

avec γ l'angle de flexion des pétales. Cet angle peut être approché en considérant que les pétales fléchissent selon le nez du poinçon d'angle ϕ . Ainsi, $\gamma = \pi/2 - \beta - \phi$.

Le travail de propagation de fissure W_r

Le travail de propagation des fissures est la somme du travail de propagation de chaque fissure. L'énergie de propagation de fissures s'exprime pour n fissures en fonction de la ténacité G du matériau, de l'épaisseur e et de la longueur de fissure L par $W_r = nGeL$. L'épaisseur s'exprime en fonction de l'épaisseur initiale : $e = e_0/\sqrt{1 + z_b^2/R_0^2}$. La longueur L est prise égale à la projection du rayon du poinçon sur la plaque ($L = \sqrt{r_0^2 + z_b^2}$). Le travail de rupture s'écrit alors :

$$W_r = nGe_0/\sqrt{1 + z_b^2/R_0^2}\sqrt{r_0^2 + z_b^2} \quad (5.37)$$

Constante du modèle analytique

Le modèle est dépendant du nombre de pétales ou de fissures qui apparaissent pendant la perforation et du déplacement maximal de la plaque avant la rupture z_b . Les paramètres du modèle sont donnés dans le tableau 5.6. Le module de Young E et la limite d'élasticité σ_0 sont obtenus par des essais de traction quasi-statique. La ténacité G est obtenue à partir d'essais réalisés par Jones [Jones 2011]. Le déplacement z_b est estimé comme égal à 4 mm pour les essais sur les plaques d'épaisseur 2 mm et à 5 mm pour les plaques d'épaisseur 4 mm. À noter que le travail élastique est négligeable devant les autres travaux pour les essais sur les plaques d'épaisseur 2 mm. ($W_e = 0,26$ J, $W_{fp} = 18,5$ J, $W_{ep} = 58,2$ J, $W_{pr} = 62,0$ J, $W_r = 23,1$ J)

σ_0 (MPa)	G (J/m ²)	E (GPa)	R_0 (mm)	r_0 (mm)	e_0 (mm)	z_b (mm)	ϕ (°)	n
369	116 600	70	74	22,5	2	4 (2 mm)	30	4, 5,
					& 4	5 (4 mm)		6

Tableau 5.6 – Paramètres pour le modèle analytique de perforation.

Ce modèle analytique sera comparé au modèle éléments finis de perforation.

5.2.4 Modèle éléments finis pour la perforation

Un modèle de perforation en 3 dimensions en éléments finis coques est développé à l'aide d'Abaqus/Explicit. Comme les déformations de l'impacteur sont négligeables devant celles de la plaque, celui-ci est modélisé à l'aide d'une surface analytique rigide avec un point de référence où une masse est associée. Le comportement de l'alliage d'aluminium de désignation 2024 suit la loi de Johnson-Cook décrite dans la partie suivante. La plaque est maillée avec 9842 éléments coques de types (S). Cette plaque est divisée en trois parties (Figure 5.22), le centre avec des éléments coques triangulaires (S3RT), une seconde partie avec 7488 éléments coques quadrangles réduits de type S4RT et une zone de transition avec des éléments coques triangulaires S3RT. Le nombre total de S3RT est de 2354. Pour des raisons de stabilité de calcul, cinq points d'intégration sont choisis dans l'épaisseur de la plaque (pour 2 mm et 4 mm). La méthode numérique utilisée pour la rupture est appelée « kill element » (cf Annexe H). Un couplage thermo-mécanique permet la prise en compte des effets de températures. Les vitesses initiales sont identiques à celles des

expériences. D'autres simulations sont effectuées avec une vitesse initiale de 8 m/s pour une épaisseur de 2 mm et 10 m/s, 12 m/s, et 15 m/s pour une épaisseur de 4 mm.

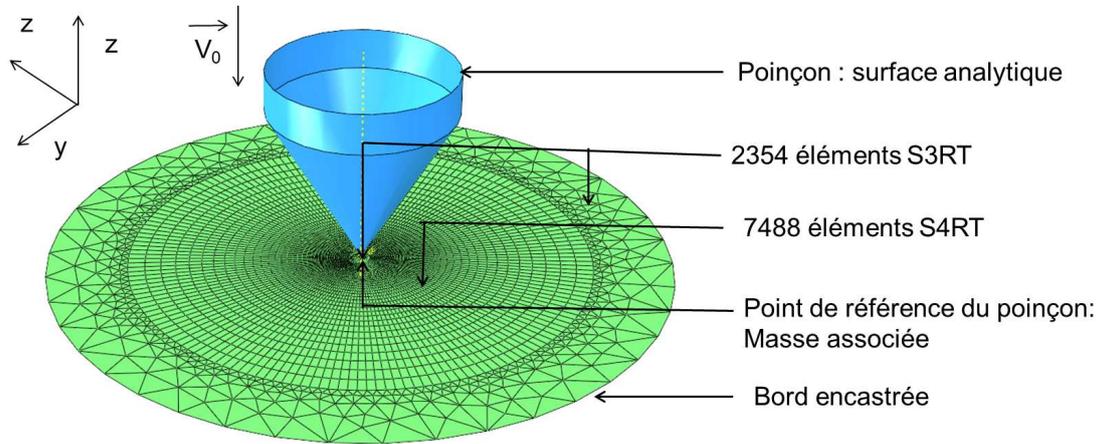


FIGURE 5.22 – Modèle numérique 3D en éléments finis coques pour la perforation.

5.2.4.1 Le comportement de l'alliage d'aluminium de désignation 2024

La loi de comportement de Johnson-Cook (JC) [Johnson 1983] est appliquée à l'alliage d'aluminium de désignation 2024 (Équation 2.1). La perforation de plaque induit de grandes vitesses de déformation (de l'ordre de 10^3 s^{-1}). Le modèle de rupture doit donc lui aussi dépendre de la vitesse de déformation. Le modèle de rupture de Johnson-Cook est alors choisi (Équation 2.13).

Le comportement élastique est considéré comme isotrope. Le module de Young est pris égal à 70 GPa, le coefficient de Poisson ν égal à 0,34. Tous les paramètres sont pris dans la littérature [Lesuer 2000] et sont résumés dans le tableau 5.7 et le tableau 5.8. À cause des grandes vitesses de déformation un couplage thermo-mécanique est utilisé. Le facteur β , considéré constant, est pris égale à 90 %. La capacité thermique c est égale à 897 J/kg/K et la conductivité thermique à 237 W/m/K. L'expression 2.6 permet le couplage.

A (MPa)	B (MPa)	n	C	m	T_f (K)	T_a (K)	$\dot{\epsilon}^p$
369	684	0,73	0,0083	1,7	775	293	1

Tableau 5.7 – Paramètres de la loi de Johnson Cook pour l'AA 2024.

D_1	D_2	D_3	D_4	D_5	$\dot{\epsilon}_{0f}^p$
0,13	0,13	-1,5	0,011	0	1

Tableau 5.8 – Paramètres de la loi de Johnson-Cook pour la rupture.

Calibration de la loi de comportement de Johnson Cook (JC)

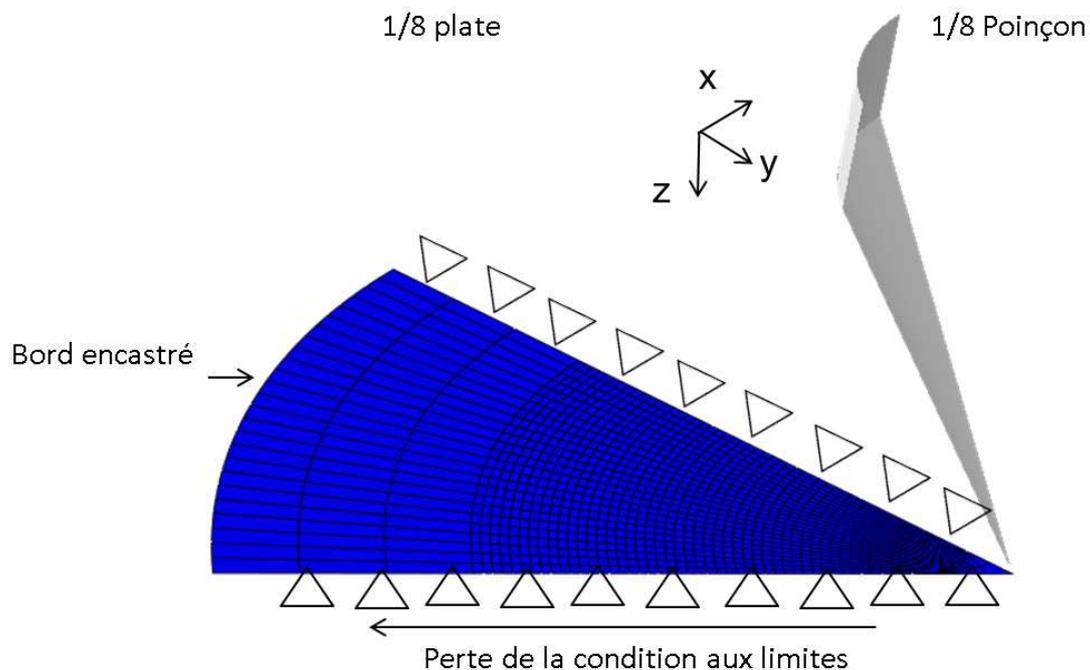


FIGURE 5.23 – Modèle numérique en éléments finis coques simplifié pour la calibration de la loi de rupture.

Pour Jones [Jones 2011], la détermination du critère de rupture pour la modélisation de la perforation demande une attention particulière. Ici, les paramètres de la loi de comportement de Johnson Cook pour la rupture données par Lesuer [Lesuer 2000] ne donnent pas le bon comportement de l'alliage 2024 lors de la perforation (mauvais résultats en terme de niveau de force). Pour calibrer cette loi, la vitesse de propagation de fissures mesurée est imposée à un modèle numérique de perforation simplifié avec 4 pétales. Un huitième de plaque d'épaisseur 2 mm, maillé à l'aide d'éléments finis coques est considéré (Figure 5.23). La vitesse initiale du poinçon est de 6,4 m/s (essai numéro 11). Le bord circulaire du modèle est encasté. Une condition de non déplacement tangent est imposé sur les autres cotés du modèle. La vraie vitesse de fissuration est imposée sur un bord du modèle en utilisant une méthode par perte de conditions aux limites (déboutonnage). Cette technique va permettre d'obtenir la déformation à la rupture au niveau de la pointe de fissure en fonction de la vitesse de déformation. Ces résultats sont tracés sur la figure 5.24. La déformation à la rupture est fortement sensible à la vitesse de déformation. Afin de calibrer la loi de Johnson-Cook, le paramètre D_1 est changé et pris égal à 0,07. Ainsi, les valeurs de déformation à la rupture pour la lois de Johnson-Cook en fonction de la vitesse de déformation sont plus proches de celles trouvées par la méthode de perte de conditions aux limites. Les résultats des simulations sont résumés dans le tableau 5.9 pour les plaques d'épaisseur 2 mm et dans le tableau 5.10 pour les plaques d'épaisseurs 4 mm.

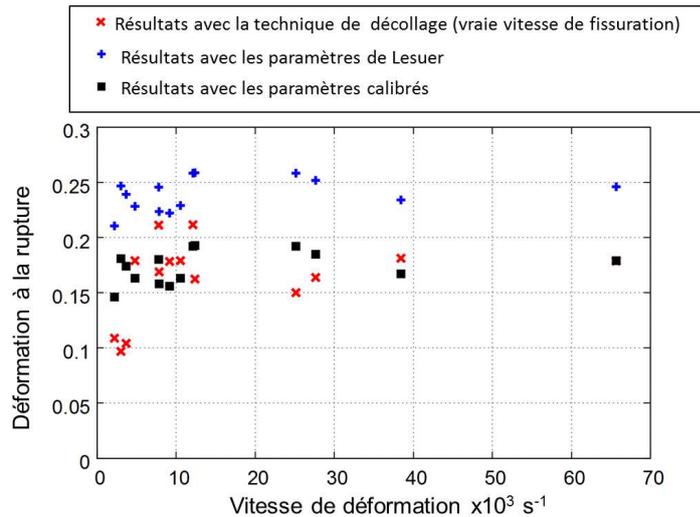


FIGURE 5.24 – Calibration de la loi de rupture de JC pour les éléments coques.

