

UNIVERSITE DE LIMOGES
Faculté des Sciences
ECOLE DOCTORALE Science-Technologie-Santé
UNIVERSITE DE SHERBROOKE
Faculté de Génie

Août 2005

Thèse N°

Thèse de Doctorat / PhD

**MODELISATION ET DIAGNOSTIC DE BARRIERES
THERMIQUES SOUS CHARGEMENT THERMIQUE
CYCLIQUE**

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE SHERBROOKE (Canada)

Spécialité : Génie Chimique

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES (France)

Spécialité : Sciences des Matériaux Céramiques et Traitements de Surfaces

Présentée et soutenue par

Philippe ROBIN

Le 15 Août 2005

Thèse dirigée par : P. Fauchais, F. Gitzhofer, M. Boulos

Président	R.MASMOUDI	Université de Sherbrooke, Québec, Canada
Rapporteurs	C. MOREAU	IMI – CNRC, Boucherville, Québec, Canada
	M. HOGGE	Université de Liège, Wallonie, Belgique
Jury	D. GRAVELLE	Université de Sherbrooke, Québec, Canada
	M. BOULOS	Université de Sherbrooke, Québec, Canada
	P. FAUCHAIS	Université de Limoges, France
	F. GITZHOFER	Université de Sherbrooke, Québec, Canada
	M. VARDELLE	Université de Limoges, France

RÉSUMÉ

Les revêtements céramiques sont fréquemment employés comme couche de protection des matériaux de structure dans de nombreuses applications mécaniques, thermiques et/ou chimiques. Ce sont leurs propriétés spécifiques de dureté, de résistance passive à l'agression chimique ainsi que leur basse conductivité thermique qui les prédisposent à ces applications. En retour ces propriétés spécifiques se payent par une tenue aux chocs mécaniques et thermiques relativement faible. Le travail présenté dans cette thèse porte sur l'étude des dégradations des revêtements céramiques oxydes du type de barrière thermique (Thermal Barrier Coating, TBC) lorsqu'il subissent des chocs thermiques cycliques. Un modèle mathématique a été développé à cet effet à l'aide du code de calcul Cast3M permettant de résoudre les équations aux dérivées partielles par la méthode des éléments finis. L'analyse numérique a permis de calculer les champs de températures et de contraintes au travers des dépôts lors du refroidissement transitoire post déposition, et lors des chocs thermiques. Les résultats du modèle sont couplés à une analyse temporelle et fréquentielle du comportement acoustique des dépôts occasionné par la dégradation de la couche de céramique dans les conditions réelles du cyclage thermique. Ainsi, il a été possible d'associer un paramètre d'endommagement, R_1 , à un comportement acoustique des échantillons pour en tirer une procédure d'estimation de la durée de vie des barrières thermiques.

Mots Clefs : Alumine, Barrière Thermique, Choc Thermique, Cycle Thermique, Contrainte Thermique, Contrainte Thermomécanique, Durée de Vie, Éléments Finis, Émission Acoustique, Zircane Yttriée, Plasma d'Arc.

ABSTRACT

A study was carried out on the behavior of Thermal Barrier Coatings (TBC) under thermal cycling conditions. TBC coatings composed of a bond coat and a YSZ top ceramic layer were subjected to extended thermal cycling under controlled atmosphere using an infrared, computer controlled, furnace. The behavior of the coating was followed using acoustic emission techniques for up to 20,000 heating and cooling cycles. A numerical model based on Finite Element Modeling (FEM) was developed for the computation of the temperature and stress fields within the samples. Both the transient post deposition cooling and the thermal cycling loads are taken into account by the model. The numerical results are compared with the experimental data obtained using the Acoustic Emission (EA) technique under thermal cycling conditions. From the analysis of the results it was possible to identify a unique damage assessment parameter, R_1 , that could be directly linked to the acoustic behavior of samples. This parameter can serve as a reliable indicator of the life prediction of the TBCs under typical operating conditions.

Key words : Acoustic Emission, Alumina, DC Plasma, Finite Element Modeling, Life Assessment, Thermal Barrier Coating, TBC, Thermal Cycling, Thermal Shock, Thermal Stress, Ytria Stabilized Zirconia, YSZ.

REMERCIEMENTS

Je veux tout d'abord remercier mes directeurs de recherche, les professeurs Maher Boulos, François Gitzhofer et Pierre Fauchais pour leur supervision, leurs conseils et encouragements. J'ai grandement apprécié leur disponibilité, leur patience, de même que la confiance qu'ils m'ont accordé lors de l'accomplissement de ce travail.

J'exprime également ma reconnaissance envers les professeurs Michel Hogge, Denis Gravelle et Michel Vardelle ainsi qu'au professeur associé Christian Moreau pour avoir accepté d'être membre du jury et de corriger cette thèse.

Merci à France Auclair, Serge Gagnon, Andrée Paradis et Denis Turcotte pour leur soutien technique et administratif, leur savoir-faire, ainsi que leur amitié.

Mes remerciements vont également au CEA pour l'accès au code Cast3M de calcul aux éléments finis et pour avoir fourni les informations techniques nécessaires à son fonctionnement.

Que tous ceux du département de génie chimique trouvent ici l'expression de ma sincère reconnaissance pour leur gentillesse et leur aide, qui ont rendu mon séjour à Sherbrooke agréable.

Enfin, je tiens tout particulièrement à remercier ma famille, mes amis et tous ceux qui voudront bien se reconnaître ici, pour leurs constants encouragements, leurs conseils pratiques, les discussions fructueuses et pour tout ce qui a permis de mener à terme ce projet.

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ	i
REMERCIEMENTS	ii
TABLE DES MATIÈRES	iii
LISTE DES FIGURES	vii
LISTE DES TABLEAUX	xviii
1. INTRODUCTION	1
2. REVUE BIBLIOGRAPHIQUE	8
2.1 Elaboration et mécanismes de dégradation des barrières thermiques	8
2.1.1 Définition d'une barrière thermique	8
2.1.2 Elaboration des barrières thermiques	11
2.1.3 Mécanismes de dégradation des barrières thermiques	19
2.2 Caractérisation de la durabilité des barrières thermiques	21
2.3 Techniques pour le suivi des dégradations	24
2.3.1 Techniques infrarouges	24
2.3.2 Techniques d'émission acoustique	25
3. METHODOLOGIE EXPERIMENTALE	28
3.1 Montage expérimental	28
3.1.1 Four de tests cycliques	28
3.1.2 Mode de chauffage	31
3.2 Élaboration des échantillons	33
3.2.1 Caractérisation des matériaux de projection	33
3.2.2. Caractéristiques des échantillons	34
3.2.3 Procédés de fabrication	35
3.2.4 Paramètres de déposition	37

3.3 Procédure expérimentale	40
3.3.1 Caractéristiques des cycles thermiques	40
3.3.2 Acquisition et analyse des signaux	42
3.4 Caractéristiques de la chaîne acoustique	44
3.4.1 Définition d'une émission acoustique (EA)	44
3.4.2 Les ondes de surfaces, ondes de Rayleigh	49
3.4.3 Les ondes de plaques, ondes de Lamb	57
3.4.4 Analyse de la nature des ondes dans le substrat	64
3.4.5 Constatation du type d'onde enregistrée	67
3.4.6 Caractérisation du domaine fréquentiel par interférométrie laser	72
3.4.7 Tests à l'aide du marteau dynamométrique	77
4. ETUDES DES EMISSIONS ACOUSTIQUES	80
4.1 Résultats préliminaires	80
4.1.1 Substrat sans dépôt	80
4.1.2 Substrat recouvert de la sous couche d'accrochage	87
4.1.3 Synthèse des tests sur le substrat	93
4.1.4 Echantillon TBC d'YSZ	95
4.2 Etude temporelle du comportement des dépôts céramiques	97
4.2.1 Préambule	99
4.2.2 Cas de l'échantillon TBC d'YSZ	104
4.2.3 Cas de l'échantillon d'YSZ	109
4.2.4 Cas de l'échantillon TBC d'alumine	112
4.3 Etude fréquentielle du comportement des dépôts céramiques	116
4.3.1 Cas de l'échantillon TBC d'alumine	116
4.3.2 Cas de l'échantillon d'YSZ	124
4.3.3 Cas de l'échantillon TBC d'YSZ	133
4.4 Analyse des modes de vibration fondamentaux	136
4.4.1 Spectres des fondamentaux pour l'échantillon TBC d'alumine	137
4.4.2 Spectres des fondamentaux pour l'échantillon d'YSZ	139
4.4.3 Spectres des fondamentaux pour l'échantillon TBC d'YSZ	141

5. ANALYSE NUMERIQUE	144
5.1 Modèle thermique	144
5.1.1 <i>Modèle thermique transitoire</i>	145
5.1.2 <i>Modèle thermique cyclique</i>	150
5.2 Modèle mécanique	159
5.2.1 <i>Considérations sur les éléments finis</i>	159
5.2.2 <i>Formulation mécanique du problème</i>	161
5.2.3 <i>Choix du type d'éléments finis</i>	167
5.2.4 <i>Construction du maillage</i>	174
5.2.5 <i>Conditions de blocage, paramètres d'ajustement</i>	179
5.3 Convergence et validation du modèle numérique	184
5.4.1 <i>Introduction</i>	184
5.4.2 <i>Convergence du maillage</i>	186
5.4.3 <i>Convergence du pas de temps</i>	189
5.4.4 <i>Validation mécanique du modèle</i>	190
5.4.5 <i>Validation thermique du modèle</i>	193
5.4 Analyse du refroidissement post déposition	195
5.4.1 <i>Introduction</i>	195
5.4.2 <i>Profils thermiques du refroidissement transitoire</i>	196
5.4.3 <i>Développement des précontraintes dans l'échantillon TBC d'YSZ</i>	197
5.4.4 <i>Champs de précontraintes dans l'échantillon TBC d'YSZ sur l'axe U_x</i>	200
5.4.5 <i>Champs de précontraintes dans l'échantillon TBC d'YSZ sur l'axe U_y</i>	203
5.4.6 <i>Champs de précontraintes dans l'échantillon TBC d'YSZ sur l'axe U_z</i>	206
5.4.7 <i>Développement des précontraintes dans l'échantillon TBC d'alumine</i>	208
5.4.8 <i>Développement des précontraintes dans l'échantillon d'YSZ</i>	211
5.5 Résultats du cyclage thermique	213
5.5.1 <i>Introduction</i>	213
5.5.2 <i>Profils de températures dépôts dans l'échantillon TBC d'YSZ, axe U_z</i>	214
5.5.3 <i>Variations des contraintes au cours du cycle, échantillon TBC d'YSZ</i>	216
5.5.4 <i>Champs de contraintes dans l'échantillon de TBC d'YSZ, axe U_x</i>	221
5.5.5 <i>Champs de contraintes dans l'échantillon de TBC d'YSZ, axe U_y</i>	224

5.5.6 Champs de contraintes dans l'échantillon de TBC d'YSZ, axe U_z	226
5.5.7 Variations des contraintes au cours du cycle dans la TBC d'alumine	228
5.5.8 Variations spatiales des contraintes, échantillon TBC d'alumine, axe U_z	231
5.5.9 Variations des contraintes au cours du cycle dans l'échantillon d'YSZ	233
5.5.10 Champs de contraintes dans l'échantillon d'YSZ, axe U_z	236
6. SYNTHÈSE, DISCUSSION ET CONCLUSIONS	238
6.1 Synthèse et discussion	238
6.2 Conclusions	247
ANNEXES.1 Propriétés des matériaux	251
A1.1 Conductivité thermique	251
A1.2 Emissivité	251
A1.3. Capacité calorifique	252
A1.4 Dilatation thermique	252
ANNEXES.2 Résultats numériques, Isocontours	253
A2.1 Champs de températures, refroidissement post déposition, $t = 10\text{sec}$	253
A2.2 Champs de températures, refroidissement post déposition, $t = 1000\text{ sec}$	254
A2.3 Champs de contraintes, refroidissement post déposition, $t = 10\text{sec}$	255
A2.4 Champs de contraintes, refroidissement post déposition, $t = 1000\text{sec}$	256
A2.5. Champs de températures, cycle thermique, $t = 5\text{sec}$	257
A2.6. Champs de températures, cycle thermique, $t = 165\text{sec}$	258
A2.7 Champs de contraintes, cycle thermique, $t = 5\text{sec}$	259
A2.8 Champs de contraintes, cycle thermique, $t = 165\text{sec}$	260
BIBLIOGRAPHIE	261

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1 : Coupe transversale de 2 turbines à gaz typiques

Figure 1.2 : Aubes de turbines

Figure 1.3 : Évolution de la température et des matériaux [Alperine, 2001]

Figure 2.1 : Effet du revêtement isolant sur le gradient thermique en régime statique (a) et en régime cyclique (b) [Alperine, 2001]

Figure 2.2 : Micrographie au MEB d'un dépôt commercial de zircone yttrée partiellement stabilisé sur un superalliage N5 obtenu par EB-PVD [Christensen, 1996]

Figure 2.3 : Faciès de rupture d'un dépôt de ZrO_2 -8%_w- Y_2O_3 obtenu par projection à la torche plasma

Figure 2.4 : Faciès de rupture d'un dépôt de NiCrAlY obtenu par projection à la torche plasma

Figure 2.5 : Les 3 principaux constituants d'une barrière thermique. Chacun d'eux évoluent en fonction de leur exposition ou du nombre de cycles

Figure 3.1 : Schéma du banc de test, vue de face (a), vue de côté (b)

Figure 3.2 : Schéma de l'architecture du support des lampes, a, et du montage par paire, b, d'après le fournisseur

Figure 3.3 : Schéma du formage des plaques d'acier inox pour les substrats

Figure 3.4 : Allure générale des échantillons tels qu'introduits dans le banc de tests

Figure 3.5 : Schéma du montage pour la fabrication des échantillons

Figure 3.6 : Variations des températures des surfaces supérieure et inférieure des échantillons en fonction du temps

Figure 3.7 : Mesures expérimentales du flux généré par les lampes, le fluxmètre étant positionné en lieu et place des échantillons

Figure 3.8 : Schéma par bloc du processus de traitement des signaux

Figure 3.9 : schéma du principe d'acquisition des émission acoustique et schéma d'un capteur piézoélectrique

Figure 3.10 : Mode vibratoire des ondes longitudinales et transversales

Figure 3.11 : Amortissement des ondes de Rayleigh le long de surfaces courbes avec R_c/λ_R petit, i.e. inférieur à 5

Figure 3.12 : Amortissement des ondes de Rayleigh le long de surfaces courbes avec R_c/λ_R grand, i.e. supérieur à 50

Figure 3.13 : Amortissement A_2/A_1 en fonction du coefficient d'amortissement excessif γ dans le cas de surfaces courbes d'après Viktorov [Viktorov, p39, 1967]

Figure 3.14 : Différence entre ondes de Rayleigh et ondes de Lamb, mode de propagation symétrique et asymétrique

Figure 3.15 : Exemple de courbes de dispersions d'ondes guidées d'après Guo, 1996

Figure 3.16 : Calcul des domaines d'existence des modes de Rayleigh et des modes de Lamb

Figure 3.17 : Schéma de la méthode de test de validation du type d'onde reçu par les transducteurs

Figure 3.18 : Méthode de la source Hsu Nielsen pour générer des EA

Figure 3.19 : Enregistrement d'une EA générée par la méthode Hsu Nielsen réalisé par les capteurs disposés sur chaque face de la plaque

Figure 3.20 : Enregistrement du signal temporel généré par le bris de la mine sur 15ms et 10MHz de bande passante

Figure 3.21 : Transformation de Fourier de l'enregistrement sur 15ms du signal temporel généré par le bris de la mine

Figure 3.22 : Enregistrement sur 1.5ms du signal temporel généré par le bris de la mine

Figure 3.23 : Transformation de Fourier de l'enregistrement sur 1.5ms du signal temporel généré par le bris de la mine

Figure 3.24 : Transformation de Fourier des enregistrements sur 15ms et 1,5ms

Figure 3.25 : Traces fréquentielles des modes de flexion versus les modes de plaques

Figure 4.1 : Analyse aux Rayons X de la poudre collectée dans le tube

Figure 4.2 : Micrographie de la face arrière de l'échantillon blanc après les tests cycliques

Figure 4.3 : Trace cumulative des EA émises durant les 10 premiers cycles, échantillon blanc

Figure 4.4 : Trace cumulative des EA émises durant la totalité des cycles, échantillon blanc

Figure 4.5 : Spectre fréquentiel des EA produites lors du test sur l'échantillon blanc

Figure 4.6 : Spectre fréquentiel des EA produites lors du test sur l'échantillon blanc, zoom sur les pics secondaires

Figure 4.7 : Spectre fréquentiel des EA produites lors du test sur l'échantillon blanc, zoom sur le contenu du pic à 100kHz

Figure 4.8 : Trace cumulative des EA émises durant la totalité des cycles, échantillon BC

Figure 4.9 : Analyse ATD/TG de la poudre de NiCrAl sous atmosphère oxydante

Figure 4.10 : Analyse ATD/TG de la poudre de NiCrAl sous atmosphère neutre

Figure 4.11 : Croissance de nodules d'alumine à la surface du bond coat durant les tests

Figure 4.12 : Spectre fréquentiel des EA produites lors du test sur l'échantillon BC

Figure 4.13 : Spectre fréquentiel des EA produites lors du test sur l'échantillon BC, zoom sur les pics secondaires

Figure 4.14 : Spectre fréquentiel des EA produites lors du test sur l'échantillon BC, zoom sur les pics inférieurs ou égaux à 100kHz

Figure 4.15 : Échantillon TBC d'YSZ ; Spectre fréquentiel ; 3000 cycles

Figure 4.16 : Type de défauts macroscopiques observés sur les échantillons

Figure 4.17 : TBC₁ enregistrement court terme

Figure 4.18 : TBC₂ enregistrement court terme

Figure 4.19 : TBC₁ enregistrement moyen terme

Figure 4.20 : TBC₂ enregistrement moyen terme

Figure 4.21 : TBC₁ enregistrement à long terme

Figure 4.22 : Délaminage de la couche de zircone

Figure 4.23 : Échantillon YSZ, enregistrement court terme.

Figure 4.24 : Échantillon YSZ, enregistrement moyen terme

Figure 4.25 : Échantillon YSZ, enregistrement long terme

Figure 4.26 : Ecaillage de la surface supérieure de la couche d'alumine

Figure 4.27 : Échantillon TBC d'alumine ; enregistrement court terme

Figure 4.28 : Échantillon TBC d'alumine ; enregistrement long terme

Figure 4.29 : Échantillon TBC d'alumine ; Spectre fréquentiel ; totalité des cycles

Figure 4.30 : Variation du taux d'accroissement de R_N , échantillon TBC D'alumine

Figure 4.31 : Échantillon TBC d'alumine ; Spectre fréquentiel ; période de chauffage

Figure 4.32 : Échantillon TBC d'alumine ; Spectre fréquentiel ; périodes de chauffage

Figure 4.33 : Échantillon TBC d'alumine ; Spectre fréquentiel ; période de refroidissement

Figure 4.34 : Échantillon TBC d'alumine ; Spectre fréquentiel ; période de refroidissement

Figure 4.35 : Échantillon YSZ ; Spectre fréquentiel ; totalité des cycles

Figure 4.36 : Variation du taux d'accroissement de R_N , échantillon YSZ

Figure 4.37 : Échantillon YSZ ; Spectre fréquentiel ; période de chauffage

Figure 4.38 : Échantillon YSZ ; Spectre fréquentiel ; période de chauffage

Figure 4.39 : Échantillon YSZ ; Spectre fréquentiel ; période de refroidissement

Figure 4.40 : Échantillon YSZ ; Spectre fréquentiel ; période de refroidissement

Figure 4.41 : Échantillon TBC d'YSZ ; Spectre fréquentiel ; totalité des cycles

Figure 4.42 : Variation du taux d'accroissement de R_N , échantillon TBC d'YSZ

Figure 4.43 : Échantillon TBC d'YSZ ; Spectre fréquentiel ; période de chauffage

Figure 4.44 : Échantillon TBC d'YSZ ; Spectre fréquentiel ; période de refroidissement

Figure 4.45 : Spectres fréquents des fondamentaux pour l'échantillon TBC d'alumine

Figure 4.46 : Spectres fréquents des fondamentaux pour l'échantillon d'YSZ

Figure 4.47 : Spectres fréquentiel des fondamentaux pour l'échantillon d'YSZ

Figure 5.1 : Modèle thermique pour le premier refroidissement

Figure 5.2 : Modèle pour le cycle thermique

Figure 5.3 : Position des thermocouples dans le tube et sur l'échantillon

Figure 5.4 : Schéma du système de purge (1slpm) et de refroidissement (145slpm)

Figure 5.5 : Maille de référence de l'élément solide hexaédrique à 20 nœuds

Figure 5.6 : Géométrie générale de l'échantillon

Figure 5.7 : Calcul des moments d'inertie dans le cas d'une plaque rectangulaire

Figure 5.8 : Géométrie après suppression des guides d'ondes

Figure 5.9 : Géométrie après suppression des guides d'ondes et des rabats

Figure 5.10 : Maillage final de l'échantillon

Figure 5.11 : Agrandissement du maillage final de l'échantillon où apparaît les liaisons des surfaces communes entre les coques

Figure 5.12 : Maillage des différentes surfaces sur lesquelles s'appliquent les différents coefficients d'échange thermiques calculés ou mesurés

Figure 5.13 : Agrandissement des surfaces de convection et rayonnement

Figure 5.14 : Schéma des conditions de blocage isostatique appliquées au modèle

Figure 5.15 : Schéma des conditions de blocage appliquées sur la plaque d'acier dans le but de simuler l'action du renfort longitudinal

Figure 5.16 : Interprétation géométrique d'une suite géométrique de raison 2 avec $U_0 = 1$

Figure 5.17 : Représentation de la déviation du plan du dépôt mesuré en fonction de l'épaisseur

Figure 5.18 : Convergence du maillage

Figure 5.19 : Convergence du maillage, axe des ordonnées recentré

Figure 5.20 : Convergence du pas de temps, axe des ordonnées recentré

Figure 5.21 : Relation entre la flèche et l'épaisseur relative de céramique

Figure 5.22 : Mesure expérimentale de la flèche des dépôts décollés

Figure 5.23 : Profils de température des faces supérieures et inférieures des échantillons lors du cycle calculé par le modèle

Figure 5.24 : Profils de température des faces supérieures et inférieures des échantillons lors du cycle mesuré par thermocouple

Figure 5.25 : Profils de température des faces supérieures et inférieures durant le refroidissement transitoire

Figure 5.26 : Profils temporels des précontraintes à l'interface sous couche / céramique

Figure 5.27 : Profils temporels des précontraintes au milieu de la couche de céramique

Figure 5.28 : Profils temporels des précontraintes à la surface de la couche de céramique

Figure 5.29 : Profils des précontraintes sur l'axe U_x dans l'échantillon TBC d'YSZ

Figure 5.30 : Profils des précontraintes sur l'axe U_x dans l'échantillon TBC d'YSZ

Figure 5.31 : Profils des précontraintes sur l'axe U_x dans l'échantillon TBC d'YSZ

Figures 5.32 : Profils des précontraintes sur l'axe U_y dans l'échantillon TBC d'YSZ

Figures 5.33 : Profils des précontraintes sur l'axe U_y dans l'échantillon TBC d'YSZ

Figures 5.34 : Profils des précontraintes sur l'axe U_y dans l'échantillon TBC d'YSZ

Figures 5.36 : Profils des précontraintes sur l'axe U_z dans l'échantillon TBC d'YSZ

Figure 5.37 : Profils temporels des précontraintes à l'interface sous couche / alumine lors de l'étape du refroidissement post déposition

Figure 5.38 : Profils temporels des précontraintes au milieu de la couche d'alumine lors de l'étape du refroidissement post déposition

Figure 5.39 : Profils temporels des précontraintes à la surface de la couche d'alumine lors de l'étape du refroidissement post déposition

Figure 5.40 : Profils temporels des contraintes à l'interface sous couche / YSZ lors de l'étape du refroidissement post déposition

Figure 5.41 : Profils temporels des contraintes au milieu de la couche d'YSZ lors de l'étape du refroidissement post déposition

Figure 5.42 : Profils temporels des contraintes à la surface de la couche d'YSZ lors de l'étape du refroidissement post déposition

Figure 5.43 : Profils des températures sur l'axe U_z à différents instants du chauffage et du refroidissement durant le cycle thermique

Figure 5.44 : Profils simplifiés des températures sur l'axe U_z à différents instants du refroidissement durant le cycle thermique

Figure 5.45 : Profils temporels des contraintes à l'interface sous couche / céramique lors du premier cycle dans l'échantillon TBC d'YSZ

Figure 5.46 : Profils temporels des contraintes au milieu de la couche de céramique lors du premier cycle dans l'échantillon TBC d'YSZ

Figure 5.47 : Profils temporels des contraintes à la surface de la couche de céramique lors du premier cycle dans l'échantillon TBC d'YSZ

5.48 : Profils des contraintes sur l'axe U_x dans l'échantillon TBC d'YSZ

Figure 5.49 : Profils des contraintes sur l'axe U_x dans l'échantillon TBC d'YSZ

Figure 5.50 : Profils des contraintes sur l'axe U_x dans l'échantillon TBC d'YSZ

Figure 5.51 : Profils des contraintes sur l'axe U_y dans l'échantillon TBC d'YSZ

Figure 5.52 : Profils des contraintes sur l'axe U_y dans l'échantillon TBC d'YSZ

Figure 5.53 : Profils des contraintes sur l'axe U_y dans l'échantillon TBC d'YSZ

Figures 5.54 : Profils des précontraintes sur l'axe U_z à $t = 165$ sec. dans l'échantillon TBC d'YSZ

Figure 5.55 : Profils temporels des contraintes à l'interface sous couche / céramique lors du premier cycle dans l'échantillon TBC d'alumine

Figure 5.56 : Profils temporels des contraintes à l'interface sous couche / céramique lors du premier cycle dans l'échantillon TBC d'alumine

Figure 5.57 : Profils temporels des contraintes à l'interface sous couche / céramique lors du premier cycle dans l'échantillon TBC d'alumine

Figures 5.58 : Profils des précontraintes sur l'axe U_z à $t = 165$ sec. dans l'échantillon TBC d'alumine

Figure 5.59 : Profils temporels des contraintes à l'interface sous couche / céramique lors du premier cycle dans l'échantillon d'YSZ

Figure 5.60 : Profils temporels des contraintes au milieu de la céramique lors du premier cycle dans l'échantillon d'YSZ

Figure 5.61 : Profils temporels des contraintes à la surface de la céramique lors du premier cycle dans l'échantillon d'YSZ

Figures 5.62 : Profils des précontraintes sur l'axe U_z dans l'échantillon TBC d'YSZ

Figure 6.1 : Profils temporels des contraintes à l'interface sous couche / céramique lors du refroidissement post déposition, a, et lors du cycle, b, pour l'échantillon d'YSZ sans bond coat

Figure 6.2 : Variation du taux d'accroissement de R_N , échantillon d'YSZ et TBC d'alumine

Figure 6.3 : Courbe R_1 -N obtenue à l'aide des deux échantillons TBC d'alumine et YSZ

Figure 6.4 : Résolution graphique de l'estimation de la durée de vie des dépôts

LISTE DES TABLEAUX

TABLEAU 2.1 RESUMÉ DES PROPRIÉTÉS DES MATERIAUX [Evans, 2001]

TABLEAU 3.1 PARAMETRES DE DEPOSITION

TABLEAU 3.2 SYNTHESE DES MESURES AU DPV2000

TABLEAU 3.3 TYPES D'ONDES DANS LES SOLIDES

TABLE 4.1 : PRINCIPAUX CONSTITUANTS DE L'ACIER AISI 304

TABLEAU 4.2 : RÉSULTATS PRÉLIMINAIRES

TABLE 5.1 : COEFFICIENTS D'ÉCHANGE CONVECTIF (W/m^2K) LORS DU REFROIDISSEMENT POST DÉPOSITION

TABLE 5.2 : COEFFICIENTS D'ÉCHANGE PAR RAYONNEMENT (W/m^2K) LORS DU REFROIDISSEMENT POST DÉPOSITION

TABLE 5.3 : COEFFICIENTS D'ÉCHANGE CONVECTIF (W/m^2K) LORS DES CYCLES DE CHAUFFAGE

TABLE 5.3 : COEFFICIENTS D'ÉCHANGE CONVECTIF (W/m^2K) LORS DES CYCLES DE CHAUFFAGE

TABLE 5.5 : COEFFICIENTS D'ÉCHANGE CONVECTIF (W/m^2K) LORS DES CYCLES DE REFROIDISSEMENT

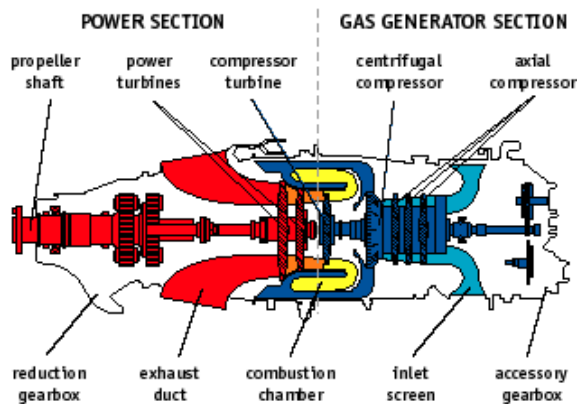
TABLE 5.6 : COEFFICIENTS D'ÉCHANGE THERMIQUE (W/m^2K) PAR RAYONNEMENT DES COTÉS DE L'ÉCHANTILLON LORS DES CYCLES DE REFROIDISSEMENT

TABLE 5.7 : COEFFICIENTS D'ÉCHANGE CONVectif (W/m^2K) DE LA FACE ARRIÈRE
LORS DES CYCLES DE CHAUFFAGE

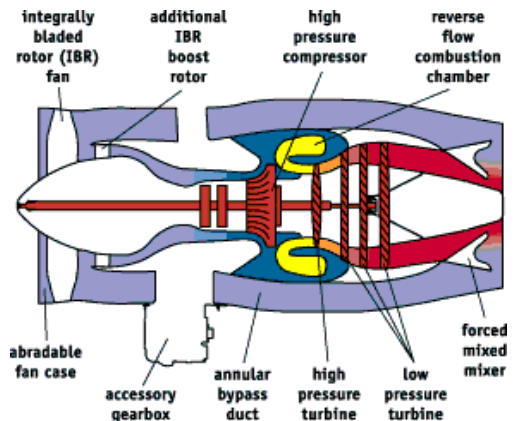
CHAPITRE 1

INTRODUCTION

L'augmentation du rendement des turbines aéronautiques, comme celles présentées en Figure 1.1, ou des turbines terrestres, est depuis plusieurs décennies basée sur l'augmentation de la température de combustion.



Turbo propulseur PT6 Pratt&Whitney



Turbo réacteur PW500 Pratt&Whitney

Figure 1.1 : Coupe transversale de 2 turbines à gaz typiques.

Cette augmentation du rendement ainsi que la diminution de la consommation de carburant qui l'accompagne ne sont envisageables que grâce au développement de nouveaux matériaux technologiquement avancés aptes à supporter des températures de plus en plus élevées [Alperine, 2001]. Les limites thermiques des superalliages employés dans l'aéronautique devenant de plus en plus difficiles à repousser, l'emploi de barrières thermiques fiables et efficaces devient le principal outil d'amélioration des rendements. Il en est de même dans le secteur des turbines terrestres. En 1992 le Département de l'Énergie du gouvernement des États-Unis lance le programme *Advanced Turbine Systems* (ATS) basé sur le développement des turbines terrestres à fort rendement. Les études effectuées ont permis d'aboutir à la conclusion que l'application de barrières thermiques sur les parties chaudes des turbines destinées à produire de l'énergie s'avérait inévitable dans la conception de turbines terrestres à très haut rendement. Dans l'aéronautique où les barrières thermiques sont déjà largement utilisées, les avancées se font

surtout sur les pièces que l'on peut nouvellement protéger par ces barrières. L'Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales (ONERA) en France a récemment rappelé que la principale évolution technologique actuellement recherchée par les motoristes dans les barrières thermiques est leur application sur les parties mobiles les plus chaudes des aubages, là où la température en surface de la céramique atteindrait 1200°C [Mévrel, 2001]. Sur la Figure 1.1 il est aisé de situer la chambre de combustion ainsi que les parties mobiles de la turbine. La Figure 1.2 quant à elle montre en plan rapproché deux aubes de turbines qui, dans la réalité, sont fixées sur les parties mobiles de la turbine.

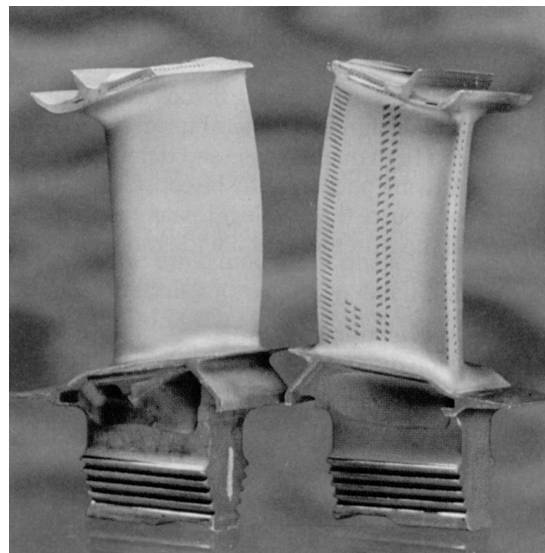


Figure 1.2 : Aubes de turbines

Les principales caractéristiques de ces dépôts céramiques sont [Lombard et coll., 1985] :

- une faible conductivité thermique,
- une bonne stabilité chimique,
- une bonne résistance à la température et à l'érosion.

L'emploi de ces dépôts n'est pas nouveau puisque dès le début des années soixante les barrières thermiques font leur entrée dans les procédés de fabrication des turbines aéronautiques. D'une

manière générale, l'emploi de dépôts céramiques dans les turbines apporte un certain nombre d'avantages qui peuvent se résumer comme suit [Berndt et coll., 1985] :

- amélioration du rendement par augmentation des températures de fonctionnement et par diminution du flux de chaleur entre la chambre et le circuit de refroidissement,
- amélioration de la durée de vie des moteurs par protection des alliages des pièces chaudes contre les agressions thermiques, chimiques et abrasives.

Pratt & Whitney a utilisé des barrières thermiques dans les chambres à combustion de leur moteur JT8D à partir de 1963 [Bose et coll., 1997]. A cette époque, les matériaux utilisés comportent une sous-couche d'accrochage, visant à réduire les différences de coefficient de dilatation entre les différents matériaux, et la couche de céramique elle-même. La céramique employée était une zircone, de formule ZrO_2 , stabilisée par l'ajout de 20% en poids de magnésie, MgO, afin d'éviter tout changement de structure cristalline lors de la montée et de la descente en température. Ce changement de structure implique, par le changement de maille cristalline, un changement de volume de l'ordre de 4%. Cette modification du volume, par l'ajout de nouvelles contraintes mécaniques, conduit inévitablement à une dégradation prématurée du dépôt. La sous-couche d'accrochage est toujours un aluminure de nickel dont la composition varie suivant les applications et aussi l'époque. En 1963 la couche d'accrochage avait une formulation simple du type Ni-Al. Les recherches conduites depuis lors ont orienté les motoristes vers des formulations plus élaborées du type MCrAlY. M peut être du nickel et on parle alors de NiCrAlY, ou bien M peut être un alliage de nickel cobalt et on parle alors de NiCoCrAlY. Y, l'yttrium, est un élément ajouté à la formulation de la sous-couche afin d'améliorer sa tenue à l'oxydation, en favorisant l'accrochage des oxydes à l'interface céramique/couche d'accrochage. La stabilisation de la zircone a elle aussi évolué au cours du temps et des oxydes tels que CaO, CeO₂, MgO et Y₂O₃ furent et sont encore utilisés [Toriz et coll., 1989 ; Tamura et coll., 1999]. Actuellement le consensus pour les applications courantes tourne autour d'un ajout de 6 à 8% en poids d'yttrine, Y₂O₃, afin de stabiliser la maille cristalline en température [Bose et coll., 1997 ; Haynes et coll., 2000]. La figure 3.1 donne une idée des recherches effectuées sur les matériaux dans le but d'augmenter les rendements en présentant un graphique qui relie la température maximum de fonctionnement, les années et le type de matériaux employés.

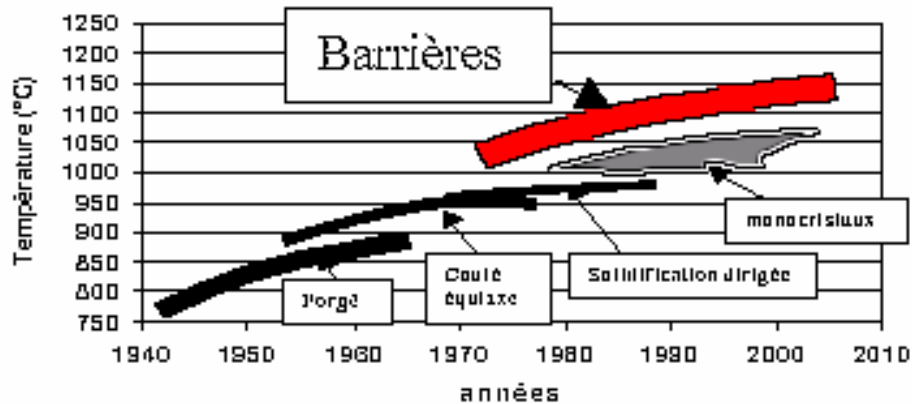


Figure 1.3 :Évolution de la température et des matériaux [Alperine, 2001].

Les agressions extérieures que subissent les dépôts lors du fonctionnement de la turbine conduisent à terme à la fissuration de la couche de céramique, la forme la plus nocive étant un décollement de la couche de céramique près de la sous-couche d'accrochage, là où les contraintes appliquées au dépôt sont les plus importantes. Ces fissurations parallèles à l'interface métal/céramique, donc perpendiculaires au flux de chaleur, constituent la classe de défauts les plus préjudiciables à l'intégrité du matériau. En effet la coalescence et le développement de ces fissures conduisent inévitablement à un décollement partiel du dépôt, ayant pour première conséquence l'apparition d'un point chaud sur le superalliage. Ce décollement peut être par la suite une cause de défaillance mécanique voir même une cause de bris du moteur, avec toutes les conséquences que cela engendre dans le cas d'une turbine aéronautique. Par ailleurs, les parties du dépôt décollées, en raison de la vitesse des gaz au sein de la turbine, peuvent occasionner de graves dommages en impactant les aubes de turbines situées en aval de la chambre de combustion. Ces fissures parallèles au plan du substrat ne sont pas pour autant l'unique mode de fissuration imposé par les contraintes de fonctionnement appliquées au dépôt. On observe aussi beaucoup de fissurations perpendiculaires à l'interface métal/céramique, c'est à dire parallèlement au flux de chaleur. Ce deuxième mode de fissuration est beaucoup moins préjudiciable à la durabilité de la barrière thermique. En effet, ces fissures permettent dans un premier temps le relâchement des contraintes normales planaires internes au dépôt lors la mise en fonction de la turbine et, dans un deuxième temps, favorisent le blocage de la propagation des fissures parallèles à l'interface [Andersson et coll., 1974 ; Berndt et coll., 1989], ces deux effets se combinant dans le sens d'une augmentation de la durée de vie des barrières, tout en diminuant la résistance à

l'oxydation en facilitant la pénétration de l'oxygène par les fissures nouvellement créées. L'oxydation a aussi une influence conséquente sur la durée de vie des dépôts et de la turbine en générale. En effet la migration de l'élément oxygène à travers le dépôt céramique a pour double conséquence d'appauvrir la sous-couche d'accrochage et le superalliage en espèce métallique par diffusion, essentiellement l'aluminium, pour aboutir à la formation d'oxyde d'aluminium Al_2O_3 entre la sous-couche d'accrochage et la couche de céramique ZrO_2 . Cette couche d'alumine a pour effets de modifier la répartition des contraintes au voisinage de la sous-couche d'accrochage et d'apporter une plus grande fragilité au dépôt, l'alumine n'étant pas la céramique offrant la plus grande résistance aux chocs thermiques. Ces deux effets tendent à accélérer la rupture de la barrière par décollement du dépôt céramique. En résumé, les deux principaux facteurs conduisant à la dégradation des dépôts sont les suivants :

- l'oxydation de la sous-couche d'accrochage qui conduit à une nouvelle répartition des contraintes à l'interface [Chang et coll., 1987 ; Brindley et coll., 1990 ; Haynes et coll., 1999 ; Sakurai et coll., 2001].

- l'accommodation entre les différents coefficients de dilatations de chacune des couches constituant le composite [Gupta et coll., 1973 ; Safaï et coll., 1979 ; Berndt et coll., 1986 ; Konzstowicz et coll., 1990 ; Haynes et coll., 2000].

La détection et la discrimination très précoce de ces mécanismes par la reconnaissance de signes avant-coureurs des dégradations représentent le principal défi que l'on se propose de relever dans le cadre de cette thèse de doctorat. L'objectif est donc de mettre au point un protocole expérimental qui nous permette de prédire la durabilité en terme de chargement thermique cyclique des barrières à partir d'un nombre restreint de cycles de tests. La présentation de ce protocole dans son intégralité ainsi que la présentation de la théorie impliquée et des résultats constituent pour l'essentiel l'objectif du présent mémoire. L'élaboration d'un tel protocole repose sur la technique d'émission acoustique. Une émission acoustique (EA) fait référence à la génération d'une onde élastique transitoire due à la libération rapide d'énergie stockée dans une ou plusieurs sources ponctuelles localisées au sein d'un matériau ou une structure [Miller R.K. et McIntire, 1987 ; Beattie, 1983]. La génération de cette onde est un phénomène mécanique dont la source la plus représentative serait la relaxation des contraintes en tête de fissure due à la

propagation de la dite fissure. Une partie de l'énergie ainsi libérée se propage sous forme d'onde mécanique le long du matériau ou de la structure concernée. Il est possible aussi, suivant le même principe, de recevoir des émissions acoustiques provenant d'une déformation mécanique, d'une transformation de phase, de phénomènes de corrosion ou de friction. [Crocker, p797, 1997]. Des senseurs, ordinairement des transducteurs piézoélectriques mais aussi plus récemment des interféromètres lasers, réceptionnent cette vibration mécanique à la surface de la structure ou du matériau testé et la convertissent en signal électrique. Une étude par émission acoustique consiste donc à collecter ces signaux afin de les analyser par la suite avec les outils propres au traitement du signal.

Les tests de durabilité ont donc été conduits dans des conditions de cyclage thermique intense et un four à chauffage par rayonnement a été développé pour le projet. Le choix s'est porté sur un four à chauffage par rayonnement afin de limiter au maximum les facteurs de nuisances inhérents aux autres types de four, spécialement les interactions chimiques et abrasives qu'engendrerait le contact du dépôt avec un jet de plasma ou l'inertie thermique conséquente caractéristique des fours conventionnels. Le chauffage par rayonnement nous permet de chauffer les échantillons par le dépôt et de les refroidir par la face arrière, c'est à dire par le substrat, ce qui nous permet de penser que les échantillons subissent des contraintes thermomécaniques assez proches de celles rencontrées dans une turbine en fonctionnement. Plusieurs échantillons possédant des caractéristiques différentes sont testés à l'aide de ce four. Ces échantillons ont tous été fabriqués au laboratoire à l'aide d'une torche au plasma montée sur un robot. Chacun des dépôts a été réalisé à la pression atmosphérique et sous air. Ces échantillons ont par la suite été soumis à un nombre important de cycles thermiques jusqu'au décollement macroscopique, c'est à dire nettement visible même après une inspection sommaire d'une partie du dépôt. Les signaux émis lors de ces cycles ont été enregistrés et analysés par la suite dans les domaines temporel et fréquentiel en vue d'établir une corrélation entre les types de signaux émis et la durabilité des échantillons. Cette corrélation servira alors de base pour une prédiction de la durabilité de barrières thermiques soumises à des cycles thermiques. Par ailleurs, le classement et l'identification de ces signaux seront utilisés pour discriminer les différents mécanismes de dégradation de barrières thermiques. Ainsi les mécanismes à la base de la dégradation des

barrières dans des conditions de chargement thermique cyclique seront alors mieux connus dans leur ordre chronologique d'occurrence.

Enfin, la mesure des contraintes thermiques générées par les changements continus de température au sein du dépôt n'étant pas aisée, une approche par modélisation a donc été préférée à toute autre tentative d'estimation. Un premier modèle permet de calculer les contraintes post-déposition inhérentes au procédé de fabrication des échantillons tandis qu'un deuxième livre les contraintes du cycle thermique, tout en tenant compte des précontraintes calculées à l'aide du premier.

Cette thèse est constituée de six chapitres. La présente introduction constitue le premier. Une étude bibliographique se rapportant aux sujets qui nous intéressent est menée au chapitre 2. La description précise du montage expérimental, le développement des éléments de théorie et des principes fondamentaux, et, finalement la méthodologie permettant l'acquisition des émissions acoustiques sont présentées au chapitre 3. Les résultats de l'étude par émission acoustique des différents échantillons placés dans les conditions de tests, sont exposés au chapitre 4. Un certain nombre de conclusions préliminaires se rapportant à la partie expérimentale du sujet sont déjà tirées au terme de ce quatrième chapitre.

L'autre volet de ce mémoire, parallèlement à l'étude des émissions acoustiques, est la simulation numérique par éléments finis des champs thermiques et des contraintes existants sous les différentes conditions de tests. Cette étude est proposée au chapitre 5, et l'on trouve à sa fin un certain nombre de conclusions préliminaires se rapportant à la partie théorique du sujet. Le chapitre 6 est, quant à lui, totalement dédié à la synthèse des résultats exposés aux chapitres 4 et 5. On y établit finalement les différents éléments qui démontrent l'existence d'un paramètre d'estimation de la durée de vie avant de conclure sur les travaux accomplis et futurs.

CHAPITRE 2

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE.

Ce chapitre présente un résumé des études que l'on peut trouver dans la littérature qui portent sur le sujet qui nous intéresse. D'une manière générale, les problèmes de durabilité des barrières thermiques étant majeurs pour les motoristes, le nombre de publications portant sur le sujet depuis les vingt dernières années est assez élevé. La revue bibliographique qui va suivre se veut la plus représentative possible mais non exhaustive des travaux déjà conduits sur le sujet. Par ailleurs, les notions essentielles à la compréhension des divers procédés et techniques utilisés dans cette thèse seront aussi abordées.

La première section porte plus particulièrement sur les barrières thermiques en tant que telles ainsi que sur les différents mécanismes de dégradation. La deuxième section est consacrée aux différentes procédures de tests couramment utilisées pour l'estimation de la qualité ainsi que de la durabilité des dépôts céramiques. La troisième section a pour objet la revue des travaux faisant référence à l'utilisation des techniques d'émission acoustique en générale et en particulier dans la caractérisation de la durabilité des Barrières Thermique (BT) que l'on appellera aussi 'Thermal Barrier Coating' (TBC) au cours de cette thèse.

2.1 Elaboration et mécanismes de dégradation des barrières thermiques

2.1.1 Définition d'une barrière thermique

Les barrières thermiques sont actuellement très largement utilisées dans les turbines à gaz, que ce soit dans les turbines pour la propulsion ou dans les turbines pour la production d'énergie [Miller R.A. et coll., 1984 ; Bose, 1995]. Dès le début des années soixante les barrières thermiques font leur apparition dans les procédés de fabrication des turbines aéronautiques. Pratt & Whitney utilise des barrières thermiques dans les chambres à combustion des moteurs JT8D à partir de 1963 [Bose et coll., 1997]. Elles ont depuis fait apparition dans les turbines terrestres, toujours dans un souci d'augmenter le rendement et la longévité. Plus récemment encore, elles ont fait leur apparition dans les moteurs diesels de grande puissance, spécialement déposées sur les têtes de pistons. Dans l'aéronautique, les derniers développements en matière de rendement tendent vers

une réduction du débit des fluides caloporteurs dans les sections chaudes. Ceci a pour effet d'augmenter la charge thermique sur les dépôts isolants.

Une barrière thermique est un matériel isolant suffisamment épais et durable pour supporter un fort gradient de température entre la surface du dépôt et le superalliage refroidi sous jacent. La Figure 2.1 schématise l'effet d'un revêtement isolant sur le gradient thermique en statique et en régime transitoire [Alperine, 2001].

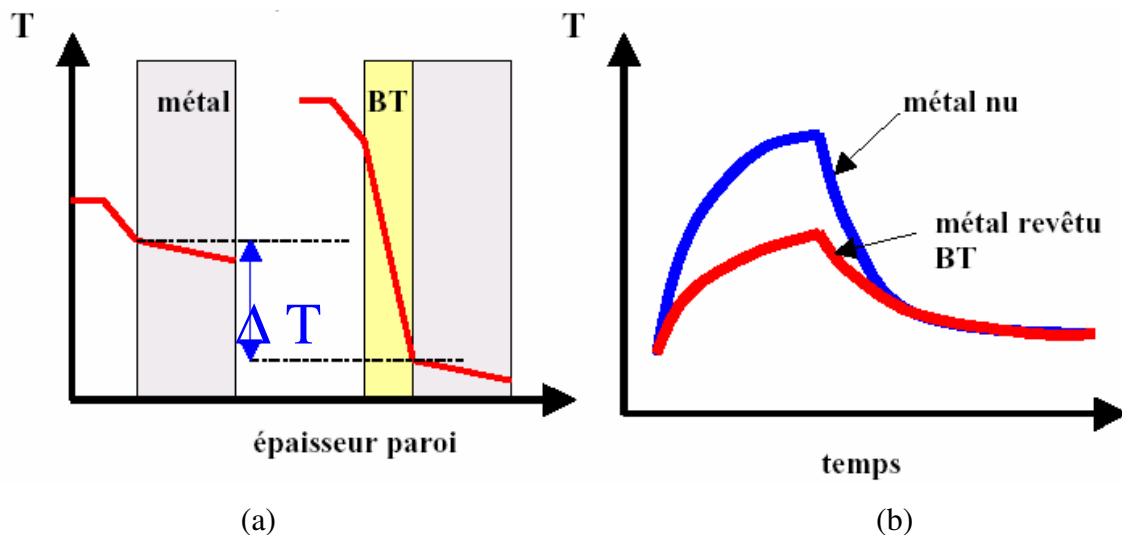


Figure 2.1 : Effet du revêtement isolant sur le gradient thermique en régime statique (a) et en régime cyclique (b). [Alperine, 2001]

La principale propriété d'un revêtement isolant doit donc être en premier lieu sa capacité à tolérer les contraintes thermiques et thermomécaniques générées lors du fonctionnement du système. Typiquement, une barrière thermique est constituée d'une sous couche d'accrochage, un intermétallique ayant des propriétés proches des métaux et des céramiques, afin d'accommoder les différents coefficients de dilatation thermique et afin de bloquer la diffusion d'espèces du substrat. Cette sous couche est recouverte d'un dépôt d'oxyde, l'isolant thermique en tant que tel, d'une épaisseur de l'ordre de 150 à 300 microns dans le cas des turbine à gaz et jusqu'à 2mm dans les applications concernant les moteurs diesels [Beardsley et coll., 1990].

