou pas de temps).

Le schéma de la différence avant est obtenu en réarrangeant l'équation (7.34) :

$$\eta(x, t + \Delta t) = \eta(x, t) + \Delta t \frac{\partial \eta(x, t)}{\partial t} + \frac{\Delta t^2}{2} \frac{\partial^2 \eta(x, t)}{\partial t^2} + \frac{\Delta t^3}{3!} \frac{\partial^3 \eta(x, t)}{\partial t^3} + \dots \quad 7.35$$

Où $O(\Delta t)$ est l'erreur de troncature dans l'ordre de Δt . L'erreur de troncature est la différence entre le dérivé partiel et sa représentation de différence finie.

Si Δt est remplacé par $\Delta t/2$ et $-\Delta t/2$, le schéma central de différence avec le deuxième ordre d'erreur de troncature est obtenu :

$$\frac{\partial \eta(x, t)}{\partial t} = \frac{\eta(x, t + \frac{\Delta t}{2}) - \eta(x, t - \frac{\Delta t}{2})}{\Delta t} + O(\Delta t^2) \quad 7.36$$

L'approximation de la différence centrale est supérieure à l'approximation de la différence avant en matière d'erreur de troncature; par conséquent, le schéma de dépassement échelonné est appliqué en utilisant la méthode de la différence centrale. Le schéma de dépassement fournit des résultats plus précis car il augmente les points de calcul et diminue l'erreur de troncature. En appliquant le schéma de saut échelonné, les équations (7.32) et (7.33) sont discrétisées comme suit :

$$\frac{1}{\Delta t} (\eta_i^{k+1} - \eta_i^k) + \frac{1}{\Delta x} \left(M_{i+\frac{1}{2}}^{k+\frac{1}{2}} - M_{i-\frac{1}{2}}^{k+\frac{1}{2}} \right) + O(\Delta x^2) = 0 \quad 7.37$$

$$\frac{1}{\Delta t} \left(M_{i+\frac{1}{2}}^{k+\frac{1}{2}} - M_{i+\frac{1}{2}}^{k-\frac{1}{2}} \right) + g \frac{(D_{i+1}^k - D_i^k)}{2} \frac{1}{\Delta x} (\eta_{i+1}^k - \eta_i^k) + O(\Delta x^2) = 0 \quad 7.38$$

où Δx est la taille de la grille dans la direction x , Δt est le pas de temps, i est l'incrément dans la direction x , et k est l'incrément dans le temps. La notation $\eta(x, t)$ indique η_i^k et la notation $M(x, t)$ représentent $M_{i+\frac{1}{2}}^{k+\frac{1}{2}}$ dans le schéma de dépassement échelonné, qui est appliqué en utilisant la méthode de la différence centrale. De plus, le schéma numérique de la profondeur totale de l'eau, D , est donné comme $D_i^k = \eta_i^k + d_i^k$.

L'élévation de l'eau, η , est calculée à des grilles différentes des flux, M et N dans l'espace et le temps. Pour des résultats plus précis, NAMI DANCE calcule les flux M et N , à mi-temps et demi-espace alors que η est calculée en un seul temps et un seul espace (figure 19). La profondeur d'eau non perturbée, d , est également calculée au même endroit et au même moment que η (Ozer, 2012).

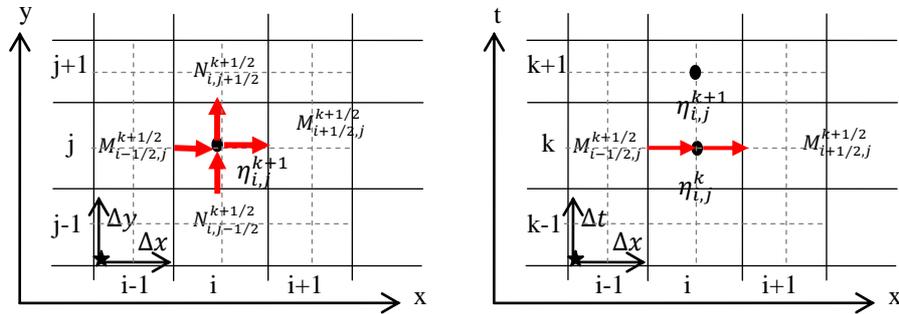


Figure 20 : Schémas de points du schéma de saut décalé (a) en espace et (b) en temps (Imamura et al., 2006)

4.2.5 Conditions initiales

Une condition initiale est une exigence pour le lancement des itérations dans le schéma numérique. NAMI DANCE suppose qu'il n'y a pas de mouvement jusqu'au temps $k-1$ comme condition initiale dans la mer :

$$\eta_{i, j}^{k-1} = M_{i+\frac{1}{2}, j}^{k-\frac{1}{2}} = N_{i, j+\frac{1}{2}}^{k-\frac{1}{2}} = 0 \quad 7.39$$

NAMI DANCE accepte le niveau d'eau initial, η , comme étant égal à l'élévation du sol, h , jusqu'au temps $k-1$ comme condition initiale pour les calculs de mise à niveau sur terre :

$$\eta_{i,j}^{k-1} = -h_{i,j} \quad 7.40$$

Les valeurs d'élévation du sol prennent un signe négatif sur terre.

4.2.6 Conditions aux limites

Le mouvement sinusoïdal pur à la limite offshore conduit à une oscillation forcée et les vagues réfléchies ne sont pas autorisées à passer, provoquant des élévations d'eau supplémentaires et des prédictions peu fiables. Par conséquent, les conditions limites ouvertes sont utilisées pour permettre aux ondes réfléchies de passer librement à travers la frontière.

La dérivée totale de l'élévation de la surface de l'eau est constante et est donnée comme suit :

$$\frac{D\eta}{Dt} = \frac{\partial\eta}{\partial t} + u \frac{\partial\eta}{\partial x} + v \frac{\partial\eta}{\partial y} \quad 7.41$$

Lorsque l'équation (7.41) est égale à 0 (zéro), la limite est sortante (ouverte) et lorsque l'équation (7.41) est égale à 1.0 (un), elle est réfléchissante.

Par souci de simplicité, les valeurs de u et v sont toutes deux acceptées comme \sqrt{gd} à la frontière. Le schéma numérique des limites ouvertes est défini comme suit :

$$\frac{\eta_{i,j}^{k+1} - \eta_{i,j}^k}{\Delta t} + \sqrt{gd_{i,j}^k} \frac{\eta_{i+1,j}^k - \eta_{i,j}^k}{\Delta x} + \sqrt{gd_{i,j}^k} \frac{\eta_{i,j+1}^k - \eta_{i,j}^k}{\Delta y} = 0 \quad 7.42$$

La vitesse u dans la direction x est omise aux limites supérieure et inférieure du domaine de calcul :

$$\eta_{i,j}^{k+1} = \eta_{i,j}^k - \sqrt{gd_{i,j}^k} (\eta_{i+1,j}^k - \eta_{i,j}^k) \frac{\Delta t}{\Delta x} - \sqrt{gd_{i,j}^k} (\eta_{i,j+1}^k - \eta_{i,j}^k) \frac{\Delta t}{\Delta y} \quad 7.43$$

$$\eta_{i,j=1}^{k+1} = \eta_{i,jn}^{k+1} = \eta_{i,j}^k - \sqrt{gd_{i,j}^k} (\eta_{i,j+1}^k - \eta_{i,j}^k) \frac{\Delta t}{\Delta y} \quad 7.44$$

où jn est le nombre de grilles dans la direction y .

La vitesse v dans la direction y est omise aux limites supérieure et inférieure du domaine de calcul :

$$\eta_{i=1,j}^{k+1} = \eta_{in,j}^{k+1} = \eta_{i,j}^k - \sqrt{gd_{i,j}^k} (\eta_{i+1,j}^k - \eta_{i,j}^k) \frac{\Delta t}{\Delta x} \quad 7.45$$

où in dans est le nombre de grilles dans la direction x .

Les calculs d'amorçage des vagues sont effectués à l'aide des équations non linéaires d'eau peu profonde, car la linéarité n'est pas autorisée dans les zones d'eau peu profonde. La condition de front de vague doit être maintenue sous contrôle afin d'avoir le déferlement (runup) de vague. Cela peut être réalisé en définissant l'état de chaque cellule à chaque étape de temps, c.-à-d. que la cellule est submergée ou sèche. La profondeur d'écoulement à une cellule arbitraire est évaluée comme suit :

Si $D = d + \eta > 0$ la cellule est mouillée

Si $D = d + \eta < 0$: la cellule est sèche 7.46

NAMI DANCE place le front de vague entre les cellules submergées et sèches. L'état de chaque cellule est déterminé sur des demi-grilles, c.-à-d à $j + 1/2$ dans le schéma de dépassement échelonné. Il est difficile de définir les conditions limites mobiles sur le terrain. Dans les calculs d'inondation, lorsque le niveau d'eau d'une cellule est plus élevé que celui qui suit, l'eau se déplace dans la cellule suivante. Sinon, la décharge est acceptée comme zéro.

4.2.7 Conditions de Stabilité

Une divergence inattendue dans la solution numérique peut se produire parce que la taille de la grille sélectionnée et/ou l'étape de temps peut conduire à une instabilité dans les simulations numériques. Pour obtenir un schéma numérique stable, les erreurs provenant de diverses sources (arrondies, troncature, etc.) doivent être évitées d'augmenter dans la séquence des procédures numériques au fur et à mesure que le calcul progresse d'une étape à l'autre. La stabilité est assurée par l'utilisation de la condition Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) dans NAMI DANCE. La vitesse numérique de la vague, x/t , doit être égale ou supérieure à la vitesse réelle traversant chaque grille à chaque pas temporel. L'état de la CFL est donné comme suit :

$$\frac{\Delta x}{\Delta t} \geq c \tag{7.47}$$

où c est la célérité de l'onde et $c = \sqrt{gD}$.

NAMI DANCE calcule la plus grande étape de temps qui satisfait à la condition de stabilité, équation (7.47), à condition que les données bathymétriques du domaine à l'étude soient entrées. Cela garantit des calculs stables car cela permet à l'utilisateur de sélectionner des valeurs de pas de temps plus petits que celles suggérées.

5 Méthodologie

Ce chapitre décrit dans un premier temps les différentes étapes de préparation des données bathymétriques et topographiques. La localisation des sources sismiques locales et régionales qui représentent une menace pour la République d'Haïti en matière de tsunamis. Les paramètres de ces sources sismiques sont présentés en vue de leur utilisation au chapitre 6 du document.

5.1 Traitement des données bathymétriques et topographiques de la République d'Haïti

L'élaboration des données bathymétriques de bonne qualité est l'étape de base de la modélisation des tsunamis, car la propagation des tsunamis est affectée par le fond de l'océan, qui joue donc un rôle important dans la détermination de la distribution des hauteurs de vagues sur les côtes. Il est nécessaire de noter que les données bathymétriques de bonne résolution sont des éléments cruciaux pour le processus de simulation.

Les données bathymétriques sont les principaux jeux de données nécessaires aux modèles numériques pour simuler la génération, la propagation et l'inondation de l'onde tsunami de la source vers la terre. Dans le cadre de ce travail de recherche, nous avons utilisé différentes sources de bathymétrie afin d'avoir une bathymétrie complète autour des zones côtières de la République d'Haïti. Nous avons utilisé des données lidar altimétriques et bathymétriques recueillies lors des campagnes de mesure réalisée sur des zones côtières du pays. Ces données lidar ont été recueillies après le séisme du 12 janvier 2010 et permettent d'évaluer le petit tsunami local à Petit-Paradis et à Léogane. Dans le but d'avoir de la bathymétrie de toutes les zones côtières du pays, nous avons acheté des cartes marines physiques de la société Bluewater Books & Charts¹. Ensuite nous avons fusionné ces données avec du GEBCO d'une minute d'arc pour la construction de la grille bathymétrique et topographique du domaine de l'étude. La figure 21 est la nomenclature des cartes marines physiques que nous avons achetées pour l'extraction des données bathymétriques. Les coordonnées des limites du domaine de l'étude sont définies ainsi : entre les longitudes -75° à

¹ Bluewater Books & Charts située à Fort Lauderdale, FL (954) 768-6533, et son site web : www.bluewaterweb.com et son adresse mail : help@bluewaterweb.com.

-71.2° W et entre les latitudes 17.4°N - 20.5° N pour les simulations des sources sismiques locales. La figure 22 est l'une des cartes marines utilisées pour l'extraction des données bathymétriques des petit-fonds.

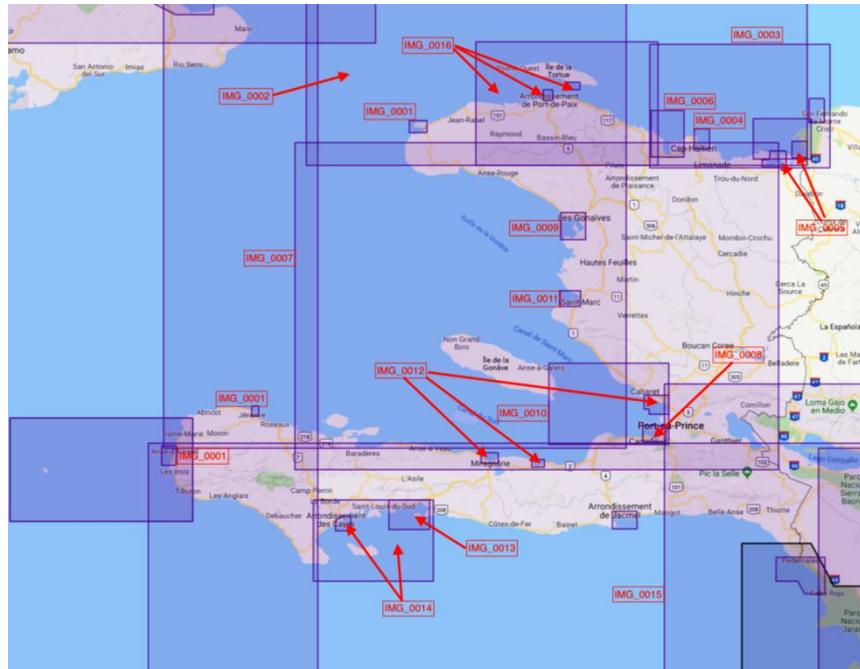


Figure 21 : La nomenclature des cartes marines physiques des zones côtières d'Haïti avec des indices attribués après leur numérisation.

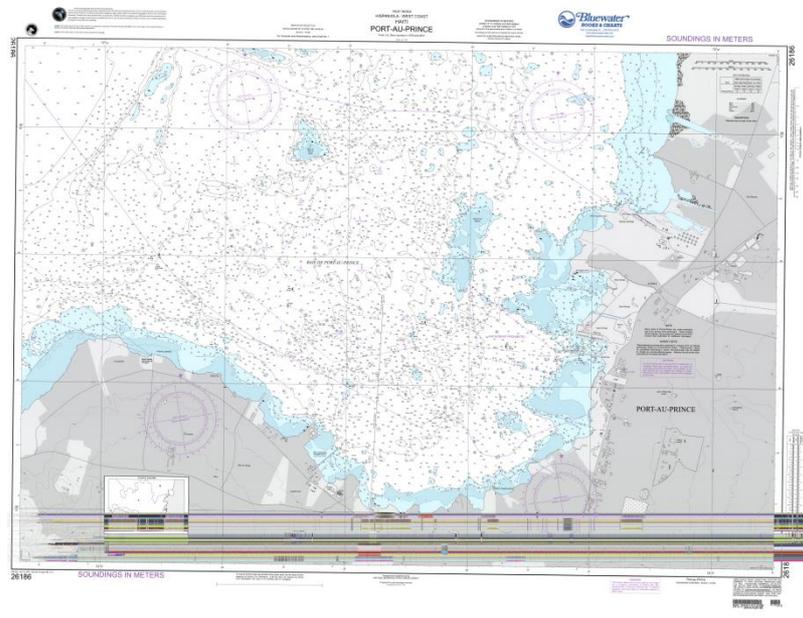


Figure 22: L'une des cartes marines utilisées pour l'extraction de la bathymétrie des petit-fonds des zones côtières.

5.1.1 La présentation des cartes marines physiques de la République d'Haïti

5.1.1.1 Le relevé des dates de production des cartes marines physiques ainsi que leur mécanisme de production

Les cartes marines physiques que nous avons utilisées pour le relevé des données bathymétriques sont nécessaires à la réalisation de ce travail de recherche. Toutes ces cartes marines ont été digitalisées par le scanner du laboratoire de géologie de l'université des Antilles. En plus des données bathymétriques, il est important de relever la valeur du marnage au moment des levés de données bathymétriques afin de tenir compte des potentiels biais dans les mesures. Un système de projection géographique est un outil obligatoire qui peut aider les utilisateurs de ces cartes à des travaux de précision comme c'est le cas de ce travail de recherche. Le système de projection universel transverse de Mercator (UTM) a été la base de toutes les cartes marines et le système géodésique mondial 1984 (WGS84) a été identifié comme l'ellipsoïde de référence. Un numéro a été attribué à chaque carte au cours de la digitalisation et cela nous a permis de gérer la procédure de géoréférencement de chacune d'elles. En géoréférençant toutes les cartes avec Global Mapper, nous avons procédé à l'extraction des levés bathymétriques qui sont incorporés dessus avec ce même système. Ainsi nous avons rédigé une petite description de chacune des cartes marines physiques qui ont été utilisées pour la construction du jeu de données bathymétriques.

La carte 26206

Chacune de ces cartes marines physiques a des parties différentes, qui ont été mise au point par des missions scientifiques différentes. Ainsi chaque carte a des parties qui ont été identifiées avec des lettres A, B, C, D, E, F, G et H pour certaines d'entre elle. Ainsi la carte 26206 se divise en deux parties A et B. La partie A s'étend entre les latitudes 18°10'12" N et 18°13' N, a été produite par la US Navy Survey, archivée au N° 844020 avec une échelle de 1/500 000. La partie B s'étend entre les latitudes 18°12' N et 18°17'12" N, a été produite par la US Chart avec une échelle de 1/48 370, éditée en 1968 et a été corrigée en en 1980 avec des ajouts d'autres sources. Leur longitude s'étant de 73°31'33" W à 73°22'21" W, cette carte a été préparée et publiée par l'Agence nationale de l'intelligence géospatiale en 2011 par le gouvernement des États-Unis (USA).

La carte N° 26 146

Le diagramme de cette carte est divisé en quatre parties A, B, C et D. La partie A se subdivise en 5 sous-parties qui ont été produites par l'enquête US Navy LIDAR NOVA CEAWO en 2010 avec une échelle de 1/50 000. Les parties B et C sont produites par la US Navy Survey, et sont archivées respectivement au N° 83 4002 et 82 5018, en 1983 et 1982-1983. Elles s'étendent entre les latitudes 19°44' N et 19°49' N et de longitudes 72°12'17.5" W et 72°08'25,5" W. Cette carte a été éditée en 2010 pour la première aux États-Unis (USA).

La carte N° 26 188

Elle est divisée en quatre parties différentes qui sont A, B, C et *D, la partie A est la baie de Saint-Marc qui a été réalisée par la US Survey en 1985 avec une échelle de 1/50 000. Elle s'étend entre les latitudes 19°05' N et 19°10' N, et de longitudes 72°48'51.3" W et 72°40'09.5" W. Elle est archivée au N° 844 020. La zone B est la partie Nord de Port-au-Prince au lieu-dit Lafiteau. Elle a été réalisée par US Survey en 1978 avec une échelle de 1/10 000. Elle s'étend entre les latitudes 18°38'30.1" N et 18°43'12.1" N, et de longitudes 72°18'49.5" W et 72°25'19.5" W. Elle est archivée au N° 785 003.

La partie C est la baie Miragoane au Sud du canal du golfe de la Gonâve. Elle a été réalisée par la US Survey en 1983 avec une échelle de 1/10 000. Elle est archivée au N° 825 018. Elle s'étend entre les latitudes 18°26'15.1" N et 18°29' N, et de longitudes 73°03'15.1" W et 73°03'14.5" W. La première date de 1985, elle a été éditée et publiée par la Défense Mapping Agency Hydrographic/Topographic Center.

La carte N° 26141

Le diagramme de cette carte comprend quatre parties distinctes : la partie A est Port-de-Paix et a été réalisé en 1985 avec quatre feuilles différentes. Les feuilles 06016-06018 sont produites en 1985 avec une échelle de 1/50000. La feuille 06022 a été produite elle aussi en 1985 mais avec une échelle de 1/150000. Elle s'étend entre les latitudes 19°40'00" N et 19°58 '30", et des longitudes 72°49'00" et 73°03' W. Elle a été réalisée par la US Survey en 1985. La partie D est à l'ouest de l'île de la Tortue et a été produite par German Chart 892 avec une échelle de 1/50000 en 1980 puis corrigé en 1984. La partie *E a été produite par la US Chart 26149 en 1985 avec une échelle de 1/700. La partie *C a été produite en 1979 par la US Chart 26141 avec une échelle de 1/45260. Elle est au Nord-est de l'île de la Tortue.

La carte N° 26148

Le diagramme de cette carte comprend deux parties : La partie B est la baie Acul et a été produite par la US Navy Survey entre 1915-1916 avec une échelle de 1/20000. Elle a été produite, préparée et publiée par la Defense Mapping Agency Hydrographic Topographic Center. Elle s'étend entre les latitudes 19°42'00" N et 19°53'30" N, les longitudes 72°15'00" W et 72°23'30" W. La partie A est au large de la baie de l'acul à proximité de l'îlet de la pointe du Limbé. Elle a été par la US Navy Surveys en 1982 avec une échelle de 1/25000 et archivée au N°825018.

La carte N°26203

Le diagramme de la carte N°26203 comprend deux panneaux distincts. Le plus grand panneau se divise en quatre parties : la partie (A) a été produite en 1985 par la US Navy Surveys avec une échelle de 1/50000 et archivée au numéro 844020. La partie B a été produite par la US Chart 26205 avec une échelle de 1/77874 en 1919 et corrigée en 1985. La partie *D a été produite par la US Chart 26202 en 1985 avec une échelle de 1/24213. La partie *E a été produite par la US Chart 26203 en 1922 avec une échelle de 1/48370. Elle a été corrigée en 1980. Le plus grand panneau s'étend entre les latitudes 17°57'00" N et 18°17'12" N, de longitudes 73°51'10" W et 73°20'00" W. Cette carte a été préparée par la Defense Mapping Hydrographic/Topographic Center Bethesda, MD.

La Carte 26181

Le diagramme de la carte N°2681 comporte 7 parties. La partie A est la baie de Port-au-Prince, elle a été réalisée à l'échelle de 1/50000 et a été éditée à partir de plusieurs sources en 2010. La partie B a été réalisée par la US Navy Surveys et archivée au N°844020 à l'échelle de 1/50000 entre 1984-1985. La partie C est la baie de St-Marc, a été produite par la US Chart archivée au N°26184 avec une échelle de 1/10 000. Elle a édité à partir de plusieurs enquêtes en 1985 et 2010. La partie D est la baie des Gonaïves, a été produite par la US Chart archivée au N°26182 avec une échelle de 1/12 500. Elle a édité en 2010 à partir de plusieurs enquêtes en 1985 et 2010. La partie E a été produite par la US Navy Surveys archivée au N°834014 avec une échelle de 1/10 000 en 1983. Elle est au Sud de l'île de la Gonâve et au long de la Presqu'île du Sud. La partie F est la baie des Baradères et la zone comprise entre la grande Cayimite et Pestel. Elle a été produite par la US Chart archivée au N°26 181 avec une échelle de 1/20 000 en 1995. La partie G est la baie de Miragoâne, a été produite par la US

Navy Survey en 1985 avec une échelle comprise entre 1/10 000 et 50 000. Elle s'étend entre les latitudes 18°24'40.0" N et 19°45'30" N, de longitudes 73°56'00.0" W et 72°14'00" W. Cette carte a été préparée et publiée par la National Geospatial-Intelligence Agency des USA.

La carte N°26187 Baie de St-Marc

Le diagramme de cette carte comprend deux parties distinctes A et B. La partie (A) a été produite par la US Navy Lidar Survey avec une échelle de 1/10 000 en 2010. La partie B a été produite par la US Navy Survey, archivée au N°844020 et éditée en 1985 avec une échelle de 1/50 000. Elle s'étend entre les latitudes 19°05'06.0" N et 19°09'00.0" N et de longitudes 72°47'12.0" W et 72°41'48.0" W. Cette carte a été éditée et publiée par la Nationale Geospatial-Intelligence Agency des USA.

La Carte N°26184 – Approche à Port-au-Prince

Le diagramme de cette carte comprend six parties distinctes. La partie (A) a été produite par la US Navy Survey, archivée au N° SF401024. Elle a été réalisée avec une échelle de 1/1 000 en 2010. La partie B a été produite par le US Navy Surveys, archivée au N°844020 et éditée en 1985 avec une échelle de 1/50 000. Les parties C et D ont été produites par la US Navy Survey, archivées respectivement au N°834014 et 825018, et ont été éditées en 1983 et 1985 avec des échelles respectives de 1/100 000 et 1/25 000. Les parties E et F ont été produites par la US Chart, archivées respectivement au N°26188 et 785003, et ont été éditées respectivement en 1995 et 1978 avec des échelles respectives de 1/20 000 et 1/10 000. Elle s'étend entre la latitude 18°31'0.0" N et 18°51'10.0" N, de longitude 72°50'0.0" W et 72°18'50.0" W. Cette carte a été reproduite et publiée par la Nationale Geospatial-Intelligence Agence des États-Unis.

La Carte N°26182 – Gonaïves

Le diagramme de cette carte est divisé en deux parties distinctes. La partie (A) a été produite par la US Navy Surveys, archivée au N°844020 et éditée en 1985 avec une échelle de 1/50 000 entre 1984 et 1985. La partie B a été produite par la US Lidar Navy Surveys, NGA documentée au N° SF 401027 et éditée avec une échelle de 1/50 000. Elle a été produite avec l'addition d'autres sources de données. Elle s'étend entre les latitudes 19°21'35.0" N et 19°28'20.0" N, et de longitudes 72°47'0.0" W et 72°40'30.0" W. Cette carte a été imprimée et publiée par la Nationale Geospatial-Intelligence Agence des USA.

La Carte N°26182 – Baie de Fort-Liberté

Le diagramme de la carte est divisé en quatre parties distinctes. La partie *A a été produite par la US Navy Surveys, documentée au N° 765 006 et éditée en 1997 avec une échelle de 1/10 000. La partie *B a été produite par la US Navy Surveys, documentée au N° non précisé et éditée en 1905 avec une échelle non précisée. La partie *C a été produite par la US Navy Surveys, archivée au N°844020, feuille 06109 et éditée en 1985 avec une échelle de 1 :50 000. La partie *D a été produite par la Former US Navy Chart, archivée au N° 26144 et éditée en 1985 avec une échelle de 1/18085. Elle s'étend entre la latitude 19°39'30" N et 19°43'32" N, de longitudes 71°54'45" W et 71°48'30" W. Cette carte a été imprimée et publiée par la Defense Mapping Hydrographic/Topographic Center Bethesda, MD des USA.

La carte N°26260

Le diagramme de la carte est divisé en onze parties distinctes. Les parties B, C et *J sont le Nord de la république. La partie B a été produite par la US Surveys, archivée au N° 844020 et éditée en 1985 avec une échelle de 1/50 000. La partie *C comprend la baie du Cap-Haitien et la baie de Limonade. Elle a été produite par la US Navy Surveys, imprimée en 1982 avec une échelle de 1/25 000. La partie *J a été reproduite par la US Chart archivée au N°26142 en 1984 dont l'échelle de production est 1/75000.

La carte N°26147

La carte 26147 est un assemblage de quatre diagrammes. Le diagramme A est le môle St-Nicolas qui a été produit par la US Navy Survey archivée au numéro 825 018 avec une échelle de 1/000 en 1983. Le diagramme *B est Anse-d'Hainault qui a été produit par la Former U.S. Chart archivée au N°26162 en 1979 avec une échelle de 1/2000. Le diagramme C comprend les parties C et D qui sont Jérémie. Elle a été produite par la US Navy Survey, archivée au N°844020 à l'échelle de 1/50 000 en 1985. Le diagramme E a été produit par la US Navy Surveys et archivé au N°834002 avec une échelle de 1/50000 en 1983. Le diagramme *D a été produit par la US Chart archivé au N°26192 avec une échelle de 1/5 917. Il a été édité en 1920 et corrigé en 1968. Le diagramme A s'étend entre les latitudes 19°48'00" N et 19°51'00" N et de longitudes 73°26'14.5" W et 73°21'37.2" W. Le diagramme B s'étend entre les latitudes 18°25'41.8" N et 18°30'40.1" N, de longitudes 72°30'30.9" W et 72°26'48" W. Le diagramme C s'étend entre les latitudes 18°38'04.1" N et 18°40'30.1" N, de longitudes 74°07'10.1" W et 74°05'18.8" W. Le diagramme D s'étend entre les latitudes 19°43'57.1" N et

19°49'00" N, de longitudes 72°12'17.5" W et 72°08'25.5" W. Ces cartes ont été reproduites et publiées par la Defense Mapping Hydrographic/Topographic Center Bethesda, MD des USA.

5.1.2 Numérisation des cartes marines physiques de la République d'Haïti

Tous travaux d'évaluation du risque de tsunami nécessitent des données bathymétriques et topographiques de bonne qualité. La pertinence des résultats d'une telle étude passe d'abord par la qualité des données bathymétriques et topographiques disponibles pour mener ces travaux. Par manque de données bathymétriques et topographiques de bonne qualité disponibles pour réaliser ce travail de recherche, nous avons opté pour la technique de numérisation des cartes marines qui est fastidieuse, mais s'avère être le seul moyen pour le processus des données requises pour cette étude. Ainsi nous avons commandé des cartes marines physiques de la République d'Haïti produite par la société Bluewater Charts & Books aux États-Unis dont nous avons précisé son adresse dans la partie 5.1.1 de ce travail. Dans un premier temps, nous avons scanné ces dernières avec le scanner du laboratoire de géologie de l'université des Antilles. Ensuite elles ont été découpées avec l'outil Photoshop parce que certaines de ces cartes marines physiques sont des assemblages de cartes marines. Alors nous les avons géoréférencées avec Global mapper 18.1 version française. Avec les outils « **créer une entité de point** » et « **affichage d'un vertex** », nous avons créé l'ensemble des points bathymétriques et les isobathes des petit-fonds et des hauts-fonds à partir du trait de cote jusqu'à 100 m de profondeur au large. Lorsque nous avons terminé avec cette étape, nous avons exporté le projet au format grille d'élévation, ainsi donc nous avons eu accès à des données bathymétriques numériques. Ces données au format texte sont importées sur le logiciel Surface-water Modeling and System (SMS) pour commencer l'étape du maillage. La République d'Haïti ne dispose pas de son propre système de projection, le système de projection World Geodetic System 1984 (WGS 84) qui est un système géodésique mondial a été utilisé comme système de projection sur SMS. L'affichage de ces données sur SMS nous a permis de repérer des erreurs, comme zones de données manquantes. Nous avons croisé des données de sources différentes pour la construction des données bathymétriques et topographiques couvrant le domaine de l'étude. Nous avons utilisé un script en python pour effectuer ces traitements sur les données. Après l'étape du traitement, du maillage et des opérations de calcul avec SMS, le projet final est converti en une grille 2D afin de l'exploiter. Ensuite, nous avons utilisé surfer 15 pour exploiter le projet final généré par SMS et qui nous

a permis de construire les grilles d'inondations par les tsunamis avec la résolution souhaitée. La figure 23 est une carte bathymétrique et topographique de 30 m de résolution construite à partir des données que nous avons traitées. En effet, nous avons les données bathymétrique et topographique de bonne résolution pour procéder aux simulations avec les modèles MOST et NAMI DANCE.

Après le traitement des données bathymétriques et topographiques nous avons produit une carte bathymétrique et topographique montrant l'étendu du domaine d'étude (figure 23).

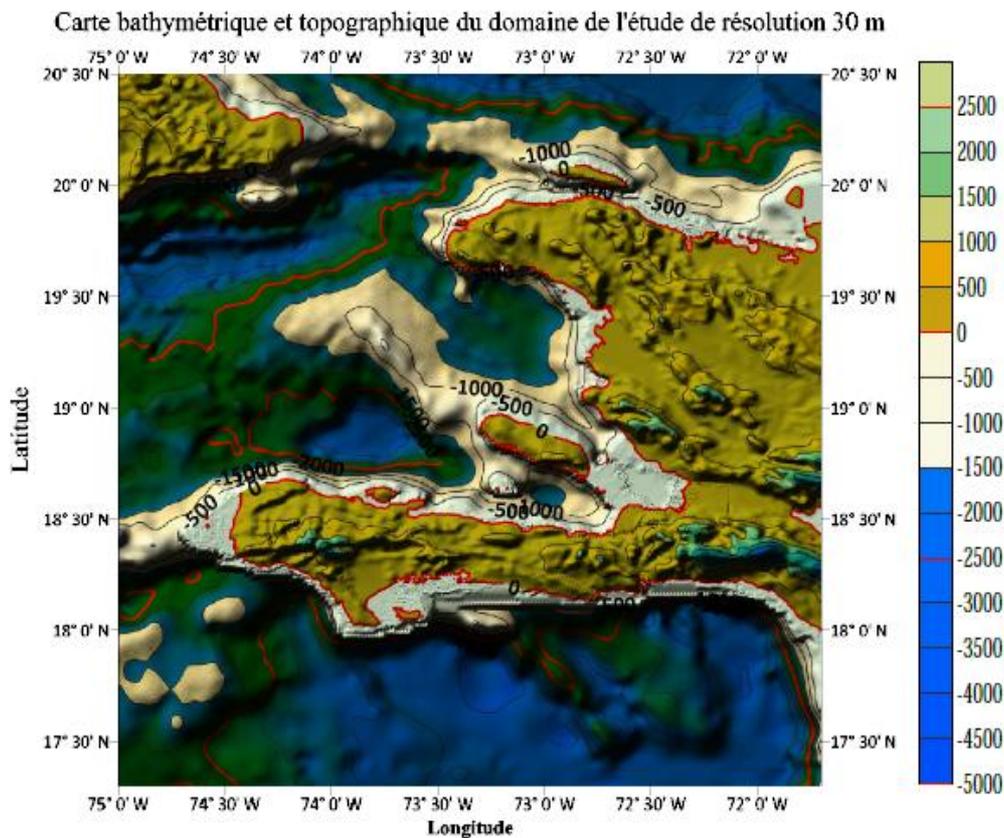


Figure 23 : Carte bathymétrique et topographique de la République d'Haïti avec une résolution de 30 m.

5.2 Sources tectoniques locales qui représentent une menace pour la République d'Haïti

Comme nous l'avons montré dans le chapitre 1 décrivant le contexte géodynamique et sismique de la Caraïbe et de la République d'Haïti, la République d'Haïti est traversée par deux grandes failles majeures, qui ont déjà produit des séismes générateurs de tsunami en Haïti. Tel fut le cas du séisme du 7 mai 1842 qui a été accompagné d'un tsunami et celui du

12 janvier 2010 générant un petit tsunami local. La zone de subduction des plaques Caraïbes et Sud-américaine a généré de grands séismes dans la région. L'interaction de la plaque Cocos, la plaque Caraïbe, le bloc Panama et la plaque Nazca a produit de grands séismes qui ont généré des tsunamis locaux et régionaux. La zone de subduction de la plaque Caribéenne et de la plaque Nord Américaine ont généré de grands séismes générateurs de tsunamis locaux et régionaux, le séisme du 7 mai 1842 a été un tsunami régional. Du fait que la République d'Haïti se trouve à la frontière de ces marges géodynamiques très actives, il a fallu que toutes les sources sismiques soient simulées pour savoir lesquelles représentent des menaces potentielles pour la République d'Haïti et les autres territoires caribéens en matière de risque tsunami. L'image de la figure 24 présente les sources sismiques locales et régionales qui ont déjà généré des tsunamis tant en République d'Haïti que dans les autres territoires caribéens. Les emplacements de sources sismiques probables sont aussi montrés sur la figure 24.

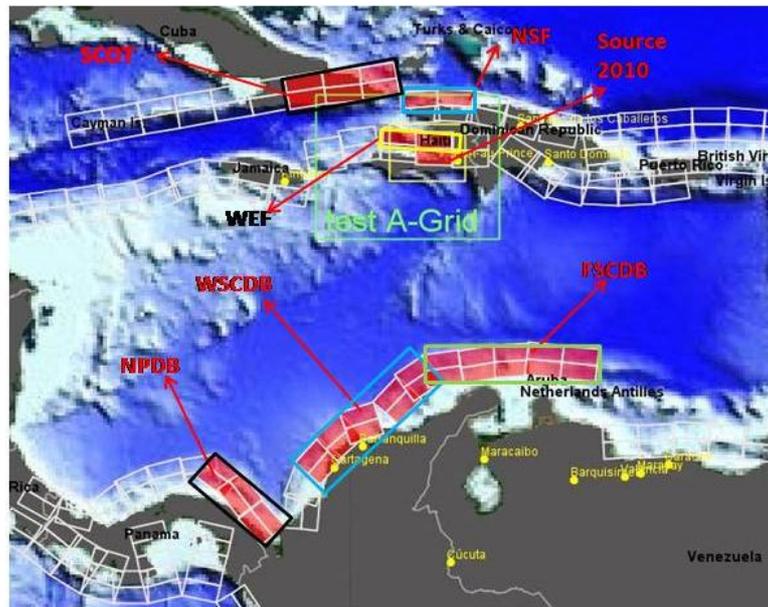


Figure 24 : L'emplacement des sources de scénarios sismiques pouvant générer des tsunamis impactant Haïti

5.3 Les paramètres des sources sismiques simulées

Les tableaux 5, 6 et 7 ont fourni les paramètres de sources sismiques que nous avons utilisés pour les simulations avec les deux codes de simulation numérique. Nous les avons classé en deux catégories de sources : les sources sismiques régionales WSCDB, FSCDB, ESCDB et NPDB sur l'image de la figure 24. La source sismique de la faille nord Septentrionale (NSF), la source du 12 Janvier et un segment à l'ouest de la faille Enriquillo

Planten Garden (WEF) sont des sources locales dans l'évaluation des risques tsunamis en Haïti. La longitude et la latitude sont en degrés (deg), la largeur (width), la profondeur (Depth) et la longueur (length) sont en km. L'angle de pendage (dip), l'angle d'inclinaison (rake) et l'angle de frappe (strike) sont en degrés (deg). Le glissement (slip) est en mètres (m). Les données sur les paramètres des scénarios sismiques sont extraites sur la base de données du sift.noaa.gov/ComMIT (Community Modeling Interface for Tsunami) pour la méthode numérique MOST. Les paramètres des autres sources sont tirés dans le rapport N°278 du groupe de travail de l'IOC (Intergovernmental Oceanographic Commission) et du groupe de travail du 6 et 7 mai 2017 à Santo Domingo pour les simulations avec le code de simulation numérique NAMI DANCE.

