CHAPITRE

5 Etude d'impacts hydrodynamiques tridimensionnels

Ce chapitre présente des résultats de calculs d'impacts pour différentes géométries tridimensionnelles. Les champs de pression et les efforts hydrodynamiques obtenus par la méthode développée sont présentés. Ces résultats sont comparés à des résultats issus de calculs par éléments finis réalisés avec ABAQUS, ainsi qu'aux résultats d'essais présentés dans le chapitre précédent. Comme nous le verrons, la comparaison des résultats numériques avec ceux des essais permet de valider les deux approches numériques en ce qui concerne l'estimation de l'effort hydrodynamique.

Les résultats de calculs ont été adimensionnalisés et sont présentés en termes de coefficient de pression, coefficient de slamming (effort adimensionnel), moment adimensionnel et profondeur de pénétration relative . Le coefficient de pression (C_p) est défini par :

$$C_p = p/(0,5\rho V_z^2). \tag{5.1}$$

Le coefficient de slamming (C_s) est défini par :

$$C_s = F_z/(0,5\rho V_z^2 S_{max}). \tag{5.2}$$

Le moment adimensionnel de slamming (C_m) est défini par :

$$C_m = M_y/(0,5\rho V_z^2 S_{max}^{3/2}), \tag{5.3}$$

où M_y est le moment induit par la pression hydrodynamique selon y au point le plus bas du solide impactant. La profondeur de pénétration relative (H) est définie par :

$$H = h(t)/S_{max}^{1/2}. \tag{5.4}$$

S_{max} représente l'aire de la surface projetée de la maquette étudiée. Par exemple, dans le cas de la maquette du paraboloïde elliptique dont le dessin de définition est présenté par la figure 4.6, la surface projetée est un disque elliptique d'aire $S_{max} = \pi \times 0,16 \times 0,265\,\mathrm{m}^2$.

5.1 Formes tridimensionnelles ayant deux plans de symétrie

5.1.1 Paraboloïde elliptique

La forme du paraboloïde elliptique étudié est définie par la fonction $f(x, y) = 1,418x^2 + 0,517y^2$ m. Le dessin de définition de la maquette utilisée est présenté à la figure 4.6. La distribution du coefficient de pression pour une profondeur de pénétration de $22,8$ mm est présentée par la figure 5.1. Pour cette profondeur de pénétration, la surface mouillée est proche de la surface totale de la maquette. Des zones de pression importante apparaissent à proximité de la ligne de contact. Des vues en coupe de la distribution du coefficient de pression le long des axes x et y mettent en évidence des différences importantes au niveau des pics de pression (voir figure 5.2). Pour comprendre cela, nous pouvons noter que Wagner (1931), en analysant localement l'écoulement au bord de la surface de contact (dans la zone où se forme un jet) lors de l'impact d'un dièdre, a montré que la pression maximale dans cette zone était proportionnelle à $\rho(\mathrm{d}c/\mathrm{d}t)^2$, où c est la demi-largeur de la surface de contact (voir également Howison *et al.* (1991)). Il a ensuite été montré que cette analyse était également valide pour certains problèmes tridimensionnels (Scolan et Korobkin (2003)). Si le MLM ne repose pas sur l'analyse locale du jet se formant au bord de la surface de contact, il prévoit également (au moins dans le cas 2D) que le pic de pression est proportionnel au carré de la vitesse d'expansion de la ligne de contact (Korobkin (2004)). Dans le cas du paraboloïde elliptique, la surface mouillée croît de manière homothétique (sa forme ne change pas). Par conséquent, la vitesse de propagation de la ligne de contact est plus importante dans la direction de l'axe y que dans celle de l'axe x. Cela explique que le pic de pression soit maximal sur l'axe y.

La figure 5.3 décrit l'évolution de l'effort hydrodynamique au cours de l'impact. Nous observons que les résultats obtenus par l'approche proposée sont très proches des résultats issus des calculs par éléments finis. On remarque également que les résultats d'essais oscillent légèrement autour des résultats de calcul. Ces oscillations s'expliquent par des vibrations de la maquette sous l'effet de l'impact et ont été discutées dans le paragraphe 4.1.3. L'augmentation rapide du coefficient de slamming lors des premiers instants de l'impact est une particularité des formes à fond plat ($\nabla f(0, 0) = \mathbf{0}$), ce qui provoque des vibrations importantes de la maquette. La chute du coefficient de slamming que l'on observe à la fin de l'impact pour un enfoncement relatif $H \approx 0,065$ est due à l'immersion totale de la surface inférieure de la maquette. La théorie de Wagner n'est plus applicable au-delà de cette profondeur de pénétration, c'est pourquoi la courbe correspondant à notre approche est interrompue avant ce moment.

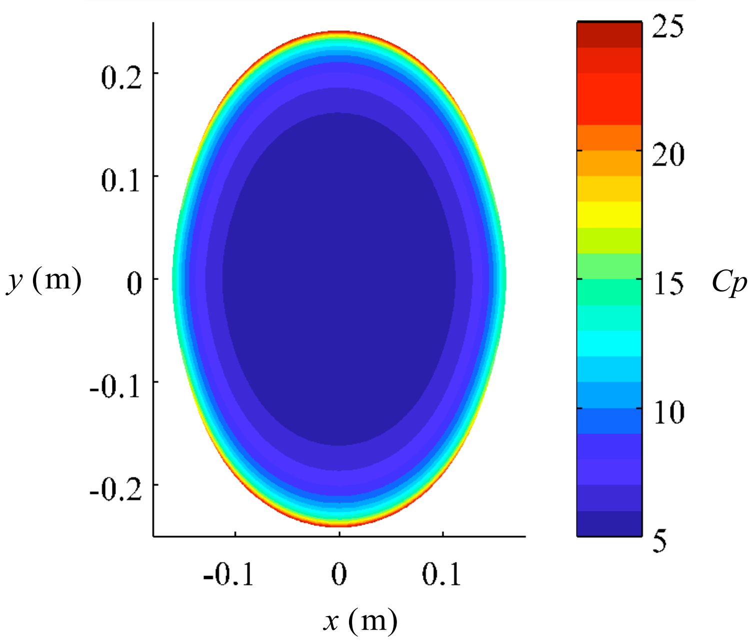


FIGURE 5.1 – Distribution du coefficient de pression lors de l'impact de la maquette du paraboloïde elliptique pour une profondeur de pénétration de $22,8$ mm ($N_a = 5$)

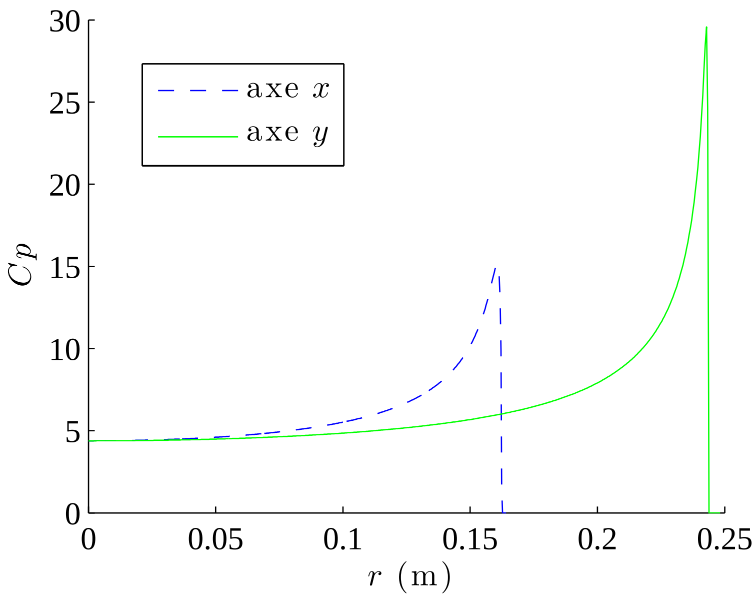


FIGURE 5.2 – Vues en coupe de la distribution du coefficient de pression lors de l'impact de la maquette du paraboloïde elliptique pour une profondeur de pénétration de $22,8$ mm ($N_a = 5$)

