

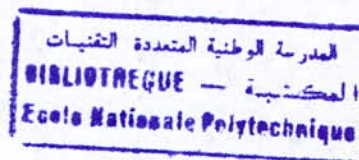
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE



المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
Ecole Nationale Polytechnique

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DEPARTEMENT DE METALLURGIE



**Projet de fin d'étude pour l'obtention du diplôme
d'ingénieur en Métallurgie**

**MODELISATION DES CONTRAINTES
RESIDUELLES POUR UN
BIMATERIAU REALISE PAR
PROJECTION THERMIQUE**

Proposé et encadré par :
Mr M. LARIBI

Réalisé par :
A. BENHARRATS

Promotion JUIN 2000



DEDICACES

Je dédie ce travail à mon père, à ma mère, à ma sœur ainsi qu'à tous ceux qui m'ont soutenu (et supporté) pendant la réalisation de ce travail.

REMERCIEMENTS



Mes remerciements iront tout d'abord à monsieur LARIBI, mon promoteur, pour m'avoir proposé ce sujet et pour la précieuse bibliographie qu'il m'a fournie. Ses explications, ses conseils, ses orientations, sa patience et son aide m'ont permis de mener à bien ce travail de fin d'études. Je lui adresse mon entière reconnaissance.

J'adresse un grand merci à monsieur MESRATI pour son soutien et la bibliographie dont il m'a fait profiter ainsi qu'à monsieur DJEGHLAL pour son soutien, sa compréhension et pour avoir accepté de siéger dans mon jury.

Je réitère ici ma gratitude envers les membres de ma famille. Et je remercie également Meriem pour son aide et son soutien.

Enfin, je tiens à remercier le personnel du CNAT pour leur aide précieuse en particulier Mlle REGUIG Souad et Mr HAMDI Arab.

ملخص :
لقد أصبحت تطبيقات التلييس بالشعلة الحرارية تحتسي أكثر فأكثر أهمية في ميدان الصناعة. فالقطع المتحصلا عليها لها خواص أحسن. لكن هذه المعالجة غالباً ما تخلق قوى داخلية كبيرة. قمنا إذن، في خطوة أولى، بتعيين نموذج لتوزيع هذه القوى، ثم في خطوة ثانية ببناء برنامج لتعيينها، بمساعدة طريقة العناصر المتناهية، في أي نقطة. كلمات مفاتيح: قوى داخلية، معالجة السطوح، التلييس بالشعلة الحرارية، طريقة العناصر المتناهية.

Résumé :

Les applications de la projection thermique revêtent de plus en plus d'importance dans l'industrie. Les pièces ainsi traitées présentent des propriétés intéressantes. Cependant, ce traitement est souvent la source de contraintes résiduelles importantes.

Nous avons dans un premier temps établi un modèle de répartition des contraintes. Dans un deuxième temps nous avons réalisé un simulateur, basé sur la méthode des éléments finis, permettant le calcul de ces contraintes en chaque point de la pièce.

Mots clés: contraintes résiduelles, traitements de surface, projection thermique, méthode des éléments finis.

Abstract :

Applications of the thermal projection are of growing importance in the industry. The treated pieces present some interesting properties. However, this treatment is often the source of important residual stresses.

We have in a first time established a model of stress distribution. In a second time we achieved a simulator, based on the finite elements method, permitting the determination of these stresses in every point of the piece.

Key Words: residual stress, surface treatments, thermal spray, finite element method.

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
BIBLIOTHEQUE — المكتبة
Ecole Nationale Polytechnique

SOMMAIRE

SOMMAIRE

<i>Introduction générale</i>	1
------------------------------------	---

Chapitre I : La projection thermique

I.1. Importance des traitements de surface	2
I.2. La projection thermique	3
I.2.1. Principe de la projection thermique	3
I.2.2. Types de projection thermique	3
I.2.2.1. Alimentation à fil	3
I.2.2.2. Alimentation à poudre subsonique	4
I.2.2.3. Alimentation à poudre hypersonique	4
I.2.2.4. Canon à détonation	5
I.2.2.5. Projection thermique à l'arc électrique	6
I.2.2.6. Projection plasma	7
I.3. Nature des revêtements thermiques	8
I.3.1. Introduction	8
I.3.2. Adhérence du revêtement	9
I.3.3. Structure du revêtement	11
I.3.4. Propriétés du revêtement	12

Chapitre II : Les contraintes résiduelles

II.1. Introduction	14
II.2. Les ordres de contraintes résiduelles.	15
II.2.1. Les contraintes résiduelles du troisième ordre	15
II.2.2. Contraintes internes du deuxième ordre	15
II.2.3. Contraintes de premier ordre ou contraintes résiduelles	16
II.3. Origines et influences des contraintes résiduelles dans le cas des dépôts	18
II.4. Détermination des contraintes internes dans les bi-matériaux	21
II.4.1. Méthodes non destructives.	21

Chapitre IV : Résultats et interprétations

IV.1. Introduction	57
IV.2. Matériaux étudiés	58
IV.3. Résultats de la simulation	59
IV.4. Interprétations des résultats	71
Conclusion générale	73

II.4.2. Méthodes semi-destructives :	23
II.4.2.1. La méthode du trou	23
II.4.2.2. La méthode du trépan	26
II.4.3. Méthodes destructives.	28
II.4.3.1.- méthode d'enlèvement de couches successives	28

Chapitre III : La modélisation mathématique

III.1. Introduction	
III.2. Hypothèses générales de calcul	
III.3. Contraintes et déformations prises en compte	
III.4. Déformations élastiques, plastiques et de fluage	
III.4.1. Comportement élastique	
III.4.2. Comportement plastique	
III.4.3. Comportement en fluage	
III.4.4. Déformation thermique	
III.4.4.1. Contraintes générées par la déformation thermique	
III.4.4.2. Généralisation aux déformations plastiques	
III.4.5. Analyse de l'effet de la température lors de la projection thermique	
III.6. Méthode utilisée	
III.7. Conception du simulateur	
III.7.1. Géométrie et maillage	
III.7.2. Formulation	
III.7.2.1. Calcul thermique	
III.7.2.2. Calcul mécanique	
III.7.2.3. Calcul des déformations plastiques et de fluage	
III.7.3. Résolution des déformations plastiques	
III.7.4. Résolution du fluage	
III.8. Implémentation	
III.8.1. Choix de l'IDE	
III.8.2. Interface du programme	

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
BIBLIOTHEQUE — المكتبة
Ecole Nationale Polytechnique

INTRODUCTION GENERALE

Introduction générale

Dans de nombreuses industries de pointe, l'utilisation des pièces métalliques est souvent limitée par un endommagement surfacique du métal, que ce soit pour des raisons d'usure mécanique, de corrosion ou de tenue en température.

Pour cela, des traitements de surfaces appropriés sont appliqués à ces matériaux pour leur conférer les propriétés adéquates à même de limiter cet endommagement. Dans ce cadre, la projection thermique permet deux types d'amélioration :

- Le premier est d'ordre technique, permettant d'associer deux ou plusieurs éléments conduisant à un produit nouveau réunissant les propriétés et avantages de chacun.
- Le deuxième type d'amélioration est d'ordre économique, permettant de limiter l'utilisation du produit performant et cher uniquement là où il est indispensable.

Cependant, la réalisation d'un traitement superficiel par projection thermique engendre inévitablement des contraintes résiduelles particulièrement au niveau de l'interface. Lesquelles contraintes peuvent être bénéfiques ou néfastes selon leur grandeur et leur signe.

Dans le cadre de ce travail, on se propose de modéliser mathématiquement l'état de contraintes résiduelles au sein de matériaux traités superficiellement par la projection thermique.

Le modèle numérique proposé est basé sur l'utilisation de la méthode des éléments finis moyennant des méthodes appropriées d'établissement des équations régissant le phénomène et de résolution du système.

A cet effet, nous avons prévu quatre chapitres. Le premier est réservé aux traitements de surfaces où l'on développera beaucoup plus la méthode de projection thermique où l'on citera ses principes, les moyens qu'elle utilise et ses domaines d'application.

Le deuxième chapitre permet de présenter les contraintes résiduelles ainsi que les méthodes expérimentales qui permettent de les déterminer.

Le troisième chapitre concerne la simulation mathématique prévue pour ce travail. On présentera la méthodologie utilisée pour la mise en équations du phénomène étudié et on passera en revue les différentes étapes telles les hypothèses, les géométries, le maillage ainsi que les différents comportements mécanique et thermique du matériau lors de l'élaboration de la projection thermique.

L'application du simulateur numérique pour le cas de deux types métalliques de dépôts : Le premier est un acier spécial au Cr-Ni-Mn (55E + 65E) et le deuxième est du molybdène que l'on déposera sur un acier de construction type 35CD4 ainsi que les résultats obtenus en terme de déplacements (U et W), de déformations (ϵ_{rr} , ϵ_{rz} , $\epsilon_{\theta\theta}$ et ϵ_{zz}) et de contraintes résiduelles (σ_{rr} , σ_{rz} , $\sigma_{\theta\theta}$ et σ_{zz}) seront présentés au quatrième chapitre.

L'ensemble du travail est clôturé par une conclusion générale et des perspectives.

CHAPITRE I

LA PROJECTION THERMIQUE

I.1. Importance des traitements de surface :

Les traitements de surfaces ont connus d'énormes progrès ces dernières années eût égard à la diversité des propriétés superficielles qu'ils confèrent aux matériaux. Cette tendance continuera dans les années à venir à cause de l'utilisation grandissante de l'électronique et de l'informatique dans tous les domaines. Afin de répondre à la demande des technologies de pointe, beaucoup de techniques de revêtements ont été développées et sont appliquées par des procédés chimiques, électrochimiques, physiques, mécaniques ou en combinant ces techniques.

L'industrie aéronautique durant de nombreuses années a été le véritable moteur du développement des techniques de projection thermique, notamment grâce à la torche à plasma. Ceci parce qu'à l'inverse du marché de l'infrastructure, caractérisé par l'emploi des quantités très importantes de matériaux à faible coût, l'industrie aéronautique met en œuvre à petite échelle des matériaux souvent stratégiques à très fortes plus-values, comme les superalliages à base de nickel ou de cobalt par exemple [1].

Les traitements de surface ont pour but d'obtenir des propriétés de haute qualité sur des substrats divers. Outre le coût de l'opération qui est moins élevé que celui d'un traitement en profondeur, on obtient des propriétés globales intéressantes. Ainsi, une pièce peut présenter globalement une bonne ténacité, une bonne résistance statique ou dynamique ou en température, tout en offrant des propriétés superficielles spécifiques : résistance à l'usure, aux frottements, à la corrosion, constitution d'une barrière thermique ou électrique... Parmi les nombreux traitements de surface, il est possible de considérer cinq grandes catégories de traitement :

- Les traitements superficiels avec transformation structurale (sans apport de matière).
- Les traitements thermochimiques avec diffusion.
- Les traitements par conversion.
- Les revêtements (ou dépôts) .
- Les revêtements organiques.

On répartit souvent les traitements de surface en deux catégories, selon la profondeur et l'épaisseur du traitement : les traitements conduisant à des couches minces et les traitements conduisant à des couches épaisses, parmi lesquels la projection thermique revêt une grande importance..

I.2. La projection thermique :

I.2.1. Principe de la projection thermique :

Le matériau d'apport solide sous forme de poudre ou de fil est porté à l'état liquide ou pâteux au moyen d'une source de chaleur appropriée (flamme ou arc). Il est alors pulvérisé sous forme de gouttelettes au moyen d'un courant gazeux. Ce courant peut être fourni par gaz auxiliaire (généralement de l'air, de l'azote ou de l'argon) ou par le mélange gazeux thermogène lui-même ainsi que ses produits.

Les particules sont alors projetées à grandes vitesses (autour de 150 m/s pour les pistolets à flamme, de l'ordre de la vitesse du son pour la projection plasma et plus pour les pistolets HVOF).Elles s'écrasent alors contre la surface du substrat (à l'état liquide ou thermoplastique) et participent à la formation du revêtement.

I.2.2. Types de projection thermique :[2]

I.2.2.1. Alimentation à fil :

C'est simplement la projection d'un matériau en fusion sur une surface afin de la recouvrir. Le matériau sous forme de fil est fondu dans la flamme (communément oxy-acétylène) et atomisé par air comprimé afin de former une projection fine. Lorsque la projection entre en contact avec la surface du substrat, les gouttelettes en fusion se solidifient rapidement et forment une couche de revêtement. Ce procédé, s'il est correctement effectué, est dit 'procédé à froid' (relativement au substrat traité). Et cela parce que la température du substrat peut rester basse durant le traitement. On évite alors d'altérer le substrat par des modifications métallurgique et des distorsions de forme.

Les applications principales sont les revêtements anti-corrosifs de zinc et d'aluminium ainsi que les revêtements de travail sur de grandes surfaces.

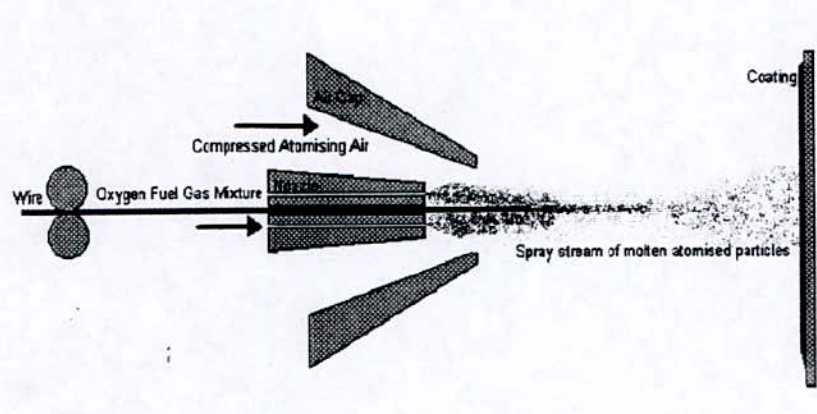


Figure I.1 : Représentation schématique de la projection thermique à fil

I.2.2.2. Alimentation à poudre subsonique (Low Velocity Oxygen Fuel)

Mis à part l'alimentation en poudre, ce procédé est identique au premier. Cependant, l'avantage principal de cette méthode par rapport à la précédente est qu'une plus grande gamme de matériaux peut être réduite en poudre et offre donc un plus grand choix de revêtements. Le procédé est quand même inadapté aux matériaux ayant un point de fusion plus élevé que la température de la flamme ou se décomposant sous l'effet de la chaleur.

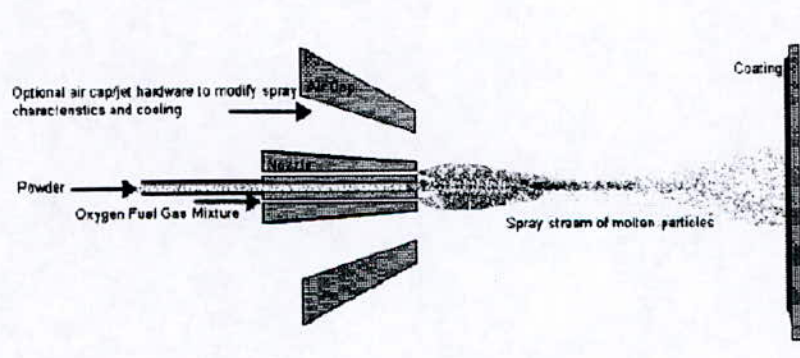


Figure I.2 : Projection de poudre

I.2.2.3. Alimentation à poudre hypersonique (High Velocity Oxygen Fuel) :

Le procédé de projection thermique H.V.O.F. (High Velocity Oxygen Fuel) est fondamentalement le même que la projection thermique à poudre L.V.O.F. mis à part que ce premier a été développé pour produire de très grandes vitesses de projection. Il y a plusieurs pistolets capables d'obtenir ces vitesses. L'un d'entre eux est essentiellement constitué d'une chambre de combustion, refroidie à l'eau sous pression, prolongée par un long canon. Le carburant (kérosène, acétylène, propylène et hydrogène) et l'oxygène sont injectés dans la

chambre de combustion. La combustion produit une flamme à haute pression qui s'échappe par le canon plus fin, ce qui augmente sa vitesse. L'alimentation de la poudre peut se faire selon l'axe dans la chambre de combustion ou par les flancs dans un canon dit de type Laval où la pression est moins grande. Une autre méthode utilise un système plus simple constitué d'un canon à haute pression équipé d'un chapeau à air. Le gaz combustible (propane, propylène ou hydrogène) et l'oxygène sont amenés sous haute pression. La combustion s'effectue en dehors du canon mais dans le chapeau à air alimenté en air comprimé. L'air comprimé se dilate et accélère les flammes tout en refroidissant le canon. L'alimentation en poudre se fait axialement au centre du canon. C'est le même phénomène qui est exploité pour la poussée « afterburner » dans les moteurs à turbines d'avions de combat.

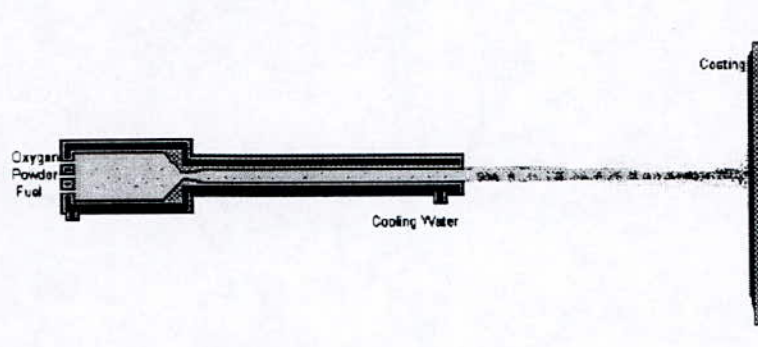


Figure I.3 : Schéma de la méthode HVOF

I.2.2.4. Canon à détonation :

Le pistolet à détonation consiste en un long canon refroidi à l'eau avec, et muni de valves d'admission pour gaz et poudre. L'oxygène et le combustible (souvent de l'acétylène) sont introduits dans le canon avec une charge de poudre. Une étincelle allume le mélange. La détonation résultante chauffe et accélère la poudre à des vitesses supersonique. Une injection d'azote est utilisée pour nettoyer le canon après chaque détonation. Ce processus est répété plusieurs fois par seconde. La haute énergie cinétique des particules produites assure une compaction efficace à l'impact et par delà une grande densité de revêtement.

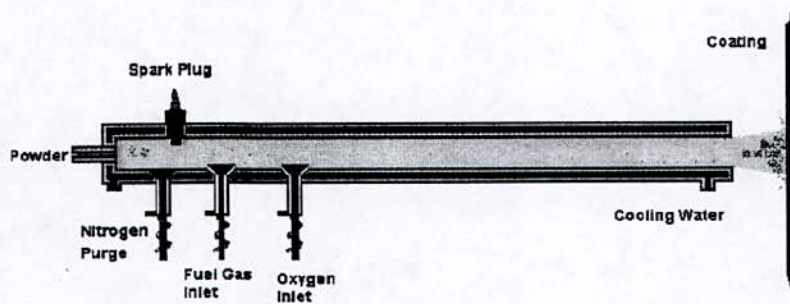


Figure I.4 : Diagramme schématique de la projection à détonation.

I.2.2.5. Projection thermique à l'arc électrique :

Dans ce procédé deux fils conducteurs sont fondus par un arc électrique. Le matériau en fusion est alors atomisé par air comprimé et propulsé vers la surface du substrat. Les particules liquides se solidifient rapidement pour former le revêtement. Exécuté correctement, il est aussi considéré comme procédé à froid.

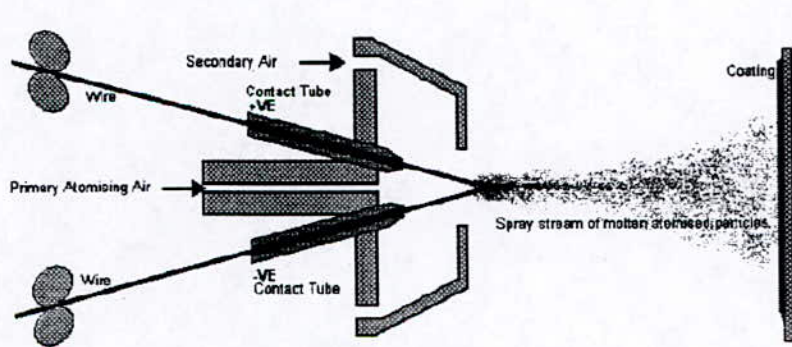


Figure I.5 : Diagramme schématique de la projection thermique à l'arc électrique.

Les revêtements à l'arc sont normalement plus denses que leur équivalent projeté à la flamme. Son bas coût de fonctionnement, ses vitesses de projection élevées et son efficacité font de la projection à l'arc électrique un bon outil pour le traitement de larges surfaces et les grandes vitesses de production.

Il y a, néanmoins, deux inconvénients dans cette méthode. D'une part, on ne peut projeter que des fils conducteurs. D'autre part, si l'on désire préchauffer le substrat, une source de chaleur annexe est nécessaire.

I.2.2.6. Projection plasma :

La figure présente de façon très schématique le principe de la projection à la torche à plasma d'arc soufflé atmosphérique (APS).

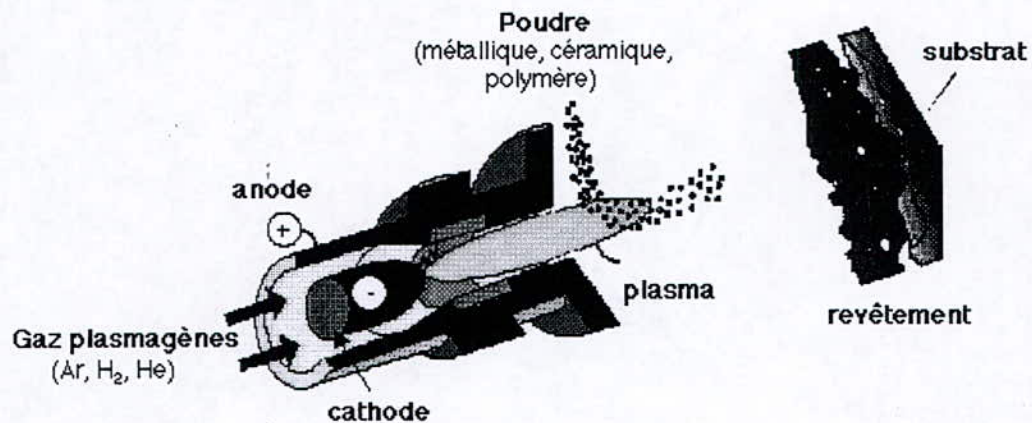


Figure L6 : Principe de la Projection Thermique APS.

Un arc électrique de forte intensité (de l'ordre de 600 A) est initié entre deux électrodes coaxiales : une cathode cylindrique, en tungstène thorié, et une anode, en forme de tuyère, généralement en cuivre.

L'arc électrique est soufflé par un gaz ou un mélange de gaz, dits plasmagènes (*i.e.*, Argon, Hélium). Au contact de l'arc électrique, ces gaz sont ionisés, et forment alors un écoulement en sortie de tuyère, appelé plasma.

Le plasma est souvent qualifié de Quatrième Etat de la matière, puisqu'il fait suite dans l'échelle de température, aux états solides, liquides et gazeux.

Le jet de plasma est ensemencé en sortie de tuyère par un matériau d'apport pulvérulent, qui est fondu et accéléré dans l'écoulement en direction du substrat. Le revêtement est alors formé, résultant de l'écrasement et de la solidification des particules fondues.

Les applications de cette méthode concernent aussi bien les secteurs Automobile (*i.e.*, segments, pistons, etc.), Aérospatial (*i.e.*, moteurs d'avion, chambre de combustion, etc.), Militaire, Biomédical (*i.e.*, prothèses, etc.), l'industrie papetière, que les biens de consommation courante (*i.e.*, semelle de fer à repasser, ustensiles culinaires, jantes de bicyclette, etc.).

I.3. Nature des revêtements thermiques :[2]

I.3.1. Introduction :

Un revêtement thermique est le produit de l'application par impact de particules, fondues ou semi-fondues, sur le substrat.

Une propriété commune à tous les revêtements thermiques est l'aspect lenticulaire ou lamellaire de leur structure granulaire. Cela est le résultat de la solidification rapide de petites gouttes aplaties lors de leur rencontre à grande vitesse avec une surface froide.

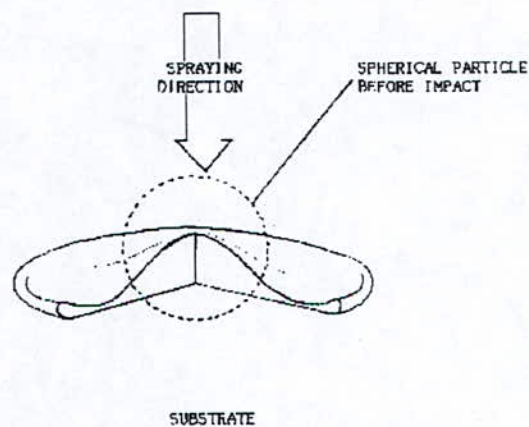


Fig.I.7 : Schéma représentant l'écrasement d'une particule projetée sur la surface du substrat.

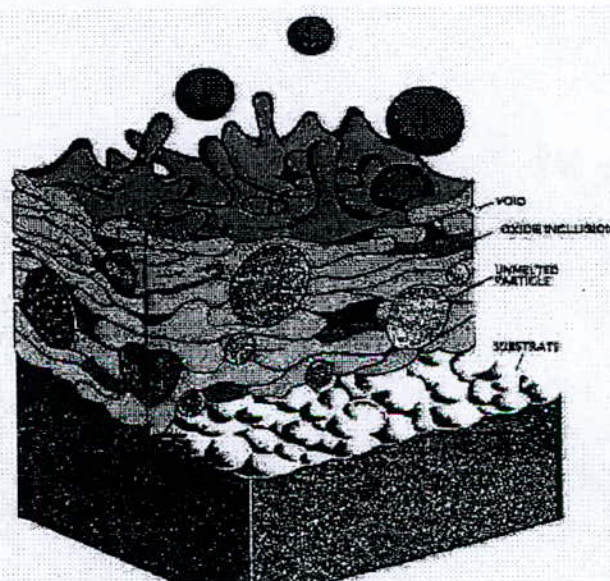


Figure I.8 : Représentation schématique d'un revêtement réalisé par projection thermique.



Figure I.9 : Microstructure typique d'un revêtement métallique de projection. La structure lamellaire comporte des inclusions d'oxydes et des pores.

I.3.2. Adhérence du revêtement :

Les mécanismes d'adhérence à l'interface revêtement substrat et entre les particules édifiant le revêtement est un phénomène complexe. C'est un domaine où on est encore souvent dans l'hypothèse. Il suffit généralement d'affirmer qu'il y a adhésion par accrochage mécanique et par diffusion.

