UNIVERSITE DE REIMS CHAMPAGNE-ARDENNE

THESE

PRESENTEE POUR OBTENIR LE TITRE DE

DOCTEUR

PAR

IHEB CHAIEB

SPECIALITE : MECANIQUE ET MATERIAUX

ANALYSE ET SIMULATION DES CONTRAINTES RESIDUELLES INDUITES PAR DES TRAITEMENTS MECANIQUES DE PRECONTRAINTE EN GRENAILLAGE ET CHOC LASER

SOUTENUE LE 09 JUILLET 2004 DEVANT LE JURY COMPOSE DE :

MRS

JIAN LU	PROFESSEUR A L'U.T.TROYES	RAPPORTEUR
CLAUDE PRIOUL	PROFESSEUR A PARIS XIII	RAPPORTEUR
ALAIN LODINI	PROFESSEUR A L'U.R.C.A	DIRECTEUR DE THESE
CHEDLY BRAHAM	M.C.F A L'ENSAM PARIS	EXAMINATEUR
PATRICE PEYRE	CHARGE DE RECHERCHE CNRS	EXAMINATEUR
ERIC LABBE	M.C.F À L'I.F.T.S	EXAMINATEUR
BRUNO FLAN	RESPONSABLE R&D SISSON-LEHMANN	INVITE

A ma mère, mon père et à celle qui m'a redonné vie, je dédie ce travail !

REMERCIEMENTS

Avant d'aborder ce mémoire je tiens à remercier toutes les personnes qui ont contribué à l'accomplissement de ce travail.

Particulièrement j'adresse mes remerciements à monsieur Jian LU Professeur à l'université de Technologies de Troyes ainsi que monsieur Claude PRIOUL Professeur à l'université Paris XIII pour m'avoir fait le plaisir de juger mon travail. A ce même titre j'adresse mes remerciements à monsieur Patrice PEYRE chargé de recherche au CNRS qui a présidé ce jury.

J'exprime toute ma gratitude à messieurs Alain LODINI Professeur à l'Université de Reims Champagne Ardenne et Directeur du Laboratoire d'Analyse des Contraintes Mécaniques ainsi que le Professeur Chedly BRAHAM du Laboratoire de Microstructure et Mécanique des Matériaux de l'Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers qui ont encadré ce travaille.

Je remercie également monsieur Bruno FLAN responsable recherche et développement à la société Sisson-Lehmann pour avoir collaboré à l'aboutissement de ce travail.

J'adresse mes remerciements à monsieur Eric LABBE Maître de Conférence à l'Université de Reims Champagne Ardenne qui a accepté d'examiner mon travail.

Je n'oublierais pas de manifester ma reconnaissance au personnel de L'IFTS de Charleville-Mézières, particulièrement Renaud, Martine, Stéphane, Vincent, Hamid et Patrice pour leur gentillesse. A ce même titre je remercie monsieur Yvon GARDAN directeur de l'IFTS.

Je remercie aussi le personnel du LM3 de l'ENSAM Paris, pour leur aide et leurs compétences, en particulier Patrick, Vincent et Wilfrid.

Je remercie à ce même titre Le personnel du Laboratoire de Léon Brillouin du CEA de Saclay pour m'avoir permis d'accéder à la diffraction des neutrons particulièrement Monica CERETTI et Alain MENELLE

De même je n'oublierais pas le personnel de la Coopération Laser Franco-Allemande, sans qui le traitement par choc-laser n'aurait pas eu lieu en particulier Patrice et Bart.

Pour finir je tiens remercie le Conseil Général des Ardennes pour avoir financé ma thèse.

SOMMAIRE

Introduction générale 6

Premier Chapitre : Etude Bibliographique 9

1. Le grenaillage de précontrainte. 10
1.1. Technologies du grenaillage. 10
1.1.1. Machine à turbine. 10
1.1.2. Machine à air comprimé. 11
1.1.3. Machine à ultrasons. 11
1.2. Contrôle de l'opération de grenaillage. 12
1.3. Mécanisme de génération et évolution des contraintes résiduelles. 15
1.4. Modification de la microstructure. 16
1.5. Effet sur l'état de surface. 16
1.6. Etat mécanique. 17
1.7. Influence des paramètres de grenaillage sur l'état de contrainte résiduelle. 19
1.7.1. Effet de la pression, du débit et de la densité de la grenaille sur l'état de contrainte résiduelle. 19
1.7.2. Influence du taux de recouvrement. 19

2. Le choc laser 22
2.1. Formation du plasma. 22
2.2. Ablation directe et mode confiné. 22
2.2.1. L'ablation directe. 22
2.2.2. Choc laser en mode confiné. [19] 23
2.3. Claquage dans le milieu de confinement. 25
2.4. Influence du revêtement thermo-protecteur. 25
2.5. Traitement sans revêtement [25]. 26
2.6. Les ondes de choc laser et les effets induits dans les matériaux. 27
2.6.1. Généralités sur les ondes de choc laser. 27
2.6.2. Profondeur affectée par le choc laser. 28
2.6.3. Effets mécaniques du choc laser : modèle analytique de Ballard [32]. 28
2.7. Application du choc laser à l'amélioration de la tenue en fatigue. 32
2.8. Applications industrielles. 32

3. Simulations du grenaillage et du choc laser 34
3.1. Simulation du grenaillage de précontrainte 34
3.1.1. Les différentes approches. 34
3.1.2. Etude du recouvrement des impacts. 40
3.2. Simulation du choc laser. 41
3.3. Conclusion 44

4. Les contraintes résiduelles. 45
4.1. Différents ordres des contraintes résiduelles. 45
4.1.1. Les contraintes résiduelles du 1er ordre 46
4.1.2. Les contraintes résiduelles du 2eme ordre 47
4.1.3. Les contraintes résiduelles du 3eme ordre 47
4.1.4. Etat de contrainte dans les matériaux. 47

5. La technique de diffraction des rayons X. 49
5.1. Principes généraux. 49
5.2. Élargissement des pics de diffraction. 50
5.3. Erreurs de localisation et principales influences instrumentales. 52
5.3.1. Statistique de comptage. 52
5.4. Localisation des pics de diffraction. 52
5.4.1. Méthode du maximum. 52
5.4.2. Méthode du milieu de la corde. 53
5.4.3. Méthode parabolique. 53
5.4.4. Méthode de lissage par une fonction profil. 53
5.5. Evaluation des contraintes par la diffraction des rayons X [62]. 53
5.6. Estimation des déformations. 54
5.6.1. Déformation conventionnelle. 54
5.6.2. Déformation rationnelle. 55
5.6.3. Déformation rationnelle approchée. 55

5.6.4. Déformation linéarisée en 2θ. 55
5.7. Evaluations des contraintes. 55
5.8. Evaluation de l'état de contrainte en profondeur. 57

6. Conclusion 59

Deuxième Chapitre : Analyses des contraintes résiduelles, des modifications microstructurales et des flèches induites par le grenaillage et le choc laser 65

1. Analyses des contraintes résiduelles et des modifications microstructurales 66
1.1. Matériau utilisé. 66
1.2. Conditions expérimentales. 67
1.2.1. Le grenaillage. 67
1.2.2. Le choc laser. 68
1.3. Diffraction X. 70
1.4. Résultats et discussions. 70
1.5. Etude de l'effet de l'épaisseur des plaques. 73
1.6. Effet du bridage sur la distribution des contraintes résiduelles et des largeurs intégrales. 75
1.6.1. Présentation. 75
1.6.2. Résultats. 76
1.6.3. Discussion. 77

2. Etude des flèches Almen sur les plaques traitées par Choc laser. 78
2.1. Présentation et résultats de l'étude. 78
2.2. Sources de dispersion et possibilités d'amélioration. 81

3. Conclusions. 82

Troisième Chapitre : Simulations numériques par éléments finis 84

1. Simulation numérique du procédé de grenaillage 85
1.1. Présentation du code de calcul ABAQUS™. [3] 86
1.1.1. ABAQUS™ CAE. 86
1.1.2. ABAQUS™ STANDARD. 86
1.1.3. ABAQUS™ EXPLICIT. 86
1.1.4. Présentation des différents types d'éléments ABAQUS™. 87
1.1.5. Eléments utilisés dans nos différentes simulations. 89
1.1.6. Gestion des contacts sous ABAQUS™. 89
1.2. Identification des paramètres de la loi de comportement de Johnson-Cook. 90
1.3. Simulation des effets des paramètres de la grenaille. 93
1.3.1. Influence de la loi de comportement du matériau cible et de la vitesse de la grenaille. 93
1.3.2. Simulation de l'effet du diamètre des billes. 99
1.3.3. Simulation de l'influence de la rigidité des billes. 102
1.4. Etude de la répétition des impacts. 104
1.4.1. Conditions du calcul. 104
1.4.2. Résultats. 105
1.4.3. Discussion. 107
1.5. Influence d'un recouvrement d'impacts. 108
1.5.1. Conditions du calcul. 109
1.5.2. Résultats. 110
1.5.3. Discussion. 114
1.6. Simulation d'un traitement de grenaillage avec une distribution d'impacts aléatoire. 114
1.6.1. Sélection des centres des impacts. 114
1.6.2. Phase de calcul. 115
1.6.3. Conditions du calcul : Mise en œuvre de la routine aleatoire. 117
1.6.4. Résultats. 119
1.6.5. Discussion. 124
1.7. Conclusions. 125

2. Simulation numérique du choc laser. 127
2.1. Simulation d'un impact unique. 127
2.1.1. Simulation de la propagation d'une onde de choc dans un matériau. 127
2.1.2. Étude de l'effet du diamètre d'impact. 134
2.1.3. Étude de l'influence de la pression d'impact. 135
2.1.4. Étude de l'influence de la couche protectrice. 138

2.2. Simulation d'impacts multiples. 141
2.2.1. Répétition localisée d'impacts. 142
2.2.2. Simulation du recouvrement des impacts. 145
2.2.3. Etude des flèches obtenues par la simulation du choc laser. 150
2.3. Conclusions. 151

Quatrième Chapitre : Analyse par diffraction des neutrons d'une éprouvette de fatigue traitée par choc laser. 154

1. La technique de diffraction des neutrons. 155
1.1. Production des neutrons dans un réacteur nucléaire. 155
1.2. Le rayonnement neutronique. 157
1.2.1. Interaction neutron-matière. 157
1.2.2. Interaction inélastique. 157
1.2.3. Interaction magnétique. 158
1.3. Application en sciences des matériaux. 158
1.3.1. Définition du volume étudié. 159
1.3.2. Résolution spatiale. 160
1.3.3. Résolution instrumentale. 161
1.4. Avantages et inconvénients de la diffraction des neutrons. 161
1.5. Analyse des contraintes résiduelles par la diffraction des neutrons. 163

2. Application de la diffraction des neutrons à l'analyse des contraintes résiduelles d'un échantillon traité par choc laser. 164
2.1. Conditions opératoires. 164
2.2. Résultats 165
2.3. Conclusion. 168

3. Simulation du traitement par la méthode des éléments finis. 168
3.1. Conditions du calcul. 169
3.2. Résultats. 170

4. Conclusions. 171

Conclusion générale 173

INTRODUCTION GENERALE

Les traitements mécaniques de précontrainte sont des post-traitements dont l'objectif principal est d'apporter une amélioration de la tenue en service des pièces mécaniques. L'exploitation de tels procédés permet aux industriels de concevoir des pièces plus légères et plus résistantes sans avoir à agir sur le choix du matériau.

Le traitement mécanique de grenaillage de précontrainte est aujourd'hui arrivé à maturité. Ce qui en fait un traitement de prédilection. Cependant, certaines limitations se manifestent de plus en plus, particulièrement, lorsque les pièces traitées sont sollicitées dans de sevères conditions thermiques et/ou mécaniques, où se produit une relaxation rapide des contraintes résiduelles.

Ainsi, plusieurs axes de recherche se sont développés afin d'aboutir à des traitements qui offrent des temps de relaxation plus longs. Ces durées dépendent essentiellement des profils de contraintes et de leurs mécanismes de génération. De ce fait, nous retrouvons dans le choc laser des aptitudes qui pourraient en faire une alternative au grenaillage de précontrainte.

Le choc laser (CL) est un traitement de précontrainte différent du grenaillage classique, il fait intervenir un écrouissage par la propagation d'une onde de choc. Le grenaillage agit par écrouissage cyclique produit par impacts de billes qui, par transmission, affectera les couches sous-jacentes. Il en résulte des profils de contraintes et des profondeurs affectées différents.

Notre travail est orienté vers une comparaison entre ces deux procédés en termes de contraintes résiduelles et d'état d'écrouissage. Aussi, nous nous intéressons à l'étude des flèches engendrées par le choc laser sur les plaques Almen utilisées pour le contrôle du grenaillage. Finalement nous présentons nos différentes simulations numériques dans le but d'étudier les influences des différents paramètres propres à chacun des procédés.

Dans le chapitre bibliographique, nous abordons ces deux procédés et nous présentons leurs différentes caractéristiques ainsi qu'un aperçu de leurs historiques respectifs. Ensuite nous introduisons la notion de contrainte résiduelle avec ces différents aspects. Cette partie sera suivie d'une présentation des techniques d'analyse par diffraction qui permettent l'évaluation de ces contraintes résiduelles et l'étude de la microstructure. Enfin nous rappelons les différentes approches utilisées jusqu'à lors pour simuler ces deux procédés.

Dans le chapitre expérimental, nous étudierons les différents profils de contraintes résiduelles obtenus pour différentes conditions de traitement en se focalisant sur l'étude du choc laser, le grenaillage étant considéré comme le traitement de référence. Pour cette étude nous avons utilisé l'acier C75 (nuance proche de l'acier SAE 1070 utilisé pour les jauges Almen).

Des analyses par diffraction des rayons X, par micro-dureté et par micrographie optique seront réalisées sur les différents échantillons. A l'issue de ces analyses, nous comparerons les profils de contraintes obtenus par les deux types de traitement ainsi que les états d'écrouissage engendrés par les deux procédés.

Dans le troisième chapitre, nous présenterons les différentes simulations numériques (méthode des éléments finis) réalisées sur les deux procédés en mettant en avant une nouvelle approche de simulation du grenaillage de précontrainte. Pour les deux procédés, nous avons simulé les effets des différents paramètres de traitement, ainsi que le recouvrement des impacts. De même nous nous sommes intéressés à l'étude des flèches induites par les deux traitements, les opérations de formage mécanique, présentant actuellement un véritable enjeu industriel.

Dans le dernier chapitre, nous discuterons de l'analyse par la diffraction des neutrons d'une éprouvette de fatigue en acier 42CrMo4 (acier à cémentation) traitée par choc laser. En fait, nous présenterons une approche originale d'analyse, à l'issu de laquelle nous comparerons les profils de déformations élastiques à ceux simulés par la méthode des éléments finis.

Premier Chapitre : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

1. Le grenaillage de précontrainte.

L'histoire du grenaillage de précontrainte a commencé dans les ateliers de maintenance où l'on s'est aperçu que les pièces nettoyées à l'aide de machines projetant de la grenaille avaient des durées de vie en service plus importante que celles non traitées. Dès lors, le procédé fut exploité et le grenaillage s'est rapidement imposé comme un moyen économique et performant, permettant d'améliorer la résistance à la fatigue et/ou la corrosion sous contraintes [1,2,3]. L'origine de ce bénéfice vient de l'introduction de contraintes résiduelles de compression au niveau des couches écrouies en surface. Cet état de contrainte se manifeste en réponse à l'incompatibilité des déformations plastiques locales. Cette incompatibilité est compensée par des déformations élastiques permanentes (tant qu'il n'y a pas de relaxation), ces déformations élastiques permanentes correspondant aux contraintes résiduelles engendrées par le traitement mécanique de précontrainte.

Dans ce chapitre, nous allons nous contenter d'une présentation sommaire du procédé, vu la multitude de références traitant les différents aspects du grenaillage [1-17].

1.1. Technologies du grenaillage.

Il existe de nombreux types de machines à grenailler. Elles se classent en deux catégories suivant le procédé utilisé pour projeter la grenaille (air comprimé ou turbine centrifuge). Le choix entre ces deux gammes de machines est fonction de la qualité du grenaillage demandé et des pièces à traiter. Les machines à grenailler peuvent être très diverses également suivant le système de présentation des pièces sous le jet de grenailles. On trouve ainsi des machines à tambour pour le grenaillage des pièces en vrac, à table rotative pour les séries de petites pièces, à convoyeur linéaire pour les ressorts hélicoïdaux, à convoyeur à charge suspendue. Le grenaillage peut, pour certaines pièces de grandes séries, être effectué en continu. Enfin pour des pièces particulières, les cylindres de laminoir par exemple, il est nécessaire de concevoir spécialement une machine à grenailler.

1.1.1. Machine à turbine.

Dans les machines à turbine (Figure 1-1) la projection de la grenaille est obtenue à l'aide d'une turbine tournant à grande vitesse (1000 à 3000 tr/min). La grenaille est introduite au centre de la turbine par simple gravité ou par pré-accélération pneumatique. Une pièce de contrôle permet de déterminer l'endroit d'injection des grenailles sur les palettes de la turbine ; ce système permet alors de positionner le jet de grenaille sous la turbine.

La force centrifuge à laquelle sont soumises les grenailles est suffisante pour écrouir le matériau traité. En faisant varier la vitesse de rotation de la turbine, on peut modifier la valeur de l'énergie incidente et donc l'intensité du grenaillage.

Les machines à turbine sont utilisées pour le grenaillage de grandes séries de pièces, et plus généralement lorsque la régularité du taux de recouvrement n'est pas exigée sur toute la pièce.

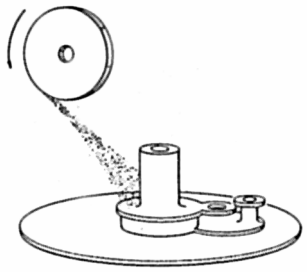


Figure 1-1 : Schéma d'une grenailleuse à turbine [4].

1.1.2. Machine à air comprimé.

Dans ce type de machine (Figure 1-3-c-), la grenaille est éjectée à grande vitesse dans une buse de projection où est créé un effet venturi (aspiration) ; la grenaille est amenée dans la buse par surpression ou par aspiration. Le réglage de la pression de l'air comprimé permet le contrôle de la vitesse d'éjection. Ces machines ont l'avantage de produire un jet de grenaille parfaitement localisable, dont la direction peut être déterminée avec précision. Il est donc possible d'obtenir des grenaillages très précis utilisés surtout pour les opérations de précontrainte des pièces de l'aéronautique. En fonction des pièces traitées, des automatismes perfectionnés sont réalisables pour traiter différentes zones d'une même pièce défilant sous le jet dans des conditions différentes. Ces machines sont particulièrement adaptées pour les traitements des pièces possédant des cavités ou des surfaces complexes ; en général, leur capacité de production est faible.

1.1.3. Machine à ultrasons.

Ce type de machine est le plus récent ; comme son nom l'indique, c'est un procédé basé sur l'accélération de la grenaille par des hautes fréquences (20 kHz). L'ensemble est constitué d'une enceinte de traitement dans laquelle la grenaille est déposée, puis la pièce à traiter est maintenue au sein du bac de traitement de sorte qu'elle reçoive la grenaille de toutes les directions (Figure 1-2). Ce traitement utilise des billes de grande dimension par rapport aux cas précédents. La grenaille n'est pas renouvelée au cours du traitement, ce qui représente un avantage au niveau de la quantité à utiliser.

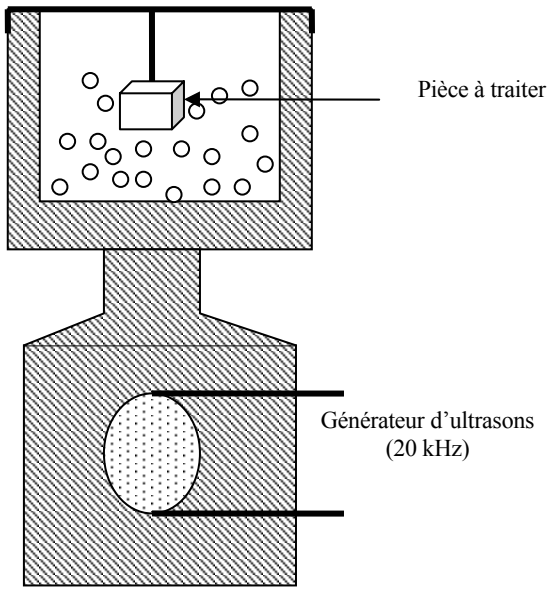


Figure 1-2 : Principe du grenaillage par ultrasons.

1.2. Contrôle de l'opération de grenaillage.

Parmi les très nombreux paramètres de l'opération de grenaillage, on peut citer :

- La vitesse de projection de la grenaille ;
- Les dimensions, forme, nature et dureté de la grenaille ;
- L'angle de projection ;
- Le taux de recouvrement ;
- Le couple (bille/matériau) à traiter (souvent représenté par le rapport des duretés).

Cette multiplicité des paramètres rend très délicat le contrôle et la répétitivité d'une opération de grenaillage. Pour tenter de maîtriser tant de facteurs indépendants, les utilisateurs du grenaillage emploient depuis très longtemps le système de la jauge Almen. Il s'agit d'une éprouvette d'acier parfaitement définie et normalisée à l'origine par les militaires américains et la SAE. La norme actuelle régissant le grenaillage est la « NFL 06-832 ». L'éprouvette plane est fixée sur un support lui-même normalisé et soumis au jet de grenailles (Figure 1-3-a-). Après libération de son support, l'éprouvette Almen présente une flèche résultant de l'équilibrage des contraintes résiduelles introduites. La mesure de cette flèche à l'aide d'un comparateur (Figure 1-3-b-) permet alors de caractériser l'opération de grenaillage par la « flèche Almen » relevée, qui à son tour, donnera l'intensité Almen. Ces normes définissent trois types d'éprouvettes : N, C et A, A et C étant les plus utilisées ; l'éprouvette N la plus mince est utilisée pour le contrôle du grenaillage par microbilles de verre. Pour la même opération de grenaillage, l'éprouvette A présentera une flèche 3,5 fois plus faible que l'éprouvette N et l'éprouvette C aura une flèche

3,5 fois plus faible que l'éprouvette A ($\begin{cases} f(N) = 3,5 \times f(A) \\ f(A) = 3,5 \times f(C) \end{cases}$). Ces trois éprouvettes permettent de contrôler avec une précision suffisante sur la mesure de la flèche toutes les opérations de grenaillage. En général, la majorité des traitements de grenaillage est effectuée dans une gamme de flèches variant de 0,2 à 0,6 mm pour l'éprouvette A.

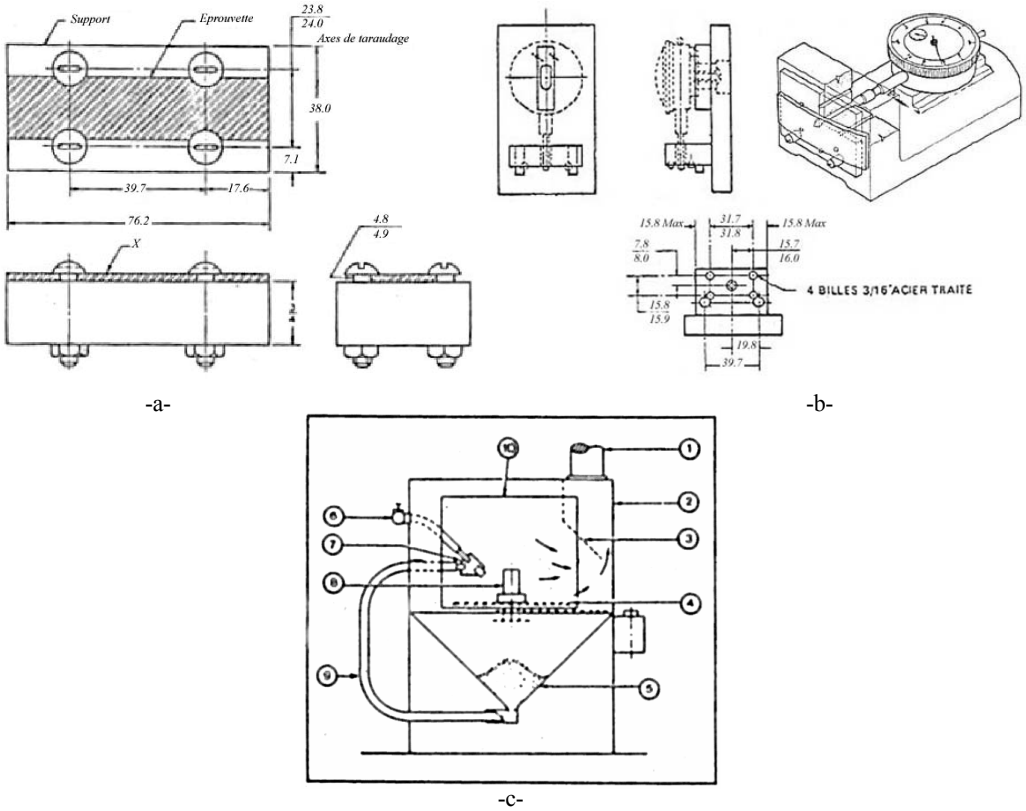
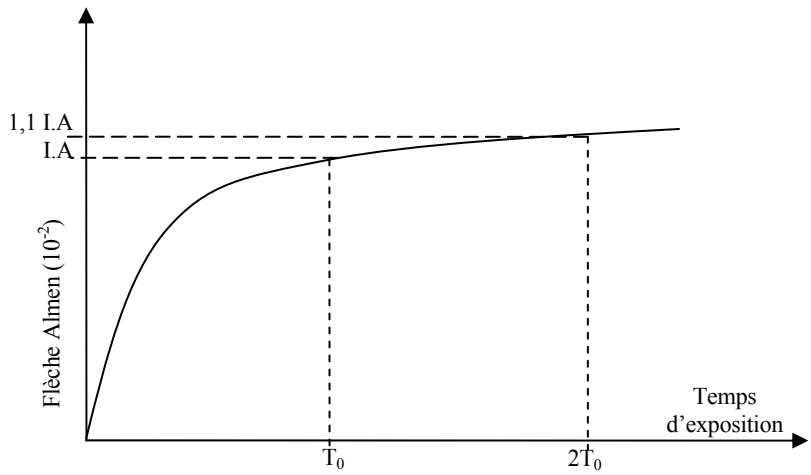
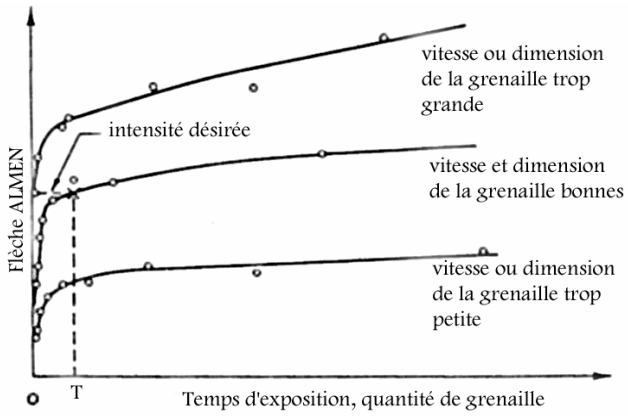


Figure 1-3 : -a- Support Almen, -b- Comparateur Almen et -c- Schéma d'une grenailleuse à air comprimé [4].

Dans la pratique, lorsque l'industriel doit effectuer un traitement de grenaillage donné accompagné de l'intensité Almen demandée, il lui faut déterminer les conditions de réglage de la machine pour obtenir la flèche Almen désirée. Pour cela, il doit tracer une courbe de saturation (Figure 1-4). En fait, il s'agit de déterminer la loi de variation de la flèche Almen mesurée en fonction du temps de passage de la jauge sous le jet de grenaille dans des conditions de grenaillage maintenues constantes pendant le tracé de la courbe. On obtient ainsi des courbes dites de saturation, qui tendent à atteindre un palier. On définit le temps de saturation comme le temps dont le double entraînerait une augmentation de flèche Almen inférieure à 10 %. La flèche atteinte à cette saturation représente l'intensité Almen. Dans certains cas, on ne peut atteindre l'intensité désirée, ce qui oblige à changer les conditions de grenaillage, en augmentant l'énergie cinétique de la grenaille pour obtenir une intensité plus importante.



-a-



-b-

Figure 1-4 : Détermination de l'intensité Almen -a- et représentation de différentes courbes de saturation obtenues sous différentes conditions [4].

Lors de l'établissement de la courbe et du temps de saturation pour une intensité Almen donnée, il faudra tenir compte du fait que le temps de saturation n'est pas le même pour le matériau grenaillé. Ce temps sera plus long sur les pièces dures que sur les métaux ductiles. On aura donc intérêt à réaliser des jauges Almen dans le matériau à traiter afin de déterminer ce temps et de régler en conséquence la grenailleuse.

Si on désire effectuer correctement ce réglage, il faudra en fait tenir compte du taux de recouvrement. Ce facteur joue un rôle important dans la qualité du grenaillage. Il est exprimé en rapport de surface impactée par la grenaille divisée par la surface totale de la jauge. Ce recouvrement doit être proche de 100 % pour considérer que toute la surface est grenaillée. Ce taux est estimé par observation et reste difficile à évaluer avec une grande précision surtout pour les taux élevés. Pratiquement, les industriels ont tendance à parler de taux de recouvrement de 200 % et même plus ; en fait il s'agit de temps multiples de celui produisant un recouvrement de 100 %.

1.3. Mécanisme de génération et évolution des contraintes résiduelles.

A l'échelle de l'impact, nous observons une déformation plastique hétérogène, qui nécessite une adaptation élastique des couches inférieures pour rééquilibrer les efforts internes.

La multitude de chocs conduit à l'étalement de la couche supérieure, qui sera soumise à une compression exercée par les couches inférieures (Figure 1-5).

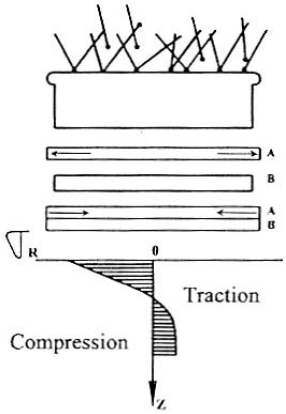


Figure 1-5 : Principe de création des contraintes résiduelles par le grenaillage de précontrainte.

La Figure 1-6-a- représente un profil type de déformation plastique engendré par un grenaillage.

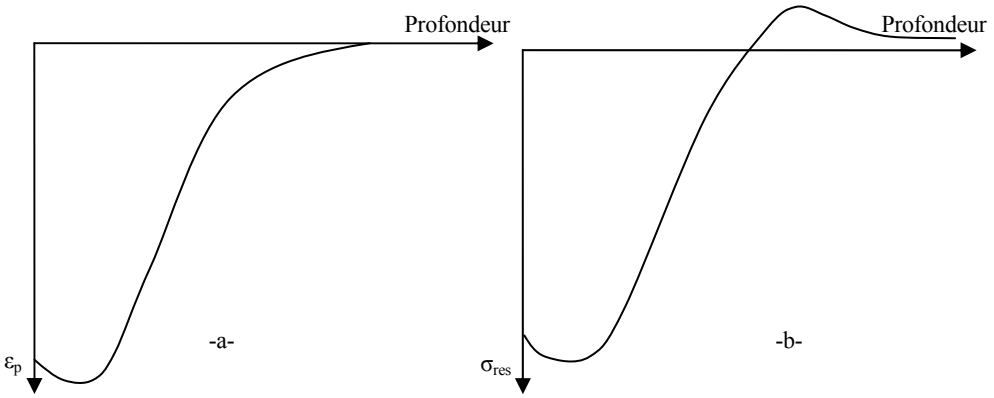


Figure 1-6 : Représentation schématique -a- d'un profil de déformation plastique et -b- de la distribution de contrainte résiduelle associée en profondeur (issus du grenaillage).

Ce profil est reproductible au niveau de l'état des contraintes (Figure 1-6-b-). En effet, c'est le gradient des déformations plastiques qui génère les contraintes résiduelles. Si les déformations étaient homogènes, on n'aurait pas de contraintes résiduelles.

Les caractéristiques principales de la couche précontrainte par grenaillage sont :

- La présence d'un important gradient de contraintes dans la zone en compression ;

- Un niveau de contraintes très élevé, proche de la limite d'élasticité du matériau ;
- La présence d'un écrouissage très important en surface sur des profondeurs de inférieures à 0,5 mm.

Ces remarques seront utiles à la description de l'évolution de la distribution des contraintes résiduelles en service, en chargement mécanique et/ou thermique.

Différents auteurs [5] ont insisté sur le fait que ces contraintes avaient tendance à se relaxer dès les premiers cycles de chargements. Ceci fut surtout remarqué en fatigue oligocyclique et principalement sur les matériaux à adoucissement cyclique. L'une des explications qui revient le plus souvent est la présence d'un important gradient de contraintes, qui révèle le caractère instable des contraintes évoluant lors de toute sollicitation vers un état stable (gradient de contraintes moins prononcé).

Cependant, l'effet d'amélioration est indéniable. D'autres auteurs [6] donnent plus d'importance à l'effet d'écrouissage qu'à celui des contraintes. En effet, ils arrivent à montrer qu'en fatigue oligocyclique les contraintes du premier ordre (macro-contraintes) se relaxent rapidement tandis que les micro-contraintes semblent plus stables. Cette remarque a été établie en observant l'évolution en service de la largeur à mi-hauteur des pics de diffraction X, qui ne semble pas évoluer de la même façon que les macro-contraintes. Dans les cas où il y a eu amélioration de la tenue en fatigue, l'évolution des largeurs à mi-hauteur était plus lente.

1.4. Modification de la microstructure.

Le grenaillage agit sur la microstructure des couches superficielles. En effet, l'écrouissage provoqué modifie la densité de dislocations ou peut même générer de nouvelles microstructures : apparition de martensite d'écrouissage α' dans le cas des aciers inoxydables métastables ou de nano-structures (Lu [7], Ni [8]). Des mesures de profils de micro-dureté ou d'élargissement des pics de diffraction confirment ce fait, en comparant l'état traité à l'état non traité. Ceci dit, il est nécessaire de rappeler que le grenaillage peut également adoucir la microstructure par l'annihilation des structures de dislocation (cas des aciers très durs).

1.5. Effet sur l'état de surface.

Le principe même du grenaillage laisse présager une importante rugosité (Figure 1-7). En effet, ce dernier agit par une multitude d'indentations qui augmenteront la rugosité de la face traitée.

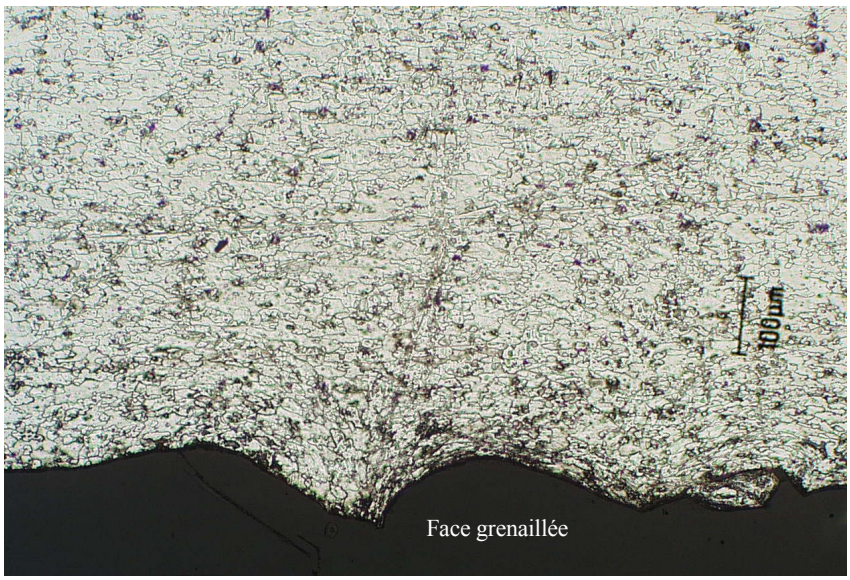


Figure 1-7 : Micrographie d'un Al2017A grenaillé.

Bien qu'il présente parfois l'avantage de permettre d'effacer les traces antérieures d'usinage, le grenaillage augmente souvent la rugosité des surfaces traitées. Cet aspect est en rapport direct avec la nature du couple matériau traité/grenaille [9]. En effet, pour des matériaux dits durs (dont la dureté est supérieure à celle de la grenaille), nous aurons plutôt un effet de surface favorable avec un éventuel gommage, sans avoir de traces significatives de grenaillage. L'effet néfaste apparaît surtout pour les matériaux doux. Dans ce cas, les indentations seront profondes. Les principaux paramètres qui influencent l'état de surface sont :

- Le rapport des duretés respectives (HV bille/HV matériau cible);
- La dimension de la grenaille ;
- Le taux de recouvrement.

1.6. Etat mécanique.

Deux mécanismes de déformation interviennent sous l'impact de la grenaille (Figure 1-8) :

- Une plastification en surface souvent nommée « martelage ». Ce mécanisme induit des contraintes résiduelles maximales en surface. Cet effet est souvent associé aux efforts tangentiels développés lors du choc (Figure 1-8-a-);
- Une déformation en sous couche provoquée par l'effet de pression de Hertz donnant un maximum de contraintes à quelques microns de profondeur (Figure 1-8-b-).

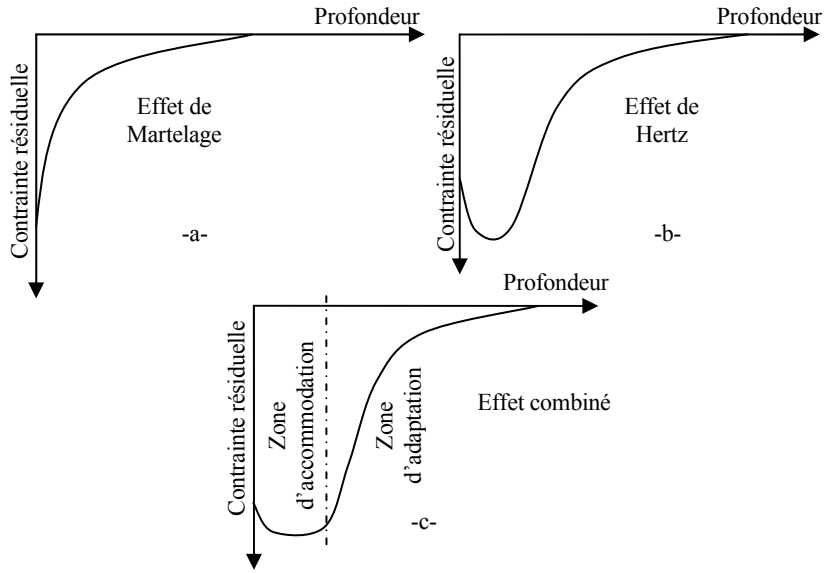


Figure 1-8: Représentation schématique de l'état de contrainte résiduelle issue du grenaillage de précontrainte [2].

Les impacts successifs en chacun des points de la surface provoquent une déformation cyclique [10] de la couche grenaillée où la part de chacun des deux mécanismes précédemment décrits dépend des conditions de grenaillage [2], de la rigidité de la structure traitée et des conditions de contact bille-matériau.

L'écrouissage superficiel modifie les caractéristiques mécaniques du matériau dans la couche traitée. Desvignes [1] a calculé l'évolution de la limite d'élasticité dans l'épaisseur de la couche grenaillée en utilisant la méthode de Zarka [12] à la fin de la première montée en charge (Figure 1-9).

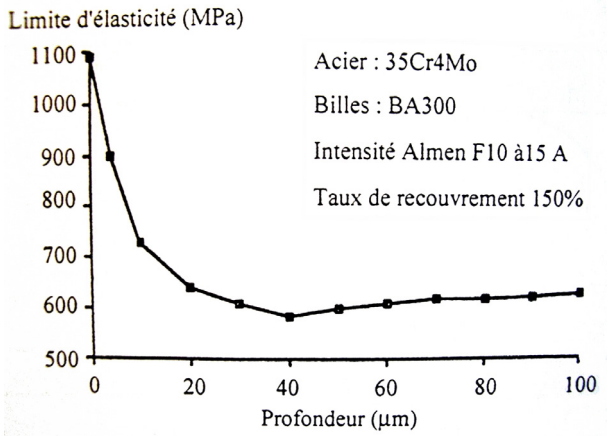


Figure 1-9 : Evolution de la limite d'élasticité dans l'épaisseur d'une couche grenaillée pour l'acier de nuance 35Cr4Mo [1].

1.7. Influence des paramètres de grenaillage sur l'état de contrainte résiduelle.

1.7.1. Effet de la pression, du débit et de la densité de la grenaille sur l'état de contrainte résiduelle.

Plusieurs études [13,14] sur le grenaillage avaient pour objectif de maîtriser les effets des différents paramètres du grenaillage, en l'occurrence la pression et le débit. La Figure 1-10 représente une illustration des effets de ces différents paramètres. Nous notons qu'une augmentation du diamètre de la grenaille ou de la pression affecte la profondeur en compression ainsi que la position du maximum de contrainte, ce qui est logique vu que les deux paramètres influencent directement l'énergie cinétique des billes. La dureté de la cible affecte la profondeur en compression ainsi que le niveau maximal de contrainte. L'augmentation du débit de la grenaille a pour effet de multiplier les impacts entre grenailles et donc de réduire l'énergie communiquée à la pièce, ce qui donne une réduction de la profondeur en compression.

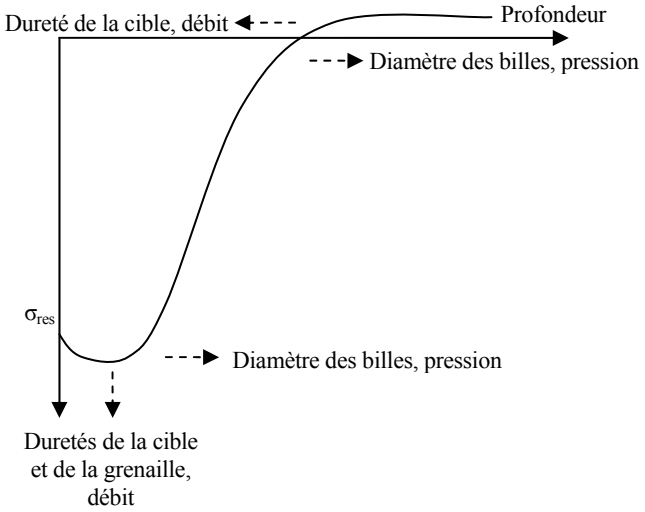


Figure 1-10: Représentation schématique des effets des différents paramètres du processus du grenaillage [14].

1.7.2. Influence du taux de recouvrement.

A première vue, l'importance du taux de recouvrement se manifeste principalement au niveau de l'homogénéité de l'état de contrainte en surface, ce qui a été démontré à plusieurs reprises. Ainsi, Kobayashi & al. [15] ont montré que pour un impact unique ils obtenaient un état de traction au centre de l'indentation. Alors que pour un chargement statique le niveau de contrainte au centre était nul. Pour pouvoir procéder à ce type d'analyse, ils ont eu l'idée d'utiliser des billes de grande dimension (ø 50-76,2 mm) sur des plats de 100 x 100 x 50 mm^3 et 200 x 200 x 75 mm^3.

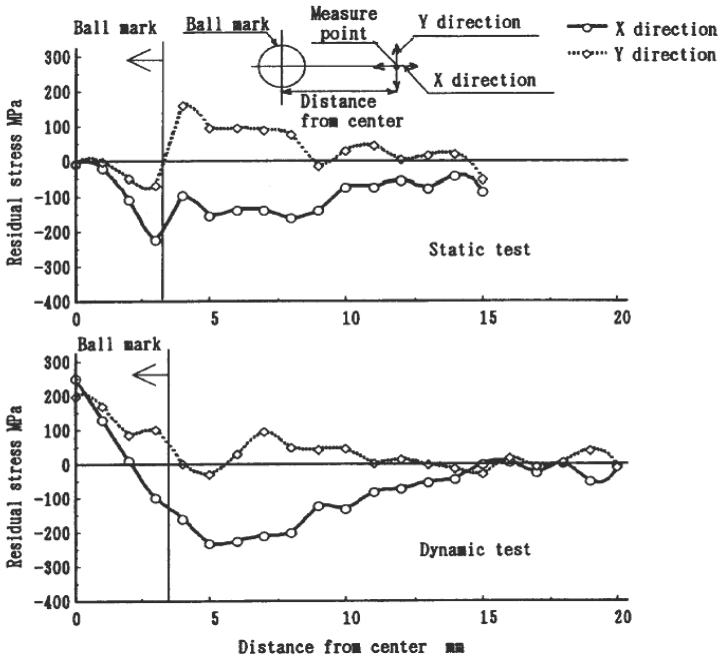


Figure 1-11 : Profils de contrainte résiduelle en surface obtenus pour les deux cas de chargement (statique et dynamique). (Plat : 100 x 100 x 50 mm^3 et bille : ø 50 mm charge 49 kN, hauteur : 2 m) [15]

A un autre niveau, ils ont montré que la multiplication des impacts autour d'une première indentation (Figure 1-12) avait tendance à homogénéiser les contraintes résiduelles et produire un état de compression au centre de cette première indentation. Il est important de noter que la zone analysée n'a subi qu'un seul impact.

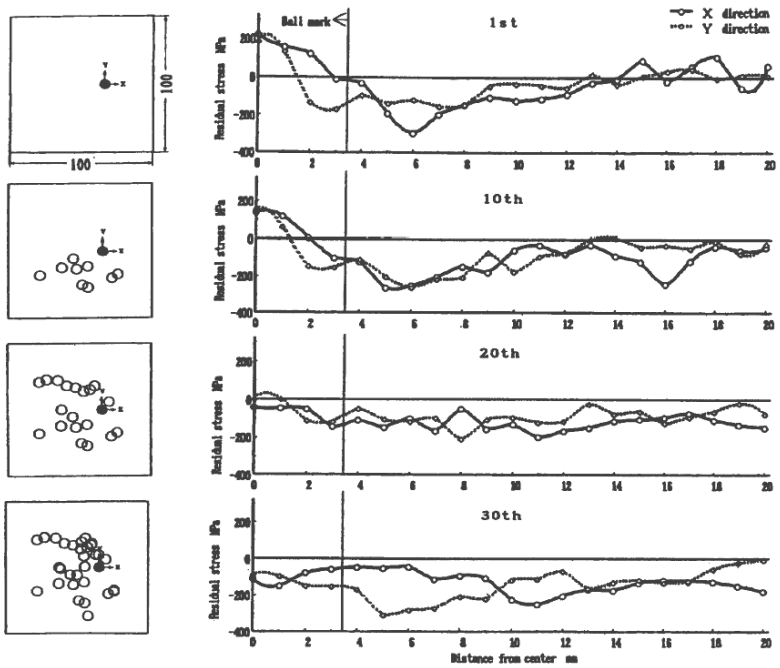


Figure 1-12 : Effet du recouvrement des impacts sur l'homogénéité des contraintes résiduelles mesurées. (Plat : 100 x 100 x 50 mm^3 et bille : ø 50 mm, hauteur : 2 m). [15]

Certains auteurs [16] ont analysé le grenaillage en l'assimilant à un chargement pseudo-cyclique. Ceci leur a permis de développer des modèles théoriques qui on servi de base au développement de logiciel qui permettent de prévoir ou de définir les conditions de grenaillage requises pour aboutir à un état de contrainte résiduelle donné.

Des matériaux, comme les aciers inoxydables austénitiques, sont très sensibles au taux de recouvrement, en raison de leur aptitude à l'écrouissage cyclique [17]. De ce fait, le grenaillage peut apporter une importante amélioration à la tenue à la corrosion et/ou la fatigue.

2. Le choc laser

L'histoire du choc laser a commencé à la fin des années 60 où des chercheurs américains tels que White [18] et Anderholm [19] ont montré qu'il était possible de générer des ondes de choc en créant un plasma par irradiation d'une cible avec un laser impulsionnel solide. Cependant, les faibles pressions d'impacts obtenues mettaient un frein à l'application du traitement. Puis, la méthode de confinement du plasma développée par Anderholm [19], Fox [20] et Yang [21], a permis d'augmenter les pressions ainsi que leur temps de maintien.

Ce confinement a permis d'envisager le choc laser pour le traitement des matériaux puisque les pressions obtenues (>1 GPa) sur des surfaces assez importantes (cm²) étaient suffisantes pour dépasser les conditions de plastification sous choc.

2.1. Formation du plasma.

Le mécanisme de choc laser se base sur la création d'un plasma et le transfert d'impulsion mécanique au moment de sa détente en pression.

Durant la focalisation d'un faisceau laser sur une surface métallique, l'énergie incidente est déposée dans une fine couche superficielle (quelques µm). L'importante élévation de température (>10^4 °K) fait que cette couche se sublime et s'ionise sous des densités de flux élevées (GW/cm²). On parle alors de plasma. De telles densités de flux ne peuvent être atteintes qu'avec des lasers solides impulsionnels du type Nd-verre. Pour les impulsions laser utilisées classiquement (0,5 à 30 ns), 80 à 90 % de l'énergie incidente est alors utilisée pour l'ionisation du plasma. Il ne reste que 10 à 20 % de cette énergie pour participer à la montée en pression du plasma, ce qui donne un faible rendement du traitement. Le plasma créé peut alors être caractérisé en terme de température, de luminance et surtout de pression et de temps de maintien.

La discontinuité de pression créée dans la cible par la détente du plasma se manifeste par une mise en mouvement de la surface associée à un système d'ondes de choc compressives qui déforme plastiquement la surface traitée.

2.2. Ablation directe et mode confiné.

2.2.1. L'ablation directe.

En appliquant directement le laser sur la surface de la pièce, une ablation de matière se fait à partir des atomes du métal lui-même et rien ne retient l'expansion du plasma si ce n'est la couche d'air ambiant située au-dessus de la cible.

L'impulsion communiquée au matériau est donc limitée par le niveau des pressions (<1 GPa), ce qui est insuffisant pour assurer la condition de plastification. De même, le temps de maintien ne perdure pas après l'arrêt de l'impulsion laser. De plus, l'effet thermique créé à la surface du métal (10^4 °K) provoque une brûlure de la zone traitée et un état mécanique de traction superficielle contraire à l'effet recherché (Figure 1-13).

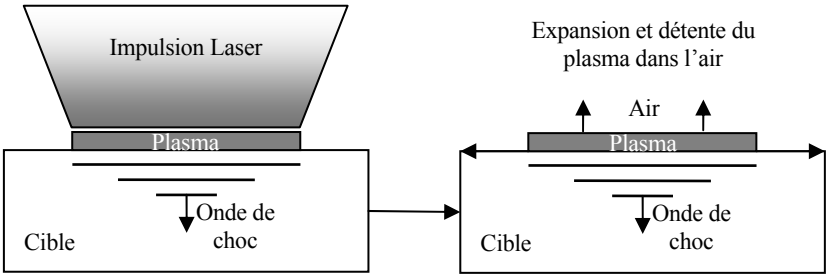


Figure 1-13: Représentation schématique d'une ablation directe [23].

2.2.2. Choc laser en mode confiné. [19]

L'utilisation d'un diélectrique transparent à la lumière laser intercalé entre la surface de la cible et le rayonnement incident (Figure 1-14) a deux effets : une augmentation de la pression du plasma par limitation de sa détente verticale, et un maintien de cette pression pendant le refroidissement adiabatique du plasma qui augmente le temps d'interaction pression-matière d'un facteur de 2 à 3.

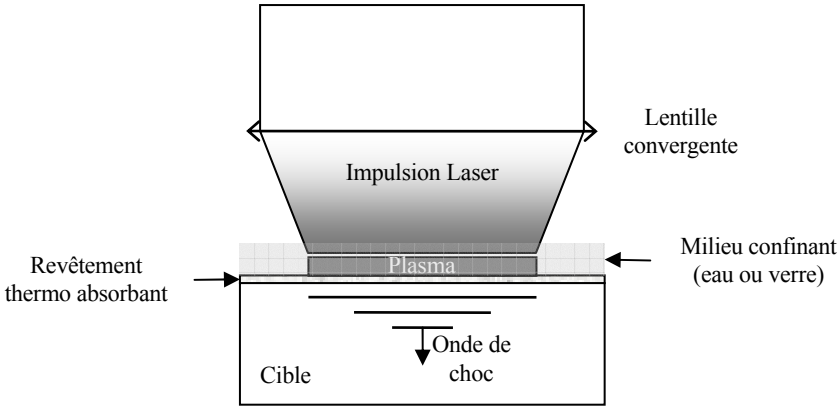


Figure 1-14: Représentation d'un plasma confiné [23].

Fabbro et al. [24] ont proposé une modélisation analytique monodimensionnelle du processus de confinement en considérant la mise en mouvement des interfaces plasma-milieu confinant et plasma-cible lors de l'expansion du plasma.

En considérant le plasma comme un gaz parfait (de pression $P = \frac{2}{3}.\alpha.E$ avec 1-α : fraction de l'énergie E du laser servant à ioniser le plasma) et avec l'hypothèse que $I(t)=I_0$ sur τ (τ étant la durée de l'impusion) ils aboutissent à la formule reliant la pression au flux laser incidente :

$$P(GPa) = 0,01 \ . \ \sqrt{\frac{\alpha}{2\alpha+3}} \ . \ \sqrt{Z(g.cm^{-2}.s^{-1})} \times \sqrt{A \ .I_0(GW.cm^{-2})} \qquad (1\text{-}1)$$

Avec : Z : impédance réduite $= \frac{2Z_1 \cdot Z_2}{Z_1 + Z_2}$ A : Absorptivité (80 – 100 %)

α : rendement de l'interaction (≈ 0,25) I_0 : intensité laser

En comparant les pressions atteintes par le mode confiné à celles obtenues en mode direct nous notons qu'il est possible d'atteindre un rapport de 5 à 10 fois supérieur pour la configuration confinée. Lors de la phase de refroidissement du plasma, il plasma continue à s'expandre après l'arrêt de l'impulsion laser, contribuant à l'augmentation du transfert d'impulsion mécanique à la matière (Figure 1-15).

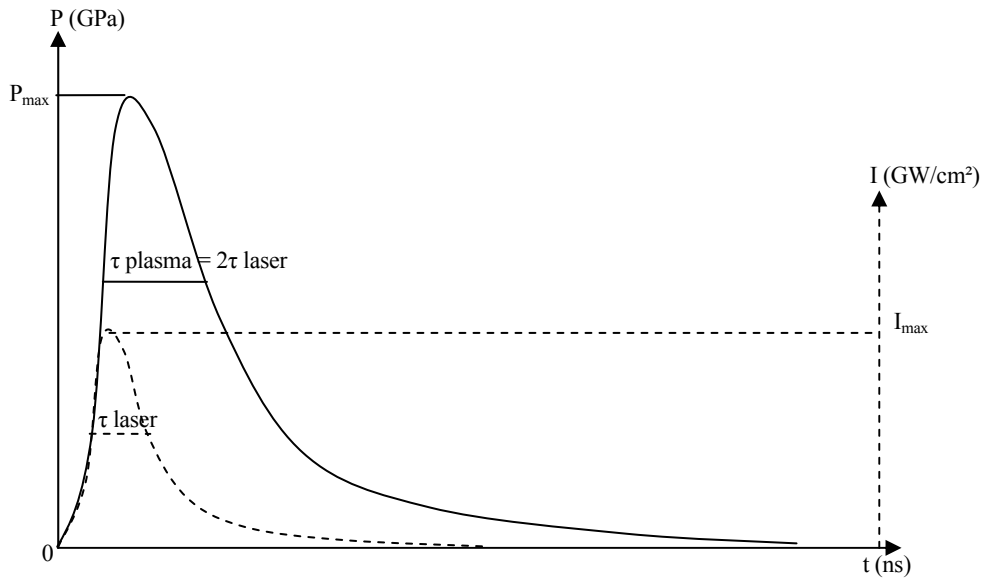


Figure 1-15: Superposition des profils temporels de densité de puissance laser et des pression correspondantes.

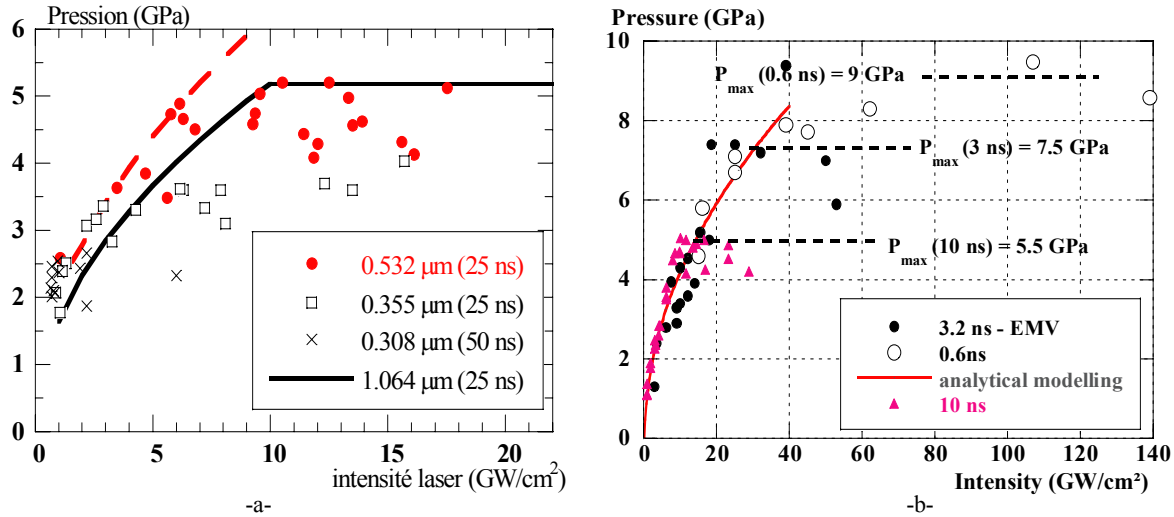


Figure 1-16 : Evolution de la pression d'impact en fonction de l'intensité laser pour différentes -a- longueurs d'onde et -b- durées d'impulsion. [25, 26]

2.3. Claquage dans le milieu de confinement.

Le milieu confinant n'est totalement transparent à la lumière laser qu'en dessous d'un certain flux caractéristique dit seuil de claquage. Au delà de ce flux, le diélectrique s'opacifie par la création d'électrons libres et d'une avalanche d'ionisations qui créent un mur au passage de la lumière laser. Le résultat immédiat est une saturation des pressions d'impact qui dépend de la durée de l'impulsion et des longueurs d'onde laser (Figure 1-16).

Le claquage est également favorisé par les points chauds (hétérogénéités spatiales sur le faisceau incident (Figure 1-17)).

Figure 1-17: Hétérogénéités spatiales du faisceau laser (CLFA-LALP).

2.4. Influence du revêtement thermo-protecteur.

Malgré un temps de maintien du plasma très réduit et une chaleur qui n'a pas le temps de diffuser en profondeur, l'ajout d'un revêtement (Figure 1-14) présente deux avantages :

- Eviter la formation du plasma au niveau de la cible traitée et la cratérisation de la surface ;

- Eliminer tout effet thermique préjudiciable en surface.

L'épaisseur optimale du revêtement qui répond à ces deux conditions est d'environ 100 µm pour un adhésif métallique en aluminium (Dubouchet [27]).

L'impédance de choc du revêtement ($Z=\rho D$, ρ étant la densité et D la célérité de l'onde acoustique) peut alors, soit contribuer à atténuer l'onde transmise à la cible ($Z_{rev}>Z_{cible}$), soit amplifier l'onde de choc ($Z_{rev}<Z_{cible}$) (Figure 1-18). Cependant, pour des applications industrielles, il est évident que le recours à la peinture soit favorisé à cause des surfaces complexes qui risquent de ce présenter.

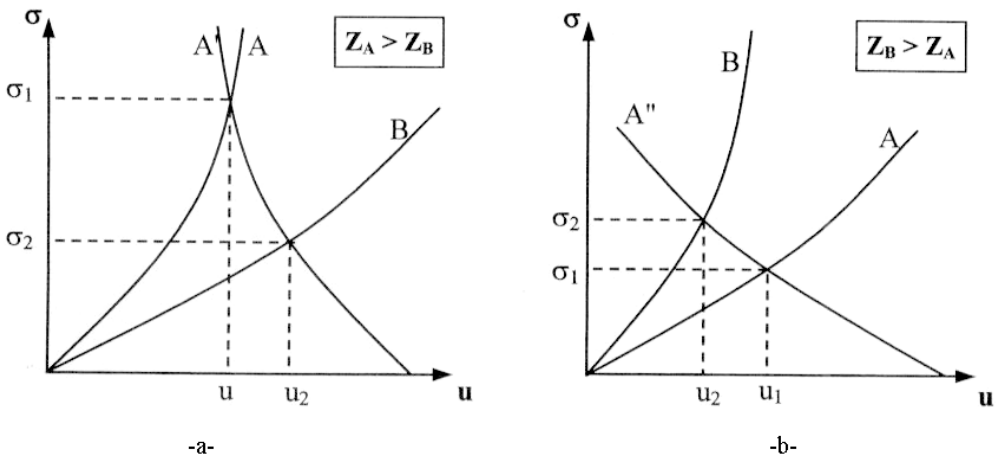


Figure 1-18 : Transmission d'une onde entre deux milieux en fonction des positions respectives de leurs polaires. -a- : atténuation de l'onde transmise, réflexion en détente. -b- : amplification de l'onde transmise, réflexion en compression. [28]

2.5. Traitement sans revêtement [25].

L'application du CL sans l'aide de revêtements thermoprotecteurs a de multiples effets : l'ablation des couches superficielles (-1 µm environ), la fusion des couches sous-jacentes (5-10 µm) et la création d'un oxyde résiduel, et surtout, la création de contraintes résiduelles de traction sur toute l'épaisseur affectée thermiquement (15-30 µm). En dessous de cette couche dilatée thermiquement lors du choc, le matériau retrouve un état compressif caractéristique du passage des ondes de choc, entraînant un fort gradient de contrainte en sous-couche. Des études récentes ont montré expérimentalement qu'avec des conditions de CL optimisées (un taux de recouvrement important), il est possible de générer de la compression à proximité de la surface des matériaux sans utiliser de revêtement [29,30]. Ce dernier point est cependant encore assez mal compris, mais peut être lié, soit à la présence d'un oxyde de fer micronique en extrême surface, soit à la profondeur de pénétration des rayons X qui ne permettent pas d'accéder à l'extrême surface en tension. Des simulations numériques thermo-mécaniques couplées sont en

développement actuellement et permettent d'ores et déjà de calculer les états mécaniques induits par traitement thermomécanique de choc laser.