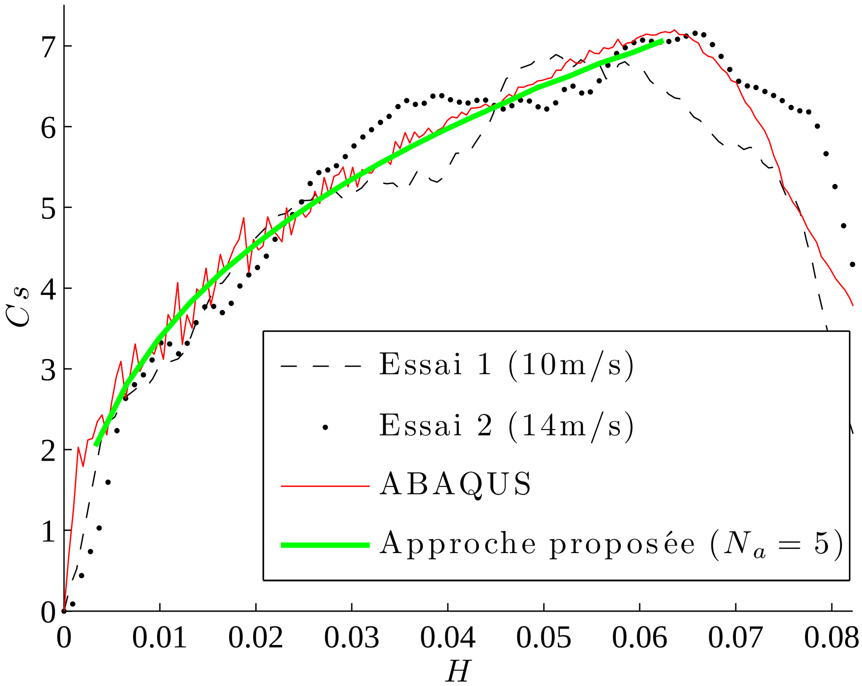


FIGURE 5.3 – Evolution du coefficient de slamming au cours de l'impact du paraboloïde elliptique

5.1.2 Dièdre-cône

Les lignes de contact obtenues pour 4 profondeurs de pénétration différentes sont tracées sur la figure 5.4. Contrairement au cas du paraboloïde, l'expansion de la surface de contact n'est pas homothétique, on peut voir que l'élancement de la surface mouillée (longueur / largeur) varie significativement au cours de l'impact. A l'instant initial de l'impact, l'élancement de la ligne de contact est infini puis décroît rapidement pour atteindre une valeur de 3,7 pour un enfoncement de 6 mm. L'élancement atteint ensuite successivement des valeurs de 2,3 , 1,9 et 1,7 pour des enfoncements de 12, 18 et 24 mm.

La figure 5.5 décrit la distribution de coefficient de pression pour un enfoncement de 18 mm. Comme nous le voyons, les zones où la pression est la plus forte sont toujours situées sur la périphérie de la surface de contact. Il est par contre intéressant de noter que la pression est maximale le long de l'axe y (figure 5.6). Cela signifie que le pic de pression n'est pas situé à l'endroit le plus éloigné du centre de la surface de contact. Mais, comme nous l'avons noté, dans le cas du dièdre-cône, la surface mouillée ne croît pas homothétiquement et la vitesse d'expansion n'est pas forcément maximale aux endroits les plus éloignés de son centre. Cela est visible sur la figure 5.4.

L'évolution du coefficient de slamming au cours de l'impact est présentée à la

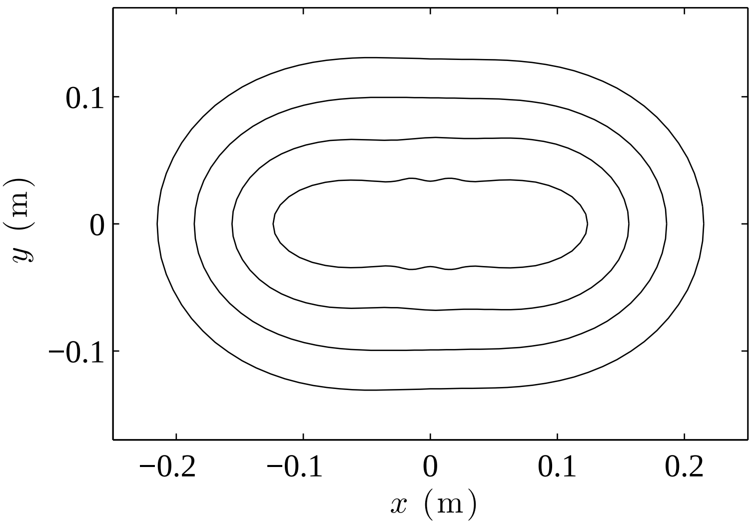


FIGURE 5.4 – Surfaces mouillées successives lors de l'impact de la maquette dièdre-cône pour différentes profondeurs de pénétration : 6, 12, 18 et 24 mm avec $N_a = 7$

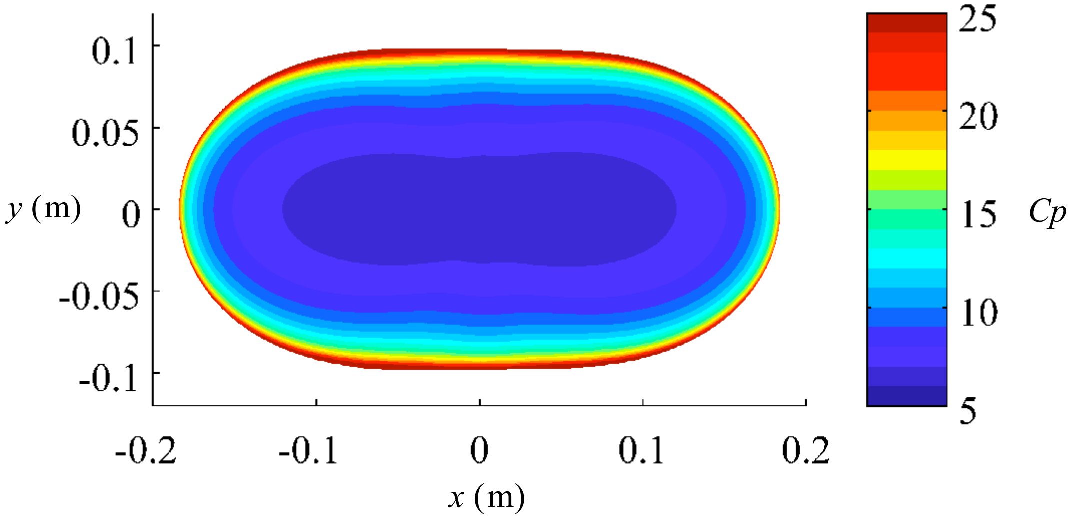


FIGURE 5.5 – Distribution du coefficient de pression lors de l'impact de la maquette dièdre-cône pour une profondeur de pénétration de 18 mm ($N_a = 5$)

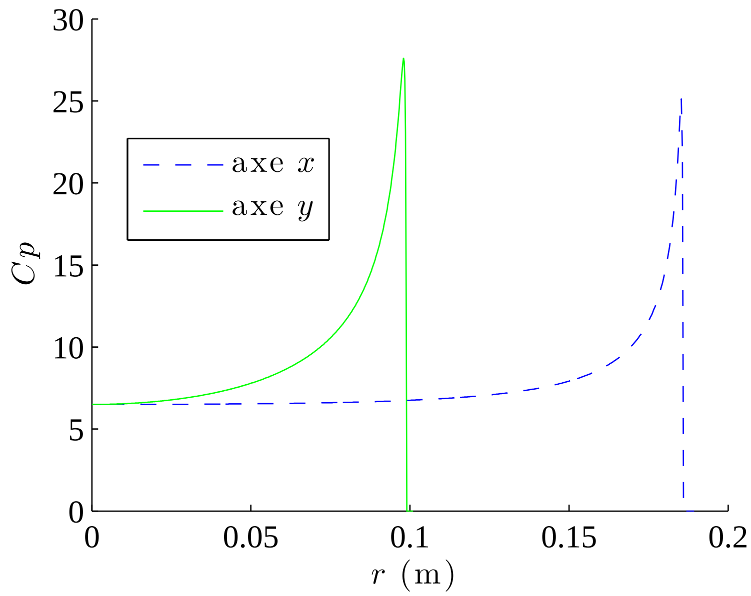


Figure 5.6 – Distribution de coefficient de pression le long des axes x et y lors de l'impact de la maquette dièdre-cône pour une profondeur de pénétration de 18 mm ($N_a = 5$)

figure 5.7. On remarque que le profil de la courbe est différent de celui de la courbe correspondant au paraboloïde. La montée en effort est plus douce et s'apparente à celle d'un dièdre. Comme nous le voyons, les résultats obtenus avec l'approche proposée et avec ABAQUS sont très proches des résultats expérimentaux. Le résultat d'un calcul par la méthode des tranches basé sur le modèle analytique 2D avec raccord asymptotique de Zhao et Faltinsen (1993) (voir annexe A) est également présenté à titre de comparaison. On voit clairement que la méthode des tranches surestime le coefficient de slamming et que l'approche proposée apporte une amélioration considérable.