On dénombre parmi les mécanismes d'adhérence :

- Accrochage ou verrouillage mécanique
- Liaison par diffusion ou liaison métallurgique.
- Autres mécanismes d'adhérence : adhésive, chimique et physiques –films d'oxyde, forces de Van der Waals etc.

Parmi les facteurs affectant l'adhérence et l'édification consécutive du revêtement il y a :

- Propreté de la surface à traiter.
- Etendue de la surface.
- Topographie de la surface ou son profil.

- Température de la projection et du substrat. (Energie thermique.)
- Le temps. (Vitesses de réaction et refroidissement etc.)
- Vitesse de la projection (énergie cinétique.)
- Propriétés physiques et chimiques des matériaux utilisés.
- Réactions physiques et chimiques.

Le nettoyage et le grenailage sont des étapes importantes dans la préparation du substrat. Cela garantit une surface plus active chimiquement et physiquement nécessaire à une bonne adhérence. L'étendue de la surface de contact est aussi accrue, ce qui augmentera la force d'adhérence du revêtement. De plus, le profil rugueux favorisera l'accrochage mécanique.

A l'impact, les vitesses de refroidissement des particules isolées sont de l'ordre de 1 million °C par seconde (10^6 Ks^{-1}). L'interaction thermique est manifestement limitée. Ceci est déterminant en ce qui concerne l'adhérence par diffusion (dépend de la température et du temps).

L'augmentation des énergies thermiques et cinétiques augmente l'intensité de l'adhérence par diffusion (température, vitesse, enthalpie, masse, densité, capacité thermique etc.). Des matériaux de projection comme le molybdène, le tungstène et les composites aluminium/métal produisent des revêtements dits auto-adhérent. Ces matériaux ont des forces d'adhérence relativement élevées (adhérence métallurgique ou de diffusion accrue) et peuvent adhérer sur des substrats polis et propres.

Le molybdène et les autres métaux réfractaires ont des points de fusion élevés. L'interaction entre le substrat et les particules projetées en sera augmentée grâce aux températures plus élevées et l'augmentation conséquente des cycles de refroidissement. De plus, dans le cas du molybdène, l'oxyde se volatilise et ne gêne pas l'adhérence par diffusion.

Les composites Aluminium / métal produisent des réactions exothermiques à un niveau élevé. Ceci est dû aux réactions de l'aluminium avec des métaux tels que le nickel pour donner des aluminites et avec l'oxygène pour former de l'alumine. L'augmentation de l'action thermique induit celle de l'adhérence par diffusion.

Un préchauffage élevé du substrat augmente l'adhérence métallurgique mais augmentera de même l'oxydation de la surface à traiter. Ce qui peut annuler les bénéfices d'une telle opération sur l'adhérence.

Les projections à grandes vitesses obtenues par les procédés HEP et HVOF donnent de grandes forces d'accrochage. La cause en est l'énergie importante libérée lors des impacts à grandes vitesses. Les composés de carbure de tungstène / cobalt, qui sont de haute densité, en sont un bon exemple.

La liaison métallurgique (ou par diffusion) a lieu à une échelle réduite et sur une faible épaisseur (0.5 mm au maximum avec une zone affectée thermiquement allant jusqu'à 25 mm) pour les types de revêtement sus-cités.

Les revêtements fondus sont différents. Ils sont refondus et complètement liés au substrat et intérieurement par liaison métallurgique.

I.3.3. Structure du revêtement :

Les vitesses de refroidissement élevées (10^6 Ks^{-1}) des particules peuvent mener à la formation de phases amorphes (métaux vitreux), micro-cristallines et métastables. Celles-ci ne se trouvent normalement pas dans les matériaux coulés ou forgés.

La partie considérable des projections thermiques se fait à l'air libre ou utilise celui-ci pour l'atomisation. Des réactions chimiques ont alors lieu durant la projection, en particulier l'oxydation. Les particules métalliques s'oxydent à la surface. Ce qui donne une enveloppe d'oxyde. Le phénomène est révélé par l'observation de la microstructure du revêtement. On voit alors les inclusions d'oxydes qui révèlent les contours des particules. Certains matériaux absorbent ou interagissent avec d'autres gaz tel que l'hydrogène ou l'azote.

Les grains des revêtements ont une apparence lamellaire et aplatie semblant s'étirer parallèlement au substrat. La structure n'est pas isotrope, et les propriétés physiques parallèlement au substrat (longitudinales) sont différentes des propriétés physiques à transversales. La résistance peut être 5 à 10 fois plus importante dans la direction longitudinale que dans la direction transversale.

La structure du matériau projeté est hétérogène relativement à sa forme coulée ou forgée. Cela est dû à la variation des conditions individuelles des particules à l'impact. Il est techniquement impossible de s'assurer que toutes les particules ont toutes la même taille et atteignent la même température et la même vitesse.

Tous les revêtements produits par projections thermiques conventionnelles contiennent des pores (0.025% à 50%). Ces pores résultent de :

- Faibles énergies d'impact (particules non fondues / faible vitesse).
- Effets d'écran (particules non fondues / angle de projection).
- Effets de retrait et de relaxation de contraintes.

Les interactions précédentes peuvent rendre le revêtement très différent du matériau parent chimiquement et physiquement parlant.

I.3.4. Propriétés du revêtement :

Comparées au même matériau coulé ou forgé, on a le tableau de la page suivante.

Mais cette comparaison illustre les propriétés du revêtement sous un mauvais jour, et ne tient pas compte du fait qu'il est usuellement renforcé par un substrat. Généralement, les revêtements sont seulement destinés à améliorer les propriétés des surfaces tel la résistance à l'usure, mais pas pour augmenter la résistance.

Il ne faut pas oublier la résistance de volume fournie par le substrat (bon marché, résistant et ductile). Et le revêtement apporte des propriétés de surface intéressantes (usure et corrosion, etc.). Du fait des petites quantités de matériau requises pour le revêtement, on peut utiliser plus de matériaux spéciaux de manière économique. Les propriétés de certains revêtements ne peuvent d'ailleurs être reproduites par aucune autre méthode.

PROPRIETE	REVETEMENT	COULE/FORGE
Résistance	Faible (5-30%)	100%
Ductilité	Très faible (1-10%) ;	100%
Résilience	Faible	Haute
Porosité	Oui (sauf refusion)	Dans certaines coulées
Dureté	Légèrement plus (micro-dureté)	
Résistance à l'usure	Grande	Faible
Corrosion	Faible résistance	
Usinabilité	Faible	Bonne

Tableau L.1 : Comparaison des propriétés d'un métal projeté avec celles du même métal coulé.

CHAPITRE II

LES CONTRAINTES RESIDUELLES :

II.1. Introduction :

L'état mécanique du matériau est entièrement défini par les sollicitations extérieures auxquelles est ou a été soumise la pièce. Si le matériau chargé est continu, les déformations vérifiant les lois de compatibilité tout au long de la charge. Les contraintes alors induites doivent compenser les moments et les forces extérieures en respectant les équations d'équilibre [3].

Les matériaux ne sont cependant ni continus ni homogènes. Des atomes et défauts cristallins aux porosités et inclusions, en passant par les grains et les précipités, représentent tous des discontinuités à différentes échelles.

Ces défauts peuvent migrer, se multiplier ou s'éliminer au cours de la mise en charge. La discontinuité des structures et l'irréversibilité des mécanismes structuraux liés à la déformation plastique va générer un champ de déformation plastique qui ne satisfait pas les équations de compatibilité ou d'équilibre. Cette déformation sera alors accommodée par une déformation élastique afin de rétablir l'équilibre du matériau. En termes plus physiques, pour assurer la cohésion du matériau, le reste de la pièce va suivre la partie plastifiée en se déformant élastiquement.

Cette déformation élastique subsistera donc en dehors de toute sollicitation extérieure et est accompagnée de son champ de contraintes. Celles-ci sont dites contraintes résiduelles et s'ajoutent aux contraintes dues aux sollicitations extérieures à la pièce (contraintes appliquées). Ces dernières peuvent alors provoquer des effets différents de ceux escomptés.

En accord avec une proposition de classification reprise par différents auteurs [4][5], on distingue trois niveaux de contraintes internes lorsque l'on se déplace de l'échelle du réseau au réseau macroscopique.

II.2. Les ordres de contraintes résiduelles :

II.2.1. Les contraintes résiduelles du troisième ordre :

A l'échelle de la maille(niveau inter-cristallin), les contraintes internes sont engendrées par les défauts du réseau, telles que les lacunes, les impuretés, les dislocations (ou leur arrangement).

Par convention, on les appelle contraintes internes du troisième ordre. A ce stade, nous pouvons distinguer selon la nature et la configuration de ces défauts, deux niveaux de contraintes :

- A « courte distance » au voisinage immédiat des défauts ponctuels (quelques distances interatomiques) .
- A « grande distance », autour des défauts linéaires et des précipités cohérents (quelques dizaines ou centaines de distances interatomiques) .

Ces contraintes s'équilibrent d'elles-mêmes, sur le volume constitué par un cristal. Leur mesure est impossible et l'on cherche le plus souvent, à partir de modèles théoriques appropriés [4], à avoir un ordre de grandeur qui peut avoisiner, dans certains cas, la limite élastique théorique.

A « grande distance », elles peuvent être estimées par leur action sur la mobilité des dislocations, par les essais de fluage[5] ; elles sont au voisinage de la limite élastique du matériau.

II.2.2. Contraintes internes du deuxième ordre :

Ces contraintes sont définies à l'échelle de plusieurs cristaux et trouvent leurs origines dans la répartition hétérogène des contraintes internes du troisième ordre. Elles sont liées aux problèmes de compatibilité de déformation de grains sous l'action d'une sollicitation.

Lorsque deux grains voisins sont soumis à une sollicitation, ils se déforment différemment du fait de leurs orientations cristallographiques différentes par rapport à la direction de traction.

Après suppression de l'effort, ils reviennent à une position moyenne ; il y a alors une accommodation élastique résiduelle, au niveau du joint de grain, qui rend compte des incompatibilités de déformation des deux grains qui n'ont pas été « résorbées » par les déformations plastiques. C'est cette accommodation de type élastique qui est à l'origine des contraintes internes du second ordre. Celles-ci s'équilibrent à l'échelle de plusieurs grains. L'accès expérimental à ces contraintes est délicat, mais semble possible à cause de leur influence sur les profils de raies obtenues en diffraction X [6][7]. En effet, les déformations élastiques qu'elles introduisent au niveau des plans cristallographiques, équilibrées statiquement sur un ensemble de grains participant à la diffraction, vont se traduire par l'élargissement des raies.

Le niveau de ces contraintes approche la limite d'écoulement macroscopique du matériau pour le taux de déformation correspondant.

II.2.3. Contraintes de premier ordre ou contraintes résiduelles :

Ces contraintes internes intéressent un volume relativement important de matière et c'est pour cette raison qu'elles sont parfois appelées contraintes macroscopiques. Elles proviennent d'une répartition non statistique des contraintes internes de second ordre. Cette hétérogénéité est engendrée par l'existence dans le volume de matière considéré d'un gradient de déformation dont l'origine peut être :

- *Chimique*, conséquence indirecte de l'hétérogénéité de la composition chimique du matériau (cas d'une décarburation superficielle, d'une cémentation, ...).
- *Thermique*, un simple gradient thermique peut produire des écarts de dilatation incompatibles avec les déformations élastiques du matériau aux températures considérées.
- *Physico-chimique*, par la présence des différentes phases, de volumes spécifiques différents ou de phases homogènes n'apparaissant pas simultanément en tout point du matériau.
- *Mécanique*, comme conséquence d'un écrouissage hétérogène (laminage, grenailage, étirage, ...).

En fait, toute hétérogénéité macroscopique, qu'elle qu'en soit l'origine, est un facteur générateur de contraintes résiduelles.

La figure suivante illustre le champ de contraintes internes dans un échantillon selon une direction x tel que :

$$\sigma_x = \sigma_{xi}^3 + \sigma_{xi}^2 + \sigma_{xi}^1 \quad \text{II.1}$$

Où :

- σ_x est la contrainte totale suivant X .
- σ_{xi}^3 est la composante du troisième ordre.
- σ_{xi}^2 est la composante du deuxième ordre.
- σ_{xi}^1 est la composante du premier ordre.

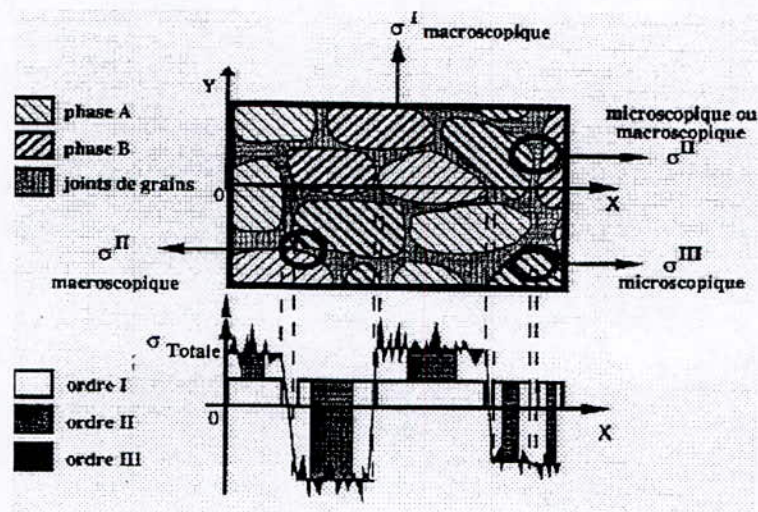


Figure II.1 : Illustration des différents ordres de contraintes.

Type d'analyse	Volume	Discontinuités
Microscopique. (ordre I)	Quelques mm.	Surface, fissures, cavités.
Mésoscopique et microscopique. (ordre II)	Un grain ou des sous-grains.	Joints de grains ou sous-joints, joints de phases dispersoïdes, phases hors solution.
Nanoscopique. (ordre III)	Echelle atomique.	Dislocations, interstitiels, atomes substitutionnels, lacunes, précipités.

Tableau II.1 : Définition des différentes échelles d'analyse [8]

II.3. Origines et influences des contraintes résiduelles dans le cas des dépôts :

Comme cela est indiqué au paragraphe précédent, les origines des contraintes résiduelles sont multiples.

Celles existant dans la pièce en fin de traitement est la résultante de toutes les accommodations qui se sont produites en cours de traitement. Cependant, elles sont

principalement dues à une incompatibilité des déformations entre les différents matériaux constitutifs de l'assemblage et ont généralement trois origines :

- Les contraintes thermiques : Les deux matériaux (voir trois ou plus ; avec sous-couche d'accrochage unique ou multiples) possèdent des caractéristiques thermiques très différentes, en particulier conductibilité thermique (λ), capacité calorifique (C_p) et températures de fusion (T_f). Au cours du refroidissement, la température n'est donc pas rigoureusement la même en tout point de l'assemblage. Les parties les plus chaudes, et par la même les plus malléables, sont entravées dans leur dilatation par les parties les plus rigides ; elles subissent donc des déformations plastiques différentielles qui induiront une partie des contraintes résiduelles.
- Les contraintes structurales : A classer dans la catégorie des causes physico-chimiques. Ainsi, lors du refroidissement, certaines parties de l'assemblage peuvent subir des transformations métallurgiques qui, comme la transformation martensitique, s'accompagnent de variations de volume générant des contraintes résiduelles.
- Les contraintes dues aux différences de coefficient de dilatation linéaire (α) des matériaux en présence : Dans ce cas et même si le cycle thermique est homogène, il se produit au refroidissement différentiel dans chaque matériau qui provoquent dans l'assemblage des contraintes et déformations.

Les contraintes résiduelles dans les couches de revêtement thermique est le résultat de l'accumulation des contraintes individuelles de particules projetées. Elles peuvent être présentes comme contraintes de tension, de compression ou neutres.

Les contraintes de tension résiduelles sont le résultat de la contraction des particules (retrait) pendant refroidissement. Elles sont plus importantes les particules pulvérisées sont déposées à l'état fondu.

Ces contraintes résiduelles sont observées le plus volontiers quand on réalise la projection sur un substrat mince. Un dépôt sous tension courbera le substrat vers la torche de projection, et l'assemblage aura une forme définitive concave. Quand un dépôt est réalisé sur un substrat rigide et épais, ce dernier ne se courbe pas et de hauts niveaux de contrainte sont présents dans les deux matériaux et à l'interface revêtement-substrat. Les matériaux avec un haut coefficient d'expansion thermique se rétréciront plus que ceux avec un coefficient plus faible, et produiront cette façon de plus hauts niveaux de contraintes. De haute contraintes en tension peuvent créer des fissures si le niveau de contrainte dépasse la résistance limite du matériau.

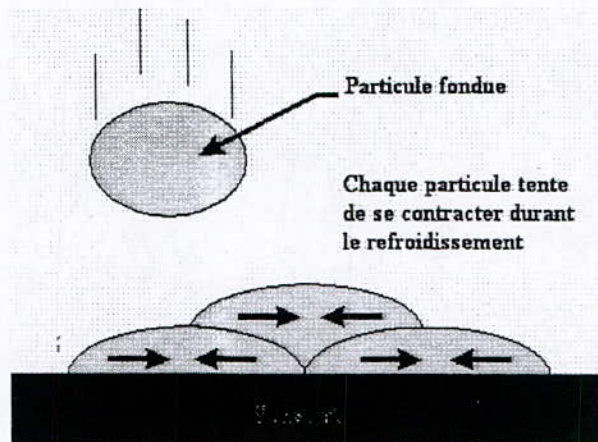


Figure II.2 : Naissance des contraintes résiduelles de tension

Les contraintes en compression sont le résultat de l'impact des particules solides ou semi-solides sur le substrat. La mise en compression est due au grenailage de la surface par les particules solides qui la frappent. Des particules les plus froides et plus solides produisent de plus hauts niveaux de compressions résiduelles, mais diminuent la tenue du dépôt. Un dépôt en compression courbera un panneau mince loin de la torche thermique, et le panneau aura une forme définitive convexe. De hauts niveaux de contraintes en compression peuvent aussi affecter l'adhérence à l'interface dépôt-substrat et y produire des contraintes de cisaillement.

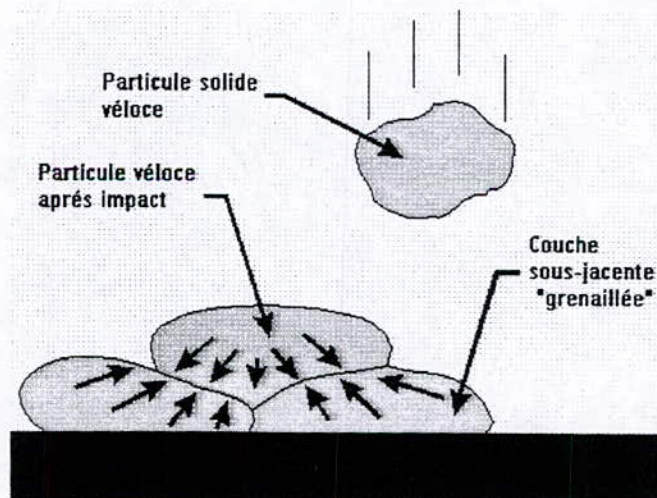


Figure II.3 : Naissance des contraintes de compression

Des contraintes de cisaillement résultent toujours de tout type de contraintes résiduelles, en compression ou en tension. Ces contraintes peuvent contribuer à la rupture de l'interface.

Contraintes de cisaillement à l'interface

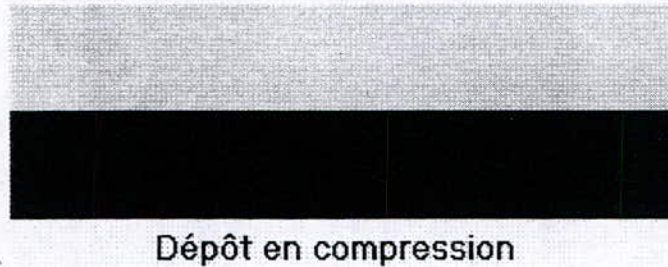


Figure II.4 : Contraintes de cisaillement.

Pour la plupart des applications, il est avantageux d'avoir des contraintes neutres ou de compression dans le dépôt. Des contraintes neutres n'éprouvent pas l'interface et par conséquent minimisent la possibilité de rupture de l'assemblage. Les contraintes neutres sont le résultat des particules qui frappent la surface dans un état semi-solide, plastique ou état solide très proche du point de fusion.

II.4 Détermination des contraintes internes dans les bi-matériaux et autres méthodes expérimentales :[10]

Chaque type de contraintes possède ses propres méthodes d'investigations :

La détermination des contraintes internes du premier ordre ou contraintes résiduelles peut se faire à l'aide de plusieurs méthodes qu'on classe en trois catégories :

- Les méthodes destructives.
- Les méthodes semi-destructives.
- Les méthodes non-destructives.

II.4.1. Méthodes non destructives :

Le prototype de ces méthodes est une technique fondée sur la diffraction des rayons X qui permet de déterminer les déformations du réseau sous un champ de contraintes bi-axiales à la surface d'un solide. Elle est basée sur la mesure des distances inter-réticulaires d'une famille de plans cristallographiques convenablement choisie qui varie en fonction du champ de contraintes imposées.

II.4.1.1. Analyse par diffraction des rayons X :[11]

Soit d_{hkl} la distance inter-réticulaire d'une famille de plans $\{h k l\}$ et d_0 sa valeur au repos. Comme il a été précédemment dit, sous l'effet d'une contrainte la distance d_{hkl} va différer de d_0 d'une distance $\Delta d = d_{hkl} - d_0$. La mesure de la distance inter-réticulaire se fait en utilisant la loi de Bragg :

$$2 \cdot d_{hkl} \cdot \sin \theta = n \cdot \lambda \quad \text{II.2}$$

Avec :

θ : Angle de diffraction (de Bragg).

λ : Longueur d'onde des rayons X incidents.

n : nombre entier naturel.

Si l'on différencie en d_0 cette relation on obtient (en isolant d_{hkl} à gauche):

$$\Delta d_{hkl} = -n \cdot \lambda \cdot \frac{\cos \theta_0}{(\sin \theta_0)^2} \Delta \theta \quad \text{II.3}$$

Après division par d_0 on a :

$$\frac{\Delta d_{hkl}}{d_0} = -\cotan \theta_0 \cdot \Delta \theta \quad \text{II.4}$$

et la variation totale de l'angle de diffraction ε s'écrit :

$$\varepsilon = 2 \cdot \frac{\Delta d_{hkl}}{d_0} = -\cotan \theta_0 \cdot \Delta 2 \theta \quad \text{II.5}$$

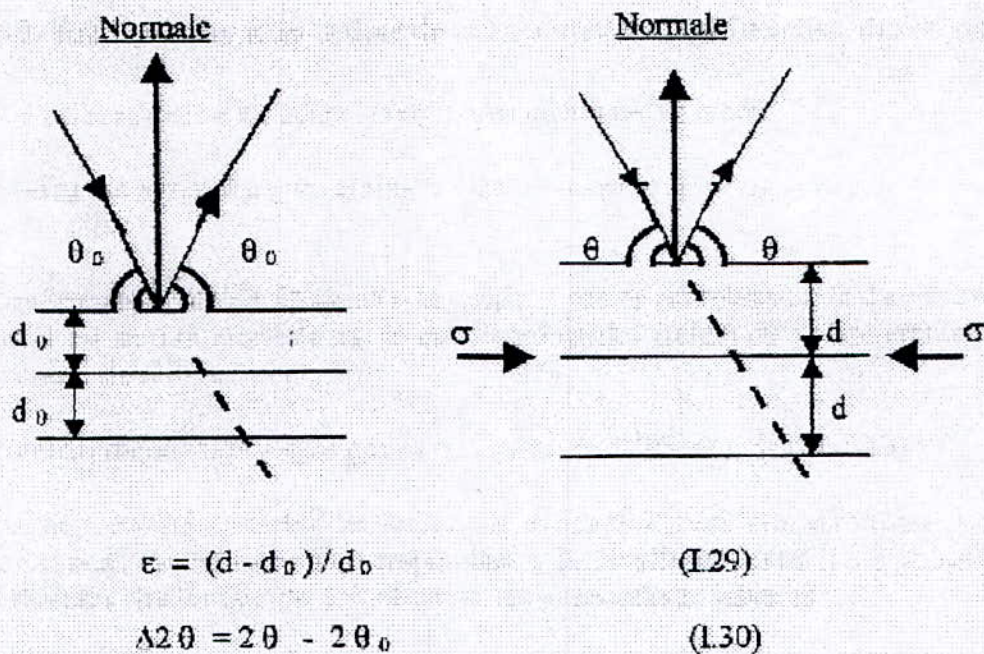


Figure II.5 : Schématisation de l'effet des contraintes sur l'angle de diffraction

Les variations de d_{hkl} ont différents effets sur la déformation des raies de diffractions selon leurs échelles :

A l'échelle macroscopique : La déformation peut être considérée uniforme et il y a effectivement, dans ce cas, une translation uniforme du pic de diffraction .

A l'échelle microscopique : La déformation n'est plus uniforme et il y a élargissement du pic de diffraction qui peut être caractérisé par la mesure de la largeur de corde à mi-hauteur.

On peut alors déduire les contraintes macroscopiques et microscopiques des déformations correspondantes obtenues des raies de diffraction.

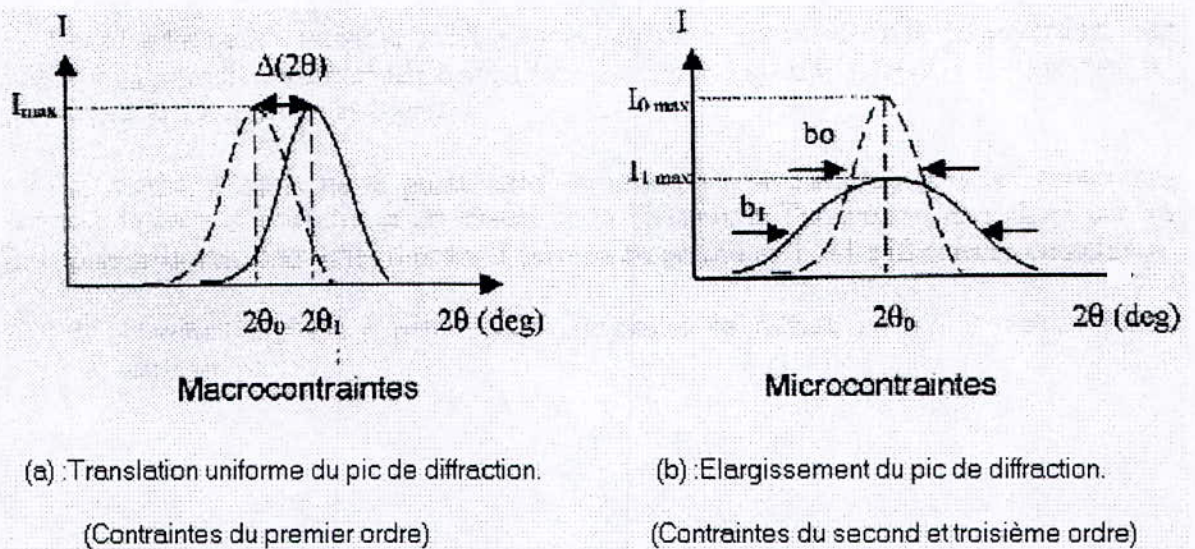


Figure II.6 : Effets des contraintes sur les pics de diffraction.

