

INFLUENCE DE LA FORME DE L'INTERFACE SUR LES PICS DE PRESSION LORS D'UN IMPACT

ON THE INFLUENCE OF THE WAVE SHAPE ON HIGH IMPACT PRESSURES

C. MOKRANI*, S. ABADIE*

* Laboratoire SIAME EA 4581,

Université de Pau et des Pays de L'adour, Anglet, France

cyril.mokrani@univ-pau.fr

Résumé

L'impact d'un jet plongeant est étudié numériquement à l'aide du code VOF THETIS en mettant l'accent sur l'influence de la géométrie du jet et sur l'intensité et la position des pics de pression. Une étude de validation réalisée sur des cas de jets triangulaires montre que l'estimation des pics est précise pour des angles inférieurs ou égaux à 70° mais que l'erreur devient significative au delà de cette valeur. Une étude théorique est menée pour dépasser cette limitation et obtenir une loi empirique liant l'intensité du pic à l'inclinaison locale de l'interface dans ce cas particulier du jet triangulaire. Cette relation est ensuite appliquée à l'impact d'un jet courbe en interprétant ce dernier comme une succession dans le temps de jets triangulaires. En inversant la relation obtenue précédemment, on déduit des pics de pression simulés les angles « équivalents » au sens du jet triangulaire. A chaque instant, le point de l'interface ayant une inclinaison locale égale à cet angle équivalent est relevé durant la simulation. On observe que sa position correspond au point de l'interface ayant une courbure minimale. Il paraît ainsi possible d'estimer le pic de pression à un instant donné, à partir de la pente locale de la surface libre en ce point particulier. Ce résultat permet une interprétation nouvelle de la dynamique de l'impact.

Summary

Numerical simulations of breaking wave impact are performed to characterize the influence of the wave shape on high pressure generated on coastal structures. The model used is the Navier-Stokes VOF model THETIS. The symmetrical wedge impact is first considered. Benchmarks are performed for a wide range of interface inclinations. Results show that the model calculates the peak velocity more accurately than the peak magnitude, for inclinations larger than 70° . A semi empirical law linking the peak magnitude to the incident inclination is derived, based on a theoretical analysis and the numerical results. This law is then applied to the case of a curving jet by considering that the impact process is a succession of two wedges impact whom inclinations vary at each instant. By using our precedent relationship, we can calculate “equivalent inclinations” using the pressure peaks simulated. Results show that at each instant, the point having a minimal curvature on the free surface is also the one where the local slope corresponds to the “equivalent” inclination. Based on this result, it is possible to interpret the impact and assess the instantaneous peak pressure only by considering the geometrical property of this particular point.

I – Introduction

Différents types d'impacts peuvent avoir lieu sur les structures côtières. Lorsqu'ils mettent en jeu des vagues fortement cambrées ou déferlantes, les pressions générées sur l'obstacle peuvent atteindre plus de cinquante fois la pression hydrostatique sur des durées de l'ordre de la milliseconde. Ces impacts percussifs (i.e. qui mettent en jet des pics de pression) ont des conséquences importantes sur les structures [1]. Depuis les années 1920, les études expérimentales visant à caractériser ces pics ont rapporté des mesures très variables pour des conditions de houle identiques. Cette forte variabilité semble être liée à deux principaux paramètres : (i) la présence d'air entraîné au sein du fluide ou piégé entre le mur et la vague et (ii) la forme spécifique de l'interface juste avant l'impact. De nombreux auteurs ont étudié l'influence de l'air sur la dynamique d'impact [2,3,4]. Le rôle de la forme du jet a également été observé mais les études visant à relier sa forme aux pressions d'impact sont plus rares. Le profil d'interface joue pourtant un rôle majeur car il détermine non seulement la quantité d'air piégée (et donc la dynamique associée aux mécanismes liés à l'air), mais également le champ de vitesse à proximité de l'obstacle. [5,6] montrent que la géométrie locale du jet affecte considérablement les pressions d'impact car elles permettent le développement de petites bulles d'air piégée entre l'obstacle et le jet, et changent localement l'angle d'attaque du jet. Dans cette étude, nous proposons de quantifier la sensibilité des fortes pressions à la géométrie locale du jet en développant une relation entre l'inclinaison locale et l'intensité des pics.

Les résultats sont obtenus à l'aide d'un code numérique présenté en section II. Une étude de validation numérique est présentée section III. Une relation reliant l'intensité des pics de pression à l'inclinaison d'un jet triangulaire est développée en section IV. Cette relation est ensuite appliquée au cas général d'un impact de jet courbe et une méthode d'estimation des pics à partir des déformées de la surface libre est développée en section V. Les résultats sont résumés et discutés en section VI. Dans la totalité de cette étude, l'influence de l'air sur la dynamique d'impact n'est pas prise en compte.

II – Modèle numérique

Le modèle THETIS [7] utilisé pour ces simulations résout les équations de Navier-Stokes incompressibles dans un domaine composé d'eau et d'air par une formulation 1-fluide [8] qui suppose que les propriétés physiques (masse volumique et viscosité) dépendent du point considéré. Les équations du mouvement sont discrétisées par la méthode des volumes finis sur un maillage fixe. A chaque itération, le champ des vitesses et de pression sont obtenus en tout point du maillage par la méthode du Lagrangien Augmenté [9]. Le mouvement de l'interface eau / air est ensuite résolu à l'aide de la méthode VOF de type CIAM [10]. Cette méthode est rendue légèrement diffuse sur une certaine épaisseur de l'ordre de la maille. [11] montre que cette technique dite de « régularisation » de l'interface permet d'éviter des problèmes de fractionnement qui génèrent ensuite des problèmes de convergence. La connaissance de la position de l'interface permet de recalculer les nouvelles valeurs de densité et viscosité locales par une simple interpolation basée sur la fraction volumique. Les obstacles sont introduits dans le domaine de calcul par la méthode des domaines fictifs associée à une technique de pénalisation [12].