2.6. Les ondes de choc laser et les effets induits dans les matériaux.

2.6.1. Généralités sur les ondes de choc laser.

Une onde de choc est la propagation d'une discontinuité de pression, de vitesse matérielle et de toutes les grandeurs associées (densité ρ, température T).

Sa formation nécessite une durée d'application très courte du gradient de pression. Ce dernier conduit alors à un front de choc très raide. A défaut, l'onde compressive transmise au matériau se traduit non plus par une discontinuité des grandeurs physiques mais par une succession d'états d'équilibre. Typiquement, les temps de mise en pression atteints pour les chocs par explosifs, par envol de plaques ou par laser impulsionnel, varient entre la µs et la ns.

Une onde de choc s'amortit lors de sa propagation dans un milieu dense. Cet amortissement gouverne les profondeurs affectées par le choc et dépend du profil de chargement (amplitude, forme, temps de maintien) ainsi que des caractéristiques mécaniques du matériau. En fait, c'est la différence de célérité entre les ondes élastiques et plastiques, obtenue en couplant les lois de l'élasto-plasticité de Hooke à la relation fondamentale de la dynamique [32] qui donne :

$$C_{él} = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \; ; C_{pl} = \sqrt{\frac{\lambda + \frac{2\mu}{3}}{\rho}}$$

Avec :

λ et µ : les coefficients de Lamé	ρ : la densité
$C_{él}$: célérité élastique	C_{pl} : célérité plastique

Nous remarquons que les ondes élastiques se propagent plus vite que les ondes plastiques et que ces dernières seront susceptibles d'être rattrapées durant leur propagation dans la matière par des ondes élastiques de détente émise plus tard (au bout du temps τ) (Figure 1-19).

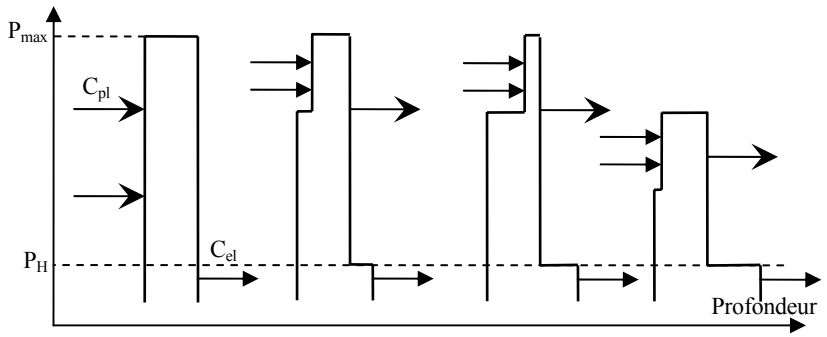


Figure 1-19: Atténuation de l'onde de choc par retour d'ondes élastiques. [32]

Lorsque la détente élastique rattrape le front de choc, elle diminue l'amplitude de l'onde de choc d'une valeur égale à $2P_H$ [32]. Les retours d'onde de détente successifs émis depuis la face avant, vont finir de raboter l'onde plastique incidente avec des amplitudes de détente inférieures. De ce fait, l'amortissement de la pression d'impact en profondeur qui gouverne la profondeur plastifiée par le traitement est donc lié aux écrêtages des pics de pression par les ondes de détente élastiques qui rattrapent le front d'onde et le dépassent en diminuant son amplitude.

2.6.2. Profondeur affectée par le choc laser.

La profondeur affectée plastiquement par le choc laser correspond à la profondeur pour laquelle la pression de l'onde de choc devient inférieure à la limite d'Hugoniot P_H.

Ballard [32] a calculé les profondeurs plastifiées par des créneaux de pression carrés ou triangulaires a partir de la profondeur limite x_l (ou épaisseur saturée plastiquement) pour laquelle les ondes de détente élastiques émises en surface rattrapent en rabotant l'onde de choc plastique pour la première fois (Tableau 1-1).

On remarque que la profondeur affectée par le choc dépend linéairement du temps de maintien τ de l'impulsion pour une pression donnée.

2.6.3. Effets mécaniques du choc laser : modèle analytique de Ballard [32].

Dans ce paragraphe, nous nous intéresserons à la conséquence de la création et propagation d'ondes de choc : à savoir les effets mécaniques induits par le traitement en termes de déformation plastique et de contraintes résiduelles.

En supposant que la zone concernée par l'impact laser se déforme à très grande vitesse et sans frottement dans un moule rigide. On peut donc considérer que la déformation induite par impact laser est uniaxiale et plane. Par conséquent, x étant la direction de propagation de l'onde plane on aboutit à une condition limite pour souscrire au critère de plasticité telle que :

$$P_H = \sigma_x = (1+\frac{\lambda}{2\mu}).\sigma_y \qquad (1\text{-}2)$$

Avec λ et μ les coefficients de Lamé et σ_y : la limite d'élasticité du matériau.

Cette condition est celle de la plastification sous déformation purement uniaxiale, dans le cas d'ondes de choc on l'appelle limite d'Hugoniot P_H.

La déformation plastique induite par un impact rapide ($P > P_H$) est reporté dans le Tableau 1-1.

Le modèle développé par Ballard permet de calculer la déformation plastique induite par un impact rapide dans le cas d'un matériau élasto-plastique parfait. La déformation plastique maximale que l'on peut atteindre au-delà de $2.P_H$ n'est fonction que des caractéristiques mécaniques (λ, μ, σ_y) du matériau de base.

On aboutit donc à trois domaines de pression (Figure 1-20) :

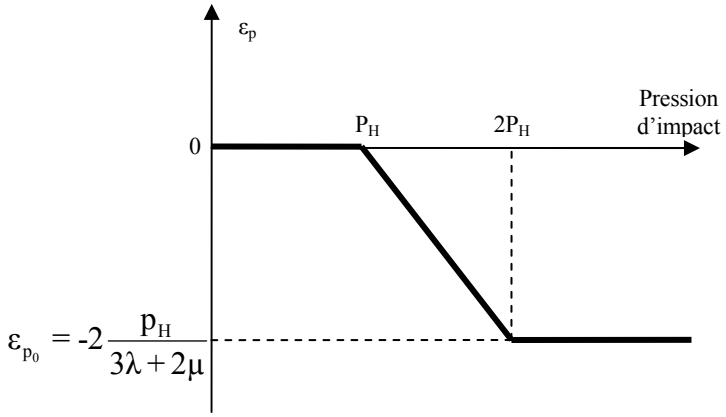


Figure 1-20: Evolution de la déformation plastique en fonction de la pression d'impact.

Le but du choc laser est d'introduire des contraintes résiduelles de compression à la surface de la structure traitée. Ces contraintes sont directement liées aux déformations plastiques.

Les dites contraintes sont issues d'incompatibilités de déformations plastiques entre la zone impactée et celle qui l'entoure et surtout avec celle qui n'est pas déformée en profondeur. Pour ce calcul, Ballard s'est base sur l'expression d'une inclusion de contrainte cubique dans un massif semi-infini développée par Lin [33] (Tableau 1-1).

Tableau 1-1 : Résultats de la modélisation analytique des effets mécaniques induite par un impact rapide de type choc laser [32].

Grandeur calculée	Formule analytique	Commentaires
Seuil de plastification P_H	$P_H = \sigma_x = \left(1 + \frac{\lambda}{2\mu}\right).\sigma_y = \left(\frac{1-\nu}{1-2\nu}\right).\sigma_y$ $P_H = 1{,}7$ à $1{,}8\ \sigma_y$	Calcul en déformation uniaxiale plane
Profondeur plastifiée	$L_p = \frac{C_p.C_e.\tau}{C_e - C_p}.E\left(\frac{P + P_H}{4.P_h.\frac{C_p}{C_e + C_p}}\right)$ Impulsion triangulaire	Dépend linéairement de la durée τ de l'impulsion de pression
Taux de déformation plastique	$\varepsilon_p = -2\frac{P_H}{3\lambda + 2\mu}\left(\frac{P}{P_H} - 1\right)$	Intervient à partir de P_H, sature à $2P_H$ et dépend linéairement de P

Pression optimale de traitement	P= 2 à 2,5 P_H	Proche de la pression de saturation en ε_p
Contrainte résiduelle superficielle (impact de rayon r_0)	$\sigma_{surf} = \mu\varepsilon_p \frac{1+\nu}{1-\nu}[1-\frac{4\sqrt{2}}{\pi}(1+\nu)\frac{L_p}{r_0\sqrt{2}}]$	Augmente avec ε_p Diminue avec Lp (donc avec τ) Augmente avec la taille de l'impact r_0.

Avec :

E(X) : partie entière de X.	C_e : célérité onde élastique	τ : durée de l'interaction
P_H : pression d'Hugoniot	C_p : célérité onde plastique	L_p : profondeur plastifiée

A partir des résultats du tableau, nous pouvons dire que :

- La contrainte résiduelle superficielle augmente quand la profondeur plastifiée diminue et augmente avec la taille des impacts et la déformation plastique, tous les paramètres égaux par ailleurs.
- Le maximum de contrainte superficielle est obtenu pour la pression superficielle $2P_H$ amenant un maximum de déformation plastique associé à la plus faible profondeur plastifiée.

2.6.3.1. Hétérogénéités d'un champ de contrainte induit par choc laser.

L'expérience montre que le champ de contrainte superficiel induit par l'impact laser présente une singularité (un creux de contrainte) en son centre particulièrement marquée dans le cas des taches circulaires. Cette singularité peut être associée à des phénomènes d'ondes de détente élastiques radiales et superficielles émises simultanément depuis le bord de l'impact [34].

Leur recombinaison simultanée au centre de l'impact circulaire (Figure 1-21-a-) crée une replastification de la surface qui entraîne une chute du niveau des contraintes résiduelles au centre.

Ce niveau de replastification peut être limité en utilisant des géométries d'impacts différentes (Figure 1-21-b-), en faisant en sorte que les ondes de détente n'arrivent pas toutes en même temps au centre de l'impact. Ainsi, avec une tâche carrée et sous une pression limitée, les ondes 1 arrivent avant les ondes 2 et leur focalisation au centre n'est pas simultanée.

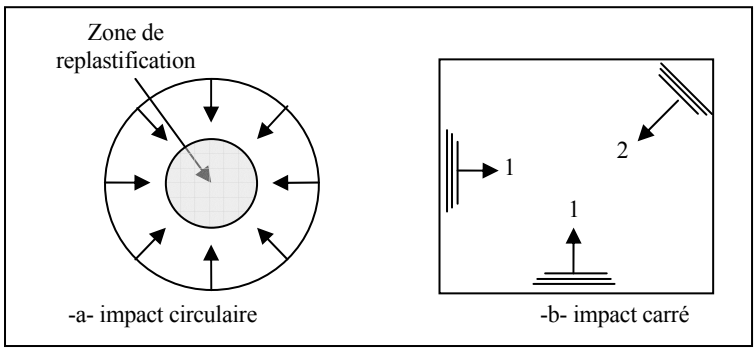


Figure 1-21 : Effet de la géométrie d'impact sur les recouvrements d'ondes latérales d'après [23].

Cependant, on peut également procéder par des recouvrements d'impacts afin de superposer le creux de contrainte d'un impact avec le maximum de contrainte de l'impact suivant. Dans la pratique, cela revient à utiliser un taux de recouvrement de 67 %.

2.6.3.2. Effets de la répétition des tirs.

Le traitement des surfaces étendues où le désir d'obtenir des champs uniformes, nécessitent d'utiliser des recouvrements d'impacts. Le problème est alors de savoir comment se comporte, lors d'un 2ème impact, un matériau préformé par un premier impact.

D'après Fournier [35] et Ballard [32], la répétition d'impacts a les effets suivants :

- Une augmentation linéaire de la profondeur plastifiée avec le nombre d'impacts (tant que cette profondeur est négligeable devant la taille de l'impact) liée au fait que les ondes de choc s'amortissement moins dans une couche déjà écrouie (elles se propagent sous forme d'ondes quasiment élastiques dans un matériau dont la limite d'élasticité a été augmentée par le premier choc) et au fait que la profondeur plastifiée dépend du temps de maintien de la pression. Effectuer deux impacts de durée τ revient alors, en terme de profondeur plastifiée, à en effectuer un seul de durée 2τ ;
- Aucun effet sur la contrainte résiduelle superficielle. Une explication (confirmée par les calculs) consiste à dire que, comme la contrainte résiduelle superficielle croît avec la déformation plastique et décroît avec la profondeur plastifiée, la répétition d'impacts en augmentant l'un comme l'autre ne change globalement pas le niveau de la contrainte en surface ;
- Par contre, lorsque les ondes de choc quittent la zone écrouie et débouchent dans la zone non plastifiée de limite d'élasticité inférieure, elles redeviennent plastiques et

augmentent sensiblement l'état de contrainte en profondeur en s'amortissant élasto-plastiquement.

2.7. Application du choc laser à l'amélioration de la tenue en fatigue.

Des nombreuses études ont montré l'intérêt du procédé vis-à-vis de la tenue en fatigue. A titre d'exemple celle sur les alliages d'aluminium (Al 7075) [36,37] a montré une amélioration de la limite d'endurance à 10^7 cycle (+25 % environ) par rapport aux limites atteintes par le grenaillage de précontrainte (+12 %). L'origine de cette amélioration est attribuée à l'état de surface qui est meilleur dans le cas du CL, limitant ainsi les micro-concentrations de contrainte, ce qui engendre des durées d'amorçage plus importantes.

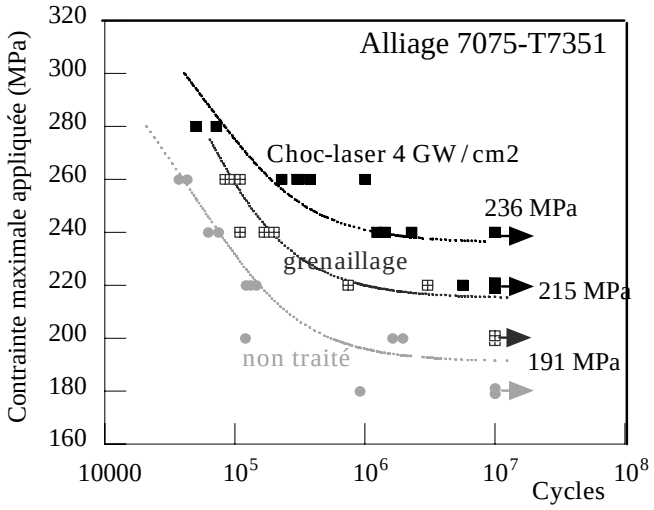


Figure 1-22 : Amélioration de la tenues en fatigue par choc laser en confinement eau [36].

Le traitement par choc laser permet aussi l'amélioration des propriétés tribologiques des surfaces [38]. De même, d'autres applications existent dans des domaines tels que l'amélioration de la tenue en milieu agressif (corrosion) [23]. Ceci, vient confirmer l'avenir que peut représenter un tel traitement dans le domaine de fonctionnalisation des surfaces.

2.8. Applications industrielles.

Les cas d'applications industrielles du CL ne sont pas nombreux. Nous pouvons citer le renforcement des joints soudés des cuves de réacteurs à eau pressurisée (TOSHIBA Corp). L'avantage du CL laser provient alors de sa propreté et de la possibilité de transport du faisceau laser, ainsi que du traitement in-situ en immersion (sans arrêt de la centrale nucléaire) ce qui ne peut pas être fait par les procédés classiques tels que le grenaillage de précontrainte. Dans cette application, le traitement est fait sans recourir au revêtement thermo-protecteur et l'état de contrainte en surface est en compression (Figure 1-23).

L'industrie aéronautique militaire américaine (General Electrics) recourt aussi au CL pour le traitement des aubes des turbines soumises à des impacts de particules en vol. Ce traitement semble produire des résultats très intéressants par rapport au grenaillage (Figure 1-24). Le traitement se caractérise par l'usage de deux impacts simultanés sur les deux faces de l'aube afin de générer des déformations symétriques.

Enfin depuis fin 2003, deux voies de choc laser ont été développées : l'une à San-Francisco et l'autre en grande Bretagne, à l'instigation de Curtiss-Wright-Mic, principalement dédiées au traitement des pièces aéronautiques [39].

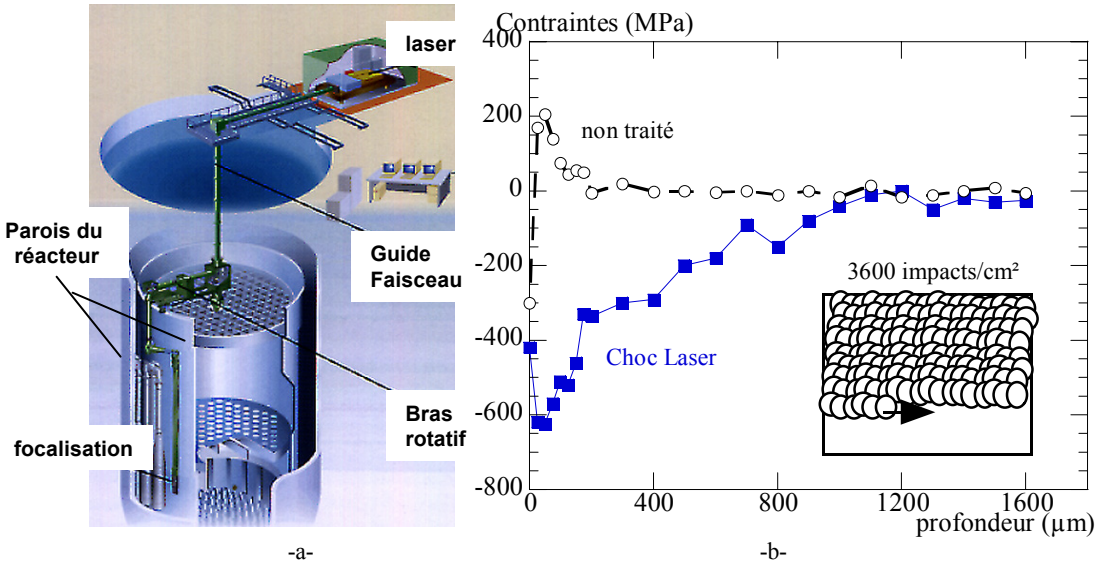


Figure 1-23 :(-a-) Configuration du traitement, renforcement des joints soudés en acier 304 et (-b-) profils de contrainte résiduelle en profondeur [30].

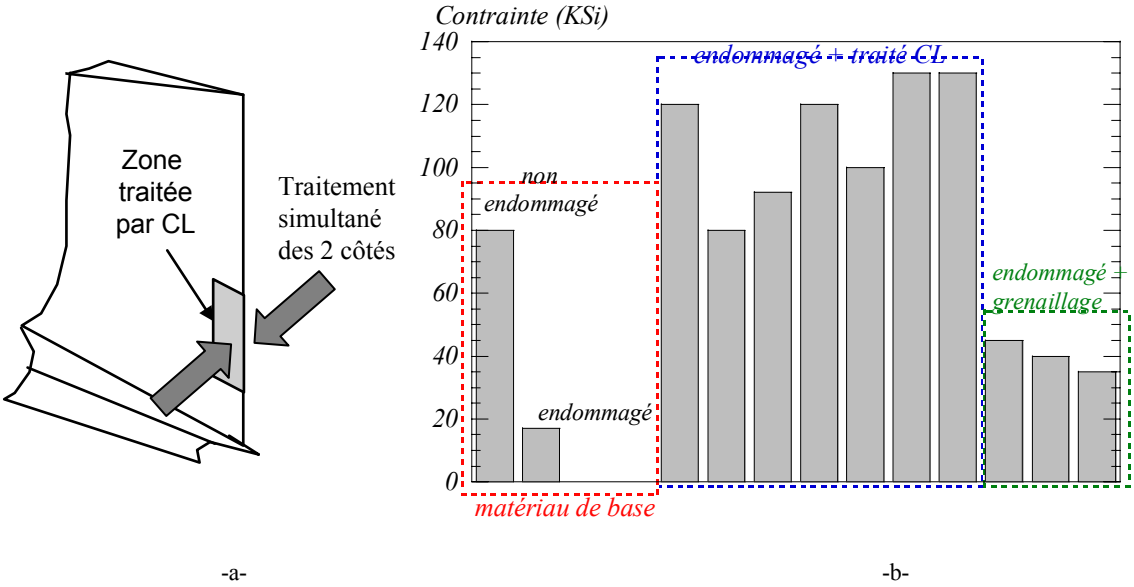


Figure 1-24 : Renforcement des bords d'attaque des aubes (General Electrics) [40].

3. Simulations du grenaillage et du choc laser

De nos jours, la simulation numérique est devenue un outil puissant et performant grâce aux avancées enregistrées dans le domaine informatique et dans les algorithmes de résolutions. L'évolution des besoins des industriels au niveau de la conception des produits, la recherche de la réduction du coût de production a relancé l'intérêt de la simulation numérique des procédés. Cette situation est particulièrement adaptée pour les domaines de haute technologie, où les pièces sont produites à l'unité et les contrôles destructifs ne sont pas permis.

Le grenaillage, malgré sa simplicité conceptuelle, présente une difficulté majeure qui est la maîtrise du grand nombre d'impacts qui interviennent lors du traitement. Ceci a stimulé la recherche de moyens alternatifs qui permettraient la transcription du phénomène d'une façon plus simplifiée.

Ainsi, si l'objectif est de reproduire un état connu sur une pièce donnée, nous pouvons choisir une approche différente. Dans ce cas, ce n'est plus le procédé qui est à modéliser, mais plutôt ses effets en terme de contraintes.

Dans tous les cas, une telle approche néglige les effets microstructuraux tels que l'apparition de nouvelles microstructures (Lu [7], Ni [8]). Ces transformations ne peuvent pas être prises en compte par le simple fait de l'hypothèse de continuité du matériau défini comme une entité homogène. La réalité est toute différente.

Ceci nous amène à discuter du paramètre le plus influent dans une simulation, qui est la loi de comportement du matériau. En effet, cette dernière conditionnera la réponse aux différentes sollicitations. Aussi, les lois de comportement existant ne sont pas globales, c'est-à-dire qu'il n'existe pas une formulation qui permette de définir le comportement du matériau soumis à tout type de sollicitation. Actuellement, la combinaison entre les comportements thermique et mécanique existe. Si notre analyse est du type choc, nous devrons choisir une autre loi, ou plutôt ajouter dans la définition du matériau les paramètres définissant un tel comportement. L'identification de la loi de comportement passe par l'expérimentation qui consiste à réaliser des essais sur le matériau à étudier dans le but de ressortir les paramètres la définissant et surtout vérifier que la loi en question correspond bien au comportement du matériau étudié.

3.1. Simulation du grenaillage de précontrainte

3.1.1. Les différentes approches.

La simulation numérique du grenaillage a fait l'objet de nombreuses études. Les premières approches étaient purement analytiques [40] et montraient certaines limitations telles que la

nécessité de mise en place de formule 'empirique' qui permettent de relier l'état de contrainte résiduelle à l'intensité Almen [41,42]. Ces approches ont permis de décomposer le phénomène et d'aboutir à une meilleure compréhension, et par la suite à une simplification des problèmes étudiés.

Actuellement, les approches analytiques laissent de plus en plus le champ libre aux calculs numériques qui peuvent, sans avoir une grande connaissance des différents paramètres intervenants, restituer des réponses acceptables. Cependant, la qualité de l'information retournée dépend fortement des conditions et des données du problème. En fait, une mauvaise loi de comportement conduira à une mauvaise réponse. Même si les approches numériques ont pris un essor important sur les modélisations analytiques, il est important de noter que ces dernières sont souvent utilisées pour justifier les hypothèses appliquées dans les calculs numériques.

Dans ce qui suit, nous allons présenter les différentes approches de simulation du grenaillage de précontrainte.

3.1.1.1. La simulation par des modèles en 3D.

Quand on aborde un problème pour la première fois il est prudent d'éviter toutes hypothèses simplificatrices. C'est pour cette raison que le modèle 3D est retenu. La Figure 1-25 représente ce type de modèle avec la prise en compte de la double symétrie du problème ramenant l'étude uniquement à son quart.

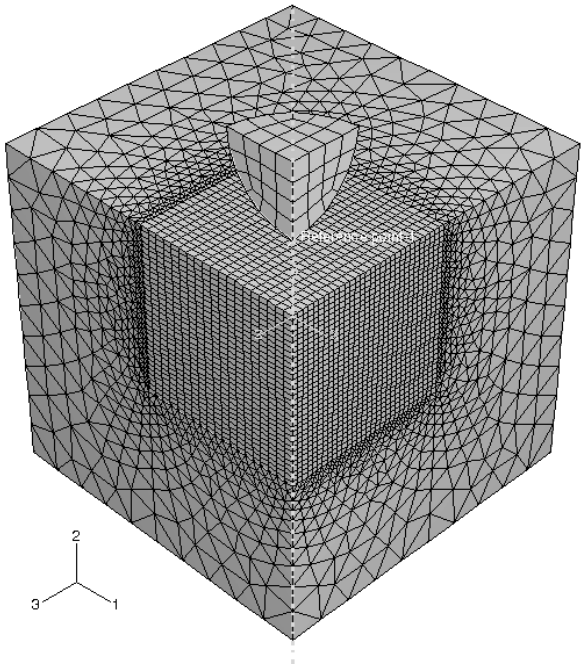


Figure 1-25 : Représentation d'un impact en 3D avec considération de la double symétrie autour du point d'impact [43].

Ainsi, Meguide [43] a étudié l'influence de la vitesse et de la forme de la grenaille, sur les échanges énergétiques entre la bille et le massif, ce qui lui a permis d'évaluer les temps d'interaction ainsi que la contrainte maximale. Aussi, il a montré qu'il existait une dépendance linéaire entre la profondeur (normalisée) en compression et la vitesse de la grenaille (Figure 1-26-a-), ou le diamètre de la grenaille (Figure 1-26-b-).

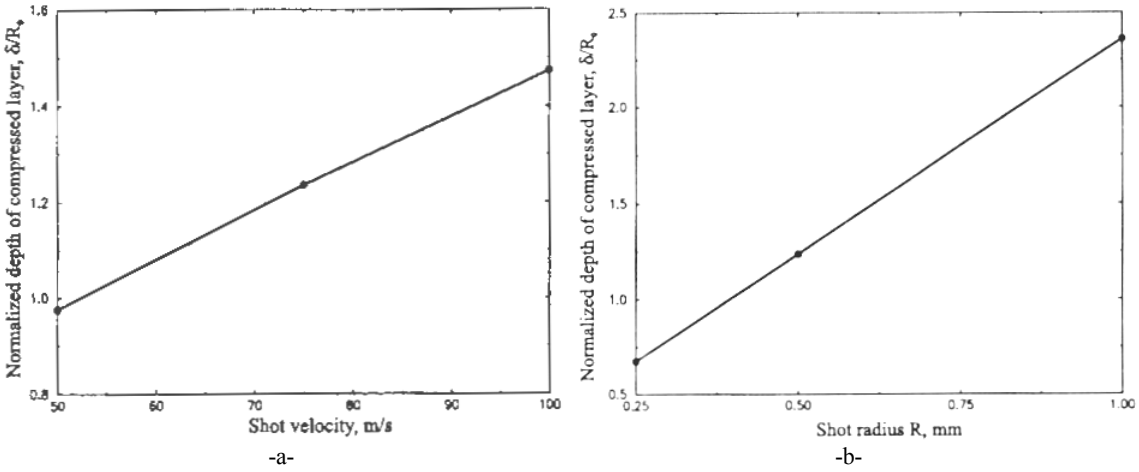


Figure 1-26 : Représentation de la profondeur en compression normalisée en fonction -a- du rayon de la grenaille et -b- de la vitesse d'impact [43].

De son coté Al-Hassani [44] s'est intéressé à l'influence de la vitesse d'impact sur l'état de contrainte (Figure 1-27) ainsi que l'effet de plusieurs impacts superposés, pour finir avec l'étude d'un cas d'impact oblique. Dans son approche, il a mis en avant l'importance de la sensibilité à la vitesse de déformation plastique.

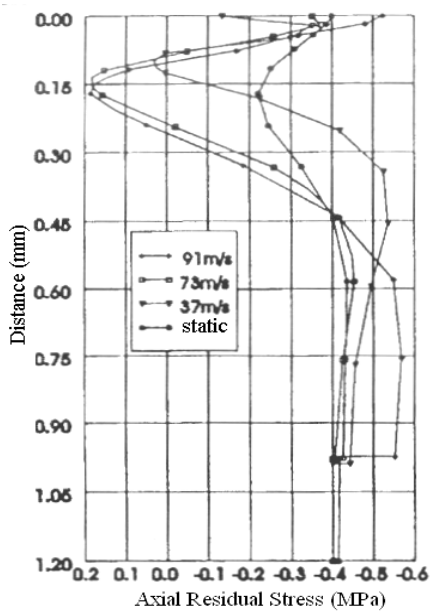


Figure 1-27 : Profils de la contrainte résiduelle en profondeur pour 3 cas d'analyse dynamique et un cas statique [44].

Nous pouvons aussi citer Guagliano [45] qui s'est basé sur le même concept 3D pour étudier le rapprochement entre l'état de contrainte résiduelle et la flèche Almen. La Figure 1-28 illustre les résultats des simulations d'impacts de billes de différents diamètres à différentes vitesses. Nous notons que la contrainte en surface reste stable pour une vitesse donnée et ce, indépendamment du diamètre. L'effet du diamètre se retrouve au niveau de la profondeur affectée et de la position du maximum de contrainte.

Dans son étude, il s'est basé sur la condition d'équilibre des résultantes et des moments à travers la pièce pour remonter à la flèche résultante. Son étude s'est limitée à des flèches relevées sur des plaques constituées du même matériau que celui étudié. Parmi les résultats qu'il a obtenu, nous pouvons remarquer que la composante normale de la vitesse d'impact a un effet dominant sur l'état de la flèche.

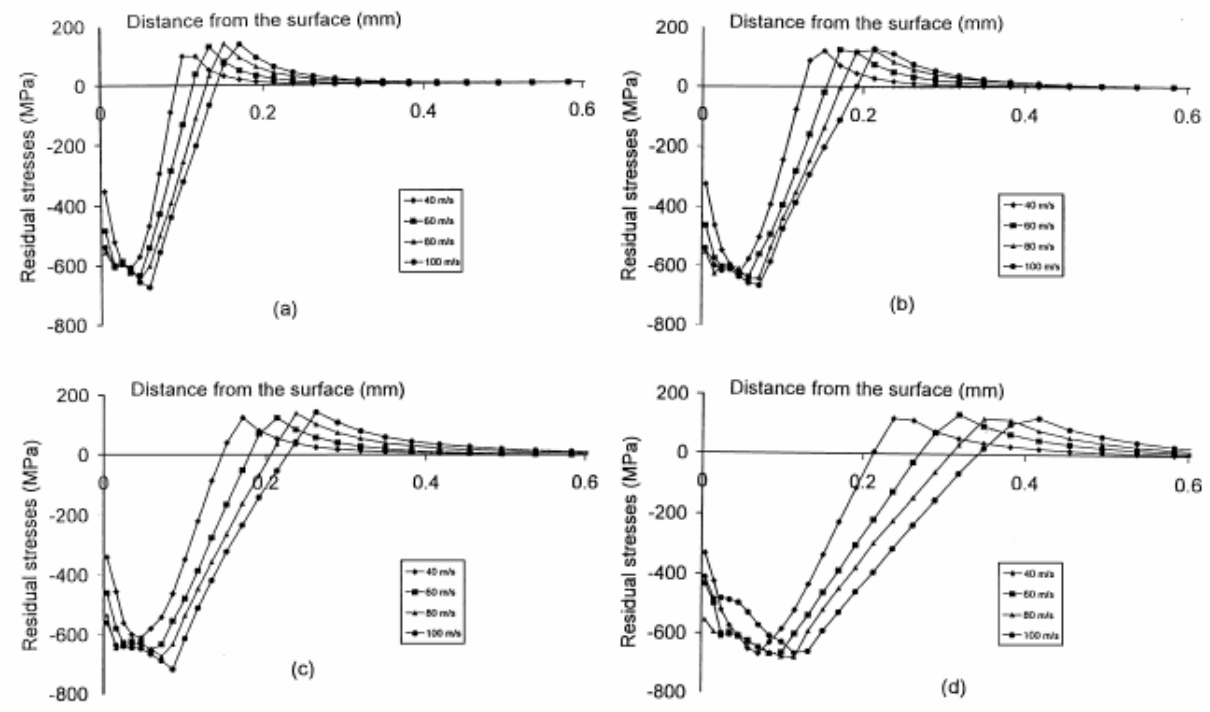


Figure 1-28 : Profils de contraintes résiduelles en profondeur issus de la simulation du grenaillage sur une plaque épaisse : pour des billes de diamètre (a) 0,3mm (b) 0,5 mm (c) 0,7 mm et (d) 1 mm. [45]

3.1.1.2. Modèle axisymétrique.

Ce type d'analyse plane présente l'intérêt de réduire le temps de calcul sans perte d'information. Cette approche requiert l'axisymétrie géométrique et celle des conditions aux limites. La Figure 1-29, illustre cette configuration. Nous notons les conditions aux limites imposées au niveau de l'axe de rotation.

Ce type d'étude est bien adapté aux cas d'analyse des effets locaux avec un ou plusieurs impacts à incidence normale.

C'est ainsi que Schiffner [46] a étudié l'effet des différents paramètres du grenaillage Figure 1-31 (vitesse et diamètre des billes et propriétés du matériau cible). La Figure 1-32 résume les différentes influences des paramètres étudiés.

Ainsi, il a montré que l'enfoncement présente un comportement linéaire en fonction de la vitesse d'impact indépendamment du matériau. Cette même tendance est visible au niveau de la profondeur plastifiée. Une autre analyse montre que la contrainte (maximale et en surface) a tendance à chuter avec la vitesse d'impact, tout en étant indépendante du diamètre de la grenaille. La chute du maximum de contrainte dépend aussi du matériau de la cible.

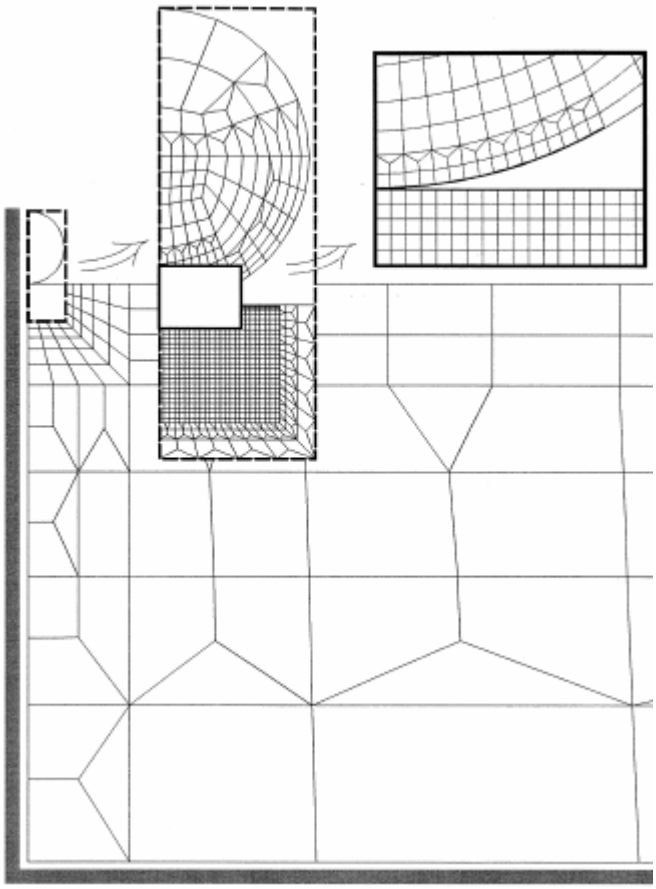


Figure 1-29 : Représentation d'un cas axisymétrique [46].

Ensuite, il a procédé à une analyse de l'influence du recouvrement, où il a montré que les impacts voisins influençaient fortement l'état final des contraintes résiduelles.

Dans la majorité de ces études, rares sont celles qui prennent en compte l'effet de la vitesse de déformation, qui est un paramètre majeur.

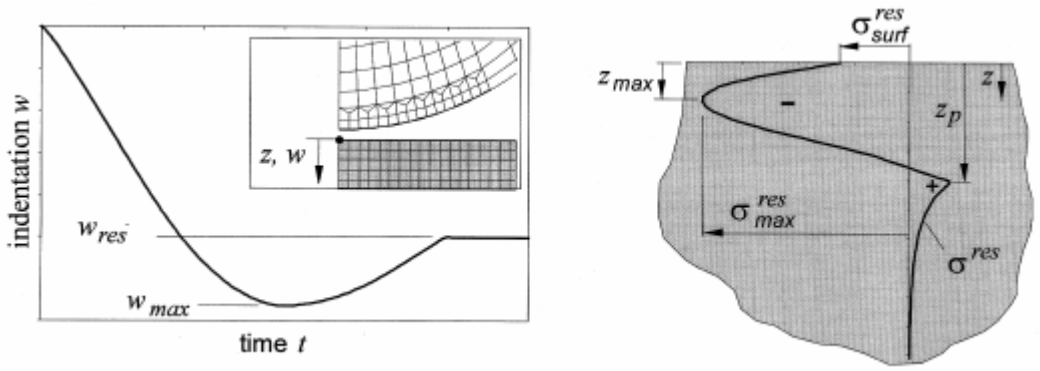


Figure 1-30 : définition des paramètres analysés par Schiffner [46].

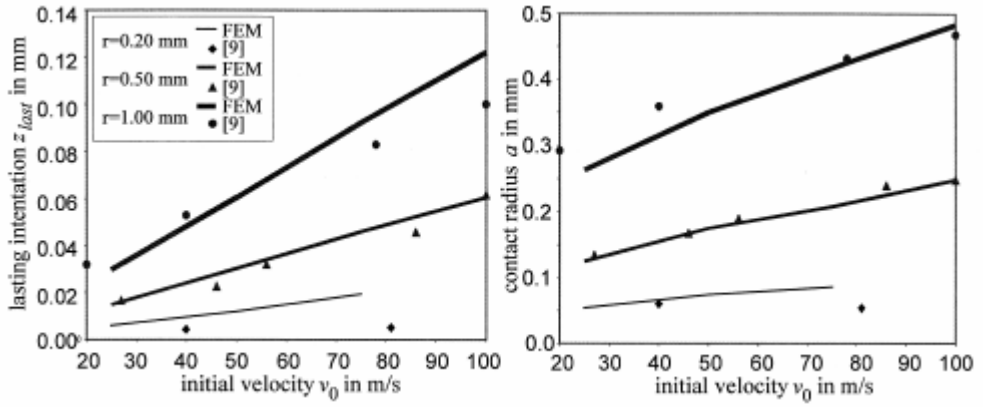


Figure 1-31 : Superposition des résultats simulés aux résultats expérimentaux [46].

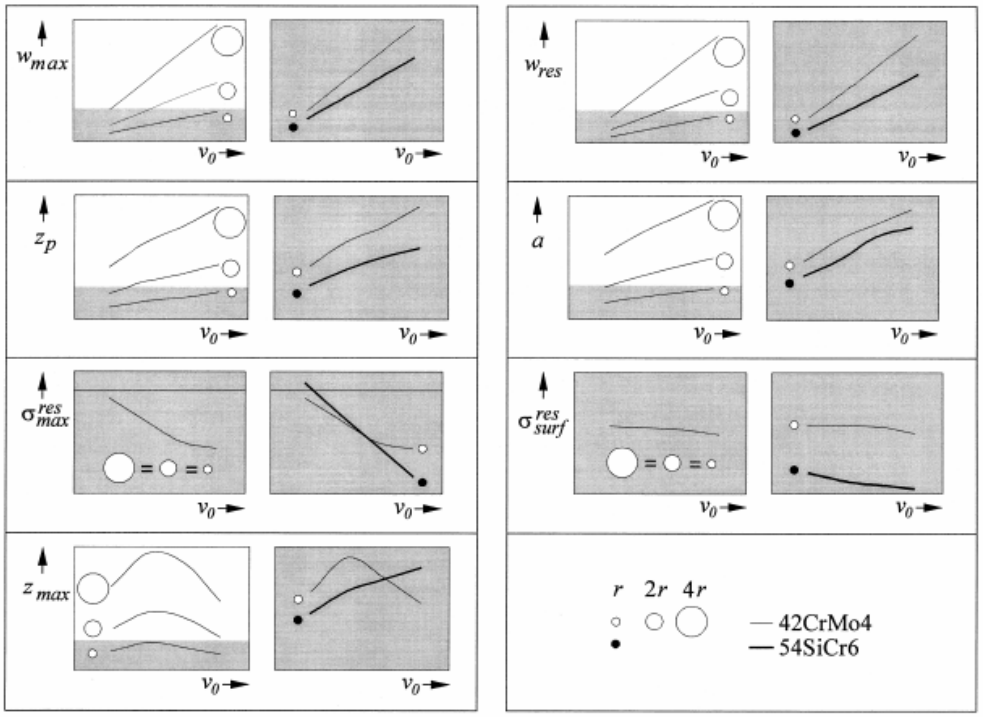


Figure 1-32 : Résumé des effets des différents paramètres de grenaillage étudiés. [46]

3.1.1.3. Modèle 2D.

Dans ce cas de figure, l'analyse sera plus orientée vers l'utilisation d'éléments coques qui permettent de reconstituer des structures planes de faible épaisseur (par rapport aux autres dimensions). C'est ainsi que Levers [47] a abordé l'étude du formage par grenaillage. Dans ce cas il est inimaginable d'assurer le recouvrement de la surface à traiter. De ce fait, il a eu recours à un chargement thermique, qui est une méthode détournée qui permet d'imposer un profil de contraintes résiduelles à la totalité de la surface traitée. Cette approche nécessite la connaissance du profil de contrainte à imposer, qui est généralement accessible par les techniques expérimentales d'analyses de contraintes ou la bibliographie. Ainsi, par l'application d'un profil de température dans l'épaisseur des éléments coques, il arrive à récupérer un état de contrainte généralisé sur toute la surface.

L'inconvénient de cette technique est de ne pas permettre des études propres aux paramètres intrinsèques du grenaillage.

3.1.2. Etude du recouvrement des impacts.

La simulation numérique du grenaillage se heurte à la difficulté de modéliser le recouvrement de plusieurs impacts à grande échelle. En effet, une telle opération nécessiterait des temps de calculs prohibitifs. C'est pour ces raisons que les études de recouvrement se sont limitées à un nombre réduit d'impacts. Puis, par extrapolation cet état est généralisé à toute la structure.

Certains auteurs ont cherché à mettre en équation le processus du recouvrement par une approche de type probabiliste. Slim [48] a évalué, en se basant sur les calculs de Hertz [49] et de Davies [50], l'empreinte résultant d'un impact unique puis il a discrétisé la surface à traiter en un nombre fini d'empreintes. A l'issu de cette étape, il a procédé par un calcul statistique qui lui assurait un nombre moyen d'impacts nécessaire pour atteindre un taux recouvrement de 100 %. Ainsi, il a évalué pour ses conditions de grenaillage un nombre de 15 impacts par élément de discrétisation, ce qui revient à un nombre de 296 billes/mm². D'autres ont procédé par un calcul plus simple qui se base sur l'évaluation du nombre de grenailles éjectées de la buse et venant impacter la surface cible (Piant [51]). Environ 95 billes/mm² sont alors nécessaires pour assurer un recouvrement de 100 %. Nous pouvons remarquer l'écart important entre ces deux résultats. En fait le cas de Piant est un cas minimaliste où l'on suppose que les billes ne se superposent jamais, contrairement à l'approche de Slim. Cependant, il est important de mentionner que ces deux approches ne tiennent pas compte de l'ensemble des paramètres (cible, grenaille, buse). En effet, selon la géométrie de la buse se produit un effet de divergence, et en fonction du débit, un

phénomène de choc inter-grenailles qui réduit le nombre de billes arrivant en surface. Cet aspect de l'analyse a été approché par Papini & al [52,53] qui ont développé un code de calcul permettant de reproduire un très grand nombre d'impacts (10^4 billes) tout en intégrant les paramètres du procédé (géométrie de la buse, taille de la grenaille, débit et pression, …). L'intérêt de leur modèle réside dans la capacité d'étudier les influences des différents paramètres de grenaillage. En effet, ce modèle permet de prévoir l'influence du débit, de la forme et des dimensions de la buse, de l'angle d'incidence, ou de la distance entre la buse et la cible. Cette étude pourra par la suite être extrapolée à une étude en contrainte, en tenant compte des propriétés du matériau cible et en récupérant les résultats de cette simulation en terme d'historique des lieux d'impact.

3.2. Simulation du choc laser.

Compte tenu de la jeunesse du procédé, les approches numériques du choc laser restent assez limitées en nombre [54,55,56]. Cependant, les résultats obtenus sont généralement satisfaisants, vu l'absence de contacts. La majorité des travaux fait abstraction du processus de création du plasma en le ramenant au profil temporel de pression de choc qui en résulte (Figure 1-33), ce qui oblige les chercheurs à identifier le profil temporel et le niveau de pression de chaque condition.

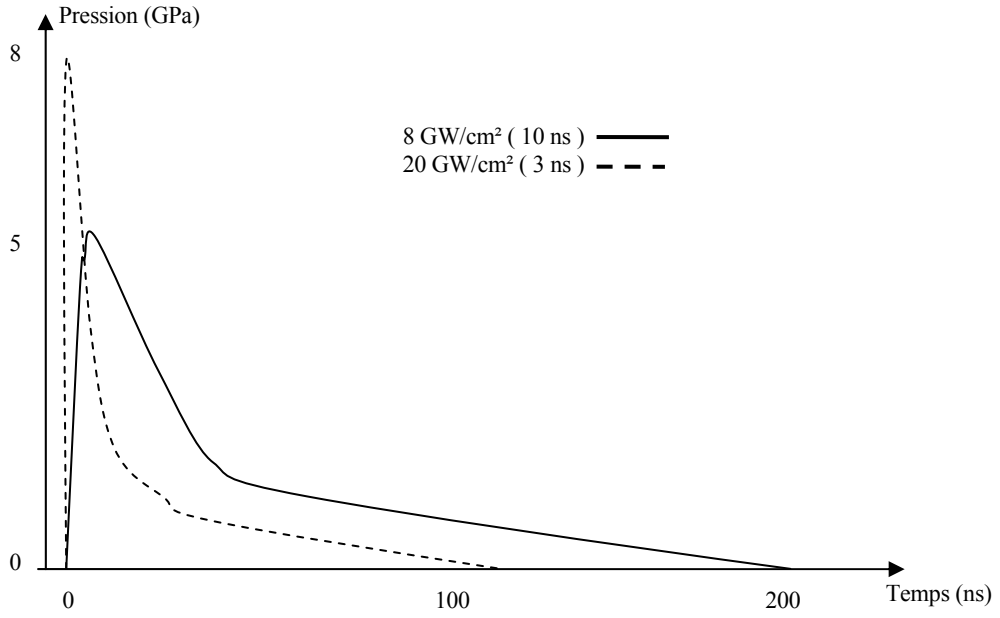


Figure 1-33 : Profils temporel de pressions de choc générées par la détente plasma. [54]

La modélisation de la propagation des ondes de choc ainsi que leur atténuation hydrodynamique et élasto-plastique existent depuis longtemps. Nous pouvons citer des codes de

calculs spécialisés tels que SHYLAC (LCD Poitiers) ou PAM-SHOCK (ESI) conçu pour l'étude des crashs automobiles.

Néanmoins, la difficulté qui existe est le passage de la propagation de l'onde à la génération des contraintes résiduelles. Ceci revient à combiner à la fois un comportement hydrodynamique (qui gère la propagation des ondes de choc) avec un comportement élasto-plastique sensible à la vitesse de déformation.

Parmi les premiers Braisted & al [55] ont étudié la possibilité de simuler le choc laser sur un alliage de titane (Ti-6Al-4V) et un acier ferritique 35CrMo4 par la méthode des éléments finis. Ils ont considéré un comportement élasto-plastique avec une sensibilité à la vitesse de déformation plastique où ils ont extrapolé la limite d'élasticité en mode choc à partir de données expérimentales (Figure 1-34-a-). Ce dernier paramètre leur permettait de tenir compte de la limite d'Hugoniot qui représente la limite d'élasticité en condition de choc.

Ainsi, ils ont obtenu des résultats intéressant pour une première simulation (Figure 1-34-b-) malgré la différence de profondeur affectée, et l'écart entre les niveaux de contraintes atteints. Cette même tendance est retrouvée dans la simulation du choc sur l'acier 35CrMo4 (Figure 1-35).

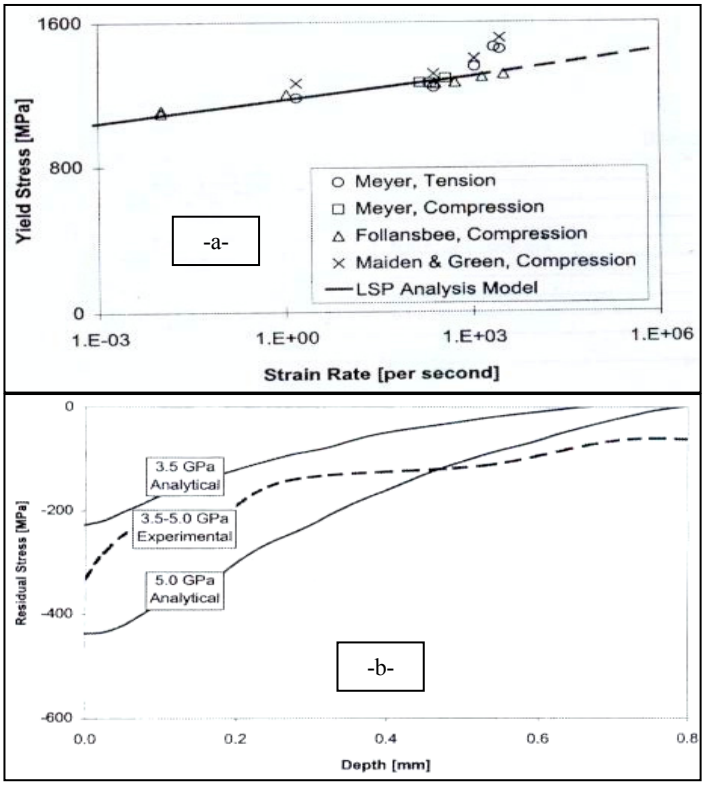


Figure 1-34 : -a- Extrapolation de la limite d'élasticité en mode choc à partir de données expérimentales (cas du Ti-6Al-4V). -b- Profils de contrainte résiduelle obtenus pour un impact unique à deux conditions de pression maximale (3,5 GPa et 5 GPa) avec une impulsion triangulaire de 20 ns. [55]

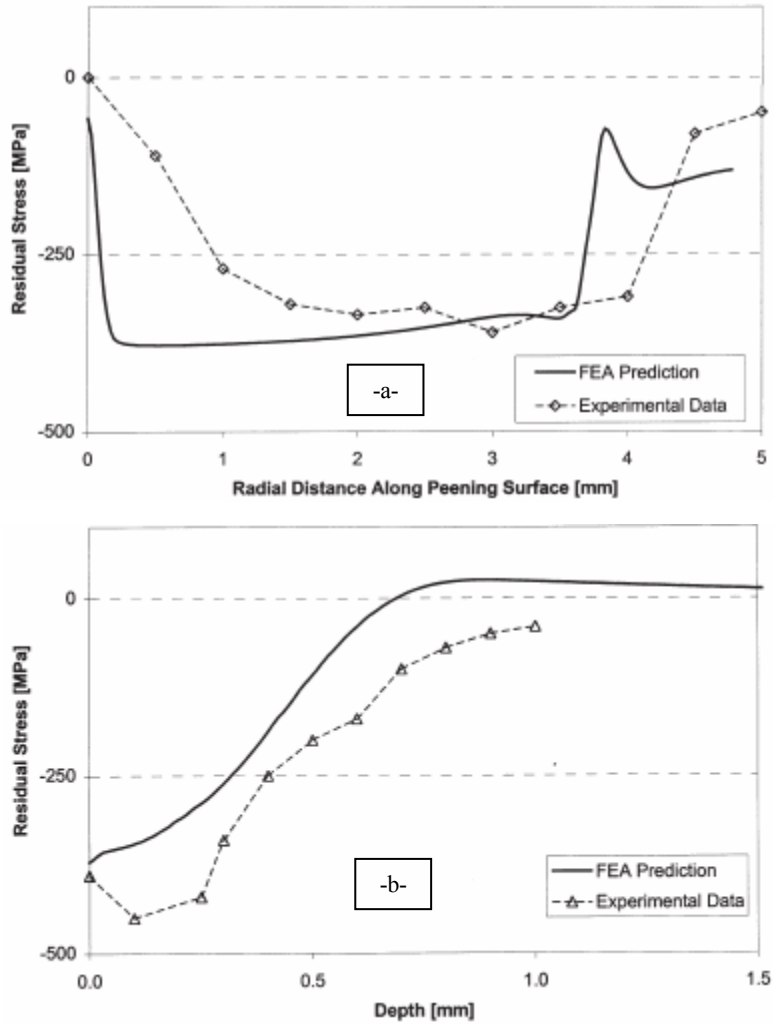


Figure 1-35 : Superposition des profils de contraintes résiduelles -a- en surface et -b- en profondeur aux évaluations expérimentales (à R=1,6 mm) pour un acier 35CrMo4. [55]

Nous pouvons également citer les travaux de Zhang et Yao [56] dédiés à la simulation de micro-impacts laser (<100 µm), et des effets mécaniques induits.

Plus récemment, Peyre & al [54] se sont intéressés à l'étude de différentes configurations d'impact en modélisant l'effet de la répétition des impacts et celui de la pression du plasma. Dans leur approche, les auteurs ont tenu compte de la sensibilité du matériau cible à la vitesse de déformation plastique, qui leur a permis de tenir compte de l'état d'écrouissage du matériau traité. Les résultats obtenus (Figure 1-36) montrent bien le rapprochement entre les valeurs issues de la simulation et les évaluations expérimentales pour le cas mono impact. Cependant, nous notons un écart entre les valeurs expérimentales et la simulation à 3 impacts. La justification se trouve au niveau de la définition de la loi de comportement du matériau cible, dont l'identification reste difficile aux très grandes vitesses de déformation.

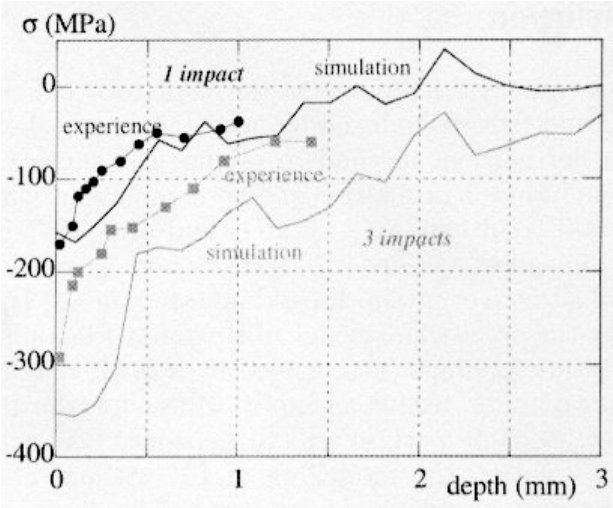


Figure 1-36 : Comparaison entre les profils de contraintes résiduelles simulés et expérimentaux obtenus pour l'alliage Al 7075 traité à 3 GW/cm² et 25 ns (valeurs obtenues à r/2). D'après [54].

3.3. Conclusion

Dans cette partie, nous nous sommes intéressés aux différentes approches utilisées pour simuler le grenaillage de précontrainte et le choc laser. Nous avons noté le manque d'études dédiées au recouvrement des impacts dans les deux cas. A une autre échelle, nous avons également remarqué l'absence d'études traitant de la mise en forme des tôles minces par choc laser, et de la possibilité de simuler des essais Almen en choc laser.

4. Les contraintes résiduelles.

L'état mécanique du matériau est entièrement défini par les sollicitations extérieures auxquelles est ou a été soumise la pièce. Si le matériau sollicité est continu, les déformations tout au long du processus de charge vérifieront les équations différentielles de compatibilité. Les contraintes induites dans le matériau devront compenser les forces et moments extérieurs en respectant les équations d'équilibre.

Cependant, les matériaux ne sont jamais parfaitement continus, ils présentent des hétérogénéités telles que les joints de grains, les porosités ou les inclusions. A une échelle plus fine (grain), des discontinuités existent aussi (précipités, lacunes et dislocations). Certains de ces défauts peuvent migrer, s'éliminer ou se multiplier au cours de la mise en charge. Les discontinuités de structure liées à la déformation plastique font que les déformations ne sont plus compatibles (ne vérifient plus les équations de la compatibilité). Pour valider les équations classiques de la mécanique des milieux continus, on peut décomposer la déformation plastique en deux parties : des déformations plastiques qui vérifient les équations de compatibilité et celles qui ne les vérifient pas.

Le second type de déformation plastique est compensé par des déformations élastiques irréversibles, qui subsistent même en l'absence de sollicitations extérieures. On relie donc ces déformations élastiques irréversibles aux contraintes dites résiduelles, qui s'ajoutent aux contraintes issues des sollicitations extérieures de la pièce (contraintes appliquées). Ces contraintes résiduelles expriment l'état mécanique interne lié à la présence des discontinuités structurales du matériau. Il s'agit de contraintes multiaxiales statiques qui persistent dans un système isolé non soumis à des efforts extérieurs et en équilibre mécanique.

4.1. *Différents ordres des contraintes résiduelles.*

A cause du caractère polycristallin et hétérogène des matériaux métalliques, les sources de contraintes peuvent provenir de déformations à différentes échelles : macroscopique, mésoscopique ou microscopique.

En effet, un matériau cristallin est constitué de phases, qui elles-mêmes sont formées de grains. Généralement pour un matériau polyphasé, les propriétés mécaniques des phases et des constituants sont différentes. Le comportement sous une sollicitation extérieure est alors une moyenne des comportements des phases constituant le matériau.

Dans une phase non soumise à des sollicitations mécaniques externes (après la recristallisation par exemple), un grain peut souvent être considéré comme un monocristal. Quand il y a un chargement extérieur suffisamment important pour provoquer des déformations plastiques, des sous joints de grain et des cellules de dislocations peuvent apparaître dans le

matériau. Ces sous joints et cellules sont le résultat des interactions et des réarrangements des dislocations au cours de la déformation. Les grains seront alors divisés par ces discontinuités du réseau cristallin.

Des sous grains et des cellules de dislocations peuvent être considérés dans le cas d'un matériau déformé plastiquement comme un ensemble de petites zones élémentaires de structures cristallographiques parfaites séparées par des défauts cristallographiques. Un grain peut être considéré également dans le cas d'un matériau recristallisé comme divisé par de petits éléments de même nature. Ces éléments sont appelés « domaines cohérents ».

Chaque domaine cohérent est constitué par un empilement régulier d'atomes, qui peut être défini par un ensemble de mailles cristallines identiques et parallèles.

Quelle que soit l'échelle à laquelle on considère le matériau, on peut mettre en évidence des contraintes résiduelles ayant pour origine des déformations élastiques irréversibles assurant la continuité du matériau. Une classification des contraintes résiduelles en trois ordres liés à l'échelle à laquelle on considère le matériau a été proposée par Macherauch [57] (Figure 3-38) il y a quelques années. Depuis, cette définition est reprise et explicitée dans de nombreux articles [58-60].

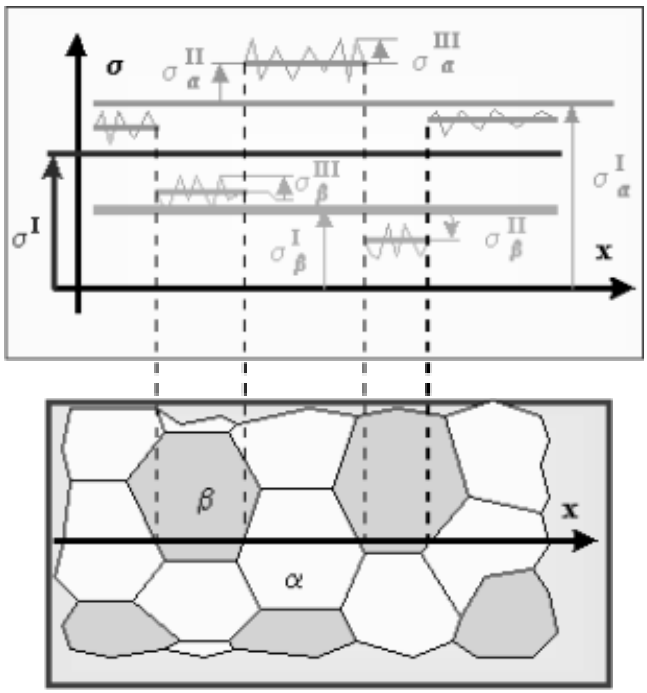


Figure 1-37 : Illustration des différents ordres de contrainte [64].