II.4.1.2. Autres méthodes :

Elles sont pratiquement toutes basées sur la diffractométrie : Diffraction des neutrons, méthode par ultrasons, méthode magnétique par effet BARKHAUSSEN et quelques autres méthodes avancées telles que la thermographie, l'interférométrie des ondes thermiques et acoustiques.

II.4.2. Méthodes semi-destructives :

II.4.2.1. La méthode du trou : [12]

Cette méthode, d'usage courant, consiste à mesurer la relaxation de contraintes survenant à la surface après y avoir percé un trou.

Une rosette, constituée de trois jauges d'extensométrie, est d'abord fixée est centrée autour du point où l'on veut effectuer la mesure. Celle-ci est reliée à un pont d'extensométrie par une boîte de commutation. On équilibre le zéro des jauges puis on perce un trou au point de mesure et on mesure les déformations obtenues.

Dans la plupart des cas le trou percé est borgne et sa profondeur est :

- a) Approximativement égale à son diamètre.
- b) Faible par rapport à l'épaisseur de la structure.

Malheureusement, la méthode du trou borgne est complexe et nécessite l'introduction de facteurs empiriques dans les équations élastiques. Une solution rigoureuse peut cependant être obtenue dans le cadre du trou débouchant dans une plaque mince dans laquelle les contraintes sont uniformes selon l'épaisseur. Ces résultats pourront ensuite être généralisés au cas du trou borgne.

**Théorie du trou débouchant :*

La figure ci-dessous représente une plaque mince soumise à un champ de contrainte uniforme σ_x . L'état initial de contraintes en tout point P(R, α) s'exprime en coordonnées polaires par :

$$\sigma_r' = \frac{\sigma_x}{2} [1 + \cos(2\alpha)] \quad \text{II.6}$$

$$\sigma_\theta' = \frac{\sigma_x}{2} [1 - \cos(2\alpha)] \quad \text{II.7}$$

$$t_{r\theta}' = \frac{-\sigma_x}{2} \sin(2\alpha) \quad \text{II.8}$$

Après perçage d'un petit trou de rayon R_0 , les contraintes à proximité sont différentes. En effet, les contraintes σ_r et $t_{r\theta}$ doivent être nulles en tout point de la surface du trou. Une solution proposée par G. Kirsch en 1898 permet d'écrire, en un point P(R, α) :

$$\sigma_r = \frac{\sigma_x}{2} \left[\left(1 - \frac{1}{r^2}\right) + \left(1 + \frac{3}{r^4} - \frac{4}{r^2}\right) \cos(2\alpha) \right] \quad \text{II.9}$$

$$\sigma_\theta = \frac{\sigma_x}{2} \left[\left(1 + \frac{1}{r^2}\right) - \left(1 + \frac{3}{r^4}\right) \cos(2\alpha) \right] \quad \text{II.10}$$

$$t_{r\theta} = \frac{\sigma_x}{2} \left(1 + \frac{3}{r^4} + \frac{2}{r^2}\right) \sin(2\alpha) \quad \text{II.11}$$

Avec $r = \frac{R}{R_0}$ et $R \geq R_0$.

En retranchant les contraintes avant et après perçage on obtient la relaxation :

$$\Delta\sigma_r = \sigma_r' - \sigma_r \quad \text{II.12}$$

$$\Delta\sigma_\theta = \sigma_\theta' - \sigma_\theta \quad \text{II.13}$$

$$\Delta t_{r\theta} = t_{r\theta}' - t_{r\theta} \quad \text{II.14}$$

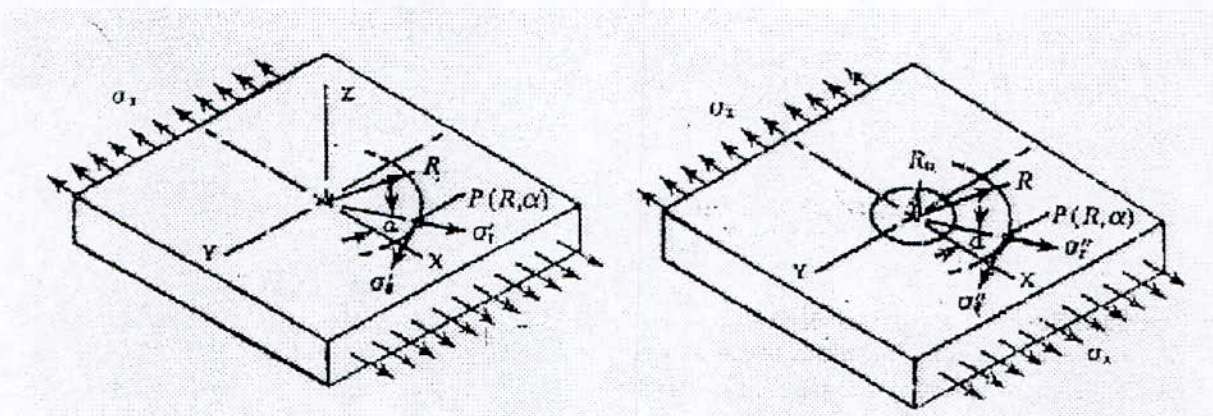


Figure II.7 : Etat de contrainte au point P (R, α) avant et après perçage du trou.

En substituant les équations (II.6, II.7, II.8) et (II.9, II.10, II.11) dans (II.12, II.13, II.14), on obtient les expressions complètes des contraintes libérées. Si le matériau est homogène et reste dans le domaine élastique, en appliquant la loi de Hooke on obtient les déformations correspondantes au point P (R, α) :

$$\varepsilon_r = -\frac{\sigma_x \cdot (1+\nu)}{2E} \left[\frac{1}{r_2} - \frac{3}{r_4} \cos(2\alpha) + \frac{4}{r_2 \cdot (1+\nu)} \cos(2\alpha) \right] \quad \text{II.15}$$

$$\varepsilon_\theta = -\frac{\sigma_x \cdot (1+\nu)}{2E} \left[-\frac{1}{r_2} + \frac{3}{r_4} \cos(2\alpha) - \frac{4}{r_2 \cdot (1+\nu)} \cos(2\alpha) \right] \quad \text{II.16}$$

Où E et ν sont, respectivement, le module de Young et le coefficient de Poisson du matériau.

*Théorie du trou borgne :

La base théorique de la méthode du trou a été développée précédemment à partir du petit trou débouchant complètement dans une plaque mince soumise à un état de contrainte uniforme. Une telle configuration est assez éloignée des pièces ou des structures à étudier, qui ne sont

généralement pas plates, ni minces. C'est pour cette raison qu'un trou borgne est généralement percé dans la plupart des applications de la méthode du trou.

Le perçage d'un trou borgne dans un champ de contraintes planes produit un état local de contraintes très complexe. Celui-ci n'a d'ailleurs pas encore de solution exacte dans le cadre de la théorie élastique.

La méthode du trou borgne fait intervenir une variable supplémentaire par rapport à celle du trou débouchant. Il s'agit du rapport Z/D_0 où Z et D_0 sont la profondeur et le diamètre du trou respectivement.

Pour tout état initial de contraintes résiduelles et pour un trou de diamètre D_0 , les déformations libérées augmentent généralement (à une vitesse décroissante) au fur et à mesure que la profondeur Z du trou augmente jusqu'à ce qu'elle atteigne la profondeur du trou ou une valeur légèrement plus grande. Ainsi afin d'avoir un signal maximal, le trou est percé jusqu'à une profondeur Z tel que $Z/D_0=1$. (ou 1.2 au maximum selon la norme ASTM E 837-85)

II.4.2.2. La méthode du trépan : [13]

Le principe de la méthode du trépan consiste à isoler mécaniquement, par une saignée circulaire, un petit élément de volume, dont on désire connaître l'état de contraintes. La différence : état initial (avec contraintes résiduelles) – état final (sans contraintes) indique le niveau des contraintes résiduelles. On supposera que le champ de contraintes est uniforme dans l'élément considéré et que $\sigma_z = 0$, z étant la direction de l'épaisseur (2).

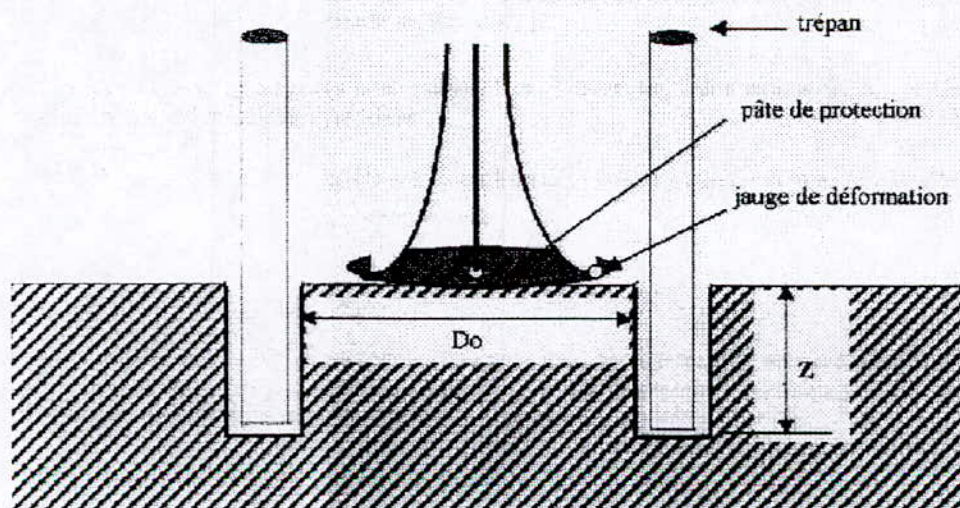


Figure II.8 : Schéma de la méthode du trépan

Il est important de noter que mesurer une contrainte résiduelle par trépanation consiste à mesurer le retour élastique d'un élément. Ceci implique que l'on ne peut avoir accès à une précédente déformation plastique éventuelle. De même, la contrainte équivalente ainsi mesurée ne peut excéder la contrainte d'écoulement du matériau.

Dans le cas le plus général, déterminer l'état des contraintes résiduelles revient à déterminer les inconnues suivantes :

- Une direction principale des contraintes, c'est à dire une direction où la scission sur la face perpendiculaire est nulle. La direction z étant une direction principale, on en déduit aisément la troisième, orthogonale aux 2 premières.
- Les deux valeurs des contraintes principales dans le plan de la surface de l'élément. Il suffit donc, de mesurer les déformations associées à la trépanation dans 3 directions arbitraires. Ceci se fait habituellement à l'aide de jauges de déformation tridirectionnelles ;

**Mise en œuvre pratique de la méthode du Trépan :*

Une jauge tridirectionnelle est collée à l'endroit où on désire mesurer les contraintes. On pratique ensuite une saignée circulaire autour de la jauge à une profondeur suffisante pour relâcher complètement les contraintes dans la « carotte ». (figure II.8)

Le diamètre du trépan doit être suffisamment petit pour assurer la relaxation complète, mais pas trop, afin ne pas introduire des contraintes d'usinage qui ne seraient plus négligeables vis à vis des phénomènes mesurés.

Le trépanage est mené par pas successifs de 0,5 à 1 millimètre afin d'éviter un échauffement excessif et de permettre l'enlèvement des copeaux. Le centrage de l'outil par rapport à la jauge n'est pas aussi critique que dans la méthode du trou.

Ci-dessous, est représenté d'une manière schématique à la figure, le signal de relaxation d'une jauge $R(z)$ en fonction de la profondeur trépanée. Il convient de prendre pour profondeur d'usinage minimum, la profondeur à partir de laquelle $R(z)$ atteint son palier. Pour un diamètre de trépan de 15 millimètres, ceci correspond à une profondeur d'au moins 7 millimètres.

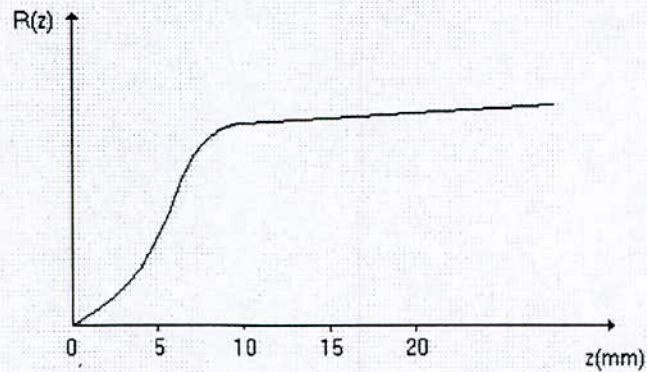


Figure II.9 : Signal de déformation de la relaxation en fonction de la profondeur trépanée.

Si l'on est amené à faire plusieurs mesures sur une pièce, il faut prendre garde à ce que la trépanation en un point, ne modifie pas l'état des contraintes en un point voisin. Pratiquement, ceci est garanti par un espacement des points de mesures de 70 mm pour un trépan de diamètre extérieur de 20 mm.

II.4.3. Méthodes destructives

II.4.3.1.- méthode d'enlèvement de couches successives :[13]

Principe :

Le principe de cette méthode repose sur l'exploitation d'un réarrangement des contraintes qui se produit au sein d'une pièce parallélépipédique lorsqu'on enlève une fine épaisseur en surface.

On peut alors mesurer soit la variation résultant de la courbure de la pièce (méthode de la « flèche »), soit les déformations associées sur la face opposée à l'enlèvement de matière à l'aide de jauges de déformation.

Supposons une pièce parallélépipédique dans laquelle règne un état de contraintes quasi plan, c'est à dire qu'en tout point, σ_z est très inférieur à σ_x et σ_y .

De plus les contraintes σ_x et σ_y sont supposées être uniformes dans tout plan xy : L'équilibre initial se traduit par la nullité de la résultante des forces et des moments des contraintes résiduelles.

Un enlèvement de couche d'épaisseur e provoque un effort normal et un moment de flexion dans l'épaisseur restante, ce qui se traduit par des variations linéaires des contraintes : $\Delta \sigma_x$ et $\Delta \sigma_y$.

La connaissance des déformations principales $\Delta \varepsilon_x$ et $\Delta \varepsilon_y$ sur la face opposée à l'enlèvement de couche permet de connaître les expressions $\Delta \sigma_x$, $\Delta \sigma_y$ et les contraintes σ_x , σ_y qui existaient dans la fine couche de matériau enlevée. Il est alors possible de déterminer les contraintes existant dans toute l'épaisseur de l'échantillon en poursuivant l'opération jusqu'à destruction complète.

Mise en œuvre pratique de la méthode par enlèvement de couches :

Dans le cas le plus général, l'élément parallélépipédique à tester est découpé d'un ensemble plus grand. Ceci entraîne une relaxation partielle qu'il est nécessaire d'enregistrer.

On procède alors de la manière suivante : deux jauges de déformation sont placées aux faces inférieures et supérieures de l'élément à isoler. La découpe se traduit par deux variations de contraintes sur chacune des faces.

En supposant que les contraintes, qui résultent d'un effort normal ou d'un moment, ont une variation linéaire dans l'épaisseur, il est possible de les calculer à tout niveau. Comme l'ont démontré ROSENTHAL et NORTON [14] ou FRIK et AL [15], ceci est valable si les dimensions, de la longueur L et de la largeur l , de l'élément sont au moins deux fois égales à son épaisseur h , il en résulte que la méthode ne devrait s'appliquer qu'aux pièces telles que $L \geq 2h$ ou $l \geq 2h$.

On procède ensuite à la phase de rabotage proprement dite (ce qui élimine naturellement une des deux jauges) par pas de 0,5 ou de 1 mm. On peut employer des méthodes d'érosion chimique ou mécanique.

L'usinage mécanique est utilisé dans le cas des matériaux non-conducteurs électrique seulement. En effet, il peut générer des contraintes résiduelles mécaniques ou thermiques et fausser les résultats. C'est pour cela qu'on lui préfère l'usinage électrochimique, qui ne présente pas cet inconvénient et permet en outre d'enlever des couches d'épaisseur variable et contrôlable (contrairement à l'attaque chimique) [16].

Dans le cas d'un usinage mécanique, on attend le retour à l'équilibre thermique avant de relever à chaque pas la déformation $\Delta\epsilon$ associée.

Le retour à l'équilibre thermique dépend naturellement des dimensions et de la nature de la pièce et des conditions d'usinage ; à titre indicatif, des mesures réalisées par thermocouples ont démontré qu'un temps minimum d'une heure était nécessaire entre chaque passe.

Le rabotage est arrêté lorsque l'épaisseur enlevée ne devient plus négligeable par rapport à l'épaisseur restante, c'est à dire pratiquement entre 5 et 10 mm. Ci-dessous une représentation simplifiée d'un banc d'usinage électrochimique.

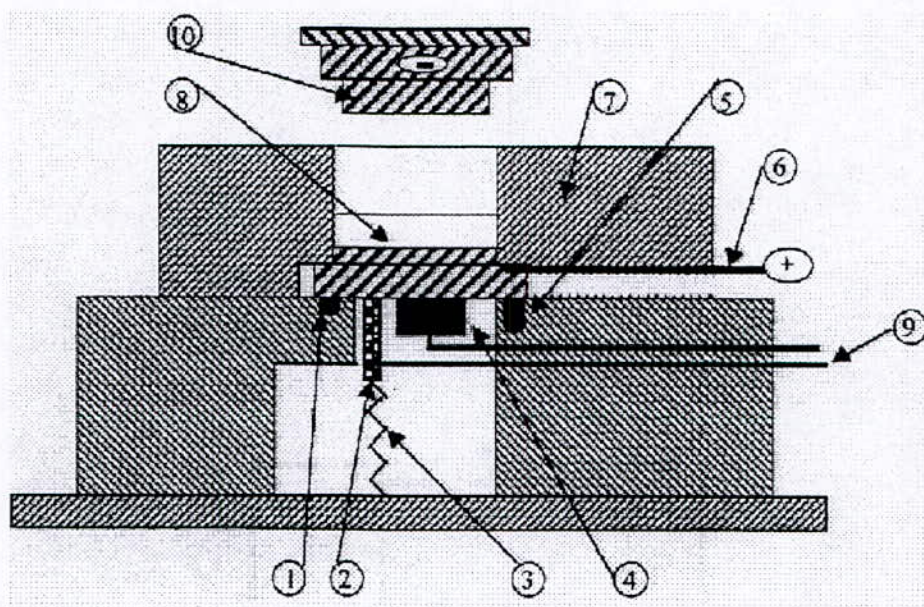


Figure II.10: Schéma d'un banc d'usinage électrochimique

- 1) Joint torique pour protéger les capteurs de tout contact avec l'électrolyte.
- 2) Capteur ultrasonore.
- 3) Fil d'alimentation des capteurs
- 4) Jauges de déformation.
- 5) Vis de pression pour bloquer la plaque contre l'échantillon.
- 6) Plaque en cuivre pour l'amenée du courant.
- 7) Couvercle.
- 8) Pièce.
- 9) Fils d'alimentation des capteurs.
- 10) Electrode outil.

CHAPITRE III

LA MODELISATION MATHEMATIQUE

III.1. Introduction

Les contraintes résiduelles générées par l'élaboration des matériaux ou par leur mise en service peuvent être déterminées par plusieurs méthodes expérimentales comme celles qui sont vues au deuxième chapitre. Comme ces montages expérimentaux sont coûteux et laborieux et que les méthodes numériques se développent au même rythme que le matériel informatique et, par conséquent, permettent de comprendre des phénomènes de plus en plus complexes, la simulation mathématique est, par conséquent, devenue un outil de recherche incontournable en raison de son faible coût, de sa vitesse de travail et du peu de moyens qu'elle mobilise.

La modélisation mathématique permet de simuler des phénomènes par le biais des équations mathématiques qui quantifient les différents aspects de ces phénomènes. Les équations mathématiques trouvent leur application par la mise en œuvre des conditions initiales et aux limites.

En sommes, les avantages de la modélisation mathématiques sont les suivants :

- Elle permet d'accroître notre compréhension de l'évolution d'un phénomène du point de vue des mécanismes fondamentaux.
- Elle permet d'étudier, par simple calcul, l'effet des différentes variables d'un procédé.
- Le coût d'une approche numérique est bien inférieur à celui d'une expérience en laboratoire.
- Lorsqu'une série d'expériences est réalisée, le modèle mathématique peut aider à évaluer les résultats des essais.

Il faut rappeler qu'il est aussi difficile de cerner tous les comportements d'un phénomène physique que de le simuler. Dans ce cas, la modélisation mathématique doit être entreprise en liaison avec un travail expérimental.

Dans ce qui suit sera présenté la méthodologie de calcul suivi pour le calcul des déplacements, des déformations et des contraintes résiduelles générées par la réalisation d'un traitement superficiel par projection thermique.

III.2. Hypothèses générales de calcul:

Dans le cadre de ce travail, nous avons fait plusieurs hypothèses dont les plus importantes sont:

- *Géométrie de l'éprouvette et simplifications dimensionnelles* : Le calcul se fait sur une éprouvette cylindrique. La symétrie axiale du problème permet de passer d'une formulation à trois dimensions à deux dimensions.
- *Variations des propriétés physiques durant le refroidissement* : La température de projection est voisine de 500°C au niveau du substrat [17]. Celle-ci coïncide avec la température de début d'interaction mécanique entre le substrat et le revêtement [18]. Comme l'écart de température avec l'ambiante n'est pas très étendu, nous considérerons les propriétés physiques constantes durant le refroidissement.
- *Changement de phases et contraintes associées* : Toujours au vu des matériaux considérés, la température est trop faible pour entraîner des transformations de phases significatives dans le substrat ($T < AC1$) ou le revêtement. Car la cinétique du phénomène est faible et le processus de courte durée. On négligera alors son effet sur les propriétés des matériaux, leurs plasticités (plasticité de transformation) ainsi que sur les contraintes résiduelles.
- *Echauffement dû à la déformation* : Ce phénomène est tout à fait minime (Les variations de températures induites ne dépassent pas quelques °C [19]) et peut être négligé.

III.3. Contraintes et déformations prises en compte :

Nous adopterons l'expression suivante pour la déformation totale :

$$\varepsilon^{tot} = \varepsilon^e + \varepsilon^p + \varepsilon^{fluage} + \varepsilon^{th} + \varepsilon^{\phi} \quad \text{III.1}$$

avec:

- ε^{tot} : Déformation totale.

- ε^e : Composante élastique de la déformation.
- ε^p : Composante plastique de la déformation.
- ε^{fluage} : Déformation due au fluage
- ε^{th} : Déformation due à l'expansion thermique.
- ε^φ : Déformation due aux changements de phases qui ne seront pas prises en compte dans l'étude.

III.4. Déformations élastiques, plastiques et de fluage :

III.4.1. Comportement élastique : [20]

Nous utiliserons les coordonnées cylindriques r , θ et z . Désignons par U , V , W les composantes du déplacement dans les sens radial, tangential et parallèlement à Oz . Les dilatations e_{rr} , $e_{\theta\theta}$, e_{zz} et les glissements $e_{r\theta}$, $e_{\theta z}$, e_{rz} , s'expriment en fonction de U , V , W . Dans le cas simplifié d'une symétrie axiale $V = 0$ et l'opérateur $\frac{\partial}{\partial \theta} = 0$. Aucun déplacement tangential n'existe, mais la dilatation tangentielle n'est pas nulle. Car un déplacement radial induira une déformation tangentielle qui ne peut être négligée que pour de grandes valeurs de r . Et on a :

$$e_{rr} = \frac{\partial U}{\partial r} \qquad \sigma_{rr} = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} [e_{rr} + \nu(e_{\theta\theta} + e_{zz})] \qquad \text{III.2}$$

$$e_{\theta\theta} = -\frac{U}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta} = -\frac{U}{r} \qquad \sigma_{\theta\theta} = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} [e_{\theta\theta} + \nu(e_{rr} + e_{zz})] \qquad \text{III.3}$$

$$e_{zz} = \frac{\partial W}{\partial z} \qquad \sigma_{zz} = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} [e_{zz} + \nu(e_{\theta\theta} + e_{rr})] \qquad \text{III.4}$$

$$e_{r\theta} = \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial \theta} + \frac{\partial V}{\partial r} - \frac{V}{r} = 0 \qquad t_{r\theta} = G \cdot e_{r\theta} = 0 \qquad \text{III.5}$$

$$e_{rz} = \frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial r} \qquad t_{rz} = G \cdot e_{rz} \qquad \text{III.6}$$

$$e_{\theta z} = \frac{1}{r} \frac{\partial W}{\partial \theta} + \frac{\partial V}{\partial z} = 0 \quad t_{\theta z} = G \cdot e_{\theta z} = 0 \quad \text{III.7}$$

Et σ_r , σ_θ , σ_z et $t_{r\theta}$, t_{rz} , $t_{\theta z}$ sont les contraintes radiale, tangentielle, axiale et de cisaillement correspondantes.

E, ν , et G sont respectivement, le module de Young, le coefficient de Poisson et le module de cisaillement.

Les équations de compatibilité s'écrivent alors :

$$\frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial t_{rz}}{\partial \theta} + \frac{\partial t_{rz}}{\partial z} + \frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}}{r} = -F_r \quad \text{III.8}$$

$$\frac{\partial t_{rz}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial t_{\theta z}}{\partial \theta} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} + \frac{t_{rz}}{r} = -F_z \quad \text{III.9}$$

Où F_r , F_z sont les forces de volumes radiale et axiale (La composante tangentielle est nulle étant donnée la symétrie axiale).

Et les conditions aux limites se posent :

$$\alpha \cdot \sigma_{rr} + \beta \cdot t_{rz} = \bar{F}_r \quad \text{III.10}$$

$$\beta \cdot \sigma_{zz} + \alpha \cdot t_{rz} = \bar{F}_z \quad \text{III.11}$$

Où α , β sont les cosinus directeurs de la normale à la surface dans le plan (Or, Oz) et \bar{F}_r , \bar{F}_z sont les composantes radiales et axiales des forces extérieures à la dite surface (composante tangentielle nulle).

III.4.2. Comportement plastique : [21]

Lors d'un essai de traction axiale, le critère d'écoulement plastique est réalisé lorsque la contrainte atteint la limite d'écoulement σ_0 . On obtient alors une déformation plastique irréversible et, éventuellement, un écrouissage du matériau. Mais si on passe à un état de contrainte multidimensionnel, le critère d'écoulement est autrement plus complexe.