III – Étude de validation

Une étude de validation a été menée sur le cas simplifié de l'impact d'un jet triangulaire (figure 1). Il s'agit d'une représentation très simplifiée de l'impact d'une vague au niveau local. Le jet incident se déplace à une vitesse constante horizontale V_0 . Lorsque l'interface rencontre l'obstacle, la pression locale agissant au niveau de la paroi force l'écoulement à évoluer. L'endroit de moindre résistance étant la surface libre au voisinage de l'impact ($P=0$), un jet ascendant se forme.

En l'absence de longueur caractéristique, les solutions de ce problème sont autosimilaires [13]. Cela signifie que toute solution à l'instant t_0 et à la position (x_0, y_0) a la même valeur à l'instant t_1 et à la position (kx_0, ky_0) , avec $k = t_1/t_0$. Géométriquement, les solutions sur l'obstacle sont obtenues les unes par rapport aux autres par une « dilatation temporelle » (cf. figure 1). Si le profil de pression sur l'obstacle présente un pic, ce pic doit donc rester constant durant la totalité de l'impact (cf. figure 1). Pour les mêmes raisons, ce pic de pression se déplace à vitesse constante. Ces grandeurs constantes ne dépendent que de l'angle α , ce qui permet d'établir un critère de validité numérique (i.e., il suffit de suivre l'évolution des pics durant la simulation et de vérifier qu'elle reste constante pour une inclinaison donnée). Dans la suite, nous notons $s=V_0t$ et $P_0 = \rho V_0^2$.

Le cas du jet triangulaire a fait l'objet de nombreux travaux. [11] montre qu'au-delà de $\alpha_0 = 40.7^\circ$, il existe un pic de pression qui se propage le long de l'obstacle. [14,15] calculent les pressions d'impact à l'aide d'un code BEM. Ils obtiennent des pics de l'ordre de $P_{\max} \sim 2\rho V_0^2$ pour $\alpha \sim 45^\circ$ et $P_{\max} \sim 40\rho V_0^2$ pour $\alpha \sim 80^\circ$. [16] montre que ces pics se propagent à la vitesse V_0 multiplié par un facteur $2\tan(\alpha)$.

Dans le cas présent, les calculs ont été réalisés en faisant varier α entre 10° et 80° tous les 10° . La stabilité du pic et l'évolution de sa vitesse ont été analysées pour chaque angle. Le maillage utilisé contient 160 801 cellules réparties sur une grille exponentielle rendue plus fine à proximité du point d'arrêt ($y=0$). Le pas d'espace minimal vaut $\Delta x = \Delta y = 0.014$ m. Ces calculs ont été menés en imposant $V_0=5$ m/s initialement dans le fluide et sur la limite droite du domaine. L'obstacle est modélisé par une condition limite de glissement.

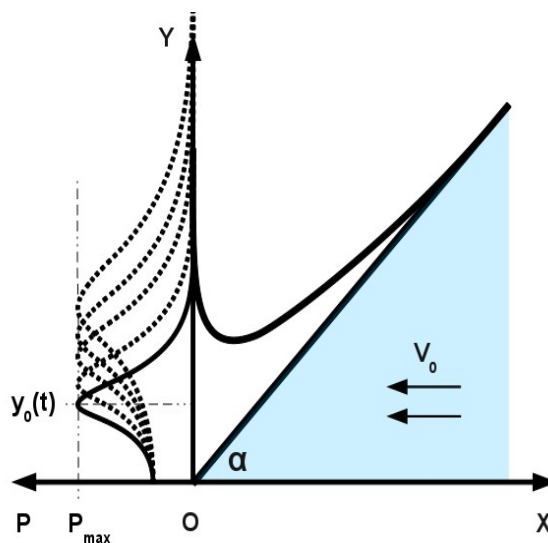


Figure 1: Impact d'un jet triangulaire symétrique

La position de l'interface a été initialisée en affectant à chaque cellule le taux de présence de la phase liquide calculé en assimilant localement l'interface à un segment horizontal (figure 2). Cette méthode, très facile à mettre en œuvre, génère des instabilités sur le profil d'interface. Ces erreurs sont croissantes avec l'angle α . Elle atteint notamment $\sim 40\%$ pour $\alpha \sim 70^\circ$ (cf. figure 2-b). Cependant, des calculs préliminaires ont montré que durant les premières itérations, la méthode VOF reconstruit un segment oblique proche de l'inclinaison souhaitée.

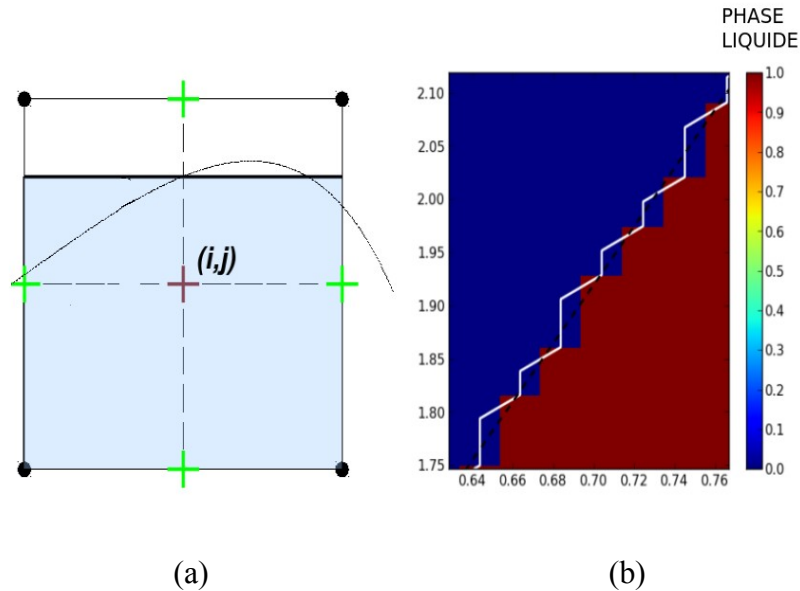


Figure 2: (a) Méthode de remplissage pour l'initialisation des calculs d'impact - (b) Répartition de la fonction couleur et profil d'interface correspondant, cas $\alpha = 70^\circ$

La figure 3-a représente l'évolution dans le temps des pics obtenus après calculs pour des angles variant de 0° à 60° . Nous rappelons que ces pics devraient être constants. La tendance globale des courbes est estimée à l'aide de la valeur moyenne calculée sur l'intervalle de temps $0 \text{ m} < s < 2.5 \text{ m}$. L'erreur correspondante a été estimée par l'écart maximal à la valeur moyenne. Cette erreur augmente avec l'inclinaison. Elle vaut 1% pour $\alpha = 10^\circ$ et 5% pour $\alpha = 50^\circ$. La figure 3-b représente le cas particulier $\alpha = 70^\circ$. Comme on peut l'observer, l'évolution du pic n'est pas stable. L'erreur à la valeur moyenne est estimée à 49% , mais dans ce cas cette valeur moyenne n'est pas représentative de la tendance globale de la courbe. Les pics ne respectent pas la propriété de stabilité liée à l'auto-similarité et sont estimés avec des erreurs importantes lorsque $\alpha > 60^\circ$.