La zircon, ZrO_2 , est actuellement l'oxyde le plus utilisé comme barrière thermique sous sa forme partiellement stabilisée en phase tétragonale (la phase cubique étant aussi présente), par l'addition en solution solide d'Yttrine, Y_2O_3 . Les proportions de cet ajout sont de 6-8% en poids et permettent de stabiliser la phase tétragonale durant le refroidissement. Cette composition est la plus employée car elle montre les meilleurs résultats en terme de résistance à la fracture, ténacité et tenue au cyclage thermique [Okazaki et coll., 2003]. L'ajout d'yttrium en solution solide dans la maille de zircon conduit à l'apparition de lacunes en O^{2-} dans le réseau cristallin. Ces lacunes jouent un triple rôle. En premier lieu les contraintes générées au sein de la maille pour accommoder les lacunes en ions O^{2-} bloquent celle-ci en phase tétragonale prévenant ainsi :

- la transformation en phase monoclinique lors du retour à l'ambiante, la phase basse température thermodynamiquement stable de la zircon,
- la variation de volume de 4% qui l'accompagne et qui provoque en général la destruction du dépôt.

Par ailleurs, l'énergie utilisée pour transformer la phase tétragonale en phase cubique peut être suffisante pour bloquer la propagation d'une fissure au niveau d'un grain. Enfin les lacunes d'oxygène freinent les phénomènes de transfert de chaleur au sein des mailles ce qui se traduit macroscopiquement par une baisse de la conductivité thermique. Ainsi stabilisé, cet oxyde offre le double avantage d'avoir une bonne tenue aux chocs thermiques et une faible conductivité thermique de l'ordre de :

- 2.2-2.6 W/m^2K dans le cas de zircon yttrée dense [Kyongjun et coll., 1999],
- 1.5-1.9 W/m^2K pour une zircon yttrée obtenue par EB-PVD [DeMasi-Marcin et coll., 1989],
- 0.8-1 W/m^2K pour une zircon yttrée déposée par torche plasma [Okazaki et coll., 2003].

La stabilisation de la zircon peut aussi se réaliser à l'aide d'oxydes tels que CaO , MgO , CeO_2 , InO_2 et Sc_2O_3 dans des proportions allant jusqu'à 20% en poids provoquant alors une baisse significative la température de fusion de l'oxyde [Toriz et coll., 1989 ; Tamura et coll., 1999]. Il

existe aussi des oxydes aux formulations complexes qui possèdent des valeurs de conductivité thermique plus basse mais leur instabilité structurale en température ne les rend pas réellement viables en tant que barrières thermiques.

Une barrière thermique n'étant pas à proprement parlé un système statique, la valeur de la conductivité thermique peu augmenter de façon importante tout au long de la période de service. Une exposition prolongée de la couche d'oxyde à des températures de l'ordre de 1100°C conduit à un phénomène de frittage et de densification de la couche de céramique, augmentant la conductivité et superposant un nouvel état de contraintes appelé contrainte de frittage. Ces contraintes ne semblent toutefois pas assez importantes pour provoquer une délamination et/ou un décollement d'une partie du dépôt [Hutchinson et coll., 2001]. Dans le cas de la zircone yttrée de formule ZrO_2 -8%w- Y_2O_3 et pour des températures supérieures à 1250°C des changements de phases, et donc des changements de volume, accompagnent le phénomène de frittage et rendent hasardeuse la bonne tenue du dépôt. Des températures de surface de 1200°C apparaissent donc comme la limite actuelle d'utilisation de ce matériau [Bengtsson et coll., 2002].

2.1.2 *Élaboration des barrières thermiques (BT / TBC)*

La couche de zircone yttrée est généralement déposée par deux procédés différents (i., ii.) qui conduisent à des microstructures et des propriétés thermomécaniques différentes :

i. *Élaboration par EB-PVD (Electron Beam Vapor Physical Deposition)* où l'oxyde sous forme solide est évaporé puis déposé sur le substrat préalablement préchauffé [Rigney et coll., 1995] :

Les conditions de déposition dans le cas du procédé *EB-PVD*, qui tend à se développer, conduit à un dépôt présentant : une croissance de grains colonnaires alignés perpendiculairement à la surface du substrat et, une porosité inter et intra colonnaire multi échelle, comme on peut le voir sur la micrographie présentée par la figure 2.2. Sur cette photographie, les dimensions du dépôt, sa microstructure colonnaire ainsi que la sous couche d'accrochage (aussi appelé *bond coat*) sont parfaitement visibles. La zone claire située sous le *bond coat* correspond à une zone de réaction entre la sous couche et le superalliage liée à des phénomènes d'inter diffusion durant le procédé. Le grossissement de la photo ne permet pas de visualiser l'oxyde thermiquement développé, le

TGO (Thermally Grown Oxide), car il est encore trop mince pour être vu ici mais il est situé juste au niveau de la fissure courant horizontalement au-dessous de la couche de zircone yttrée. L'existence de cette couche d'oxyde qui déjà se forme durant le procédé, que ce soit en projection à la flamme ou en *EB-PVD*, est toujours vérifiée et son épaisseur évolue au cours de l'exposition en service des barrières. Les grains individuels qui constituent la structure colonnaire sont fortement liés entre eux, surtout par la base du dépôt où l'on observe une zone de zircone dense qui ne présente pas de structure colonnaire [Jones et coll., 1996].

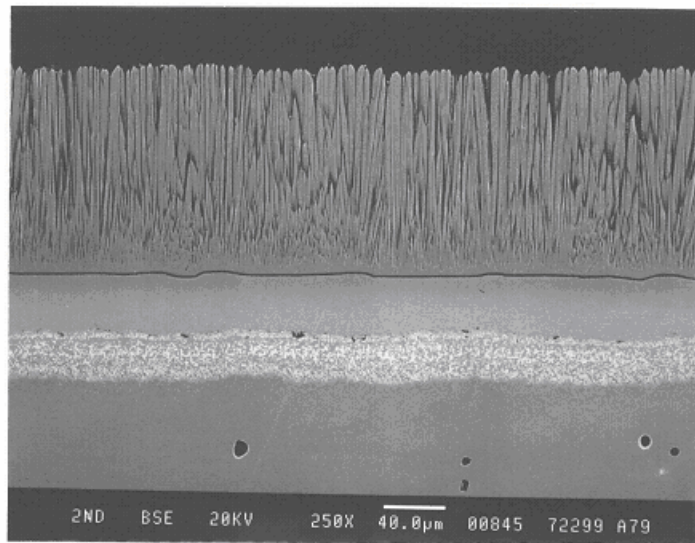


Figure 2.2 : Micrographie au MEB d'un dépôt commercial de zircone yttrée partiellement stabilisée sur un superalliage N5 obtenu par EB-PVD [Christensen, 1996]

Le principal avantage de cette technique de déposition est de réduire considérablement les contraintes internes liées à l'élaboration du matériau par rapport à tout autre procédé. Les contraintes thermiques présentes dans la couche de céramique sont accommodées par la possibilité d'expansion des colonnes dans les espaces libres situés entre les colonnes, ie. la porosité inter colonnaire. Le principal désavantage de cette structure colonnaire orientée perpendiculairement au plan du substrat est d'augmenter de façon conséquente, jusqu'à deux fois, la conductivité thermique par rapport à une barrière obtenue par *APS*. Durant le service, la forme allongée de la porosité inter colonnaire permettra là aussi au dépôt d'accueillir les différences de coefficient de dilatation entre les couches avec une certaine souplesse et donc d'abaisser le

niveau de contraintes thermo mécaniques. Finalement on observe une résistance à la délamination et à l'écaillage supérieure pour ce type de dépôt. Cette technique de déposition fait appel à un faisceau d'électrons, émis par un filament chauffé à la manière d'un microscope électronique, dirigé au moyen d'un champ électromagnétique vers le matériau à évaporer, en l'occurrence un barreau de ZrO_2 -6/8%_w- Y_2O_3 . Les espèces évaporées se condensent sur le substrat placé en regard de la source, qui est en général préchauffé et/ou chauffé durant l'opération.

ii. Élaboration par *APS (Air Plasma Spray)* qui est une projection à la torche plasma en conditions atmosphériques [DeMasi-Marcin et coll., 1989 ; Choi et coll., 1998] :

La projection thermique à la torche plasma est une technique qui consiste à projeter en fines particules, sur une surface préalablement préparée, un produit d'apport solide. Ce dernier est fondu ou ramolli et projeté sur la pièce par l'intermédiaire d'un pistolet ou d'un chalumeau approprié. La construction d'un dépôt plasma a bien été expliqué par le modèle de Kuroda et Clyne [Kuroda, 1991]. Ce modèle considère trois hypothèses. La première est que toutes les particules arrivant sur le substrat sont fondues, la deuxième que le substrat est massif et parfaitement rigide devant les particules, et enfin la troisième est que la chaleur des particules incidentes se dissipe très rapidement vers le substrat ; ce qui constitue une approximation du régime permanent en température. Les particules sont donc trempées dès l'impact, le taux de refroidissement très élevé est de l'ordre 10^6 à 10^9 K/s [Kuroda, 1991 ; Bianchi, 1997]. Ce procédé de mise en forme fournit une microstructure lamellaire du dépôt, chaque lamelle correspond à l'écrasement d'une particule fondue par le passage dans le jet de plasma, comme on peut le voir sur la figure 2.3 page suivante.

Ces couches sont constituées de *splats*, particules incidentes fondues puis trempées, au sein desquelles on observe une croissance colonnaire des grains pour des températures d'impact supérieures à 2000°C ainsi que de nombreuses porosités *inter-splats* souvent localisées autour de particules mal fondues. Les contraintes de trempage puis de refroidissement à l'ambiante du système substrat-dépôt conduisent à un réseau de microfissures et de cavités plus ou moins interconnectées qui procurent à la barrière ses propriétés mécaniques ainsi qu'une faible conductivité thermique.

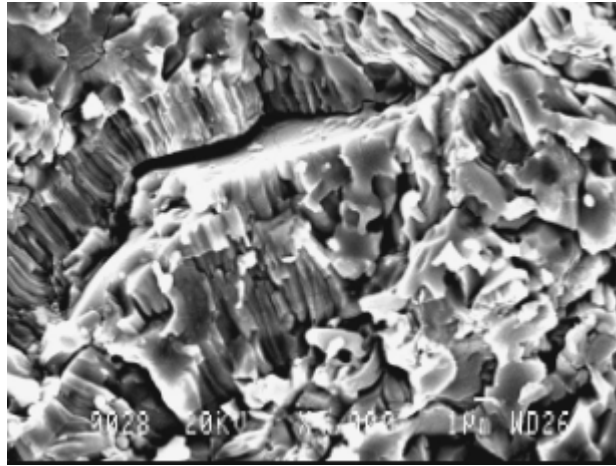


Figure 2.3 : Faciès de rupture d'un dépôt de $ZrO_2 - 8\%_w - Y_2O_3$ obtenu par projection à la torche plasma

Entre la couche de céramique et la sous-couche d'accrochage, vient s'intercaler un produit de réaction lié aux conditions d'utilisation des barrières. Il s'agit d'une croissance thermique d'oxyde, *Thermally Grown Oxide (TGO)*, dont la forme prédominante est l'alumine. La sous couche d'accrochage, dans ce cas, joue le rôle d'un réservoir d'éléments Al tandis que l'élément oxygène diffuse à travers la couche de zircone pour finalement réagir à l'interface couche de céramique sous couche d'accrochage. L'alumine alpha, $\alpha-Al_2O_3$, est le produit préférentiel de cette réaction. La couche d'alumine possédant une très faible perméabilité à l'oxygène, la croissance de cet oxyde suppose la migration de l'espèce Al au travers du *TGO*. Cette couche d'alumine alpha développe de fortes contraintes en compression lorsque le système refroidit à l'ambiante. Ces contraintes sont dues à l'accommodation des différents coefficients de dilatation thermique de chacune des couches constitutives du dépôt, y compris l'alumine, et le substrat. Ces contraintes sont de l'ordre de quelques gigapascals, GPa, pour une épaisseur de quelques microns [Lipkin et Clarke, 1996]. Ainsi cet oxyde participe de façon active aux mécanismes de dégradation des turbines, soit en modifiant la répartition des contraintes au sein du dépôt, soit en appauvrissant le milieu métallique sous jacent en aluminium.

Il existe deux grands types de sous couche d'accrochage employés dans les procédés de fabrication des barrières thermiques. Le premier type de sous couche est basé sur le système NiCoCrAlY déposé par *LPPS*, *Low Pressure Plasma Spraying*, c'est-à-dire par projection thermique à la flamme plasma sous basse pression. Cet intermétallique est généralement composé d'une phase majoritaire β -NiAl et d'une phase γ -Ni ou encore γ' -Ni₃Al toutes deux en solution solide. Chacune de ces deux dernières phases peut intégrer en solution solide la plupart des ajouts de composition.

L'yttrium est ajouté en faible proportion afin d'augmenter l'adhérence du *TGO* principalement en se comportant comme site accepteur des éléments soufre, S, diffusant depuis le superalliage, et bloquant ainsi leur diffusion. Le soufre possède un coefficient de diffusion trois fois supérieur à celui du nickel et de l'aluminium respectivement. Le soufre se ségrège à l'interface entre la sous couche d'accrochage et le *TGO*. Il joue un rôle important dans la délamination du *TGO* en créant des imperfections à la surface du bond coat qui fragilise l'accroche du *TGO* spécialement lors du refroidissement du système à l'ambiante. [Haynes, 2001 ; Rivoaland, 2003]. Ce type de sous couche d'accrochage, NiCoCrAlY, est utilisé principalement lorsque la couche de céramique, ZrO₂ - 8%_w - Y₂O₃, est déposée par *APS*. Là aussi la microstructure du dépôt sera essentiellement lamellaire, comme on peut le voir sur la figure 2.4.

Lorsque le procédé *Electron-Beam Physical Vapor Deposition (EB-PVD)* est choisi pour la déposition de l'isolant, la formulation de la sous couche d'accrochage employée est alors différente. Les fabricants lui préfèrent alors généralement un aluminure de nickel modifié par diffusion de platine. Une couche de platine est déposée par un procédé appelé *electroplating*, c'est à dire par déposition électrochimique, à la surface du superalliage qui constitue le substrat. Par la suite l'aluminure de nickel est déposé par *Chemical Vapor Deposition (CVD)*, c'est à dire déposition chimique en phase vapeur, ou encore par un procédé de cémentation, à la surface de la couche de platine. Ces traitements nécessitant plusieurs heures pour s'accomplir, le dépôt de NiPtAl, sont typiquement monophasés β -NiAl, contrairement à la couche de NiCoCrAlY, et contiennent le platine qui a diffusé en solution solide. Dans ce cas, le platine sert surtout à empêcher la formation de cavités à l'interface aluminure-*TGO* lors de la croissance de cet oxyde

bloquant ainsi, par un mécanisme mal connu, l'action délétère de la ségrégation du soufre à cette même interface [Zangh et coll., 2001].

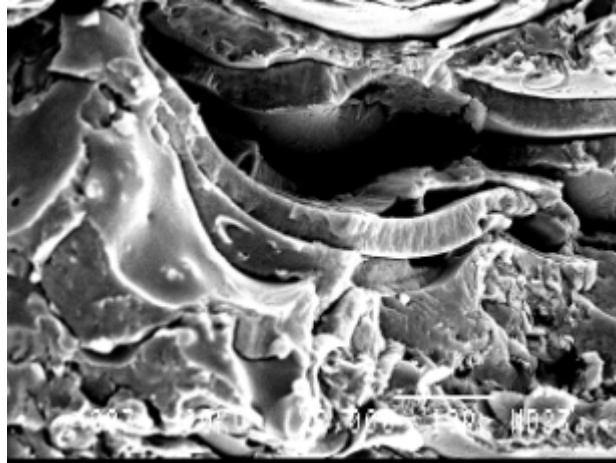


Figure 2.4 : Faciès de rupture d'un dépôt de NiCrAlY obtenu par projection à la torche plasma

Dans une optique d'analyse des phénomènes de dégradation des barrières thermiques, il faut tenir compte obligatoirement du procédé de fabrication de la barrière thermique duplex, c'est à dire de la sous couche d'accrochage ainsi que de la couche d'isolant céramique. D'une part la microstructure et les propriétés thermo physiques de la zircone yttrée obtenue par projection plasma et par *EB-PVD* sont suffisamment différentes pour engendrer de mécanismes de dégradation différents. D'autre part, en ce qui concerne la sous couche d'accrochage, les aluminures déposés par *LPPS* et ceux obtenus par *electroplating/CVD* conduisent à des *TGO* ayant des caractéristiques mécaniques différentes qui montrent un comportement en déformation plastique différent. Il faut aussi tenir compte de la finalité d'exploitation du dépôt, sachant que les contraintes de fonctionnement diffèrent grandement d'une turbine terrestre à une turbine aéronautique. Le régime thermique de fonctionnement de la première est pratiquement isothermal avec un nombre de cycles très faible contrairement à celui de la turbine aéronautique qui les multiplie.

La figure 2.5 schématise les différentes couches constituant finalement une barrière thermique telle qu'elle est lors de son utilisation, c'est à dire lorsque la barrière initiale a déjà subi plusieurs heures de fonctionnement. Chacune des couches évolue avec le temps en fonction de la durée

d'exposition et/ou du nombre de cycles éprouvés par le système. Une barrière thermique est donc un système dynamique dont les caractéristiques se modifient avec le temps de fonctionnement, ce qui rend difficile l'établissement de critères d'estimation de durée de vie sans au préalable conduire des tests destructifs sur les échantillons.

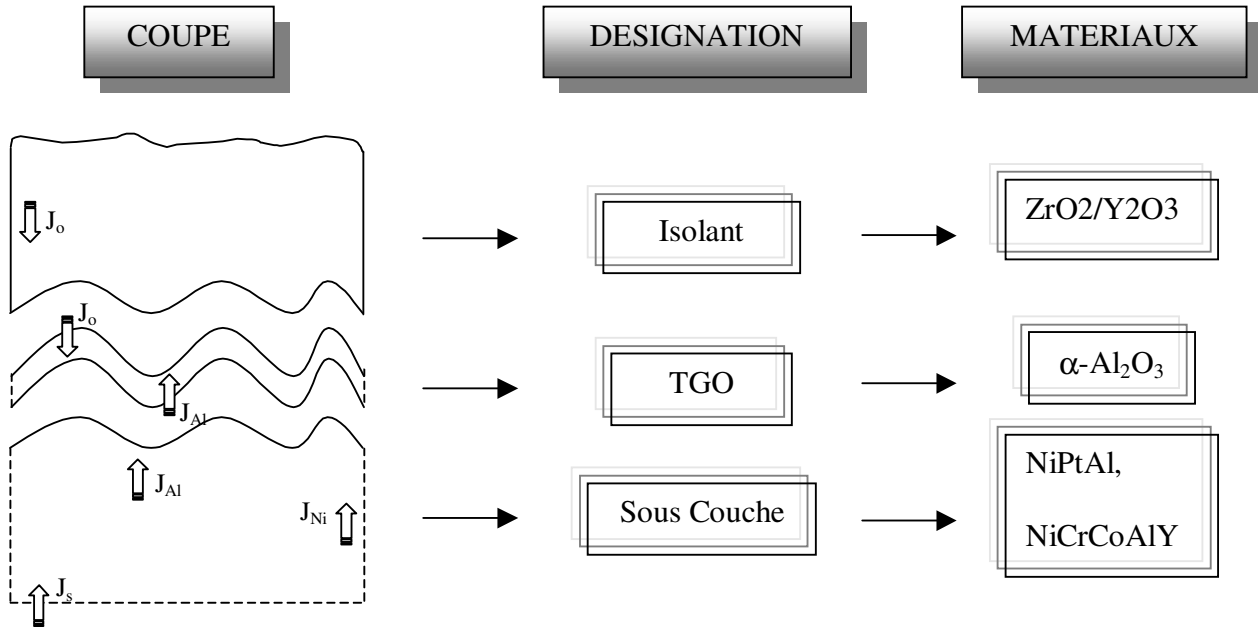


Figure 2.5 : Les 3 principaux constituants d'une barrière thermique. Chacun d'eux évoluent en fonction de leur exposition ou du nombre de cycles

Sur ce schéma, figure 2.5, sont représentés les sens de diffusion des différentes espèces chimiques au travers du système de la barrière thermique lorsque la turbine est en fonction, c'est à dire une température élevée permettant au coefficient de diffusion en phase solide de prendre une valeur significative. D'une manière générale, le soufre diffuse du substrat, un inconel dans la plupart des cas, à travers la sous couche d'accrochage. L'aluminium diffuse du substrat et de la sous couche vers le TGO, le nickel diffuse aussi à partir du substrat à base de nickel et enfin l'oxygène diffuse par l'extérieur à travers la couche de céramique oxyde généralement perméable à la diffusion des éléments oxygène. Tous ces éléments se rencontrent aux interfaces pour donner lieu aux réactions chimiques qui participent à la dégradation de la TBC.

Le tableau 2.1 offre un résumé des paragraphes précédents relatifs aux trois différentes couches présentes dans un système de barrière thermique.

TABLEAU 2.1 RESUMÉ DES PROPRIÉTÉS DES MATERIAUX [Evans, 2001]

Couche de Céramique (ZrO₂/Y₂O₃)	
Module d'Young, E (GPa)	0-100
Dilatation thermique, α (C ⁻¹ . ppm)	11-13
Energie d'adhérence, Γ_{tbc} (J . m ⁻²)	1-100
Ténacité, K (J . m ⁻²)	
- Mode I	5-20
- Mode II	60-80
TGO (α-Al₂O₃)	
Module d'Young, E (GPa)	350-400
Dilatation thermique, α (C ⁻¹ . ppm)	8-9
Energie d'adhérence, Γ (J . m ⁻²)	
- S ségrégué à l'interface TGO/Sous couche	5-20
- S non ségrégué	> 100
Ténacité, K (J . m ⁻²)	
- Mode I	20
Sous Couche d'Accrochage (NiPtAl, NiCoCrAlY)	
Module d'Young, E (GPa)	200
Dilatation thermique, α (C ⁻¹ . ppm)	13-16
Inconel 625	
Module d'Young, E (GPa)	200
Dilatation thermique, α (C ⁻¹ . ppm)	13-15

Il s'agit surtout de présenter dans ce tableau un ordre de grandeur des propriétés mécaniques et thermomécaniques de chacune des couches du dépôt, donc en tenant compte de l'interface entre le TGO et la sous couche d'accrochage [Evans et coll., 2001]. L'étalement de certaines des valeurs

du tableau montre clairement qu'une barrière thermique est un système dynamique temporel dont les propriétés évoluent fortement avec le temps et le type d'exposition.

2.1.3 Mécanismes de dégradation des barrières thermiques

D'une manière générale, les observations empiriques des barrières thermiques après un test de durabilité montrent qu'il existe un certain nombre de modes de dégradation différents pouvant être à l'origine des bris catastrophiques du dépôt et donc de la ruine du système. Les causes responsables de la rupture des revêtements ont des origines diverses et nombreuses, ce qui explique la pluralité des modes de dégradation rencontrés empiriquement. La liste suivante, non exhaustive dans l'absolu mais tout même complète, permet de dénombrer ces causes à environ une dizaine :

- élaboration du dépôt, contraintes résiduelles,
- énergie d'adhérence entre les couches,
- charges imposées en fonctionnement,
- différence de coefficient de dilatation,
- gradients thermiques et anisotropie élastique,
- cycles thermiques,
- réaction avec les impuretés du fuel,
- oxydation à chaud,
- érosion due au gaz chauds et aux particules telles que le sable,
- impact avec des particules extérieures,
- corrosion par des sels fondus,
- croissance de la couche d'oxyde.

Par ailleurs, les mécanismes préférentiels de dégradation diffèrent suivant que l'on soit en présence d'un système dont la couche de céramique fut élaborée par *EB-PVD* ou d'un système dont la couche de zircon stabilisée fut obtenue par APS [Mumm, 2001 ; Evans, 2001]. Ces couches de céramique, différentes dans leur microstructure et leurs caractéristiques thermomécaniques, induisent des mécanismes de dégradation différents.

Cependant, d'une manière générale, il est possible de regrouper tous les modes existant en trois grandes catégories différentes. La première catégorie regrouperait les modes de fracture purement thermochimiques, la deuxième les modes de fracture purement mécaniques qui ont pour origine l'impact avec la barrière d'un objet extérieur au système et la troisième qui regroupe les modes de fracture thermomécaniques.

La deuxième catégorie conduit à un enfoncement de la couche poreuse de céramique et à l'apparition d'un point chaud à cet endroit. L'élévation locale de la température peut à son tour favoriser l'oxydation de la couche d'accrochage et ainsi précipiter la destruction de la barrière [Nicholls et coll., 1997].

Les modes de fractures purement thermochimiques concernent spécifiquement la formation de l'alumine alpha composant le TGO et d'oxydes alternatifs à l'interface sous couche d'accrochage/TGO ou bien encore TGO/céramique. Ces oxydes sont généralement des spinels de formule NiAl_2O_4 ou des oxydes de type $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ dont la fragilité intrinsèque et leur très faible énergie d'adhésion conduisent aussitôt à la délamination de la barrière thermique [Stiger et coll., 1999]. Ces spinels se forment consécutivement à l'appauvrissement de la sous couche d'accrochage en espèce Al après une exposition prolongée du système [Shilling et coll., 1999]. Dans le cas du TGO, des observations empiriques montrent que les contraintes internes de croissance de la couche d'alumine conduisent à la délamination automatique de la barrière pour des épaisseur supérieures à 15 micromètres [Singheiser et coll., 2001].

Les autres mécanismes de dégradation des barrières thermiques ont des origines thermomécaniques qui constituent implicitement le sujet de cette thèse.

Le bris mécanique peut être envisagé comme une séquence d'évènements tels que la nucléation des fissures, leur propagation et finalement leur coalescence jusqu'à atteindre la taille critique commandant la destruction catastrophique du dépôt [Nusier et coll., 1998]. Le bris de la barrière est caractérisé soit par un décollement de grande échelle (*Large Scale Buckling, LSB*) d'une partie du dépôt soit par un décollement à partir du bord du dépôt (*Edge Delamination, ED*) [Sergo et coll., 1998 ; Choi et coll., 1999 ; Khan, 2003].

Les causes de ces délaminations sont multiples et impliquent plusieurs phénomènes généraux qui sont :

- les contraintes liées aux différences de coefficients de dilatation,
- l'apparition de contraintes liées intrinsèquement à la croissance de l'oxyde $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$,
- la déformation plastique et le fluage cyclique du *bond coat*,
- l'apparition de spinels,
- le frittage de la couche de céramique.

Le frittage, en plus de générer un nouvel état de contraintes, a pour conséquence d'augmenter la conductivité thermique apparente ainsi que le module d'Young apparent, réduisant par la même la tolérance aux contraintes mécaniques de la couche de céramique. La façon dont le système est cyclé et exposé tout au long de sa vie aux conditions de fonctionnement de la turbine va déterminer l'enchaînement ou l'enchevêtrement de tous ces différents phénomènes et donc finalement le mode préférentiel de bris.

Dans tous les cas de figures, les fissures conduisant à la rupture catastrophique sont parallèles au plan du substrat [Hutchinson et coll., 2001] ce qui provoque dans un premier temps une délamination partielle du dépôt suivie dans un deuxième temps du flambement de la partie délaminée.

D'une manière générale tous ces mécanismes de dégradation tendent à :

- augmenter l'épaisseur de la couche d'oxyde qui se forme par oxydation du *bond coat*,
- augmenter la taille des défauts dans la couche de céramique.

2.2 Caractérisation de la durabilité des barrières thermiques

D'une manière générale, les tests de durabilité des barrières thermiques utilisent la technique du cyclage thermique, opération qui consiste à faire osciller la température d'un échantillon entre deux limites fixées, avec des paliers de chauffage ou de refroidissement de différentes longueurs.

Les échantillons sont d'abord chauffés à une température élevée puis, sont maintenus à cette température. Une fois le cycle de chauffage terminé, les échantillons sont refroidis le plus rapidement possible afin de durcir le choc thermique. Les modes de chauffage diffèrent d'une technique à une autre. Ci-dessous figure un résumé des différentes procédures rencontrées dans la littérature.

Le test de durabilité le plus couramment utilisé est le *burner rig*. Dans cette procédure, les échantillons sont soumis aux gaz chauds sortant d'un brûleur fonctionnant au kérosène de façon à se mettre dans des conditions les plus proches de celles vécues par les barrières thermiques dans une turbine. On a donc la combinaison des effets thermiques, chimiques et abrasifs, ce qui rend ce type de test très attrayant pour les professionnels. Le cycle de chauffage dure en général quelques minutes et les températures atteintes sont comprises entre 1000°C et 1100°C, tandis que la vitesse des gaz peut aller jusqu'à 0,3 mach. A la suite de l'étape de chauffage, les échantillons sont refroidis par convection forcée dans un jet d'air froid. Ce type de test est employé par tous les grands fabricants de turbine, à savoir Rolls-Royce, Pratt&Whitney, SNECMA et GE, ainsi que par la NASA. Ces tests existent et sont utilisés depuis déjà un certain temps [Stecura, 1977 ; Levine et Miller, 1982 ; Bruce et coll., 1998] et continuent d'être employés pour tester toutes sortes de céramiques de type monolithique ou en couche [Robinson et coll., 2002 ; Simms et coll., 2001]. Il est aussi possible d'injecter des particules abrasives comme de la poudre de silice ou d'alumine de différentes granulométries afin de tester la résistance à l'abrasion des barrières thermiques [Bruce et coll., 1998].

Il peut arriver que le brûleur conventionnel soit remplacé par une torche à plasma afin de produire des températures encore plus élevées dans un laps de temps restreint afin d'augmenter le nombre de cycles par unité de temps [Wigren et coll., 1998]. La NASA notamment a développé de telles procédures de tests [Miller R.A. et coll., 1984].

Il existe aussi la possibilité de tester la résistance des barrières aux chocs thermiques et à un environnement gazeux spécifique en four conventionnel. En effet certains fours permettent d'effectuer une trempe à l'air (ou à d'autres gaz) des échantillons chargés à l'intérieur. Les temps de cyclage sont par contre considérablement rallongés mais il devient plus facile de ségréguer les

deux principaux effets nocifs, c'est-à-dire l'accommodation des différences de coefficient de dilatation et l'oxydation du bond coat [Stecura et coll., 1989 ; Ritter et coll., 1990 ; Cosack et coll., 1994 ; Haynes et coll., 1996 ; Singh et coll., 2001] en jouant sur les atmosphères du four et sur les durées des paliers. Cette procédure de cyclage en four est donc très utilisée pour les études scientifiques.

Il existe aussi des fours où la trempe par un liquide est possible. Il s'agit généralement de fours utilisés pour les traitements thermiques des métaux. Ce type de four à lui aussi été utilisé afin de caractériser la durabilité des céramiques en dépôt ou non [Rogers et coll., 1987 ; Konsztowicz et coll., 1989]. La trempe dans un liquide offre l'avantage de durcir le choc thermique par rapport à une trempe à l'air, ce qui réduit donc le nombre de cycles à effectuer avant d'observer la rupture catastrophique du matériau.

Certains scientifiques utilisent aussi une combinaison des deux types de cyclage, en four et à la torche (plasma ou non), afin d'étudier plus spécifiquement certains facteurs d'endommagement des dépôts céramiques [Stöver et coll., 2000].

Citons aussi des exemples d'utilisation de fours à chauffage infrarouge afin de réaliser les cycles thermiques nécessaires à la dégradation des échantillons, cas très similaire à la procédure choisie dans le cadre de cette thèse et qui sera détaillée par la suite [Sugita et coll., 1993 ; Kokini et coll., 1994]. Enfin, dernièrement les techniques laser se développent aussi en raison de la grande densité d'énergie fournie par le laser. L'application de la charge thermique est cependant très locale mais permet l'observation du décollement du dépôt dans un laps de temps très court [Gupta et coll., 1994 ; Boustie et coll., 2000 ; Zhou et coll., 2002].

Ces deux dernières techniques de chauffage ont l'avantage d'être sans contact et donc d'isoler le cas échéant les échantillons en atmosphère neutre, de bien moduler les taux de chauffage désirés et donc la sévérité du choc, et enfin d'être facilement focalisables sur des zones sensibles des échantillons. La limite de la méthode de chauffe au laser réside dans la rupture par gradient thermique au sein de la couche de céramique pour un nombre de cycles très court plus que par fatigue de celle-ci.

2.3 Techniques pour le suivi des dégradations

Cette sous section est dédiée aux méthodes de contrôle et de suivi de la dégradation de barrières. Ce qui nous intéresse plus particulièrement ici ce sont les techniques de diagnostic en ligne ou encore technique de *monitoring in situ*. Ces techniques permettent un suivi en continu, non destructif et n'interférant pas sur l'expérience en cours, des créations/propagations des défauts. Ces deux techniques peuvent aussi être utilisées pour effectuer une cartographie du volume interne d'un échantillon mais il ne s'agit plus dans ce cas d'un suivi in situ des dégradations, sujet qui ne nous motive pas dans le cadre de ce projet de doctorat.

Ces méthodes de suivi peuvent se classer en deux groupes, les techniques infrarouges et les techniques ultrasonores. La première citée, la technique infrarouge repose sur la mesure du rayonnement photonique émis, réfléchi ou diffusé [Fleury et coll., 1991] par la surface du matériau et permet la détection des défauts internes des matériaux. La seconde est basée sur la mesure du rayonnement acoustique de la surface du matériau à analyser, la source de cette onde acoustique étant la création de défauts dans les couches sous-jacentes. Cette dernière méthode repose sur une conception énergétique de la fracture du matériau. Une partie de l'énergie libérée par la création de défauts se propage sous forme d'onde à la surface des échantillons.

2.3.1 Techniques infrarouges

Dans la méthode utilisant la détection du rayonnement infrarouge, le matériau est en général soumis à un éclairage conséquent pendant un certain laps de temps et la détection des défauts se fait grâce aux anomalies relevées dans le transfert calorifique à travers le matériau observé dues aux défauts rencontrés par le front de température. Notons que l'apport extérieur d'énergie peut être réalisé soit à l'aide d'une lampe de forte puissance (de l'ordre du kW) ou tout simplement par un élément chauffant situé contre la face opposée à celle observée. On parle alors d'excitation thermique de l'échantillon. Le transfert calorifique est relevé par thermographie, c'est-à-dire par caméra infrarouge, et se fait directement après la phase d'éclairage si l'on utilise une lampe ou en continu dans le cas de l'élément chauffant. Cette méthode est employée couramment pour la détection de défauts de collage entre différentes couches dans le milieu industriel et fonctionne aussi pour la détection du décollement des barrières thermiques. On

remarque que, dans cette procédure, l'opérateur doit apporter de l'extérieur le rayonnement qui va par la suite être transmis à travers le matériau puis rayonner vers l'extérieur. Les variations de température détectées par la caméra sont associées aux défauts dans la couche sous-jacente à celle observée. Pour un décollement ou une fissuration importante du matériau, on observe une baisse de la température en surface. Cette technique est employée avec succès notamment par Siemens-Westinghouse Power Corporation [Haynes et coll., 2000] pour les dépôts utilisés dans les turbines pour la production d'énergie et par d'autres scientifiques pour tester les dépôts employés dans les moteurs diesels [Thomas et coll., 1992].

2.3.2 *Techniques d'émission acoustique*

Les méthodes acoustiques qui nous intéressent ici plus particulièrement sont communément appelées techniques par Émission Acoustique (EA), et reposent sur deux principes de base, notés a. et b. :

a. le premier principe est que toute transformation irréversible au sein du matériau voit une partie de l'énergie ainsi libérée se propager sous forme d'onde acoustique au sein et à la surface de l'échantillon. [Henkel, 1992 ; Gudmundson et coll., 1999]. Ces transformations irréversibles représentent toute initiation/propagation de fissures ainsi que tout changement de phase au sein du matériau étudié mis sous contraintes thermiques ou mécaniques. Ces notions seront reprises en détail dans la section 3.4.

b. Le deuxième principe sur lequel repose toute étude par émission acoustique est qu'un matériau soumis à un niveau de contrainte σ_a n'émettra d'autres émissions acoustiques que s'il est soumis à un niveau de contrainte σ_b supérieur à σ_a [Birchak et coll., 1978 ; Holcomb et coll., 1993]. Ce principe qui a été mis en évidence par Kaiser, l'un des pionniers de l'étude systématique des phénomènes d'émissions acoustiques s'appelle l'effet Kaiser. Ainsi, en théorie, les émissions acoustiques représentent bien une mesure de l'endommagement subi par une structure ou un matériau soumis à une contrainte.

L'utilisation de la technique des émissions acoustiques s'applique aussi bien aux céramiques qu'aux bétons, plastomères et même aux matériaux en bois [Downs et coll., 1995, Yamade et

coll., 1994]. Les méthodes d'acquisition des EA peuvent se partager en deux, les méthodes avec contact et les méthodes sans contact. Dans le premier groupe, les méthodes avec contact, la plus traditionnelle, on utilise des transducteurs piézoélectriques caractérisés par une matrice de transformation courant-contrainte. Dans le deuxième groupe, les mesures sans contact, on emploie au choix un interféromètre laser [McBride et coll., 1993 ; Carolan et coll., 1997] ou un vibromètre laser [Weissner et coll., 2000 ; Matar et coll., 1997]. Dans le cas du comptage du nombre d'émissions acoustiques, l'utilisation de senseurs piézoélectriques est parfaitement adaptée [Shankar et coll., 1983 ; Hamstad et coll., 1995 ; Wakayama et coll., 1996 ; Berndt et coll., 1998 ; Andrews et coll., 1999] et donne de très bons résultats. Dans le cas où l'on désirerait effectuer une analyse spectrale poussée des signaux émis par le matériau, les méthodes par vibrométrie ou interférométrie laser, se montrent plus appropriées en raison des larges bandes passantes qu'autorisent ces appareils.

L'emploi de plusieurs transducteurs permet la localisation des sources d'émission. Il faut cependant considérer que l'onde se propage dans les deux sens à la même vitesse et rencontre exactement le même environnement. Ainsi une analyse beaucoup plus poussée (amplitude des pics, durée du signal, énergie, spectre) couplée aux principes physiques de propagation des ondes permet avec une plus grande précision de caractériser la distance séparant la source du détecteur [Hamstad et coll., 1995]. Il est cependant nécessaire de parfaitement connaître les propriétés de propagation (pour les ondes étudiées) du matériau qui sert de support à l'onde. Cette technique, très utilisée dans le cadre des composites polymères fibreux, demande toujours une étude de pertinence des résultats. En effet les paramètres usuels (amplitude des pics, durée du signal, énergie, spectre) étudiés évoluent énormément tout au long de leur propagation au sein du matériau donnant lieu à des aberrations même dans le cas de figure où la source et le détecteur sont proches ($< 60\text{mm}$) [Hamstad et coll., 1995, Downs et coll., 1995]. La localisation des EA par une analyse des paramètres habituels d'un signal est un exercice difficile qui demande une étude approfondie des tous les effets de la propagation de l'onde à la surface du matériau étudié [Hamstad et coll., 1995 ; Guo et coll., 1996]. L'emploi de trois transducteurs permet tout de même par l'analyse des paramètres des émissions acoustiques de définir si la source appartient au plan ou non [Guo et coll., 1996]. Ces notions seront reprises dans le chapitre 3 dédié à la théorie de l'émission acoustique et à la propagation des ondes dans les solides.

Bien que la localisation semble difficile, les paramètres usuels comme l'amplitude et l'énergie des signaux peuvent cependant être reliés à des mécanismes ou à un état de fissuration des barrières. Par ce genre d'étude il a été montré que la contrainte critique de formation d'une fissure principale sous chargement thermique est la même que celle rencontrée dans le cas d'un chargement mécanique. Il est aussi admis que les principales sources d'émissions acoustiques sont les phénomènes de microfissuration et de macrofissuration. Une étude par émission acoustique de céramiques monolithiques soumises à un choc thermique a permis de relier les signaux de faibles amplitudes aux mécanismes de microfissuration et ceux de fortes amplitudes à des mécanismes de fissuration transgranulaire [Konsztowicz et coll., 1989]. Une étude sur les dépôts céramiques [Shankar et coll., 1983] a montré que les dépôts sans couche d'accrochage émettaient d'une manière générale moins de signaux que ceux avec couche d'accrochage. Cependant les dépôts avec couche d'accrochage montraient une très forte diminution du nombre de signaux émis après un certain nombre de cycles effectués. Ce phénomène fut attribué à la constitution d'un réseau stable de microfissures. Une autre étude a confirmé pour les barrières thermiques ce que Konsztowicz avait montré pour les céramiques monolithiques. Les signaux de haute énergie sont associés à des phénomènes de macrofissuration tandis que les signaux de moyenne et de faible énergie peuvent être reliés à des phénomènes de microfissuration [Lin et coll., 1998 ; Berndt et coll., 1998]. Le taux de comptage a lui aussi été étudié et a pu être relié aux modifications de l'état microstructural des dépôts ainsi qu'aux contraintes résiduelles du dépôt [Berndt et coll., 1983].

CHAPITRE 3

METHODOLOGIE EXPERIMENTALE

Dans ce chapitre sont décrit en détails le montage expérimental, le procédé d'élaboration des échantillons, la procédure d'acquisition des EA ainsi que les caractéristiques de la chaîne acoustique. Une part importante du chapitre porte sur la théorie des ondes de Rayleigh et de Lamb, deux modes de propagation particuliers des ondes mécaniques dans les solides.

3.1 Montage expérimental

Un banc d'essai été assemblé dans le but de produire les chocs thermiques de fortes amplitudes nécessaires à la conduite de cette étude. Ce montage se compose de trois parties distinctes qui seront détaillées dans les paragraphes suivants : le four à chauffage infrarouge, le système d'acquisition des Emissions Acoustiques, EA, ainsi que l'interface de commande programmée sur *Labview*.

3.1.1 Four de tests cycliques

Ce four consiste en un socle d'acier inoxydable refroidi par eau, de deux supports en laiton refroidis eux aussi par eau, du tube de quartz servant au confinement des échantillons. Le système de chauffage repose sur deux lampes de 2kW chacune émettant dans l'infrarouge, refroidies par air et eau. La représentation schématique de ce montage est présentée à la figure 3.1.

Le refroidissement par air des lampes a pour fonction la limitation des déperditions de chaleur du filament de tungstène vers le miroir tandis que le flux d'eau refroidi le support. Les supports du tube de quartz dans lequel on insère les échantillons sont usinés en laiton afin d'assurer une efficacité de refroidissement maximale des pièces qui sont au plus près des lampes. Par ailleurs il est nécessaire de limiter la dissipation de chaleur vers les transducteurs, fixés aux extrémités des échantillons, ceux-ci supportant mal des températures de fonctionnement supérieures à 120°C.

Les pièces constituant la base du banc de test sont en acier inoxydable, refroidies par eau, afin d'empêcher leur déformation durant les cycles de chauffage et de refroidissement. La déformation du banc tout entier nuit à la fiabilité du système et pourrait créer des EA parasites couvrant celles

émises par la barrière thermique. Les supports en laiton sont assemblés sur le socle en intercalant entre eux une pièce de téflon ayant une forte résilience. Afin de limiter toute transmission d'EA parasites vers les capteurs, les socles en laiton permettent l'insertion dans une rainure usinée à cet effet d'un cylindre de téflon. Les échantillons reposent sur ce cylindre ce qui réduit la zone de contact au minimum, permet d'empêcher les bruit de frottement occasionnés par la dilatation du substrat qui froteraient sur le socle en laiton et enfin, assure une isolation acoustique finale entre les échantillons et le banc. Ces cylindres de téflon procurent donc une dilatation silencieuse du substrat.

La figure 3.1a représente une vue de face du montage où l'on peut noter l'orientation des lampes par rapport au tube de quartz ainsi que la porte coulissante servant à l'insertion des échantillons dans le tube. La figure 3.1b est une vue de coté du montage où l'on a une bonne idée de la disposition de l'échantillon dans le tube.

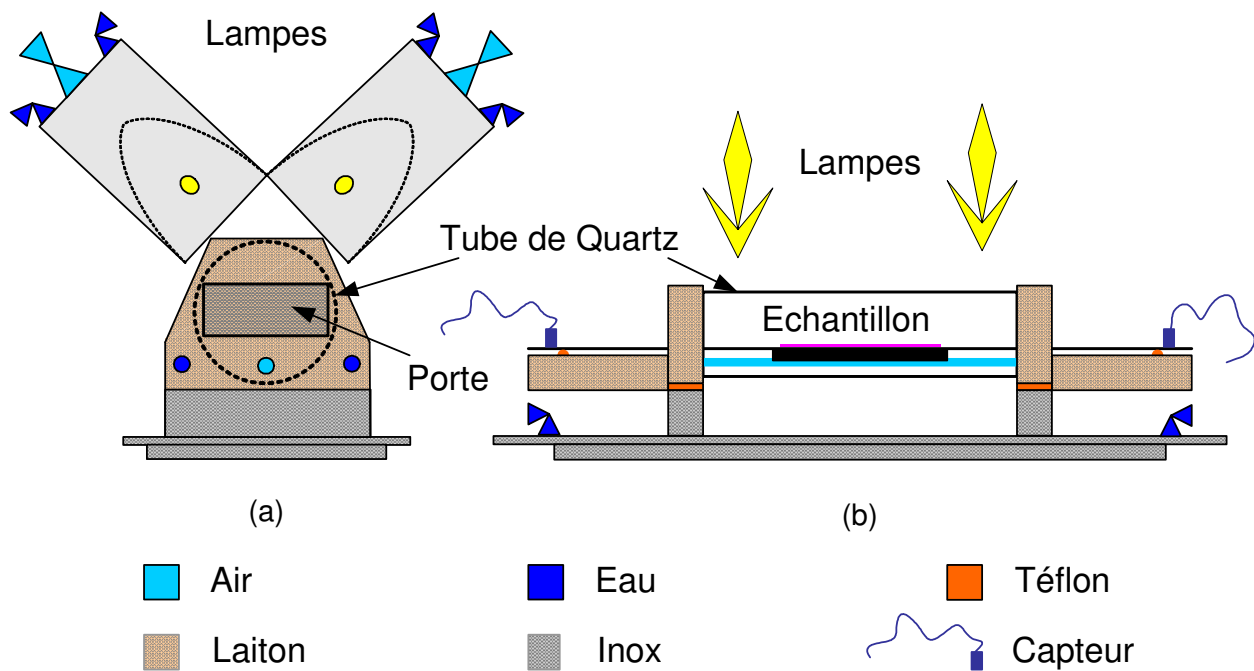


Figure 3.1 : Schéma du banc de test, vue de face (a), vue de coté (b).

Les échantillons sont insérés dans le tube par la porte coulissante située dans les supports du tube. Le tube de quartz est du grade *fused 124*, il permet une excellente transmission des rayons

infrarouges, supérieure à 90% du flux incident, dans la fourchette de 0.27 à 2.50 microns. Sa transmission élevée évite au tube de surchauffer et ainsi maximise le transfert d'énergie vers l'échantillon. Le fait d'isoler l'échantillon de l'extérieur permettra, d'une part, un meilleur chauffage par rayonnement en limitant les effets convectifs avec l'air ambiant mais aussi, d'autre part, cela induira une meilleure efficacité de refroidissement, gage d'un choc thermique de forte amplitude aux premières secondes de l'étape de refroidissement. Le confinement des échantillons dans le tube facilitera aussi grandement les mesures des températures ambiantes internes au tube. Les parties extérieures du four sont balayées lors des tests par un flux d'air à la température ambiante entraîné par un ventilateur afin de limiter la température des capteurs. Les mouvements d'airs extérieurs au tube de quartz n'ont alors aucune incidence sur l'atmosphère interne du four, ce qui de plus facilitera nettement l'approche par modélisation. Il permettra aussi le cas échéant de maintenir une atmosphère neutre dans le tube.

Durant la phase de chauffage, un léger débit de gaz est injecté dans le tube de quartz parallèlement au substrat afin de maintenir la température de celui-ci autour de 700°C et ainsi éviter une uniformisation des températures au travers de l'échantillon. Ce débit d'air de 1slpm est injecté sous le substrat au niveau de la porte du four. Sans celui-ci, la température du substrat augmente jusqu'à rejoindre la température de surface de la céramique nous éloignant alors des conditions réelles que rencontre le substrat dans une turbine en fonctionnement.

Le refroidissement de l'échantillon s'effectue par sa face arrière à l'aide d'un tube en inox percé de 70 trous de diamètre 0.6mm. La plage de perçage des trous s'étend exactement sous la partie déposée des échantillons. Le substrat est refroidi lors de la trempe par un jet de gaz perpendiculaire à sa surface. Le débit volumique Q d'air pour la trempe est de 145slpm soit un débit volumique moyen de 2.07slpm par trou. En supposant le fluide incompressible, la vitesse moyenne des gaz en sortie de buse peut être estimée par la relation (3.1).

$$V = \frac{Q}{A} = 122 \text{ m/s} \quad (3.1).$$

Où : V est la vitesse du gaz en sortie de buse et A est la section de la buse considérée.

Deux débitmètres munis d'électrovalves sont utilisés pour introduire ces deux flux de gaz dans l'enceinte thermique. Par ailleurs des systèmes de sécurité sont installés sur le circuit d'eau des lampes, du banc et sur le circuit d'air de refroidissement des connexions et des lampes. Ces sécurités, qui fonctionnent grâce à des jauges de pression, coupent automatiquement l'alimentation des lampes en cas d'arrêt d'un des flux de refroidissement. Un dernier système de sécurité, utilisant des relais électriques, permet de couper l'alimentation des lampes au cas où l'une d'elles venait à céder. Cela évite à l'échantillon d'effectuer des cycles de chauffe avec une seule lampe en fonctionnement, réduisant la température maximum de la céramique de 250°C et faussant alors l'acquisition cumulative des EA. Pour des débits supérieurs à 145slpm durant la phase de refroidissement, il a été observé une émission continue saturant le système d'acquisition des signaux. Cette valeur de 145slpm constitue donc la limite du système. En effet, ce phénomène interdit alors l'écoute des EA émises par la barrière lors des cycles thermiques et rend inutilisable les données enregistrées. La cause de ces bruits blancs a été identifiée comme étant le changement de section du tube d'amené des gaz au niveau du *connecteur* permettant à l'air d'entrer dans le socle en laiton. Ce *connecteur* est positionné à l'aplomb d'un des capteurs à une distance de 2.5 cm environ et à partir d'un certain débit la turbulence crée génère des ultrasons quiaturent les capteurs. Afin d'empêcher l'occurrence de ce phénomène, deux détendeurs sont placés sur la ligne de gaz dans le but d'empêcher tout saut de pression qui interviendrait au gré du niveau d'utilisation du circuit d'air comprimé dans le bâtiment et provoquerait les émissions parasites.