Numéro de simulation	Masse totale (kg)	Vitesse initiale (m/s)	Énergie absorbée (J)	Nombre de pétales	Vitesse résiduelle (m/s)
1	13	2,8	46,8	4	0
2	13	4,1	101,4	5	0
3	13	4,8	140,4	5	0
4	13	5,9	207,5	5	1,7
5	13	6,1	207,5	5	2,3
6	13	6,4	207,7	5	3
7	13	6,7	216,6	5	3,4
8	13	6,9	229,5	4	3,5
9	13	8,0	226,46	4	5,4

Tableau 5.9 – Résultats des simulations pour les plaques d'épaisseur 2 mm.

Numéro de simulation	Masse totale (kg)	Vitesse initiale (m/s)	Énergie absorbée (J)	Vitesse résiduelle (m/s)
10	13	2,8	39,9	0
11	13	4	91,3	0
12	13	4,8	135,1	0
13	13	5,6	187,2	0
14	13	6,3	239,2	0
15	13	10	606,1	0
16	13	12	798,5	4,6
17	13	15	759,5	10,4

Tableau 5.10 – Résultats des simulations pour les plaques d'épaisseur 4 mm.

5.2.4.2 Comparaison du modèle 3D coque avec un modèle 3D brique

Le modèle 3D coque est comparé à un modèle 3D brique pour la perforation d'une plaque d'épaisseur 2 mm et avec une vitesse initiale de poinçon de 6,9 m/s. La plaque est maillée avec 35280 éléments finis briques réduits C3D8RT et avec 13317 éléments finis tétraèdres C3D4T (5 éléments dans l'épaisseur). Le contact entre le poinçon et la plaque est considéré parfait. Le comportement du matériau est similaire à celui calibré précédemment. Le paramètre D_2 est cependant changé à 0,07 selon la même méthode de calibration de déboutonnage avec des éléments 3D briques (Figure 5.25). La déformation à la rupture en pointe de fissure est autour de 0,12 (Figure 5.26) et est inférieure à celle trouvée avec les éléments coques (0,18). La calibration du paramètre D_2 affecte les effets de la triaxialité des contraintes. Pour chacun des modèles de déboutonnage (coque et brique), la triaxialité est tracée en fonction de la vitesse de fissuration sur la figure 5.27. Avec l'approche par éléments briques, la triaxialité est en pointe de fissure autour de 0,3 et est globalement plus grande que pour la triaxialité calculée à l'aide des éléments coques.

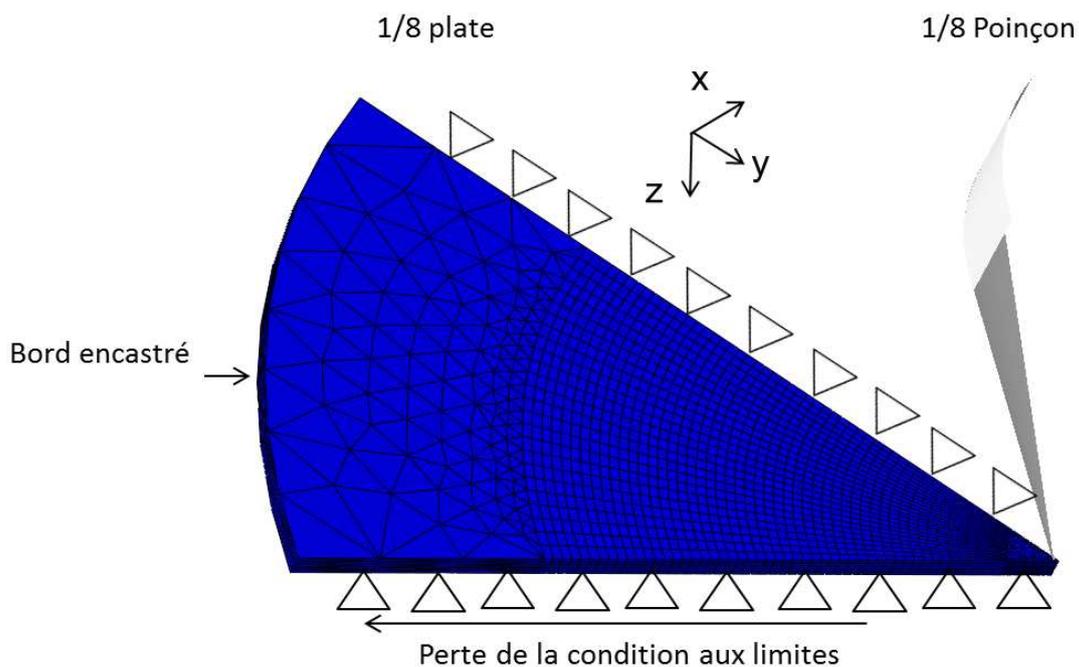


FIGURE 5.25 – Modèle numérique en éléments finis coques simplifié pour la calibration de la loi de rupture.

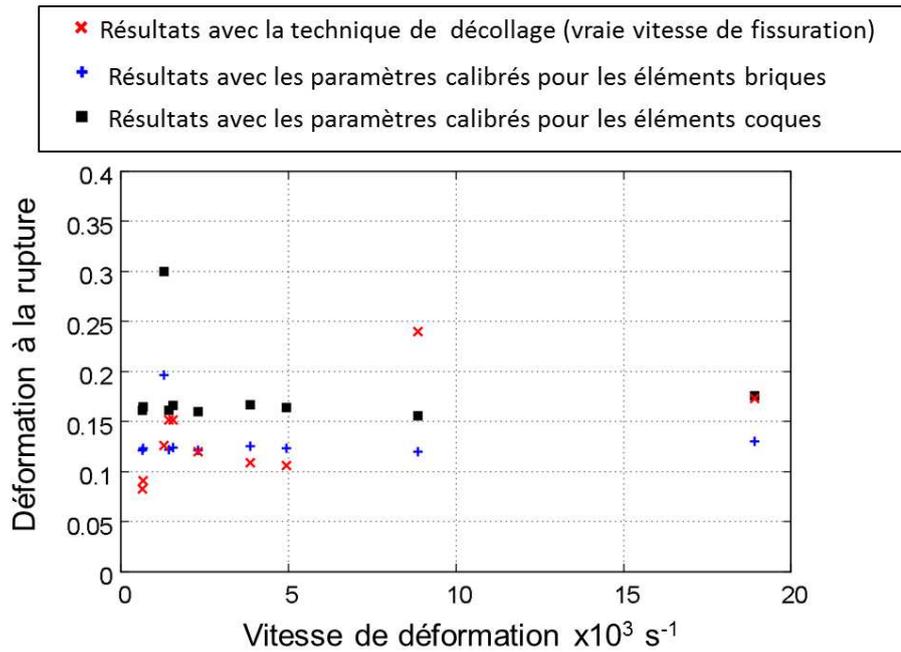


FIGURE 5.26 – Calibration de la loi de rupture de JC pour les éléments coques.

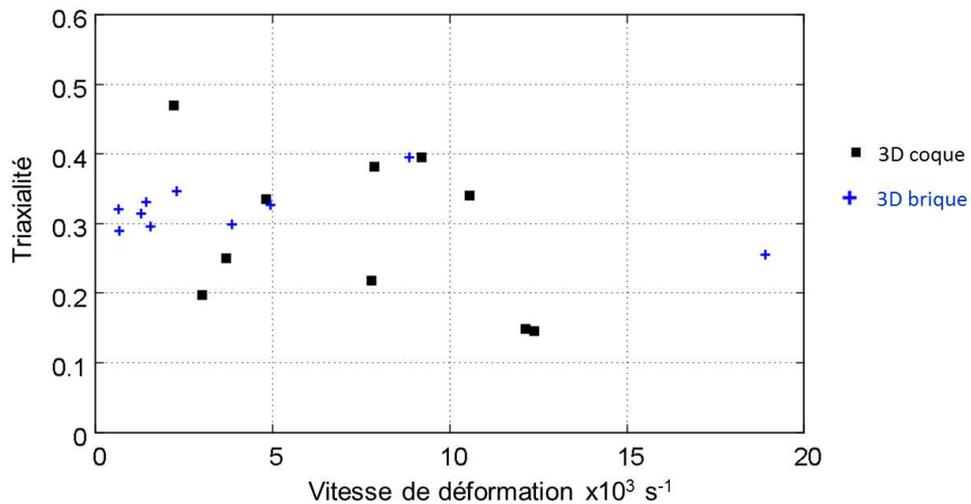


FIGURE 5.27 – Triaxialité en fonction de la vitesse de déformation pour les modèles de débou-tonnage pour les éléments briques.

Les deux modèles sont comparés en terme de force sur la figure 5.28. Des résultats similaires sont observés après changement de ce paramètre. Cela signifie que la sollicitation de l'élément coque, dans le cas de la perforation, impose un endommagement plus rapide par rapport à un élément brique. Le nombre de pétales est de 6 pour le modèle brique contre 4 pour le modèle coque. Cela reste dans l'ordre de grandeurs des essais. Dans les deux cas la vitesse résiduelle est de 3,5 m/s.

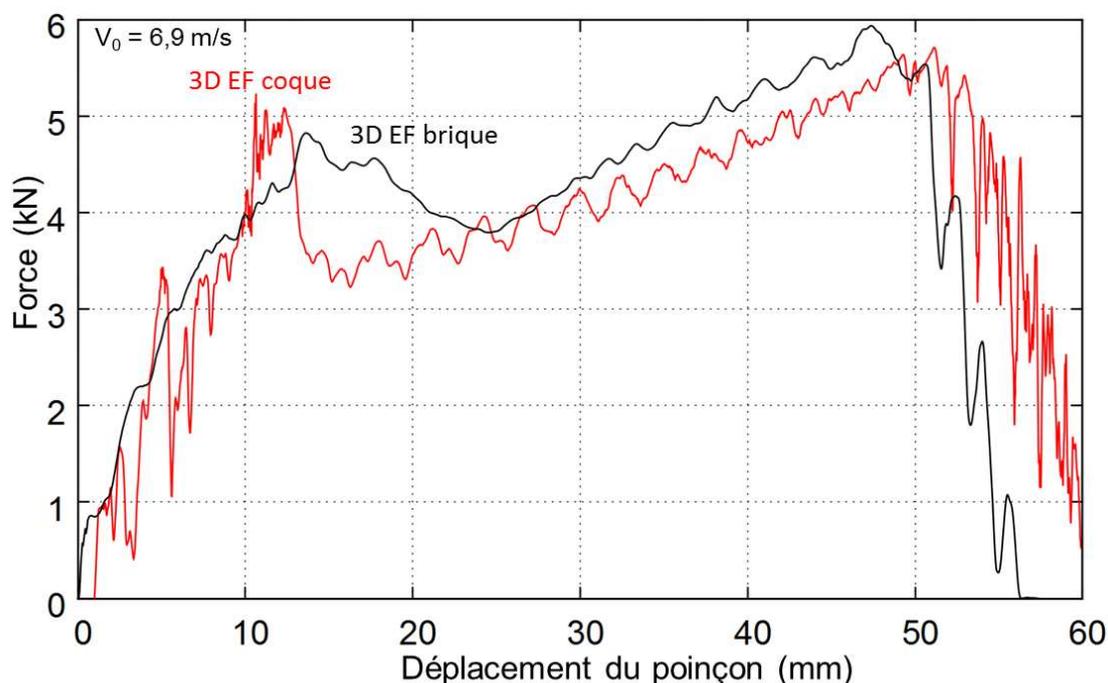


FIGURE 5.28 – Évolution de la force en fonction du déplacement du poinçon pour le modèle 3d coque et 3D brique ($V_0=6,9 \text{ m/s}$).