Région	Source	#	Centre géométrique			Slip (m)	L (km)	W (km)	Strike (deg)	Dip (deg)	Rake (deg)	Mo(N.m)	Mw	μ(GPa)
			Long (deg)	Lat (deg)	Depth (km)									
NPD B	PAR C	1	-78.53	9.53	22.5	6	274	70	142	40	90	4.03E+2 1	8.5	35
		2	-80.21	9.59	22.5	6	166	70	142	40	90	2.44E+2 1	8.5	35
	Pan ama	1	-77.8	9.8	25	10	243	80	142	40	90	6.42E+2 1	8.5	33
SCDB	WS CDB	1	-73.83	12.2 1	25	7.4	467	90	53	17	90	1.03E+2 1	8.6	33
		FSC DB	1	-73.83	12.2 1	25	7.4	467	90	96	20	90	1.03E+2 1	8.9
		2	-69.67	13.1 8	25	8	585	90	96	20	90	1.39E+2 1	8.9	33

Tableau 6 : Paramètres de rupture sismique le long de la marge Sud caribéenne

NHSF	Longitude (deg)	Latitude (deg)	Length (km)	Width (km)	Dip (deg)	Rake (deg)	Strike (deg)	Slip (m)	Depth (km)	Magnitude
at56b	288.5614	19.7971	100.0	50.0	20	90	102.64	1	5.0	8.0
at57b	287.6794	19.9047	100.0	50.0	20	90	94.2	1	5.0	
at58b	286.7978	19.8698	100.0	50.0	20	90	84.34	1	5.0	

Tableau 7 : Source sismique éventuelle générant le séisme du 7 mai 1842 suivi d'un tsunami local en République d'Haïti

Source	Longitude (deg)	Latitude (deg)	Length (km)	Width (km)	Dip (deg)	Rake (deg)	Strike (deg)	Slip (m)	Depth (km)	Magni tude
84a	286.3361	19.2991	100.0	50.0	15	90	274.84	1	17.94	8.1
85a	287.1802	19.2019	100.0	50.0	15.0	90	270.6	1	17.94	
85b	287.1754	18.7681	100.0	50.0	15.0	90	270.6	1	5.0	7.0

Tableau 8 : Source sismique de 2010 et la source d'ouest de la faille Enriquillo (WEF)

6 Résultats et discussions

Nous présentons dans ce chapitre les étendues géographiques des grilles d'inondation par tsunami utilisées au cours des simulations. Les résultats des codes de modélisation numérique MOST et NAMI DANCE sont illustrés de façon détaillée. Nous avons apporté des discussions approfondies sur les résultats en vue d'arriver à une évaluation du risque de tsunamis pour la République d'Haïti. Les conclusions, les perspectives sont aussi présentées à la fin de ce chapitre.

Nous avons réalisé des simulations avec les deux codes de modélisation numérique MOST et NAMI DANCE. Ensuite, nous avons comparé les jeux de résultats de ces deux codes. Ce qui a permis par la suite avec certains paramètres calculés de faire l'évaluation du risque tsunami sur la République d'Haïti. Nous n'avons pas présenté tous les paramètres des résultats de ces codes, seuls les plus significatifs en matière d'évaluation du risque de tsunami ont été choisis pour construire les discussions. Nous avons présenté quatre variables majeures dans l'évaluation du risque tsunami à savoir :

- **le temps d'arrivée des vagues sur les côtes**
- **la durée totale des événements**
- **le déferlement (runup)**
- **la profondeur d'inondation des eaux dans les zones côtières.**

6.1 Résultats du modèle numérique ComMIT/MOST

Dans ce travail de recherche, les principales sources de données utilisées pour la construction des grilles d'inondation par tsunamis sont les données bathymétriques et topographiques d'une minute d'arc ($\cong 1800$ m) de résolution du GEBCO (General Bathymetric Chart of the Oceans) des données océanographiques de la Caraïbe Nord et Atlantique Sud, des cartes marines physiques (CMP) de différentes échelles de résolutions achetées auprès de la société Bluewater Books & Charts. Enfin, les données lidar topographique issues des campagnes de mesure sur le terrain ont été aussi utilisées.

Ces données ont été vérifiées et ortho rectifiées, et sont projetées sur le WGS 84. Par la suite, les données résultantes ont été téléchargées sur la plate-forme Surface-water

Modeling System SMS 12.1. Lors de la fusion des jeux de données bathymétriques et topographiques sur SMS, il n'y a pas des écarts importants qui se sont produits dans la définition du trait de côte du domaine étudié. À l'aide de ce jeu de données précises du domaine d'étude, nous avons réalisé le maillage avec SMS. Après le processus du maillage, le projet final est converti en un fichier modèle d'élévation numérique de terrain (MNT). Nous avons utilisé à nouveau *sufer 15* pour construire des grilles de résolutions variables en fonction de l'emplacement des sources sismiques. Nous précisons que les grilles sont générées au format *sufer grille* (GRD) et qui ont été ensuite converties en des fichiers de grilles de type ASCII. Les fichiers ASCII grilles sont importés sur la plate-forme ComMIT/MOST pour les simulations. La figure 25 montre la bathymétrie et la topographie de trois grilles A, B et C utilisées dans ComMIT. La grille A ayant la résolution la plus grossière de trente secondes d'arc (30 sec d'arc ~ 900 m), de dimension 397 × 397, de latitude 17.2° N et 20.5° N et longitudes 74.9° W et 71.6° W. La grille B intermédiaire d'une résolution de trois secondes d'arc (3 sec d'arc ~ 90 m), de dimension 361 × 439, de latitudes 18.45° N et 18.75° N et longitudes 72.615° W et 72.25° W. La grille C la plus fine d'une résolution d'une seconde d'arc construit dans la baie de Port-au-Prince (1 sec d'arc ~ 30 m), de dimension 397 × 397 de latitudes 18.5° N et 18.6° N de longitudes 72.41° W et 72.3° W. Cette grille A est utilisée pour tous les scénarios sismiques locaux pouvant impacter la République d'Haïti.

Lorsque les trois grilles A, B et C sont importées sur la plate-forme ComMIT, un coefficient de frottement (n) unique est attribué par ComMIT. Un pas de temps est généré pour chaque grille et le nombre total de pas de temps en grille C peut servir pour savoir la durée de la simulation. Les fichiers exploitables du code numérique MOST sont aux formats NetCDF. Un fichier regroupant les amplitudes maximales, les vitesses pour les trois grilles ont été exploitées avec *panoply* afin d'évaluer la hauteur d'eau maximale au niveau de chaque grille. Sachant que la résolution des grilles joue un rôle très important pour la capture de la hauteur d'eau maximale. La grille A qui a la résolution la plus grossière est montrée juste pour préciser l'étendu du domaine de l'étude pour chaque simulation. La grille fine C d'une seconde d'arc de résolution ($\cong 30 m$) est utilisée pour évaluer la hauteur d'eau maximale sur toutes les zones côtières. Les menaces d'origine maritime présentent des enjeux majeurs pour la République d'Haïti avec un littoral s'étendant sur 1772 km pour 77 communes cotières. Il est important de préciser que quasiment toutes les grilles C sont construites une par municipalités côtières.

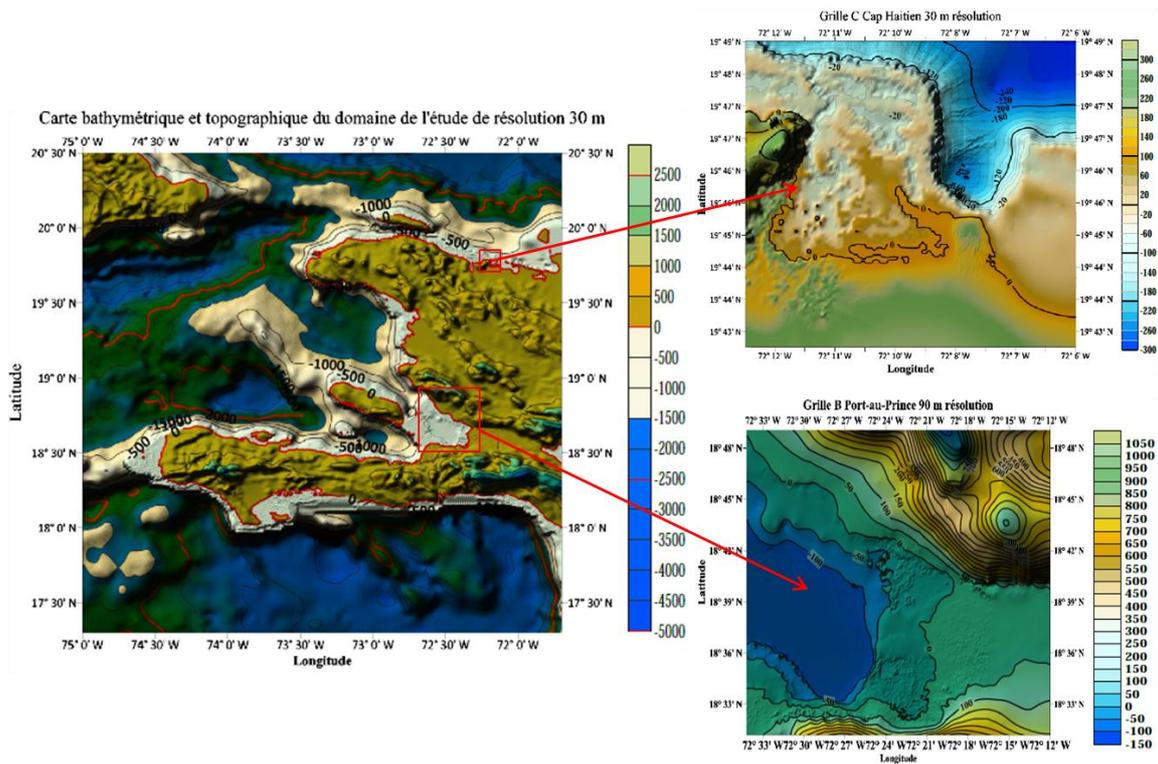


Figure 25 : Une grille 30 m de résolution du domaine de l'étude, une grille B de 90 m de résolution sur la baie de Port-au-Prince et une grille C de 30 m de résolution du Cap-Haïtien.

Nous avons combiné les sources unitaires pour construire les événements qui représentent de menaces potentielles pour la République d'Haïti. Les paramètres des sources sismiques comme la longueur, la largeur, la profondeur, la grève de glissement et le glissement des failles restent tels qu'ils sont définis sur la plateforme du sift.noaa.gov./ComMIT. Notons que chaque source de scénarios sismiques potentiels, que nous avons utilisée pour la simulation a été choisie en se basant sur les tsunamis historiques à Haïti. Nous avons montré que les principaux paramètres d'un tsunami sont la hauteur maximale des vagues (déferlement), le temps de l'arrivée des vagues, la durée totale et la profondeur d'inondation dans la terre. Selon la forme du territoire, nous sommes amenés à construire des grilles fines sur l'ensemble des municipalités côtières de la République d'Haïti qui sont vulnérables face aux menaces d'origine maritime tels que les tsunamis. Nous présentons les résultats des sources sismiques locales d'une part et d'autre part les sources sismiques régionales qui modélisent un risque réel pour le littoral haïtien.

6.1.1 Source sismique du 12 Janvier 2010

Le séisme du 12 janvier 2010 sur la République d'Haïti a été la plus grande catastrophe naturelle que la République d'Haïti a vécu depuis son existence. Il a aussi généré un petit

tsunami local dont les ondes ont été enregistrées sur les bouées DART au sud de la République Dominicaine. Le petit tsunami a eu des impacts en champs proches de l'épicentre du séisme qui ont été très visibles à Petit Paradis. Du coup, Il a tiré une sonnette d'alarme pour toute la communauté caribéenne en vue de consolider leur effort pour évaluer le risque tsunamis dans la région. Selon cette approche, il y a eu une réunion d'un groupe d'experts qui a été organisé à Port-au-Prince République d'Haïti et à Santo Domingo République Dominicaine sur le leadership de la banque mondiale et de l'UNESCO, dans le but d'évaluer le risque de tsunami sur le Nord de l'Hispaniola. Il n'y a pas eu des données bathymétrie-topographiques de haute qualité pour une évaluation globale du risque tsunami. C'est dans cette optique que le sujet de la thèse a vu le jour en vue d'une évaluation approfondie du risque tsunami, sur tout le littoral de la République d'Haïti qui s'étend sur 1772 km. Il y a eu d'évidence des vagues de plus de trois mètres à Petit Paradis. Ce tsunami a aussi allongé le nombre des victimes avec plus de trois morts supplémentaires causés par ces vagues. Plusieurs rapports ont été rédigé dans le but d'évaluer les impacts de petit tsunami local. Certains articles ont priorisé l'hypothèse du glissement d'un talus sous-marin. Pour d'autres auteurs, il a été causé par le soulèvement du fonds océanique en utilisant les paramètres de la source sismique pour la simulation de ce tsunami. Ils ont prouvé par leur calcul la mesure des ondes de tsunami qui ont été enregistrées par la bouée DART de la Caraïbe et le marégraphe de Santo Domingo. L'évaluation du tsunami peut être mise à exécution par comparaison des sorties d'un modèle numérique avec les données enregistrées sur des stations (Bouée DART, marégraphe). Cette méthode est utilisée lorsque les données de mesure sont disponibles, mais pour des événements sismiques historiques; il faut utiliser au moins deux modèles numériques. L'évaluation du risque à la République d'Haïti se matérialise par comparaison des résultats des deux code de modélisation numérique utilisés. Nous avons comparé les résultats des codes numériques MOST et NAMI DANCE afin d'évaluer le risque tsunami sur le littoral haïtien.

La source du séisme du 12 janvier 2010 est localisée sur la faille Enriquillo Planten Garden qui traverse la partie méridionale de la République d'Haïti. Nous présentons sur la figure 26 les deux sites historiques Petit Paradis et Jacmel où il y a eu des élévations d'eau sur les côtes. Nous construisons des grilles fines sur Léogane et Jacmel pour l'évaluation du petit tsunami local de 2010 à Haïti. La grille C construite à Léogane a des dimensions de 397 points x (lon.) par 397 points y (lat.), elle a une résolution d'une seconde d'arc ($\cong 30 m$). Les figures montrent les résultats de simulations MOST 26 (d) hauteur maximale de l'eau est

estimée à 25 cm sur Léogane dix à quinze minutes après le séisme et 26 (f) Jacmel il y a une hauteur d'eau maximale d'environ 20 cm d'eau.

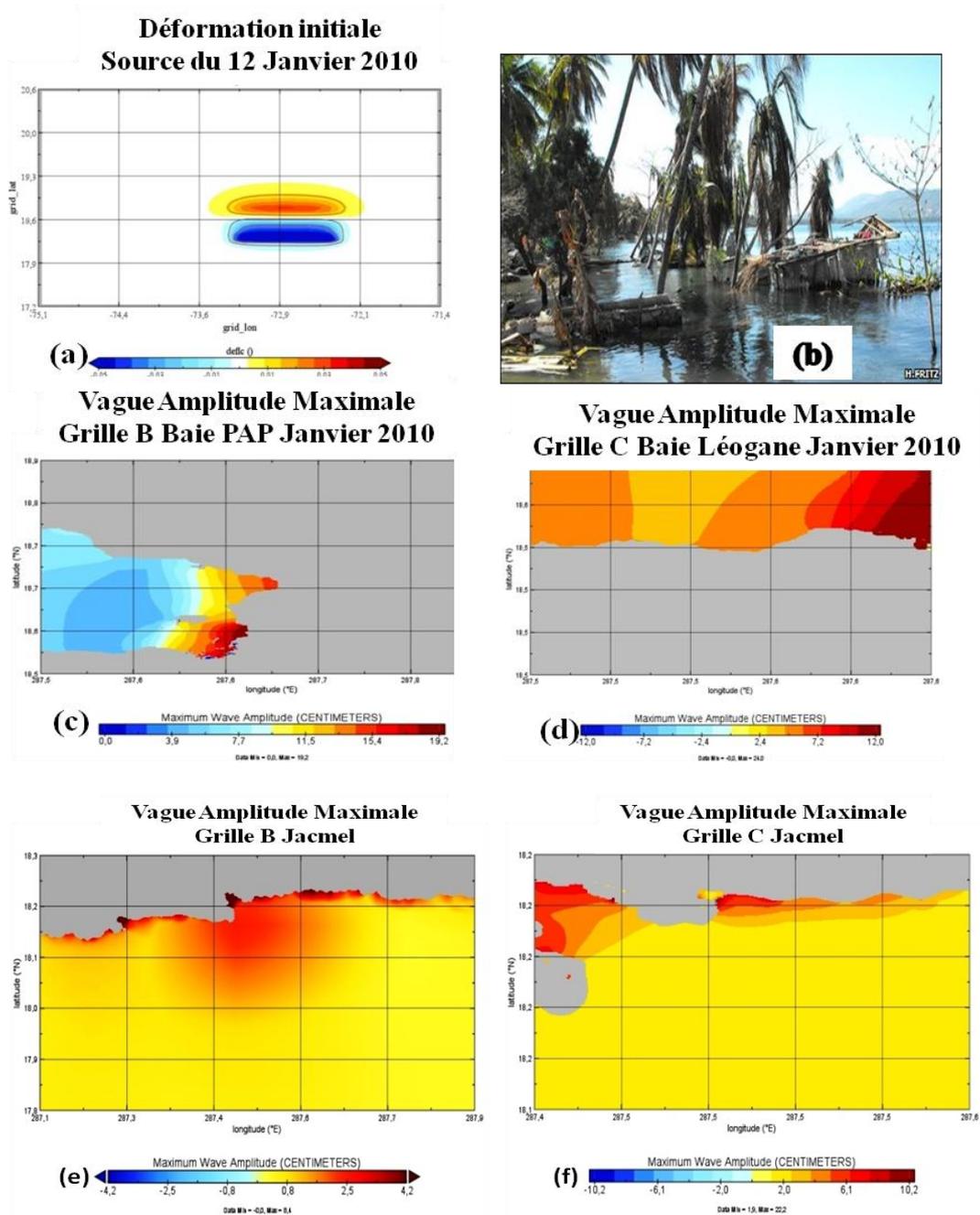


Figure 26 : La figure 26 montre les résultats de simulations MOST (a) la déformation de la source sismique du 12 janvier 2010, (b) une image montrant l'impact du petit tsunami local de 2010 à Petit-Paradis, (c) l'amplitude maximale pour la grille B dans la baie de Port-au-Prince, (d) l'amplitude maximale de la grille C sur Léogane, (e) l'amplitude maximale de la grille B sur Jacmel-Bainet et (f) l'amplitude maximale de la grille C sur la baie de Jacmel

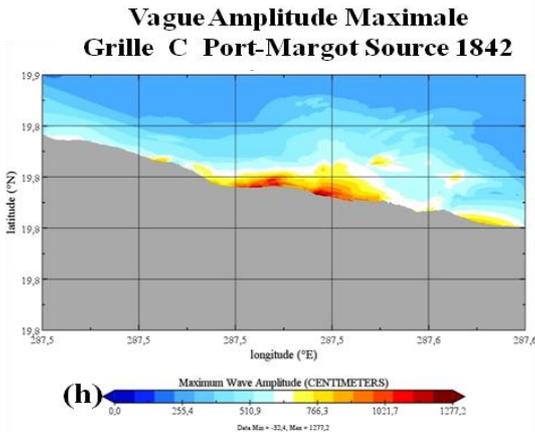
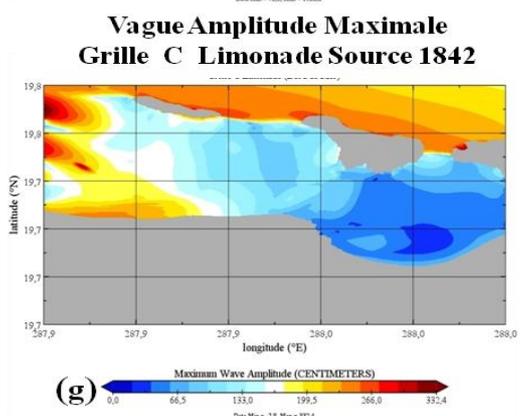
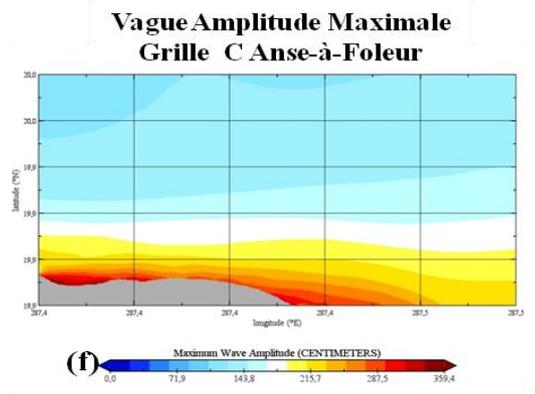
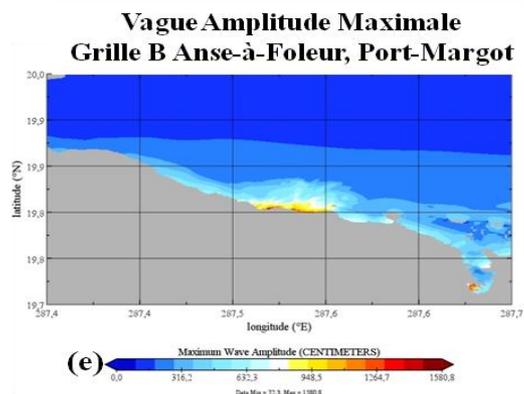
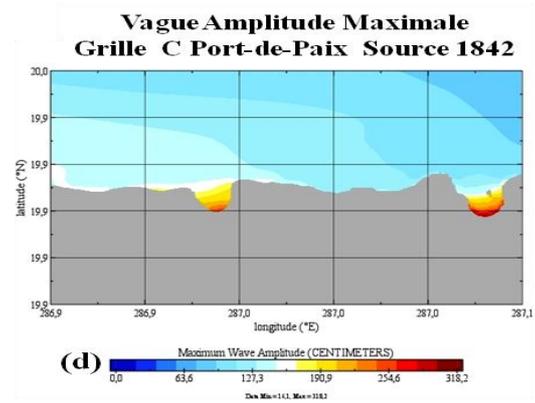
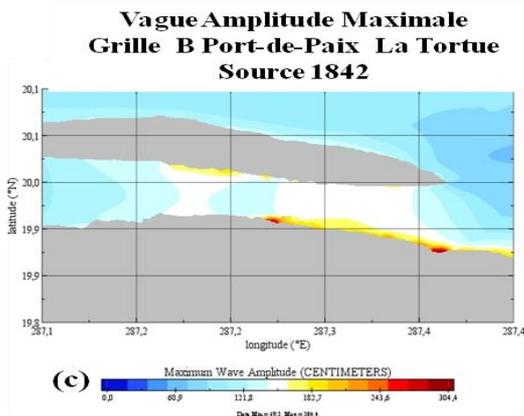
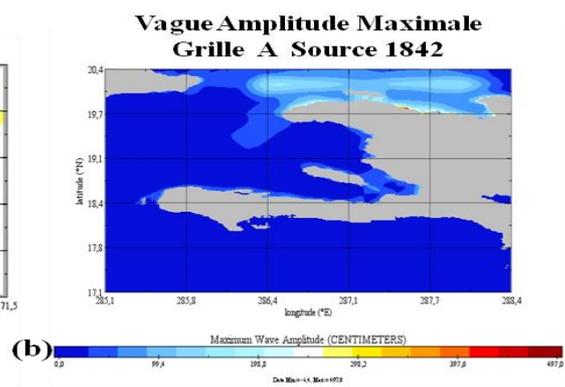
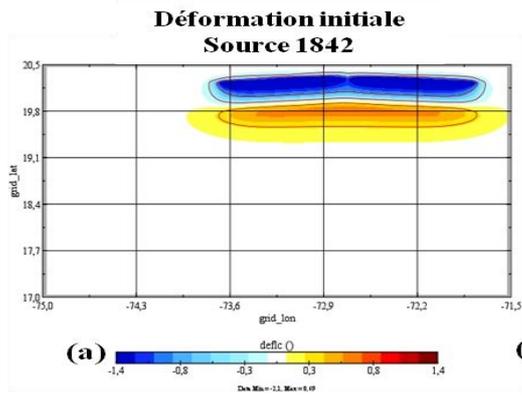
La ville de Jacmel est l'un des sites d'étude pour l'événement de 2010, la grille C couvrant la zone d'étude a des dimensions de 397 points x (long.) par 397 points y (lat.). La ville de Jacmel est située au sud de la péninsule sud de la République d'Haïti, par contre la station DART 42407 au Sud de la République Dominicaine a enregistré de faibles amplitudes comprises entre 5-15 cm. L'amplitude maximale calculée pour ce site est évaluée à 22 cm, ce qui a pu prouver les faibles amplitudes enregistrées par la station DART 42407. La figure 26 montre (a) la déformation initiale et (f) l'amplitude maximale la grille C à la baie de Jacmel.

6.1.2 La source sismique tsunamigène du 7 mai 1842 qui représente une menace pour la côte nord d'Hispaniola

La source sismique du 7 mai 1842 est localisée sur la faille Septentrional au niveau de la zone de subduction des plaques Nord-américaine et la Caraïbe, et attire l'attention des scientifiques à cause de l'inactivité sismique majeure sur cette faille depuis environ deux siècles. Pour le moment il n'y a toujours pas d'harmonisation dans la communauté scientifique sur la position de l'épicentre exacte de cette source sismique. Le séisme dévastateur du 7 mai 1842 a été accompagné d'un tsunami tout aussi dévastateur. Il y a eu des publications sur l'évaluation du risque de tsunami sur la côte nord d'Hispaniola. Les auteurs de ces publications ont conclu que la source historique de 1842 ne représente pas un risque potentiel de tsunami sur la côte d'Hispaniola (Grilli *et al.*, 2016), bien que les données historiques dont nous avons disposé au cours de ce travail de recherche aient prouvé le contraire. La réunion du groupe des experts organisée à Port-au-Prince et à Santo Domingo sous l'appui de l'UNESCO, et qui avait pour mission l'évaluation du risque de tsunami sur les villes du Cap Haitien et Santo Domingo, a mis en avant une insuffisance de données bathymétriques de bonne qualité pour l'évaluation du risque tsunami sur le nord d'Hispaniola (UNESCO, Juil. 2013). Les discussions sur l'emplacement de la source sismique n'ont pas apporté la lumière attendue aux questionnements, même s'ils ont pu trouver un consensus sur certains paramètres de la source sismique de 1842. En vue d'apporter des pistes de solutions à ces contradictions, nous avons combiné des sous-modules de source unitaire sur la plateforme ComMIT pour voir quelle combinaison qui a pu générer le séisme du 7 mai 1842 sur la République d'Haïti. Cela nous a permis de comparer au mieux les données historiques du tsunami du 7 mai 1842 avec les calculs des codes numériques pour une source sismique qui a pu être un bon candidat pour le tsunami du 7 mai 1842. Nous avons utilisé des jeux de données bathymétriques et altimétriques de bonne qualité pour ce travail de recherche. D'autre

part, il faut noter que nous évaluons le risque de tsunami sur des sites historiques qui ont été très accidentés par le séisme ainsi que le tsunami du 7 mai 1842. Ce sont les zones côtières des départements du Nord-ouest, du Nord et du Nord-est qui ont été victimes de ces deux catastrophes naturelles redoutables pour le République d’Haïti. Sur la figure 27 nous avons montré les vagues de tsunami au niveau de la grille intermédiaire grille B ($\cong 90 m$) et de la grille fine C d'une seconde d'arc ($\cong 30 m$), un graphique décrivant la variation de la hauteur des vagues de tsunamis pour la grille C. Les graphiques 2(a), 2(b), 2(c) indiquent l'heure d'arrivée des vagues sur les villes côtières de Port-de-Paix, Saint-Louis-du-Nord et Anse-à-Foleur. Ils ont montré que les premières vagues de tsunamis atteindront les zones côtières moins d'une trentaine de minutes après le séisme. Ce qui limitera fortement le temps de réaction des résidents des zones côtières même s’il y a un système d’alerte précoce aux tsunamis au cas où un tel événement sismique tsunamigène se reproduisait.

Nous avons construit des grilles fines C sur un ensemble de municipalités qui sont très susceptibles d’être impactées en cas de tsunamis. La figure 27 et le graphique 2 montrent les résultats de simulations de MOST pour la source de 1842. La hauteur des vagues pour les différentes municipalités Anse-à-Foleur, Port-de-Paix, Cap-Haitien, Saint-Louis-du-Nord, Limonade et Port-Margot est évaluée respectivement à 3.59 m, 3.82 m, 7.5 m, 3.32, 4.05 m et 12.7 m. Nous avons obtenu des résultats très significatifs avec les deux codes de modélisation numérique utilisés pour l'évaluation du risque tsunami pour le pays. Les résultats de la source sismique tsunamigène du 7 mai 1842 avec les deux codes de calculs numériques pour les sites d'étude qui sont potentiellement exposés aux risques sismiques et de tsunamis. Les graphiques 2(a), 2(b) et 2(c) que nous avons présentés, peuvent être choisis pour les autres municipalités. Du fait que ces municipalités ont été construites sur les mêmes grilles B, l'heure d'arrivée est en moyenne une quinzaine de minutes après le scénario tectonique très probable de l'événement sismique tsunamigène du 7 mai 1842. L'intervalle de temps qui sépare le séisme et le tsunami est très court. En effet les populations qui vivent au bord du littoral ont une période d'évacuation relativement court. Le tsunami dure environ deux heures pour l'ensemble des communes côtières situées au nord de la République d’Haïti.



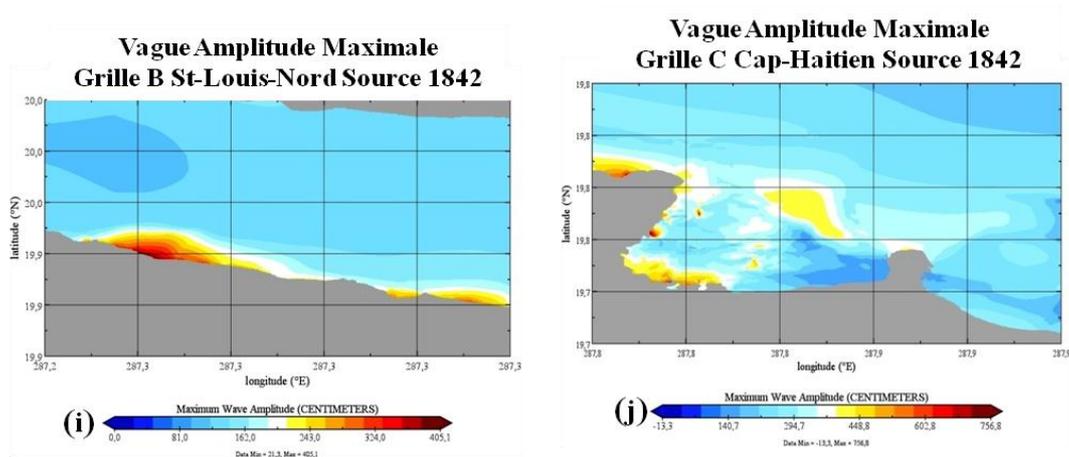
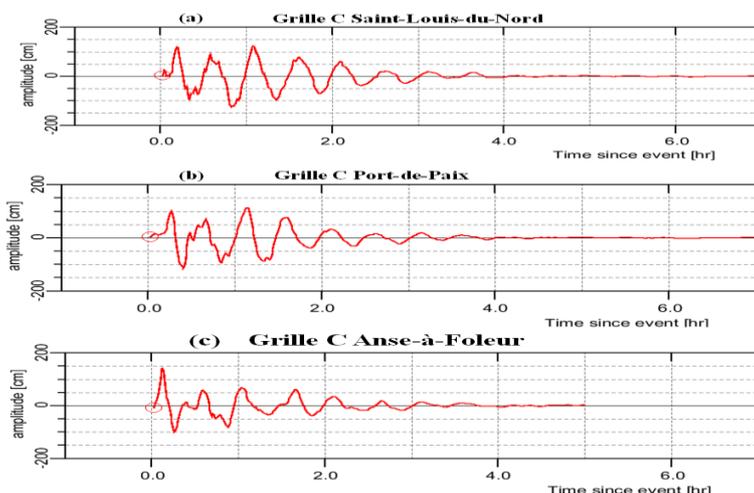


Figure 27 : La figure 27 montre les résultats de simulations MOST de la source sismique du 1842 (a) la déformation initiale de la source sismique 1842, (b) l'amplitude maximale pour la Grille A, (c) l'amplitude maximale en grille B construite sur Port-de-Paix, Latortue et Saint-Louis-du-Nord, (d) l'amplitude maximale en grille C Port-de-Paix, (e) l'amplitude maximale en grille B Anse-à-Foleur et Port-Margot, (f) l'amplitude maximale en Grille C Anse-à-Foleur, (g) l'amplitude maximale en grille B Limonade (Bord de mer), (h) l'amplitude maximale en grille C Port-Margot, (i) l'amplitude maximale en grille C Saint-Louis-du-Nord, (j) l'amplitude maximale en grille C Cap-Haitien.

Les grilles fines C sont construites sur des villes côtières qui ont une forte densité de populations, comme celles du Cap-Haitien, de Port-de-Paix et de Saint-Louis-du-Nord. Le temps d'arrivée des premières vagues de tsunami sur Port-de-Paix et Saint-Louis-du-Nord est environ d'une quinzaine de minutes, on a pu voir aussi que les premières vagues ne sont pas les plus importantes en terme d'amplitude. L'image de la figure 28 a été calculée avec la calculatrice rasters de Qgis a permis de voir l'impact d'un tel événement dans la baie du Cap Haitien pour un déferlement (runup) de trois mètres de hauteur.



Graphique 2 : Le graphique 2 montre les oscillations de l'amplitude des vagues en fonction de l'heure d'arrivée des vagues de tsunamis pour les municipalités : Anse-à-Foleur, Port-de-Paix, St-Louis-du-Nord.



Figure 28 : L'étendue d'une zone de menace dans la baie du Cap Haïtien calculée pour une vague de 3 m pour la source 1842.

6.1.3 Source tectonique du segment à l'ouest de la faille Enriquillo (Western Enriquillo Fault) WEF

Le segment d'ouest de la faille Enriquillo Planten Garden (WEF) est constitué d'un ensemble de sous-modules de failles, qui avec certaine combinaison, auraient pu constituer de sources sismiques ayant le potentiel de générer des tsunamis locaux sur la République d'Haïti. La source du 12 janvier 2010 a mis évidence que sur cette portion de faille, certains scénarios sismiques pourraient être capable de générer des tsunamis locaux. L'un de nos objectifs est de repertorier des scénarios sismiques tsunamigènes servant à la construction d'un catalogue de tsunami pour la République d' Haïti. Ainsi les résultats que nous avons obtenues avec les deux codes de modélisation numérique pour cette source tectonique potentielle, ont fait de celle-ci un élément potentiel de ce catalogue. Nous présentons les résultats de MOST de la source WEF pour certains sites locaux sur les figures 29(a) à 29(f). La hauteur d'eau maximale estime à 1.35 m, 1.14 m et 0.94 m pour les communes Port-au-Prince, Miragoâne et Anse-à-Galets respectivement.

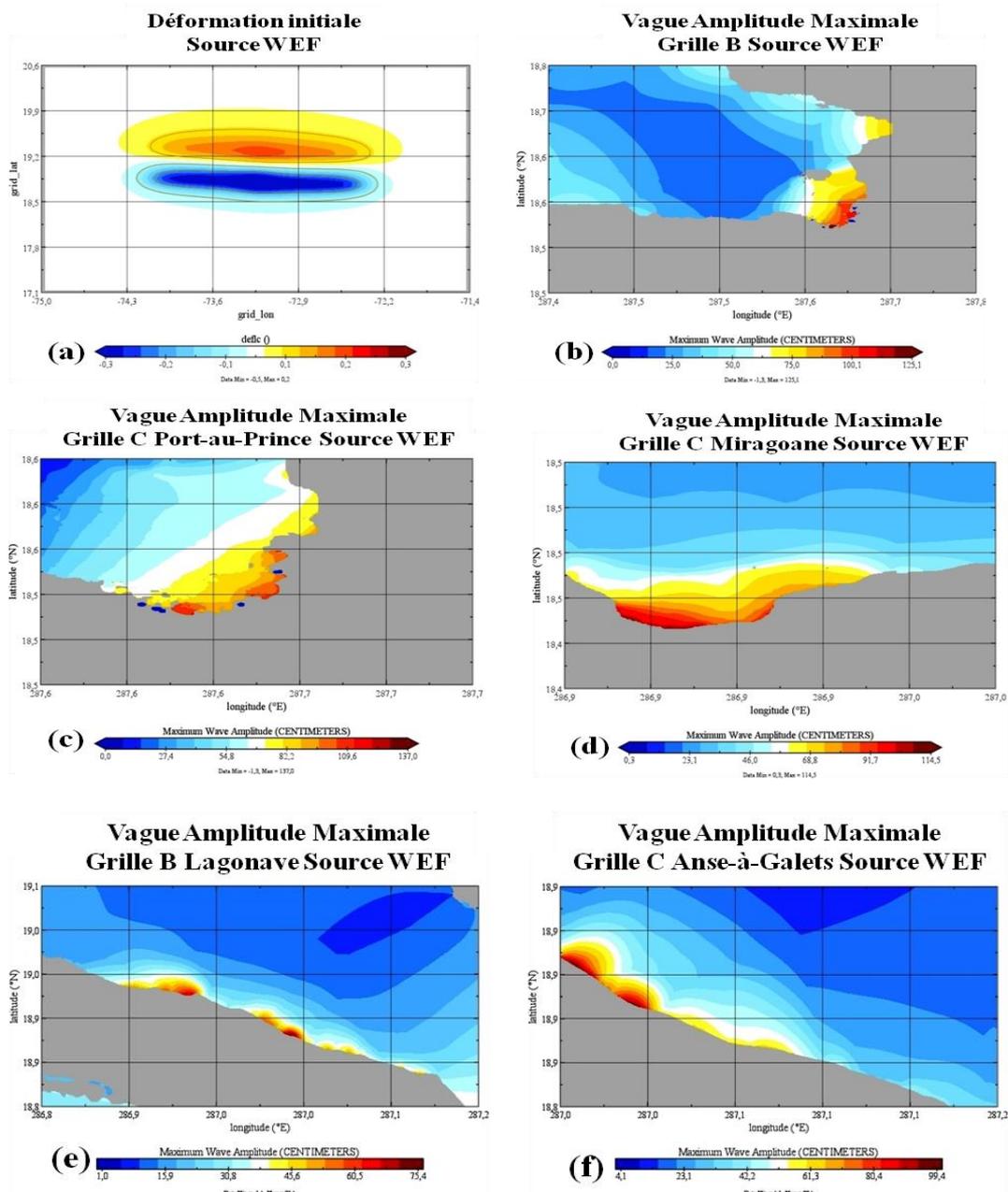


Figure 29 : La figure 29 montre les résultats de simulations de MOST de la source tectonique WEF (a) la déformation initiale WEF, (b) l'amplitude maximale en grille B sur Port-au-Prince, (c) l'amplitude maximale en grille C construite sur Port-au-Prince, (d) l'amplitude maximale de la grille C dans la baie de Miragoâne, (e) l'amplitude maximale de la grille B construite Lagonave et (f) l'amplitude maximale de la grille C construite sur Anse-à-Galets.

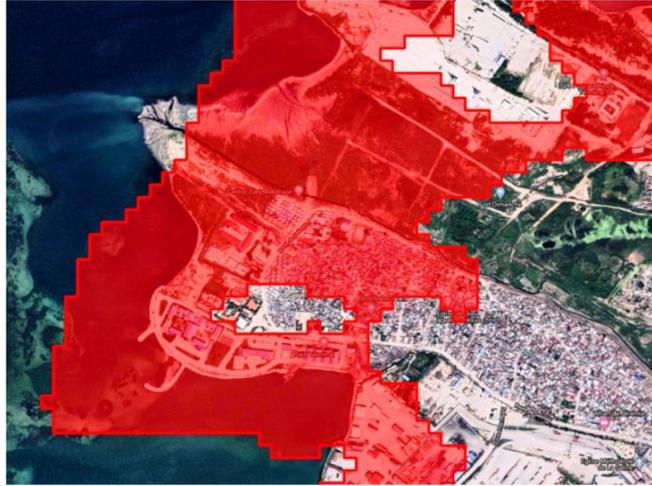


Figure 30 : Une image montrant une zone de menace à la baie de Port-au-Prince calculée pour une vague de 3 m.