4.1.1. Les contraintes résiduelles du 1er ordre

Les contraintes résiduelles du 1er ordre (σ^I, macro) sont homogènes sur un très grand nombre de domaines du matériau (plusieurs grains : donc une échelle de quelques 1/10 à quelques

millimètres). Les forces internes liées à ces contraintes sont en équilibre dans chaque section. Et les moments liés à ces forces sont nuls. Des variations dimensionnelles macroscopiques résultent toujours d'une modification de l'équilibre des forces et des moments liés à ces contraintes (σ^{I}).

4.1.2. Les contraintes résiduelles du 2eme ordre

Les contraintes résiduelles du 2ème ordre (σ^{II}, méso) sont homogènes sur de petits domaines du matériau (un grain ou une phase : donc l'échelle est de quelques dizaines de microns). Les forces internes et les moments liés à ces contraintes sont en équilibre dans un assez grand nombre de grains. Des variations dimensionnelles macroscopiques peuvent résulter d'une modification de cet équilibre.

4.1.3. Les contraintes résiduelles du 3eme ordre

Les contraintes du 3ème ordre (σ^{III}, micro) sont homogènes sur les plus petits domaines du matériau (quelques distances interatomiques : donc l'échelle est de quelques dizaines de nanomètres). Les forces internes et les moments liés à ces contraintes sont en équilibre dans de très petits domaines. Les modifications d'équilibre n'entraînent aucune variation dimensionnelle macroscopique.

4.1.4. Etat de contrainte dans les matériaux.

Dans le cas de matériaux réels, l'état de contrainte est représenté par la contrainte résiduelle qui résulte de la superposition des contraintes d'ordre I, II et III.

Les contraintes d'ordre I sont celles qui sont prises en compte au niveau macroscopique (c'est-à-dire d'un point de vue mécanique), parce qu'elles sont atteintes facilement par l'analyse expérimentale et le calcul. Les contraintes d'ordre III sont reliées à toutes les déformations existant au niveau du réseau cristallin. La définition des différentes échelles de contraintes résiduelles est résumée dans Tableau 1-2.

Tableau 1-2 : Différents Ordres des contraintes.

Type d'analyse	Volume	Discontinuités
Macroscopique ordre I	Quelques mm^3	Surface, fissures, cavités
Mésoscopique ordre II	Un grain ou des sous grains	Joints de grains ou sous joints Joints de phases, ou dispersoïdes, phases hors équilibre
Microscopique ordre III	Échelle atomique	Dislocation, interstices, atomes de substitution, lacunes, précipités

5. La technique de diffraction des rayons X.

5.1. Principes généraux.

Un matériau est en général un polycristal formé d'une multitude de grains, chacun d'entre eux étant en fait un monocristal constitué d'un empilement régulier d'atomes. Cet empilement peut être décrit par des ensembles de plans cristallins définis par une distance d_{hkl} qui dépend des indices de MILLER. Cette distance d_{hkl} est mesurable par la diffraction des rayons X grâce à la loi de BRAGG. Dans le cas d'un matériau polycristallin constitué d'un très grand nombre de grains par rapport à la dimension du faisceau incident, il y aura toujours une famille de plans {hkl} donnant lieu à une diffraction : on obtient donc simultanément les faisceaux susceptibles de diffracter sous forme de cônes de demi angle au sommet 2θ (un cône par famille de plans {hkl}).

La diffraction des rayons X (DRX) est une diffusion cohérente des photons X du faisceau incident (photons secondaires de même longueur d'onde que les photons primaires) sur les électrons des atomes du réseau périodique du domaine analysé. Chaque atome du matériau constitue alors une source secondaire de photons X en phase avec les photons primaires. Les pics de DRX (Figure 1-38) sont l'observation des figures d'interférence (cône de diffraction) de ces sources atomiques par le détecteur. C'est donc la structure atomique (positions relatives des atomes) du matériau qui est analysée par cette technique. L'une des caractéristiques de la DRX est qu'il s'agit d'une technique non destructive ne prenant en compte que les couches superficielles. La pénétration du faisceau est de l'ordre de quelques microns à quelques dizaines de microns pour les matériaux industriels polycristallins dans les conditions de laboratoire. La surface irradiée est souvent de l'ordre du mm². La technique de DRX est donc particulièrement intéressante pour l'investigation structurale des matériaux polycristallins.

Il existe plusieurs paramètres qui servent à décrire un pic de DRX : la position angulaire du pic, la largeur du pic, la hauteur nette du pic, le bruit de fond, …(Figure 1-38).

La caractérisation par la DRX de l'état microstructural d'un matériau polycristallin repose donc directement sur les relations entre la forme du pic de diffraction et la microstructure d'une part, la position des pics et les contraintes macroscopiques d'autre part. Après avoir éliminé les effets de solution solide et de composition chimique sur la position, le déplacement de la position angulaire d'un pic pour une famille de plans {hkl} est directement lié à la variation de la distance interréticulaire Δd, et à la déformation homogène macroscopique du matériau. L'élargissement et la forme du pic sont en relation étroite avec la distribution de la déformation et la taille des domaines cohérents de diffraction, donc avec l'état microstructural des matériaux cristallins (Tableau 1-3).

Tableau 1-3 : Interprétation des paramètres des pics de diffraction

Paramètre du pic	Informations Renvoyées
Position du pic	Aberrations géométriques de l'appareillage Composition moyenne du volume diffractant Contraintes macroscopiques du volume diffractant
Intensité du pic	Cristallinité et répartition des phases Distribution des orientations des domaines cohérents
Élargissement et forme du pic	Élargissement instrumental Distribution de compositions chimiques Taille des domaines cohérents de diffraction

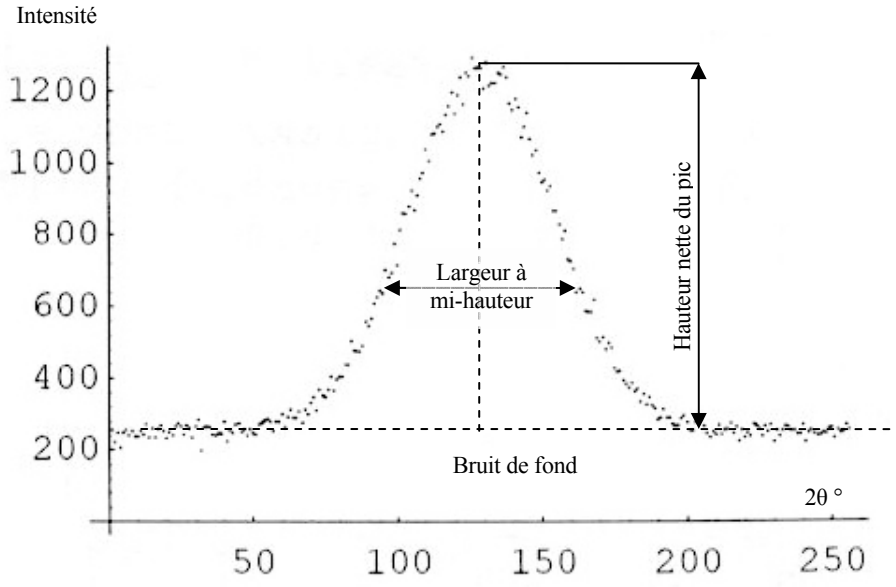


Figure 1-38 : Illustration d'un pic de diffraction.

5.2. Élargissement des pics de diffraction.

Un matériau polycristallin parfaitement cristallisé correspondra à un profil de pic de DRX symétrique et extrêmement fin. Dans la pratique, un matériau contient toujours des défauts, le pic de diffraction est donc élargi par rapport à l'état idéal. La DRX est la contribution simultanée d'un grand nombre de domaines cohérents qui n'ont pas la même orientation cristallographique. D'autre part, le pic de diffraction n'intègre pas les informations de tous les domaines cohérents du volume analysé. Seuls ceux qui sont favorablement orientés pour respecter les conditions de BRAGG contribuent au pic de diffraction quel que soit le matériau, polyphasé ou monophasé.

Il faut souligner que la DRX permet de décrire un état microstructural du matériau principalement par les écarts à la régularité des arrangements atomiques (effets mécaniques, élastiques, effets chimiques, etc.).

L'élargissement du pic de diffraction pour un matériau polyphasé est lié en général aux phénomènes suivants :

- L'élargissement instrumental qui dépend de la géométrie du faisceau incident (taille du faisceau et divergence), de la forme des fentes de réception du détecteur et de la fonction spectrale de la source des rayons X. Pour toute analyse fine de la forme du pic de diffraction ne présentant que les informations du matériau analysé, il sera nécessaire de corriger ces effets par déconvolution ;
- La distribution non homogène des compositions du matériau qui se traduit par une distribution des distances interréticulaires et donc par un élargissement du profil de raie de diffraction. Cet effet existe dans pratiquement tous les matériaux métalliques industriels et relève des contraintes du 2ème ordre. Il n'est pas possible actuellement d'évaluer cet effet lié aux compositions chimiques ;
- La différence de déformation entre domaines cohérents. Cette différence a pour origine l'anisotropie élastique et les incompatibilités plastiques. Ces deux effets vont conduire à des déformations élastiques qui vont généralement élargir les pics de DRX. Dans la bibliographie ces deux effets ne sont jamais pris en compte en même temps et il n'existe donc aucune théorie pour modéliser simultanément les deux effets. Il est possible dans la pratique d'estimer la localisation de la déformation élastique macroscopique, ou l'effet des incompatibilités. Ces effets relèvent également des contraintes du 2ème ordre ;
- La taille des domaines cohérents de diffraction et l'hétérogénéité des déformations élastiques internes qui sont caractérisées par une longueur moyenne des colonnes diffractantes D et leurs déformations élastiques internes (distorsion). Cet aspect peut être analysé après avoir déconvolué l'effet instrumental sur des pics de diffraction enregistrés expérimentalement ou simulés pour des matériaux supposés suffisamment homogènes et à petits grains à l'aide des modèles de calculs proposés par différents chercheurs.

La contribution à la largeur du pic de la distribution de la composition chimique et la différence des déformations entre domaines cohérents est en fait l'élargissement d'ordre II et la contribution par la taille des domaines cohérents de diffraction et l'hétérogénéité des déformations élastiques internes est l'élargissement d'ordre III.

5.3. Erreurs de localisation et principales influences instrumentales.

La majorité des erreurs instrumentales sont géométriques comme le décentrement et l'excentrement. Par contre, elles ne sont pas les seules et il en existe d'autres qu'il est nécessaire de prendre en compte.

5.3.1. Statistique de comptage.

Le comptage en diffraction est un processus statistique. La précision des mesures en dépend. En général, ces fluctuations suivent un processus de Poisson.

L'influence de cette statistique a été étudiée par simulation (Sprauel [61]). Ces études montre que :

- L'erreur sur $2\theta_0$ diminue avec l'augmentation du temps de comptage la précision est inversement proportionnelle à la racine carré du temps d'acquisition.
- Plus le pas en $2\theta_0$ est petit plus la mesure est précise. La précision de mesure est proportionnelle à la racine carrée du temps d'acquisition.
- Il est recommandé de scanner sur un intervalle plus grand que trois fois la largeur à mi-hauteur autour du pic.
- La position du pic est d'autant plus précise que sa largeur est faible.
- Plus le rapport intensité/bruit de fond est important, plus la mesure est précise à partir d'un rapport de 5, la précision devient peu sensible au temps de comptage.

5.4. Localisation des pics de diffraction.

Avant tout calcul, nous devons recueillir les déplacements des pics de diffraction. Cette étape est très importante pour la qualité d'information qui en découle. Une localisation erronée entraîne une fausse estimation des contraintes. Ainsi, différentes méthodes ont été développées avec leurs avantages et défauts. Parmi les plus utilisées, on retrouve les méthodes numériques qui consistent à appliquer des fonctions de lissage ou d'interpolation qui sont ajustables, ce qui leur confère une capacité importante à interpoler la majorité des pics. Par la suite la localisation ainsi que l'élargissement deviennent faciles à déterminer.

5.4.1. Méthode du maximum.

La position du pic de diffraction est déterminée par le maximum de son intensité. Cette méthode est simple, mais présente les inconvénients suivants : mauvaise reproductibilité,

suppose que les pics sont symétriques, dépend fortement de la statistique de comptage, évidemment très mauvaise dans le cas de pics larges.

5.4.2. Méthode du milieu de la corde.

Après un éventuel lissage ou une interpolation du pic de diffraction, on détermine, après soustraction du bruit de fond, les points d'intersection entre le profil de diffraction et une droite horizontale à une certaine hauteur de l'intensité maximale du pic (en générale on prend à 40% de la hauteur nette). La position du pic est alors donnée par le milieu du segment résultat de cette intersection.

5.4.3. Méthode parabolique.

Cette méthode est simple. Elle consiste à lisser le haut du pic, à partir d'une hauteur de 80 voire 85 % de son intensité, par une parabole. Elle est plus précise que les autres mais seule la position du pic et récupérable, ses avantages résident dans le fait que l'on peut déterminer la position du pic même avec un pic tronqué ce qui n'est pas le cas des autres méthodes. De ce fait on peut gagner en temps.

5.4.4. Méthode de lissage par une fonction profil.

Les pics de diffraction sont représentés par une fonction mathématique qui peut approximer les différentes formes que l'on peut rencontrer en pratique par de simples modifications de paramètres. Ces paramètres sont au moins deux : la position du pic et sa largeur intégrale. En diffraction des rayons X les fonctions les plus utilisées sont celle de Lorentz-Cauchy, de Pearson-VII et plus récemment celle de Voigt ou pseudo-Voigt.

5.5. Evaluation des contraintes par la diffraction des rayons X [62].

Le principe de l'évaluation consiste à utiliser la distance interréticulaire $d_{\Phi\Psi}$ de ces plans {hkl} comme jauge de déformation (Figure 1-39). Cette distance $d_{\Phi\Psi}$ est liée à la position $2\theta_{\Phi\Psi}$ du pic de diffraction enregistré par la loi de BRAGG :

$$\lambda = 2d_{\Phi\Psi}.\sin(\theta_{\Phi\Psi}) \qquad (1\text{-}1)$$

Avec λ la longueur d'onde du faisceau de rayons X.

La déformation moyenne $\varepsilon_{\Phi\Psi}$ du volume diffractant est donnée par la relation suivante :

$$\varepsilon_{\Phi\Psi} = \frac{d_{\Phi\Psi} - d_0}{d_0}$$

A partir de cette déformation, on pourra remonter à la contrainte élastique par la loi de Hooke généralisée :

$$\begin{cases} (a) : \boldsymbol{\sigma} = \dfrac{E}{1+\nu}(\boldsymbol{\varepsilon} + \dfrac{\nu}{1-2\nu}.\mathrm{Tr}(\boldsymbol{\varepsilon}).\mathbf{I}) \\ (b) : \boldsymbol{\varepsilon} = \dfrac{1+\nu}{E}\boldsymbol{\sigma} - \dfrac{\nu}{E}.\mathrm{Tr}(\boldsymbol{\sigma}).\mathbf{I} \end{cases} \qquad (1\text{-}2)$$

Avec :

$\boldsymbol{\sigma}$: tenseur des contraintes	ν : coefficient de Poisson
$\boldsymbol{\varepsilon}$: tenseur des déformations	**I** : le tenseur identité
E : module de Young	Tr : la fonction trace

Où d_0 est la distance interréticulaire du matériau libre de contrainte.

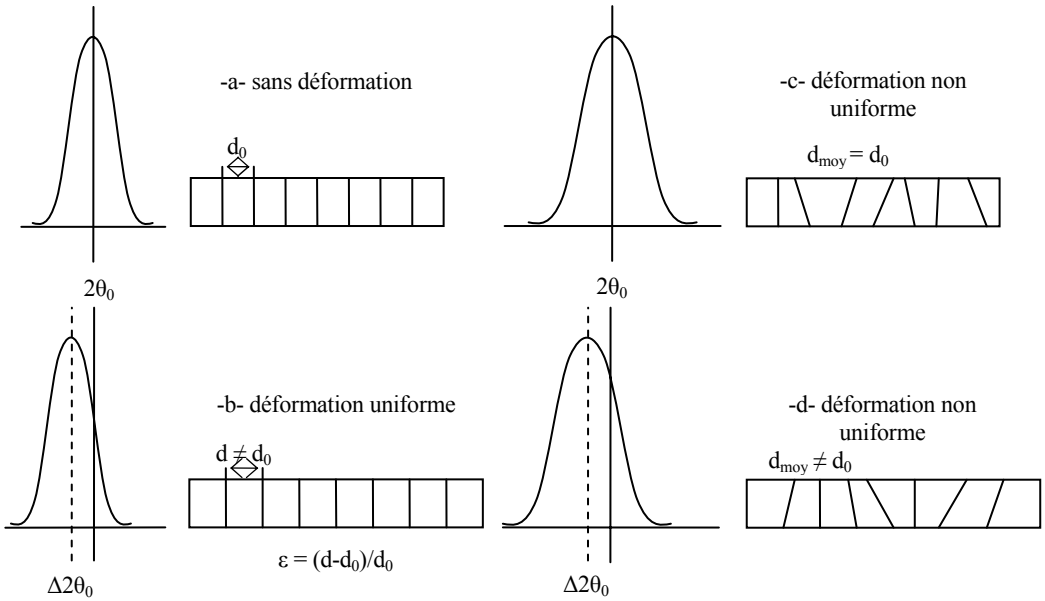


Figure 1-39: Illustration de l'effet de distorsion sur les pics de diffraction [63].

5.6. Estimation des déformations.

La déformation ($d_{\Phi\Psi}$) est estimée par différentes méthodes :

5.6.1. Déformation conventionnelle.

La déformation mesurée est exprimée par rapport à un état de référence du matériau que nous appelons état libre de contrainte. Dans cet état, la distance interréticulaire des plans {hkl} est d_0, qui est une fonction des paramètres de maille du matériau non contraint. Sous l'effet de la déformation élastique, la distance entre plans va prendre une valeur d. la déformation conventionnelle s'écrit :

$$\varepsilon = \frac{d - d_0}{d_0}, \begin{cases} d = \dfrac{\lambda}{2.\sin(\theta)} \\ d_0 = \dfrac{\lambda}{2.\sin(\theta_0)} \end{cases} \Rightarrow \varepsilon = \frac{\sin(\theta_0)}{\sin(\theta)} - 1 \qquad (1\text{-}3)$$

La déformation élastique du cristal peut donc être obtenue par mesure de la position des pics de diffraction avant et après chargement.

5.6.2. Déformation rationnelle.

Pour être plus précis, on peut utiliser la déformation rationnelle :

$$\varepsilon = \mathrm{Ln}\left(\frac{d}{d_0}\right) = \mathrm{Ln}\left(\frac{\sin\theta_0}{\sin\theta}\right) \qquad (1\text{-}4)$$

Cependant, dans le cas des petites déformations (<1 %), la formulation rationnelle est très proche de la formulation conventionnelle.

5.6.3. Déformation rationnelle approchée.

Une approximation commode de déformation rationnelle peut être obtenue en utilisant un développement limité de Ln(x) et le tronquer au 1er ordre : $\mathrm{Ln}(x) = \frac{x-1}{x} + \frac{1}{2}\left(\frac{x-1}{x}\right)^2 + \ldots$

On obtient alors :

$$\varepsilon = 1 - \frac{\sin\theta}{\sin\theta_0} \qquad (1\text{-}5)$$

5.6.4. Déformation linéarisée en 2θ.

En différentiant la loi de BRAGG on obtient :

$$\left.\begin{array}{l} \partial\lambda = 2(\partial d.\sin(\theta) + d.\cos(\theta).\partial\theta) \\ \partial\lambda = 0 \Rightarrow \partial d.\sin(\theta) = -d.\cos(\theta).\partial\theta \end{array}\right\} \Leftrightarrow \varepsilon = \frac{\partial d}{d} = -\mathrm{cotg}(\theta).\partial\theta \qquad (1\text{-}6)$$

Pour des raisons pratiques, on préfèrera la forme :

$$\varepsilon = -\frac{1}{2}\mathrm{cotg}(\theta).\partial 2\theta \qquad (1\text{-}7)$$

5.7. Evaluations des contraintes.

Malgré la diversité des formules, les résultats obtenus sont très proches les uns des autres. En effet, pour illustrer ce fait, nous pouvons considérer un cas où l'on procède à la détermination

de ε par les différentes méthodes. Prenons le cas d'un déplacement de 0,2° en 2θ du pic de diffraction pour la famille {211} de l'acier, avec une anticathode de chrome ce qui nous donne un $2\theta_0$=156,33°. De ces données nous obtenons respectivement $369{,}3.10^{-6}$ (équation (1-3)), $369{,}4.10^{-6}$ (équation (1-4)), $369{,}5.10^{-6}$ (équation (1-5)) et 371.10^{-6} (équation (1-7)).

Si nous regroupons (équation (1-2)-(b)) et la projection de ($\vec{n}_{(\Phi,\Psi)}$), qui représente la direction de mesure de la déformation, dans le repère principal (Figure 1-40). Nous aurons avec

$$\vec{n}_{(\Phi,\Psi)} = \begin{bmatrix} \cos\Phi.\cos\Psi \\ \sin\Phi.\cos\Psi \\ \sin\Psi \end{bmatrix} \text{ et } \varepsilon_{\Phi\Psi} = \vec{n}^{t}_{(\Phi,\Psi)}.\boldsymbol{\varepsilon}.\vec{n}_{(\Phi,\Psi)}$$

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \frac{1+\nu}{E}\sigma_{11} - \frac{\nu}{E}.\mathrm{Tr}(\boldsymbol{\sigma}) & \frac{1+\nu}{E}\sigma_{12} & \frac{1+\nu}{E}\sigma_{13} \\ \frac{1+\nu}{E}\sigma_{12} & \frac{1+\nu}{E}\sigma_{22} - \frac{\nu}{E}.\mathrm{Tr}(\boldsymbol{\sigma}) & \frac{1+\nu}{E}\sigma_{23} \\ \frac{1+\nu}{E}\sigma_{13} & \frac{1+\nu}{E}\sigma_{23} & \frac{1+\nu}{E}\sigma_{33} - \frac{\nu}{E}.\mathrm{Tr}(\boldsymbol{\sigma}) \end{bmatrix}$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\Phi\Psi} &= \frac{1+\nu}{E}(\sigma_{11}\cos^2\Phi + \sigma_{12}\sin 2\Phi + \sigma_{22}\sin^2\Phi - \sigma_{33}).\sin^2\Psi \\ &+ \frac{1+\nu}{E}(\sigma_{13}\cos\Phi + \sigma_{23}\sin\Phi).\sin 2\Psi + \frac{1+\nu}{E}\sigma_{33} - \frac{\nu}{E}.\mathrm{Tr}(\sigma) \end{aligned} \qquad (1\text{-}8)$$

La détermination des contraintes par cette méthode n'est valide que si les hypothèses suivantes sont vérifiées :

- Les cristallites ont un comportement élastique linéaire ;
- L'agrégat polycristallin est homogène et quasi-isotrope (matériau monophasé, non texturé avec de petits cristallites) ;
- La composition chimique, les déformations et les contraintes sont constantes dans tout le volume irradié par les rayons X (pas de gradient de contrainte et/ou de composition) ;
- La zone irradiée est plane.

L'équation (1-8) peut être écrite sous la forme d'un système pour différentes valeurs de ($\varepsilon_{\Phi,\Psi}$) dont la résolution nous permettra de remonter au tenseur des contraintes (**σ**). De par la symétrie de ce tenseur, un minimum de 6 mesures est requis pour avoir une solution. Cependant, dans la pratique nous préférerons la multiplicité des mesures pour assurer une meilleure évaluation du tenseur. Cette multiplicité vient tenir compte de la réalité du matériau avec ses défauts. Donc en multipliant ces mesures, nous pourrons vérifier si les hypothèses que nous avons formulées sont valides ou non.

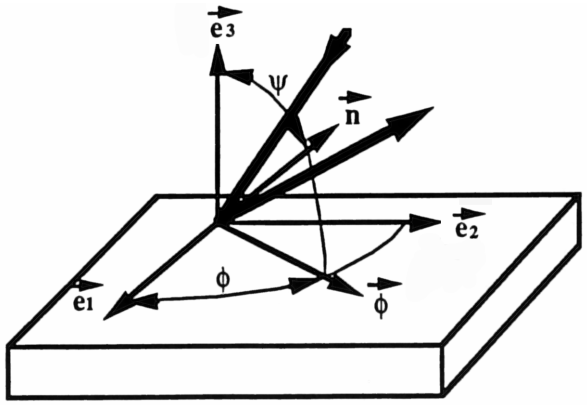


Figure 1-40 : définition des angles Φ et ψ.

Enfin, la composante σ_Φ de la contrainte dans la direction Φ (Figure 1-40) est obtenue à partir de la déformation élastique en utilisant la loi de Hooke et les conditions d'équilibre à la surface de l'échantillon (état biaxial de contrainte). Ceci nous conduit à la relation suivante appelée loi des sin²(Ψ) :

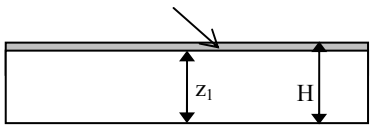
$$\varepsilon_{\Phi\Psi} = \frac{1}{2} S_2(hkl).\sigma_\Phi.\sin^2(\Psi) + \varepsilon_0 \qquad (1\text{-}9)$$

Où ε_0 est la valeur de $\varepsilon_{\Phi,\Psi}$ pour Ψ=0 et S_2 est une constante élastique radiocristallographique.

5.8. Evaluation de l'état de contrainte en profondeur.

Vu la faible pénétration de rayons X (quelques µm), la caractérisation de l'état de contrainte en profondeur par la DRX est souvent associée à un enlèvement de matière. Cet enlèvement de matière est accompagné par une redistribution des contraintes qui dépend fortement de l'épaisseur enlevée. Néanmoins des techniques de correction de cette redistribution existent nous citerons particulièrement les calculs de Moore et Evans [64], qui se sont intéressés aux cas de distributions homogènes sur des plaques et des cylindres. Leur hypothèse de départ est que la redistribution des contraintes est purement élastique. L'enlèvement de matière est réalisé par couches successives (Figure 1-41). Ainsi, ils ont développé une méthode de correction mathématique qui permet de remonter à l'état de contrainte sans enlèvement de matière. Hornbach & al [65] se sont intéressés à la simulation des effets de l'enlèvement de matière sur l'état de contrainte résiduelle d'un pignon en acier SAE 1552. La Figure 1-42 regroupe 3 simulations d'enlèvement de matière par éléments finis, la correction de Moore & Evans ainsi que l'état initial (obtenu par EF). Nous notons que l'écart entre l'état après enlèvement d'une fenêtre et l'état initial atteint 100 MPa à 3 mm de profondeur (par rapport à une épaisseur de 5 mm). Aussi, nous notons la superposition de la simulation d'un enlèvement de couche et la correction de Moore & Evans ce qui valide la formulation de Moore & Evans. Concernant

l'enlèvement d'une bande, il semble que cette méthode soit la moins recommandée pour l'évaluation des contraintes vu qu'elle est la plus éloignée de l'état initial.



$$\sigma(z_1) = \sigma_m(z_1) + 2\int_{z_1}^{H} \frac{\sigma_m(z)}{z} dz - 6z_1 \int_{z_1}^{H} \frac{\sigma_m(z)}{z^2} dz$$

$$C(z_1) = \sigma(z_1) - \sigma_m(z_1) = 2\int_{z_1}^{H} \frac{\sigma_m(z)}{z} dz - 6z_1 \int_{z_1}^{H} \frac{\sigma_m(z)}{z^2} dz$$

En développant les intégrales en séries de Taylor au premier ordre nous obtenons :

$$C(z_1) = -4\sigma_m(H)(\frac{\Delta z_1}{H}) : \Delta z_1 = H - z_1$$

Avec : | σ_m : la contrainte mesurée | H : épaisseur de la pièce | σ : contrainte réelle.

Figure 1-41: illustration de la correction de Moore & Evans. [64].

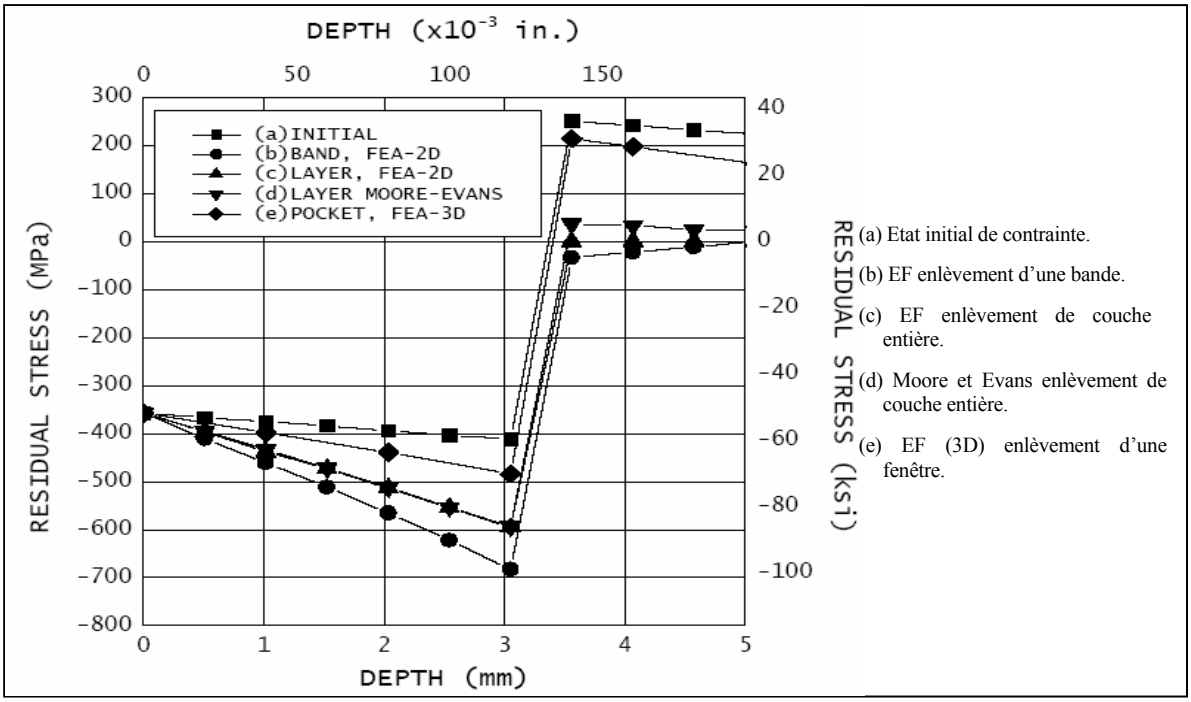


Figure 1-42 : Comparaison des profils de contrainte en profondeur issus des différentes méthodes d'enlèvement de matière. [65]

6. Conclusion

Dans cette partie nous avons commencé par une présentation générale du grenaillage de précontrainte qui comme le montre la multitude de références bibliographiques, a été approché sous plusieurs angles. Cependant, certaines lacunes persistent. Particulièrement au niveau de la simulation, où les aspects liées à la sensibilité des matériaux aux vitesses de déformation sont souvent ignorés ou relativisés. Nous avons également noté que la majorité des simulations partait d'un même principe qui consiste à reproduire le phénomène localement et à l'extrapoler à toute la surface traitée. Aux limitations s'ajoute la difficulté technique liée aux besoins informatiques pour entreprendre des études à de très grands nombres d'impacts. En effet, seul Papini [52,53] s'est attaqué au problème mais sans atteindre les états de contraintes résiduelles vu qu'il ne s'est intéressé qu'aux effets des différents paramètres du procédé sans évoquer les containtes induites par le traitement.

En ce qui concerne les travaux traitant du choc laser, ils sont moins nombreux. Ceci nous a permis de ressortir certaines perspectives d'investigation tels que la mise en forme des tôles minces qui n'a pas été traitée. De plus, par la jeunesse du procédé les approches numériques sont encore au stade d'ébauche. Ceci nous a permis de reprendre l'analyse des effets des conditions de traitement sur l'état des contraintes et des déformations.

Nous avons aussi introduit le concept de contrainte résiduelle en présentant ses origines et ses effets, pour finir avec la technique d'évaluation par diffraction des rayons-X (souvent utilisée). Concernant cette technique, nous avons souligné la difficulté liée à l'enlèvement de matière opéré, afin d'aboutir aux états de contraintes en profondeur.

Dans le deuxième chapitre, nous allons nous intéresser à l'étude des contraintes résiduelles et des élargissements des pics de diffraction sur des tôles minces traitées par choc laser et par grenaillage. Cette étude aura pour but de mettre en avant la possibilité d'appliquer le contrôle Almen, utilisé dans le grenaillage de précontrainte, au cas du choc laser. A un autre niveau, nous procéderons à l'étude de l'évolution des largeurs intégrales des pics de dfiffraction ainsi que celle des contraintes résiduelles sous l'effet d'un bridage appliqué aux plaques analysées. Cette étude visera à mettre en avant l'importance que présente les élargissements des pics de diffraction.

Dans le troisième chapitre, nous présenterons nos différentes simulations en intégrant la prise en compte de la vitesse de déformation plastique. Cette partie sera subdivisée en deux grands paragraphes : Le premier est dédié à l'étude de l'influence des paramètre de grenaillage, pour finir avec la mise en place de la simulation d'un chargement aléatoire d'impacts (incidence

normale). Le second paragraphe sera dédié à l'étude du choc laser et des effets de ses paramètres sur les états de contrainte et de déformation plastique.

Enfin, dans le quatrième chapitre nous présenterons une application de la simulation du choc laser ainsi que la validation de ses résultats par la diffraction des neutrons, sachant que cette compraison sera limitée aux déformations élastiques.

Références bibliographiques.

1. *M. Devignes, « Influence du grenaillage de précontrainte sur la tenue en fatigue de l'acier 35CD4 », thèse ENSAM, Septembre 1987.*
2. *I. Lillamand, « Evolution d'une couche grenaillée sous sollicitations thermiques et mécaniques, cas de la fatigue oligocyclique », Thèse ENSAM, Décembre 1998.*
3. *D. Kirk & P. E. Render, « Effects of peening on stress corrosion cracking in carbon steel », ICSP7, Warsaw, POLAND, 1999.*
4. *CETIM, « Le grenaillage de précontrainte », note technique N°15 du CETIM, CETIM Senlis, 1976.*
5. *Wyman Z. Zhuang and Gary R. Halford, « Investigation of residual stress relaxation under cyclic load », International Journal of Fatigue, Volume 23, Supplement 1, 2001, Pages 31-37.*
6. *I. Altenberger, U. Martin, B. Scholtes & H. Oettel, « Near surface microstructure in mechanically surface treated materials and theirs consequences on cyclic deformation behaviour », ICSP7, Warsaw, POLAND, 1999.*
7. *G. Liu, J. Lu & K. Lu, « Surface nanocrystallization of 316L stainless steel induced by ultrasonic shot peening », Materials Science and Engineering A286 (2000), pp. 91–95.*
8. *Zhichun Ni, Xiaowei Wang, Jingyang Wang & Erdong Wu, « Characterization of the phase transformation in a nanostructured surface layer of 304 stainless steel induced by high-energy shot peening », Physica B 334 (2003), pp. 221–228.*
9. *C. O. Monga, « Influence combinée des contraites résiduelles et de l'état de surface sur le comportement monotone et cyclique des matériaux composites à matrice métallique », thèse CNAM, 1994.*
10. *W. CAO, « Adoucissement cyclique des aciers et relaxation des contraintes résiduelles de grenaillage en fatigue », Thèse de l'École nationale supérieure d'arts et métiers (Paris), 1989.*
11. *V. F. Bezyazichny, T.D. Kozhina, « Calculated Determination of the Parameters of the Surface Layer », ICSP7, Warsaw, POLAND, 1999.*
12. *J. Zarka, G. Inglebert « Sur une nouvelle analyse simple des structures inélastiques », Cours présenté à l'université de Naples, 1/1980.*
13. *H. Wohlfahrt « The Influence of Peening Conditions on the Resulting Distribution of Residual Stress » ICSP2, Chicago, USA, 1984.*
14. *A. Wick « Effect of shot peening parameters on the surface characteristics of differently heat treated AISI4140 », ICSP7, Warsaw, POLAND, 1999.*
15. *M. Kobayashi, T. Matsui & Y. Murakami, « Mechanism of creation of compressive residual stress by shot peening » Int. J. Fatigue Vol 20, No 5, (1998) pp. 351-357.*
16. *R. Fathallah « Modelisation du procédé de grénaillage incidence des billes et taux de recouvrement », thèse ENSAM, Nov. 1994.*

17. *C. Carboni, « Influence de traitements mécaniques de surface (choc laser et grenaillage de précontrainte) sur la tenue à la corrosion localisée de l'acier inoxydable 316L », Thèse de l'Université de Technologie de Compiègne, 2002.*
18. *R. M. White, J. Appl. Phys. 34, 2123, (1963).*
19. *N.C. Anderholm, Bull. Am. Phys. Soc. 13, 388 (1968); N.C. Anderholm, Appl. Phys. Lett. 16, 113 (1970).*
20. *..A. Fox, Appl. Phys. Lett. 24, 461 (1974).*
21. *L.C. Yang, J. Appl. Phys. 45, 2601 (1974).*
22. *A.H. Clauer, C.T. Walters, and S.C. Ford, Proc. 1983 ASM Conference on aplications of Lasers in Materials Processing, Los Angeles, 24-26 Jan, vol. 8301-8302, pp. 7-22.*
23. *P. Peyre, « Traitement mécanique superficiel d'alliages d'aluminium par ondes de choc laser. Caractérisation des effets induits et application à l'amélioration de la tenue en fatigue », thèse Université de Technologie de Compiègne, Novembre 1993.*
24. *R. Fabbro, J. Fournier, P. Ballard, D. Devaux, and J. Virmont, J. Appl. Phys. 68, 775 (1990).*
25. *Y. Sano, N. Mukai, K. Okazaki, and M. Obata, Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. B 121, 432 (1997).*
26. *P. Peyre, C. Carboni, A. Sollier, L. Berthe, C. Richard, E.de Los Rios & R. Fabbro, « New trends in laser shock waves physics and applications », SPIE, Taos, Avril 2002.*
27. *C. Dubouchet, « Traitements thermomécaniques de surfaces métalliques à l'aide de lasers CO2 continus et de lasers impulsionnels », Thèse de l'Université Paris XI Orsay, 21 luin 1993.*
28. *Patrick Berterretche, « Etude des transitions de phase et du comportement mécanique du quartz sous choc laser », Thèse de l'Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique, 2003.*
29. *Y.Sano, M.Kimura, M.Obata, N.Mukai, A.Sudo & S.Shima, Proceedings of the 6th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE-6), Mai 1998*
30. *Y.Sano, M.Kimura, K. Sato, M.Obata & al, Proceedings de ICONE 8 : 8th international Conference on Nuclear Engineering, Baltimore (USA), 2-6 Avril 2000*
31. *L. Berthe, « Processus de claquage de milieux transparents sous irradiation laser. Application au choc laser en régime de confinement par eau », thèse Université d'Orsay, Avril 1998.*
32. *P. Ballard, « Contraintes résiduelles induites par impact rapide. application au choc-laser », Thèse de l'école Polythechnique, Avril 1991.*
33. *T.H.Lin. « The stress field produced by localized plastic slip at a free surface », J. Appl. Mech, sept 1962.*
34. *P. Forget, « Création de contraintes résiduelles dans un speralliage à base de nickel par choc laser : une analyse tridimentionnelle simplifiée », Thèse de l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, Décembre 1993.*
35. *J. Fournier, « Génération d'ondes de choc par laser pulsé de forte énergie. Applications mécaniques et métallurgiques », Thèse de l'école polythechnique, 12 juin 1989.*

36. *P. Peyre, R. Fabbro, P. Merrien & H.P Lieurade, « Laser shock processing of aluminium alloys. Application to high cycle fatigue behaviour », Materials Science and Engineering, A210 (1996), pp. 102-113.*
37. *E.R De Los Rios, M. Artamanov, C.A. Rodopoulos & P. Peyre, A. Levers, Proceedings de : 4th International Committee on Aeronautical Fatigue, Toulouse, pp. 25-29, Juin 2001.*
38. *C. Richard, I. Yakimets, G. Béranger & P. Peyre « Laser peening processing effect on mechanical and tribological properties of rolling steel 100Cr6 », Wear 256, (2004), pp. 311-320.*
39. *Le Guernic communication interne MIC.*
40. *S.R.Mannava, W.D.Cowe & A.E. Mc Daniel, 1996 USAF Structural Integrity Program Conference, Dec 1996H*
41. *Y. F. Al-Obaid, « Shot peening mechanics: experimental and theoretical analysis », Mechanics of Materials, Volume 19, Issues 2-3, pp. 251-260, January 1995, Pages 251-260.*
42. *W. Cao, R. Fathallah & L. Castex, « Correlation of Almen arc height with residual stresses in shot peening process », Material science and technology September 1995, Vol. 11 pp. 967-973*
43. *S.A Meguide, G. Shagal & J.C Stranart, « Finite element modelling of shot-peening residual stresses », Journal of Materials Processing Technology 92-93 (1999), pp. 401-404.*
44. *S.T.S. Al-Hassani, K. Kormi & K.D.C. Webb, « Numerical Simulation of Multiple Shot Impact », ICSP7, Warsaw 1999.*
45. *M. Guagliano, « Relating Almen intensity to residual stresses induced by shot peening: a numerical approach », Journal of Materials Processing Technology 110 (2001), pp. 277-286.*
46. *K. Schiffner & C. Droste gen. Helling, « Simulation of residual stresses by shot peening », Computers and Structures 72 (1999), pp. 329-340.*
47. *A. Levers & A. Prior, « Finite element analysis of shot peening », Journal of Materials Processing Technology 80-81 (1998), pp. 304-308.*
48. *S. Slim, « Identification des paramètres d'une loi de comportement élasto-plastique pour le grenaillage », thèse ENSAM, Février 1995.*
49. *H. Hertz, « on the contact of elastic solids », Edition Jones ans Schott, London, Macmillan, 1896.*
50. *R. M. Davies, « the determination of static and dynamic yield stresses using a steel ball », Proc. Royal Society, A197, 1949, pp. 416-432.*
51. *Anne Garot-Piant, « Détermination des contraintes résiduelles par diffraction des neutrons. Application au grenaillage de précontrainte », thèse Université de Reims Champagne-Ardenne, 1996.*
52. *D. Ciampini, J.K. Spelt & M. Papini, « Simulation of interference effects in particle streams following impact with a flat surface (Part I) Theory and analysis», Wear 254 (2003) pp. 237-249.*
53. *D. Ciampini, J.K. Spelt & M. Papini, « Simulation of interference effects in particle streams following impact with a flat surface (Part II) Parametric study and implications », Wear 254 (2003) pp. 250-264.*

54. *P. Peyre, A. Sollier, I. Chaieb, L. Berthe, E. Bartnicki, C. Braham & R. Fabbro, « FEM simulation of residual stresses induced by laser peening », Eur. Phys. J. AP 23 (2003), pp. 83-88.*
55. *W. Braisted, R. Brockman, « Finite element simulation of laser shock peening », International Journal of Fatigue 21 (1999), pp. 719-724.*
56. *W.Zhang & Y.L.Yao, Proceedings de ICALEO'2000, Detroit (USA), Oct 2000, pp. 183-192.*
57. *E. Macherauch, H. Wohlfahrt and U. Wolfstieg, H.T.M, vol.2 (1981).*
58. *G. Maeder, J.L. lebrun et J.M. Sprauel, "Matériaux – Mise en forme pièces formées, 1987, Ile d'Oléron.*
59. *E. Macherauch, H. Wolfahrt and U. Wolfstieg, H.T.M, vol. 123, pp. 201, 1973.*
60. *K.H. Kloos, Eigenspannungen, Ed. Deut. Gesll. Metallkde Oberrusel, vol.2, 1981.*
61. *J. M. Sprauel, « Etude par diffraction X des facteur mécanique influençant la corrosion sous contraintes d'aciers inoxydables » thèse d'état, Université Paris IV, Juin 1988.*
62. *I.C. Noyan & J.B. Cohen, « Residual Stress Measurement by Diffraction and Interpretation », Springer, New York, 1987.*
63. *N. Ji, « application de l'analyse des profiles de raies de diffraction X pour caractériser l'état microstructural et mécanique des matériaux métalliques », thèse ENSAM, Septembre 1989*
64. *M.G. Moore & W.P. Evans, « Mathematical correction for stress in removed layers in X-ray Diffraction residual stress analysis », SAE Transactions, Vol. 66, 1958.*
65. *D. J. Hornbach, P. S. Prevéy, & P. W. Mason, « X-ray Diffraction Characterization of the Residual Stress and Hardness distributions in Induction Hardened Gears », Proceedings: First International Conference on Induction Hardened Gears and Critical Components, May 15-17, 1995, Indianapolis, Gear Research Institute, pp. 69-76.*

Deuxième Chapitre : ANALYSES DES CONTRAINTES RESIDUELLES, DES MODIFICATIONS MICROSTRUCTURALES ET DES FLECHES INDUITES PAR LE GRENAILLAGE ET LE CHOC LASER

1. Analyses des contraintes résiduelles et des modifications microstructurales

Dans cette partie expérimentale, nous nous intéressons plus particulièrement à l'influence des deux traitements sur la microstructure, la distribution des contraintes résiduelles et la flèche obtenues sur des plaques minces de géométries proches des plaques Almen. Nous cherchons aussi, la possibilité de transposer le principe de contrôle du grenaillage (contrôle Almen) au procédé de choc laser.

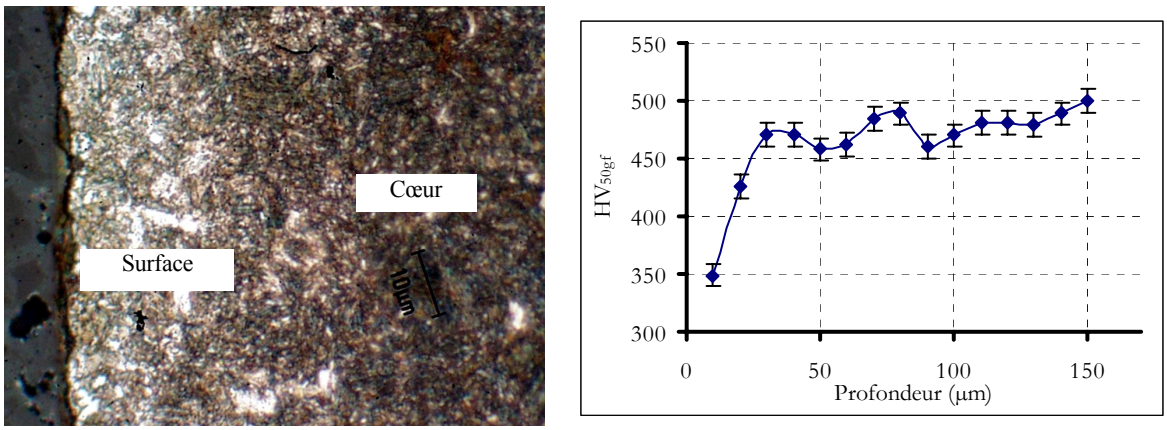
1.1. Matériau utilisé.

Le matériau utilisé est un acier C75 (proche de l'acier Almen standard) dont la composition chimique et les propriétés mécaniques sont données dans le Tableau 2-1.

Tableau 2-1 : Composition chimique et propriétés mécaniques de l'acier C75.

C%	Si%	Mn%	P%	S%	Fe%
0,70 – 0,80	0,5 – 0,30	0,40 – 0,70	0,013	0,016	Balance
Module d'Young	Limite d'élasticité	Résistance mécanique		Allongement à la rupture	
206 GPa	1250 MPa	1500 MPa		5 %	

L'analyse micrographique sur une éprouvette non traitée a révélé une variation de structure sur notre matériau de base comme le montre la Figure 2-1-a-. Nous remarquons une zone claire et une autre sombre qui se poursuit à cœur. La zone claire correspond à une structure ferritique superficielle, et la zone sombre représente la structure martensitique. Le relevé de microdureté (Figure 2-1-b-) confirme cette évolution. L'origine d'une telle variation est attribuée au revenu final au cours duquel une décarburation aurait eu lieu. Cette observation nous laisse prédire des profils de largeurs de pic et de contraintes résiduelles différents de ceux rencontrés classiquement, mais comme ces éprouvettes sont celles utilisées par Sisson-Lehmann, nous avons décidé de les retenir. Dans la Figure 2-2 nous représentons une micrographie d'une éprouvette Almen standard (SAE1070) où nous mettons en évidence l'homogénéité microstructurale du matériau, de même pour le profil de microdureté qui présente une très faible variation.



-a- -b-

Figure 2-1 : -a- Micrographie d'une coupe transversale d'une plaque en C75 non traitée (X 200) (attaque Nital) et -b- le profil de microdureté correspondant.

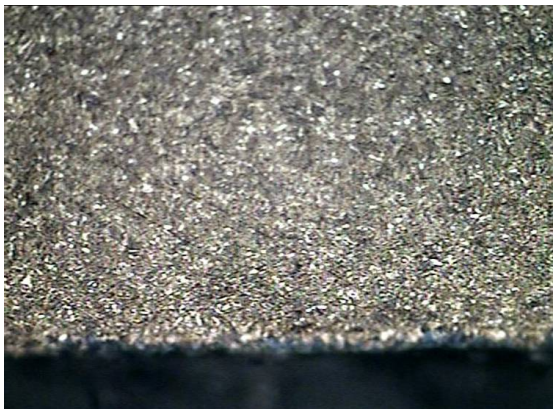


Figure 2-2: Micrographie d'une section d'une éprouvette Almen standard (X 100).

Les plaques utilisées ont pour épaisseurs 1,3 mm (E13) ou 2,3 mm (E23), pour longueur 76,2 mm et pour largeur 19,98 mm ces éprouvettes correspondent aux plaques Almen A et C d'épaisseurs 1,3 et 2,3 mm. Les conditions de grenaillage sont reportées dans le Tableau 2-2.

1.2. Conditions expérimentales.

1.2.1. Le grenaillage.

Les éprouvettes ont été grenaillées avec une installation à air comprimé (ManuJet) de Sisson-Lehmann disponible au LACM. Nous avons utilisé une grenaille en fil d'acier coupé et rodé de 0,8 mm de diamètre, de dureté 56 HRC. Les paramètres ajustables sont la pression, le débit, la vitesse de rotation ainsi que l'angle et la distance de projection. Pour nos essais, nous avons fait varier uniquement la pression et le débit.

Tableau 2-2 : Paramètres de grenaillage.

Grenailles	Dureté	Pression (Bar)	Débit (kg/mn)	I.A (10^{-2}mm)
Fil coupé (Ø 0,8mm)	56 HRC	2	4	8,5C

1.2.2. Le choc laser.

Les essais de choc laser ont été effectués à la Coopération Laser Franco-Allemande (CLFA) en utilisant une installation récente qui a une fréquence de tir de 10 Hz (Figure 2-3). Cette installation est dotée d'un laser Nd:YAG doublé en fréquence (λ=0,532 nm). Nous avons utilisé deux conditions de traitement correspondant à des diamètres d'impact de 1,5 et 2 mm et des densités de puissance respectives de 14 et 8 GW/cm². Le Tableau 2-3 résume les caractéristiques de l'unité de traitement ainsi que les conditions expérimentales. Pour obtenir les conditions d'impact requises, nous modifions la distance de focalisation afin de concentrer plus ou moins les rayons lumineux (Figure 2-4-a-). Dans tous nos essais, nous avons assuré un taux de recouvrement de 50 % dans les deux directions X et Y (Figure 2-4-b-) ce qui localement correspond à 4 impacts par passe. Le pas de translation dans les deux directions correspond alors au rayon d'impact. Pour le traitement proprement dit, nous avons disposé 4 échantillons sur un support de fixation en aluminium qui présente 4 rainures d'une profondeur de 1,3 mm (Figure 2-5), correspondant à l'épaisseur des plaques E13 que nous avons utilisées.

Tableau 2-3: Paramètres utilisés lors des traitements par C.L.

Energie (Joules)	Longueur d'onde (µm)	Fréquence (Hz)	Durée d'impulsion (ns)
1,3-1,5	0,53	10	7-8
Densités de puissance			
Ø 1,5 mm ➔ 14 GW/cm²		Ø 2 mm ➔ 8 GW/cm²	

Nous pouvons remarquer qu'une faible variation du diamètre d'impact (Δø = 0,5 mm) engendre un doublement de la densité de puissance laser (Tableau 2-3), ce qui rend la caractérisation de la densité de puissance assez délicate, donc la connaissance des pressions d'impact difficile. On estime toutefois cette pression, à partir d'études antérieures [1], à environ 4 GPa à 8 GW/cm² et 5 GPa à 14 GW/cm².

-a- -b-

Figure 2-3: Photographie de l'unité de traitement par CL -a-, ainsi que de la source laser associée -b-.

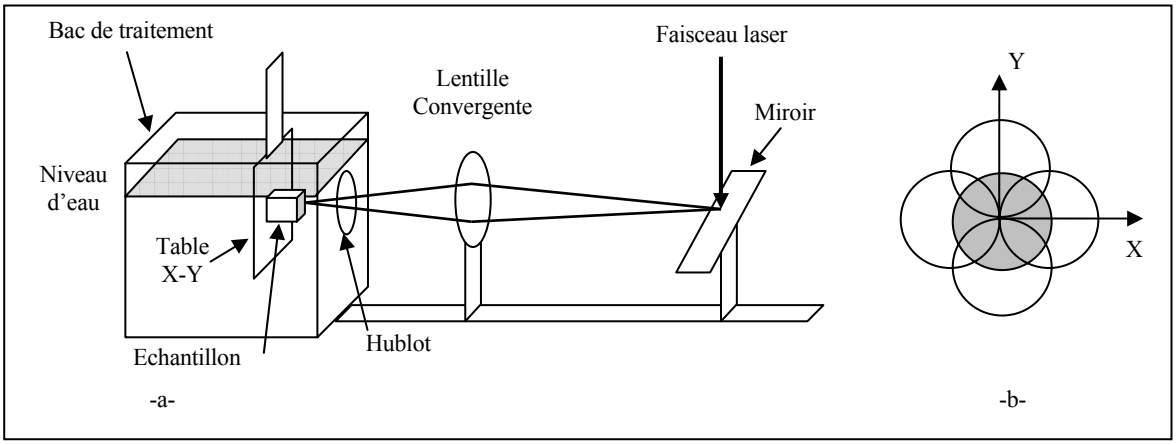


Figure 2-4 : Schéma de l'unité de traitement par choc laser -a- et représentation du recouvrement -b-.

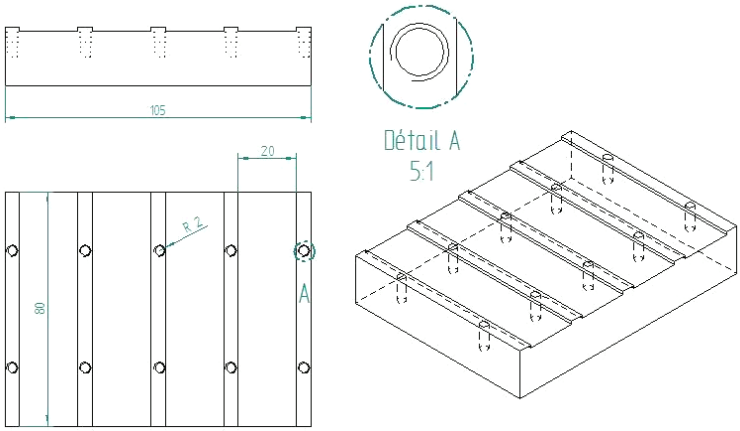
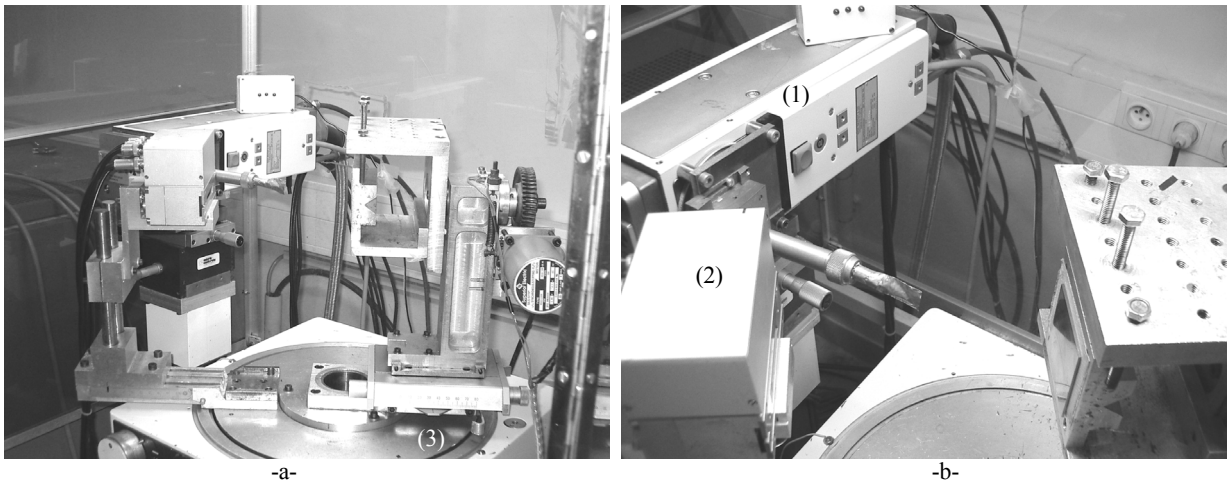


Figure 2-5: Support utilisé pour le traitement des plaques minces par choc laser.

1.3. Diffraction X.

Pour l'analyse des contraintes mécaniques nous avons utilisé un diffractomètre X (µ-CGR) en configuration Ω (Figure 2-6). La technique du film en retour ne nous a pas révélé d'orientations préférentielles. Ceci nous a permis de considérer la maille quadratique centrée de la martensite comme une maille cubique centrée, vu que l'écart entre les deux paramètres de maille est atténué par l'isotropie du matériau. Ainsi, nous avons utilisé une anticathode en chrome ($\lambda = 2{,}291$ Å) avec un filtre en vanadium. La famille de plan {hkl} étudiée est la {211}. L'estimation se fait par la méthode des $\sin^2(\psi)$ en tenseur complet avec pour condition supplémentaire $\sigma_{33} = 0$. Cette condition nous renvoie, en plus du tenseur des contraintes, une estimation de $2\theta_0$ qui représente l'état libre de contrainte du matériau analysé. Les profils obtenus sont limités à 10 % de l'épaisseur des plaques, vu que la redistribution des contraintes au-delà de cette limite devient trop importante (voir Premier Chapitre : 5.8 ci-dessus).

Il convient de préciser que la valeur de contrainte indiquée sur les différents graphiques qui suivent correspond à la moyenne des deux contraintes principales σ_{11} et σ_{22}, et ce en se référant à l'homogénéité de l'état de contrainte en surface. Dans tous les résultats qui suivent, les moyennes des incertitudes sont de l'ordre de ±30 MPa pour la contrainte et de ±0,07 ° pour la largeur intégrale.



-a- -b-

Figure 2-6: Photographies du µ-CGR, -a- Vue d'ensemble, -b- vue rapprochée : la source (1), le détecteur (2) et le goniomètre (3) -a-.

1.4. Résultats et discussions.

Des analyses par DRX avec les conditions citées précédemment, ont été réalisées sur 5 échantillons dont 3 sont traités par choc laser à différents nombres de passes, un échantillon grenaillé et un échantillon non traité.

La Figure 2-7 représente les profils de contrainte des échantillons grenaillés ainsi que ceux traités par choc laser à différents nombres de passes, comparés à ceux d'un échantillon non traité à titre de référence.

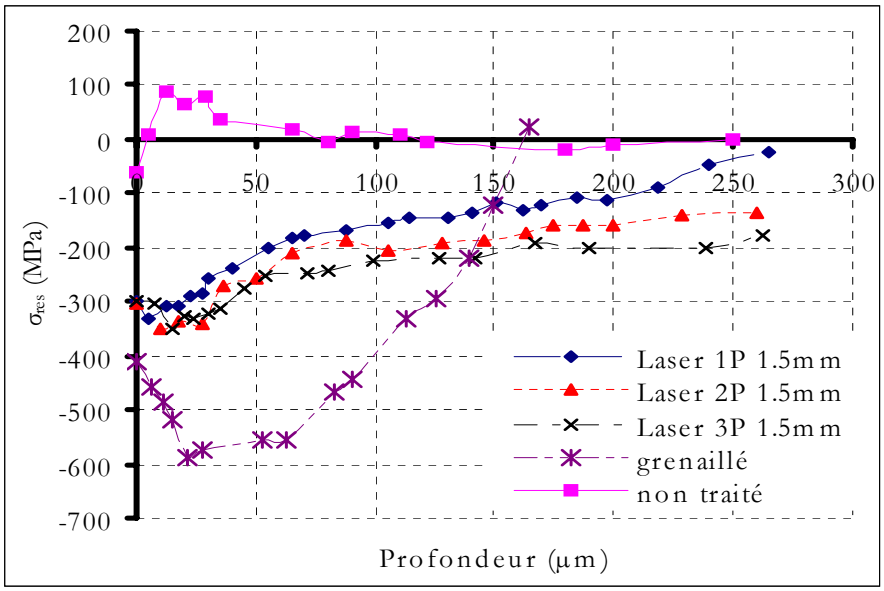


Figure 2-7 : Profils des contraintes résiduelles obtenues sur les plaques E23.