Le cas $\alpha = 70^\circ$ a été reconsidéré en appliquant la technique de régularisation. Cette technique impose une zone de diffusion à proximité de l'interface sur une épaisseur donnée en nombre de maille (l^*). La figure 4-a représente les résultats obtenus pour $l^* = 0.5, 1, \text{ et } 2$. Cette technique permet de stabiliser le pic. Pour une faible épaisseur de régularisation (moins d'une maille), la pression a un comportement oscillant. Pour $l^*=2$, le pic se stabilise et atteint une valeur proche de celle calculée par [11]. L'utilisation de la méthode améliore donc l'estimation du pic. L'évolution instable des pics est due à la présence d'instabilités sur le profil d'interface. Pour $\alpha < 60^\circ$, ces instabilités sont faibles et n'affectent pas le calcul des pressions. Pour $\alpha > 60^\circ$, elles deviennent plus importantes et affectent la stabilité du pic. La méthode de régularisation est nécessaire pour estimer le pic de pression pour $\alpha \sim 70^\circ$.

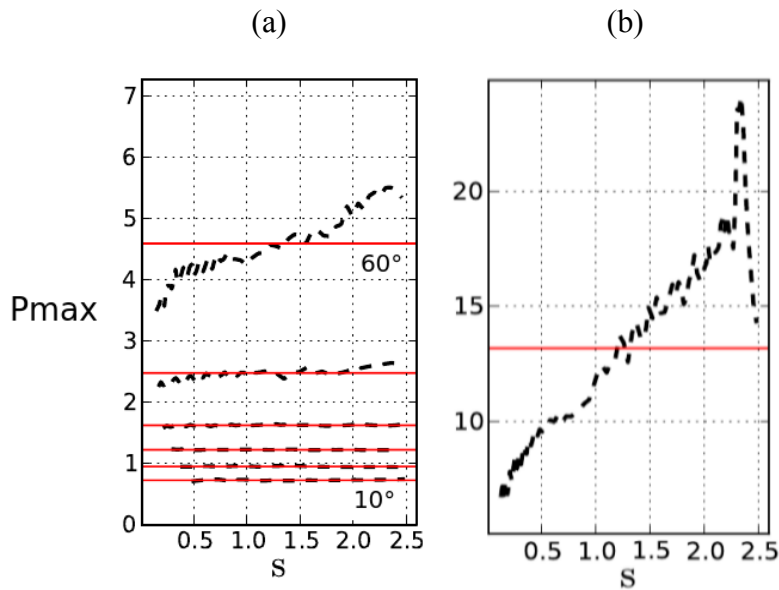


Figure 3: Évolution des pics de pression en fonction de s pour (a) $10^\circ < \alpha < 60^\circ$ et (b) $\alpha = 70^\circ$

Le cas $\alpha = 80^\circ$ est représenté figure 4-b dans le cas où l'épaisseur de régularisation vaut 2 mailles. Contrairement au cas $\alpha = 70^\circ$, le pic ne se stabilise pas. Il dépasse la valeur calculée par [15] d'environ 30 % après $s = 2$ m. Régulariser le profil d'interface sur deux mailles ne suffit donc pas à obtenir des valeurs stables. Ce cas nécessite des efforts de calculs plus importants (maillages plus fins ou des pas de temps plus faibles) qui sont encore à l'étude. Nous retenons principalement qu'il est possible, à condition de régulariser l'interface sur deux mailles, d'estimer des pics de pression allant jusqu'à $\sim 10\rho V_0^2$ Pa. L'angle d'attaque limite correspondant est $\alpha = 70^\circ$.

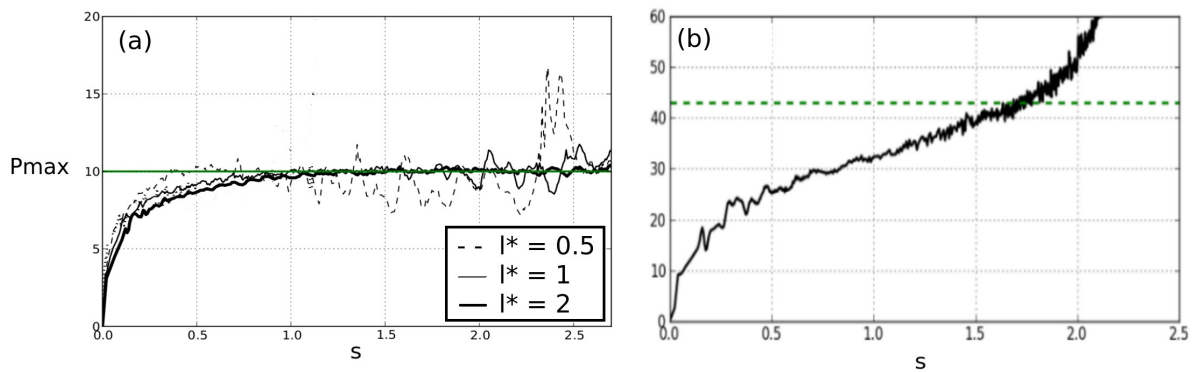


Figure 4: Évolution du pic de pression dans le temps - (a) $\alpha = 70^\circ$ avec plusieurs épaisseurs de régularisation de phase - (b) $\alpha = 80^\circ$ avec $l = 2$ - (- -) : Valeurs calculées par [11,15]