6.2 Sources tectoniques proposées par la réunion de groupe d'experts à Santo Domingo qui représentent une menace pour la côte sud d'Hispaniola

Pour les sources sismiques ESCDB, WSCDB et FSCDB au niveau de la zone de subduction des plaques Sud-américaine et de la Caraïbe qui représentent une menace potentielle de risque de tsunami sur la péninsule Sud de la République d'Haïti. Ces sources sismiques peuvent être considérées comme des sources régionales pour la pays. Elles sont considérées du fait de leur proximité et de leur directivité sur la péninsule Sud. Les sorties montrant la profondeur d'inondation des eaux dans les zones côtières, le temps d'arrivée des premières vagues, la hauteur du déferlement sur les cotes pour les différentes zones d'intérêts choisis sont décrits. Nous avons présenté les sorties de deux modèles numériques pour les différents scénarios sismiques choisis, telles que les sources sismiques ESCDB, FSCDB et WSCDB. Ces sources sismiques représentent des menaces potentielles en cas de risque tsunami pour l'ensemble des zones côtières situées de la péninsule Sud. Sur la figure 24, nous avons présenté un ensemble de sources unitaires formant les sources sismiques FSCDB, WSCDB et SCDB. Ensuite, nous avons mis l'accent sur des villes côtières ayant un niveau topographique très bas comparé au niveau de la mer. De ce fait les villes côtières les Cayes, Cayes-Jacmel, Jacmel, Saint-Louis-du-Sud, Aquin, Bainet, Marigot, Port-Salut, et Anse-à-Pitre ont été choisies pour évaluer les menaces que représentent ces sources sismiques pour la péninsule Sud de la République d'Haïti. La grille A qui a une résolution 1.19 minutes d'arc

(1.19 min d'arc \cong 2010 m) de dimensions 349×446 , de latitude 10.28° N à 19.112° N et de longitude 284.66° à 291.57° . La grille B intermédiaire de dimensions $349 \text{ points } x (\text{long})$ par $446 \text{ points } y (\text{lat})$ de résolution (3 secondes d'arc $\sim 90 \text{ m}$), de latitude 18.13° N à 18.30° N et de longitude 72.40° W à 71.80° W. La grille C construit sur Aquin ayant pour étendue $397 \text{ points } x (\text{long})$ par $397 \text{ points } y (\text{lat})$, de latitudes 18.17° N à 18.28° N, de longitudes -72.40° à 72.29° W et d'une résolution d'une seconde d'arc (1 sec d'arc $\sim 30 \text{ m}$).

Les images de la figure 25 sont un exemple de trois grilles A, B et C, le site d'étude est choisi en fonction de la grille fine C de résolution 30 m, la ville du Cap Haitien. La grille B intermédiaire de dimensions $368 \text{ points } x (\text{long})$ par $314 \text{ points } y (\text{lat})$ de résolution (3.34 secondes d'arc $\cong 100 \text{ m}$), de latitude 18.16° N à 18.45° N et de longitude -73.68° à -73.34° . La grille C construit sur St-Louis-du-Sud ayant des dimensions $469 \text{ points } x (\text{long})$ par $325 \text{ points } y (\text{lat})$, de latitude 18.21° N à 18.30° N de longitude -73.48° à -73.35° et d'une résolution d'une seconde d'arc (1 sec d'arc $\cong 30 \text{ m}$).

Les images de la figure 25 suivante montrent les trois grilles A, B et C, la zone d'étude est la ville Jacmel. La grille B intermédiaire des dimensions $475 \text{ points } x (\text{long})$ par $301 \text{ points } y (\text{lat})$, de résolution (6 secondes d'arc $\cong 180 \text{ m}$), de latitude 17.80° N à 18.30° N et de longitude -72.89° à -72.10° . La grille C construit sur Jacmel ayant une étendue de $397 \text{ points } x (\text{long})$ par $397 \text{ points } y (\text{lat})$, de latitude 18.13° N à 18.24° N de longitude -72.55° à -72.44° et d'une résolution d'une seconde d'arc (une seconde d'arc $\cong 30 \text{ m}$).

La grille B intermédiaire a une étendue de $721 \text{ points } x (\text{long})$ par $205 \text{ points } y (\text{lat})$, de résolution (3 secondes d'arc $\sim 90 \text{ m}$), de latitude 18.13° N à 18.30° N et de longitude -72.40° à -71.80° . La grille C construit sur Cayes-Jacmel ayant une étendue de $397 \text{ points } x (\text{long})$ par $397 \text{ points } y (\text{lat})$, de latitude 18.17° à 18.28° N de longitude -72.40° à -72.29° et de résolution d'une seconde d'arc (une seconde d'arc $\cong 30 \text{ m}$).

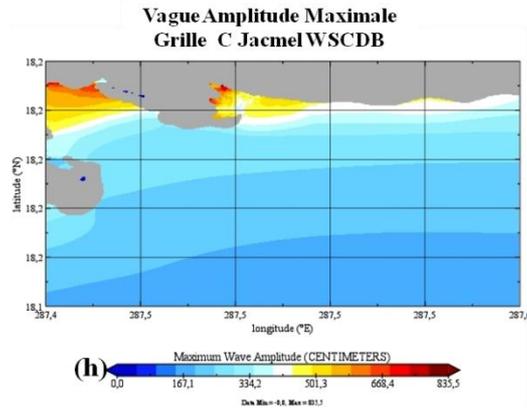
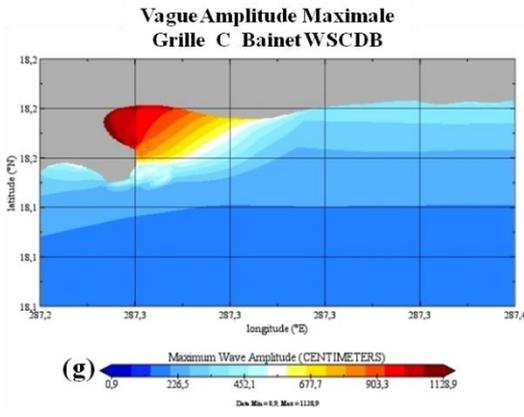
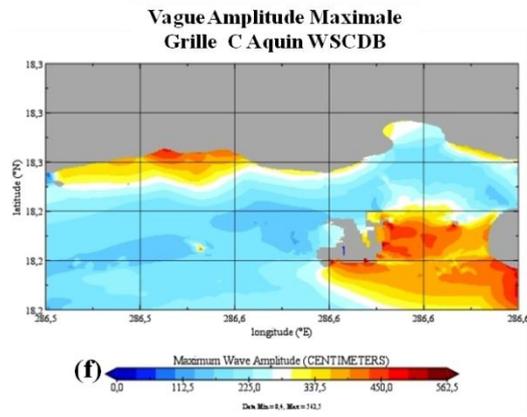
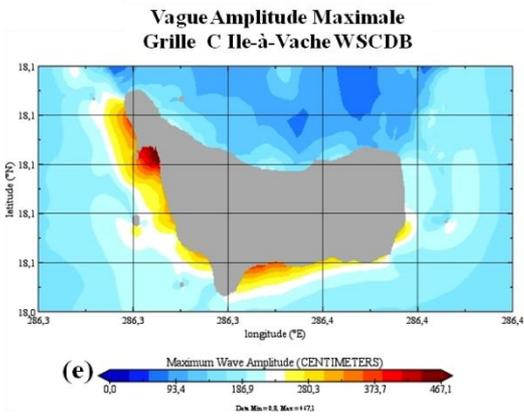
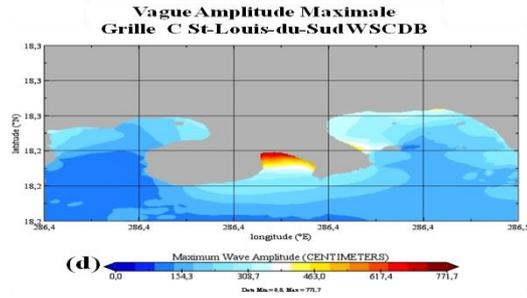
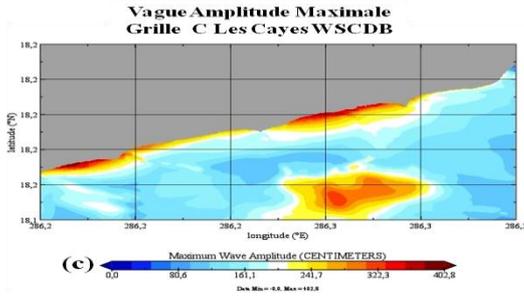
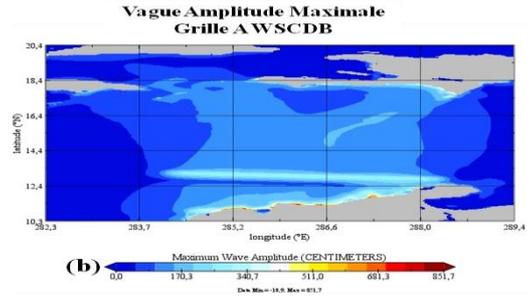
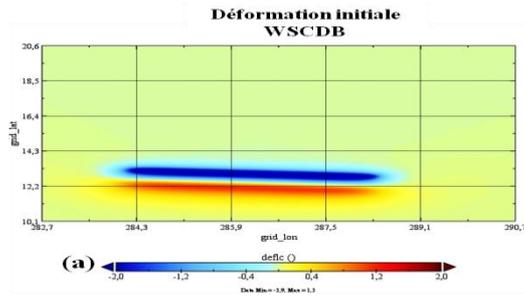
La grille B intermédiaire a une étendue de $397 \text{ points } x (\text{long})$ par $397 \text{ points } y (\text{lat})$, de résolution (3 secondes d'arc $\sim 90 \text{ m}$), de latitude 18.13° N à 18.30° N et de longitude -72.40° à -71.80° . La grille C construit sur Les Cayes ayant une étendue de $397 \text{ points } x (\text{long})$ par $397 \text{ points } y (\text{lat})$, de latitude 17.94° N à 18.287° N, de longitude -73.86° à -73.53° et d'une résolution d'une seconde d'arc (1 sec d'arc $\sim 30 \text{ m}$).

La grille B intermédiaire a une étendue de 721 *points x (long)* par 205 *points y (lat)* de résolution (3 secondes d'arc ~ 90 m), de latitude 18.13° N à 18.30° N et de longitude -72.40° à -71.80° . La grille C construit sur Marigot ayant une étendue de 397 *points x (long)* par 402 *points y (lat)*, de latitude 18.17° N à 18.28° N, de longitude -73.86° à -73.53° et d'une résolution d'une seconde d'arc (1 sec d'arc ~ 30 m

6.2.1 Source tectonique Western Southern Caribbean Deformation Belt (WSCDB)

La source tectonique WSCDB est l'un des scénarios de la ceinture de déformation du sud des Caraïbes qui représentent des menaces majeures en matière de risque tsunami sur la péninsule Sud de la République d'Haïti. La figure 31(a) montre la déformation initiale calculée par ComMIT pour ce scénario sismique ainsi que la hauteur d'eau maximale pour un ensemble de municipalités situées au sud la péninsule Sud.

Nous avons construit des grilles fines C sur un ensemble de municipalités qui sont très vulnérables face aux menaces que représentent les tsunamis pour celles-ci. La figure 31 et le graphique 3 montrent les résultats de simulations de MOST pour la source tectonique WSCDB. La hauteur des vagues pour les différentes municipalités Jacmel, Baint, Cayes, Île-à-vache, Marigot, Cayes-Jacmel, Saint-Louis-du-Sud, Aquin, Anse-à-Pitre et Belle-Anse évalué à 8.35 m, 11.28 m, 4.02m, 4.67 m, 8.79 m, 7.86, 7.71 m, 5.62 m, 6.69 et 6.95 m respectivement. Les graphiques 3(a), 3(b) et 3(c) que nous présentons, peuvent utiliser pour les autres municipalités. Du fait que certaines municipalités sont construites sur des grilles B identiques, l'heure de l'arrivée des premières vagues est en moyenne une heure après la génération du scénario sismique WSCDB. La durée totale de l'événement est évaluée à 60 minutes.



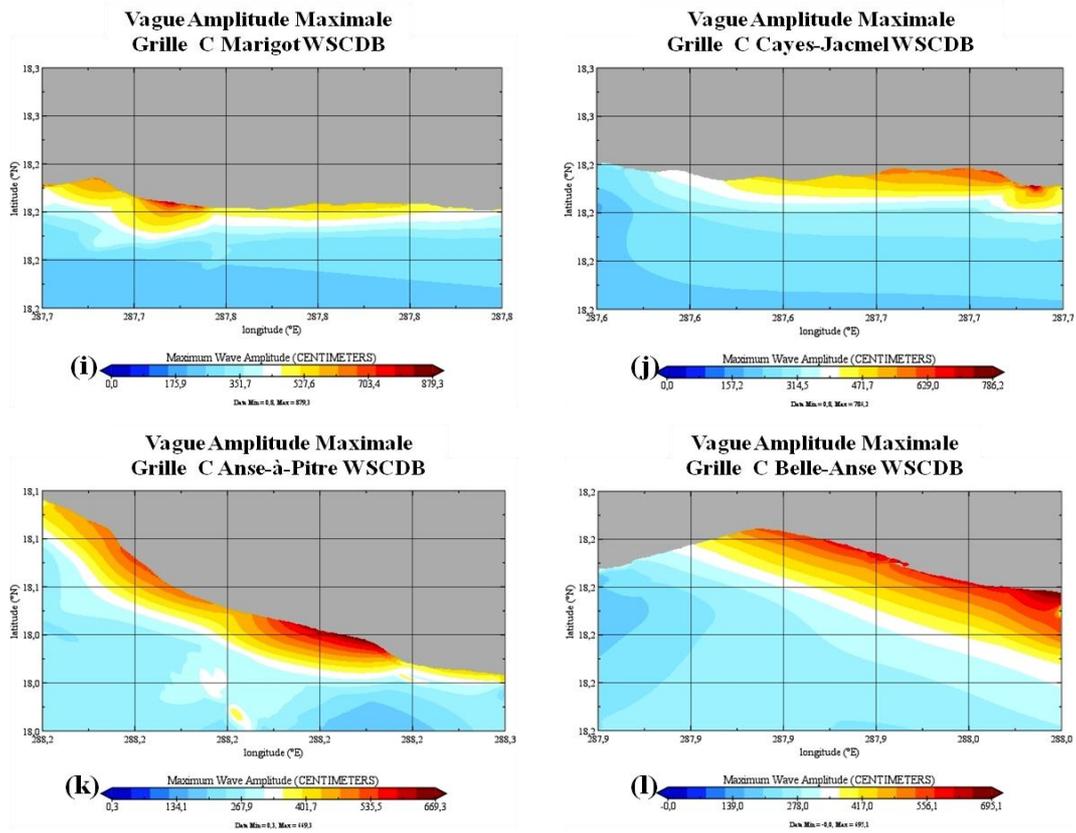
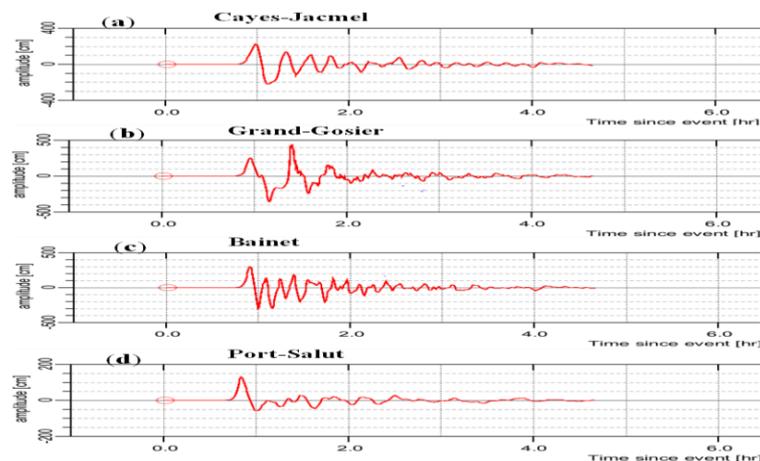


Figure 31 : La figure 31 montre les résultats de simulations de MOST (a) la déformation initiale de la source tectonique WSCDB, (b) l'amplitude maximale en grille A, (c) l'amplitude maximale en grille C construite sur Les Cayes, (d) l'amplitude maximale en grille C construite sur St-Louis-du-Sud, (e) l'amplitude maximale en grille C Ile-à-Vache, (f) l'amplitude maximale de la grille C Aquin, (g) l'amplitude maximale en grille C construite sur Bainet, (h) l'amplitude maximale en grille C construite sur Jacmel, (i) l'amplitude maximale en grille C construite sur Marigot, (j) l'amplitude maximale en grille C construite sur Cayes-Jacmel, (k) l'amplitude maximale en grille C construite sur Anse-à-Pitre, (l) l'amplitude maximale en grille C construite sur Belle-Anse.



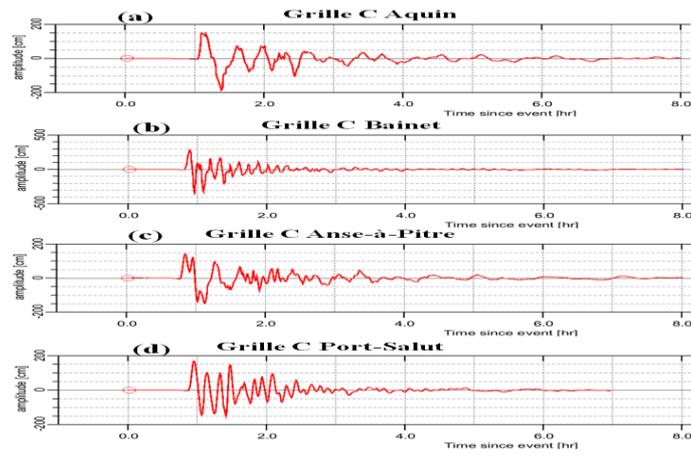
Graphique 3 : Les graphiques 2(a), 2(b), 2(c) et 2(d) montrent la variation des amplitudes des vagues en fonction de l'heure d'arrivée du tsunami pour les municipalités : Cayes-Jacmel, Grand-Gosier, Baint, Port-Saut.

6.2.2 Source tectonique Estern Southern Caribbean Deformation

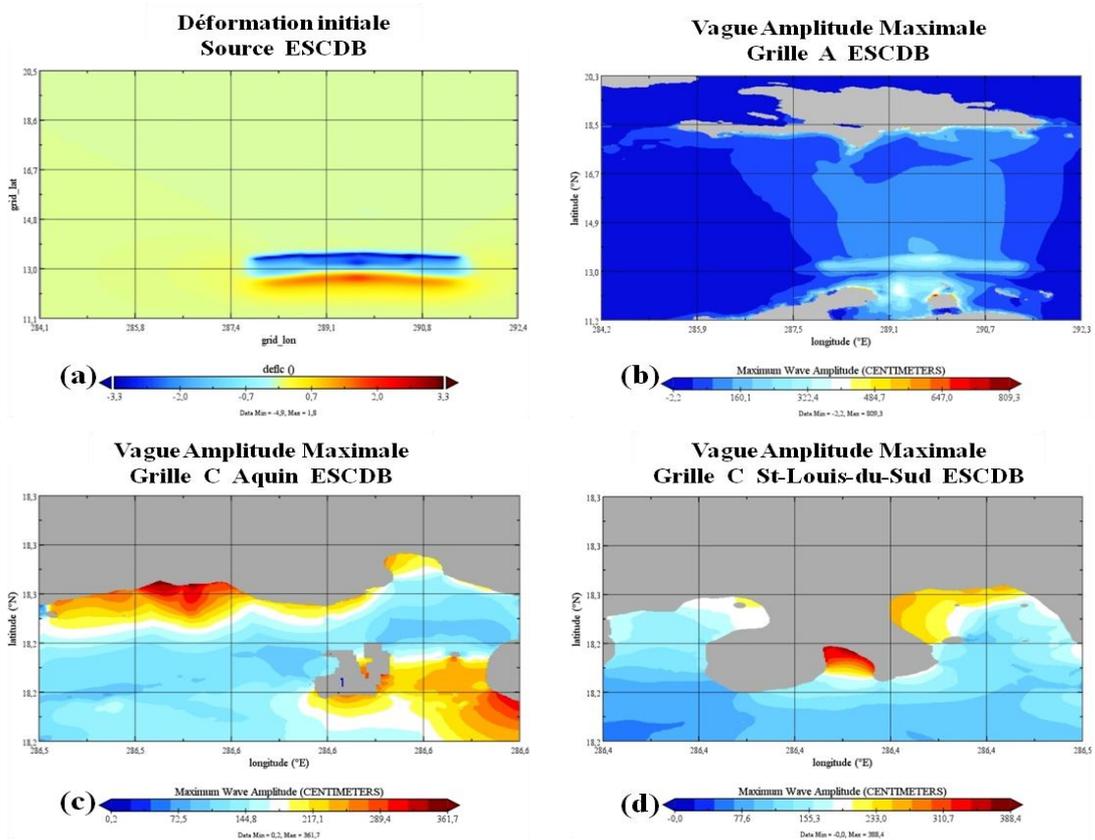
Belt (ESCDB)

Les géologues qui travaillaient sur la ceinture de déformation au Sud de la plaque caribéenne ont conclu qu'il paraît près qu'impossible pour qu'un seul segment de la faille génère à lui seul un événement sismique. Il y aura toujours une combinaison entre la source WSCD et la source ESCDB. Ainsi dans notre démarche de construction d'un catalogue de scénarios sismiques tsunamigènes sur la République d'Haïti nous avons simulé ces deux sources. Donc les images de la figure 32(a) à 32(l) sont les résultats du code numérique MOST/ComMIT pour la source ESCDB.

Nous avons construit des grilles fines C sur un ensemble de municipalités qui sont très susceptibles d'être impactées en cas de tsunamis venant de la mer des Caraïbes. La figure 32 et le graphique 4 montrent les résultats de simulations de MOST pour la source tectonique ESCDB. La hauteur des vagues pour les différentes municipalités Jacmel, Baint, Cayes, Port-Salut, Saint-Louis-du-Sud, Aquin, Île-à-Vache, Grand-Gosier, Cote-de-Fer et Anse-à-Pitre calcule à 6.16 m, 6.91 m, 2.58 m, 2.47 m, 3.88 m, 3.62 m, 3.74, 4.92 m, 6.2 m et 4.58m respectivement. Les graphiques 4(a), 4(b), 4(c) et 4(d) que nous avons présentés, peuvent être choisis pour les autres municipalités. Du fait que les grilles C de ces municipalités ont été construites à partir de la même grille B, l'heure d'arrivée est d'une quarantaine de minutes après la génération de l'événement sismique ESCDB. S'il y a une alerte au tsunami dans la région après un tel événement sismique tsunamigène, il faudra deux heures avant qu'elle soit levée.



Graphique 4 : Le graphique 4 montre l'oscillation de l'amplitude des vagues en fonction de l'heure de l'arrivée du tsunami pour les municipalités : Baint, Anse-à-Pitre, Aquin et Port-Salut.



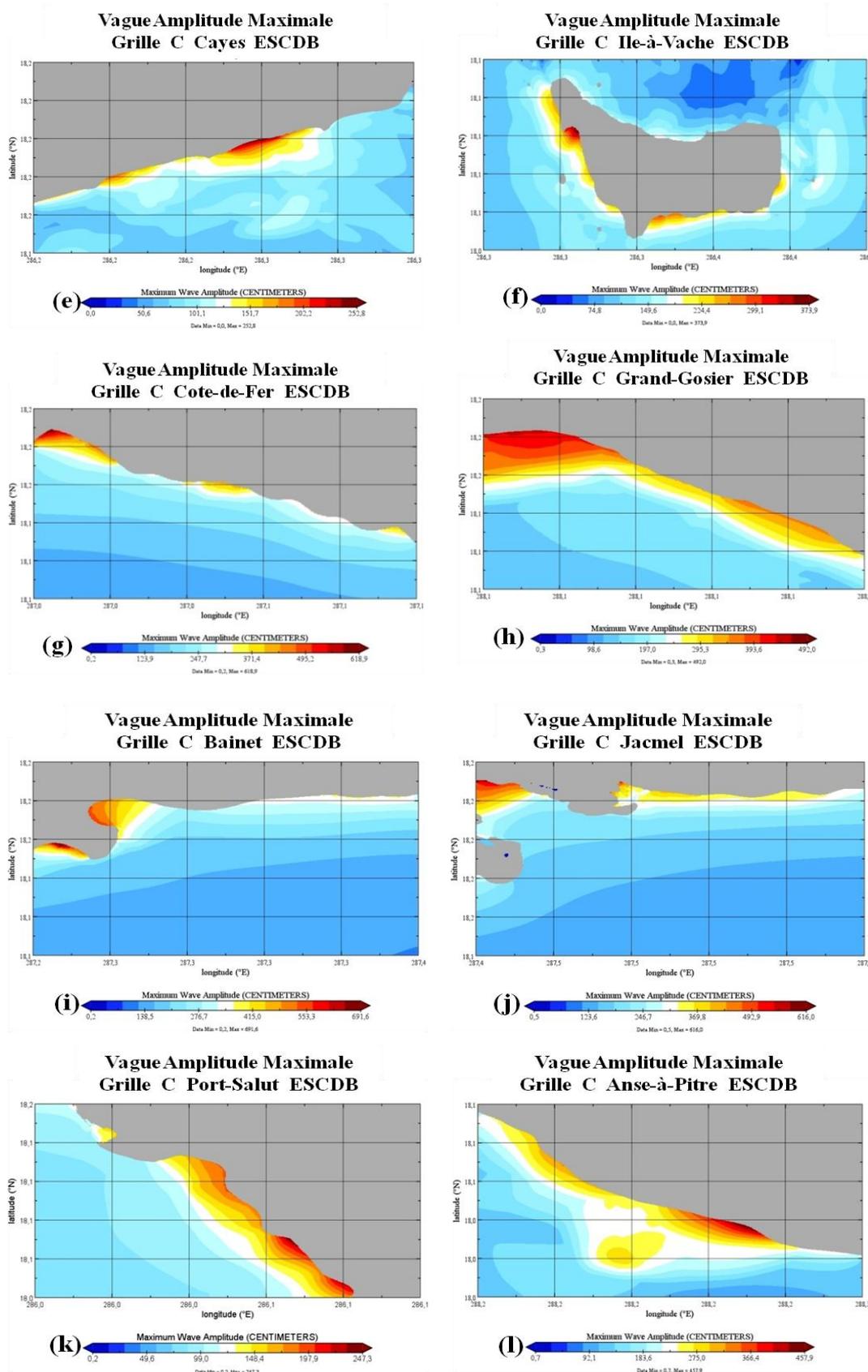
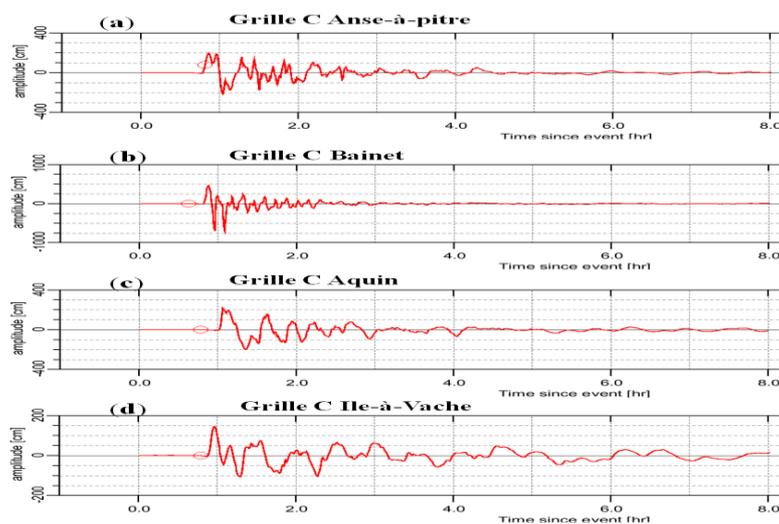


Figure 32 : La figure 32 montre les résultats de simulations MOST de la source tectonique ESCDB (a) la déformation initiale, (b) l'amplitude maximale en grille A, (c) l'amplitude

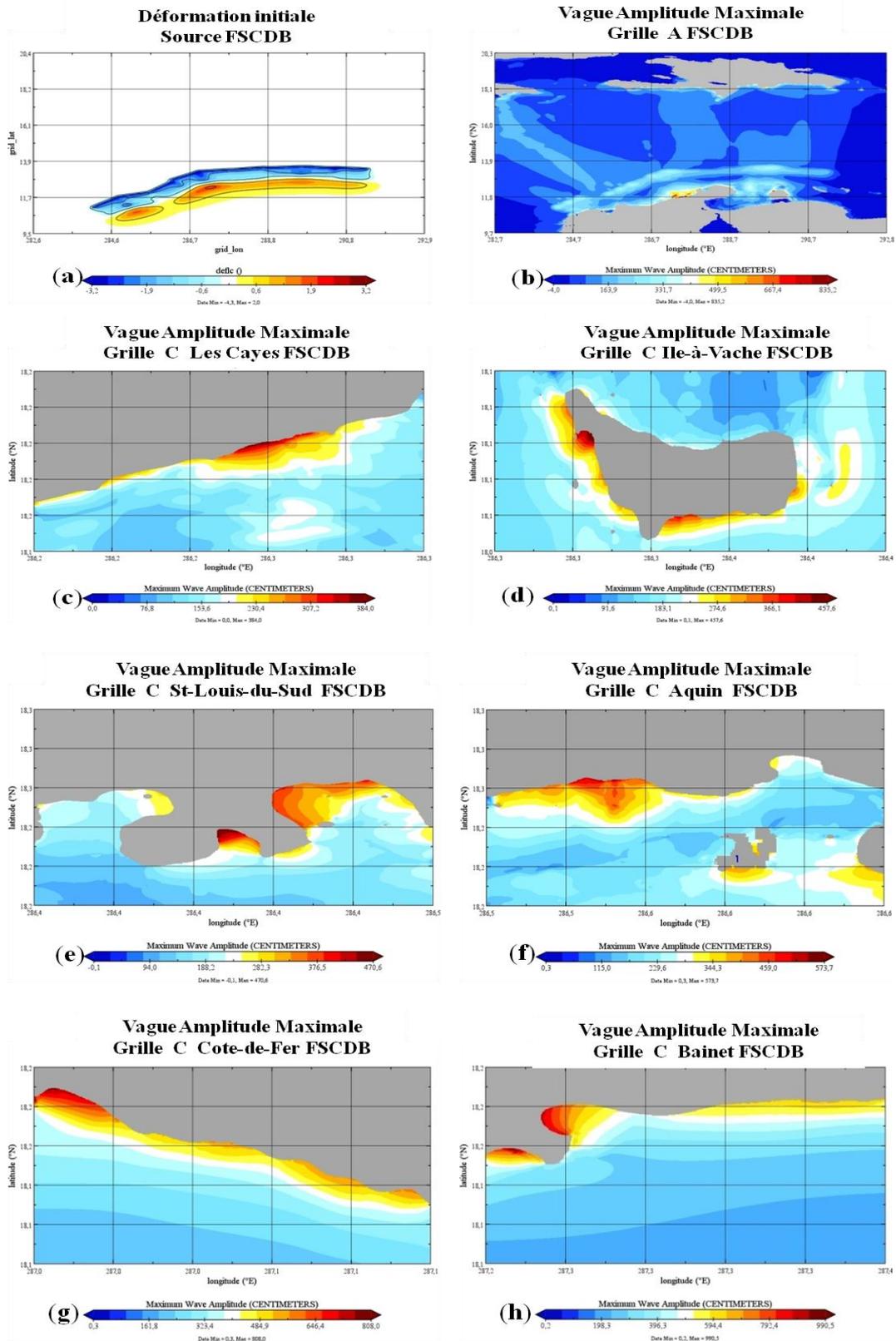
maximale en grille C construite sur Aquin, (d) l'amplitude maximale en grille C construite sur St-Louis-du-Sud, (e) l'amplitude maximale en grille C construite sur les Cayes, (f) l'amplitude maximale en grille C construite sur Ile-à-Vache, (g) l'amplitude maximale en grille C Cote-de-fer, (h) l'amplitude maximale en grille C construite sur Grand-Gosier , (i) l'amplitude maximale en grille C construite sur Bainet, (j) l'amplitude maximale en grille C construite sur Jacmel, (k) l'amplitude maximale en grille C construite sur Port-Salut, (l) l'amplitude maximale en grille C construite sur Anse-à-Pitre.

6.2.3 Source tectonique Full Southern Caribbean Deformation Belt (FSCDB)

La source tectonique FSCDB a été proposée par le groupe de travail de l'UNESCO dans la dynamique d'évaluer le risque de tsunamis dans la Caraïbe. Cette source tectonique située sur la zone de subduction intra-plaque Caraïbe et Sud Américaine, est divisée en deux segments de failles majeures. Le segment d'ouest et le segment d'est de la ceinture de déformation du sud de la Caraïbe selon les récentes études géologiques sont des scénarios potentiellement probables tout en sachant qu'il n'y a pas eu de séismes dans cette zone tectonique depuis plus d'un million d'années. Les appellations de ces sources sont défini par les experts du groupe de travail d'experts organisé par la Commission océanographique Intergouvernementale de l'UNESCO du CaribeWave 2015. Les figures 33 (a) à 33 (l) sont les résultats du code MOST/ComMIT pour la source tectonique sismique full southern Caribbean Deformation Belt (FSCDB) pour nos sites d'étude. Les graphiques 5(a), 5(b) et 5(c) montrent la variation des vagues en fonction de l'heure de l'arrivée des premières vagues sur les zones côtières du littoral de la République d'Haïti.



Graphique 5 : Les graphiques 5(a), 5(b), 5(c) et 5(d) montrent la fluctuation des amplitudes des vagues en fonction de l'heure de l'arrivée des vagues de tsunamis pour les municipalités : Anse-à-Pitre, Bainet, Aquin, Île-à-Vache.



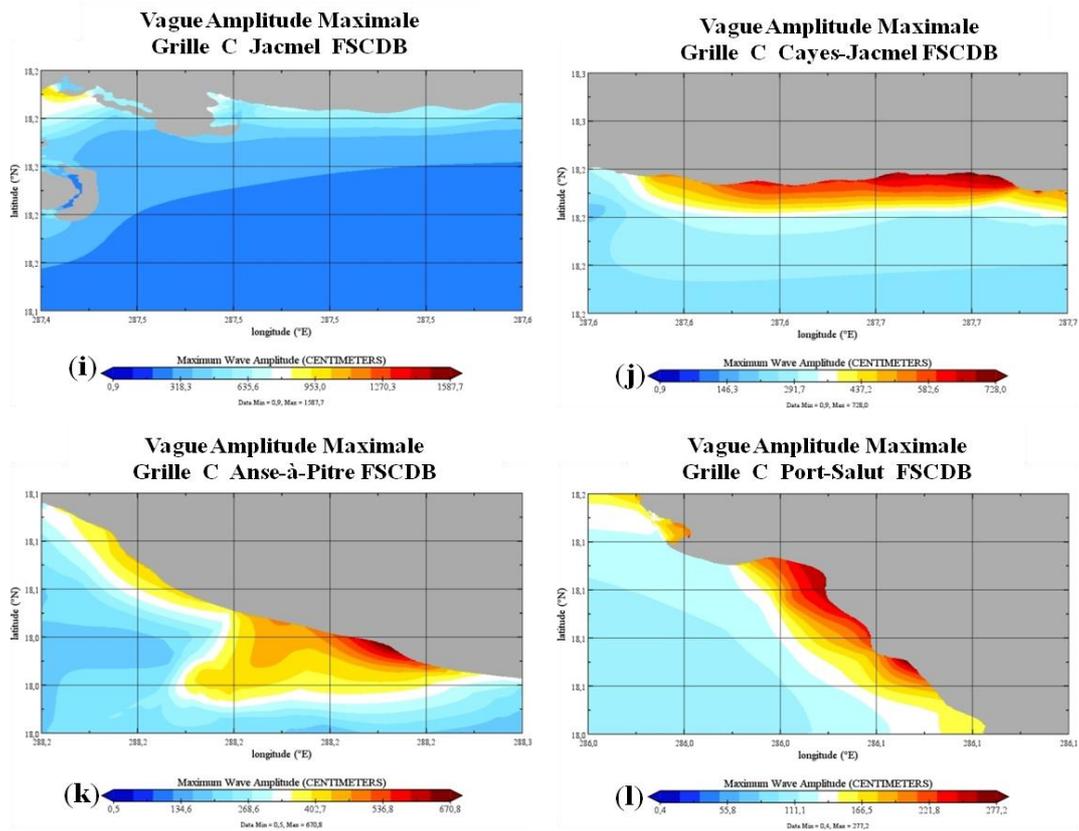


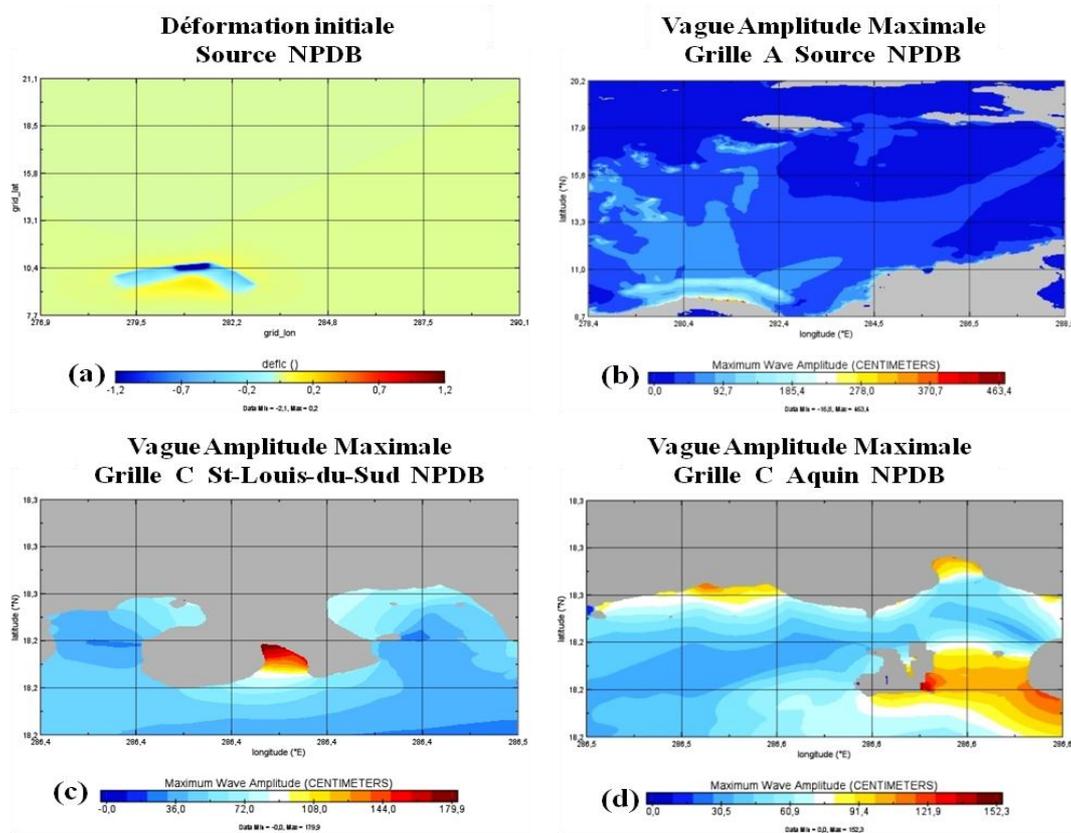
Figure 33 : La figure 33 montre les résultats de simulations MOST de la source tectonique FSCDB (a) la déformation initiale, (b) l'amplitude maximale en grille A, (c) l'amplitude maximale en grille C construite sur les Cayes, (d) l'amplitude maximale de la grille C autour Île-à-Vache, (e) l'amplitude maximale en grille C sur St-Louis-du-Sud, (f) l'amplitude maximale en grille C construite sur Aquin, (g) l'amplitude maximale en grille C construite sur Cote-de-Fer, (h) l'amplitude maximale en grille B construite sur Bainet, (i) l'amplitude maximale en grille C construite sur Jacmel, (j) l'amplitude maximale en grille C construite sur Cayes-Jacmel, (k) l'amplitude maximale en grille C construite sur Anse-à-Pitre, (l) l'amplitude maximale en grille C construite sur Port-Salut.