Les niveaux de contrainte maximum après choc laser (-360 MPa) sont plus faibles que ceux obtenus par grenaillage (-590 MPa). Par contre, les profondeurs affectées par le choc laser (valeur minimale 260 µm) sont supérieures à celles obtenues par le grenaillage de précontrainte (170 µm). Cette profondeur a tendance à augmenter avec la répétition des passes, ce qui est en accord avec les résultats énoncés dans notre étude bibliographique. De plus, le gradient de contrainte obtenu par choc laser est moins prononcé que celui du grenaillage.

La mesure des largeurs intégrales (Figure 2-8) traduit la plastification et les hétérogénéités de microstructure. Le premier résultat concerne l'état de l'échantillon non traité qui reproduit la même forme que celui de la microdureté (Figure 2-1-b-) ce qui confirme notre remarque sur l'état métallurgique de nos échantillons, adouci en surface. Du côté des profils de choc laser, nous remarquons la conservation de cette même allure, ce qui indique une faible influence du procédé sur la microstructure. Néanmoins, l'écrouissage s'amplifie avec le nombre de passes.

L'étude bibliographique montre que la plastification engendrée par impact rapide se décompose en deux zones, à commencer par une zone à déformation maximale qui s'étend sur une certaine profondeur. Cette zone est identifiée par un niveau de largeur intégrale en surface identique pour tous les échantillons traités par choc laser. Ensuite nous avons une zone de transition où la déformation régresse vers une valeur nulle. En tenant compte de l'état métallurgique initial de nos plaques (Figure 2-1) nous pouvons affirmer que cet aspect est visible dans nos résultats où l'épaisseur de la zone de transition, peut être estimée à partir des

largeurs intégrales. Pour les échantillons à 1, 2 et 3 passes, nous obtenons 40, 50 et 70 µm (Figure 2-8). Toutefois, les profondeurs affectées plastiquement par le choc laser semblent plus faibles que celles obtenues généralement par le choc laser (proche du millimètre). Nous attribuons ce phénomène à la taille d'impact qui contribue à atténuer les ondes de choc plus rapidement.

Quant au grenaillage, nous constatons, par rapport au choc laser, un fort gradient en surface avec un maximum d'écrouissage autour d'une profondeur de 30 µm, particulièrement visible au niveau des largeurs intégrales (Figure 2-8). Nous observons ensuite une chute importante des valeurs de largeur intégrale après ce maximum. Nous ne constatons pas ce phénomène au niveau des profils du choc laser. Nous l'expliquons par un adoucissement dû à la redistribution ou à l'annihilation des dislocations (largeurs de pics plus faibles). L'écrouissage en surface semble également beaucoup plus important dans le cas du grenaillage. Nous notons un élargissement de 2,18 ° contre 1,87 ° (+15 %) (Figure 2-8). Finalement nous pouvons également noter la bonne corrélation entre les états de contrainte résiduelle (Figure 2-7) et les états de déformation (Figure 2-8).

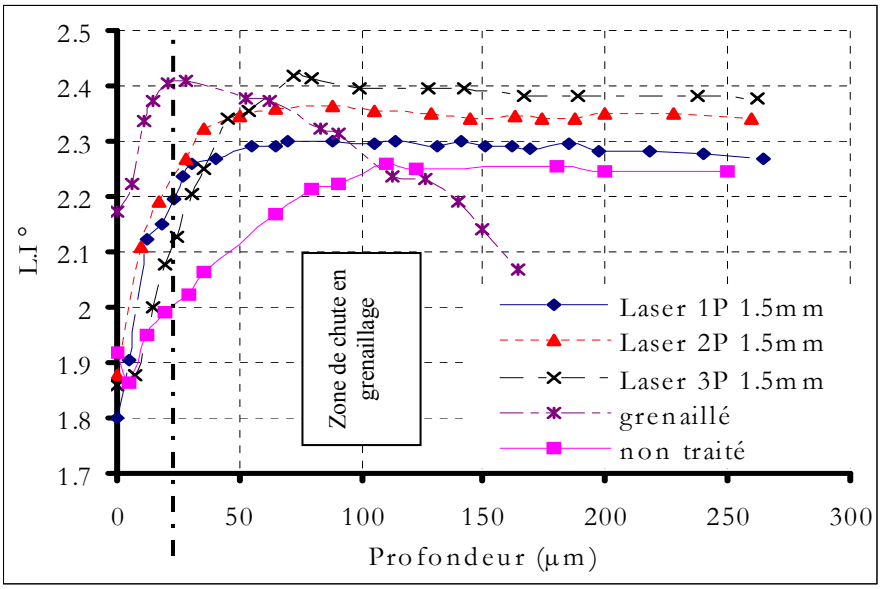


Figure 2-8 : Profils des largeurs intégrales obtenues sur les plaques E23.

L'une des caractéristiques majeures du choc laser est la profondeur sous contrainte qui est généralement de l'ordre de 1 mm. Nous notons pour notre cas que cette profondeur est de l'ordre de 280 µm après un traitement à une passe. Malgré le fait qu'elle soit toujours supérieure à celle obtenue par le grenaillage de précontrainte, nous sommes loin du millimètre. Si nous extrapolons les deux autres profils (2 et 3 passes) nous atteindrons des profondeurs respectives de l'ordre de 570 et 820 µm, ce qui se rapproche du millimètre surtout pour le cas à 3 passes.

Si nous rapportons les épaisseurs écrouies à l'épaisseur totale des plaques, nous remarquons qu'elles représentent des fractions non négligeables (12, 24 et 36 % respectivement pour 1, 2 et 3 passes), ce qui a pour effet de limiter les gradients de déformation plastique et donc, les amplitudes des contraintes résiduelles. Cet effet sera d'autant plus marqué que les plaques sont minces.

Des mesures complémentaires de microdureté réalisées sur une coupe transversale (Figure 2-9) n'ont pas permis de discerner les effets des différents traitements, leurs apports respectifs se fondant dans l'incertitude de mesure qui est de l'ordre de 17 HV. Toutefois, contrairement aux valeurs des L.I, c'est l'échantillon grenaillé qui présente la plus faible résistance à l'indentation.

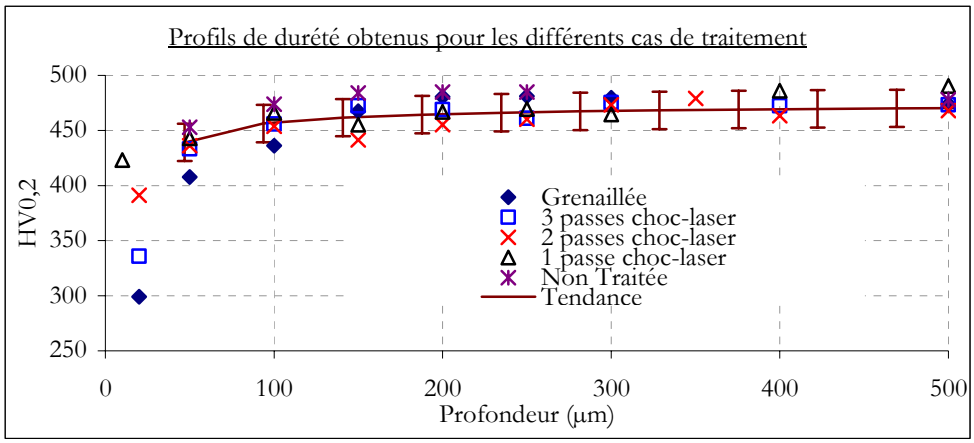


Figure 2-9 : Superposition des profils de microdureté relevés sur les différentes plaques E23 traitées avec celui de la référence non traitée.

1.5. Etude de l'effet de l'épaisseur des plaques.

Dans ce paragraphe, nous allons comparer le profil de contraintes résiduelles obtenu pour une plaque E23 (2,3 mm) à une passe avec celui d'une plaque E13 (1,3 mm) issu des mêmes conditions de traitement. Sur la Figure 2-10, nous superposons les deux profils de contraintes résiduelles. Nous remarquons que le niveau de contrainte est inférieur pour la plaque fine. Nous notons également que la profondeur en compression est inférieure pour la E13.

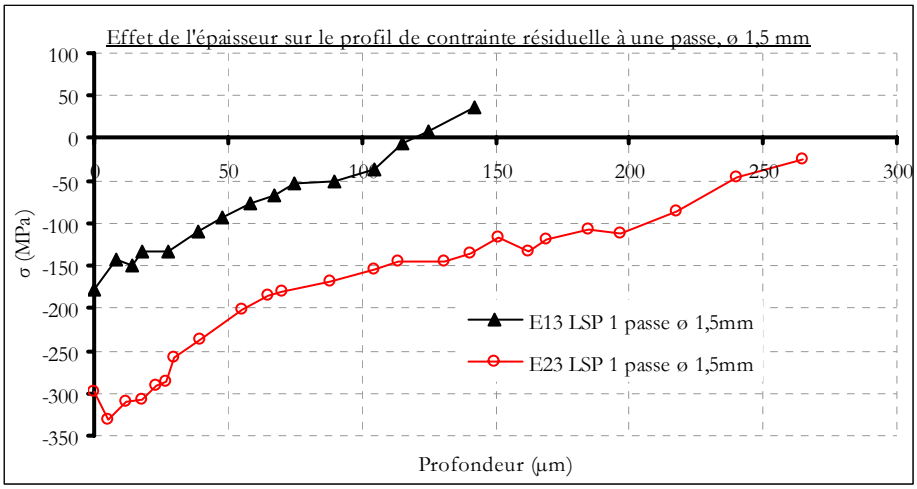


Figure 2-10 : Influence de l'épaisseur de la plaque sur l'état de contrainte résiduelle.

Au niveau des largeurs intégrales (Figure 2-11), nous constatons que les profils sont similaires, avec des valeurs plus élevées pour la plaque E23, ce qui n'est pas justifiable au niveau des effets du choc. Cependant, les profils restent très proches l'un de l'autre, et si nous tenons compte des incertitudes de ±0,07°, nous voyons bien que les limites de validité des deux profils s'interceptent.

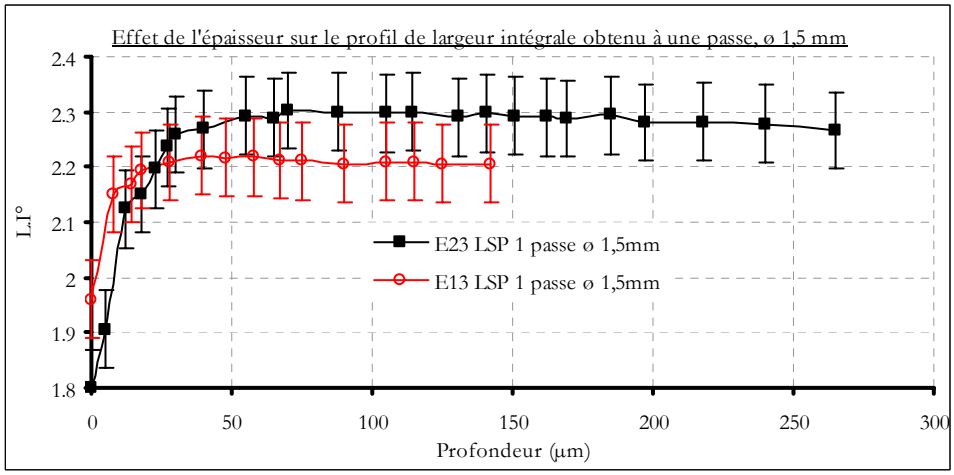


Figure 2-11 : Profils de L.I obtenus sur deux plaques E13 et E23 pour les mêmes conditions de choc laser (ø1,5 mm, 1 passe).

A un autre niveau, nous notons que la profondeur de stabilisation est plus faible pour la plaque E13. En effet, l'origine peut être attribuée à une combinaison entre l'état initial et l'apport du choc laser. Nous notons également que le niveau de largeur intégrale en surface est plus important pour la plaque E13, ce fait peut se justifier par le mode d'élaboration des tôles (laminage). En effet, une épaisseur plus faible nécessitera un écrouissage plus important qui donnera une largeur intégrale initiale plus importante.

1.6. Effet du bridage sur la distribution des contraintes résiduelles et des largeurs intégrales.

Souvent, lors d'études des effets d'un traitement donné sur des pièces mécaniques, on fait abstraction de l'évolution des élargissements des pics de diffraction. Certaines études ont toutefois montré [8,9] que l'analyse de ce paramètre s'avère aussi importante que celle des contraintes macroscopiques.

Pour identifier l'importance de ce paramètre, nous proposons une étude de l'évolution des profils de contraintes résiduelles et de largeurs intégrales issus d'éprouvettes traitées par choc laser et par grenaillage. Les analyses par DRX sont alors réalisées à différentes conditions de bridage.

1.6.1. Présentation.

Nous disposons de deux éprouvettes E13 (une grenaillée et une autre traitée par choc laser) issues des lots traités précédemment (paragraphe 1.2 ci-dessus).

Nous avons choisi deux configurations d'analyse par DRX :

- Une première configuration où les plaques sont analysées sans bridage (Figure 2-12-a-). Leur fixation est assurée par une bande adhésive double face.
- Une deuxième configuration où les plaques sont fixées sur le support Almen dans le but reproduire un massif semi-infini (Figure 2-12-b-). Nous supposerons que le bridage est parfait. Le support Almen est fixé sur le goniomètre avec le même adhésif.

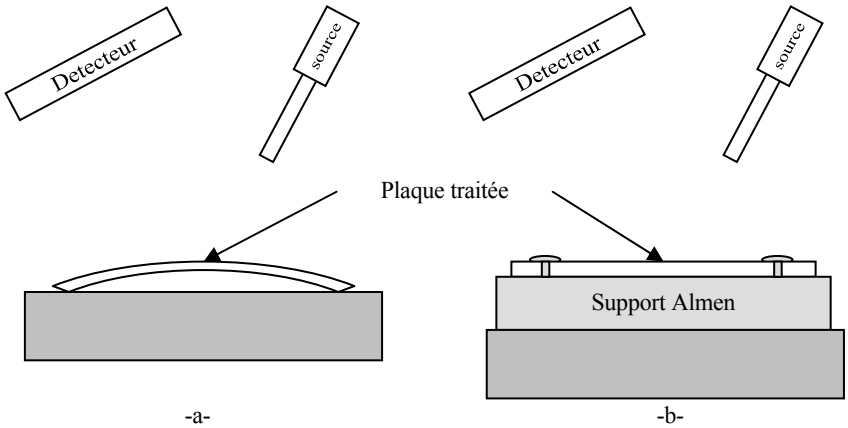


Figure 2-12: Illustration des deux configurations d'analyse par DRX. Configuration libre -a- et configuration bridée -b-. (Vue de dessus montage Ω).

Ces mesures ont été faites en utilisant des conditions communes d'épaisseur des plaques et de flèche (≈ 140 µm).

1.6.2. Résultats.

Les résultats (Figure 2-13) montrent que la fixation de la pièce semble avoir peu d'effet sur l'échantillon grenaillé. Ceci peut être attribué à l'effort de serrage qui reste faible par rapport aux contraintes résiduelles présentes dans la pièce. Néanmoins, l'observation des profils de contraintes résiduelles issus du choc laser indique une nette variation des contraintes.

En ce qui concerne les largeurs intégrales, nous n'observons pas de grandes différences (Figure 2-14). Cette observation est renforcée dans le cas du choc laser qui montre des profils de largeurs intégrales stables qui confirment aussi que la décharge, qui est élastique, influence peu la L.I.

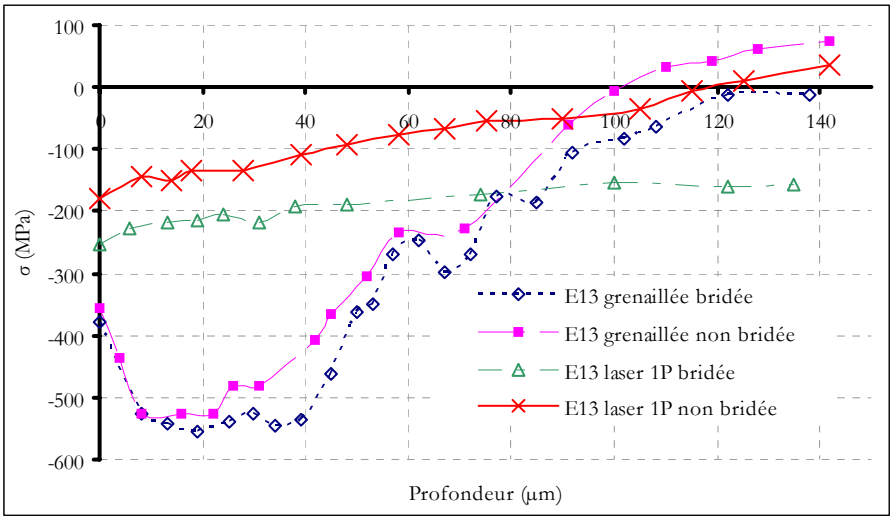


Figure 2-13 : Influence du bridage sur les profils des contraintes obtenus sur des éprouvettes E13 dont l'une est grenaillée et l'autre est traitée par choc laser.

Un calcul en élasticité, de l'effort nécessaire pour redresser une plaque courbée, à partir de la flèche (Figure 2-15) nous a donné une contrainte à appliquer de 150 MPa ce qui ne correspond pas à l'écart perçu au niveau des profils de contrainte (80 MPa). Ceci montre bien que le serrage n'est pas parfait.

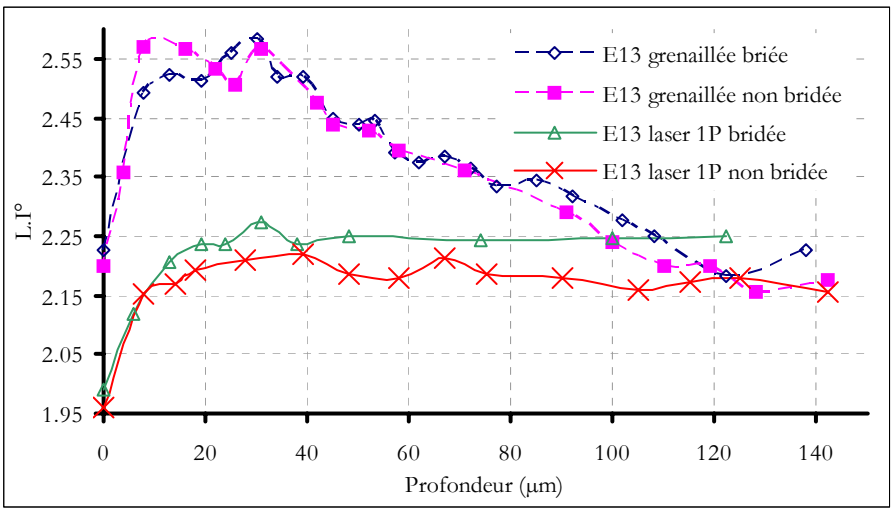
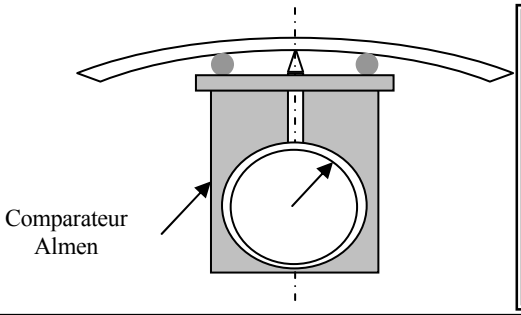


Figure 2-14 : Influence du bridage sur les profils des largeurs intégrales obtenus sur des éprouvettes E13 dont l'une est grenaillée et l'autre est traitée par choc laser.



La contrainte nécessaire est $\sigma = \dfrac{12\delta_2 \cdot E \cdot h}{3l^2 - 4a^2}$

Avec E : module d'Young (210000)
l : longueur de la plaque (80)
a : distance du point d'application du serrage (17,6).
h : épaisseur de la plaque (1,3)
δ_2 : flèche prise par la plaque

La mesure de la flèche Almen s'effectue sur une distance de 31,75 mm (entre les deux billes). Un simple calcul de courbure permet de remonter à la flèche sur toute la longueur de la plaque.

$$\delta_2 = \frac{d_1^2 + 4\delta_1^2}{8\delta_1} - \sqrt{\left(\frac{d_1^2 + 4\delta_1^2}{8\delta_1}\right)^2 - \frac{d_2^2}{4}}$$

Avec d_1 : distance de mesure liée à la flèche δ_1 et d_2 : distance d'extrapolation.
δ_2 : étant la flèche correspondant à d_2.

Figure 2-15: Illustration du calcul pour l'estimation de la contrainte à appliquer pour aplatir une éprouvette avec une flèche de 137 µm

1.6.3. Discussion.

Cette étude nous a montré que la caractérisation d'un traitement de précontrainte donné, par les états de contraintes résiduelles, sur des massifs finis avec des épaisseurs relativement minces, ne peut être prise comme référence, vu que nous pouvons obtenir des contraintes résiduelles différentes pour des profils de déformation plastique équivalents.

Ceci nous conduit à donner plus d'importance au paramètre d'élargissement des pics de diffraction, qui permet de caractériser l'effet d'un traitement indépendamment de la géométrie des éprouvettes traitées. Ce fait est plus flagrant dans les cas où l'épaisseur plastifiée devient

importante par rapport à l'épaisseur des éprouvettes analysées (cas du choc laser sur les plaques Almen).

2. Etude des flèches Almen sur les plaques traitées par Choc laser.

2.1. Présentation et résultats de l'étude.

Cette étude a pour objectif d'analyser la possibilité d'utilisation du système de contrôle par plaques Almen pour l'application du choc laser. Nous avons donc traité plusieurs éprouvettes Almen à différentes conditions de choc. Puis, nous avons mesuré les flèches avec le comparateur Almen (Premier Chapitre : 1.2 ci-dessus).

La mesure des flèches a été réalisée sur les éprouvettes après traitement par choc laser à différents nombres de passes. Les résultats présentés (Figure 2-16), qui indiquent toutefois des flèches relativement faibles (<300 µm), montrent un comportement similaire à celui des courbes de saturation issues du grenaillage de précontrainte.

La répétition de chocs laser semble conduire à une saturation. Cette saturation peut représenter un nouvel état mécanique de la pièce, où la nouvelle limite d'Hugoniot est supérieure à la pression d'impact. Cette évolution des propriétés mécaniques est liée à l'état d'écrouissage du matériau cible.

De par la nature même de l'écrouissage introduit par le choc laser, l'obtention d'une saturation nécessitera un nombre de passes plus important, vu le faible écrouissage généré par le procédé (Figure 2-8). Ce résultat nous informe sur la nature des profils de contrainte résiduelle en profondeur. En effet, pour de faibles profondeurs affectées avec d'importants gradients de contrainte (cas du grenaillage de précontrainte) nous obtiendrons une flèche plus importante que celle obtenue dans le cas d'un faible gradient.

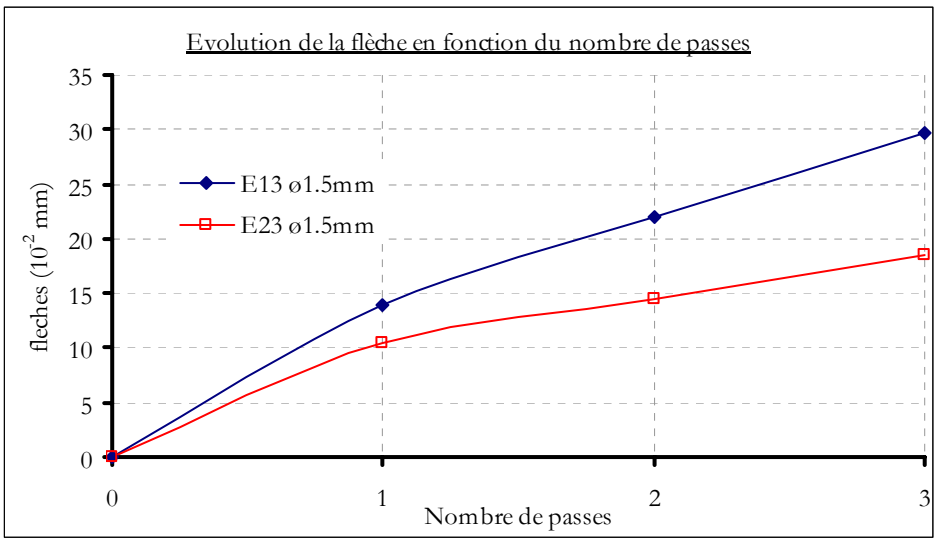


Figure 2-16 : Courbe de saturation en nombre de passes laser pour deux épaisseurs (1,3 et 2,3 mm) et Φ = 14 GW/cm².

Parmi les difficultés rencontrées pendant le traitement par C.L, nous pouvons mentionner la dégradation permanente du revêtement protecteur en Aluminium. Ce dernier ne pouvait tenir qu'une passe (4 impacts locaux pour 50 % de recouvrement (Figure 2-4-b-)) et nous obligeait à le remplacer à la fin de chaque passe, donc à désolidariser les plaques du système de bridage. Ainsi, à la libération des plaques nous récupérons une courbure due à l'état de contrainte induit lors du premier passage, ce qui rend le bridage en 4 points discutable. En effet, nous ne pouvions pas assurer un plaquage parfait des plaques contre le fond de la rainure de fixation. De plus, ce phénomène avait tendance à s'amplifier avec la répétition des passes laser.

La Figure 2-17 illustre bien la difficulté à reproduire deux flèches identiques ou même proches. En effet, nous remarquons pour deux cas similaires (E23 à 1,5 mm) un écart assez important entre les flèches relevées que nous attribuons aux paramètres de l'unité de traitement.

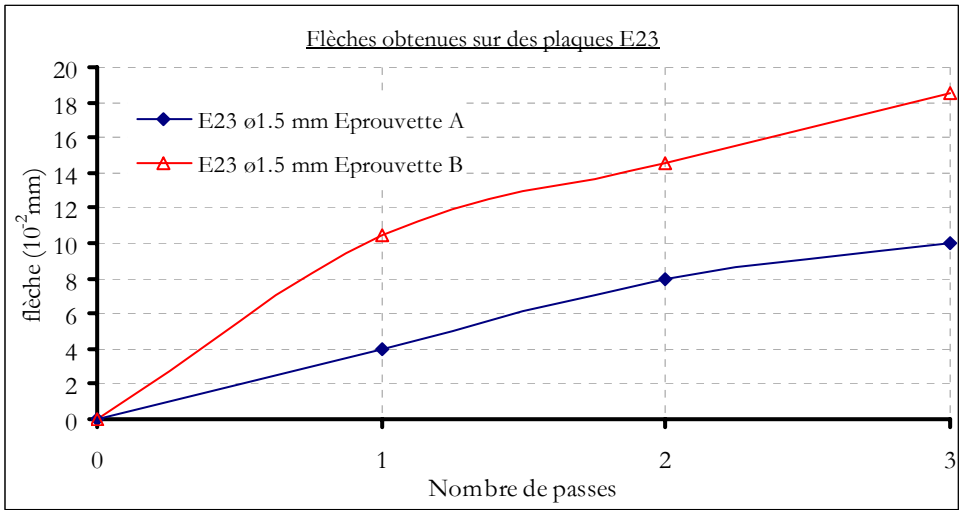


Figure 2-17: Illustration de la disparité des valeurs de flèches obtenues par C.L pour un même diamètre d'impact.

Nous représentons sur la Figure 2-18, une courbe de saturation moyenne issu de plusieurs mesures de flèches (chaque point représente la moyenne de 4 mesures) avec un écart moyen de 9,5 µm. Cette courbe est représentée par une régression qui illustre bien le phénomène de saturation.

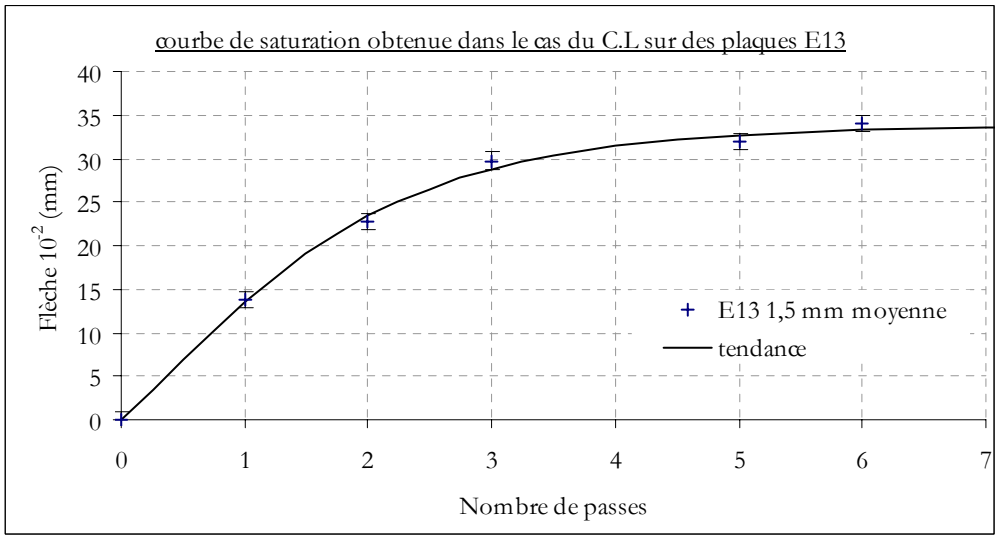


Figure 2-18: Courbe de saturation moyenne obtenue pour un cas de C.L avec Φ = 14 GW/cm² et ø = 1,5 mm.

Cette situation nous a poussé à rechercher des alternatives. Parmi les solutions retenues nous avons remplacé le revêtement sans avoir libéré les plaques. Cependant, cette solution pose un problème au niveau des fixations. En effet, l'application de l'adhésif au niveau des têtes des vis laissait un bombage susceptible de jouer le rôle d'une amorce de déchirure du revêtement (Figure 2-19).

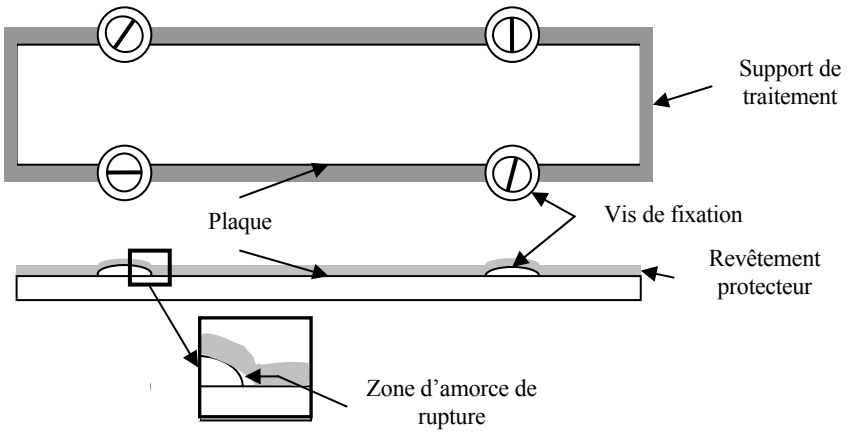


Figure 2-19: Illustration des zones d'amorce pour le cas d'application directe du revêtement.

2.2. Sources de dispersion et possibilités d'amélioration.

Dans la partie bibliographique (Premier Chapitre : 2.3 ci-dessus) nous avons montré que le plasma était très sensible à l'état du système de transfert d'énergie. En fait, le souci majeur est son claquage avant d'atteindre la pression voulue.

Dans ce qui suit, nous allons énumérer certaines sources de problème « purement procédé » qui risquent d'affecter les résultats du traitement :

- La propreté et l'intégrité du hublot qui est primordiale, surtout pour la focalisation du faisceau laser ;
- La buse d'eau qui est supposée assurer la propreté de la zone à traiter, cependant des débits plus ou moins constants et une alimentation par le réseau d'eau courante, qui peut entraîner des impuretés et abaisser le point de claquage. Dans le cas d'une amorce de déchirure, l'eau ne peut pas évacuer les débris qui restent attachés à la surface. Ainsi, le plasma se formera au niveau de ces débris, ce qui implique une pression d'impact en surface plus faible que celle attendue (dissipation dans l'eau) ;
- Le positionnement de la lentille de focalisation qui n'est pas d'une très grande précision. Sachant que la densité de puissance est fortement sensible à la tache focale.

Certaines améliorations futures devront permettre de mieux maîtriser le déroulement du traitement.

Au niveau de l'unité de traitement, il suffirait d'assurer un meilleur système de transport de la lumière laser qui soit indépendant de la propreté du milieu, tel que le recours aux fibres optiques. Toutefois, les énergies transmissibles dans le régime 10-20 ns sont actuellement limitées à environ 0,2-0,3 J ce qui supposerait des diamètres d'impacts laser < 0,5 mm.

Au niveau du bac de traitement, un équipement de mesure plus précis sera le bienvenu, car pour de fortes sensibilités au diamètre d'impact, il faudrait assurer un maximum de précision sur la distance séparant la lentille de la cible.

En ce qui concerne le maintien des plaques minces, il est impératif d'éviter la fixation par vis qui ne peut assurer un plaquage total des éprouvettes à l'issue de chaque passe. Ainsi, nous pouvons citer les systèmes magnétiques qui ne sont applicables que pour les matériaux ferro-magnétiques. Nous pouvons également mentionner les systèmes à aspiration qui génèrent un vide pour assurer le maintien des plaques.

3. Conclusions.

Le matériau étudié (C75) que nous avons utilisé présente une variation de structure de la surface vers le cœur. Cette variation est confirmée par la micrographie, la microdureté et l'étude des élargissements des pics de diffraction X.

En comparant le choc laser au grenaillage et en accord avec tous les résultats bibliographiques, nous remarquons une grande différence des profils de contrainte qui sont caractérisés par :

- Un niveau de contraintes résiduelles moins important pour le choc laser ;
- Des profondeurs affectées plus importantes pour le choc laser que celles obtenues par grenaillage ;
- Des gradients de contrainte moins prononcés pour le choc laser.

La comparaison des états de contraintes et des élargissements obtenus sur des plaques d'épaisseurs différentes montre que l'épaisseur a une grande importance sur l'état de contrainte final. A un autre niveau, nous notons que les élargissements présentent des comportements semblables avec un léger écart en surface pour la plaque E13. De par le mode d'élaboration des plaques (laminage) nous pouvons avancer que l'état initial d'écrouissage sera plus important pour la plaque E13, Ce qui est identifié par l'élargissement des pics de diffraction en surface.

Nous avons observé que le bridage pendant la mesure, même s'il n'est pas parfait, a une influence sur l'état de contrainte, ce qui est prévisible, alors que les largeurs intégrales y sont peu sensibles. Ceci vient renforcer ce qui a été établi par d'autres études [8,9,10], en l'occurrence l'intérêt croissant pour les largeurs des pics de diffraction en complément de l'analyse de l'évolution des contraintes résiduelles.

Références bibliographiques.

1. *P. Peyre, R. Fabbro, L. Berthe & C. Dubouchet, « Laser shock processing of materials, physical processes, involved and examples of application », Journal of laser applications, 1996, 8, pp. 135-141.*
2. *H. Wohlfahrt, « The influence of peening conditions on the resulting distribution of residual stress », proceedings of ICSP2, 1984, pp. 316-331.*
3. *M. Desvignes, « Influence du grenaillage sur la tenue en fatigue de l'acier 34CD4», thèse ENSAM, 1987.*
4. *W. Cao, R. Fathallah & L. Castex, « Correlation of Almen arc height with residual stresses in shot peening process », Material science and technology September 1995, Vol. 11 pp. 967-973.*
5. *M. Guagliano, L. Vergani, M. Bandini & F.Gili « An approach to relate the shot peening parameters to the induced residual stress », Proceedings of the 7th International conference on shot peening, 1999, pp. 274-282.*
6. *D. Kirk & N.J. Payne « Transformation induced in austenitic stainless steels by shot peening », Proceedings of the 7th International conference on shot peening, 1999, pp. 15-22.*
7. *P. Ballard « Contraintes résiduelles induites par impact rapide. Application au choc laser », thèse école polytechnique, 1991.*
8. *U. Martin, I. Altenberger, B. Scholtes, K. Kremmer & H. Oettel «Cyclic deformation and near surface microstructures of normalized shot peened steel SAE 1045», Materials Science and Engineering A246, 1998, pp. 69-80.*
9. *I. Altenberger, B. Scholtes, U. Martin & H. Oettel «Cyclic deformation and near surface microstructures of shot peened or deep rolled austenitic stainless steel AISI 304», Materials Science and Engineering A264, 1999, pp. 1-16.*
10. *I. Altenberger, U. Martin, B. Scholtes & H. Oettel «Near surface microstructures in mechanically surface treated materials and their consequences on cyclic deformation behaviour», 7th International conference on shot peening, Warsaw, POLAND, 1999, pp. 79-87.*

Troisième Chapitre : SIMULATIONS

NUMERIQUES PAR ELEMENTS FINIS

1. Simulation numérique du procédé de grenaillage

Le grenaillage de précontrainte a fait l'objet par le passé de différentes tentatives de simulations qui ont progressé en fonction de la puissance des ordinateurs et des développements numériques.

Cependant, la grande difficulté rencontrée dans la simulation du procédé, est le recouvrement des impacts. En effet, le grenaillage fait intervenir un très grand nombre d'impacts simultanés, et en des lieux aléatoires. Ceci limitait les études des effets du grenaillage à des approches locales qui étaient ensuite généralisées à toute la surface à traiter, ce qui limitait considérablement les approches de simulation à des fins industrielles.

D'autres approches se sont basées sur des méthodes équivalentes, tels que la méthode thermique [1,2] dont l'objet est de restituer un état de contraintes connu à partir d'un chargement différent. Ces méthodes ne peuvent être considérées comme des simulations des traitements de précontrainte mécanique, car elles ne font que retranscrire un état donné de contrainte, obtenu par des méthodes expérimentales. Ce type de méthodes est utile dans les cas où l'apport du traitement vis-à-vis d'une sollicitation extérieure est à étudier et non l'état de la pièce après traitement, par exemple quand on s'intéresse à l'évolution des contraintes résiduelles en service.

Pour notre part, nous avons choisi une approche différente. Cette dernière, consiste à générer aléatoirement des impacts, répétés un certain nombre de fois en des lieux différents. Tout d'abord, nous nous limitons ici au cas d'un impact à incidence normale, ce qui nous permet de ne tenir compte que de la pression de Hertz lors de l'interaction.

Notre travail s'est déroulé en 4 étapes. Dans la première partie, nous avons tout d'abord tenu à mettre en évidence l'importance de la sensibilité du matériau aux vitesses de déformation. Puis, en tenant compte de l'axisymétrie de notre configuration (incidence normale) nous avons réalisé quelques simulations qui ont permis d'établir les effets des différents paramètres du grenaillage de précontrainte : la taille des billes, leur densité, la rigidité, leur vitesse.

Dans la seconde partie, nous avons étudié la répétition des impacts et leurs effets sur le profil de contrainte et de déformation ainsi que la notion de saturation.

Dans la troisième étape, nous avons étudié le recouvrement d'impacts à l'échelle de quelques billes. Dans ce cas, l'axisymétrie n'a plus lieu d'exister, mais nous avons fait l'hypothèse que nous restons en déformation plane.

Enfin, nous présenterons notre simulation de distribution d'impacts aléatoires. C'est dans ce contexte que nous avons développé des sous-routines pour ABAQUS™.

1.1. Présentation du code de calcul ABAQUS™. [3]

Le code de calcul ABAQUS™ est un code commercial généraliste. Il se distingue par son grand champ d'action qui varie de la thermomécanique à l'acoustique en passant par la mécanique des fluides. La version 6.3.1 que nous avons utilisé se compose de 3 modules différents.

1.1.1. ABAQUS™ CAE.

Ce module permet la définition et la visualisation des différentes simulations.

Initialement, les problèmes sont définis par des entités géométriques pour lesquelles seront définis les propriétés physiques et pour les différentes étapes de calcul : les contacts, les chargements, les conditions initiales et les conditions aux limites. Ensuite intervient la phase de discrétisation où les différentes entités selon leurs définitions respectives seront maillées ou non avec la définition des éléments. Finalement, pour pouvoir réaliser les calculs, la synthèse d'un fichier d'analyse est nécessaire, ce dernier sera alors appelé par l'un des deux modules de calcul (STANDARD ou EXPLICIT).

Parfois, le recours à des interventions sur les fichiers de calculs est nécessaire, comme pour définir des éléments infinis qui ne sont pas gérés dans ce module (vu que toutes les entités géométriques sont finies).

1.1.2. ABAQUS™ STANDARD.

Ce module représente le code de calcul implicite dédié aux calculs quasi-statiques, linéaires ou non, thermiques, acoustiques, … . L'algorithme de calcul se base sur des calculs itératifs visant à atteindre l'équilibre global du système à chaque incrément de temps, ce qui lui confère une grande stabilité et une certaine inertie.

1.1.3. ABAQUS™ EXPLICIT.

Le module explicite est souvent utilisé pour les calculs dynamiques. Contrairement au code implicite, l'algorithme explicit n'est pas itératif. Cet algorithme se base sur un très grand nombre d'incréments très courts définis par la vitesse de propagation d'une onde élastique C_d (qui est une propriété des matériaux constitutifs équation (3-1)). La notion de propagation d'onde présente l'avantage de limiter la résolution aux éléments atteints par l'onde ce qui présente une économie par rapport au code implicite (qui résoud sur tout le système à chaque incrément). Ceci lui confère la capacité de réaliser des calculs rapides. Le module explicit est toutefois confronté à deux difficultés qui sont la stabilité des calculs et les modes vibratoires. En

effet, cet algorithme n'est pas aussi stable que l'algorithme itératif du module implicite, ce qui nous impose de bien choisir les dimensions des éléments. Pour pouvoir assurer la convergence du calcul, l'incrément minimal utilisé doit être inférieur ou égale au temps défini par l'équation (3-2). Ceci dit, la possibilité de laisser au code le choix de l'incrément minimal existe, ce qui permet à l'utilisateur de ne pas se soucier de ces détails.

$$C_d = \sqrt{\frac{\lambda + 2\nu}{\rho}} \qquad (3\text{-}1)$$

Où λ, ν et ρ étant respectivement les coefficients de Lamé et la densité du matériau.

$$\Delta t_{stable} \approx \frac{L_{min}}{C_d} \qquad (3\text{-}2)$$

Avec Δt_{stable} : incrément minimal, L_{min} : la plus petite dimension du plus petit élément.

1.1.4. Présentation des différents types d'éléments ABAQUS™.

Comme tout code de calcul, ABAQUS™ dispose d'une multitude de types d'éléments qui diffèrent par leur propriétés d'interpolation, de symétrie, et leurs propriétés physiques. Ainsi, le code propose des éléments à 3 dimensions (3D), à 2 dimensions (2D), des éléments linéaires (1D) et les connecteurs (Figure 3-1). Le choix entre ces différentes dimensionnalités dépend de la maîtrise du problème à simuler. Ce qui permet de tenir compte des symétries de géométrie, des chargements, des conditions aux limites et des propriétés des matériaux.

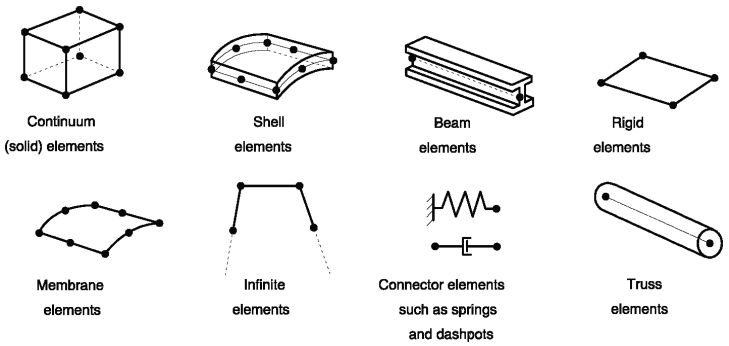


Figure 3-1 : Différents types d'éléments disponibles dans la bibliothèque d'ABAQUS™ [3].

1.1.4.1. Éléments axisymétriques (Continuum AXisymetric CAX).

Pour les cas à symétrie de révolution, nous disposons d'éléments axisymétriques qui réduisent l'étude à une analyse plane du problème Figure 3-2. Pour ce type d'élément, la continuité de la matière nous impose l'égalité des contraintes transversales ($\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$). La réponse obtenue est l'intégration de la solution sur l'anneau décrit par l'élément.

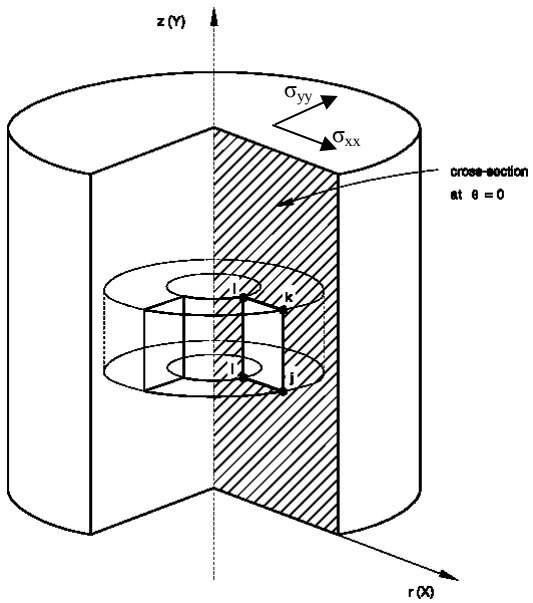


Figure 3-2 : Représentation d'une section d'un modèle axisymétrique. [3]

1.1.4.2. Éléments à contraintes planes (Continuum Plane Stress CPS).

Les éléments CPS peuvent être utilisés pour des cas où l'épaisseur du modèle est petite relativement aux autres dimensions dans le plan. Les contraintes ne dépendent que des coordonnées dans la plane (X-Y) seulement, les contraintes hors plan sont nulles.

Les CPS doivent être définis dans le plan (X-Y), ainsi que les chargements et déformations obéissent aux mêmes restrictions. Cette méthode de modélisation est applicable aux modèles plats, fins. Pour les anisotropies de matériaux l'axe Z doit être un axe principal d'orientation du matériau.

1.1.4.3. Éléments à déformations planes (Continuum Plane (E)strain CPE).

Les éléments CPE peuvent être utilisés pour des cas où les déformations sont fonctions des coordonnées dans le plan (X-Y) et les déformations hors plan sont nulles.

Les CPE doivent être définis dans le plan (X-Y), ainsi que les chargements et déformations obéissant aux mêmes restrictions. Cette méthode de modélisation est applicable aux modèles épais par rapport aux dimensions dans le plan. Ces éléments sont utilisables pour les portions de tunnel donc l'axe Z présente la profondeur.

Pour les anisotropies de matériaux, l'axe Z doit être un axe principal d'orientation du matériau. Tenant compte du fait de la nullité des déformations en profondeur (axe Z), une dilatation thermique isotrope donnera de très importantes contraintes en profondeur.

1.1.5. Eléments utilisés dans nos différentes simulations.

En se référant au paragraphe précédent nous notons l'importance fondamentale que présente le choix des éléments.

La plupart de nos modèles présentent des symétries dont il faudra tenir compte pour gagner en temps de calculs sans perte de qualité.

Ainsi, nous négligerons la courbure en profondeur selon l'axe Z devant celle en X (Figure 3-3), ce qui limitera notre étude de courbure au cas plan, ceci implique que la flèche que nous allons obtenir une flèche minimale. L'homogénéité des contraintes dans le plan transversal nous permet à la fois de choisir des éléments axisymétriques CAX pour des études locales d'impacts et des éléments CPE pour des études de recouvrement. La symétrie de la réponse nous permet de limiter l'étude à la moitié du modèle (direction X).

Figure 3-3: Représentation de la géométrie des échantillons et du référentiel associé.

Avec ces hypothèses nous avons considérablement réduit le temps de calcul et nous pouvons affiner le maillage dans la direction Y pour obtenir de meilleurs informations en surface (Figure 3-4).

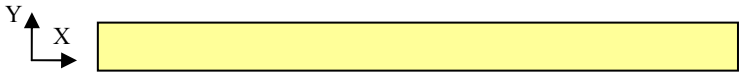


Figure 3-4: Représentation de la réduction du modèle après la prise en compte des différentes hypothèses.

1.1.6. Gestion des contacts sous ABAQUS™.

ABAQUS™ dispose de plusieurs algorithmes de gestion de contact. Il dispose d'un algorithme de contact généralisé qui identifie les surfaces susceptibles d'interagir. Aussi, il peut laisser la liberté du choix des contacts à considérer « contact pair ».

Il est à noter qu'à la base de la gestion des contacts, ABAQUS™ propose deux catégories de surfaces : maîtres et esclaves. La différence entre les deux vient du fait que les surfaces maîtres peuvent pénétrer les surfaces esclaves et pas le contraire. Cependant, les nouvelles versions proposent la possibilité de définir une interpénétration.

A l'issue de la définition des contacts, nous aurons à choisir entre deux modes de gestion de contact qui sont :

1.1.6.1. Algorithme de contact de type cinématique.

Cet algorithme procède par un avancement de l'état cinématique du modèle sans tenir compte des contacts. Ainsi, il estime les enfoncements des nœuds esclaves dans la surface maître puis, en intégrant la pénétration prévue et la masse associée à chaque nœud esclave, il estime une force résistant à la pénétration qui empêchera le nœud en question de pénétrer dans la surface maître. Cet algorithme ne permet pas la gestion des tous les cas de contact, en particuliers ceux faisant intervenir des surfaces rigides.

1.1.6.2. Algorithme de contact de type « penalty ».

Cet algorithme présente l'avantage d'être moins contraignant au niveau des surfaces à mettre en contact. En effet, il complète l'algorithme précédent au niveau des contacts rigides. Cet algorithme évalue la force pénétrante du nœud esclave est lui oppose un force résistante, de plus la surface maître subit la même force de sorte qu'elle ne pénètre pas la surface esclave en ce point. Alors que dans l'algorithme cinématique aucune force n'est opposée aux nœuds maîtres. La différence entre les deux cas se voit dans la part dissipée de l'énergie cinétique des nœuds en contact. En effet, pour un contact cinématique nous aurons une perte d'énergie qui dépend de la finesse du maillage de la surface cible, ce qui n'est pas le cas du contact type penalty. Pour mieux illustrer la différence entre les deux algorithmes nous pouvons citer le cas d'une masse ponctuelle impactant un mur rigide. Si nous choisissons le contact cinématique dur la bille se collera au mur, alors que si nous avons choisi l'algorithme de type penalty nous aurons un rebond.

Pour nos différentes simulations de contact nous avons utilisé l'algorithme cinématique qui semble mieux répondre à nos conditions d'impact et à la nature de nos interactions.

1.2. Identification des paramètres de la loi de comportement de Johnson-Cook.

ABAQUS™ dispose aussi d'une panoplie de lois de comportement qui permettent de tenir compte de la majorité des comportements des matériaux. Ainsi, nous pouvons définir des lois purement élastiques ou les associées à différents comportements plastiques. De même, nous pouvons tenir compte de comportement élasto-visco-plastique. Concernant les lois de comportement plastiques, ABAQUS™ offre deux méthodes de définition ; une première où les lois sont définies par des paramètres établis par l'expériementation (Johnson-Cook et autres), et une deuxième méthode basée sur la discrétisation des courbes expérimentales qui sera interpolée par une loi puissance.

Pour notre part, nous avons ressenti la nécessité d'identifier une loi de comportement à laquelle obéirait notre matériau C75 et qui tient compte de la vitesse de déformation.

L'identification d'une loi de comportement consiste à établir par le biais de mesures expérimentales les différents paramètres la définissant. La loi de Johnson-Cook (3-3) [4,5] est définie par 6 paramètres. Elle peut être découplée en plusieurs contributions : une première partie sensible à la déformation plastique que nous appellerons contribution statique (3-4), une deuxième qui prend en compte la vitesse de déformation plastique (3-5) et une troisième contribution dite thermique qui sera négligée (3-6).

Pour notre étude nous limiterons le nombre de paramètres à identifier à 5.

$$\sigma_y = (A + B \times \varepsilon_p^n) \times (1 + c \times Ln(\frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_p^{ref}})) \times (1 + (\frac{T - T_t}{T_f - T_t})^m) \quad (3\text{-}3)$$

$$A + B \times \varepsilon_p^n \quad (3\text{-}4)$$

$$1 + c \times Ln(\frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_p^{ref}}) \quad (3\text{-}5)$$

$$1 + (\frac{T - T_t}{T_f - T_t})^m \quad (3\text{-}6)$$

Avec :

A : limite d'élasticité	n : coefficient d'écrouissage
C : sensibilité à la vitesse de déformation	$\dot{\varepsilon}_p^{ref}$: vitesse de déformation référence
m : coefficient de dépendance à la température	T : température ambiante
T_f : température de fusion	T_t : température de transition
B : décalage en contrainte	

- Les paramètres A, B et n sont identifiables à partir d'une courbe de traction.
- L'identification du paramètre « c » nécessite au moins deux courbes de traction obtenues à des vitesses de charge différentes.
- Il en est de même pour le paramètre « m » qui nécessite au moins deux courbes obtenues à deux températures différentes. Comme nous l'avons mentionné plus haut, la contribution thermique sera négligée. Donc, nous imposerons une température ambiante égale à la température de transition.

Ainsi, nous avons procédé à une série d'essais de traction avec différentes vitesses de déplacement du vérin (4.10^{-3}, 10^{-2}, 10 et 25 mm/s), nous présentons sur la Figure 3-6 les deux essais de traction que nous avons exploité pour identifier les différents paramètres.

L'intérêt de l'essai de traction, en dehors de sa facilité de mise en œuvre, réside dans le fait que la contrainte et la déformation relevées lors de l'essai représentent les contraintes et déformations équivalentes qui sont utilisées dans le calcul par la loi de Johnson-Cook. Nous avons dimensionné les éprouvettes de traction selon la norme « ISO 6892:1998 » (Figure 3-5).

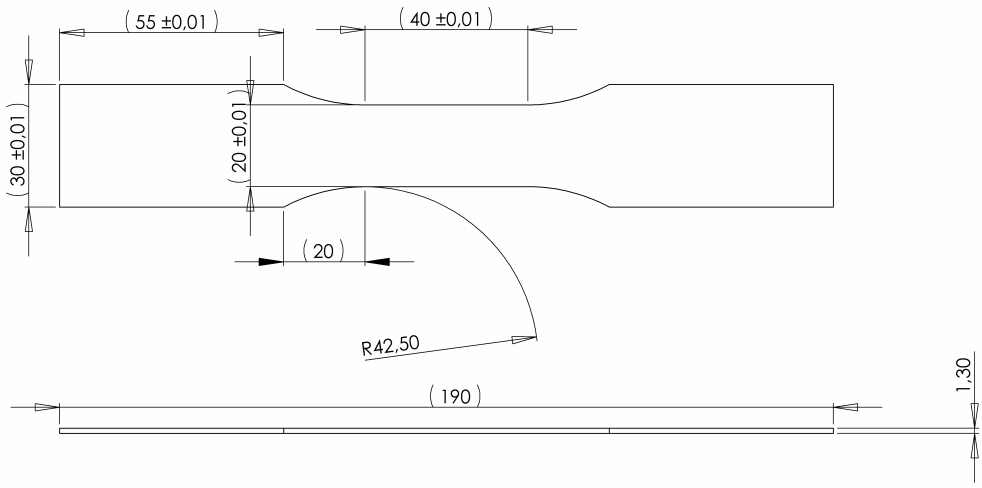


Figure 3-5 : Dessin de définition des éprouvettes de traction.

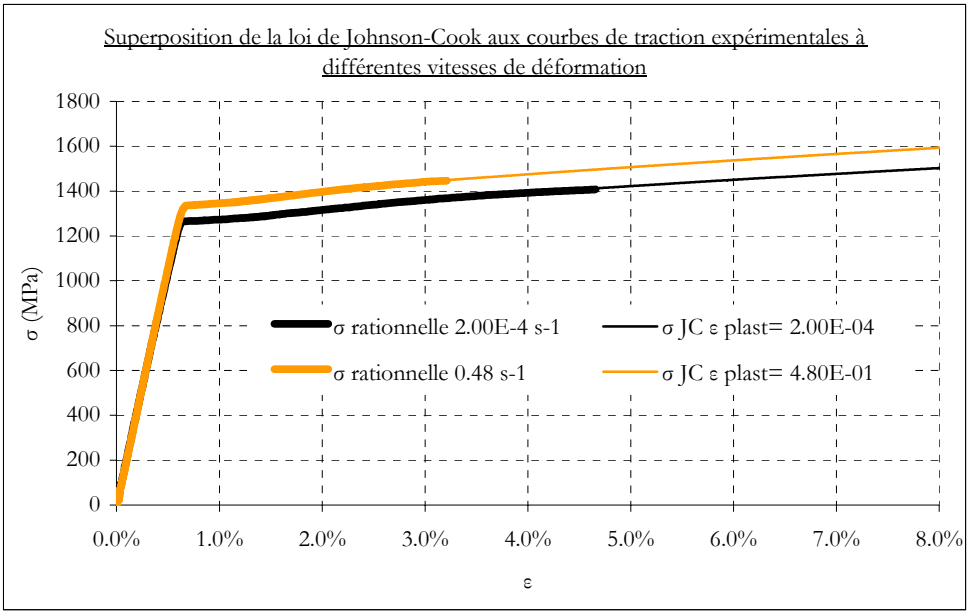


Figure 3-6 : Illustration des courbes de traction expérimentales obtenues à deux vitesses de déformation différentes ainsi que la loi de Johnson-Cook pour l'acier C75.

A l'issue de ces essais nous pouvons identifier les paramètres de la loi de Johnson-Cook qui sont résumés dans le Tableau 3-1.Toutefois, nos paramètres sont identifiés sur une gamme de vitesse (10^{-4} à 1 s^{-1}) très éloignée de celles mises en œuvre lors du grenaillage et du choc laser.

Tableau 3-1 : Paramètres de la loi de Johnson-Cook pour l'acier C75.

A (MPa)	B (MPa)	n	C	$\dot{\varepsilon}_p^{ref}$ (s^{-1})
1248	1750	0,736	0,03	8.10^{-5}

1.3. Simulation des effets des paramètres de la grenaille.

En premier lieu, nous allons étudier l'effet de la prise en compte de la sensibilité du matériau cible aux vitesses de déformation.

Ensuite, nous chercherons à mettre en évidence, par la simulation de l'impact d'une bille, certains effets liés aux paramètres de grenaillage : diamètre des billes, densité, rigidité L'absence de résultats expérimentaux traitant d'impacts uniques à différentes conditions, ne nous permettra pas d'établir de comparaison entre les résultats issus des simulations et ceux issus de l'expérimentation. Souvent, les comparaisons sont réalisées par rapport à des profils expérimentaux issus du grenaillage qui, par principe, produit un très grand nombre d'impacts qui agissent sur l'état final des contraintes résiduelles et des déformations. L'étude expérimentale présente entre autres la difficulté technique liée à la taille réduite de la grenaille qui empêche toute évaluation. Ceci dit, certains ont eu l'idée d'approcher le problème différemment, Kobayashi & al [6] ont eu l'idée de reproduire les conditions d'un impact avec des billes de grandes dimensions (50 mm), ce qui leur permettait des évaluations de l'état de contrainte en surface.

1.3.1. Influence de la loi de comportement du matériau cible et de la vitesse de la grenaille.

L'influence de la sensibilité de la loi de comportement du matériau cible à la vitesse de déformation n'a pas fait l'objet de nombreuses études. Généralement, les publications traitant de la simulation du procédé se contentaient d'une approche élasto-plastique tout en relativisant l'effet de la vitesse de déformation. En fait la difficulté provient du manque de données concernant le comportement sous choc. Pour notre part nous avons voulu mettre en avant cette influence et ce, malgré le grand écart entre la gamme des vitesses mise en jeu lors de l'identification de la loi de comportement et celle intervenant pendant l'impact (10^3 s^{-1}).

Nous savons dans la pratique que les matériaux présentent un comportement élasto-visco-plastique dont la composante visqueuse est directement liée à la vitesse de chargement. Dans la majorité des cas de chargement statique, nous ne tenons pas compte de ce comportement et nous nous limitons à un comportement élasto-plastique, mais dans les cas de chargement dynamique et à grande vitesse cette composante prend de l'importance.

1.3.1.1. Présentation de l'étude.

Dans notre cas, nous avons voulu montrer l'effet de la prise en compte de cette sensibilité, ainsi que l'effet de la vitesse d'impact de la grenaille (entre 20 et 60 m/s). Nous avons donc réalisé une série de simulations avec un matériau élasto-plastique avec écrouissage isotrope à différentes vitesses d'impact sans tenir compte de la sensibilité à la vitesse de déformation plastique de la loi de Johnson-Cook (équation (3-4)) dont les paramètres sont définis dans le Tableau 3-1. Puis, nous avons réalisé une seconde série de simulations où nous avons ajouté la sensibilité à la vitesse de déformation plastique $d\varepsilon p/dt$. En ce qui concerne la bille, nous avons retenu une bille rigide de diamètre 0,4 mm.

1.3.1.2. Conditions du calcul.

Pour l'analyse de l'apport de la sensibilité à la vitesse de déformation plastique $d\varepsilon p/dt$ nous avons retenu trois vitesses de bille 20 et 40 et 60 m/s. Pour chaque vitesse, nous avons simulé deux cas de lois de comportement différentes, une définition statique et une définition dynamique sensible à la vitesse de déformation. Pour analyser l'effet de la vitesse, nous avons comparé les résultats issus d'une même définition de matériau entre eux.

La symétrie de révolution du problème, nous autorise à définir un problème axisymétrique. Ce qui nous permet d'affiner la discrétisation autour de la zone d'impact sans être fortement pénalisé au niveau du temps de calcul (1 heure).