Il existe plusieurs critères d'écoulement, mais nous nous limiterons à celui de Von Mises qui rend bien l'expérience et fournit une définition de la contrainte équivalente. Celui-ci stipule que l'écoulement a lieu lorsque la contrainte tangentielle octaédrique prend une valeur limite. Exprimée simplement, cela donne :

$$(\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta})^2 + (\sigma_{\theta\theta} - \sigma_{zz})^2 + (\sigma_{zz} - \sigma_{rr})^2 = 2 \cdot \sigma_0^2 \quad \text{III.12}$$

$$\text{Si l'on pose : } \sigma_e = \sqrt{\frac{(\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta})^2 + (\sigma_{\theta\theta} - \sigma_{zz})^2 + (\sigma_{zz} - \sigma_{rr})^2}{2}} \quad \text{III.13}$$

$$\text{On a : } \sigma_e = \sigma_0 \quad \text{III.14}$$

On appelle la valeur σ_e contrainte équivalente.

Cette formulation est pratique, car elle ramène au cas d'une traction simple si on adopte une formulation équivalente pour la déformation :

$$e_{equ} = \sqrt{\frac{2}{9} \cdot [(e_{rr} - e_{\theta\theta})^2 + (e_{\theta\theta} - e_{zz})^2 + (e_{zz} - e_{rr})^2]} \quad \text{III.15}$$

La relation entre les contraintes et la déformation plastique est incrémentielle. Nous utilisons les équations de Prandtl-Reuss pour obtenir les composantes de la déformation plastique à partir de l'incrément équivalent :

$$de_{equ}^{plas} = \sqrt{\frac{2}{9} \cdot [(de_{rr}^{plas} - de_{\theta\theta}^{plas})^2 + (de_{\theta\theta}^{plas} - de_{zz}^{plas})^2 + (de_{zz}^{plas} - de_{rr}^{plas})^2]} \quad \text{III.16}$$

$$\text{où : } de_{rr}^{plas} = \left[\sigma_{rr} - \frac{\sigma_{\theta\theta} + \sigma_{zz}}{2} \right] \cdot \frac{de_{equ}^{plas}}{\sigma_e} \quad \text{III.17}$$

$$de_{\theta\theta}^{plas} = \left[\sigma_{\theta\theta} - \frac{\sigma_{rr} + \sigma_{zz}}{2} \right] \cdot \frac{de_{equ}^{plas}}{\sigma_e} \quad \text{III.18}$$

$$de_{zz}^{plas} = \left[\sigma_{zz} - \frac{\sigma_{\theta\theta} + \sigma_{rr}}{2} \right] \cdot \frac{de_{equ}^{plas}}{\sigma_e} \quad \text{III.19}$$

$$de_{r\theta}^{plas} = 3 \cdot t_{r\theta} \cdot \frac{de_{equ}^{plas}}{\sigma_e} = 0 ; de_{rz}^{plas} = 3 \cdot t_{rz} \cdot \frac{de_{equ}^{plas}}{\sigma_e} ; de_{\theta z}^{plas} = 3 \cdot t_{\theta z} \cdot \frac{de_{equ}^{plas}}{\sigma_e} = 0 \quad \text{III.20}$$

III.4.3. Comportement en fluage : [22]

Dans cette étude, nous supposons qu'il y a une relation de forme exponentielle entre le temps total t , la contrainte équivalente σ_e et la déformation due au fluage :

$$e_{equ}^{fluage} = K_0 \cdot \sigma_e^m \cdot \left(t \cdot \exp\left(-\frac{\Delta H}{RT}\right) \right)^n \quad \text{III.21}$$

$$\text{ou, si on pose } K = K_0 \cdot \left(\exp\left(-\frac{\Delta H}{RT}\right) \right)^n \quad \text{III.22}$$

d'où:

$$e_{equ}^{fluage} = K \cdot \sigma_e^m \cdot t^n \quad \text{III.23}$$

Où :

- K_0 : Facteur d'activation du fluage.
- t : Temps.
- ΔH : Energie d'activation du fluage en J/mole.
- R : Constante des gaz parfaits en J/(mole·°K).
- T : Température en Kelvin.

Pour une variation de temps dt l'incrément de la déformation équivalente par fluage s'écrit :

$$de_{equ}^{fluage} = n \cdot K \cdot \sigma_e^m \cdot t^{n-1} \cdot dt \quad \text{III.24}$$

Les composantes de cette déformation se déduisent avec des équations identiques au cas des déformations plastiques.

III.4.4. Déformation thermique :

Si l'on considère que les matériaux étudiés sont isotropes, la déformation engendrée par la température, par rapport à une température initiale T_0 s'écrit :

$$e_{rr}^{th} = e_{\theta\theta}^{th} = e_{zz}^{th} = \tau = \int_{T_0}^T \alpha_{th} \cdot T \cdot dT \quad \text{III.25}$$

$$\text{avec } e_{r\theta}^{th} = e_{r\theta}^{th} = e_{\theta z}^{th} = 0 \quad \text{III.26}$$

Où α_{th} est le coefficient de dilatation thermique.

III.4.4.1. Contraintes générées par la déformation thermique : [20]

Si ces composantes satisfont aux conditions d'intégrabilité, aucune contraintes ne prend naissance dans le corps. Si ce n'est pas le cas, il se superposera à la déformation thermique D' une déformation D'' telle que la déformation résultante $D = D' + D''$ satisfasse aux conditions d'intégrabilité, c'est-à-dire telle que l'on puisse trouver un déplacement (U, V, W) vérifiant les équations d'équilibre. La déformation totale a donc pour composantes, en utilisant la convention précédente et avec σ_{ii} comme contraintes produites par la déformation élastique D'' :

$$e_{rr} = \frac{\partial U}{\partial r} = \frac{1}{E} [\sigma_{rr} - \nu(\sigma_{\theta\theta} + \sigma_{zz})] + \tau \quad \text{III.27}$$

$$e_{\theta\theta} = -\frac{U}{r} + \frac{1}{E} [\sigma_{\theta\theta} - \nu(\sigma_{rr} + \sigma_{zz})] + \tau \quad \text{III.28}$$

$$e_{zz} = \frac{\partial W}{\partial z} = \frac{1}{E} [\sigma_{zz} - \nu(\sigma_{\theta\theta} + \sigma_{rr})] + \tau \quad \text{III.29}$$

$$e_{r\theta} = 0, e_{rz} = \frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial r} = \frac{1}{G} t_{rz}, e_{\theta z} = 0 \quad \text{III.30}$$

Ce qui nous donne le jeu de contraintes suivant:

$$\sigma_{rr} = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} [e_{rr} + \nu(e_{\theta\theta} + e_{zz})] - \frac{E}{1-2\nu} \tau \quad \text{III.31}$$

$$\sigma_{\theta\theta} = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} [e_{\theta\theta} + \nu(e_{zz} + e_{rr})] - \frac{E}{1-2\nu} \tau \quad \text{III.32}$$

$$\sigma_{zz} = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} [e_{zz} + \nu(e_{rr} + e_{\theta\theta})] - \frac{E}{1-2\nu} \tau \quad \text{III.33}$$

$$t_{r\theta} = G \cdot e_{r\theta} = 0, t_{\theta z} = G \cdot e_{\theta z} = 0, t_{rz} = G \cdot e_{rz} \quad \text{III.34}$$

En injectant ceci dans les équations de compatibilité et aux limites on a :

$$\frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{\partial t_{rz}}{\partial z} + \frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}}{r} = \frac{E}{1-2\nu} \cdot \frac{\partial \tau}{\partial r} \quad \text{III.35}$$

$$\frac{\partial t_{rz}}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} + \frac{t_{rz}}{r} = \frac{E}{1-2\nu} \cdot \frac{\partial \tau}{\partial z} \quad \text{III.36}$$

et

$$\alpha \cdot \sigma_{rr} + \beta \cdot t_{rz} = \alpha \cdot \frac{E \cdot \tau}{1-2\nu} \quad \text{III.37}$$

$$\beta \cdot \sigma_{zz} + \alpha \cdot t_{rz} = \beta \cdot \frac{E \cdot \tau}{1-2\nu} \quad \text{III.38}$$

Ce qui est équivalent à une pression hydrostatique $\frac{E \cdot \tau}{1-2\nu}$ à la surface et d'un champ de forces de volume $\vec{F} = -\text{grad}\left(\frac{E \cdot \tau}{1-2\nu}\right)$.

III.4.4.2. Généralisation aux déformations plastiques : [20]

Comme seul les contraintes élastiques sont sources de contraintes on peut généraliser le concept précédent aux déformations plastiques, on a :

$$e_{rr} = \frac{\partial U}{\partial r} = \frac{1}{E} [\sigma_{rr} - \nu(\sigma_{\theta\theta} + \sigma_{zz})] + e_{rr}^{plas} \quad \text{III.39}$$

$$e_{\theta\theta} = -\frac{U}{r} = \frac{1}{E} [\sigma_{\theta\theta} - \nu(\sigma_{rr} + \sigma_{zz})] + e_{\theta\theta}^{plas} \quad \text{III.40}$$

$$e_{zz} = \frac{\partial W}{\partial z} = \frac{1}{E} [\sigma_{zz} - \nu(\sigma_{\theta\theta} + \sigma_{rr})] + e_{zz}^{plas} \quad \text{III.41}$$

$$e_{r\theta} = 0, e_{rz} = \frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial r} = \frac{1}{G} t_{rz} + e_{rz}^{plas}, e_{\theta z} = 0 \quad \text{III.42}$$

Ce qui nous donne le tenseur de déformation (si l'on suppose que la déformation plastique se fait sans changement de volume ; c'est à dire que $e_{rr}^{plas} + e_{\theta\theta}^{plas} + e_{zz}^{plas} = 0$) :

$$\sigma_{rr} = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} [e_{rr} + \nu(e_{\theta\theta} + e_{zz})] - 2 \cdot G \cdot e_{rr}^{plas} \quad \text{III.43}$$

$$\sigma_{\theta\theta} = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} [e_{\theta\theta} + \nu(e_{zz} + e_{rr})] - 2 \cdot G \cdot e_{\theta\theta}^{plas} \quad \text{III.44}$$

$$\sigma_{zz} = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} [e_{zz} + \nu(e_{rr} + e_{\theta\theta})] - 2 \cdot G \cdot e_{zz}^{plas} \quad \text{III.45}$$

$$t_{r\theta} = 0, t_{\theta z} = 0, t_{rz} = G \cdot (e_{rz} - e_{rz}^{plas}) \quad \text{III.46}$$

En injectant cela dans les équations d'équilibre et les conditions aux limites on a :

$$\frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{\partial t_{rz}}{\partial z} + \frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}}{r} = G \cdot \left(2 \cdot \frac{\partial e_{rr}^{plas}}{\partial r} + \frac{\partial e_{rz}^{plas}}{\partial z} + 2 \cdot \frac{e_{rr}^{plas} - e_{\theta\theta}^{plas}}{r} \right) \quad \text{III.47}$$

$$\frac{\partial t_{rz}}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} + \frac{t_{rz}}{r} = G \cdot \left(\frac{\partial e_{rz}^{plas}}{\partial r} + 2 \cdot \frac{\partial e_{zz}^{plas}}{\partial z} + \frac{e_{rz}^{plas}}{r} \right) \quad \text{III.48}$$

pour les équations de compatibilité et aux limites:

$$\alpha \cdot \sigma_{rr} + \beta \cdot t_{rz} = G \cdot (\alpha \cdot 2 \cdot e_{rr}^{plas} + \beta \cdot e_{rz}^{plas}) \quad \text{III.49}$$

$$\beta \cdot \sigma_{zz} + \alpha \cdot t_{rz} = G \cdot (\beta \cdot 2 \cdot e_{zz}^{plas} + \alpha \cdot e_{rz}^{plas}) \quad \text{III.50}$$

Le procédé est identique pour le fluage.

Si on regroupe les déformations plastique et visqueuse en un seul terme de déformation irréversible (i.e. $e_{ij}^{irrev} = e_{ij}^{plas} + e_{ij}^{fluage}$ avec i, j prenant les valeurs r, θ et z), on peut écrire les

équations différentielles finales de la mécanique du problème en imposant dans les équations de compatibilité III.8 et III.9 les forces de volumes:

$$-F_r = \frac{E}{1-2\nu} \cdot \frac{\partial \tau}{\partial r} + G \left(2 \cdot \frac{\partial e_{rr}^{irrev}}{\partial r} + \frac{\partial e_{rz}^{irrev}}{\partial z} + 2 \cdot \frac{e_{rr}^{irrev} - e_{\theta\theta}^{irrev}}{r} \right) \quad \text{III.51}$$

$$-F_z = \frac{E}{1-2\nu} \cdot \frac{\partial \tau}{\partial z} + G \left(\frac{\partial e_{rz}^{irrev}}{\partial r} + 2 \cdot \frac{\partial e_{zz}^{irrev}}{\partial z} + \frac{e_{rz}^{irrev}}{r} \right) \quad \text{III.52}$$

De même, dans les conditions aux limites des équations III.10 et III.11, nous imposant les forces de surface suivantes :

$$\bar{F}_r = \alpha \cdot \frac{E}{1-2\nu} \cdot \tau + G(\alpha \cdot e_{zz}^{irrev} + \beta \cdot e_{re}^{irrev}) \quad \text{III.53}$$

$$\bar{F}_z = \alpha \cdot \frac{E}{1-2\nu} \cdot \tau + G(\beta \cdot e_{zz}^{irrev} + \alpha \cdot e_{re}^{irrev}) \quad \text{III.54}$$

III.4.5. Analyse de l'effet de la température lors de la projection thermique :

Il est nécessaire de connaître la dilatation τ , ainsi que son gradient, en tout point jusqu'au refroidissement complet. En effet, si nous nous abstenions à calculer les déformations à froid, nous ne pourrions prendre en compte ni l'effet de choc thermique ni ses éventuelles interactions avec les autres phénomènes. Nous simulerons donc le refroidissement afin d'établir les cartes de températures pour différents temps. Les dilatations et les gradients seront alors extraits des cartes de températures pour chaque temps d'évaluation.

Nous savons que tout gradient de température est initiateur d'un transfert de chaleur des régions les plus chaudes vers les plus froides. Dans un corps solide, la loi de Fourier donne le vecteur densité du flux de chaleur $\overset{p}{j}_q$ dans le champ de température $T(r, \theta, z)$ donne :

$$\overset{p}{j}_q = -\lambda \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(T) \quad \text{III.55}$$

où λ est la conductivité thermique au point considéré.

Toujours d'après la loi de Fourier, on extrait l'équation locale de propagation de la chaleur :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{\mu \cdot c_p} \cdot \Delta T \quad \text{III.56}$$

- t : le temps.
- μ : masse volumique du matériau.
- c_p : capacité thermique du matériau

En éliminant les termes dépendant de θ , on obtient les composantes de j selon r et z :

$$j_{rr} = -\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \quad ; \quad \text{III.57}$$

$$j_{zz} = -\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \quad \text{III.58}$$

(on a bien sur $j_{\theta\theta} = 0$)

L'équation de propagation de la chaleur se simplifie aussi et on a :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{\mu \cdot c_p} \cdot \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad \text{III.59}$$

Les conditions aux limites sont celles d'un corps massif en contact avec un fluide. Il y a transmission de chaleur par convection et par rayonnement. Cependant l'expérience montre que les particules projetées dépassent rarement les 600°C à l'arrivée sur le substrat[]. Il est donc possible de négliger le rayonnement devant le phénomène de convection et les conditions aux limites se réduisent sous la forme vectorielle à :

$$\vec{h}_s \cdot \vec{j}_s = h_s \cdot (T_\infty - T_s) \quad \text{III.60}$$

Avec :

- \vec{h}_s : Normale sortante au point de la surface $\left(\vec{h}_s = \begin{pmatrix} n_r \\ n_z \end{pmatrix} \right)$.
- \vec{j}_s : Vecteur densité du flux de chaleur à la surface et au point considéré.
- h_s : Coefficient de convection à la surface du matériau.
- T_∞ et T_s : Température à l'infini du fluide et température à la surface.

III.6. Méthode utilisée :

La méthode d'investigation numérique choisie est celle des éléments finis. Cette méthode convient très bien aux calculs mécaniques et thermiques. Elle est, en outre, très flexible et d'usage répandu.

La méthode consiste à rechercher une solution *approchée* de la solution exacte sous la forme d'un champ $\tilde{F}(M, t)$ défini par morceaux sur des sous domaines de Ω . Les n sous domaines Ω_i doivent être tels que :

$$\bigcup_{i=1}^n \Omega_i = \Omega \quad \text{III.61}$$

et

$$\Omega_i \cap \Omega_j = \varnothing \quad \text{III.62}$$

Les champs $\tilde{f}_i(M, t)$, définis sur les sous domaines sont des champs choisis parmi une famille de champs *arbitraires* (généralement polynômiaux). La famille de champs locaux est appelée *espace des fonctions d'interpolation de l'élément*. La famille de champs globaux obtenus par juxtaposition des champs locaux est appelée *espace des fonctions d'interpolation du domaine Ω* .

Le champ dans chaque sous domaine est déterminé par un nombre fini de valeurs du champ en des points choisis arbitrairement dans le sous domaine, et appelés *nœuds*. Le champ local est une *interpolation* des valeurs aux nœuds. Le sous domaine muni de son interpolation est appelé *élément*.

Chercher une solution par éléments finis consiste donc à déterminer quel champ local on attribue à chaque sous domaine pour que le champ global obtenu par juxtaposition de ces champs locaux satisfasse au mieux (en un certain sens qui sera précisé plus loin) les équations différentielles et les conditions aux limites.

Parmi les contraintes qu'on impose à la solution approchée cherchée, il y a souvent au moins une continuité simple (C_0) à la frontière entre les sous domaines.

La figure III.1 montre une solution approchée discontinue d'un champ scalaire sur un domaine de dimension 1. La famille de champs locaux est la famille des champs constants par morceaux.

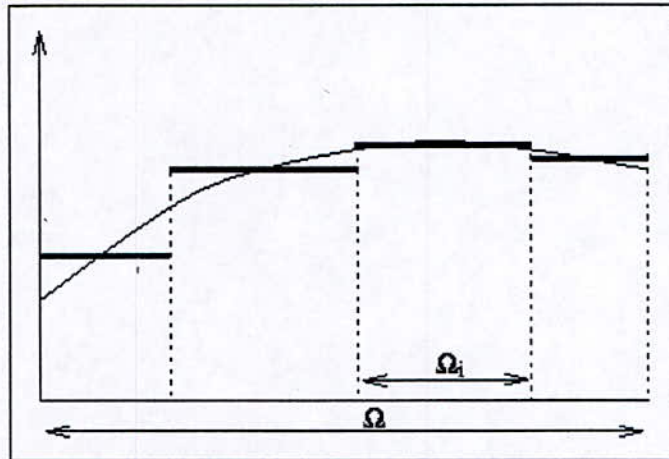


figure III.1 : Solution approchée discontinue

La figure montre une solution approchée continue C_0 d'un champ scalaire sur un domaine de dimension 1. La famille de champs locaux est la famille des champs polynomiaux de degré 1.

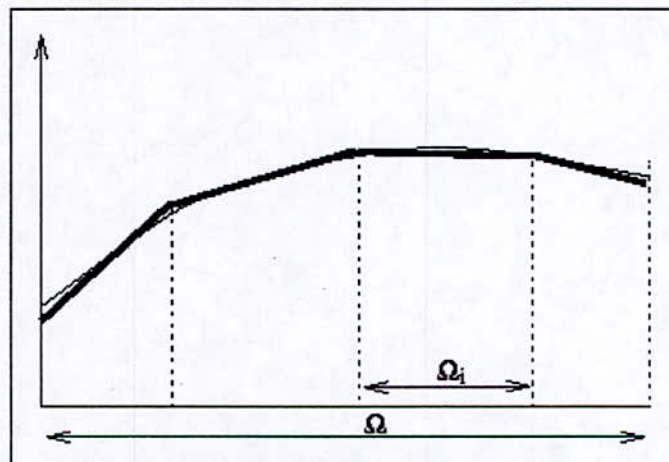


figure III.2 : Solution approchée continue C_0

La figure III.2 montre une solution approchée continue C_1 d'un champ scalaire sur un domaine Ω de dimension 1. La famille de champs locaux est la famille des champs polynomiaux de degré 3.

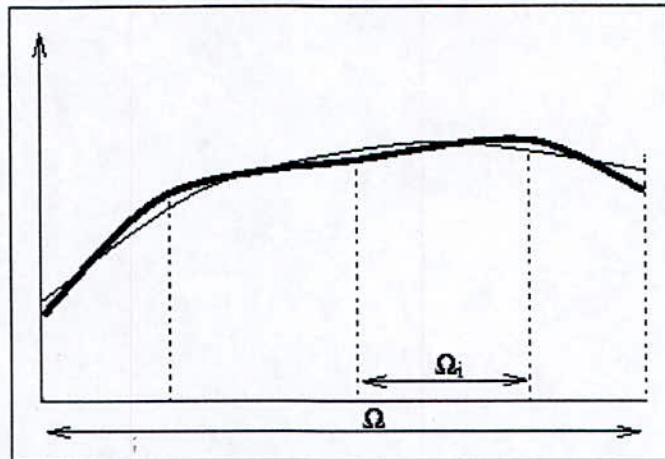


figure III.3 : Solution approchée continue C_1

La qualité de la solution approchée dépend de la division en sous domaines (nombre et dimensions des sous domaines), du choix de la famille de champs locaux dans chaque sous domaine, et des conditions de continuité qu'on impose aux frontières des sous domaines (C_0 , C_1, \dots). Une fois ces choix faits, il reste à rechercher, une combinaison de champs locaux qui satisfait approximativement les équations.

Pour résoudre un problème par la méthode des éléments finis, on procède donc par étapes successives :

- On se pose un problème physique sous la forme d'une équation différentielle ou aux dérivés partielles à satisfaire en tout point d'un domaine Ω , avec des conditions aux limites sur le bord $\partial\Omega$ nécessaires et suffisantes pour que la solution soit unique.
- On divise Ω en sous domaines : C'est le *maillage*. Les sous domaines sont appelés *mailles*.
- On choisit la famille de champ locaux, c'est à dire à la fois la position des nœuds dans les sous domaines et les polynômes (ou autres fonctions) qui définissent le champ local en fonction des valeurs aux nœuds. La maille complétée par ces informations est alors appelée *élément*.
- On construit une formulation intégrale du système différentiel à résoudre et de ses conditions aux limites : C'est la *formulation variationnelle du problème*.

- On ramène le problème à un problème discret : C'est la *discrétisation*. En effet, toute solution approchée est complètement déterminée par les valeurs aux nœuds des éléments. Il suffit donc de trouver les valeurs à attribuer aux nœuds pour décrire une solution approchée. Le problème fondamental de la méthode des éléments finis peut se résumer en deux questions :
 - (a) Comment choisir le problème discret dont la solution est <<proche>> de la solution exacte?
 - (b) Quelle signification donner au mot <<proche>> ?
- On résout le problème discret: C'est la *résolution*
- On peut alors construire la solution approchée à partir des valeurs trouvées aux nœuds et en déduire d'autres grandeurs : C'est le *post-traitement*.
- On visualise et on exploite la solution pour juger de sa qualité numérique et juger si elle satisfait les critères du cahier des charges : C'est *l'exploitation des résultats*.

III.7. Conception du simulateur :

Nous établissons d'abord les cartes de températures pour différents temps durant le refroidissement. Par la suite, on calcule les contraintes et de là les déformations irréversible pour chaque temps. Au refroidissement complet, nous obtenons une estimation des déformations dues à l'histoire thermique de l'assemblage ainsi que celles dues aux incompatibilités des matériaux assemblés et les contraintes résiduelles. La séparation des calculs thermique et mécanique est rendue possible en supposant la déformation assez faible pour négliger son influence sur le transfert de chaleur, ainsi que l'omission de changements de phase éventuels. On évite alors un va et vient constant entre les modules thermiques et mécaniques comme dans le simulateur SYSWELD [19].

III.7.1. Géométrie et maillage :

L'étude se fera sur une demi-coupe du cylindre. Quant au maillage, nous avons opté pour un maillage non-structuré et à éléments triangulaires. En effet, ce type d'éléments permet de discrétiser des géométries diverses et donne de bonnes interpolations [23].

Les champs seront développés sur une base de fonctions d'interpolation linéaires. Nous nous arrêterons à cet ordre de complexité. Ceci, en premier lieu, afin de limiter les ressources logicielles et le temps de calcul. Mais ce choix est aussi dû aux meilleures précisions obtenues pour de grands rayons[23].

III.7.2. Formulation :

III.7.2.1. Calcul thermique :

Le problème est parabolique de la forme :

$$d \cdot \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla \cdot (\mathbf{c} \otimes \nabla T) = \mathbf{f} \quad \text{sur } \Omega \quad \text{III.62}$$

Avec :

$$d = r \cdot \rho \cdot c_p ; \quad \mathbf{c} = r \cdot \lambda \quad \text{et } \mathbf{f} = 0 \quad (\text{car il n'y a aucune source de chaleur}) \quad \text{III.63}$$

Les conditions aux limites s'appliquent à la densité du flux de chaleur. Pour les limites extérieures on a :

$$\overset{\rho}{h_s} \cdot (\mathbf{c} \nabla T) + r \cdot h_s \cdot T = r \cdot h_s \cdot T_\infty \quad \text{sur } \partial\Omega \quad \text{III.64}$$

(Ce qui n'est qu'une re-formulation de $\overset{\rho}{h_s} \cdot \overset{\rho}{j_s} = h_s \cdot (T_\infty - T_s)$).

Le flux de chaleur s'écoule symétriquement par rapport à l'axe ainsi l'écoulement de chaleur sur l'axe doit être nul. Ainsi pour les limites se situant sur l'axe nous avons :

$$\overset{\rho}{h_s} \cdot \overset{\rho}{j_s} = 0 \quad \text{i.e.} \quad \overset{\rho}{h_s} \cdot (\mathbf{c} \nabla T) = 0 \quad \text{III.65}$$

III.7.2.2. Calcul mécanique :

La formulation choisie sera la forme dite « faible ». En effet l'étude du problème par la forme « forte » a déjà été tentée dans le cas du soudage[24]. Pour obtenir une formulation compacte, de manipulation plus facile, nous écrivons les équations sous une forme pseudo-elliptique. Si \mathbf{S} est la solution du système. Il est représenté sous forme d'un vecteur à $2n_p$ lignes, en posant n_p comme le nombre de points du maillage.