Nous avons construit des grilles fines C sur un ensemble de municipalités qui sont très susceptibles d'être impactées en cas de tsunamis. La figure 33 et le graphique 5 montrent les résultats de simulations de MOST pour la source tectonique FSCDB. La hauteur des vagues pour les différentes municipalités Jacmel, Bainet, les Cayes, Cayes-Jacmel, Saint-Louis-du-Sud, Aquin, Île-à-Vache, Cote-de-Fer, Ans-à-Pitre, Belle-Anse et Port-Salut évaluée à 15.87 m, 9.90 m, 3.84 m, 7.28 m, 4.70 m, 5.73 m, 4.57 m, 8.08 m, 6.70 m et 2.77 m respectivement. Les graphiques 5(a), 5(b) et 5(c) que nous avons présentés, peuvent être choisis pour les autres municipalités. Du fait qu'une même grille B a été construite pour deux municipalités

dans certains cas, l'heure de l'arrivée des vagues est en moyenne une heure après l'événement sismique FSCDB. Il faut deux heures en moyenne pour le retour au calme après le passage du séisme. Un tel événement doit attirer l'attention des décideurs du pays en fonction de ce qu'il peut représenter comme menace pour la zone côtière de la péninsule Sud de la République d'Haïti.

6.2.4 Source tectonique de la ceinture de déformation au nord du Panama (Northern Panama Deformed Belt) NPDB

Cette source tectonique est une variation de l'exercice CaribeWave 2015 dans lequel seul le segment d'Est a utilisé comme source sismique pour cet exercice de préparation aux menaces de tsunamis pour la région de la Caraïbe centrale. Le segment d'Est est caractérisé par une pleine collision frontale du bloc Panama primordial de la croûte océanique de la plaque caribéenne. Mais cette source est constituée de trois segments qui pouvaient générer des tsunamis sur les côtes sud des grandes Antilles. Les résultats ont prouvé qu'il y avait eu évidence que deux de ces segments impliqueraient des vagues d'amplitude jusqu'à 2 m de hauteur sur la côte sud de la République d'Haïti.



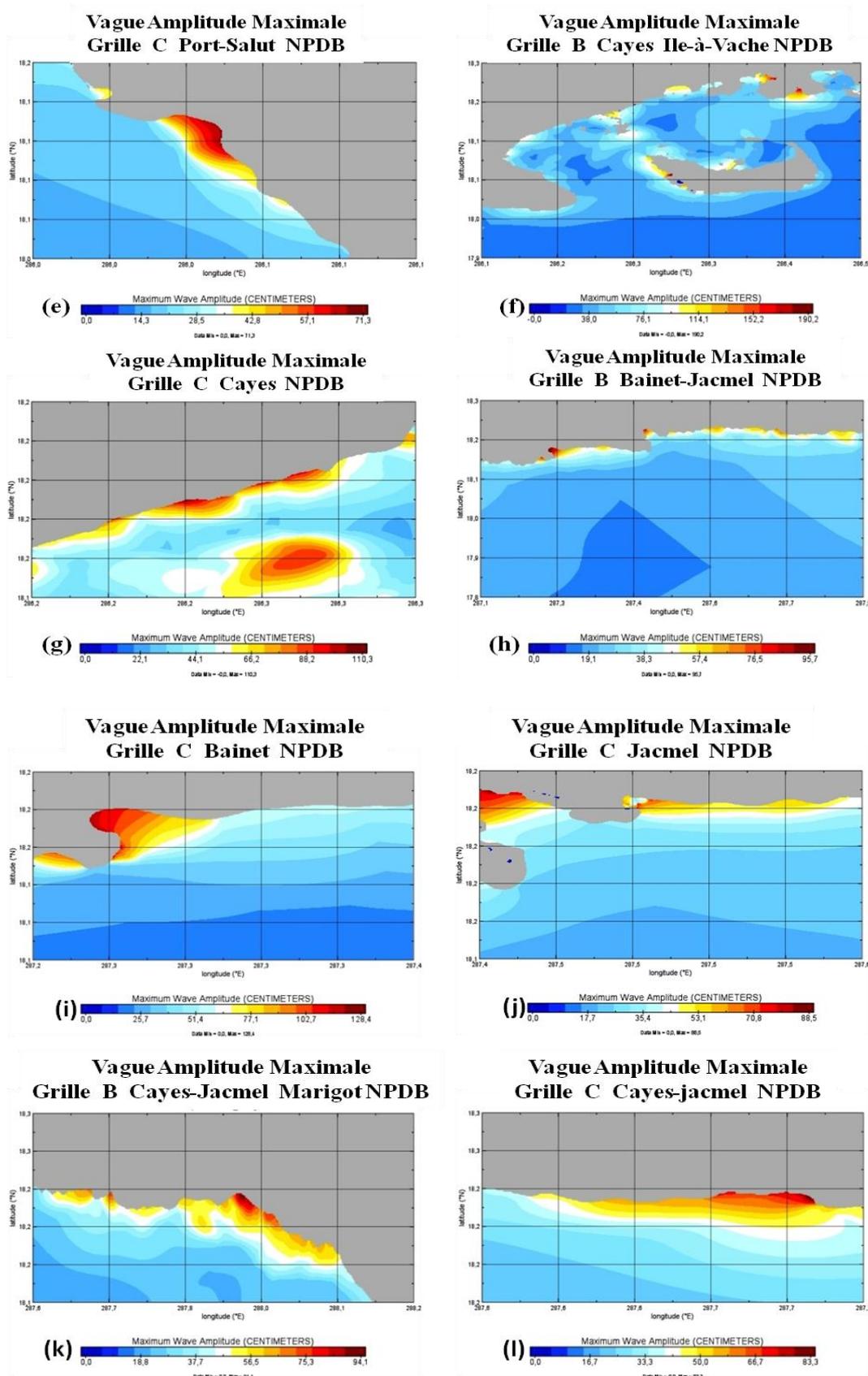
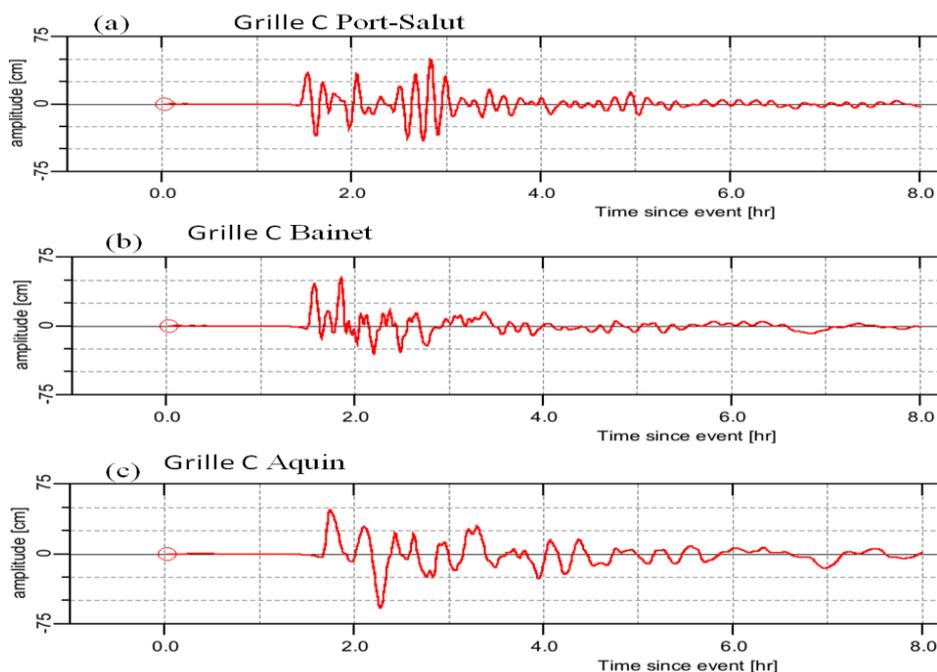


Figure 34 : La figure 34 montre les résultats de simulations MOST de la tectonique NPDB (a) la déformation initiale, (b) l'amplitude maximale en grille A, (c) l'amplitude maximale en

grille B construite sur Aquin et St-Louis-du-Sud, (d) l'amplitude maximale en grille C construite sur Aquin, (e) l'amplitude maximale en grille C construite sur St-Louis-du-Sud, (f) l'amplitude maximale en grille B construite sur Port-Salut - Tiburon, (g) l'amplitude maximale en grille C construite sur Port-Salut, (h) l'amplitude maximale en grille B construite sur les Cayes et Ile-à-Vache, (i) l'amplitude maximale de la grille C autour des Cayes, (j) l'amplitude maximale en grille B construite sur Bainet et Jacmel, (k) l'amplitude maximale en grille C construite sur Bainet, (l) l'amplitude maximale en grille C construite sur Jacmel, (m) l'amplitude maximale en grille B construite sur Cayes-Jacmel et Marigot, (n) l'amplitude maximale en grille C construite sur Cayes-Jacmel.

Nous avons construit des grilles fines C sur un ensemble de municipalités qui sont très susceptibles d'être impactées en cas de tsunamis. La figure 34 et le graphique 6 montrent les résultats de simulations de MOST pour la source tectonique NPDB. La hauteur des vagues pour les différentes municipalités Jacmel, Bainet, Cayes, Port-Salut, Cayes-Jacmel, Saint-Louis-du-Sud et Aquin calculé à 0.88 m, 1.28, 1.10 m, 0.71 m, 0.83, 1.79 m et 1.5 m respectivement. Les graphiques 6(a), 6(b) et 6(c) que nous avons présentés, peuvent être choisis pour les autres municipalités. Du fait que les grilles C de ces municipalités ont été construites à partir d'une même grille B, l'heure de l'arrivée des vagues est en moyenne 90 minutes après la génération de l'événement sismique NPDB. L'événement dure environ deux heures et il représente une menace pour les populations qui vivent sur les zones côtières du littoral de la République d'Haïti.



Graphique 6 : Les graphiques 6(a), 6(b) et 6(c) montrent l'oscillation des amplitudes des vagues en fonction de l'heure de l'arrivée des vagues de tsunamis pour les municipalités : Port-Salut, Bainet, Aquin.

6.3 Résultats du code de modélisation numérique NAMI DANCE

Comme nous l'avons expliqué dans la partie 4.2 de travail, le code numérique NAMI DANCE utilise une seule grille régulière pour les trois étapes du tsunami à savoir la génération, la propagation et l'inondation. Nous avons construit des grilles régulières au format grille Surfer GRD avec le jeu de données bathymétriques et topographiques. Nous avons importé ces grilles dans le code NAMI DANCE dans un premier temps afin de calculer la déformation initiale, pour chaque source sismique. Suivant la localisation des sources sismiques, nous avons construit une grille appropriée. Ensuite, les paramètres de la faille sont insérés dans le code qui calcule le fichier de déformation initiale à partir de la grille bathymétrique et topographique. Nous avons conçu un fichier de points jauges qui a été converti au format DAT comme le veut le code NAMI DANCE. Un intervalle de temps Δt est proposé par le modèle; un pas de temps Δt est choisi dans cet intervalle afin d'ajuster de la durée totale de la simulation. Un coefficient de frottement est proposé mais il y a aussi la possibilité pour que le coefficient de frottement soit calculé à partir du fichier bathymétrique. À la base du code, les fichiers de sortie peuvent être générés sur quatre formats différents. Nous avons choisi le format grille GRD que nous pouvons traiter avec Surfer. À la fin de la simulation, le code a généré huit fichiers de sortie permettant d'exploiter les résultats. Les points de jauges que nous avons placés sur les sites d'intérêt, ont permis au code de générer le fichier désigné OUT_TIME_STORIES. Nous avons exploité tous les fichiers OUT_ETA_MAX avec Surfer, ainsi nous avons élaboré toutes les figures montrant la hauteur maximale d'eau calculée par le code NAMI DANCE, pour tous les scénarios sismiques tsunamigènes simulés. Nous avons exploité le fichier OUT_TIME_STORIES avec Grapher afin de modéliser la hauteur d'eau maximale en fonction du temps. Ainsi, nous avons pu évaluer le temps de l'arrivée des vagues sur le littoral de la République d'Haïti. Nous avons donc accédé aux paramètres essentiels instruisant la base pour la planification et la gestion du risque de tsunami par les décideurs. Nous présentons les résultats pour un ensemble de municipalités, qui sont très exposées aux risques de tsunami pour ces événements sismiques tsunamigènes, décrit dans la partie 5.3 de ce travail. De ce fait nous avons construit des grilles en fonction de la localisation des sources sismiques tsunamigènes. Nous avons construit une

grille de neuf cents mètres (900 m) de résolution pour les sources sismiques locales se situant sur les deux grandes failles qui traversent le pays. L'étendue de celle-ci est de latitudes 17.5°N à 21° N, de longitudes 75°W à 71° W dont 397 points x par 397 points y. Nous avons construit des grilles de résolution de 0.02 ou 0.03 second d'arc environ ($\cong 2km$ à $3km$) pour les sources sismiques régionales. Les sources tectoniques WSCDB, ESCDB, FSCDB ont des grilles de taille identique et de même résolution soit 0.03 second d'arc ($\cong 3km$). Cette grille s'étend de 10° N à 20.2° N et 77° W à 62° W. Nous avons construit une grille de plus 2 km de résolution pour la source NPDB qui peut représenter des menaces sur la partie Sud-ouest de la péninsule Sud la République d'Haïti, elle d'étend de latitudes 8° N à 21° N et de longitudes 81° W à 67° W. Nous avons présenté les résultats du modèle numérique NAMI DANCE en commençant par les sources sismiques locales, ensuite seront présentés les résultats des sources tectoniques régionales.

6.3.1 Source sismique du 12 janvier 2010

L'épicentre de la source sismique du 12 janvier est situé hors de la mer mais cela ne l'a pas empêché de générer un petit tsunami local qui a tué deux personnes à Petit Paradis. L'image de la figure 35(b) a montré des évidences de vagues de plus de trois mètres d'eau de hauteur. Les sorties du code numérique NAMI DANCE ont reproduit l'événement avec une approximation très proche des valeurs réelles que nous aurions pu évaluer sur les images qui ont été prises, du littoral à Petit Paradis deux mois après le séisme. Les courbes du graphique 7(b) sur des sites autour de la zone de l'épicentre ont mis en évidence une vague de plus de quatre mètres qui ne durent quelques minutes.

Les points jauges sont placés sur des sites d'études en vue d'évaluer la montée de l'eau ainsi l'image de la figure 35(c) montre les points jauges sur les sites d'intérêt. Nous avons utilisé Grapher pour modéliser la hauteur d'eau maximale (η) en mètres à l'aide du fichier OUT_TIME_STORIES, calculé par le code numérique NAMI DANCE.

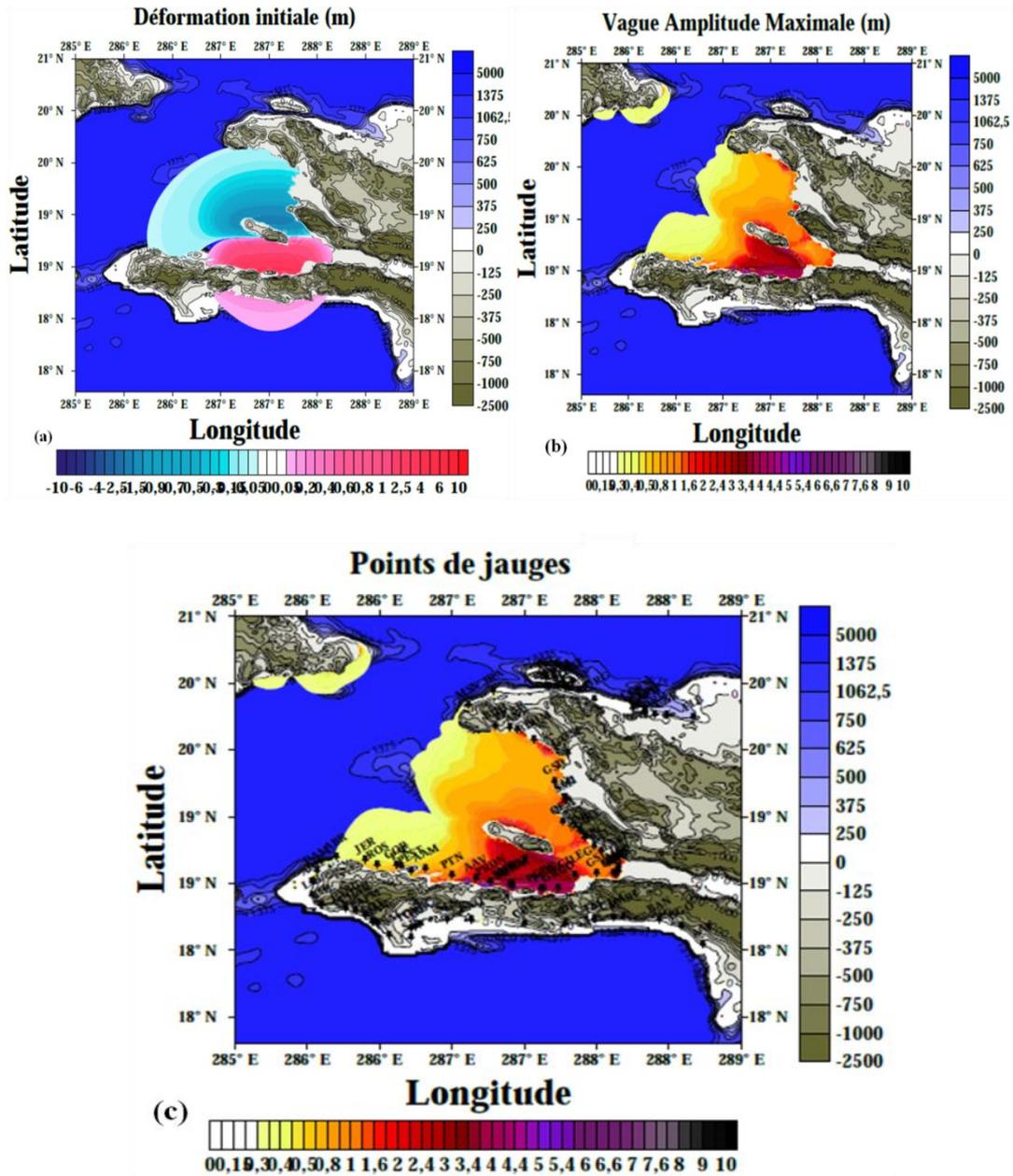
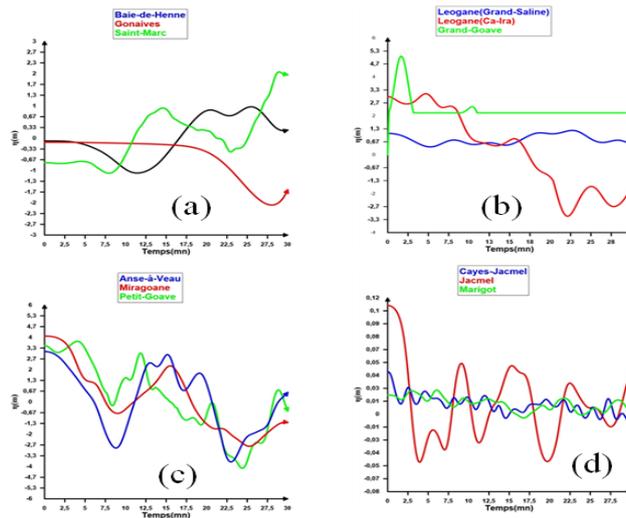


Figure 35 : La figure 35 montre (a) la déformation initiale de la source sismique, (b) la hauteur maximale des vagues, (c) les points jauges en noir pour la mesure de la hauteur maximale des vagues pour la source du 12 Janvier 2010.

Les courbes du graphique 7(b) montrent les hauteurs d'eau maximales pour des sites situés à proximité de l'épicentre du séisme 12 Janvier 2010. Nous pouvons lire des hauteurs d'eau maximales de 5 m, 3 m, 1 m pour les localités Ca-Ira, Grand-Saline et la commune de Grand-Goâve. Ces valeurs sont en corrélation avec les valeurs que nous avons pu évaluer sur l'image de la figure 26(b).



Graphique 7 : Les graphiques 6 (a), 6 (b), 6 (c) et 6 (d) montrent les alternances des amplitudes des vagues en fonction du temps d'arrivée pour les municipalités : Léogane, Grand-Goâve, Petit-Goâve, Baie-de-Henne, Gonaives, Saint-Marc, Miragoâne, Anse-à-Veau, Marigot, Cayes-Jacmel et Jacmel.

6.3.2 Source tectonique WEF (Western Enriquillo Fault)

Comme nous avons précisé en introduction, l'un de nos objectifs a été la construction d'un catalogue de scénario sismique tsunamigène. La faille Enriquillo Planten qui traverse la République d'Haïti a le potentiel de générer de tsunami sur le segment d'ouest d'Hispaniola. De ce fait la source tectonique WEF aurait eu un potentiel tsunamigène selon les simulations réalisées avec les modèles numériques utilisés dans ces travaux de recherche. La source sismique du 12 janvier a esquissé le comportement du segment d'ouest de cette faille. La figure 36 et les graphiques 8 suivants sont les résultats du code numérique NAMI DANCE pour une grille de résolution 900 m couvrant la République d'Haïti. La hauteur d'eau maximale est en moyenne de 70 cm pour les sites dont les courbes sont tracées sur les graphiques 8(a), 8(b) et 8(c).

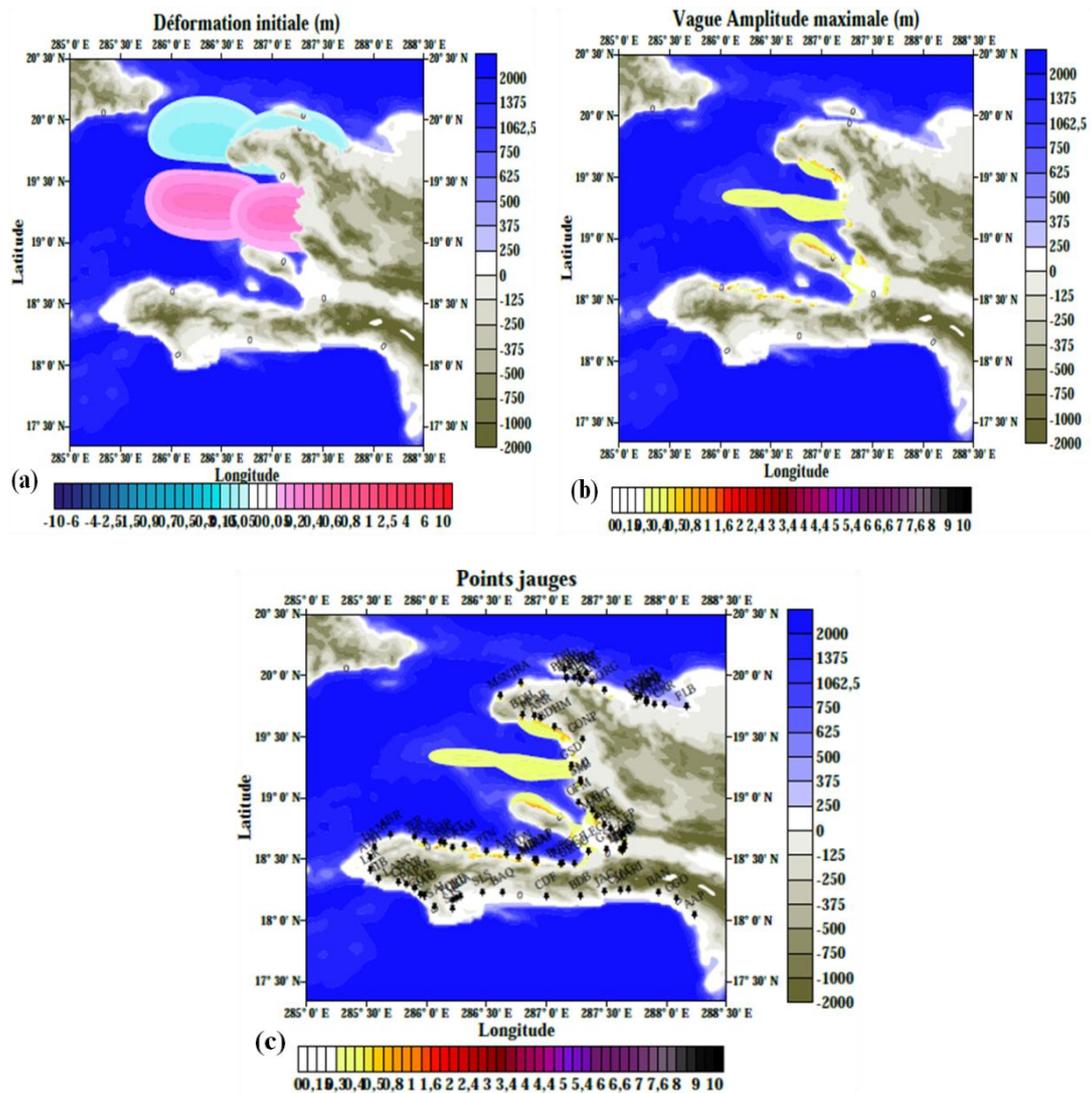
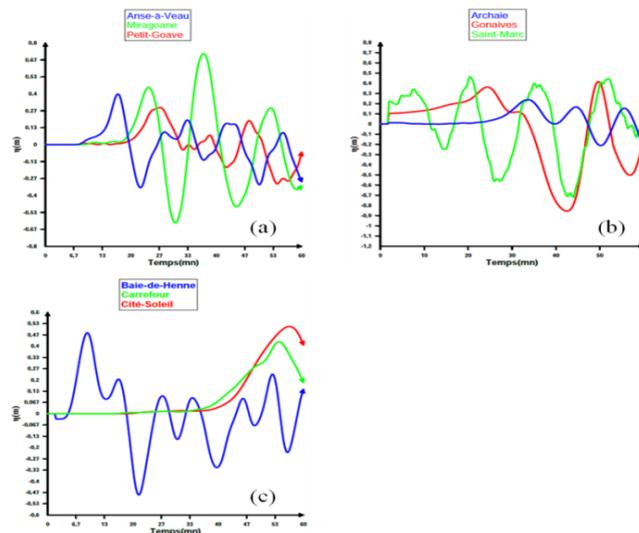


Figure 36 : La figure 36 montre, (a) la déformation initiale de la source sismique, (b) la hauteur maximale des vagues, (c) les points jauge en noir pour la mesure de la hauteur maximale des vagues pour la source du 12 janvier 2010.



Graphique 8 : Les graphiques 8 (a), 8 (b) et 8 (c) montrent les oscillations de l'amplitude des vagues en fonction du temps d'arrivée pour les municipalités : Cap-Haitien, Latortue, Saint-Louis-du-Nord, Port-de-Paix, Borgne, Caracol, Fort-Liberté, Miragoane, Carrefour, Cité-Soleil, Anse-Rouge, Mole Saint-Nicolas, Jean-Rabel.

6.3.3 Source sismique tsunamigène qui représente une menace pour le grand Nord de la République d'Haïti : scénario du 7 mai 1842

Comme nous l'avons signalé en introduction, le séisme du 7 mai 1842 a été une catastrophe pour la République d'Haïti. Il a généré aussi un tsunami tout aussi destructeur qui a tué plus de trois cents personnes. Cet événement sismique tsunamigène est l'un des tsunamis les plus documentés dans l'histoire des tsunamis dans la Caraïbe. Sachant que depuis ce dernier séisme, la faille Septentrionale a une sismicité très inactive, ce comportement sismique inquiète tous les scientifiques qui surveillent l'activité de cette faille. Le groupe de travail organisé par la Banque Mondiale et l'UNESCO pour évaluer le risque tsunami sur la ville du Cap Haïtien et Santo Domingo, a eu un manque de données de qualité pour la mise au point de l'évaluation. Les auteurs de certains articles ont conclu que la source 1842 ne représente pas un danger imminent en termes de risque tsunami pour la République d'Haïti. Nous avons utilisé une technique de combinaison de sources sismiques unites à partir de la plate-forme ComMIT. La disponibilité de données bathymétriques de bonne qualité pour cette zone, issue de sources de campagnes privées, nous a permis de réaliser la modélisation de ce scénario. Ainsi nous présentons les résultats du code de calcul numérique NAMI DANCE pour la source du 7 mai 1842. Les figures 37(a), 37(b) et 37(c) montrent la déformation initiale calculée par le code NAMI DANCE, hauteur maximale d'eau calculée par NAMI DANCE et les points jauges servant à mesurer la hauteur des vagues. Les graphiques 9 (a), 9(b), 9(c) et 9(d) décrivent la variation des vagues de tsunami sur les points de jauges. Nous rappelons que nous avons un point jauge par commune le long du littoral de la République d'Haïti.

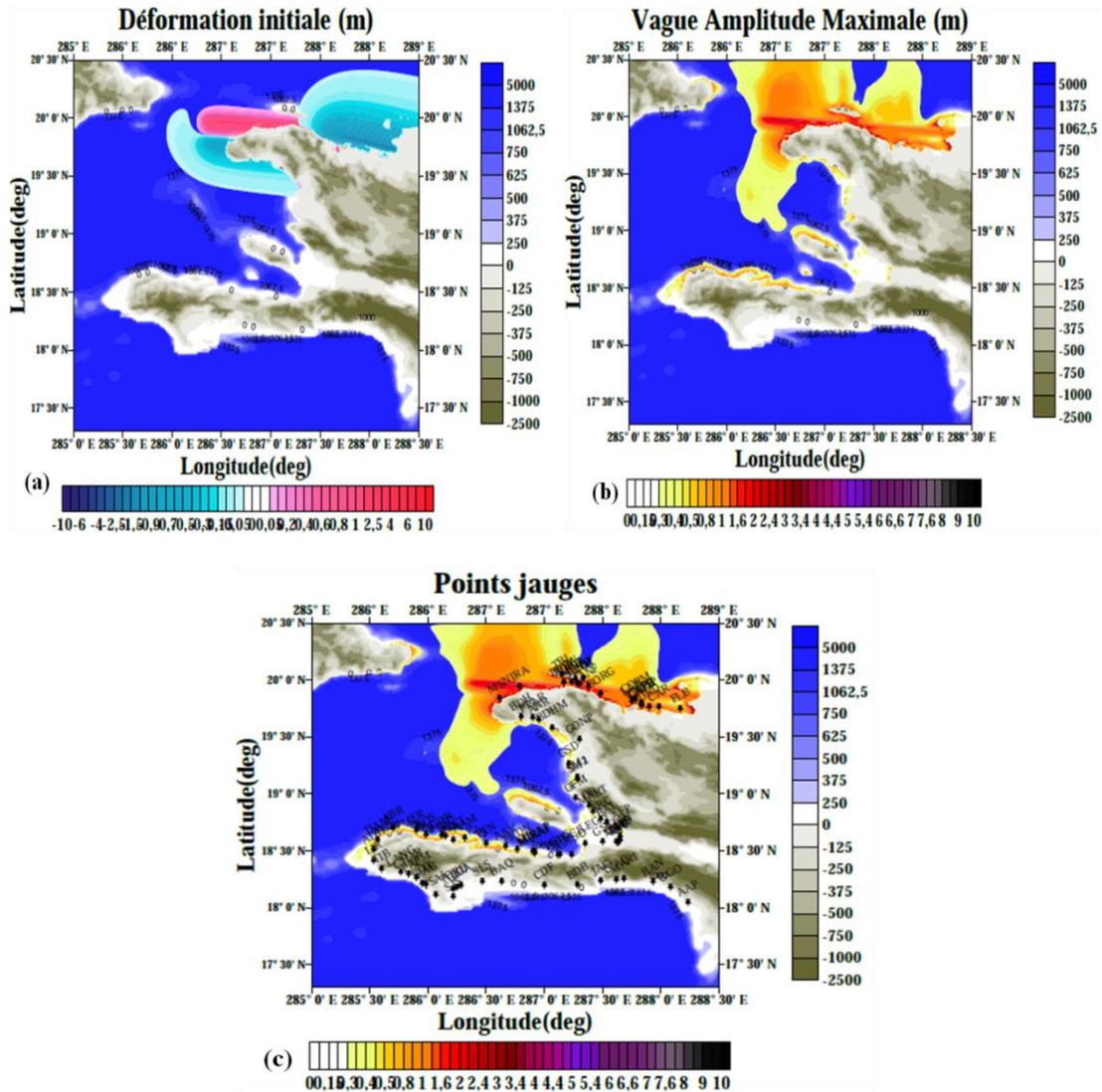
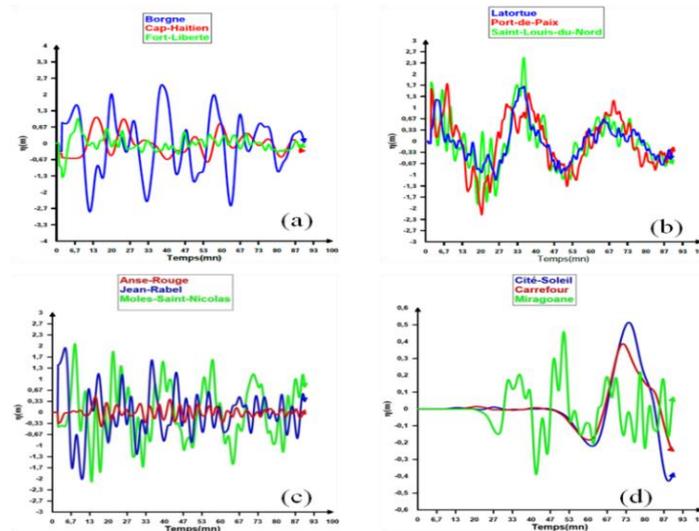


Figure 37 : La figure 37 montre (a) la déformation initiale de la source sismique, (b) la hauteur d'eau maximale des vagues, (c) les points de jauges pour la mesure de la hauteur maximale des vagues pour la source du 7 mai 1842.

Les données historiques ont mentionné qu'à Port-de-Paix la mer s'était éloignée plus de 100 m du rivage. Ensuite, elle est remontée à plus de 15 pieds au-dessus du sol. En effet les sorties que nous avons obtenues avec le modèle numérique NAMI DANCE, sont très proches des valeurs historiques. La hauteur d'eau maximale est environ 2 m pour les communes Port-de-Paix, Saint-louis du Nord et la Tortue qu'on peut évaluer sur le graphique 9(b). Les vagues de tsunami atteignent les zones côtières en moins de dix minutes pour les sites qui sont sur les zones limitrophes de l'épicentre .



Graphique 9 : Les graphiques 9 (a), 9(b), 9(c) et 9(d) montrent les alternances de l'amplitude des vagues en fonction du temps pour les municipalités : Cap-Haitien, Latortue, Saint-Louis-du-Nord, Port-de-Paix, Borgne, Caracol, Fort-Liberté, Miragoane, Carrefour, Cité-Soleil, Anse-Rouge, Moles-Saint-Nicolas, Jean-Rabel.

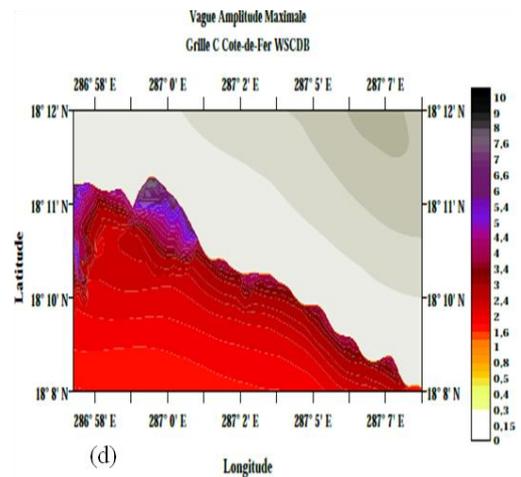
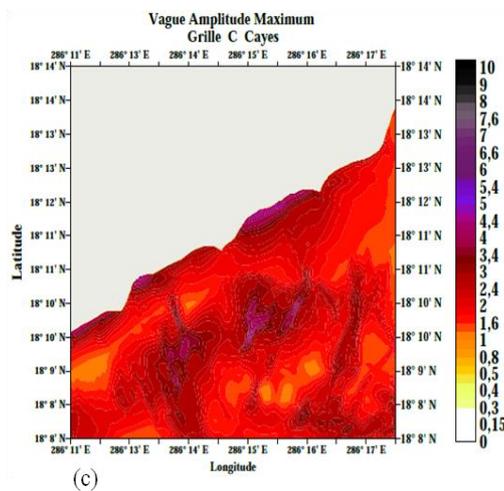
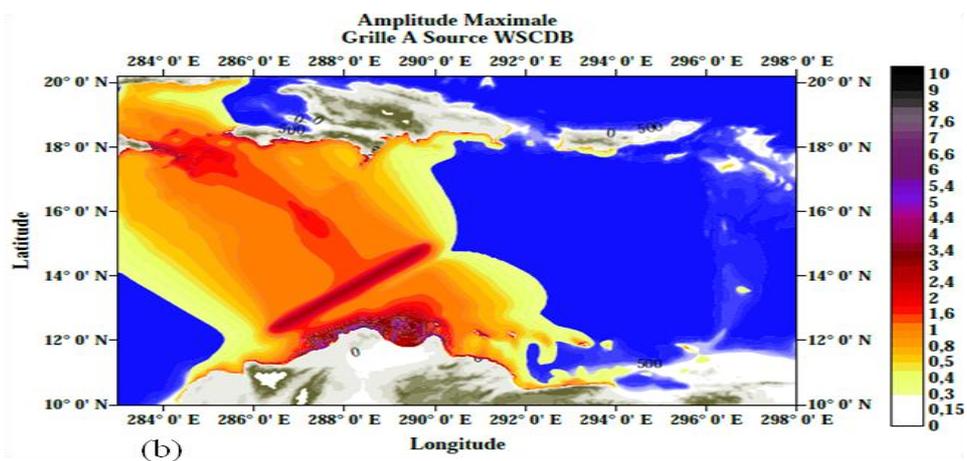
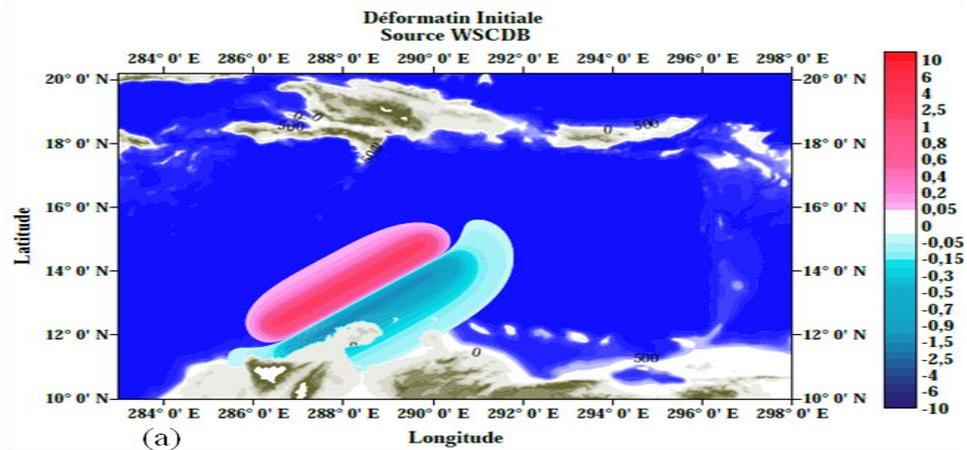
6.3.4 Sources tectoniques proposées par la réunion du groupe de travail de la commission océanique intergouvernementale (IOC)

Le groupe de travail de l'IOC propose un ensemble de sources tectoniques qui sont capables de générer des tsunamis dans la Caraïbe. L'un des objectifs de la thèse étant de produire un catalogue de scénarios sismiques tsunamigènes pour la République d'Haïti, nous avons réalisé des simulations avec toutes les sources proposées par ce groupe de travail, afin d'évaluer celles qui peuvent impacter la République d'Haïti. Les sources tectoniques sont ainsi nommées suivant leur position sur la ceinture de déformation du sud des Caraïbes : Western South Caribbean Deformation Belt (WSCDB), Full South Caribbean Deformation Belt (FSCDB) et South Caribbean Deform Belt (SCDB).