3.1.2 Mode de chauffage

La source de chauffage est de type radiative à haute intensité. Deux lampes halogènes émettent dans l'infrarouge une puissance nominale de 2kW chacune sous un voltage, de 120V et un courant de 16A. Afin de terminer l'isolation acoustique du montage, les lampes sont fixées directement au mur afin d'éviter tout contact direct entre celles-ci et le banc. En effet la température de filament des lampes atteint 3200K en fonctionnement, le tube de quartz des lampes ainsi que les parties en contact avec la lampe subissent des chocs thermiques au même titre que les échantillons. Les mouvements des supports ainsi générés sont susceptibles de créer de EA qui, parcourant les surfaces libres jusqu'au socle en laiton, perturbent les enregistrements.

Les modules qui soutiennent les lampes sont représentés par la figure 3.2a et leur association en paire par la figure 3.2b, ces deux schémas sont fournis par le fabricant. Le miroir elliptique de la lampe est constitué d'aluminium poli au fini miroir. Il permet de concentrer la puissance des lampes en une "ligne" dont la largeur varie de 2 à 40 mm suivant la hauteur de celles-ci par rapport à l'objet à chauffer. Les lampes ont été ajusté par paires comme le montre la figure 3.2b, ce montage étant le plus énergétique, il fournira les plus hautes températures. Afin d'obtenir un chauffage homogène de la barrière, la hauteur des lampes a été ajustée de manière à fournir deux faisceaux concentrant la puissance des lampes sur une bande de 2.54 cm de large, i.e. la largeur des échantillons. Chaque lampe éclaire donc la totalité de la surface de la barrière thermique. Le but de cette focalisation à la largeur de la barrière est de se rapprocher le plus possible des conditions de fonctionnement d'une barrière dans la chambre de combustion qui subit un chauffage par rayonnement sur toute sa surface, un flux de gaz servant d'écran.

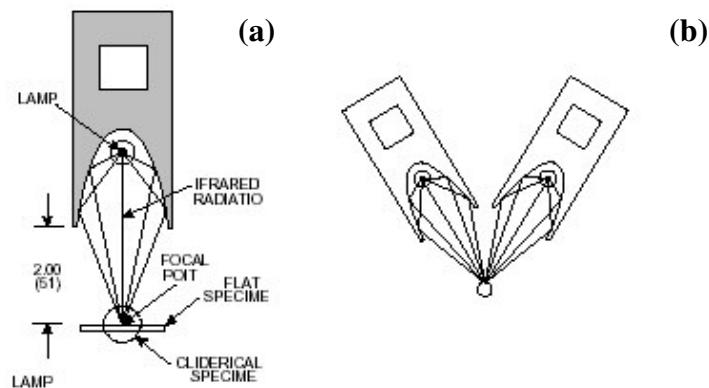


Figure 3.2 : Schéma de l'architecture du support des lampes, a, et du montage par paire, b, d'après le fournisseur.

La focalisation du faisceau en une ligne à la surface de la céramique comme le suggère la figure 3.2a aurait eu pour effet de propager les défauts internes à la couche de céramique situés en dessous de la zone chauffée et de provoquer localement une fracture par gradient thermique interne à partir de la surface et non un décollement à l'interface. Ceci nous aurait rapproché des conditions de chauffe au laser, dont le choix a été écarté au chapitre 2. Le fait de chauffer en volume la barrière thermique conduit à des phénomènes de fatigue des matériaux et surtout des interfaces qui, au fur et à mesure que le nombre de cycles augmente, simulent beaucoup mieux

une usure naturelle de la barrière thermique. Ces conditions de chauffage s'accordent donc plus avec celles rencontrées dans la réalité et permet de faire travailler en fatigue l'intégralité de l'interface céramique/*bond coat*.

Les lampes utilisées sont des lampes de type halogène à ondes courtes de forte intensité produisant une lumière dont le pic spectral d'énergie est situé autour de 1.15 micron au milieu de la fenêtre de transmission maximale du tube de quartz. Les supports des lampes possèdent deux modes de refroidissement, un par air et un par eau. Le système de refroidissement par eau prévient la surchauffe du miroir réflecteur tandis que le flux d'air sert à refroidir l'enveloppe en quartz du filament de tungstène. Ce flux d'air permet aussi d'éviter la remontée de fumée ou de particules étrangères sur le tube de quartz et, par là même, allonge la durée de vie des lampes.

3.2 Élaboration des échantillons

3.2.1 Caractérisation des matériaux de projection

Nous avons utilisé plusieurs types de poudres pour la réalisation des barrières. Une à base nickel pour réaliser le *bond coat* et une de zircone stabilisée à l'yttrium et une d'alumine pour la barrière thermique proprement dite. Deux types de poudres proviennent de la compagnie Sulzer Metco et une de la compagnie AMDRY. La poudre employée pour la couche d'accrochage est la 443NS, recommandée pour la résistance à l'oxydation et la corrosion à températures élevées mais résistant faiblement à la diffusion du soufre. Cette poudre est surtout utilisée pour du rechargement de pièces en nickel usées ou mal usinées, pour de l'habillage d'alliage de nickel ou de pièces en acier afin d'augmenter la résistance à la corrosion et peuvent également être employées comme sous couche d'accrochage pour les dépôts céramiques. Sa formule chimique est (NiCr)6Al tandis que la granulométrie est de l'ordre de -125 +45 μm . La poudre de zircone utilisée est la 204BNS, cette poudre est sphéroïdale grâce à un traitement par plasma d'air ce qui leur procure une excellente fluidité. Elle possède aussi une très bonne homogénéité chimique, une grande pureté, ainsi qu'une bonne stabilité structurale en raison de la stabilisation à l'yttrine. Sa formule chimique est $\text{ZrO}_2-8\%_{\text{W}}-\text{Y}_2\text{O}_3$ tandis que la granulométrie est de l'ordre de -75 +45 μm . Cette poudre est de type *HOSP*, ceci qui indique que les grains sphériques de poudre sont creux. Cet état est provoqué par une refusion en jet de plasma, le retrait des gouttes lors de la trempe

provoque la formation d'une cavité en son centre. Ce type de poudre est le plus performant en projection plasma où le temps de chauffage est de l'ordre de 0.5-1ms et où des phénomènes de conduction trop lents peuvent augmenter le nombre de particules infondues dans le dépôt final. Les dépôts obtenus ont une excellente résistance aux chocs thermiques. Cette poudre est principalement utilisée comme dépôt pour barrières thermiques dans les chambres de combustion des turbines à gaz. La poudre d'alumine utilisée est du type AMDRY 6060. Il s'agit d'alumine pure à 99.5% avec une granulométrie de l'ordre de $-45 +15 \mu\text{m}$. Ces revêtements fournissent une bonne résistance contre l'abrasion, le frottement, l'oxydation à chaud et offrent d'excellentes propriétés réfractaires. Sa température maximum de service est d'approximativement 800°C . Les restrictions d'utilisation s'appliquent principalement dans les cas où l'on envisage la possibilité d'impact mécanique et/ou de chocs thermiques. Ces notions seront reprises plus en avant dans le développement des résultats.

3.2.2. Caractéristiques des échantillons

Les substrats employés pour la fabrication des échantillons sont en acier inoxydable de type AISI 304. Dans la plaque d'acier de 1.4mm d'épaisseur, deux rabats sont ménagés afin de les replier sous la surface à déposer, comme le montre la figure 3.3.

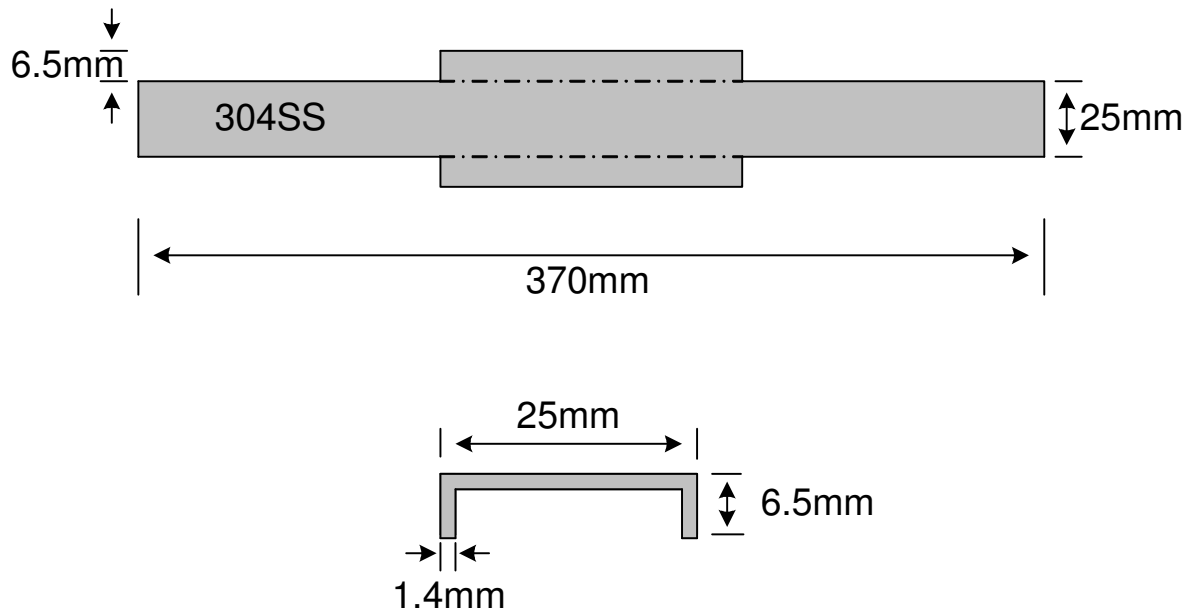


Figure 3.3 : Schéma du formage des plaques d'acier inox pour les substrats.

Les échantillons ainsi renforcés montrent un caractère purement élastique en déformation, au moins à l'échelle macroscopique, lors des différents chargement thermiques qui leur seront appliqués au cours de leur vie. Sans ces renforts situés sous la partie à déposer, les échantillons conservent une déformation permanente dès la première étape de déposition, phénomène qui sera utilisé pour décoller des dépôts du substrat.

3.2.3 Procédés de fabrication

Les couches successives de *bond coat* et de céramique sont déposées par plasma DC, à l'aide d'une torche de marque Tekna, modèle AS 300 DC. Au préalable, chaque substrat est sablé puis nettoyé à l'alcool une première fois puis à l'acétone à l'aide d'un chiffon propre. Le sablage s'effectue à l'aide d'un jet d'air à environ 300kPa dans lequel on injecte des particules de SiC. Entre chaque nettoyage par solvant, les échantillons sont rincés dans un bain à ultrasons. Ces manipulations visent à éliminer toute trace de graisse par l'action des solvants et toute inclusion de particule de SiC à la surface du substrat par l'action des ultrasons. Ces inclusions et autres traces de graisse, en modifiant la distribution des contraintes à leur voisinage, pourraient se comporter en initiateur de fissures et fausser les tests. La rugosité obtenue par ce procédé conduit à une très bonne adhésion du dépôt par contraintes mécaniques au niveau des vallées et des pics formés par l'impact des particules de SiC.

La déposition de la sous couche d'accrochage doit suivre au plus près l'étape de sablage nettoyage car la surface du substrat, rendue très réactive par l'apport d'énergie due au sablage, est très sensible à l'oxydation. C'est essentiellement la température du substrat qui déterminera la diffusion des espèces et la solidification des particules, ainsi, il est courant d'effectuer un préchauffage du substrat avant l'opération de projection de la sous couche. Il est clair que le chauffage du substrat entraîne l'accélération de l'oxydation en surface de celui-ci. La formation d'oxyde métallique en surface du substrat à pour conséquence d'augmenter fortement l'angle de mouillage des particules incidentes en fusion, diminuant d'autant l'adhésion par manque de contact entre les lamelles. Il est donc recommandé d'effectuer un préchauffage rapide et bref du substrat au chalumeau plasma juste avant d'entamer l'étape de déposition proprement dite.

Une fois la couche de *bond coat* déposée, on dépose la couche de céramique le plus rapidement possible après l'étape précédente. Les phénomènes d'oxydation de surfaces concernent aussi, dans une moindre mesure, la couche d'accrochage. Il n'est pas exclu d'effectuer une passe de chauffe avec la torche avant de déposer la céramique. Le *bond coat* possède une rugosité inhérente au mode de fabrication qui permet l'adhésion de la céramique et dispense de tout traitement en vue de l'améliorer.

Au final, après déposition par torche à courant continu des deux couches de matériaux nous obtenons des échantillons comme représentés à la figure 3.4. La surface déposée est au centre du substrat sur la partie renforcée. La longueur de déposition est de 120mm.

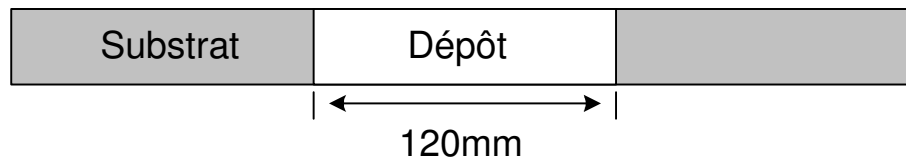


Figure 3.4 : Allure générale des échantillons tels qu'introduits dans le banc de tests.

Il est communément admis que les contraintes mécaniques induites par l'écrasement des particules à haute vitesse et la diffusion des espèces aux interfaces sont les principaux modes de liaison des dépôts obtenus par projection plasma.

La contraction globale différentielle des matériaux aux interfaces conduit à un stockage d'une énergie élastique dans cette zone qui va participer au maintien du dépôt aussi bien d'ailleurs qu'à la propagation de fissures. Dans certain cas, on peut avoir formation d'une liaison chimique ou métallique entre le substrat et le dépôt, on parle alors d'accrochage diffusionnel (*self-bonding coating*). Ce peut être le cas lorsque l'on projette des métaux sur un substrat métallique. Les vitesses de refroidissement des particules, pouvant être de l'ordre de 10^6 à $10^8 \text{ K}\cdot\text{s}^{-1}$, limitent très fortement les possibilités de diffusion d'espèces ou frittage aux interfaces. L'orientation de ces rugosités étant statistique, il en est de même pour la distribution des contraintes d'adhésion conférant ainsi une homogénéité bénéfique pour l'adhésion globale du dépôt.

3.2.4 Paramètres de déposition

La table 3.1 résume les paramètres de projection utilisés pour la fabrication de la sous couche d'accrochage et de la couche d'isolant thermique. Les substrats sont disposés sur un outil support par série de quatre comme illustré sur la figure 3.5. Cet outil est ensuite installé sur l'axe d'un moteur électrique afin de lui conférer un mouvement rotatif. La torche, quant à elle, est installée sur un robot de soudage et se déplace transversalement par rapport au support à distance constante. Nous avons fait le choix de corrélérer la vitesse de rotation du support avec le déplacement transversal de la torche de façon à produire un chevauchement des passes de l'ordre de 50%. La distance de projection a été fixée à 100mm pour la déposition des couches d'accrochage et de zircone. Cette distance a été ramenée à 80mm pour la fabrication des dépôts d'alumine.

TABLEAU 3.1 PARAMETRES DE DEPOSITION

Parametres	Sous-couche	YSZ	Alumine
Gaz primaire (Ar, slpm)	45	45	45
Gaz secondaire (H ₂ , slpm)	15	15	15
Gaz porteur (Ar, slpm)	2.7	2.2	1.8
Débit de poudre (g/min)	20	15	10
Puissance (kW)	37	37	37
Courant (A)	500	500	500
Refroidissement (slpm)	200	200	200
Distance de projection (mm)	100	100	80

Les poudres d'alumine sont difficiles à fondre et se refroidissent rapidement dès leur sortie de la plume de plasma, il est alors nécessaire de réduire les distances de projection, tout en maintenant une charge thermique correcte sur le substrat de manière à ne pas altérer son état structural, et les débits d'alimentation en poudre. Un diagnostique des particules en vol lors de la projection des céramiques a été réalisé afin de vérifier l'état de fusion des particules ainsi que leurs vitesses. Les mesures ont été réalisées aux distances de projection, c'est-à-dire à la distance où se trouverait la surface du substrat. D'une manière générale, il est toujours possible de vérifier la bonne fusion

des particules en dirigeant le jet dans un réservoir rempli d'eau. Une simple observation au microscope permet de constater la sphéricité des grains. Cette méthode ne marche toutefois pas pour les poudres de type HSOP où l'étape de refusion par plasma a déjà été réalisée avant la commercialisation de la poudre et elles sont donc sphériques dès leur achat.

Les diagnostics des particules en vol ont été réalisés par le DPV 2000 qui, succinctement, est un senseur optique qui permet la mesure en temps réel des caractéristiques (V , T , ϕ) des particules individuelles dans une plume de projection thermique. La tête du capteur est placée perpendiculairement à l'axe de projection et à la distance de tir, comme illustré sur la figure 3.5.

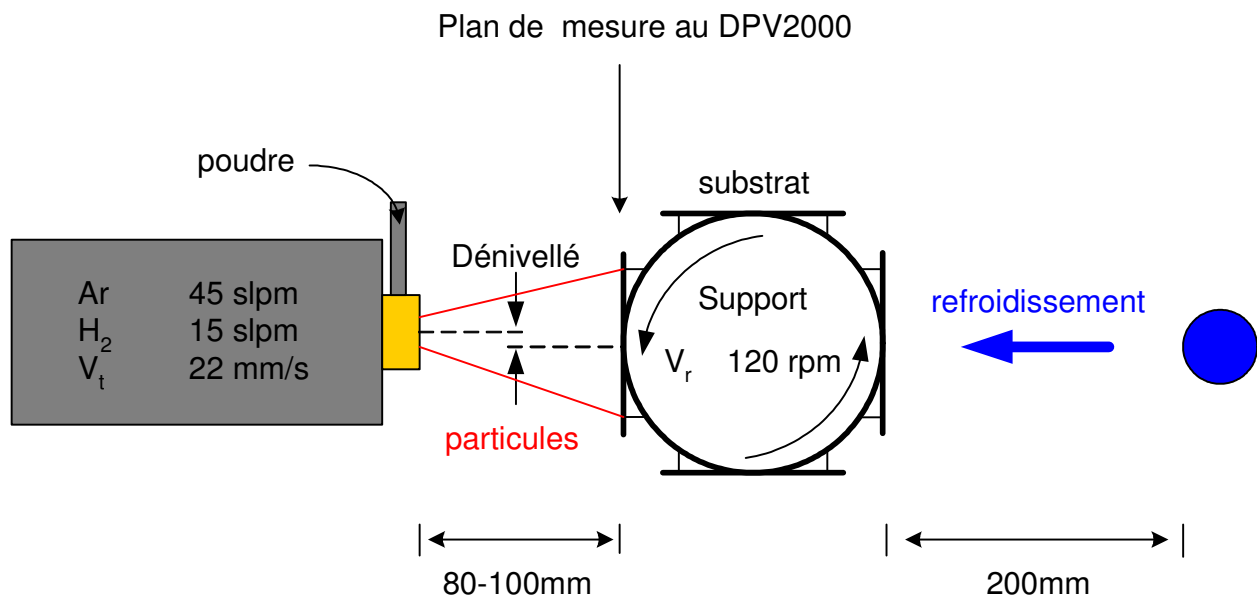


Figure 3.5 : Schéma du montage pour la fabrication des échantillons.

L'usage du DPV2000 permet aussi de régler très finement le débit de gaz porteur afin de permettre à la poudre de rester le plus longtemps possible dans la plume de plasma. L'angle de déviation le plus approprié est de 4°, au dessous les poudres risquent de rebondir à la surface du plasma, au dessus les particules sortent plus vite de la plume. Dans les deux cas, on assiste à une augmentation du nombre de particules peu ou mal fondues, conduisant à une piètre qualité de dépôt, à une diminution du rendement de déposition puisqu'une plus grande partie des poudres n'adhèrent pas au substrat. Un angle de 4° à 100mm donne un point d'impact situé à 7mm en

dessous de l'axe de la torche et à 5.6mm pour une distance de 80mm. Il convient donc de remonter la torche de ces hauteurs respectives par rapport au milieu de la surface de déposition du substrat lors de la déposition si on veut une épaisseur constante.

Le tableau 3.2 résume les différentes mesures effectuées au DPV2000. Ces valeurs sont celles enregistrées une fois que les conditions optimales déterminées plus haut ont été appliquées. Ces valeurs sont le résultat d'un grand nombre de mesures. L'appareil effectue plusieurs séries de mesures à la demande. A chaque série est associé un nombre de particules. Chacune de ces séries voit les mesures de chaque particule additionnées et moyennés afin de donner un résultat unique pour chaque échantillon de population. Les moyennes affichées pour un échantillon de population inférieur à 100 particules n'ont jamais été prises en compte. Une fois la campagne de mesure terminée, on additionne et on moyenne chaque valeur associée à un échantillon de population de plus de 100 particules et on calcule la marge d'erreur. Ce sont ces derniers résultats qui apparaissent dans le tableau 3.2, les incertitudes étant les écarts types de la distribution.

TABLEAU 3.2 SYNTHÈSE DES MESURES AU DPV2000

Matériaux	Distance de tir (mm)	Débit de poudre (g/min)	Vitesse (m/s)	Température (°C)
Zircone	100	15	272 ± 54	2494 ± 37
Alumine	80	10	300 ± 15	2272 ± 42

On remarque que les particules d'alumine sont plus véloces que les particules de zircone mais les mesures ont été réalisées à 80mm alors qu'elles sont légèrement moins chaudes. Ceci confirme le fait que la poudre d'alumine malgré une température de fusion beaucoup plus basse que la zircone est un matériau plus difficile à fondre. Il faut en effet tenir compte des capacités calorifiques et des propriétés de conduction de chaque matériau pour réellement appréhender son degré de difficulté de fusion. De plus les poudres d'alumine employées ne sont pas du type HSOP ce qui diminue encore un peu leur disposition à atteindre un bon état de fusion et valide l'option des 80mm au lieu des 100mm de distance de tir.

3.3 Procédure expérimentale

3.3.1 Caractéristiques des cycles thermiques

Les cycles thermiques se composent d'une période de chauffage à pleine puissance des lampes d'une durée de 160 secondes suivie d'une période de refroidissement, lampes éteintes et refroidissement arrière, de 180 secondes portant à 340 secondes la durée totale d'un cycle. La figure 3.6 montre la variation de la température en fonction du temps pour deux cycles consécutifs pris au centre d'une période d'acquisition de plusieurs cycles. Un thermocouple de type K a été installé sur chacune des deux faces de l'échantillon, c'est-à-dire un à la surface de la céramique et un sur la face arrière non recouverte, et les variations de températures ont été enregistré à raison d'un point de mesure toutes les deux secondes.

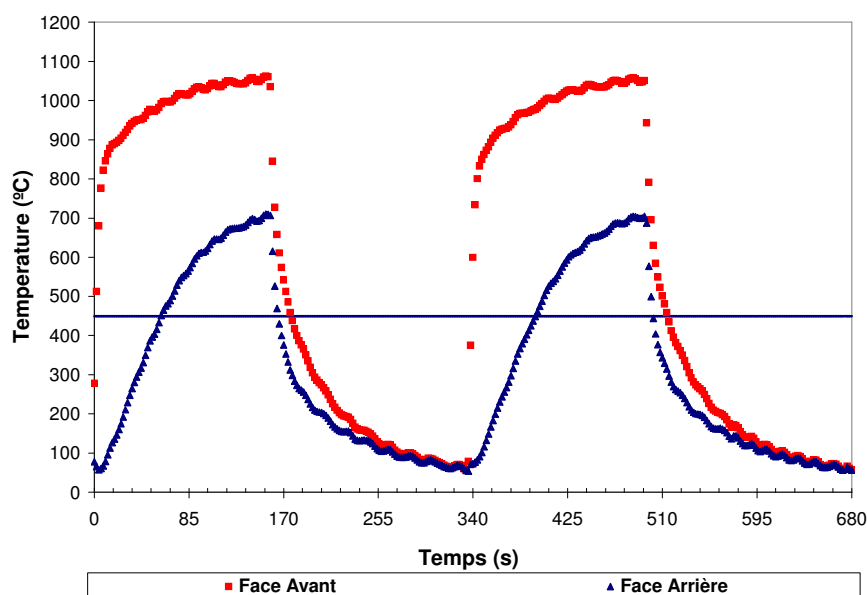


Figure 3.6 : Variations des températures des surfaces supérieure et inférieure des échantillons en fonction du temps.

La température des échantillons lors de la déposition a été mesurée à 450°C, cette température est donc considérée comme la température où les contraintes dans les dépôts sont nulles, hormis les contraintes résiduelles de trempe de chaque *splats*. Cette température est représentée par la ligne horizontale sur la figure 3.6. La température maximum atteinte lors de la période de chauffage est

d'environ 1060°C de manière parfaitement reproductible. La température minimum atteinte lors de la période de refroidissement est d'environ 60°C. L'amplitude thermique des cycles est donc de 1000°C parfaitement reproductible, ce qui était le but recherché.

En observant de plus près les traces des températures en fonction du temps, on remarque premièrement que la face supérieure de l'échantillon est soumise à une température supérieure ou égale à 1000°C pendant 90 secondes, et deuxièmement que les étapes passées au dessus et au dessous de la température de déposition, i.e. 450°C, sont à peu de chose près égales à 170 sec chacune. L'amplitude thermique des cycles que subit l'échantillon vers le bas par rapport à cette température est de 400°C et vers le haut de 600°C. Le choc thermique à la hausse est d'environ 125°C.s⁻¹ durant les 4 premières secondes d'allumage des lampes. La pente ne diminue réellement qu'à partir de 800°C, température atteinte en 8 secondes environ, le taux de chauffage étant encore de 60°C.s⁻¹. Le taux de refroidissement à la baisse est d'environ -75°C.s⁻¹ pendant les 4 premières secondes de la période de refroidissement et se maintient au dessus de 35°C.s⁻¹ pendant 8 secondes. Une quantification du flux entrant fourni par les lampes a été effectuée à l'aide d'un fluxmètre désigné à cet effet par la compagnie Captec spécialisée dans la fabrication de capteurs thermiques. La figure 3.7 montre la trace de l'enregistrement du flux.

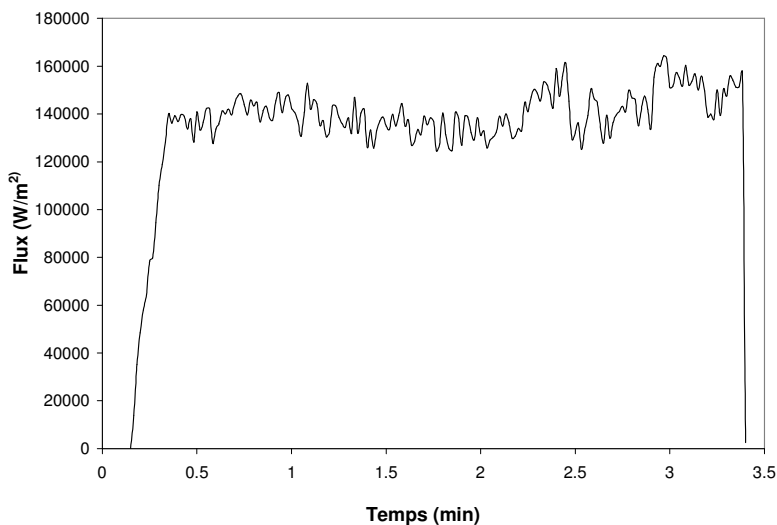


Figure 3.7 : Mesures expérimentales du flux généré par les lampes, le fluxmètre étant positionné en lieu et place des échantillons.

La valeur moyenne du flux calculée sur le plateau est de 144 ± 9 kW/m², le minimum et le maximum atteints toujours sur ce plateau sont respectivement de 125kW/m² et 165kW/m².

3.3.2 Acquisition et analyse des signaux

L'intégralité du montage est contrôlée à l'aide d'une interface *Labview*. Le programme gère l'allumage et l'extinction des lampes, le contrôle des temps, le paramétrage de l'oscilloscope, l'ouverture et fermeture des électrovalves du circuit d'air, l'acquisition des températures et enfin enregistrement des signaux numérisés par l'oscilloscope. Toutes ses fonctions sont regroupées sur une même fenêtre qui constitue l'interface d'acquisition. L'acquisition des EA pendant les cycles a été conduite à l'aide de deux types de capteurs ultrasoniques. Les premiers sont des PAC (Physical Acoustic Corp.) modèle MICRO-80 de 325kHz de fréquence centrale nominale et 1.8MHz de fréquence haute de coupure. Les deuxièmes sont des capteurs ultrasoniques PAC modèle S9223 de 40 kHz de fréquence centrale nominale et 1MHz de fréquence haute de coupure. La pré amplification des signaux est assurée par des amplificateurs Babcock&Wilcox modèle 160B procurant un gain de 60dB dans une bande passante de 1kHz à 2MHz. En outre, un oscilloscope deux canaux Lecroy modèle 9310L fait l'acquisition et la numérisation des signaux qui, en dernier lieu, sont enregistrés sur un disque dur.

Par la suite, une seconde interface *Labview* permet l'analyse des signaux bruts acquis. Le diagramme de la figure 3.8, schématise l'algorithme de traitements des signaux en vue de l'analyse statistique proprement dite. Le signal de départ, bloc bleu, est le signal numérisé et enregistré pendant la phase d'acquisition à l'aide de la première interface. Sur la figure 3.8 on voit que l'EA enregistrée passe dans un premier temps par un filtre. Ce filtre est un filtre passe-bas de type Butterworth d'ordre 5. L'avantage de ces filtres est d'avoir une réponse en fréquence monotoniquement décroissante. Le critère de Nyquist stipule qu'il est nécessaire de couper les fréquences supérieures à 0.5 fois la fréquence d'échantillonnage afin d'éviter le repliement spectral. La fréquence de coupure choisie est de 2.3MHz sachant que la fréquence d'acquisition des signaux est de 5MHz, i.e. 5000 points par fenêtre de 1ms. Cette limite de 2.3MHz est supérieure à la bande passante des transducteurs.

Les fréquences basses de coupure des transducteurs données par le fabricant sont de 90kHz dans le cas des Micro80 et de 25kHz pour les S9223. Ces fréquences ne sont qu'indicatives, les deux types de capteurs ont pu enregistrer des signaux jusqu'à 10kHz. En assemblant des amplificateurs ayant une bande passante de 1kHz à 2MHz et en échantillonnant à 5MHz, il est donc théoriquement possible d'acquérir toute la bande passante des transducteurs utilisés.

Les signaux sont ensuite normalisés en amplitude afin de calculer un rapport signal bruit puis normalisés en puissance afin de calculer la différence de temps de vol entre les arrivées consécutives des signaux aux deux transducteurs. Avant la normalisation en amplitudes les maxima, minima ainsi que la moyenne des amplitudes sont extraites.

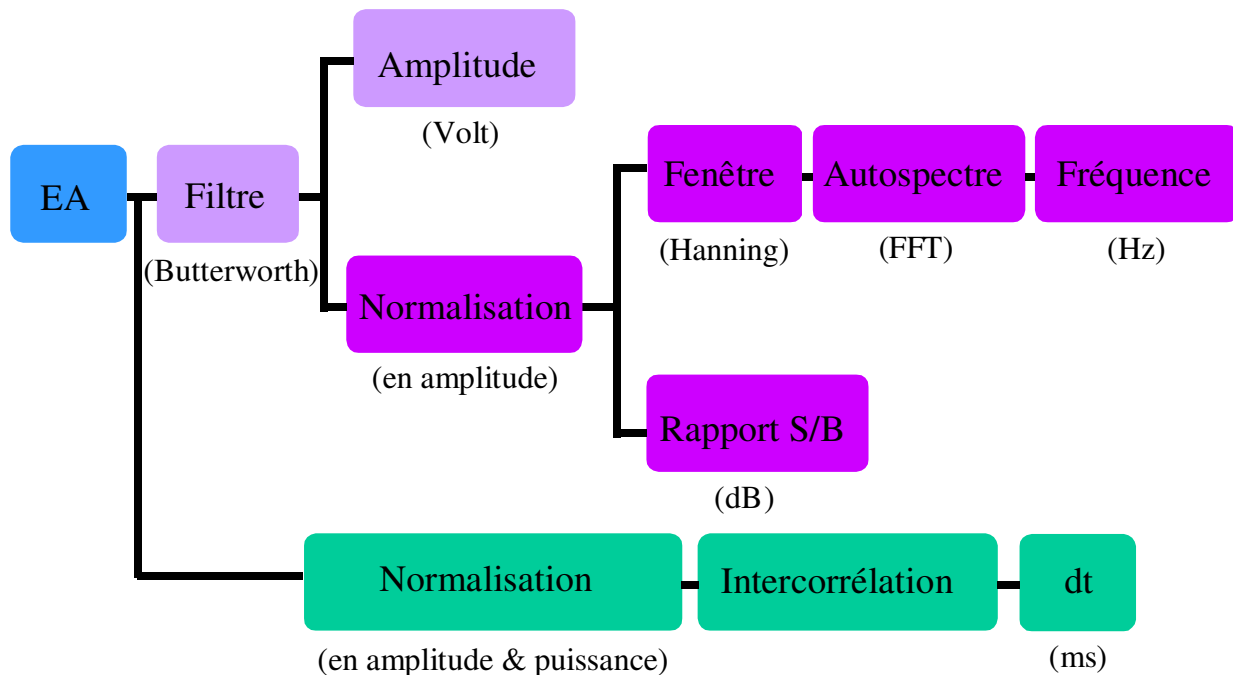


Figure 3.8 : Schéma par bloc du processus de traitement des signaux.

Lorsque l'on désire calculer la transformée de Fourier de signaux acquis expérimentalement par ordinateur via un module de calcul FFT, il faut trouver une expression de la transformée de Fourier qui donne non pas une expression continue de la variable fréquence, mais une suite d'échantillons de cette transformée de Fourier : c'est la Transformée de Fourier Discrète

(TFD/DFT), *Discrete Fourier Transform*, ou la Transformée de Fourier Rapide (TFR/FFT), *Fast Fourier Transform*. La FFT est en fait un algorithme optimisé plus efficace pour le calcul de la DFT et est donc celui utilisé ici dans le calcul du spectre fréquentiel des signaux. Préalablement les signaux sont fenêtrés par une fenêtre de Hanning.

La fenêtre de Hann (ou Hanning) est un cas particulier de la fenêtre de Hamming généralisée. Les fenêtres de la famille Hamming se caractérisent par un pic central de largeur double et une atténuation des oscillations sensiblement plus importante que dans le cas de la fenêtre rectangulaire. D'une manière générale ce type de fenêtre évite les problèmes de fenêtrage des signaux en recentrant la partie importante du signal dans la fenêtre et permet une bonne analyse fréquentielle des signaux. Ces fenêtres convergent doucement vers zéro aux extrémités. Ci-dessous figurent en résumé les différents paramètres tirés de cet traitement.

Principaux paramètres temporels des signaux :

- amplitude maximum, minimum et moyenne,
- différence entre les temps d'arrivés aux deux transducteurs,
- rapport signal bruit,
- énergie.

Paramètres fréquentiels des signaux:

- amplitude maximum du spectre de puissance,
- fréquence principale, secondaire et tertiaire du spectre de puissance.

Il est possible d'étendre considérablement le nombre de paramètres extraits des signaux une fois que des programmes de base d'acquisition puis d'ouverture des signaux sont réalisés.

3.4 Caractéristiques de la chaîne acoustique

3.4.1 Définition d'une émission acoustique (EA)

Émission Acoustique (EA) fait référence à la génération d'une onde élastique transitoire par libération rapide d'énergie stockée dans une structure ou un matériau donné. Cette libération

d'énergie trouve son origine dans l'initiation et/ou la propagation de défauts dans un assemblage ou au sein d'un matériau monolithique.

Comme principaux exemples de mécanismes générateurs d'émissions acoustiques on peut citer :

- la déformation ou bien la fracture de matrices et/ou des fibres,
- les décollements de joints ou de dépôts,
- les transformations de phases,
- les mécanismes de corrosion et de friction.

Lors de l'initiation ou la propagation d'un défaut, une partie de l'énergie de déformation qui est stockée dans le matériau va être rayonnée vers l'extérieur sous forme d'une onde élastique qui va se propager soit en volume soit en surface jusqu'au capteur. Le capteur transforme alors la vibration acoustique reçue en un signal électrique numérisé par un oscilloscope. C'est ce signal électrique qui va être caractérisé par les paramètres habituels utilisés en traitement du signal, à savoir l'amplitude des pics, la durée du signal, le temps d'établissement et l'énergie pour ne citer que les plus usuels. La caractérisation de cette onde électrique à l'aide des paramètres précités va alors permettre de tirer des conclusions quant aux phénomènes physiques à l'origine de ces émissions. Par ailleurs, la nature et les caractéristiques de l'onde reçue par le transducteur dépend du chemin parcouru par celle-ci, et peu donc fortement différer pour un même phénomène original suivant la distance entre la source et le transducteur. En effet, dans tous les cas de figures, les émissions acoustiques appartiennent au domaine ultrasonore, c'est-à-dire des fréquences supérieures à 10kHz et pouvant atteindre 10MHz. Ce domaine fréquentiel est induit par le type de sollicitation mécanique à l'origine, i.e. essentiellement des phénomènes d'initiation et propagation de défauts qui peuvent se schématiser par une ou des sources ponctuelles, de quelques micromètres à quelques millimètres, situées au sein de la structure.

Les émissions acoustiques sont donc indépendantes des modes de flexion de la structure dont le domaine fréquentiel attaché reste l'audible, c'est-à-dire des fréquences comprises entre 20Hz et 10kHz. Les EA se propagent donc le long des surfaces d'un solide ou par l'épaisseur de celui-ci. Dans l'hypothèse d'un capteur situé en champ proche de la source d'émission, moins de 10 fois la longueur d'onde, il est aussi possible de capter l'EA alors qu'elle n'a pas encore atteint une surface

libre du solide, et donc s'est propagée en volume au sein de la matière. Ce dernier cas peut être considéré comme une exception. En effet il faudrait instrumenter le solide sur toutes ses surfaces et avec un grand nombre de capteurs si l'on désire uniquement travailler en champ proche. Expérimentalement cette option n'est vraiment réalisable que pour des solides de petites tailles avec des défauts bien identifiés.

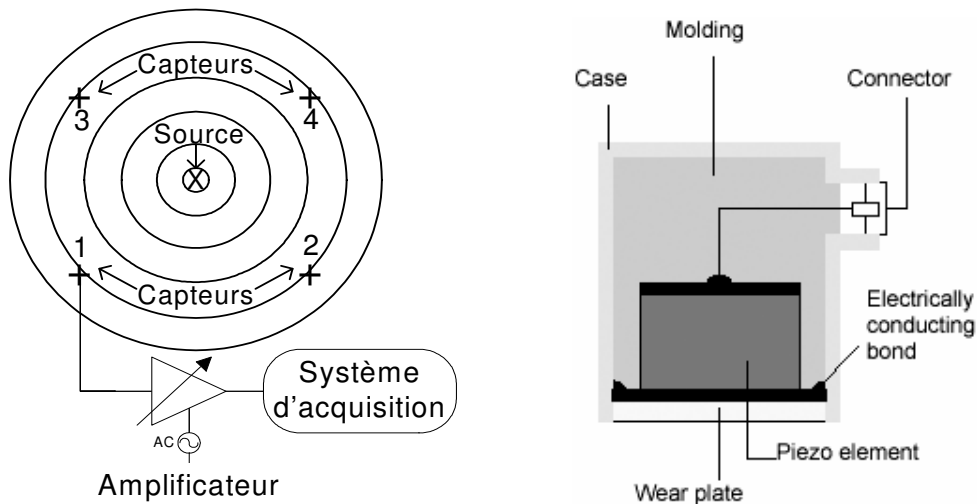


Figure 3.9 : schéma du principe d'acquisition des émissions acoustiques et schéma d'un capteur piézoélectrique.

Le tableau 3.3 résume les différents types d'ondes que l'on peut rencontrer dans les solides. Les 2 premiers types d'ondes s'apparentent à des vibrations transversales et longitudinales des particules. Ils peuvent exister indépendamment l'un de l'autre et sont alors des ondes de volume, leur vibration affecte tout le solide. Dans ce cas, ils ne constituent pas les types d'ondes que l'on rencontre en émission acoustique. Comme il a été mentionné précédemment, l'énergie libérée par la création et/ou la propagation d'un défaut ne suppose pas une vibration globale de la structure étudiée. Les vibrations des structures sont associées à de basses fréquences, c'est-à-dire des fréquences inférieures à 10kHz tandis les ondes rencontrées en émission acoustique appartiennent au domaine ultrasonore. Par contre des ondes composées par une association de ces deux premiers types (onde longitudinale et onde transversale), les ondes de surfaces (onde de Rayleigh) et les ondes de plaques (onde de Lamb), concernent les ondes observées en émission acoustique.

TABLEAU 3.3 TYPES D'ONDES DANS LES SOLIDES

Type d'Onde dans les Solides	Vibration des Particules	Domaine fréquentiel
Onde Transversale	Perpendiculaire à la surface, Perpendiculaire à la direction de l'onde.	Basse fréquence, audible
Onde Longitudinale	Parallèle à la surface, Parallèle à la direction de l'onde.	Basse fréquence, audible
Onde de Surface Onde de Rayleigh	Perpendiculaire à la surface, Perpendiculaire à la direction de l'onde, Composante longitudinale.	Haute fréquence, ultrasonore
Onde de Plaque Onde de Lamb	Perpendiculaire aux surfaces, Perpendiculaire à la direction de l'onde, Composante longitudinale.	Haute fréquence, ultrasonore
Onde de Plaque Onde de Love	Parallèle aux surfaces, Perpendiculaire à la direction de l'onde, Composante longitudinale.	Haute fréquence, ultrasonore

Nous nous intéresserons donc particulièrement aux trois dernières catégories d'ondes du tableau, à savoir les ondes de surfaces et les ondes de plaques. Les ondes longitudinales ne sont pas spécifiques à l'état solide et peuvent se trouver dans tous les états de la matière. Elles induisent des fluctuations de la densité du matériau pour assurer leur propagation. Les ondes transversales intéressent les solides et ne se propagent pas dans les milieux liquides, i.e. les milieux où la viscosité tend vers 0. A leur passage, les mouvements des particules s'effectuent perpendiculairement au sens de propagation de l'onde, la figure 3.10 illustre ce point.

Les ondes longitudinales et transversales sont des ondes qui permettent de décrire les EA dans le sens où elles coexistent ensemble et sont associées pour donner des ondes guidées soit par la surfaces libres du solide, ce sont des ondes de surface, soit deux surfaces libres d'un solide, ce sont des ondes de plaques. La fréquence des vibrations mécaniques rencontrées dans les solides est inversement proportionnelle à la masse déplacée. Ainsi les ondes qui intéressent une structure

au complet, vibration longitudinale et/ou transversale non associées, ont un domaine fréquentiel situé plus bas en fréquence en raison de la masse déplacée lors de la vibration. Les vibrations de la surface ou d'une plaque mince, qui peut être schématisée par deux surfaces ayant une épaisseur, déplacent des masses beaucoup plus faible est donc induisent des fréquences plus élevées. Ainsi les émissions acoustiques sont des ondes de surfaces ou de plaques dont le domaine fréquentiel est l'ultrasonique, c'est-à-dire les fréquences d'environ quelques dizaines de kilohertz à plusieurs mégahertz. Il existe trois grands types d'ondes mécaniques ultrasonores qui se transmettent dans les solides et qui sont véritablement identifiés, les ondes de Rayleigh, les ondes de Lamb et les ondes de Love. Les ondes de Love sont plus anecdotiques quant à leur applications expérimentales étant donnée que la vibration est parallèle aux surfaces de la plaque ce qui suppose l'application de capteur sur les bords de la plaque pour les acquérir.

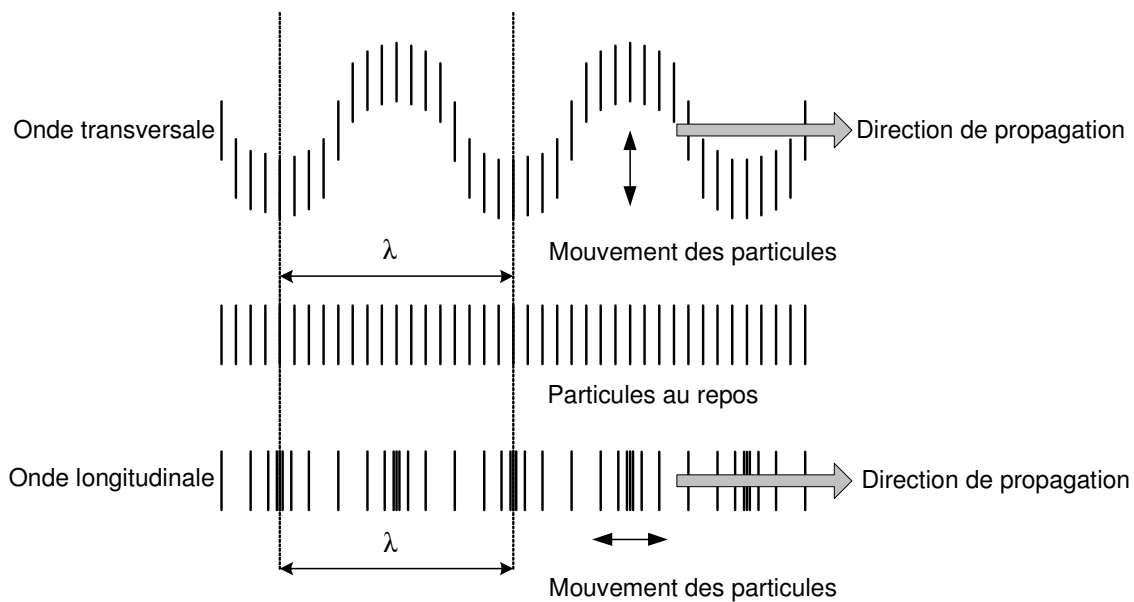


Figure 3.10 : Mode vibratoire des ondes longitudinales et transversales.

Les premiers travaux d'inspection par onde ultrasonore prirent leur essor durant la deuxième guerre mondiale. Ils ont été effectués grâce à l'utilisation d'ondes planes ultrasonores qui, traversant un solide par le volume, indiquaient la présence de défauts internes. Par la suite, il a été réalisé que l'inspection des surfaces pouvait être conduite en utilisant des ondes de surfaces du type des ondes de Rayleigh tandis que l'inspection des matériaux en couches pouvait se faire

grâce à l'utilisation d'ondes de plaques du type des ondes de Lamb. Les ondes de Lamb et les ondes de Rayleigh sont des ondes d'un type différent l'un de l'autre mais dont les équations caractéristiques se déduisent des mêmes relations mathématiques. Les procédures de tests par émissions acoustiques qui nous intéressent dans le cadre de cette thèse s'apparentent donc de très près aux techniques d'inspection non destructives des matériaux car dans les deux cas la présence d'ondes mécaniques pouvant se propager dans les solides est requise. Le domaine ultrasonore semble s'imposer de lui-même car les perturbations qui, dans un cas, vont provoquer l'émission acoustique et, dans l'autre cas, vont provoquer une variation sur la transmission sont des défauts physiques de quelques micromètres à quelques millimètres.

3.4.2 Les ondes de surfaces, ondes de Rayleigh

Les ondes de surface, mathématiquement démontrées en 1885 par Sir John William Rayleigh voyagent à la surface d'un matériau plein et épais en pénétrant approximativement à la profondeur d'une longueur d'onde. Le formalisme mathématique décrit les ondes de Rayleigh comme étant des ondes se propageant à la surface d'un demi-espace élastique avec un mouvement à orbite elliptique des particules [Viktorov, p93, 1967]. En pratique pour une épaisseur suffisante, plusieurs fois la longueur d'onde, les ondes de Rayleigh existent et se propagent à la surface d'un solide. La trajectoire elliptique des particules dans la vibration est la résultante des composantes transversales et longitudinales de ces ondes. Les ondes de Rayleigh sont utiles dans la pratique pour l'inspection des surfaces en raison de leur sensibilité aux défauts extérieurs rencontrés, pour l'écoute et le contrôle d'initiation/propagation de défauts dans les structures et aussi pour la surveillance de fuites survenant dans des réacteurs sous pression. La raison est qu'elles suivent avec un amortissement faible les surfaces pour lesquelles le rayon de courbure R_c de la surface servant de support à la propagation est grand par rapport à la longueur d'onde λ_R , i.e. $R_c/\lambda_R \geq 50$ [Viktorov, p37-41, 1967]. Leur sensibilité aux défauts de surfaces peut être envisagée comme un inconvénient lorsque la génération de l'onde se fait in situ, c'est-à-dire que les caractéristiques générales de l'onde émise par la source ne sont pas connues. Dans ce cas, on peut considérer que les informations contenues dans l'onde enregistrée caractérisent autant son cheminement que sa génération.

Supposons la propagation de l'onde coïncidant avec l'axe U_x , le déplacement \mathbf{v} des particules peut être décrit à l'aide de φ et $\boldsymbol{\psi}$ qui sont respectivement le potentiel scalaire et le potentiel vectoriel des déplacements [Viktorov, p1, 1967] :

$$\mathbf{v} = \text{grad } \varphi + \text{rot } \boldsymbol{\psi} \quad (3.2)$$

De plus, φ et $\boldsymbol{\psi}$ sont aussi appelés respectivement potentiel des ondes longitudinales et potentiel des ondes transversales. Ils satisfont les équations d'ondes suivantes, les relations 3.3 et 3.4 [Viktorov, p1, 1967] :

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} k_l^2 \varphi = 0, \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial^2 \boldsymbol{\psi}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \boldsymbol{\psi}}{\partial z^2} k_t^2 \boldsymbol{\psi} = 0. \quad (3.4)$$

Où $k_l = \omega \cdot [\rho / (\lambda + 2\mu)]^{1/2}$ et $k_t = \omega \cdot (\rho / \mu)^{1/2}$ sont respectivement les nombres d'ondes pour les ondes longitudinales et transversales, ω est la pulsation, λ et μ sont les constantes élastiques de Lamé, ρ est la densité du milieu.