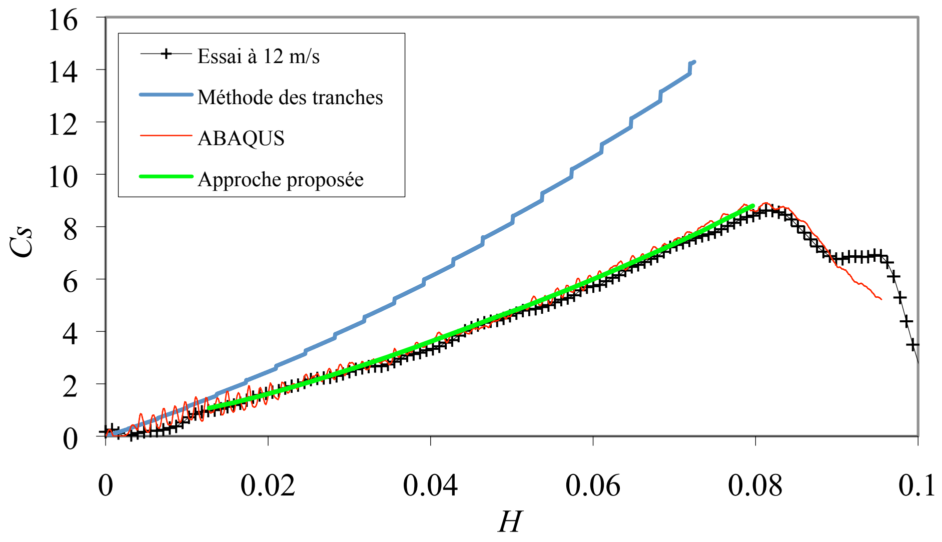


FIGURE 5.7 – Evolution du coefficient de slamming au cours de l'impact de la maquette dièdre-cône

5.1.3 Pyramide

On s'intéresse à présent au cas d'une pyramide à base carrée d'angle 15°, déjà discuté dans le paragraphe 2.2.5. L'évolution du coefficient de slamming au cours de l'impact est présentée à la figure 5.8. Le profil de la courbe d'évolution du coefficient de slamming s'apparente à celui d'un cône. En effet, le coefficient de slamming évolue comme le carré de la profondeur de pénétration. Les trois approches adoptées conduisent à des résultats très proches, ce qui confirme la capacité de notre approche à traiter des formes non régulières.

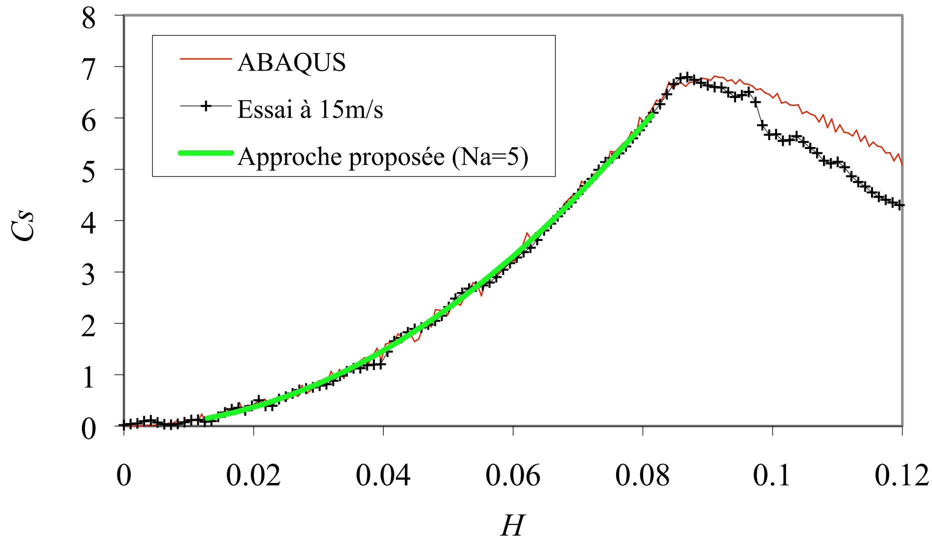


FIGURE 5.8 – Evolution du coefficient de slamming au cours de l'impact d'une pyramide à base carrée d'angle 15°

5.1.4 Cylindre-Sphère

On s'intéresse à présent au cas de la maquette cylindre-sphère présentée à la figure 4.9. L'évolution du coefficient de slamming au cours de l'impact est présentée à la figure 5.9. On a pu voir au paragraphe 4.2.3 que, pour cette configuration, les résultats des simulations numériques éffectuées avec ABAQUS dépendaient fortement de la raideur de contact. De ce fait, nous avons souhaité représenter les résultats obtenus pour les trois valeurs différentes de raideur de contact testées. Il a été observé au paragraphe 4.2.3 que l'augmentation de la raideur de contact avait tendance à réduire l'oscillation de la courbe d'effort au début de l'impact. Nous voyons que les résultats obtenus avec notre approche sont plus proches de ceux obtenus par ABAQUS avec la valeur la plus élevée de la raideur de contact, cela semble confirmer que cette oscillation n'est pas physique mais liée à la mauvaise gestion du contact dans ABAQUS/Explicit pour une telle forme. Les résultats obtenus par Chezhian (2003), bien que provenant de simulations d'impacts à vitesse variable, semblent également aller dans ce sens (aucune oscillation n'était observée).

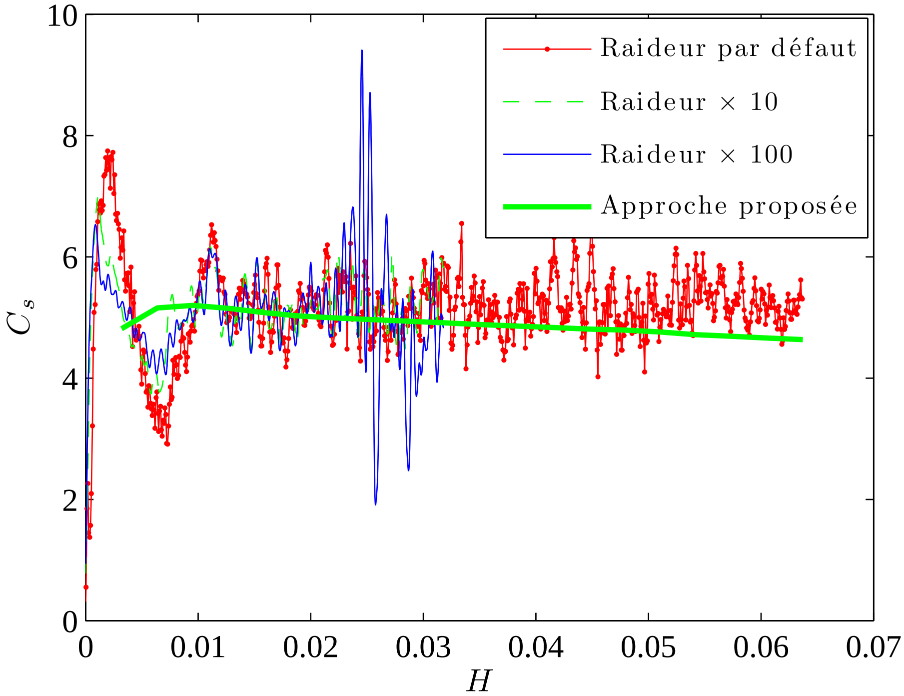


FIGURE 5.9 – Evolution du coefficient de slamming au cours de l'impact de la maquette cylindre-sphère ($N_a = 7$).

5.2 Formes tridimensionnelles ayant un seul plan de symétrie

Nous nous intéressons dans ce paragraphe à des formes non symétriques par rapport au plan $y - z$ afin de valider notre approche sur de telles formes. Nous avons étudié pour cela trois formes particulières : un cône incliné, un cône asymétrique et une forme non symétrique inspirée d'un paraboloïde elliptique que l'on appellera paraboloïde asymétrique.