Pour toutes nos simulations, nous avons considéré que la bille était rigide (hypothèse souvent vérifiée) de 0,4 mm de diamètre et de masse égale à 0,261 mg. En ce qui concerne la cible, nous avons choisi un bloc de 1,5 x 1,5 mm² avec des éléments fins (20 µm) sur une zone de 0,4 x 0,4 mm² (Figure 3-7). Les détails de maillage sont résumés dans le Tableau 3-2.

Tableau 3-2 : Détails du maillage utilisé pour la simulation de l'effet de la loi de comportement.

Entités	Mode de remplissage	Géométrie des éléments	Nombre d'éléments	Type d'éléments
Massif	0,4x0,4 mm² (structuré)	Quadrangles	400	CAX4R
	Reste (libre)	Quadrangles	658	CAX4R
Bille	Surface rigide analytique			SAX1 (rigide)
CAX4R	Elément quadrilatéral axisymétrique bilinéaire à 4 nœuds et à intégration réduite			
SAX1	Elément coque axisymétrique linéaire à 2 nœuds			

En ce qui concerne les conditions aux limites (Figure 3-7), nous avons imposé un bridage dans les directions (1 et 2) sur la face inférieure du massif. L'axe de symétrie est bridé dans la direction (1). Pour la masse rigide, en plus du bridage dans la direction (1), nous avons réduit toutes les rotations, ce qui permet l'économie des différents moments d'inertie.

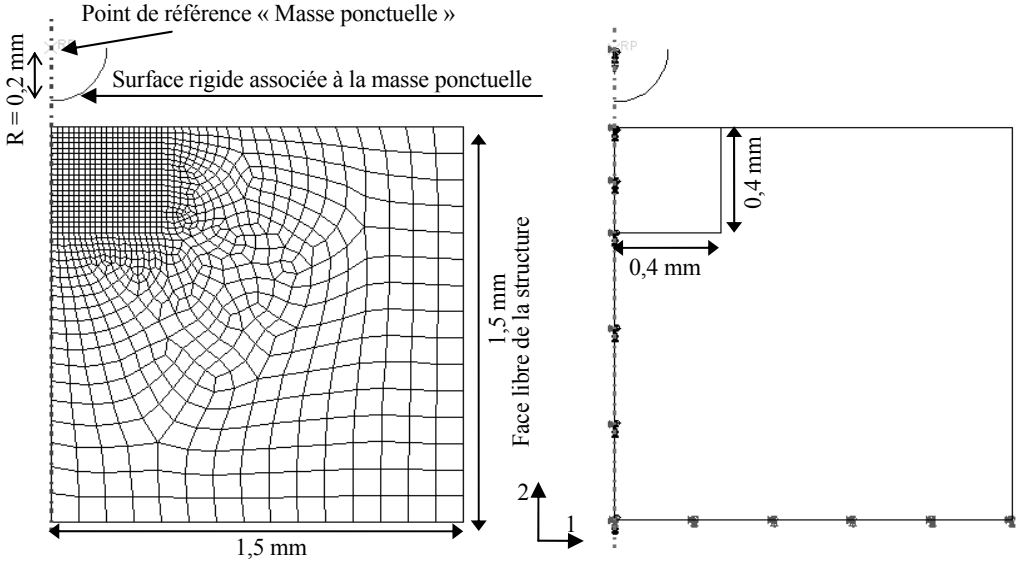


Figure 3-7: Représentation du maillage et des conditions aux limites de la simulation d'un impact de bille rigide : Etude de l'effet de la loi de comportement du matériau cible.

Il est important de rappeler que notre configuration d'impact sera dominée l'effet de Hertz qui se manifeste par un maximum de contrainte en sous-couche [7,8].

1.3.1.3. Résultats.

Le premier résultat déterminant est que les niveaux de déformation plastique résultants sont différents, avec des valeurs plus faibles avec l'application de la loi de JC (Figure 3-8-a-). Cependant, les contraintes résiduelles sont plus importantes dans le cas de la loi de JC, malgré le faible niveau de déformation plastique induit (Figure 3-8-b-). En fait, l'explication provient des déformations élastiques résiduelles (Figure 3-9) à l'origine des contraintes, qui sont plus importantes en sollicitation dynamique que dans le cas statique.

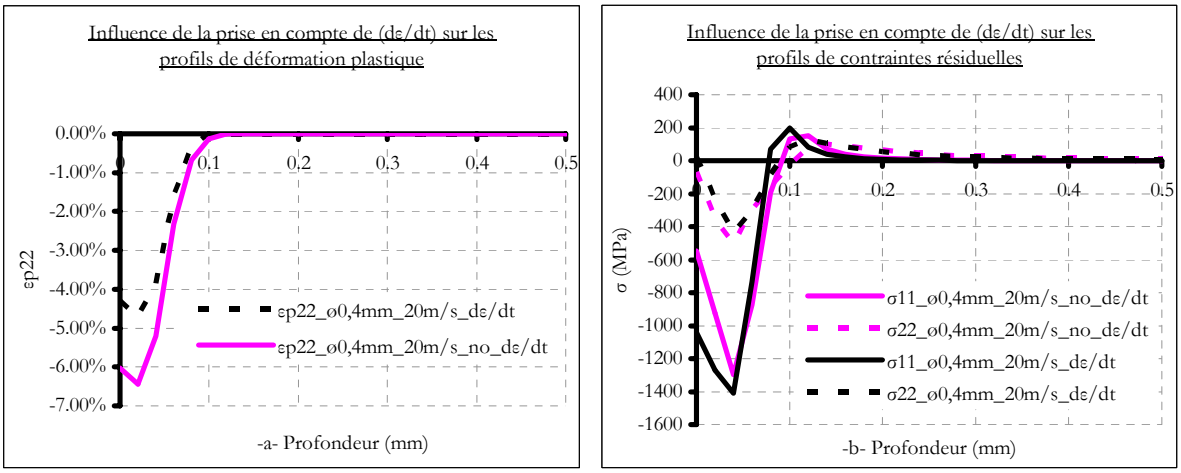


Figure 3-8: Illustration des profils de déformation plastique -a- et de contrainte résiduelle -b- issus des deux cas de loi comportement (avec et sans prise en compte de dε/dt).

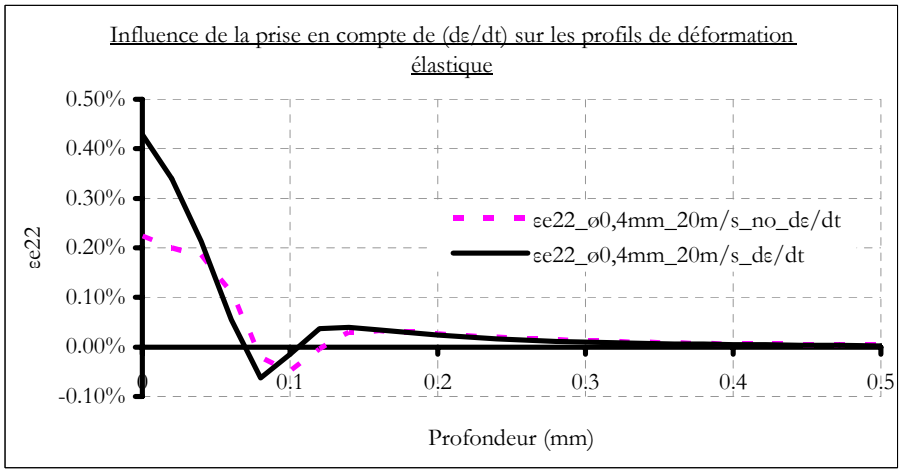


Figure 3-9 : Profils des déformations élastiques résultants des deux lois de comportement statique et dynamique.

En ce qui concerne l'effet de la vitesse des billes nous notons que les simulations menées avec la loi sensible à la vitesse de déformation plastique, donnent un doublement du niveau de déformation plastique et une profondeur en compression plus importante (Figure 3-10-a-). Au niveau des contraintes, nous remarquons que le niveau atteint à 60 m/s est plus important et plus profond qu'à 20 et 40 m/s. De même, le profil s'enfonce plus sous l'effet de la vitesse. Par contre, nous avons une contrainte en surface identique (Figure 3-10-b-) de l'ordre de -1000 MPa.

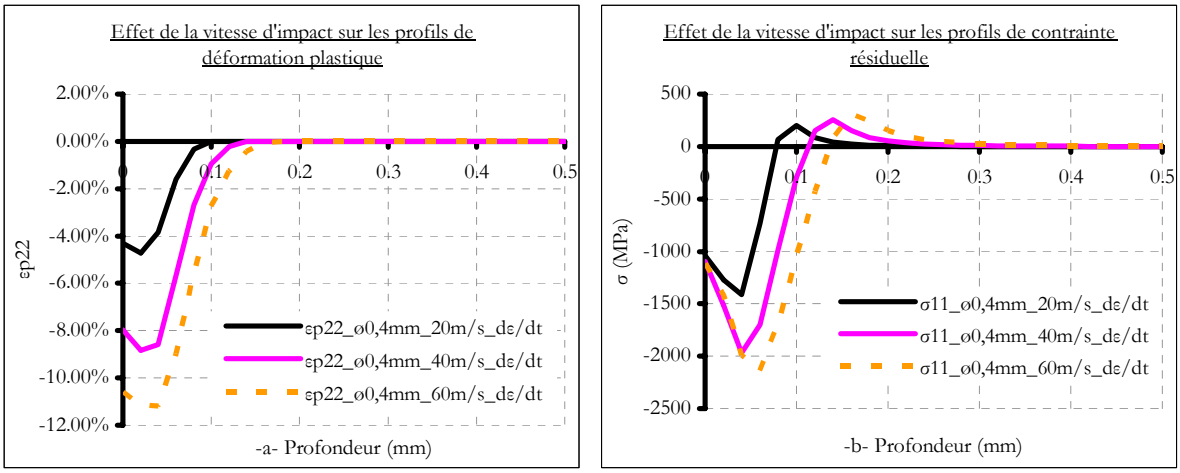


Figure 3-10: Représentation des états de déformation plastique -a- et des contraintes résiduelles -b- en profondeur pour différentes vitesses d'impact et un matériau sensible à la vitesse de déformation plastique dεp/dt (loi de Johnson-Cook).

Dans le cas d'un calcul en élasto-plasticité sans prise en compte de la vitesse de déformation plastique, nous obtenons des niveaux des déformations plastiques plus importants avec des vitesses d'impact croissantes (Figure 3-11-a-). Au niveau des contraintes nous notons l'élargissement de la zone en compression avec un enfoncement du point de maximum de contrainte. Le niveau de contrainte en surface semble également affecté par la vitesse d'impact.

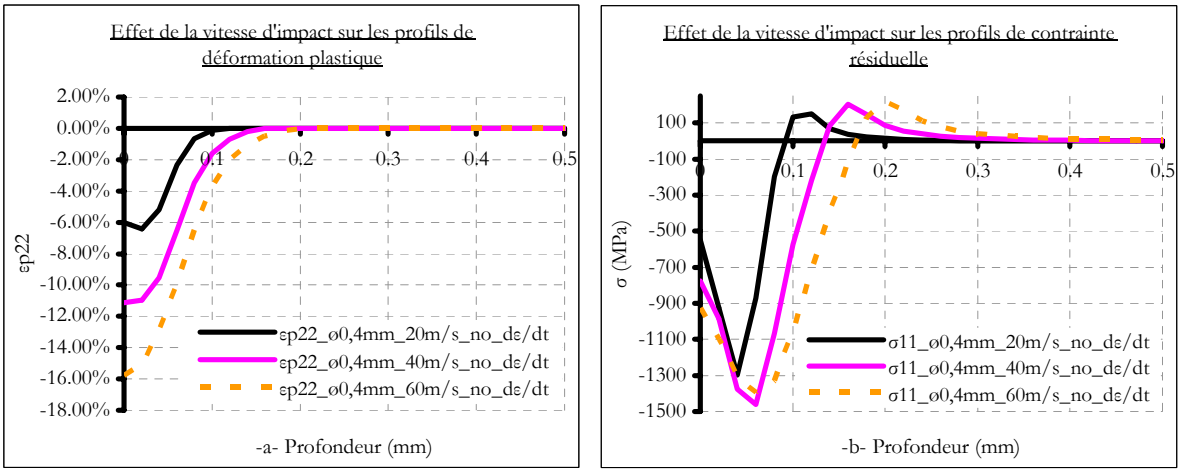


Figure 3-11: Représentation des états de déformation plastique -a- et des contraintes résiduelles -b- en profondeur pour différentes vitesses d'impact et un matériau insensible à dεp/dt (loi de comportement statique).

1.3.1.4. Discussion.

La loi de comportement a une grande influence sur le résultat final, même si nous obtenons des profils simulés assez semblables. Il est toutefois important d'indiquer que les essais de

caractérisations du matériau ont été réalisés dans des conditions de vitesse de déformation éloignées de celles mises en jeu dans les cas de chocs rapides. En effet, le matériau peut manifester des comportements différents à ces vitesses de sollicitation [4,5]. A titre de comparaison, les vitesses de déformation estimées dans le cas du grenaillage sont de l'ordre de 10^3 s^{-1} [10] alors que la vitesse la plus élevée mise en oeuvre lors des essais de traction était de 1 s^{-1}. Une caractérisation par barre d'Hopkinson [11] (condition de choc) ou par test de Taylor [12] (balistique) serait donc plus appropriée, afin d'estimer les propriétés mécaniques lors d'un impact de grenaille.

En analysant le comportement du matériau en condition de choc, nous notons que sa limite d'élasticité dynamique augmente avec la vitesse de déformation, ce qui entraîne des déformations plastiques plus faibles (Figure 3-12). Cette analyse reste vraie dans le cas d'une sollicitation uniforme, ce qui n'est pas le cas durant un impact. En effet, l'amortissement que subit la bille en entrant en contact avec le matériau génère des vitesses de déformation plus faibles en sous couche, ce qui permet d'atteindre des limites d'élasticité inférieures à celle atteinte en surface. Par la suite, nous aurons des niveaux de déformation en surface qui sont faibles avec des amplitudes plus importantes en sous-couche. Ceci se répercute au niveau des déformations élastiques résiduelles, qui sont à l'origine des contraintes résiduelles, en récupérant des écarts plus importants dans le cas dynamique que dans le cas statique.

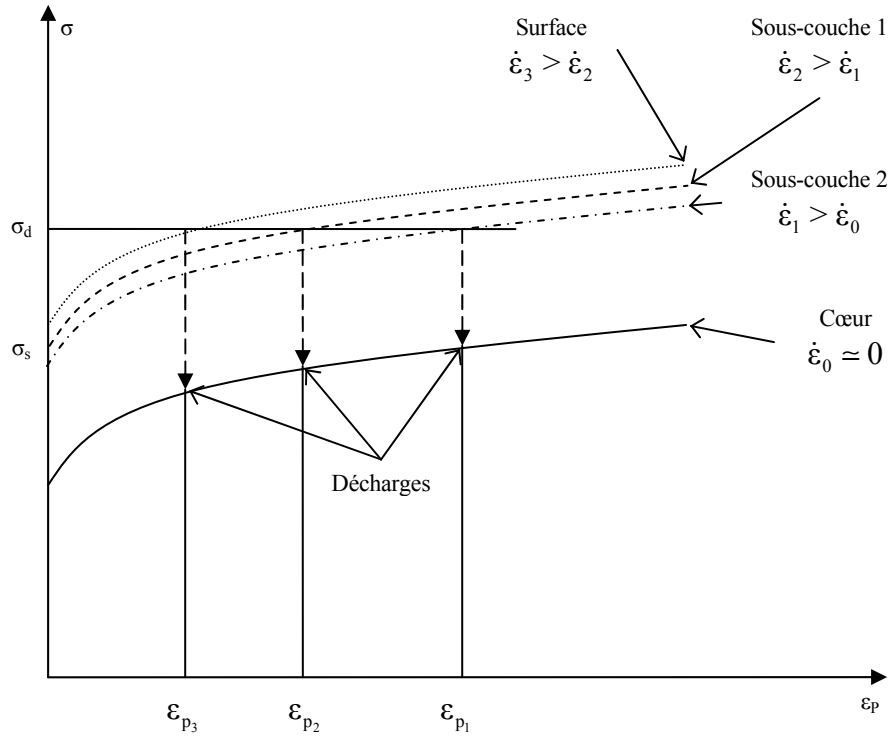


Figure 3-12: Représentation de l'évolution d'un matériau obéissant à la loi de JC lors d'une sollicitation dynamique, et retour au cas statique après décharge.

Les niveaux de contrainte excessifs semblent avoir pour origine la définition même de la loi de comportement. Outre cet aspect, nous avons fait abstraction de l'endommagement ou de l'échauffement lors du contact qui se manifeste souvent dans le cas du grenaillage. Ceci jouerait en faveur d'une chute du niveau des contraintes résiduelles.

L'analyse de l'effet de la vitesse se base sur son apport au niveau de l'énergie cinétique (E_c) de la bille dont une partie sera communiquée à la cible. Un doublement de la vitesse multipliera l'E_C par quatre. Ainsi, les niveaux des déformations plastiques et des contraintes résiduelles associées devraient être plus importants. En effet, un matériau défini sans sensibilité à la vitesse de déformation plastique se déformera plus sous l'effet de l'énergie communiquée par des impacts de vitesses plus importantes. Sachant que l'énergie communiquée à la pièce est en partie (après récupération d'une partie élastique) transformée en énergie de déformation plastique. Donc, plus l'énergie cinétique sera importante, plus la déformation plastique le sera aussi.

En s'intéressant au cas d'une loi de comportement sensible à la vitesse de déformation plastique la réponse sera différente. En effet, plus la vitesse d'impact sera importante, plus la limite d'élasticité dynamique du matériau le sera aussi, ceci est confirmé en comparant les niveaux de déformation plastique issus des deux configurations. Ainsi, l'énergie potentielle emmagasinée dans le matériau sous forme de retour élastique deviendra de plus en plus importante avec la vitesse d'impact. Ce fait réduira la part dédiée à la déformation plastique.

D'après les résultats obtenus nous pouvons dire que l'effet de la vitesse se voit au niveau de la profondeur de la zone en compression. Malgré la sensibilité du matériau cible à la vitesse de déformation, nous remarquons que la déformation plastique induite est plus importante dans le cas de la vitesse la plus élevée (60 m/s). Ceci revient à dire que l'énergie développée lors de l'impact est suffisante pour induire une contrainte et une déformation plus importante que celle atteinte à faible vitesse.

1.3.2. Simulation de l'effet du diamètre des billes.

Dans ce paragraphe nous allons analyser l'effet d'une augmentation du diamètre de la grenaille sur la distribution des contraintes et des déformations. Comme une augmentation du diamètre (à densité constante), entraîne une augmentation de la masse de la grenaille, cela nous conduit à une étude combinée des effets du diamètre et de la masse. La loi de comportement utilisée est celle de Johnson-Cook (Tableau 3-1).

1.3.2.1. Conditions du calcul.

Nous allons conserver la même configuration géométrique que celle de l'étude précédente. La seule variante sera le diamètre de la bille, ainsi que la masse associée. Le problème est illustré par la Figure 3-13. Les conditions aux limites restent inchangées. Nous avons considéré 3 diamètres différents (0,2 ; 0,4 et 0,8 mm) avec des masses respectives de 0,032 ; 0,261 et 2,091 mg pour mieux illustrer l'évolution des contraintes et des déformations.

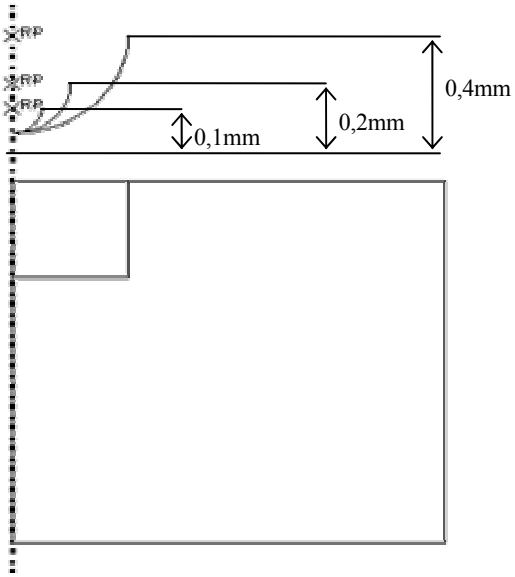


Figure 3-13: Illustration des différentes tailles de grenaille utilisées.

1.3.2.2. Résultats.

La taille de bille a une forte influence sur le profil des contraintes et des déformations plastiques. En effet, pour des diamètres importants, les zones de maximum de déformation et de contrainte sont translatées vers l'intérieur de pièce.

L'analyse des profils de déformation plastique en profondeur (Figure 3-14-a-), nous indique que le niveau maximal de déformation plastique ε_{p22} en surface est atteint pour la bille de diamètre 0,4 mm. Cependant, la plus grande profondeur plastifiée revient à la bille de diamètre 0,8 mm.

Au niveau des contraintes résiduelles (Figure 3-14-b-), nous notons que plus le diamètre est important, plus la profondeur affectée est grande. Aussi, nous constatons que le niveau maximal de contrainte a tendance à augmenter avec la taille de bille. Ceci dit, la contrainte en surface semble réagir en sens opposé. En effet, le niveau maximal en surface (en valeur absolue) est atteint pour la bille de diamètre 0,2 mm.

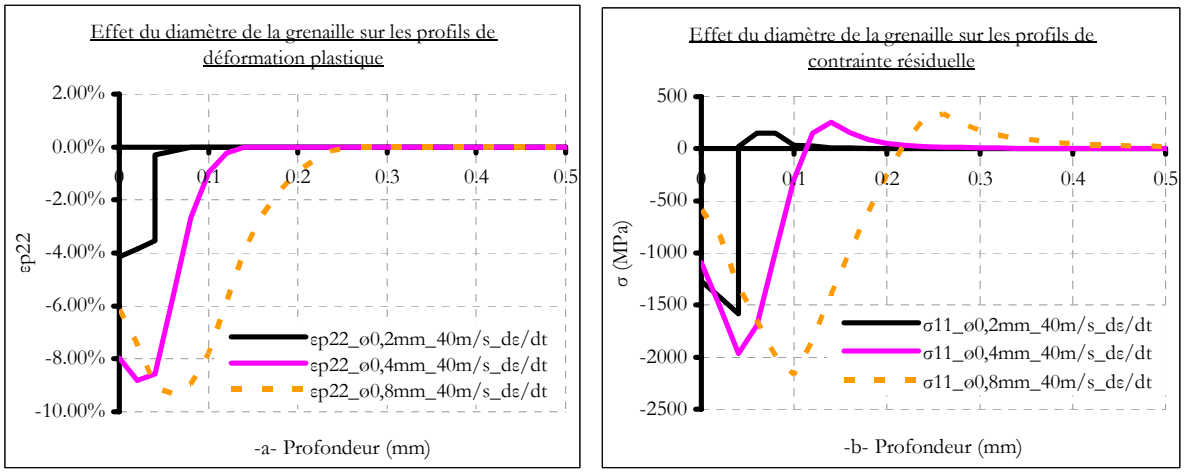


Figure 3-14: Influence du diamètre de la grenaille sur les états de -a- déformation plastique et de -b- contrainte résiduelle en profondeur (au niveau de l'axe de symétrie).

En surface (Figure 3-15), nous notons que le niveau maximal de contrainte et de déformation plastique a tendance à s'excentrer avec la taille de la bille tout en gardant une amplitude similaire pour les trois billes.

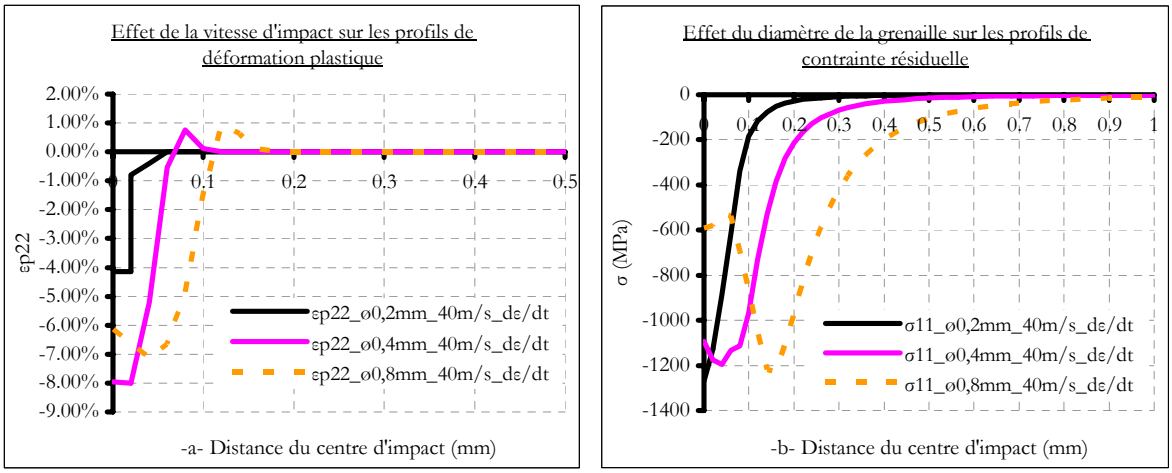


Figure 3-15: Effet du diamètre de la grenaille sur les profils de -a- déformation plastique et de -b- contrainte résiduelle en surface.

1.3.2.3. Discussion.

Pour mieux comprendre les phénomènes qui interviennent dans cette étude. Nous devons découpler les effets de masse et d'aire de contact. L'effet de la masse joue en faveur de la bille de diamètre maximal avec une énergie cinétique plus importante et un facteur de 64 entre la plus grande et la plus petite bille. Au niveau des surfaces de contact, c'est l'effet inverse. En fait, plus la surface est réduite plus la capacité de pénétration sera importante (la contrainte maximale sera plus importante « à force égale »). Donc, nous aurons un niveau de déformation

plastique plus important pour la petite bille en supposant qu'elle présente la même masse (cas théorique) nous noterons un rapport de 16 entre les surfaces maximale et minimale.

La combinaison des deux phénomènes donnera un comportement dominé par l'effet de masse, vu que l'énergie cinétique est 64 fois supérieure (proportionnelle à la masse).

Si nous nous référons aux billes de diamètres 0,4 et 0,8 mm nous aurons des rapports respectifs de masse et de surface de 8 et 4. Pourtant nous notons bien l'augmentation de la contrainte et de la déformation maximale surfaciques en faveur de la bille de 0,4 mm.

En ce qui concerne l'excentrement du maximum de contrainte en surface, deux explications sont possibles : une première d'origine numérique (stabilisation du résultat), et une deuxième liée à des retours d'onde qui pourraient générer une plastification inverse.

1.3.3. Simulation de l'influence de la rigidité des billes.

Souvent, on considère que la dureté de la grenaille est supérieure à celle du matériau traité. Ceci permet souvent l'hypothèse de bille rigide. Cependant, dans certains cas de grenaillage sur des matériaux très durs tels que les pièces carbonitrurées ou cémentés (pignonnerie), cette hypothèse n'est plus possible car les deux duretés deviennent quasi équivalentes (>50 HRC).

Dans ce paragraphe, nous nous intéressons à l'étude de l'effet de la rigidité de la grenaille sur l'état de contrainte résiduelle. De ce fait nous allons présenter deux cas de figures :

Le premier représente l'interaction entre une bille déformable et un massif de même caractéristique mécanique.

Dans le deuxième cas, nous allons reprendre le cas précédent d'impact de bille rigide de diamètre égal à 0,4 mm animée d'une vitesse initiale de 40 m/s.

1.3.3.1. Conditions du calcul.

Sur la Figure 3-16, nous reportons le détail du maillage relatif à l'impact à bille déformable. En ce qui concerne la bille rigide nous avons récupéré les résultats issus des simulations précédentes (1.3.2.1 ci-dessus).

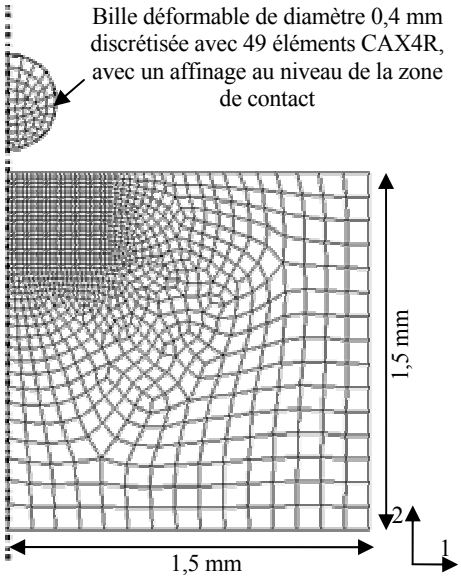


Figure 3-16: Représentation du cas d'un impact à bille déformable.

1.3.3.2. Résultats.

Nous présentons sur la Figure 3-17 une comparaison entre les résultats issus des simulations étudiant la rigidité des billes. Nous remarquons que pour un contact « rigide/déformable » le niveau de contrainte atteint et la profondeur plastifiée sont plus importants que ceux obtenus pour le contact entre une bille déformable et le massif.

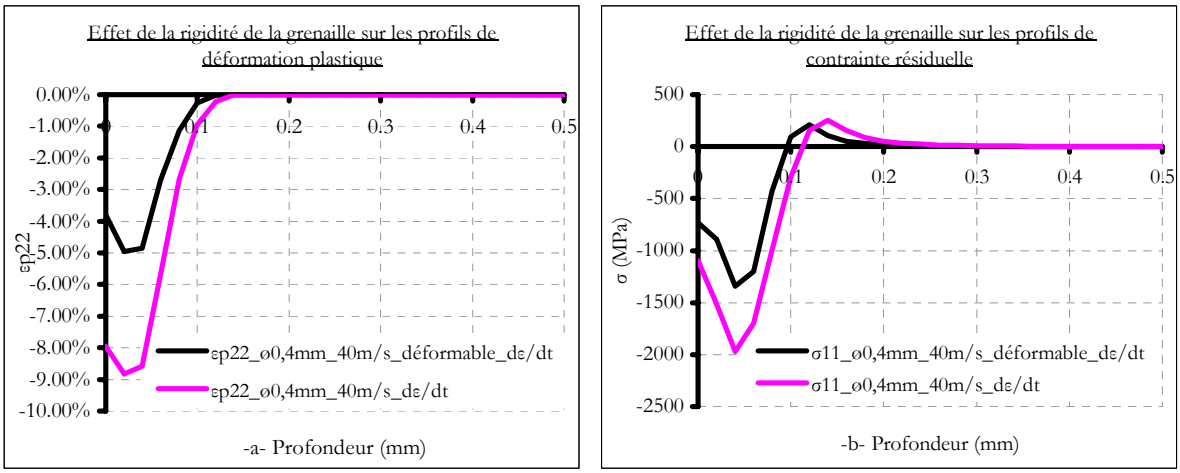


Figure 3-17: Effet de la rigidité de la bille sur l'état des déformations plastiques -a- et des contraintes -b- en profondeur à l'issue d'un impact unique.

1.3.3.3. Discussion.

La rigidité est un paramètre qui conditionne le transfert d'énergie. En effet, dans le cas d'impact avec une bille rigide, l'énergie sera communiquée au massif sous forme d'énergie de déformation plastique. A l'issue de cette compression plastique, les propriétés mécaniques du

matériau, en particulier sa limite d'élasticité, seront affectées. Après cette compression la réponse redevient purement élastique. Il en ressort un état de contraintes résiduelles avec des niveaux de contrainte supérieurs à la limite d'élasticité initiale, ce qui est normal car le matériau s'est écroui durant le choc.

Dans le cas d'un choc avec une bille déformable, l'énergie cinétique de la bille sera consommée par les deux corps, ce qui fait que la part revenant au massif sera moins importante, la déformation sera moins forte et le niveau de contrainte résiduelle par rapport à l'impact rigide sera inférieur et moins profond.

1.4. Etude de la répétition des impacts.

Dans cette partie nous présentons les phénomènes qui se produisent lors de la répétition des impacts, en l'occurrence la notion de saturation en contrainte après un certain nombre d'impacts. Cet aspect est en liaison directe avec l'intensité Almen (I.A), qui n'est que la manifestation physique de l'état de saturation en contrainte. Donc nous allons reproduire une succession d'impacts localisés sur un même point de sorte à accélérer le phénomène de saturation. Dans cette étude, nous considérons que le matériau étudié a un comportement cyclique stable [13].

1.4.1. Conditions du calcul.

Nous avons modélisé l'impact de 15 billes rigides identiques placées sur une même verticale et espacées d'une distance égale à 0,8 mm (entre les points d'impact) (Figure 3-18). Ces billes viendront successivement impacter la même zone de la cible.

Pour éviter les déviations des impacts et la perte d'énergie nous avons fait en sorte qu'elles n'interagissent pas entre elles. En effet, comme nous l'avons mentionné dans le paragraphe 1.1.6 ci-dessus, nous n'avons pas déclaré de contact mutuel entre les billes. Pour cette configuration nous avons utilisé des billes rigides de diamètre 0,4 mm et de masse 0,261 mg projetées avec une vitesse initiale de 40 m/s. Nous avons repris la même configuration axisymétrique que les cas précédents tout en gardant le même maillage et les conditions aux limites.

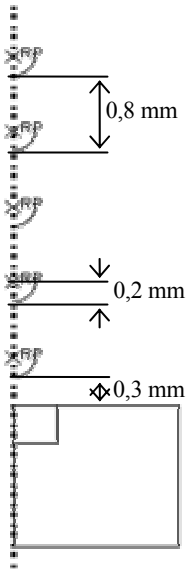


Figure 3-18: Illustration de la simulation à 15 impacts successifs (5 premières billes).

1.4.2. Résultats.

Pour contrôler la stabilité des états intermédiaires, nous vérifions l'energie cinétique du système (Figure 3-19), nous notons bien qu'elle évolue peu entre deux impacts sucessifs.

Dans ce cas de figure nous remarquons, par rapport à notre loi de comportement de JC que nous aboutissons à une saturation en déformation et en contraintes (Figure 3-20 & Figure 3-21) au bout de 4 impacts. Nous notons l'importance relative de l'écart entre le 1er et le 2e impact au niveau des déformations plastiques et des contraintes résiduelles. Aussi, nous remarquons que l'effet de la répétition se voit au niveau de la profondeur affectée et du niveau de contrainte. Il est important de rappeler que le nombre d'impacts à saturation est fortement dépendant des propriétés du matériau cible et des conditions de grenaillage qui sont la vitesse, la taille, la densité et la rigidité de la grenaille. Ceci revient à dire que pour une saturation donnée, il suffirait de changer un paramètre tel que la vitesse de la grenaille par exemple, pour produire un nouvel état de saturation.

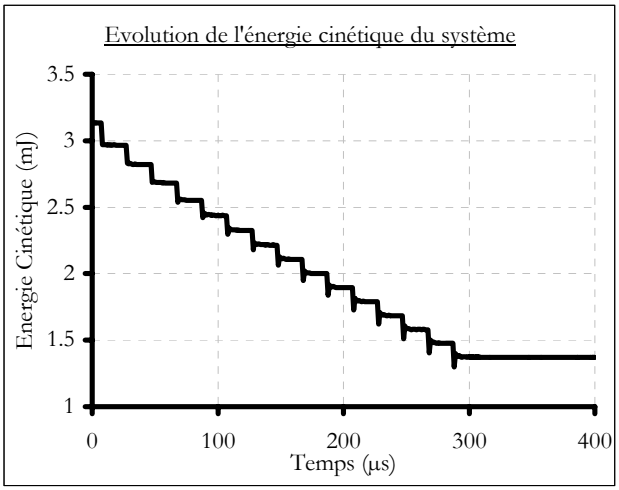


Figure 3-19 : Evolution de l'énergie cinétique du système lors de la simulation.

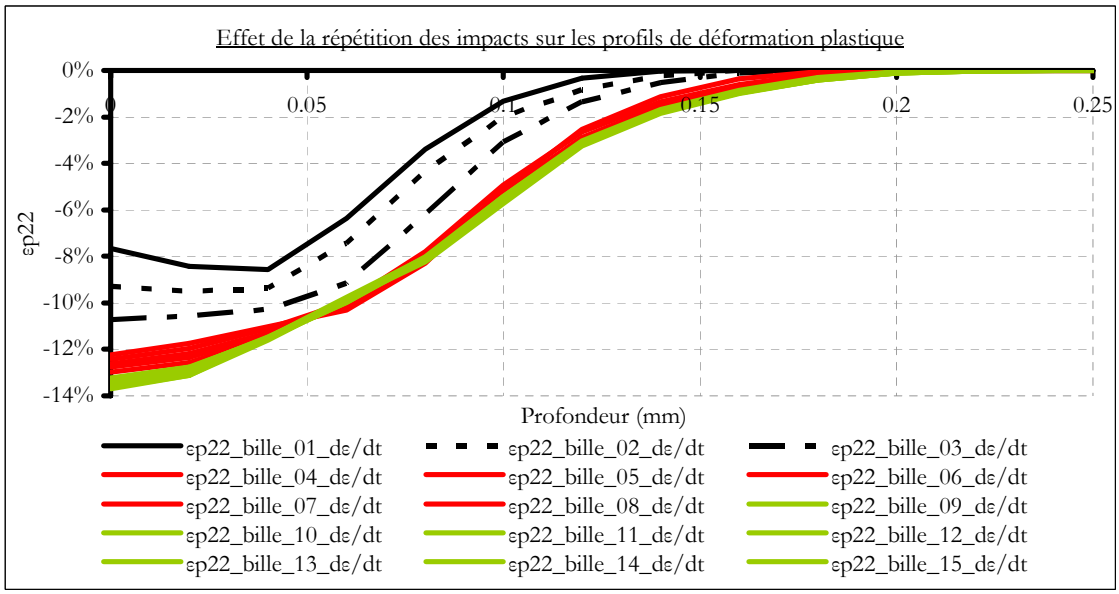


Figure 3-20: Effet de la répétition d'impacts sur les profils de déformation plastique en profondeur pour un matériau sensible dεp/dt.

Nous constatons que l'historique du déplacement du centre des impacts (Figure 3-22) confirme bien nos constatations qu'il évolue vers une saturation. En fait, chaque pic représente l'instant du contact, puis nous avons un palier qui représente la partie résiduelle de l'enfoncement.

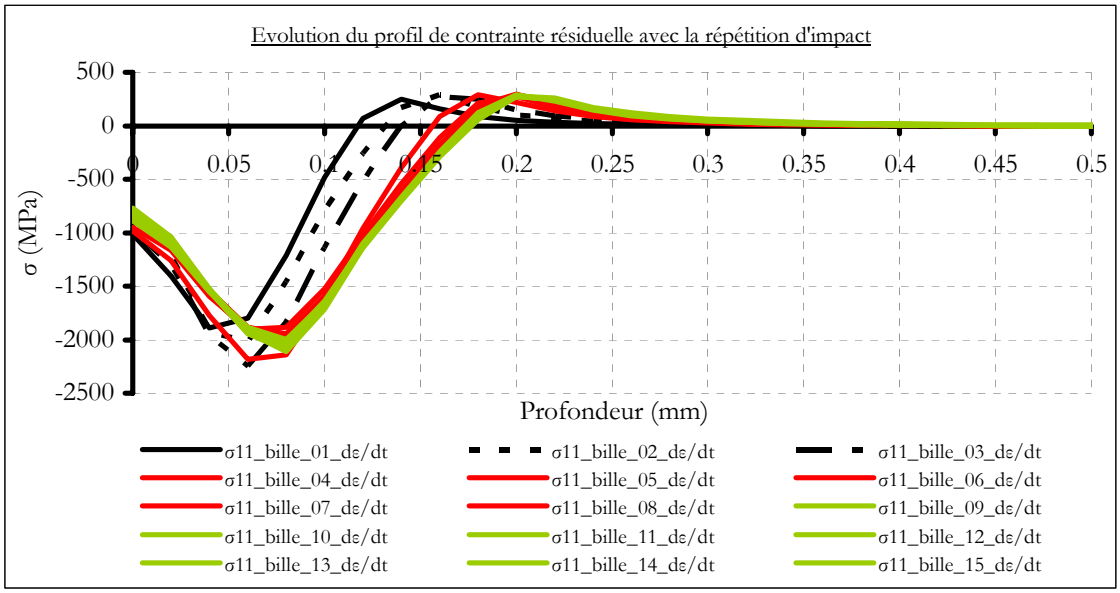


Figure 3-21 : Effet de la répétition d'impacts sur les profils de contrainte résiduelle pour un matériau sensible dεp/dt.

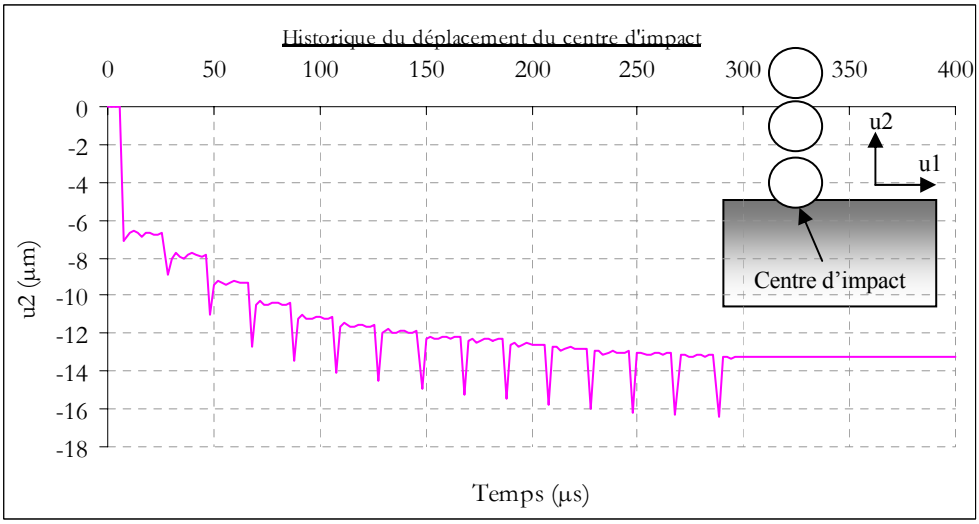


Figure 3-22 : Historique de l'enfoncement du centre des impacts sous les différentes charges.

1.4.3. Discussion.

Si nous examinons la signification de l'intensité Almen, nous remarquons qu'elle représente la saturation en déformation qui est liée à l'état de contraintes résiduelles. Selon la nature du matériau, qu'il soit sensible ou non à l'écrouissage cyclique, nous pouvons dire qu'au bout d'un certain nombre d'impacts à une vitesse donnée, il n'est plus nécessaire de continuer le traitement, à moins de modifier les conditions d'impact en affectant l'énergie cinétique des billes par changement de vitesse ou de masse. À la saturation, la réponse du matériau deviendra purement élastique.

La loi de comportement du matériau a son importance dans l'étude du phénomène de saturation. En effet, si nous optons pour une loi élasto-plastique parfaite (ne tient pas compte de l'écrouissage) nous n'aurons pas de saturation car la limite d'écoulement sera toujours accessible par la grenaille. A l'opposée, une loi de comportement qui tient compte de l'écrouissage engendrera une saturation vers une déformation plastique limite. Ainsi, nous aboutissons à une nouvelle limite d'élasticité du matériau cible, ce qui rend les chocs suivants élastiques.

La vitesse de la grenaille a également son influence sur le niveau de saturation atteint : plus la vitesse est élevée, plus la vitesse de déformation l'est aussi, de même pour la limite élastique dynamique qui sera plus élevée. Ceci pourrait nous contraindre à favoriser les autres paramètres : tels que la densité ou la taille de la grenaille, qui ne modifient pas la vitesse de déformation plastique, pour obtenir des profils de contrainte résiduelle plus profonds. Il est clair que cette situation restera tributaire du comportement du matériau cible.

1.5. Influence d'un recouvrement d'impacts.

Cette étude a pour but de mettre en évidence la contribution de différents taux de recouvrement à l'état de contrainte résiduelle d'une zone donnée.

De même, nous vérifierons que si nous pouvons assurer un niveau de contraintes quasi-constant avec un certain espacement entre impacts, cela indiquerait que l'homogénéité des contraintes peut être assurée à des taux de recouvrement <100 %.

En supposant que la grenaille a une sphéricité parfaite et en évaluant la pénétration récupérée à l'issue d'un impact unique, nous représentons sur la Figure 3-23 une évaluation de la largeur affectée pour un enfoncement δ donné. En connaissant cette largeur « d » nous pouvons calculer le nombre de billes nécessaires pour aboutir à un taux de recouvrement donné en se basant sur la correspondance entre le rayon de la bille et la distance couverte par un impact. Par exemple pour une zone de longueur « l », il faudrait $n = \frac{l}{2d}$ billes pour un recouvrement de 100 % (Figure 3-23).

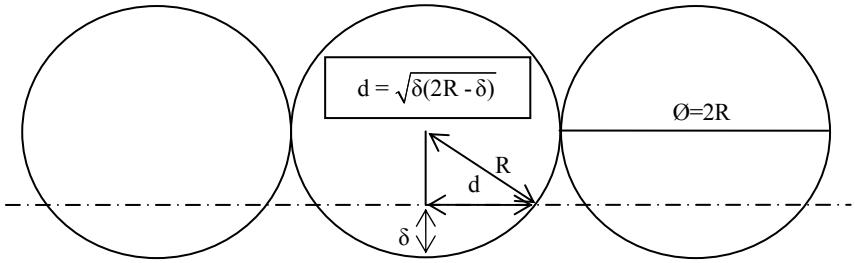


Figure 3-23: Représentation de la pénétration et calcul du recouvrement.

1.5.1. Conditions du calcul.

Pour des raisons de coût de calcul nous avons ramené notre étude à un cas plan, ce qui suppose que les billes sont des sections de cylindres. Notre intérêt sera porté sur l'effet d'impacts rapprochés vis-à-vis des contraintes résiduelles et des enfoncements en surface.

Nous avons considéré le cas de 18 billes rigides animées d'une vitesse initiale de 40 m/s et réparties en 4 séries disposées en quinconce, ce qui permet de décaler différentes séries afin de voir l'apport de chacune d'entre elles (Figure 3-24). En ce qui concerne leurs géométries nous les avons modélisées par des courbes analytiques tout en assurant un arc suffisamment grand pour garantir une pénétration de bille sans rupture de forme.

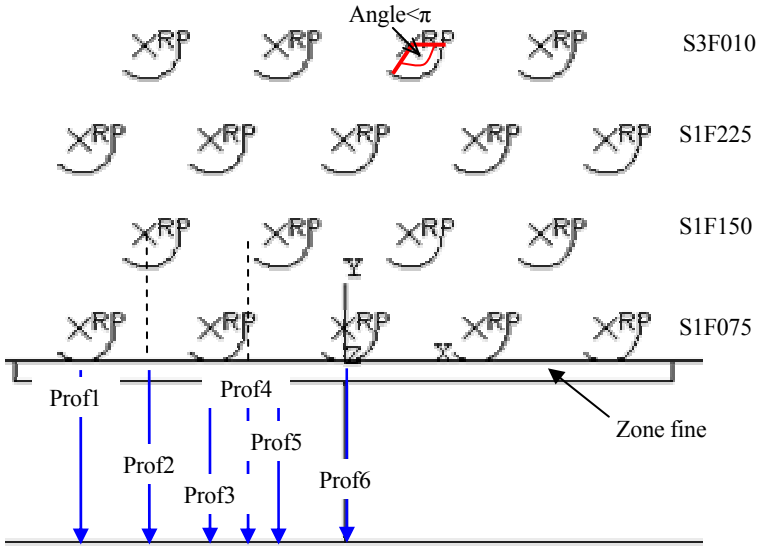


Figure 3-24 : Représentation de la configuration initiale utilisée pour l'étude du recouvrement, références des différentes séries considérées et position des profils.

Les indices « SxFxxx » représentent les dates des différents impacts (S : step, 'x' numéro de l'étape et F : Frame et 'xxx' numéro de la capture). La loi de comportement utilisée pour le matériau est celle de Johnson-Cook.

Le maillage utilisé pour le massif se base sur des éléments à déformation plane en justifiant de la faible épaisseur de la plaque cible par rapport à sa largeur (voir paragraphe 1.1.5 ci-dessus). Le massif a pour dimensions 20 x 2,3 mm² (une portion d'une plaque Almen). Les détails du maillage sont reportés dans le Tableau 3-3.

Tableau 3-3 : Détails du maillage de la simulation du recouvrement des impacts.

Entités	Mode de remplissage	Géométrie des éléments	Nombre d'éléments	Type d'éléments
Massif	(Zone fine) structuré	Quadrangles	3200	CPE4R
	(Reste) libre	Quadrangles	2014	CPE4R
Bille	Surface analytique rigide			B21
CPE4R	Elément quadrilatéral bilinéaire à 4 nœuds, à déformation plane et à intégration réduite			
B21	Elément poutre linéaire plane			

Concernant les conditions aux limites nous bridons le bas du massif durant le chargement (Figure 3-25). Puis nous le libérons pour analyser la courbure en maintenant l'un des coins inférieurs fixe (blocage (1) et (2)). Cette étude ne nous permettra pas une analyse des flèches Almen vu la taille réduite du massif. Cependant, nous pouvons par un calcul géométrique remonter à une éventuelle flèche sur une plaque entière. Sachant que la mesure de flèche se fait sur une zone réduite et centrée de 31,75 mm, nous nous retrouvons proches des conditions de mesure de flèche Almen.

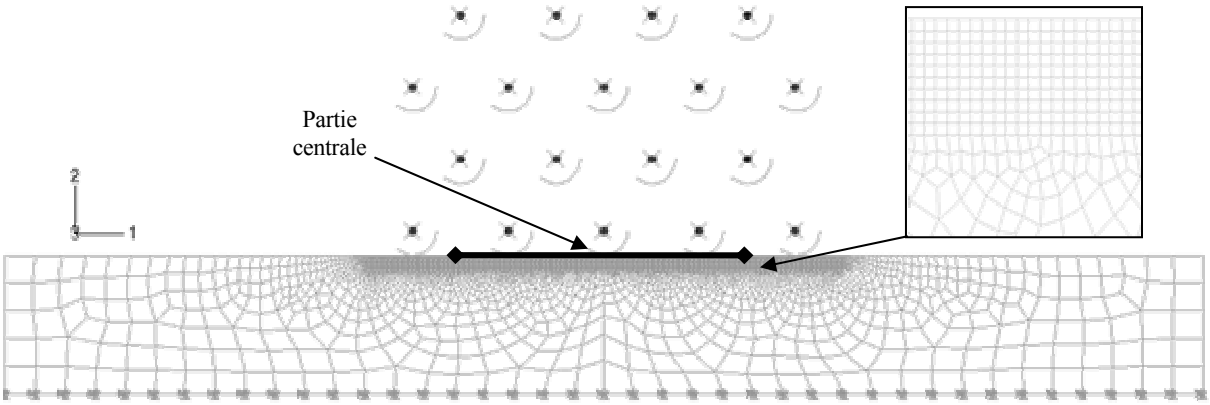


Figure 3-25 : Représentation des conditions aux limites de la simulation du recouvrement des impacts.

1.5.2. Résultats.

A l'issue de cette simulation nous avons relevé une profondeur de pénétration par bille égale à $1{,}97.10^{-2}$ mm, qui correspondrait à un diamètre couvert de 0,24 mm (Figure 3-23) cette valeur est en accord avec celle obtenue par la simulation (0,22 mm), ce qui nous donne un taux de recouvrement de 30 %.

Le positionnement régulier des billes, nous met dans une configuration particulière de recouvrement, ce qui se répercute au niveau de la distribution des contraintes résiduelles (Figure 3-26).

Figure 3-26 : Etat de contrainte résiduelle à l'issue des 4 séries d'impacts rigides.

L'analyse de la Figure 3-27, issue de la simulation, montre l'état de contrainte en surface obtenu pour deux taux de recouvrement de 15 et 30 %. Le graphe σ_{11}_profondeur_100µm_s1, qui représente le cas à 15 % de recouvrement, nous notons une fluctuation de 45 % autour de sa moyenne égale à 100 MPa. Pour le graphe σ_{11}_profondeur_100µm_s2, nous obtenons une distribution avec une fluctuation de ±15 % autour de sa moyenne -150 MPa.

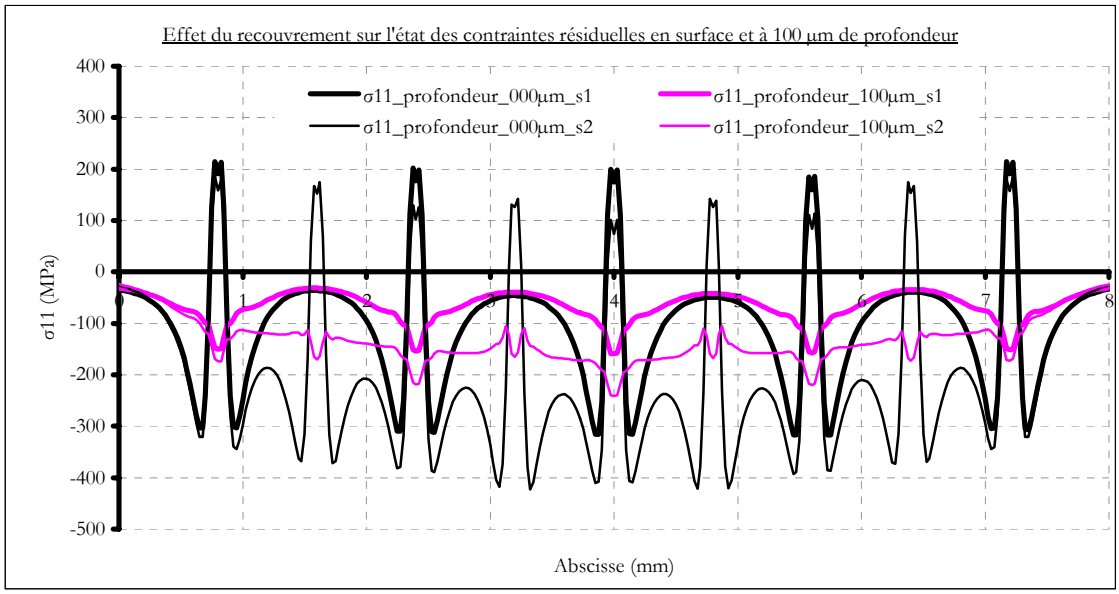


Figure 3-27: Influence du recouvrement sur l'état des contraintes résiduelles en surface (s1 ➔ 15% de recouvrement et s2 ➔ 30% de recouvrement).

Les contraintes résiduelles sont évaluées par rapport à la partie centrale de la zone traitée du massif (Figure 3-25), en évitant les bords de zones qui présentent des singularités. Le choix des profils en profondeur est guidé par l'absence d'effets géométriques dans ces régions. En effet, il est clair que la présence d'aspérités ou de creux aura une influence importante sur la contrainte.

La Figure 3-28 illustre des relevés de contraintes résiduelles sur toute la zone traitée en surface et à deux profondeurs (50 et 100 µm). Nous notons un niveau maximal à 50 µm, qui est confirmé par les profils de contrainte en profondeur (Figure 3-29). Ces évaluations sont assez reproductibles, à l'exception de la zone non impactée (profil 4 situé entre deux impacts, Figure 3-24).

L'étude de la flèche (Figure 3-30) prise par l'éprouvette après relachement des bridages nous donne une valeur de $2{,}9.10^{-2}$ mm. En fait nous sommes remontés à cette valeur en se basant sur un calcul géométrique d'extrapolation. De par la différence de taux de recouvrement entre les évaluations expérimentales et la simulation, cette valeur ne peut être comparée avec les flèches expérimentales.

$$\delta_2 = \frac{d_1^2 + 4\delta_1^2}{8\delta_1} - \sqrt{\left(\frac{d_1^2 + 4\delta_1^2}{8\delta_1}\right)^2 - \frac{d_2^2}{4}} \qquad (3\text{-}7)$$

Avec :
- d1 : distance de mesure liée à la flèche δ1
- d2 : distance d'extrapolation
- δ_1 : flèche mesurée correspondant à d_1
- δ_2 : étant la flèche extrapolée correspondant à d_2

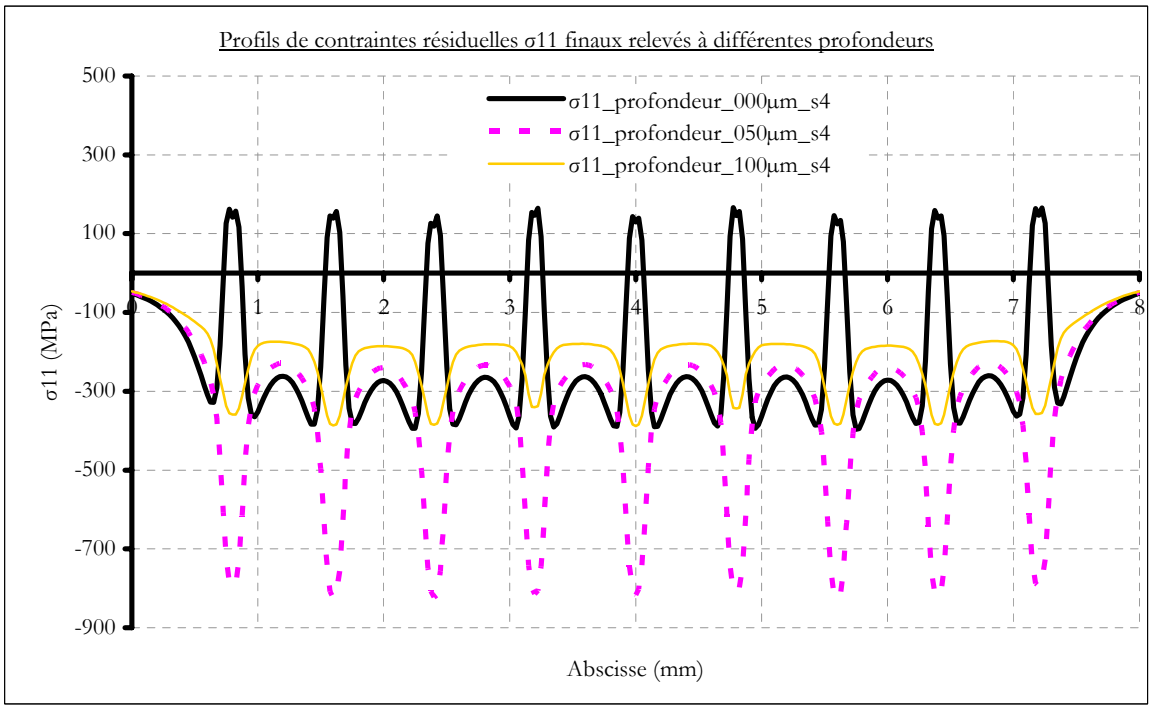


Figure 3-28: Relevés de contraintes résiduelles, le long de la zone traitée, à différentes profondeurs. (s4 ➔ 2×30% de recouvrement).

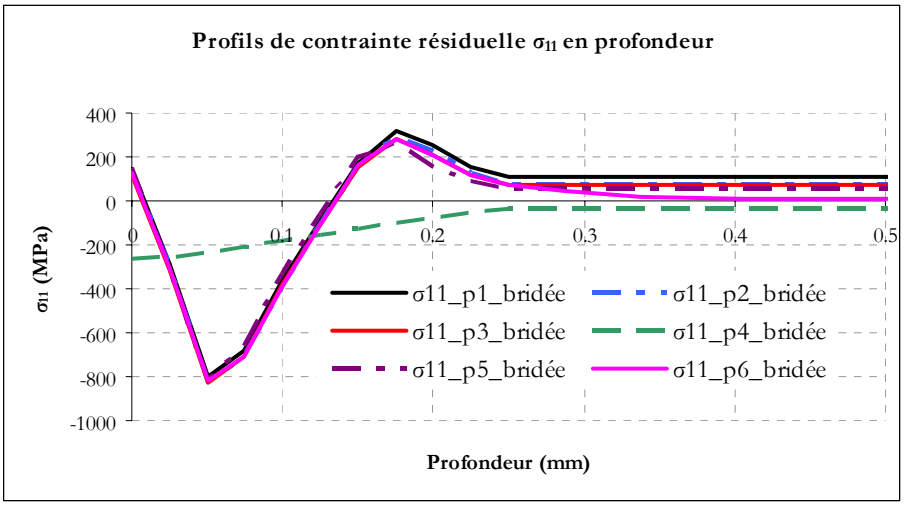


Figure 3-29 : Profils de contrainte résiduelle relevés à différents points de la surface.

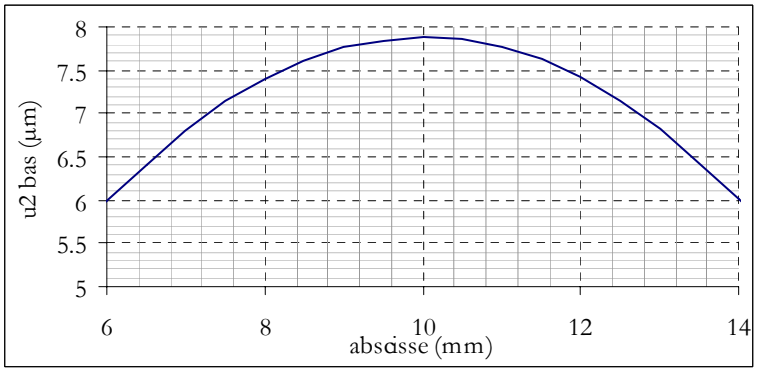


Figure 3-30: Flèche prise par la plaque aprés libération du bas

La comparaison d'un profil de contrainte en profondeur simulé (Figure 3-29) avec nos résultats expérimentaux (Figure 2-7) nous montre une assez bonne adéquation entre les deux profils (Figure 3-31) en termes de profondeur en compression et de niveau maximal de contrainte, tout en tenant compte des incertitudes ainsi que la difficulté à identifier le comportement dynamique de notre matériau.