6.3.4.1 Résultats de la source tectonique Western South Caribbean Deformation Belt (WSCDB)

La source tectonique WSCDB est un événement sismique qui a un potentiel maximal pour générer un tsunami sur la cote Sud de la république d'Haïti. La figure 38 et le graphique 10 montrent les résultats de simulations de NAMI DANCE pour la source tectonique WSCDB. La hauteur des vagues pour les différentes municipalités Jacmel, Grand-Gosier, Cayes, Marigot, Saint-Louis-du-Sud, Aquin, Anse-à-Pitre, Belle-Anse, Cote-de-Fer, Port-

Salut évalue à 5.69 m, 4.8 m, 4.87 m, 5.75 m, 10.8 m, 7.8 m, 5.23 m, 4.12 m, 5.23 m, 8.23, 4.7 m respectivement. Les premières vagues de ce tsunami peuvent atteindre les cotes de la péninsule Sud de la République d'Haïti 60 minutes après le déclenchement du séisme.



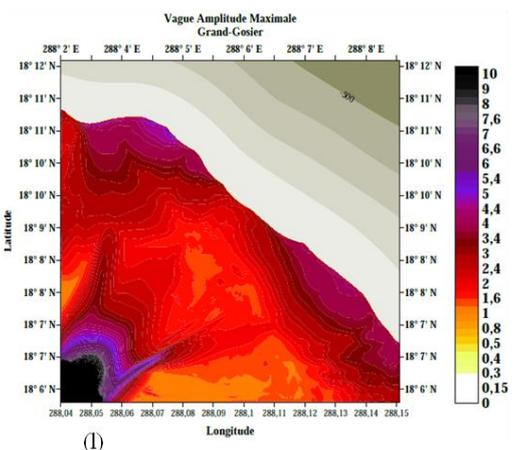
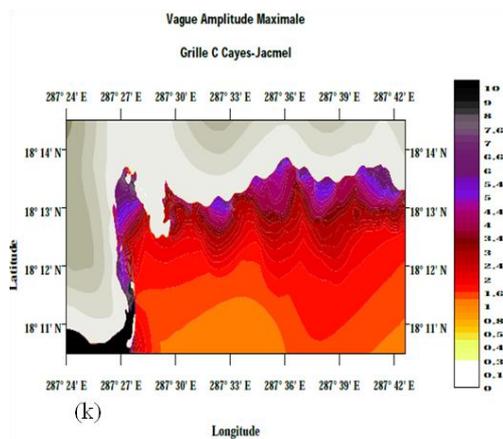
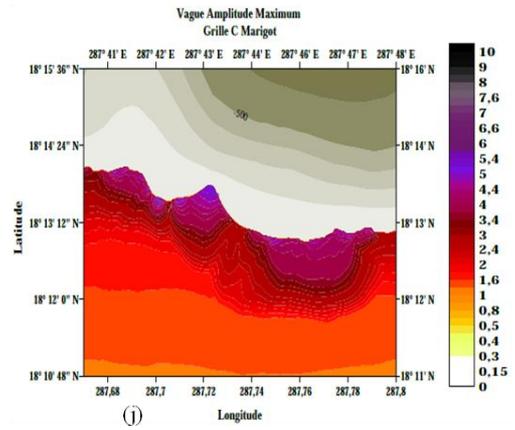
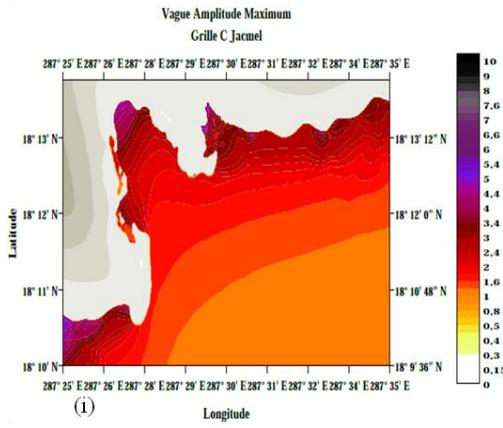
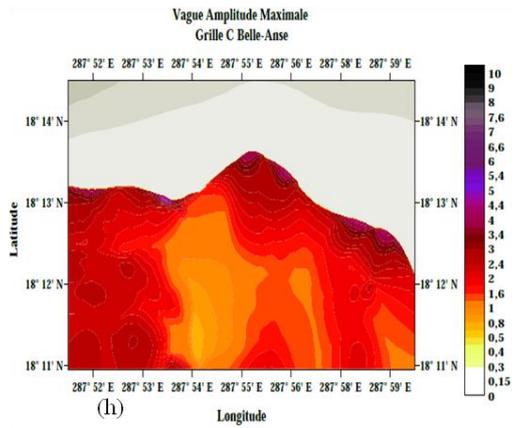
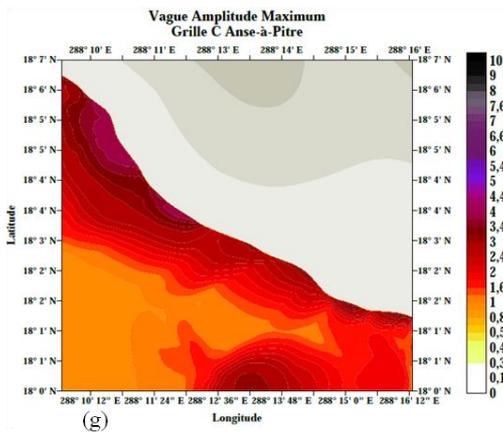
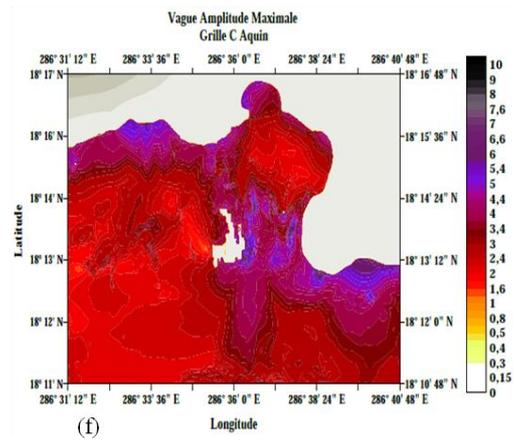
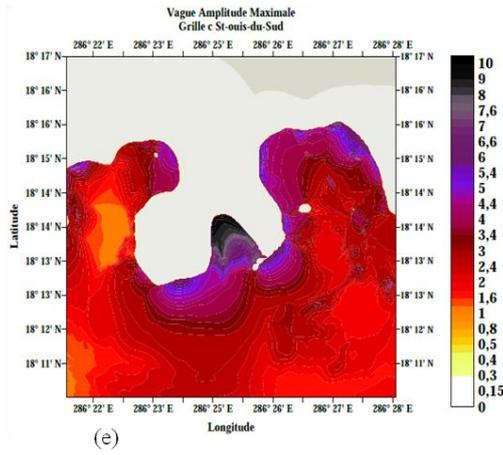
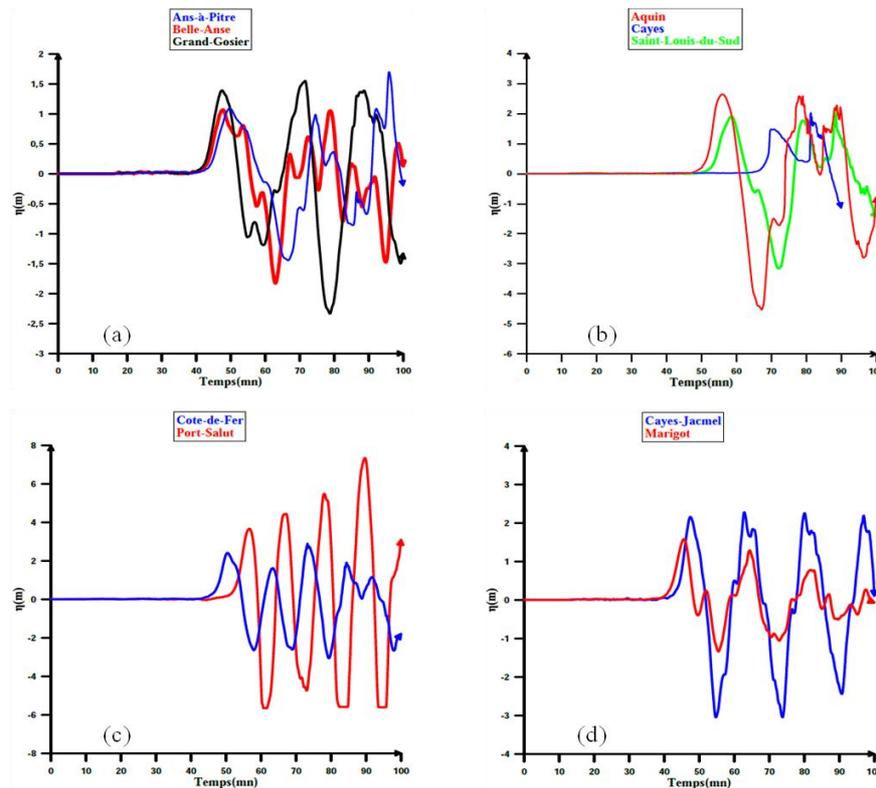


Figure 38 : La figure 38 montre (a) la déformation initiale de la source sismique, (b) amplitude maximale des vagues du plus large domaine, (c) vague amplitude maximale Cayes (d) vague amplitude maximale Cote-de-Fer, (e) vague amplitude maximale Saint-Louis, (f) vague amplitude maximale Aquin, (g) vague amplitude maximale Anse-à-Pitre, (h) vague amplitude maximale Belle-Anse, (i) vague amplitude maximale Jacmel, (j) vague amplitude maximale Marigot, (k) vague amplitude maximale Cayes-Jacmel, (l) vague amplitude maximale Grand-Gosier pour la source WSCDB.

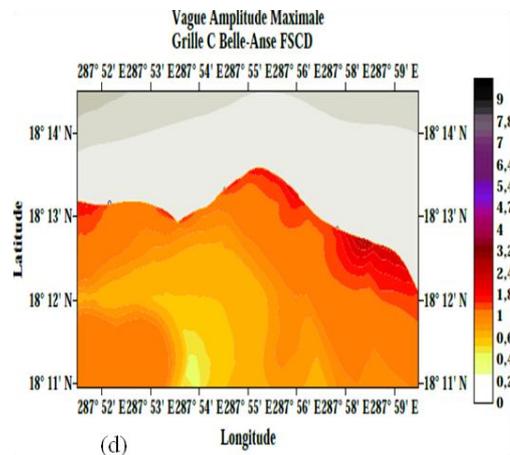
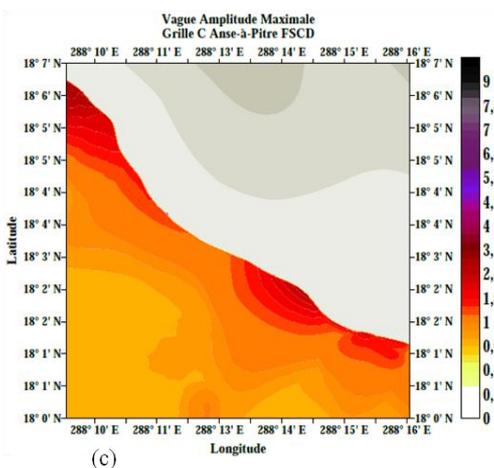
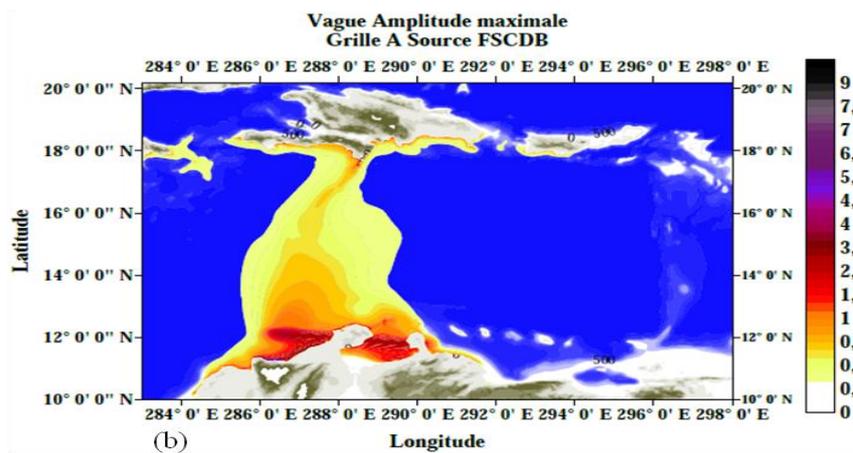
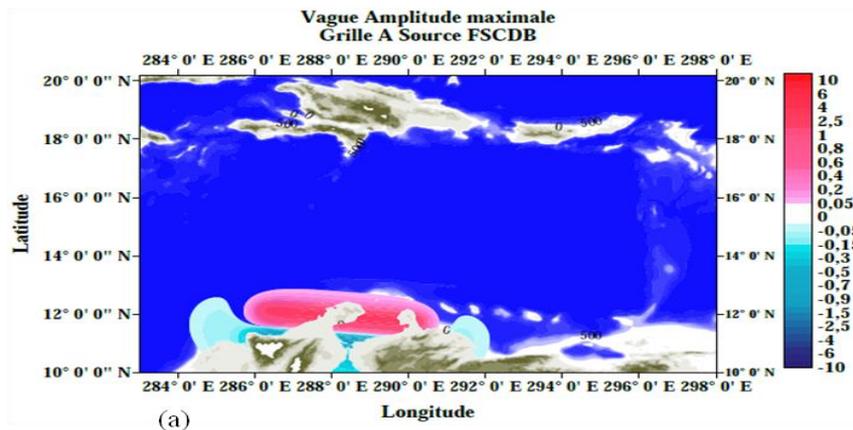


Graphique 10 : Les graphiques 10(a), 10(b), 10(c) et 10(d) montrent les oscillations de l'amplitudes des vagues en fonction du temps d'arrivée pour les municipalités : Aquin, Anse-à-Pitre, Belle-Anse, Marigot, Cayes-Jacmel, Port-Salut, Grand-Gosier, Cote-de-Fer et Saint-Louis-du-Sud.

6.3.4.2 Résultats de la source tectonique FSCDB

La source tectonique FSCDB de par sa position au niveau de la zone de subduction des plaques Caraïbes et Sud Américaines représente un risque potentiel pour la péninsule Sud de la République d'Haïti. L'énergie de la vague d'un tsunami se propage perpendiculairement par rapport au plan de la faille, de ce fait il y aurait beaucoup plus de vagues importantes sur le littoral Sud la République d'Haïti. La figure 39 et le graphique 12 montrent les résultats de simulations de NAMI DANCE pour la source tectonique FSCDB. La hauteur des vagues pour

les différentes municipalités Jacmel, Grand-Gosier, Cayes, Marigot, Saint-Louis-du-Sud, Aquin, Anse-à-Pitre, Belle-Anse, Cote-de-Fer, Port-Salut et Ile-à-Vache évaluée à 4.3 m, 3.32 m, 1.15 m, 5.75 m, 6.12 m, 2.4 m, 3.10 m, 2.7 m, 3.05 m, 1.34 m et 3.8 m respectivement. L'heure d'arrivée des premières vagues du tsunami est environ 60 minutes pour les municipalités situées au sud de la péninsule Sud de la République d'Haïti, et plus de 100 minutes pour celles au nord de celle-ci.



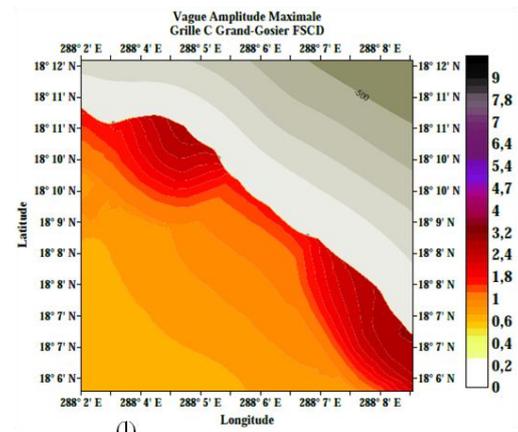
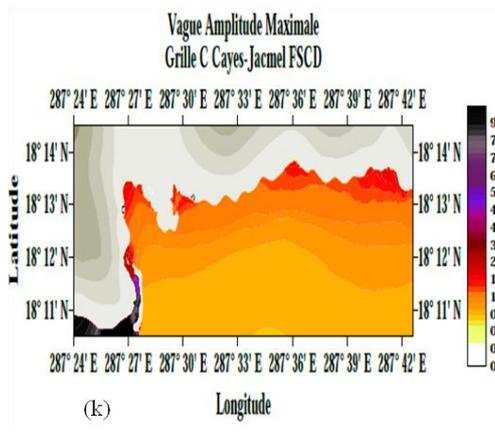
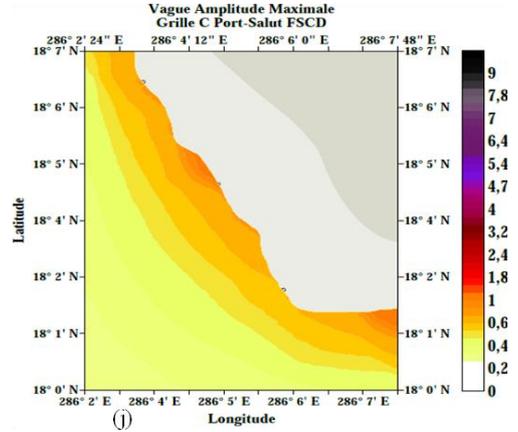
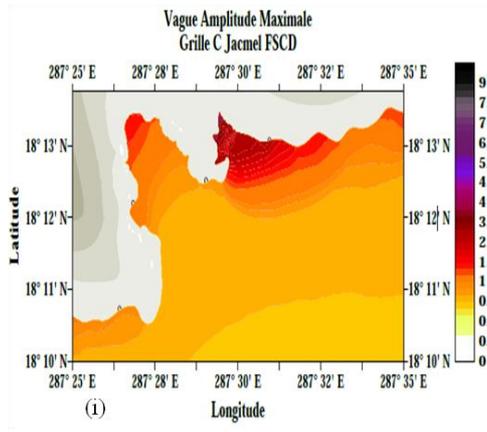
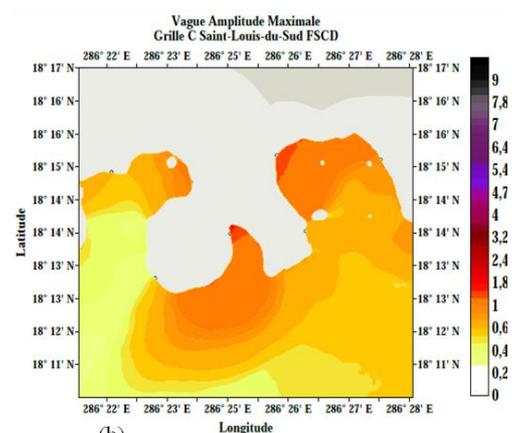
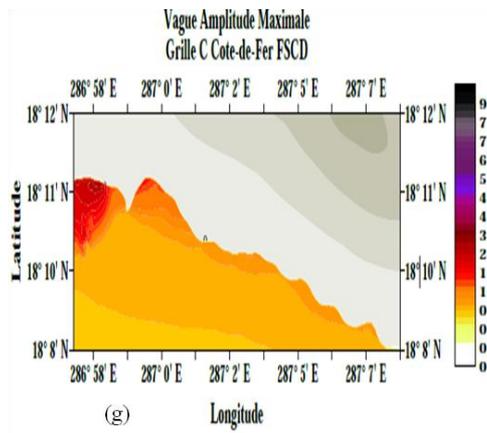
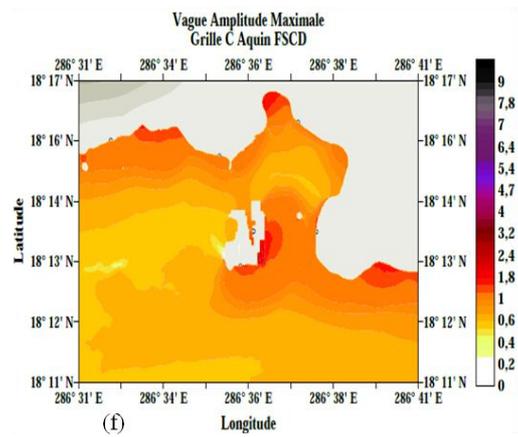
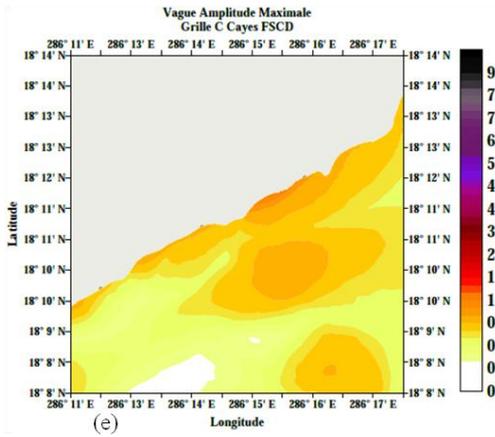
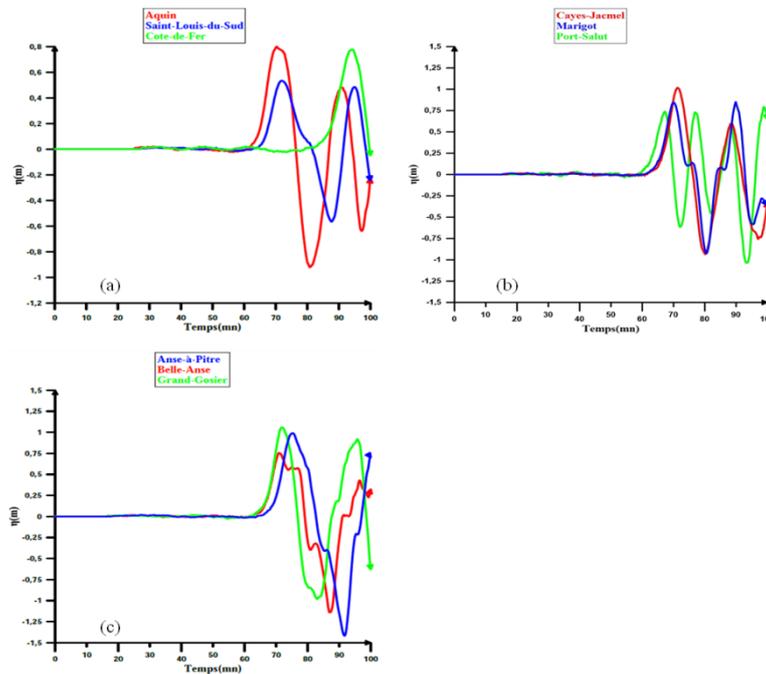


Figure 39 : La figure 39 montre (a) la déformation initiale de la source sismique, (b) amplitude maximale des vagues du plus large domaine, (c) vague amplitude maximale Anse-à-Pitre (d) vague amplitude maximale Belle-Anse, (e) vague amplitude maximale Cayes, (f) vague amplitude maximale Aquin, (g) vague amplitude maximale Cote-de-Fer, (h) vague amplitude maximale Saint-Louis-Sud, (i) vague amplitude maximale Jacmel, (j) vague amplitude maximale Port-Salut, (k) vague amplitude maximale Cayes-Jacmel, (l) vague amplitude maximale Grand-Gosier pour la source FSCDB.

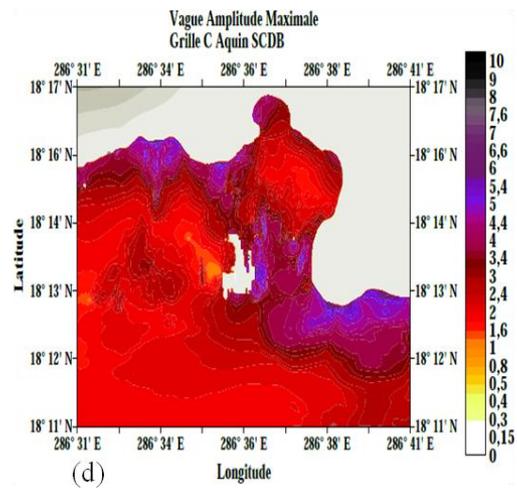
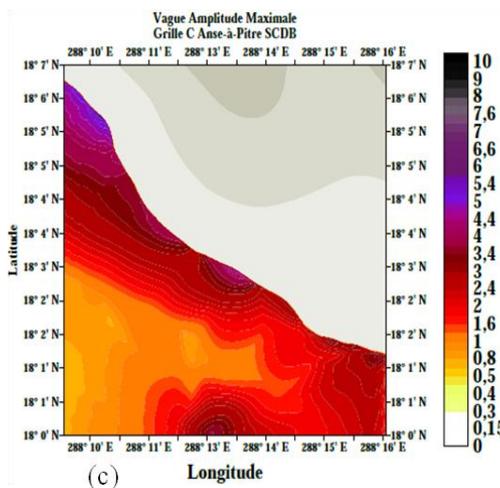
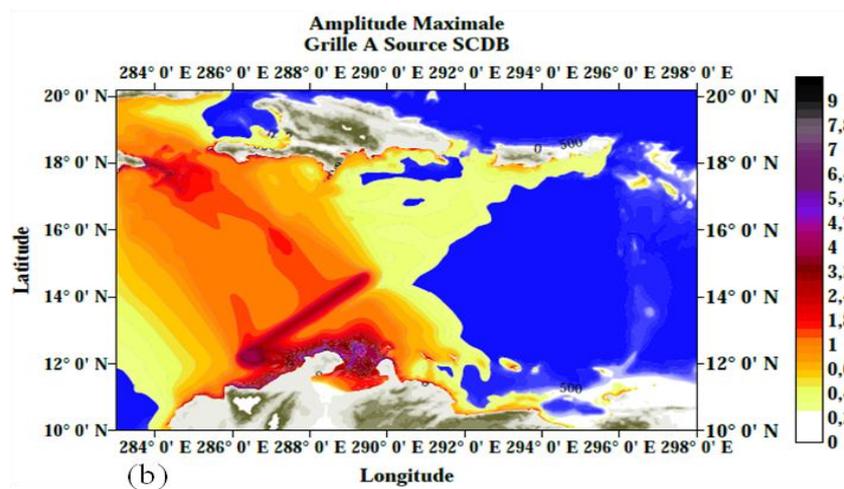
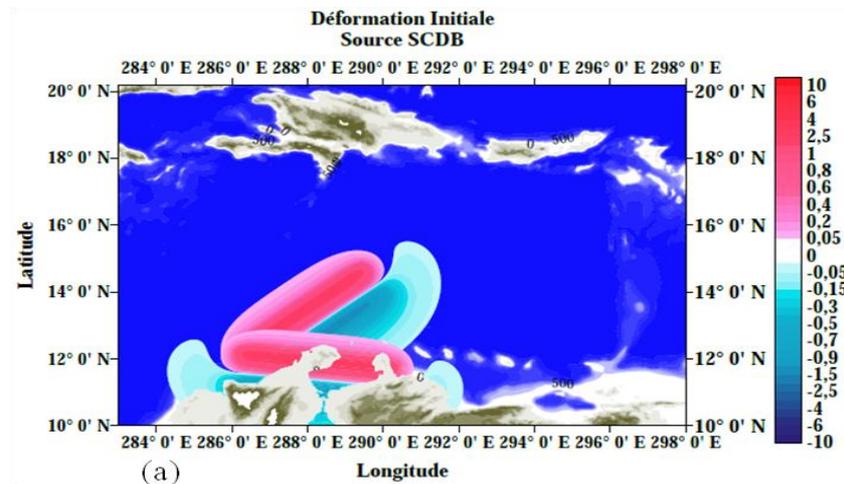


Graphique 11 : Les graphiques 11(a), 11(b), 11 (c) et 11(d) montrent les fluctuations de l'amplitude des vagues en fonction du temps d'arrivée pour les municipalités : Aquin, Anse-à-Pitre, Belle-Anse, Grand-Gosier, Cayes, Cote-de-Fer, Marigot, Port-Salut et Saint-Louis-du-Sud.

6.3.4.3 Résultats de la source tectonique SCDB

Les études géologiques au niveau de la marge caribéenne montreront qu'il paraît quasiment impossible pour qu'un seul segment de cette source tectonique génère un séisme. Il y eut toujours une combinaison entre les sources tectoniques FSCDB et WSCDB. Donc nous avons simulé les deux sources tectoniques ensemble sous le nom de la source tectonique SCDB. La figure 40 et le graphique 12 montrent les résultats de simulations de NAMI DANCE pour la source tectonique SCDB. La hauteur des vagues pour les différentes municipalités Jacmel, Grand-Gosier, Cayes, Marigot, Saint-Louis-du-Sud, Aquin, Anse-à-Pitre, Belle-Anse, Cote-de-Fer, Port-Salut évaluée à 5.26 m, 6.41 m, 5.04 m, 5.3 m, 8.35 m,

6.64, 5.83 m, 5.04 m, 5.6 m, 8.23 m respectivement. Les graphiques 12(a), 12(b), 12(c) et 12(d) dessinent l'évolution de l'amplitude maximale des vagues pour nos sites d'étude. L'heure de l'arrivée des premières vagues de tsunami est en moyenne de 50 à 80 minutes évaluée à partir des jauges pour les sites étudiés.



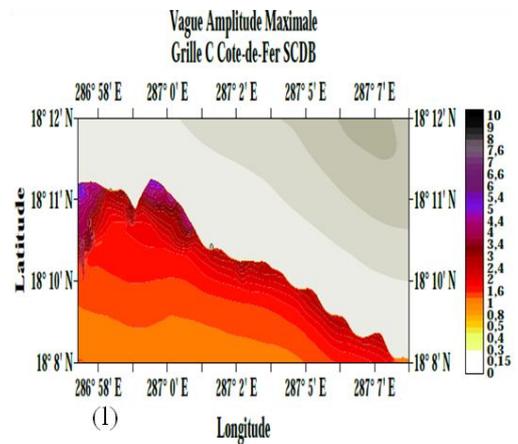
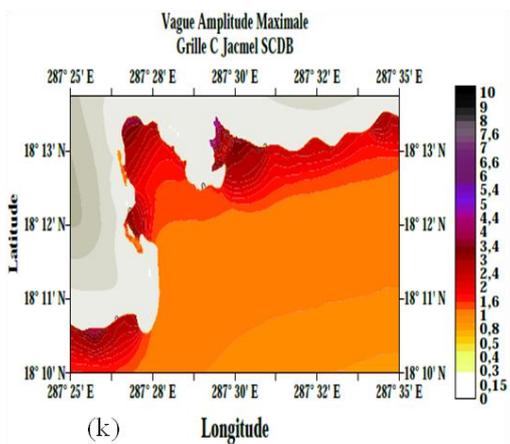
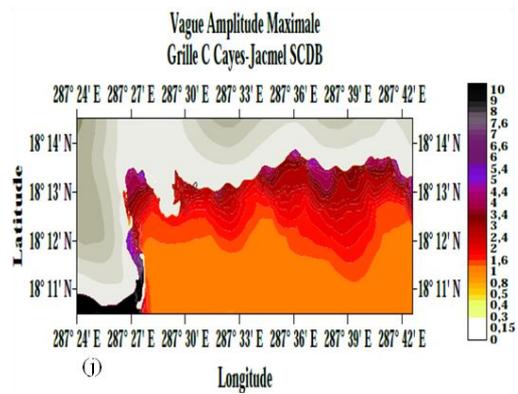
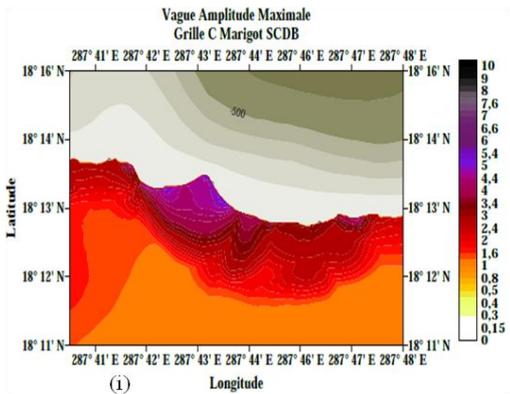
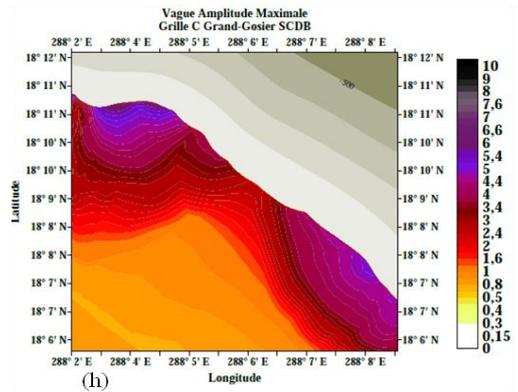
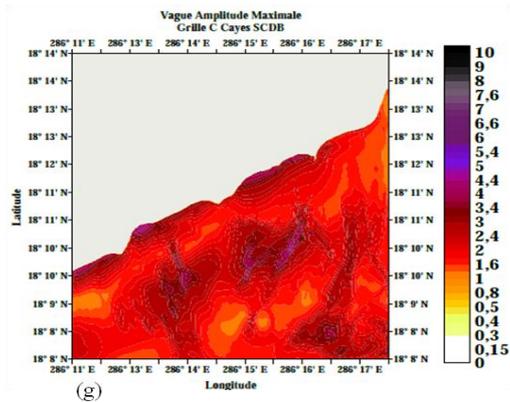
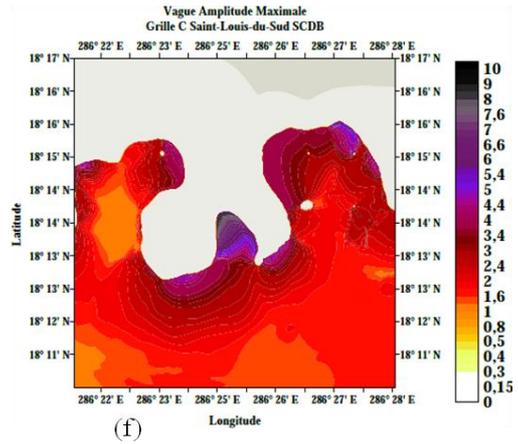
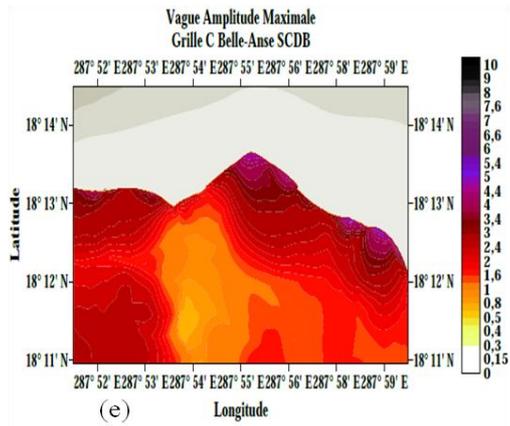
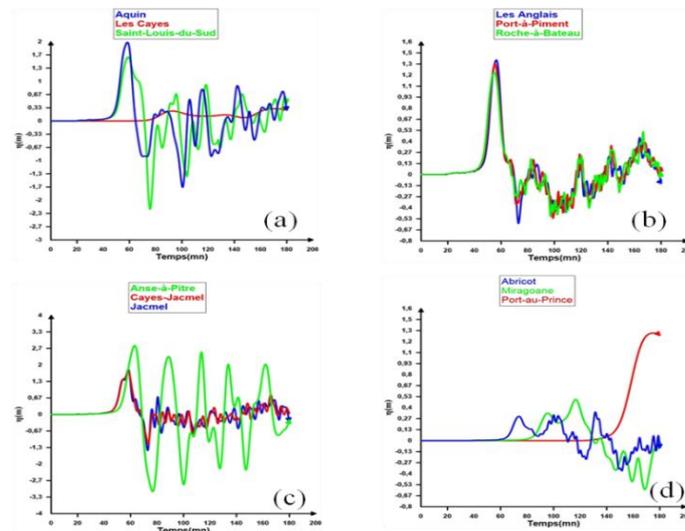


Figure 40 : La figure 40 montre (a) la déformation initiale de la source sismique, (b) amplitude maximale des vagues du plus large domaine, (c) vague amplitude maximale Anse-à-Pitre, (d) vague amplitude maximale Aquin, (e) vague amplitude maximale Belle-Anse, (f) vague amplitude maximale Saint-Louis-du-Sud, (g) vague amplitude maximale Cayes, (h) vague amplitude maximale Grand-Gosier, (i) vague amplitude maximale Marigot, (j) vague amplitude maximale Cayes-Jacmel, (k) vague amplitude maximale Jacmel, (l) vague amplitude maximale Côte-de-Fer pour la source tectonique SCDB.



Graphique 12 : Les graphiques 12(a), 12(b), 12(c) et 12(d) montrent les oscillations de l'amplitude des vagues en fonction du temps d'arrivée pour les municipalités : Aquin, Anse-à-Pitre, Belle-Anse, Grand-Gosier, Les Cayes, Abricot, Jérémie, Tiburon, Les Anglais, Port-à-Piment, Roche-à-Bateau et Saint-Louis-du-Sud.

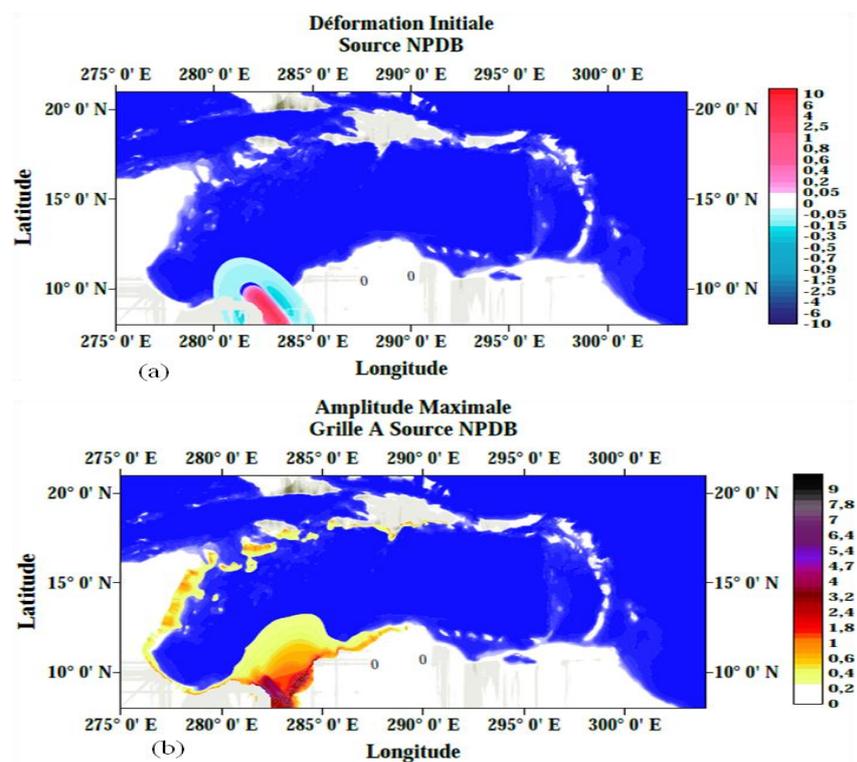
6.3.5 Sources tectoniques proposées par la réunion du groupe d'experts à Santo Domingo qui représentent une menace pour l'Hispaniola

Le séisme du 12 janvier a été comme une sonnette d'alarme pour toute la région caribéenne. Dans cette même optique la réunion d'un groupe d'experts a eu lieu à Santo Domingo les 6-7 mai 2016 en vue d'analyser les sources tectoniques ou non qui représentent une menace en matière de tsunamis sur la partie Sud de la république Dominicaine. Un ensemble de sources tectoniques est proposé lors de la réunion de groupe avec l'appui de l'UE, UNDP, UNESCO en République Dominicaine. Sachant qu'Hispaniola est divisée en deux Républiques, à l'est la République Dominicaine et à l'Ouest la République d'Haïti, une menace naturelle en République Dominicaine influence directement la République d'Haïti. Nous avons réalisé des

simulations avec le code NAMI DANCE des sources proposées au sud de la Caraïbe par les experts lors des réunions de travail du 6-7 mai 2016 à Santo Domingo. De ce fait, nous avons utilisé les mêmes sources sismiques dans le but d'évaluer le potentiel risque qu'elles représentent pour la péninsule Sud de la République d'Haïti.