Les n_p premières entrées donnent les valeurs de la première composante de la solution en chaque point p , et les n_p autres entrées suivantes donnent les valeurs de la deuxième composante en chaque point p . On veut écrire sous la forme :

$$-\nabla \cdot (\mathbf{c} \otimes \nabla \mathbf{S}) = \mathbf{f} \text{ sur } \Omega \quad \text{III.66}$$

Où \mathbf{c} est une matrice 2par2-par-2par2, qui fournit les coefficients du système, et \mathbf{f} est la matrice des forces internes en utilisant la même représentation que celle de \mathbf{S} .

Soient u et w les déplacements selon r et z respectivement. Si on écrit :

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} r \cdot \mathbf{U} \\ \mathbf{W} \end{pmatrix} \quad \text{III.67}$$

On aura :

$$\mathbf{c}_{1,1} = \begin{pmatrix} \frac{E}{(1-2\nu)(1+\nu) \cdot r} & 0 \\ 0 & \frac{G}{r} \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \mathbf{c}_{1,2} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{E \cdot \nu}{(1-2\nu) \cdot (1+\nu)} \\ G & 0 \end{pmatrix} \quad \text{III.68}$$

$$\mathbf{c}_{2,1} = \begin{pmatrix} 0 & G \\ \frac{E \cdot \nu}{(1-2\nu) \cdot (1+\nu)} & 0 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \mathbf{c}_{2,2} = \begin{pmatrix} G \cdot r & 0 \\ 0 & \frac{E \cdot r}{(1-2\nu) \cdot (1+\nu)} \end{pmatrix} \quad \text{III.68'}$$

Et \mathbf{f} s'écrit :

$$\mathbf{f} = \begin{pmatrix} F_r \\ r \cdot F_z \end{pmatrix} \quad \text{III.69}$$

où F_r et F_z sont les valeurs décrites dans les équations III.50 et III.51.

Et ce pour chaque point du maillage.

Les conditions aux limites, seront définies de plusieurs façon. Les limites extérieures sont écrites sous la forme :

$$\rho_{hs} \cdot (c \nabla S) + a \cdot S = f_s \quad \text{III.70}$$

avec

$$a = \begin{pmatrix} -\frac{nr}{r^2} \cdot \left(G + \frac{E \cdot \nu}{(1-2\nu) \cdot (1+\nu)} \right) & 0 \\ \vdots & \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{III.71}$$

Et cela afin d'éliminer les termes supplémentaires qui surgissent du fait de la re-formulation pseudo-elliptique des équations mécaniques.

Et

$$f_s = \begin{pmatrix} r \cdot \bar{F}_r \\ \bar{F}_z \end{pmatrix} \quad \text{III.72}$$

La contribution de chaque élément dans la matrice de rigidité se fait en approximant par la valeur du champ au centre de gravité du triangle multipliée par sa surface.

Cette approximation est, paradoxalement, plus efficace que la forme exacte. En effet, l'intégration exacte contient des termes en $\log(r)$ qui fait apparaître des termes en $\frac{r_i}{r_m}$ où i et m sont les indices de deux sommets d'un triangle quelconque du maillage. Si r devient grand (i.e. r_i et r_m aussi), leur rapport tend vers 1 et devient peu précis. Cette approximation est utilisée pour le calcul thermique comme pour le calcul mécanique.

III.7.2.3. Calcul des déformations plastiques et de fluage : [25]

Pour chaque temps, on calcule la carte des températures. Pour chaque carte, on calcule les contraintes. Arrivé à ce point, on calcule les déformations plastiques puis le fluage []. C'est ordre d'évaluation est dû au mode d'exploration numérique incrémentielles. On considère, en fait, que les contraintes sont incrémentées au début de chaque intervalle.

L'écoulement plastique est tenu comme dépendant de l'état de contrainte et la limite d'écoulement (qui dépend de la température et de l'écoulement plastique antérieur). Mais le fluage dépend à la fois du temps et de l'état de contrainte, de la température et du temps. C'est ce dernier facteur qui fait la différence. Nous considérerons que l'écoulement plastique se fait dès l'incrémentation des contraintes et instantanément. Le fluage se produira sur tout l'intervalle de temps.

III.7.3. Résolution des déformations plastiques :

Nous suivrons les étapes suivantes :

1. Dans un premier temps le calcul se fait en mode élastique en prenant compte des relaxations antérieures dans les équations si elles existent. C'est ce résultat qui servira de point de départ.
2. On sépare la partie élastique de la partie plastique en utilisant les courbes contraintes déformations et les déformations (et les contraintes) déterminées en mode élastique.
3. On suppose les déformations plastiques obtenues en phase 2 correctes et on substitue leurs valeurs numériques dans les équations linéarisées. On résout le nouveau système d'équations qui donnera de nouvelles estimations des déformations totales.
4. On se sert de la nouvelle solution dont on sépare les composantes élastiques et plastiques à nouveau.
5. On compare les valeurs de déformations plastiques trouvées en 4 avec celles de l'étape 2. Si la condition d'arrêt n'est pas réalisée, on réitère le procédé en se servant des dernières déformations plastiques comme estimation. Et cela, jusqu'à satisfaire les conditions d'arrêt.

Pratiquement après l'étape 1 on calcule les contraintes équivalentes. Supposant qu'en un point p donné, la contrainte équivalente se situe en A sur le prolongement de la partie droite de la courbe contrainte-déformation (figure). Le point A est au-delà la limite élastique en B et il y a donc écoulement plastique. On suppose, en première approximation, que la déformation totale est celle du point A . La relation liant la contrainte et la déformation au point donné nous conduit à décrire la droite verticale de déformation constante passant par A .

Cette condition est satisfaite en C et la déformation plastique totale est égale à CD. On obtient ses composantes radiale, tangentielle et verticale à partir des contraintes résultantes du calcul élastique. C'est valeur sont injectée dans les équations d'équilibre et de compatibilité. De nouvelles déformations et valeurs de contraintes équivalentes sont alors obtenues. La nouvelle valeur de la contrainte équivalente (point E) est plus grande que celle du point D. Bien que les composantes des contraintes correspondant au point E et la déformation CD satisfont aux conditions d'équilibre et de compatibilité, elles situent le point représentatif en F qui n'est pas sur la courbe.

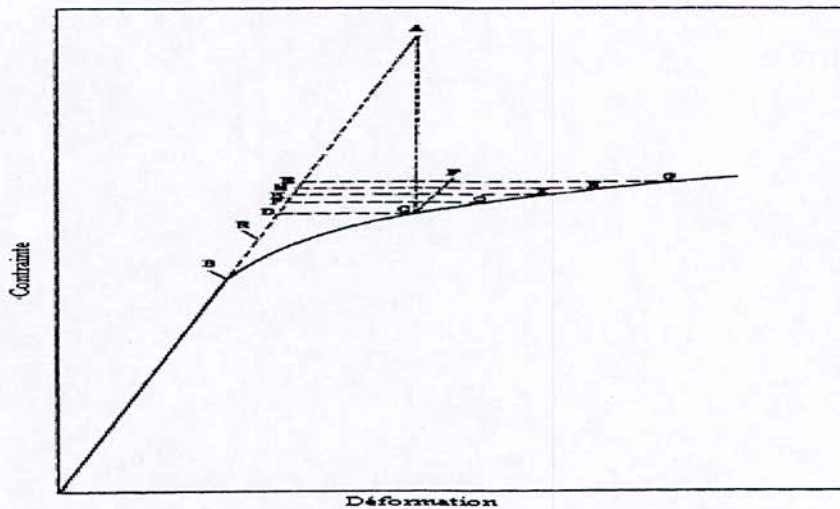


Figure III.4 : Illustration de la démarche suivie pour déterminer la déformation plastique

Puisqu'une valeur de la déformation plastique inférieure à CD donnerait une contrainte équivalente supérieure à celle de E, CD est une limite inférieure à la déformation plastique. De même, puisque la contrainte équivalente calculée à partir de CD, est trop grande (point E), la déformation EG est une limite supérieure de la déformation plastique. Une bonne approximation serait de prendre la déformation moyenne de CD et EG comme nouvelle estimation. A une quelconque étape (n), on sait que la solution se trouve entre la déformation en l'étape (n-1) et celle en (n). On prend alors la moyenne que l'on réinjecte pour obtenir la déformation (n+1).

Le processus est répété jusqu'à ce que la différence entre la nouvelle et l'ancienne valeur soit inférieure à quantité définie. L'erreur absolue sur la déformation obtenue est donc inférieure ou égal à cette différence.

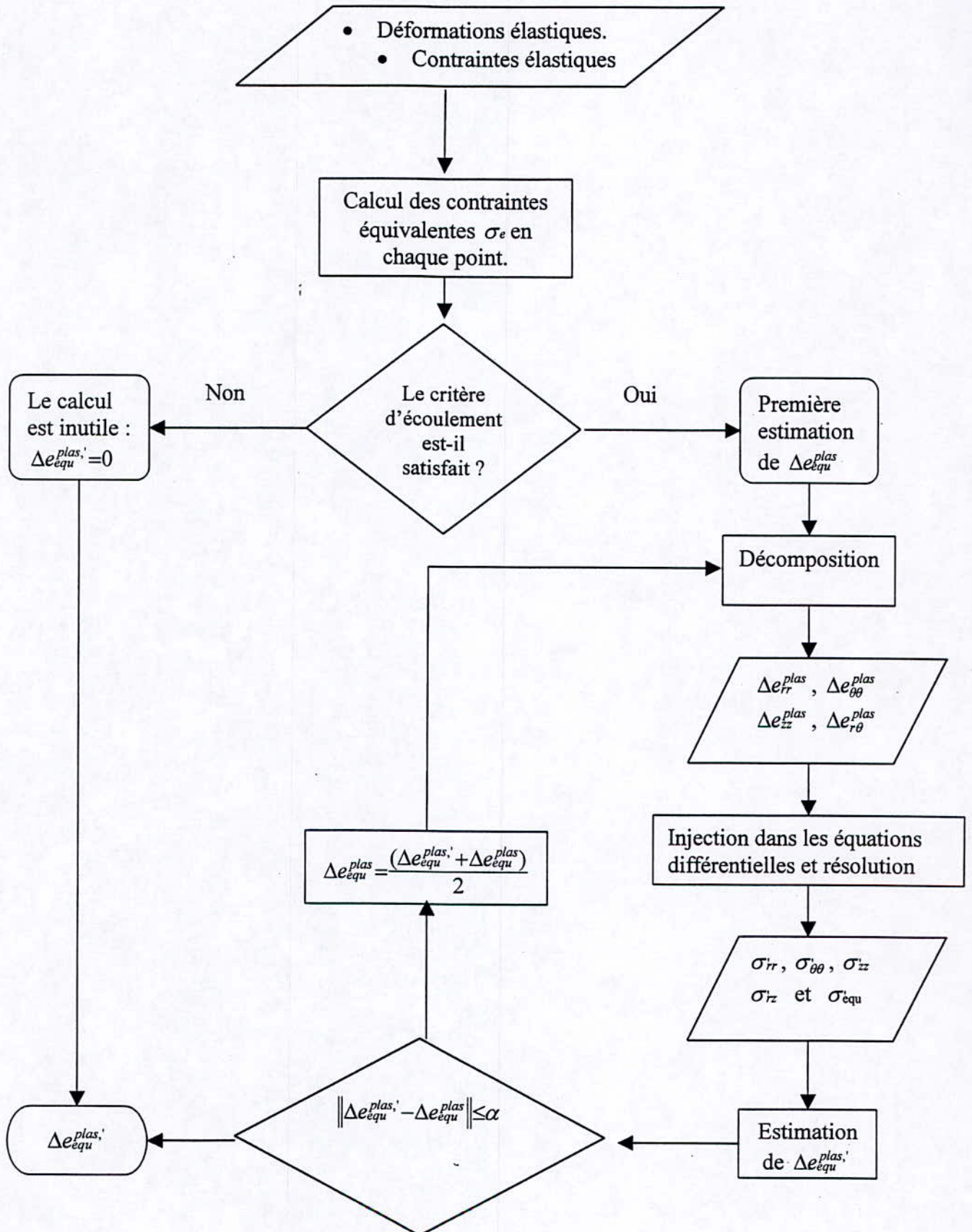


Figure III.5 : Organigramme du calcul de l'incrément plastique

III.7.4. Résolution du fluage :

Etant donnée la relation de fluage prise en compte, nous utiliserons sa différentiation dans les calculs. Ainsi on a :

$$\Delta e_{equ}^{fluage} = n \cdot K \cdot \sigma_{equ}^m \cdot t^{n-1} \cdot \Delta t \quad \text{sur un intervalle de temps } \Delta t \quad \text{III.73}$$

Si t est le temps au début de l'intervalle Δt , on résout l'équation (IV.33) en σ_e , en remplaçant le temps t de l'équations par le temps moyen $t + \Delta t/2$ on a :

$$\sigma_e = \left(\frac{\Delta e_{equ}^{fluage}}{n \cdot K \cdot \Delta t} \right)^{\frac{1}{m}} \cdot \left(t + \frac{\Delta t}{2} \right)^{\frac{1-n}{m}} \quad \text{III.74}$$

Les étapes de calcul s'enchaînent alors comme suit :

1. On suppose que les contraintes ne changent pas pendant l'intervalle de temps choisi et que les contraintes et les déformations sont déterminées par calcul en déformation élastique et plastique.
2. Connaissant les contraintes équivalentes, on utilise la relation III.73 pour calculer la déformation équivalente Δe_{equ}^{fluage} due au fluage pendant l'intervalle Δt .
3. On calcul les différentes composantes de cette déformation par des relations similaires à celles de l'écoulement plastique (équations III.16, III.17, III.18 et III.19) .
4. Une fois les composantes estimées elles sont substituées dans les équations différentielles que l'on résout pour obtenir de nouvelles contraintes. En fait, ces composantes sont d'abord divisées par 2 avant d'être injectées. Ceci pour faire l'estimation au milieu de l'intervalle de temps [22]. Parallèlement, ces composantes permettent d'obtenir la déformation équivalente (équation similaire à III.15) qui, à son tour , conduit à la contrainte équivalente σ_e (équation III.74).

Les contraintes obtenues et la déformation ainsi que la contrainte équivalente, calculées par III.15 et III.74, sont réinjectées dans III.16, III.17, III.18, III.19 . On trouve de nouvelles composants du fluage. Celles-ci sont comparées aux anciennes et le procédé est répété jusqu'à l'obtention d'une erreur admissible comme le montre le schéma suivant.

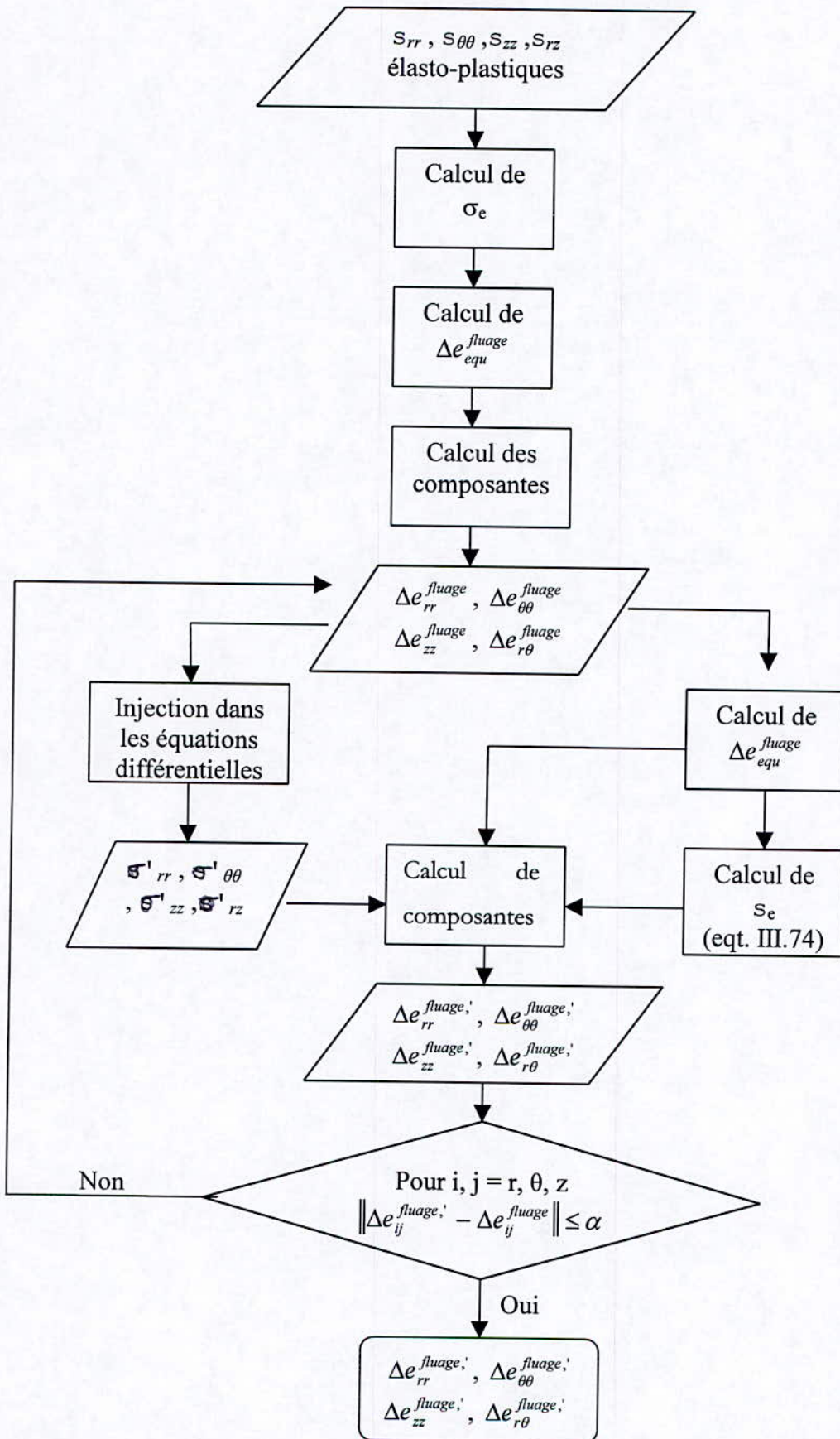


Figure III.6 : Organigramme du calcul de l'incrément visqueux.

Ainsi l'organigramme général et simplifié du simulateur peut être décrit comme suit :

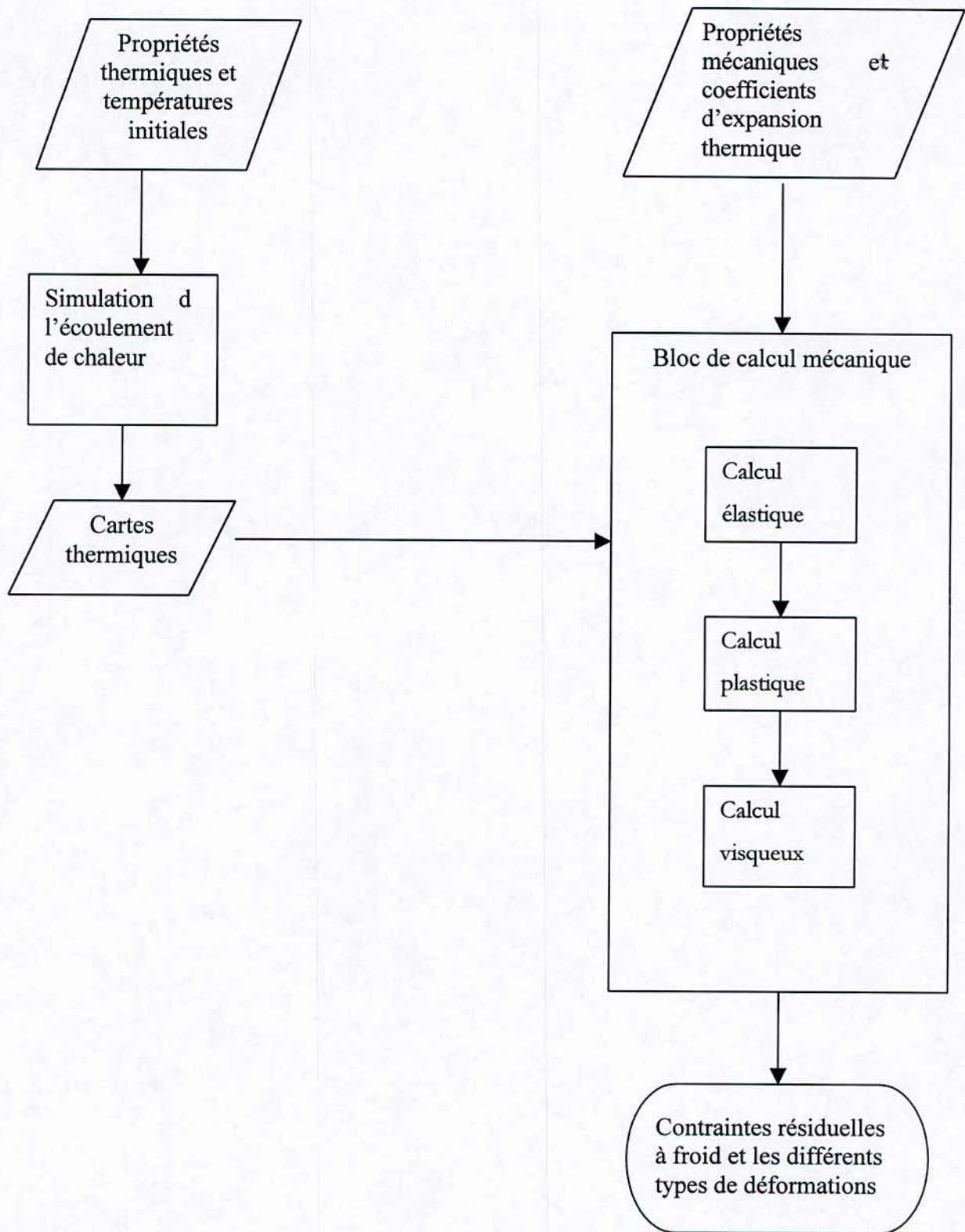


Figure III.7 : Organigramme simplifié du simulateur.

III.8. Implémentation :

III.8.1. Choix de l'IDE :

Le simulateur a été d'abord écrit en utilisant l'environnement MATLAB® 5.3. Ceci parce que la M.E.F. est une méthode de résolution matricielle. En effet, c'est environnement à été élaboré au départ pour la manipulation évoluée de matrices. De plus, une boîte à outil d'utilitaires pour la MEF y est intégrée. Certes, certains de ces algorithmes manquent de flexibilité et intègrent difficilement les contributions complexes (conditions aux limites et contribution plastiques et de fluage). De plus, une fonction d'échelonnement automatique rend le résultat assez imprécis lorsque l'on se rapproche de l'axe. Cependant, la re-formulation de quelques une des fonctions permet d'obtenir des résultats acceptables. En particulier la résolution finale de l'équation :

$$\mathbf{K} \cdot \mathbf{S} = \mathbf{f}$$

III.75

Où \mathbf{K} , \mathbf{S} et \mathbf{f} sont la matrice de rigidité, la solution et le vecteur représentant les conditions de volume et aux limites.

La solution $\mathbf{S} = \mathbf{K}^{-1} \cdot \mathbf{f}$ devient imprécise lorsque \mathbf{K} est mal dimensionnée. Ce problème peut-être contourné en utilisant la matrice dite pseudo-inverse de MOORE-PENROSE.

Le programme est développé en environnement MATLAB® mais il est réécrit en C++Borland®. Il est ensuite compilé avec ce dernier environnement afin de donner un programme exécutable. La réécriture en C++ vise à donner un programme portable sur des machines différentes.

III.8.2. Interface du programme :

L'interface est assez gourmande en entrées, elle demande une quantité d'information multiples sur les propriétés physiques des matériaux traités. On saisit d'abord les données géométriques telles que le rayon du cylindre et l'épaisseur des différentes couches. Ensuite, les propriétés intervenant dans le calcul thermiques sont demandées pour chaque matériau : Densité, capacité thermique, conductivité thermique et valeur du coefficient de convection à la surface. Le programme demande ensuite les températures initiales du substrat (simple ou multicouche) ainsi que celle du dépôt au moment du contact qui coïncide, dans notre approximation, avec celle du début d'interaction mécanique[18].

Vient le calcul des cartes thermiques, celui-ci peut durer de 18 s à une dizaine de minute, selon la précision imposée pendant la programmation. En ente ensuite les données relatives au comportement mécanique classique de chaque matériau : module d'YOUNG, coefficient de POISSON, limite d'élasticité, module d'écrouissage, le coefficient d'expansion thermique ainsi que sa variation, en approximation linéaire, selon la température. On poursuit en introduisant les données relatives au fluage : coefficient K, énergie d'activation et les exposants m et n. A partir de la, les calculs mécaniques démarrent. Finalement, la visualisation des résultats (contrainte et déformations) se fait par enveloppes tridimensionnelles codées en couleur. Le codage couleur utilisé est le code HSV(Hue-Saturation-Value). Le résultat peut éventuellement être formulé sous formes matricielle, en particulier pour être manipulé sur MATLAB® .



Figure III.8 :Interface de capture de la géométrie.

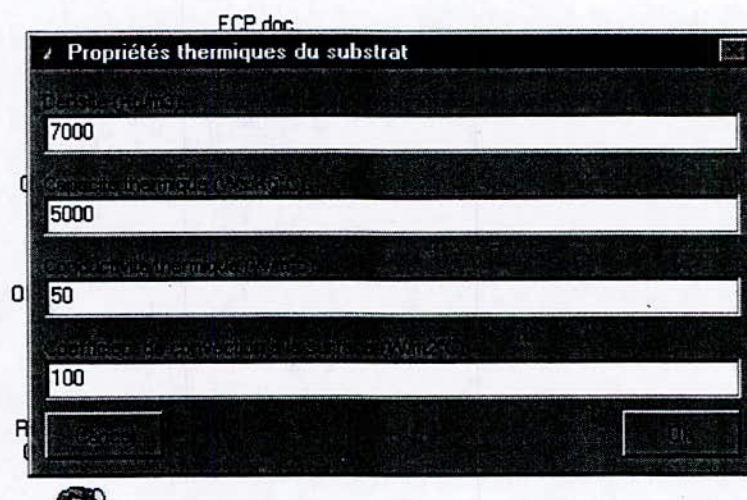


Figure III.9 : Capture des données thermiques.