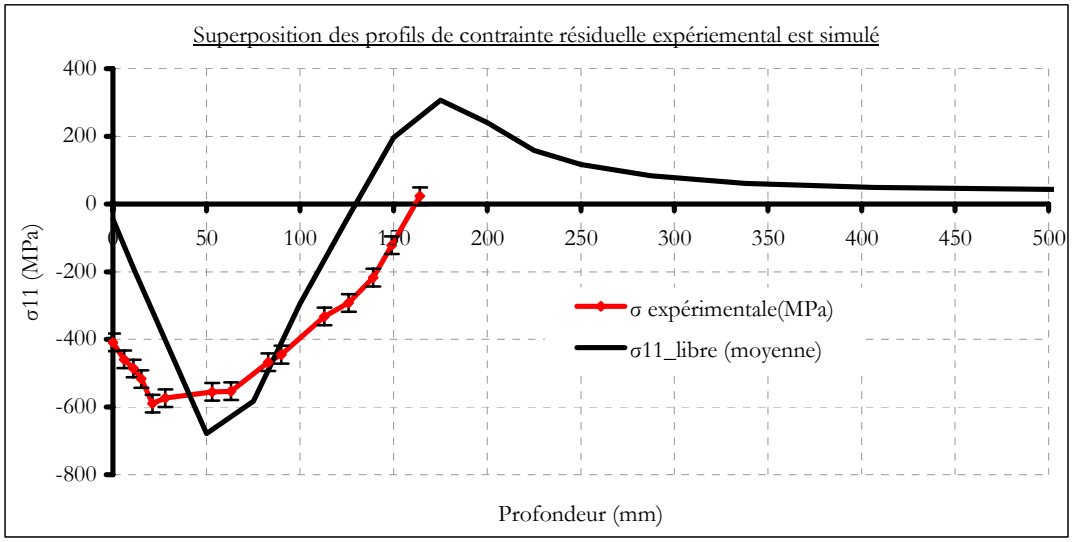


Figure 3-31 : Superposition des profils simulé (recouvrement d'impacts rigides) et expérimental.

1.5.3. Discussion.

Notre simulation confirme que la distribution des contraintes résiduelles est fortement dépendante du recouvrement. Toutefois à partir de nos simulations, il s'avére possible d'assurer une bonne homogénéité en sous-couche avec des taux inférieurs à 100 %. Dans notre cas, nous avons obtenu une variation de ±15 % pour un recouvrement de 30 % ce qui est acceptable. Ceci dit, ces valeurs sont spécifiques à notre simulation, dont le positionnement des billes est régulier, donc difficilement extrapolables à des impacts statistiquement répartis. C'est l'objet de la partie qui va suivre.

1.6. Simulation d'un traitement de grenaillage avec une distribution d'impacts aléatoire.

L'un des avantages d'ABAQUS™ est la possibilité de programmer différents types de chargements ou de lois de comportement de matériaux non standards. Nous avons exploité cette aptitude pour définir un chargement qui reproduit le cas d'un grenaillage à incidence normale. Dans ce qui suit, nous envisageons maintenant de charger la surface du matériau à traiter par un grand nombre d'impacts, et surtout avec une distribution aléatoire, ce qui constitue un véritable développement original. Ceci requiert 2 étapes de calcul dont les détails sont les suivants :

1.6.1. Sélection des centres des impacts.

Cette première étape a pour rôle de définir les conditions de traitement. Elle se déroule comme suite :

- Définition des limites géométriques de la zone à traiter ;
- Définition de la taille des impacts ainsi que leur nombre par série;
- Définition du nombre de séries d'impacts ;
- Définition de la pression maximale et la durée de l'interaction ;
- Tirage aléatoire des lieux d'impact ;
- Interdiction d'avoir deux impacts simultanés en un même point ;
- Génération d'un fichier donnée (liste.data) contenant tous les lieux d'impacts par série, ainsi que la pression et le diamètre d'impact correspondant.

Ce fichier sera appelé par la deuxième routine qui s'exécutera lors de la simulation du traitement. Le fait de travailler dans des conditions d'incidence normale nous permet de ramener la distribution des pressions à un effet de Hertz autour des différents centres d'impacts déjà sélectionnés (selectionX.exe).

1.6.2. Phase de calcul.

Le module ABAQUS™ EXPLICIT effectue les calculs sur un ensemble de blocks qui représentent une discrétisation du domaine à traiter. Ceci indique que la routine sera appelée une fois par incrément de calcul. De plus, lors de la déclaration, nous pouvons définir un profil d'amplitude dans le temps qui sera automatiquement pris en compte lors du calcul de la pression.

Pour contrôler le bon fonctionnement de notre algorithme de base, nous l'avons exécuté hors ABAQUS™ avec la routine de sélection. Nous avons obtenu, pour un choix arbitraire de 3 séries de six impacts de 0,8 mm de diamètre, une distribution de centres d'impacts qui ne se chevauchent pas (Figure 3-32), et où les diamètres d'impacts respectifs sont représentés par des barres horizontales. Aussi, les différentes séries ne reproduisent pas nécessairement les mêmes centres.

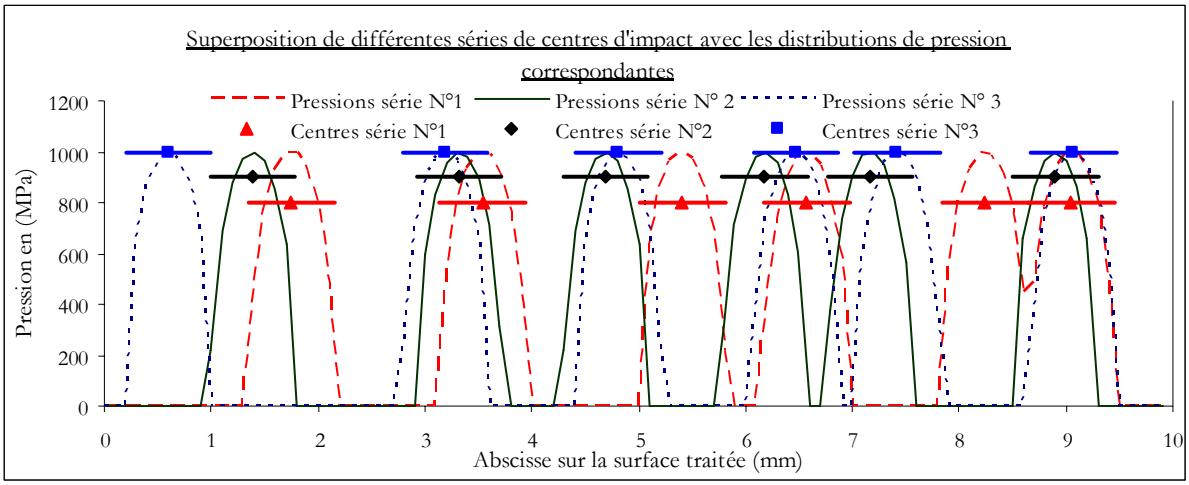


Figure 3-32 : Représentation de la distribution des pressions de Hertz générée par la routine aléatoire sur une zone traitée avec trois séries successives.

La Figure 3-33 représente l'algorithme de la routine développé en formulation explicite, mais nous avons fait en sorte que le noyau du programme reste le même pour les deux modules de calcul d'ABAQUS™ (Explicite et Standard). Nous n'avons pas représenté dans ce diagramme la répétition des séries d'impacts qui est traité comme une boucle sur ce dernier algorithme.

Cette routine est appelée au moment du lancement du calcul en précisant à ABAQUS™, dans la ligne de commande, qu'il doit utiliser la sous-routine en question. Aussi, au niveau du fichier de calcul, la définition de la zone à traiter se fait par l'attribution d'une topologie de chargement particulière.

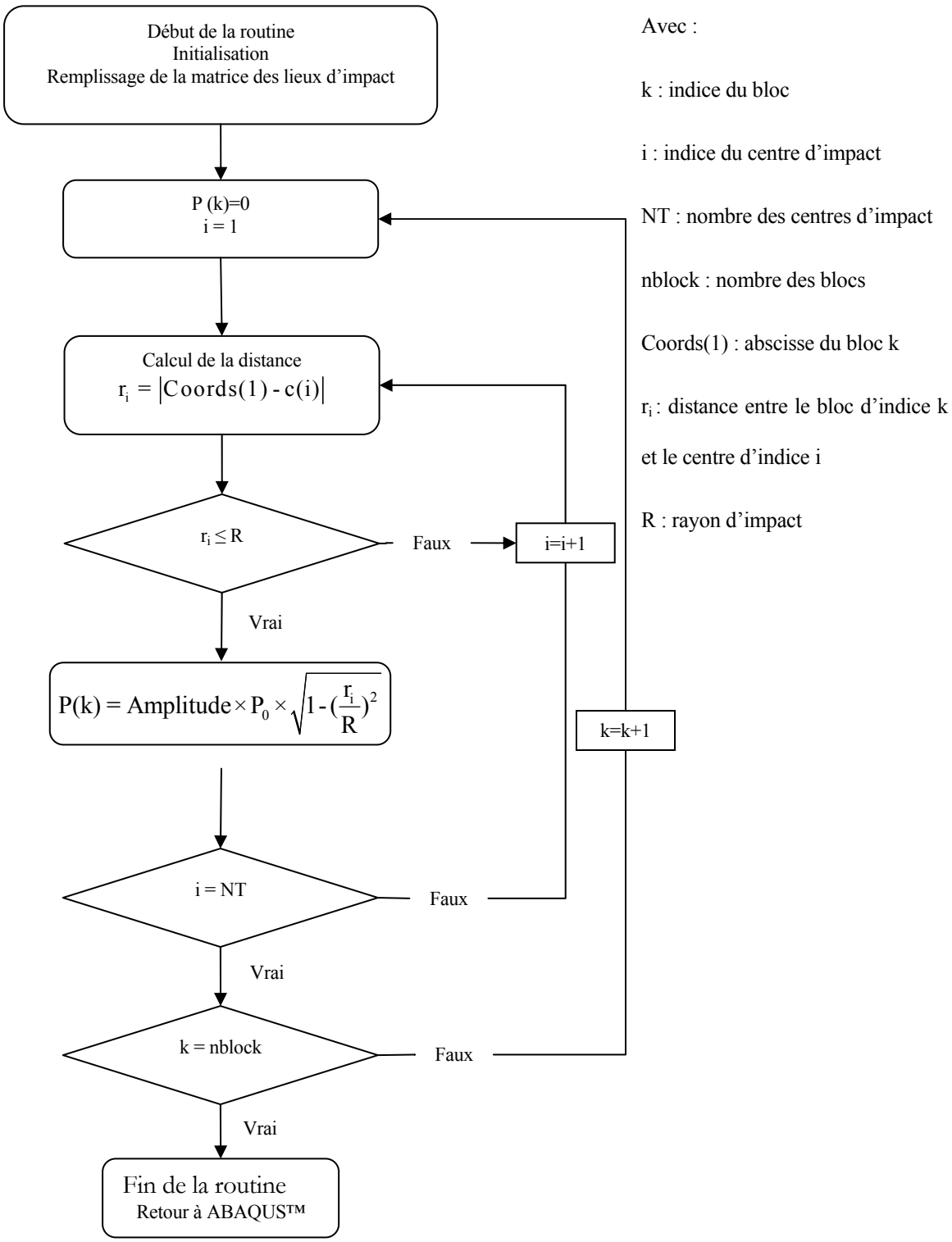


Figure 3-33: algorithme de la routine en explicite.

1.6.3. Conditions du calcul : Mise en œuvre de la routine aleatoire.

En ce qui concerne la simulation proprement dite, nous avons simulé 15 séries de 80 impacts aléatoires et simultanés de diamètre 0,2 mm (correspondant à l'empreinte laissée par un impact d'une bille rigide de 0,8 mm de diamètre) avec une pression maximale de 3 GPa. Cette valeur

est obtenue à partir des simulations précédentes. Le massif étudié a pour dimension 40 x 2,3 mm (la moitié d'une plaque E23).

Le maillage utilisé pour cette application (Figure 3-34) est constitué de trois zones (Tableau 3-4) : une zone à maillage quadrangulaire fin, d'épaisseur égale à 0,5 mm. Cette zone sera sollicitée par le chargement aléatoire. Ensuite, vient une zone tampon d'épaisseur 0,5 mm constituée d'éléments triangulaires, qui permettra la transition entre la zone d'interaction, et le reste de la pièce constitué d'éléments quadrangulaires de grande dimension. Pour la loi de comportement nous reprenons comme toujours la loi plastique de Johnson-Cook (Tableau 3-1).

Tableau 3-4 : Description du maillage utilisé pour la simulation du recouvrement des impacts avec une distribution aléatoire.

Entité	Taille des éléments (Mode de remplissage)	Géométrie des éléments	Nombre d'éléments	Type d'éléments
Haut (40x0,5 mm²)	50x25 µm² (Structuré)	Quadrangles	16000	CPE4R
Intermédiaire (40x0,5mm²)	(libre)	Triangles	4604	CPE3
Bas (40x1,3 mm²)	200x200 µm² (structuré)	Quadrangles	1200	CPE4R
CPE3	Elément triangulaire linéaire à 3 nœuds et à déformation plane			

Concernant les conditions aux limites, nous avons imposé une symétrie sur l'arête gauche de la plaque et nous avons bridé la face inférieure.

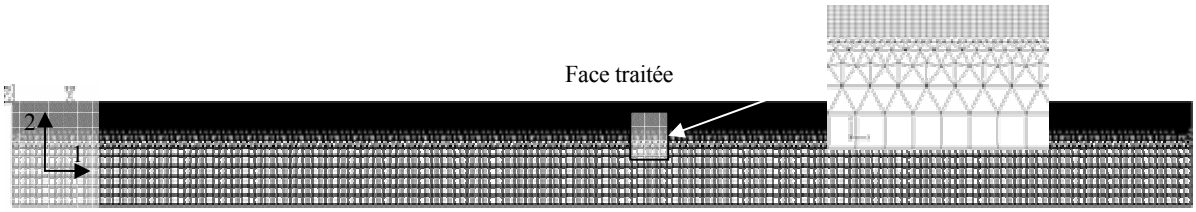


Figure 3-34 : Illustration du maillage utilisée pour l'application de la routine.

Les conditions de pression, de temps d'interaction (Figure 3-35) et de diamètre d'impact sont issues de la simulation de l'impact d'une bille rigide en acier de diamètre 0,8 mm animée d'une vitesse de 40 m/s, il est évident que ces valeurs dépendent fortement du couple (bille/cible).

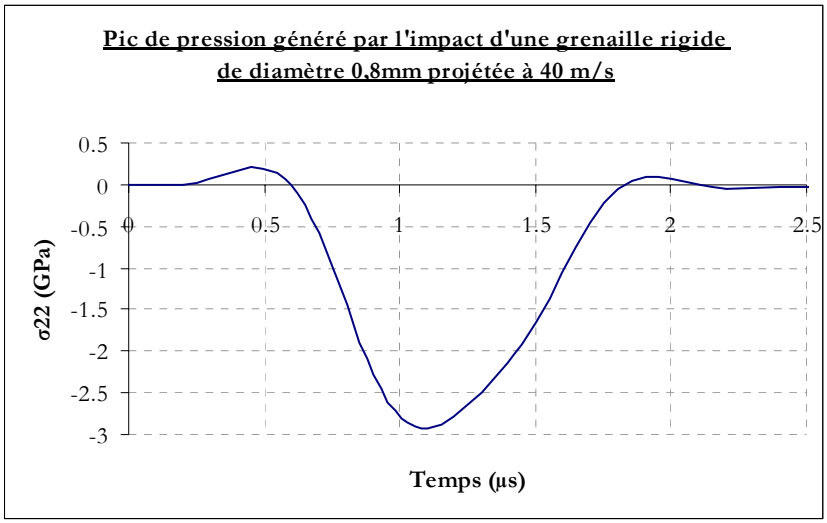


Figure 3-35: Profil temporel simulé de la contrainte normale σ_{22} pour une bille en acier de 0,8 mm de diamètre à une vitesse de 40 m/s.

1.6.4. Résultats.

Avant de se lancer dans l'analyse des résultats, il est nécessaire de procéder à deux vérifications une première au niveau de la distribution de pression de Hertz autour d'un centre d'impact et une deuxième concernant son profil temporel. Les résultats confirment que la distribution est bien celle que nous avons définie dans notre routine, en l'occurrence une distribution de Hertz (Figure 3-36-a-), de même pour le profil temporel que nous avons défini par une sinusoïde (Figure 3-36-b-), à partir des simulations d'impacts simples.

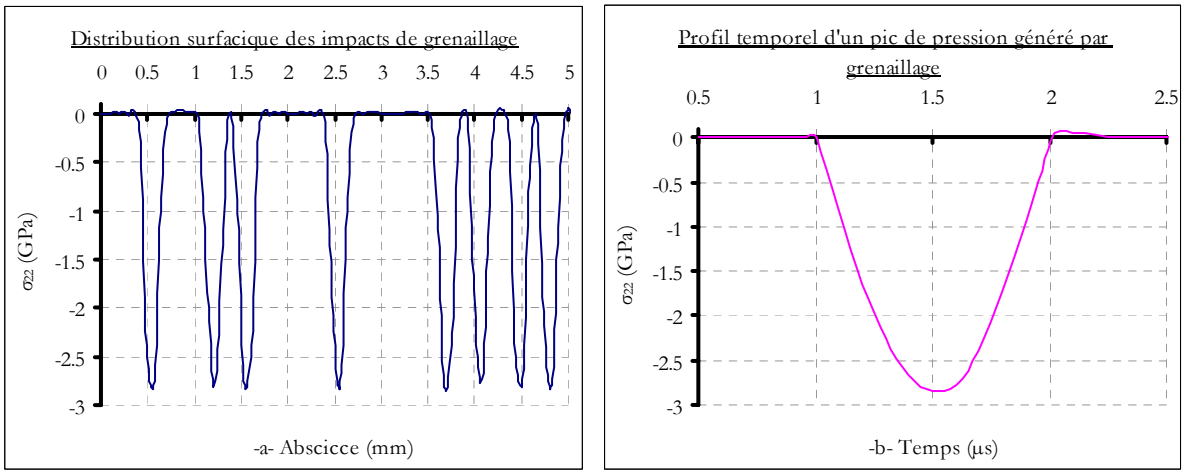
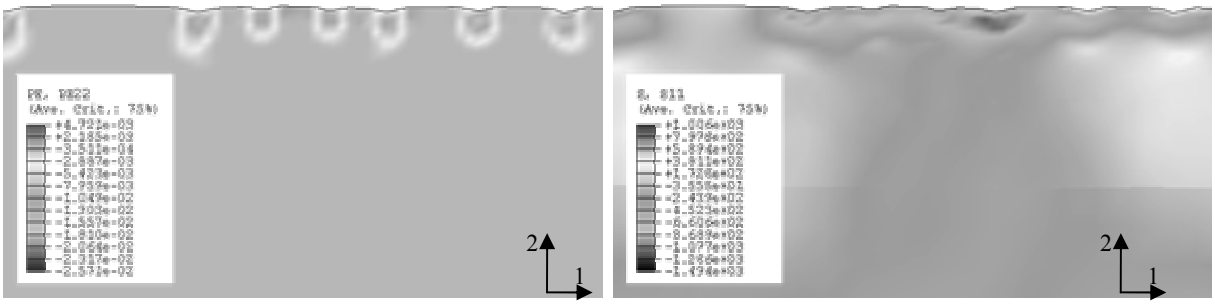


Figure 3-36 : Distribution de pression de Hertz autour de plusieurs centres d'impact générés par la routine -a- et évolution temporelle de cette pression -b-.

Sur la Figure 3-37 nous présentons une illustration des états de déformation plastique et de contrainte résiduelle issus de la notre simulation. La Figure 3-38 résume les états de

déformation plastique en surface pour deux séries d'impacts successives. Nous notons bien l'aspect aléatoire avec des zones plus ou moins déformées. La Figure 3-39 confirme ces constatations en termes de contraintes résiduelles surfaciques.



-a- -b-

Figure 3-37 : Etat des déformations plastiques -a- et des contraintes résiduelles (non stabilisées) -b- obtenus avec la routine de chargement aléatoire. La déformation selon la direction 2 est amplifiée d'un rapport de 10.

L'exécution de notre routine rend bien compte de l'aspect aléatoire des impacts. La distribution des pressions est aussi assimilable à une distribution de grenaillage avec un maximum de pression en sous-couche et une profondeur affectée de l'ordre de 0,5 mm. Ces résultats sont tout à fait envisageables dans le cas d'un grenaillage, comme pour la répartition de contrainte en surface dont les niveaux sont assez variables (faible recouvrement).

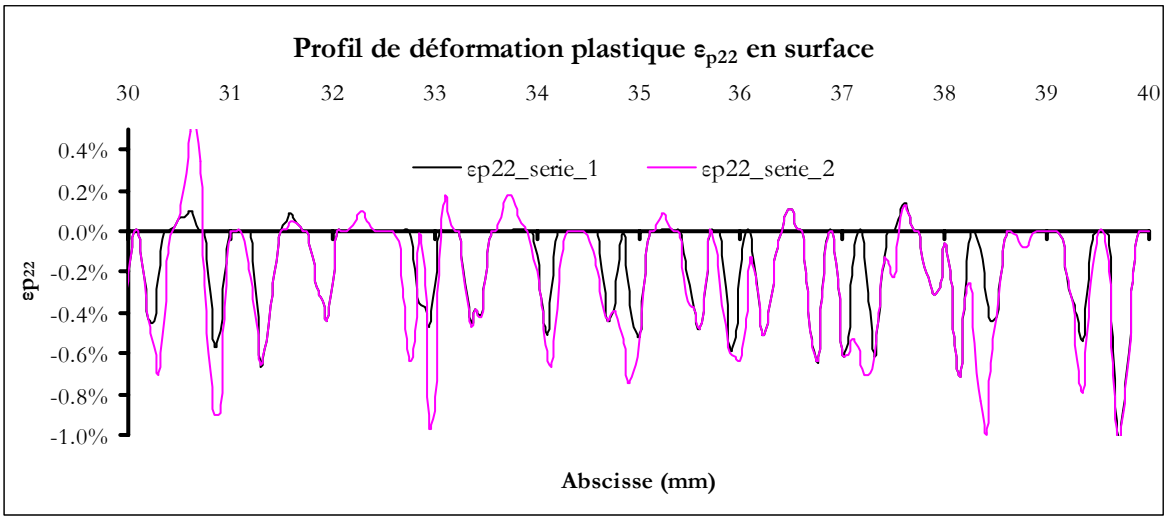


Figure 3-38 : Etats de déformation plastique obtenus avec la routine de chargement aléatoire pour les deux premières séries d'impacts.

Si l'on considère la routine de chargement dans son intégralité (15 séries de 80 impacts), l'étude du recouvrement nous montre que la distribution des centres d'impacts et le caractère statistique du chargement jouent un rôle majeur au niveau de l'état de contrainte résiduelle. En

effet, nous montrons dans la Figure 3-39 que la distribution des contraintes n'est pas homogène, malgré un taux de recouvrement calculé de 55 % (rapport des aires déformées plastiquement par rapport à l'aire totale), supérieur au taux relevé lors de la simulation du recouvrement d'impacts avec contact (30 %), où le positionnement des billes est régulier (voir 1.5 ci-dessus) et l'état de contrainte est homogène (Figure 3-27).

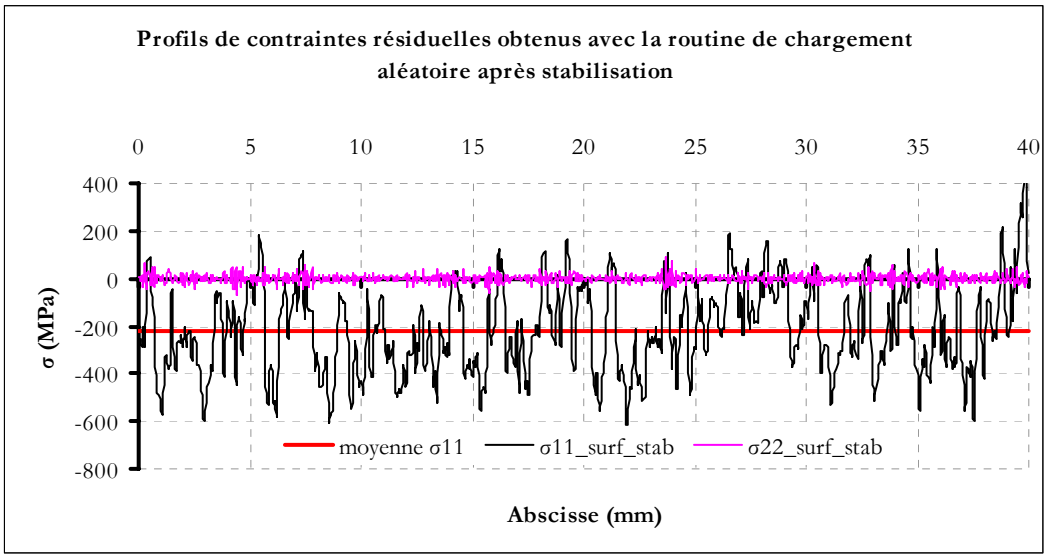


Figure 3-39 : Etats des contraintes résiduelles superficielles obtenus avec la routine de chargement aléatoire (15 séries de 80 impacts successif).

L'observation des niveaux de contrainte résiduelle à 100 µm de profondeur (Figure 3-40) montre une stabilisation avec une fluctuation de ±20 % contre ±15 % retrouvée pour une disposition régulière de billes. Ceci montre bien l'influence du recouvrement sur l'état des contraintes résiduelles.

L'analyse de l'évolution de la déformation plastique ε_{p22} en profondeur nous montre que nous aboutissons bien à un profil type du grenaillage (Figure 3-41). Ceci dit, l'aspect aléatoire des impacts a une forte influence sur la forme et les niveaux de déformation. En outre nous notons des profondeurs plastifiées qui peuvent être, localement, assez importantes (≈ 1 mm).

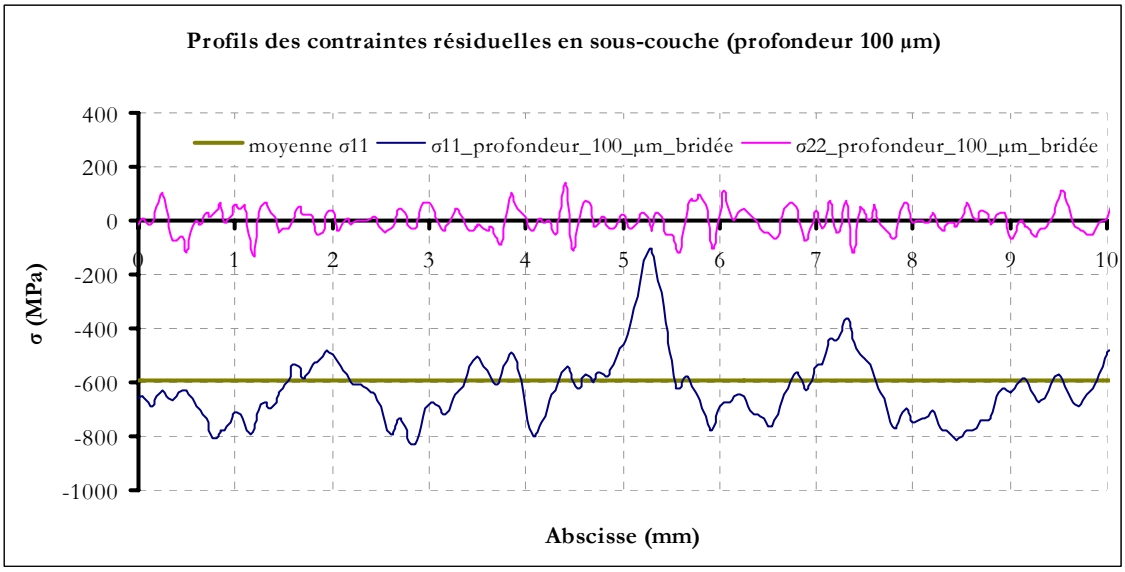


Figure 3-40 : Etats des contraintes résiduelles obtenus en sous-couche (100 µm) avec la routine de chargement aléatoire (15 séries de 80 impacts successifs).

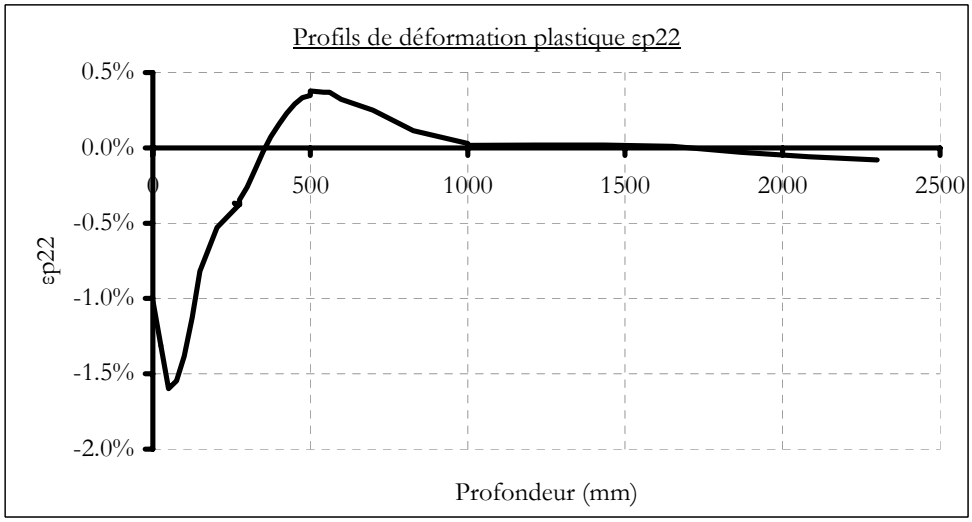


Figure 3-41 : Profil de déformation plastique issu de la simulation avec la routine de chargement aléatoire et en differents points à partir de la surface.

L'analyse des profils de contraintes résiduelles en profondeur (Figure 3-42), nous montre que le maximum de contrainte se situe en sous-couche. Nous notons la différence entre les deux configurations (bridée et relaxée) avec un état de compression pour le cas bridé, ce qui nous ramène au cas d'un massif semi-infini. La libération de la plaque entraîne une chute de contrainte.

Comme pour le recouvrement d'impacts rigides, nous procédons à une comparaison d'un profil simulé en profondeur avec notre évaluation expérimentale (Figure 3-44-a-). Sur ce graphique nous superposons deux configurations de plaque (libre et bridée), et nous constatons que le profil expérimental se situe entre ces deux profils. Le niveau maximal correspond à la

configuration bridée et la profondeur en compression, à la configuration libre. Il est utile de rappeler que le profil relevé par la simulation ne représente pas l'état global de la plaque mais s'en rapproche, vu que le recouvrement n'est pas très important.

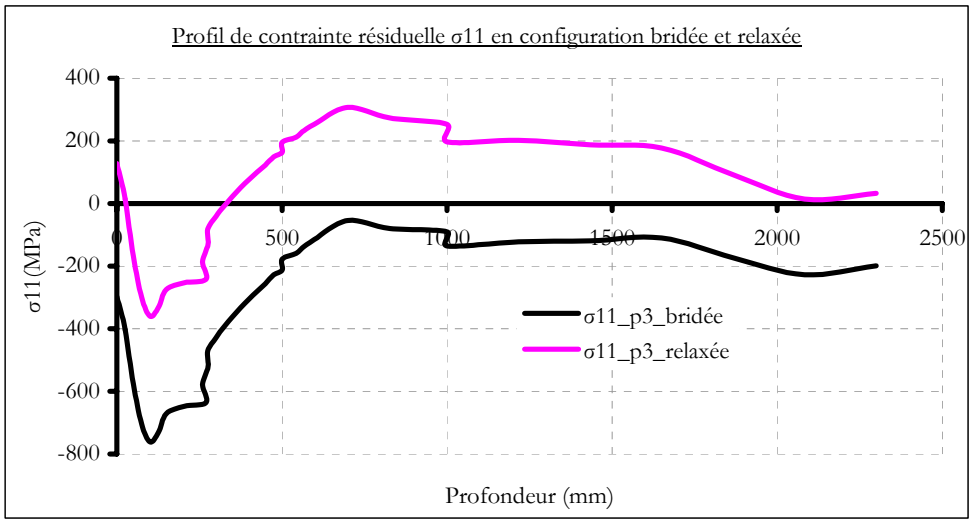


Figure 3-42 : Profils de contrainte résiduelle σ_{11} et σ_{22} issus de la simulation avec la routine de chargement aléatoire.

Concernant la flèche simulée récupérée par la plaque à l'issue de sa libération, nous notons une valeur de 50 µm que nous retrouvons généralement dans les cas de faible recouvrement, ce qui est notre cas (50 %). En comparant cette valeur aux 30 µm obtenus pour l'étude avec recouvrement d'impact de bille rigide (30 %) nous notons que l'ordre des valeurs respecte bien le taux de recouvrement croissant.

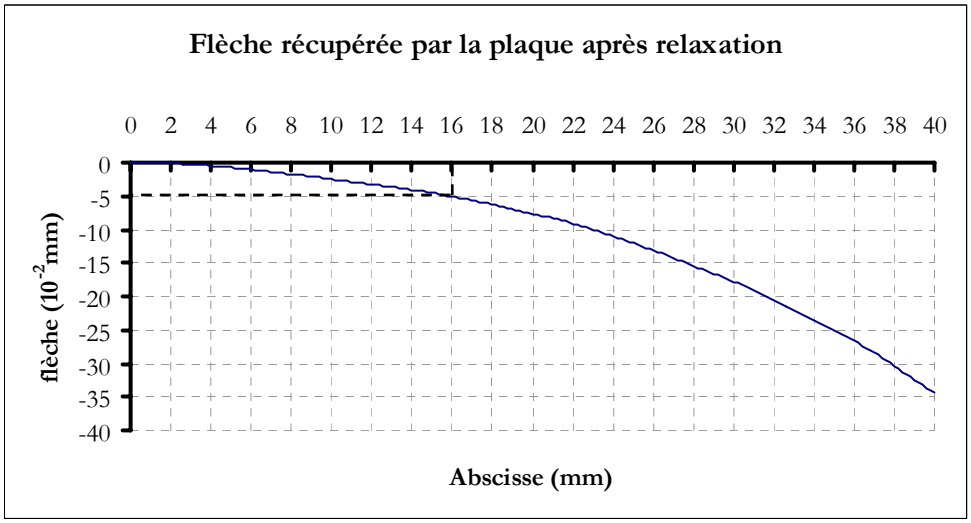


Figure 3-43: Flèche relevée après libération du bas de la plaque (chargement aléatoire).

La comparaison des deux simulations (chargement aléatoire et disposition régulière d'impacts) (Figure 3-44-b-) montre un certain écart, tout en restant dans les mêmes ordres de

grandeur. En effet, hormis le fait que la profondeur en compression est plus faible pour le cas du chargement régulier, le niveau maximal de contrainte est du même ordre (environ 400 MPa).

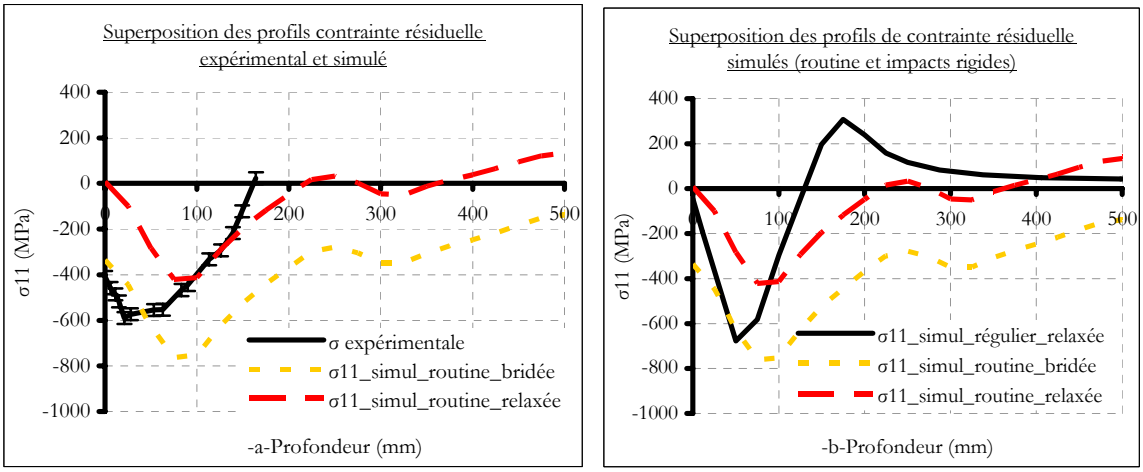


Figure 3-44 : Superposition des profils de contraintes résiduelles issus de la simulation d'un chargement aléatoire et d'un profil expérimental -a-, comparaison du profil simulé avec la routine de chargement aléatoire et des profils issus du recouvrement d'impact de billes rigides -b-.

1.6.5. Discussion.

La routine malgré, le fait qu'elle ne prenne pas en compte les contacts, semble générer des profils proches de ceux du grenaillage en termes de déformations plastiques et de contraintes résiduelles.

En se basant sur les calculs de Davies [9] dans lesquels il estimait la pression maximale atteinte lors d'un impact entre une bille et un massif (3-8) ainsi que le rayon d'impact maximal (3-9), ces formules nous donnent une pression maximale de 12,8 GPa ainsi qu'un rayon maximal d'impact de 0,14 mm. Nous y notons le désaccord entre cette pression maximale et celle relevée lors de la simulation avec contact qui est de 3 GPa.

$$P_0 = \frac{1}{\pi}\sqrt[5]{\frac{5\pi}{2}\rho_b V^2 E^4} \qquad (3\text{-}8)$$

$$r_{max} = r_b\sqrt[5]{\frac{5\pi}{2}\rho_b \frac{V^2}{E}} \qquad (3\text{-}9)$$

Avec :	ρ_b : densité de la bille	V : vitesse de la bille
	E : module équivalent du système $\frac{1}{E} = \frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2}$	r_b : rayon de la bille

La comparaison avec la simulation par impact de billes, montre l'importance du positionnement des centres des impacts, dans le cas de la distribution aléatoire. En effet, malgré un taux de recouvrement plus important pour la routine aléatoire (55%) nous ne pouvons pas stabiliser le niveau de contrainte en surface.

Malgré l'écart noté entre la simulation d'impacts rigides et le chargement aléatoire que nous avons développé, nous aboutissons aux mêmes ordres de grandeurs en termes de niveau de contrainte, ce qui est encourageant. La simulation avec notre routine simule un très grand nombre d'impacts simultanés, et ne gère pas de contact, avec toutes les difficultés numériques qui lui sont associées. Ce point se répercute au niveau des temps de calcul. A titre d'exemple, une simulation 3D de plusieurs impacts d'une durée totale de 10^{-4} s peut nécessiter 2 jours de calcul, alors qu'avec la même qualité de maillage, et pour une même durée notre méthode requiert environ 2 heures. Ceci nous encourage à l'améliorer en réexaminant la formulation liée à la contrainte maximale, ou en intégrant un éventuel effet de frottement.

1.7. Conclusions.

Dans cette partie nous avons étudié, par le biais de la simulation, l'influence des différents paramètres de grenaillage que sont les conditions de projections (diamètre de la bille, densité, dureté, vitesse d'impact…), la loi de comportement du matériau, la superposition des impacts et le taux de recouvrement.

- En ce qui concerne la taille de la grenaille, nous remarquons que ce paramètre intervient au niveau de la plastification en surface et semble produire des profils de contrainte moins profonds pour des tailles plus importantes. Ce résultat est semble-t-il logique, dans la mesure où la surface de contact augmente avec le diamètre de la grenaille, ce qui aura pour effet de réduire le niveau de contrainte.
- L'effet de la densité se manifeste au niveau des énergies cinétiques. En l'occurrence, pour un même diamètre, nous aurons une plastification en profondeur plus importante car nous aurons une pénétration plus importante pour absorber l'énergie de la grenaille. De ce fait, les profils de contrainte et de déformation plastique seront plus profonds avec des densités plus élevées. L'effet en surface se manifeste par un refoulement plus important ce qui induit des contraintes en surface plus élevées.
- L'influence de la rigidité se manifeste par l'aptitude du matériau cible à dissiper l'énergie cinétique de la bille. En fait, pour une dureté de la bille très importante, nous aurons un transfert d'une très grande part de l'énergie cinétique de la grenaille au sein de la cible, ce qui se traduit par une importante déformation.

- La vitesse d'impact affecte l'énergie cinétique échangée lors du contact, mais intervient principalement par : la sensibilité du matériau à la vitesse de déformation. Si le matériau n'est pas sensible, nous aurons un effet semblable aux deux précédents avec une amplification due à la contribution de la vitesse dans l'énergie cinétique. Si notre matériau est, au contraire, sensible à la vitesse de déformation, nous aurons un effet différent qui peut se manifester par des niveaux de contrainte inférieurs et des plastifications moins importantes. Cette situation est extrêmement sensible au couple loi de comportement du matériau/vitesse de la grenaille.

- Nous avons remarqué que la loi de comportement du matériau est le paramètre le plus important de toute la simulation. En effet, une bonne identification des paramètres de la loi de comportement est primordiale pour une bonne simulation vu que le résultat final en dépendra. Toutefois l'identification d'une loi de comportement à grande vitesse semble difficile à partir des essais mécaniques réalisés (<10 m/s).

- L'étude de la répétition des impacts nous a montré qu'il existe un nombre limite, au-delà duquel nous aurons une interaction purement élastique entre la grenaille et la cible.

- L'analyse du taux de recouvrement a logiquement montré qu'une augmentation de ce dernier avait pour effet d'homogénéiser l'état de contrainte résiduelle. Des taux inférieurs à 100 % peuvent assurer une homogénéité de contrainte en surface, à condition que le traitement soit de type déterministe (programmé).

- Enfin, l'application de la distribution aléatoire s'est avérée intéressante pour l'analyse des recouvrements. Ainsi, nous remarquons que malgré la différence avec la simulation des impacts, nous obtenons des résultats qui, apparaissent tout à fait acceptables. Une question importante concernant de l'évolution de la pression maximale avec l'écrouissage du matériau cible, qui n'est pas pris en compte dans notre approche et pourra être une perspective de développement. Cela nous amène à mieux analyser le passage entre les deux modes de simulation, et en particulier le fait que la pression maximale appliquée semble avoir un effet excessif sur la surface du massif, bien que cette valeur soit celle relevée lors de la simulation. Ceci nous a dissuadé de les tester. Au niveau de la forme, nous avons bien eu une distribution Hertzienne (cas d'un impact à incidence normale) aléatoire sur la totalité de la surface traitée qui évolue dans le temps.

2. Simulation numérique du choc laser.

L'intérêt majeur de la simulation numérique du choc laser est d'améliorer les performances du procédé et d'étendre son domaine d'application. Il est clair que le coût du procédé reste actuellement excessif, mais le temps travaille à son avantage grâce à l'amélioration constante des sources laser. Le grenaillage classique reste certes dominant dans l'industrie et le choc laser ne peut donc se développer dans un premier temps que dans des secteurs de haute technologie (nucléaire, aéronautique).

Le choc laser est à l'origine un traitement thermomécanique, dont l'effet thermique sur le matériau traité est minimisé par la présence d'une couche sacrificielle. Cet effet thermique peut être fortement atténué par un dépôt de peinture ou un adhésif (dans notre cas il s'agit d'un adhésif en aluminium). Le chargement est alors assimilé à une onde de choc P=f(t) qui, lors de sa propagation en régime hydrodynamique, provoquera une déformation hétérogène sur une certaine profondeur. Le comportement du matériau en régime hydrodynamique est alors conditionné par la limite d'Hugoniot qui représente la limite d'élasticité sous choc de la cible.

Dans ce chapitre, nous passons en revue l'influence des différents paramètres de traitement. En premier lieu, nous modélisons la propagation de l'onde de choc dans la matière ainsi que la génération des déformations plastiques résiduelles. Nous exploitons l'axisymétrie du phénomène (choc circulaire) qui pourra le ramener à une étude plane. Une fois cette étape franchie, nous regardons de plus près l'effet de la présence de la couche protectrice en aluminium. Enfin, nous nous intéressons à l'étude du recouvrement d'impacts laser avec des taux de 0 % et 50 %.

2.1. Simulation d'un impact unique.

Dans cette partie nous allons nous intéresser aux effets des différents paramètres liés au choc laser tels que la taille et la pression d'impact, la présence du revêtement thermoprotecteur ainsi que la loi de comportement du matériau cible.

2.1.1. Simulation de la propagation d'une onde de choc dans un matériau.

Il est important de noter que l'impulsion laser sera ramenée à un pic de pression quasi-gaussien qui est estimé par l'expérience (Figure 3-45), et qui peut être calculé analytiquement [14]. Cette impulsion de pression est caractérisée par son amplitude et sa durée, représentée par la largeur à mi-hauteur de la quasi-gaussienne. Les vitesses de déformation mises en jeu sont environ 1000 fois supérieures dans le cas du choc laser (de l'ordre de 10^6 s^{-1}), que dans le cas du grenaillage de précontrainte.

Généralement, lors de cas de chocs rapides ou d'explosions nous avons recours à des équations d'état (EOS) qui définissent la transformation d'énergie (thermique ou acoustique) en énergie mécanique. Dans notre cas nous utilisons l'équation d'état de Mie-Grüneisen qui est une équation de type choc. Cette équation est obtenue à partir du premier principe de la thermodynamique (principe de conservation de l'énergie interne) (3-10).

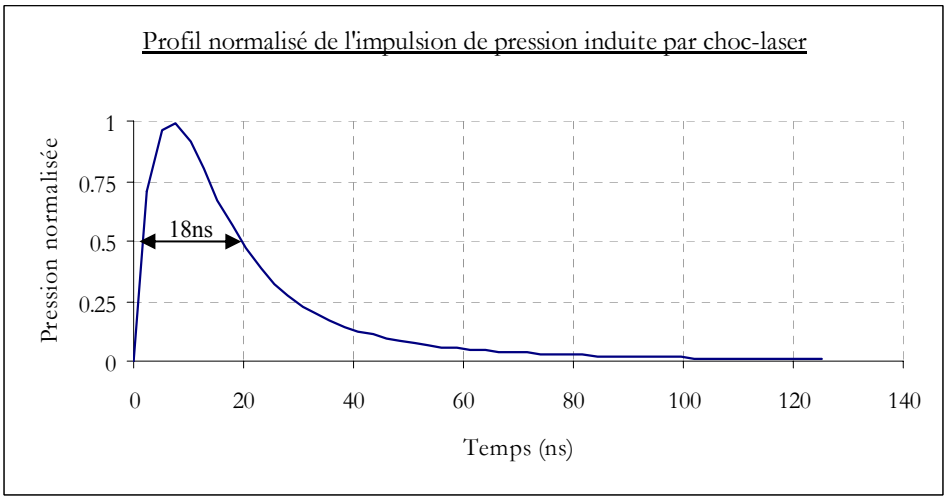


Figure 3-45 : Profil temporel type normalisé du pic de pression généré par une impulsion laser de 8 à 10 ns.

$$
\begin{aligned}
&P - P_H = \Gamma\rho(E_m - E_H) \\
&U_S = C_0 + S.U_P \\
&E_H = \frac{P_H\eta}{2\rho_0}; \Gamma = \Gamma_0\frac{\rho_0}{\rho}; \eta = 1 - \frac{\rho_0}{\rho} \\
&P_H = \frac{\rho_0 C_0^2}{(1 - S\eta)^2} \\
&P = \frac{\rho_0 C_0^2}{(1 - S\eta)^2}\left(1 - \frac{\Gamma_0\eta}{2}\right) + \Gamma_0\rho_0 E_m
\end{aligned}
\qquad (3\text{-}10)
$$

Avec :

P_H : limite d'Hugoniot (MPa)	Γ_0 : constante de Grüneisen	
ρ : masse volumique du matériau (kg/m^{-3})	η : déformation volumique	
E_m : énergie interne massique (J/kg)	C_0 : célérité de l'onde dans le matériau (m/s)	
U_S : vitesse de choc (m/s)	U_P : vitesse de particule (m/s)	S : coefficient de linéarité

Cette équation d'état définit la partie de pression hydrostatique du tenseur des contraintes. La partie déviatorique est définie par la loi de comportement du matériau.

Le comportement plastique peut être géré par la loi de Johnson-Cook (équation (3-3)), ou toute autre loi de comportement plastique sensible aux vitesses de déformations. Nous aboutissons donc à une loi de comportement élasto-plastique avec prise en compte du comportement hydrodynamique et de la sensibilité aux vitesses de déformation.

Pour illustrer l'apport de cette définition du matériau, nous avons réalisé deux simulations qui se différencient par le recours ou non à l'équation d'état. Dans le premier cas, nous avons utilisé la loi de Johnson-Cook couplée à la loi de Hooke, définie par le module d'élasticité et le coefficient de Poisson et décrivant un comportement élastique. Dans le deuxième cas, nous avons utilisé l'équation d'état avec la loi de Johnson-Cook. Les données de l'équation d'état sont reportées dans le Tableau 3-5.

2.1.1.1. Conditions du calcul.

Le calcul se présente en deux étapes :

- Une première étape où nous appliquons le chargement ;
- Une deuxième étape où nous stabilisons la réponse de la cible.

Le code explicite d'ABAQUS™ gère bien les sollicitations dynamiques. Par contre, il s'avère insuffisant pour achever des calculs quasi-statiques tels que la stabilisation de l'état d'une pièce après sollicitation. Cette étape requiert de longues durées de calcul, selon la finesse du maillage utilisé (entre une et cinq heures voire plus).

La durée de l'interaction est de l'ordre de 150 ns (Figure 3-45). Généralement nous imposons une durée plus importante de l'ordre de la microseconde, afin de récupérer un maximum d'états intermédiaires sur l'évolution de l'onde de choc dans le matériau cible. Cette première étape de calcul, nécessite donc l'enregistrement d'un grand nombre d'incréments pour ressortir un historique représentatif de l'impact rapide. Le temps de calcul requis pour le chargement est relativement court (quelques minutes).

Dans la deuxième étape de calcul (stabilisation) nous récupérons quelques incréments ainsi que l'historique énergétique de l'ensemble. Ceci nous permet de contrôler la stabilité du résultat final. Cette étape qui nécessite des temps de calcul très importants (quelques heures).

Cependant, certains artifices existent pour accélérer cette stabilisation, tel que l'augmentation de la densité (option « *mass scaling* ») dans le but d'augmenter le temps d'incrémentation (équations (3-1) et (3-2)). Aussi, il est possible d'augmenter l'échelle du temps avec l'option « *scale factor* ». À un autre niveau, ABAQUS™ dispose d'une option de viscosité qui permet un lissage de la réponse. Ces trois paramètres n'interviennent pas dans le résultat final. En effet,

de par leur nature (artifices numériques) leur effet est systématiquement retiré aussitôt que le calcul est terminé. L'option viscosité « *bulk viscosity* » peut être assimilée à l'immersion du système étudié dans un milieu visqueux qui absorbera l'énergie élastique résiduelle du système, à l'origine de l'instabilité de la réponse.

Il existe aussi, la possibilité d'intégrer un paramètre d'amortissement « *damping* » de Rayleigh dans la définition du matériau [3]. Cette option est assez pratique vu que l'évaluation de la composante quadratique de cet amortissement, souvent retenue pour la stabilisation, se base sur l'incrément minimal du système sans amortissement. Ainsi, à l'issue d'un contrôle « *datacheck* » nous pouvons récupérer cet incrément minimal estimé par ABAQUS™ explicit et l'injecter dans la définition de l'amortissement quadratique du matériau. Le problème de cet amortissement est qu'il n'est pas compatible avec la définition d'une équation d'état.

Dans tous les cas, la définition d'un amortissement ou d'une viscosité aura pour conséquence la réduction de l'incrément minimal et donc un ralentissement du calcul même si la stabilisation se fait plus rapidement.

Tableau 3-5 : Paramètres de la loi de Mie-Grüneisen propre à l'acier C75 et à l'aluminium, ainsi que leurs limites d'Hugoniot respectives.

Acier :				
c_0 : 3980 m/s	S : 1,58	Γ_0 :1,58	ρ_0 : 7800 kg/m^3	P_H : 1,8 GPa
Aluminium :				
c_0 : 5380 m/s	S : 1,58	Γ_0 :1,84	ρ_0 : 2700 kg/m^3	P_H : 0,3 GPa

Tableau 3-6 : Détails du maillage de la simulation de l'effet de l'équation d'état.

Entités	(Zone), taille des éléments et (mode de remplissage)	Géométrie des éléments	Nombre d'éléments	Type d'éléments
Massif	(1) 25 x 25µm² (structuré)	Quadrangles	3888	CAX4R
	(2) 200 x 25 µm² (structuré)	Quadrangles	540	CAX4R
	(3) 25 x 200 µm² (structuré)	Quadrangles	936	CAX4R
	(4) 200 x 200 µm² (structuré)	Quadrangles	130	CAX4R

Pour le maillage, nous conservons la configuration axisymétrique définie dans le cas du grenaillage, avec un massif de 4 x 4 mm² (Figure 3-46). Les paramètres du maillage sont reportés dans le Tableau 3-6.

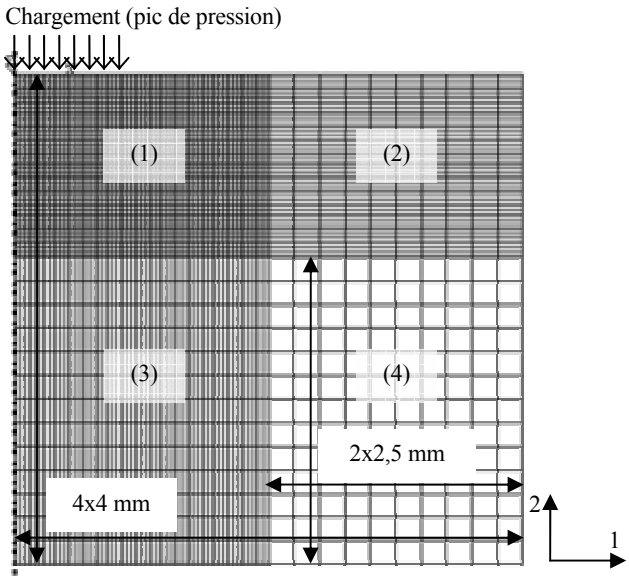


Figure 3-46 : Détail du maillage axisymétrique utilisé pour l'étude de l'équation d'état.

Vu la similitude avec les cas de grenaillage axisymétriques, nous conserverons les mêmes conditions aux limites. Nous bridons donc l'axe de symétrie dans la direction (1). Pour le bas du massif, le bridage est assuré par blocage selon les directions 1 et 2.

2.1.1.2. Résultats.

Dans les deux cas (avec ou sans équation d'état « EOS »), la visualisation de l'évolution du front de compression (Figure 3-47) montre bien une onde qui s'amorce à la zone d'impact et qui s'atténue hydrodynamiquement en profondeur lors de sa propagation.

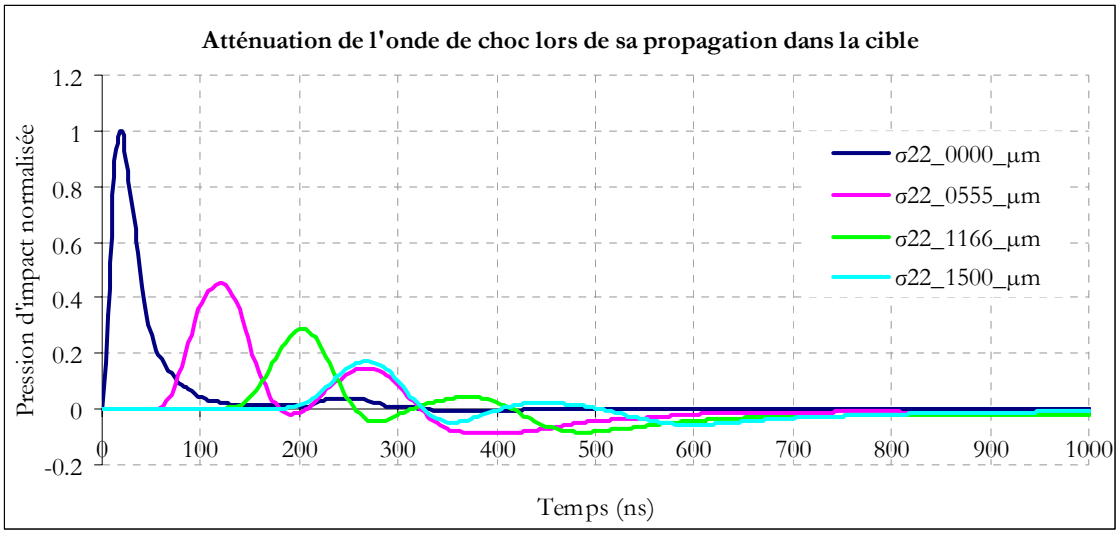


Figure 3-47 : Evolution du front de compression dans le massif pour un impact de diamètre égal à 1,5 mm, sans équation d'état.

Nous remarquons que l'utilisation d'une équation d'état engendre des niveaux de déformation plastique légèrement plus importants que ceux obtenus dans la simulation sans équation d'état (Figure 3-48-a-). En terme de contrainte résiduelle, l'effet est presque inexistant (Figure 3-48-b-). Nous pouvons toutefois remarquer le niveau de contrainte supérieur (±10 %) obtenu pour la simulation avec équation d'état (-950 contre -850 MPa).

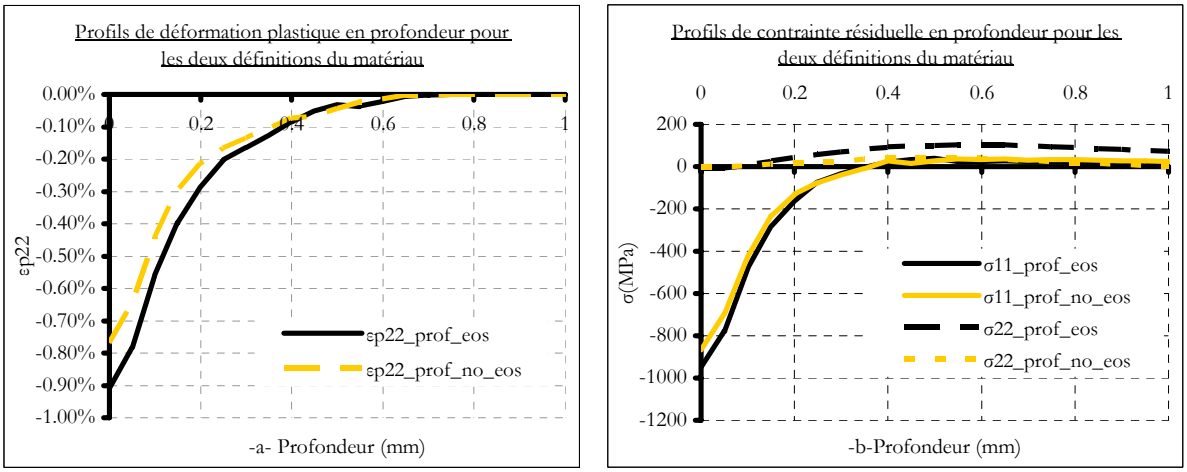


Figure 3-48: Illustration de l'apport de l'équation d'état (eos) par rapport à une loi classique d'élasticité, en terme de profils de déformation plastique -a- et de contrainte résiduelles -b- en profondeur, à 0,35 mm du centre d'impact.(ø :1,5 mm, Pmax : 4 GPa)

En surface nous observons les mêmes phénomènes. En effet, les déformations plastiques obtenues avec équation d'état sont supérieures de 0.1 % (Figure 3-49-a-). Il en va de même pour les contraintes résiduelles, où nous confirmons les observations faites précédemment (Figure 3-49-b-). L'analyse des contraintes superficielles confirme le creux de contrainte au centre de l'impact (Figure 3-49-b-) mentionnée dans la partie bibliographique. L'origine de cette chute de niveau de contrainte est attribuée aux ondes latérales qui viennent se focaliser au centre de l'impact en y provoquant une replastification.

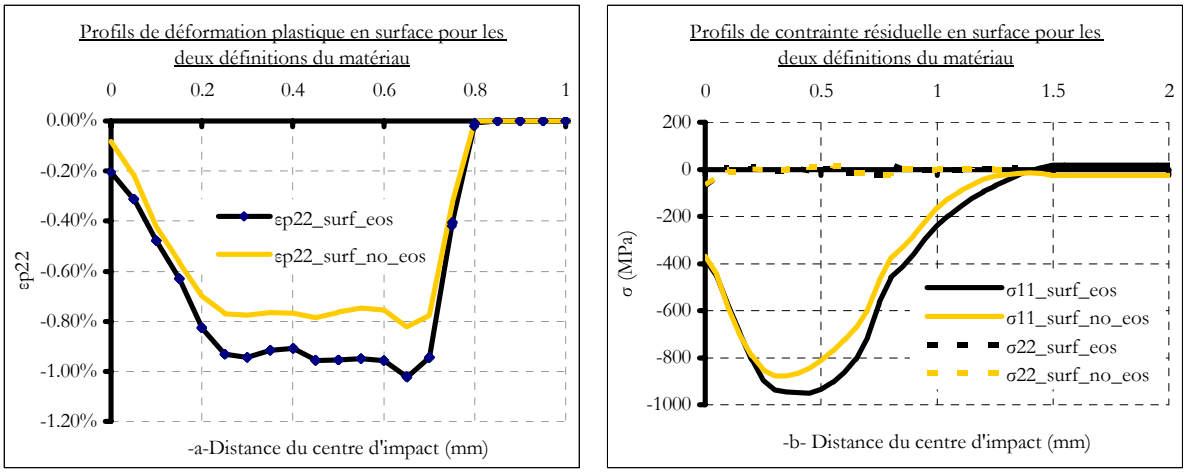


Figure 3-49 : Illustration de l'apport de l'équation d'état (eos) par rapport à une loi classique d'élasticité, en terme de profils de déformation plastique -a- et de contrainte résiduelles -b- en surface.