6.3.5.1 Source tectonique au Nord de la ceinture de déformation du Panama : Mw 8.5

Cette source tectonique est une variation de l'exercice CaribeWave 2015 dans lequel seul le segment d'est a utilisé comme source tectonique pour cet exercice pour la région caribéenne. Le segment d'est est caractérisé par une collision frontale complète du bloc du Panama dominant la plaque océanique des Caraïbes. Le mouvement de la plaque Sud-américaine et des plaque Caraïbes, Nazca et Cocos traduisent par des compressions et de glissement le long d'un segment de 243 km frappant vers le sud-est. Ce qui rend les côtes des territoires caribéens très vulnérables face à la menace que représente cet événement sismique, et en particulier la côte sud la République d'Haïti. La figure 41 et le graphique 13 montrent les résultats de simulations de NAMI DANCE pour la source tectonique WSCDB. La hauteur des vagues pour les différentes municipalités Cayes, Saint-Louis-du-Sud, Aquin et Port-Salut évalué à 0.7 m, 1.10 m, 1.4 m, 1.1 m respectivement. La hauteur d'eau maximale est évaluée à 1 m en moyenne sur les sites situés sur la péninsule Sud de la République d'Haïti. Le temps de l'arrivée des premières ondes de tsunami est environ 120 minutes après la génération du séisme.



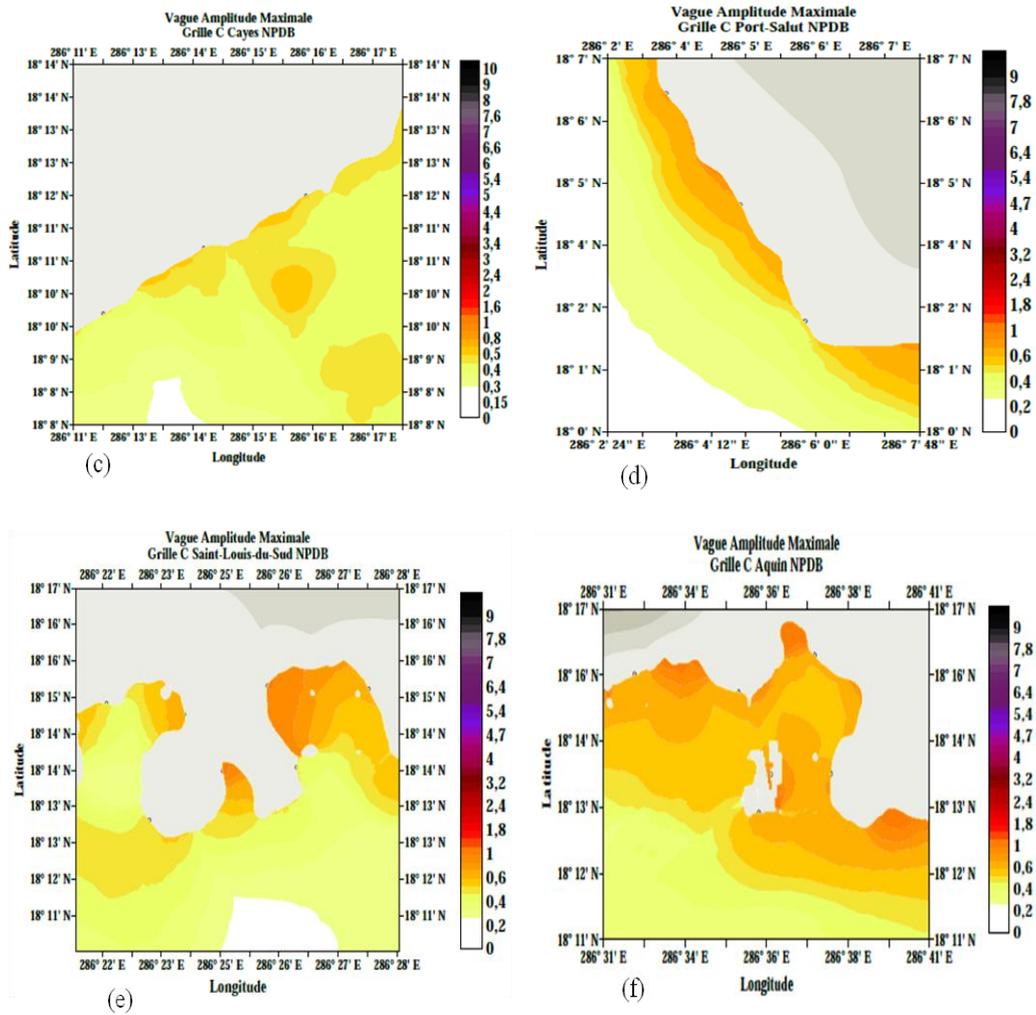
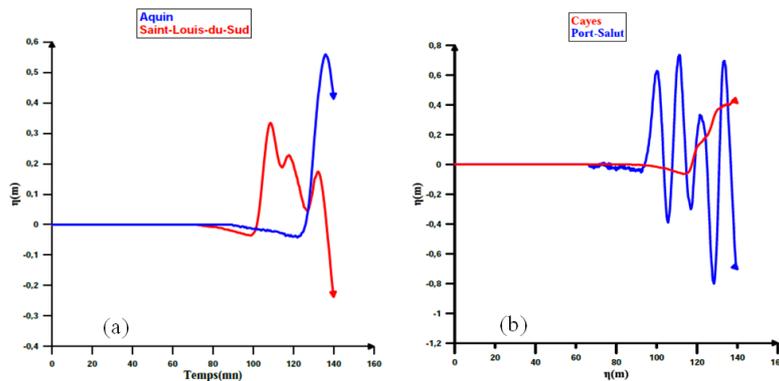


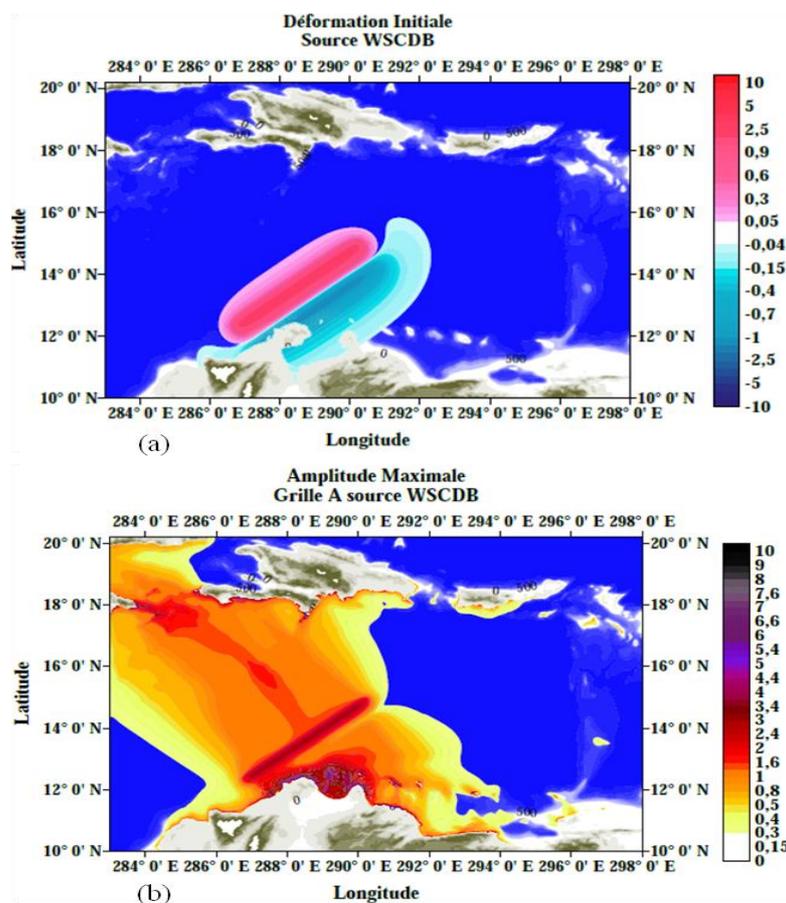
Figure 41 : La figure 41 montre (a) la déformation initiale de la source sismique, (b) la hauteur maximale des vagues en grille A, (c) la hauteur des vagues en grille C Cayes, la hauteur des vagues en grille C Port-Salut, la hauteur des vagues en grille C Saint-Louis-du-Sud, la hauteur des vagues en grille C Aquin pour la source NPDB.

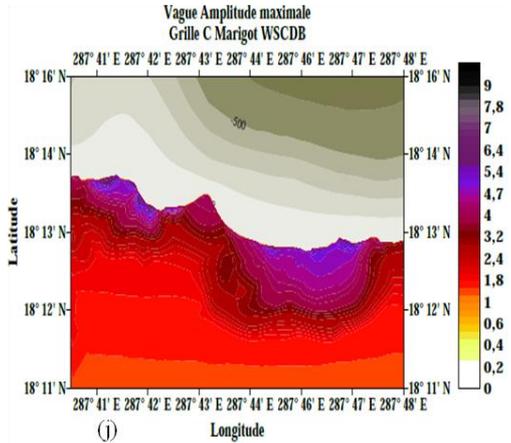
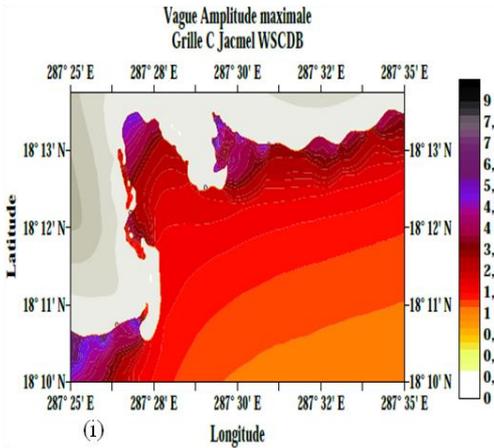
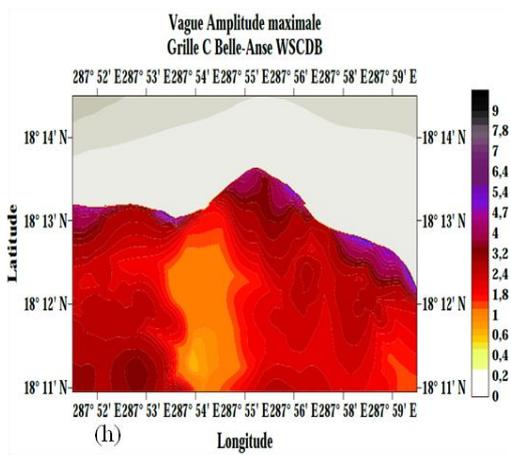
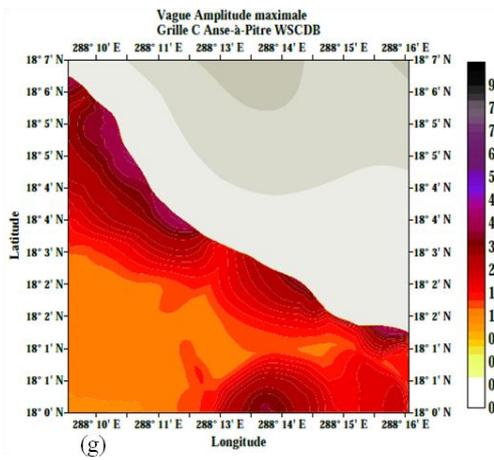
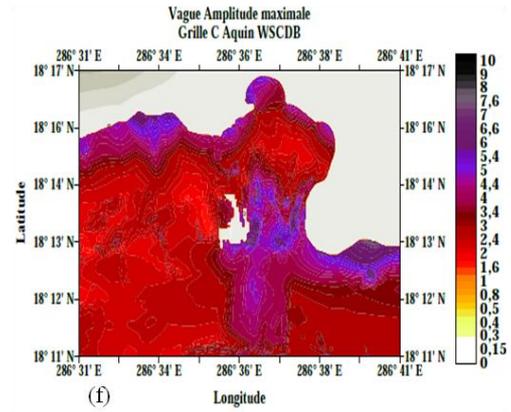
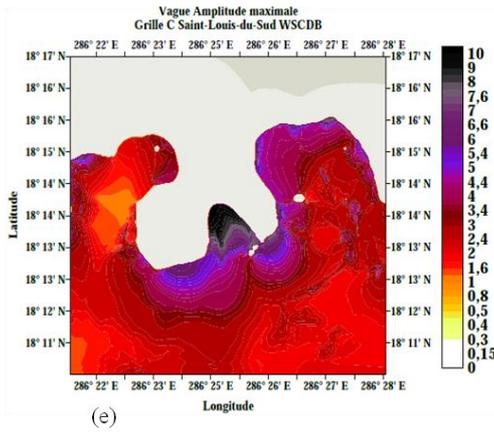
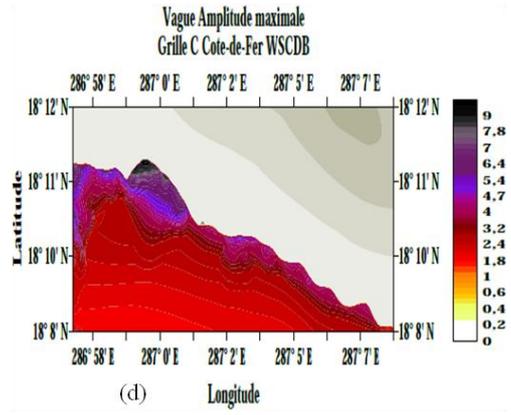
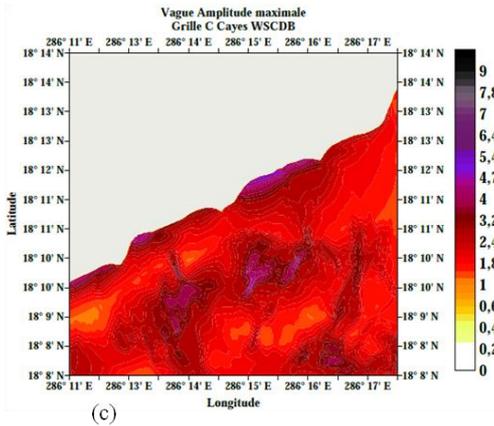


Graphique 13 : Les graphiques (a) et (b) modélisent les oscillations de l'amplitudes des vagues en fonction du temps pour les municipalités : Aquin, Cayes, Port-Salut et Saint-Louis-du-Sud.

6.3.5.2 Le segment ouest de la Ceinture de Déformation du Sud des Caraïbes (Western South Caribbean Deformation Belt) WSCDB : Mw 8.6

Des études géodynamiques récentes suggèrent qu'il y a un verrouillage considérable dans la section ouest de la SCDB. Bien que l'on ait trouvé des preuves sismiques et de paléotsunamis minimaux suggérant un risque important dans la région, le fait que le mouvement actuel de la plaque attire toute l'attention le long du front de déformation de 500 km de long NE-SW montre l'importance de l'étude géologique en vue d'atténuer ses menaces potentielles sur Hispaniola (IOC République Dominicaine 6-7 mai 2016). La figure 42 et le graphique 14 montrent les résultats de simulations de NAMI DANCE pour la source tectonique WSCDB. La hauteur des vagues pour les différentes municipalités Jacmel, Grand-Gosier, Cayes, Marigot, Saint-Louis-du-Sud, Aquin, Anse-à-Pitre, Belle-Anse, Cote-de-Fer et Port-Salut évaluée à 5.69 m, 4.8 m, 4.87 m, 5.75 m, 10.8 m, 7.8 m, 5.23 m, 4.12 m, 5.23 m, 8.23, 4.7 m respectivement. L'heure de l'arrivée des premières vagues de tsunami s'approche de 40 minutes, 50 minutes, 60 minutes et 80 minutes sur les sites d'étude répertoriés.





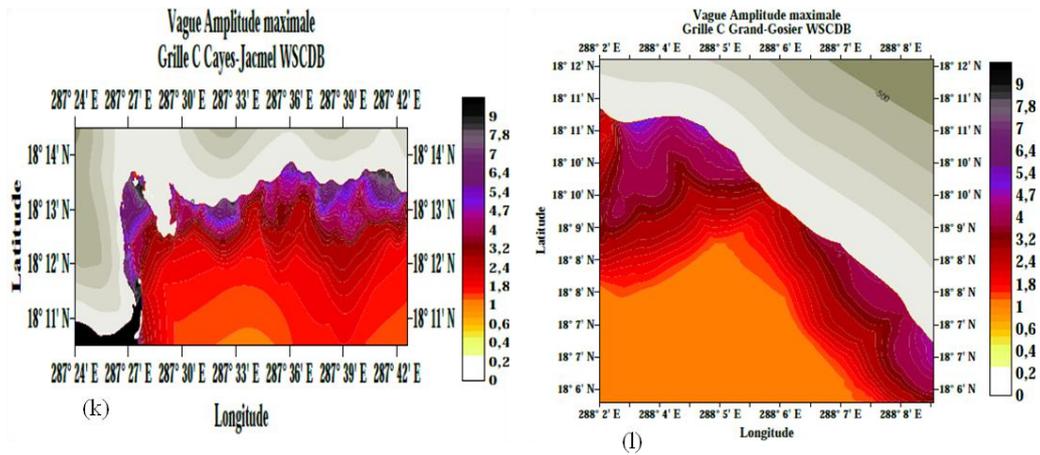
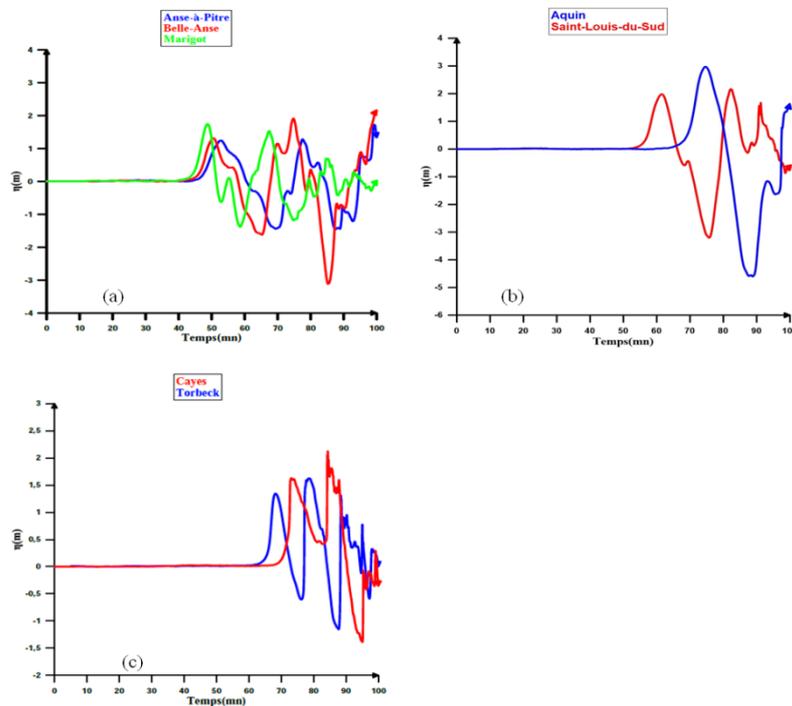


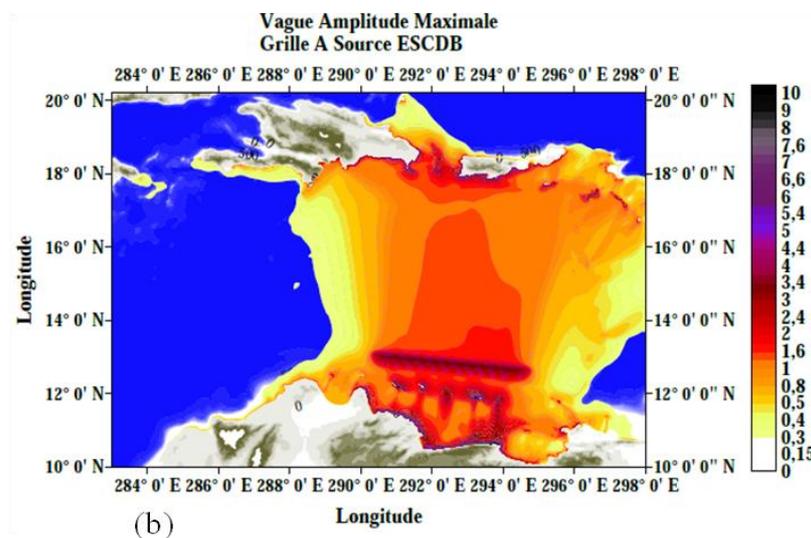
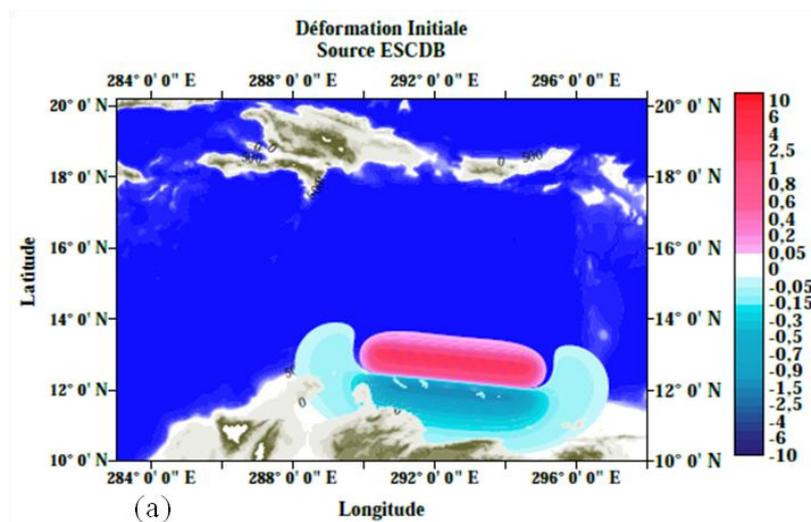
Figure 42 : La figure 42 montre (a) la déformation initiale de la source sismique, (b) amplitude maximale des vagues du plus large domaine, (c) vague amplitude maximale Cayes (d) vague amplitude maximale Cote-de-Fer, (e) vague amplitude maximale Saint-Louis, (f) vague amplitude maximale Aquin, (g) vague amplitude maximale Anse-à-Pitre, (h) vague amplitude maximale Belle-Anse, (i) vague amplitude maximale Jacmel, (j) vague amplitude maximale Marigot, (k) vague amplitude maximale Cayes-Jacmel, (l) vague amplitude maximale Grand-Gosier pour la source WSCDB.

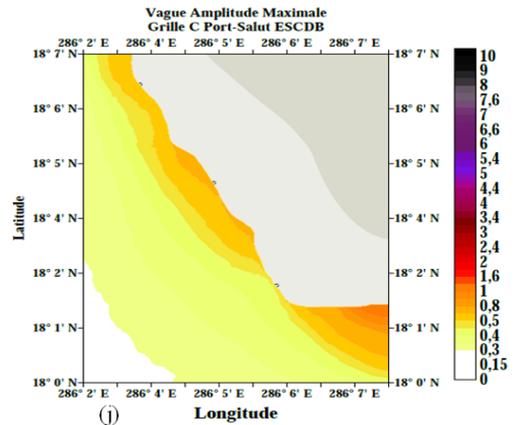
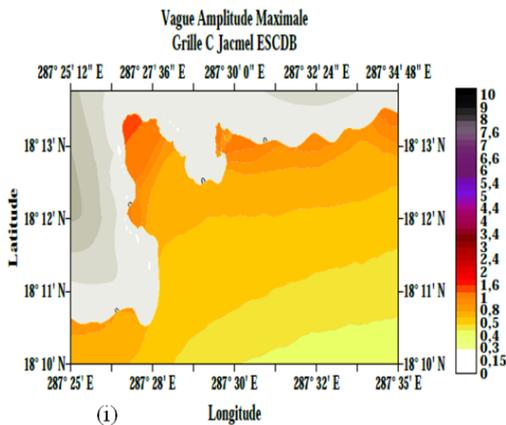
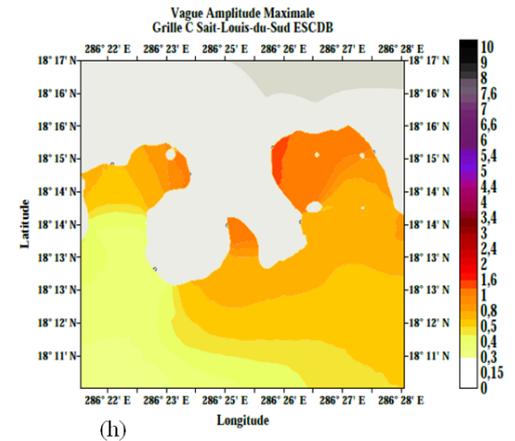
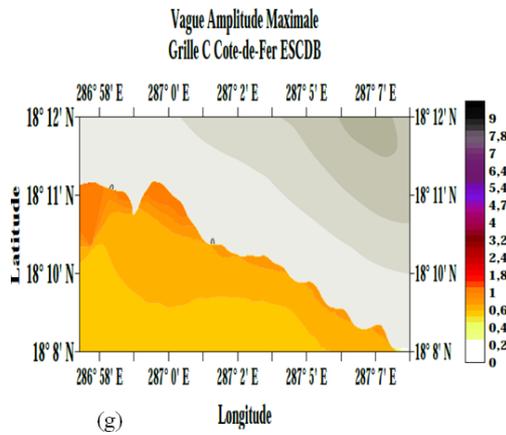
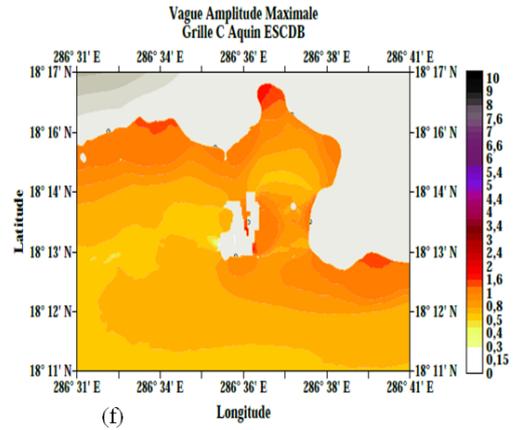
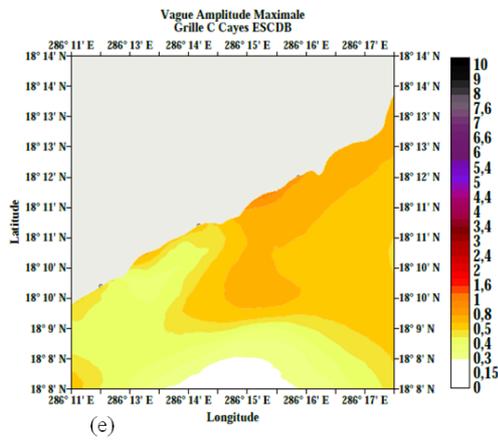
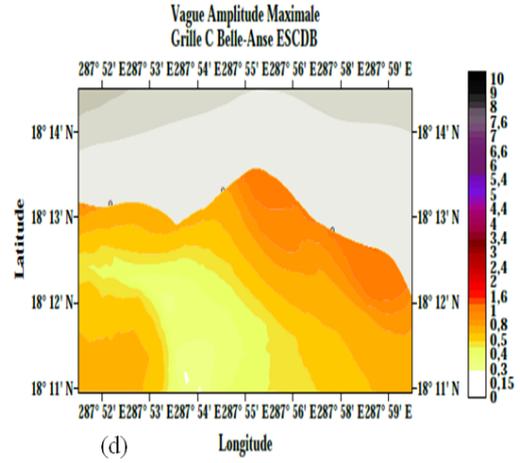
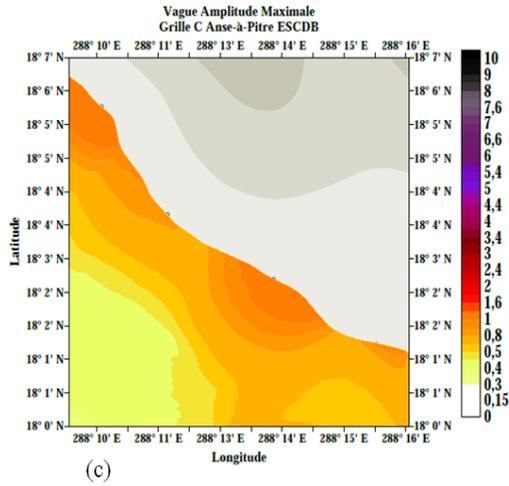


Graphique 14 : Les graphiques 14 (a), (b), et (c) montrent les fluctuations de l'amplitude des vagues en fonction du temps pour les municipalités : Aquin, Anse-à-Pitre, Belle-Anse, Marigot, Cayes, Torbeck, et Saint-Louis-du-Sud.

6.3.5.3 Ceinture de déformation sud-est des Caraïbes (Eastern South Caribbean Deform Belt) ESCDB

La source sismique du segment d'est de la ceinture déformation du sud des Caraïbes (ESCDB) ne représente pas une menace en matière de tsunami pour la péninsule Sud de la République d'Haïti. Nous avons simulé cette source tectonique en vue d'évaluer ses effets pour la côte sud de la République d'Haïti. La figure 42 et le graphique 14 montrent les résultats de simulations de NAMI DANCE pour la source tectonique WSCDB. La hauteur des vagues pour les différentes municipalités Jacmel, Grand-Gosier, Cayes, Marigot, Saint-Louis-du-Sud, Aquin, Anse-à-Pitre, Belle-Anse, Cote-de-Fer, Port-Salut et Ile-à-Vache évaluée à 4.3 m, 3.32 m, 1.15 m, 5.75 m, 6.12 m, 2.4 m, 3.10 m, 2.7 m, 3.05 m, 1.34 m et 3.8 m respectivement. Le temps d'approche des premières vagues sur les cotes sud de la péninsule Sud de la République d'Haïti est estimé à 60 minutes pour certains sites et 80 minutes pour les autres sites au nord de cette dernière.





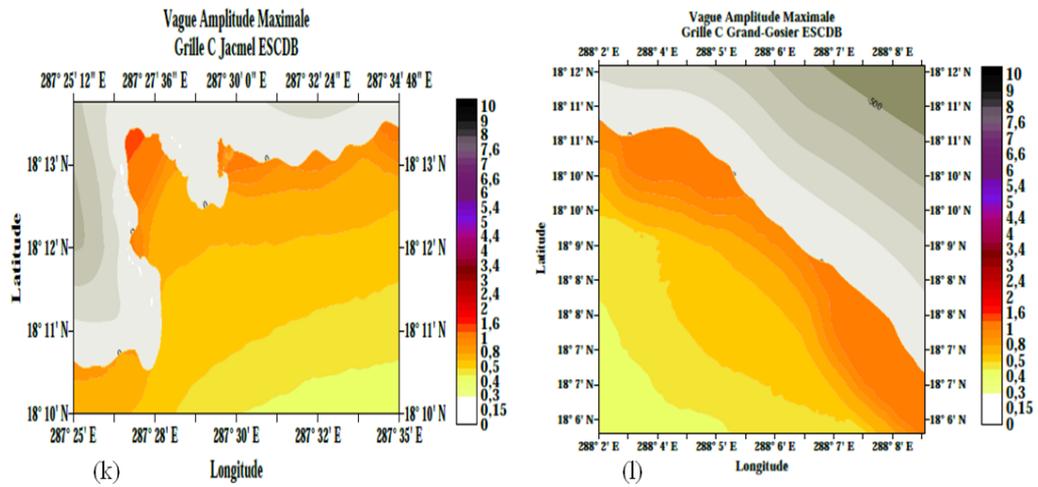
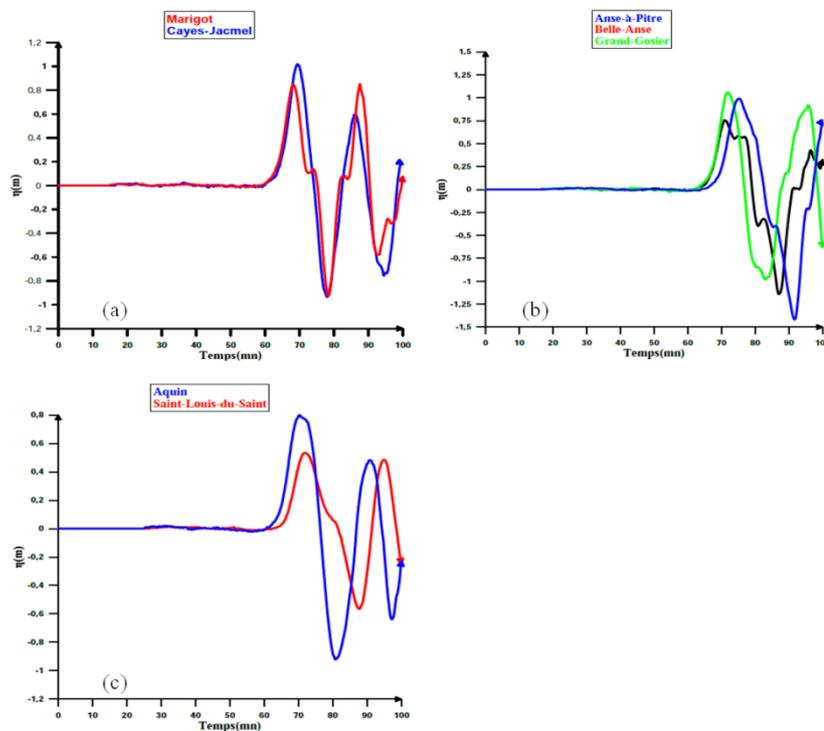


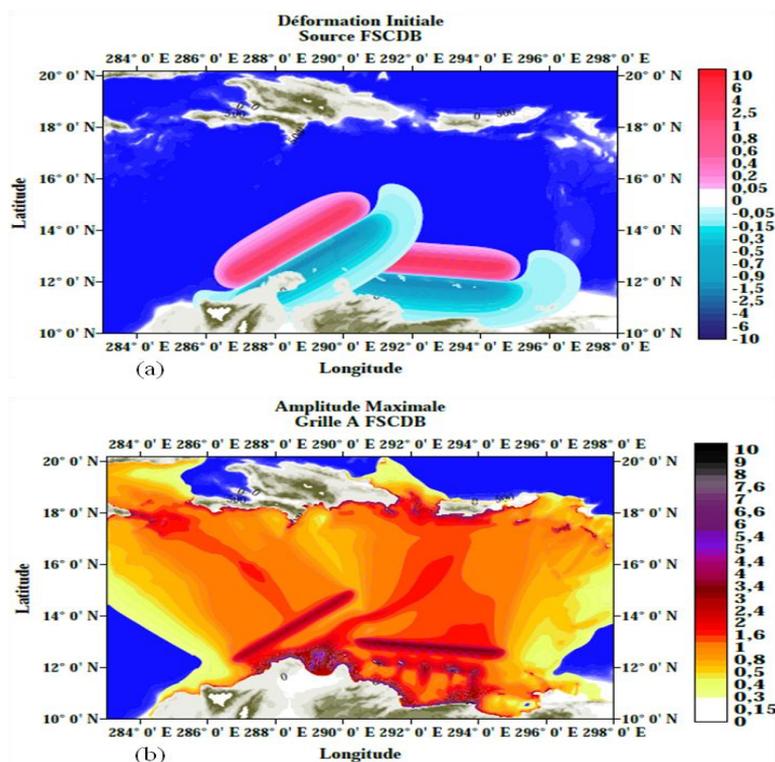
Figure 43 : La figure 43 montre (a) la déformation initiale de la source sismique, (b) amplitude maximale des vagues du plus large domaine, (c) vague amplitude maximale Anse-à-Pitre (d) vague amplitude maximale Belle-Anse, (e) vague amplitude maximale Cayes, (f) vague amplitude maximale Aquin, (g) vague amplitude maximale Cote-de-Fer, (h) vague amplitude maximale Saint-Louis-Sud, (i) vague amplitude maximale Jacmel, (j) vague amplitude maximale Port-Salut, (k) vague amplitude maximale Cayes-Jacmel, (l) vague amplitude maximale Grand-Gosier pour la source ESCDB.

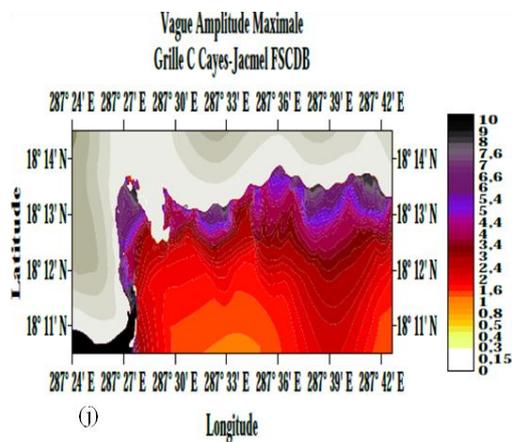
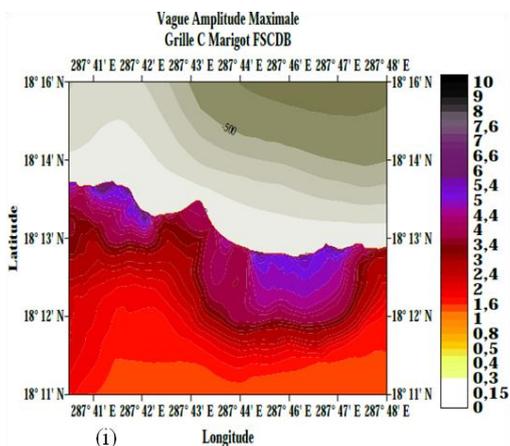
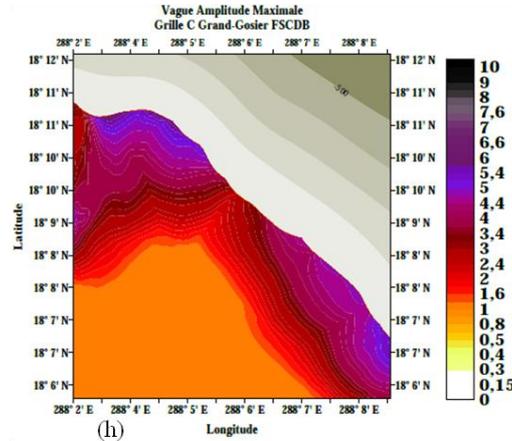
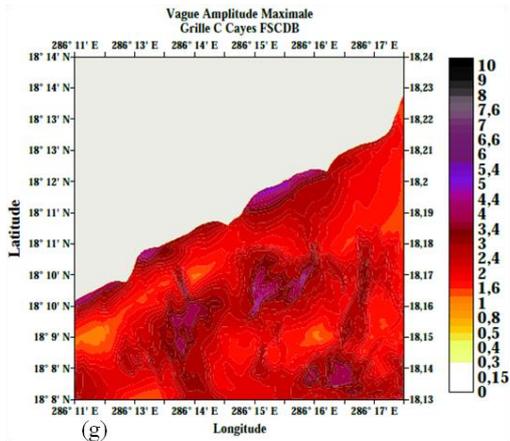
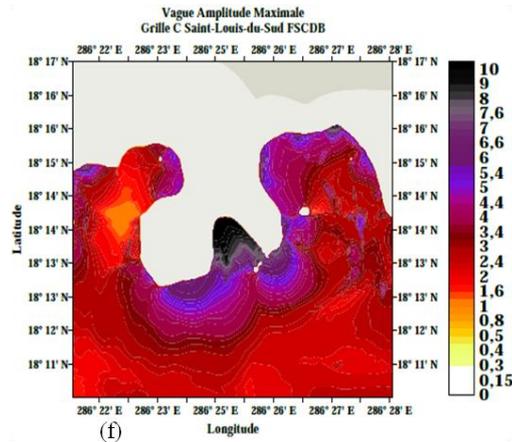
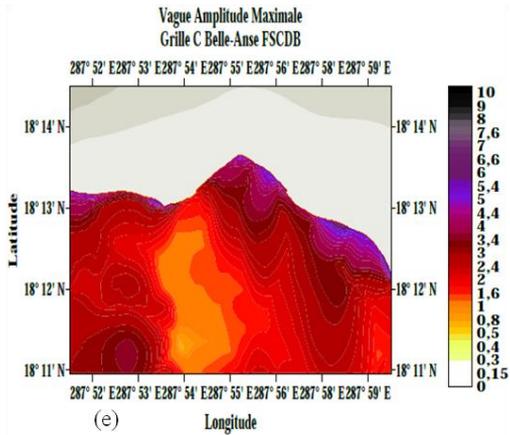
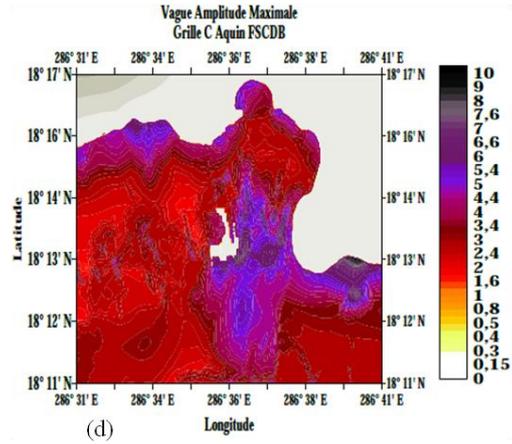
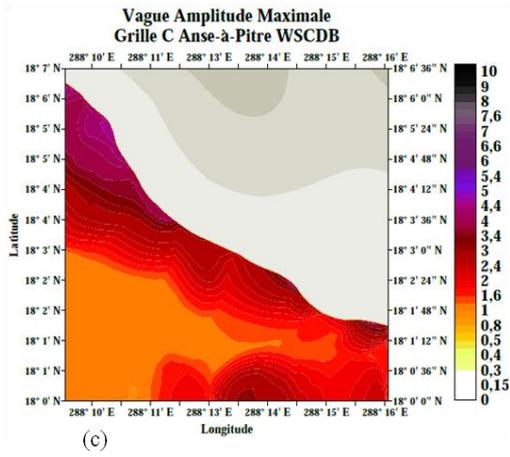


Graphique 15 : Les graphiques 15 (a), 15(b), 15(c) et 15(d) montrent les oscillations de l'amplitude des vagues en fonction du temps pour les municipalités : Aquin, Anse-à-Pitre, Belle-Anse, Grand-Gosier, Cayes-Jacmel, Marigot et Saint-Louis-du-Sud.