Bien que le modèle 3D brique soit considéré comme plus réaliste car il permet de prendre en compte les effets de contraintes hors du plan et liés à la géométrie de la fissure, son temps de calcul CPU est 14 fois plus long que celui du modèle en éléments coques. L'avantage du modèle coque est aussi l'absence de problèmes liés à la distorsion d'éléments.

5.2.5 Résultats et discussions

Les résultats obtenus par la simulation numérique et par le modèle analytique sont comparés aux résultats expérimentaux en terme de vitesse, de force d'impact, d'énergie absorbée et de fissuration.

5.2.5.1 Vitesse du poinçon et force d'impact

La vitesse résiduelle est tracée, pour chaque essai avec une masse de 13 kg et une épaisseur de plaque de 2 mm, en fonction de la vitesse initiale sur la figure 5.29. Si la plaque n'est pas perforée entièrement, la vitesse résiduelle est considérée comme nulle. Les résultats donnés par le modèle analytique sont tracés pour un nombre de pétales de 4, 5 ou 6. La vitesse résiduelle calculée est proche de l'expérience. C'est pour un nombre de pétales de 4, que le modèle analytique est le plus proche des résultats expérimentaux. La vitesse balistique limite est de 5,0 m/s, 5,0 m/s et 5,1 m/s pour un nombre de pétales de respectivement 4, 5 et 6. D'autres simulations numériques ont été effectuées pour des vitesses de perforation comprises entre 5 et 6 m/s. Jusqu'à 5,75 m/s, la perforation n'est pas totale. Pour 5,8 m/s la vitesse résiduelle est de 1,3 m/s. La vitesse balistique limite est donc d'environ 5,8 m/s pour le modèle éléments finis coques.

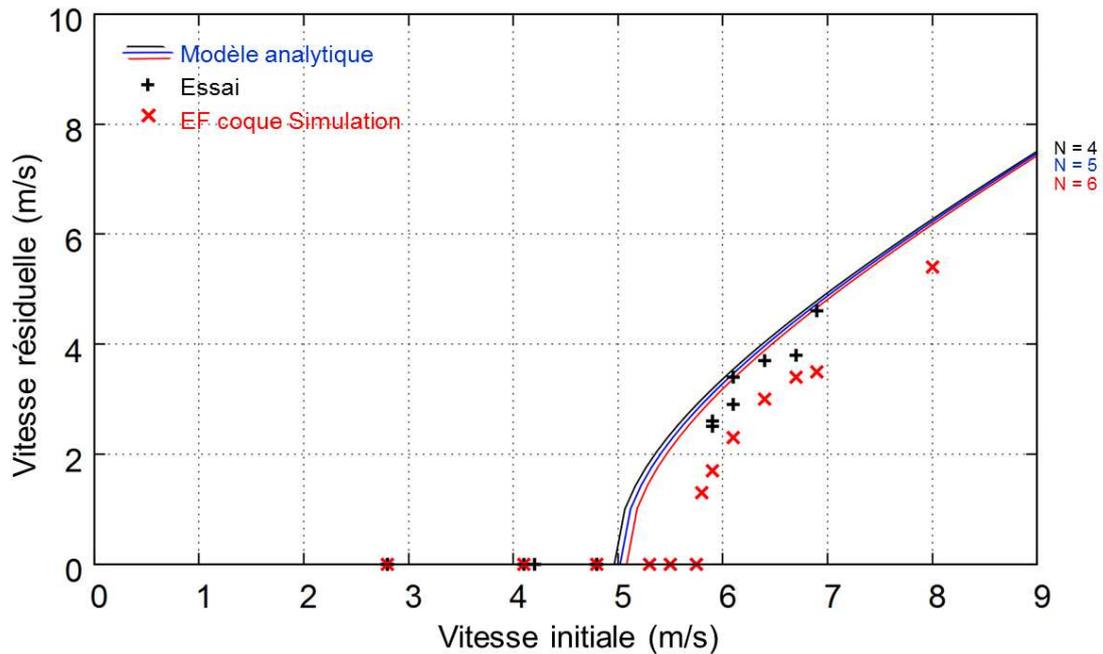


FIGURE 5.29 – Vitesse résiduelle en fonction de la vitesse initiale pour les résultats expérimentaux et les deux modèles.

Les moyens expérimentaux disponibles ne permettent pas d'obtenir la vitesse résiduelle pour une plaque d'épaisseur 4 mm ($>6,9$ m/s). Il est cependant possible de prévoir ces vitesses par le modèle analytique et le modèle numérique. La vitesse balistique limite est elle calculée à l'aide de la notion d'énergie absorbée par la plaque, en considérant que cette énergie est égale à l'énergie cinétique initiale. Ainsi, avec le modèle analytique, pour un nombre de pétale de 4, 5 ou 6, la vitesse résiduelle est de 9,2 m/s, 9,3 m/s et 9,4 m/s (pour des énergies absorbées comprises entre 582 J et 623 J). La simulation numérique permet d'évaluer à 11 m/s cette vitesse balistique limite. Comme pour les plaques d'épaisseur 2 mm la vitesse balistique limite prédite par simulation est supérieure à celle prédite par le modèle analytique.

Le modèle analytique ne permet pas d'obtenir la force d'impact. Pour les plaques d'épaisseur 2 mm, la force est tracée en fonction du déplacement, pour chaque simulation, sur la figure 5.30. Elle est aussi comparée à la force expérimentale pour un essai avec une vitesse initiale de 5,9 m/s. Les trois pics de force, mis en évidence lors de l'analyse des résultats expérimentaux, sont bien présents ici. La superposition des courbes de forces en fonction du déplacement renforce l'idée que l'énergie nécessaire pour perforer la plaque peut être considérée comme constante pour la gamme de vitesse considérée. Sur le graphique, pour les simulations avec une vitesse initiale de 2,8 m/s, 4,1 m/s, 4,8 m/s, le poinçon ne perce pas totalement la plaque. Lorsque la vitesse est supérieure à 5,9 m/s, la plaque est totalement perforée : le troisième pic est atteint. Les résultats de simulation vont permettre l'analyse de chacun des pics de force.

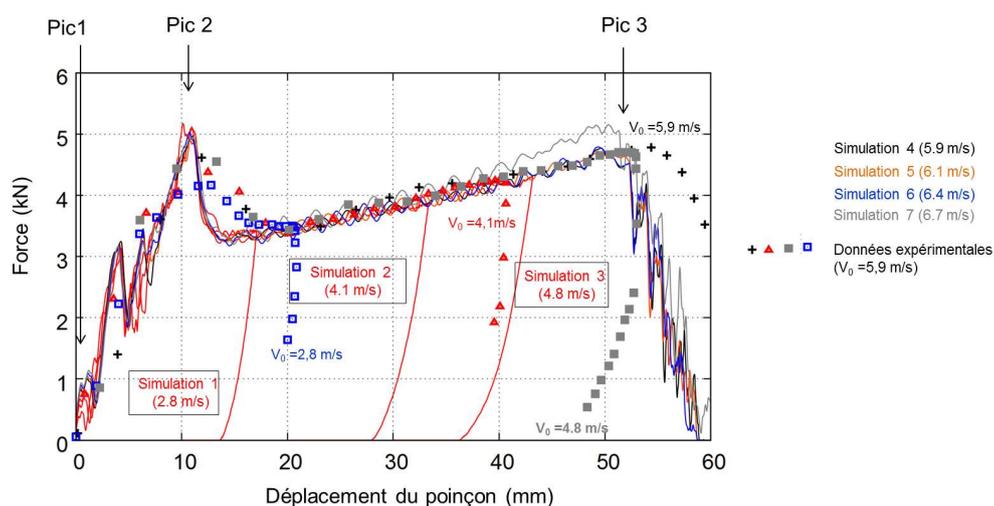


FIGURE 5.30 – Force simulée en fonction du déplacement pour une épaisseur de plaque de 2 mm.

Pour les plaques d'épaisseur 4 mm, la force est tracée, de façon similaire, en fonction du déplacement, sur la figure 5.31. La superposition de la force est une nouvelle fois observée. Pour les essais expérimentaux, le premier pic de force semble apparaître seulement sur l'essai avec une vitesse initiale de 6,3 m/s. Par rapport aux simulations numériques, un décalage est observé sur ce pic de force : il apparaît pour un déplacement plus petit sur les simulations. Cependant la force maximale du pic est similaire pour la simulation et l'expérience (entre 15 kN et 17 kN).

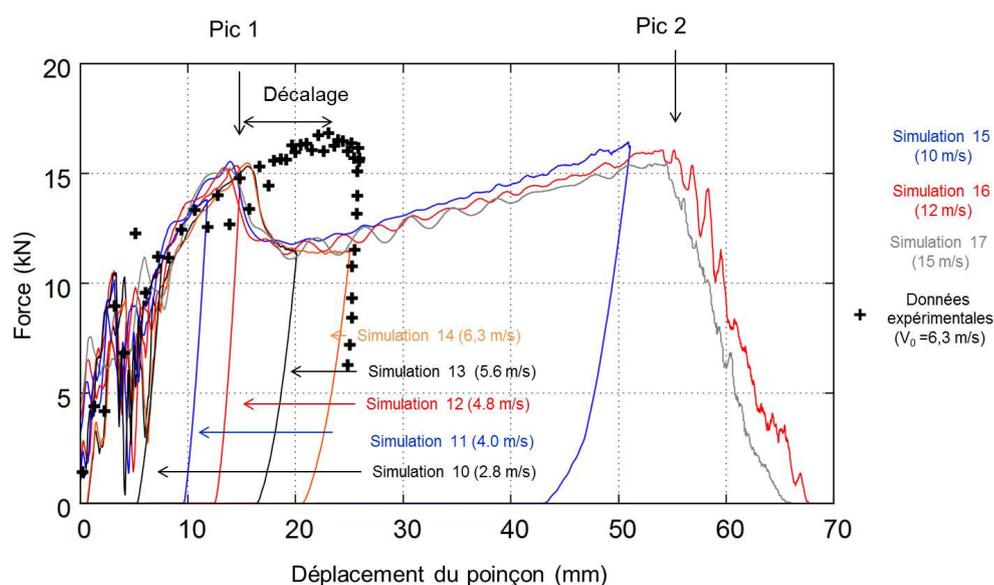


FIGURE 5.31 – Force simulée en fonction du déplacement pour une épaisseur de plaque de 4 mm.

5.2.5.2 Analyse des pics de force lors de la perforations de plaques de 2 mm

Le premier pic de force observé lors des essais sur les plaques d'épaisseur 2 mm est difficile à analyser sans une approche numérique. Les simulations numériques vont permettre de justifier sa présence par un couplage entre le comportement du matériau et les ondes de choc. Sur la figure 5.32, le premier pic est de force est tracé pour une vitesse de 5,9 m/s (simulation et essai expérimental). La valeur maximale du pic est similaire (autour de 1,5 kN). Après l'impact, la force augmente jusqu'à l'apparition de déformations plastiques dans la plaque. La force arrête d'augmenter linéairement et commence à osciller jusqu'au début de l'endommagement ou celle-ci recommence à grandir.