On remarque qu'il n'y a pas de composantes sur U_y pour le déplacement du front d'onde. Il s'agit donc d'un modèle à deux dimensions qui considère que les déplacements sur U_z et U_x sont les mêmes quel que soit le positionnement sur U_y . Les équations décrivent donc bien une onde plane. Seul le potentiel vectoriel, noté $\boldsymbol{\psi}$, est non nul sur l'axe U_y . Les composantes \mathbf{U} et \mathbf{W} du déplacement des particules le long respectivement des axes U_x et U_z peuvent être représentées en fonction de φ et $\boldsymbol{\psi}$ suivant les équations de les relations 3.5 et 3.6 [Viktorov, p2, 1967].

$$\mathbf{U} = \frac{\partial \varphi}{\partial x} - \frac{\partial \boldsymbol{\psi}}{\partial z}, \quad (3.5)$$

$$\mathbf{W} = \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{\partial \boldsymbol{\psi}}{\partial x}. \quad (3.6)$$

Les composantes des contraintes σ_{xx} , σ_{zz} et σ_{xz} peuvent aussi être représentées en fonction de φ et ψ suivant les équations de les relations 3.7, 3.8, et 3.9 [Viktorov, p2, 1967] :

$$\sigma_{xx} = \lambda \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \right) + 2\mu \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} \right), \quad (3.7)$$

$$\sigma_{zz} = \lambda \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \right) + 2\mu \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} \right), \quad (3.8)$$

$$\sigma_{xz} = \mu \left(2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right). \quad (3.9)$$

Les conditions du problème ramené aux ondes de Rayleigh planes et harmoniques se propageant à la surface d'un demi-espace dans la direction des X positifs, nous permettent d'anticiper les expressions typiques du potentiel scalaire φ et du potentiel vectoriel ψ pouvant être solution des relations 3.3 et 3.4. On réinjecte alors ces expressions typiques dans les équations 3.3 et 3.4 et on obtient deux équations différentielles. Les solutions linéairement indépendantes de ces deux équations différentielles, en posant comme conditions l'annulation des contraintes σ_{zz} et σ_{xz} pour $z = 0$ (la surface libre du demi-espace), conduisent à deux nouvelles expressions des potentiels scalaire et vectoriel des ondes de Rayleigh, données par les relations 3.10 et 3.11 [Viktorov, p3, 1967].

$$\varphi = -A e^{i(kx - \omega t) - qz}, \quad (3.10)$$

$$\psi = iA \frac{2kq}{k^2 + s^2} e^{i(kx - \omega t) - sz}. \quad (3.11)$$

Les équations des relations 3.10 et 3.11, sont donc spécifiques aux ondes de Rayleigh. Ici, A est une constante arbitraire ; k est le nombre d'onde et l'on suppose $k^2 > k_t^2 > k_1^2$; enfin, q et s sont des variables s'écrivant sous la forme $q^2 = k^2 - k_1^2$ et $s^2 = k^2 - k_t^2$.

L'équation caractéristique qui permet de déterminer k prend alors la forme suivante, appelée équation de Rayleigh [Viktorov, p3, 1967].

$$\eta^6 - 8\eta^4 + 8(3 - 2\xi^2)\eta^2 - 16(1 - \xi^2) = 0 \quad (3.12)$$

Où : $\eta = k_l/k = c/c_t$; $\xi = k_l/k_t = c_l/c_t$ et avec c_l et c_t qui sont les vitesses de phase des ondes longitudinales et transversales. Cette équation possède 6 racines qui ne dépendent que du coefficient de Poisson ν du milieu élastique concerné. L'onde de Rayleigh proprement dite est la racine η_R comprise entre 0 et 1 et cette solution est unique pour des valeurs de ν comprise entre 0 et 0.5, correspondant aux milieux réels.

$$\eta_R = \frac{0.87 + 1.12\nu}{1 + \nu} \quad (3.13)$$

On remarque alors que η_R ne dépend que de ν . De plus les ondes de Rayleigh ne sont pas dispersives étant donné que η_R et c_t ne dépendent en aucune façon de la fréquence. Les équations décrivant les ondes de Rayleigh montrent qu'elles consistent en l'association de deux ondes inhomogènes, l'une longitudinale et l'autre transversale, qui se propagent le long d'une surface libre avec des vitesses identiques et une atténuation, A , en profondeur qui se fait suivant la relation 3.14 pour le mode longitudinal, le facteur est noté A_l , et suivant la loi 3.15 pour le mode transversal, le facteur est noté A_t .

$$A_l = \exp\left(-\sqrt{k_R^2 - k_l^2} Z\right) \quad (3.14)$$

$$A_t = \exp\left(-\sqrt{k_R^2 - k_t^2} Z\right). \quad (3.15)$$

Par la suite, en injectant les relations 3.10 et 3.11 dans les équations 3.5 et 3.6 on tire facilement les expressions des déplacements caractéristiques, relations 3.16 et 3.17, des ondes de Rayleigh sur les axes U_x et U_z [Viktorov, p5, 1967].

$$\mathbf{U}_R = Ak_R \left(e^{-q_R z} - \frac{2q_R s_R}{k_R^2 + s_R^2} e^{-s_R z} \right) \sin(k_R x - \omega t), \quad (3.16)$$

$$\mathbf{W}_R = Aq_R \left(e^{-q_R z} - \frac{2k_R^2}{k_R^2 + s_R^2} e^{-s_R z} \right) \cos(k_R x - \omega t). \quad (3.17)$$

Les déplacements des composantes \mathbf{U}_R et \mathbf{W}_R le long des axes U_x et U_y sont déphasés de $\pi/2$. C'est ce déphasage entre les déplacements sur les deux axes qui induit un mouvement elliptique des particules dans l'onde. Les ondes ne pénètrent presque pas dans le corps du solide, équations 3.14 et 3.15, et leur amplitude décroît avec la distance à la source, notée R , en raison de la divergence du faisceau d'ondes émis selon la relation 3.18 [Viktorov, p25, 1967]. Ces phénomènes d'amortissement sont inhérents aux caractéristiques propres des ondes transversales et longitudinales car, comme il l'a déjà été mentionné dans ce paragraphe, les ondes de Rayleigh sont une combinaison de ces deux types d'onde. L'amortissement de ces ondes, A_R , s'exprime donc comme suit :

$$A_R = 1/\sqrt{k_R R} \quad (3.18)$$

L'amortissement des ondes de Rayleigh, qui se propagent à la surface du solide est inférieur à celui des ondes de volume qui traversent le solide [Viktorov, p25, 1967] dont l'amortissement, A_v , analogue s'exprime par la relation 3.19 :

$$A_v = 1/k_{l,t} R \quad (3.19)$$

Ainsi les ondes de Rayleigh peuvent être considérées comme un des modes de propagation préférentiels des émissions acoustiques lorsque l'onde originale générée par l'apparition ou la propagation d'un défaut au sein du solide atteint une surface. Ceci explique pourquoi ces ondes sont facilement enregistrées lors d'une libération rapide d'énergie stockée dans une structure ou un matériau. Lorsque l'on applique un capteur directement sur la surface d'un solide de grande taille, les émissions acoustiques enregistrées ont une probabilité raisonnable d'être des ondes de Rayleigh. Dans ce cas, le phénomène est non dispersif, il devient alors aisé de déterminer une

vitesse moyenne par une méthode expérimentale. La détermination du positionnement de la source, quelle que soit la fréquence du signal reçu, est alors envisageable à l'aide d'une mesure unique de vitesse pour toutes les fréquences.

L'amortissement effectif des ondes de Rayleigh à des fréquences ultrasoniques est dû à des phénomènes d'absorption et de diffusion acoustique de l'énergie liés à la présence de défauts de surface. L'effet des défauts de surface sur la propagation des ondes de Rayleigh est d'une importance cruciale si l'on considère l'utilisation pratique de ces ondes, i.e. inspection de surface ou surveillance d'initiation/propagation de défauts. La plupart des défauts de surfaces peuvent se modéliser par une entaille ou une cannelure modifiant le profil de la surface sur laquelle l'onde se propage.

Ces deux modèles de défauts vont induire chacun des phénomènes de réflexion et de transmission de l'onde de Rayleigh incidente qu'il est possible de mesurer expérimentalement à l'aide de défauts préétablis de taille connue. Ces mesures vont fournir un coefficient de réflexion ainsi qu'un coefficient de transmission associé à ces défauts. Ce sont ces coefficients qui caractériseront la transformation de l'onde de surface incidente en onde de volume diffusée par le modèle de défaut. Le défaut agit alors comme une source secondaire qui diffuse l'onde de surface incidente.

Par ce type de mesures, il devient possible de faire une études sur l'altération des ondes de surfaces en fonction du rapport entre la taille caractéristique du défaut, profondeur h de l'entaille ou rayon R du demi-cylindre pour la cannelure, et la longueur d'onde, λ_R , de l'onde de Rayleigh [Viktorov, p57-65, 1967]. Les études expérimentales ont alors montrés qu'une onde de Rayleigh peut passer un défaut de type triangulaire, modèle de l'entaille, de n'importe quelle profondeur sachant que le coefficient de transmission ne dépend plus de la profondeur à partir d'un rapport h/λ_R égale à 1.5. Les défauts de profil cylindrique, modèle de la cannelure, bloquent la transmission des ondes pour des rapports R/λ_R inférieurs ou égaux à 0.6. Enfin, par la relation 3.20, il est possible, si l'on connaît l'amplitude B , la longueur d'onde de l'onde de Rayleigh incidente λ_R , l'amplitude b de l'onde diffusée ainsi que la distance entre le point de mesure et le défaut r , de déterminer la dimension efficace D du réflecteur idéal équivalent.

$$D = 2 \pi r \left(\frac{b}{B} \right)^2 \quad (3.20)$$

Par extension, il est tout aussi possible de considérer la propagation des ondes de Rayleigh le long de surfaces cylindriques concaves et convexes dépendamment du rapport du rayon de courbure R_c sur la longueur d'onde λ_R , i.e. R_c/λ_R , figures 3.11a et 3.11b ainsi que figures 3.12a et 3.12b. La figure 3.12a correspond au modèle de la cannelure envisagé comme défaut de surface.

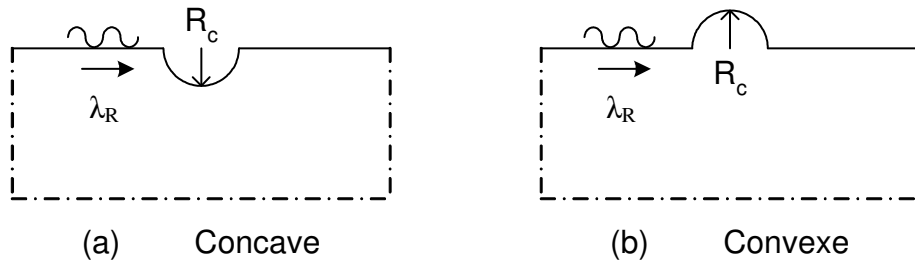


Figure 3.11 : Amortissement des ondes de Rayleigh le long de surfaces courbes avec R_c/λ_R petit, i.e. inférieur à 5.

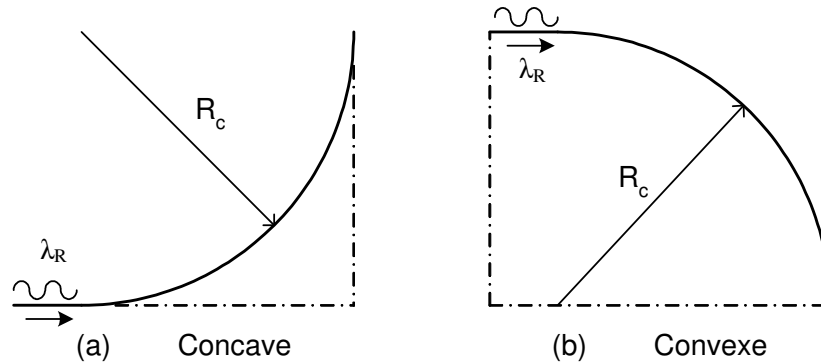


Figure 3.12 : Amortissement des ondes de Rayleigh le long de surfaces courbes avec R_c/λ_R grand, i.e. supérieur à 50.

L'amortissement des ondes de Rayleigh le long des surfaces courbes cylindriques a été étudié empiriquement et théoriquement par Viktorov. L'intérêt sera surtout accordé aux mesures expérimentales réalisées par lui-même. L'amortissement est exprimé en fonction du coefficient

d'amortissement excessif, noté γ , qui se définit par la relation 3.21, où A_1 est l'amplitude de l'onde mesurée à l'entrée de la partie courbe et A_2 l'amplitude de l'onde mesurée à la distance πR_c du premier point et dans la partie courbe [Viktorov, p35-41, 1967]:

$$\frac{A_2}{A_1} = e^{-(\pi R_c / \lambda_R) \gamma} \quad (3.21)$$

Si γ , le coefficient d'amortissement excessif, tend vers l'infini, le rapport A_2/A_1 , l'amortissement réel, tend vers 0, c'est-à-dire un amortissement total. Si γ tend vers zéro alors le rapport A_2/A_1 tend vers 1, c'est-à-dire un amortissement nul, comme le montre la courbe de la figure 3.13. Le fait de caractériser ce coefficient d'amortissement par l'adjectif excessif fait ici référence au fait que les ondes de Rayleigh subissent aussi un amortissement "normal" en se propageant sur les surfaces planes, relation 3.18.

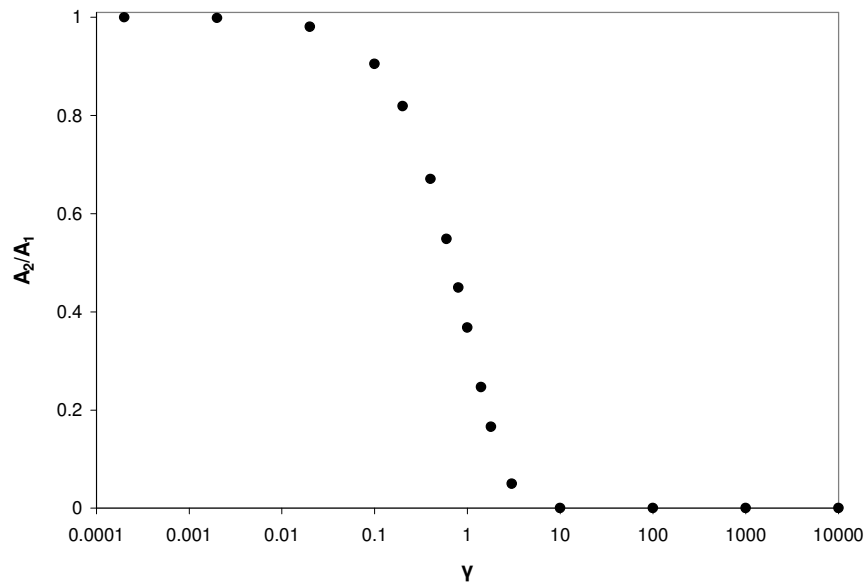


Figure 3.13 : Amortissement A_2/A_1 en fonction du coefficient d'amortissement excessif γ dans le cas de surfaces courbes d'après Viktorov [Viktorov, p39, 1967].

Tout comme dans le cas de l'amortissement dû aux défauts de surface, Viktorov a relié le coefficient γ au rapport R_c/λ_R . Expérimentalement il a montré que dans le cas des surfaces concaves, figures 3.11a et 3.12a, le coefficient d'amortissement excessif γ est fortement dépendant de la courbure de la surface. Pour un rapport R_c/λ_R inférieur ou égal à 5 l'amortissement est très fort, i.e. γ tend vers l'infini sur la figure 3.6. Précédemment il a déjà été montré qu'à partir de R_c/λ_R égale à 0.6, A_2/A_1 était égale à 0, on en conclu donc que γ lui tend vers l'infini. Pour un rapport R_c/λ_R supérieur ou égale à 50 l'amortissement devient non significatif par rapport à une surface plane et ainsi γ tend vers 0 et A_2/A_1 vers 1.

Dans le cas des surfaces courbes concaves, plus le rayon de courbure devient petit devant la longueur d'onde plus le coefficient d'amortissement excessif tend vers l'infini.

De la même manière Viktorov a démontré que dans le cas de surface convexe le coefficient d'amortissement excessif n'est pas dépendant du rapport R_c/λ_R [Viktorov, p41, 1967].

En conclusion, la propagation à longue distance des ondes de Rayleigh ne peut être envisagée facilement que sur des surfaces exemptes du moindre défaut dont la taille pourrait interférer avec la longueur d'onde et, par extension sur des surfaces les plus planes possible puisque la propagation sur des surfaces concaves est en générale quasi nulle. Seules les surfaces convexes sont tolérées avec un amortissement excessif qui varie en fonction du rapport R_c/λ_R .

3.4.3 Les ondes de plaques, ondes de Lamb

Les ondes de plaques peuvent se propager uniquement dans les métaux très minces, en regard de la longueur d'onde. Il en existe deux types, les ondes de Lamb et les ondes de Love. Les ondes de Lamb, mathématiquement démontrées à la fin du 19^{ème} siècle par Sir Horace Lamb, sont souvent appelées mode normal de propagation d'une onde de plaque [Viktorov, p67, 1967]. Cette définition est cependant approximative étant donné qu'un autre mode normal de propagation des ondes de plaques existe. Les ondes de Love, mathématiquement démontrées par Augustus Edward Hough Love, sont cet autre mode normal de propagation des ondes de plaques. Les ondes de Love sont des ondes transversales polarisées dans le plan horizontal de la plaque, ce qui implique que leur plan de vibration est parallèle à la surface du solide dans lequel elles se

propagent. Les ondes de Lamb sont des ondes transversales polarisées dans le plan vertical de la plaque ce qui implique que leur plan de vibration est perpendiculaire à la surface du solide dans lequel elles se propagent.

Les ondes de Lamb peuvent exister et se propager dans toute plaque mince et en conséquence font partie intégrante de la théorie des ondes guidées. Les ondes de Love ne sont, elles, qu'essentiellement observées dans des matériaux structurés en couches où les propriétés élastiques diffèrent suffisamment entre les strates pour empêcher la transmission de l'onde d'une couche à l'autre. Ceci explique que le plan de polarisation des ondes de Love est parallèle à la surface de la plaque.

Par extension les ondes de surface où les particules vibrent transversalement dans le plan de la plaque, sans composante verticale, sont aussi appelées ondes de Love. Ainsi les ondes de Love et les ondes de Lamb sont des vibrations se propageant en mode normal simple le long d'une plaque mince ayant deux surfaces libres. A la vibration transversale dans le plan horizontal ou vertical, il faut ensuite nécessairement associer une composante longitudinale à la vibration comme définies précédemment dans le cas des ondes de Rayleigh. Les ondes de Lamb et ondes de Loves peuvent coexister au sein d'une même plaque. Afin d'enregistrer des ondes de Love il faut en général disposer d'un système de mesure sans contact car seuls les bords de la plaque auront leur surface influencée normalement. Elles sont par conséquent moins intéressantes du point de vue expérimental et ne seront pas étudiées dans ce paragraphe.

Les ondes de Lamb sont des ondes vibratoires complexes qui voyagent par l'épaisseur entière du matériau, sans être des ondes de volume, à la différence des ondes de Rayleigh qui n'intéressent que la surface libre d'un demi-espace. La propagation des ondes de Lamb dépend de la densité et de l'élasticité du composant, tout comme les ondes de Rayleigh. La figure 3.14 montre la différence fondamentale entre une onde de Rayleigh et une onde de Lamb. L'une, Rayleigh, n'excite qu'une surface, le support apparaît alors comme un demi-espace tandis que l'autre, Lamb, excite les deux surfaces du solide. Les déplacements des particules sur chaque surface libre, c'est-à-dire la vibration, ne sont pas indépendants entre eux. Il s'agit d'une vibration de la plaque entière proche d'une onde de flexion dont seules leurs caractéristiques mécaniques, i.e.

l'association de composantes longitudinales et transversales, les diffèrent. Une onde de Lamb peut donc être envisagée comme une onde de Rayleigh qui traverse le guide de part en part et excite ainsi les deux surfaces libres à une fréquence et un déphasage donnés. On peut imaginer la plaque comme un milieu ayant deux surfaces, auxquelles est associées l'épaisseur d'une demi-plaque, qui vibrent de façon couplée. Le milieu n'est donc plus un demi-espace en comparaison de la longueur d'onde, ce qui justifie l'appartenance des ondes de Lamb à la théorie des ondes guidées. Un certain nombre de modes de vibration des particules sont possibles, les deux plus communs sont le mode symétrique et le mode asymétrique. La figure 3.14 schématise le passage d'une onde de Rayleigh à une onde de Lamb et les deux modes principaux de vibrations de cette dernière.

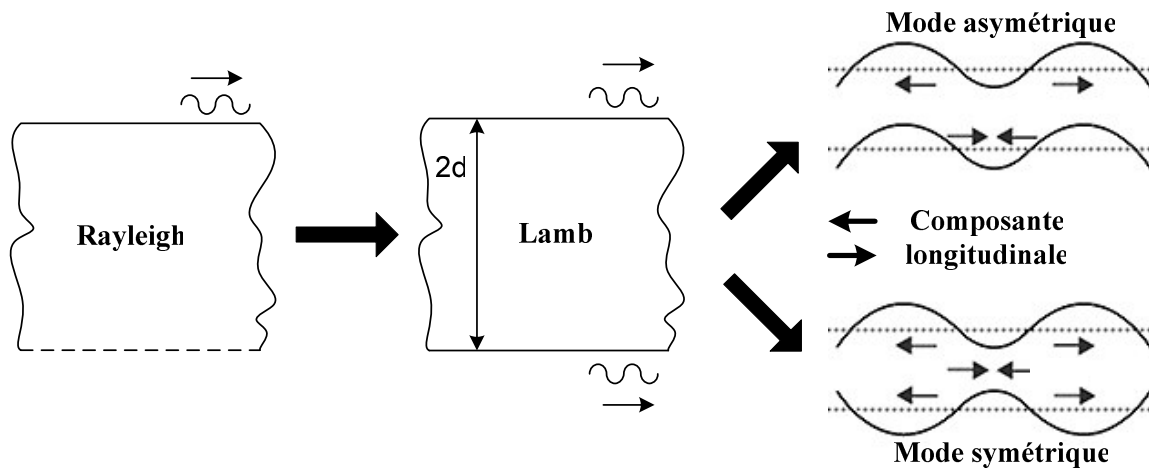


Figure 3.14 : Différence entre ondes de Rayleigh et ondes de Lamb, mode de propagation symétrique et asymétrique.

Le mouvement des particules lors de la vibration est semblable aux orbites elliptiques des ondes de Rayleigh tandis que la vitesse dépend du rapport entre l'épaisseur de la plaque et la fréquence des ondes. Dans la propagation des ondes de Lamb et des ondes guidées il existe nécessairement une corrélation entre la fréquence et l'épaisseur de la plaque, agissant en quelque sorte comme un filtre. Les ondes de Lamb et les ondes guidées d'une manière générale sont dispersives, les vitesses de groupe et de phase sont différentes et évoluent en fonction de la fréquence.

Malgré les différences précédemment énoncées, les ondes de Lamb, Love et Rayleigh ne sont pas des ondes réellement différentes par leur formalisme mathématique. En effet, si l'on suppose qu'un objet suffisamment mince pour permettre la pénétration sur la surface opposée de l'onde de surface (par exemple une plaque ayant une épaisseur de l'ordre d'une ou quelques longueurs d'onde) alors les ondes de Rayleigh dégénèrent en ondes de Lamb. Il devient donc nécessaire que les équations régissant les composantes \mathbf{U} et \mathbf{W} du déplacement des particules le long des axes U_x et U_z ainsi que les composantes des contraintes σ_{xx} σ_{zz} σ_{xz} soient les mêmes pour les deux types d'onde.

Les ondes de Lamb se formalisent donc à partir des mêmes équations de base de Rayleigh, relations 3.2, 3.3 et 3.4. Cependant le fait que la propagation se fasse entre deux surfaces séparées par une épaisseur $2d$ implique une nouvelle expression des potentiels scalaire et vectoriel ϕ et ψ . Les deux relations spécifiques résultantes, 3.22 et 3.23, sont alors équivalentes aux relations des ondes de Rayleigh, 3.10 et 3.11, mais appliquées aux conditions des ondes de Lamb.

$$\phi = A_s \operatorname{ch} qze^{ikx} + B_a \operatorname{sh} qze^{ikx} , \quad (3.22)$$

$$\psi = D_s \operatorname{sh} sze^{ikx} + C_a \operatorname{ch} sze^{ikx} . \quad (3.23)$$

Ici A_s B_a C_a D_s sont des constantes arbitraires, k est le nombre d'onde pour l'onde de Lamb, q et s satisfont les relations suivantes $q^2 = k^2 - k_1^2$ et $s^2 = k^2 - k_t^2$. Par ailleurs le terme $e^{i\omega t}$ est laissé de côté pour plus de clarté. On introduit alors les relations 3.22 et 3.23 dans les relations 3.3 et 3.4 en posant comme condition l'annulation des contraintes pour $z = \pm d$ ($z = 0$ dans les ondes de Rayleigh). On obtient quatre nouvelles relations pour l'expression des potentiels scalaire et vectoriel ce qui conduit à une expression double de l'équation caractéristique, relations 3.24 et 3.25, contre une seule pour le cas des ondes de Rayleigh, 3.12.

$$(k^2 + s^2)^2 \cdot \operatorname{ch} qd \cdot \operatorname{sh} sd - 4k^2 qs \cdot \operatorname{sh} qd \cdot \operatorname{ch} sd = 0, \quad (3.24)$$

$$(k^2 + s^2)^2 \cdot \operatorname{sh} qd \cdot \operatorname{ch} sd - 4k^2 qs \cdot \operatorname{ch} qd \cdot \operatorname{sh} sd = 0. \quad (3.25)$$

Les ondes de Lamb sont par conséquent formées de deux groupes d'ondes dont les équations satisfont à la fois les conditions de déplacement et les conditions limites aux deux surfaces libres.

Les équations 3.24 et 3.25 permettent de trouver des expressions non indépendantes les unes des autres aux constantes A_s B_a C_a D_s introduites dans les équations 3.22 et 3.23. Ces nouvelles valeurs permettent alors d'obtenir les formules désirées des potentiels, exprimées par les relations 3.26 et 3.27.

$$\varphi = A_s \operatorname{ch} q_s z e^{ik_s x} + B_a \operatorname{sh} q_a z e^{ik_a x}, \quad (3.26)$$

$$\psi = \frac{2ik_s q_s \operatorname{sh} q_s d}{(k_s^2 + s_s^2) \operatorname{sh} s_s d} A_s \operatorname{sh} s_s z e^{ik_s x} + \frac{2ik_a q_a \operatorname{ch} q_a d}{(k_a^2 + s_a^2) \operatorname{ch} s_a d} B_a \operatorname{ch} s_a z e^{ik_a x} \quad (3.27)$$

On observe dans les équations des deux potentiels les contributions du mode asymétrique indexées par la lettre "a" et du mode symétrique indexées par la lettre "s". Les équations des déplacements 3.5 et 3.6 doivent alors être modifiées en conséquence afin de respecter ces deux modes. Ceci nous donne alors une nouvelle série de relations notées 3.28 et 3.29.

$$U = U_s + U_a, \quad (3.28)$$

$$W = W_s + W_a. \quad (3.29)$$

En injectant les relations 3.26 et 3.27 dans les équations 3.5 et 3.6 puis en séparant les déplacements suivant les relations 3.28 et 3.29, on obtient les équations globales des déplacements sur les axes U_x et U_z pour les deux modes. On a donc maintenant 4 équations représentées par les relations 3.30, 3.31, 3.32 et 3.33. Ainsi, dans une plaque d'épaisseur $2d$, à une pulsation ω , il existe un nombre fini d'ondes de Lamb symétriques et antisymétriques, différent les unes des autres par leur vitesse de phase et de groupe ainsi que par leur déplacement et les contraintes à travers la plaque. Le nombre d'onde symétrique est donné par le nombre de racines réelles de la première équation 3.24 tandis que le nombre d'onde antisymétrique est donné par le nombre de racines réelles de la deuxième, 3.25.

La vitesse de phase est la caractéristique fondamentale d'une onde de Lamb car elle dépend de la fréquence et donc, comme les équations caractéristiques le montre, de l'épaisseur de plaque. Une fois cette vitesse connue il devient possible de déterminer précisément le nombre d'onde, les contraintes et les déplacements en n'importe quel point de la plaque. Seule la connaissance des courbes de dispersion pour la vitesse de phase et de groupe permet donc de réellement appréhender le déplacement des ondes.

$$U_s = Ak_s \left(\frac{ch q_s z}{sh q_s d} - \frac{2q_s s_s}{k_s^2 + s_s^2} \cdot \frac{ch s_s z}{sh s_s d} \right) e^{i(k_s x - \omega t - \Pi/2)}, \quad (3.30)$$

$$W_s = -Aq_s \left(\frac{sh q_s z}{sh q_s d} - \frac{2k_s^2}{k_s^2 + s_s^2} \cdot \frac{sh s_s z}{sh s_s d} \right) e^{i(k_s x - \omega t)}, \quad (3.31)$$

$$U_a = Bk_a \left(\frac{ch q_a z}{sh q_a d} - \frac{2q_a s_a}{k_a^2 + s_a^2} \cdot \frac{ch s_a z}{sh s_a d} \right) e^{i(k_a x - \omega t - \Pi/2)}, \quad (3.32)$$

$$W_a = -Bq_a \left(\frac{sh q_a z}{sh q_a d} - \frac{2k_a^2}{k_a^2 + s_a^2} \cdot \frac{sh s_a z}{sh s_a d} \right) e^{i(k_a x - \omega t)}. \quad (3.33)$$

L'amortissement sera dépendant de la fréquence par l'intermédiaire du nombre d'onde, à l'instar des ondes de Rayleigh, et de la demi-épaisseur de la plaque, d . Le facteur d'amortissement et la vitesse vont donc évoluer en fonction d'un paramètre unique appelé épaisseur relative de la plaque et déterminé par le produit k_d [Viktorov, p103, 1967]. L'expression de l'amortissement des ondes Lamb est difficilement appréhendable. Il a été démontré que le facteur d'amortissement global de l'onde de plaque sera une combinaison linéaire du facteur d'amortissement de la composante longitudinale et du facteur d'amortissement de la composante transversale, respectivement [Vikto, p106, 1967]. De plus, on admet comme règle que l'amortissement atteindra un maximum pour les cas où la vitesse de phase atteint un maximum.

Le facteur d'amortissement ne dépend donc pas, en termes de dimension physique, de la distance à la source, comme dans le cas des ondes de surfaces, mais de la demi-épaisseur de plaque. Ce dernier point est important car il sous-entend que dans toutes les situations pratiques, i.e. une plaque de dimension finie, les ondes de Lamb se propagent systématiquement dans toute cette plaque. Le problème de leur amortissement devient donc secondaire face à celui de leur réflexion. Il n'existe cependant pas de modèle mathématique complet pour exprimer la théorie de la réflexion des ondes de Lamb.

La sous-section précédente a montré que la propagation ou la non propagation des ondes de Rayleigh sur des surfaces courbes était déterminée par le ratio du rayon de courbure sur la longueur d'onde. Au terme de l'étude il avait été montré que, dans de nombreux cas, la propagation de l'onde de Rayleigh est stoppée par la courbure de la surface et/ou par la présence de défauts cylindriques. Le cas des ondes de Lamb est différent. Il a été montré par Viktorov, au terme d'études comparables que, d'une manière générale, la caractéristique fondamentale de l'onde de Lamb, i.e. la vitesse de phase, n'est pas influencée par le rayon de courbure de la plaque. Seul le cas des plaques très minces nécessitera une étude spécifique tandis qu'à l'inverse une plaque très épaisse conduira à un comportement de l'onde se rapprochant de celui des ondes de Rayleigh. Il apparaît donc clair que la propagation des ondes de Lamb dans des plaques planes ou courbes ne pose pas de problème particulier, seule l'épaisseur de la plaque est un facteur déterminant. La règle énoncée au paragraphe précédent selon laquelle les ondes de Lamb se propagent systématiquement dans toute la plaque où elles existent est toujours valable et s'étend maintenant à toute plaque plane ou courbe.

Plus l'épaisseur de plaque augmente plus les propriétés des ondes symétriques et antisymétriques changent, dans le sens où elles deviennent de plus en plus "identiques" entre-elles. A partir d'une valeur limite, la vitesse de phase s'approche de plus en plus de la vitesse unique d'une onde de Rayleigh, les déplacements se rapprochent de plus en plus de la surface libre du solide et finalement la distribution des contraintes et la pénétration en profondeur s'aligne sur les équations des ondes de Rayleigh. Il en est de même pour le facteur d'amortissement qui tend vers l'amortissement des ondes de Rayleigh, i.e. $1/\sqrt{k_R R}$ (où R est la distance à la source). Une onde de surface peut donc en fonction de l'épaisseur dégénérer en onde de plaque et inversement. Il est

ainsi possible d'observer un dédoublement de l'onde de Lamb avec l'augmentation de l'épaisseur de plaque vers le déplacement en phase de deux ondes de surfaces sur chaque surface libre indépendante l'une de l'autre. On parle dans ce cas de quasi-ondes de Rayleigh qui sont en fait deux ondes d'égale amplitude, symétrique et antisymétrique qui ont été générées par un générateur d'onde de surface et qui en général coexistent avec de véritables ondes de Lamb co-excités par le générateur.

Finalement on peut résumer comme suit les domaines fréquentiels d'existence des ondes de Rayleigh et des ondes de Lamb en fonction du paramètre physique principal, i.e. l'épaisseur de plaque $2d$:

- $\lambda > d$ Domaine des ondes de Lamb,
- $\lambda \sim d$ Domaine des quasi-ondes de Rayleigh et des ondes de Lamb,
- $\lambda < d$ Domaine des ondes de Rayleigh.

Les ondes de Rayleigh sont des ondes non dispersives. La propagation ne dépend pas de la fréquence mais plutôt de son rayon de courbure ainsi que du type et de la dimension caractéristique des défauts l'affectant.

A l'inverse, les ondes de Lamb sont des ondes dispersives dont la propagation n'est pas affectée par les défauts de surfaces et/ou le rayon de courbure de la plaque. La vitesse de propagation dépend de la fréquence.

3.4.4 Analyse de la nature des ondes dans le substrat

Le chapitre précédent implique le fait que lorsque la section de la plaque, i.e. le guide d'onde, le long de laquelle l'onde se propage est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde alors celle-ci voyage essentiellement comme une onde guidée que l'on peut appeler mode de Lamb.

Une onde guidée est une onde électromagnétique ou sonore dont l'énergie reste, au cours de la propagation, confinée entre des surfaces, ou au voisinage de surfaces, en général par suite d'une variation brusque ou progressive des caractéristiques du milieu dans les directions normales à ces

surfaces. Le guidage apporte des propriétés de propagation fortement dispersives, figure 3.8 [Guo, 1996], comme on l'a vu au chapitre précédent. Cela signifie que la vitesse de phase diffère de la vitesse de groupe dans les milieux où la célérité est fonction de la fréquence, c'est-à-dire les milieux dispersifs, ou lorsque les propriétés de propagation de l'onde sont dispersives. La vitesse de phase est la vitesse d'un observateur qui se déplace normalement au plan de l'onde, de manière que les caractéristiques de l'onde lui paraissent garder une phase constante.

Mathématiquement, la vitesse de phase est le vecteur porté par la direction de propagation d'une onde périodique, de même sens, et de module égal au produit de la fréquence par la longueur d'onde.

La vitesse de groupe représente la vitesse de déplacement d'un groupe d'ondes dont la célérité suit la même loi en fonction de la fréquence. Dans de nombreux cas, la vitesse de groupe est la vitesse de déplacement de l'énergie. Mathématiquement, la vitesse de groupe est le vecteur porté par la direction de propagation de l'énergie d'une onde périodique, de même sens, et de module égal à la dérivée de la fréquence par rapport au nombre d'onde.

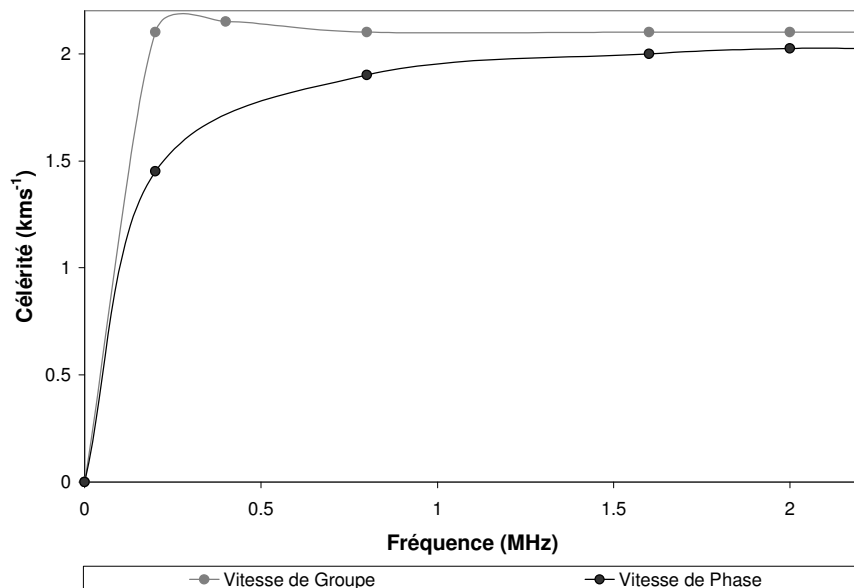


Figure 3.15 : Exemple de courbes de dispersions d'ondes guidées d'après Guo, 1996.

Dans la littérature, des vitesses de propagation d'onde en mode de plaque variant de 500m.s^{-1} à plus de 2500m.s^{-1} ont été observées [Guo, 1996] et la courbe de dispersivité correspondante tracée. Dans des échantillons similaires aux nôtres avec comme méthode de génération des ondes la source Hsu Nielsen, détaillée dans le paragraphe suivant, des vitesses "moyennes" de 2500m.s^{-1} ont aussi été mesurées [Voyer, 1996].

Une étude succincte de la vitesse de propagation des ondes perçues en condition réelle, i.e. EA générées par les chocs thermiques, a aussi été réalisée. Dans ce type de mesures, les transducteurs ne sont plus placés chacun à une extrémité de la plaque mais l'un derrière l'autre à une distance de 2.10^{-2}m . Le traitement du signal développé dans le cadre de la thèse nous permet d'obtenir le temps, dt , entre la réception d'un même signal aux deux récepteurs par une fonction d'intercorrélation. Il nous a été permis par cette méthode de déterminer l'étalement des temps, $dt(\text{ms})$, et ainsi de remonter à une échelle estimée des vitesses, $C(\text{m.s}^{-1})$, observées, relation 3.34 :

$$\begin{aligned} 6.10^{-6} &\leq dt(\text{ms}) \leq 2.10^{-5} \\ 3500 &\geq C(\text{ms}^{-1}) \geq 1000 \end{aligned} \quad (3.34)$$

La fréquence d'échantillonnage des EA du banc de test étant de 5MHz, la fréquence maximum observable sans risque de repliement de spectre, la fréquence de Nyquist, est de 2.5MHz. Ainsi, à l'aide la relation 3.35 il devient possible de tracer sur une courbe les domaines d'existence des deux différents modes en fonction de la vitesse et de la longueur d'onde pour des fréquences préétablies.

$$\lambda(m) = \frac{C(m.s^{-1})}{f(Hz)} \quad (3.35)$$

Nous avons donc pris comme hypothèses des vitesses de groupe variant entre 500 et 3500ms^{-1} et des fréquences de références de 30kHz, 300kHz, 1MHz, et 2.5MHz. L'épaisseur de la plaque étant de 1.4mm, la longueur de référence "d", discutée dans le paragraphe précédent, permettant de déterminer le mode préférentiel de propagation de l'onde est donc de 0.7mm.

La figure 3.16 montre les résultats du calcul des longueurs d'ondes en fonction des vitesses de propagation pour une fréquence donnée. On sait que pour une longueur d'onde λ supérieure à la demi-épaisseur les ondes de Lamb existent et se propagent. Pour une longueur d'onde λ égale à d alors coexistent les quasi-ondes de Rayleigh. Au dessous de d il s'agit du domaine des ondes de Rayleigh pures. Sur la figure 3.16 cette valeur d est représentée par le trait horizontal en pointillé placé à l'ordonnée $y = 0.7$. On peut donc d'ors et déjà supposer la prévalence des modes de Lamb pour la propagation des EA générées lors des chocs thermiques. Pour la vitesse "moyenne" observée lors de la génération d'EA par la méthode Hsu Nielsen de 2500 m.s^{-1} [Voyer, 1996], il n'est pas possible de générer d'autres modes que ceux de Lamb.

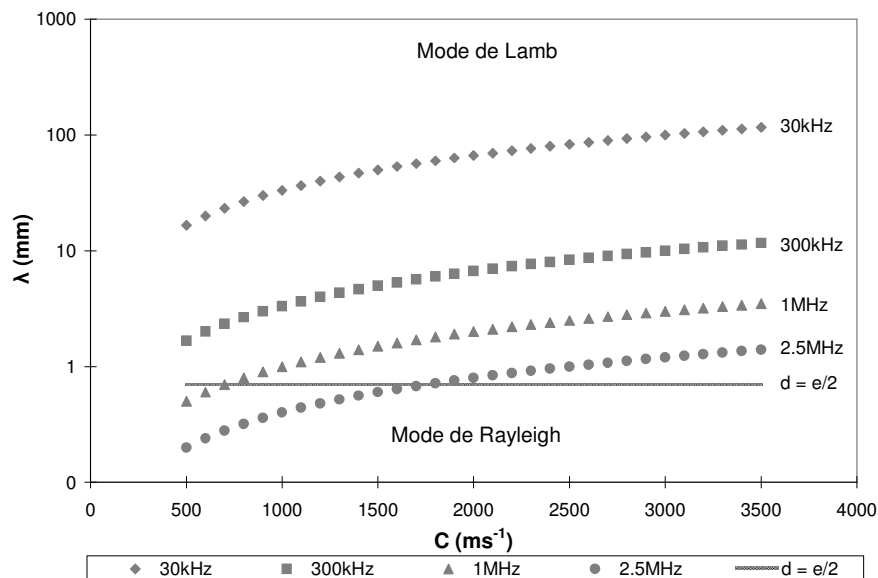


Figure 3.16 : Calcul des domaines d'existence des modes de Rayleigh et des modes de Lamb.

3.4.5 Constatation du type d'onde enregistrée

Une technique de mesure expérimentale a été développée afin de valider le calcul précédent. La figure 3.17 illustre cette méthode. Il s'agit de vérifier le mode de propagation prédominant des ondes dans les échantillons réels. Il faut donc une méthode reproductible pour générer des EA de façon intentionnelle. Cette méthode sera la méthode de la source Hsu Nielsen, voir figure 3.18.

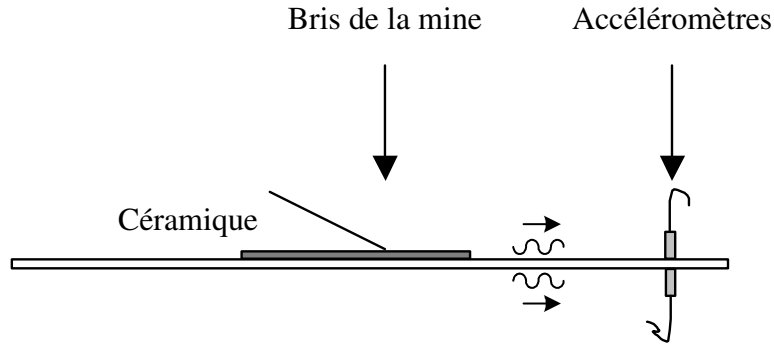


Figure 3.17 : Schéma de la méthode de test de validation du type d'onde reçu par les transducteurs.

Le dispositif, baptisé du nom de son réalisateur est une aide pour simuler une émission acoustique en utilisant la rupture d'une mine de graphite fragile placée dans un ajustage de précision approprié, du type d'un porte mine [Roger, 1988 ; Voyer, 1996]. Ce test consiste à casser une mine de crayon de diamètre 0.5mm ou 0.3mm à approximativement 3 millimètres (+/- 0.5 millimètre) de son extrémité tout en la maintenant en contact avec la surface du solide. La mine est cassée dans notre cas au centre de la surface de la couche de céramique. La rupture fragile produit un signal acoustique intense, tout à fait semblable à celui d'une EA, que les capteurs détectent comme un *burst*. Afin de vérifier le mode de propagation des ondes qui voyagent sur ou par la plaque, il a été installé deux capteurs chacun placé sur une des 2 grandes faces de la plaque, figure 3.17.

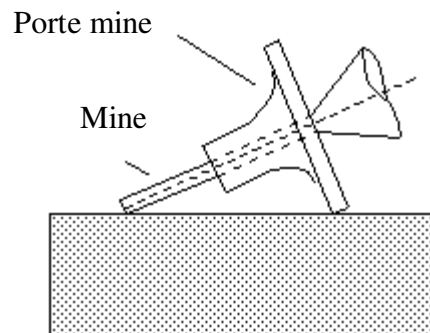


Figure 3.18 : Méthode de la source Hsu Nielsen pour générer des EA.

Ces capteurs sont des accéléromètres monoaxiaux. Leur fréquence de coupure est de 100kHz. Celle-ci sera suffisante puisque le calcul annonce des ondes de Lamb à partir de 30kHz. Ils fonctionnent de façon purement mécanique, la vibration du solide entraîne la mise en oscillation directe d'un système masse-ressort. L'avantage de ces capteurs est d'offrir une courbe de réponse parfaitement linéaire jusqu'à leur fréquence de coupure. L'utilisation d'accéléromètre nous assure de ne pas perdre de contenu fréquentiel durant l'acquisition, celui-ci étant pris comme référence pour l'identification des signaux. Les capteurs ultrasonores de type piézoélectrique, comme ceux utilisés lors des tests thermiques, n'offrent pas une réponse linéaire en fréquence et ne conviennent donc pas pour des mesures de calibrage.

Si, lors de cette expérience, sur les deux faces on reçoit un signal identique, i.e. le contenu fréquentiel est identique, alors on peut dire que l'émission acoustique génère une onde qui voyage sous forme d'onde guidée et l'on parlera alors de mode de Lamb. Si seul le capteur du dessus reçoit un signal, ou si le contenu fréquentiel des deux signaux est différent, alors l'émission acoustique génère une onde qui voyage en surface et l'on parlera de mode de Rayleigh. Cette expérience permet d'identifier quel mode de vibration du substrat est sollicité par la génération d'une EA. Elle repose sur l'hypothèse que c'est le mode le plus énergétique excité par l'EA qui parviendra aux transducteurs. Ce dernier point ainsi que le choix d'accéléromètres monoaxiaux dont la bande passante n'excède pas 100kHz seront vérifiés dans le paragraphe suivant lors de l'utilisation d'un interféromètre laser.

La figure 3.19 présente les enregistrements réalisés par les capteurs disposés comme sur la figure 3.17. Il est aisé de remarquer sur la figure 3.19 que les deux traces sont parfaitement corrélées, le contenu fréquentiel du signal est donc identique sur chacune des faces de la plaque. En conséquence il s'agit d'une onde qui voyage par l'épaisseur du substrat et non pas par sa surface. On peut alors conclure que l'EA générée dans le matériau lors du bris de la mine a excité les modes de plaque du substrat, les signaux arrivent donc aux transducteurs sous forme d'onde de Lamb. Les ondes reçues sont donc dispersives et répondent à la théorie des ondes de Lamb développée précédemment : d'une part la fréquence influence la vitesse de propagation de l'onde et, d'autre part, la vibration une fois instaurée intéresse toute la plaque. Il n'y aura donc pas de problème d'amortissement de l'onde mais plutôt des problèmes de réflexion aux bords libres. En

supposant la source d'émission unique et ponctuelle, avec deux capteurs, il sera difficile d'effectuer une localisation précise du lieu d'émission de l'EA sans connaître la courbe de dispersion de la plaque aux fréquences étudiées.

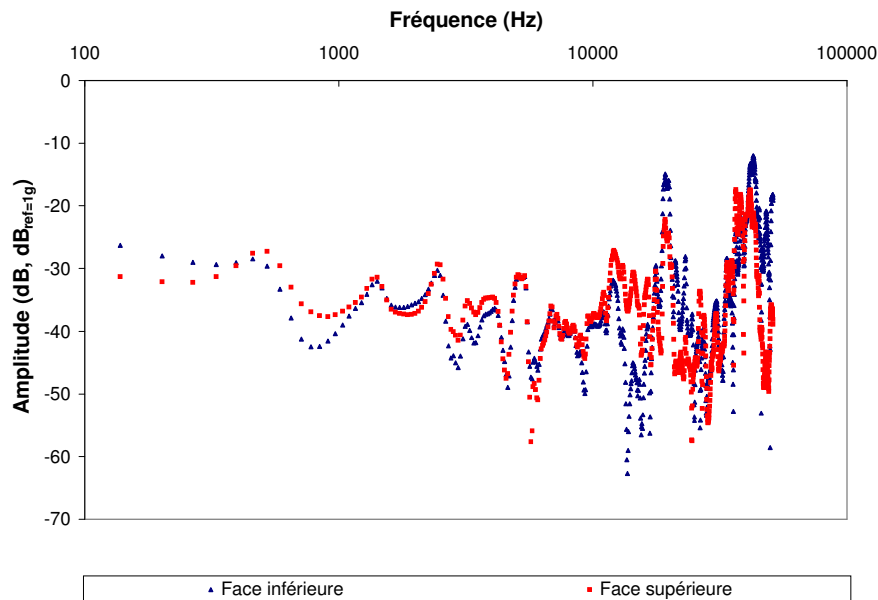


Figure 3.19 : Enregistrement d'une EA générée par la méthode Hsu Nielsen réalisé par les capteurs disposés sur chaque face de la plaque.

Les courbes de dispersiveité s'obtiennent en faisant des mesures de vitesse en fonction de la fréquence. Un capteur ultrasonique, en mode transmission, émet une impulsion acoustique à haute fréquence à travers le matériau à étudier en direction d'un autre capteur fonctionnant cette fois-ci en mode réception. La mesure comprend l'amplitude du signal émis versus celle du signal reçu et le temps entre l'émission et la réception. Ces mesures, simples en théorie, sont très délicates à réaliser et suppose un appareillage de mesure dédié et onéreux.

Si l'on considère la source comme ponctuelle et unique il reste néanmoins possible de déterminer avec plus ou moins de justesse le lieu de la source acoustique.

Il existe en fait deux approches générales. Le premier est une localisation de la zone d'émission, le deuxième plus précis est la localisation discrète de la source. Dans ces deux cas de figure une

connaissance précise des phénomènes d'atténuation en fonction de la fréquence (ondes de Rayleigh, ondes de Lamb) et des courbes de dispersion (ondes de Lamb) sont les prérequis. Par ailleurs, il faut garder à l'esprit que le nombre de défauts pouvant être à l'origine d'une émission acoustique dans un matériau fragile, poreux et microfissuré est statistiquement très élevé, en rapport avec la distribution statistique des défauts. Un tel système peut alors être envisagé comme une source volumique équivalente, constituée de la somme de toutes les sources ponctuelles présentes dans le volume et capable d'exciter les modes de plaques du substrat.

Dans la première approche, on suppose que la zone d'émission se situe dans le périmètre du transducteur qui a reçu le signal le plus fort en termes d'amplitude de pic. Cette technique de localisation marche parfaitement pour la détection des sources d'émissions continues, comme une fuite par exemple dans un réacteur sous pression. On raffine par la suite la localisation en cherchant quel transducteur a reçu le deuxième signal le plus fort en amplitude et ainsi de suite. La localisation finale de la zone d'émission est alors trouvée par un algorithme d'interpolation qui prend en compte les phénomènes d'atténuation. Cette approche ne suppose pas l'unicité de la source puisque seule une zone où peuvent cohabiter plusieurs sources ponctuelles est supposée.