La position du pic à différents instants est présentée figure 5 pour les différentes inclinaisons considérées. La position des droites les plus proches de ces valeurs a été calculée par la méthode des moindres carrés. Les résidus correspondants sont de l'ordre de $Res \sim 10^{-2}$ pour $\alpha \sim 20^\circ$ et $Res \sim 0.3$ pour $\alpha \sim 70^\circ$. Ces positions évoluent de façon quasiment linéaire, ce qui est en accord avec la théorie auto-similaire. Comme dans le cas précédent, l'estimation des positions du pic est moins précise pour des inclinaisons élevées. Cependant, les faibles valeurs des résidus obtenus révèlent un comportement proche du modèle auto-similaire pour l'ensemble des inclinaisons testées, contrairement à l'intensité des pics. Les vitesses des pics ont été estimées pour chaque angle et interpolées par un polynôme en $\tan \alpha$. Le degré de ce polynôme a été fixé de façon à obtenir une valeur de résidu inférieure à 10^{-1} . En notant $\theta = \tan \alpha$ et η_0 le rapport entre la vitesse du pic et V_0 , on obtient :

$$\eta_0 = -0.007\theta^2 + 1.99\theta - 0.85 \quad Res = 0.054 \quad (1)$$

La vitesse du pic évolue de façon quasi linéaire en $\tan \alpha$. Ce résultat est en accord avec les résultats de [16]. Le coefficient constant qui représente la tangente de l'angle au-delà duquel un pic apparaît est proche de la valeur calculée par [11]. L'expression (1) ainsi que les valeurs obtenues par calcul numérique sont représentées figure 5-b. La comparaison avec les résultats de [15] donne des erreurs croissantes avec l'inclinaison. Elles sont cependant relativement faibles (i.e. de l'ordre de 5% pour $\alpha < 80^\circ$ et 10 % pour $\alpha = 80^\circ$).

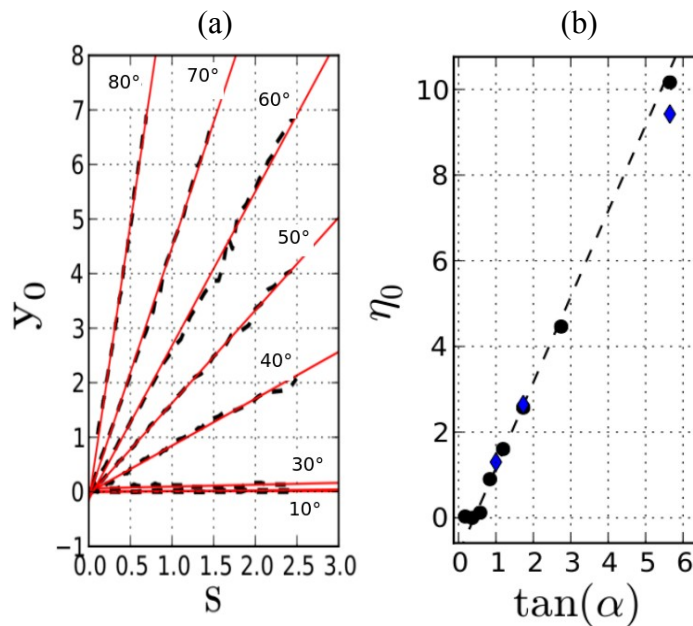


Figure 5: (a) Évolution de la position du pic pour $10^\circ < \alpha < 80^\circ$.. (b) Valeurs des vitesses du pic en fonction de α , (-) : Moindre carrés, (●) : THETIS, (●) : [15]

Ces résultats montrent que les calculs mettant en jeu de fortes inclinaisons de l'interface nécessitent d'utiliser une épaisseur de régularisation de l'ordre de 2 mailles. Dans ces conditions, le code THETIS calcule des pics de pression pouvant atteindre $10\rho V_0^2$ Pa ($\alpha \sim 70^\circ$) avec des erreurs de moins de 5%. Au-delà, l'interface se fractionne et les valeurs de pression sont instables. La position du pic est estimée sur l'ensemble des angles considérés ($10^\circ < \alpha < 80^\circ$) avec des erreurs inférieures ou égales à 10%.

IV – Loi liant le pic de pression à l'inclinaison de l'interface

Nous cherchons maintenant une loi liant la valeur du pic de pression à l'angle du jet triangulaire. Pour cela nous utilisons les résultats de nos simulations numériques. Le calcul numérique du pic de pression étant imprécis pour des fortes inclinaisons, nous avons plutôt utilisé la vitesse de déplacement du pic que nous avons reliée au pic par le raisonnement théorique suivant.