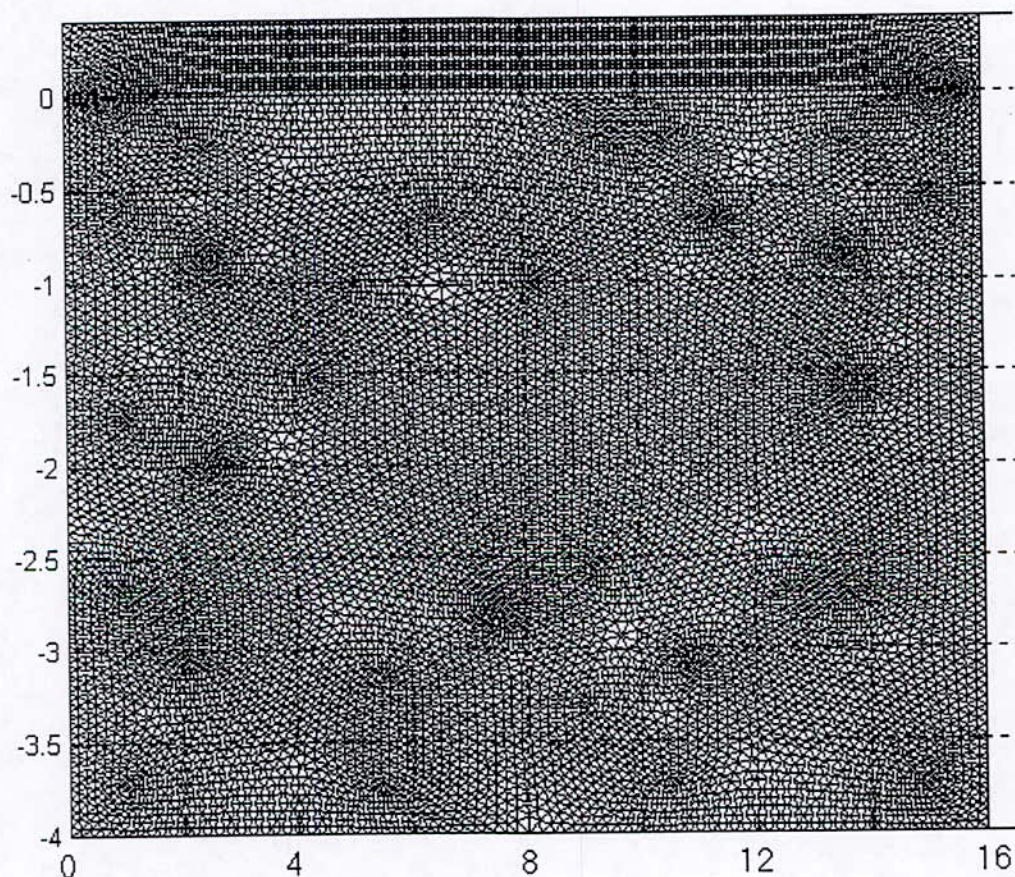
CHAPITRE IV

RESULTATS ET INTERPRETATIONS

IV.1 Introduction :

Dans ce chapitre, nous procédons à la mise en œuvre du simulateur. Nous établirons d'abord la géométrie du domaine. Puis nous appliquerons, en justifiant les simplifications introduites, le simulateur aux cas d'un acier spécial au Cr-Ni-Mn (55E + 65E) et de molybdène que l'on déposera sur un acier de construction type 35CD4. Les conditions de revêtement et la nature des dépôts seront discutés afin de dégager les paramètres du problème. Nous procéderons ensuite à l'interprétation des résultats.

L'éprouvette est cylindrique comme convenu. Nous avons optés pour une épaisseur des dépôts de 0.4 mm. Le rayon de l'éprouvette est de 16 mm et l'épaisseur du substrat de 4 mm.



Après plusieurs essais, nous avons décidé de discrétiser le domaine en 20480 triangles pour 10409 points. Ces valeurs peuvent paraître exagérée, mais il faut se rappeler que les gradients de contraintes sont très important au niveau de l'interface et des angles extérieurs. La zone

proche de l'axe Oz ($r=0$) requiert, elle aussi, une division importante. En effet, la déformation y est aussi abrupte.

IV.2 Matériaux étudiés :

Nous étudions les dépôts d'un acier (55E + 65E) et de molybdène sur un substrat d'acier 35CD4. La température à l'impact est de 400 °C sur un substrat à une température ambiante de 20°C. Si les propriétés physiques du substrat sont bien définies, celles des dépôts sont, en revanche incertaine. Cependant, outre les méthodes expérimentales, certaines hypothèses sur la structure poreuse du dépôts permettent d'obtenir la valeur relative du module 'Young du dépôt par rapport à sa forme dense[26]. Ainsi, pour une porosité de 8%, le rapport vaut 75%. De plus, la cinétique de refroidissement rapide peut rendre le dépôt fragile, les contraintes d'écoulement sont alors différentes de celles des matériaux d'origine ; elles sont plus élevées et le domaine plastique et quasiment inexistant.

Nous restreindrons donc les calculs en omettant le la plastification. Le module d'Young et déterminé par la méthode citée au paragraphe précédent[26] et le comportements thermique des dépôts sont supposées identiques à ceux de leurs homologues coulés. Ainsi nous utiliserons les propriétés physiques suivantes

a) Propriétés physiques du 35CD4 :

- Module d'Young :220 GPa.
- Coefficient de Poisson:0.285.
- Densité : 7800 Kg/m³.
- Capacité thermique: 500 J Kg⁻¹ °C⁻¹.
- Conductivité thermique : 46 W m⁻¹ °C⁻¹.
- Coefficient de convection à la surface : 50 W m⁻² °C⁻¹.
- Coefficient d'expansion thermique : 10*10⁻⁶ °C⁻¹.

b) Propriétés physiques du dépôt (E55+E65) :

- Module d'Young :160 GPa.
- Coefficient de Poisson:0.3.
- Densité : 7840 Kg/m³.
- Capacité thermique: 500 J Kg⁻¹ °C⁻¹.

- Conductivité thermique : $46 \text{ W m}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$.
- Coefficient de convection à la surface : $50 \text{ W m}^{-2} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$.
- Coefficient d'expansion thermique : $11 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$.

c) Propriétés physiques du dépôt de molybdène :

- Module d'Young : 250 GPa.
- Coefficient de Poisson: 0.32.
- Densité : 10000 Kg/m^3 .
- Capacité thermique: $520 \text{ J Kg}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$.
- Conductivité thermique : $50 \text{ W m}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$.
- Coefficient de convection à la surface : $50 \text{ W m}^{-2} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$.
- Coefficient d'expansion thermique : $13 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$.

IV.3 Résultats :

La simulation du refroidissement montre que le refroidissement est très rapide et l'écart de températures ne dépasse pas $5 \text{ }^\circ\text{C}$ au bout de 0.5 s pour une température maximale de $60 \text{ }^\circ\text{C}$ (Figure IV.T1). Les cartes de températures présentées sont celles de la cinétique la plus lente, celle du refroidissement 35CD4-Molybdène. Au vu de ce résultat, nous pouvons aussi exclure l'effet du gradient thermique et du fluage sur les contraintes résiduelles. Les calculs mécaniques suivants sont donc effectués en mode élastiques. Nous supposons par ailleurs qu'aucune fissure ne vient relaxer les contraintes par sa formation[27].

Les figures du groupe A correspondent à l'assemblage 35CD4-(E55+E65), celles du groupe B à l'assemblage 35CD4-Molybdène. Les déplacements et les déformations sont nuls au moment de la projection et les valeurs données y sont rapportées et les contraintes sont données en GPa.

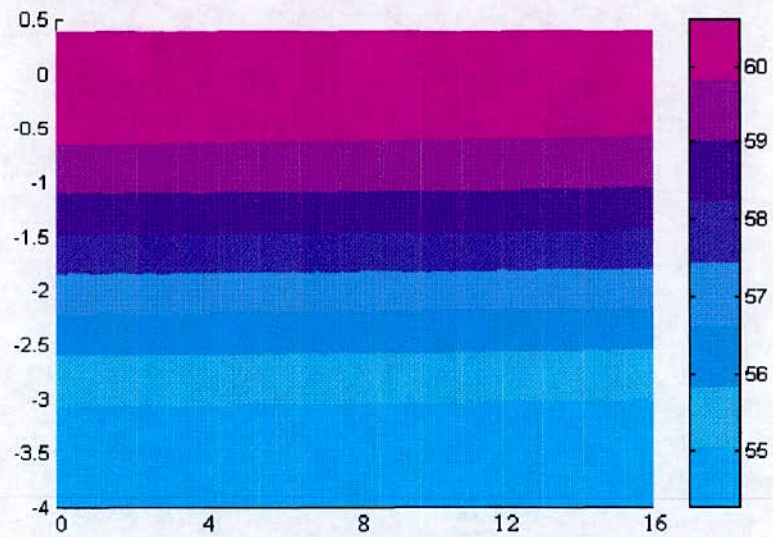


Figure IV.T1 : Carte des températures à $t=0.5$ s

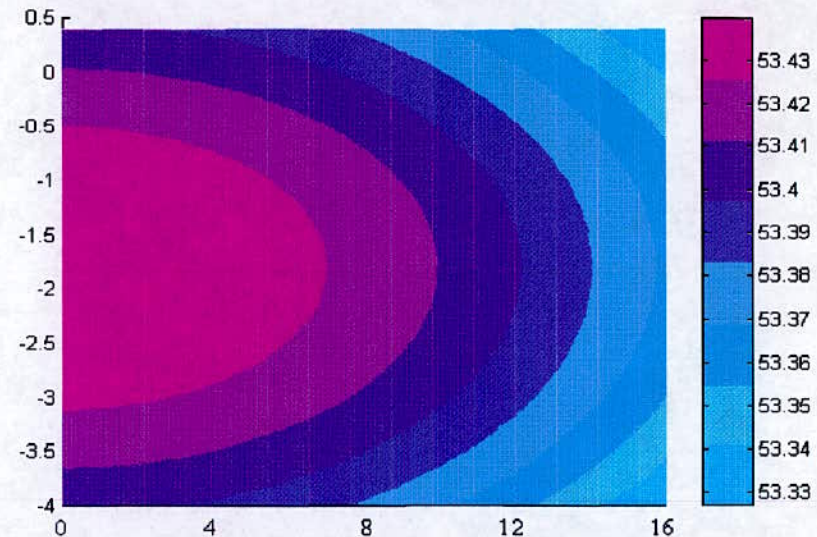


Figure IV.T2 : Carte des températures à $t=10$ s

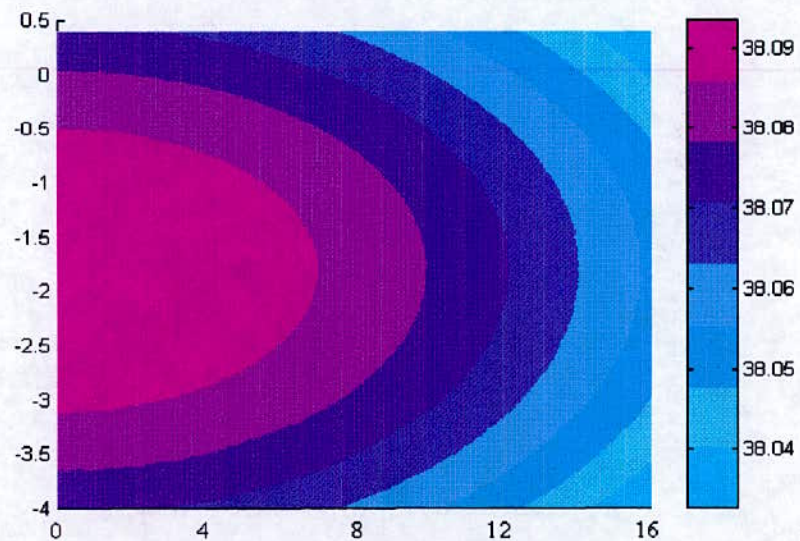


Figure IV.T1 : Carte des températures à $t=1$ min

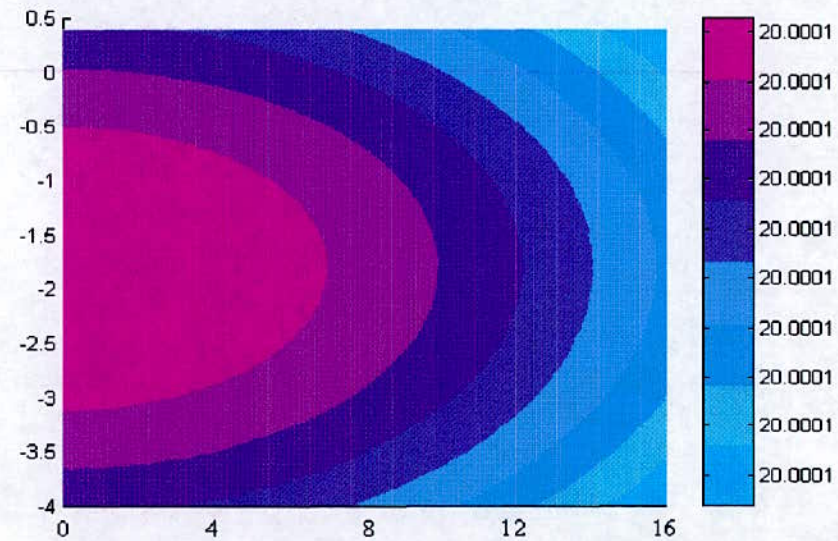


Figure IV.T2 : Carte des températures à $t=10$ min

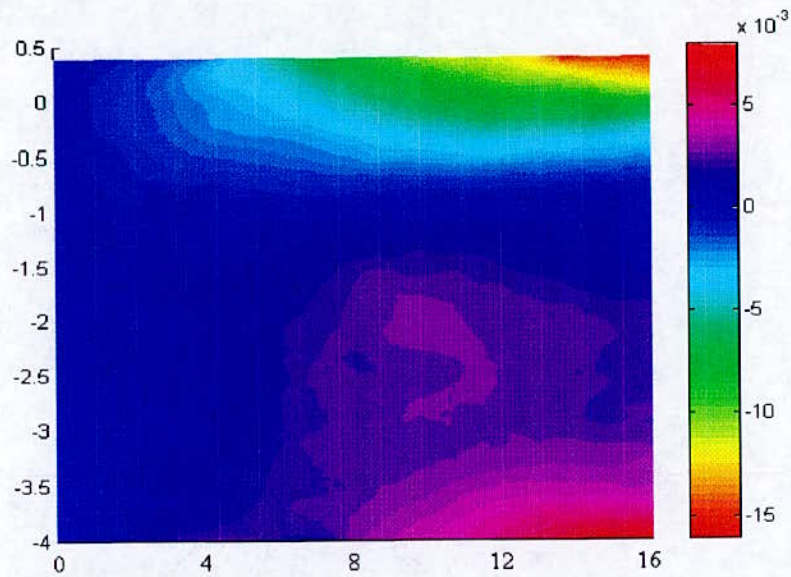


Figure IV.1A : Déplacement radial

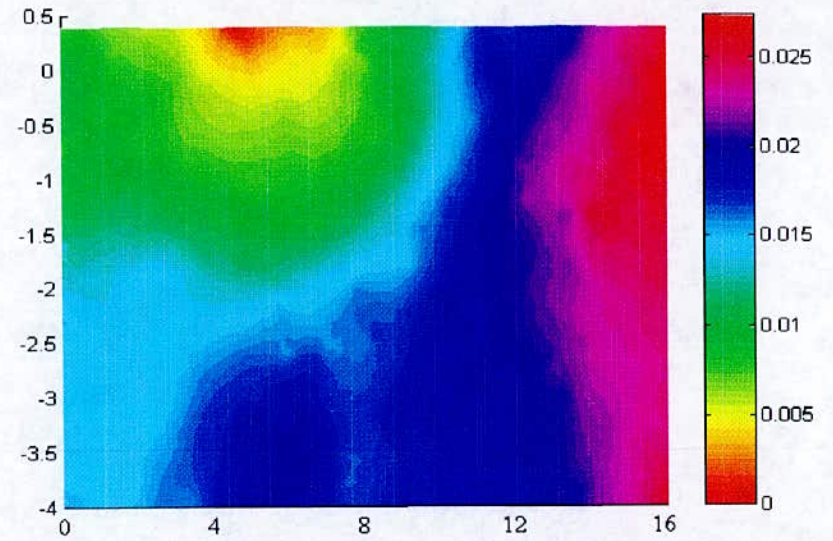


Figure IV.2A : Déplacement vertical

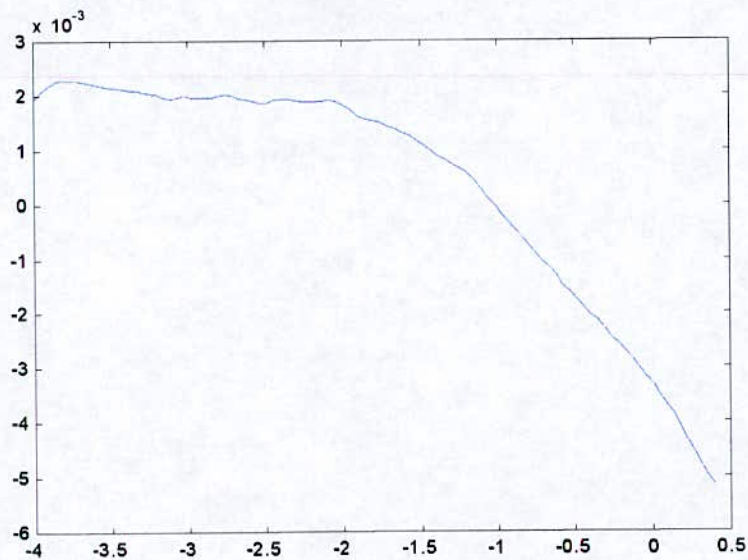


Figure IV.3A : Déplacement radiale U selon z en $r=6\text{mm}$

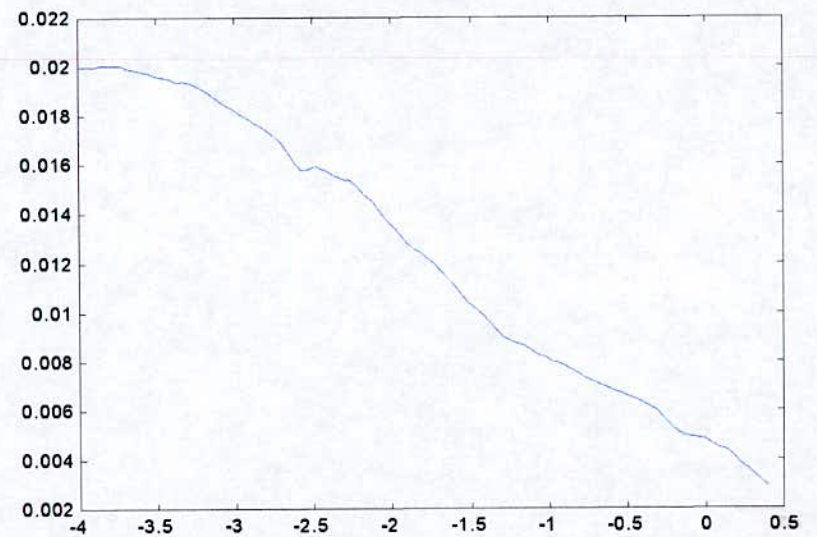


Figure IV.4A : Déplacement vertical W selon z en $r=6\text{mm}$

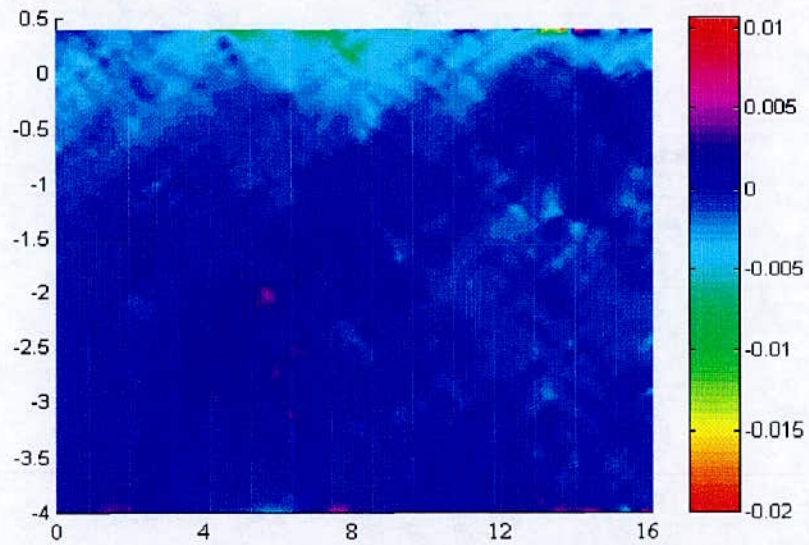


Figure IV.5A : Déformation radiale e_{rr}

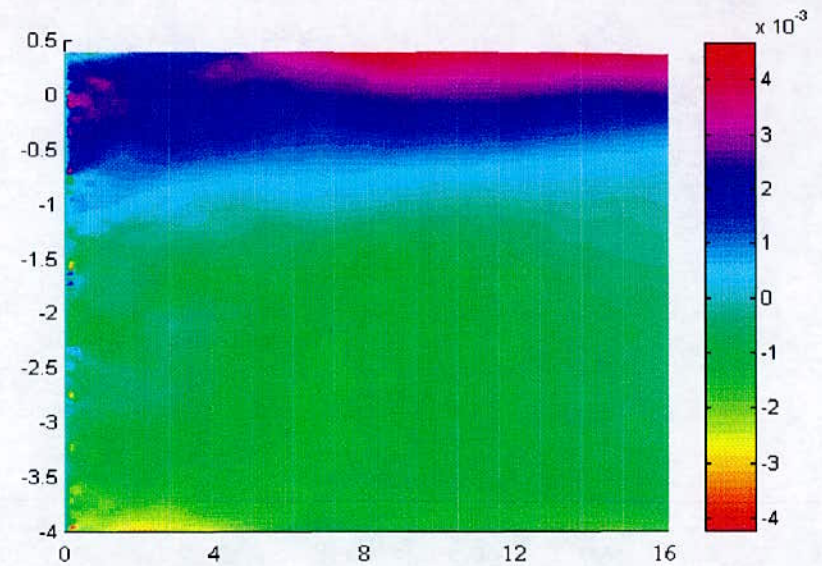


Figure IV.6A : Déformation tangentielle $e_{\theta\theta}$

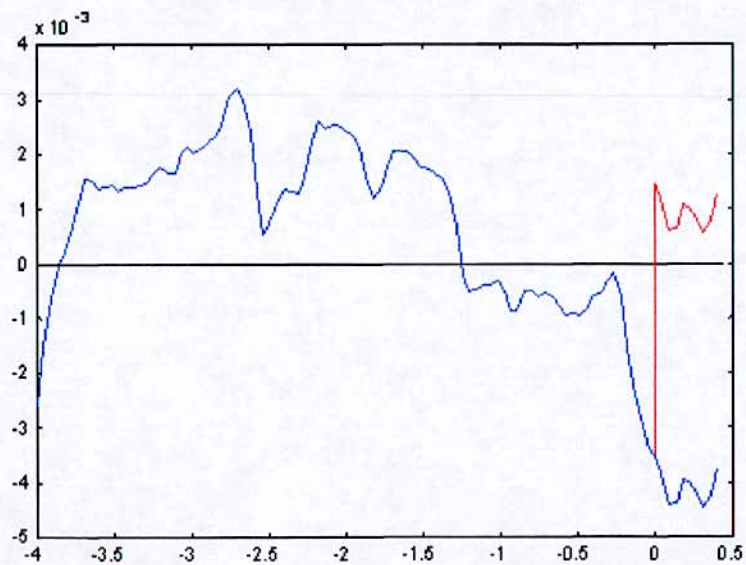


Figure IV.7A : Déformation radiale e_{rr} selon z en $r=6\text{mm}$

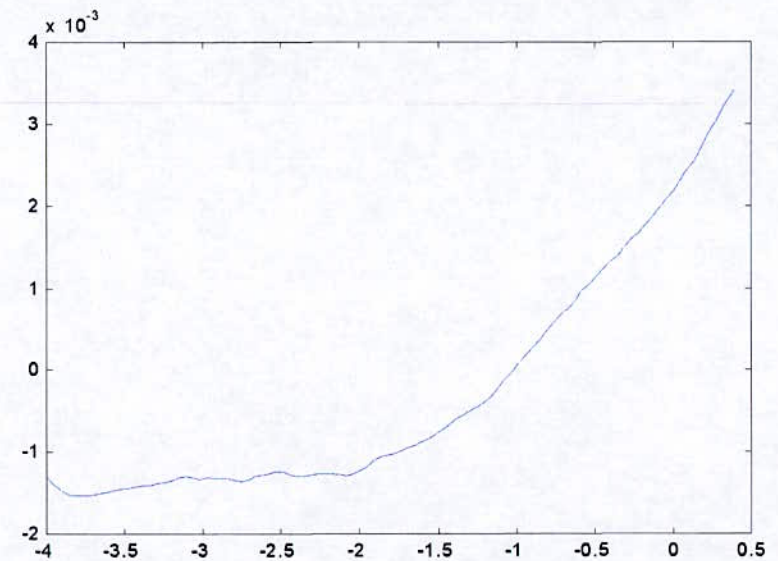


Figure IV.8A : Déformation tangentielle $e_{\theta\theta}$ selon z en $r=6\text{mm}$