Dans la deuxième approche, on parle de localisation discrète de la source, les différences entre les temps d'arrivée du signal à chaque transducteur doivent être prises en compte. La distance entre la source et le transducteur doit être la plus petite possible afin de minimiser les effets dispersifs s'ils existent. Il faut aussi s'assurer que chaque EA corresponde bien à un seul et unique événement. Pour plus de précision, il est recommandé d'effectuer un montage double de chaque capteur. Les capteurs sont appliqués deux par deux côte à côte et la comparaison des temps commence entre ces deux transducteurs afin d'appréhender la directivité du signal reçu aux transducteurs. Dans notre cas où l'on possède deux transducteurs aux extrémités du substrat, cette dernière approche implique l'unicité de la source. Cette hypothèse est difficilement vérifiable dans le cas de signaux générés par un matériau fragile ayant une forte densité de défauts, à l'image d'un dépôt céramique obtenu par projection plasma, soumis à une contrainte en volume. Dans le cas où l'on ne suppose pas l'unicité de la source, le système devient sous déterminé et il sera difficile de conclure.

Les EA générées par le bris de la mine à la surface de la céramique ont excité les modes de plaques du substrat. Comme l'a montré le calcul effectué au chapitre précédent cette conclusion était prévisible puisque seuls des signaux de plus de 2.5MHz et ayant des vitesses inférieures à $1500\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ peuvent être attribués à un mode de Rayleigh.

Il reste cependant nécessaire de déterminer le domaine fréquentiel couvert par les EA ce qui constitue le sujet de la sous-section suivante.

3.4.6 Caractérisation du domaine fréquentiel par Interférométrie laser

La problématique de cette sous-section est de cibler le domaine fréquentiel large bande que couvrent les EA qui se propagent dans le matériau. Dans cette optique, différents appareils d'acquisitions ont été employés, i.e. un interféromètre laser et un vibromètre. Les résultats présentés ici ne concernent que l'interféromètre. La méthode de génération des EA sera là aussi la méthode de la source Hsu Nielsen décrite dans le paragraphe précédent. Les signaux temporels ainsi acquis sont alors passés dans le domaine fréquentiel afin de comparer les résultats obtenus avec chacune des méthodes.

L'interféromètre utilisé pour ces expériences est du type Mach-Zender. Il s'agit d'interférométrie de déplacement. La sensibilité de l'appareil est de 0.43 Angstrom par millivolt. Le laser utilisé est de type He-Ne et développe 5mW. La distance de mesure peut aller jusqu'à un mètre. Lors des tests, nous avons pu constater que l'utilisation d'une table à suspension acoustique n'est pas nécessaire. La fréquence d'échantillonnage utilisée lors de ces acquisitions est de 20MHz ce qui nous autorise une bande passante de 10MHz avec un gain parfaitement linéaire. Les mines ont été cassées sur la surface de la céramique, en son centre, et le laser a été pointé à une extrémité des échantillons en lieu et place des transducteurs lors des tests thermiques. L'intérêt du travail étant d'obtenir une vue d'ensemble des phénomènes générés par le bris de la mine, i.e. déterminer le ou les modes de vibration que l'EA crée, la taille des fenêtres temporelles a été portée à 15ms. Plusieurs tentatives ont été effectuées, la figure 3.20 montre un résultat typique.

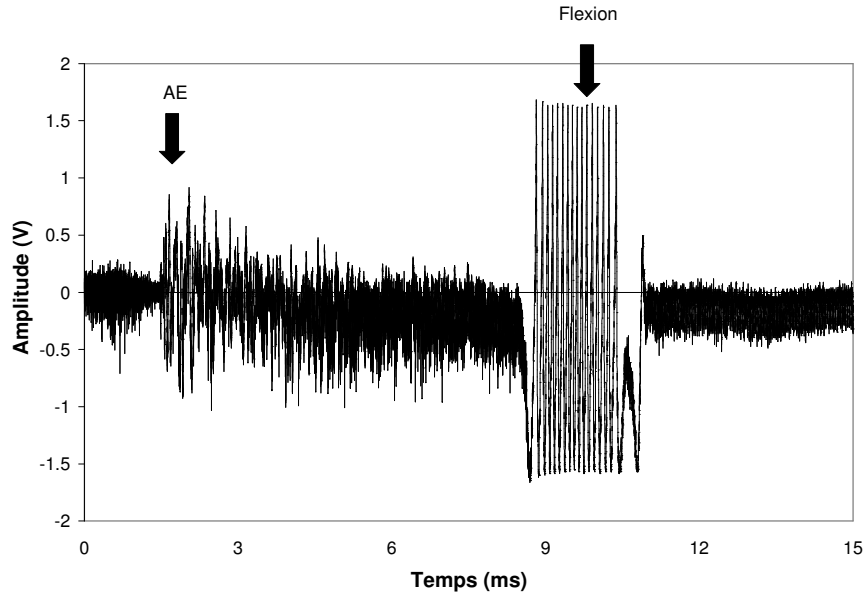


Figure 3.20 : Enregistrement du signal temporel généré par le bris de la mine sur 15ms et 10MHz de bande passante.

Sur la figure 3.20, il est aisé de voir que le signal enregistré par l'interféromètre est composé de deux "paquets" d'ondes distincts chacun pointé par une flèche sur la figure. Le premier "paquet" d'ondes constitue le signal de l'EA générée par le bris de la mine, on le reconnaît à son aspect transitoire. Le deuxième "paquet" correspond à un mode de flexion de la plaque excité par le relâchement relativement soudain de la pression exercée par la main sur la mine lors du bris. Les ondes de flexion sont aisées à reconnaître car elles possèdent une amplitude constante, ce qui ne convient pas à une EA qui s'apparente à signal de type Dirac, c'est-à-dire un signal transitoire correspondant à une stimulation très brève. On remarque aussi au début et à la fin de la fenêtre temporelle que le signal est moyennement bruité. La portion de signal située devant l'EA indiquée par la première flèche noire, constitue le *buffer* réglé sur l'oscilloscope afin de ne pas manquer l'acquisition du début du signal. Elle ne constitue donc en aucun cas le temps que mettrait l'EA pour atteindre la capteur une fois la mine cassée.

Le signal temporel acquis est passé dans le domaine fréquentiel par une transformation de Fourier discrète appelée *Fast Fourier Transform* et notée FFT. Cette transformation permet d'identifier les fréquences excitées par l'essai du bris de la mine par comparaison du signal

enregistré avec des fonctions sinus à des fréquences d'oscillation différentes. La figure 3.21 expose le résultat de la transformation de Fourier appliquée au signal présenté figure 3.20.

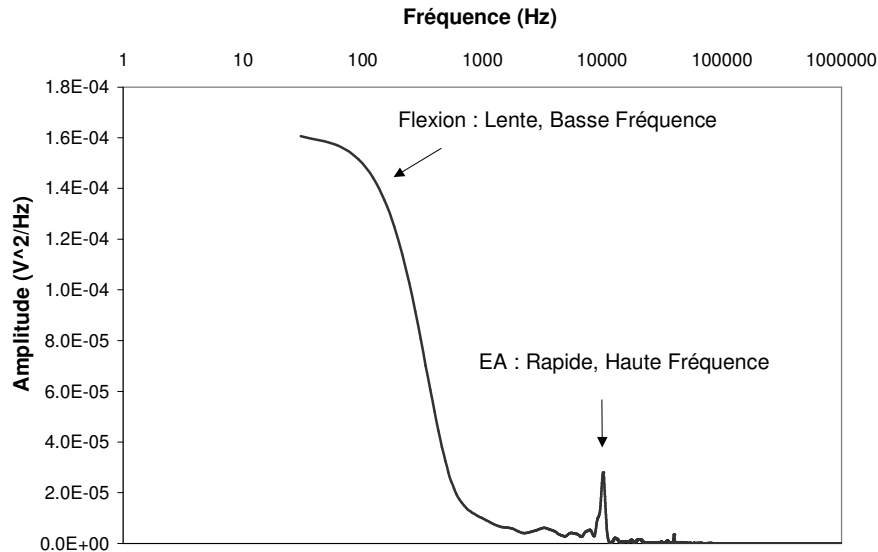


Figure 3.21 : Transformation de Fourier de l'enregistrement sur 15ms du signal temporel généré par le bris de la mine.

Sur la figure 3.21 on observe un contenu de forte puissance dans les basses fréquences. Cette remarque permet d'ores et déjà de conclure que, lorsque l'on a propagation d'une EA et d'une onde de flexion pure, le contenu le plus énergétique est porté par l'onde de flexion. En particulier, le contenu fréquentiel du groupe d'onde indexé par la deuxième flèche noire de la figure 3.20 est représenté par le pic nettement visible de la figure 3.21 situé aux environs de 100Hz. Le pic situé autour de 10kHz est plutôt attribué à une autre composante de flexion mais tout aussi bien appartenir à l'EA. La fréquence est élevée, 10kHz, à la limite du domaine des ultrasons. Les ondes de flexion étant aussi dispersives, la vitesse de ce deuxième mode de flexion doit se rapprocher de celui des ondes de Lamb. Afin de comparer ce résultat avec la trace fréquentielle du signal de l'EA seule, c'est-à-dire sans la première composante de flexion, un certain nombre d'essais ont aussi été conduits, de la même manière, mais en réduisant la taille de la fenêtre temporelle à 1.5ms. La figure 3.22 expose la trace temporelle enregistrée d'un tel signal et la figure 3.23 affiche les résultats obtenus par la transformation par FFT du signal temporel.

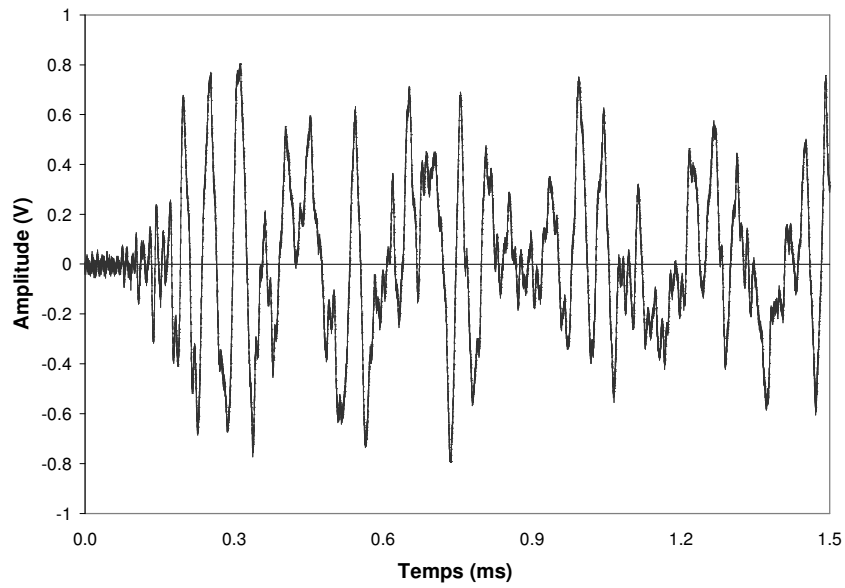


Figure 3.22 : Enregistrement sur 1.5ms du signal temporel généré par le bris de la mine.

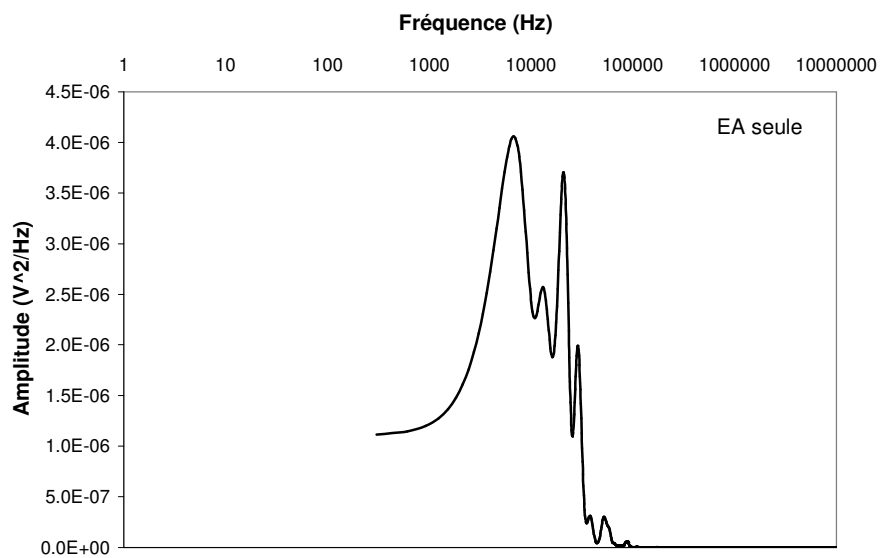


Figure 3.23 : Transformation de Fourier de l'enregistrement sur 1.5ms du signal temporel généré par le bris de la mine.

La figure 3.24 représente sur un même graphique les traces fréquentielles superposées des

signaux enregistrés sur 15ms et 1.5ms. L'échelle des ordonnées est tronquée en raison de la différence de puissance entre les modes de flexion et l'EA.

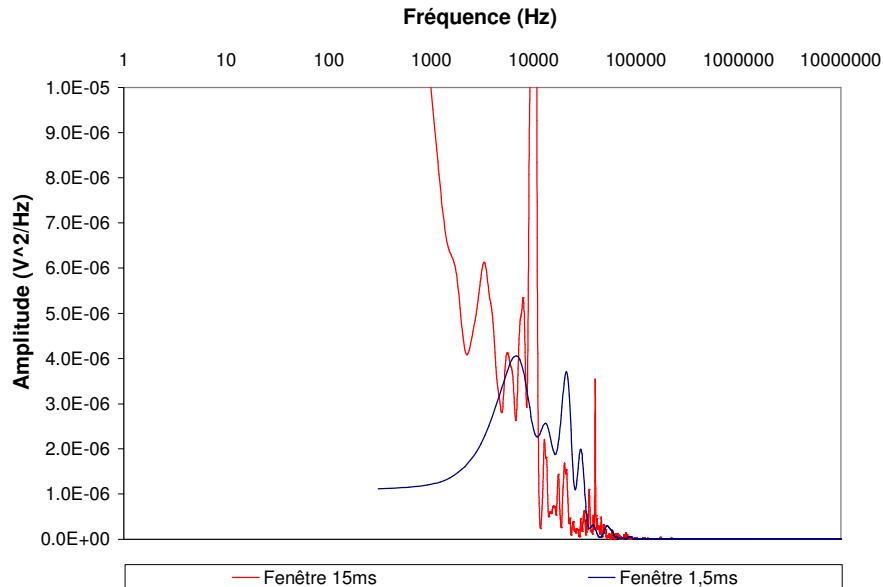


Figure 3.24 : Transformation de Fourier des enregistrements sur 15ms et 1,5ms.

Par comparaison entre les contenus fréquentiels des deux acquisitions types, il sera aisée de déterminer le domaine fréquentiel des ondes de flexions qui peuvent parcourir le guide d'onde ainsi que le domaine fréquentiel de l'EA.

Sur la figure 3.24, on observe que le mode de flexion basse fréquence est le plus énergétique, de deux ordres de grandeur environ, et se situe entre 100 et 1000Hz. C'est ce que l'on observe si l'on enregistre les ondes générées par le bris de la mine et le relâchement de la contrainte, sur 15ms, trace rouge. Lorsque la fenêtre temporelle est de 1.5ms, on n'échantillonne pas ce mode de flexion car il se propage trop lentement. Cependant, on observe toujours sur la trace bleu, fenêtre de 1.5ms, un pic situé légèrement en dessous de 10kHz. La légère variation de fréquence par rapport à 10 kHz peut être attribuable aux variations du point d'application de la mine sur la couche de céramique et la non reproductibilité relative de l'application de la charge par l'opérateur. L'amplitude est moindre mais les essais étaient destinés à limiter la composante de flexion en contrôlant la pression nécessaire au bris de la mine. On peut donc déduire que la

génération d'EA par la source Hsu Nielsen sur notre plaque semble engendrer aussi une composante de "relativement" basse fréquence, à la limite du domaine de Lamb, qui pourrait être attribuable à une onde de flexion, mais qui ne l'est pas.

Les modes de Lamb clairement identifiés comme étant générés par la fracture de la mine sont situés au dessus de 20kHz. Grâce à une mesure très large bande, i.e. jusqu'à 10MHz, nous savons que le domaine fréquentiel intéressant les EA générées par la méthode de la source Hsu Nielsen est situé au dessus de 10kHz et s'étend jusqu'à 100kHz. L'acquisition des EA par interférométrie est certainement la méthode la plus efficace d'acquisition du signal par sa large bande passante sans commune mesure avec tout autre appareil d'acquisition ainsi que par son absence d'interaction mécanique entre l'appareil de mesure et l'échantillon étudié. La présence d'un capteur "mécanique" biaise quelque peu la mesure en couplant un système physique ayant une masse avec la plaque qui peut alors jouer le rôle d'amortisseur.

3.4.7 Tests à l'aide du marteau dynamométrique

Afin de corroborer les résultats obtenus à l'aide de l'interféromètre nous avons choisi d'utiliser de nouveau les accéléromètres à réponse parfaitement plate pour le domaine de fréquence étudié. Ce capteur est fixé à la plaque et fournit un signal proportionnel au mouvement de la structure tout comme un transducteur piézo-électrique. La principale différence entre ces deux types de capteurs réside dans le fait que l'accéléromètre est un capteur purement mécanique constitué d'un système masse-ressort alors que le capteur piézoélectrique est une céramique qui possède une relation matricielle courant-contrainte.

Nous nous intéressons ici particulièrement à la plage 10kHz-100kHz qui a été dégagée de l'étude par interférométrie. A la manière des tests effectués précédemment nous avons cassé des mines à la surface de la céramique et nous avons recueilli les signaux générés. Afin d'avoir une meilleure étude fréquentielle tous les signaux ont été fenêtrés à l'aide d'une fenêtré de Hanning décrite dans les sous-sections précédentes.

Il est nécessaire de bien séparer les mécanismes générant les vibrations étudiées et, spécialement dans notre cas, de bien déterminer les mécanismes à l'origine du contenu basse fréquence des

signaux générés, i.e. entre 1kHz et 10kHz, afin de déterminer la fenêtre fréquentielle la mieux adaptée à l'étude des EA dans notre échantillon. Il faut donc chercher les fréquences caractérisant les modes de flexion de la plaque. Pour ce faire, un marteau dynamométrique a été utilisé dont le but est de générer, par l'application d'un coup bref sur la surface de la céramique en lieu et place du bris de la mine, une onde de flexion qui se propagera le long de la plaque. Ensuite il suffit de casser à nouveau des mines sur la surface de la céramique en lieu et place des coups de marteaux. Les signaux créés sont alors tous enregistrés, puis passés dans le domaine fréquentiel. Il nous est alors possible de connaître exactement le domaine fréquentiel des ondes de flexion dans la poutre. Comme on l'avait déjà vu dans le paragraphe précédent les ondes de flexions sont caractérisées par des fréquences plus basses que celles des EA et donc des vitesses plus basses. La fenêtre temporelle à donc était ramenée à 1ms, valeur utilisée lors des tests cycliques. La figure 3.25 montrent la superposition des réponses fréquentielles obtenues par les deux stimulations, l'une en flexion à l'aide du marteau dynamométrique et l'autre en EA à l'aide de la source HSU Nielsen.

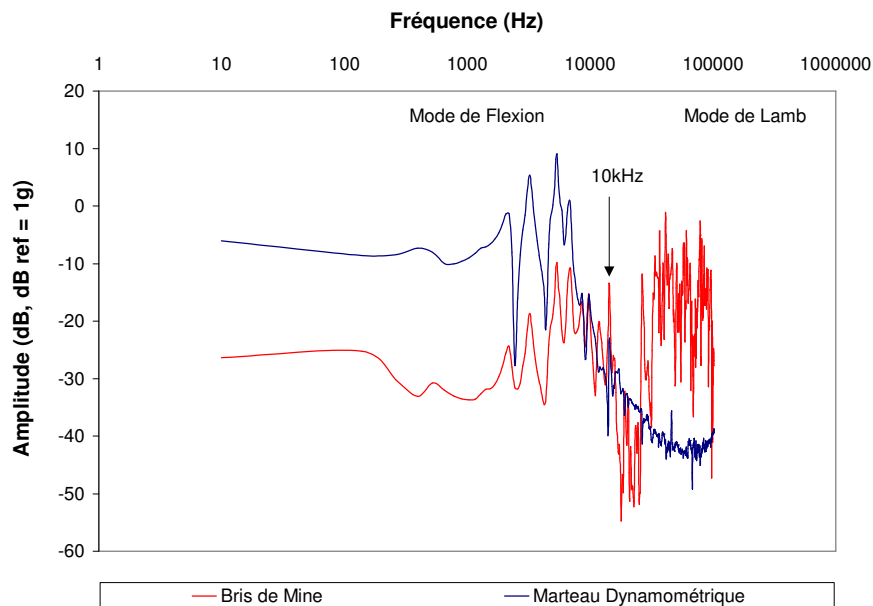


Figure 3.25 : Traces fréquentielles des modes de flexion versus les modes de plaques.

On remarque sur la figure 3.25 que la fin du contenu fréquentiel des modes de flexion, trace bleue, coïncide avec l'émergence du domaine fréquentielle des EA, trace rouge. On remarque

aussi que la méthode de génération des EA par bris d'une mine sur la couche de céramique engendre une composante basse fréquence de plus faible amplitude que celle obtenue à l'aide du marteau, mais les modes fréquentiels sont bien identiques. Il apparaît donc aux termes de cette étude que le domaine fréquentiel pertinent d'étude des EA qui se propagent dans la plaque est situé au dessus de 10kHz, cette dernière fréquence constituant la limite des 2 domaines. Le bris de la mine n'a pas généré de fréquences supérieures à 100kHz mais la propagation ou l'initiation de défauts au sein de la plaque de céramique peuvent constituer des phénomènes plus bref que le bris de la mine et exciter des fréquences plus élevées. On peut donc pour l'instant conclure que la domaine d'intérêt dans le cadre de la thèse se situe au dessus de 10kHz jusqu'à 2.5MHz, cette dernière valeur étant obtenue par calcul.

Ce résultat était déjà envisageable de par l'observation de la figure 3.19. En effet les déplacements des particules engendrés par une onde de flexion intéressent l'épaisseur de la plaque au complet ce qui inclut les deux faces. Dans ce cas les modes de vibration le plus courant de ces ondes sont, pareillement au cas des ondes de Lamb, les modes asymétrique et symétrique. Les capteurs, disposés symétriquement sur les deux faces de la plaque, ont bien enregistré la continuité entre le domaine des ondes de Lamb et le domaine des ondes de flexion sur les deux faces de l'échantillon confirmant ainsi que la génération des EA par la méthode Hsu Nielsen génère dans notre application des modes de flexions en plus des modes de Lamb.

On a montré dans ce chapitre que, par calcul et par mesure, on enregistre des EA qui se propagent en mode de Lamb. Ce mode de propagation entraîne des fréquences ultrasonores relativement basses, à la limite du domaine des ondes de flexion dans la plaque. Le contenu fréquentiel en dessous de 100kHz ne doit donc pas être négligé, les capteurs piézoélectriques doivent être adaptés à cette bande. Il reste à déterminer la ou les fréquences principales de vibration de la plaque dans les conditions de tests.

CHAPITRE 4

ETUDES DES EMISSIONS ACOUSTIQUES

Dans ce chapitre, on trouve les résultats relatifs à l'acquisition des EA dans les conditions expérimentales détaillées au chapitre précédent. En premier lieu sont exposés les résultats préliminaires qui déterminent le domaine fréquentiel des EA dans les conditions de test. Par la suite, deux analyses temporelles et fréquentielles comparatives du comportement acoustique de trois types d'échantillons y sont développés.

4.1 Résultats préliminaires

4.1.1 Substrat sans dépôt

Un échantillon "Blanc", non recouvert, a été introduit dans le four. La plaque d'acier AISI 304 a donc subi les tests cycliques définis au chapitre 3. Contre toute attente, l'échantillon Blanc a émis un très grand nombre d'EA. Au terme de l'expérience, une bonne quantité de poudre recouvrait le fond du tube de quartz. Cette poudre a été collectée puis soumise à une analyse radiocristallographique. Le spectre de diffraction des R-X obtenu est présenté à la figure 4.1.

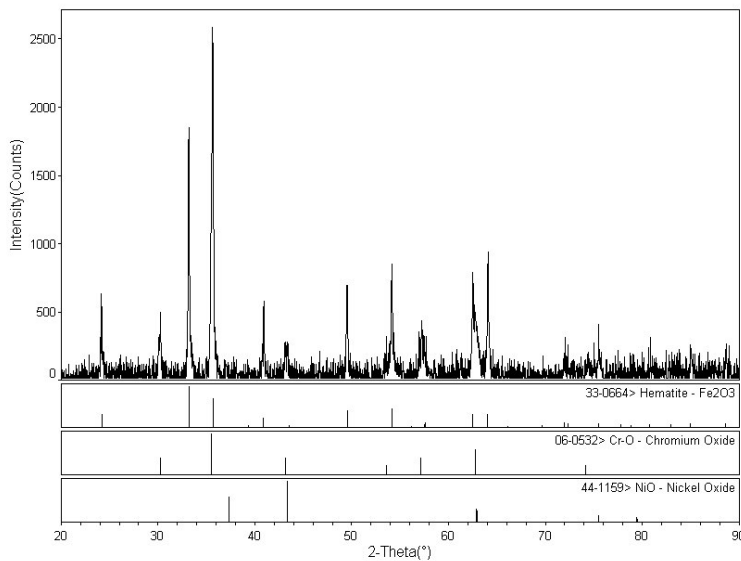


Figure 4.1 : Analyse aux Rayons X de la poudre collectée dans le tube.

Sur ce diffractogramme, on remarque que les pics majeurs sont tous parfaitement indexés. Ils montrent que la poudre collectée est constituée respectivement d'oxyde de fer, d'oxyde de chrome et d'oxyde de nickel. Ces trois composants constituent la formulation d'un acier inoxydable de type AISI 304 comme le montre la table 4.1.

TABLE 4.1 : PRINCIPAUX CONSTITUANTS DE L'ACIER AISI 304

Eléments (symbole)	Poids (%)
Fe	70
Cr	18
Ni	10

Dans la littérature, l'apparition d'EA a déjà été observée lors de phénomènes appelés *Stress-Corrosion Cracking* (SCC) [Holt et coll., 1976 ; Palmer et coll., 1977 ; Kline et coll., 1981] dans le cas d'éprouvettes métalliques. Les EA peuvent être engendrées par les phénomènes d'oxydation dus aux conditions de température et d'atmosphère dans le four, qui engendrent à leur tour des phénomènes de fissurations de la couche d'oxyde ou du substrat en raison du nouveau champ de contraintes généré par la croissance de cette couche. De plus, les variations de température imposent un état de contrainte aux surfaces qui se superpose à celui déjà créé par la croissance de la couche d'oxyde. Les surfaces de l'échantillon étant soumises à un mécanisme d'oxydation et fissuration sous contraintes thermomécaniques, il semble donc plausible d'observer des signaux dans notre cas. Ce sont ces phénomènes d'oxydation/fissuration, pouvant être regroupés sous le terme de corrosion sous contrainte, qui sont à l'origine des EA lors des périodes de chauffage et de refroidissement.

Les signaux émis durant la période froide peuvent aussi être attribués à l'arrachement des couches d'oxydes nouvellement formées durant la période de chauffage qui n'adhèrent pas suffisamment au substrat ou à la couche sous-jacente. En effet, une multitude de buses orientent un flux d'air puissant, perpendiculaire à la face arrière de l'échantillon à la vitesse de 122m/s avec un débit total de 145slpm. Ce flux d'air arrache les particules d'oxydes qui se désolidarisent naturellement ou sous l'effet de la contrainte thermomécanique du substrat. Cet arrachement des nodules

explique alors l'éparpillement des poudres à l'intérieure du tube. En outre, cet air ne contient aucune particule solide autre que celles que l'on trouve dans l'air ambiant, il ne s'agit donc pas d'une érosion mécanique de la face arrière du substrat due à des particules de silice présentes dans l'air de refroidissement.

L'échantillon de 304 AISI non protégé par la couche de céramique a très largement dépassé sa température maximale d'utilisation sous atmosphère oxydante ce qui explique la très forte attaque de la surface. Dans notre cas on peut supposer une température de 900-1000°C degrés pour la face arrière et de 1100°C pour la face avant. Les photographies de la figure 4.2 rendent compte de l'état d'oxydation et de fissuration de la face arrière des échantillons.

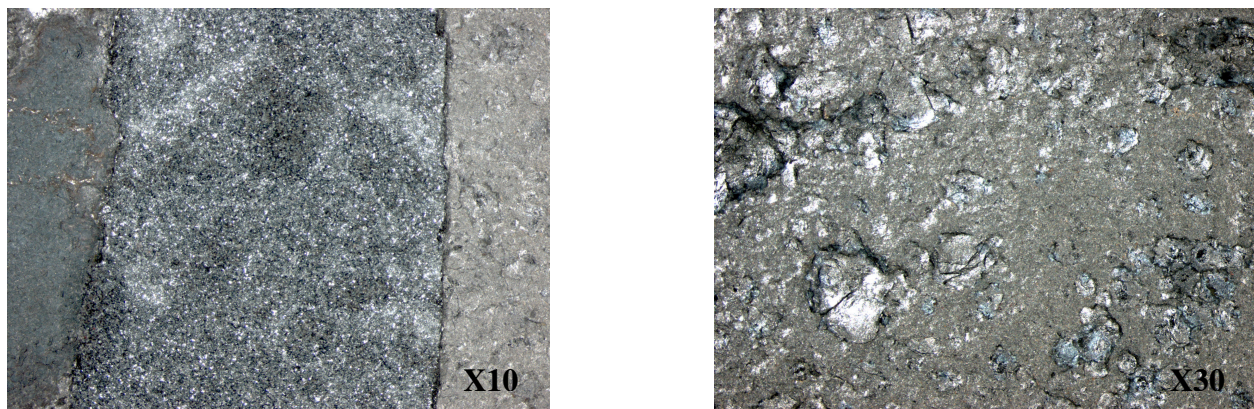


Figure 4.2 : Micrographie de la face arrière de l'échantillon blanc après les tests cycliques.

Sur la première photo de la figure 4.2, on observe la structure en couche des oxydes formés tandis que sur la deuxième photo, il est assez facile d'identifier des microfractures dues aux phénomènes de corrosion sous contrainte définis auparavant. Il est à noter que, même au long de la période de chauffage, un léger flux d'air injecté parallèlement à la face arrière de l'échantillon au niveau de l'entrée du four est maintenu afin d'entretenir un réel gradient de température à travers l'épaisseur de l'échantillon durant les tests. Ainsi, la focalisation permanente, à chaud comme à froid, d'un courant de gaz oxydant sur la face arrière du substrat ne peut que fortement accentuer les phénomènes d'oxydation par rapport à la surface supérieure seulement soumise à la convection naturelle du tube, expliquant l'attaque beaucoup plus forte de la face arrière que de la face avant.

Les enregistrements cumulatifs des EA respectivement sur les 10 premiers puis sur la totalité des cycles sont présentés par les figures 4.3 et 4.4. Sur ces graphiques, les signaux émis durant la période de chauffage sont séparés de ceux émis durant la période de refroidissement. La couleur rouge sera attribuée aux résultats obtenus pour l'étape de chauffage et la couleur bleue sera celle affectée à la phase de refroidissement.

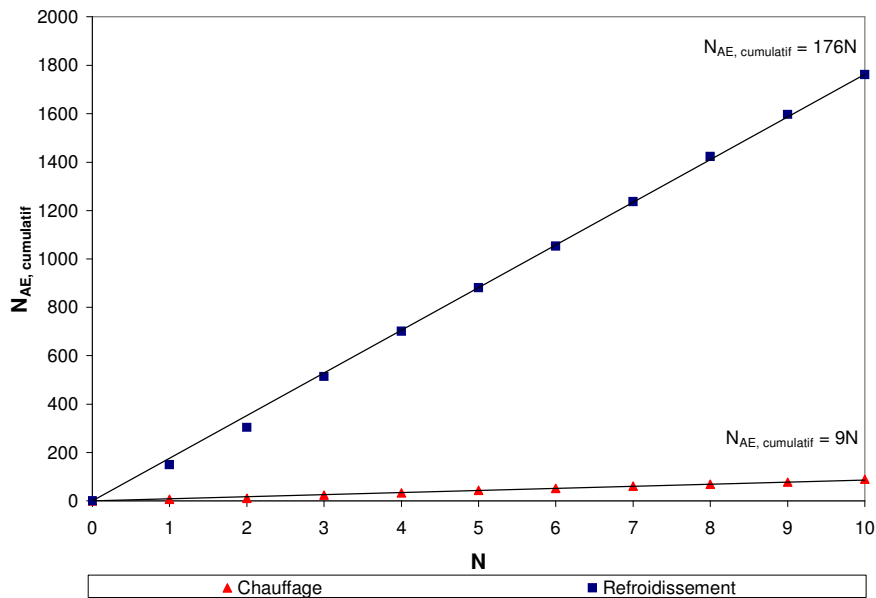


Figure 4.3 : Trace cumulative des EA émises durant les 10 premiers cycles, échantillon blanc.

La première conclusion que l'on tire de l'observation des figures 4.3 et 4.4 est la grande disparité entre le nombre total d'émissions durant la période de refroidissement et le nombre total d'émissions durant la période de chauffage. Cette dissimilitude entre les nombres cumulatifs d'EA selon la période du cycle, en relation avec les défauts apparus sur l'échantillon, confirme que la principale zone d'émission des signaux est la face arrière des échantillons où prennent place les phénomènes d'arrachement durant la période de refroidissement. La deuxième remarque que l'on peut émettre suite à l'observation des figures 4.3 et 4.4 est l'existence d'une relation linéaire entre le nombre d'EA et le nombre de cycles effectués dans le cas de l'échantillon blanc.

Les équations de ces relations linéaires sont portées directement auprès des droites concernées. L'arrachement des couches d'oxyde lors du refroidissement est ici le phénomène prédominant qui

a fourni une pente moyenne de 163 émissions par cycle, tandis qu'à chaud, les phénomènes d'oxydation/fissuration sont prépondérants et fournissent une moyenne de 9 émissions par cycle. Tout au long de l'expérience de cyclage thermique de l'échantillon blanc, le taux d'émission est quasiment resté constant. La pente a fléchi d'à peine 8% entre les 10 premiers cycles et les 70 restants pour les émissions à froid, et s'est maintenue égale pour les émissions à chaud. Les phénomènes de corrosions et arrachements à l'origine des EA se produisent donc à vitesse constante au moins jusqu'à 80 cycles. On peut affirmer qu'ils sont les uniques sources d'EA.

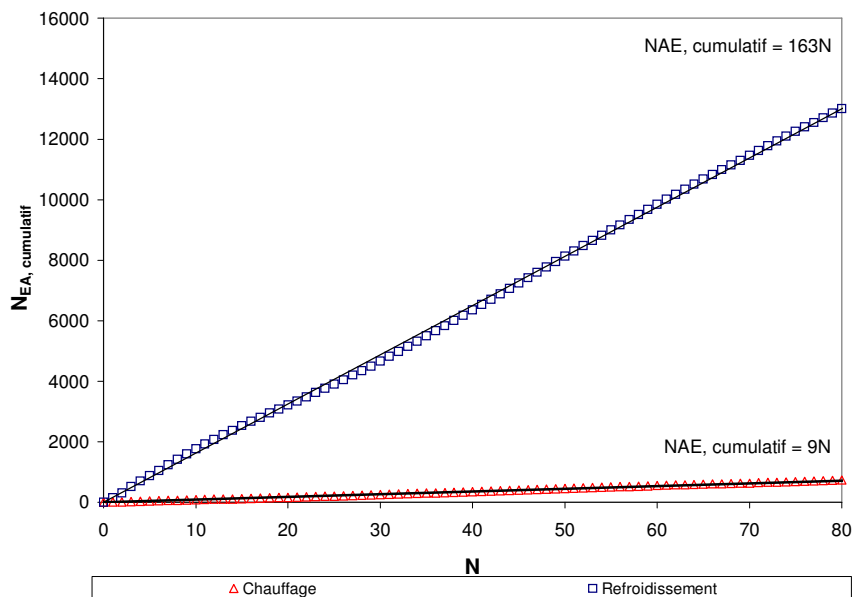


Figure 4.4 : Trace cumulative des EA émises durant la totalité des cycles, échantillon blanc.

Pour l'enregistrement des EA nous avons utilisé les capteurs MICRO-80 dont la fréquence de coupure haute mesurée atteint 1.8MHz. Le gain de ces transducteurs chute rapidement en dessous de 150kHz. Un gain faible allant dans le sens d'une faible résolution à ces basses fréquences ultrasonores. Pour cette raison, les fréquences situées à 100kHz et en dessous seront regroupées dans un pic unique indexé à 100kHz.

Afin d'alléger le traitement des données fréquentielles, nous avons fait des fenêtres de 20kHz pour construire les spectres, la fenêtre d'étude étant comprise entre 100kHz et 1MHz. Les figures 4.5 et 4.6 mettent en évidence les modes fréquentiels excités conjointement par la corrosion et

l'arrachement des couches d'oxydes de la plaque durant la totalité des cycles. Le spectre fréquentiel correspondants aux EA émises lors du refroidissement est en bleu et celui correspondant au chauffage en rouge. Il est clair que les deux traces sont très bien confondues. On peut conclure dans ce cas que, s'il y a deux types de mécanismes à l'origine de la production des EA différents suivant la partie du cycle, alors ils excitent les mêmes fréquences. Celles-ci sont en fait des modes de plaque. Sur la figure 4.5, il est possible d'identifier 1 pic fréquentiel principal situé dans la fenêtre 300-320kHz correspondants au premier mode propre de vibration de la plaque. Les pics secondaires, de très faible intensité, sont respectivement situés dans les fenêtres de 100kHz, 120-140kHz, et 200-220kHz.

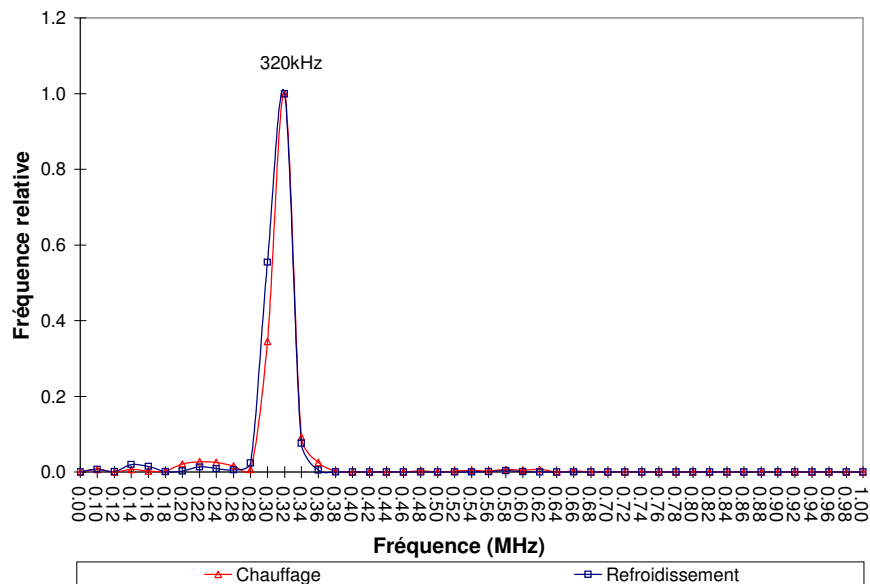


Figure 4.5 : Spectre fréquentiel des EA produites lors du test sur l'échantillon blanc.

La figure 4.6 permet d'identifier un troisième groupe de pics que l'on pourrait qualifier de tertiaires situés respectivement à 460-480kHz, 520-540kHz, 560-580kHz, 600-620kHz et enfin 640-660kHz. Pour déterminer les fréquences des modes énergétiques, il faut augmenter la résolution du pic à 100kHz afin de voir ce qu'il renferme. La figure 4.7 montre ce résultat, la fenêtre fréquentielle étant de 10kHz.

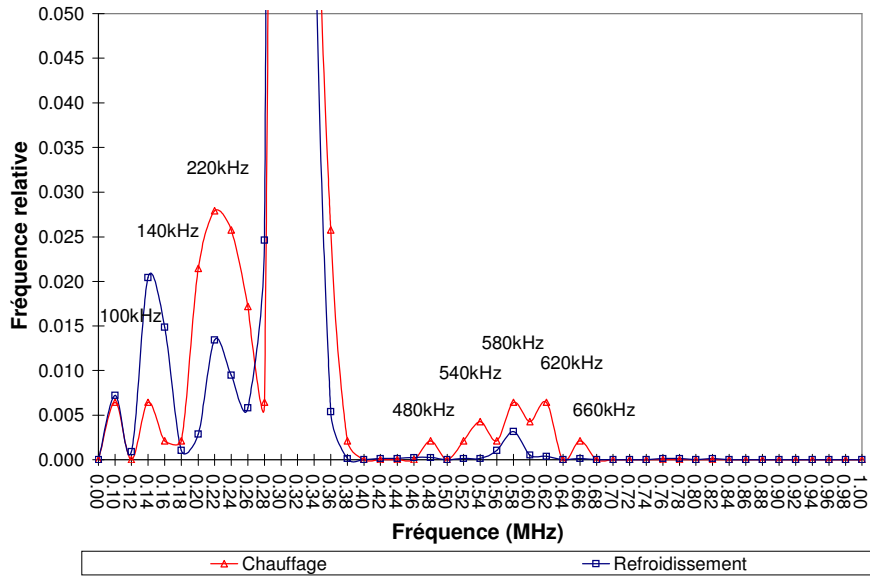


Figure 4.6 : Spectre fréquentiel des EA produites lors du test sur l'échantillon blanc, zoom sur les pics secondaires.

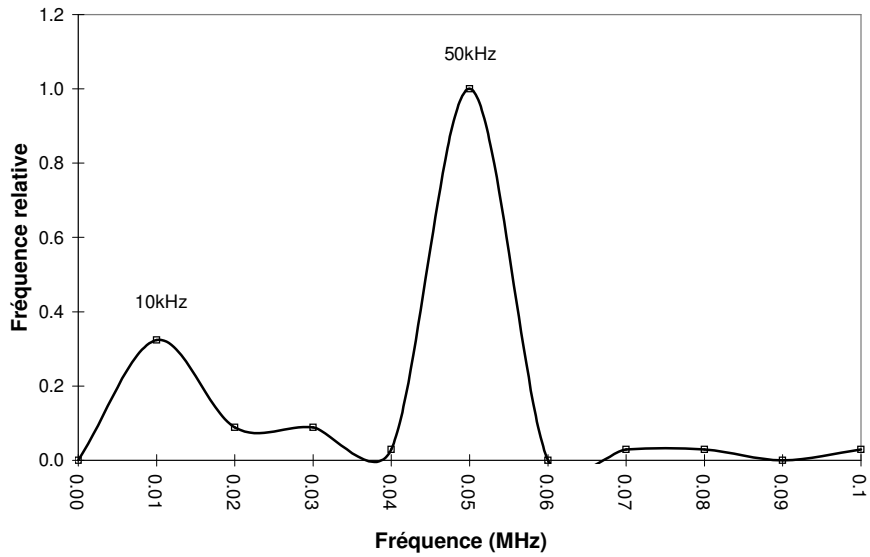


Figure 4.7 : Spectre fréquentiel des EA produites lors du test sur l'échantillon blanc, zoom sur le contenu du pic à 100kHz.

Il est aisé de constater sur la figure 4.7 qu'il n'y a que deux pics, le principal à 40-50kHz et le secondaire à 0-10kHz. Le pic à 10kHz est considéré comme peu déterminant étant donné l'éloignement de la valeur par rapport à la bande passante usuelle du capteur mais cette fréquence a déjà été observée auparavant. Les ondes qui se propagent peuvent se classer en 3 groupes, le groupe fondamental qui compose le pic composite à 100kHz, le groupe situé entre 100kHz et 360kHz, et le groupe supérieur à 360kHz. En plus de ces trois groupes on observe le pic principal de vibration de la plaque dans la fenêtre 300-320kHz. Le pic principal correspond à la fréquence de vibration de la plaque qui consomme le moins d'énergie.

4.1.2 Substrat recouvert de la sous-couche d'accrochage.

Pour appréhender l'influence du *bond coat* sur les modes de vibration de la plaque, un échantillon uniquement recouvert de celui-ci, que l'on notera BC (pour *Bond Coat*), a été inséré dans le four afin d'observer les EA générées par les phénomènes d'oxydation/fissuration et d'arrachement. Au terme de l'expérience le tube est chargé de poudre comme précédemment. L'échantillon a tenu 120 cycles, contre 80 pour l'acier à nu, avant de montrer les mêmes signes de dégradation avancés de la face arrière. La figure 4.8 présente les enregistrements cumulatifs des EA sur la totalité des cycles.

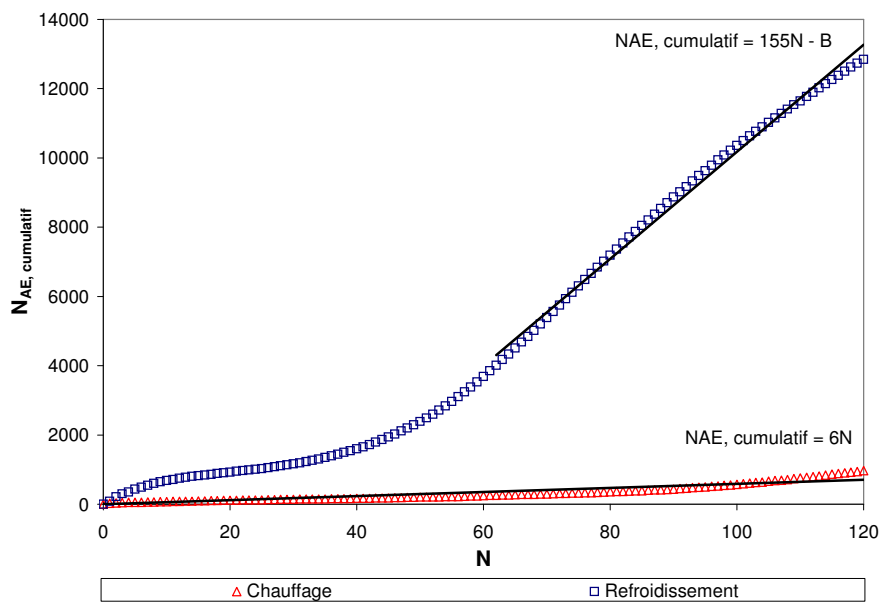


Figure 4.8 : Trace cumulative des EA émises durant la totalité des cycles, échantillon BC.

Les signaux émis durant la période de chauffage sont séparés de ceux émis durant la période de refroidissement, comme auparavant. Sur cette figure, il est facile de constater que le contraste entre le nombre d'EA émis à chaud et à froid est bien conservé. Le phénomène à froid a mis une quarantaine de cycles avant de prendre une pente de valeur très proche de celle constatée sur la figure 4.4.

Le taux d'émission à chaud est quant à lui constant tout au long de l'expérience, à l'instar de l'échantillon Blanc, mais avec une pente inférieure de 30%.

Si l'on considère que seule la face arrière de l'acier AISI 304 est maintenant réellement exposée à l'atmosphère oxydante cette baisse de 30% du taux d'émission à chaud peut être mise sur le compte de la baisse de l'oxydation de la face supérieure. En effet, les alliages pour couche d'accrochage sont aussi employés comme protection contre l'oxydation et la corrosion à chaud d'assemblages métalliques. Les phénomènes de corrosion sur la face supérieure s'en trouvent donc très fortement diminués. De plus, on peut supposer un abaissement de la température de surface de la face arrière de l'échantillon en raison du minimum de protection que peuvent procurer les 150 microns de la couche d'accrochage légèrement poreuse et la résistance de contact à l'interface. La vitesse d'oxydation de la surface arrière va donc diminuer d'autant et conduire à un taux de croissance de l'oxyde moindre qui peuvent aussi expliquer la baisse de 30% du taux d'émission à chaud. La baisse de 5% du taux d'émission à froid peut être expliquée par une croissance moindre d'oxyde et donc moins de nodules à arracher. On peut aussi supposer que dans les deux cas, échantillon Blanc et BC, on atteint à froid la limite du nombre d'acquisition successives que peut réaliser l'oscilloscope. En effet le taux moyen d'émission par seconde à froid durant ces deux expériences est de 1 EA toutes les 1.3 seconde.

Ce type d'intermétallique, essentiellement un alliage de nickel, chrome et d'aluminium, est en fait un alliage protecteur contre l'oxydation à chaud. Il est tout de même possible d'oxyder sous air ce type d'alliage pour des températures supérieures à 650°C comme le montre l'analyse thermo différentielle et thermo gravimétrique sur la poudre de NiCrAl présentée par la figure 4.9. Le phénomène est cependant beaucoup moins prononcé que dans le cas de l'AISI 304. La figure 4.10 montre la même analyse ATD/TG de la poudre d'intermétallique mais sous une atmosphère

neutre d'hélium. L'analyse thermo différentielle montre bien un pic exothermique à 670°C ne s'accompagnant pas de prise de poids. Il ne peut donc s'agir d'une oxydation.

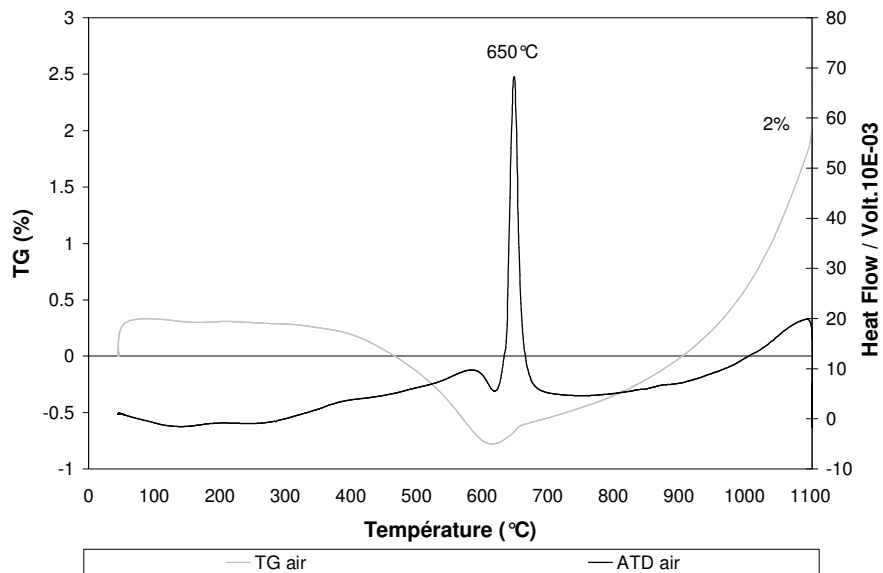


Figure 4.9 : Analyse ATD/TG de la poudre de NiCrAl sous atmosphère oxydante.

Le pic exothermique de la figure 4.9, situé à 650°C s'accompagne d'une inversion de tendance de la courbe de TG. La réaction d'oxydation met un terme à la perte de poids initiale, qui peut être expliquée par la perte d'eau physisorbée puis chimisorbée à la surface de la poudre. La prise de poids s'explique quant à elle par le chargement d'oxygène à la surface de la poudre afin de constituer l'oxyde d'aluminium.