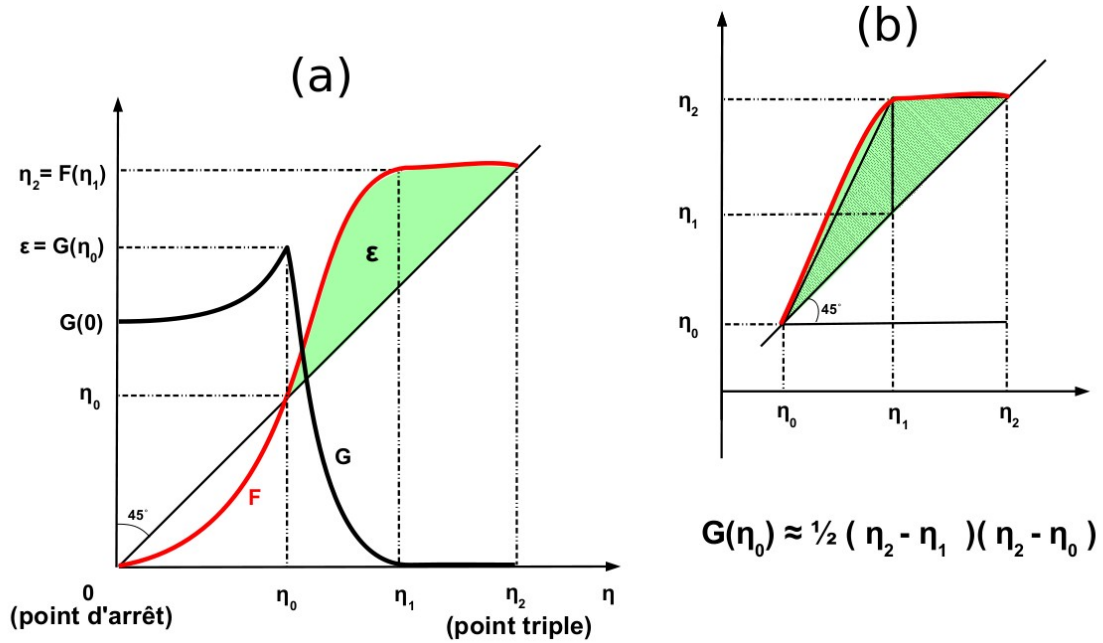


Figure 6: (a) : Schématisation des profils de pression et de vitesse verticale dans le plan autosimilaire - (b): Approximation du profil de vertical de vitesse pour l'expression du pic

Le problème d'impact du jet triangulaire 2D incompressible est décrit par les équations de Navier-Stokes incompressibles dans lesquelles les effets visqueux et rotationnels sont négligés. [11] montre que sur l'obstacle, l'équation de quantité de mouvement écrite dans le plan auto-similaire et projetée sur l'axe vertical s'écrit :

$$G'(\eta) = F'(\eta)(\eta - F(\eta)) \quad (2)$$

Avec les notations suivantes :

$$\eta = \frac{y}{V_0 t} ; G(\eta) = P_0 \cdot P(y, t) ; F(\eta) = V_0 \cdot V(y, t) \quad (3)$$

L'allure des profils F et G solutions de (2) est représentée figure 6. Dans le plan auto-similaire, le pic de pression est atteint lorsque le gradient de pression s'annule et change de signe. [11] montre également qu'il est atteint lorsque le gradient de vitesse verticale est maximal. D'après (2), ces deux conditions se traduisent par la condition (4) :

$$F(\eta) = \eta \quad (4)$$

Le pic est donc situé à l'intersection du profil de vitesse verticale et de la première bissectrice. D'un point de vue physique cela signifie qu'à chaque instant, la particule fluide située à la position du pic se déplace aussi rapidement que ce dernier. En utilisant les conditions limites, on montre que le point triple vérifie également la condition (4). On observe également une zone particulière de l'obstacle dans laquelle les particules ont une accélération et une pression nulle. Cette zone « d'eau morte » est caractérisée par les variables η_1 et η_2 (cf. figure 6-a).

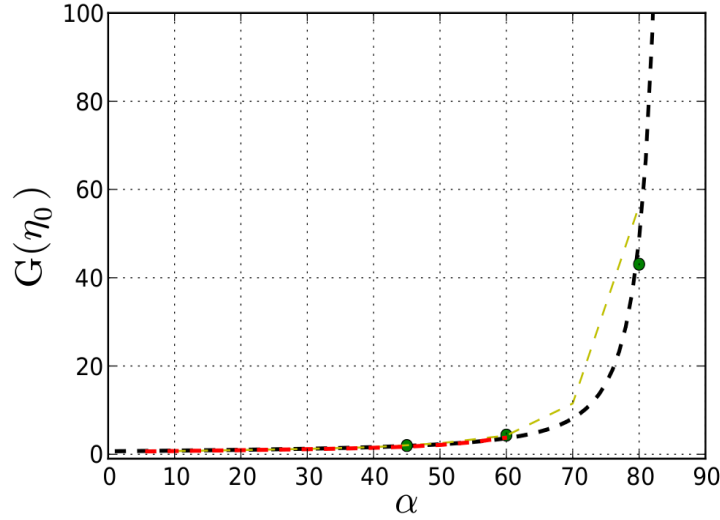


Figure 7: Évolution de l'intensité du pic de pression en fonction de alpha - (---) : THETIS, (- -) : expression (7), (- -) : [14] et (●) : [15]

En intégrant l'équation (2) entre η_1 et η_2 , on montre que l'intensité du pic vaut exactement l'aire ε située entre le profil de vitesse et la première bissectrice (cf. figure 6-a). Cette aire peut être approchée en supposant que l'évolution de F est linéaire entre ces deux points (cf. figure 6-b). Le pic de pression est alors approché par l'expression (5) :

$$P_{max} \approx \frac{1}{2} P_0 (\eta_2 - \eta_1) (\eta_2 - \eta_0) \quad (5)$$

Les positions η_0 ont été validées dans la partie précédente (Figure 5). L'expression (1) donne son évolution en fonction de α . En appliquant la même démarche sur les valeurs η_1 et η_2 obtenues numériquement, on obtient :

$$\begin{aligned} \eta_1 &= 0.08\theta^2 + 1.57\theta + 0.21 \quad Res = 0.024 \\ \eta_2 &= 0.21\theta^2 + 2.3\theta + 0.95 \quad Res = 0.0062 \end{aligned} \quad (6)$$

Et injectant les expressions (1) et (6) dans (5) :

$$P_{max} = 0.0145\theta^4 + 0.10\theta^3 + 0.317\theta^2 + 0.782\theta + 0.675 \quad (7)$$

Cette loi semi-empirique relie le pic de pression à l'angle. Elle est tracée figure 7. Les valeurs des pics sont comparées à celles calculées par [14,15] ainsi qu'aux valeurs calculées directement par le code THETIS. Les valeurs des pics sont proches des valeurs obtenues par [12] pour $\alpha < 60^\circ$ et restent proches de la valeur calculée par [15] pour $\alpha = 80^\circ$. L'erreur

correspondante vaut 7%. Rappelons que le calcul direct du pic par THETIS donne des erreurs de l'ordre de 30% par rapport à [15]. Cette expression permet donc de réduire l'erreur sur l'estimation des pics pour $\alpha \sim 70^\circ$. La comparaison avec [14,15] valide également indirectement les différentes valeurs de η_1 et η_2 calculées par THETIS et utilisées pour le calcul des pics dans (7). Plus l'inclinaison augmente et plus les pics varient rapidement. Pour $\alpha \sim 80^\circ$, une variation d'angle de 1° génère une variation de pression de l'ordre de $\sim 800\rho V_0^2$. L'expression (7) permet de quantifier la forte variabilité des pics associée à un changement d'angle local.