5.2.1 Cône incliné

Le problème de l'impact d'un cône incliné a été étudié par Korobkin et Scolan (2006). Dans cette étude, une solution analytique approchée a été obtenue à l'aide d'une méthode de développement asymptotique dans laquelle on recherche la solution du problème comme une perturbation d'une solution axisymétrique connue. Le domaine de validité de l'approche proposée par Korobkin et Scolan (2006) est donc limité au cas des cônes faiblement inclinés. Notons également que le calcul des efforts dans le travail de Korobkin et Scolan (2006) repose sur la théorie de Wagner originelle. Cela signifie que la pression hydrodynamique est calculée à l'aide de l'équation de Bernoulli linéarisée :

$$p(x,y,t) = -\rho \frac{\partial \varphi^{(w)}}{\partial t}(x,y,0,t). \tag{5.5}$$

Par conséquent, par souci de cohérence, les résultats obtenus à l'aide de l'approche que nous proposons et présentés dans ce paragraphe ont été calculés en utilisant l'équation de Bernoulli linéarisée (5.5) au lieu du modèle de Logvinovich modifié. L'évolution de l'effort adimensionnel (équation 4.7) en fonction de l'angle d'inclinaison (α) dans le cas d'un cône d'angle de relèvement β=15° est présentée à la figure 5.10. On peut voir que l'approche proposée par Korobkin et Scolan (2006) tend asymptotiquement vers la solution issue de notre approche pour des faibles angles d'inclinaison. La solution analytique sous-estime ensuite légèrement l'effort d'impact lorsque l'angle d'inclinaison devient plus important ($\approx$ 5% pour $\alpha = 5°$). Ces résultats tendent à valider la programmation et la mise en oeuvre du modèle que nous proposons.

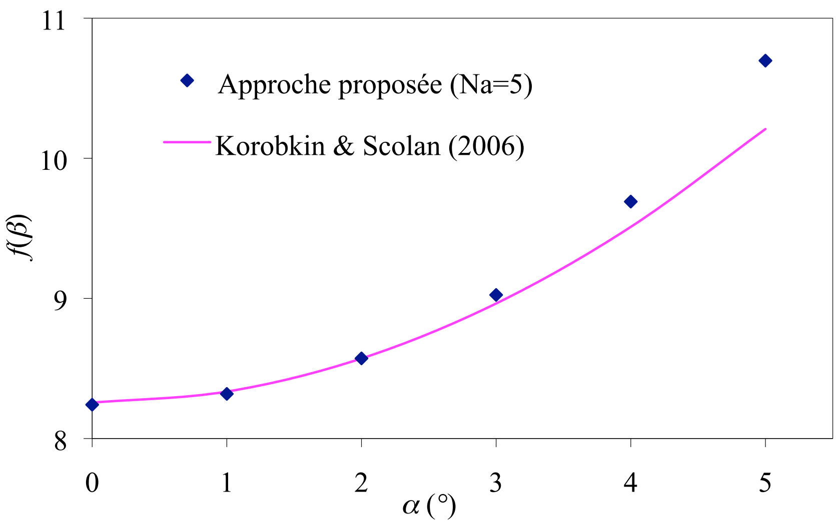


FIGURE 5.10 – Evolution de l'effort adimensionnel ($f(\beta)$) lors de l'impact d'un cône d'angle β =15° en fonction de l'angle d'inclinaison (α).

5.2.2 Cône asymétrique

Le cône asymétrique est défini par la fonction suivante :

$$\begin{cases} f(x,y) = \tan\beta\sqrt{x^2+y^2} & x>0 \\ f(x,y) = \tan\beta\sqrt{(x/3)^2+y^2} & x<0 \end{cases}. \tag{5.6}$$

Notons que pour les simulations ABAQUS, le cône a été tronqué à une hauteur de $z = \tan\beta \times 0,175$. Cela donne une surface projetée S_{max} égale à $2\pi \times 0,175^2 =$

$0,1924$ m^2. La même valeur est utilisée pour adimensionnaliser les résultats de l'approche proposée.

De la même façon que pour l'impact d'une pyramide (voir paragraphe 2.2.5), la taille de la surface mouillée évolue proportionnellement à la profondeur de pénétration et sa forme demeure invariante à tout moment de l'impact. Le point de référence se situe en $x_c(t)\tan\beta/h(t) \approx -0,84$ pour une telle surface. La distribution de coefficient de pression issue de notre approche pour β=15° est présentée à la figure 5.11. Nous avons souhaité comparer cette distribution avec celle provenant d'une simulation ABAQUS. Cela n'est pas sans poser de problèmes car, en général, les distributions de pression fournies par ABAQUS sont fortement bruitées. Cela est certainement lié à l'algorithme de couplage par pénalisation utilisé par ce code pour gérer l'interaction fluide-structure (voir Aquelet (2004) et Aquelet *et al.* (2006) pour une étude plus approfondie sur ce problème). Afin de rendre plus « lisible » la distribution de pression obtenue par ABAQUS, nous l'avons lissée en utilisant une intégrale de convolution spatiale avec un noyau Gaussien :

$$\tilde{Cp}(x,y,0) = \frac{1}{K}\iint_S Cp(x',y',0)\exp^{-(r/L)^2}\,\mathrm{d}x'\mathrm{d}y', \tag{5.7}$$

où C_p et $\tilde{Cp}$ désignent respectivement la distribution initiale et celle lissée, S désigne la surface $z=0$, $K = \iint_S \exp^{-(r/L)^2}\,\mathrm{d}x'\mathrm{d}y'$ avec $r=\sqrt{x^2+y^2}$. La longueur de lissage a été choisie telle que $L = 0,3 \times h(t)$. Les distributions de coefficient de pression lissées obtenues par ABAQUS et notre approche sont tracées sur la figure 5.12. Comme on peut le voir sur la figure 5.13 sur laquelle sont tracées les distributions de coefficient de pression le long de l'axe x, le lissage affecte surtout le niveau des pics de pression au voisinage de la ligne de contact. On peut tout de même observer une différence importante entre les niveaux des pics de pression de part et d'autre de la surface mouillée liée à la disymétrie du corps impactant. En effet, dans le plan $x-z$, l'angle de relèvement est d'environ 5° pour $x<0$ et de 15° pour $x>0$.

Sur l'ensemble de la surface mouillée (figure 5.12), la distribution de pression obtenue par notre approche semble fidèle à celle issue du calcul par éléments finis. Un pic de pression important apparaît cependant sur la distribution de pression issue du calcul par éléments finis à proximité de la pointe du cône alors qu'aucun pic n'est visible sur les résultats issus de notre approche. Il est clair que du fait de la dissymétrie de notre cône, il existe un écoulement transversal au niveau de sa pointe. De plus, l'on comprend que cet écoulement peut être perturbé localement à cause de la singularité géométrique que constitue la pointe du cône, ce qui peut être à l'origine du pic de pression observé. Un écoulement transversal peut également apparaître dans le cas 2D pour des dièdres non symétriques et/ou en présence d'une vitesse horizontale. Riccardi et Iafrati (2004), Semenov et Iafrati (2006) et Semenov et Yoon (2009) ont étudié de manière théorique ce type d'écoulement. Les modèles développés dans ces études prédisent un champ de pression présentant de très forts gradients au niveau de l'arête vive. Judge *et al.* (2004) ont également montré expérimentalement qu'une vitesse horizontale importante pouvait conduire à un décollement de l'écoulement en aval de l'arête vive. Le cas 2D reste cependant très différent du cône asymétrique étudié. En effet, dans le cas 3D, on pourrait penser que l'effet de la singularité géométrique devrait être plus localisé et moindre. De plus, les modèles 2D existants ne montrent pas la présence d'un pic de pression important mais une forte dépression très localisée au niveau de l'arête vive. Il est sûr que la pointe du cône peut créer des perturbations de l'écoulement à son niveau qui peuvent être à l'origine du pic de pression observé. Cependant, l'intensité de ce pic est comparable à celle des pics de pression observés sur les bords de la surface mouillée, ce qui nous semble un peu surprenant. De notre point de vue, il faut considérer avec une certaine réserve le pic de pression prédit par les calculs éléments finis. Tout d'abord, ces simulations sont effectuées avec des maillages relativement grossiers et nous ne pouvons pas garantir qu'ils soient capables de décrire tous les détails de l'écoulement avec précision. De plus, il est possible que l'écoulement à proximité d'une géométrie singulière soit influencé par les effets de la viscosité, qui ne sont pas pris en compte dans les simulations présentées ici.