2.1.1.3. Discussion.

Le but de cette comparaison était de vérifier la nécessité du recours à l'équation d'état de Mie-Grüneisen pour pouvoir simuler les effets mécaniques résiduels induits par choc laser.

L'équation d'état est une relation existant entre des variables d'état du matériau étudié, tel que la pression, la température, le volume, … . De ce fait elle peut être considérée comme une fonction de conversion d'une forme d'énergie en une autre telle que l'énergie thermique en mécanique ou autre forme. Ainsi, l'équation de Mie-Grüneisen est généralement utilisée dans les cas de chocs rapides où nous faisons intervenir des sources de haute énergie (tel que les lasers) dont la détente du plasma contre une surface génère un état de contrainte qui est gouverné par le comportement hydrodynamique de la cible à des temps d'interaction très courts.

Dans notre cas, en imposant une impulsion de pression, nous venons court-circuiter l'apport de l'équation d'état vu que nous nous plaçons dans le cas d'une sollicitation purement mécanique qui peut être prise en charge par des lois de comportement élasto-plastique avec sensibilité à la vitesse de déformation.

Nos résultats montrent qu'une très faible différence existe entre les réponses des deux définitions du matériau cible.

Cette remarque aura pour conséquence de ne plus recourir à l'équation d'état, ce qui nous permettra d'ajouter un amortissement dans la définition du matériau, qui permettra d'atteindre des états stabilisés avec des durées inférieures.

2.1.2. Étude de l'effet du diamètre d'impact.

Suivant les lasers utilisés, un traitement de choc laser peut mettre en œuvre des impacts de 1 à 10 mm. Notre but est donc de mettre en évidence l'effet du diamètre d'impact sur l'état de déformation plastique et de contrainte résiduelle. Pour cette étude, nous comparons deux diamètres (1,5 et 4 mm)

2.1.2.1. Conditions de calcul.

La symétrie du problème nous ramène à une étude plane, avec des éléments axisymétriques. Nous avons conservé la même géométrie que le cas précédent ainsi que le même maillage. Les propriétés du matériau sont données dans le Tableau 3-1 et le Tableau 3-5.

Dans un souci de stabilisation rapide, nous avons discrétisé notre loi de comportement de sorte à la rendre sensible uniquement aux grandes vitesses de déformation. Donc, notre matériau aura un comportement quasi-statique à des vitesses inférieures à 10^6 s^{-1}. Dans la partie bibliographique nous avons noté que cette supposition était légitimée par les travaux de Ballard [14] et de Braisted [15].

La Figure 3-50 illustre les deux cas étudiés. De même pour cette étude, les détails du maillage restent inchangés (Tableau 3-6).

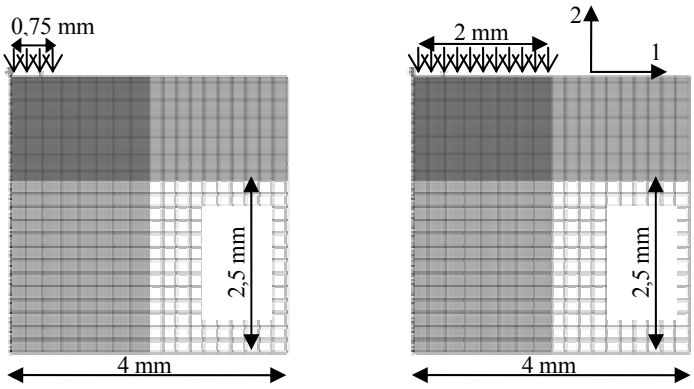


Figure 3-50: Représentation des différentes maillages (axisymétriques) utilisés pour l'étude de l'effet du diamètre d'impact.

Nous conservons les conditions aux limites de symétrie et de bridage explicitées dans les simulations précédentes.

2.1.2.2. Résultats.

Nous notons que la profondeur plastifiée semble peu varier avec le diamètre d'impact (Figure 3-51-a-), néanmoins nous notons que le niveau maximal en surface est différent. L'effet

du diamètre semble mieux se manifester au niveau des contraintes résiduelles. Nous remarquons que la profondeur en compression est plus importante pour le diamètre de 4 mm, concernant le maximum de contrainte il semble insensible à ce paramètre (diamètre d'impact), mais la contrainte en surface diminue quand le diamètre augmente (Figure 3-51-b-).

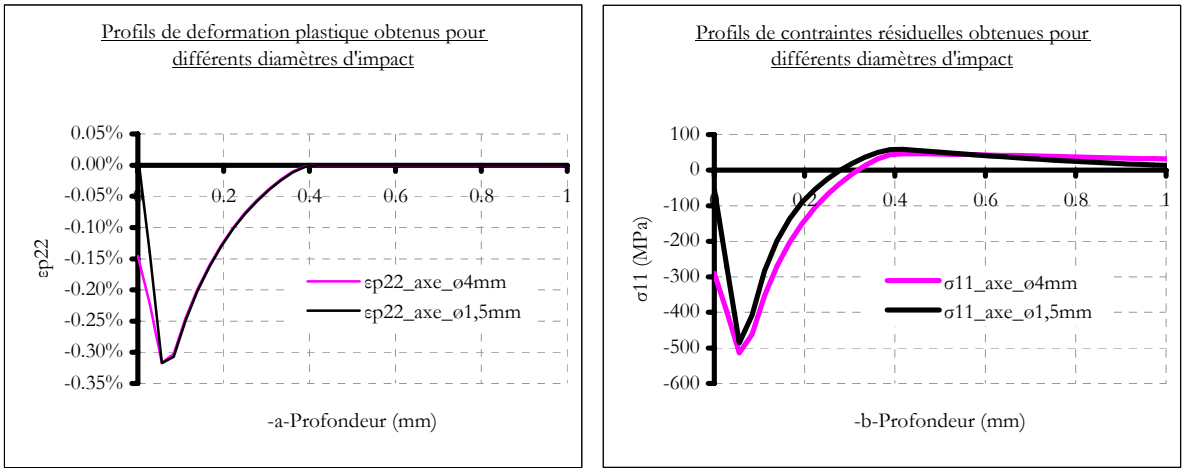


Figure 3-51 : Profils de déformation plastique -a- et de contrainte résiduelle -b- produits par un impact laser à différents diamètres.

2.1.2.3. Discussion.

Nous remarquons que le diamètre d'impact n'a aucun effet sur les niveaux maximums de déformation plastique et de contrainte résiduelle atteint. Ceci s'explique par le fait que la pression d'impact est la même pour toutes les configurations.

En ce qui concerne la différence de profondeur, nous l'expliquons par l'atténuation de l'onde de choc qui nécessitera plus de temps dans le cas d'un plus grand diamètre qui présente un front spatialement plus large. Même si l'effet est peu visible au niveau des déformations plastiques, nous pensons que les propriétés mécaniques élevées du matériau font que l'atténuation de l'onde soit trop rapide pour qu'elle soit perceptible. Mais la réponse au niveau des contraintes semble confirmer ce fait, car l'écart entre les deux cas de chargement est bien visible.

Concernant l'etat en surface, nous notons que les maxima de contriante et de déformation diminue avec l'augmentation du diamètre. L'explication au niveau de la distance parcourue par les ondes de retour latérales qui est plus importante dans le cas du plus grand diamètre, par suite l'atténuation sera plus importante.

2.1.3. Étude de l'influence de la pression d'impact.

Dans cette partie nous portons notre intérêt sur l'effet qu'aura une variation de la pression d'impact, en gardant la même durée d'impulsion (18 ns) ainsi que la taille d'impact , sur l'état

des déformations et des contraintes. De ce fait, nous avons simulé 2 impacts à 6 et 8 GPa. Ces dernières sont comparées à celle à 4 GPa simulée précédemment.

2.1.3.1. Conditions de calcul.

La seule variante de ces simulations est la pression d'impact qui prendra deux valeurs (6 et 8 GPa. Concernant le modèle, nous reprenons à l'identique celui défini dans le paragraphe (2.1.1 ci-dessus) et illustré par la Figure 3-55. De même, les détails du maillage sont résumés dans le Tableau 3-6.

2.1.3.2. Résultats.

Nous notons d'après la Figure 3-52, où nous reportons les profils de déformations plastiques et de contraintes résiduelles à r/2, que la pression d'impact a pour effet d'étendre la zone en compression ainsi que le niveau maximal atteint.

L'analyse des profils de déformation plastique (Figure 3-52-a) nous montre que la profondeur plastifiée a tendance à augmenter avec la pression d'impact, de même pour le niveau de déformation en surface.

Concernant les contraintes résiduelles (Figure 3-52-b-), nous confirmons les remarques énoncées pour les états de déformation plastique, en l'occurrence une profondeur en compression plus importante et des niveaux maximaux qui augmentent avec la pression. Ceci dit, la contrainte en surface semble peu varier avec la pression d'impact. Ce résultat confirme le modèle de Ballard [14], pour qui au-delà d'une pression d'impact égale à $2P_H$ (soit environs 3,5 GPa pour le C75) les contraintes saturent.

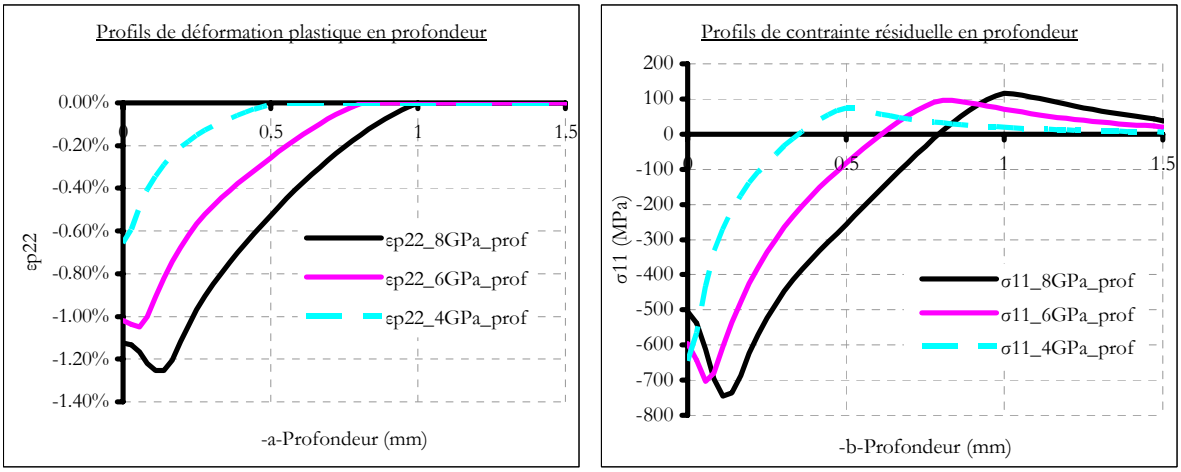


Figure 3-52: Illustration de l'influence de la pression d'impact sur les états de déformations plastiques -a- et de contraintes résiduelles -b- en profondeur à 0,35 mm du centre d'impact.

La Figure 3-53-a- illustre les profils relevés au niveau de l'axe de symétrie (centre de l'impact). Nous notons y retrouvons le phénomène de replastification et de creux de contrainte qui se manifeste au niveau de ce point. Ce phénomène a été décrit dans la partie bibliographique. En effet, les ondes de cisaillement latérales ne se croisent qu'au niveau de l'axe de symétrie. Hormis la replastification, la tendance générale est la même avec une augmentation de la profondeur affectée plastiquement ainsi que du niveau maximal de déformation plastique avec la pression d'impact. Ce constat est le même pour la Figure 3-53-b- qui représente les états de contraintes résiduelles.

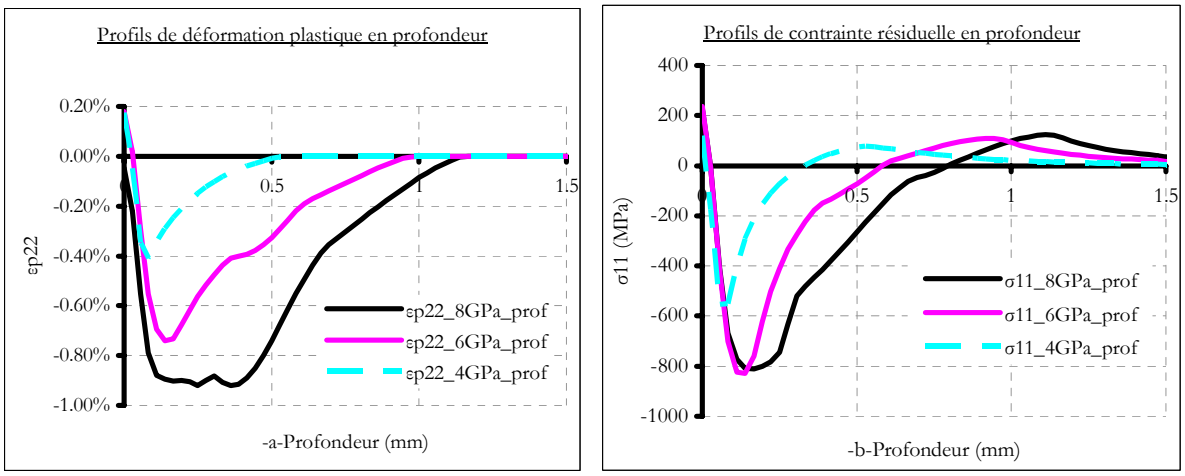


Figure 3-53 : Illustration de l'influence de la pression d'impact sur les états de déformations plastiques -a- et de contraintes résiduelles -b- en profondeur au niveau du centre d'impact.

En surface (Figure 3-54), nous renforçons la constatation concernant la replastification provoquée par la convergence des ondes latérales au niveau de l'axe de symétrie. Plus la pression est importante, plus la replastification l'est aussi. Nous notons également que l'état de déformation le plus homogène est atteint pour la plus basse pression d'impact (4 GPa).

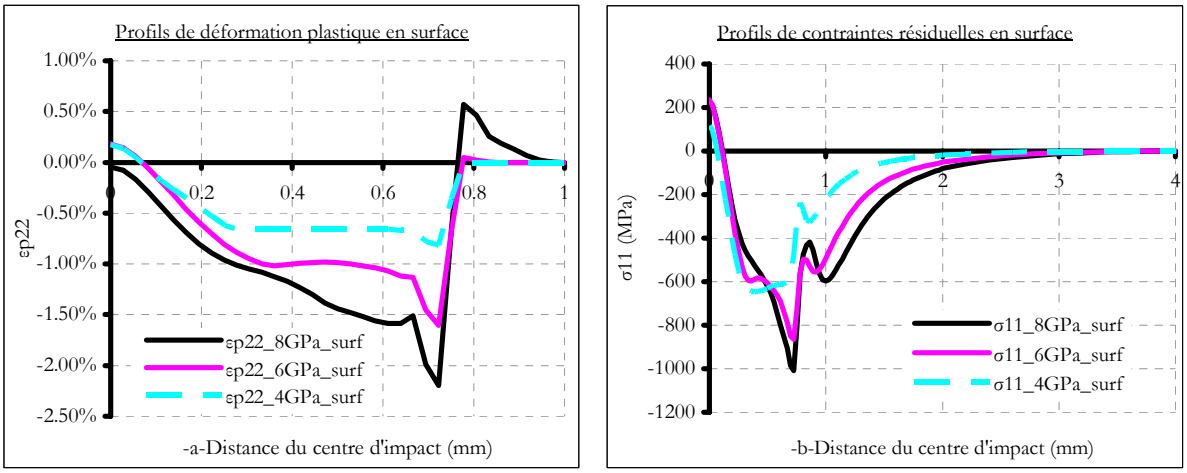


Figure 3-54 : Influence de la pression d'impact sur les états de déformations plastiques -a- et de contraintes résiduelles -b- en surface.

2.1.3.3. Bilan.

L'analyse des effets de la pression d'impact révèle quatre aspects :

- La pression d'impact a tendance à augmenter la profondeur affectée plastiquement.
- Le niveau maximal de déformation plastique et de contrainte résiduelle est sensible à cette pression.
- La contrainte en surface semble peu varier avec la pression d'impact.
- Plus la pression d'impact est importante, plus la replastification provoquée par les ondes latérales le sera. Ainsi, nous aurons une zone affectée qui sera de plus en plus importante, ce qui donne une plus grande hétérogénéité des déformations et des contraintes à fortes pression d'impact. Ce résultat est aussi en accord avec le modèle analytique énoncé par Ballard [14].

2.1.4. Étude de l'influence de la couche protectrice.

L'objectif de cette étude est d'envisager une contribution mécanique éventuelle de la couche protectrice sur l'état de contraintes résiduelles sans avoir à considérer l'aspect thermomécanique du phénomène. Cette simulation doit également montrer si nous pouvons faire abstraction de cette couche dans les simulations futures, en limitant son rôle à la protection de la surface traitée, des brûlures qui seraient causées par le plasma.

2.1.4.1. Conditions de calcul.

Pour cette étude nous reprenons le même modèle que celui dans le paragraphe 2.1.3 ci-dessus en lui rajoutant une couche supérieure en aluminium qui fera office de revêtement protecteur (Figure 3-55). La dite couche aura pour épaisseur 0,1 mm ce qui correspond à la réalité expérimentale. Nous supposons que le contact entre le massif et le revêtement est parfait. De ce fait, la définition de la couche d'aluminium sera intégrée dans celle du massif tout en lui attribuant des propriétés propres. Les détails du maillage de la couche de revêtement sont résumés dans le Tableau 3-7, le reste étant explicité dans le Tableau 3-6. La pression appliquée est de 4 GPa (valeur expérimentale).

Tableau 3-7 : Détails du maillage de la simulation de l'effet du revêtement.

Entités	Mode de remplissage	Géométrie des éléments	Nombre d'éléments	Type d'éléments
Revêtement	(1) 25 x 25µm² (structuré)	Quadrangles	395	CAX4R
	(2) 200 x 25 µm² (structuré)	Quadrangles	100	CAX4R

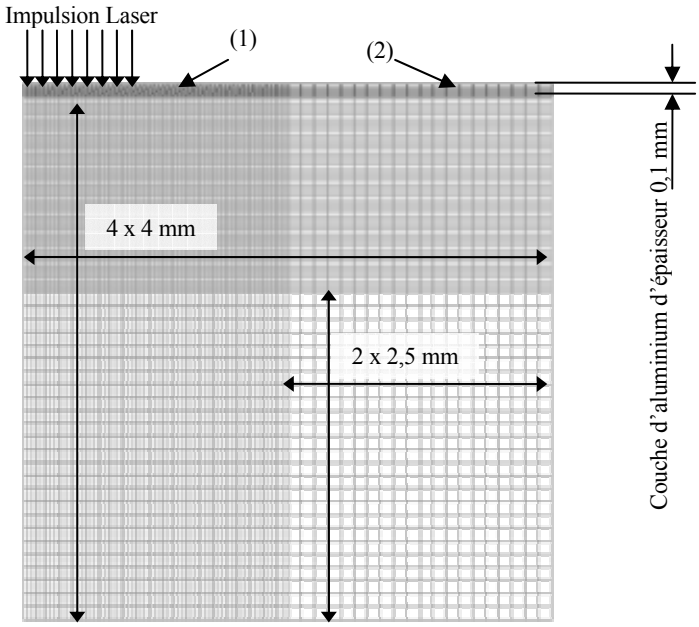


Figure 3-55 : Représentation de la discrétisation de la simulation avec couche protectrice ; la couche d'aluminium (zone sombre) a une épaisseur de 100 µm.

Nous reportons dans le Tableau 3-8 les paramètres de la loi de JC de l'aluminium [16].

Tableau 3-8 : Paramètres de la loi de Johnson-Cook pour l'Aluminium.

G : 22 GPa	A : 319 MPa	B : 479 MPa	n : 0,3727
$\dot{\varepsilon}_0$: 0,01 s^{-1}		C : 0,1	

2.1.4.2. Résultats.

D'après les résultats de la simulation et la comparaison avec le cas non protégé nous pouvons affirmer que la présence de la couche protectrice améliore le niveau de contrainte résiduelle en surface (Figure 3-56-b-), ainsi que le taux de déformation plastique (Figure 3-56-a-). L'explication vient de la différence de célérité d'onde entre les deux milieux. En effet, nous avons une impédance de choc Z=ρd plus faible dans l'aluminium (Tableau 3-5). Qui contribue à amplifier la contrainte de choc à l'interface de l'acier. La Figure 3-57 illustre l'effet de la présence de la couche protectrice, nous remarquons que pour une même profondeur (25 µm) dans la cible (acier) nous avons deux niveaux différents de pression avec une valeur plus élevée pour le cas avec le revêtement.

Au niveau des profondeurs atteintes nous remarquons qu'elles diffèrent selon le paramètre considéré (déformation plastique ou contraintes résiduelles). Cette différence est attribuée à la stabilisation des contraintes (oscillations qui nécessitent un amortissement pour faciliter une convergence rapide des résultats). Nous allons donc nous focaliser par la suite sur la déformation plastique qui est stable durant toute la simulation.

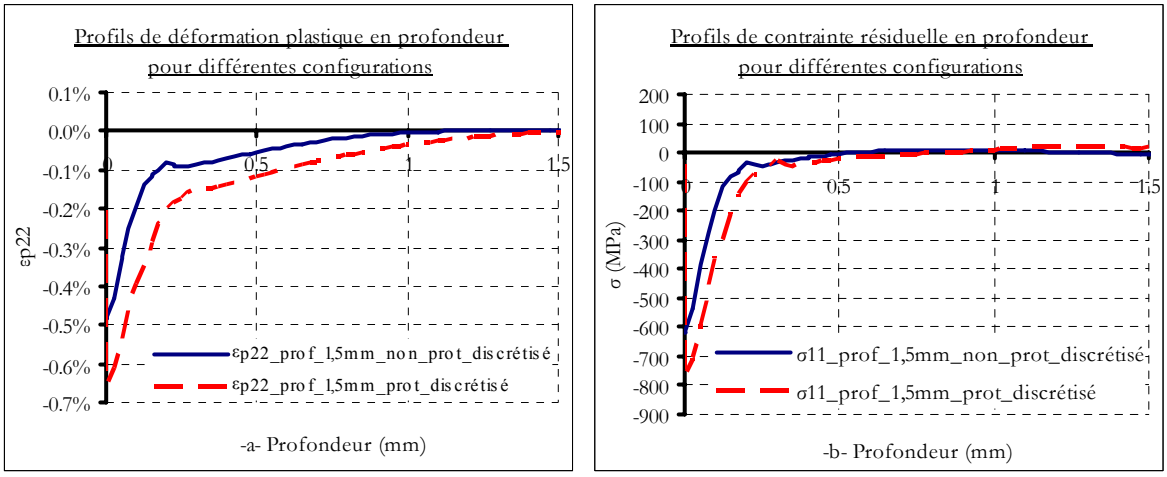


Figure 3-56 : Effet de la couche protectrice sur l'état de déformation plastique -a- et de contrainte résiduelle -b-.

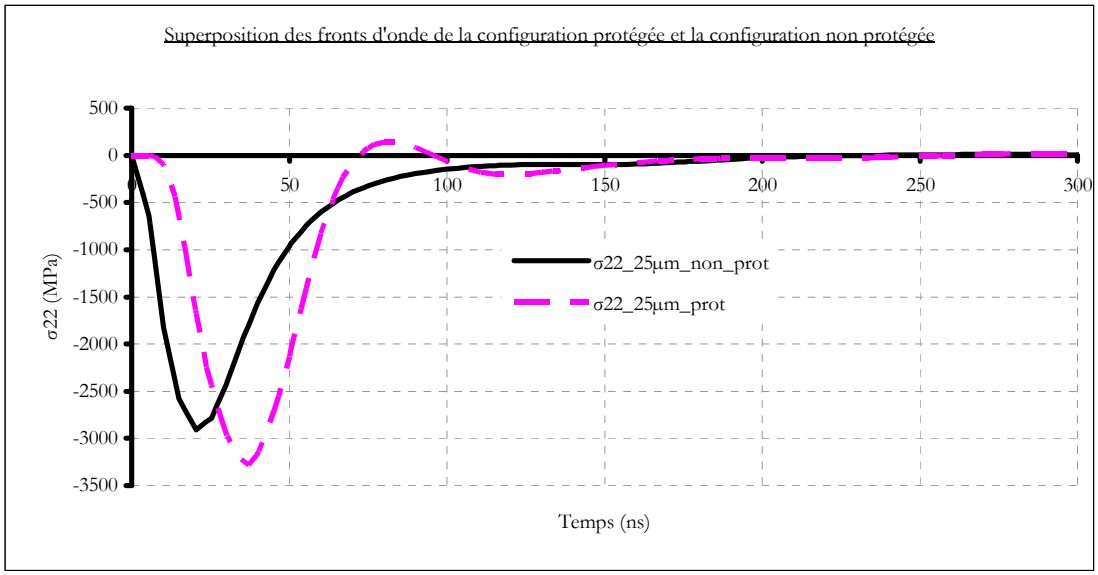


Figure 3-57: Effet de la présence de la couche d'aluminium sur le front d'onde, état relevés à 25 µm de profondeur dans l'acier pour les deux cas.

2.1.4.3. Discussion.

La présence de la couche protectrice ne se limite donc pas à un simple rôle protecteur puisque l'analyse des contraintes résiduelles indique un gain de 30 % qui est identique au gain en déformation plastique.

Ce gain est propre à notre simulation et au couple acier/aluminium avec un contact parfait, sachant que nous ne tenons pas compte de la présence de la colle de l'adhésif protecteur qui a sa propre impédance et donc influence la transmission de l'onde de choc.

On parle de phénomène de désadaptation d'impédance lors du passage d'une onde d'un milieu à un autre. Ce phénomène se produit au niveau de l'interface et peut avoir deux effets qui dépendent des impédances respectives (ρD) des deux milieux. Comme nous l'avons explicité (Premier Chapitre : 2.6), lorsque l'onde passe d'un milieu d'une impédance donnée à un autre milieu d'impédance plus élevée, cas de l'aluminium d'impédance de 16.10^6 kg/m².s dans l'acier d'impédance de 46.10^6 kg/m².s, il se produit un phénomène d'amplification de l'onde transmise.

L'épaisseur du revêtement a aussi son influence sur l'amplification de l'onde transmise. En effet, quand une onde se propage dans un milieu, elle s'atténue, ce qui impose des épaisseurs limites à ne pas dépasser, sinon aucune amplification ne sera ressentie lors du passage de l'onde à l'interface.

2.2. Simulation d'impacts multiples.

Dans cette partie, nous allons exposer deux situations d'impacts multiples, que sont la répétition localisée et le recouvrement d'impacts.

2.2.1. Répétition localisée d'impacts.

Dans cette partie, nous conserverons l'axisymétrie du problème car les impacts se succéderont sur une même zone.

2.2.1.1. Conditions de calcul.

Nous reprenons exactement la même définition du modèle d'impact à 1,5 mm de diamètre (2.1.3 ci-dessus). Le maillage est résumé dans le Tableau 3-6. La pression d'impact est de 4 GPa. Le chargement est appliqué à 6 reprises et les conditions aux limites restent inchangées.

2.2.1.2. Résultats.

D'après la Figure 3-58, nous notons que le niveau de déformation plastique a tendance à saturer progressivement avec le nombre d'impacts. Ceci apparaît en observant les incréments de déformation générés par les différents impacts. Pourtant la profondeur maximale ne semble pas affectée par la succession d'impacts. Nous notons une profondeur limite de l'ordre de 1,5 mm du centre d'impact qui n'évolue pas. Nous remarquons que les différents profils de déformation plastiques se décomposent en deux zones distinctes qui sont une zone surfacique avec un maximum de déformation qui s'étend sur environ 0,2 mm, puis une zone d'adaptation où les déformations plastiques convergent vers une valeur nulle autour de 1,5 mm. L'effet prépondérant de la répétition des impacts se manifeste au niveau de la première partie du profil de déformation plastique (profondeur 0,2 mm). En surface, nous notons que la saturation est vite atteinte. En effet, le niveau maximal (0,7 %) est approché dès le deuxième impact (0,6 %) (Figure 3-58).

Au niveau des contraintes résiduelles nous notons (Figure 3-59) le même phénomène de saturation vu que le niveau de contrainte évolue faiblement à partir du 2e impact. De même que pour les profils de déformation plastique, nous constatons deux zones distinctes.

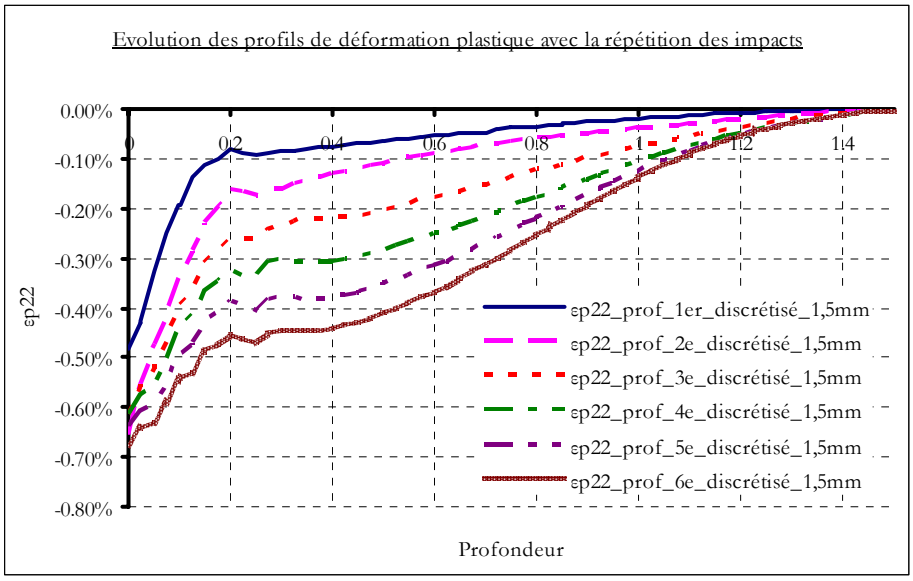


Figure 3-58 : Effet de la répétition des impacts sur l'état de déformation plastique en profondeur.

L'étude des enfoncements résiduels de matière en surface manifeste la même notion de saturation. En effet, comme le montre la Figure 3-60 nous avons un enfoncement important aux deux premiers impacts puis cette tendance s'atténue vers une valeur maximale stabilisée de 4,5 µm.

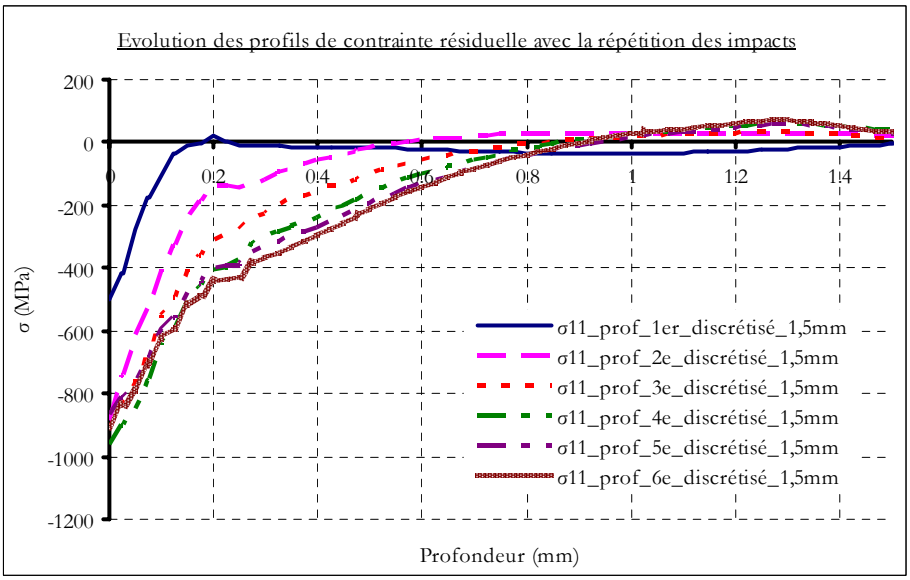


Figure 3-59 : Effet de la répétition des impacts sur l'état de contrainte résiduelle en profondeur.

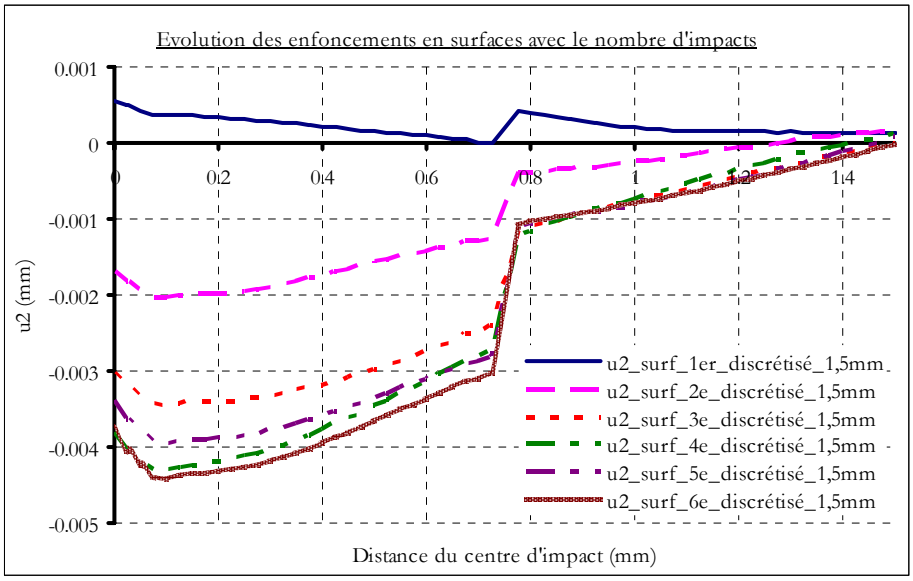


Figure 3-60 : Etat des enfoncements de matière en surface à l'issu des différents impact.

2.2.1.3. Bilan.

Théoriquement, au fur et à mesure que nous répétons les impacts, la profondeur plastifiée sera plus importante, ce qui devrait se poursuivre jusqu'à ce l'onde de choc soit purement élastique. D'après Ballard [14] tout s'articule autour de la limite d'Hugoniot qui est la limite d'élasticité sous choc rapide. En fait, pour des pressions d'impacts au-delà de $2P_H$ (1,8 à 2 GPa sur le C75) nous avons une déformation plastique homogène sur toute la zone soumise à cette pression. Entre $2P_H$ et P_H nous assistons à une régression linéaire des déformations plastiques jusqu'à une valeur nulle. P_H étant une limite d'élasticité (Figure 1-20), pour des pressions inférieures à P_H, le matériau répond élastiquement à la sollicitation.

Nous avons bien montré qu'il existe une saturation en déformation plastique, en contrainte résiduelle et en enfoncement qui est liée à l'évolution de l'état d'écrouissage du matériau. Nous notons également que la profondeur déformée plastiquement n'évolue que faiblement avec le nombre d'impacts. Cette situation nous indiquerait une atténuation de l'onde de choc dans toutes les configurations sur une distance de 1,5 mm du centre d'impact (dans notre cas). En effet, nous savons que l'onde de choc se décompose en une onde élastique et une autre plastique. Initialement, la génération de l'onde plastique nécessiterait moins d'énergie vu la limite d'élasticité relativement basse. Par contre, le reste de l'énergie du choc sera transmis sous forme d'ondes plastifiantes. Avec la succession des coups, nous avons une limite d'élasticité plus élevée (écrouissage du matériau) ce qui réduit la part communiquée au front plastifiant. Ainsi, le processus se poursuit jusqu'à ce que toute l'énergie du choc soit totalement élastique.

2.2.2. Simulation du recouvrement des impacts.

Dans cette partie, nous étudions l'effet du recouvrement des impacts. Le choix d'un modèle plan est conditionné par l'isotropie plane (X-Y) des contraintes, dans le cas de recouvrement d'impacts (rapprochement avec le grenaillage). À ce choix s'ajoute la contrainte de temps de calcul par rapport au modèle 3D.

Dans cette simulation nous allons procéder à des recouvrements d'impacts où seront présentés : un premier cas où il n'y a pas de recouvrement (0 %), avec un espacement, entre deux centres successifs, égal au diamètre; dans le deuxième cas nous imposons un recouvrement de 50 %, ce qui revient à un écart, entre deux centres d'impacts successifs, égal au rayon d'impact. Le calcul du taux de recouvrement en se basant sur la définition émise dans le cas du grenaillage de précontrainte nous donnera pour le premier cas 78 % et pour le deuxième cas 235 %.

Dans ces deux cas nous étudions la distribution des contraintes et des déformations en surface ainsi que leurs profils en profondeur.

Dans cette partie, nous perdons l'axisymétrie, mais pour des raisons de temps de calcul nous allons rester dans des études planes avec des éléments à déformation plane CPE (Continuum Plane Strain). Dans ce cas la pression appliquée est assimilée à une bande de pression (Figure 3-61).

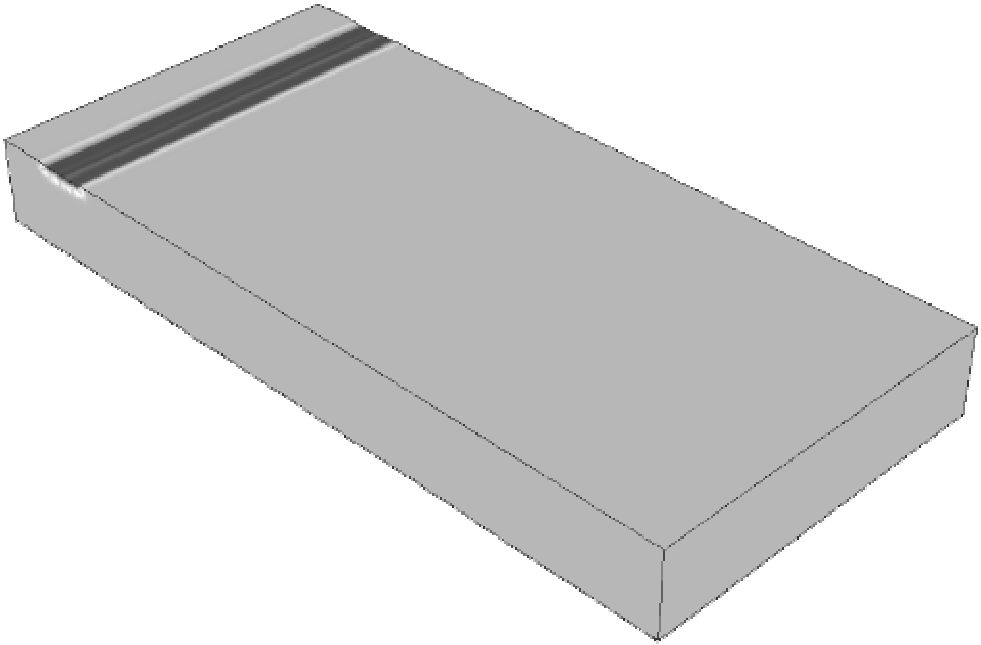


Figure 3-61 : Illustration de la configuration plane avec la notion de bande de pression (zone sombre).

2.2.2.1. Étude d'une succession d'impact à recouvrement nul.

Comme nous l'avons mentionné plus haut, nous allons, en premier lieu, nous intéresser à la simulation d'un recouvrement d'impacts sans chevauchement.

(a) CONDITIONS DE CALCUL.

Le massif est un échantillon mince de dimensions 21 x 2,3 mm. Le massif subit 12 impacts de 1,5 mm de diamètre, avec une pression de 4 GPa. Le choix des 21 mm se justifie par notre volonté de laisser deux zones de dégagement sur les côtés de la même taille que celle d'un impact.

En ce qui concerne le maillage nous avons choisi un maillage régulier avec deux zones distinctes (Figure 3-62). Donc, une première région (impactée) avec un affinement et une deuxième zone avec des éléments plus grossiers. La face supérieure est découpée en 14 portions de 1,5 mm de long ce qui nous permet de placer les différents chocs laser juxtaposé, ainsi que les deux dégagements.

Tableau 3-9 : Détails du maillage de la simulation du recouvrement des impacts.

Entités	Taille d'éléments, (Mode de remplissage)	Géométrie des éléments	Nombre d'éléments	Type d'éléments
Massif (21x2,3 mm²)	(1) 50 x 75 µm² (Structuré)	Quadrangles	2800	CPE4R
	(2) 200 x 75 µm² (structuré)	Quadrangles	2520	CPE4R

Concernant les conditions aux limites, cette fois nous changeons de configuration. En effet, nous bridons juste le bas du massif. A la fin de tous les chargements nous débridons la face inférieure tout en imposant au noeud à l'extrémité inférieure gauche un blocage dans les directions (1 & 2), de même nous bloquons le nœud à l'extrémité inférieure droite dans la direction (2).

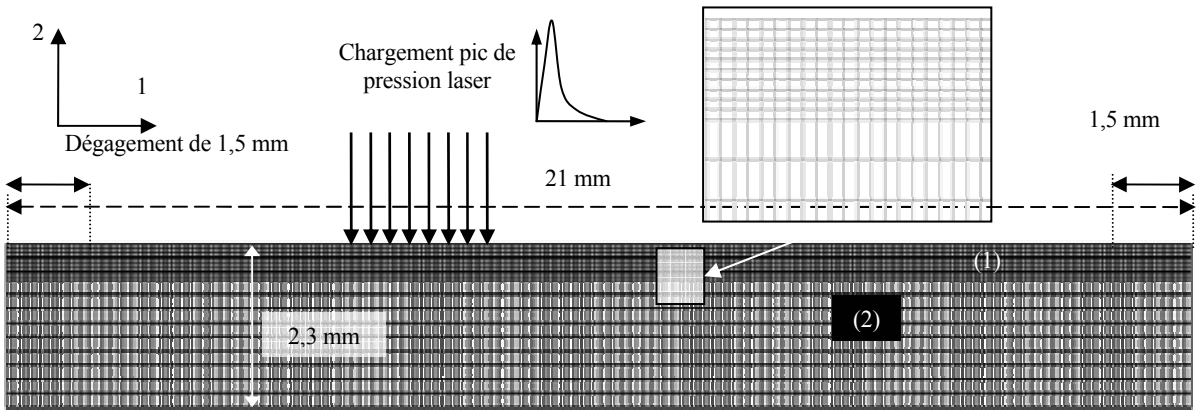


Figure 3-62: Illustration du détail du maillage pour les cas de recouvrement d'impact laser.

(b) RESULTATS.

A partir de l'analyse des résultats de la simulation nous obtenons un état de déformations plastiques quasi homogène en surface (Figure 3-63-a-) sauf aux bords des impacts. Au niveau des contraintes résiduelles (Figure 3-63-b-), nous avons un niveau moyen de -220 MPa.

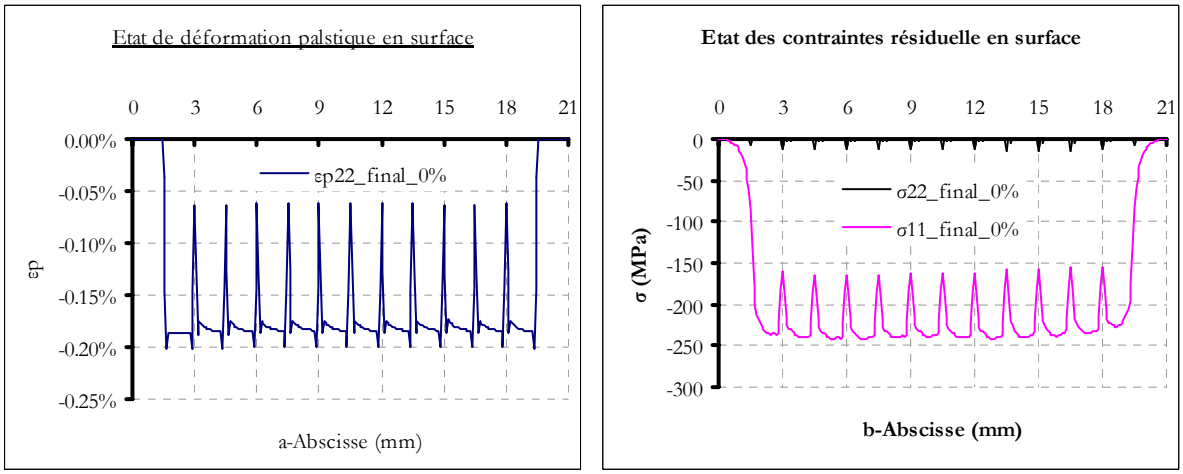


Figure 3-63 : Profils de déformation plastique -a- et de contraintes résiduelles -b- en surface pour le cas de recouvrement à 0 % (P=4 GPa ø=1,5 mm).

Nous représentons sur la Figure 3-64 les emplacements des différents points de référence des profils exploités pour les différentes analyses. Nous nous intéressons seulement à deux points qui représentent le centre et le bord d'un impact. Pour voir l'effet du recouvrement nous allons analyser plusieurs impacts au niveau de ces points (2 pour 0 % de recouvrement et 3 pour le cas à 50 % de recouvrement).

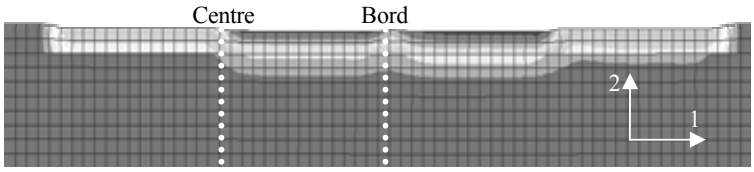


Figure 3-64 : Représentation des emplacements des deux profils sur un état de déformation après 3 impact (50 % de recouvrement).

Le relevé des profils en profondeur indique des zones affectées plastiquement de l'ordre de 0,3 mm (Figure 3-65-a-). Le niveau de déformation en surface diffère selon l'emplacement du profil. Nous notons deux niveaux en surface qui ressortent (0,3 et 0,06 %). En fait, les profils en bord d'impact présentent des niveaux inférieurs comme nous le montrons dans la Figure 3-65-a-. Ce qui indique que le bord de l'impact n'est pas sollicité aux mêmes conditions que le centre de l'impact.

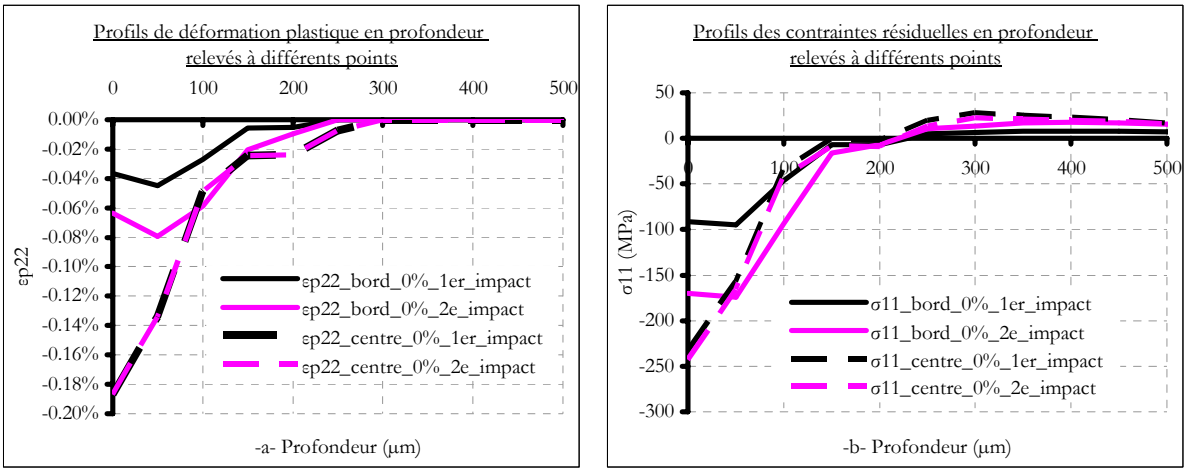


Figure 3-65 : Profils de déformation plastique -a- et de contraintes résiduelles -b- en profondeur, aux centres et limites des deux premiers impacts. (Cas d'impacts juxtaposés).

2.2.2.2. Influence d'un traitement avec recouvrement d'impact de 50 %.

Cette condition de simulation correspond souvent aux conditions expérimentales utilisées pour le traitement des matériaux. Nous allons donc pouvoir comparer les résultats issus de cette simulation avec nos résultats expérimentaux, même si réellement chaque point subit entre 1, 2, 3 et 5 impacts locaux (Figure 3-66).

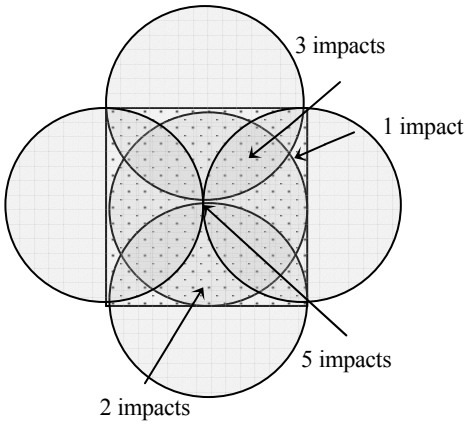


Figure 3-66: Illustration de la distribution des nombres d'impacts locaux.

(a) CONDITIONS DE CALCUL.

Les zones d'impact se succèdent avec un recouvrement de 50 %. Nous reprenons exactement la même configuration que la précédente (Figure 3-62). Dans ce cas nous simulons donc un total de 23 impacts, avec un espacement de 0,75 mm entre impacts.

(b) RESULTATS.

Nous obtenons un niveau de déformation homogène de 0,27 % sur la zone ayant subi deux impacts, et de 0,18 % pour les zones limites n'ayant subi qu'un seul impact laser (Figure

3-67-a-). Au niveau des contraintes résiduelles (Figure 3-67-b-) nous observons une moyenne de -340 MPa. Nous obtenons aussi un niveau de contrainte normale (σ_{22}) nul, hormis les zones déjà discutées qui représentent les bords des impacts laser (singularités).

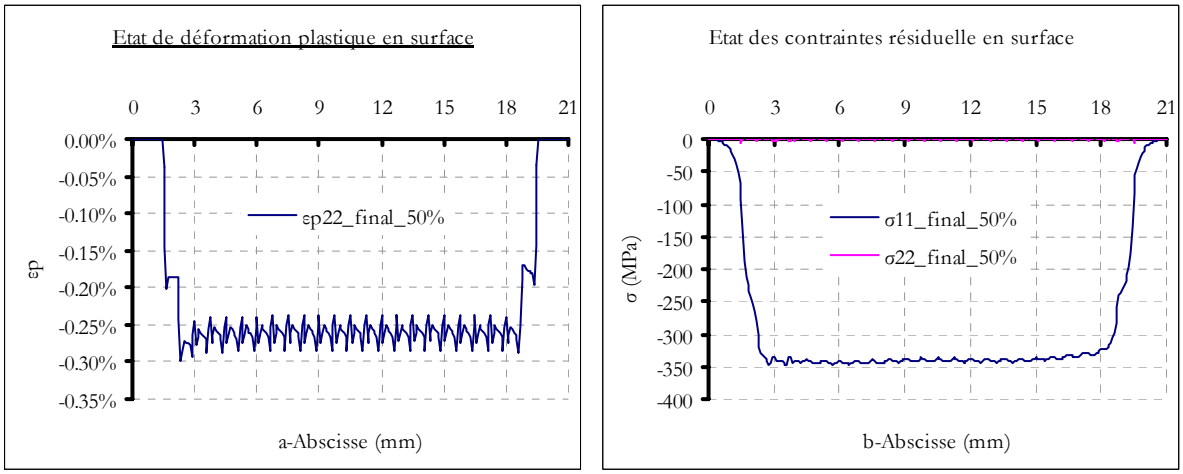


Figure 3-67 : Etat de déformation plastique -a- et de contrainte résiduelles -b- en surface pour le cas de recouvrement avec 50%.

L'étude des différents profils en profondeur (Figure 3-68) indique une homogénéisation plus importante des déformations plastiques avec des niveaux qui se rapprochent (0,25 et 0,20 %). L'étude des contraintes nous renvoie des niveaux de contrainte plus importants dans ce cas de figure (entre 250 et 350 MPa).

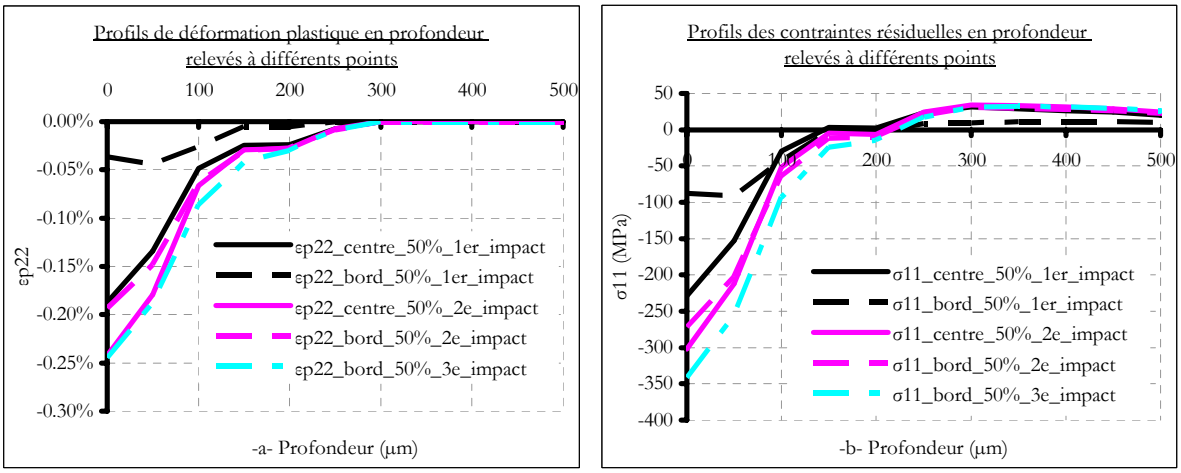


Figure 3-68 : Profils de déformation plastique -a- et des contraintes résiduelles -b- en profondeur pour le cas avec recouvrement de 50 %.

2.2.2.3. Discussion.

La comparaison des profils de contrainte résiduelle en profondeur, dans le cas d'un recouvrement de 50%, avec les résultats expérimentaux issus des mêmes conditions, nous

donne les résultats présentés sur la Figure 3-69. Nous remarquons, l'accord entre les niveaux de contrainte résiduelle. La profondeur en compression est de 225 µm pour la simulation alors qu'il est de l'ordre de 270 µm pour le profil expériemental, il en résulte un gradient de contrainte plus important pour la simulation.

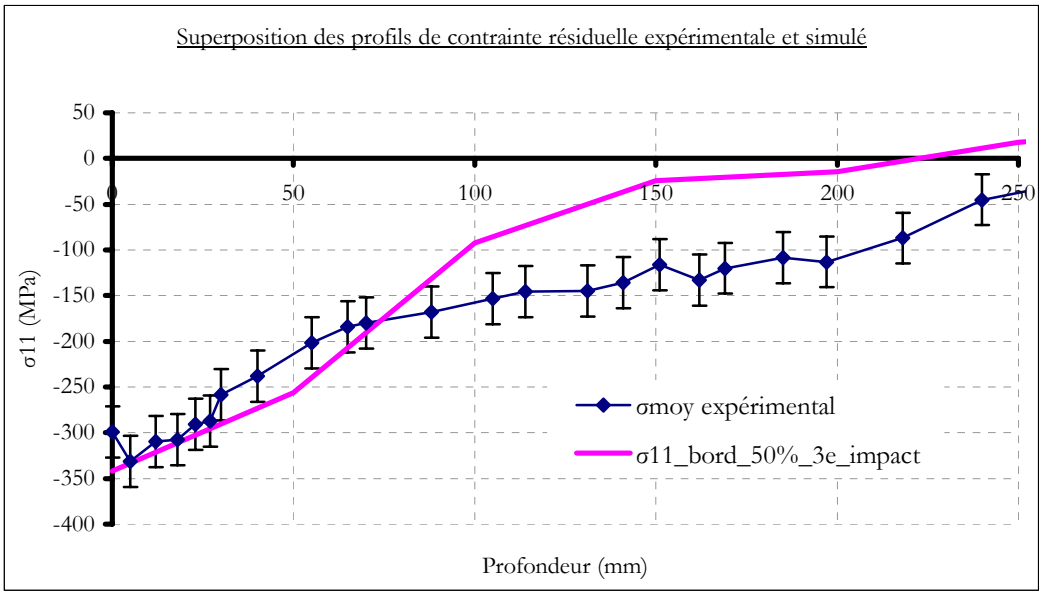


Figure 3-69 : Comparaison entre le profil de contrainte résiduelle simulé et expérimental (évalué par DRX) (intensité laser 8 GW/cm² ➔ 4 GPa).

L'étude des différentes configurations de recouvrement nous a montré, une différence de niveau de contrainte en surface, avec des niveaux plus importants pour les configurations à 50 % de recouvrement. De même, la simulation nous a permis de voir l'apport du recouvrement sur l'homogénéité des déformations et des contraintes.

2.2.3. Etude des flèches obtenues par la simulation du choc laser.

Dans le but de valider notre simulation, nous allons comparer les flèches issues de la simulation du choc laser avec celles obtenues expérimentalement.

L'étude des flèches obtenues par les différentes configurations (Figure 3-70) montre que la simulation à 50 % de recouvrement produit une flèche plus importante, ce qui est logique vu que le niveau de contrainte est plus important.

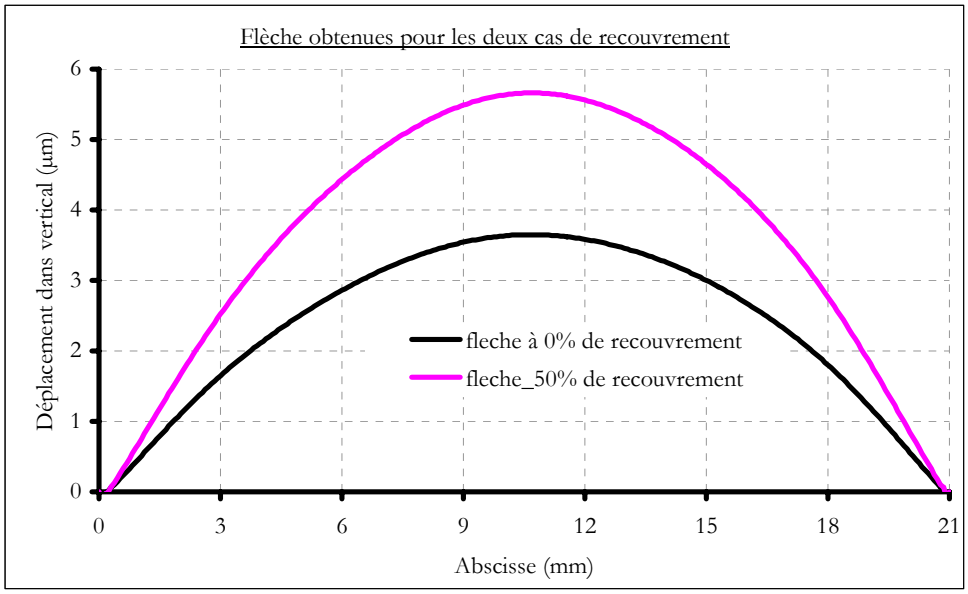


Figure 3-70 : Représentation des courbures obtenues pour les deux cas de simulation du recouvrement.

La comparaison des flèches simulées, extrapolées à la longueur de mesure du comparateur Almen (Figure 2-15), avec la flèche expérimentale relevée sur une plaque E23 nous donne le tableau suivant :

Tableau 3-10 : Tableau récapitulatif des flèches issues de l'expérience et de la simulation sur des plaques E23.

Origine	Fleche (µm)
Simulation à 0%	10
Simulation à 50%	13,5
Expérimentale	20

Toutefois, il faut rappeler que les valeurs expérimentales souffrent d'une importante dispersion, dont les raisons ont été citées plus haut (Deuxième Chapitre : 2.2), néanmoins, nous pouvons estimer que notre simulation rend des flèches du même ordre de grandeur, même si elles restent inférieures.

2.3. Conclusions.

- Nous nous sommes intéressés à la simulation du procédé de choc laser en ne considérant que l'aspect mécanique du phénomène, la partie affectée thermiquement ne représentant que quelques micromètres.
- Nous avons limité le chargement de choc laser à un pic de pression très court dans le temps (18 ns) avec une distribution quasi-gaussienne. La reproduction du phénomène

hydrodynamique de propagation d'une onde de choc a nécessité l'intégration d'une équation d'état de Mie-Grüneisen lors de la définition du matériau. Nous avons toutefois montré qu'il était possible de décrire correctement la réponse mécanique à un choc laser en utilisant un formalisme élastoplastique avec écrouissage, sans passer par une équation d'état puis nous avons étudié l'influence de différents paramètres du procédé.