V – Application de la loi précédente au cas d'un jet de forme quelconque

Dans cette section, l'expression (7) est utilisée pour un cas d'impact de jet courbe par opposition au cas linéaire du jet triangulaire. Pour appliquer les résultats précédents, nous faisons l'hypothèse que l'impact peut être décomposé en une succession d'impacts mettant en jeu deux jets triangulaires dont les inclinaisons respectives varient dans le temps (cf. figure 8). Notre objectif est de calculer et caractériser les angles α et β (équivalents au cas triangulaire) et de voir s'ils correspondent à des positions particulières et repérables sur le profil d'interface à un instant donné. Si tel est le cas, la dynamique pourra être décrite à partir des déformées.

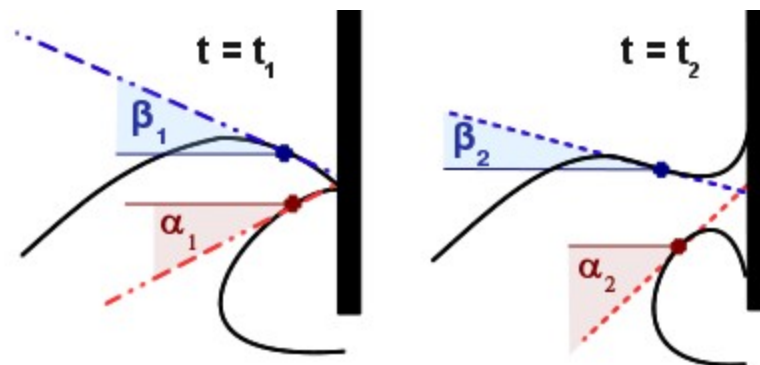


Figure 8 : Interprétation de l'impact d'un jet courbe comme une succession temporelle de jets triangulaires

Le cas considéré dans cet exemple est l'impact d'une onde solitaire se propageant sur une plage pentue et impactant une structure verticale. L'expérience complète est décrite et réalisée dans [17]. L'onde incidente a une amplitude relative fixée à 0.55 et la pente de la plage vaut 1/15. La phase de déferlement a été validée en comparant les profils d'interface pendant la formation du jet plongeant [11] avec ceux obtenus par [17]. L'impact est simulé en deux étapes : le calcul est stoppé pendant le déferlement puis ré-initialisé en ajoutant un obstacle vertical. La forme de cet obstacle permet à l'air de s'échapper sans affecter la dynamique de l'impact (cf. figures 8 et 9). Le maillage utilisé contient 1 202 601 cellules et le pas d'espace vaut $\Delta x = \Delta y = 0.005$ m.

La figure 9 représente les déformées à trois instants différents ainsi que la position du point d'arrêt sur l'obstacle. Au début de l'impact, le jet a une vitesse incidente horizontale. Comme on peut l'observer, l'altitude du point d'arrêt reste constante durant l'impact. L'impact se déroule donc dans des conditions proches du jet triangulaire. L'impact sépare le jet en deux

au niveau du point d'arrêt. Le jet supérieur (respectivement inférieur) correspond à la déformée d'un profil initialement convexe (respectivement concave).

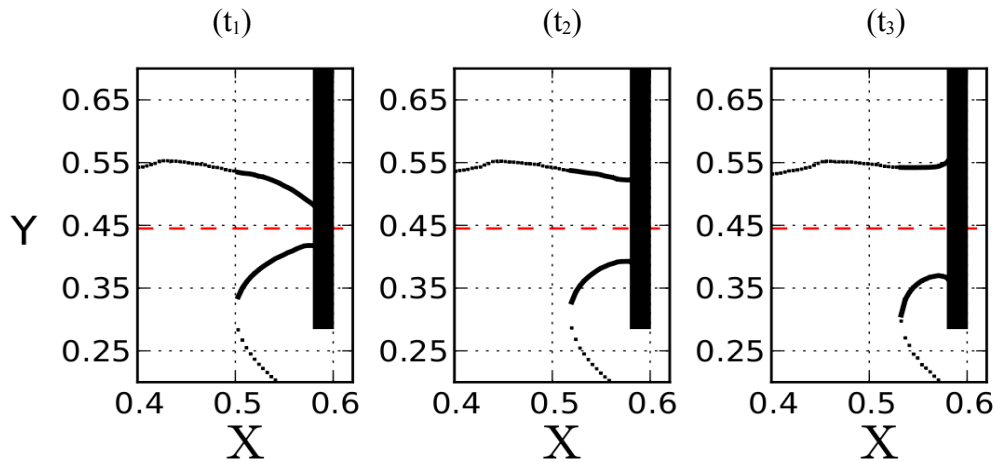


Figure 8: Processus d'impact à trois instants t_1 , t_2 et t_3 - (- -) : Position du point d'arrêt

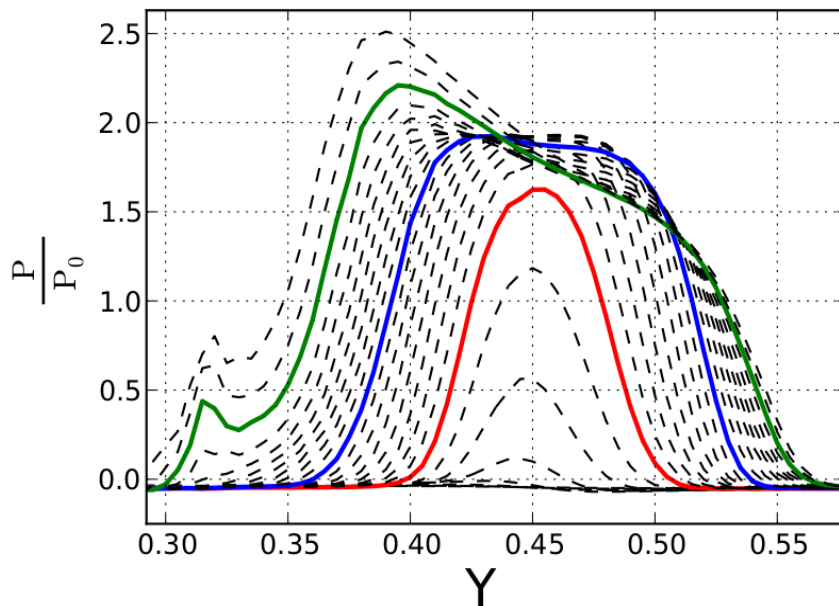


Figure 9: Répartition de la pression sur l'obstacle. (-) : $t=t_1$, (-) : $t=t_2$, et (-) : $t=t_3$