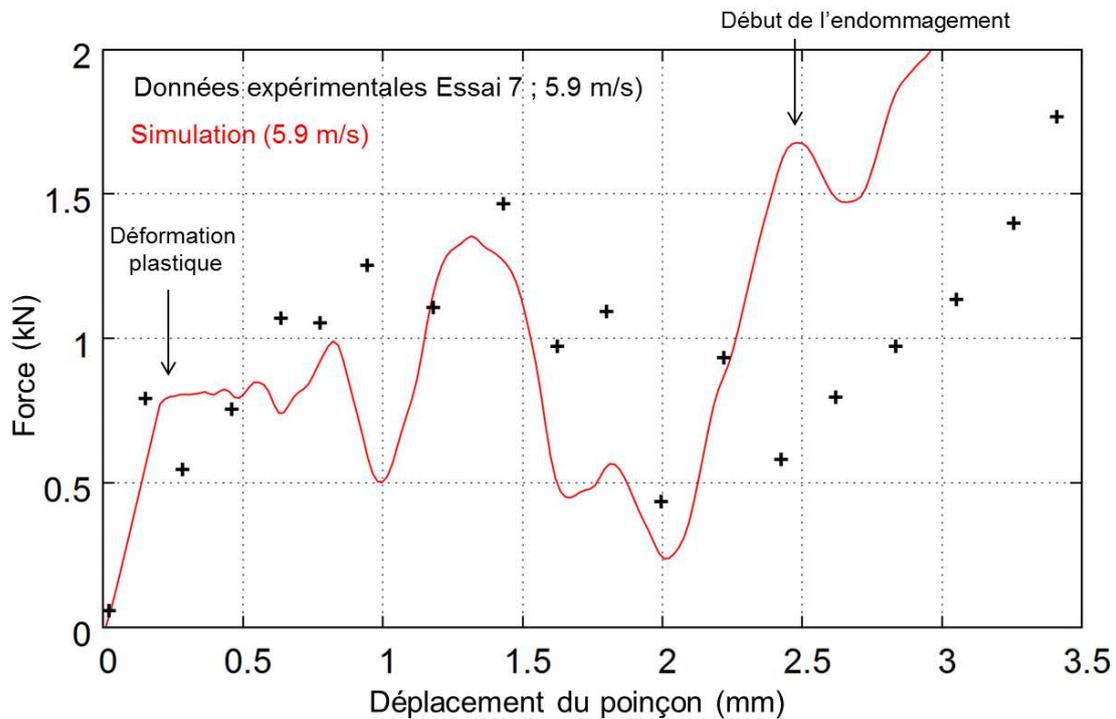


FIGURE 5.32 – Premiers pics de force simulé et expérimental en fonction du déplacement pour une épaisseur de plaque de 2 mm.

La chute de force observée, avant le début de l'endommagement, est expliquée par le phénomène de propagation des ondes de chocs dans le matériau. Sur la figure 5.33 (a.), le premier pic est tracé en fonction du déplacement pour quatre vitesses initiales (0,1 m/s, 0,5 m/s, 2,8 m/s, 6,9 m/s). La valeur maximale du pic augmente avec la vitesse initiale. Pour les faibles vitesses initiales (0,1 m/s, 0,5 m/s), aucun pic de force n'est observé. La force maximale passe de 0,6 kN à 1,5 kN pour des vitesses de 2,8 m/s et 6,9 m/s. Le pic de force est donc un phénomène dynamique car l'effet est d'autant plus important que la vitesse initiale est grande.

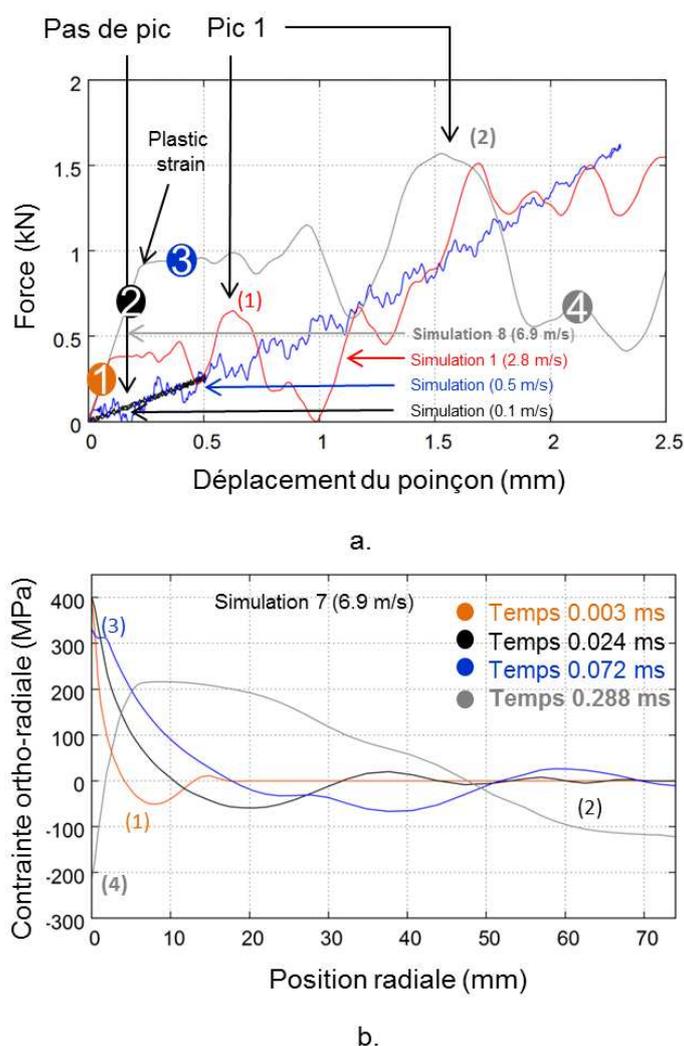


FIGURE 5.33 – Premier pic de force en fonction du déplacement (a.) et onde de choc en fonction du rayon de la plaque (b.).

Le poinçon déforme la plaque et l'onde de choc se propage. Cette onde de choc est tracée sur la figure 5.33 (b.), en terme de contrainte, en fonction du rayon de la plaque, pour différents temps. Après l'impact, la force augmente (figure 5.33 (a.) point orange) et l'onde de choc commence à se propager du centre vers l'extérieur (Figure 5.33 (b.) (1)). La valeur de contrainte est plus importante au centre de la plaque, où la force d'impact est concentrée. La condition d'encastrement du bord de la plaque impose à l'onde d'être réfléchi (Figure 5.33 (b.) (2)) alors que la force continue à augmenter (Figure 5.33 (a.) point noir). La limite d'élasticité est atteinte au centre de la plaque, et la force perd donc sa linéarité. Lorsque l'onde de choc revient au centre de la plaque, elle vient perturber la contrainte. Sur la figure 5.33 (b.) (3), ce phénomène se traduit par la chute de la contrainte au centre de la plaque. La force commence alors à osciller (Figure 5.33 (a.) point bleu). Ce phénomène continue et s'amplifie jusqu'à produire une chute de la force (Figure 5.33 (a.) point gris) et de la contrainte au centre de la plaque (Figure 5.33 (b.) (4)). Ce phénomène s'arrête avec le début de l'endommagement du matériau de la plaque.

Après ce premier pic de force, la force augmente linéairement jusqu'à la perte de linéarité de

la courbe (Figure 5.34 (1)). À ce moment dans la simulation, le poinçon commence à apparaître de l'autre côté de la plaque. La force continue à augmenter jusqu'au deuxième pic de force (Figure 5.34 (2)). Quand celui-ci est atteint, des fissures commencent à se propager à grande vitesse et ainsi la force chute rapidement (Figure 5.34 (3)). Des pétales apparaissent. Ils fléchissent et grandissent. L'énergie nécessaire à les faire fléchir devient de plus en plus grande. Ainsi à partir d'un certain seuil la force recommence à augmenter.

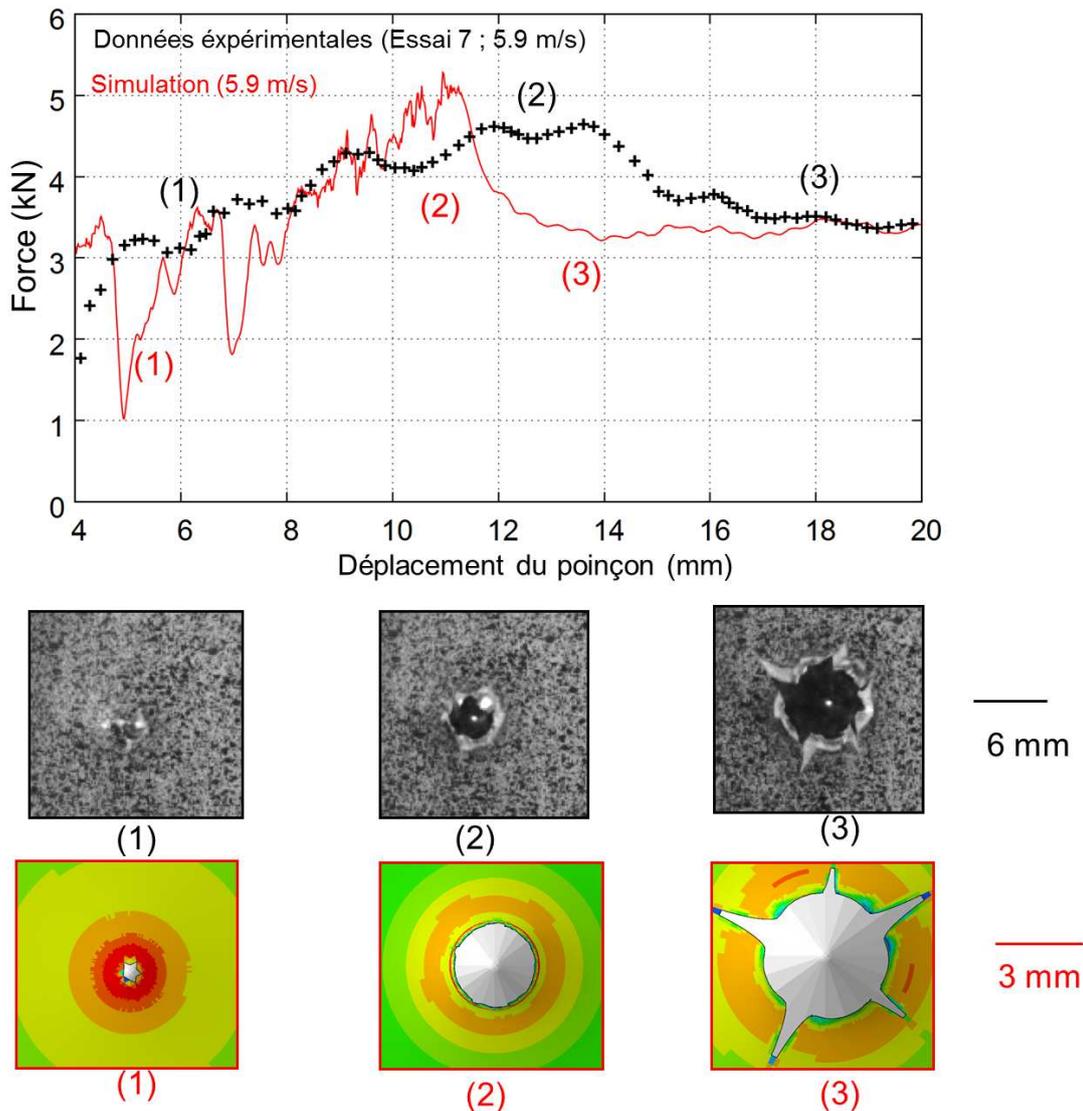


FIGURE 5.34 – Deuxième pic de force en fonction du déplacement pour une plaque d'épaisseur 2 mm.

Les fissures se propagent et la force augmente donc jusqu'à une valeur maximale où le poinçon a complètement perforé la plaque. La force chute alors et le poinçon traverse les pétales.