L'évaluation du coefficient de slamming et du moment adimensionnel sont illustrées par les figures 5.14 et 5.15, respectivement. On peut voir que les deux approches conduisent à des résultats très similaires.

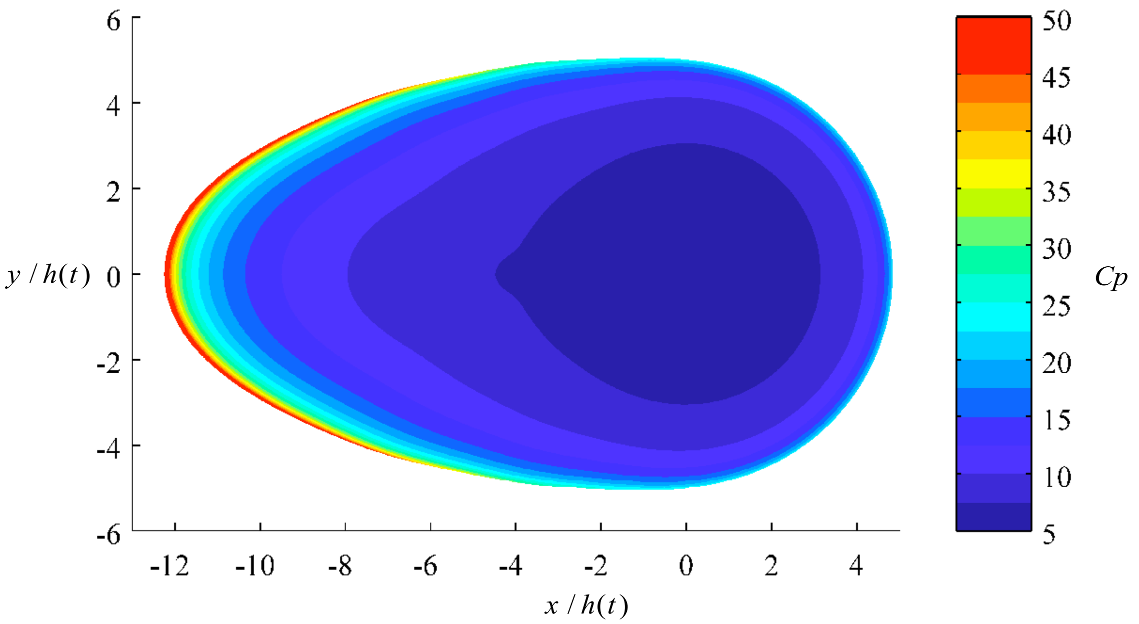


FIGURE 5.11 – Distribution du coefficient de pression lors de l'impact d'un cône asymétrique ($N_a = 11$)

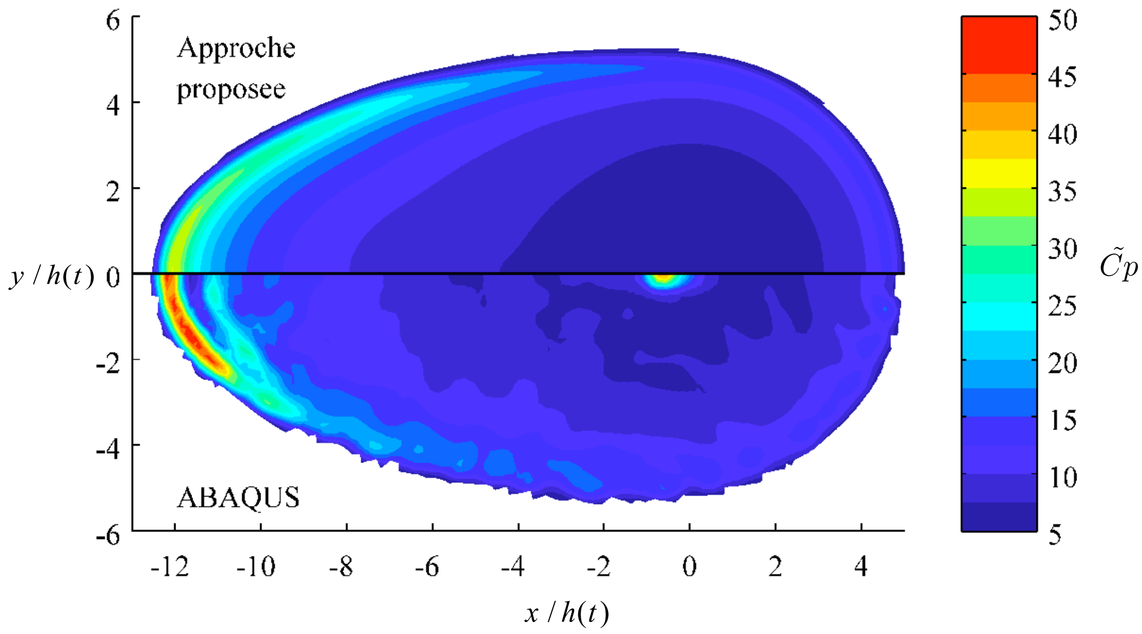


FIGURE 5.12 – Distribution du coefficient de pression lissé lors de l'impact d'un cône asymétrique ($N_a = 11$)

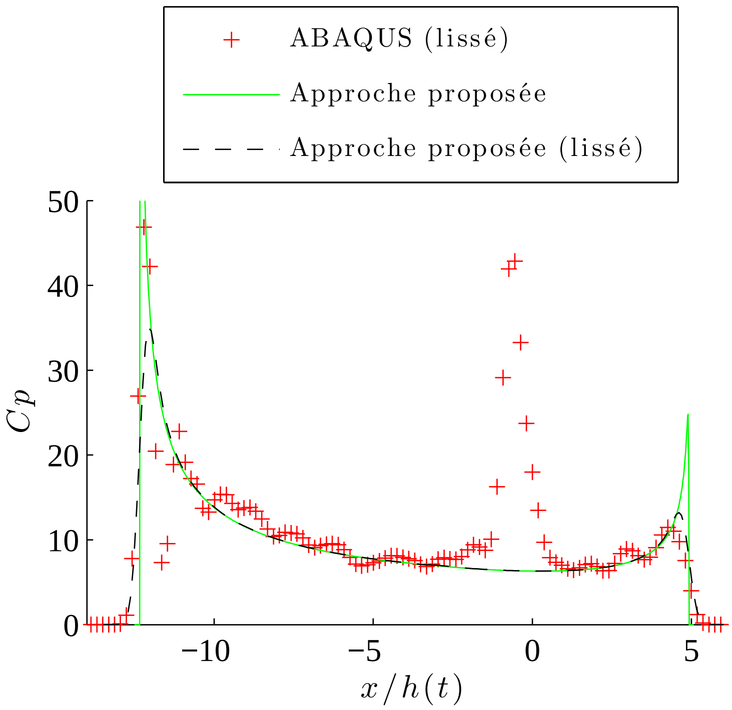


FIGURE 5.13 – Distribution du coefficient de pression le long de l'axe x lors de l'impact d'un cône asymétrique ($N_a = 11$)

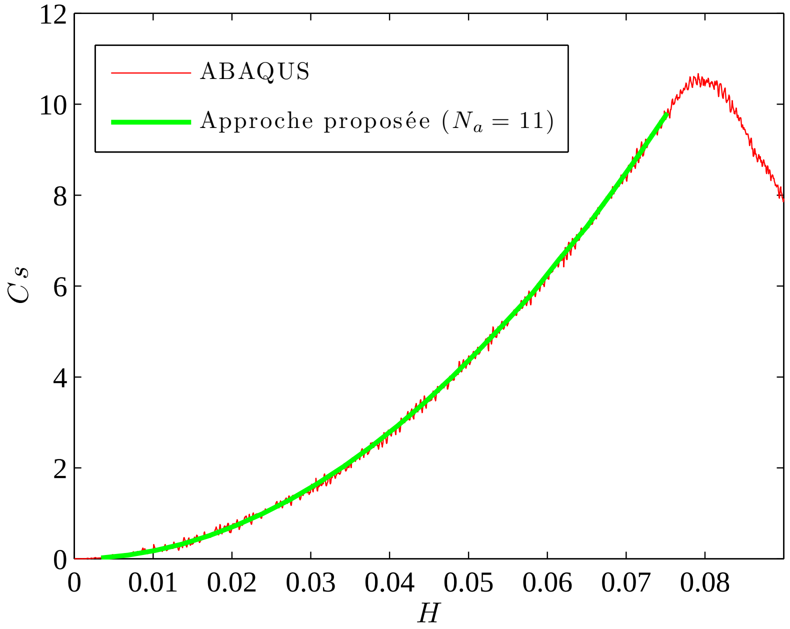


FIGURE 5.14 – Evolution du coefficient de slamming au cours de l'impact d'un cône asymétrique