- Une taille d'impact croissante s'avère favoriser des profondeurs affectées plus grandes. Aussi, elle favorise l'homogénéité des contraintes en surface en atténuant les ondes latérales.
- La déformation maximale et la profondeur plastifiée augmentent avec la pression. Nous avons également montré que, plus la pression était importante, plus l'hétérogénéité des déformations plastiques et des contraintes résiduelles en surface était importante, en accord avec des études expérimentales (Forget [18]).
- La présence d'une couche protectrice en aluminium a montré une amplification de l'état des contraintes en surface, qui s'explique par une amplification de l'impulsion de pression lors du passage d'un milieu de faible impédance (Aluminium) à un milieu d'impédance supérieure (Acier).
- La répétition des impacts laser nous a montré l'existence d'une saturation en déformation plastique et en contrainte résiduelle. Ce phénomène s'explique par l'écrouissage du matériau cible soumis à des impacts cumulés et qui acquiert une limite d'élasticité plus importante donc, une limite d'Hugoniot supérieure qui inhibe la plastification.
- Un recouvrement d'impact permet d'homogénéiser l'état de déformation et de contrainte lorsque le taux de recouvrement est suffisamment important (50%). La comparaison des nivaux de contraintes résiduelles et des profondeurs en compression avec les évaluations expérimentales a montré une bonne corrélation au niveau des contraintes avec des profondeurs assez proches (quelques dizaines de microns d'écart).
- Les flèches obtenues par nos simulations avec recouvrement d'impacts, sont inférieures aux mesures expériementales, sachant que ces dernières présentent une importante dispersion, néanmoins l'ordre de grandeur est respecté.

Références bibliographiques.

1. *A. Levers, A. Prior, « Finite element analysis of shot peening », Journal of Materials Processing Technology 80-81 (1998), pp. 304-308.*
2. *A. Bouzina, « Rôle de l'écrouissage et des contraintes résiduelles dans l'amorçage de la fissuration en corrosion sous contrainte », thèse ENSAM Paris, Janvier, 1998.*
3. *ABAQUS™ user's manual, version 6.3.1 Hibbitt, Karlsson & Sorensen, Inc. 2002.*
4. *G.R. Johnson, W.H. Cook, 1983. « A constitutive model and data for metals subjected to large strains, high strain rates and high temperatures ». In: Proceedings of the 7th International Symposium on Ballistics, The Hague, Netherlands, pp. 541–547*
5. *G.R. Johnson, W.H. Cook, 1985. « Fracture characteristics of three metals subjected to various strains, strain rates, temperatures, and pressures ». Engrg. Fracture Mech. 21 (1), 31-48.*
6. *M. Kobayashi, T. Matsui & Y. Murakami, « Mechanism of creation of compressive residual stress by shot peening » Int. J. Fatigue Vol 20, No 5, (1998) pp. 351-357.*
7. *H. Hertz, « on the contact of elastic solids », Edition Jones ans Schott, London, Macmillan, 1896.*
8. *R. Fathallah « Modelisation du procédé de grénaillage incidence des billes et taux de recouvrement », thèse ENSAM, Nov. 1994.*
9. *R. M. Davies, « the determination of static and dynamic yield stresses using a steel ball », Proc. Royal Society, A197, 1949, pp. 416-432*
10. *M. Tufft, « Shot peening impact on life, part 2: single particle impact tests using production shot », ICSP7, Warsaw 1999.*
11. *N.A. Safford, (1988) « High strain rate studies with the direct impact Hopkinson bar », PhD thesis, Univ. of Cambridge.*
12. *S.E. Jones, J.A. Drinkard, W.K. Rule and L.L. Wilson, (1998) « An elementary theory for the Taylor impact test », Int. J. Impact Engng 21 1-13.*
13. *Chr. Boller & T. Seeger, « Materials data for cyclic loading » Part A, Edition Elsevier ISBN 0-444-42870-4.*
14. *P. Ballard, « Contraintes résiduelles induites par impact rapide. Application au choc laser », thèse école polytechnique, Avril 1991.*
15. *W. Braisted, R. Brockman, « Finite element simulation of laser shock peening », International Journal of Fatigue 21 (1999), pp. 719-724.*
16. *P. Peyre, A. Sollier, I. Chaieb, L. Berthe, E. Bartnicki, C. Braham & R. Fabbro, « FEM simulation of residual stresses induced by laser peening », Eur. Phys. J. AP 23 (2003), pp. 83-88.*
17. *B. Lecarpentier « Etude des ondes longitudinales acoustiques créer par une impulsion ultra-courte d'un faisceau électronique de forte densité dans un matériau isotrope », stage Ecole polytechnique, juin 2002.*
18. *P. Forget, « Création de contraintes résiduelles dans un superalliage à base nickel par choc laser : analyse tridimentionnelle simplifiée », Thèse ENSMP, Décembre 1993.*

Quatrième Chapitre : ANALYSE PAR DIFFRACTION DES NEUTRONS D'UNE EPROUVETTE DE FATIGUE TRAITEE PAR CHOC LASER.

La diffraction des neutrons est une technique d'analyse non destructive qui permet grâce au grand pouvoir pénétrant des neutrons de scruter les états de la matière à l'intérieure des pièces mécaniques sans les affecter. C'est dans le but d'exploiter cet avantage que nous nous proposons d'analyser, en terme de déformations et d'élargissements des pics de diffraction, nos échantillons préalablement traités par choc laser et soumis à des sollicitations mécaniques. Ensuite, et pour la première fois, nous allons comparer les résultats de déformation à ceux obtenus par la simulation du traitement de choc laser par la méthode des éléments finis, afin de valider une nouvelle fois le modèle développé.

1. La technique de diffraction des neutrons.

Les neutrons sont des particules électriquement neutres caractérisées par une masse et une durée de vie (12 min). Ils possèdent également une énergie cinétique, leur longueur d'onde et énergie cinétique sont reliées à leur vitesse $E_c = \frac{1}{2} m.v^2 = \frac{3}{2} kT_m$; $\lambda = \frac{h}{m.v}$

avec :

m : Masse du neutron ($1{,}67.10^{-24}$ g)

v : vitesse du neutron

k : constante de Boltzmann ($1{,}38.10^{-23}$ J.°K^{-1})

T_m : température du modérateur

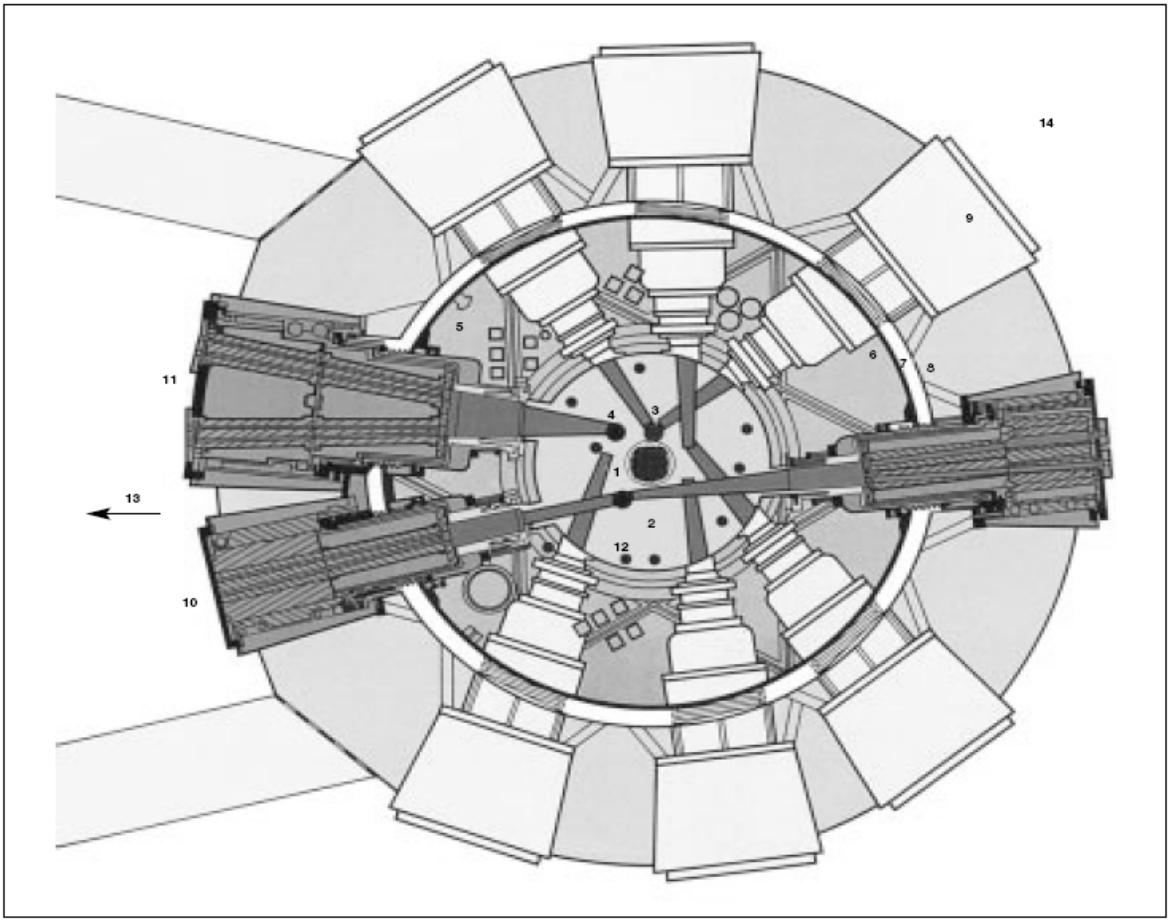
λ : longueur d'onde

h : constante de Planck ($6{,}6261\times10^{-34}$ J.s)

1.1. Production des neutrons dans un réacteur nucléaire.

Pour cette présentation nous allons nous référer au réacteur Orphée du CEA saclay qui est un réacteur de type piscine dont la puissance thermique est de 14 MW, et de flux thermique maximal 3.10^{14} n.cm^{-2}.s^{-1}, conçu pour être une source intense de neutrons thermique (≈ 70 meV).

Orphée permet l'utilisation de 20 faisceaux de neutrons issus de 9 canaux horizontaux tangentiels au cœur dont trois canaux visent deux sources froides et deux autres canaux une source chaude (Figure 4-1). Il est ainsi possible de sélectionner le spectre de neutrons le mieux adapté aux utilisations souhaitées. Les sources froide et chaude sont respectivement constituées par des masses de modérateur (hydrogène liquide ou graphite) portées à des températures très basses (20 °K) ou très élevées (1500 °K) et dont la présence déplace le spectre de neutrons thermiques vers les plus basses ou les plus hautes énergies.



1. Core
2. Heavy water reflector
3. Hot source
4. Cold source
5. Pool
6. Pool inner wall
7. Annular space
8. Pool outer wall
9. Single tube
10. Single tube
11. Double tube
12. Vertical tube
13. Neutron guide hall
14. Experimental hall

Figure 4-1: Coupe horizontale d'Orphée (LLB).

Les neutrons produits sont dirigés vers les différentes aires d'expérimentation grâce à des guides constitués de tubes en verre de section rectangulaire. Maintenus sous vide, ces guides permettent, par des réflexions multiples, le transport des neutrons dans le hall expérimental sur de longues distances (50 m environ) avec de très faibles pertes. Pour des neutrons arrivant sous une faible incidence θ, il y aura réflexion totale si θ est inférieure à un angle critique θ_c donné par :

$$\theta_c = \alpha.\lambda$$

La valeur de l'angle de réflexion critique est donc proportionnelle à la longueur d'onde λ, suivant le matériau utilisé pour les parois réfléchissantes. Ainsi, est défini un premier angle de divergence α_1 sur le guide G5, la divergence est donnée par :

$$\alpha_1 = 0{,}1 \times \lambda$$

En effet, le guide G5 est recouvert de nickel dont le coefficient α vaut 0,1 °.Å^{-1}. Le flux optimal pour le guide G5 et obtenu pour une longueur d'onde de l'ordre de 2,7 Å.

La technologie actuelle développée pour les guides tend à utiliser des super-miroirs, permettant d'obtenir des flux plus importants. Le matériau réflecteur, qui est déposé sur les parois du guide, forme une couche de 0,1 µm. La notion de super-miroir, utilise comme matériau réflecteur, des empilements multicouches permettant d'augmenter le pouvoir de réflexion des guides. Ces empilements sont constitués de couches successives de matériau espaceur (indice de réfraction élevé) et réflecteur (indice de réfraction faible). Le but des empilements multicouches, dont le nombre peut varier entre quelques dizaines et quelques centaines, est d'accroître la valeur de l'angle critique θ_c. Actuellement, les matériaux utilisés pour réaliser ces super-miroirs sont le nickel et le titane.

1.2. Le rayonnement neutronique.

Les faisceaux de neutrons sont utilisés dans le cadre d'études de la matière condensée tels que l'étude des solides cristallins ou amorphes, l'étude des liquides…. Leur utilisation est particulièrement indiquée pour l'étude d'un certain nombre de systèmes physiques, physico-chimiques, biologiques du fait des interactions particulaires neutron-matière.

1.2.1. Interaction neutron-matière.

Les longueurs d'onde associées aux faisceaux de neutrons issus du réacteur sont comparables aux distances inter-atomiques dans les cristaux. Des phénomènes de diffraction analogues à ceux observés à l'aide des rayons X peuvent alors apparaître lors de l'interaction neutron-matière. Cette interaction est caractérisée par une amplitude de diffusion cohérente, qui peut être très différente d'un élément voisin de la classification périodique, ou même, d'un isotope à l'autre. Ceci permet des études très difficiles sinon impossibles avec les rayons X (structures de composés organiques, phénomène de ségrégation dans les alliages, éléments légers). Il faut, cependant, noter que l'interaction se situe au niveau du noyau atomique, contrairement aux rayons X où l'interaction s'effectue au niveau du cortège électronique de l'atome.

1.2.2. Interaction inélastique.

L'énergie des neutrons utilisés pour l'étude de la matière condensée est de quelques meV à l'ambiante, contrairement aux cas des rayons X où l'énergie du rayonnement se situe au alentour de quelques keV. Le Tableau 4-1 permet de situer les neutrons parmi les autres rayonnements utilisés pour l'étude de la matière.

Ainsi, on détermine par une mesure de longueur d'onde le changement d'énergie des neutrons ayant interagi avec la matière et on obtient ainsi des informations sur la dynamique des systèmes étudiés : photons, mouvements moléculaires, excitations magnétiques.

Tableau 4-1 :Récapitulatif des différents rayonnements [1].

<table>
<tr><th>Energie eV</th><th>Rayonnement électromagnétique</th><th>Rayonnements corpusculaires</th><th>Classification</th></tr>
<tr><td rowspan="2">10^6 à 10^8</td><td rowspan="2">γ</td><td rowspan="6">Electrons</td><td>Grande énergie</td></tr>
<tr><td rowspan="2">Moyenne énergie</td></tr>
<tr><td>10^3 à 10^5</td><td>Rayons X</td></tr>
<tr><td>10^2</td><td>Ultra-violets</td><td rowspan="5">Faible énergie</td></tr>
<tr><td>1 à 10</td><td>Lumière visible</td></tr>
<tr><td>10^{-2} à 10^{-1}</td><td>Infra-rouges</td><td rowspan="2">Neutrons</td></tr>
<tr><td>10^{-7} à 10^{-3}</td><td>Ondes Hertziennes</td></tr>
<tr><td></td><td></td><td></td></tr>
</table>

1.2.3. Interaction magnétique.

L'existence du moment magnétique neutronique permet d'atteindre la structure magnétique de la matière. La diffraction et la diffusion des neutrons sont des techniques indispensables à l'étude de l'ordre magnétique dans la matière.

Les faisceaux des neutrons étant d'autre part peu absorbés, l'observation des échantillons peut se faire au travers de fours, de cryostats, de cellules à haute pression permettant des études de leur comportement sous l'effet de température ou de pression dans de larges domaines.

Toutes ces propriétés font des faisceaux des neutrons un outil très adapté pour l'étude des matériaux et les notres en particulier.

1.3. Application en sciences des matériaux.

De l'étude de la diffusion des neutrons par la matière, nous pouvons déduire les propriétés de celle-ci. Pour mesurer cette diffusion, on installe, à la sortie des faisceaux, des spectromètres ayant des caractéristiques variées, adaptées aux différents types de diffusion étudiés. On distingue trois types de diffusion qui donnent naissance à trois types de spectromètres :

- La diffusion élastique ou diffraction, où les atomes des matériaux conservent leur énergie. Cette propriété est particulièrement appliquée aux études de la structure de la matière et des structures magnétiques en enregistrant l'intensité diffusée par le matériau. Entre autre cette technique est utilisée pour l'évaluation des contraintes résiduelles « ce qui est notre cas ».
- La diffusion inélastique dans laquelle il y a échange d'énergie (en plus ou en moins) entre les matériaux et les neutrons incidents. Au cours desquelles, les mesures de variation de longueur d'onde permettent d'obtenir des renseignements sur le mouvement des atomes qui sont responsables entre autres des propriétés thermiques et des changements de structure sous certaines températures et pressions.
- La diffusion aux petits angles, qui est un cas particulier de la diffusion élastique ou de la diffusion inélastique. En mesurant la diffusion des neutrons autour de la direction du faisceau incident, on peut étudier l'homogénéité de la matière à l'échelle de quelques centaines d'Angströms, par exemple mesurer la distribution de taille des agrégats et leur fraction volumique dans les alliages.

1.3.1. Définition du volume étudié.

Contrairement aux mesures classiques où tout l'échantillon est baigné dans le faisceau de neutrons, il est nécessaire pour déterminer l'état de déformations dans un matériau de définir un volume beaucoup plus faible, précisément situé dans la matière. En effet, pour toute mesure en diffraction des neutrons, l'enregistrement résulte d'une moyenne effectuée sur tout le volume étudié.

Pour obtenir ce volume, des fentes en cadmium sont placées en amont et en aval des faisceaux incident et diffracté (Figure 4-2).

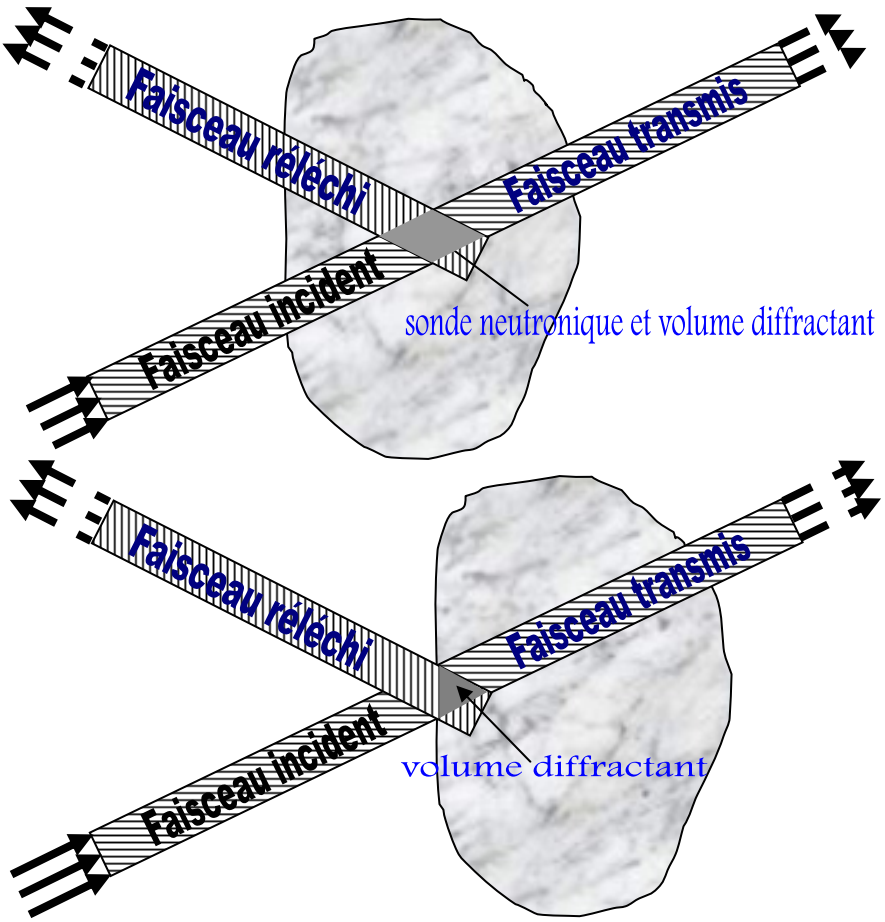


Figure 4-2: Définitions de la jauge neutronique et du volume diffractant.

1.3.2. Résolution spatiale.

La détermination des déformations est optimale lorsque le faisceau incident et le faisceau diffracté s'interceptent perpendiculairement. C'est-à-dire pour un angle 2θ égal à 90 °. De même, on définit la résolution spatiale d'une expérience grâce aux différentes collimations placées sur les faisceaux incident et diffracté.

Ainsi, une première fente de largeur ω_M est placée après le monochromateur, à une distance l_M du point mesuré et une seconde fente est placée juste avant l'échantillon, de largeur ω_S et à une distance l_S du point de mesure.

La collimation du faisceau incident est alors déterminée par la relation suivante :

$$\tan(\alpha_2) = \frac{\omega_M + \omega_s}{2(l_M - l_S)}$$

En installant du coté du faisceau diffracté un système identique de fentes avec les caractéristiques (ω_P, l_P, ω_D, l_D) on détermine α_3 : $\tan(\alpha_3) = \dfrac{\omega_P + \omega_D}{2(l_P - l_D)}$

Suivant le type d'expérience à réaliser, il est impératif de déterminer avec précision la largeur et le positionnement des fentes au cours de l'expérience. Elles déterminent le volume à

étudier mais il faut tenir compte des phénomènes de divergence angulaire en limitant les angles α_2 et α_3. Ainsi, pour réduire ces divergences, souvent, les guides sont placés le plus prés possible de la pièce analysée.

1.3.3. Résolution instrumentale.

Afin de mesurer des déformations de l'ordre de 10^{-3} et 10^{-4}, une résolution instrumentale correcte est impérative. Elle est définie comme la largeur à mi-hauteur (FWHM : Full Width at Half Maximum) théorique par les travaux de Cagliotti et al [2]. Pour une longueur d'onde fixée, la résolution instrumentale est reliée aux divergences angulaires α_1, α_2 et α_3 et à la mosaïcité du monochromateur β par l'expression suivante :

$$
\begin{aligned}
&FWHM^2 = U\tan^2\theta + V\tan\theta + W \\
&U = \frac{4\,(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_1^2\beta^2 + \alpha_2^2\beta^2)}{\tan^2\theta_M(\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + 4\beta^2)} \\
&V = \frac{-4\alpha_2^2(\alpha_1^2 + 2\beta^2)}{\tan^2\theta_M(\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + 4\beta^2)} \\
&W = \frac{\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + 4\beta^2(\alpha_2^2 + \alpha_3^2)}{(\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + 4\beta^2)}
\end{aligned}
\qquad (4\text{-}1)
$$

La mosaïcité du monochromateur provient du fait qu'il est formé d'un agrégat de petits blocs légèrement désorientés les uns par rapport aux autres. La mosaïcité du monochromateur en graphite pyrolytique installé sur le G5-2 est évaluée à 20 '.

1.4. Avantages et inconvénients de la diffraction des neutrons.

L'avantage majeur des neutrons par rapport aux rayons X réside dans son pouvoir pénétrant qui l'autorise à scruter l'état de la matière à cœur sans avoir à affecter la distribution des contraintes (polissage électrolytique dans le cas de la DRX).

Cette technique est handicapée par deux aspects : le faible flux de neutrons utilisé nécessitant des temps de comptage très longs, ainsi que la résolution spatiale qui dépend du jeu de fentes. Pour réduire le temps de comptage nous sommes obligés d'utiliser de grandes sondes impliquant des problèmes concernant la détermination de l'état des déformations locales sur la zone explorée en présence de gradients élevés. Contrairement aux techniques surfaciques qui explorent de très faibles profondeurs, la jauge neutronique scrute des profondeurs minimales de 300 µm, en les comparant à un cas de grenaillage dont le maximum de contrainte est atteint à 50 µm environ suivi d'un fort gradient pour une annulation vers les 200 µm (Figure 4-3). Les valeurs relevées par la diffraction des neutrons sont donc fortement moyennées.

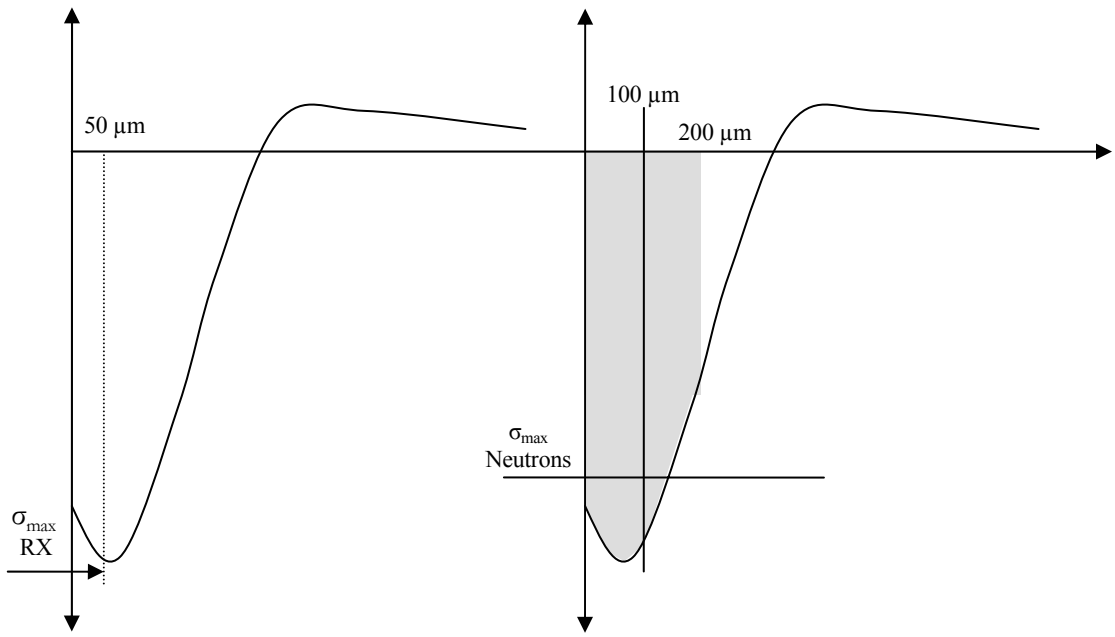


Figure 4-3: Différence entre la mesure par DRX et DN.

Un autre point critique concerne la pénétration de la sonde neutronique dans la matière pour des déterminations de profils de déformations en profondeur. De par la géométrie de la sonde, la pénétration provoque un décalage du centre de gravité du volume diffractant qui est différent de celui de la sonde. Ce décalage produit un déplacement parasite des pics de diffraction [3,4] qui peut être du même ordre de grandeur que les déformations étudiées, et dont il faut tenir compte Figure 4-4. Deux techniques sont utilisées pour remédier à ce problème :

- La soustraction d'un profil de pénétration prélevé sur un échantillon libre de contrainte [5]. Cette technique est contraignante au niveau du temps. Pour toute orientation différente, un profil sur l'échantillon libre de contrainte doit être réalisé.
- La simulation numérique par la méthode de Monte-Carlo du profil de pénétration [6,7]. Cette technique présente un gain conséquent en temps, vu que seule la mesure réalisée sur l'échantillon traité sera nécessaire. Par contre, elle ne tient par compte de l'état de la matière en surface qui est souvent différent de l'état à cœur (pollution, taille des grains, oxydes,…).

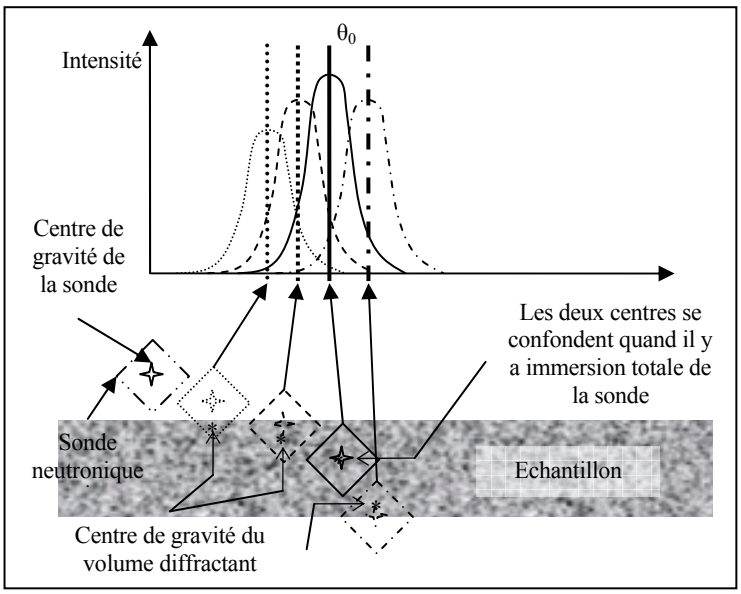


Figure 4-4: Effet de la pénétration partielle de la sonde sur la position du pic de diffraction

1.5. Analyse des contraintes résiduelles par la diffraction des neutrons.

Les détails de la méthode reposent sur le même principe d'évaluation que celui de la DRX. En effet, l'évaluation se fait toujours en rapport à des positions de pics de diffraction qui seront comparés à une position de référence (libre de contrainte).

Contrairement à la DRX, cette technique offre l'avantage de pouvoir scruter l'échantillon à cœur, puis de révéler l'état triaxial des contraintes. Pour se faire, différentes approches sont possibles. Nous citerons la méthode triaxiale des $\sin^2\psi$ qui nécessite un très grand nombre de mesures ce qui la rend plus difficile en DN. Pour cette raison, la mesure « 3x1D » est généralement proposée [8,9]. L'avantage de cette méthode réside dans la réduction du nombre de mesures par point. En effet, pour avoir un état triaxial en un point donné il suffirait de 3 mesures de déformation, puis par la loi de Hooke généralisée nous pourrions remonter aux contraintes principales. Il est clair que le problème de cette méthode est la connaissance préalable des directions principales des contraintes, ce qui n'est pas toujours le cas. Evidemment, cette méthode suppose que le matériau analysé est isotrope (absence de texture). Avec la méthode des $\sin^2\psi$ nous aurons besoin de 6 mesures par point, ce qui permettra de remonter aux 6 composantes du tenseur des contraintes, sans avoir à faire des hypothèses concernant le choix des directions de mesure. Contrairement à la DRX où l'on peut supposer que $\sigma_{33}=0$, cette hypothèse permet de réaliser des évaluations sans recours à la poudre, nous aurons toujours besoin d'une mesure sur une référence (poudre) qui permet d'identifier le $2\theta_0$ qui servira au calcul des déplacements des pics et ainsi remonter aux déformations.

2. Application de la diffraction des neutrons à l'analyse des contraintes résiduelles d'un échantillon traité par choc laser.

Notre analyse portera sur une éprouvette de fatigue en acier 42CrMo4 traitée par choc laser sur les différentes faces de la zone calibrée. Pour des raisons pratiques, nous avons favorisé l'analyse des déformations à celle des contraintes qui nécessite plusieurs mesures de déformations (6 orientations au minimum). Dans le cas où les directions principales des contraintes sont connues et le matériau étudié est isotrope, ce nombre de mesures peut être réduit à 3 seulement.

En ce qui concerne notre étude, l'objectif est d'avoir une épaisseur d'analyse faible, pour une bonne analyse en profondeur. En supposant un état de contraintes homogène dans le plan, nous avons choisi une géométrie de sonde particulière. Cette géomètrie nous oblige à assurer une pénétration de faisceau incident parallèle à la face de l'échantillon. Donc, nous avons varié la longueur d'onde du faisceau de neutron de sorte à changer l'orientation du faisceau diffracté. Par suite, nous avons récupéré 3 profils de déformations élastiques résiduelles.

L'analyse de la distribution des élargissements des pics de diffraction nous permet d'analyser l'effet microstructural du choc laser.

Ces résultats seront comparés à ceux de la diffraction des rayons X et de la simulation par la méthode des éléments finis.

2.1. Conditions opératoires.

Nous avons alors simplement fait varier la longueur d'onde. En se basant sur des constatations antérieures [10], nous avons supposé un état de contrainte isotrope dans le plan. C'est dans ce but que nous avons choisi cette géométrie avec une sonde de grandes dimensions dans le plan avec la plus petite épaisseur disponible 20 x 5 x 0,3 mm^3 (Figure 4-5). Cette situation nous impose de garder une entrée parallèle du faisceau incident. En agissant sur le monochromateur nous avons fait varier la longueur d'onde du faisceau de neutrons et donc l'angle de diffraction ce qui nous a conduit à des angles ψ différents en maintenant le plan de diffraction, mêmes reflexions et donc même constante d'élasticité.

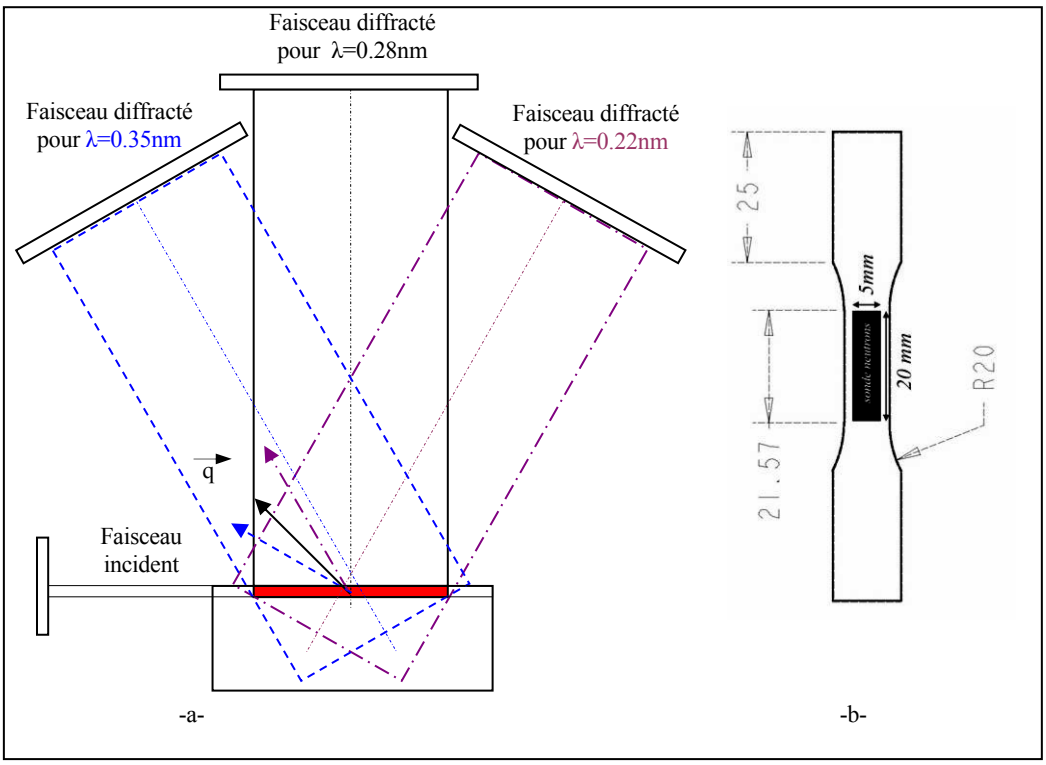


Figure 4-5: Différentes positions du faisceau diffracté -a- . Et une représentation de la jauge neutronique en rapport à l'échantillon -b-

Après avoir converti les positions des pics de diffraction en déformations, nous devons corriger l'erreur systématique due à la pénétration partielle de la sonde dans l'échantillon. Comme nous l'avons cité plus haut, différentes approches sont disponibles : la simulation d'un profil de pénétration par la méthode de Monte-Carlo ou l'acquisition d'un profil sur un échantillon non contraint. Pour cette étude nous avons retenu la deuxième méthode.

Concernant les mesures de déformation nous avons récupéré pour la famille {110}, 3 profils dans 3 directions, qui correspondent aux angles ψ=32,85 °; 44,85 ° et 62,5 ° pour obtenir ces angles nous avons agi au niveau du monochromateur de sorte à sélectionner la longueur d'onde correspondant respectivement aux angles 2θ (64,7°, 89,7° et 125°) donnant les différents ψ. Cette configuration, présente l'inconvénient de la précision liée à 2θ dont l'optimum se trouve à 90°.

2.2. *Résultats*

Pour chaque direction, nous avons obtenu 2 profils correspondant à l'échantillon traité et l'échantillon non traité.

Dans le but de corriger l'effet du décalage parasite dû à la pénétration partielle de la sonde, il est nécessaire de localiser les faces des deux échantillons. En effet, pour que la correction se fasse dans les meilleures conditions, il est primordial que la soustraction s'effectue à une même profondeur, et donc une correspondance des surfaces est nécessaire. Pour cela nous procédons à

la correction de l'atténuation et la normalisation des intensités des pics de diffraction. Les profils obtenus (Figure 4-6) présentent un maximum d'intensité à cœur, ce qui correspond à une immersion totale de sonde, puis des deux cotés nous avons une atténuation due à la pénétration partielle. C'est à ce niveau que nous détectons les interfaces. En effet, l'interface correspondrait à une intensité de 0,5 ce qui indique une pénétration de la moitié de la sonde.

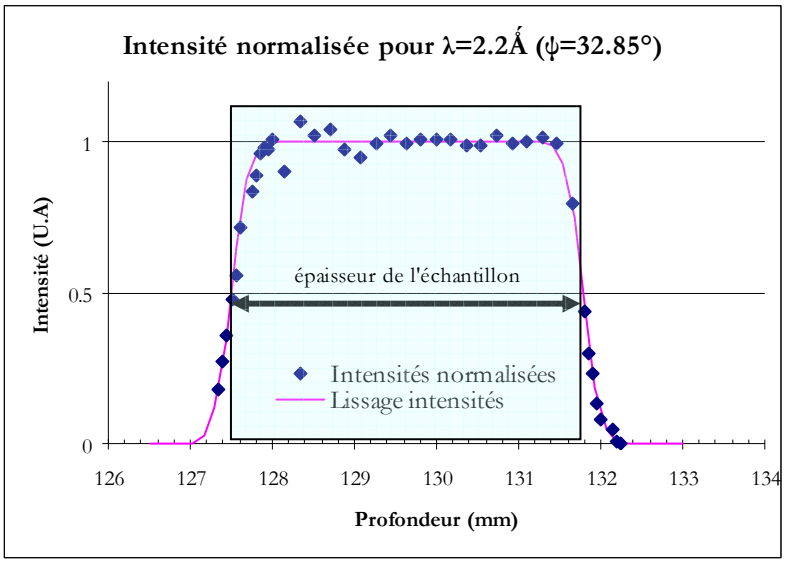


Figure 4-6 : Profil d'intensité obtenu pour λ=2,2 Å.

En ce qui concerne l'évolution des déformations, nous montrons dans la Figure 4-7 les profils obtenus pour la longueur d'onde λ=0,35 nm pour une zone qui s'étend d'une profondeur de 0,1 mm de la surface jusqu'au milieu de l'échantillon, vu que le traitement est identique des deux cotés. L'analyse de profil sans correction montre un maximum de déformation élastique résiduelle en sous couche qui correspond à une valeur de 6.10^{-4}. De même, nous remarquons que la zone affectée par le traitement atteint une profondeur de 1,6 mm. L'examen du profil corrigé nous indique que le niveau de déformation atteint une valeur maximale de 10^{-3} et que ce maximum est situé en surface. La comparaison des deux profils met en évidence l'influence de cette erreur systématique. L'effet est ressenti pour l'échantillon non traité qui indiquait des valeurs quasi nulles à cœur et de fortes amplitudes en surface.

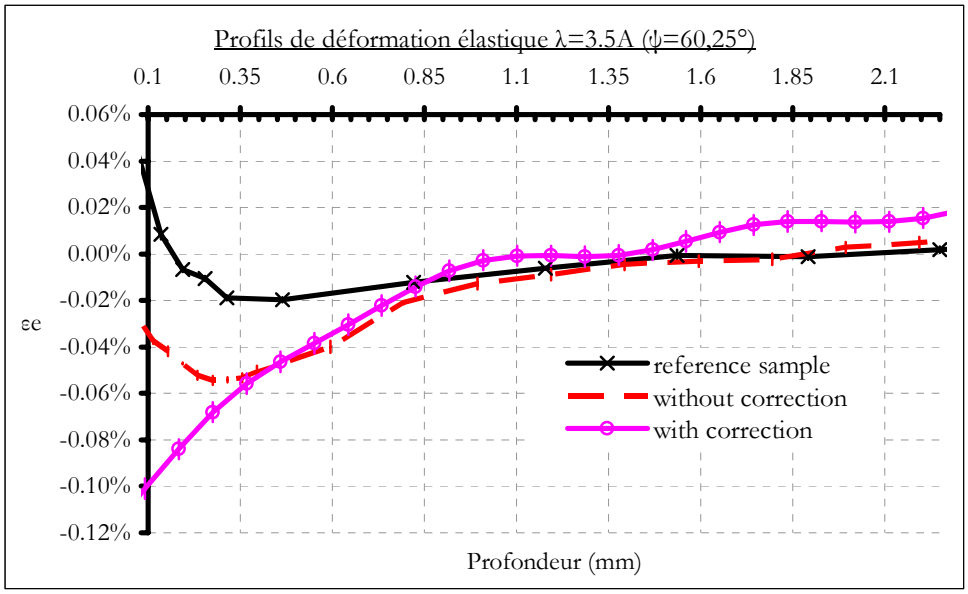


Figure 4-7: profils de déformation élastiques obtenus pour λ=0,35 nm. (Traitée par C.L avec un Ø =2 mm ➔ 8 GW/cm² et 50 % de recouvrement).

L'étude des profils des élargissements des pics de diffraction n'est possible que pour une même longueur d'onde, la variation de la longueur d'onde provoque un élargissement ou un amincissement selon le sens de la variation croissant ou décroissant. C'est pour cette raison que notre analyse sera qualitative, et que nous allons comparer des profils relatifs à une référence qui est celle de l'échantillon non traité à cœur (état non contraint et sans effet géométrique). En effet, pour chaque correction nous étions obligés de réaliser une même acquisition sur l'échantillon non traité. Les profils des valeurs relatives d'élargissement sont reportés sur la Figure 4-8. Nous remarquons une très faible variation (10 %) pour les 3 orientations. Ceci nous indique que la microstructure semble être peu affectée par le choc laser. Ces résultats confirment ceux obtenus par la diffraction des rayons X (Figure 2-7) observés pour un matériau différent (C75).

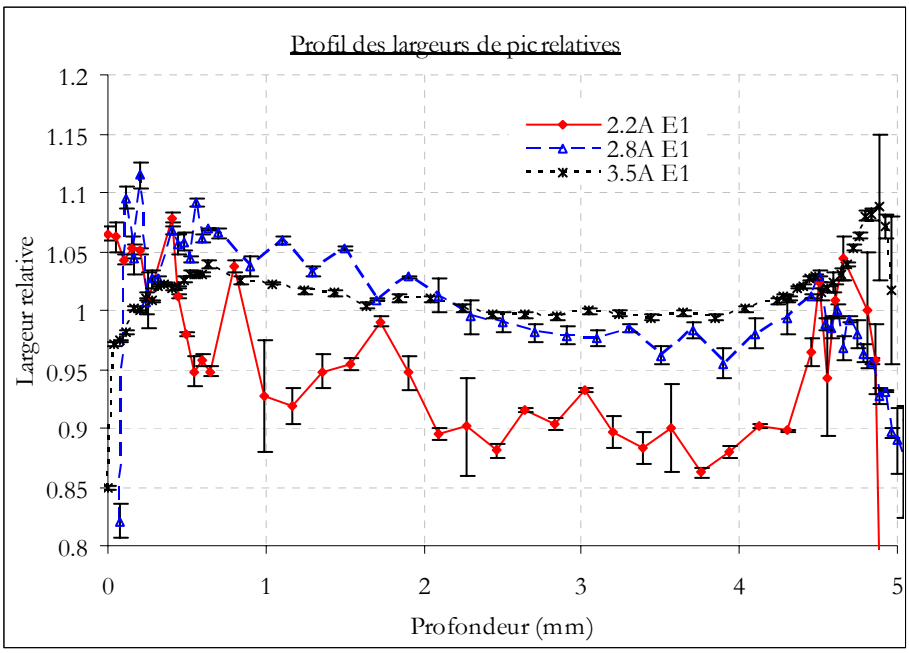


Figure 4-8: Profils des largeurs intégrales obtenues pour les 3 longueurs d'ondes sur l'éprouvette de fatigue (42CrMo4).

2.3. Conclusion.

Nous montrons une nouvelle fois la complémentarité des résultats issus de la diffraction des neutrons et de la DRX. Les résultats obtenus sont difficilement réalisables par DRX vu que les profondeurs analysées sont trop importantes.

De ces résultats nous démontrons que le choc laser a tendance à affecter de grandes profondeurs (dans notre cas 1,5 mm). En ce qui concerne l'élargissement relatif des pics de diffraction nous obtenons les résultats escomptés. En fait, cet état confirme la diffraction des rayons X, où nous obtenons un faible écrouissage. Les variations sur les largeurs de pic sont de l'ordre de 10 %.

3. Simulation du traitement par la méthode des éléments finis.

Pour conforter nos résultats expérimentaux. Nous avons simulé le traitement par choc laser subi par notre échantillon en respectant les mêmes conditions opératoires.

Pour identifier les paramètres de la loi de Johnson-Cook nous avons procédé à des essais de traction sur des éprouvettes en 42CrMo4. Ainsi, nous avons obtenu les paramètres résumés dans le Tableau 4-2. La Figure 4-9 illustre la bonne corrélation entre la courbe expérimentale et la représentation de JC.

Tableau 4-2 : Caractéristiques mécanique et paramètres de la loi de JC de l'acier 42CrMo4 [11].

E (GPa)	A%	A (MPa)	B (MPa)	N	c	$\dot{\varepsilon}_p^{ref}$ (s^{-1})
203	10	400	779	0,2784	3.10^{-3}	8.10^{-5}

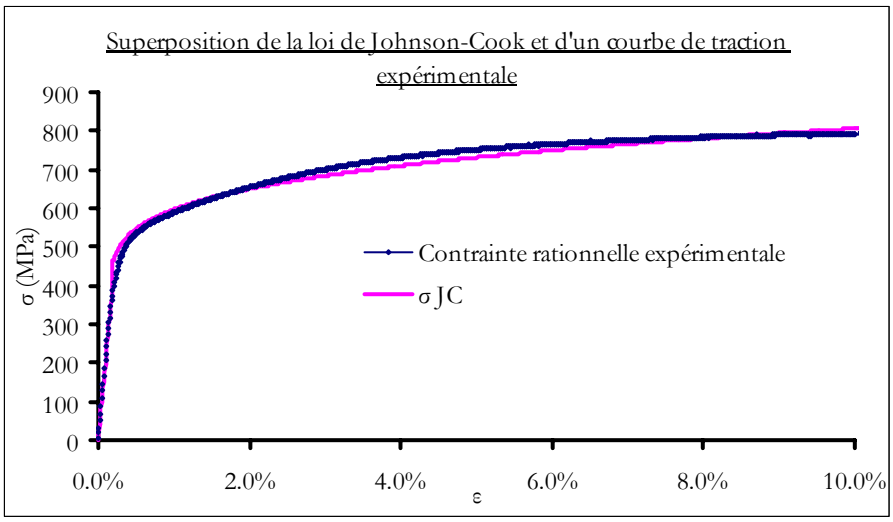


Figure 4-9: Superposition de la loi de Johnson Cook et de la courbe de traction de l'acier 42CrMo4.

3.1. Conditions du calcul.

Concernant la simulation, nous avons appliqué une impulsion laser sur les deux faces de l'éprouvette dont l'épaisseur est de 4,5 mm. Le détail du maillage (Figure 4-10) est résumé dans le Tableau 4-3.

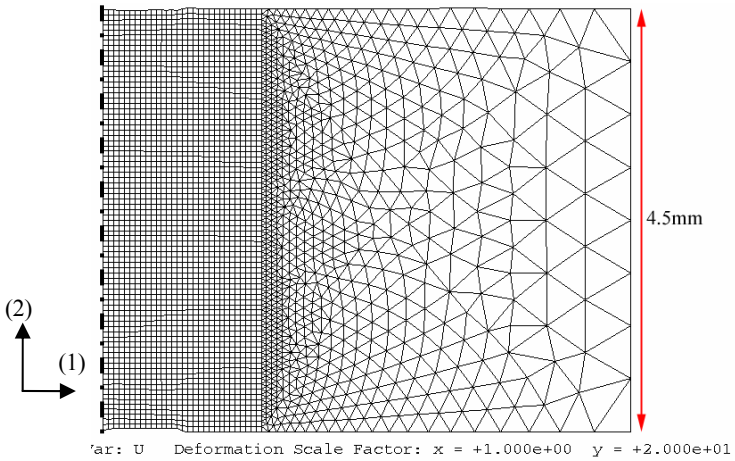


Figure 4-10: Illustration du maillage utilisé pour la simulation en double impact (déformée).

Au niveau des conditions aux limites, pour chaque phase d'impact sur une face nous bridons la face opposée dans la direction (2). Par contre, l'axe de symétrie est toujours bridé dans la direction (1) (Figure 4-10).

Tableau 4-3 : Détails du maillage de la simulation de deux impacts opposés.

Entités	Mode de remplissage	Géométrie des éléments	Nombre d'éléments	Type d'éléments
Massif (5x4,5 mm²)	1,5 x 4,5 mm² (Structuré)	Quadrangles	2700	CAX4R (déformable)
	3,5 x 4,5 mm² (libre)	Triangles	1810	CAX3 (déformable)

3.2. Résultats.

Les résultats des déformations plastiques et des contraintes résiduelles nous indiquent que l'effet du traitement se limite à une profondeur de 0,8 mm des deux côtés (Figure 4-11-a-).

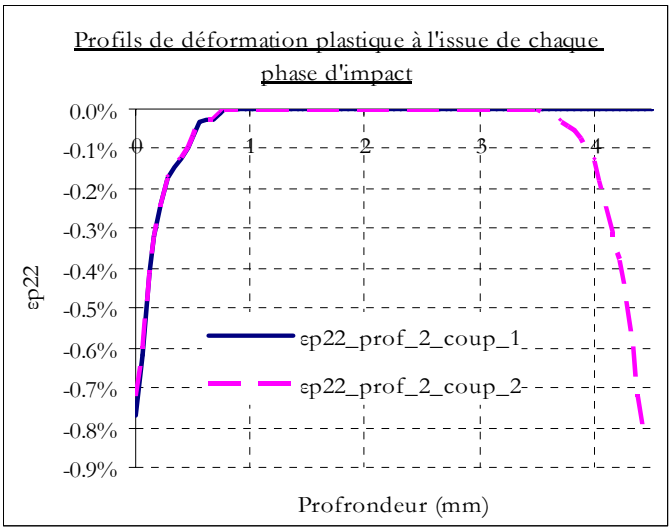


Figure 4-11 : profils de déformation plastiques résultants des deux impacts.

Nous savons que les techniques de diffraction permettent la mesure des déformations élastiques. Donc, pour notre comparaison nous devons calculer cette déformation qui est la différence entre la déformation totale et la déformation plastique. Nous obtenons ainsi, la Figure 4-12 qui représente la déformation élastique dérivée du tenseur des déformations élastiques pour l'orientation ψ = 60,25 °. Pour calculer la déformation dans une direction donnée, nous avons développé un programme sous MATLAB™ qui permet à partir d'un tenseur de contrainte défini dans le référentiel du laboratoire de remonter à la déformation selon l'orientation requise.

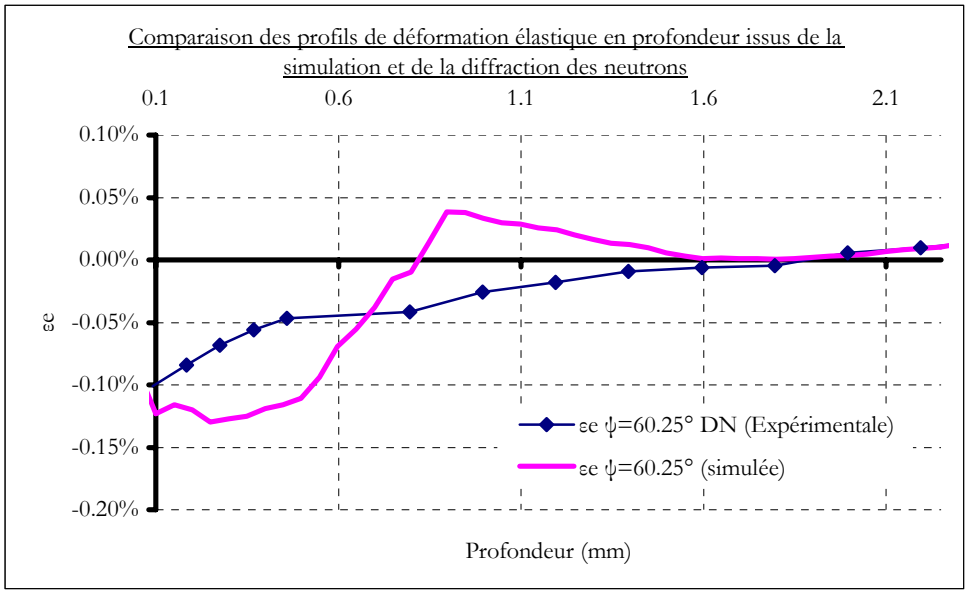


Figure 4-12 : Profil de déformation élastique recalculé pour l'orientation ψ=60,25 °.

Comparaison entre la simulation et l'expérience.

La comparaison entre la simulation et les mesures expérimentales montre un rapprochement entre les deux profils avec des niveaux de déformation élastique semblables (11 %). Par contre, une différence intervient au niveau de la localisation des maxima de déformation et du point de passage en traction. La différence est attribuée au fait que nous avons simulé un seul impact laser (pas de recouvrement) alors que le traitement était réalisé avec un recouvrement de 50 %. Ainsi, la zone atteinte par le retour d'onde latérale ne sera pas homogénéisée. Néanmoins, la profondeur totale affectée est la même. L'origine des écarts pourrait être la taille de la sonde neutronique utilisée, qui a une profondeur de 0,3 mm, ce qui a tendance à moyenner fortement les mesures.

4. Conclusions.

La simulation du double impact sur l'éprouvette de fatigue a montré que les profondeurs sous contraintes étaient de l'ordre de 1,5 mm. Les profils de déformation élastique obtenus sont en accord avec ceux déterminés par la diffraction des neutrons. Les écarts entre les deux profils seraient plutôt attribués au fort moyennage des mesures expérimentales dû à la taille de la sonde neutronique.

Références bibliographiques.

1. *Anne Garot-Piant, « Détermination des contraintes résiduelles par diffraction des neutrons. Application au grenaillage de précontrainte », thèse Université de Reims Champagne-Ardenne, 1996.*
2. *G. Caglioti, A. Paoletti, F.P Ricci, « Choice of Collimators for a Crystal Spectrometer for Neutron Diffraction», Nuclear Instrumentation, Vol. 3, pp. 223-228 (1958).*
3. *L. Pintschovius, « Structural and residual stress analysis by non destructive methods », V. Hauk (Ed),1997, P495*
4. *R. Menig, L. Pintschovius, V. Schulze & O. Vöhringer, « Depth profiles oh macro residual stresses in thin shot peened plates determiner by X-ray and neutron diffraction », Scripta Materialia, 45 (2001), pp. 977-983.*
5. *A. N. Ezeilo, « Residual stress determinations by neutron and x-ray diffraction methods », PhD thesis, Imperial College London, 1992*
6. *E. Pluyette, « Contribution de la diffraction neutronique à l'évaluation des contraintes résiduelles au voisinage d'interfaces» PhD thesis, Université de Reims 1997.*
7. *S. Spooner and X.-L. Wang, « Diffraction Peak Displacement in Residual Stress Samples Due to Partial Burial of the Sampling Volume », J. Appl. Cryst. (1997). 30, pp. 449-455.*
8. *M. Ceretti, R. Coppola, A. Lodini, M. Perrin, F. Rustichelli, « High resolution neutron diffractometer for internal stress measurements », Physica B, 213& 214 (1995), pp. 803-805.*
9. *G. A. Webster, R. C. Wimpory, « Non-destructive measurement of residual stress by neutron diffraction », Journal of Materials Processing Technology 117 (2001), pp. 395-399.*
10. *P. Ballard, « Contraintes résiduelles induites par impact rapide, application au choc laser », thèse école Polytechnique.*
11. *P. Peyre, R. Fabbro, L Berthe, C Dubouchet, « Laser shock processing of materials, physical process, involved and examples of application », Journal of Laser applications 1996, 8, pp. 135-141.*

CONCLUSION GENERALE

Dans ce travail nous avons eu pour objectif principal la simulation des deux traitements de précontrainte mécanique que sont le grenaillage et le choc laser. Le choix de ces deux procédés est justifié par trois faits : d'une part, l'omniprésence du grenaillage dans la majorité des industries mécaniques, l'intérêt croissant apporté au choc laser comme procédé alternatif et la différence de chargement mécanique entre les deux procédés.

Nous avons tout d'abord constaté la multiplicité des travaux concernant la simulation du grenaillage de précontrainte et l'évolution des états de contraintes résiduelles sous différentes formes de sollicitation. En ce qui concerne le choc laser, peu de résultats de simulation existent. Ceci s'explique par l'intérêt récent porté à l'égard de ce traitement. Toutefois, des comparaisons expérimentales entre les deux procédés en termes de mécanismes d'introduction de contrainte résiduelle et d'effets microstructuraux ont été effectuées dans plusieurs travaux de recherche.

Dans la partie expérimentale nous avons comparé des profils expérimentaux de contraintes résiduelles et de largeurs intégrales, de choc laser et de grenaillage de précontrainte, ce qui a donné :

- des niveaux de contraintes résiduelles moins importants pour le choc laser ;
- des profondeurs affectées plus importantes pour le choc laser;
- des gradients de contrainte moins prononcés pour le choc laser.

La comparaison des états de contraintes et des élargissements des pics de diffraction obtenus sur des plaques d'épaisseurs différentes et l'étude du bridage sous différentes conditions, a montré une forte sensibilité de l'état de contrainte. Cette sensibilité est peu visible au niveau des élargissements des pics de diffraction, qui représentent l'état d'écrouissage du matériau. Nous avons montré l'intérêt que peut avoir l'analyse des largeurs des pics de diffraction en complément à l'analyse de l'évolution des contraintes résiduelles.

De même, nous avons montré qu'il était possibilité d'appliquer le contrôle Almen aux plaques traitées par choc laser.

L'influence des différents paramètres du grenaillage et du choc laser a été étudiée par la méthode des éléments finis. Les calculs ont montré pour le grenaillage que :

- L'influence de la vitesse d'impact dépendait fortement de la sensibilité du matériau cible à la vitesse de déformation. Malgré l'obtention, avec la loi sensible aux vitesses de déformation, de niveaux déformation plastique inférieurs, les niveaux de contraintes étaient supérieurs à ceux obtenus par une loi de comportement mécanique insensible à la vitesse de déformation.

- La taille de la grenaille a pour effet d'augmenter la profondeur plastifiée ainsi que le niveau maximal de contrainte et sa profondeur.
- La rigidité est un paramètre qui conditionne le transfert d'énergie. En effet, dans le cas d'un impact avec une bille rigide, l'énergie énergie communiquée au massif sera supérieure à celle d'un impact avec une bille déformable.

Le recouvrement d'impacts est un paramètre qui influe beaucoup sur l'homogénéité des contraintes. Aussi, nous avons montré qu'il était possible d'assurer un certain niveau de contrainte avec une faible fluctuation (±15 %) à des taux de recouvrement inférieurs à 100 %. Cependant, ces valeurs sont spécifiques à notre simulation réalisée avec un positionnement de billes régulier, donc difficilement extrapolables à des impacts statistiquement répartis.

La simulation du grenaillage par une distribution aléatoire de pression de Hertz semble rendre des profils de déformations plastiques et de contraintes résiduelles proches des profils expérimentaux dont la confrontation a montré un bon accord au niveau des contraintes avec une profondeur en compression légèrement inférieure (quelques dizaines de microns).

Concernant la simulation du choc laser, nous avons montré que :

- La profondeur affectée plastiquement augmente avec le diamètre d'impact
- L'analyse des effets de la pression d'impact a révélé quatre aspects :
    - La profondeur affectée plastiquement augmente avec la pression d'impact.
    - Le niveau maximal de déformation plastique et de contrainte résiduelle sont sensibles à cette pression.
    - La contrainte en surface varie faiblement avec la pression d'impact.
- Plus la pression d'impact est importante, plus la replastification provoquée par les ondes latérales l'est aussi.
- La présence d'une couche protectrice en aluminium a montré que les niveaux de contrainte et de déformation ainsi que les profondeurs affectées étaient plus élevés. Ceci s'explique par une amplification de l'impulsion de pression lors du passage d'un milieu de faible impédance (Aluminium) à un milieu d'impédance supérieure (Acier).

L'étude de la répétition des impacts a montré des évolutions semblables à celles observées pour le cas du grenaillage. Nous avons bien montré qu'il existe une saturation en déformation plastique, en contrainte résiduelle et en enfoncement qui est liée à l'évolution de l'état d'écrouissage du matériau. Ce phénomène s'explique par l'écrouissage du matériau cible

soumis à des impacts cumulés et qui acquiert une limite d'élasticité plus importante donc, une limite d'Hugoniot supérieure qui inhibe la plastification.

Le recouvrement d'impacts permet d'homogénéiser l'état de déformation et de contrainte lorsque le taux de recouvrement est suffisamment important (50%). La comparaison des niveaux de contraintes résiduelles et des profondeurs en compression avec les évaluations expérimentales a montré une bonne corrélation au niveau des contraintes avec des profondeurs assez proches (quelques dizaines de microns d'écart).

Les flèches obtenues par nos simulations avec recouvrement d'impacts, sont inférieures aux mesures expérimentales, sachant que ces dernières présentent une importante dispersion, néanmoins l'ordre de grandeur est respecté.

En perspective, nous pouvons avancer la possibilité d'associer l'étude des élargissements des pics de diffraction à l'analyse de la tenue en fatigue. Aussi, nous pourrons améliorer les routines de calcul de sorte qu'elles soient utilisables dans d'autres applications comme la mise en forme des tôles par grenaillage ou choc laser.