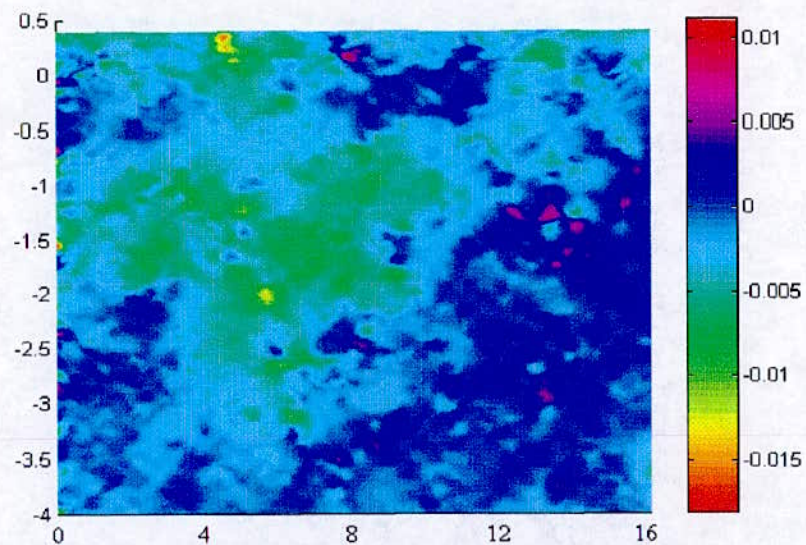


Figure IV.9A : Déformation verticale e_{zz}

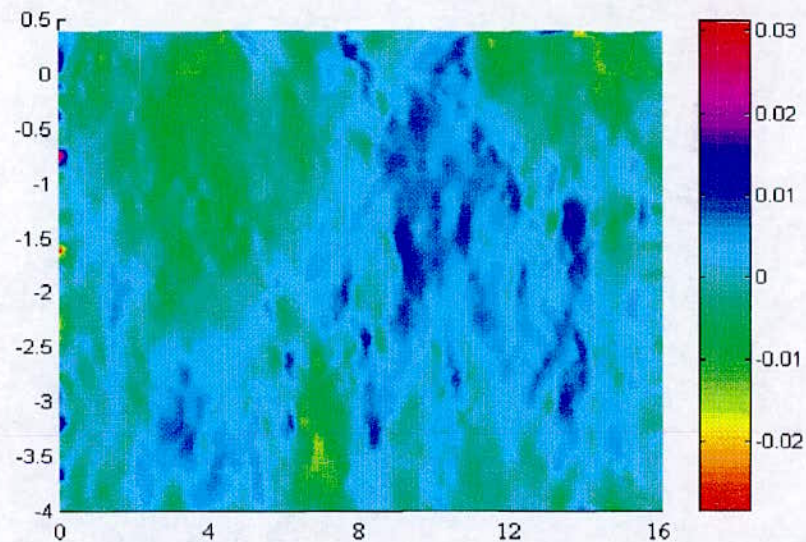


Figure IV.10A : Déformation de glissement e_{rz}

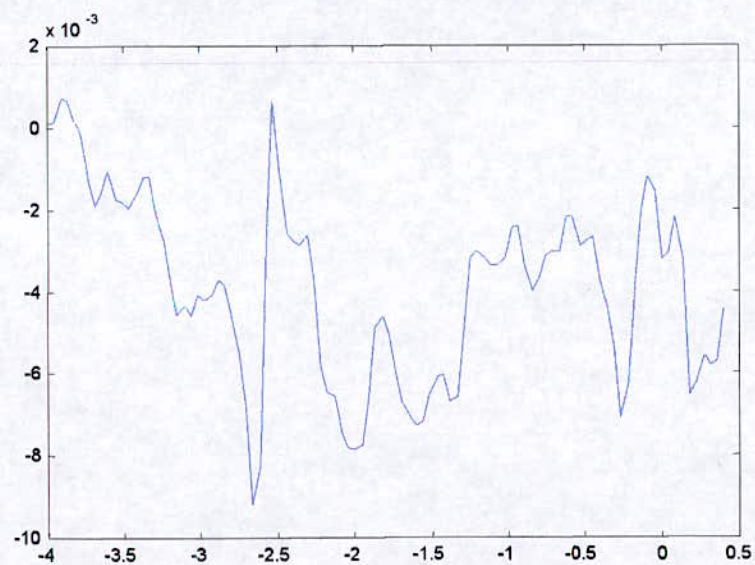


Figure IV.11A : Déformation verticale e_{zz} selon z en $r=6\text{mm}$

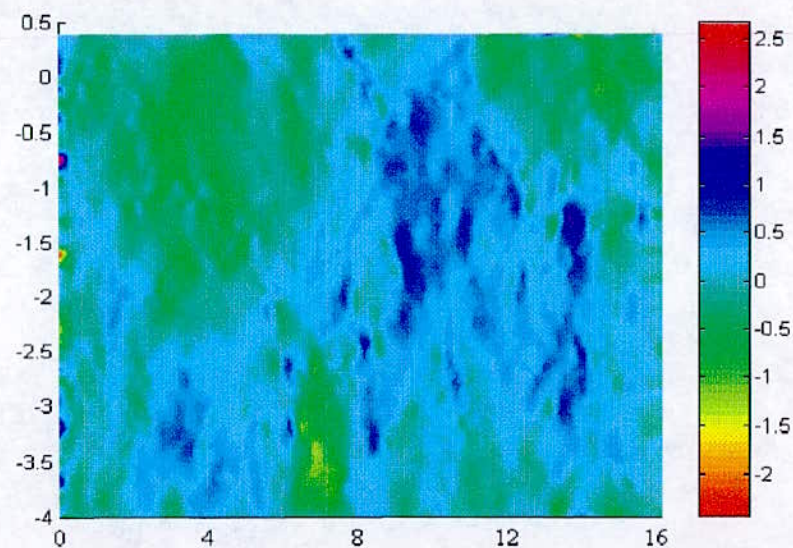


Figure IV.12A : Contrainte de cisaillement σ_{rz}

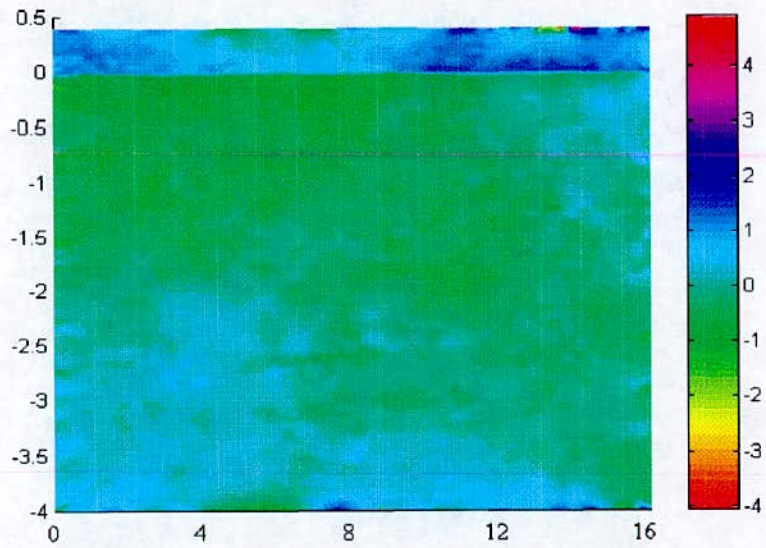


Figure IV.13A : Contrainte radiale σ_{rr}

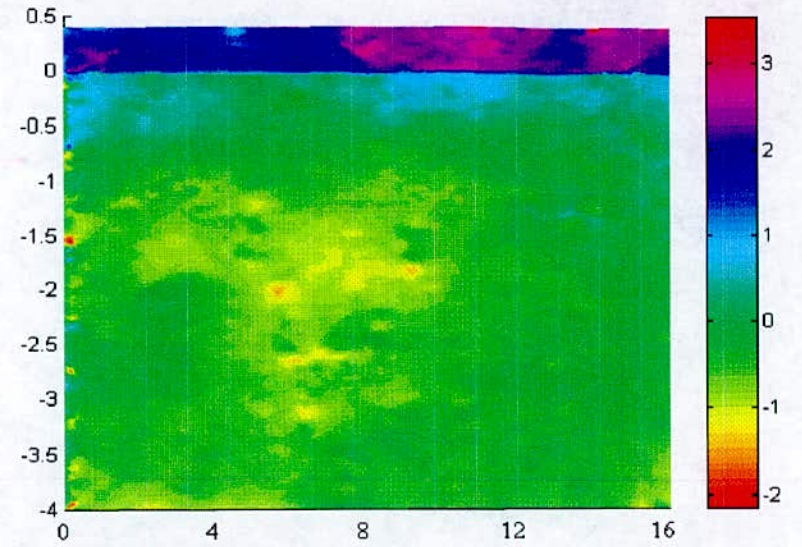


Figure IV.14A : Contrainte tangentielle $\sigma_{\theta\theta}$

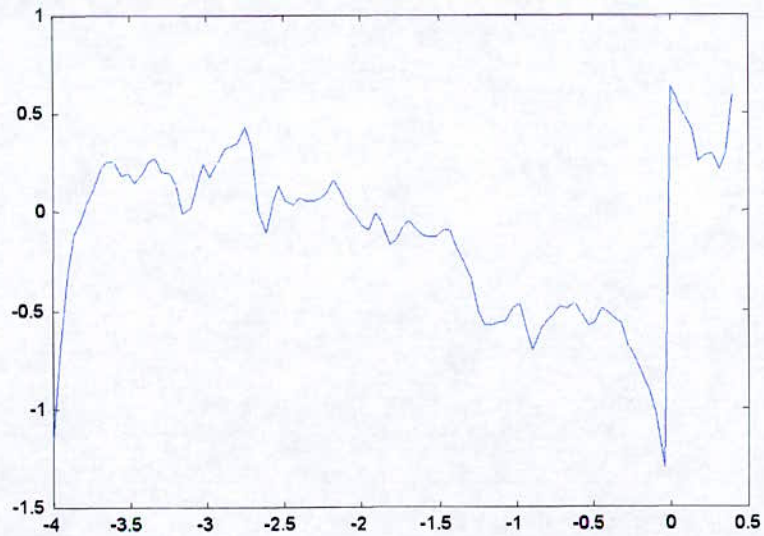


Figure IV.15A : Contrainte radiale σ_{rr} selon z en $r=6\text{mm}$

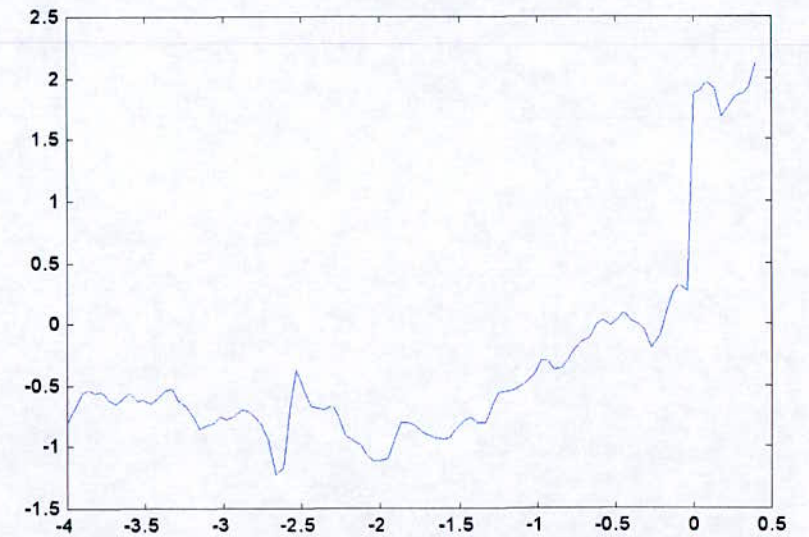


Figure IV.16A : Contrainte tangentielle $\sigma_{\theta\theta}$ selon z en $r=6\text{mm}$

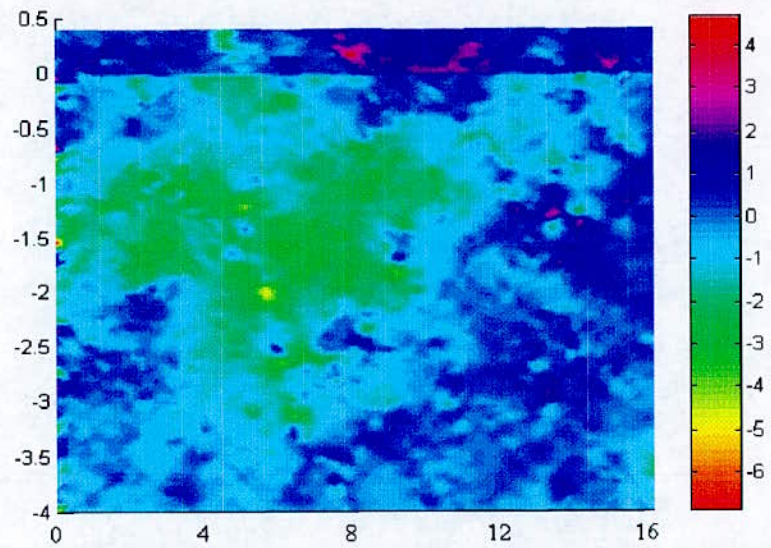


Figure IV.17A : Contrainte verticale σ_{zz}

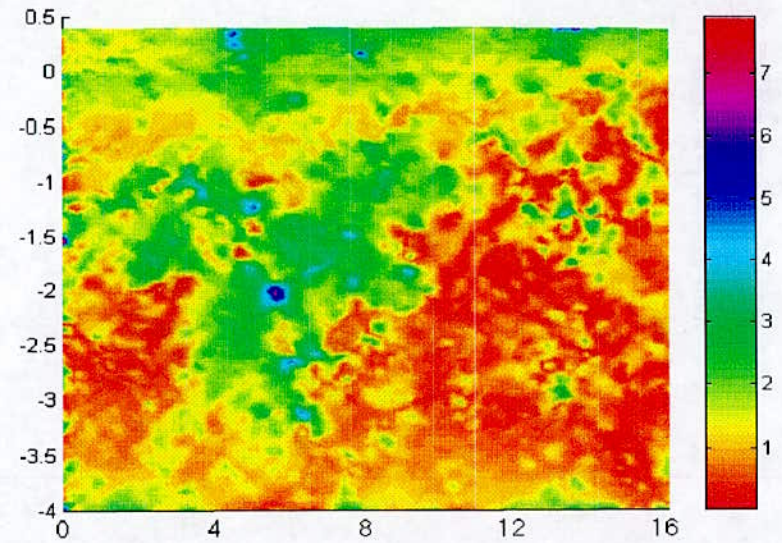


Figure IV.18A : Contrainte équivalente de Von Mises

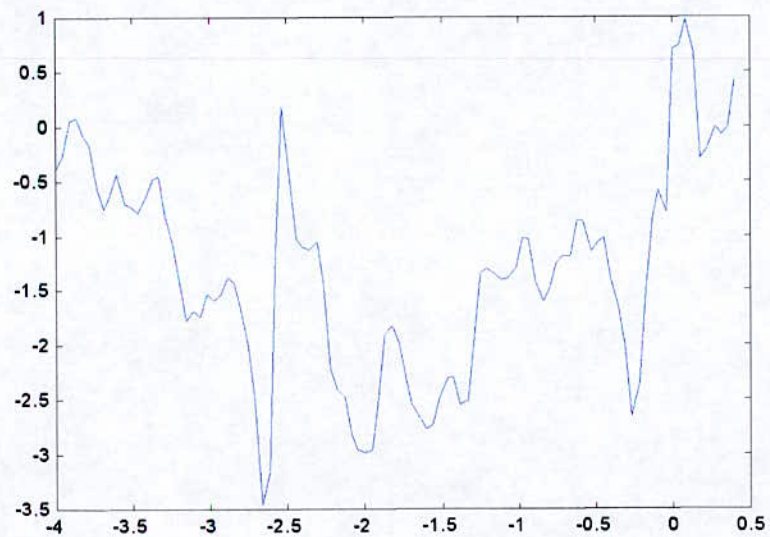


Figure IV.19A : Contrainte verticale σ_{zz} selon z en $r=6\text{mm}$

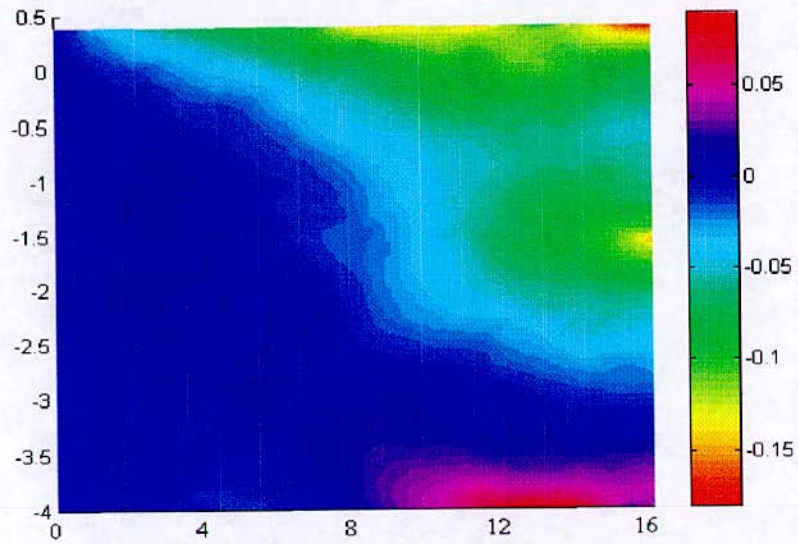


Figure IV.1B : Déplacement radial

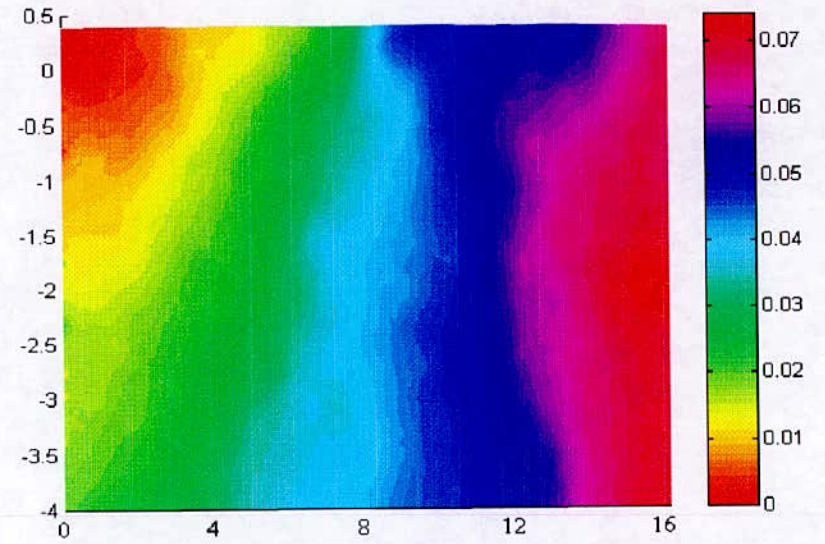


Figure IV.2B : Déplacement vertical

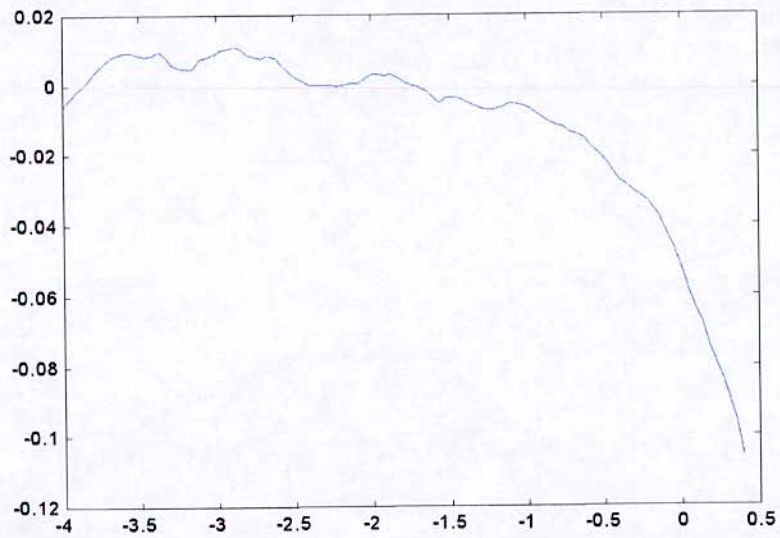


Figure IV.3B : Déplacement radiale U selon z en $r=6\text{mm}$

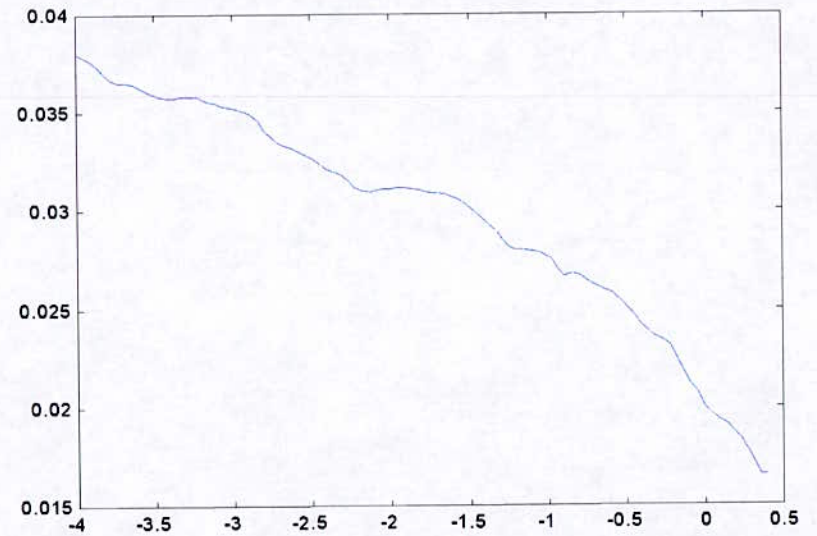


Figure IV.4B : Déplacement vertical W selon z en $r=6\text{mm}$

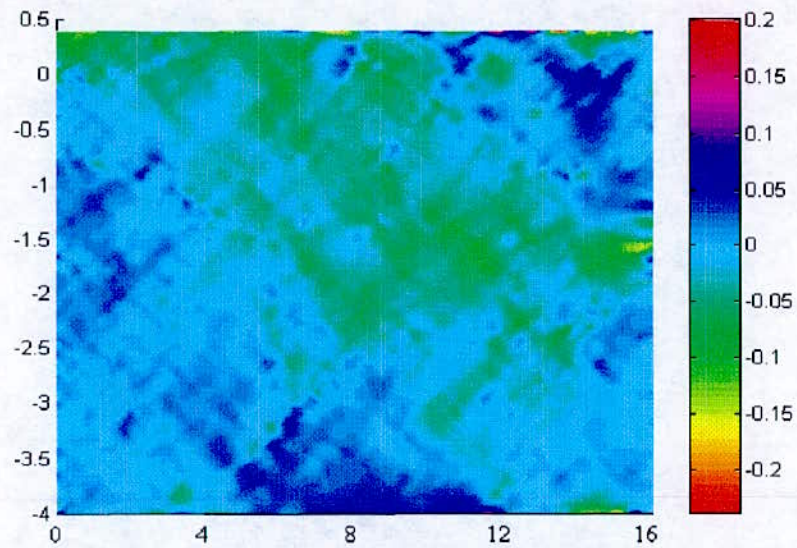


Figure IV.5B : Déformation radiale e_{rr}

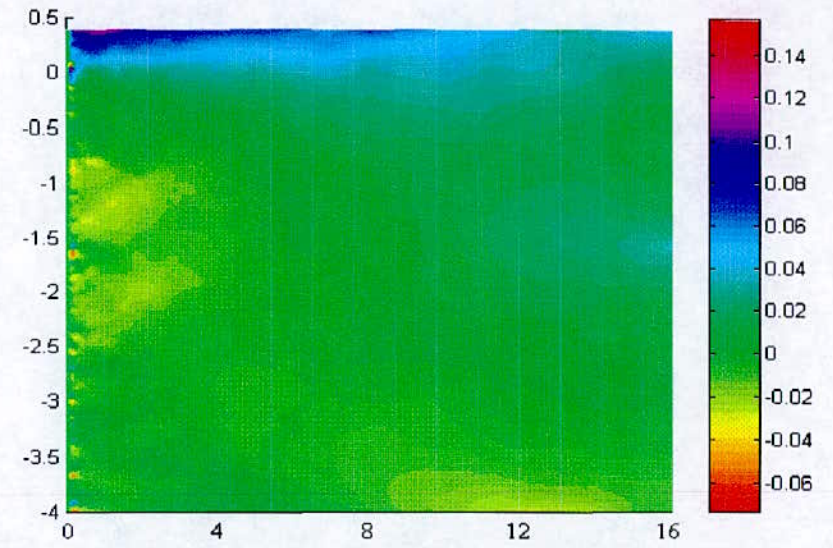


Figure IV.6B : Déformation tangentielle $e_{\theta\theta}$

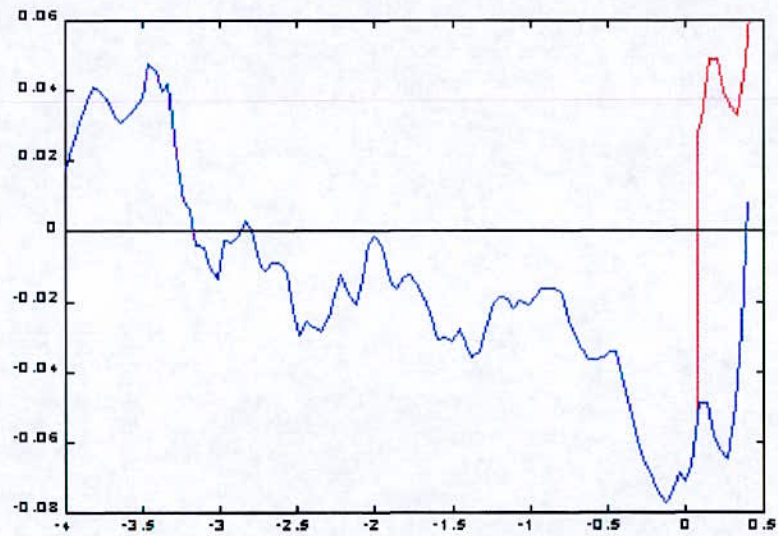


Figure IV.7B : Déformation radiale e_{rr} selon z en $r=6\text{mm}$

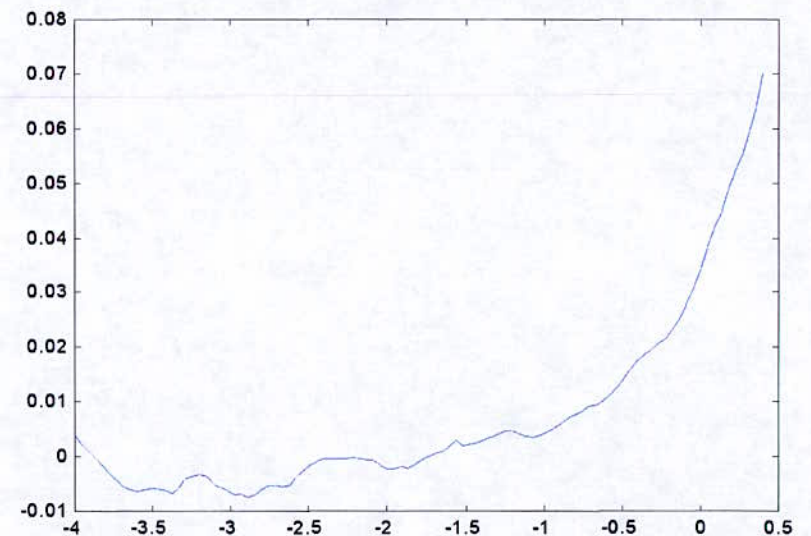


Figure IV.8B : Déformation tangentielle $e_{\theta\theta}$ selon z en $r=6\text{mm}$