5.2.5.3 Analyse des résultats de stéréo-corrélation

La stéréo-corrélation permet d'obtenir la déformée de la plaque pendant l'impact. Ces déformées sont comparées à la simulation numérique pour les épaisseurs de 2 mm et 4 mm. L'ensemble

des mesures de stéréo-corrélation est présenté dans l'Annexe D. Les résultats avec une vitesse initiale de 2,8 m/s pour une épaisseur de 2 mm (Figure 5.35) et 5,6 m/s pour une épaisseur de 4 mm (Figure 5.36) sont présentés ici. Afin de pouvoir comparer le modèle numérique et les résultats de stéréo-corrélation, le déplacement de la plaque est recalé entre simulations et expériences à un instant juste après l'impact. Pour la plaque d'épaisseur 2 mm, ce calage s'effectue pour le temps de 0,44 ms. Ainsi, pour les temps de 0,55 ms, 1,33 ms et jusqu'à 1,99 ms, la même déformée est retrouvée pour l'expérience et la simulation. Le temps de 1,99 ms correspond au début de la rupture pour la simulation. C'est ici que la déformée est maximale, autour de 4 mm au centre. Dans la simulation, la surface n'évolue plus après rupture. Pour l'expérience, la rupture apparaît à un temps de 2,99 ms pour une déformée maximale aux alentours de 5,3 mm. De façon similaire, pour la plaque d'épaisseur 4 mm, le calage est effectué à un temps de 0,29 ms. Jusqu'au temps de rupture dans la simulation (0,73 ms) de bons résultats sont observés pour la déformée : la valeur maximale de la déformée est alors de 3 mm. En réalité, la rupture de la plaque s'effectue au temps 1,29 ms et pour une déformée de 5 mm.

5.2.5.4 Résultats en terme d'énergie

Le modèle analytique est un modèle basé sur des considérations énergétiques. Pour la perforation de plaque de 2 mm, sur la figure 5.37, l'énergie totale de perforation est calculée avec ce modèle et est tracée pour un nombre de pétales entre 4 et 6 (Section 5.2.3.2). Sur la même figure, l'énergie absorbée par la plaque (simulée et expérimentale) est tracée en fonction de la vitesse initiale. Cette énergie augmente jusqu'à une valeur seuil de 180 J pour l'expérimentation et de 210 J pour la simulation. Ces niveaux d'énergie sont proches de ceux calculés analytiquement. Pour une perforation totale, c'est à dire lorsque la vitesse initiale est supérieure à 5,9 m/s, l'énergie absorbée semble constante. L'hypothèse d'énergie constante pour la perforation d'une plaque est donc confirmée pour cette gamme de vitesse.

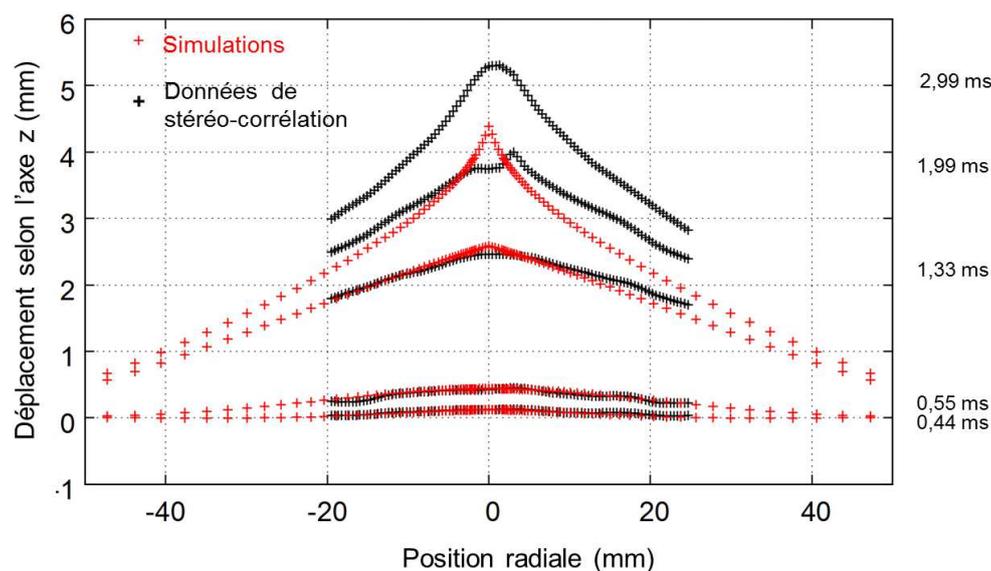


FIGURE 5.35 – Déformées de la plaque d'épaisseur 2 mm après impact pour une vitesse initiale de 2,8 m/s.

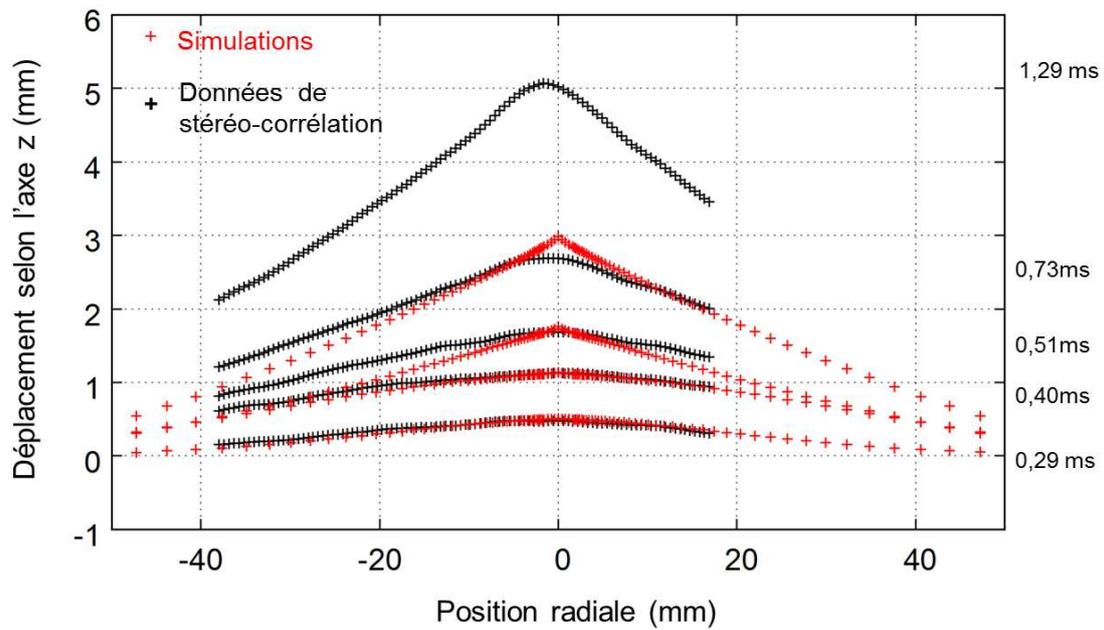


FIGURE 5.36 – Déformées de la plaque d'épaisseur 4 mm après impact pour une vitesse initiale de 5,6 m/s.

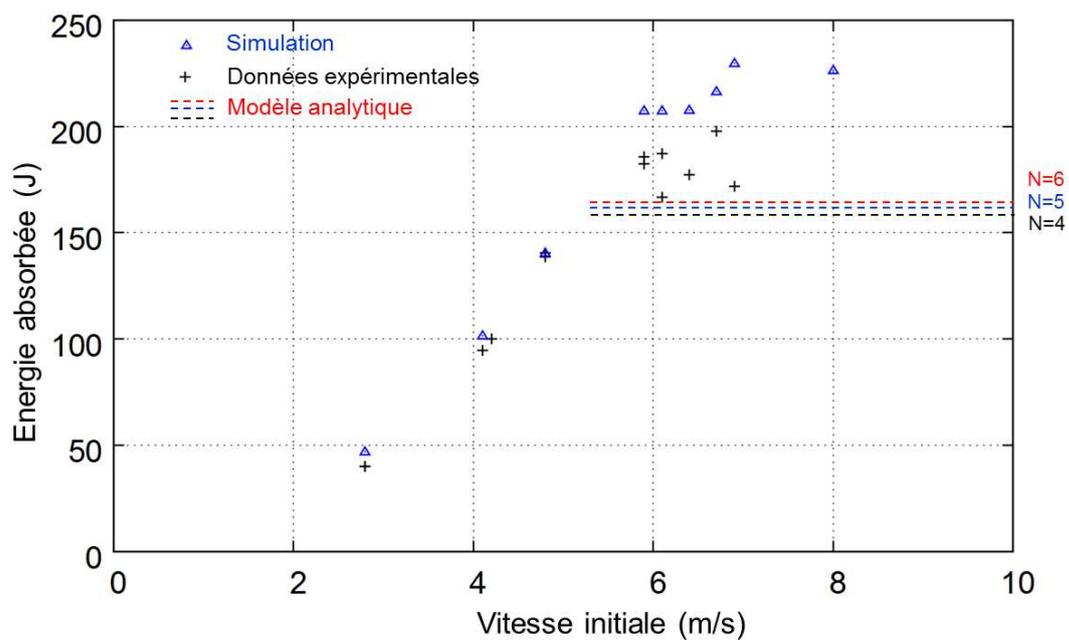


FIGURE 5.37 – Énergie absorbée en fonction de la vitesse initiale pour une épaisseur de 2 mm.

5.2.5.5 Analyse en pointe de fissure

Les résultats de simulation permettent d'analyser le mode de propagation des fissures. La simulation avec une vitesse initiale de 6,1 m/s est étudiée dans cette section. La contrainte dans la plaque est tracée dans un repère en coordonnées cylindriques. La figure 5.38 (a.) montre les résultats en terme de contrainte ortho-radiale $\sigma_{\theta\theta}$ à un temps de 4 ms après l'impact. Il est noté que la majorité de la contrainte ortho-radiale est concentrée sur les 5 pointes de fissures.

La propagation de fissure s'effectue par la suppression d'éléments finis. L'élément de la pointe de fissure au temps 5,7 ms après impact, est étudié ici. Dans cet élément, les contraintes radiale, ortho-radiale, en cisaillement, et longitudinale sont tracées en fonction du temps (Figure 5.38 (b.)). À l'instant de la rupture, qui est bien à $t = 5,7$ ms sur le graphique, la contrainte prédominante est la contrainte ortho-radiale. Il est alors possible de conclure que le mode de rupture prédominant est le mode I.

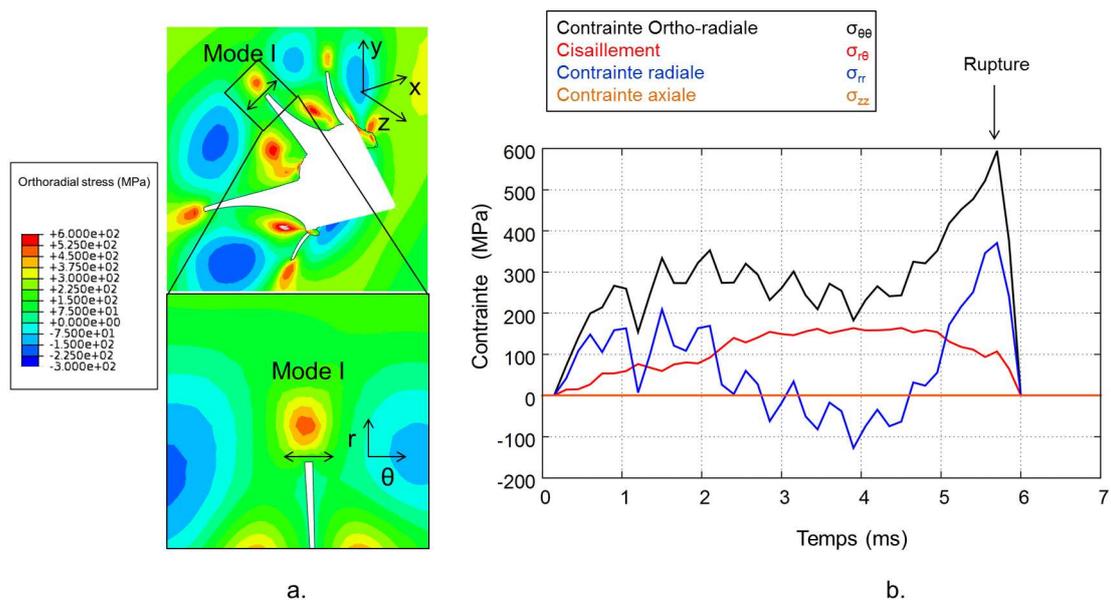


FIGURE 5.38 – Analyse du mode de fissuration pendant la perforation. (a.) : $\sigma_{\theta\theta}$ à $t = 4$ ms. (b.) : Contrainte en fonction du temps dans un élément en pointe de fissure à $t = 5,7$ ms.