A partir de 900 °C on observe une forte accélération du phénomène de prise de poids. Au terme de ces analyses, sous atmosphère oxydante l'échantillon a pris 2% de son poids contre une perte de 0.4% sous atmosphère neutre. Il nous est donc permis de conclure que les modes de dégradation des échantillons blanc et BC sont identiques et sont basés sur des phénomènes de corrosion sous contrainte, microfissuration et finalement arrachement des couches d'oxydes sur la face arrière par le jet d'air.

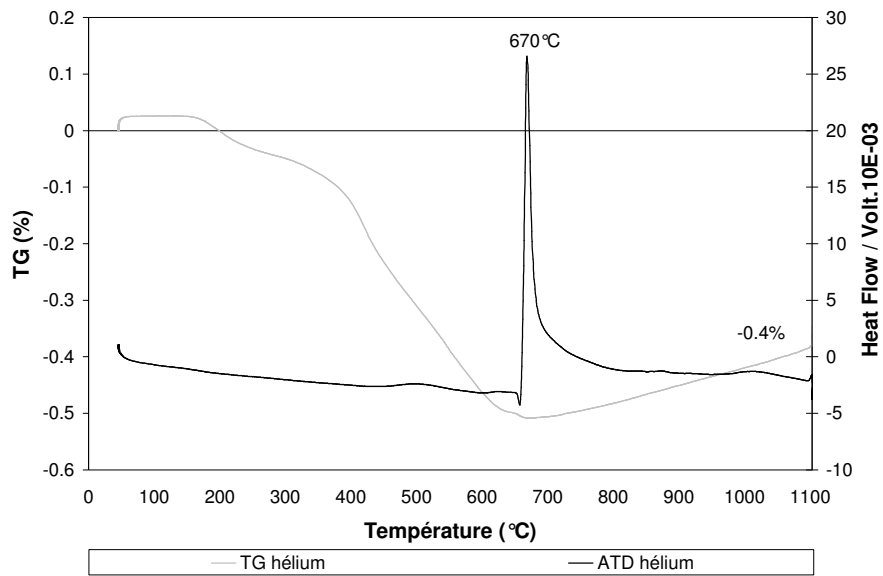


Figure 4.10 : Analyse ATD/TG de la poudre de NiCrAl sous atmosphère neutre.

La photographie de la figure 4.11 montre la croissance de nodules d'alumine à la surface du *bond coat* lorsque l'on prolonge les tests d'oxydation dans le four.

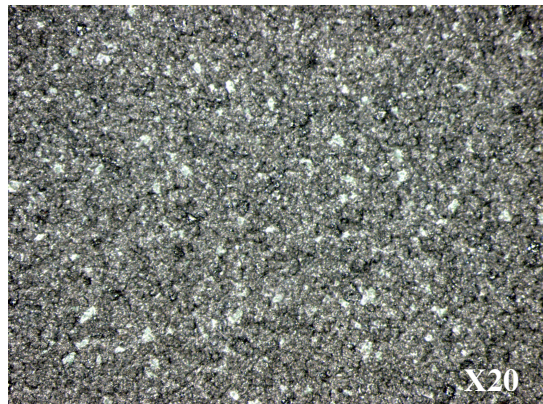


Figure 4.11 : Croissance de nodules d'alumine à la surface du *bond coat* durant les tests.

Les mécanismes à l'origine des phénomènes irréversibles que connaît le substrat recouvert du *bond coat* sont les mêmes que ceux impliqués dans la dégradation du substrat à nu. Il est donc possible de comparer les fréquences générées dans ce dernier cas.

Les figures 4.12, 4.13 et 4.14 mettent en évidence les modes fréquentiels excités conjointement par la corrosion et l'arrachement des couches d'oxydes durant la totalité des cycles qu'a subi l'échantillon BC. Comme précédemment, les modes fréquentiels correspondant aux EA émises au refroidissement sont en bleu tandis que ceux associés au chauffage sont en rouge. Il est évident que les traces fréquentielles des EA émises durant le refroidissement et durant le chauffage sont confondues, à l'instar de l'échantillon blanc. Il est intéressant de remarquer que la fréquence du mode propre principal excité par les phénomènes de corrosion/arrachement a légèrement baissé. Dans le cas de l'échantillon blanc, le mode principal voyait sa fréquence centrée sur la fenêtre 300-320kHz. Dans le cas de l'échantillon BC ce pic est descendu dans la fenêtre 280-300kHz.

Ce glissement de 20kHz vers les basses fréquences est cohérent dans le sens où l'on peut le justifier par l'ajout de masse sur la surface supérieure de l'échantillon qu'accompagne la déposition de la couche d'accrochage. Analytiquement, la fréquence du mode de vibration d'un solide s'exprime en fonction de l'inverse de la masse mise en mouvement. L'ajout de 150 microns d'intermétallique dont la rigidité est du même ordre de grandeur que celle de l'acier AISI 304 conduit à une légère baisse en fréquence du premier mode propre de la plaque.

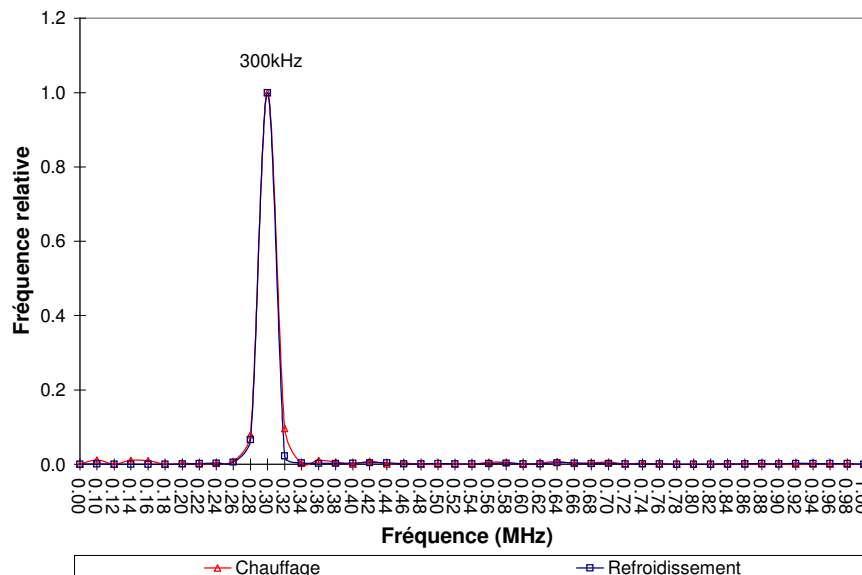


Figure 4.12 : Spectre fréquentiel des EA produites lors du test sur l'échantillon BC.

Les pics secondaires, figure 4.13, situés entre 100kHz et 300kHz sont toujours présents mais de moindre intensité et décalés d'une fenêtre de 20kHz. Le pic situé à 120-140kHz dans le cas de l'échantillon à nu est maintenant dans la fenêtre 140-160kHz et le pic à 200-220kHz est centré cette fois-ci sur 180-200kHz. Le groupe des ondes supérieures à 320kHz est plus riche. Le fait d'ajouter une autre plaque sur la première semble augmenter le nombre de fréquences propres de vibration de la plaque.

La figure 4.14 montre le pic composite à 100kHz avec une résolution de 10kHz. On observe cette fois un pic unique à 100kHz. Si la valeur relative du pic à 100kHz dans le spectre total n'excède jamais des valeurs de l'ordre 0.01, le faible gain MICRO-80 en dessous de 100kHz ne pose pas spécialement de problème. Dans le cas contraire, il faut envisager de travailler avec des transducteurs adaptés à ces basses fréquences ultrasonores.

Le fait de travailler avec des ondes de Lamb induit des fréquences de vibration plus basses que ce que l'on rencontre en général dans la littérature. L'EA doit exciter les deux surfaces, et non pas une seule comme dans le cas des ondes de Rayleigh qui représente la majorité des études par EA.

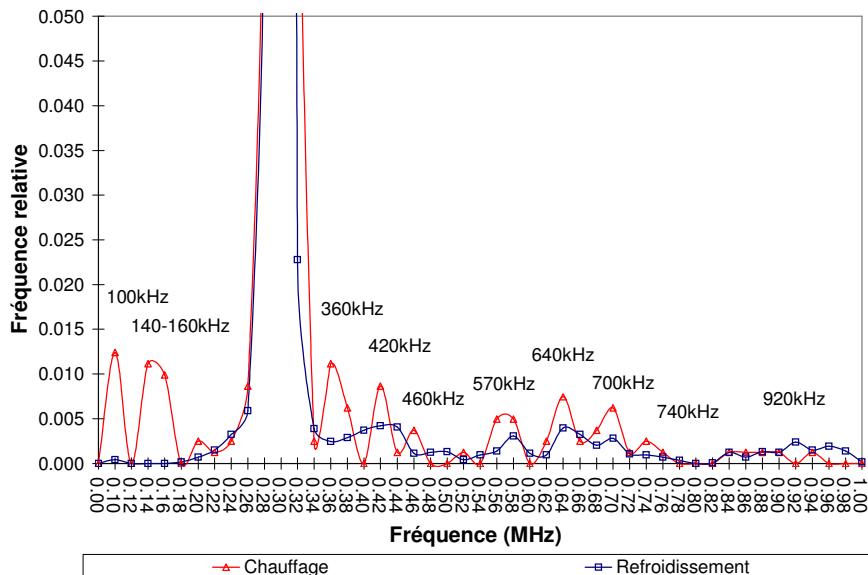


Figure 4.13 : Spectre fréquentiel des EA produites lors du test sur l'échantillon BC, zoom sur les pics secondaires.

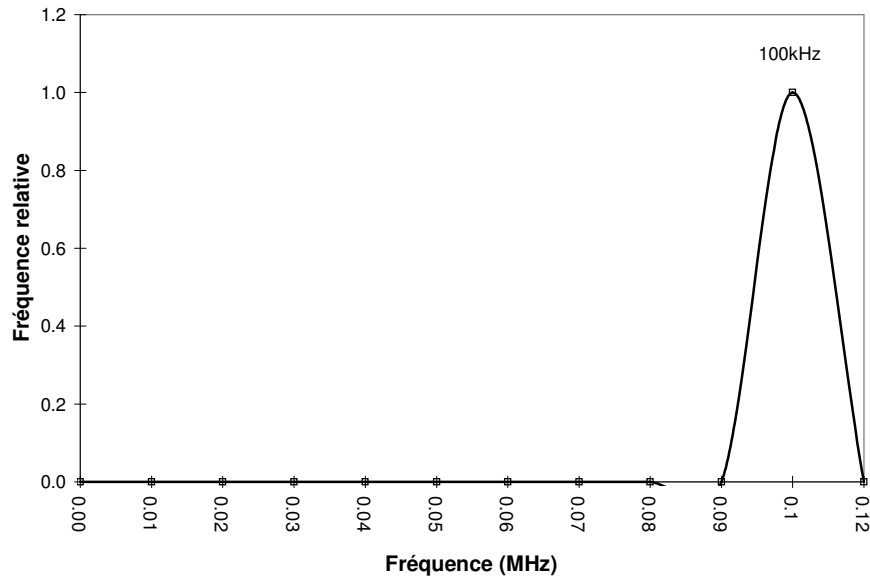


Figure 4.14 : Spectre fréquentiel des EA produites lors du test sur l'échantillon BC, zoom sur les pics inférieurs ou égaux à 100kHz

Le fait d'avoir choisi deux types de capteurs, l'un plutôt pour les hautes fréquences et l'autre plutôt pour les basses fréquences, se justifie donc ici.

4.1.3 Synthèse des tests sur le substrat

Dans le cas de la source Hsu Nielsen, les fréquences excitées sont situées entre 30kHz et 100kHz. Dans le cas d'EA générées par une voie "interne" au système, le mode principal excité est situé autour de 320 ± 20 kHz dans le cas du substrat à nu et 300 ± 20 kHz dans le cas du substrat recouvert du *bond coat*. Le contenu basse fréquence, i.e. inférieur à 100kHz, matérialisé ici par le pic composite à 100kHz est très faible en comparaison des tests à l'aide de la source Hsu Nielsen.

De ces deux remarques on peut tirer plusieurs conclusions quant à la suite des expériences. Le bris de la mine n'est pas un phénomène suffisamment bref pour exciter les hautes fréquences ultrasonores mais relâche suffisamment d'énergie pour exciter les basses fréquences ultrasonores, c'est à dire en dessous de 100kHz. A l'inverse les phénomènes de corrosion et d'arrachement sont suffisamment brefs pour générer de relativement hautes fréquences, supérieures à 100kHz et inférieures à 1MHz. Le mode principal de vibration dans le cas d'EA émises in situ est situé à

300±20kHz si l'on prend le domaine de recouvrement des valeurs précédentes. Ces phénomènes ne relâchent cependant pas suffisamment d'énergie pour exciter de façon conséquente les basses fréquences, comme en témoigne la très faible intensité du pic à 100kHz, 1%.

On remarque aussi que l'apport de poids sur la face supérieure du substrat conduit à un abaissement d'une fenêtre fréquentielle de 20kHz de la fréquence du premier mode. Enfin l'ajout d'une deuxième plaque de métal, en l'occurrence la couche d'accrochage, provoque l'apparition de pics plus nombreux dans la bande de fréquence 300-1000kHz.

Le paragraphe sur les ondes de Lamb laisse comprendre qu'un mode de Lamb qui existe dans une plaque l'excite en tous ses points de façon identique à l'amortissement près. Il est donc nécessaire que la stimulation mécanique à l'origine de l'apparition du mode de Lamb soit à la fois suffisamment énergétique pour le générer et suffisamment brève pour exciter les fréquences ultrasonores. Le faible contenu fréquentiel en dessous de 100kHz dans les cas de la corrosion du substrat permet de conclure que ces sources "naturelles" d'EA qui excitent des modes de Lamb dans notre guide d'onde ne permettent pas d'exciter des modes de flexion inférieurs à 10kHz sinon nous aurions aussi observé une quantité plus importante de signaux entre 30kHz et 100kHz. Dans le cas de la source Hsu Nielsen, le bris de la mine se traduit par une hauteur relative plus forte du pic à 100kHz.

Cette étude a été réalisée avec des capteurs piézoélectriques ne possédant pas un gain important pour les fréquences situées autour de 100kHz. Les modes fréquentiels les plus énergétiques sont ceux situés en basse fréquence et, en conséquence, ils rendent compte de l'intensité du phénomène sous-jacent. L'intensité relative du pic à 100kHz est donc de première importance, celle-ci est reliée au niveau d'énergie relâché par les phénomènes de dégradation. La question est donc de vérifier si les capteurs MICRO-80 ne sous-estiment pas l'intensité relative de ce pic dans le cas de signaux émis par une couche de céramique.

La table 4.2 reprend de façon synthétique les principales conclusions de ce chapitre consacré à l'étude acoustique préliminaire du substrat.

TABLEAU 4.2 : RÉSULTATS PRÉLIMINAIRES

Domaine fréquentiel	Hsu Nielsen	Corrosion-Arrachement
100kHz ≤	Oui	Oui
100kHz ≥	Non	Oui
> 1MHz	Non	Non

Premiers modes propres approximatifs de la plaque :

- 300kHz avec *bond coat* et 320kHz substrat nu.

Domaine fréquentiel concerné :

- 10kHz - 1MHz.

Il est donc nécessaire de conduire une étude acoustique sur une barrière munie de la sous-couche d'accrochage et de la couche de céramique à l'aide des MICRO-80. Si l'on observe une hauteur relative plus importante du pic à 100kHz on conclura que l'emploi des transducteurs S9223 qui ont une bande passante décalée vers les basses fréquences est nécessaire. Dans le cas contraire l'emploi des MICRO-80, avec lesquels il avait déjà été conduit une étude préliminaire sur des barrières thermiques, est considéré comme suffisant.

4.1.4 Echantillon TBC d'YSZ

Les paragraphes précédents ont montré expérimentalement que le premier mode de vibration de la plaque était situé autour de 300±20 kHz. Contrairement aux tests à l'aide de la mine de crayon, les phénomènes d'oxydation et arrachement ont fourni une intensité relative très faible du pic composite à 100kHz.

Une étude préalable avait été menée sur des échantillons réalisés par l'Institut des Matériaux Industriels (IMI), Conseil National de Recherches Canada (CNRC) [Robin, 2001]. Les tests cycliques, jusqu'à un maximum de 500, avaient été précédés d'une étude en flexion 4 points. Les débits de refroidissement inégaux, la fixation des lampes directement au montage ainsi que la

différence d'échantillons, i.e. substrat d'inconel et utilisation de zircone stabilisée à la chaux et à l'yttrine, expliquent l'impossibilité d'une comparaison quantitative avec les résultats présentés dans cette thèse.

Une étude qualitative des résultats avec les barrières thermiques produites par l'IMI montre une très bonne adéquation des courbes cumulative d'EA jusqu'à 500 cycles, avec des taux d'émission maximums lors des premiers cycles. Les principaux problèmes d'émission parasites furent réglés afin de fournir le banc de test décrit dans le chapitre précédent. Ces acquisitions avaient été réalisées à l'aide des capteurs MICRO-80.

Un ultime test, à valeur comparative, a été mené sur un échantillon TBC d'YSZ produit au laboratoire, avec les capteurs MICRO-80 jusqu'à 3000 cycles, dans la dernière configuration du banc. Le propos de ce paragraphe n'est pas de décrire l'enregistrement des EA en fonction du nombre de cycles. Ce travail sera fait dans le chapitre suivant où l'on présentera les résultats acquis avec les deux séries de capteurs montés sur les échantillons TBC d'YSZ. Ici, on se propose de finaliser le choix de la fenêtre fréquentielle la mieux appropriée à l'étude par émission acoustique des échantillons que l'on a produit.

On cherche à trouver approximativement les mêmes modes de plaques qu'auparavant et surtout vérifier l'importance relative du pic à 100kHz. Si celui-ci varie de façon conséquente par rapport à ce qu'il était lorsque les EA furent générées par oxydation et arrachement alors le choix final des capteurs doit se tourner vers des senseurs ayant une bonne sensibilité dans la zone 10kHz-1MHz et non des capteurs orientés vers les fréquences supérieures au mégahertz comme la littérature pourrait le laisser entendre.

Les fréquences relatives des différents modes de plaque excités sont visibles à la figure 4.15. Il est évident sur cette figure que notre cas correspond bien à la propagation d'onde de plaque. En effet les fréquences excitées sont identiques à celles rencontrées dans les tests précédents. Il est facile de comparer les pics avec ceux des figures 4.6 et 4.13. Le fait d'ajouter une troisième couche a augmenté la fréquence relative des pics secondaires qui maintenant atteignent des valeurs relatives comprises entre 0.1 et 0.4 soit un ordre de grandeur par rapport à la plaque sans

céramique. Les pics des fenêtres 140-160kHz, 340-360kHz, 560-580kHz et 620-640kHz sont toujours présents et facilement identifiables sans avoir à modifier l'échelle des ordonnées. Finalement le pic à 100kHz atteint la valeur relative de 0.1 contre 0.01 précédemment, ce qui confirme l'augmentation relative d'un ordre de grandeur des pics secondaires.

Il se pose donc le problème d'une possible sous estimation de la valeur relative de ce pic due à la faible sensibilité du capteur en dessous de 100-150kHz. Par ailleurs les MICRO-80 de la marque PAC possède leur fréquence de résonance autour de 300kHz. Il apparaît donc plausible d'avoir respectivement une sous ou une surestimation de la valeur relative des pics à 100kHz et 300kHz.

La première conclusion est donc que l'emploi des capteurs MICRO-80 n'est plus assez performante pour l'étude que l'on compte faire c'est à dire déterminer précisément, à une fenêtre fréquentielle près, les fréquences excitées par la dégradation de la couche de céramique.

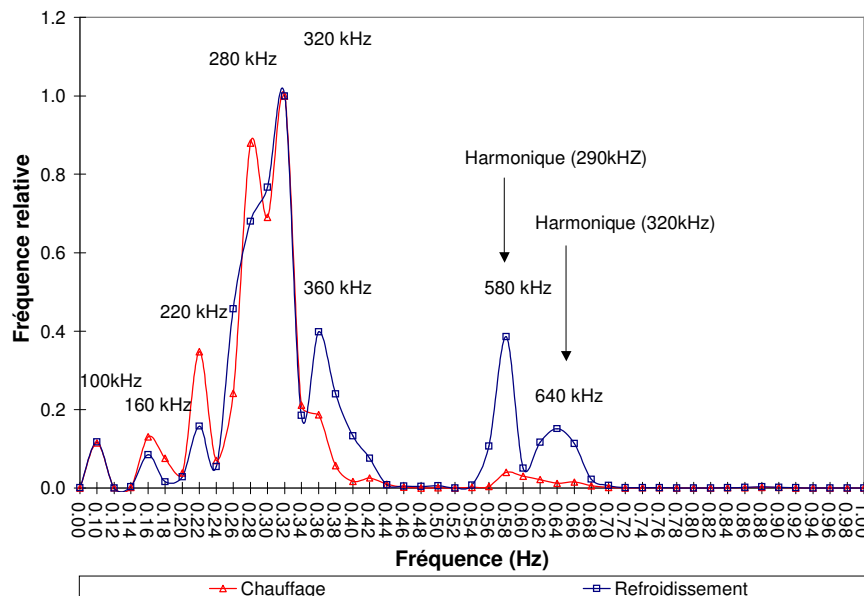


Figure 4.15 : Échantillon TBC d'YSZ ; Spectre fréquentiel ; 3000 cycles.

Cependant cette connaissance des fréquences des modes de vibration de la plaque n'est pas autosuffisante. En effet si l'on observe toujours les mêmes modes, l'information importante peut être contenue dans la valeur relative de ces pics les uns par rapport aux autres. Dans ce cas, il est

nécessaire d'utiliser un capteur disposant d'une bonne sensibilité en basse fréquence ultrasonore et supportant une température de fonctionnement prolongée d'une centaine de degrés.

Finalement, la gamme PAC dispose d'un capteur adapté aux fréquences comprises entre 10kHz et 100kHz. Après vérification avec le fabricant, il est aussi possible d'utiliser ce capteur jusqu'à 1MHz, un certificat de calibration étant fourni. Ainsi à partir de cette expérience sur la barrière thermique duplex en zircone, les échantillons futurs seront testés avec les capteurs S9223. Les MICRO-80, même s'ils conviennent parfaitement pour un comptage simple des EA, ne sont plus assez performant, pour l'analyse fréquentielle comparative des résultats.

4.2 Etude temporelle du comportement des dépôts céramiques

L'aboutissement de cette étude serait, à partir d'une étude par émission acoustique, de déterminer la durée de vie d'une barrière thermique duplex de $ZrO_2 - 8\%_W - Y_2O_3$ dans le cas d'une sollicitation cyclique thermomécanique pure, ce qui sous entend que l'on veut se départir des modes chimiques de dégradation des *TBCs*, i.e. l'oxydation essentiellement. Trois types d'échantillons ont été produits afin de conduire cette étude.

Le premier type est une barrière thermique duplex associant un *bond coat*, de type NiCrAl, à une couche d'alumine pure Al_2O_3 déposée sur un substrat d'acier inoxydable. L'impact du phénomène d'oxydation du *bond coat*, le cas échéant, est ici atténué par le fait que l'oxyde formé est majoritairement de l'alumine alpha, tout comme la couche supérieure de céramique déposée. Par ailleurs la faible tenue des dépôts d'alumine aux chocs thermiques de forte amplitude permet de penser que ces phénomènes n'auront pas le temps de prendre l'ascendant sur les modes de dégradation thermomécaniques. Par ailleurs il n'a pas été expérimentalement possible de produire des échantillons d'alumine non munis d'une couche d'accrochage et exempts de défaut macroscopique.

L'objectif étant de déterminer la durée de vie d'une barrière thermique duplex de $ZrO_2 - 8Y_2O_3$ dans le cas d'une sollicitation cyclique thermomécanique pure, il convient donc de fabriquer un échantillon avec une barrière constituée de céramique yttrée mais ayant une faible disposition à

l'oxydation. Dans un premier temps, il avait été envisagé de travailler sous atmosphère neutre, sous azote par exemple, afin de se séparer des phénomènes imputables à l'oxydation, i.e. la croissance d'une couche d'alumine α à l'interface *bond coat* céramique. Les volumes de gaz de refroidissement sont cependant trop importants pour envisager sérieusement de travailler sous azote à l'aide de gaz en bouteille. Ainsi, le substrat a été choisi en AISI 304, alliage Fer Carbone ne comportant pas d'aluminium dans sa formulation. De même, pour bannir toute croissance de couche d'alumine à l'interface, il a été réalisé des échantillons de barrières thermiques en zircone yttriée dépourvue de *bond coat*, alliage riche en aluminium.

Le rôle du *bond coat* dans une optique où l'on ne tient pas compte des phénomènes chimiques de dégradation de la barrière, n'est pas de limiter la diffusion d'éléments provenant du substrat ou de l'intermétallique, mais uniquement d'accommoder les contraintes de dilatation entre les couches. Supprimer le *bond coat* permet, dans le cadre d'une étude sur la résistance aux chocs thermiques purs, de baisser considérablement la durée des tests avant rupture du dépôt sans pour autant modifier les modes de dégradation mécaniques. Pour plus de simplicité, l'échantillon de dépôt duplex d'alumine sera appelé échantillon TBC d'alumine tandis que le dépôt d'YSZ sans *bond coat* sera nommé échantillon d'YSZ.

Le troisième type d'échantillon se doit d'être la barrière duplex de zircone yttriée munie d'un *bond coat*. Dans ce dernier cas le substrat est aussi réalisé en 304ASI afin d'avoir le même substrat. Cet échantillon sera appelé échantillon TBC d'YSZ. L'intérêt de cette étude sera donc de comparer le comportement acoustique des échantillons 1 et 2 (respectivement TBC d'alumine et YSZ) d'une part puis, de les comparer à celui de la référence (l'échantillon TBC d'YSZ) d'autre part afin de déterminer s'il est possible par une étude comparative des comportements acoustiques de produire une estimation de la durée de vie de barrières thermiques duplex.

4.2.1 Préambule

D'une manière générale, dans de nombreuses applications à haute température, les céramiques possèdent un bon comportement. Elles montrent cependant des ruptures par choc thermique à des températures inférieures. L'appréciation de la fragilité des céramiques constitue une des problématiques de cette thèse. Il convient donc d'analyser au préalable la nature des contraintes

que subissent les échantillons. Ces contraintes sont de deux ordres, elles relèvent soit du choc thermique soit d'un gradient thermique spatial.

Les contraintes dites thermiques sont considérées comme celles engendrées par la variation rapide du gradient thermique temporel. C'est ce que l'on appelle le "choc thermique".

Les contraintes dites thermomécaniques simples sont ici reliées d'une part au gradient thermique interne des couches et d'autre part à l'accommodation des coefficients de dilatation aux interfaces.

Il est clair que les contraintes thermomécaniques sont couplées aux contraintes thermiques. Une variation rapide du gradient thermique temporel conduira à une variation rapide du gradient spatial.

Notre échantillon est donc soumis d'une part à des contraintes thermomécaniques dues au gradient spatial de température plus ou moins stable imposé pendant le plateau thermique au dessus de 1000°C et à une contrainte thermique de choc qui vient se superposer à l'état initial de contraintes thermomécaniques.

L'état de précontraintes de la barrière, et l'état de contrainte lors du plateau durant le cycle thermique est difficilement appréciable de tête. Ceci sera donc discuté en détail dans le chapitre 5. Par contre il est toujours possible de raisonner sur les contraintes de choc thermique.

D'une manière générale lorsqu'un matériau est soumis à une chauffe rapide ses faces chaudes sont soumises à une compression car leur dilatation n'est pas encore accompagnée d'un mouvement des particules à cœur. Pour les mêmes raisons, lors d'un refroidissement rapide, les faces extérieures sont soumises à un effort en tension. On peut toujours affirmer que la surface de la céramique est soumise à un effort en tension lors de la coupure des lampes, assimilable à une contrainte de trempe et, lors du choc à la hausse, est soumise à un effort en compression. L'épaisseur relative de céramique, égale à 0.16, permet de supposer que toute l'épaisseur de céramique va subir l'influence des contraintes de trempe en traction et de chauffe en compression.

Puisque les céramiques sont beaucoup moins résistantes aux efforts de traction qu'aux efforts de

compression, la rupture des céramiques ont lieu pendant le refroidissement, mais peuvent quelques fois survenir à la chauffe à partir du centre des efforts en traction. Il apparaît alors logique au moins dans les premiers cycles d'assister à une prépondérance des EA lors de la période de refroidissement, c'est à dire lors du choc en traction dû à l'extinction des lampes et au refroidissement des échantillons. Ces contraintes de chocs thermiques disparaissent au fur et à mesure que le gradient thermique temporel cesse de varier rapidement, donc lorsque le taux de chauffage ou de refroidissement cesse de varier.

Il existe une forte corrélation entre l'état d'une barrière thermique dans une chambre de combustion en fonctionnement où il existe un gradient de température entre le métal structural refroidi et la couche externe de zircone soumise au rayonnement (ainsi qu'aux flux de convection) de la réaction d'oxydation du kérosène et l'état de notre échantillon dans les dernières secondes de la période de chauffage. La coupure des lampes correspond à l'arrêt de la turbine donc du rayonnement de la réaction de combustion. Il en résulte une contrainte due au choc thermique qui soumet au moins la surface à un effort en traction. Les résultats présentés ici sont l'aboutissement de nombreux essais.

Pour les résultats de l'étude qualifiée de temporelle la procédure de présentation des résultats sera la même pour tous les échantillons. Dans un premier temps il est présenté les courbes cumulatives des émissions acoustiques à court terme, puis à moyen terme et enfin à long terme.

Le nombre de cycles, pour plus de simplicité, est noté N . Sur chacun des graphiques, le nombre cumulatifs d'EA enregistrées, noté $N_{EA, \text{cumulatif}}$, est divisé en deux courbes. D'une part on trouve le

comptage des EA émises durant la période de chauffage noté $\sum_1^N EA_{\text{à chaud}}$ représenté par la trace

rouge, et d'autre part, le décompte des EA émises lors de la période de refroidissement noté

$\sum_1^N EA_{\text{à froid}}$ représenté par la trace bleu. Il est ainsi possible de quantifier après chaque cycle le

ratio de ces deux sommes. Le nombre ainsi défini sera noté R_N et on le calculera par la relation

4.1.

Pour tout N appartenant aux entiers positifs on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} R_N = \frac{\sum_1^N EA_{\text{à froid}}}{\sum_1^N EA_{\text{à chaud}}} \\ \text{et,} \\ R_0 = 0 \end{array} \right. \quad (4.1)$$

Le coefficient R_N variera autour de la valeur 1 suivant la prépondérance de la somme des EA émises à froid par rapport à celle émises à chaud. On peut résumer cette variation par les relations pages suivantes, 4.2 et 4.3 :

$$\text{- Si } R_N > 1 \text{ alors } \sum_1^N EA_{\text{à froid}} > \sum_1^N EA_{\text{à chaud}} \quad (4.2)$$

$$\text{- Si } R_N < 1 \text{ alors } \sum_1^N EA_{\text{à chaud}} > \sum_1^N EA_{\text{à froid}} \quad (4.3)$$

Une fois le coefficient R_N défini, il est possible de définir le taux d'accroissement par cycle de R_N par la relation (4.4). On sait que $dN = 1$ d'où $\dot{R}_N = \frac{dR_N}{dN}$ est équivalent à :

$$\dot{R}_N = \frac{dR_N}{dN} = dR_N = \Delta R_N = R_N - R_{N-1} \quad (4.4)$$

Le coefficient \dot{R}_N varie autour de 0 et indique la pente de la courbe R_N . Ceci traduit la prépondérance du taux d'accroissement pour un cycle des émissions à froid sur le taux d'accroissement pour un cycle des émissions à chaud. Les relations 4.5 et 4.6, page suivante, résument cet état de fait.

$$- \text{ Si } \dot{R}_N > 0 \text{ alors } R_N > R_{N-1} \text{ et } \frac{\sum_1^N EA_{\text{à froid}}}{\sum_1^{N-1} EA_{\text{à froid}}} > \frac{\sum_1^N EA_{\text{à chaud}}}{\sum_1^{N-1} EA_{\text{à chaud}}} \quad (4.5)$$

$$- \text{ Si } \dot{R}_N < 0 \text{ alors } R_N < R_{N-1} \text{ et } \frac{\sum_1^N EA_{\text{à chaud}}}{\sum_1^{N-1} EA_{\text{à chaud}}} > \frac{\sum_1^N EA_{\text{à froid}}}{\sum_1^{N-1} EA_{\text{à froid}}} \quad (4.6)$$

Une EA est produite uniquement par des phénomènes non réversibles. Dans notre cas, il s'agit d'initiation et de propagation de défauts. Ainsi pour une valeur de dR_N négative, on assiste à une augmentation des émissions à chaud supérieure à l'augmentation des émissions à froid ce qui se traduit une accélération des phénomènes de dégradation à chaud dans le matériau. Inversement pour une valeur positive on assiste à une augmentation des émissions à froid supérieure à l'augmentation des émissions à chaud ce qui se traduit physiquement par une accélération des phénomènes de dégradation à froid dans le matériau.

D'une manière générale, il a été observé deux types de bris macroscopiques des couches de céramique après une exposition trop longue aux conditions de cyclage thermique. Ces deux types de défauts sont schématisés par la figure 4.16. Il existe le défaut qui sera appelé ici écaillage qui correspond à la désolidérisation d'une partie supérieure de la couche de céramique du reste du dépôt sans que cette division atteigne l'interface. C'est le type de défauts observés avec la barrière d'alumine. D'autre part, il existe aussi le défaut qui sera appelé délamination et qui correspond à la désunion du dépôt céramique de la sous-couche d'accrochage. Ce type de défaut n'est pas décelable de façon macroscopique immédiatement.

Les efforts appliqués au défaut vont, une fois la taille critique atteinte, provoquer un soulèvement de la couche de céramique, comme le montrera le test sur l'échantillon non muni de *bond coat*, qui finalement conduira au défaut macroscopique observable. Ce type de dégradation des barrières apparaît dans la littérature sous le nom de *buckling*, que l'on pourrait appelé simplement "cloquage" ou "bullage", qui est en fait le flambement de la cavité délaminée.

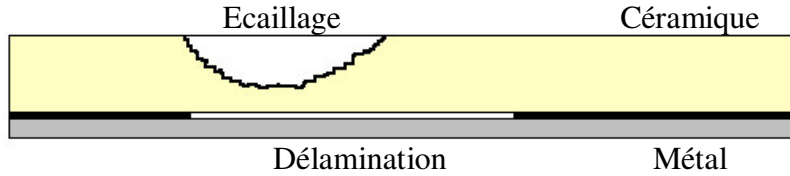


Figure 4.16 : Type de défauts macroscopiques observés sur les échantillons.

4.2.2 Cas de l'échantillon TBC d'YSZ

Il a été réalisé deux types d'acquisition sur les barrières thermiques en zircone stabilisée. Un échantillon a subi 3000 cycles avec acquisition des EA à l'aide des MICRO-80 et un autre a enduré 22000 cycles avec acquisition des EA à l'aide des S9223. L'échantillon ayant supporté le plus grand nombre de cycles sera nommé TBC₁ tandis que l'autre sera appelé TBC₂. Les valeurs

portées sur les courbes correspondent à $\sum_1^N EA_{\text{à froid}}$ et $\sum_1^N EA_{\text{à chaud}}$ définies plus haut. Le

coefficient R_N , relation 4.1, qui constitue la deuxième ordonnée du graphique, représente tout simplement le rapport d'une "valeur bleue" sur une "valeur rouge" au sein d'un même cycle.

Les figures 4.17 et 4.18 montrent que le comportement acoustique à court terme de ces barrières sont très proches voir similaires. Ces deux barrières, produites par un procédé identique en tout point, ne sont pas issues de la même série de production. Les transducteurs utilisés pour l'acquisition sont différents. On peut donc conclure que les expériences sont reproductibles entre des échantillons issus du même procédé mais pas de la même série de fabrication. Les courbes cumulatives d'EA montrent une tendance polynomiale d'ordre 3 à mettre en parallèle avec la tendance linéaire de l'échantillon d'acier à nu et recouvert d'un bond coat des figures 4.4 et 4.8. On suppose donc des cinétiques d'endommagement différentes.

Dans le cas des essais avec le substrat à nu les EA étaient produites à la fois par un processus chimique de corrosion et d'arrachement mécanique alors que dans ce cas il s'agit d'une dissipation de contraintes thermiques et mécaniques dans la couche de céramique. Le processus de relâchement des contraintes par micro-fissuration dans une céramique entraîne de fait un

comportement contrainte-déformation non linéaire [Fu, 1985] qui explique la variation de R_N même à court terme.

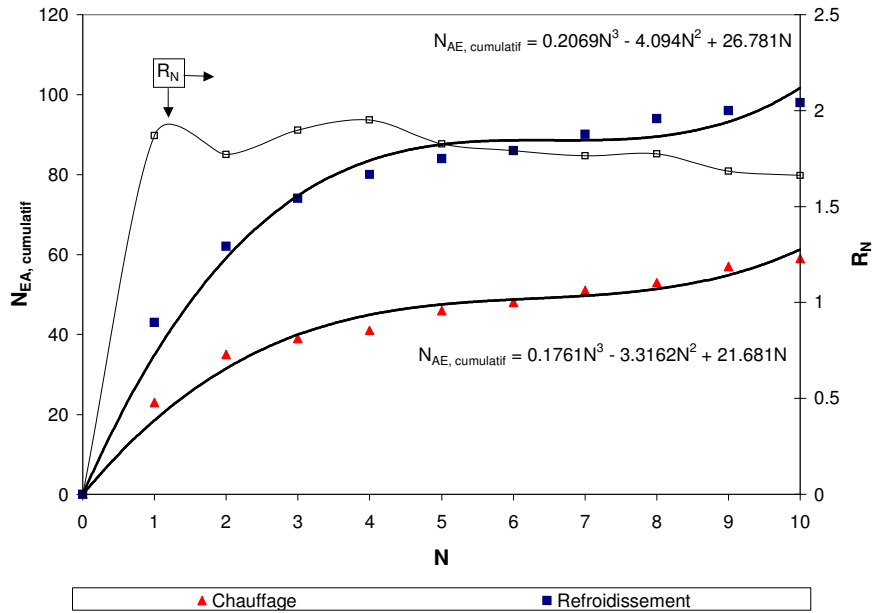


Figure 4.17 : TBC₁ enregistrement court terme.

Malgré des taux d'émissions différents comme le montrent les coefficients du polynôme des courbes de tendance, les valeurs de R_N montrent, elles, une très bonne concordance, parfaite jusqu'au cinquième cycle et, par la suite, l'échantillon TBC₂ voit une baisse légèrement plus forte (-12%) de son taux d'émission normalisé, R_N , à froid. Ce caractère inélastique des dépôts plasmas constitue l'endommagement en tant que tel du dépôt lors des processus de relaxation des contraintes.

Une barrière issue d'une même gamme de procédé montre donc une cinétique des comportements d'endommagement identiques, ce qui constitue déjà une validation de l'hypothèse suivant laquelle un diagnostic par émission acoustique permettrait d'estimer la durée de vie des échantillons. Il sera donc intéressant de comparer les variations de R_N entre les trois types d'échantillons différents.

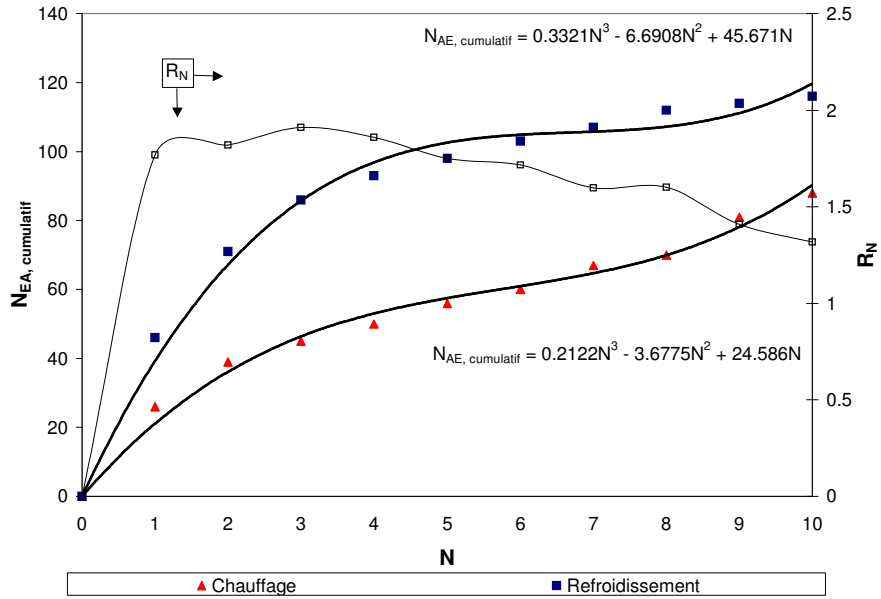


Figure 4.18 : TBC₂ d'YSZ enregistrement court terme.

Les acquisitions à moyen terme, c'est à dire jusqu'à 3000 cycles, des 2 échantillons de barrières thermique TBC d'YSZ sont présentées par les figures 4.19 et 4.20.

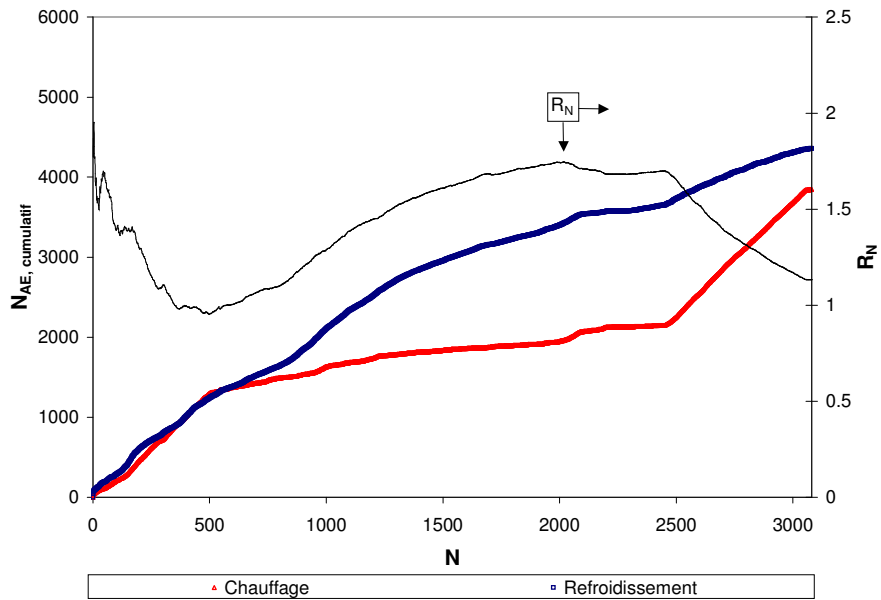


Figure 4.19 : TBC₁ d'YSZ enregistrement moyen terme.

A l'observation de ces courbes on observe toujours la similitude de comportement acoustique entre les échantillons à moyen terme. Le taux d'émission normalisé à froid diminue jusqu'à 500 cycles pour remonter jusqu'à 2000-2500 cycles et finalement s'approcher de la valeur 1 à 3000 cycles. En conséquence les courbes $\sum_1^N EA_{\text{à chaud}}$ et $\sum_1^N EA_{\text{à froid}}$ coïncident jusqu'à 500 cycles puis, entre 500 et 3000 cycles, les émissions à froid prennent le dessus et le coefficient R_N monte. A partir de 2500 cycles le nombre cumulé d'émissions à chaud se rapproche de celui à froid. En conséquence le taux d'émissions normalisé R_N tend vers la valeur 1.

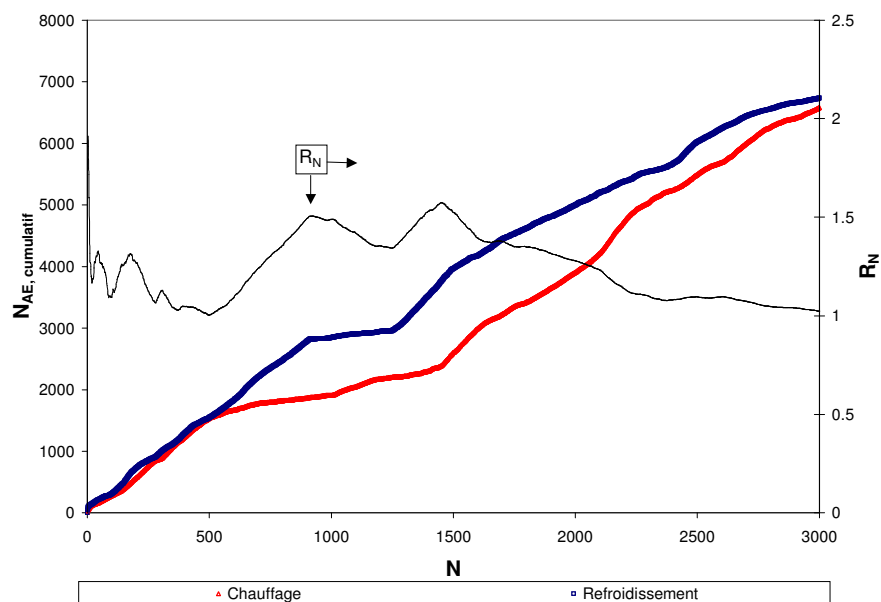


Figure 4.20 : TBC₂ d'YSZ enregistrement moyen terme.

La reproductibilité des comportements acoustiques étant maintenant raisonnable, seul l'échantillon TBC₁ d'YSZ a été soumis à un test long terme, i.e. 22000 cycles, comme il l'a déjà été mentionné au début de la section. La durée d'un cycle étant légèrement inférieure à 6 minutes, un test de 1000 cycles correspond environ à une centaine d'heures passées dans le four. Les 22000 cycles représentent un test d'environ 2200 heures de cyclage thermique. Pour cette raison il n'est pas possible de doubler les échantillons sur de longues périodes. La figure 4.21 montrent les résultats de l'enregistrement des EA à long terme.

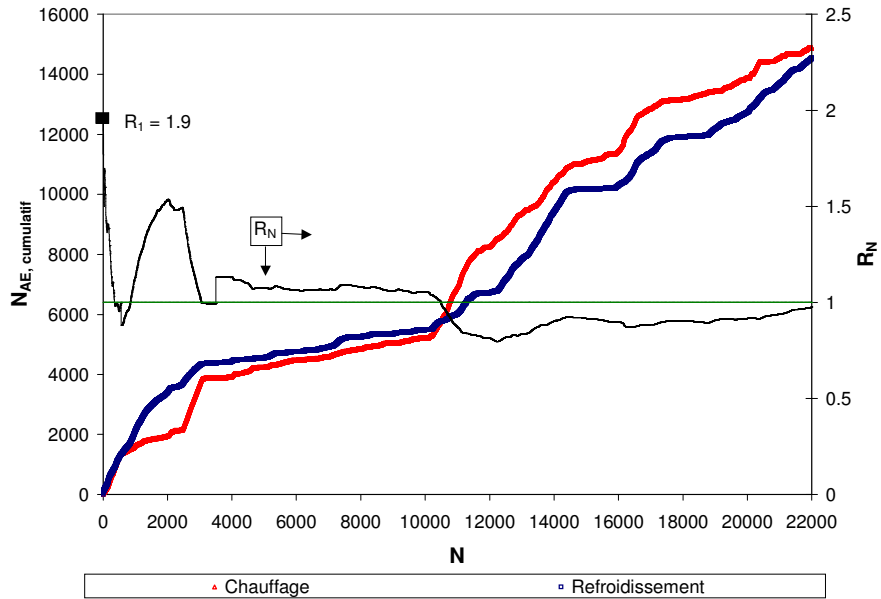


Figure 4.21 : TBC_1 d'YSZ enregistrement à long terme.

Sur le graphique des enregistrements à long terme, on note qu'après 3000 cycles R_N reste proche de la valeur 1, ce qui signifie que la barrière a émis un nombre d'EA à froid très proche de celui à chaud. Le coefficient R_N ne rejoint véritablement la valeur 1 qu'à 11000 cycles, bien que les valeurs en soient très proches voir égales à partir de 3200 cycles. Après 11000 cycles R_N devient négatif jusqu'à 22000 cycles, où il semble de nouveau vouloir atteindre la valeur 1. Les valeurs négatives de R_N indiquent qu'à partir de 11000 cycles et jusqu'à 22000 cycles l'échantillon TBC d'YSZ a émis plus de signaux durant la période à chaud. Il s'agit donc d'une inversion de tendance du comportement acoustique des échantillons dans les conditions de tests imposées.

Finalement on peut retenir du comportement acoustique de l'échantillon TBC d'YSZ les remarques suivantes :

- entre le 1^{er} et le 11000^{ième} cycle, $\sum_1^N EA_{\text{à froid}} > \sum_1^N EA_{\text{à chaud}}$,

- entre le 11000^{ième} cycles et le 22000^{ième} cycle, $\sum_1^N EA_{\text{à chaud}} > \sum_1^N EA_{\text{à froid}}$

On a donc inversion de tendance au milieu de la période d'étude. Les valeurs de R_N reste tout de même assez proches de 1 à partir de 3000 cycles. Il n'y a pas de réelle prépondérance d'une période du cycle sur l'autre.

4.2.3 Cas de l'échantillon YSZ

L'échantillon nommé YSZ comme on l'a décrit précédemment est en fait constitué du substrat d'acier AISI 304, que l'on a sablé et préparé de la même manière que les autres substrats, mais recouvert directement par la couche de zircone stabilisée sans couche d'accrochage. L'épaisseur de céramique reste la même que pour les échantillons munis de *bond coat*, c'est à dire 300 microns. L'intérêt de cet échantillon est d'effectuer l'enregistrement des EA lors de ce que l'on espère être une délamination de la couche de céramique. Étant donné qu'à 22000 cycles l'échantillon de zircone stabilisée ne montre pas de signe extérieur de dégradation, on espère provoquer une délamination du dépôt d'YSZ sans *bond coat* pour un nombre de cycles très inférieur à 22000. Finalement cet échantillon a subi 5500 cycles avant de montrer un défaut macroscopique important, i.e. un décollement accompagné d'un cloquage d'une partie de la couche de céramique, figure 4.22.