La figure 9 représente la répartition de la pression sur le mur à différents instants. La vitesse V_0 a été estimée à 3.75 m/s en calculant la célérité de l'onde. La valeur maximale de pression durant l'intervalle de temps considéré atteint $2.5\rho V_0^2$. Cet ordre de grandeur entre dans la gamme des pressions validées en première partie. Dans les premiers instants de l'impact ($t \sim t_1$), le champ de pression présente un unique pic situé à proximité du point d'arrêt. Lorsque le jet se divise en deux ($t \sim t_2$), la pression se répartit plus uniformément sur l'obstacle tout en augmentant. Une analyse plus détaillée révèle la présence de deux maxima locaux présents de part et d'autre du point d'arrêt à cet instant. Lorsque $t \sim t_3$, seul un pic est présent sur le profil. Il devient plus élevé tout en se déplaçant vers le bas de l'obstacle.

A partir des valeurs maximales de pression relevées à chaque instant, nous avons calculé les angles « équivalents » (c'est à dire ceux qui donneraient le même pic de pression pour un jet triangulaire) à partir de l'expression (7). Ces angles sont notés α_c et β_c dans la suite. Nous avons ensuite recherché les positions du profil inférieur (respectivement supérieur) ayant une tangente locale égale à α_c (respectivement β_c). Les résultats sont représentés figure 10.

Comme on peut le constater sur cet exemple, les deux points de l'interface que l'on obtient par ce raisonnement sont relativement stables en temps. A partir de ces points et de la pente locale de l'interface, on peut donner une interprétation nouvelle de l'impact basé sur les résultats du jet triangulaire. On peut ainsi observer le rôle crucial de la concavité sur la dynamique. En effet, l'impact dilate la partie convexe du jet et comprime la partie concave. L'inclinaison du profil supérieur diminue tandis que le profil inférieur se raidit. Cela a pour conséquence une augmentation de α_c et une diminution de β_c . D'après (7), le pic se propage vers le bas de l'obstacle tout en augmentant son intensité. Cette déduction est consistante avec l'analyse de la figure 9.

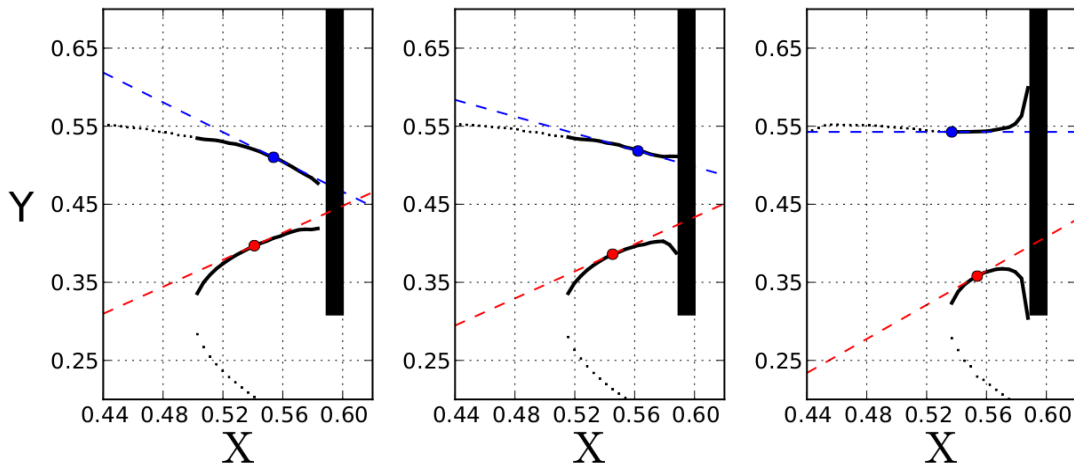


Figure 10: déformées durant l'impact et application de l'expression (7) pour le calcul des inclinaisons équivalentes.- Les droites ayant pour pente l'inclinaison équivalente et les positions correspondantes sur le profil supérieur (respectivement inférieur) sont représentées en bleu (respectivement rouge)

L'expression (7) appliquée au cas du jet courbe permet de relier la dynamique du jet à une position particulière du jet. Cette position est calculée à partir des valeurs de pression. Pour au contraire déduire l'intensité des pics à partir de la forme du jet, il est nécessaire de caractériser géométriquement ces positions du profil ayant une inclinaison équivalente.

Intuitivement, les positions qui ont une inclinaison locale équivalente doivent être situées à l'endroit où l'interface est localement linéaire (pour être consistant avec le cas du jet triangulaire), c'est-à-dire là où la courbure est nulle ou minimale. La courbure locale de l'interface a été calculée et les points correspondants à une courbure minimale ont été relevés à chaque itération. La figure 11 représente les positions ayant une inclinaison équivalente ainsi que les points de courbure minimale. Comme on peut l'observer, ces deux positions évoluent de façon similaire. Les points de courbure minimale semblent garder une inclinaison locale proche de l'inclinaison équivalente pendant l'impact. Finalement, l'évolution et l'intensité du pic peuvent être déduites à partir de la courbure locale du jet. Ce résultat doit être nuancé car l'estimation de la courbure n'a pu être faite directement à partir des déformées. Les erreurs

présentes sur les profils sont considérablement amplifiées lors du calcul des dérivées, ce qui rend impossible l'estimation directe de la courbure. Elle a été estimée en approchant les profils par des polynômes de degré 5. Cette étape permet de conserver la même allure des profils mais affecte les valeurs de courbure et par conséquent la position des points de courbure minimale. De façon générale, des travaux complémentaires sont nécessaires pour confirmer le rôle de la courbure. Si toutefois il est confirmé, l'intensité des pics et leur vitesse pourront être estimés en mesurant les déformées et en utilisant les expressions (1) et (7).