6.3.5.4 Ceinture de déformation complète du sud-est des Caraïbes (Full Southern Caribbean Deformation Belt) FSCDB Mw 8.8

Le segment complet de FSCDB est une source composée de ruptures d'un total de 1000 km commençant au segment ouest mentionné au-dessus (WSCDB) à travers la partie est de ESCDB au nord du Venezuela. Le potentiel tsunamigène, de la source tectonique WSCDB est actuellement incertain, bien que la rupture de la source entière soit à présent inconnue et vraiment improbable. Cependant, ils ont considéré le segment entier comme une source sismique du fait que cette région entière n'a pas produit de séisme depuis quelque million d'années, comme le mouvement interplaque est surtout accompagné le long la marge nord de la plaque Sud-américaine. Considérant que toutes les marges sont capables de générer de grands tsunamis, le tsunami du Japon de 2011 fut un bon exemple. Il faut considérer tous les cas probables maximums dans l'évaluation du risque de tsunami. Ce exemple peut être considéré comme une source tectonique probable et maximale. La figure 44 et le graphique 16 montrent les résultats de simulations de NAMI DANCE pour la source tectonique FSCDB. La hauteur des vagues pour les différentes municipalités Jacmel, Grand-Gosier, Cayes, Marigot, Saint-Louis-du-Sud, Aquin, Anse-à-Pitre, Belle-Anse, Cote-de-Fer et Port-Salut évalué à 5.26 m, 6.41 m, 5.04 m, 5.3 m, 8.35 m, 6.64, 5.83 m, 5.04 m, 5.6 m et 8.23 respectivement. Le temps de l'arrivée des vagues sur les zones côtières évalué à 50 minutes pour la quasi-totalité des sites d'étude et 120 minutes pour les Cayes.





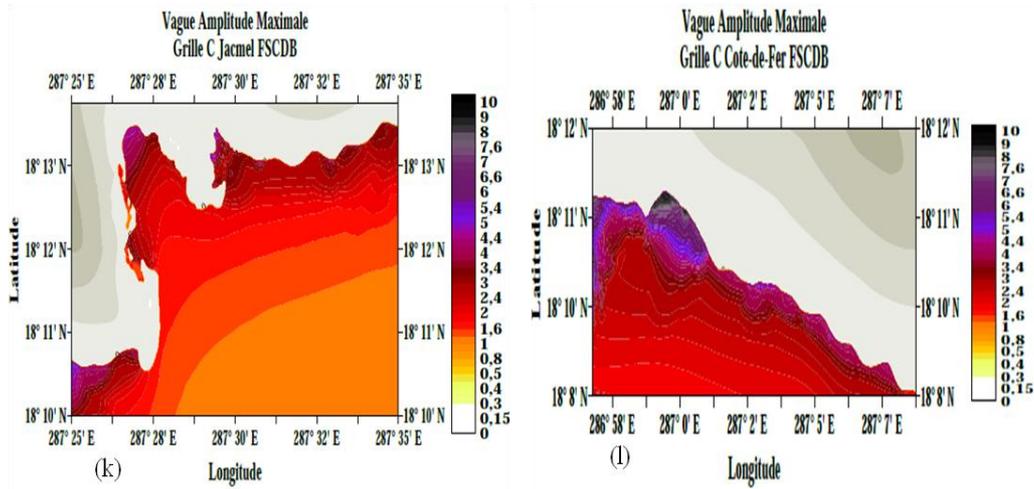
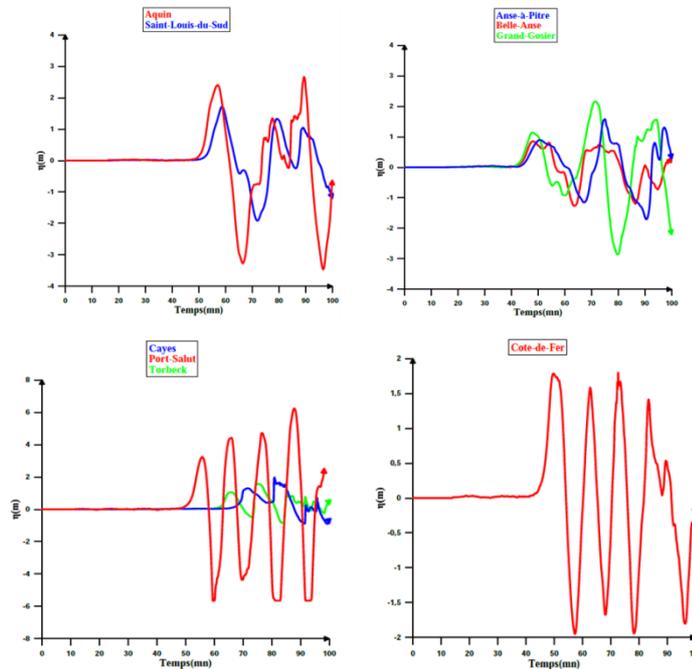


Figure 44 : La figure 44 montre (a) la déformation initiale de la source sismique, (b) amplitude maximale des vagues du plus large domaine, (c) vague amplitude maximale Anse-à-Pitre, (d) vague amplitude maximale Aquin, (e) vague amplitude maximale Belle-Anse, (f) vague amplitude maximale Saint-Louis-du-Sud, (g) vague amplitude maximale Cayes, (h) vague amplitude maximale Grand-Gosier, (i) vague amplitude maximale Marigot, (j) vague amplitude maximale Cayes-Jacmel, (k) vague amplitude maximale Jacmel, (l) vague amplitude maximale Côte-de-Fer pour la source tectonique FSCDB.



Graphique 16 : Les graphiques 16 (a), 16(b), 16(c) et 16(d) montrent les fluctuations de l'amplitude des vagues en fonction du temps d'arrivée pour les municipalités : Aquin, Anse-à-Pitre, Belle-Anse, Grand-Gosier, les Cayes, Abricot, Jérémie, Tiburon, les Anglais, Port-à-Piment, Roche-à-Bateau et Saint-Louis-du-Sud.

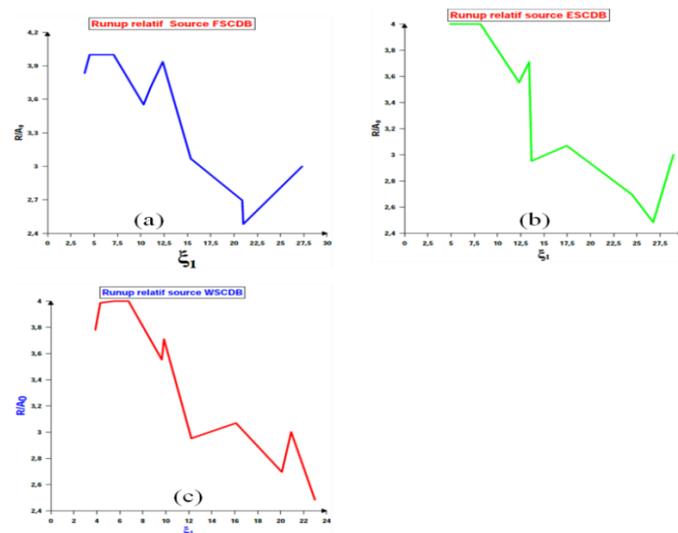
6.4 Calcul du déferlement (Runup)- Application des équations analytiques de Park

Le déferlement(runup) joue un rôle très fondamental quand il faut faire des projections pour la mise au point d'une carte du risque de tsunami. Nous avons calculé la valeur du déferlement (runup) à partir les équations analytiques développées par Park et al. (Park et al., 2015). Ces équations analytiques tinrent compte d'une combinaison de pentes en mer et à terre. Nous avons utilisé les équations qu'ils développèrent afin de calculer le runup dans ce travail de recherche. Nous avons calculé la valeur du déferlement pour une douzaine de municipalités à partir des résultats trouvés par le modèle MOST, compte tenu du fait que les grilles de résolution les plus fines sont construites pour les calculs avec le code MOST. Nous prenons trois amplitudes moyennes 4 m, 6 m et 8 m à partir des valeurs calculées par les modèles numériques. Le coefficient de friction est à 0.015 et 0.03 pour l'ensemble des simulations qui ont mis à exécution. Nous évaluons les périodes à partir des graphiques générés par les codes MOST et NAMI DANCE. Elles vont de 840 s à 1500 s ce qui est conforme, car la période d'un tsunami varie de 10 minutes à 2 heures. Nous avons mesuré les distances à partir des données bathymétriques et topographiques avec Surfer. Nous présentons sur le graphique 17 les valeurs du déferlement (runup) relatif aux amplitudes citées dans ce paragraphe. Nous pouvons observer trois phases distinctes sur les graphiques 17 (a), 17 (b) et 17 (c). Une phase ascendante correspond au moment ou les vagues du tsunami arrivent au pied de la pente, une phase de détente coïncidant avec le plus haut point atteint et une phase de descente après la dissipation de l'énergie des vagues du tsunami. La descente brusque du rapport R/A_0 de 2.91 à 4 représente la commune Île-à-Vache dont la valeur R est la plus faible. Le tableau 9 montre les valeurs des paramètres pour l'application de cette méthode à la source WSCDB. La profondeur est égale à 100 m pour tous les sites de calcul. Les sites A à L sont les municipalités répertoriées dans le tableau 12.

Sites	A_0 (m)	Dist ₁ (km)	Dist ₂ (km)	T(s)	$\tan\beta_1$	ξ_1	$\tan\beta_2$	ξ_2
A	6.69	8.7	2.09	1200	0.016	6.759	0.021	8.529
F	5.11	3.44	1.01	1200	0.041	19.23	0.040	18.94
G	7.86	3.45	0.68	1500	0.042	20.11	0.0683	32.31

H	9.13	6.25	0.85	1500	0.022	9.847	0.047	20.62
I	8.35	2.94	0.85	1500	0.050	22.98	0.056	25.69
J	4.73	4.11	1.25	1500	0.034	20.91	0.033	20.07
K	7.71	12.2	1.05	1500	0.011	5.538	0.038	18.36
L	4.67	3.17	1.49	840	0.035	12.23	0.008	2.996

Tableau 9 : Données de calcul pour la comparaison de cette méthode pour la source WSCDB.



Graphique 17 : Les graphiques (a), (b) et (c) montrant le runup relatif calculé pour douze sites avec les sources FSCDB, ESCDB et WSCDB.

6.5 Discussions

Ce travail de recherche est mis au point avec les deux codes de modélisation numérique MOST et NAMI DANCE. Chacun de ces deux codes de modélisation numérique a des spécifications différentes bien qu'ils utilisent la méthode de différence finie pour les grilles de calcul. Les grilles des modèles qui engendrent la simulation d'un tsunami constituent une base importante pour le calcul des résultats. Le processus de tsunami se caractérise par trois phases : génération, propagation et inondation. Le chapitre 1 du travail a traité le contexte géodynamique et tectonique dans la Caraïbe incluant la République d'Haïti. Dans ce chapitre nous avons montré de manière structurée que le pays se situe dans une zone géodynamique et sismique très active, le séisme du 12 janvier de 2021 a été un exemple récent. Dans le cadre de ce travail de recherche, nous n'avons pas étudié le principe de génération des mécanismes aux foyers des séismes. Les sources sismiques sont choisies sur la

base de données du sift.noaa.gov/ComMIT, les travaux de groupe d'experts de l'UNESCO lors de l'exercice CaribeWave de juin 2016 et le travail du groupe d'experts à Santo Domingo, République Dominicaine en date du 6 - 7 mai 2016. Toutes ces sources sismiques sont simulées afin d'identifier celles qui représentent une menace pour la République d'Haïti en matière de risque de tsunami. Les jeux de données bathymétriques et topographiques que nous avons utilisé pour la construction des grilles de calcul sont de qualité requise pour mener ce travail de recherche. Nous précisons que le code de modélisation numérique MOST utilise trois grilles régulières imbriquées avec des résolutions décroissantes. La grille A extérieure qui couvre la plus grande étendue du domaine d'étude, sa résolution typique est 36" (env 1080 m). Elle est la plus grossière pour laquelle la bathymétrie est nécessaire et la topographie est non nécessaire. La grille B intermédiaire sert de transition entre les grilles A et C de résolution typique 6" (env 180 m) dont la bathymétrie est nécessaire et topographie non nécessaire. La grille intérieure C d'une seconde de résolution (env 30 m) est la plus fine, la bathymétrie et la topographie sont nécessaires. Toutes les grilles C sont construites une par municipalités côtières représentatives. Le code de modélisation numérique NAMI DANCE avec la version SUITE utilise plusieurs grilles imbriquées pour les trois phases d'un tsunami. Ainsi nous avons utilisé trois grilles imbriquées avec NAMI DANCE de même résolution que les grilles utilisées avec MOST. La taille identique de résolution des grilles de calcul a permis de mieux comparer sur les valeurs des amplitudes maximales ainsi que l'heure d'arrivée des premières vagues calculées avec les deux codes. Les résultats des deux codes sont bien comparables mais des écarts légers qui peuvent être dûs avec des spécificités relatives aux codes. Nous avons la possibilité avec NAMI DANCE de placer les jauges à des positions géographiques bien choisies. Par contre nous n'avons pas ce choix avec MOST dont les jauges sont placées dans des positions arbitraires. Aussi dans le code numérique MOST, il y a la possibilité d'apporter des ajustement de la bathymétrie afin d'améliorer les résultats ce n'est pas le cas pour NAMI DANCE. Les jeux de résultats obtenus avec les deux codes de calcul sont présentés dans les tableaux 9, 10 et 11 pour les municipalités désignées pour les sites de l'étude. Nous comparons les résultats des deux codes de calcul comme l'amplitude maximale des vagues, l'heure d'arrivée des vagues de tsunami, les durées totales des événements pour ces municipalités. Dans tous travaux de recherche, il ya toujours des biais au niveau des résultats qui sont de diverses natures. Les biais dans les résultats obtenus, peuvent être induits par le marnage lors des levés des données bathymétriques et topographiques. Ces données sont une fusion de plusieurs sources dont les baiais sont de l'ordre du centimètre au

mètre. Le trait de côte de la République d'Haïti est en proie à une énorme variation causée par les conséquences liées au défrichement et au changement climatique. Ces conséquences peuvent entraîner des modifications significatives, sur les valeurs des hauteurs d'eau maximales évaluées dans ce travail d'ici 50 à 100 années. En fait, il faut que l'État Haïtien et les opérateurs des 77 communes qui constituent le littoral haïtien, tiennent compte de ces variations dans leur plan de gestion des risques d'origine maritime. Les heures d'arrivée des vagues de tsunamis sur les zones côtières de la République d'Haïti sont les mêmes pour les deux codes de calcul sauf de petits décalages qui peuvent être dus à la différence du niveau de résolution des grilles. Les heures de l'arrivée des vagues importantes sont en moyenne de 15 minutes pour les sources sismiques locales qui ont été modélisées. Le temps de l'arrivée des premières vagues de tsunami se trouve entre 50 à 70 minutes pour les sources régionales localisées au nord de la Colombie et du Venezuela. La durée totale des tsunamis locaux est 100 à 120 minutes et de 120 à 150 minutes pour les tsunamis régionaux. Si le centre d'alerte au tsunami dans la Caraïbe est opérationnel, les décideurs du pays peuvent procéder à l'évacuation des populations vivant dans les zones côtières concernées, dans la mesure où une alerte au tsunami sera émise dans la région caribéenne.

La valeur des amplitudes des vagues du tsunami permet de calculer le déferlement (runup) qui sera utilisé pour évaluer la profondeur des inondations en terre dans les zones côtières du pays. Les résultats des sources tectoniques proposées par le groupe de travail CaribeWave de 2015 avec NAMI DANCE ne peuvent pas comparer car ces dernières n'ont pas trop similitude avec les sources dans la base de ComMIT/MOST. Les résultats des sources tectoniques proposées par le groupe de travail d'experts à Santo Domingo en date du 6 et 7 mai 2016, sont comparés dans le tableau 11. En dépit des différences légères relevées au niveau du calcul de leur déformation initiale du fait que sur MOST qui utilise une combinaison de sources unitaires et sur NAMI ces combinaison de sources forment une seule unique, il paraît plutôt cohérent de rapprocher les résultats afin de comparer les résultats obtenus. Il y a des écarts assez faibles par rapport aux résultats des deux codes de modélisation numérique qui peuvent s'expliquer d'une part, par la géométrie des sources tectoniques pour les deux modèles qui est parfois différente, et d'autre part l'emplacement des jauges de mesure de la hauteur maximale des vagues n'est pas identique pour les deux codes numériques. Bien qu'il y a des variations légères analysées sur les résultats des deux codes de modélisation numérique utilisés pour évaluer le risque de tsunami sur le pays. Il est clair que toutes les sources simulées sont des sources crédibles en matière de risque de tsunami sur ce

dernier. En fait, l'ensemble des sources sismiques dans les tableaux 10 à 12 constitue les éléments principaux du catalogue du risque de tsunami de la République d'Haïti.

Sources sismiques et sources tectoniques probables et maximums						
Municipalités	Source 2010		Source 1842		WEF	
	MOST	NAMI DANCE	MOST	NAMI DANCE	MOST	NAMI DANCE
	A(m)	A(m)	A(m)	A(m)	A(m)	A(m)
Léogâne	0.24	5				
Jacmel	0.20	0.12				
Cap-Haitien			7.5	1		
Saint-Louis-du-Nord			3.32	2.5		
Port-de-Paix			3.82	1.8		
Port-Margot			1.27	2.5		
Anse-à-Foleur			3.59	2		
Port-au-Prince					1.35	0.5
Anse-à-Galets					0.94	0.5
Miragoâne					1.14	0.7

Tableau 10 : Amplitude maximale des vagues calculée pour certaines communes avec les deux codes MOST et NAMI DANCE pour les sources locales.

Municipalités	WSCDB		FSCDB		SCDB	
	NAMI DANCE	MOST	NAMI DANCE	MOST	NAMI DANCE	MOST
	Résolution 30 m					
	A(m)	A(m)	A(m)	A(m)	A(m)	A(m)
Les Cayes	4.8	4.02	1.15	2.53	5.04	3.84
Aquin	5.1	5.62	2.4	3.62	6.64	5.73
Saint-Louis-du-Sud	10	7.71	6	3.88	9	4.70
Jacmel	5.7	8.35	4.3	6.16	5.26	15.87
Bainet	7.22	11.28		6.92	9.04	9.09
Cayes-Jacmel	7.22	7.86	6.5		5.5	7.28
Cote-de-Fer	8.23	5.10	3.05	6.2	5.6	8.08
Grand-Gosier	4.8	9.13	3.32	4.92	6.41	
Ile-à-Vache	2.9	4.67	3.8	3.74		4.57
Belle-Anse	5.23	6.95	2.7	4.20	5.04	6.28
Anse-à-Pitre	4.12	6.69	3.10	4.58	5.83	6.70

Port-Salut 4.7 4.73 1.34 2.47

Tableau 11 : Amplitude maximale des vagues calculée pour certaines communes avec les deux codes MOST et NAMI DANCE pour les sources tectoniques proposées par le groupe de travail Intergouvernemental Oceanographic Commission (IOC) du CaribeWave de 2015.

Municipalités	WSCDB		ESCDB		FSCDB		NPDB Résolution de 30m	
	Résolution de 30m		Résolution de 30m		Résolution de 30m			
	MOST A(m)	NAMI DANCE A(m)	MOST A(m)	NAMI DANCE A(m)	MOST A(m)	NAMI DANCE A(m)	MOST A(m)	NAMI DANCE A(m)
Les Cayes	4.02	5.2	2.5	1.05	3.84	5.2	1.10	0.7
Aquin	5.62	8.5	3.62	1.9	5.73	9.43	1.52	1.4
Saint-Louis-du-Sud	7.71	11.71	3.88	1.6	4.70	10	1.7	1.09
Jacmel	8.35	7.5	6.16	1.7	15.87	5.8	0.88	1.10
Bainet	11.28	13	6.92		9.09			
Cayes-Jacmel	7.86	7.5		1.6	7.28	8.7	0.83	1.16
Cote-de-Fer	5.10	10	6.2		8.08	9.5		
Grand-Gosier	9.13	5.6	4.92	1.45		6.5		
Ile-à-Vache	4.67	2.9	3.74		4.57			
Belle-Anse	6.95	6	4.20	1.5	6.28	6.2		
Anse-à-Pitre	6.69	4.40	4.58	1.8	6.70	5		
Port-Salut	4.73	5.4	2.47	1.2		7	0.71	1.02

Tableau 12 : Amplitude maximale des vagues calculée pour certaines municipalités avec les deux codes MOST et NAMI DANCE pour les sources proposées par le groupe de travail des experts à Santo Domingo, avec des grilles de 30 mètres de résolution.

7 Conclusions et perspectives

Le petit tsunami du 12 Janvier de 2010 sur la République d’Haïti fut un signal d’alerte pour toute la communauté caribéenne face à son exposition au danger que représente le risque de tsunami. L’objectif de ce travail a consisté à évaluer le risque tsunami à Haïti à travers la construction d’un catalogue de scénarios sismiques tsunamigènes réels et potentiels.

Outre la caractérisation de la géodynamique de la région caribéenne incluant la République d’Haïti, la démonstration des équations des ondes longues océaniques ainsi que des équations hyperboliques de shallow water qui sont les équations de base des modèles numérique a été faite.

Afin de procéder à la modélisation numérique de ces équations, nous avons procédé à l’acquisition des données bathymétriques et topographiques représentatives de ces zones d’étude afin de construire les grilles de modélisation et d’inondation, grâce aux outils de traitement des données bathymétriques et topographiques comme Global mapper, SMS, Surfer et Grapher, et Panoply.

Plusieurs méthodes de simulation numériques ont été utilisées via les deux codes de modélisation numérique MOST et NAMI DANCE que nous avons utilisés. Ce qui nous a permis de comparer et valider ainsi l’ensemble de nos jeux de résultats. Les résultats de ComMIT/MOST, exploités avec panoply, et ceux de NAMI DANCE exploités avec Surfer et Grapher montrent concrètement que le risque de tsunami est bien réel sur la République d’Haïti. L’exploitation des résultats, pour l’ensemble des sources a permis d’évaluer les temps d’arrivée des premières vagues de tsunami de 60 minutes pour la municipalité d’Aquin, 45 minutes pour les municipalités Baint et Anse-à-Pitre, et une cinquantaine de minutes pour la municipalité Île-à-Vache, calculés pour la source tectonique FSCDB. Les durées totales des événements sont en moyenne 120 minutes pour toutes les sources tectoniques simulées, permettant de faire procéder au retour en toute sécurité des populations en zone côtière. Les amplitudes maximales qui sont en moyenne 1 m à 10 m, ont permis d’évaluer le déferlement des vagues de tsunamis sur le littoral du pays, à travers des formules analytiques. L’heure d’arrivée des tsunamis locaux sont en moyenne moins de 15 minutes tel que celui de la source sismique 1842 qui représente une menace réelle pour le nord de la République d’Haïti.

Ces paramètres sont indispensables dans l'évaluation du risque de tsunami. Les vagues des sources sismiques locales peuvent altérer la zone côtière de la République d'Haïti en moins de 15 minutes. Ce temps d'arrivée semble très court pour la planification de l'évacuation des populations en zone côtière. Les sources régionales localisées au nord de la Colombie et du Venezuela représentent une menace potentielle pour la zone côtière de la péninsule Sud. Elles génèrent des vagues qui peuvent altérer le littoral de la péninsule Sud entre 50 à 70 minutes après les séismes déclencheurs. Contrairement aux tsunamis locaux, le temps d'arrivée des vagues paraît largement suffisant pour administrer un dispositif d'évacuation des populations de ces zones côtières. Ce dispositif d'évacuation pourra être mis en place, si le centre d'alerte au tsunami dans la Caraïbe devient opérationnel. Il aura toute son utilité, si l'État Haïtien à travers la direction de la protection du citoyen continue à promouvoir la culture de ce risque, de façon à ce qu'elle prenne sa place dans l'imaginaire de la population Haïtienne. La mise en œuvre d'une carte de risque tsunami est un élément indispensable dans la gestion de ce risque. Il implique directement la contribution des décideurs car il faut des moyens financiers importants pour la construction d'un tel dispositif. Nous avons évalué des distances en terre en fonction de la hauteur maximale que peut atteindre un tsunami. Ainsi nous avons pu évaluer le déferlement pour les différentes sources sismiques tsunamigènes à partir d'une méthode analytique de combinaison de pente en mer et à terre. Cette méthodologie peut servir de base pour la construction d'une carte de risque de tsunami qui s'avère très efficace et peu coûteuse.

Nous devons réunir d'autres compétences dans des domaines connexes utiles à la construction de cartographies détaillées représentatives des zones côtières qui sont exposées face aux menaces que représente ce risque. Nous pourrions nous aussi servir des données de l'institut haïtien de statistique et d'informatique (IHSI) afin d'évaluer le nombre des populations, des bâtiments qui sont sous l'emprise de ce risque. Ces cartographies détaillées des zones côtières nous serviront à mieux adapter le coefficient de frottement pour la propagation des vagues en terre. Nous serons en mesure de repertorier de façon plus précise les zones inondables pour les risques d'origine maritime. Cela apportera une aide aux décideurs et aux opérateurs communaux dans la planification et la gestion du risque de tsunami. Nous avons pour perspectives à partir de ce travail de recherche de mettre au point des méthodes analytiques capables de calculer des emprises d'inondation sur les enjeux situés en zones littorales. Nous aimerons proposer des cartes de gestion du risque de tsunami aux

communes. Nous souhaiterons mettre en place une procédure d'alerte au tsunami. Enfin, nous tenons à évaluer les préjudices humains et les dommages structuraux.

Bibliographie

- Alcrudo, F. and Garcia-Navarro, P. (1993) ‘A high-resolution Godunov-type scheme in finite volumes for the 2D shallow-water equations’, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 16(6), pp. 489–505. doi: <https://doi.org/10.1002/fld.1650160604>.
- Anastasiou, K. and Chan, C. T. (1997) ‘Solution of the 2D shallow water equations using the finite volume method on unstructured triangular meshes’, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 24(11), pp. 1225–1245.
- Ancey, C. *et al.* (2008) ‘An exact solution for ideal dam-break floods on steep slopes’, *Water Resources Research*, 44(1).
- Arcement, G. J. and Schneider, V. R. (1989) *Guide for selecting Manning’s roughness coefficients for natural channels and flood plains*. US Government Printing Office Washington, DC.
- Audusse, E. *et al.* (2004) ‘A Fast and Stable Well-Balanced Scheme with Hydrostatic Reconstruction for Shallow Water Flows’, *SIAM Journal on Scientific Computing*, 25(6), pp. 2050–2065. doi: 10.1137/S1064827503431090.
- Audusse, E. and Bristeau, M.-O. (2005a) ‘A well-balanced positivity preserving “second-order” scheme for shallow water flows on unstructured meshes’, *Journal of Computational Physics*, 206(1), pp. 311–333. doi: 10.1016/j.jcp.2004.12.016.
- Audusse, E. and Bristeau, M.-O. (2005b) ‘A well-balanced positivity preserving “second-order” scheme for shallow water flows on unstructured meshes’, *Journal of Computational Physics*, 206(1), pp. 311–333. doi: 10.1016/j.jcp.2004.12.016.
- Aytore, B. *et al.* (2016) ‘Assessment of tsunami resilience of Haydarpaşa Port in the Sea of Marmara by high-resolution numerical modeling’, *Earth, Planets and Space*, 68(1), pp. 1–12.
- Bardet, J.-P. *et al.* (2003) ‘Landslide Tsunamis: Recent Findings and Research Directions’, in Bardet, Jean-Pierre *et al.* (eds) *Landslide Tsunamis: Recent Findings and Research Directions*. Basel: Birkhäuser (Pageoph Topical Volumes), pp. 1793–1809. doi: 10.1007/978-3-0348-7995-8_1.
- BARTH, T. and JESPERSEN, D. (no date) ‘The design and application of upwind schemes on unstructured meshes’, in *27th Aerospace Sciences Meeting*. American Institute of Aeronautics and Astronautics. doi: 10.2514/6.1989-366.

Bates, R. L. and Jackson, J. A. (1987) 'Glossary of Geology: American Geological Institute', *Alexandria, Virginia*, 788, p. 65.

Battjes, J. A. (1975) 'Surf similarity', in *Coastal Engineering 1974*, pp. 466–480.

Begnudelli, L. and Sanders, B. F. (2006a) 'Unstructured Grid Finite-Volume Algorithm for Shallow-Water Flow and Scalar Transport with Wetting and Drying', *Journal of Hydraulic Engineering*, 132(4), pp. 371–384. doi: 10.1061/(ASCE)0733-9429(2006)132:4(371).

Begnudelli, L. and Sanders, B. F. (2006b) 'Unstructured Grid Finite-Volume Algorithm for Shallow-Water Flow and Scalar Transport with Wetting and Drying', *Journal of Hydraulic Engineering*, 132(4), pp. 371–384. doi: 10.1061/(ASCE)0733-9429(2006)132:4(371).

Begnudelli, L., Sanders, B. F. and Bradford, S. F. (2008) 'Adaptive Godunov-Based Model for Flood Simulation', *Journal of Hydraulic Engineering*, 134(6), pp. 714–725. doi: 10.1061/(ASCE)0733-9429(2008)134:6(714).

Belousov, A. *et al.* (2000) 'Tsunamis Generated by Subaquatic Volcanic Explosions: Unique Data from 1996 Eruption in Karymskoye Lake, Kamchatka, Russia', *pure and applied geophysics*, 157(6), pp. 1135–1143. doi: 10.1007/s000240050021.

Benford, B. *et al.* (2012) 'Seismic hazard along the southern boundary of the Gônave microplate: block modelling of GPS velocities from Jamaica and nearby islands, northern Caribbean', *Geophysical Journal International*, 190(1), pp. 59–74. doi: 10.1111/j.1365-246X.2012.05493.x.

Benford, B., DeMets, C. and Calais, E. (2012) 'GPS estimates of microplate motions, northern Caribbean: evidence for a Hispaniola microplate and implications for earthquake hazard', *Geophysical Journal International*, 191(2), pp. 481–490. doi: 10.1111/j.1365-246X.2012.05662.x.

Benkhaldoun, F., Elmahi, I. and Seaïd, M. (2010) 'A new finite volume method for flux-gradient and source-term balancing in shallow water equations', *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 199(49), pp. 3324–3335. doi: 10.1016/j.cma.2010.07.003.

Benkhaldoun, F., Elmahi, I. and Sear'd, M. (2007) 'Well-balanced finite volume schemes for pollutant transport by shallow water equations on unstructured meshes', *Journal of Computational Physics*, 226(1), pp. 180–203. doi: 10.1016/j.jcp.2007.04.005.

- Bermudez, A. and Vazquez, M. E. (1994) 'Upwind methods for hyperbolic conservation laws with source terms', *Computers & Fluids*, 23(8), pp. 1049–1071. doi: 10.1016/0045-7930(94)90004-3.
- Blumberg, A. F. and Herring, H. J. (1987) 'Circulation modelling using orthogonal curvilinear coordinates', in *Elsevier oceanography series*. Elsevier, pp. 55–88.
- Blumberg, A. F. and Mellor, G. L. (1980) 'A coastal ocean numerical model', in *Mathematical modelling of estuarine physics*. Springer, pp. 203–219.
- Bova, S. W. and Carey, G. F. (1995) 'An entropy variable formulation and Petrov-Galerkin methods for the shallow water equations', *Finite Element Modeling of Environmental Problems-Surface and Subsurface Flow and Transport*, John Wiley: London, pp. 85–114.
- Bowland, C. L. (1993) 'Depositional history of the western Colombian Basin, Caribbean Sea, revealed by seismic stratigraphy', *GSA Bulletin*, 105(10), pp. 1321–1345. doi: 10.1130/0016-7606(1993)105<1321:DHOTWC>2.3.CO;2.
- Bowland, C. L. and Rosencrantz, E. (1988) 'Upper crustal structure of the western Colombian Basin, Caribbean Sea', *GSA Bulletin*, 100(4), pp. 534–546. doi: 10.1130/0016-7606(1988)100<0534:UCSOTW>2.3.CO;2.
- Brink, U. S. ten, Geist, E. L. and Andrews, B. D. (2006) 'Size distribution of submarine landslides and its implication to tsunami hazard in Puerto Rico', *Geophysical Research Letters*, 33(11). doi: <https://doi.org/10.1029/2006GL026125>.
- Brufau, P., Vázquez-Cendón, M. E. and García-Navarro, P. (2002) 'A numerical model for the flooding and drying of irregular domains', *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 39(3), pp. 247–275. doi: <https://doi.org/10.1002/fld.285>.
- Bryant, E. A., Young, R. W. and Price, D. M. (1992) 'Evidence of Tsunami Sedimentation on the Southeastern Coast of Australia', *The Journal of Geology*, 100(6), pp. 753–765. doi: 10.1086/629626.
- Buffard, T. and Clain, S. (2010) 'Monoslope and multislope MUSCL methods for unstructured meshes', *Journal of Computational Physics*, 229(10), pp. 3745–3776. doi: 10.1016/j.jcp.2010.01.026.

- Byrne, D. B., Suarez, G. and McCann, W. R. (1985) ‘Muertos Trough subduction—microplate tectonics in the northern Caribbean?’, *Nature*, 317(6036), pp. 420–421. doi: 10.1038/317420a0.
- Calais, E. *et al.* (2010) ‘Transpressional rupture of an unmapped fault during the 2010 Haiti earthquake’, *Nature Geoscience*, 3(11), pp. 794–799. doi: 10.1038/ngeo992.
- Calais, E., Béthoux, N. and Lépinau, B. M. de (1992) ‘From transcurrent faulting to frontal subduction: A seismotectonic study of the Northern Caribbean Plate Boundary from Cuba to Puerto Rico’, *Tectonics*, 11(1), pp. 114–123. doi: <https://doi.org/10.1029/91TC02364>.
- Carrier, G. F. and Greenspan, H. P. (1958) ‘Water waves of finite amplitude on a sloping beach’, *Journal of Fluid Mechanics*, 4(1), pp. 97–109.
- Carrier, G. F., Wu, T. T. and Yeh, H. (2003) ‘Tsunami run-up and draw-down on a plane beach’, *Journal of Fluid Mechanics*, 475, p. 79.
- Casulli, V. (1987) ‘Eulerian–Lagrangian methods for hyperbolic and convection dominated parabolic problems’, *Computational Methods for Non-Linear Problems*, Pineridge Press, Swansea, pp. 239–269.
- Casulli, V. (1990) ‘Semi-implicit finite difference methods for the two-dimensional shallow water equations’, *Journal of Computational Physics*, 86(1), pp. 56–74.
- Casulli, V. and Cattani, E. (1994) ‘Stability, accuracy and efficiency of a semi-implicit method for three-dimensional shallow water flow’, *Computers & Mathematics with Applications*, 27(4), pp. 99–112. doi: 10.1016/0898-1221(94)90059-0.
- Casulli, V. and Cheng, R. T. (1992) ‘Semi-implicit finite difference methods for three-dimensional shallow water flow’, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 15(6), pp. 629–648. doi: <https://doi.org/10.1002/flid.1650150602>.
- Cheng, R. T. and Casulli, V. (1992) *Tidal, Residual, Intertidal mudflat (TRIM) model using a semi-implicit, Eulerian-Lagrangian method*.
- Chow, V. T. (1959a) ‘Open-channel hydraulics’, *McGraw-Hill civil engineering series*.
- Chow, V. T. (1959b) ‘Open-channel hydraulics’, *McGraw-Hill civil engineering series*.
- Christeson, G. L. *et al.* (2008) ‘Crustal structure of the Caribbean–northeastern South America arc-continent collision zone’, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 113(B8).

- Cruz-Orosa, I. *et al.* (2012) ‘Synorogenic basins of central Cuba and collision between the Caribbean and North American plates’, *International Geology Review*, 54(8), pp. 876–906. doi: 10.1080/00206814.2011.585031.
- Davies, A. M. (1983) ‘Numerical modelling of stratified flow: a spectral approach’, *Continental Shelf Research*, 2(4), pp. 275–300. doi: 10.1016/0278-4343(82)90022-X.
- Day, S. J., Da Silva, S. H. and Fonseca, J. (1999) ‘A past giant lateral collapse and present-day flank instability of Fogo, Cape Verde Islands’, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 94(1–4), pp. 191–218.
- Delis, A. I., Kazolea, M. and Kampanis, N. A. (2008) ‘A robust high-resolution finite volume scheme for the simulation of long waves over complex domains’, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 56(4), pp. 419–452. doi: <https://doi.org/10.1002/fld.1537>.
- Delis, A. I. and Nikolos, I. K. (2013a) ‘A novel multidimensional solution reconstruction and edge-based limiting procedure for unstructured cell-centered finite volumes with application to shallow water dynamics’, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 71(5), pp. 584–633. doi: <https://doi.org/10.1002/fld.3674>.
- Delis, A. I. and Nikolos, I. K. (2013b) ‘A novel multidimensional solution reconstruction and edge-based limiting procedure for unstructured cell-centered finite volumes with application to shallow water dynamics’, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 71(5), pp. 584–633. doi: <https://doi.org/10.1002/fld.3674>.
- Delis, A. I. and Nikolos, I. K. (2013c) ‘A novel multidimensional solution reconstruction and edge-based limiting procedure for unstructured cell-centered finite volumes with application to shallow water dynamics’, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 71(5), pp. 584–633. doi: <https://doi.org/10.1002/fld.3674>.
- Delis, A. I. and Nikolos, I. K. (2013d) ‘A novel multidimensional solution reconstruction and edge-based limiting procedure for unstructured cell-centered finite volumes with application to shallow water dynamics’, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 71(5), pp. 584–633. doi: <https://doi.org/10.1002/fld.3674>.
- Delis, A. I., Nikolos, I. K. and Kazolea, M. (2011) ‘Performance and comparison of cell-centered and node-centered unstructured finite volume discretizations for shallow water free surface flows’, *Archives of Computational Methods in Engineering*, 18(1), pp. 57–118.