Dans les simulations, entre 4 et 5 fissures sont créées. La vitesse moyenne de ces fissures est calculée comme le rapport de la longueur finale de fissure sur le temps de fissuration. Sur la figure 5.39, la vitesse moyenne de fissure est comparée à celle donnée expérimentalement (Section 5.2.2). Les simulations sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. Il est observé que la vitesse de moyenne de fissuration semble évoluer linéairement avec la vitesse moyenne d'impact.

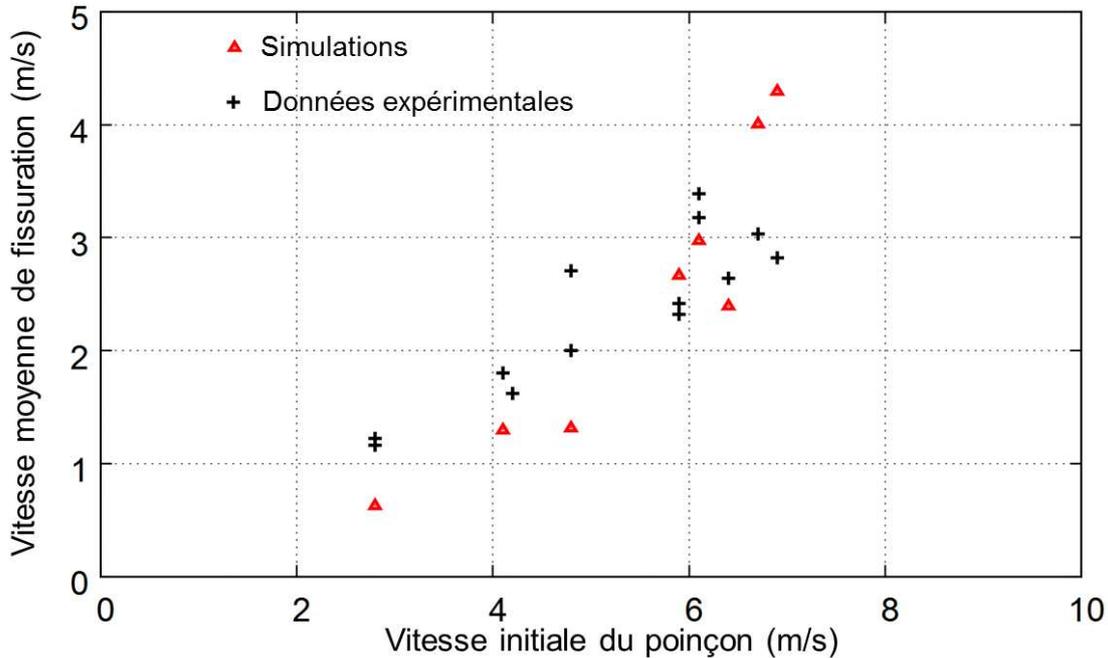


FIGURE 5.39 – Vitesse moyenne de fissuration en fonction de la vitesse initiale pour la simulation et les essais expérimentaux.

5.2.6 Implémentation de la loi de comportement identifiée par les essais Charpy dans le modèle de perforation

Dans le Chapitre 3, des paramètres de la loi de comportement de Johnson Cook à la rupture pour l'alliage d'aluminium de désignation 2024 ont été identifiés par méthode inverse sur un essai de Charpy (Tableau 3.8). Lors de la perforation, la fissuration s'effectue selon le mode I. Ce mode est le même que celui de l'essai Charpy. La différence entre les deux essais est l'épaisseur caractéristique de la fissure (2 mm ou 4 mm pour la perforation, 10 mm pour l'essai Charpy). La propagation de la fissure est donc un problème qui peut être considéré en contrainte plane pour la perforation et en déformation plane pour l'essai Charpy. Les paramètres de la loi de Johnson Cook identifiés sont implémentés dans le modèle 3D coque de perforation ($D_1 = 0,14$, $D_2 = 0,085$, $D_3 = -3,1$, $D_4 = 0,0095$, $D_5 = 0$).

La force est tracée en fonction du déplacement pour l'ensemble des simulations numériques (Figure 5.40). Des résultats similaires à ceux trouvés avec les paramètres de Lesuer modifiés sont trouvés ($D_1 = 0,07$, $D_2 = 0,13$, $D_3 = -1,5$, $D_4 = 0,011$). Le dernier pic de force est légèrement supérieur à celui trouvé expérimentalement et numériquement avec les paramètres de Lesuer modifiés. Le nombre de pétales de chaque simulation est écrit dans le tableau 5.11. Ce nombre est compris entre 4 et 5 selon la vitesse initiale. Les paramètres de la loi de Johnson Cook identifiés permettent bien de simuler la perforation et sont donc validés par les essais de perforation. Ils sont consistants avec ceux de Lesuer calibrés, avec une déformation à la rupture autour de 18%.

Cette section met donc en avant la difficulté d'identifier des paramètres uniques pour la loi de rupture adaptée à la perforation. Dans le chapitre 3, les paramètres ont été identifiés par une optimisation sur un essai Charpy qui est un essai de rupture par propagation dynamique de

fissure. Lesuer [Lesuer 2000] identifie lui sa loi de rupture à partir d'essais sur barres d'Hopkinson. Les essais Charpy sont plus proches du phénomène de fissuration et seraient ainsi plus adaptés pour identifier un comportement à la perforation. De plus, ils ont l'avantage de ne pas avoir été calibré a posteriori sur la vitesse de fissuration.

Numéro d'essai	Masse totale (kg)	Vitesse initiale (m/s)	Énergie absorbée (J)	Nombre de pétales	Vitesse résiduelle (m/s)
1	13	2,8	47,0	5	0
2	13	4,1	107,0	5	0
3	13	4,8	140,5	5	0
4	13	5,9	215,4	5	1,3
5	13	6,1	215,1	5	2,0
6	13	6,4	227,5	4	2,4
7	13	6,7	216,4	5	3,4

Tableau 5.11 – Résultats des simulations pour les plaques d'épaisseur 2 mm avec les paramètres identifiés sur l'essai Charpy.

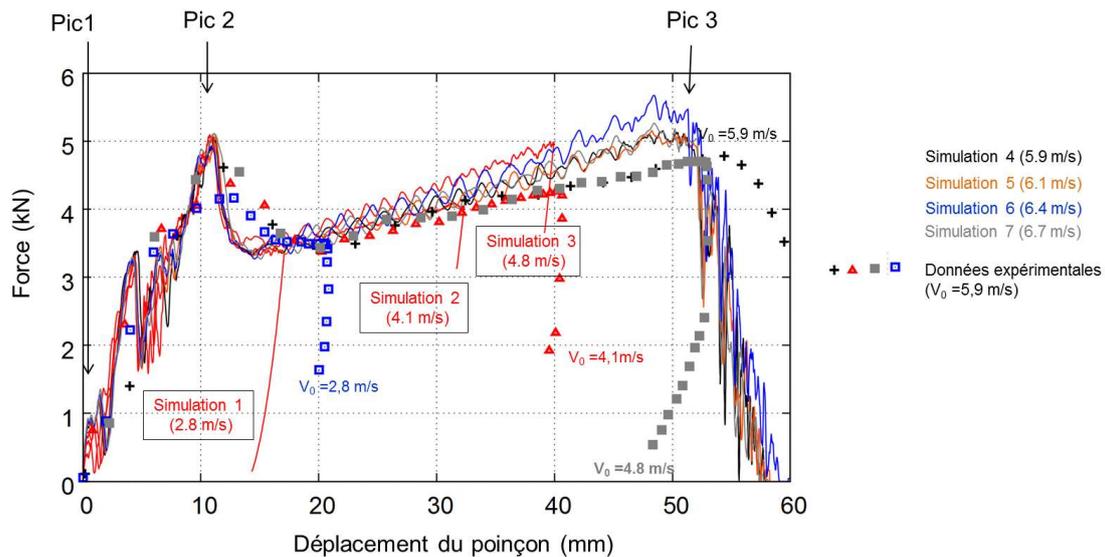


FIGURE 5.40 – Force simulée en fonction du déplacement pour une épaisseur de plaque de 2 mm avec les paramètres identifiés sur l'essai Charpy.

5.3 Extension du modèle numérique à l'étude de la perforation à grande vitesse de l'alliage d'aluminium 2024 T3

Nous avons vu dans l'étude bibliographique (section 5.1.1) qu'il existe une vitesse de transition V_{frag1} entre une perforation par pétalisation vers une perforation par fragmentation des pétales et une deuxième vitesse V_{frag2} de transition entre la perforation par fragmentation des pétales et la perforation par fragmentation sans fissuration. Le modèle numérique de perforation de plaque de 2 mm d'épaisseur en éléments finis coques présenté dans la section 5.2.4 va permettre la mise en évidence de ces vitesses de transition. Dans cette section, les simulations sont effectuées pour des vitesses comprises entre 100 et 1000 m/s. Les résultats des simulations sont résumés dans le tableau 5.12. Le modèle analytique de Forrestal (section 5.1.2.1) est ensuite modifié par l'ajout d'une déformation maximale à la rupture dépendante de la vitesse d'impact.

Numéro de simulation	Masse totale (kg)	Vitesse initiale (m/s)	Énergie absorbée (J)	Vitesse résiduelle (m/s)	Type de perforation
18	13	100	300	99,787	Pétalisation
19	13	300	479	299,877	Pétalisation
20	13	500	1033	499,841	Pétalisation
21	13	600	1412	599,819	Fragmentation des pétales
22	13	700	1819	699,800	Fragmentation des pétales
23	13	800	2412	799,768	Fragmentation de la cible
24	13	1000	3262	999,749	Fragmentation de la cible

Tableau 5.12 – Résultats des simulations pour les plaques d'épaisseur 2 mm pour de grandes vitesses de perforation.

5.3.1 Vitesses de transition du mode de perforation

Les vitesses de transition sont approchées à l'aide d'une étude numérique. Les simulations pour une vitesse initiale comprise entre 100 et 500 m/s donnent un mode de rupture par pétalisation et par propagation de fissures (Figure 5.42) comme observé à faible vitesse (< 10 m/s). Le nombre de fissures passent de 4 pour une vitesse initiale de 100 m/s, à 6 pour une vitesse initiale de 300 m/s et à 7 pour une vitesse initiale de 500 m/s. Pendant la perforation avec une vitesse initiale de 500 m/s, une fissure apparaît au milieu des pétales. C'est le début de la transition vers un autre mode de perforation où les pétales sont fragmentés ($V_{frag1} = 500$ m/s).

A partir de 600 m/s, les pétales sont fragmentés pendant l'impact (Figure 5.43 (a.)). L'énergie nécessaire à la perforation est donc plus importante. Ce phénomène s'intensifie encore à 700 m/s (Figure 5.43 (b.)). Des fissures sont toujours présentes dans la plaque en fin de perforation. La perforation est donc un couplage entre propagation de fissure et fragmentation.

A partir de 800 m/s, il n'y a plus de pétale ni de fissure pendant la perforation (Figure 5.44). Le poinçon passe à travers la plaque en produisant un orifice circulaire dont le diamètre est proche de celui de l'impacteur. Sur les simulations numériques, il semble que cette vitesse de transition apparaît quand l'onde de choc réfléchie, par le bord de la plaque, n'a pas le temps de revenir au front de la fissure.