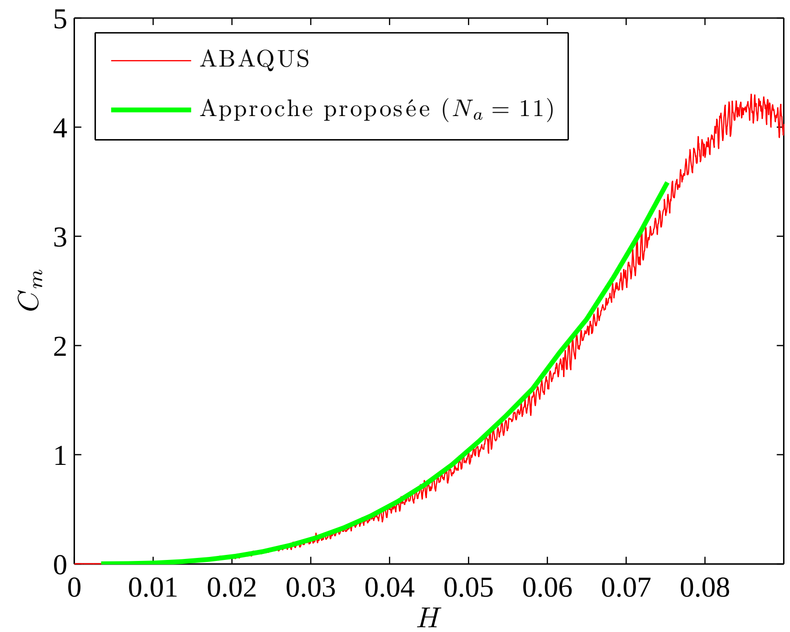


FIGURE 5.15 – Evolution du moment adimensionnel au cours de l'impact d'un cône asymétrique

5.2.3 Paraboloïde asymétrique

Nous allons maintenant étudier l'impact d'un paraboloïde asymétrique dont la géométrie est définie par la fonction suivante :

$$\begin{cases} f(x,y) = 1,418(x^2+y^2) & x>0 \\ f(x,y) = 1,418[(x/3)^2+y^2] & x<0 \end{cases} \tag{5.8}$$

Comme pour le cône asymétrique, la géométrie du paraboloïde asymétrique est tronquée à une hauteur de $z = 1,418 \times 0,175^2$m ($S_{max} = 0,1924$ m^2).

Nous avons observé que, comme pour le paraboloïde elliptique, la surface de contact évolue de manière homothétique au cours de l'impact. Ainsi, la ligne de contact tracée sur la figure 5.16 est normalisée par rapport à la racine carrée de la profondeur de pénétration. Les estimations du coefficient de slamming et du moment adimensionnel sont présentées aux figures 5.17 et 5.18. On observe que les deux approches conduisent à des résultats relativement proches. Les calculs par éléments finis semblent légèrement sous-estimer le moment résultant du champ de pression hydrodynamique. On remarque également une légère oscillation de l'effort hydrodynamique au début de l'impact. Il est difficile d'apporter des conclusions définitives sur cet aspect car, comme nous l'avons déjà indiqué, les problèmes d'impact de solides ayant un fond plat sont les plus délicats à traiter pour ABAQUS. De plus, avec le corps que nous considérons, il n'est possible de considérer qu'une seule symétrie pour réduire la taille du domaine de calcul. Par conséquent, nous avons dû utiliser des tailles de maille plus importantes que pour les solides ayant deux plans de symétrie (pour des raisons liées à la mémoire disponible sur le calculateur utilisé pour réaliser ces simulations).

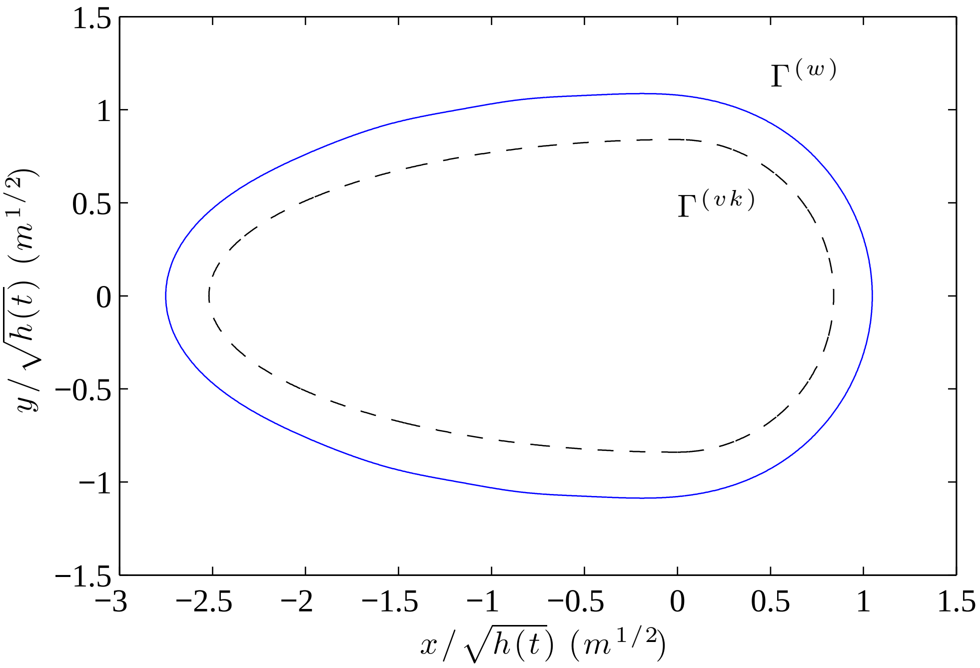


FIGURE 5.16 – Ligne de contact ($\Gamma^{(w)}$) et ligne d'intersection ($\Gamma^{(vk)}$) pour l'impact d'un paraboloïde asymétrique ($N_a = 11$)

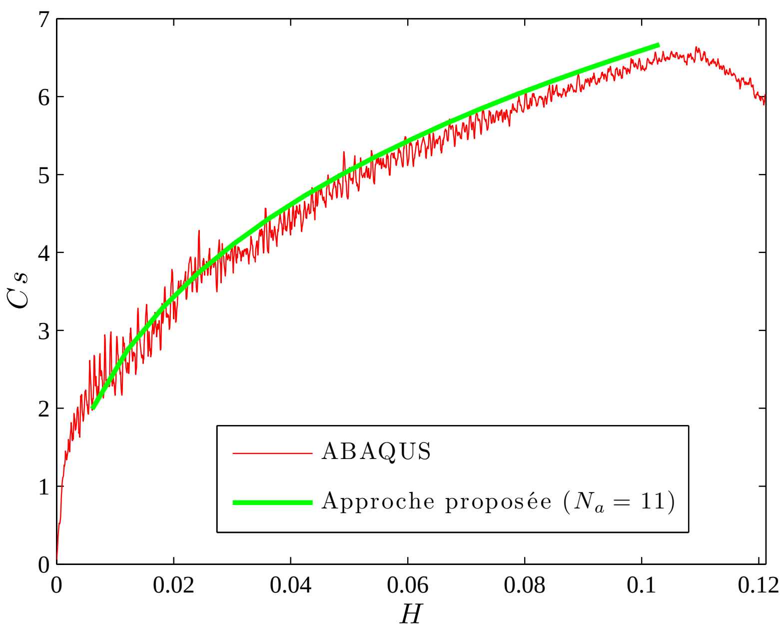


FIGURE 5.17 – Evolution du coefficient de slamming au cours de l'impact d'un paraboloïde asymétrique