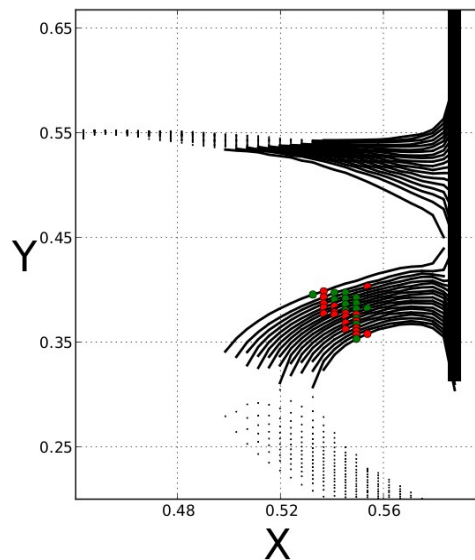


Figure 11: Évolution dans le temps des déformées et des positions des points ayant une inclinaison équivalente (●) et une courbure minimale (●)

VI – Conclusion

Nous avons étudié l'influence de la géométrie du jet sur les pressions d'impact à l'aide d'un modèle numérique résolvant les équations de Navier-Stokes incompressible et utilisant une méthode VOF pour le transport de l'interface.

Une étude de validation faite sur le cas académique du jet triangulaire a montré que le code THETIS estime les pics de pression avec une erreur de $\sim 5\%$ pour $\alpha < 70^\circ$. Pour $\alpha \sim 80^\circ$, le pic n'est pas stable. La position du pic est calculée avec de faibles erreurs, même pour $\alpha = 80^\circ$ ou elle atteint $\sim 10\%$. L'utilisation d'une méthode de régularisation est nécessaire à la stabilité des pics.

Nous avons relié l'inclinaison α à la valeur du pic par une expression semi-empirique dans le cas du jet triangulaire.

L'impact d'un jet quelconque qui intervient dans le cas d'une vague déferlante a été assimilé à celui de deux jets triangulaires dont les inclinaisons varient selon les déformées à chaque instant. En utilisant l'expression (7), ces inclinaisons équivalentes ont été calculées et les points matériels du profil ayant une inclinaison locale égale à cette inclinaison équivalente ont été localisés sur l'interface. Nos résultats montrent que ces points particuliers sont situés à proximité des points ayant une courbure minimale. Si ce résultat est confirmé, il sera alors possible dans certains cas d'impacts d'estimer la valeur instantanée du pic de pression simplement à partir de la déformée de la surface libre.

Références

- [1] Oumeraci, H., Klammer, P. & Patenscky, H. (1993), 'Classification of breaking wave load on vertical structures', *Journal of Waterway, Port Coastal and Ocean Engineering* 119(4), 381–397.
- [2] Hattori, M., Arami, A. & Yui, T. (1994), 'Wave impact pressure on vertical walls under breaking waves of various types', *Coastal Engineering* 22, 79–114.
- [3] Bullock, G., Obharai, C., Peregrine, D. & Bredmose, H. (2007), 'Violent breaking wave impacts. Part 1 : Results from large scale regular wave tests on vertical and sloping walls.', *Coastal Engineering*, 54, 602–617.
- [4] Plumerault, L. (2009), 'Numerical modelling of aerated-water wave impacts on a coastal structure.' Thèse de doctorat, université de Pau et des Pays de l'Adour
- [5] Brosset , L., Lafeber , W., Bogaert , H., Marhem , M., Carden , P., Maguire, J. 2011. A Mark III panel subjected to a flip-through wave impact: results from the Sloskel project. Proc. 21st International Offshore and Polar Engineering Conference. 84-96.
- [6] Lugni, C., Brocchini, M. & Faltinsen, O. (2006), 'Wave impact loads : The role of the flip-through', *Physics of Fluids* 18, 122101–122118.
- [7] Abadie, S., Morichon, D., Grilli, S., Glockner, S.(2010), 'Numerical simulation of waves generated by landslides using a multiple-fluid Navier–Stokes model', *Coastal Engineering*, 57, 779-794
- [8] Abadie, S. (1998), Modélisation numérique du déferlement plongeant par méthode VOF. Thèse de doctorat, Université de Pau et des Pays de l'Adour.
- [9] Lubin, P., Vincent, S., Abadie, S. & Caltagirone, J. (2006), 'Three dimensional large eddy simulation of air entrainment under plunging breaking waves', *Coastal engineering* 53, 631–655.
- [10] Hirt, C. & Nichols, B. (1981), 'Volume of fluid (vof) method for the dynamics of free boundaries', *Journal of Computational Physics* 39 (1), 201–225
- [11] Mokrani, C. (2012) 'Impacts de vagues déferlantes sur un obstacle vertical. Modèle théorique et calcul numérique des pics de pression', Thèse de doctorat, Université de Pau et des Pays de l'Adour
- [12] Pianet, G., Vincent, S., Leboi, J., Caltagirone, J.P., Anderhuber, M., (2010) Simulating compressible gas bubbles with a smooth volume tracking 1-fluid method, *International Journal of multiphase flow* 36, 273-283
- [13] Dobrovolskaya, Z. (1969), 'On some problems of similarity flow of fluid with a free surface', *J. Fluid Mech* 36, 805–529.
- [14] Zhang, S., Yue, D. & Tanizawa, K. (1996), 'Simulation of plunging wave impact on a vertical wall', *J. Fluid Mech* 327, 221–254.
- [15] Wu, G. (2007), 'Fluid impact on a solid boundary', *Journal of Fluids and Structures* 23, 755–765.
- [16] Greco, M A Two Dimensional Study of Green-Water Loading. PhD thesis, Faculty of Marine Technology, Trondheim, 2001.
- [17] Grilli, S., Svendsen, I. & Subramanya, R. (1997), 'Breaking criterion and characteristics for solitary waves on slopes', *Journal Of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering* 123(3), 102–112.