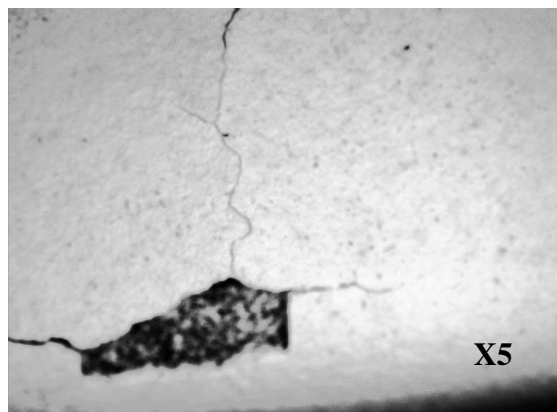


Figure 4.22 : Délaminage de la couche de zircone

La figure 4.23 expose le nombre cumulé d'EA émises à court terme par la couche de zircone yttrée. Sur cette courbe il est intéressant de noter que les nombres cumulatifs d'EA à chaud et à froid évoluent encore en fonction d'une tendance polynomiale d'ordre 3. On remarque aussi que l'équation de la courbe de tendance des EA émises à froid est identique à celle de la barrière

munie du *bond coat*. Le comportement acoustique à court terme de la barrière d'YSZ sans *bond coat* semble donc être le même lors du choc thermique produisant les efforts en tension que celui de la TBC d'YSZ. La principale différence de comportement entre ces deux échantillons vient de la période de chauffe où l'on observe une nette diminution de la valeur du coefficient multiplicateur du terme à l'ordre 3. Cette différence de taux d'émission entre la période de chauffage et de refroidissement au premier cycle va se traduire par une valeur différente du coefficient R_N au premier cycle. Ici R_1 atteint la valeur maximum de 5.5, contre 1.9 et 1.8 pour les TBCs d'YSZ. Cette valeur est divisée par 2 dès le deuxième cycle, ce qui traduit une nette accélération du taux cyclique d'émissions à chaud. Cette valeur décline légèrement jusqu'au dixième cycle pour atteindre 2.5.

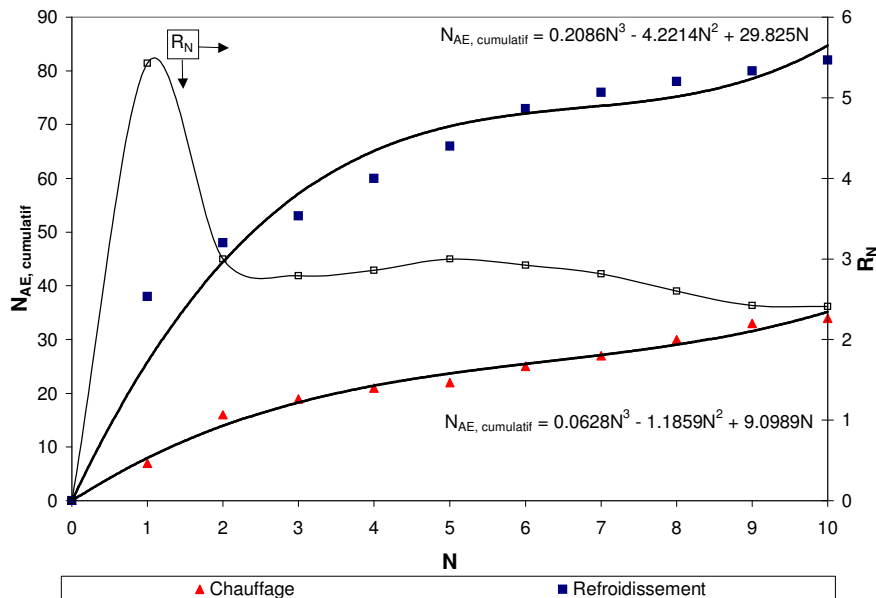


Figure 4.23 : Échantillon YSZ, enregistrement court terme.

Shankar et coll. ont montré par une étude sur les dépôts céramiques que les dépôts sans *bond coat* émettaient d'une manière générale moins de signaux que ceux avec couche d'accrochage. On le constate aussi dans le cadre de cette thèse. On peut ajouter que cette baisse intervient essentiellement à chaud durant les premiers cycles mais touche aussi, dans une moindre mesure, le nombre d'émissions à froid. Le chapitre 5 permet de répondre aux interrogations que cette dernière remarque fait éclore.

L'enregistrement à moyen terme des EA pour cet échantillon sans *bond coat* est proposé par la figure 4.24. La durée du moyen terme a été limitée à 500 cycles, car c'est dans cette période que R_N devient égal à 1 puis négatif. Comme on peut le constater sur ce graphique, les tendances d'émission acoustique à froid et à chaud s'inversent au bout de 100 cycles contre 11000 pour la TBC d'YSZ. Malgré un nombre d'émissions cumulatif total à froid supérieur à celui à chaud, dans les premiers cycles, l'échantillon sans *bond coat* émet rapidement plus à chaud. La chute rapide du coefficient R_N dès le deuxième cycle c'est maintenue jusqu'au centième.

Contrairement à l'échantillon précédent où la baisse de R_N n'est pas constante et les valeurs restent supérieures à 1 pendant 11000 cycles. Au terme de ces 500 cycles la couche de céramique a donc émis lors des périodes de chauffage 66% d'EA en plus que lors des périodes de refroidissement.

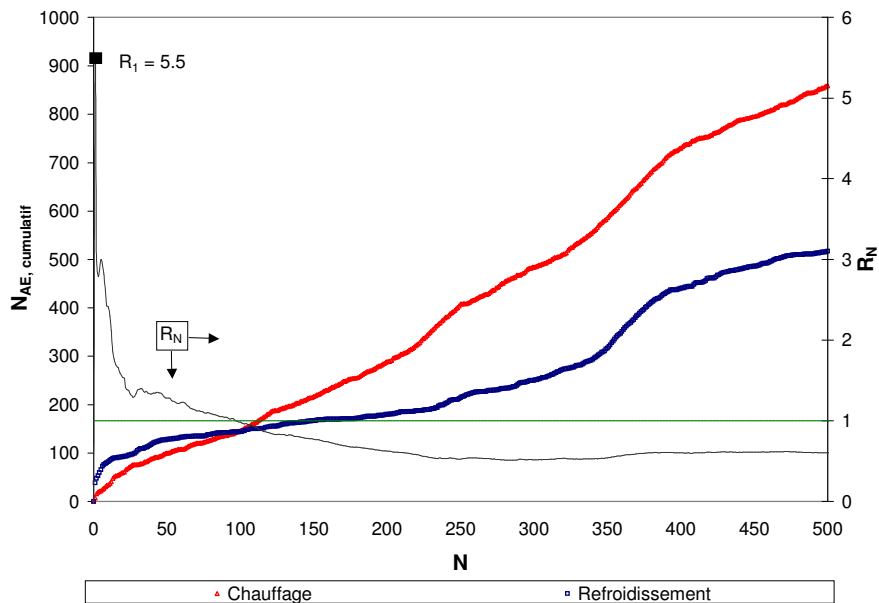


Figure 4.24 : Échantillon YSZ, enregistrement moyen terme.

Sur le graphique de l'enregistrement à long terme, on remarque qu'à 4000 cycles le nombre cumulatif d'émissions acoustiques à froid croise à nouveau le nombre d'EA à chaud. Le coefficient R_N prend une nouvelle fois la valeur 1 et réaugmente jusqu'à 1.5 à 5500 cycles, une valeur correspondant aux premiers cycles. Entre le 4000^{ème} cycle et le 5500^{ème} cycle la barrière à

subi le bris catastrophique, la couche de céramique s'est délaminée et a cloqué. Le bris visible à l'œil est intervenu entre 5250 et 5500, cette valeur est obtenue expérimentalement, 250 cycles étant le nombre maximum de cycles faits en une journée. Le défaut à l'origine du cloquage s'est forcément formé auparavant et il ne peut s'agir que d'une délamination. L'effet que l'on a appelé cloquage et en fait un flambement de la cavité délaminée qui conduit à cette forme de cloque dont la partie supérieure s'est fissuré en deux parties sous l'effort.

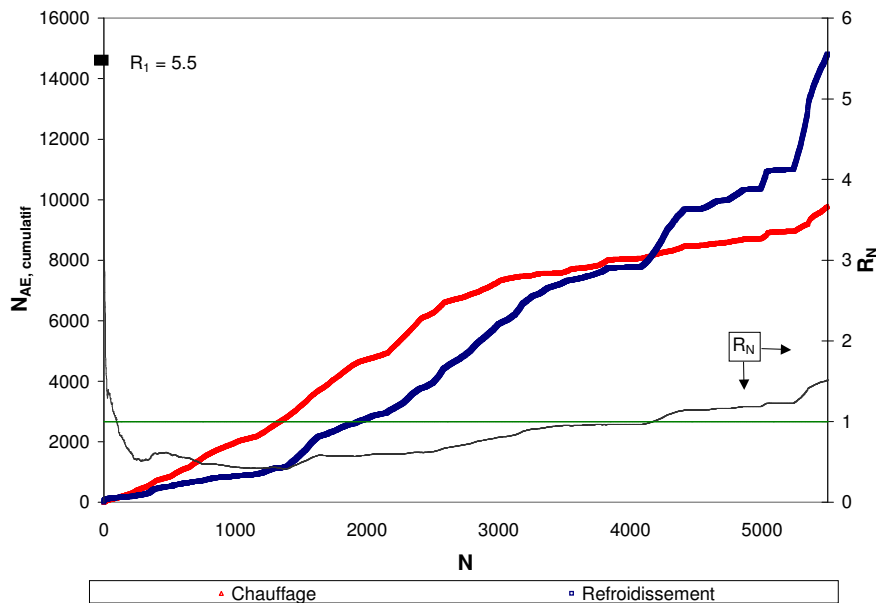


Figure 4.25 : Échantillon YSZ, enregistrement long terme.

Pour créer des EA, il faut nécessairement libérer de l'énergie de surface, c'est-à-dire fissurer. La nette augmentation du nombre d'EA émis à froid après 4000 cycles, et spécialement après 5000, permettent de conclure que le bris à eu lieu durant la période de refroidissement.

4.2.4 Cas de l'échantillon TBC d'alumine

L'échantillon TBC d'alumine a été fabriqué afin d'enregistrer la dégradation rapide d'une couche de céramique inadaptée aux températures des tests. L'alumine est rarement utilisée au dessus de 800-900°C, spécialement dans des conditions cycliques. Cet échantillon est donc sensé être le plus faible des trois dans des conditions de cyclage thermique intense. On peut affirmer qu'une très faible ténacité, de l'ordre de 2 à 3MPa.m^{1/2} pour l'alumine monolithique contre 10MPa.m^{1/2}

pour une zircone yttrée monolithique, confère à un dépôt d'alumine une piètre résistance aux chocs thermiques. Dans les faits, l'échantillon TBC d'alumine a effectivement été le plus faible de tous les échantillons. Des signes de dégradations macroscopiques apparaissent avant 500 cycles. L'intégrité globale de la barrière n'est cependant pas encore modifiée dans le sens où il n'y a pas eu de décollement puis flambement du dépôt visible comme dans le cas de l'échantillon d'YSZ sans *bond-coat* mais plutôt un écaillage à petite échelle de la surface du dépôt. La figure 4.26 montre une photographie des défauts obtenus. La figure 4.16 offre aussi une vue schématisée de ce type de défauts.

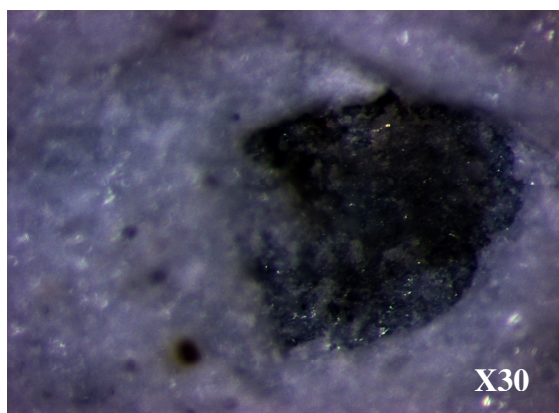


Figure 4.26 : Ecaillage de la surface supérieure de la couche d'alumine.

La figure 4.27 montre l'enregistrement des EA en fonction du nombre de cycles à court terme ainsi que la variation du coefficient R défini précédemment. Du comportement acoustique de l'échantillon d'alumine, on peut retenir premièrement la tendance d'ordre 3 des EA émises à froid à l'instar de tous les échantillons munis d'une couche de céramique.

Cette reproductibilité entre matériaux céramiques différents s'ajoute à celle déjà observée pour deux échantillons TBC d'YSZ identiques dont les signaux furent acquis par deux types de capteurs différents et pour l'échantillon d'YSZ sans *bond coat*. La valeur du coefficient du premier terme de la tendance d'ordre 3 de la courbe cumulative à froid est 2.5 fois supérieure à celle de la couche de zircone. Cette nette augmentation du bruit émis lors des efforts en tension au moment du choc thermique à la baisse est liée sans aucun doute à la faible ténacité de l'alumine. La principale dissimilitude de comportement acoustique vient du comportement à chaud de l'alumine

qui devient cette fois-ci à tendance linéaire. Ce glissement d'une tendance polynomiale d'ordre 3 vers une tendance linéaire du comportement acoustique à chaud est déjà visible entre les échantillons TBC d'YSZ et YSZ. Ceci traduit expérimentalement une baisse conséquente du nombre d'émissions à chaud entre respectivement la barrière de zircono yttrée munie de la sous-couche, la barrière de zircono yttrée sans sous-couche et la barrière d'alumine munie de la sous-couche. La disparité entre les comportements à chaud et à froid des échantillons varie donc de façon inversement proportionnelle à la longévité de ces mêmes dépôts dans des conditions de chocs thermiques sévères.

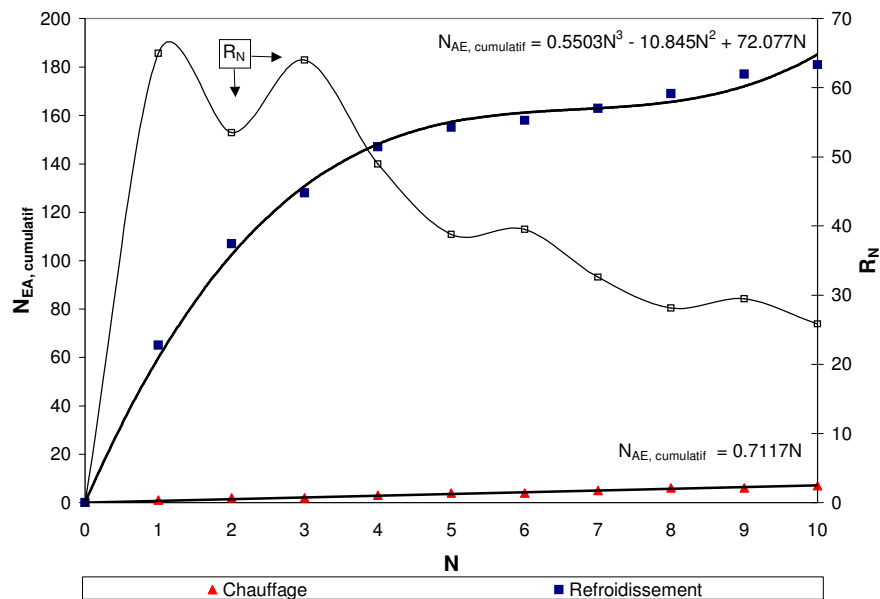


Figure 4.27 : Échantillon TBC d'alumine ; enregistrement court terme.

Sur la figure 4.27 il est possible d'observer les variations de R_N à court terme. Les premières remarques que l'on peut tirer de l'analyse de cette courbe sont en rapport avec les valeurs de ce coefficient. Le maximum est toujours atteint au premier cycle mais lorsque l'on avait 1.9 et 1.8 pour les échantillons TBC d'YSZ et 5.5 pour l'échantillon d'YSZ on a maintenant 65 pour l'échantillon TBC d'alumine. Donc si le nombre d'émissions à chaud varie de façon inversement proportionnelle au nombre de cycles subis avant dégradation macroscopique, il n'en est pas de même pour le nombre d'émission à froid. Cette évolution divergente de comportement est traduite de façon synthétique par la valeur de R_N .

La courbe montre aussi une baisse rapide et oscillante à court terme de R_N alors que dans le cas des couches de zircon on n'avait pas assisté à une oscillation aussi prononcée. Ces variations de R_N traduisent des accélérations successives des mécanismes à chaud et des mécanismes à froid, comme le montre les relations 4.5 et 4.6, ce qui implique que phénomènes s'entretiennent l'un l'autre.

La figure 4.28 montre l'enregistrement long terme des EA émises par la couche d'alumine.

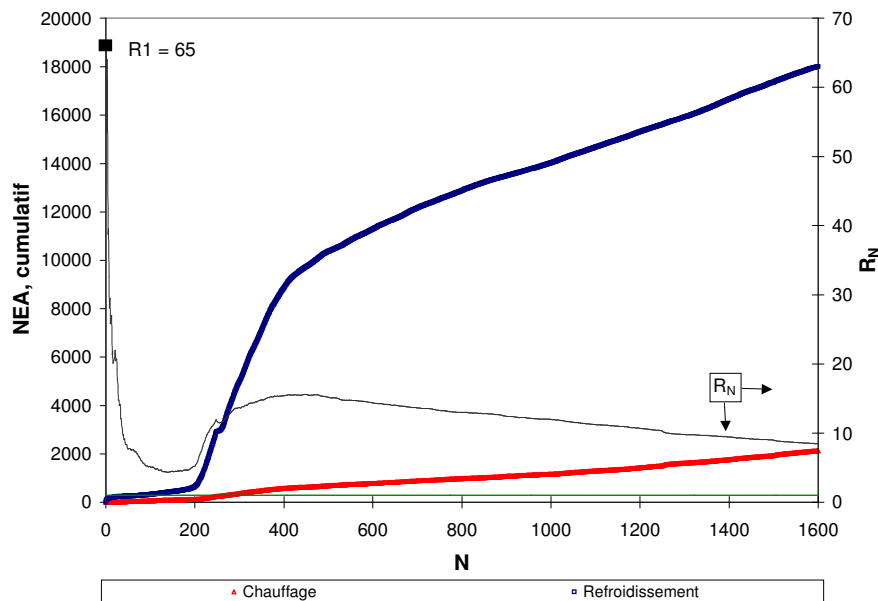


Figure 4.28 : Échantillon TBC d'alumine ; enregistrement long terme.

Sur cette figure on observe encore une autre particularité dans le comportement acoustique de l'alumine par rapport à celui de la zircon. Alors que celles-ci ont montré des similitudes dans le nombre d'EA émises à chaud et à froid sur le long terme, il n'en va pas de même avec la couche d'alumine. La disparité d'émission à froid et à chaud c'est accentuée tout au long de l'expérience, confirmant une nouvelle fois la faible tenue aux chocs thermiques de l'alumine en raison d'une très faible ténacité. Cette faible tenue de l'alumine au choc thermique peut être exprimée par la résistance, R_i , aux chocs thermiques qui évolue suivant la relation 4.7 :

$$R_i \propto 1/E^{1/2} \text{ d'où } R_i (YSZ) > R_i (Al_2O_3) \quad (4.7)$$

De la même manière, il est possible d'exprimer la résistance à la propagation, R_p , qui évolue suivant la relation 4.8 :

$$R_p \propto E \text{ d'où } R_p (\text{Al}_2\text{O}_3) > R_p (\text{YSZ}) \quad (4.8)$$

Jamais au cours du test R_N n'a atteint la valeur de 1. Entre le 200^{ième} cycle et le 400^{ième} on assiste à une très forte augmentation du nombre d'EA à froid. C'est à la fin de cette période qu'ont été observés les défauts d'écaillage de la surface supérieure. L'échantillon a cependant été maintenu jusqu'à 1600 cycles afin de voir si une délamination non visible n'était pas aussi à l'origine des émissions. Finalement après 1600 cycles aucun cloquage n'est apparu. Il n'est pas exclu que pour quelques centaines de cycle de plus on puisse en observer un mais le nombre total d'EA émises sur la totalité des cycles est équivalent aux autres échantillons.

4.3 Etude fréquentielle du comportement des dépôts céramiques

Pour plus de légèreté dans l'écriture on ne parlera pas ici de fenêtre de 20kHz puisque c'est toujours le cas mais plutôt du pic qui la représente. Ainsi la dernière fenêtre citée,]140-160] kHz, sera notée pic à 160kHz. Le pic à 100kHz est toujours un pic composite constitué de l'addition des intensités relatives des pics situés en dessous de 100kHz. Ce sont les modes de vibrations fondamentaux qui permettront ensuite d'expliquer les phénomènes qui sont décrits dans la suite de cette sous-section. L'étude des pics fondamentaux est menée séparément à la fin du chapitre 4.

4.3.1 Cas de l'échantillon TBC d'alumine

Le traitement du signal appliqué permet d'obtenir le spectre de puissance ou spectre de Fourier de chaque EA. Il n'est cependant pas possible d'archiver tout le spectre de puissance de chacune des 24000 EA que chaque échantillon a émis en moyenne au cours du test. De ce spectre il est possible de tirer les 3 premiers maxima en amplitude. Seuls les maxima du spectre de puissance de chaque EA sont dénombrés et classés dans des fenêtres fréquentielles de 20kHz.

Les capteurs utilisés sont maintenant les S9223 ayant une bande passante parfaitement adaptées à nos conditions (10kHz-1MHz). On pourra faire entre les trois types échantillons des

comparaisons d'intensité relative. La figure 4.29 rend compte de la fréquence relative d'apparition des pics pour les périodes de chauffage et de refroidissement tout au long des 1600 cycles.

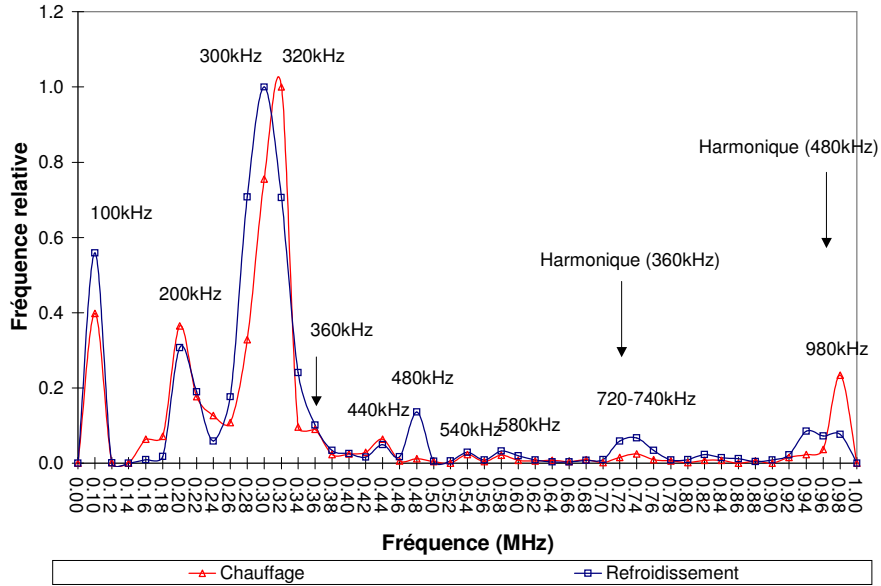


Figure 4.29 : Échantillon TBC d'alumine ; Spectre fréquentiel ; totalité des cycles.

Sur la figure 4.29 il apparaît clairement, à l'instar des tests sur le substrat non recouvert de céramique, une forte similitude des pics fréquentiels à chaud et à froid. Le pic à 100kHz prend dans le cas de la couche d'alumine une valeur de 0.4 à chaud et de 0.55 à froid.

Le premier mode de vibration de l'échantillon sur les 1600 cycles est situé à 300kHz pour les périodes de refroidissement et à 320kHz pour les périodes de chauffage. La répartition des pics en fréquence est assez similaire à celle de la figure 4.15. Ici on observe 2 pics autour de 300kHz, un pic à 100kHz et un à 200kHz. Le pic à 360kHz est présent, caché dans l'épaule des 2 pics principaux. Au dessus de 360kHz on ne considère pas les fréquences, elles sont implicitement liées à des phénomènes d'harmoniques.

Fréquences excitées sur 1600 cycles : 100kHz, 160kHz, 200kHz, 300-320kHz, 360kHz

Sur la figure 4.30 il est possible d'identifier trois zones, où parties, durant lequel le taux d'accroissement de R_N varie de façon spécifique.

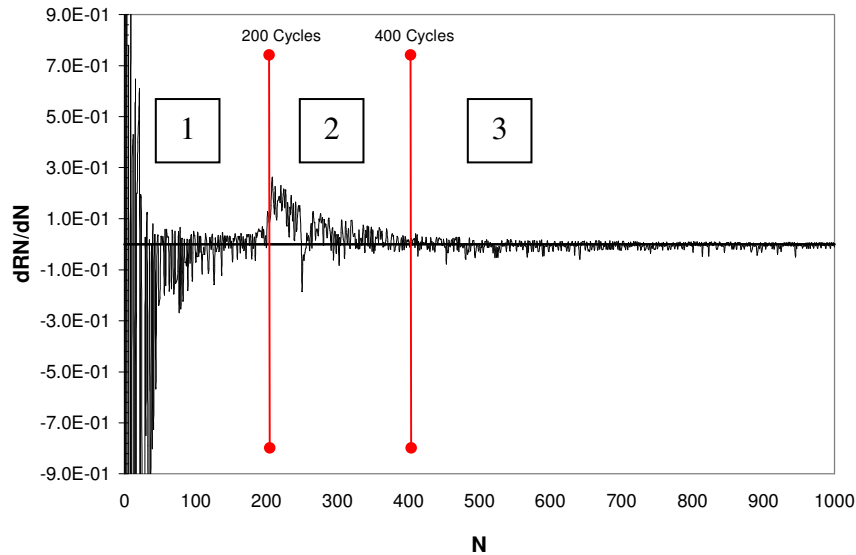


Figure 4.30 : Variation du taux d'accroissement de R_N , échantillon TBC d'alumine.

La première partie s'étend jusqu'à 200 cycles. Elle est caractérisée par des oscillations importantes et de forte intensité des valeurs de dR_N . On note dans cette partie une prépondérance progressive des valeurs négatives, ce qui implique que, malgré un faible nombre cumulatif d'émissions acoustiques à chaud, le taux d'émission cyclique à chaud est supérieure à celui à froid. La deuxième partie, pendant laquelle les phénomènes d'écaillages ont lieu, s'étend jusqu'à 400 cycles. Ici la situation s'inverse, le taux cyclique d'accroissement des EA est plus fort à froid et il y a peu d'oscillations. Les phénomènes d'écaillages ont eu lieu durant la période de refroidissement. Enfin, la troisième partie, pendant laquelle on cycle la barrière malgré la présence de nombreux défauts macroscopiques ($\Phi = 1\text{mm}$) à la surface.

Les spectres fréquentiels des EA émises au cours des cycles sont présentés d'une part en fonction de ces 3 parties et d'autre part en fonction de la période du cycle. Il est possible de comparer les intensités relatives des pics entre les différents graphiques puisque l'échelle des ordonnées est relative.

La figure 4.31 présente les dénombrements successifs correspondants à ces trois zones pour les périodes chaudes. La figure 4.32 montre les spectres fréquentiels des 3 périodes séparément afin de mieux expliciter le raisonnement.

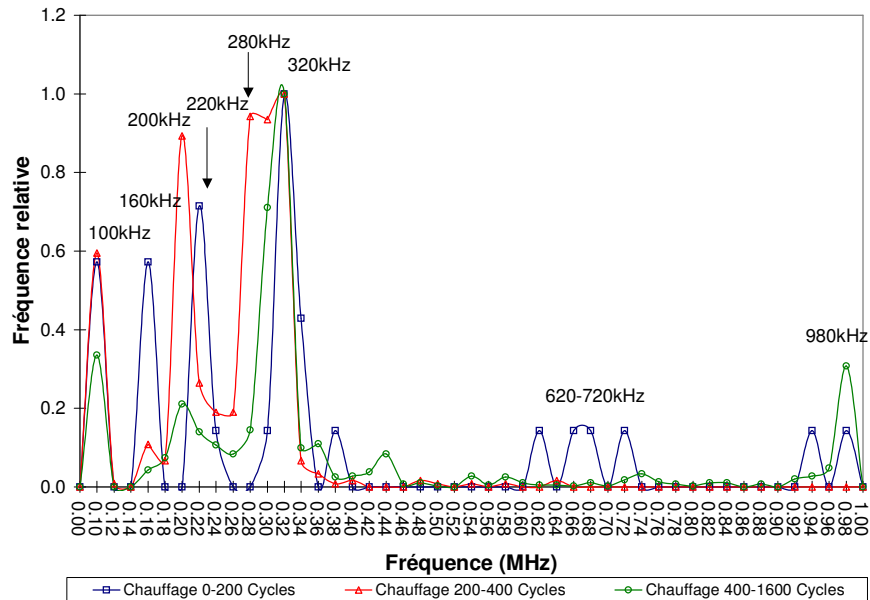


Figure 4.31 : Échantillon TBC d'alumine ; Spectre fréquentiel ; période de chauffage.

Zone 1 : Sur la première période les modes fréquentiels excités sont fins et bien marqués. Le premier mode de vibration de la plaque excité par la dégradation de la couche de céramique est situé dans la fenêtre fréquentielle 320kHz. Le pic secondaire est lui dans la fenêtre 220kHz. On observe aussi deux pics tertiaires d'intensité relative identique à 100kHz et 160kHz. Il existe ensuite au dessus de 320kHz des pics de faible intensité qui, de fait, peuvent être considérés comme de deuxième importance. Il est possible dans cette zone de trouver des harmoniques de fréquences fondamentales plus basses, ce qui justifie que l'on ne s'attarde pas à les décrire précisément mais ils faut les considérer.

Zone 2 : Pendant l'étape d'écaillage de la surface supérieure, donc pendant la deuxième partie ou zone 2, le pic secondaire à 220kHz a disparu pour entrer dans l'épaule d'un pic à 200kHz. Le pic à 160kHz voit son intensité relative fortement diminuer. On assiste à un fort élargissement du mode principal de vibration de la plaque, d'un pic bien dessiné à 320kHz on passe à une large bande

que l'on pourrait centrer sur $300 \pm 20 \text{kHz}$ et qui en fait contient 3 pics à 280kHz, 300kHz et 320kHz. Par ailleurs, les pics de deuxième importance au dessus de 360kHz, l'on a appelé rapidement la zone des harmoniques, ont disparu du spectre. Tout au plus leur intensité relative est trop faible pour réellement les observer sans modifier l'échelle. Ainsi, l'écaillage semble produire une disparition du mode de vibration à 160kHz, une apparition d'un mode à 200kHz et l'élargissement du premier mode à 320kHz vers les basses fréquences, jusqu'à 280kHz.

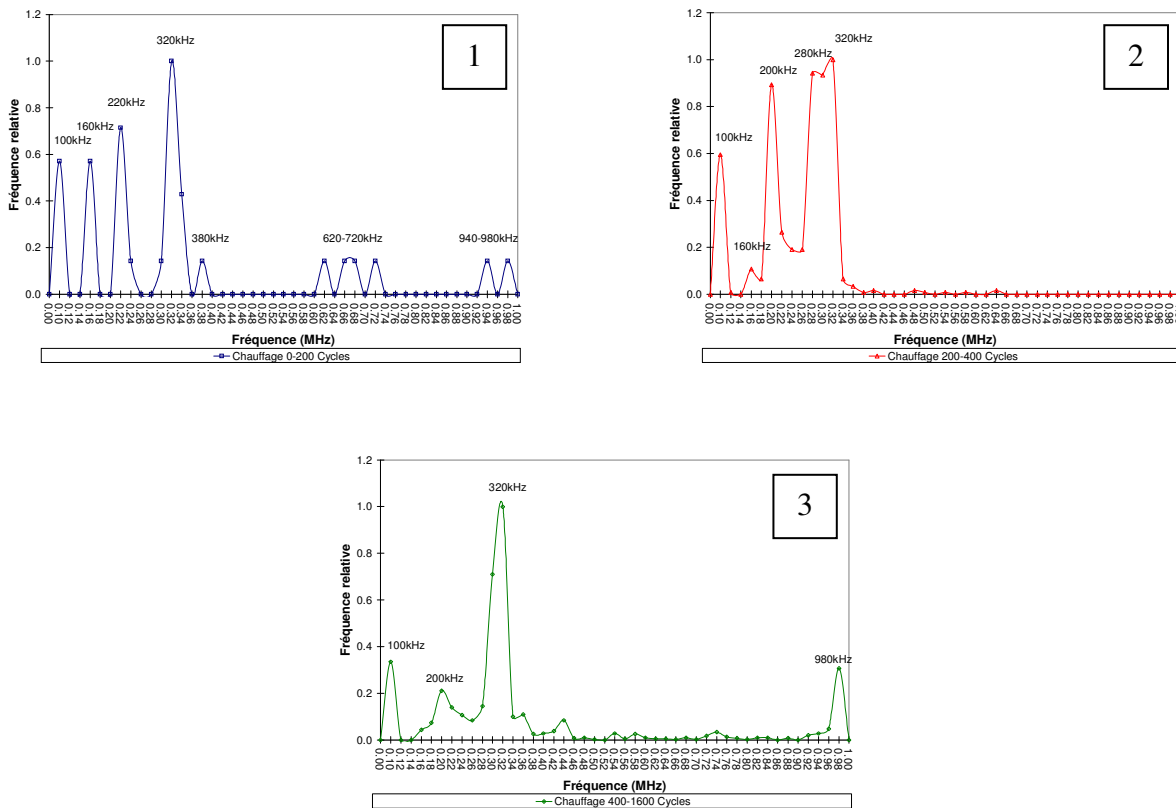


Figure 4.32 : Échantillon TBC d'alumine ; Spectre fréquentiel ; périodes de chauffage.

La figure 4.28 montre que les mécanismes d'écaillages ont eu lieu majoritairement durant la période de refroidissement. Cependant après chaque période de refroidissement les défauts nouvellement créés ou plutôt modifiés, qui sont à l'origine de l'émission des EA, vont devoir supporter les contraintes thermomécaniques associées à la période de chauffage. Ils vont de nouveau être sollicités par les contraintes thermiques de choc. Il apparaît donc logique que les

processus de fissuration aient lieu, dans une moindre mesure, aussi à chaud. C'est ce que montre la similitude des pics fréquentiels des EA sur les deux périodes.

Zone 3 : Une fois que le processus d'écaillage semble terminé, on entre dans la troisième zone. La couche de céramique a été atteinte dans son intégrité et donc la barrière est dans un nouvel état. Les processus de dégradation des matériaux fragiles constituent un relâchement des contraintes appliquées qui se traduit mécaniquement par une perte de rigidité ponctuelle qui se répercute nécessairement sur la rigidité globale de la structure.

Au niveau du matériau la perte de rigidité se traduit par l'apparition de nouvelles surfaces conséquemment à l'apparition ou progression de fissures. La perte d'énergie élastique associée à la perte de rigidité du système se traduit au niveau du matériau par l'apparition d'énergie de surface liée à la création de nouvelles surfaces.

Si l'on observe attentivement les résultats de la troisième période on observe que le pic à 100kHz est passé d'une intensité relative de 0.6 avant et pendant écaillage, à une intensité relative de 0.35 une fois l'étape d'écaillage terminée, figure 4.32. On peut donc conclure que lorsque la barrière est passée de son état initial à son état dégradé on enregistre une perte de 40% du nombre d'émissions situées dans la zone énergétique des ultrasons, c'est à dire les fréquences comprises entre 10kHz et 100kHz représentées par un pic composite à 100kHz. On peut donc conclure que les mécanismes de dégradation de la barrière dans ce nouvel état ne relâchent plus autant d'énergie qu'auparavant pour un même choc thermique cyclique.

On observe que l'élargissement du pic à 320kHz n'est plus présent. Cet élargissement semble donc uniquement lié au processus d'écaillage lui même. Par ailleurs sa hauteur relative a été constamment égale à 1 sur les 3 zones. Sur le graphique de la zone 3, On remarque aussi que le pic situé à 220kHz a définitivement disparu, et ce depuis la zone 2, donc dès que les processus d'écaillage ont commencé. Le pic à 160kHz qui avait déjà presque disparu du contenu fréquentiel de la zone 2 a définitivement disparu. Le pic à 200kHz apparu à partir de la période d'écaillage avec une intensité relative de 0.9 est maintenant descendu à 0.2 soit une diminution de 80%. Le spectre fréquentiel des EA émises après les phénomènes de fissuration de la couche d'alumine est

donc devenu plus simple qu'à l'origine, le premier mode de vibration situé à 320kHz est toujours présent avec une intensité relative de 1 tandis que les pics d'intensité secondaire ne sont plus représentés que par le pic à 100kHz diminué de 0.6 à 0.35 en intensité relative. De faibles pics apparaissent aussi de nouveau dans la zone des harmoniques.

Il faut se rappeler que la dégradation catastrophique de l'échantillon a eu lieu durant la période de refroidissement car elle représente 90% des EA émises tout au long du test, et qu'une EA ne peut être générée que par un phénomène irréversible comme la dissipation d'énergie par la création de surface, c'est à dire une fissure.

La figure 4.33 montre le même type d'analyse appliqué aux mêmes zones mais, cette fois ci, durant la période de refroidissement, c'est à dire la période du choc thermique à la baisse qui est accompagné d'un effort en tension comme on l'a expliqué dans la première sous-section de ce chapitre. De la même manière que précédemment, la figure 4.34 décompose chaque période afin de permettre une meilleure visibilité dans le jeu des fréquences. Là aussi, il est possible de comparer les intensités des pics entre les différentes zones.

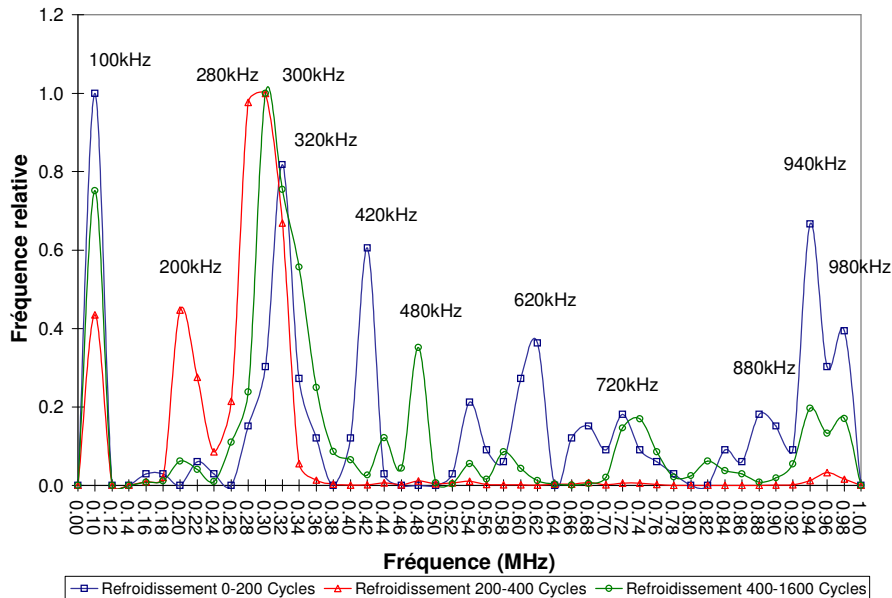


Figure 4.33 : Échantillon TBC d'alumine ; Spectre fréquentiel ; période de refroidissement.

Zone 1 : On remarque sur la figure 4.33 que le maximum d'intensité est centré cette fois sur le pic composite à 100kHz. Les processus de dégradation à froid libèrent donc plus d'énergie que les processus durant la période à chaud dont l'intensité relative du pic à 100kHz n'a jamais dépassée 0.6. La deuxième intensité est représentée par le pic à 320kHz. Etant donné que 100kHz est un pic composite constitué par le dénombrement des pics fondamentaux sur ou sous 100kHz, on peut encore considérer le pic à 320kHz comme le mode principal de vibration de l'échantillon. Contrairement aux mécanismes à chaud, les mécanismes à froid ont très peu sollicité les fréquences 160kHz et 220kHz mais beaucoup plus les fréquences supérieures à 320kHz. On observe aussi dans ces hautes fréquences, les mêmes modes de plaques déjà identifiés aux figures 4.6 et 4.13, ce qui encore une fois confirme le bien fondé d'une analyse fréquentielle comparative des modes de dégradation dans la mesure où l'on ne modifie pas les caractéristiques physiques du guide d'onde.

Zone 2 : Dans la deuxième zone, le pic à 200kHz apparaît, avec une fréquence relative de 0.45, et ce au détriment de plusieurs autres pics. Tout d'abord le pic à 100kHz accuse une perte de 55% de son intensité relative et sort à 0.45, tout comme le pic à 200kHz. Les pics de très faible intensité situés à 160kHz et 220kHz ont eux disparu pareillement à la zone 2 à chaud. Tout se passe comme si il y avait une "fuite spectrale" du premier mode à 100kHz, et accessoirement des modes à 160 et 220 kHz, vers le mode à 200kHz, lors de l'écaillage superficiel.

Dans les deux cas, chauffage et refroidissement, l'écaillage n'a pas stimulé les modes situés au dessus de 320kHz, au contraire ils ont disparu alors que ces fréquences sont présentes à l'origine. Ceci a induit un élargissement du pic à 320kHz. Dans le cas du refroidissement on remarque que la bande à 320kHz a totalement disparu pour donner un pic de largeur double 280-300kHz. Cette disparition dès la deuxième zone du pic à 320kHz à froid explique le dédoublement du pic principal sur la figure 4.29.

L'écaillage a donc engendré l'apparition du pic à 200kHz et le glissement ou plutôt l'élargissement du pic situé originellement à 320kHz vers les fenêtres fréquentielles de plus basses fréquences. Cette modification du contenu fréquentiel des EA ne peut être que mis sur le compte de la dégradation "catastrophique" de la surface supérieure de la couche de céramique.

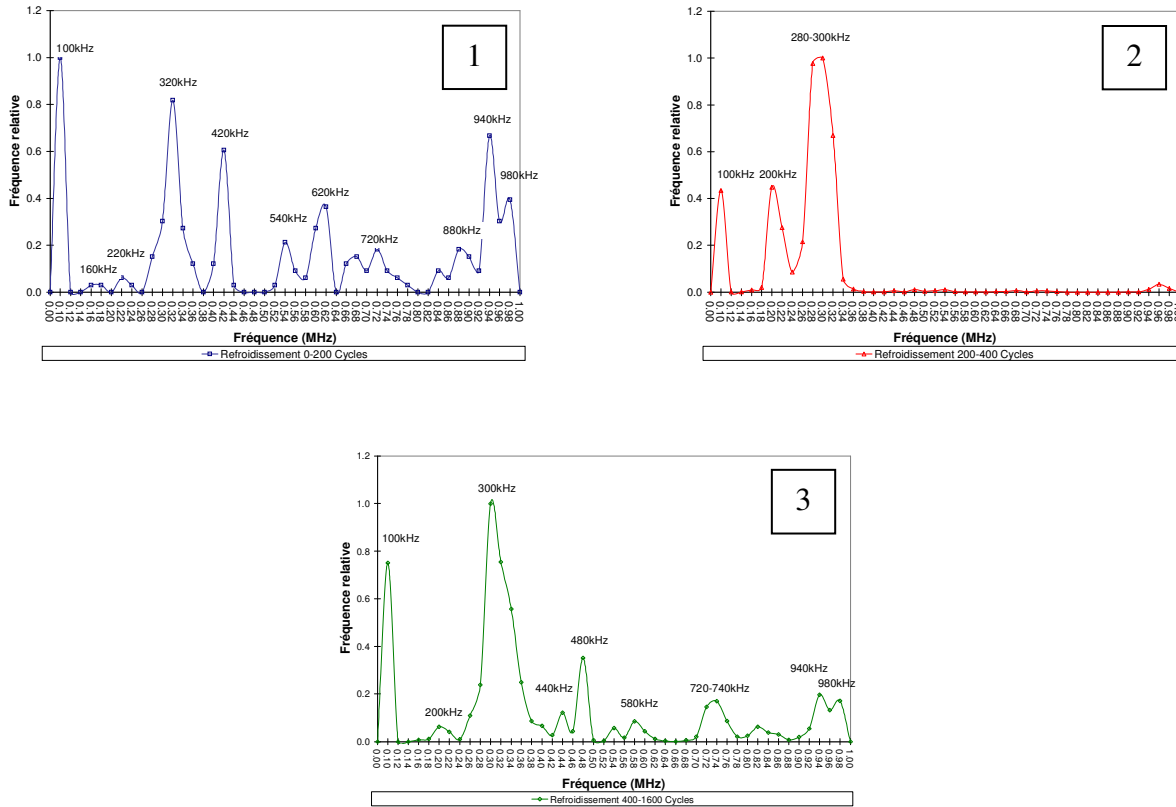


Figure 4.34 : Échantillon TBC d'alumine ; Spectre fréquentiel ; période de refroidissement.

Zone 3 : Dans la zone 3 de la figure 4.34, on remarque tout de suite l'augmentation de l'intensité relative du pic à 100kHz par rapport à la zone 2. La comparaison des valeurs est aisée. Le pic énergétique part donc d'une intensité relative de 1, rejoint la valeur 0.45 puis remonte à 0.75. La perte totale "énergétique" à froid après écaillage est donc de 0.25, soit une perte d'intensité relative de 25%. Ce comportement à froid va à l'encontre du comportement à chaud où la baisse n'est visible que dans la zone 3, donc après l'écaillage superficiel. Les mécanismes de dégradation à froid relâchent encore une quantité appréciable d'énergie. Ce qui laisse à penser que la dégradation de la barrière n'est pas terminée.

4.3.2 Cas de l'échantillon d'YSZ

L'échantillon YSZ est le deuxième échantillon à avoir subi une dégradation macroscopique de la couche de céramique. Dans le cas de la couche d'alumine on avait assisté à un écaillage superficiel de la face supérieure de la couche de céramique. Dans ce cas ci, il s'agit d'une

délamination, figure 4.16, suivi d'un cloquage de la couche de céramique, figure 4.22, assez rapide, due à l'absence de sous-couche d'accrochage.

La figure 4.35 présente le dénombrement et la fréquence relative d'occurrence des pics fréquentiels excités par les phénomènes de dégradation durant les 5500 cycles. Encore une fois les spectres fréquentiels des périodes chaudes et froides sont bien corrélés et on observe toujours les mêmes modes mais sollicités avec des intensités différentes des autres essais réalisés jusqu'à maintenant.

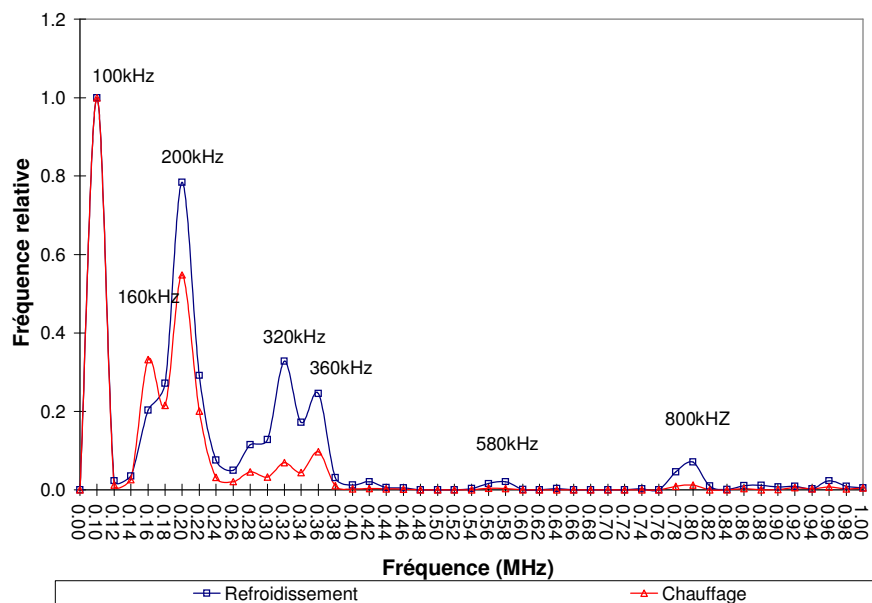


Figure 4.35 : Échantillon YSZ ; Spectre fréquentiel ; totalité des cycles.

Fréquences excitées sur 5500 cycles : 100kHz, 160kHz, 200kHz, 320kHz, 360kHz

La principale différence avec les résultats de la TBC d'alumine réside dans les intensités relatives des pics principaux. Cette fois ci, pour la première fois sur le spectre global de tous les cycles sur les deux périodes, le pic à 100kHz est le pic de maximum d'intensité et il est suivi du pic à 200kHz en deuxième et non d'un pic situé à 300-320kHz. Les pics de la zone des 300kHz apparaissent comme des pics de troisième ordre alors que ceux de la zone des 160kHz et 200kHz

apparaissent comme ceux de deuxième ordre. On observe aussi quelques pics de très faible intensité au dessus de 360kHz.

La barrière de zircone sans sous-couche d'accrochage présente donc une première particularité. Jusqu'à présent le premier mode de vibration était situé dans la large fenêtre des 280-320kHz dès les premiers tests cycliques sur la plaque d'acier recouverte ou non du *bond coat*.

Sur la figure 4.36 il est possible d'identifier quatres zones où le taux d'accroissement de R_N varie de façon spécifique.

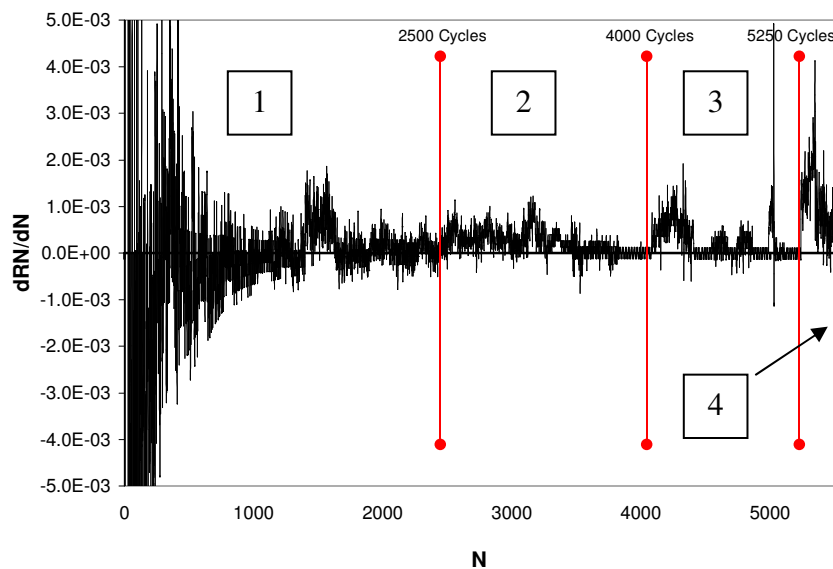


Figure 4.36 : Variation du taux d'accroissement de R_N , échantillon YSZ.

La première qui s'étend jusqu'à 2500 cycles est caractérisée par une forte alternance de valeurs positives et négatives de grande amplitude sans réelle prépondérance. Dans la deuxième les phénomènes à froids ont le plus fort taux d'accroissement cyclique d'émissions. Cela se traduit par une nette prépondérance des valeurs positives de dR_N , elle s'étend jusqu'à 4000 cycles. La troisième zone correspond aux cycles durant lesquels on peut penser que la délamination a eu lieu. Enfin, la quatrième zone qui correspond à la période où le défaut interne de délamination est

devenu un défaut externe de cloquage de la surface. Il est clair que durant la toute fin de cette période on a effectué un cyclage de la barrière malgré le défaut macroscopique présent.