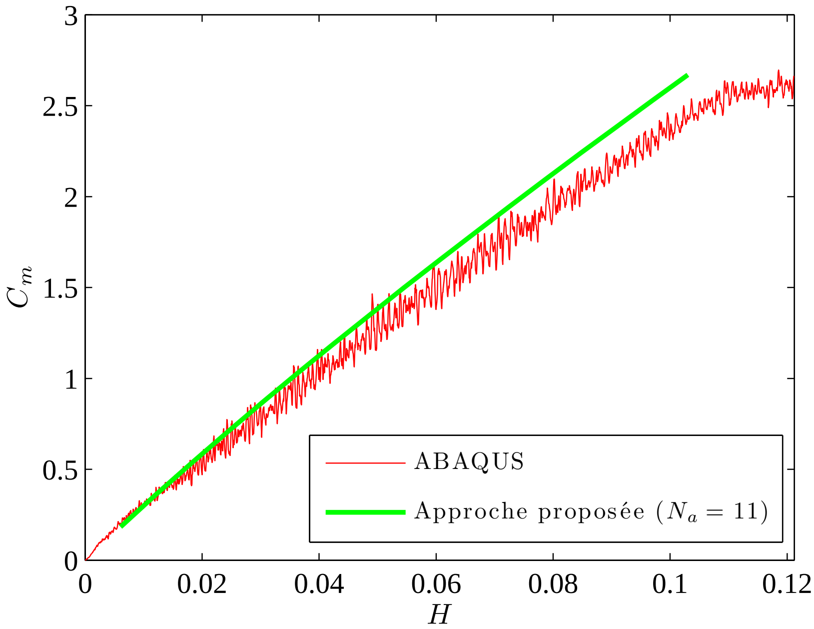


FIGURE 5.18 – Evolution du moment adimensionnel au cours de l'impact d'un paraboloïde asymétrique

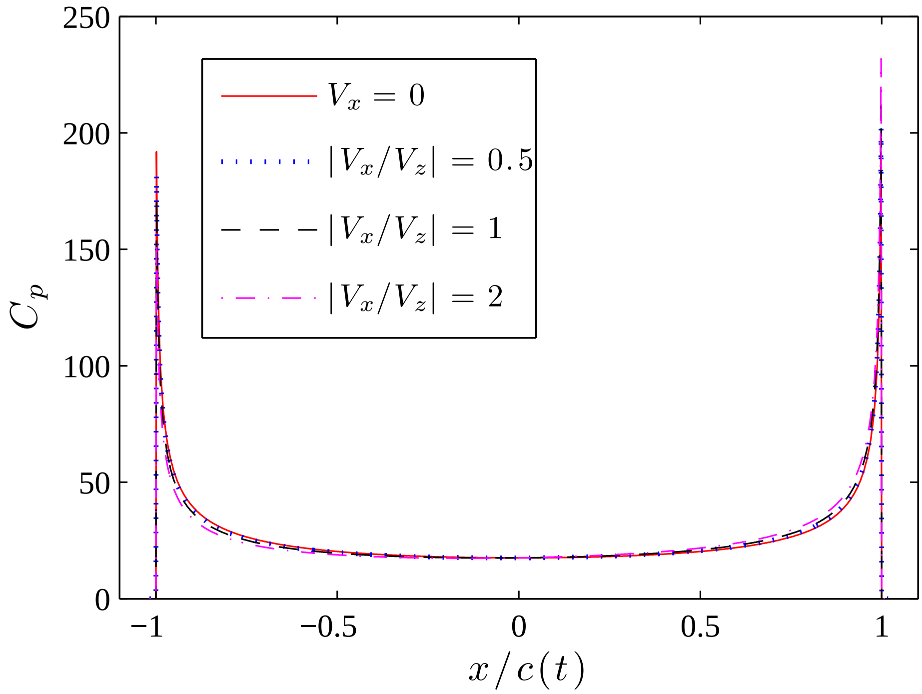
5.3 Cône avec vitesse d'avance

Nous considérons à présent l'impact d'un cône d'angle de relèvement β avec une vitesse d'avance de l'ordre de la vitesse verticale ($0 \leq V_x \leq 2|V_z|$). Les figures 5.19a et 5.19b, représentant la distribution de coefficient de pression le long de l'axe x pour des cônes d'angle β=5° et β=15°, montrent comme l'on peut s'y attendre que la vitesse d'avance entraîne une disymétrie de la distribution de coefficient de pression. Cette disymétrie est mesurée en considérant le moment résultant au niveau de la pointe du cône généré par le champ de pression agissant sur le cône. Les résultats sont présentés en calculant le facteur adimensionnel défini par :

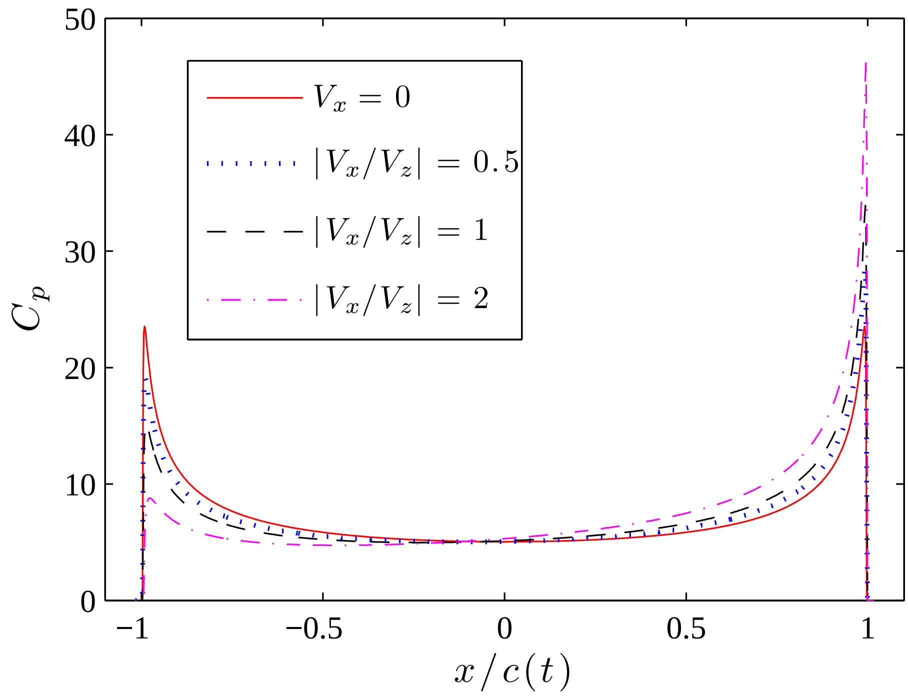
$$\delta_c = -\frac{M_y}{F_z c_{th}(t)}, \tag{5.9}$$

où M_y représente le moment selon y_0 au niveau de la pointe du cône, F_z la composante verticale de l'effort d'impact hydrodynamique et $c_{th}(t)$ le rayon de la surface mouillée issu de la théorie de Wagner (voir équation 2.22). δ_c représente donc le décalage relatif du centre de poussée des forces hydrodynamiques par rapport à la taille de la surface mouillée. Les figures 5.20a et 5.20b illustrent l'évolution de δ_c en fonction du rapport V_x/V_z pour des cônes d'angle 5° et 15°. Il est intéressant de voir que δ_c évolue linéairement avec le rapport V_x/V_z. On remarque également que la différence entre les résultats issus des simulations numériques par éléments finis et notre approche est importante. Ceci montre que le modèle ne rend compte que d'une partie des effets de la vitesse d'avance. On remarque aussi que l'erreur est du même ordre de grandeur pour les deux cônes considérés. Une piste pour améliorer la prise en compte des effets liés à la vitesse d'avance sera évoquée à la fin de ce chapitre.

La figure 5.21 présente l'évolution de l'effort vertical adimensionnel $f(\beta)$ (équation 4.7) en fonction de la vitesse d'avance relative. Nous voyons que l'effort vertical n'est pas affecté par la vitesse d'avance. Cette observation est conforme aux conclusions des travaux de Korobkin (1988).