DeMets, C. *et al.* (2000) 'GPS geodetic constraints on Caribbean-North America Plate Motion', *Geophysical Research Letters*, 27(3), pp. 437–440. doi: <https://doi.org/10.1029/1999GL005436>.

DeMets, C. *et al.* (2007) 'Present motion and deformation of the Caribbean plate: Constraints from new GPS geodetic measurements from Honduras and Nicaragua', *SPECIAL PAPERS-GEOLOGICAL SOCIETY OF AMERICA*, 428, p. 21.

DeMets, C., Gordon, R. G. and Argus, D. F. (2010) 'Geologically current plate motions', *Geophysical Journal International*, 181(1), pp. 1–80. doi: 10.1111/j.1365-246X.2009.04491.x.

DeMets, C. and Wiggins-Grandison, M. (2007) 'Deformation of Jamaica and motion of the Gonâve microplate from GPS and seismic data', *Geophysical Journal International*, 168(1), pp. 362–378. doi: 10.1111/j.1365-246X.2006.03236.x.

Diebold, J. B. *et al.* (1981) 'Venezuela Basin crustal structure', *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 86(B9), pp. 7901–7923. doi: <https://doi.org/10.1029/JB086iB09p07901>.

Diebold, J., Driscoll, N., and EW-9501 Science Team (1999) 'Chapter 19 New insights on the formation of the caribbean basalt province revealed by multichannel seismic images of volcanic structures in the Venezuelan basin', in Mann, P. (ed.) *Sedimentary Basins of the World*. Elsevier (Caribbean Basins), pp. 561–589. doi: 10.1016/S1874-5997(99)80053-7.

Dixon, T. H. *et al.* (1998) 'Relative motion between the Caribbean and North American plates and related boundary zone deformation from a decade of GPS observations', *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 103(B7), pp. 15157–15182. doi: <https://doi.org/10.1029/97JB03575>.

Dogan, G. G., Pelinovsky, E., *et al.* (2021) 'Long wave generation and coastal amplification due to propagating atmospheric pressure disturbances', *Natural Hazards*, 106(2), pp. 1195–1221.

Dogan, G. G., Annunziato, A., *et al.* (2021) 'Numerical simulations of December 22, 2018 Anak Krakatau tsunami and examination of possible submarine landslide scenarios', *Pure and Applied Geophysics*, 178(1), pp. 1–20.

- Dolan, J. F. *et al.* (1998) ‘Active tectonics of the north-central Caribbean: Oblique collision, strain partitioning, and opposing subducted slabs’, *Special Papers-Geological Society of America*, pp. 1–62.
- Dronkers, J. J. (1969) ‘Tidal Computations for Rivers, Coastal Areas, and Sea’, *Journal of the Hydraulics Division*, 95(1), pp. 29–78.
- Eberhard, M. *et al.* (2010) ‘The Mw 7.0 Haiti earthquake of January 12, 2010: USGS/EERI Advance Reconnaissance Team report’, *US Geological Surv Open-File Rep.*
- Engdahl, E. R., Hilst, R. van der and Buland, R. (1998) ‘Global teleseismic earthquake relocation with improved travel times and procedures for depth determination’, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 88(3), pp. 722–743.
- Engdahl, E. R. and Villaseñor, A. (2002) ‘International handbook of earthquake and engineering seismology, Part A’.
- Foreman, M. G. G. *et al.* (1995) ‘A tidal model for eastern Juan de Fuca Strait and the southern Strait of Georgia’, *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 100(C1), pp. 721–740. doi: <https://doi.org/10.1029/94JC02721>.
- Fortin, M. (1981) ‘Old and new finite elements for incompressible flows’, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 1(4), pp. 347–364. doi: <https://doi.org/10.1002/flid.1650010406>.
- Fritz, H. M. *et al.* (2013) ‘Twin Tsunamis Triggered by the 12 January 2010 Haiti Earthquake’, *Pure and Applied Geophysics*, 170(9), pp. 1463–1474. doi: 10.1007/s00024-012-0479-3.
- Gallardo, J. M., Parés, C. and Castro, M. (2007) ‘On a well-balanced high-order finite volume scheme for shallow water equations with topography and dry areas’, *Journal of Computational Physics*, 227(1), pp. 574–601. doi: 10.1016/j.jcp.2007.08.007.
- García-Casco, A., Iturralde-Vinent, M. A. and Pindell, J. (2008) ‘Latest Cretaceous Collision/Accretion between the Caribbean Plate and Caribbeana: Origin of Metamorphic Terranes in the Greater Antilles’, *International Geology Review*, 50(9), pp. 781–809. doi: 10.2747/0020-6814.50.9.781.
- Gica, E. (2008) ‘Development of the forecast propagation database for NOAA’s Short-term Inundation Forecast for Tsunamis (SIFT)’.

- Glimsdal, S. *et al.* (2006) ‘Propagation of the Dec. 26, 2004, Indian Ocean Tsunami: Effects of dispersion and source characteristics’, *International Journal of Fluid Mechanics Research*, 33(1).
- Glimsdal, S. *et al.* (2013) ‘Dispersion of tsunamis: does it really matter?’, *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 13(6), pp. 1507–1526. doi: <https://doi.org/10.5194/nhess-13-1507-2013>.
- Granja Bruña, J. L. *et al.* (2009) ‘Morphotectonics of the central Muertos thrust belt and Muertos Trough (northeastern Caribbean)’, *Marine Geology*, 263(1), pp. 7–33. doi: [10.1016/j.margeo.2009.03.010](https://doi.org/10.1016/j.margeo.2009.03.010).
- Gray, W. G. (1982) ‘Derivation of vertically averaged equations describing multiphase flow in porous media’, *Water Resources Research*, 18(6), pp. 1705–1712. doi: <https://doi.org/10.1029/WR018i006p01705>.
- Greenberg, J. M. and Leroux, A. Y. (1996) ‘A Well-Balanced Scheme for the Numerical Processing of Source Terms in Hyperbolic Equations’, *SIAM Journal on Numerical Analysis*, 33(1), pp. 1–16. doi: [10.1137/0733001](https://doi.org/10.1137/0733001).
- Grilli, S. T. *et al.* (2012) ‘Numerical modeling of coastal tsunami impact dissipation and impact’, in *Proc. 33d Int. Conf. Coastal Engrng., Santander*. Citeseer.
- Grilli, S. T. *et al.* (2016) ‘Tsunami hazard assessment along the north shore of Hispaniola from far- and near-field Atlantic sources’, *Natural Hazards*, 82(2), pp. 777–810. doi: [10.1007/s11069-016-2218-z](https://doi.org/10.1007/s11069-016-2218-z).
- Gusiakov, V. K. (1978) ‘Static displacement on the surface of an elastic space’, *Ill-Posed Problems of Mathematical Physics and Interpretation of Geophysical Data (in Russian)*, pp. 23–51.
- Hargraves, R. B. (1984) ‘Plate tectonic evolution of the Caribbean region in the mantle reference frame’, *The Caribbean-South American plate boundary and regional tectonics*, 162, p. 81.
- Harten, A., Lax, P. D. and Leer, B. van (1983) ‘On Upstream Differencing and Godunov-Type Schemes for Hyperbolic Conservation Laws’, *SIAM Review*, 25(1), pp. 35–61. doi: [10.1137/1025002](https://doi.org/10.1137/1025002).

- Hastie, A. R. *et al.* (2013) ‘Geochemical components in a Cretaceous island arc: the Th/La–(Ce/Ce*) Nd diagram and implications for subduction initiation in the inter-American region’, *Lithos*, 162, pp. 57–69.
- Heinrich, P. *et al.* (2000) ‘Near-field modeling of the July 17, 1998 tsunami in Papua New Guinea’, *Geophysical Research Letters*, 27(19), pp. 3037–3040. doi: <https://doi.org/10.1029/2000GL011497>.
- Heubeck, C. and Mann, P. (1991) ‘Geologic evaluation of plate kinematic models for the North American-Caribbean plate boundary zone’, *Tectonophysics*, 191(1), pp. 1–26. doi: 10.1016/0040-1951(91)90230-P.
- Hopkins, H. R. (1973) ‘Geology of the Aruba Gap abyssal plain near DSDP site 153’, *Initial reports of the deep sea drilling project*, 15, pp. 1039–1050.
- Hornbach, M. J. *et al.* (2010) ‘High tsunami frequency as a result of combined strike-slip faulting and coastal landslides’, *Nature Geoscience*, 3(11), pp. 783–788. doi: 10.1038/ngeo975.
- Horrillo, J., Kowalik, Z. and Shigihara, Y. (2006) ‘Wave Dispersion Study in the Indian Ocean-Tsunami of December 26, 2004’, *Marine Geodesy*, 29(3), pp. 149–166. doi: 10.1080/01490410600939140.
- Hou, J. *et al.* (2013a) ‘A 2D well-balanced shallow flow model for unstructured grids with novel slope source term treatment’, *Advances in Water Resources*, 52, pp. 107–131.
- Hou, J. *et al.* (2013b) ‘A 2D well-balanced shallow flow model for unstructured grids with novel slope source term treatment’, *Advances in Water Resources*, 52, pp. 107–131. doi: 10.1016/j.advwatres.2012.08.003.
- Hou, J. *et al.* (2013c) ‘A stable 2D unstructured shallow flow model for simulations of wetting and drying over rough terrains’, *Computers & Fluids*, 82, pp. 132–147. doi: 10.1016/j.compfluid.2013.04.015.
- Hubbard, M. E. (1999) ‘Multidimensional slope limiters for MUSCL-type finite volume schemes on unstructured grids’, *Journal of Computational Physics*, 155(1), pp. 54–74.
- Hubbard, M. E. and Garcia-Navarro, P. (2000) ‘Flux Difference Splitting and the Balancing of Source Terms and Flux Gradients’, *Journal of Computational Physics*, 165(1), pp. 89–125. doi: 10.1006/jcph.2000.6603.

- Imamura, F. (1996) 'Review of tsunami simulation with a finite difference method', *Long-wave runup models*, pp. 25–42.
- Imamura, F. and Goto, C. (1988) 'Truncation Error in Numerical Tsunami Simulation by the Finite Difference Method', *Coastal Engineering in Japan*, 31(2), pp. 245–263. doi: 10.1080/05785634.1988.11924496.
- Imamura, F., Yalciner, A. C. and Ozyurt, G. (2006a) 'Tsunami modelling manual', *UNESCO IOC international training course on Tsunami Numerical Modelling*.
- Imamura, F., Yalciner, A. C. and Ozyurt, G. (2006b) 'Tsunami modelling manual', *UNESCO IOC international training course on Tsunami Numerical Modelling*.
- Ioualalen, M. *et al.* (2007) 'Modeling the 26 December 2004 Indian Ocean tsunami: Case study of impact in Thailand', *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 112(C7). doi: <https://doi.org/10.1029/2006JC003850>.
- IZBEKOV, P. E., EICHELBERGER, J. C. and IVANOV, B. V. (2004) 'The 1996 Eruption of Karymsky Volcano, Kamchatka: Historical Record of Basaltic Replenishment of an Andesite Reservoir', *Journal of Petrology*, 45(11), pp. 2325–2345. doi: 10.1093/petrology/egh059.
- Jansma, P. E. *et al.* (2000) 'Neotectonics of Puerto Rico and the Virgin Islands, northeastern Caribbean, from GPS geodesy', *Tectonics*, 19(6), pp. 1021–1037. doi: <https://doi.org/10.1029/1999TC001170>.
- Johnson, J. M. *et al.* (1996) 'The 1964 Prince William Sound earthquake: Joint inversion of tsunami and geodetic data', *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 101(B1), pp. 523–532. doi: <https://doi.org/10.1029/95JB02806>.
- Johnson, R. W. (1987) 'Large-scale volcanic cone collapse: The 1888 slope failure of Ritter volcano, and other examples from Papua New Guinea', *Bulletin of Volcanology*, 49(5), pp. 669–679. doi: 10.1007/BF01080358.
- Kazolea, M. *et al.* (2012) 'An unstructured finite volume numerical scheme for extended 2D Boussinesq-type equations', *Coastal Engineering*, 69, pp. 42–66.
- Keating, B. H. and McGuire, W. J. (2000) 'Island Edifice Failures and Associated Tsunami Hazards', *pure and applied geophysics*, 157(6), pp. 899–955. doi: 10.1007/s000240050011.
- Kim, D.-H., Cho, Y.-S. and Kim, H.-J. (2008) 'Well-Balanced Scheme between Flux and Source Terms for Computation of Shallow-Water Equations over Irregular Bathymetry',

Journal of Engineering Mechanics, 134(4), pp. 277–290. doi: 10.1061/(ASCE)0733-9399(2008)134:4(277).

Kim, M.-K., Choi, I.-K. and Kang, K.-S. (2010) ‘Tsunami Hazard Evaluation for the East Coast of Korea by using Empirical Tsunami Data’, *Journal of the Earthquake Engineering Society of Korea*, 14(4), pp. 17–22. doi: 10.5000/EESK.2010.14.4.017.

Kolar, R. L. *et al.* (1994) ‘Aspects of nonlinear simulations using shallow-water models based on the wave continuity equation’, *Computers & Fluids*, 23(3), pp. 523–538. doi: 10.1016/0045-7930(94)90017-5.

Kroehler, M. E. *et al.* (2011) ‘Late Cretaceous-Miocene diachronous onset of back thrusting along the South Caribbean deformed belt and its importance for understanding processes of arc collision and crustal growth’, *Tectonics*, 30(6). doi: <https://doi.org/10.1029/2011TC002918>.

Kurkin, A. A. *et al.* (2003) ‘Tsunami risk for the Caribbean Sea Coast’, *Izvestiya, Russian Academy of Engineering Sciences*, 4, pp. 126–149.

Ladd, J. W., Shih, T.-C. and Tsai, C. J. (1981) ‘Cenozoic tectonics of central Hispaniola and adjacent Caribbean Sea’, *AAPG Bulletin*, 65(3), pp. 466–489.

Ladd, J. W. and Watkins, J. S. (1980) ‘Seismic stratigraphy of the western Venezuela Basin’, *Marine Geology*, 35(1), pp. 21–41. doi: 10.1016/0025-3227(80)90020-1.

Lander, J. F., Whiteside, L. S. and Lockridge, P. A. (no date) ‘A BRIEF HISTORY OF TSUNAMIS IN THE CARIBBEAN SEA’, p. 38.

Le Mehaute, B., Hwang, L.-S. and Van Dorn, W. (1971) ‘Methods for improving tsunami warning system’, in *IEEE 1971 Conference on Engineering in the Ocean Environment*. IEEE, pp. 329–331.

Leendertse, J. J. (1989) *A New Approach to Three-Dimensional Free-Surface Flow Modeling*, *The RAND cooperation*. R-3712-NETH/RC.

Leendertse, J. J., Alexander, R. C. and Liu, S.-K. (1973) ‘A three-dimensional model for estuaries and coastal seas: Volume I, Principles of computation’.

Leroy, S. *et al.* (2000) ‘An alternative interpretation of the Cayman trough evolution from a reidentification of magnetic anomalies’, *Geophysical Journal International*, 141(3), pp. 539–557. doi: 10.1046/j.1365-246x.2000.00059.x.

- Leroy, S. *et al.* (2015) ‘Segmentation and kinematics of the North America-Caribbean plate boundary offshore Hispaniola’, *Terra Nova*, 27(6), pp. 467–478. doi: <https://doi.org/10.1111/ter.12181>.
- LeVeque, R. J. (2002) *Finite volume methods for hyperbolic problems*. Cambridge university press.
- Liang, D. (2012) ‘Discussion of “Head Reconstruction Method to Balance Flux and Source Terms in Shallow Water Equations” by Enrico Creaco, Alberto Campisano, Alexander Khe, Carlo Modica, and Giovanni Russo’, *Journal of Engineering Mechanics*, 138(5), pp. 552–553. doi: 10.1061/(ASCE)EM.1943-7889.0000229.
- Liang, Q. and Borthwick, A. G. L. (2009) ‘Adaptive quadtree simulation of shallow flows with wet–dry fronts over complex topography’, *Computers & Fluids*, 38(2), pp. 221–234. doi: 10.1016/j.compfluid.2008.02.008.
- Liang, Q. and Marche, F. (2009a) ‘Numerical resolution of well-balanced shallow water equations with complex source terms’, *Advances in Water Resources*, 32(6), pp. 873–884. doi: 10.1016/j.advwatres.2009.02.010.
- Liang, Q. and Marche, F. (2009b) ‘Numerical resolution of well-balanced shallow water equations with complex source terms’, *Advances in water resources*, 32(6), pp. 873–884.
- Liu, Y. and Rice, J. R. (2009) ‘Slow slip predictions based on granite and gabbro friction data compared to GPS measurements in northern Cascadia’, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 114(B9). doi: <https://doi.org/10.1029/2008JB006142>.
- Loukili, Y. and Soulaïmani, A. (2007) ‘Numerical tracking of shallow water waves by the unstructured finite volume WAF approximation’, *International Journal for Computational Methods in Engineering Science and Mechanics*, 8(2), pp. 75–88.
- Løvholt, F. *et al.* (2012) ‘Historical tsunamis and present tsunami hazard in eastern Indonesia and the southern Philippines’, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 117(B9). doi: <https://doi.org/10.1029/2012JB009425>.
- Løvholt, F., Pedersen, G. K. and Glimsdal, S. (2010) ‘Coupling of dispersive tsunami propagation and shallow water coastal response’. doi: 10.2174/1874252101004010071.

- Lu, R. S. and McMillen, K. J. (1982) 'Multichannel Seismic Survey of the Colombia Basin and Adjacent Margins: Convergent Margins; Field Investigations of Margin Structure and Stratigraphy'.
- Lynett, P. J. *et al.* (2017) 'Inter-model analysis of tsunami-induced coastal currents', *Ocean Modelling*, 114, pp. 14–32. doi: 10.1016/j.ocemod.2017.04.003.
- Madsen, P. A. and Fuhrman, D. R. (2008) 'Run-up of tsunamis and long waves in terms of surf-similarity', *Coastal Engineering*, 55(3), pp. 209–223.
- Manaker, D. M. *et al.* (2008) 'Interseismic Plate coupling and strain partitioning in the Northeastern Caribbean', *Geophysical Journal International*, 174(3), pp. 889–903. doi: 10.1111/j.1365-246X.2008.03819.x.
- Mann, P. *et al.* (1995) 'Actively evolving microplate formation by oblique collision and sideways motion along strike-slip faults: An example from the northeastern Caribbean plate margin', *Tectonophysics*, 246(1), pp. 1–69. doi: 10.1016/0040-1951(94)00268-E.
- Mann, P. *et al.* (2002) 'Oblique collision in the northeastern Caribbean from GPS measurements and geological observations', *Tectonics*, 21(6), pp. 7-1-7–26. doi: <https://doi.org/10.1029/2001TC001304>.
- Mann, P. (2007) *Geologic and Tectonic Development of the Caribbean Plate Boundary in Northern Central America*. Geological Society of America.
- Mann, P., Demets, C. and Wiggins-Grandison, M. (2007) 'Toward a better understanding of the Late Neogene strike-slip restraining bend in Jamaica: geodetic, geological, and seismic constraints', *Geological Society, London, Special Publications*, 290(1), pp. 239–253. doi: 10.1144/SP290.8.
- Marche, F. *et al.* (2007) 'Evaluation of well-balanced bore-capturing schemes for 2D wetting and drying processes', *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 53(5), pp. 867–894.
- Masson, D. G. and Scanlon, K. M. (1991) 'The neotectonic setting of Puerto Rico', *GSA Bulletin*, 103(1), pp. 144–154. doi: 10.1130/0016-7606(1991)103<0144:TNSOPR>2.3.CO;2.
- Mauffret, A. and Leroy, S. (1997) 'Seismic stratigraphy and structure of the Caribbean igneous province', *Tectonophysics*, 283(1), pp. 61–104. doi: 10.1016/S0040-1951(97)00103-0.

- Molnar, P. and Sykes, L. R. (1969) 'Tectonics of the Caribbean and Middle America Regions from Focal Mechanisms and Seismicity', *GSA Bulletin*, 80(9), pp. 1639–1684. doi: 10.1130/0016-7606(1969)80[1639:TOTCAM]2.0.CO;2.
- Moore, J. G. and Moore, G. W. (1984) 'Deposit from a giant wave on the island of lanai, hawaii', *Science (New York, N.Y.)*, 226(4680), pp. 1312–1315. doi: 10.1126/science.226.4680.1312.
- Moore, J. G., Normark, W. R. and Holcomb, R. T. (1994) 'Giant hawaiian landslides', *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 22, pp. 119–144.
- Mueller, C. C., Hopper, M. G. and Frankel, A. D. (1997) *Preparation of earthquake catalogs for the National Seismic-Hazard Maps: contiguous 48 states*. Citeseer.
- Mueller, C. S. (2010) 'The Influence of Maximum Magnitude on Seismic-Hazard Estimates in the Central and Eastern United States Influence of Maximum Magnitude on Seismic-Hazard Estimates in Central and Eastern United States', *Bulletin of the Seismological Society of America*, 100(2), pp. 699–711. doi: 10.1785/0120090114.
- Murillo, J. *et al.* (2006) 'Extension of an explicit finite volume method to large time steps (CFL>1): application to shallow water flows', *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 50(1), pp. 63–102. doi: <https://doi.org/10.1002/fld.1036>.
- Murillo, J. *et al.* (2007) 'The influence of source terms on stability, accuracy and conservation in two-dimensional shallow flow simulation using triangular finite volumes', *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 54(5), pp. 543–590. doi: <https://doi.org/10.1002/fld.1417>.
- Murillo, J., García-Navarro, P. and Burguete, J. (2008) 'Analysis of a second-order upwind method for the simulation of solute transport in 2D shallow water flow', *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 56(6), pp. 661–686. doi: <https://doi.org/10.1002/fld.1546>.
- Murillo, J., García-Navarro, P. and Burguete, J. (2009) 'Conservative numerical simulation of multi-component transport in two-dimensional unsteady shallow water flow', *Journal of Computational Physics*, 228(15), pp. 5539–5573. doi: 10.1016/j.jcp.2009.04.039.
- Murty, T. S. *et al.* (2006) 'Numerical modelling concepts for tsunami warning systems', *CURRENT SCIENCE*, 90(8), p. 9.

- Nikolos, I. K. and Delis, A. I. (2009) ‘An unstructured node-centered finite volume scheme for shallow water flows with wet/dry fronts over complex topography’, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 198(47), pp. 3723–3750. doi: 10.1016/j.cma.2009.08.006.
- Oey, L.-Y., Mellor, G. L. and Hires, R. I. (1985) ‘A three-dimensional simulation of the Hudson–Raritan estuary. Part I: Description of the model and model simulations’, *Journal of Physical Oceanography*, 15(12), pp. 1676–1692.
- Okada, Y. (1985a) ‘Surface deformation due to shear and tensile faults in a half-space’, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 75(4), pp. 1135–1154.
- Okada, Y. (1985b) ‘Surface deformation due to shear and tensile faults in a half-space’, *Bulletin of the seismological society of America*, 75(4), pp. 1135–1154.
- Okal, E. A. and Synolakis, C. E. (2004) ‘Source discriminants for near-field tsunamis’, *Geophysical Journal International*, 158(3), pp. 899–912. doi: 10.1111/j.1365-246X.2004.02347.x.
- O’Loughlin, K. F. and Lander, J. F. (2003) *Caribbean Tsunamis: A 500-Year History from 1498-1998*. Springer Science & Business Media.
- Pararas-Carayannis, G. (2010) ‘Assessment of the tsunamigenic potential along the Northern Caribbean Margin - Case Study: Earthquake and Tsunamis of 12 January 2010 in Haiti’, *Science of Tsunami Hazards*, 29.
- Park, H., Cox, D. T. and Petroff, C. M. (2015) ‘An empirical solution for tsunami run-up on compound slopes’, *Natural Hazards*, 76(3), pp. 1727–1743. doi: 10.1007/s11069-014-1568-7.
- Pelinovsky, E. N. (1982) ‘Nonlinear dynamics of tsunami waves’, *Applied Physics Institute Press, Gorky*.
- Peregrine, D. H. (1972) ‘Equations for water waves and the approximations behind them’, *Waves on beaches and resulting sediment transport*, pp. 95–121.
- Piatanesi, A., Tinti, S. and Pagnoni, G. (2001) ‘Tsunami waveform inversion by numerical finite-elements Green’s functions’, *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 1(4), pp. 187–194.
- Pindell, J. *et al.* (2012) ‘The Greater Antillean Arc: Early Cretaceous origin and proposed relationship to Central American subduction mélanges: implications for models of Caribbean

- evolution’, *International Geology Review*, 54(2), pp. 131–143. doi: 10.1080/00206814.2010.510008.
- Platzman, G. W. (1981) ‘Some response characteristics of finite-element tidal models’, *Journal of Computational Physics*, 40(1), pp. 36–63.
- Power, W., Downes, G. and Stirling, M. (2007) ‘Estimation of Tsunami Hazard in New Zealand due to South American Earthquakes’, in Satake, K., Okal, E. A., and Borrero, J. C. (eds) *Tsunami and Its Hazards in the Indian and Pacific Oceans*. Basel: Birkhäuser (Pageoph Topical Volumes), pp. 547–564. doi: 10.1007/978-3-7643-8364-0_15.
- Pu, J. H. *et al.* (2012) ‘Source term treatment of SWEs using surface gradient upwind method’, *Journal of Hydraulic Research*, 50(2), pp. 145–153. doi: 10.1080/00221686.2011.649838.
- Pubellier, M., Vila, J.-M. and Boisson, D. (1991) ‘North Caribbean neotectonic events: The Trans-Haitian fault system. Tertiary record of an oblique transcurrent shear zone uplifted in Hispaniola’, *Tectonophysics*, 194(3), pp. 217–236.
- Rosencrantz, E. and Mann, P. (1991) ‘SeaMARC II mapping of transform faults in the Cayman Trough, Caribbean Sea’, *Geology*, 19(7), pp. 690–693. doi: 10.1130/0091-7613(1991)019<0690:SIMOTF>2.3.CO;2.
- Salterain, P. (1883) *Breve reseña de la minería de la isla de Cuba*. La Publicidad.
- Satake, K. and Kato, Y. (2001) ‘The 1741 Oshima-Oshima Eruption: Extent and volume of submarine debris avalanche’, *Geophysical Research Letters*, 28(3), pp. 427–430. doi: <https://doi.org/10.1029/2000GL012175>.
- Scherer, J. (1912) ‘Great earthquakes in the Island of Haiti’, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 2(3), pp. 161–180.
- Shuto, N. (1991a) ‘Numerical simulation of tsunamis—Its present and near future’, *Natural Hazards*, 4(2–3), pp. 171–191.
- Shuto, N. (1991b) ‘Numerical simulation of tsunamis—Its present and near future’, *Natural Hazards*, 4(2–3), pp. 171–191.
- Simons, T. J. (1973) ‘Development of three-dimensional numerical models of the Great Lakes’.

- Smith, W. H. F. and Sandwell, D. T. (1997) ‘Global Sea Floor Topography from Satellite Altimetry and Ship Depth Soundings’, *Science*, 277(5334), pp. 1956–1962. doi: 10.1126/science.277.5334.1956.
- Sogut, D. V. and Yalciner, A. C. (2018) ‘Effect of friction in tsunami inundation modeling’, *Coastal Engineering Proceedings*, 1(36), p. 75.
- Song, L., Zhou, J., Guo, J., *et al.* (2011) ‘A robust well-balanced finite volume model for shallow water flows with wetting and drying over irregular terrain’, *Advances in Water Resources*, 34(7), pp. 915–932. doi: 10.1016/j.advwatres.2011.04.017.
- Song, L., Zhou, J., Li, Q., *et al.* (2011a) ‘An unstructured finite volume model for dam-break floods with wet/dry fronts over complex topography’, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 67(8), pp. 960–980. doi: <https://doi.org/10.1002/fld.2397>.
- Song, L., Zhou, J., Li, Q., *et al.* (2011b) ‘An unstructured finite volume model for dam-break floods with wet/dry fronts over complex topography’, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 67(8), pp. 960–980. doi: <https://doi.org/10.1002/fld.2397>.
- Sozdinler, C. O., Yalciner, A. C. and Zaytsev, A. (2015) ‘Investigation of tsunami hydrodynamic parameters in inundation zones with different structural layouts’, *Pure and Applied Geophysics*, 172(3), pp. 931–952.
- Staniforth, A. and Côté, J. (1991) ‘Semi-Lagrangian integration schemes for atmospheric models—A review’, *Monthly weather review*, 119(9), pp. 2206–2223.
- Stoffa, P. L. *et al.* (1981) ‘Direct mapping of seismic data to the domain of intercept time and ray parameter—A plane-wave decomposition’, *GEOPHYSICS*, 46(3), pp. 255–267. doi: 10.1190/1.1441197.
- Symithe, S. and Calais, E. (2016) ‘Present-day shortening in Southern Haiti from GPS measurements and implications for seismic hazard’, *Tectonophysics*, 679, pp. 117–124.
- Synolakis, C. *et al.* (1995) ‘Damage, conditions of East Java Tsunami of 1994 analyzed’, *Eos, Transactions American Geophysical Union*, 76(26), pp. 257–257. doi: <https://doi.org/10.1029/95EO00150>.
- Synolakis, C. E. (1987) ‘The runup of solitary waves’, *Journal of Fluid Mechanics*, 185, pp. 523–545.

Synolakis, C. E. (1991) 'Tsunami Runup on Steep Slopes: How Good Linear Theory Really Is', in Bernard, E. N. (ed.) *Tsunami Hazard: A Practical Guide for Tsunami Hazard Reduction*. Dordrecht: Springer Netherlands, pp. 221–234. doi: 10.1007/978-94-011-3362-3_8.

Tang, L., Titov, V. V. and Chamberlin, C. D. (2009) 'Development, testing, and applications of site-specific tsunami inundation models for real-time forecasting', *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 114(C12). doi: <https://doi.org/10.1029/2009JC005476>.

Taziev, 1963 *It is well known that the products of...* - Google Scholar (no date). Available at: [https://scholar.google.com/scholar?hl=en&as_sdt=0,5&q=Taziev,+1963+It+is+well+known+that+the+products+of+volcano+eruption+include+solids,+liquids+\(lava\)+and+gases+\(Terziev,+1963\)](https://scholar.google.com/scholar?hl=en&as_sdt=0,5&q=Taziev,+1963+It+is+well+known+that+the+products+of+volcano+eruption+include+solids,+liquids+(lava)+and+gases+(Terziev,+1963)) (Accessed: 25 February 2021).

Theilen-Willige, B. (2010) 'Detection of local site conditions influencing earthquake shaking and secondary effects in Southwest-Haiti using remote sensing and GIS-methods', *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 10(6), pp. 1183–1196. doi: <https://doi.org/10.5194/nhess-10-1183-2010>.

Tinti, S., Bortolucci, E. and Chiavettieri, C. (2001) 'Tsunami Excitation by Submarine Slides in Shallow-water Approximation', *pure and applied geophysics*, 158(4), pp. 759–797. doi: 10.1007/PL00001203.

Titov, V. V. *et al.* (2001) 'Offshore Forecasting of Alaskan Tsunamis in Hawaii', in Hebenstreit, G. T. (ed.) *Tsunami Research at the End of a Critical Decade*. Dordrecht: Springer Netherlands (Advances in Natural and Technological Hazards Research), pp. 75–90. doi: 10.1007/978-94-017-3618-3_7.

Titov, V. V. *et al.* (2005) 'Real-time tsunami forecasting: Challenges and solutions', *Natural Hazards*, 35(1), pp. 35–41.

Titov, V. V. *et al.* (no date) 'Offshore forecasting of Hawaiian tsunamis generated in Alaskan-Aleutian Subduction Zone', p. 26.

Titov, V. V. and Gonzalez, F. I. (1997) 'Implementation and testing of the method of splitting tsunami (MOST) model'.

Titov, V. V. and Synolakis, C. E. (1995) 'Modeling of Breaking and Nonbreaking Long-Wave Evolution and Runup Using VTCS-2', *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 121(6), pp. 308–316. doi: 10.1061/(ASCE)0733-950X(1995)121:6(308).

- Titov, V. V. and Synolakis, C. E. (1998a) ‘Numerical Modeling of Tidal Wave Runup’, *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 124(4), pp. 157–171. doi: 10.1061/(ASCE)0733-950X(1998)124:4(157).
- Titov, V. V. and Synolakis, C. E. (1998b) ‘Numerical Modeling of Tidal Wave Runup’, *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 124(4), pp. 157–171. doi: 10.1061/(ASCE)0733-950X(1998)124:4(157).
- Toro, E. F. (2009) ‘The HLL and HLLC Riemann Solvers’, in Toro, E. F. (ed.) *Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics: A Practical Introduction*. Berlin, Heidelberg: Springer, pp. 315–344. doi: 10.1007/b79761_10.
- Toro, E. F., Spruce, M. and Speares, W. (1994) ‘Restoration of the contact surface in the HLL-Riemann solver’, *Shock waves*, 4(1), pp. 25–34.
- Tuttle, M. P. *et al.* (2003) ‘Late Holocene Liquefaction Features in the Dominican Republic: A Powerful Tool for Earthquake Hazard Assessment in the Northeastern Caribbean’, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 93(1), pp. 27–46. doi: 10.1785/0120010233.
- Valiani, A. and Begnudelli, L. (2006) ‘Divergence Form for Bed Slope Source Term in Shallow Water Equations’, *Journal of Hydraulic Engineering*, 132(7), pp. 652–665. doi: 10.1061/(ASCE)0733-9429(2006)132:7(652).
- Van der Lelij, R. (2013) *Reconstructing north-western Gondwana with implications for the evolution of the Iapetus and Rheic Oceans: a geochronological, thermochronological and geochemical study*. PhD Thesis. University of Geneva.
- Van, G. D. and Albada, B. (1982) ‘Van Leer and WW Roberts’, *A comparative study of computational methods in cosmic gas dynamics*, pp. 76–84.
- Velioglu, D. *et al.* (2016) ‘Performance Assessment of NAMI DANCE in Tsunami Evolution and Currents Using a Benchmark Problem’, *Journal of Marine Science and Engineering*, 4(3), p. 49. doi: 10.3390/jmse4030049.
- Venkatakrishnan, V. (1995) ‘Convergence to Steady State Solutions of the Euler Equations on Unstructured Grids with Limiters’, *Journal of Computational Physics*, 118(1), pp. 120–130. doi: 10.1006/jcph.1995.1084.
- Vreugdenhil, C. B. (1994) *Numerical Methods for Shallow-Water Flow*. Springer Science & Business Media.

- Walters, R. A. and Carey, G. F. (1983) 'Analysis of spurious oscillation modes for the shallow water and Navier-Stokes equations', *Computers & Fluids*, 11(1), pp. 51–68. doi: 10.1016/0045-7930(83)90013-0.
- Walters, R. A. and Casulli, V. (1998) 'A robust, finite element model for hydrostatic surface water flows', *Communications in Numerical Methods in Engineering*, 14(10), pp. 931–940.
- Wang, Y. *et al.* (2011a) 'A 2D shallow flow model for practical dam-break simulations', *Journal of Hydraulic Research*, 49(3), pp. 307–316. doi: 10.1080/00221686.2011.566248.
- Wang, Y. *et al.* (2011b) 'A 2D shallow flow model for practical dam-break simulations', *Journal of Hydraulic Research*, 49(3), pp. 307–316. doi: 10.1080/00221686.2011.566248.
- Wang, Y. *et al.* (2011c) 'A 2D shallow flow model for practical dam-break simulations', *Journal of Hydraulic Research*, 49(3), pp. 307–316.
- Wei, Y. *et al.* (2008) 'Real-time experimental forecast of the Peruvian tsunami of August 2007 for U.S. coastlines', *Geophysical Research Letters*, 35(4). doi: <https://doi.org/10.1029/2007GL032250>.
- Woods, A. W. and Bower, S. M. (1995) 'The decompression of volcanic jets in a crater during explosive volcanic eruptions', *Earth and Planetary Science Letters*, 131(3), pp. 189–205. doi: 10.1016/0012-821X(95)00012-2.
- Yalçiner, A. *et al.* (2004) 'Tsunamis in the Black Sea: comparison of the historical, instrumental, and numerical data', *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 109(C12).
- Yalciner, A. *et al.* (2011) 'Field surveys and modeling 1999 Izmit tsunami', 4, pp. 4–6.
- Yalciner, A. C. *et al.* (2003) 'The Preliminary Estimates of Tsunami Risk Zones for the Coast of Marmara Sea', 21, pp. OS21D-03.
- Yalciner, A. C. *et al.* (2010) 'Evaluation of coastal risk at selected sites against Eastern Mediterranean tsunamis', *Coastal Engineering Proceedings*, 1(32), p. management-10.
- YALCINER, A. C. *et al.* (2015) 'Harbors and Tsunami Threat; A case study in the Sea of Marmara', in *Proceedings of 36th IAHR World Congress, 4pages, Delft, Netherland, 28Jun-3July*.
- Yalciner, A. C. and Pelinovsky, E. N. (2007) 'A short cut numerical method for determination of periods of free oscillations for basins with irregular geometry and bathymetry', *Ocean Engineering*, 34(5), pp. 747–757. doi: 10.1016/j.oceaneng.2006.05.016.

YALCINER, B., YALÇINER, A. C. and Zaytsev, A. (2017) ‘Accelerated Solutions in Tsunami Simulation and Visualization with Case Studies’.

Yalciner, B. and Zaytsev, A. (2017) ‘Assessment of Efficiency and Performance in Tsunami Numerical Modeling with GPU’, 19, p. 1246.

Yalciner, H., Sensoy, S. and Eren, O. (2012) ‘Time-dependent seismic performance assessment of a single-degree-of-freedom frame subject to corrosion’, *Engineering Failure Analysis*, 19, pp. 109–122.

Yalçiner, A. C. *et al.* (2002) ‘Tsunamis in the Sea of Marmara: Historical documents for the past, models for the future’, *Marine Geology*, 190(1–2), pp. 445–463.

Zahibo, N. *et al.* (2003) ‘The 1867 Virgin Island tsunami: observations and modeling’, *Oceanologica Acta*, 26(5), pp. 609–621. doi: 10.1016/S0399-1784(03)00059-8.

Zaitsev, A. *et al.* (2008) ‘Tsunamis in Eastern Mediterranean, histories, possibilities and realities’, in *Proceedings of 7th International Conference on Coastal and Port Engineering in Developing Countries, Dubai, UAE*.

Zaitsev, V. F. and Polyanin, A. D. (2002) *Handbook of Exact Solutions for Ordinary Differential Equations*. CRC Press.

Zhou, H., Wei, Y. and Titov, V. V. (2012) ‘Dispersive modeling of the 2009 Samoa tsunami’, *Geophysical Research Letters*, 39(16). doi: <https://doi.org/10.1029/2012GL053068>.

Zhou, J. G. *et al.* (2001) ‘The Surface Gradient Method for the Treatment of Source Terms in the Shallow-Water Equations’, *Journal of Computational Physics*, 168(1), pp. 1–25. doi: 10.1006/jcph.2000.6670.