On corrobore cette observation numérique par un calcul de la la vitesse de transition V_{frag2}

en considérant que l'onde de choc transversale est parfaitement élastique et qu'elle se propage dans le matériau sous une forme circulaire (Figure 5.41). Il est possible d'approcher cette vitesse à l'aide de l'expression de la vitesse de l'onde de choc ($V_{onde} = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$). Cette onde élastique se propage jusqu'au bord de la plaque ($r = R_0$) et est réfléchiée. Elle revient alors jusqu'au front de rupture. La transition s'effectue quand le front de rupture est égal au rayon de l'impacteur r_0 . À ce temps correspond un temps critique t_c de transition :

$$t_c = \frac{\text{distance}}{V_{onde}} = \frac{4R_0 - 2r_0}{V_{onde}} = 2\sqrt{\frac{\rho}{E}}(2R_0 - r_0) \quad (5.38)$$

La vitesse radiale de pénétration du poinçon peut alors s'écrire comme $V = r_0/t_c$. La vitesse du poinçon est liée à la vitesse radiale par l'angle de l'impacteur ϕ . Ainsi :

$$V_{poincon} = \frac{r_0}{t_c \tan(\phi)} \quad (5.39)$$

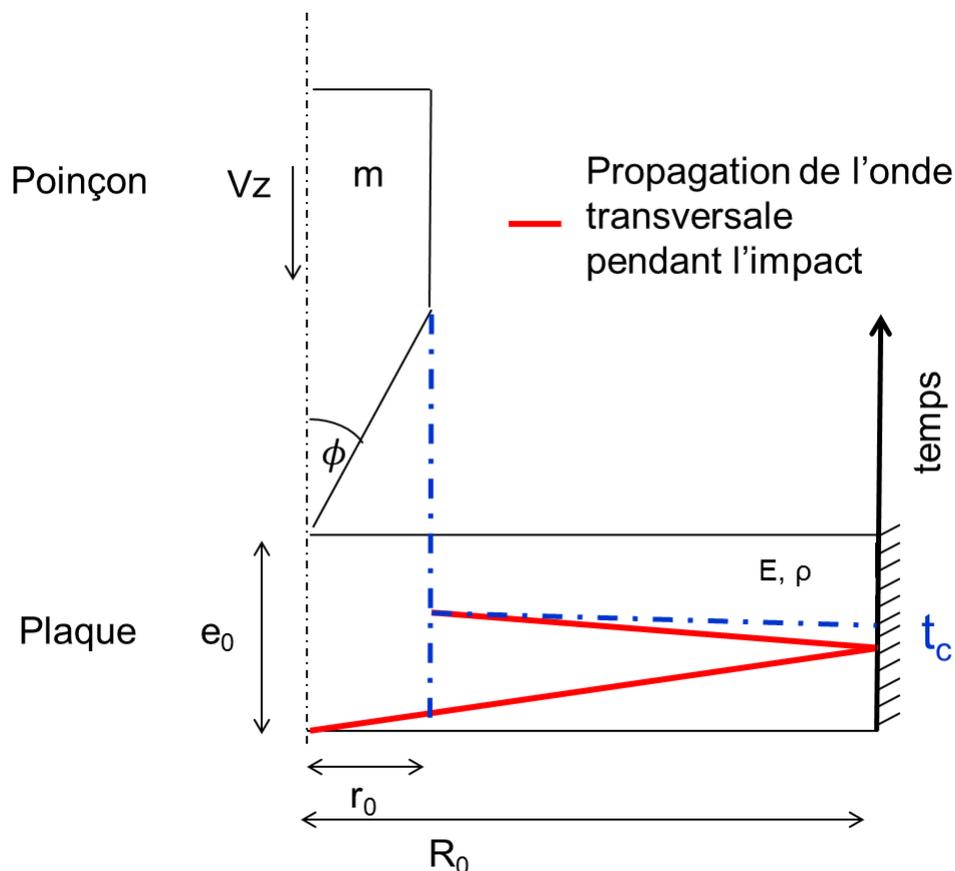


FIGURE 5.41 – Propagation de l'onde de choc élastique transversale dans la plaque pendant la perforation.

Dans le cas de l'alliage d'aluminium de désignation 2024, le temps critique t_c est égal à 0,0493 ms et la vitesse du poinçon à 790,5 m/s. Cette vitesse V_{frag2} est la vitesse de transition du mode de perforation avec fissuration à sans fissuration. Elle est proche de celle observé numériquement.

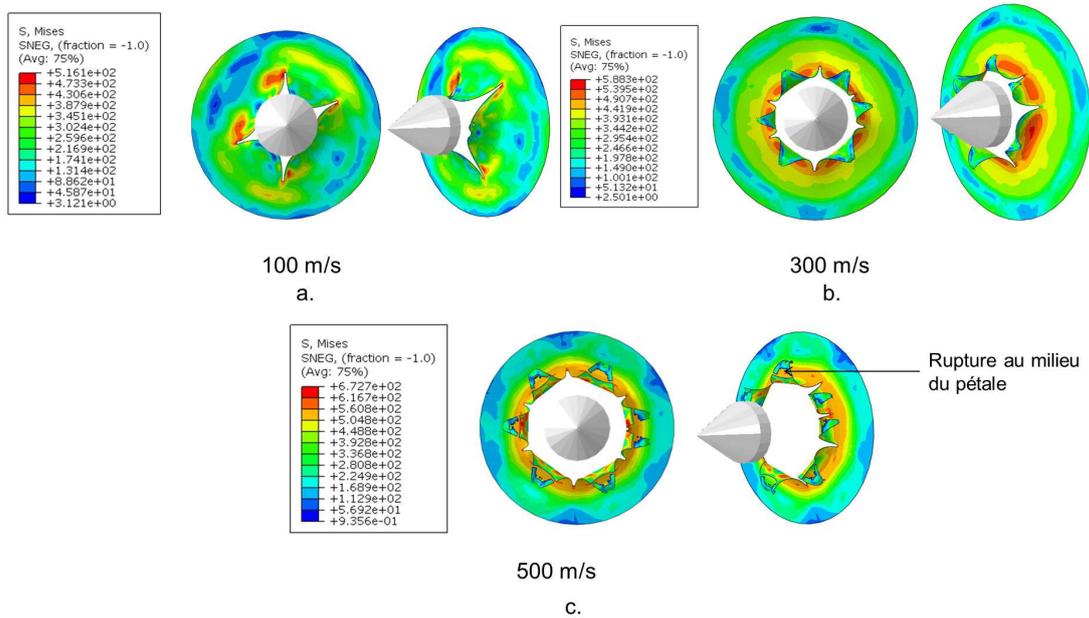


FIGURE 5.42 – Résultats des simulations pour des vitesses initiales de 100 m/s (a.), 300 m/s (b.) et 500 m/s (c.).

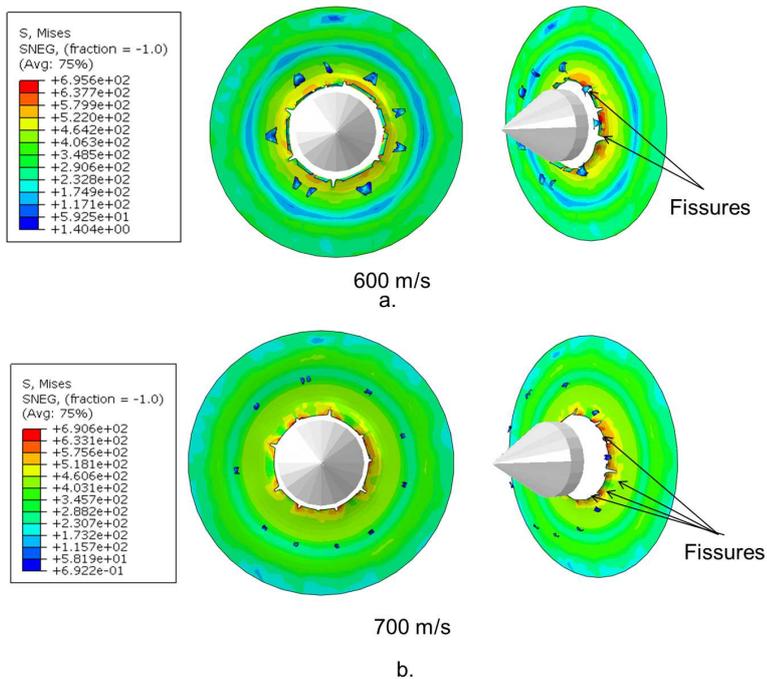


FIGURE 5.43 – Résultats des simulations pour des vitesses initiales de 600 m/s (a.) et 700 m/s (b.).

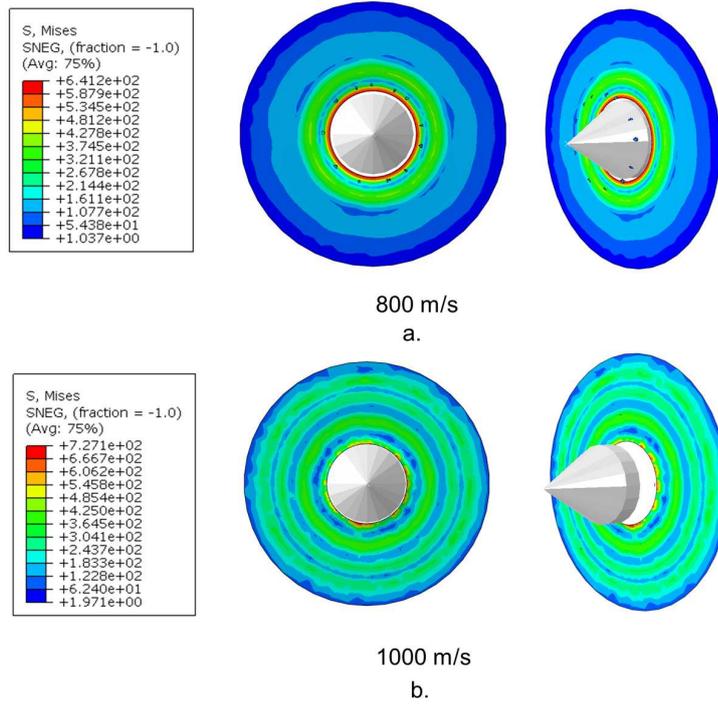


FIGURE 5.44 – Résultats des simulations pour des vitesses initiales de 800 m/s (a.) et 1000 m/s (b.).

5.3.2 Comparaison avec les modèles de perforation analytique

Le modèle analytique de Forrestal [Forrestal 2009] (section 5.1.2.1) est adapté à la perforation à grande vitesse de tôle mince à l'aide d'une déformation à la rupture. Lorsqu'un poinçon conique perce une tôle mince, il est possible d'exprimer la contrainte à l'aide de l'équation 5.7. Les valeurs des paramètres sont celles de l'alliage d'aluminium de désignation 2024 (cf section 5.2.3.1). À partir d'un seuil de déformation ε_f , le matériau est considéré comme rompu. Cette analyse correspond au mode de perforation sans fissure par fragmentation de la cible. L'échauffement et les frottements sont considérés comme négligeables.