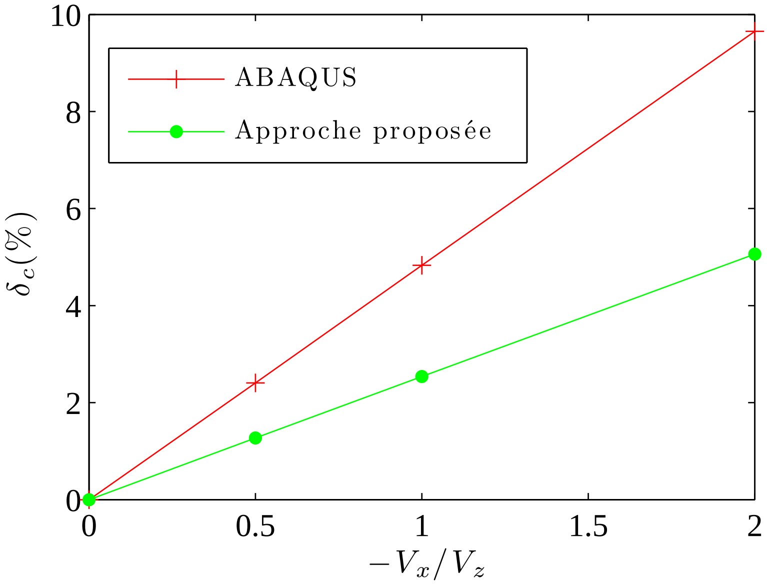


(a) Cône 5°

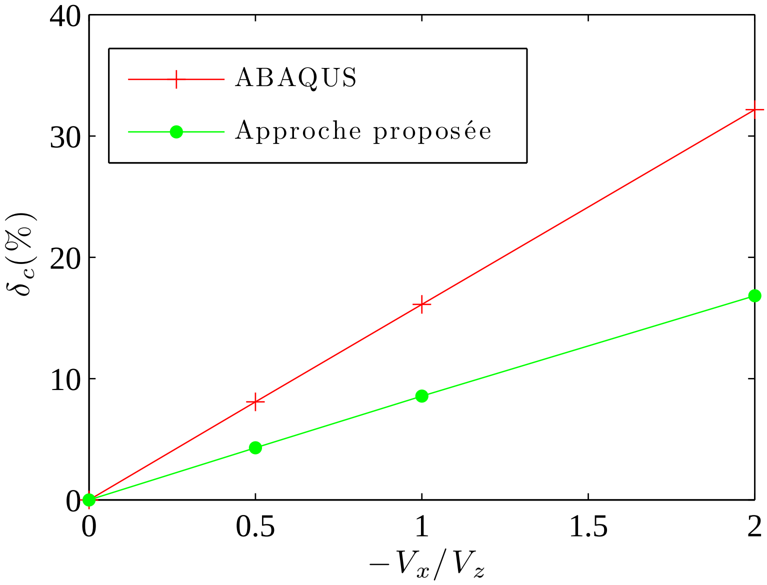


(b) Cône 15°

FIGURE 5.19 – Effet de la vitesse d'avance sur la distribution du coefficient de pression le long de l'axe x pour des cônes de 5° et 15°.



(a) Cône 5°



(b) Cône 15°

FIGURE 5.20 – Décalage relatif du centre de poussée hydrodynamique par rapport au point **O** en fonction de la vitesse d'avance pour des cônes de 5° et 15°

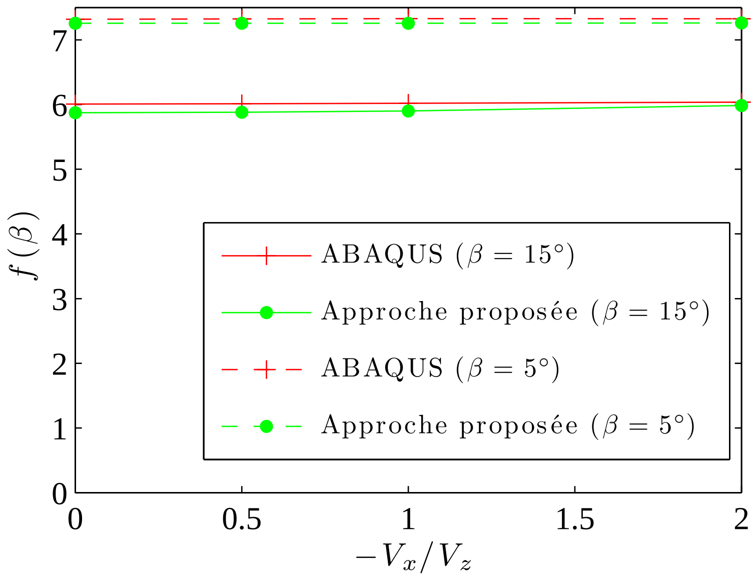


FIGURE 5.21 – Effet de la vitesse d'avance sur l'effort vertical adimensionnel ($f(\beta)$) pour des cônes d'angle β.

5.4 Conclusion

5.4.1 Avantages...

Les différentes formes tridimensionnelles étudiées montrent que le modèle proposé permet de déterminer avec précision les chargement hydrodynamiques associés à des impacts tout en gardant des temps de calcul raisonnables.

Le modèle tridimensionnel apporte en particulier de nettes avancées par rapport à un modèle basé sur la méthode des tranches.

De plus, sa mise en oeuvre est bien plus aisée que celle de simulations « complètes » telles que celles que nous avons effectuées avec ABAQUS/Explicit. Tout d'abord, les ressources informatiques nécessaires sont bien moins importantes : un calcul avec le modèle proposé peut être réalisé sur un ordinateur portable avec des temps de calcul entre quelques minutes et quelques dizaines de minutes, alors qu'une simulation ABAQUS d'un problème 3D requiert l'utilisation d'un maillage pouvant comporter plusieurs millions d'éléments et va occuper un calculateur doté de capacité importante en terme de mémoire vive pendant plusieurs heures voire plusieurs jours. De plus, l'obtention de résultats fiables avec ces simulations nécessite de faire un certain nombre de tests pour déterminer des paramètres de calculs appropriés (maillage et raideur de contact en particulier). Il est également intéressant de noter que l'approche proposée étant basée sur la théorie de Wagner, sa précision est la meilleure dans l'étude des premiers instants de l'impact de corps à fond plat. C'est-à-dire pour les cas les plus difficiles à traiter pour les méthodes de type CFD (voir le cas du cylindre-sphère et Jacques *et al.* (2010)).

5.4.2 ... et limites du modèle proposé

Si le modèle proposé est tout à fait adapté aux corps plats, il est sûr qu'en contre-partie sa précision sera moins bonne pour des corps ayant des angles de relèvement très importants. Ce point n'est pas apparu dans ce chapitre car nous nous sommes concentrés sur l'étude des effets tridimensionnels et les corps considérés n'ont pas d'angles de relèvement trop importants. L'effet de grands angles de relèvement a par contre été étudié plus en détail pour des cas 2D et axisymétriques (voir annexe A). Cette étude a montré que, si les prévisions d'efforts obtenues en se basant sur le MLM sont toujours très bonnes, les champs de pression peuvent présenter des différences importantes avec les calculs non linéaires. Une autre limitation est apparue lors de l'étude de l'impact oblique d'un cône. Dans ce cas, les prévisions de notre modèle ne sont pas satisfaisantes. Cela indique que les termes additionnels que nous avons inclus dans le modèle de Logvinovich modifié ne sont pas suffisants pour rendre compte des changements de la distribution de pression induits par la vitesse d'avance.

5.4.3 Voie possible d'amélioration du modèle concernant la prise en compte de la vitesse d'avance

Nous pensons que la prise en compte des effets de la vitesse d'avance pourrait être améliorée en adoptant une approche différente pour le calcul du potentiel des vitesses. Nous nous appuyons pour cela sur les travaux de Howison *et al.* (2004). En effet, dans le cas bidimensionnel, ces derniers indiquent qu'en présence d'une vitesse d'avance (de l'ordre de la vitesse verticale) le potentiel des vitesses devrait être calculé en considérant la condition aux limites suivante au niveau de la surface mouillée :

$$\frac{\partial \varphi^{(w)}}{\partial z}(x, 0) = V_z - V_x f_{,x}. \tag{5.10}$$

Nous voyons que cette dernière expression fait intervenir un terme additionnel lié à la vitesse d'avance. Il serait intéressant d'étendre l'analyse d'Howison *et al.* aux problèmes tridimensionnels. Nous devons préciser que le modèle analytique que nous utilisons pour le calcul du potentiel des vitesses ne sera plus adapté si une condition aux limites telle que 5.10 est utilisée. En effet, avec ce modèle analytique, la condition aux limites n'est vérifiée qu'au niveau d'un seul point (le point de référence utilisé pour la description de la ligne de contact). Si cela n'est pas grave lorsqu'une condition aux limites homogène est considérée, l'approche analytique n'est plus applicable avec la condition aux limites modifiée. Pour résoudre ce nouveau problème aux limites, il sera nécessaire de développer un modèle éléments de frontière similaire à celui que nous utilisons pour calculer l'élévation de la surface mouillée lors de la détermination de la surface mouillée (voir chapitre 2).