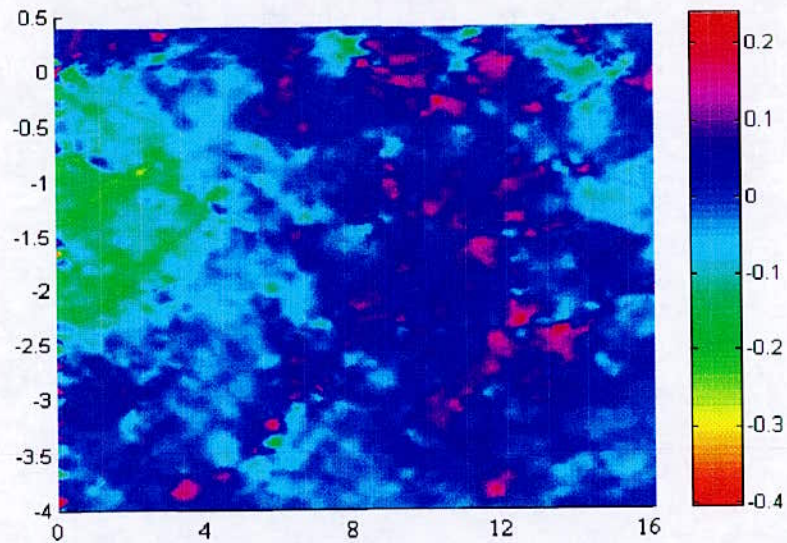


Figure IV.9B : Déformation verticale e_{zz}

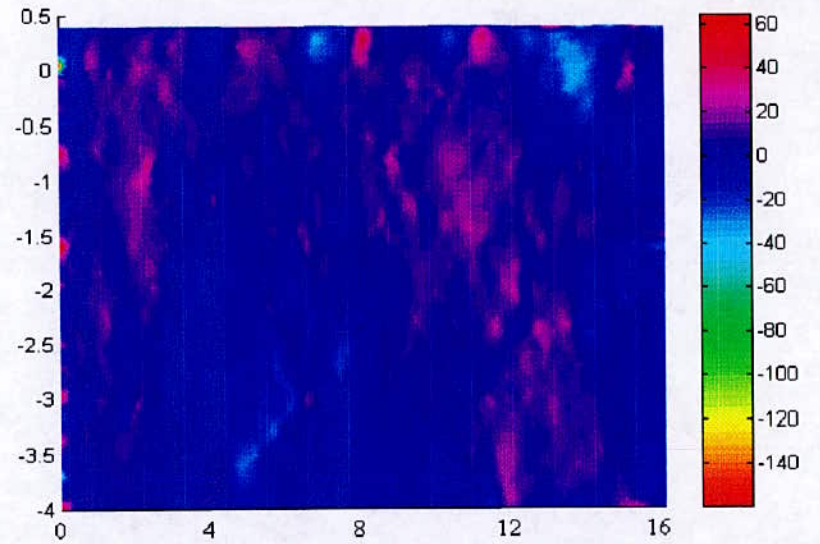


Figure IV.10B : Déformation de glissement e_{rz}

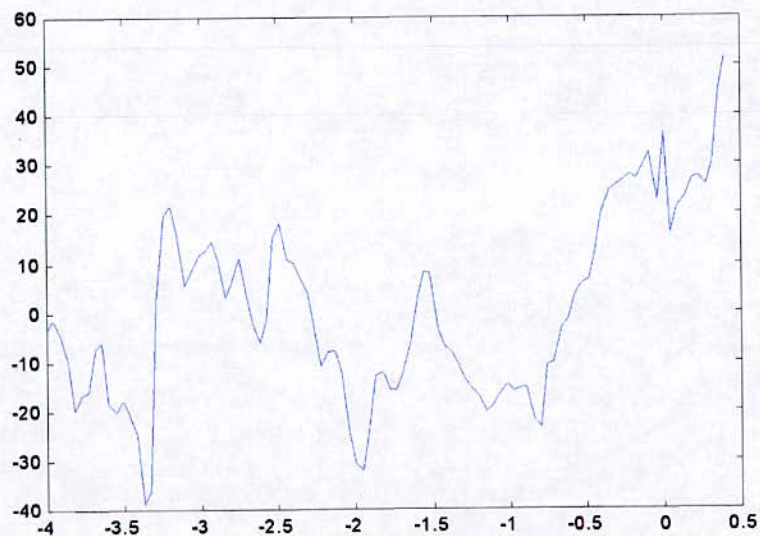


Figure IV.11B : Déformation verticale e_{zz} selon z en $r=6\text{mm}$

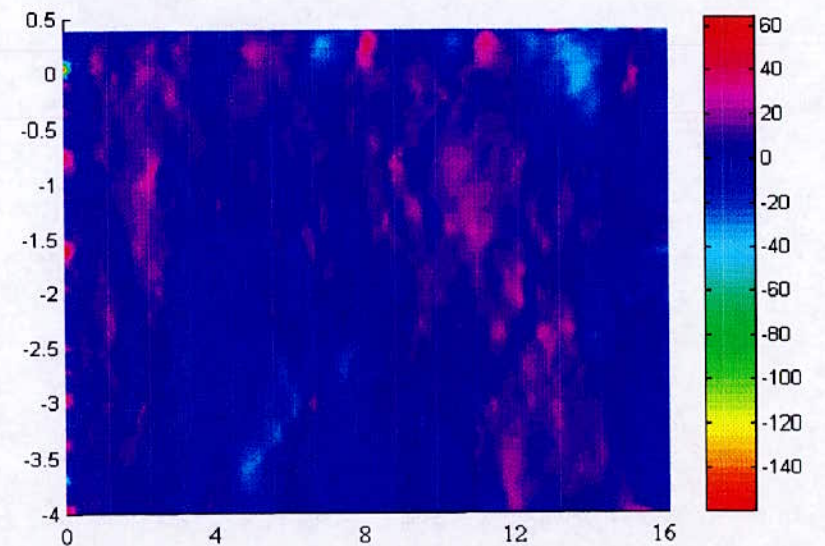


Figure IV.12B : Contrainte de cisaillement σ_{rz}

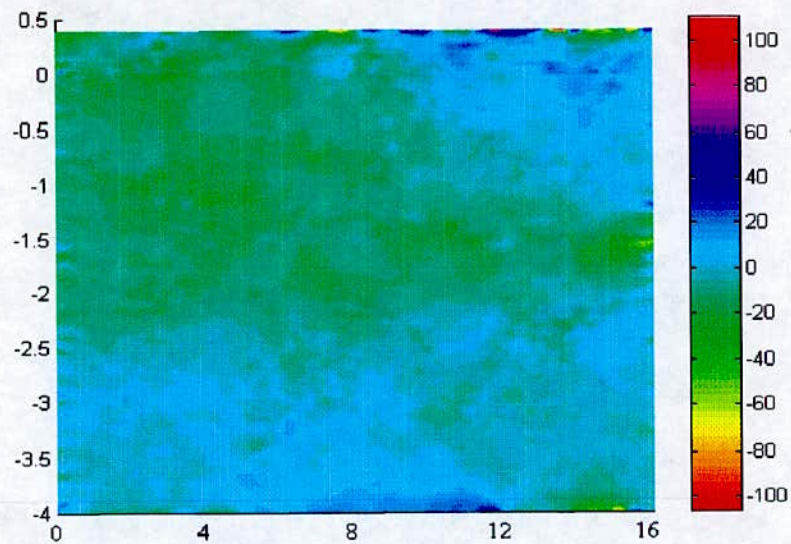


Figure IV.13B : Contrainte radiale σ_{rr}

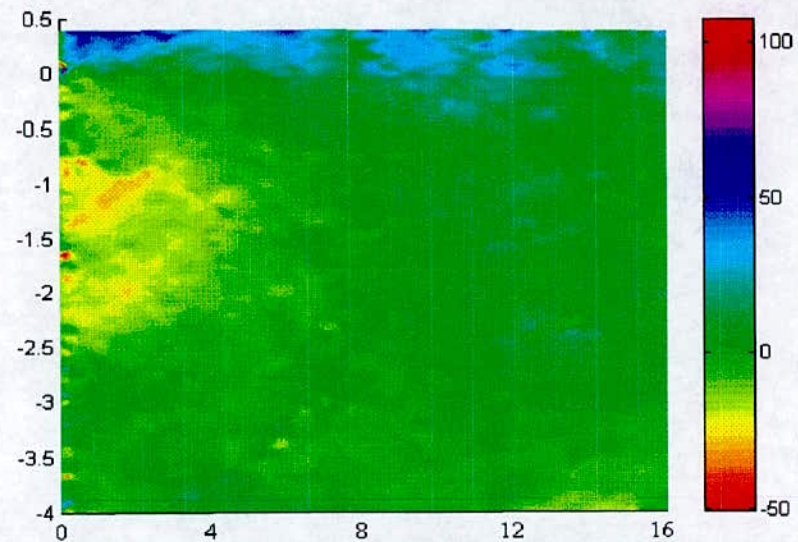


Figure IV.14B : Contrainte tangentielle $\sigma_{\theta\theta}$

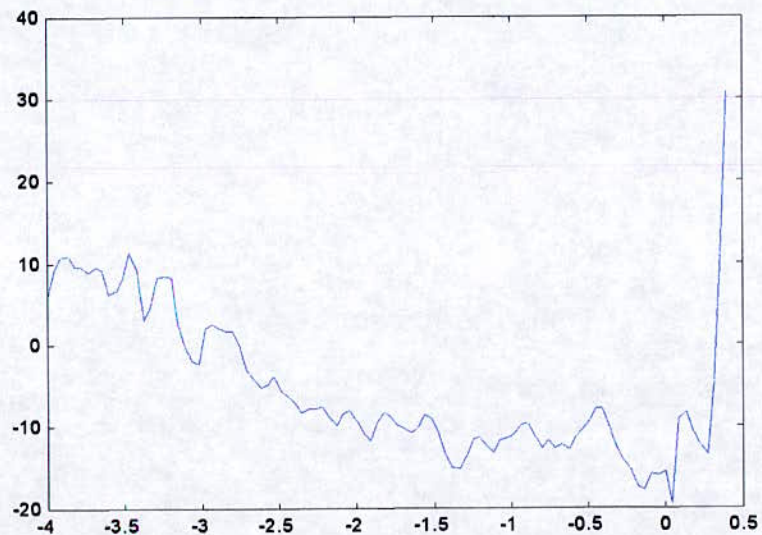


Figure IV.15B : Contrainte radiale σ_{rr} selon z en $r=6\text{mm}$

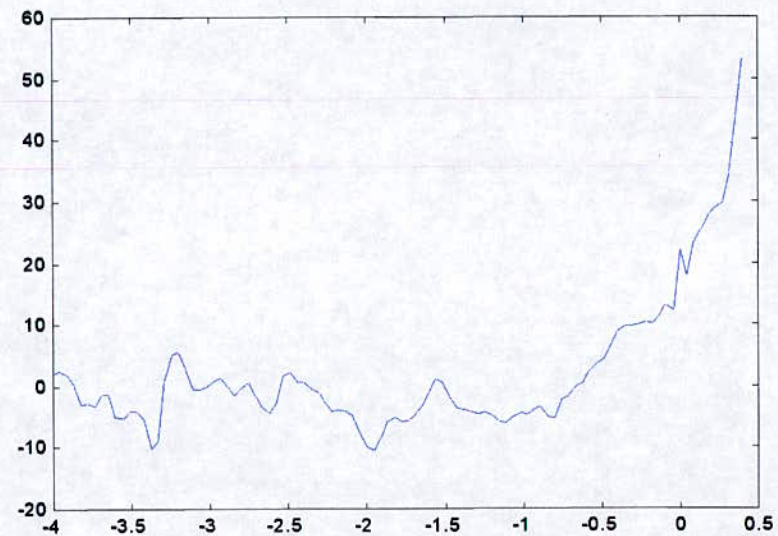


Figure IV.16B : Contrainte tangentielle $\sigma_{\theta\theta}$ selon z en $r=6\text{mm}$

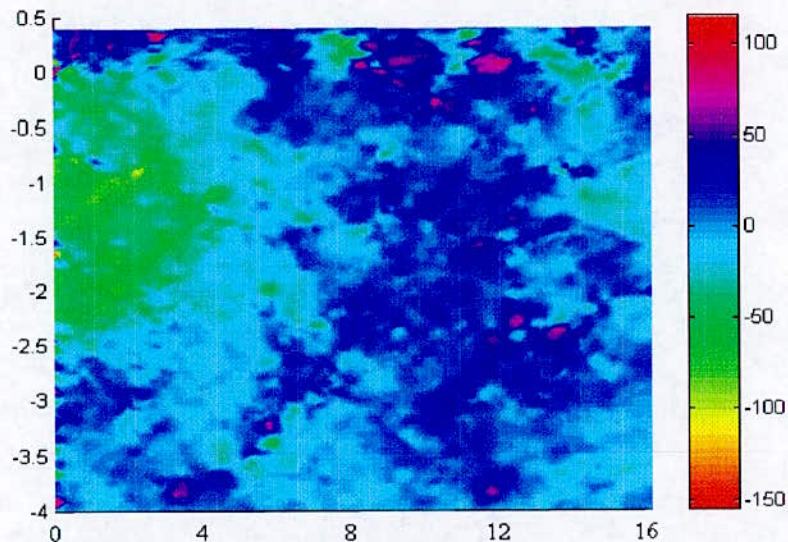


Figure IV.17B : Contrainte verticale σ_{zz}

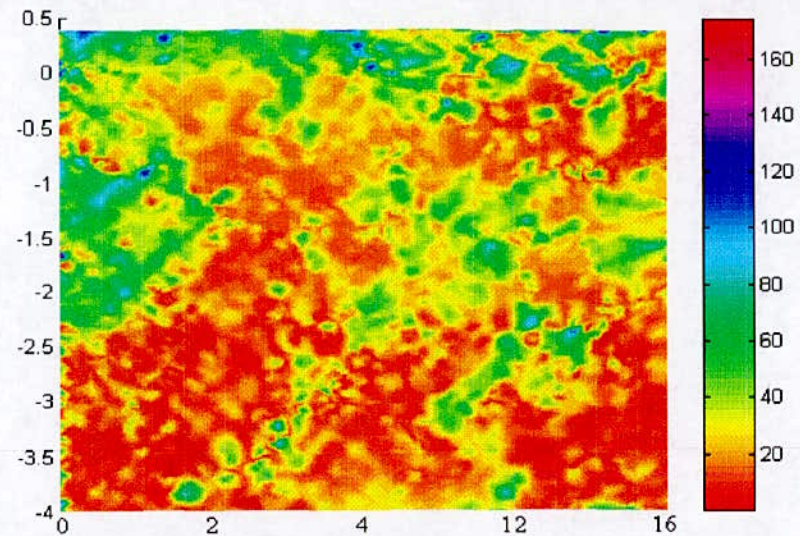


Figure IV.18B : Contrainte équivalente de Von Mises

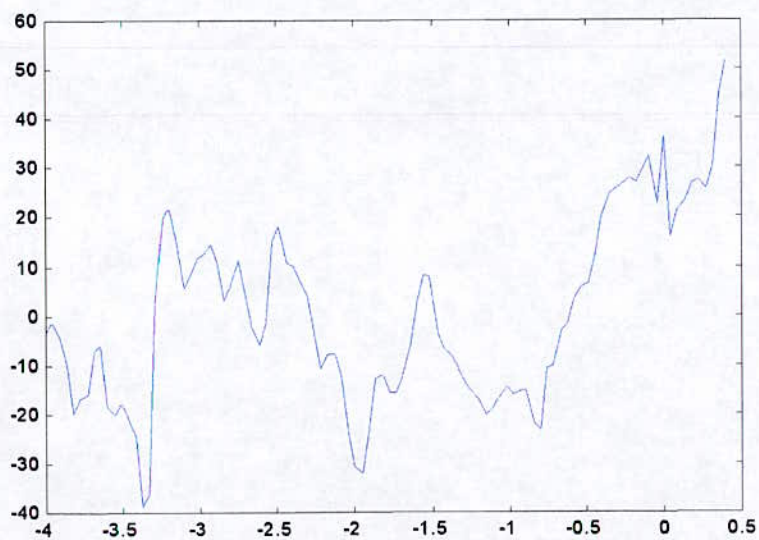


Figure IV.19B : Contrainte verticale σ_{zz} selon z en $r=6\text{mm}$

IV.4. Interprétation des résultats :

Si l'on observe les figures IV.1 et IV.3 des groupes A et B on remarque que les déplacements radiaux sont strictement négatifs dans les dépôts. Ceci est normal dans la mesure où le dépôt s'est rétracté après refroidissement. Ces déplacements sont par contre alternés dans le substrat. La cohésion de l'assemblage impose la continuité des déplacements. Le substrat est donc déformé par la rétraction du dépôt qui le comprime à son voisinage. Cela provoque la flexion de l'assemblage et la surface libre du substrat est étirée. D'où l'alternance du déplacement.

On doit aussi noter la profondeur de la compression. Elle est environ trois fois plus importante dans le cas B. En effet, le dépôt de molybdène est plus dure et, pour une rétraction libre presque égale à celle du cas A, exerce une force plus importante sur le substrat et y induit de plus grandes déformations. Une épaisseur de dépôt plus importante augmente aussi la flexion. Les déplacements verticaux (figures IV.2 et IV.4 A/B) permettent d'apprécier l'élévation des coins dues à la flexion de l'éprouvette.

La déformation radiale totale (figures IV.5 et IV.7 A/B) n'est pas représentative du problème. Sur les figures IV.7A/B, on établit à la déformation élastique en soustrayant la déformation thermique τ dans le dépôt (en rouge). On observe une discontinuité au niveau de l'interface. Dans le dépôts, il y a étirement. Le substrat étire le dépôt en empêchant sa rétraction complète. Inversement, le substrat est comprimé par l'effort de rétraction du dépôt. Pour des épaisseurs de dépôt plus élevées, la flexion plus importante permet une meilleure rétraction de la face libre du dépôt et la diminution de la déformation radiale y est plus significative que dans ns résultats.

L'importance de la déformation tangentielle (figures IV.6 et IV.8 A/B) dans le dépôt reflète la symétrie du problème. On note un étirement important dans le dépôt. Tous les points de l'assemblage ne se déplacent que radialement et verticalement. Mais la déformation thermique est identique pour les trois directions. Or, dans le cas du déplacement tangential, aucune flexion n'intervient. Seul l'apparition d'une fissure radiale sur le dépôt pourrait diminuer la déformation tangentielle.

La déformation verticale (figures IV.8 et IV.10 A/B) est importante dans le substrat, près de l'axe vertical et sous l'interface. Cette répartition résulte de la compression et flexion. Le

dépôt comprime le substrat à l'interface, il y induit alors une déformation verticale négative. La flexion contre-balance cette déformation, mais seulement à mesure que l'on s'éloigne de l'axe. De plus, la flexion aurait plutôt tendance à repousser cette zone vers le bas. Quant au glissement selon le plan $-O, r, z-$, il reflète essentiellement la flexion, par la contrainte de cisaillement en $r-z$ qui lui est directement proportionnelle.

La contrainte radiale (figures IV.14 et IV.16 A/B) est caractéristique dans le cas A. Le dépôt n'est pas assez dur pour fléchir notablement l'assemblage et l'inversion de la contrainte radiale est bien nette à l'interface. On voit bien que le dépôt est en traction alors que le substrat est en compression, comme il a été dit plus haut. Dans le cas B, la flexion importante donne un état de contrainte plus complexe à la périphérie et sur l'axe. Cependant, en calculant les contraintes selon z sur un rayon assez loin des zones perturbées, le profil de contrainte est identique (figure IV.16B).

La contrainte tangentielle (figures IV.14 et IV.16 A/B) montre, en corrélation avec la déformation associée, la tendance à la fissuration radiale d'un dépôt en forme de disque. Pour un matériau dur (B) elle s'intensifie à l'axe et prédit l'initiation de la fissuration radiale sur l'axe, en accord avec l'expérience.

La contrainte verticale (figures IV.17 et IV.19 A/B) présente aussi une discontinuité à l'interface. Cela correspond surtout à la discontinuité des propriétés mécaniques en ce lieu. Elle illustre bien la réaction du substrat à la flexion.

Un résultat additionnel permet d'avoir une idée sur l'ampleur des contraintes résiduelles dans l'assemblage, c'est la contrainte de Von Mises (figures IV.18 A/B). On voit bien que dans le cas B, le chargement est important dans presque la totalité du volume. Alors que dans le cas A, le chargement n'est important que dans et près du dépôt. Ceci est en relation avec la déformation équivalente (proportionnelle à la contrainte du même nom) qui est plus répandue pour de grandes déformations.

CONCLUSION GENERALE

Conclusion générale

L'objectif de cette étude était principalement la détermination des contraintes résiduelles au sein d'un matériau métallique, en l'occurrence l'acier 35CD4 traité superficiellement par projection thermique.

Le calcul par simulation mathématique de l'état de contraintes a concerné deux types de dépôts réalisés sur cet acier. Il s'agissait d'abord d'un revêtement en aciers au chrome-nickel et au chrome-manganèse et ensuite d'un revêtement en molybdène.

D'un point de vue technico-mathématique, on a pû montrer que le simulateur proposé s'adapte bien à la quantification du phénomène étudié. La méthodologie suivie, même avec les hypothèses faites est donc correcte et par conséquent le calcul des contraintes et des déformations pour des matériaux traités en surface même par d'autres procédés peut être pris en charge sans avoir recours aux méthodes expérimentales.

Du point de vue mécanico-métallurgique, les résultats obtenus pour les deux cas ont montré que pour une épaisseur significative du dépôt ou un dépôt en contrainte de traction élevé, la flexion de l'assemblage induit un état de contrainte complexe. Nous pouvons aussi préciser les zones les plus susceptibles de se fissurer en évaluant les différentes contraintes y siégeant. Ainsi, malgré les simplifications introduites, les résultats obtenus représentent des indications valables pour l'expérience.

Il serait souhaitable que le modèle mathématique puisse être d'abord développé pour des géométries aussi diverses que complexes et puis pouvoir intégrer les comportements visco-plastiques pour des dépôts en plusieurs étapes afin de prendre en compte l'état réel des matériaux traités en surface.

BIBLIOGRAPHIE

Bibliographie

[1] : G. MONTAVON, B. HANSZ, C. CODDET, F. TOURENNE et F.KASSABJI :

Les applications industrielles de la projection thermique : Marché et domaines sectoriels; Cahiers de l'Ingénierie n° 67 - Mars 1998.

[2] : G. ENGLAND :

Thermal spray coatings ; [<http://members.aol.com/getsc/homepage.htm>], Avril 2000.

[3] : J. LEMAITRE et J.L. CHABOCHE :

Mécanique des matériaux solides ; Ed. DUNOD (1985), Paris.

[4] : A.HAMEL :

Contribution à l'étude de la microplasticité des métaux et alliages ; Rapport DEA, Lyon , Physique des matériaux – Juillet 1977,p.103.

[5] : A.HAMEL, J.CHICOIS , R.FOUGERES ET M.THEOLIER :

Dispositif expérimental pour la détermination de la contrainte interne dans le domaine des déformations microplastique ;S.Phys.E.,Sci.Instrum.,vol.14,1981,p.1368-1372.

[6] : A.B. VANNES:

Analyse des incompatibilités des déformations plastiques résultant d'un écrouissage modéré à l'aide des contraintes internes et des textures cristallines; Thèse de doctorat ès-science, Université Claude Bernard, Lyon 1, INSA, Juin 1978,p.226.

[7]: G.MAEDER, J.L. LEBRUN ET J.M. SPRAVEL:

Caractérisation mécanique des surfaces par diffraction X. Matériaux et techniques, Avril-Mai 1981, p.139-149.

[8]: **J.M. SPRAUEL:**

Détermination des contraintes résiduelles par DDX : Théorie généralisées de l'analyse ; Formation continue, ENSAM – Paris, 1991.

[9] : **SULZER METCO :**

Understanding residual stress in thermal spray coatings ; Tech. Tip n°13, Tech. Papers – Sulzer Metco home site, Novembre 1999.

[10] : **J. HERNANDEZ :**

Etude de structures bi-métalliques réalisées à l'aide de faisceaux de haute énergie (PLASMA, PTA, LASER), Détermination et modélisation des contraintes résiduelle ; Thèse de doctorat és-science. INSA de Lyon. Novembre 1986.

[11] : **G.MAEDER, J.L. LEBRUN, J.M. SPRAUEL :**

Détermination des contraintes résiduelles par diffraction des rayons X ; Edition ENSAM – Paris 1987.

[12] : **VISHAY MICROMESURES :**

Mesure des contraintes résiduelles par la méthode du trou ; NT 47 D, 1990.

[13] : **D.KAPLAN :**

Les méthodes de mesure de contraintes résiduelles par trépanage et par enlèvement de couches ; IRSID. RE. 1164 . 1983

[14] : **D. ROSENTHAL, J.T. NORTON :**

A method of measuring triaxial residual stresses of plates ; Journal of American Welding Society n°24 – 1983.

[15] : **R.P. FRICK, G.A. GURTMAN, H.D. MERIWETHER :**

Experimental determination of residual stresses in orthotropic material ; Journal of Materials. 1967.

[16] : **M. LARACINE, Mme LORMAND, M. VANNES :**

Adaptation de la méthode d'enlèvement de couches à la détermination des contraintes résiduelles dans le cas de revêtements céramique épais ; Contraintes résiduelles et nouvelles technologies, CETIM – Septembre 1990.

[17] : **S. MESAUDI:**

Etude de l'influence de la vitesse de refroidissement sur le comportement et les propriétés mécaniques d'un multimatériau réalisé par projection thermique ; Thèse d'ingénieur, Département de Métallurgie ENP. Septembre 1995.

[18] : **T. ISHIDA, K. SETOGUSHI, K. HIRAKI:**

Thermal stress and residual stress control of thermally sprayed 80Ni20Cr coating; JSME, Series A : Solid mechanics and material engineering, Vol.42 Num.1 p.119-125. 1999.

[19] : **J. DEVAUX, J.B. LEBLOND, J.C DEVAUX:**

Possibilités offertes par un logiciel simulant les effets dus au soudage ; Conférence sur les contraintes résiduelles des constructions soudées, CETIM 1987.

[20] : **J. COURBON:**

Cours de résistance des matériaux ; ED. Dunod ????.

[21] : **E.G. THOMSEN, I. CORNET, I. LOTZE, J.E. DORN:**

Investigation on the validity of an ideal theory of elasto-plasticity for wrought aluminium alloys ; NACA Tech. Note n°1552 . Juillet 1948.

[22] : **S.S. MANSON:**

Les contraintes d'origine thermique ; Dunod, Paris. 1967.

[23] : **I. ZIENKIEWICZ:**

La méthode des éléments finis; ?????????.

[24] : **Y. FARONG, S. HUADONG:**

Transient temperature fields and residual stress fields of metallic materials under welding ;
Département of basic sciences. Shaanxi Institute of Mechanical Engineering, Xi'an, China 1995.

[25] : **M.B. MILLENSON, S.S. MANSON:**

Determination of stresses in gas turbine disks subjected to plastic flow and creep ;NACA report
n°906,1948.

[26] : **A. R. GOKHMAN, E. A. ASNIS, P. A. BRYUKHANOV, V. K. SOBOKAR, O.D. SERGUNOVA:**

Residual stress of gas thermal coatings ;Russian Metallurgy, Vol.5 P.129-133. 1998.

[27] : **D. ZHU, R. A. MILLER:**

Influence of high cycle thermal loads on thermal fatigue behavior of thick thermal barrier coatings ;NASA Tech. Paper n°3676. 1997.