Pendant un temps Δt , le perforateur se déplace de Δz passant de la position z_1 à la position z_2 . Le trou perforé évolue de Δr entre r_1 et r_2 (Figure 5.45). La vitesse évolue alors de ΔV_z et passe de V_{z1} à V_{z2} . L'énergie de rupture du matériau est l'intégrale sur le volume rompu de la contrainte par la déformation. Un incrément d'énergie ΔE peut se calculer alors à l'aide de l'incrément de volume de la plaque $e_0\pi(r_2^2 - r_1^2)$ ou $e_0\pi \tan^2(\phi)(z_2^2 - z_1^2)$ et s'écrit :

$$\Delta E = \int_0^{e_0\pi \tan^2(\phi)(z_2^2 - z_1^2)} \sigma \varepsilon_f dV = \sigma \varepsilon_f e_0\pi \tan^2(\phi)(z_2^2 - z_1^2) \quad (5.40)$$

Du point de vue de l'impacteur, l'incrément d'énergie est le travail de celui-ci pendant le déplacement Δz :

$$\Delta E = F_{moyen} \Delta z \quad (5.41)$$

Par égalité de l'incrément d'énergie, il est possible d'exprimer la force moyenne. Le principe fondamental de la dynamique est appliqué pendant cet incrément :

$$m \frac{\Delta V_z}{\Delta t} = m \frac{\Delta V_z}{\Delta z} \frac{\Delta z}{\Delta t} = m \frac{\Delta V_z}{\Delta z} V_z = -F_{moyen} = -\frac{1}{\Delta z} \sigma \varepsilon_f e_0 \pi \tan^2(\phi) (z_2^2 - z_1^2) \quad (5.42)$$

Avec l'hypothèse que la vitesse V_z est égale à la vitesse V_{z1} il est possible d'écrire :

$$V_{z2} = V_{z1} - \frac{1}{m V_{z1}} (\sigma_0 + \rho_m B_0 (V_{z1} \tan \phi)^2) \varepsilon_f e_0 \pi \tan^2(\phi) (z_2^2 - z_1^2) \quad (5.43)$$

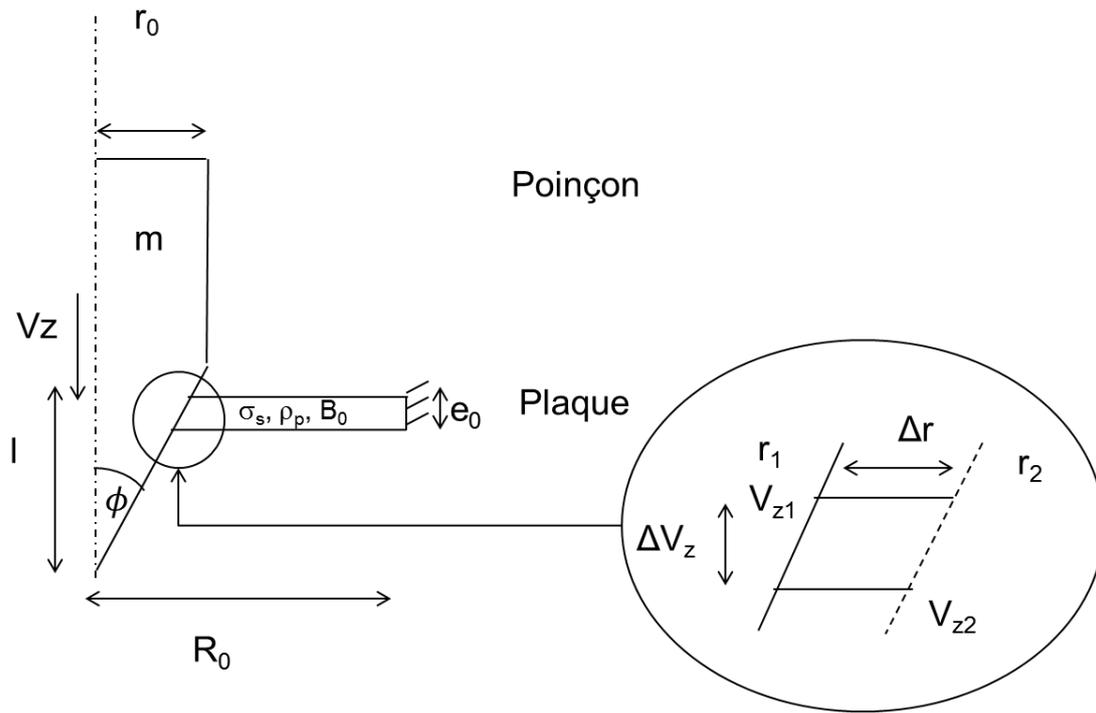


FIGURE 5.45 – Modèle analytique de perforation de tôle mince avec rupture à grande vitesse.

Cette expression est intégrée et résolue numériquement en considérant un pas de déplacement Δz égal à 0,2 mm. Le modèle est dépendant de la déformation à la rupture. Celle-ci est considérée comme dépendante linéairement de la vitesse initiale d'impact :

$$\varepsilon_f = 0,0002V_0 + 0,0414 \quad (5.44)$$

Cette relation est trouvée à partir d'une calibration sur les résultats en terme de vitesses résiduelles données par les simulations numériques. Avec cette relation, La déformation à la rupture évolue entre 6,1 % à 100 m/s et 24 % à 1000 m/s.

Les résultats du modèle analytique sont résumés dans le tableau 5.13. Les vitesses résiduelles sont proches des vitesses initiales. L'énergie absorbée est tracée en fonction de la vitesse initiale sur la figure 5.46. Elle évolue entre 1005 J et 3500 J pour le modèle analytique (entre 500 m/s et 1000 m/s).

Ce modèle analytique est physiquement valable si la cible est totalement fragmentée (c'est à dire si $V > V_{frag2}$). Il est alors possible de déterminer une vitesse critique V_{frag2} de transition

du mode de perforation avec fissuration à sans fissuration. La calibration du modèle numérique sur la déformation à la rupture a montrée que la déformation évolue autour d'une valeur de 18 % (cf Figure 5.24) pour le mode de perforation avec fissuration. Cette valeur est considérée comme la valeur minimale admissible du problème de perforation avec propagation de fissures. Cette déformation à la rupture peut donc être vue comme la valeur seuil de validité du modèle analytique. Il est alors possible de trouver la vitesse correspondante à cette déformation : $V_0 = (0,18 - 0,0414) / 0,002 = 693$ m/s. Cette vitesse est considérée comme une deuxième approximation de la vitesse V_{frag2} .

Numéro de simulation	Masse totale (kg)	Vitesse initiale (m/s)	Énergie absorbée (J)	Vitesse résiduelle (m/s)
20	13	500	1005	499,8457
21	13	600	1319	599,8317
22	13	700	1709	699,8127
23	13	800	2189	799,7897
24	13	1000	3462	999,7337

Tableau 5.13 – Résultats du modèle analytique pour les plaques d'épaisseur 2 mm pour de grandes vitesses de perforation.

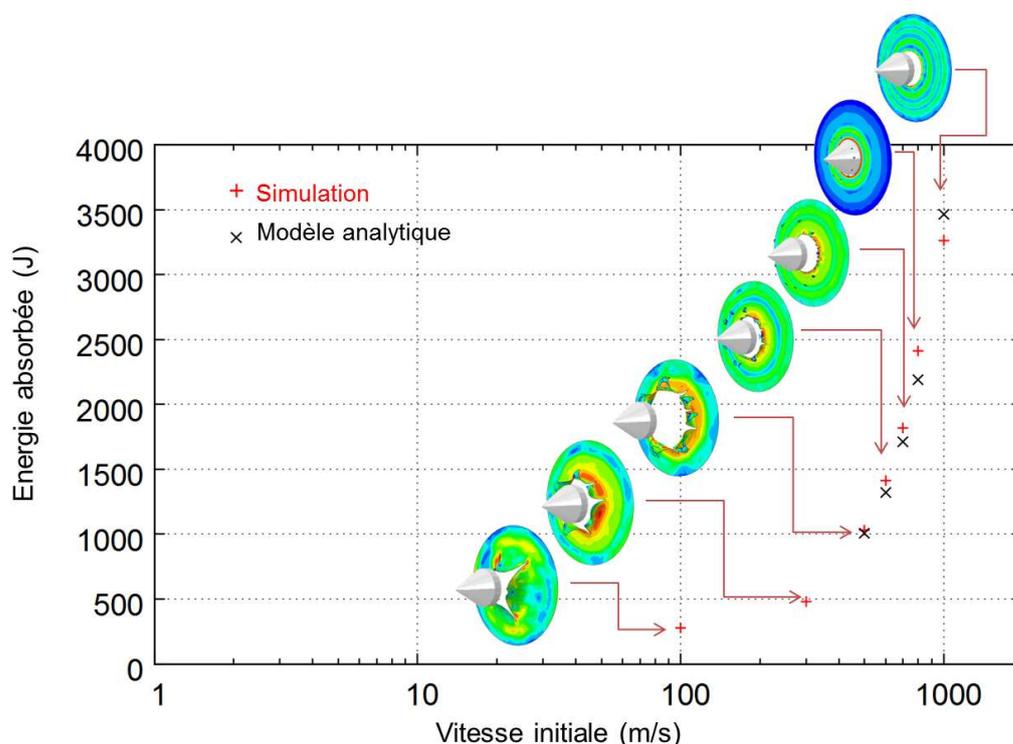


FIGURE 5.46 – Énergie absorbée par la plaque en fonction du temps pour de grandes vitesses de perforation.

5.4 Conclusion

Il a été proposé dans ce Chapitre une étude sur une perforation représentative de l'éjection de la bouée du système BELOCOPA à travers un fuselage d'avion.

Une bibliographie a été présentée sur la perforation. Expérimentalement, la force d'impact est souvent tracée en fonction du temps [Grytten 2009]. Les vitesses résiduelles sont tracées en fonction des vitesses initiales [Borvik 2004] [Grytten 2009]. L'apparition d'un nombre déterminé de pétales a une justification énergétique [Atkins 1998]. Une variété de modèles analytiques existent pour la perforation [Forrestal 2009] [Nazeer 2000] [Wierzbicki 1999]. Les simulations numériques s'effectuent le plus souvent à l'aide d'éléments finis. Il est aussi possible d'utiliser des particules SPH.

La perforation de tôles d'alliage d'aluminium de désignation 2024 T3 d'épaisseurs 2 mm et 4 mm par un impacteur au nez conique a été étudiée. Expérimentalement, la vitesse balistique limite pour une épaisseur de 2 mm est entre 4,8 m/s et 5,9 m/s. Le nombre de pétale est entre 4 et 6. Durant la perforation, trois pics sont observés. Le premier apparaît juste après l'impact et sa valeur maximale est comprise entre 0,5 kN et 1,5 kN. Lorsque le deuxième pic de force est atteint (autour de 5 kN), les fissures commencent à se propager. Le dernier pic correspond à une perforation totale de la cible. Pour une épaisseur de 4 mm, le dispositif expérimental ne permet pas de perforer totalement la cible.

Deux modèles analytiques ont été présentés pour la perforation. Le premier est un modèle analytique basé sur des considérations énergétiques de flexion plastique et de pétalisation. De bons résultats sont trouvés en terme de vitesse résiduelle. Pour les plaques d'épaisseur 2 mm, la vitesse balistique limite a été déterminée entre 5,0 m/s et 5,1 m/s et entre 9,1 m/s et 9,3 m/s pour une plaque d'épaisseur de 4 mm. Un autre modèle analytique permet l'analyse de la perforation à grandes vitesses de perforation à partir du modèle de Forrestal. Ce modèle est notamment dépendant de la déformation maximale à la rupture.

Un modèle numérique en éléments finis de type coque a été présenté. Le comportement du matériau de la plaque suit des lois de Johnson Cook et de Johnson Cook à la rupture. Deux jeux de paramètres pour l'alliage d'aluminium de désignation 2024 T3 ont été utilisés. Le premier a été trouvé dans la littérature. Le paramètre D1 de la loi de rupture a été modifié grâce à un calage sur la vitesse de fissuration vraie. Le deuxième jeu de paramètres a identifié par méthode inverse sur des essais Charpy, reconnu comme un essai de fissuration dynamique. Dans les deux cas, de bons résultats en terme de vitesses sont trouvés. La simulation reproduit bien les trois pics de force. Il a été possible de conclure que le premier pic est notamment dû à un effet d'ondes de choc réfléchies par les bords encastres de la plaque et par le début de l'endommagement de la plaque. Le second pic est bien justifié par la propagation rapide des fissures et le troisième par la perforation totale. Une étude sur le mode de rupture en pointe de fissure a démontré que la fissure se propage selon le mode I. Pour de grandes vitesses d'impact, le modèle numérique reproduit bien la transition entre un mode de perforation par pétalisation vers un mode de perforation par fragmentation des pétales et d'un mode de perforation par fragmentation des pétales vers un mode fragmentation de la cible.

Une extension possible de l'étude est d'étendre le modèle numérique de perforation à un pan entier de fuselage d'avion. Les conditions aux limites seraient ainsi plus éloignées.