On remarque que les valeurs négatives de dR_N n'apparaissent pratiquement plus passé 2500 cycles. Une valeur négative de dR_N correspond à un taux d'accroissement cyclique à chaud des EA supérieur à celui à froid.

On présente donc les résultats du dénombrement des pics principaux des EA en fonction de 4 zones, notées 1, 2, 3 et 4 sur la figure 4.36.

La figure 4.37 présente les dénombrements successifs correspondants à ces zones pour les périodes chaudes. L'ordre des couleurs pour cette analyse est le bleu pour la première période, le rose pour la deuxième, le vert pour la troisième et le bleu ciel pour la quatrième. La figure 4.38 montre les spectres fréquentiels des 4 périodes prises séparément. Elle constitue donc l'enchaînement des séquences qui conduisent à la courbe 3.40.

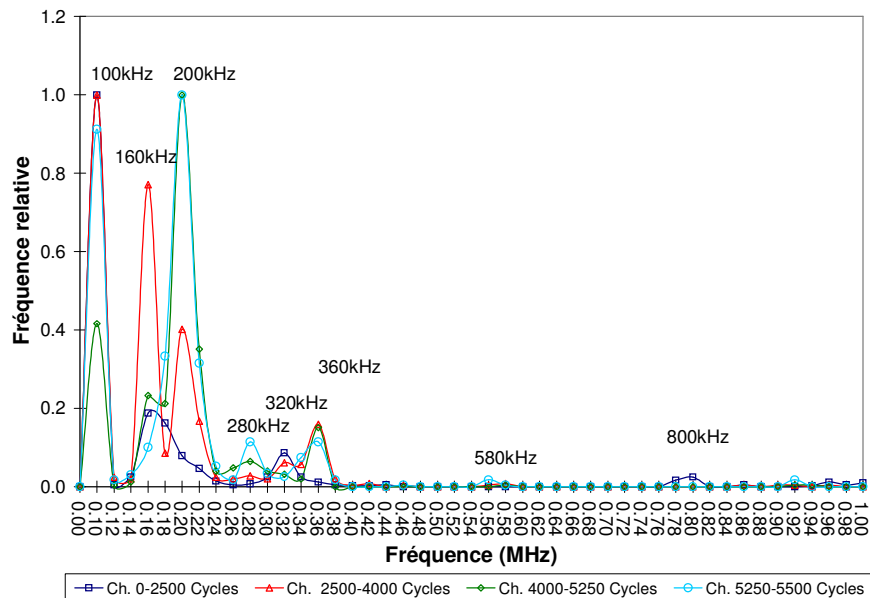


Figure 4.37 : Échantillon YSZ ; Spectre fréquentiel ; période de chauffage.

Zone 1 : Dans la première zone, de 0 à 2500 cycles, le mode de vibration de plus forte intensité est le pic composite à 100kHz. On ne remarque, outre le pic énergétique, que les pics à 160kHz et 320kHz (dans l'ordre) qui sont d'une intensité très faible en comparaison de ce que l'on observait auparavant. On peut associer les pics à 160kHz et 320kHz, l'un étant le double de l'autre, il s'agit sans trop de doute d'harmoniques d'un même pic fondamental. Il y a aussi un petit pic à 800kHz sans importance pour le raisonnement que l'on tient. Le/les premiers modes de vibration se trouvent donc dans la fenêtre 10kHz-100kHz, les phénomènes de dégradation sont intenses et, aux vues des valeurs de dR_N , progressent rapidement.

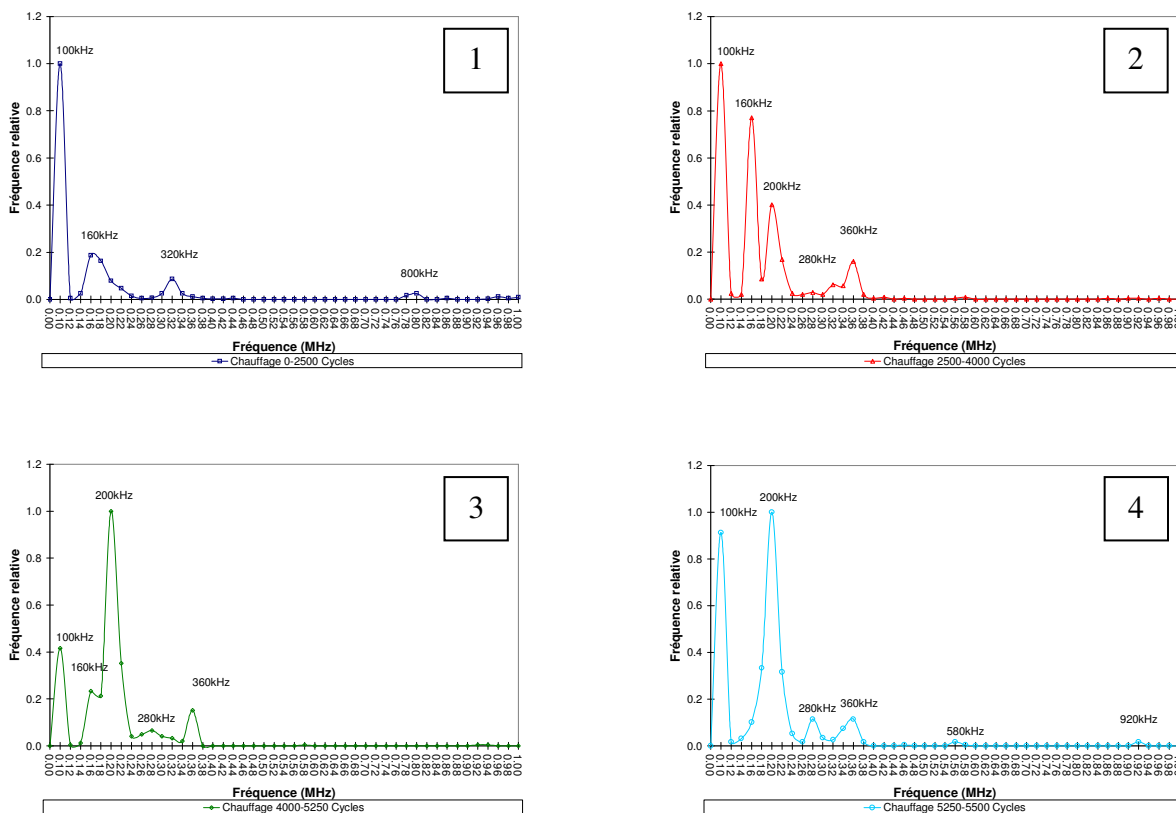


Figure 4.38 : Échantillon YSZ ; Spectre fréquentiel ; période de chauffage.

Zone 2 : Lorsque l'on passe à la deuxième zone apparaît un nouveau mode de vibration du guide d'onde, caractérisé par le pic à 200kHz. Il est intéressant de noter que dans le cas de l'alumine cette fréquence était apparue durant l'écaillage de la barrière mais avait quasiment disparu par la suite. Ici cependant aucun défaut macroscopique n'est visible, la barrière ne présente aucune

particularité. Outre l'apparition de ce nouveau mode, on constate la disparition du pic à 320kHz, en général le premier mode de vibration. Le pic à 320kHz n'a pas réellement disparu, il y a eu une sorte de fuite spectrale vers les pics contigus à 280kHz et 360kHz. En fait il s'agit de modifications intervenant dans la zone des 10kHz-100kHz qui sont à l'origine des ces phénomènes, cette étude sera reprise plus tard dans le texte. Cette fuite spectrale a déjà été observée dans le cas de l'échantillon TBC d'alumine. Le pic énergétique se maintient très proche de 1, en fait il baisse de 3%, signe que les phénomènes de dégradation de la barrière libèrent toujours suffisamment d'énergie pour stimuler les basses fréquences ultrasonores.

Zone 3 : Le spectre fréquentiel de la zone 3 montre une nouvelle évolution liée au vieillissement de la barrière. Ici le pic à 200kHz apparu auparavant se maintient à une intensité relative de 1 mais le pic à 100kHz accuse une forte baisse de l'ordre de 60% et celui à 160kHz glisse dans l'épaule du nouveau pic à 200kHz. Les phénomènes de dégradation de la barrière pendant la zone 3 à chaud libèrent donc moins d'énergie que la zone 2. On peut avancer que la zone 2 voit croître un défaut d'interface particulier plutôt qu'un autre, atteignant ainsi une taille critique. Ce défaut de taille critique constitue l'amorce de la délaminación qui advient dans la zone 3.

Ces phénomènes de croissance vers une taille critique ont créé beaucoup de nouvelles surfaces et donc, ont dispersé beaucoup d'énergie, mais n'ont pas conduit encore à un défaut macroscopique visible de l'extérieur. La zone trois est la partie qui voit l'occurrence du défaut de délaminación entraînant la perte d'énergie élastique. Ce phénomène provoque donc la disparition d'un mode initial, le pic à 320kHz, et la baisse de 60% du pic composite à 100kHz.

Zone 4 : La zone 4 serait, elle, plutôt la période nécessaire pour le cloquage final de la barrière que l'on pourrait alors considérer comme la dégradation catastrophique du dépôt puisqu'elle conduit à un défaut externe majeur. Le défaut de délaminación a généré une cavité sous la surface et celle-ci sous l'effet des efforts a cédé pour donner le défaut macroscopique visible sur la barrière. On remarque que ce phénomène de *buckling*, conduit à une hausse d'intensité du pic à 100kHz, signe qu'il y a encore de la création de surface à chaud après l'écaillage. Les ruptures définitives des défauts ont lieu à froid comme le montre la courbes de dR_N en fonction des cycles, mais, suite à l'analyse fréquentielle, on peut affirmer que les périodes de chauffage participent à

la mise en place des conditions de rupture. On peut avancer que les périodes de refroidissement sont plus propices à l'initiation ou à la rupture définitive tandis que les périodes de chauffage sont plutôt associées à la propagation sous-critique des défauts.

On passe maintenant à l'analyse fréquentielle des phénomènes à froids. La figure 4.39 nécessite elle aussi le désassemblage des différentes zones en plusieurs graphiques, figure 4.40.

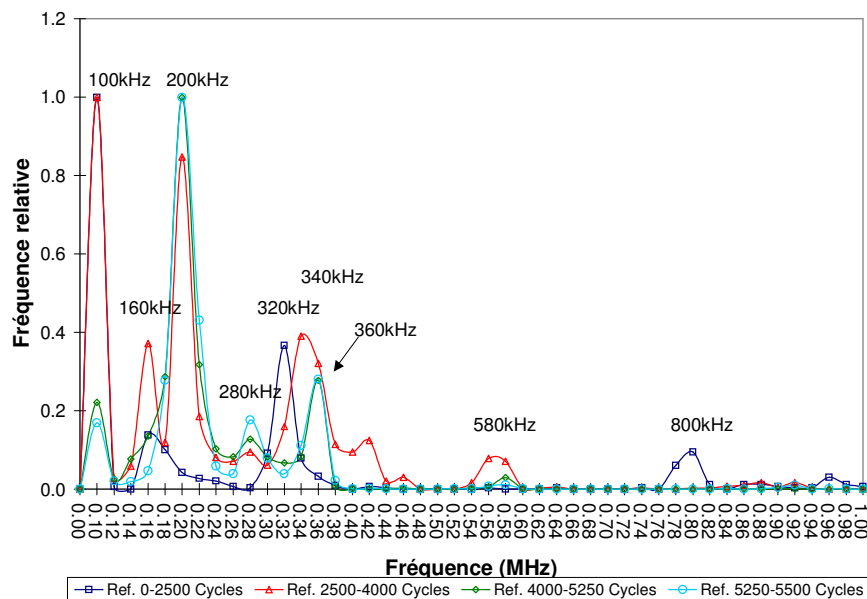


Figure 4.39 : Échantillon YSZ ; Spectre fréquentiel ; période de refroidissement.

Zone 1 : Les deux zones 1 apparaissent identiques à chaud et à froid. Suite à une analyse plus approfondie on s'aperçoit que les importances relatives des pics à 160kHz et 320kHz sont inversées entre les deux périodes. A froid, le premier mode excité est lui aussi le pic composite à 100kHz mais le deuxième est le pic à 320kHz au lieu de 160kHz. Étant donné le rapport de 2 entre ces deux pics, ils sont certainement tous les deux une harmonique d'un même pic fondamental, on le cherchera à la fin du chapitre. En tout état de cause ils sont liés puisque dans l'échantillon d'alumine, le pic à 160kHz disparaît en même temps que le pic à 320kHz lors du passage de la zone 1 à la zone 2. Cette corrélation de comportement est aussi observée dans le cas de l'échantillon TBC d'YSZ.

Zone 2 : Dans la zone numéro 2, on constate la disparition du pic à 320kHz au profit d'un pic à 340kHz avec deux épaules, l'une à 280kHz observable aussi à chaud et l'autre à 420kHz non observable à chaud. Parallèlement on assiste à un mouvement du pic à 160kHz dont l'intensité a plus que doublée, confirmant qu'il est bien lié au pic 320kHz.

La zone 2 constitue une augmentation du nombre des phénomènes à froid, donc une accélération de la création de surface. On analyse ici en fréquentiel cette accélération. D'une part on remarque l'apparition du pic à 200kHz non visible dans la zone 1 et les mécanismes à froid relâchent toujours suffisamment d'énergie pour maintenir le pic à 100kHz constant au maximum d'intensité relative et ceci malgré l'émergence de ce nouveau pic à 200kHz.

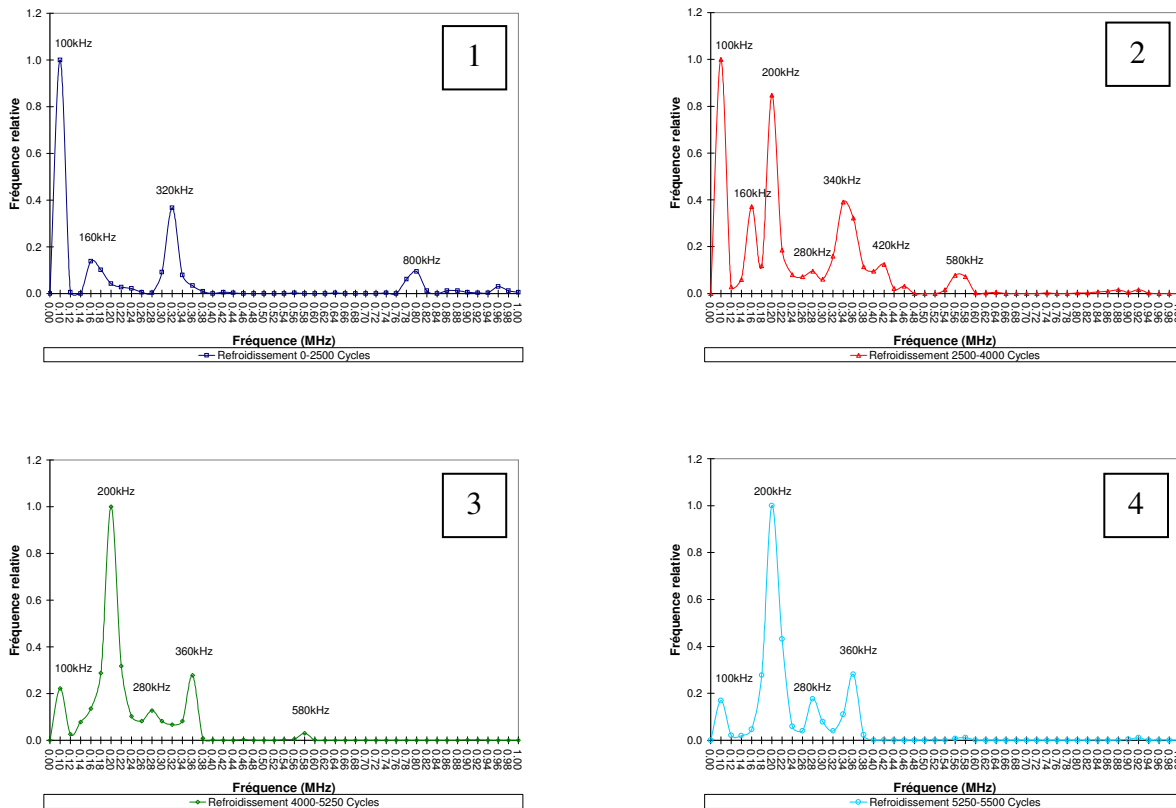


Figure 4.40 : Échantillon YSZ ; Spectre fréquentiel ; période de refroidissement.

Zone 3 : La zone trois correspond aux cycles où la barrière a délaminé véritablement, c'est à dire que le défaut d'interface préférentiel créé durant la zone deux à atteint la taille critique qui

provoque une désolidarisation de la couche de céramique du substrat. L'état global de la barrière a donc changé durant cette période. Les conditions limites décrivant l'attachement de la plaque de céramique à la plaque de métal ont été modifiés par la décohésion partielle du dépôt. Il est évident que puisque l'on travaille avec des modes de plaques et donc des ondes guidées, les facteurs principaux gouvernant l'établissement des modes propres de vibration sont les conditions limites qui caractérisent la plaque. Par ailleurs si l'on considère l'adhérence de la couche de céramique déposée par plasma sur le métal comme une énergie élastique emmagasinée à l'interface, si cette interface vient à lâcher alors on devrait voir des répercussions sur l'intensité relative du pic énergétique à 100kHz. Il est évident que le pic énergétique a considérablement diminué entre la zone 2 et la zone 3, d'un facteur 5 soit une perte de 80% du contenu énergétique. Il est clair que cette disparition importante est attribuable au décollement de la couche de céramique.

Zone 4 : Lorsque l'on continue de cycler la barrière malgré ce défaut majeur on entre dans la zone 4. il existe très peu de différences entre la zone 3 et la zone 4 au niveau du contenu fréquentiel, permettant encore de conclure en la faveur du passage d'un état intègre de la barrière, zone 1, à un état corrompu par le défaut, zone 4. Le fait le plus remarquable est le maintien à une intensité relative inférieure à 0.2 du pic à 100kHz. La barrière n'est donc plus capable d'exciter de façon conséquente le pic énergétique par ses mécanismes à froid, il n'y a donc pas beaucoup d'énergie de surface nouvellement créée. La conclusion que l'on peut tirer de cette analyse est que le flambement de la délamination, c'est-à-dire la rupture finale a bien eu lieu durant le pic d'effort en tension provoqué par le choc à la baisse. Étant donné que le pic à 100kHz est toujours important à chaud mais ne l'est plus à froid, on pense que les périodes chaudes sont le lieu de propagation sous-critique des fissures, puisque la contrainte est supposée inférieure à celle du choc. Cette hypothèse pourrait être appuyée par le fait que le gradient thermique temporel est nul et le gradient thermique spatial transverse est constant.

Il apparaît alors que si l'on assiste encore à chaud à de la création de surfaces nouvelles pour une contrainte plus faible qu'à chaud, on assiste à des phénomènes de propagation sous critique des fissures. A ce titre une autre délamination est à prévoir si l'on continue le cyclage.

4.3.3 Cas de l'échantillon TBC d'YSZ

L'échantillon de barrière thermique duplex TBC d'YSZ a tenu 22000 cycles sans montrer de dégradation macroscopique de la couche de céramique. Les deux autres échantillons, la TBC d'YSZ et la couche d'YSZ, ont subi des bris différents, l'un a connu une rupture par délamination et flambement du dépôt et l'autre un écaillage superficiel de la face supérieure de la couche de céramique. Ces deux types de bris ont conduit à des variations d'intensité relative des pics fréquentiels correspondants aux modes de plaques excités par les phénomènes irréversibles qui libèrent une part de leur énergie sous forme d'EA. Étant donnée la non rupture de l'échantillon TBC d'YSZ il est intéressant de le soumettre à une analyse fréquentielle identique aux deux autres.

La figure 4.41 rend compte de la fréquence relative d'apparition des pics pour les périodes de chauffage et de refroidissement tout au long des 22000 cycles. Sur cette figure il apparaît clairement, à l'instar des tests précédents, une similitude fréquentielle presque parfaite des pics à chaud et à froid.

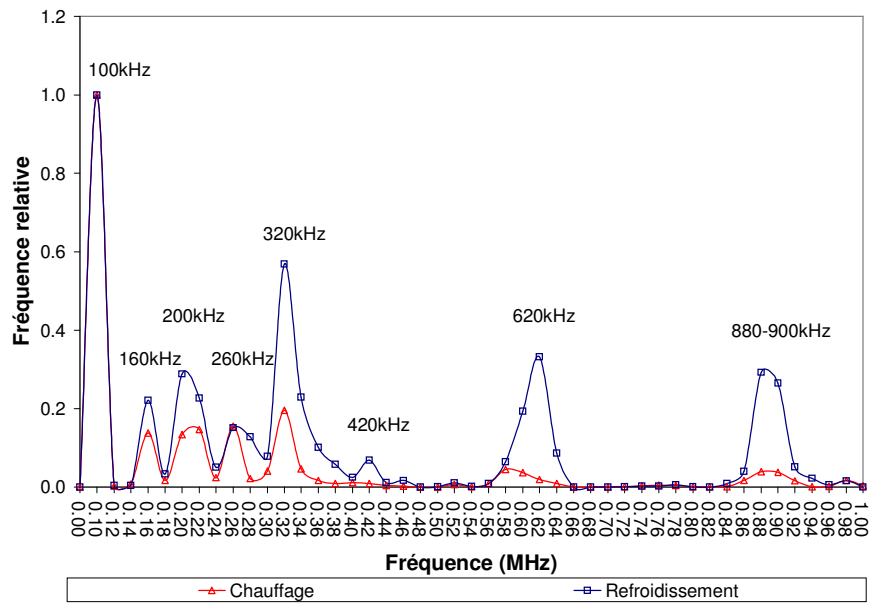


Figure 4.41 : Échantillon TBC d'YSZ ; Spectre fréquentiel ; totalité des cycles.

La figure 4.42 montre l'évolution du taux d'accroissement de R_N en fonction du nombre de cycles. Sur ce graphique on peut juste définir deux zones d'études de part et d'autre de 3000 cycles. Cette séparation est matérialisée par la barre rouge sur le graphique. La première partie est caractérisée par des oscillations de fortes amplitudes des valeurs de dR_N avec une prépondérance des valeurs positives au début puis un glissement dans les valeurs négatives. La deuxième partie est caractérisée par des amplitudes d'oscillation beaucoup plus faibles, et une prépondérance des valeurs négatives, traduisant une augmentation constante du taux cyclique d'émissions à chaud.

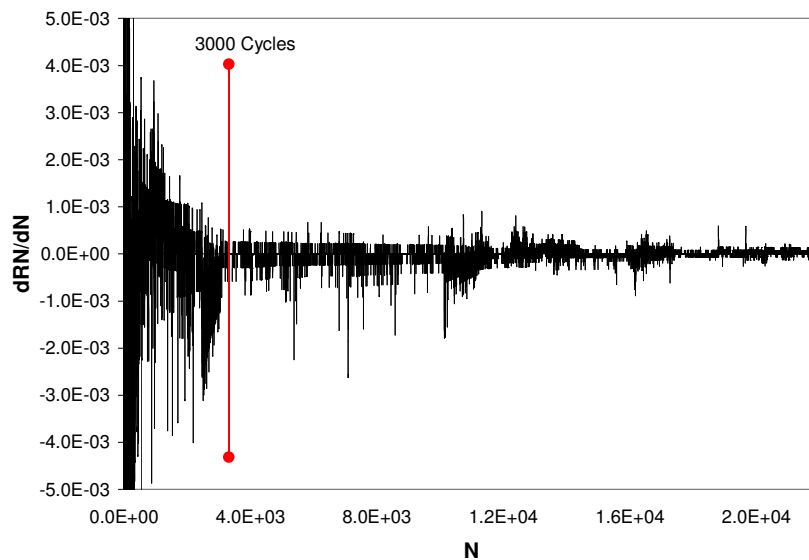


Figure 4.42 : Variation du taux d'accroissement de R_N , échantillon TBC d'YSZ.

On montre sur la figure 4.43 les résultats du spectre fréquentiel obtenus sur les deux parties pour la période de chauffage. La division en deux parties de l'étude fréquentielle permet de ne pas avoir à séparer leur analyse. Ainsi dans cette sous-section une seule figure servira de support pour l'analyse fréquentielle. Il en est de même pour la période de refroidissement.

Les fréquences présentes dans la première partie sont toujours existantes dans la deuxième. Il n'y a pas beaucoup de jeu dans l'apparition et la disparition des fréquences dans ce cas. On remarque cependant que le pic à 260kHz ne semble pas présent dans la première partie même à très faible intensité. Le pic à 620kHz se décale à 580kHz mais son intensité faible ne permet pas de

concentrer l'analyse dessus. Pour le reste il y a juste une augmentation d'amplitude des pics secondaires au cours du vieillissement de la barrière qui ne s'accompagne pas d'une baisse même minime du pic composite à 100kHz. Cette dernière remarque est importante dans le sens où en l'absence de bris macroscopique on n'observe pas ce genre de phénomènes, c'est à dire des mouvements d'amplitude du pic à 100kHz d'une période à une autre. Seul le pic à 260kHz nécessite l'étude des fréquences fondamentales, i.e. les fréquences dont la somme compose le pic à 100kHz.

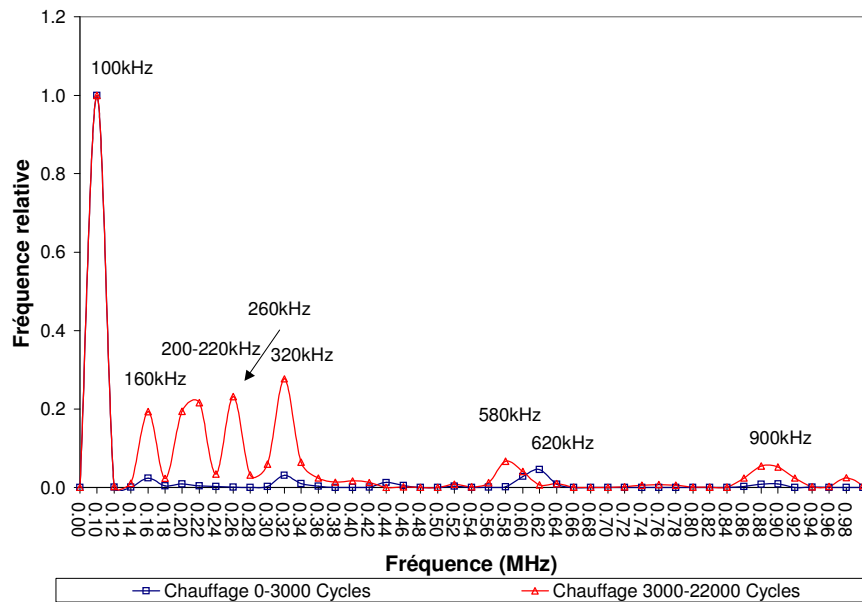


Figure 4.43 : Échantillon TBC d'YSZ ; Spectre fréquentiel ; période de chauffage.

Les résultats du spectre fréquentiel pour les deux parties définies précédemment et pour la période de refroidissement sont exposés sur la figure 4.44. Seule l'intensité des pics secondaires le différencie du spectre fréquentiel obtenu à chaud. On note qu'à la place du pic à 260kHz on a un pic à 280kHz. Le pic à 620kHz est lui aussi décalé à 580kHz, mais l'intensité a fortement diminué, phénomène à mettre en parallèle avec l'augmentation du pic à 320kHz et certainement du pic à 160kHz. On remarque depuis les sections sur l'analyse fréquentielle que les spectres à froid sont toujours plus "encombrés" que les spectres à chauds. On observe aussi une forte augmentation du pic à 200kHz à mettre en parallèle avec le pic à 880kHz, tous les deux des multiples de 4. Le décalage du pic à 620kHz vers la valeur 580kHz est peut être liée à l'apparition

du pic à 280kHz. Il est difficile de parler ici d'harmoniques lorsque l'on sait que la taille des fenêtres fréquentielles est de 20kHz. On peut tout de même faire des rapprochements en gardant en tête la faible résolution fréquentielle. Le fait important ici concerne le pic à 100kHz qui n'a pas diminué de valeur, il est toujours le pic principal avec une intensité relative de 1. Les deux périodes, chauffage et refroidissement, sont deux périodes cohérentes quant au comportement du pic énergétique et il n'y a pas eu de dégradation macroscopique de l'échantillon.

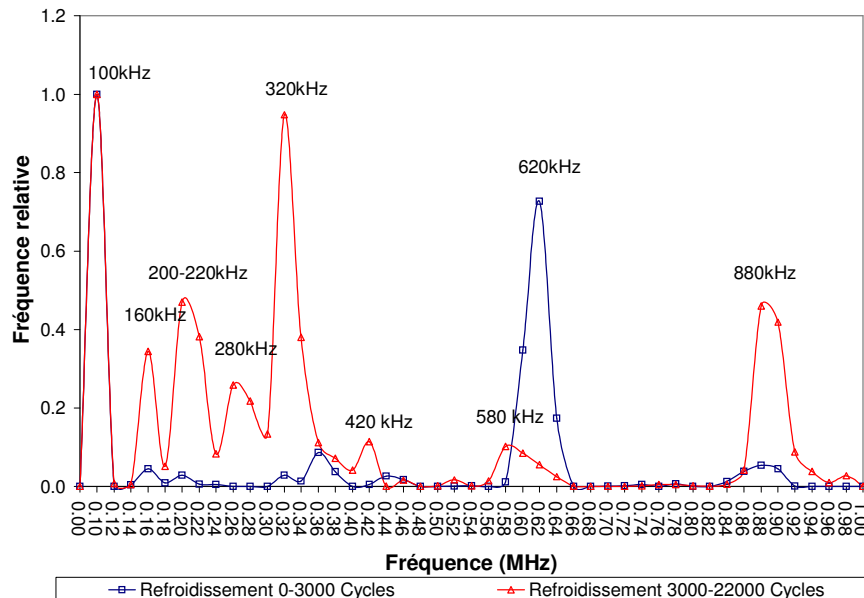


Figure 4.44 : Échantillon TBC d'YSZ ; Spectre fréquentiel ; période de refroidissement

4.4 Analyse des modes fondamentaux

Jusqu'ici les modes fondamentaux ont été regroupés dans le pic composite à 100kHz. On a remarqué depuis les précédentes sous-sections que le vieillissement de la barrière entraîne :

- un jeu réciproque des intensités relatives des pics fréquentiels au dessus de 100kHz.

On a aussi conclu que les phénomènes de fissuration de la couche de céramique entraînent :

- apparition, disparition de pics fréquentiels au dessus de 100kHz.

Enfin, il a été montré sans équivoque que le bris catastrophique de la couche de céramique, qui implique son passage d'un état intègre à un état corrompu, provoque :

- une modification permanente de l'intensité relative du pic composite à 100kHz à chaud comme à froid.

L'explication précise des phénomènes d'apparition et de disparition de pics passe par une résolution fréquentielle plus fine du pic composite à 100kHz. Ceci va nous permettre de distinguer plusieurs fréquences fondamentales auxquelles seront associés des fréquences harmoniques. On ne travaille plus ici que sur les spectres à froid.

Étant donné que l'on considère la barrière neuve comme dans un état A et la barrière dégradée comme dans un état B, avec entre les deux un état transitoire T, les spectres fréquentiels des fondamentaux pour les échantillons ayant subi un bris, l'échantillon d'alumine et l'échantillon TBC d'YSZ, seront présentés sur ces trois périodes. On ne considère donc pas dans cette sous-section la période de délamination et la période de flambement du défaut de l'échantillon d'YSZ séparément comme auparavant. L'échantillon TBC d'YSZ, lui, ne peut être séparé arbitrairement qu'en deux niveaux d'analyse étant donné qu'il n'a pas subi de bris, le troisième état n'existe pas.

4.4.1 Spectres des fondamentaux pour l'échantillon TBC d'alumine

Les spectres des fondamentaux pour l'échantillon TBC d'alumine sont présentés par la figure 4.45. Dans l'état non dégradé la barrière d'alumine montre un pic fondamental principal centré sur 50kHz. Ce pic est fortement épaulé par les fréquences 60 et 70kHz. On observe aussi deux pics secondaires à 30kHz et 90kHz. Il est parfaitement cohérent de dire que les pics à 60 et 90kHz sont des harmoniques du pic à 30kHz. Les fréquences de 50kHz et 70kHz sont des fréquences fondamentales. Dans l'état A les pics fondamentaux sont :

- 30kHz,
- 50kHz,
- 70kHz.

Dans l'état transitoire T l'aspect du pic principal centré sur 50kHz conserve le même profil avec les fréquences 60kHz et 70kHz toujours présentes dans l'épaule. Le pic secondaire à 30kHz augmente un peu, le pic à 90kHz augmente fortement, et si l'on se réfère à la zone 2 lors de la sous-section précédente consacrée à l'alumine, le pic dans la fenêtre 260-280kHz apparaît. Parallèlement à cela on note l'apparition d'une intensité à 80kHz qui est à mettre en parallèle avec la diminution du pic à 160kHz et la disparition du pic à 320kHz. Le pic à 50kHz diminue d'intensité et l'on assiste à l'émergence du pic à 200kHz.

Dans l'état final, que l'on a qualifié de corrompu, le spectre en puissance des fondamentaux a été modifié par rapport à l'état intègre. Maintenant le fondamental est centré sur 60kHz, avec les valeurs 50kHz et 70kHz toujours présentes dans les épaules du pic. Cette hausse de fréquence ne peut être qu'imputée à la perte de masse qu'a occasionné l'écaillage superficiel de la face supérieure de la barrière.

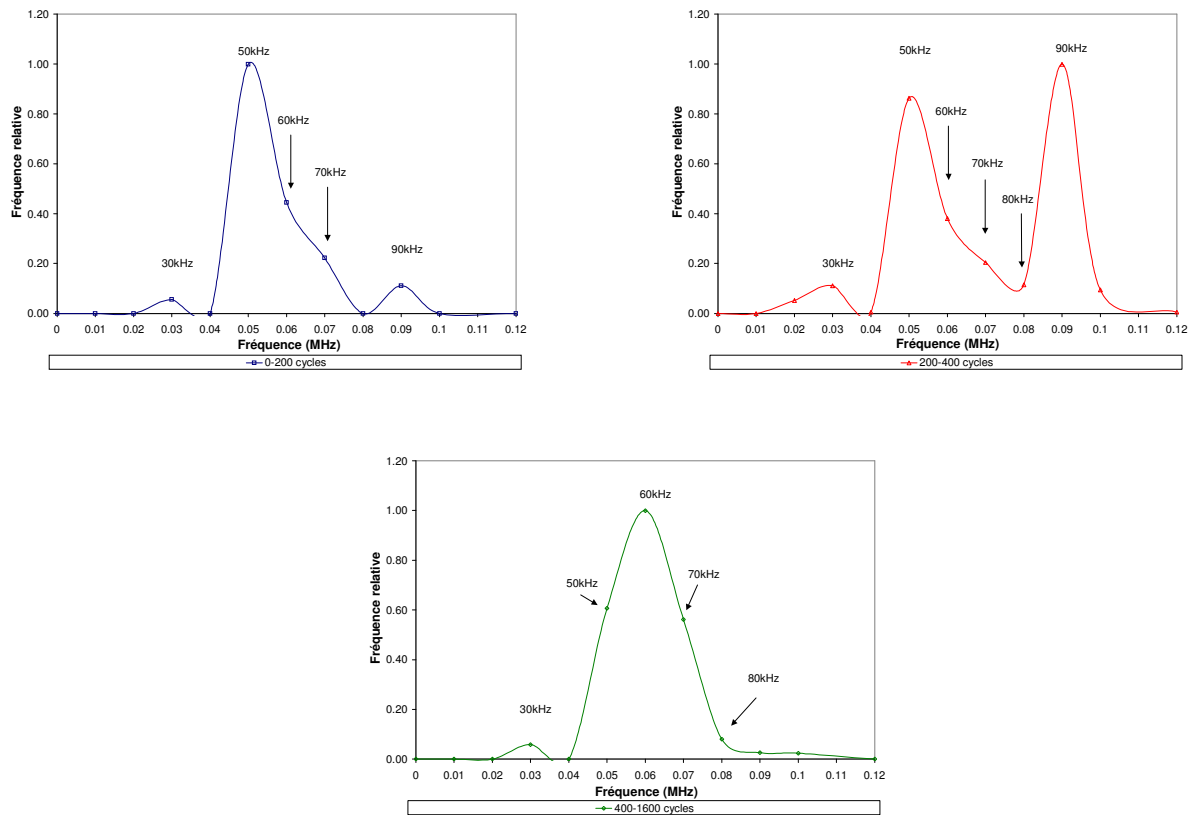


Figure 4.45 : Spectres fréquentiels des fondamentaux pour l'échantillon TBC d'alumine

L'analyse des fondamentaux montrent donc bien que l'on passe bien d'un état A à un état B, par un état transitoire T, on le remarque par le changement transitoire de fondamental. Le jeu des fréquences dans les fondamentaux lors de la transition expliquent bien le jeu des fréquences dans la zone supérieure à 100kHz.

4.4.2 Spectres des fondamentaux pour l'échantillon d'YSZ

Les spectres des fondamentaux sont présentés par la figure 4.46. Afin d'avoir une vision plus globale des harmoniques, on peut dès maintenant se permettre d'associer les harmoniques comme suit :

- 20kHz \Rightarrow 40kHz \Rightarrow 80kHz \Rightarrow 160kHz \Rightarrow 320kHz,
- 30 kHz \Rightarrow 60 kHz \Rightarrow 90kHz \Rightarrow 270-280kHz \Rightarrow 360kHz
- 50kHz \Rightarrow 100kHz \Rightarrow 200kHz.

Dans l'état non dégradé l'échantillon d'YSZ présente 2 pics fondamentaux centrés sur 20 et 50kHz. Un troisième pic à 100kHz, le plus important par l'intensité est une harmonique du pic à 50kHz. Ce pic est épaulé par la fréquences 40kHz certainement une harmonique de 20kHz. La répartition du contenu simplifié est donc la suivante :

- 20kHz,
- 50kHz,
- première harmonique 100kHz.

Lors de l'étape transitoire, de deux pics distincts à 20 et 50 kHz on passe à un large pic qui englobe les fréquences intermédiaires: 20, 30, 40, 50kHz. Parallèlement le pic d'intensité maximum unique à 100kHz se dédouble. Le maximum passe à 80kHz avec un pic transitoire à 90kHz.

On assiste donc aux évènements simultanés suivant :

- l'émergence des fréquences 30 et 90kHz à mettre en parallèle avec le 280kHz

- l'augmentation d'intensité des fréquences 20 et 40kHz à mettre en parallèle avec l'apparition de la fréquence 80kHz, la modification d'intensité du pic 160kHz et la disparition du pic 320kHz.

- une forte diminution d'intensité du pic à 50kHz, une légère diminution du pic à 100kHz à mettre en parallèle avec l'apparition de la fréquence 200kHz.

L'aspect du dédoublement du pic à 100kHz qui passe par un pic transitoire à 90kHz, représente bien la notion d'état transitoire entre l'état A et l'état B de l'échantillon. Ceci a aussi été observé dans le cadre de l'échantillon TBC d'alumine.

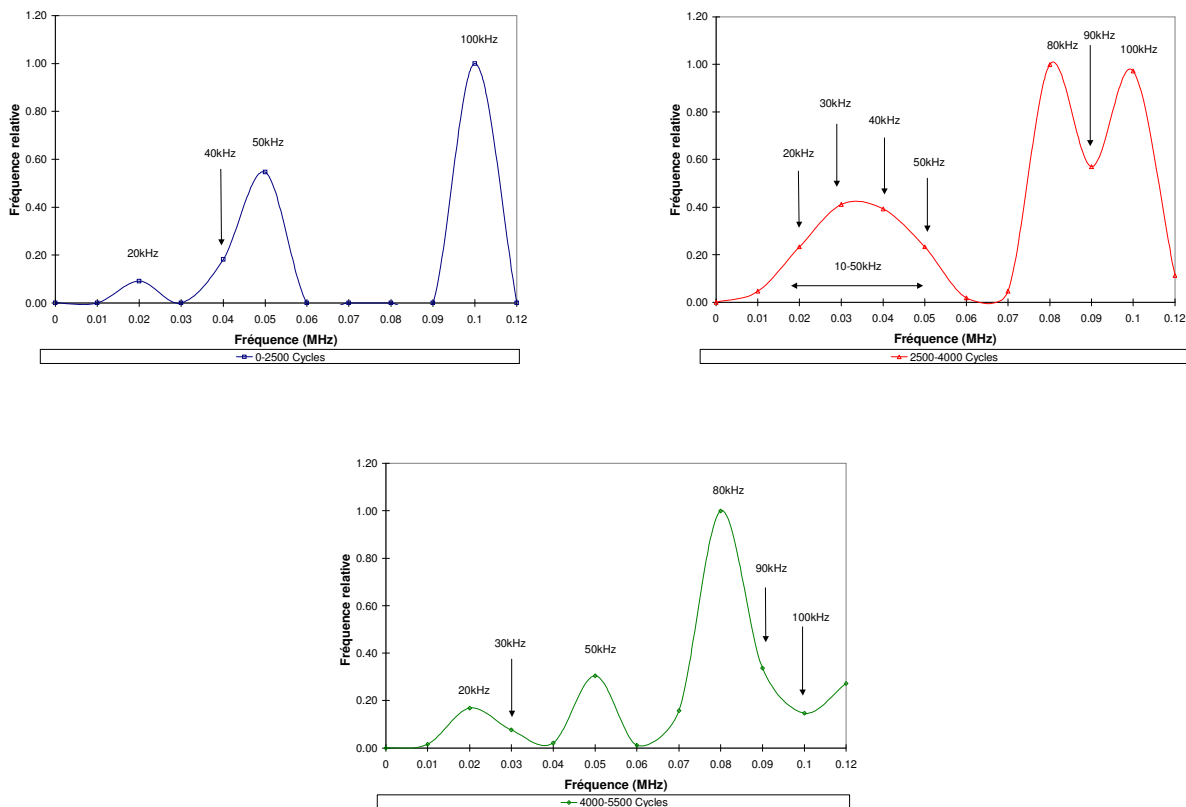


Figure 4.46 : Spectres fréquentiels des fondamentaux pour l'échantillon d'YSZ

Dans l'état B, l'état corrompu, le pic large entre 10kHz et 50kHz a disparu, le pic transitoire à 90kHz est fortement diminué pour se trouver dans l'épaule du pic à 80kHz. L'intensité associée à la fréquence à 30kHz a fortement diminuée. Globalement, le profil du spectre est très proche de

l'état initial, mais là aussi, comme il a été le cas pour l'échantillon d'alumine, il y a eu des changements aux modes fondamentaux :

- 20kHz,
- 50kHz,
- première harmonique 80kHz.

La disparition du pic à 100kHz au profit d'un pic à 80kHz est à mettre au compte de la perte de rigidité associée au décollement du dépôt, comme cela a été expliqué au cours de ce chapitre. Une perte de rigidité se traduit toujours par un glissement du contenu fréquentiel vers les basses fréquences.

4.4.3 Spectres des fondamentaux pour l'échantillon TBC d'YSZ

Le spectre des fondamentaux de l'échantillon TBC d'YSZ sont à la figure 4.47. Enfin, en dernier lieu, on étudie les pics fondamentaux de l'échantillon TBC d'YSZ, qui constitue la barrière thermique performante employée dans l'industrie.

On sait que cette barrière n'a pas subi de bris macroscopique, on entend par là un bris visible à l'œil nu sans découpe des échantillons. On a observé au cours de son vieillissement l'enrichissement du contenu fréquentiel. Il faut entendre par enrichissement du contenu fréquentiel une augmentation de l'intensité des harmoniques sans modification du contenu. C'est ce que l'on observe sur les graphiques suivants.

Entre 0 et 3000 cycles, on note que le premier mode de vibration de la plaque est centré sur 40kHz et que les fréquences 30kHz et 50kHz sont aussi présentes dans les épaules du pic. On remarque aussi une première harmonique à 80kHz. On a donc le profil suivant :

- pic principal à 40kHz,
- première harmonique 80kHz,
- épaules à 30 et 50kHz.

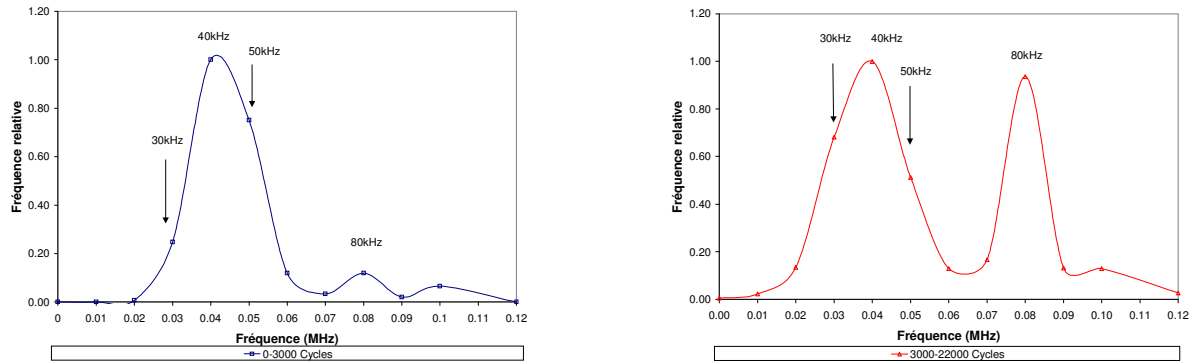


Figure 4.47 : Spectres fréquentiel des fondamentaux pour l'échantillon TBC d'YSZ

Entre 3000 et 22000 cycles il est évident que le premier mode de vibration est toujours centré sur 40kHz mais la hauteur relative des épaules a changé. La première harmonique c'est développée mais l'on a toujours le même profil. Globalement on observe un glissement en fréquence vers le bas, puisque la fréquence 30kHz se développe au détriment de celle à 50kHz. Ce comportement peut être attribué à une perte de rigidité de la couche de céramique.

- pic principal à 40kHz,
- première harmonique 80kHz,
- épaules à 50 et 30kHz.

La croissance d'intensité des harmoniques a été observée dans tous les échantillons. Elles sont associées au vieillissement, c'est à dire à l'endommagement de la barrière. On a défini l'endommagement de la barrière comme un comportement pseudoplastique, c'est-à-dire que l'on a une déformation permanente des matériaux, mais cette déformation se fait sous forme des fissures et non par des mécanismes de glissement contigus des plans denses. De plus, cette déformation permanente modifie la rigidité du matériau, ce qui n'est pas le cas dans la plasticité des matériaux ductiles. Cette apparition de nouvelles surfaces relâche de l'énergie et crée les émissions acoustiques. La modification de rigidité provoque les variations de fréquences.

Les modifications des conditions limites des plaques, ce que l'on a appelé le bris, génère un changement permanent dans des premiers modes fondamentaux de vibration. C'est par ce biais

que l'on peut savoir si la barrière a terminé le passage par l'état transitoire et a abouti à l'état corrompu.

A la vue des changements entre les deux périodes, i.e. 0-3000 et 3000-22000 cycles, sur l'échantillon de TBC d'YSZ, on peut conclure que la barrière est entrée dans l'état de transition en raison de la forte croissance de l'harmonique 80kHz et du glissement vers les basses fréquences. La croissance de cette harmonique n'est pas accompagnée d'une baisse du pic composite à 100kHz. En l'occurrence, notre échantillon de TBC d'YSZ à 22000 cycles est à l'étape 2 définie à la sous-section 4.3.2 se rapportant à l'étude de l'échantillon d'YSZ. Il n'y a pas de défaut, d'interface, ayant encore atteint une taille critique qui va conduire à la délamination du dépôt. La fin de l'étape 2 dans le cas du spécimen d'YSZ représente 80% de la durée de vie du matériau. On avance donc que le bris de la TBC d'YSZ devrait intervenir au plus tard vers 27000 cycles. Cette dernière étape correspondrait à une propagation à vitesse constante d'un défaut critique qui va s'accompagner d'une hausse du facteur d'intensité de contrainte, spécialement lors du choc thermique, jusqu'à atteindre sa valeur critique intrinsèque au matériau et conduire au bris catastrophique.

CHAPITRE 5

ANALYSE NUMERIQUE

Le problème du calcul du champ de température au travers de l'échantillon met en jeu simultanément des phénomènes de rayonnement, de conduction et de convection. Les phénomènes de rayonnement possèdent une loi de comportement non linéaire en T^4 , contrairement aux deux autres phénomènes. Par ailleurs trois matériaux aux propriétés thermiques différentes associés en composite trilame ne conduisent pas à une évolution linéaire de la température au travers de l'épaisseur de l'échantillon. Les périodes de chauffage sont caractérisées par un fonctionnement à plein régime des lampes, les périodes de refroidissement par une coupure de ces mêmes lampes accompagnée d'un flux de refroidissement. Ceci conduira aussi à une évolution non linéaire de la température en fonction du temps. Pour toutes ces raisons, on peut affirmer que nous avons à résoudre un problème de thermique transitoire non linéaire. Il convient donc de choisir une procédure de résolution appropriée aux problèmes de thermique transitoire non linéaire. Le premier paramètre évolutif avec le temps dans le modèle sera donc la température. Ainsi à chaque pas de temps un champ de température est calculé puis lui est associé par calcul un champ de déplacement qui, à son tour, va nous donner le champ de contraintes à l'intérieur de l'échantillon grâce aux équations démontrées dans le chapitre précédent. Ainsi le calcul thermomécanique couplé consistera en la réactualisation des caractéristiques de chaque matériau à chaque pas de temps.

5.1 Modèle thermique

Dans un premier lieu, nous chercherons à modéliser le champ de précontraintes dans l'échantillon, c'est-à-dire l'état de contrainte généré par le premier refroidissement après l'étape de déposition, en clair les contraintes de mise en forme. Cela constituera l'état initial de contraintes des échantillons prêts à subir les tests de cyclage thermique proprement dit. Pour initier le calcul, on doit d'abord supposer l'absence totale de contrainte dans le matériau à une température donnée. Cet instant sera précisément celui où le procédé de déposition est stoppé juste avant que le premier refroidissement commence. Par la suite on modélise le champ de contrainte induit par les cycles thermiques lors des tests de durabilité tout en prenant en compte le champ de

précontraintes. Pour se faire, deux modèles thermiques sont donc nécessaires, chacun ayant des conditions limites différentes. Le modèle mécanique sous-jacent reste identique dans les deux cas, les échantillons ne changeant pas de géométrie entre la mise en forme et les tests thermiques.

5.1.1 Modèle thermique transitoire, refroidissement postdéposition

Lors de l'étape de déposition de la couche de céramique la température du substrat a été mesurée sur la face arrière grâce à l'utilisation d'émaux spécifiques. Ces émaux sont tous d'une couleur différente qui noircie une fois la température maximale supportée dépassée. On applique sur la face arrière du substrat plusieurs lignes d'émaux s'oxydant à des températures différentes suivant l'échelle de température que l'on désire couvrir.

Une fois l'échantillon fabriqué et refroidi par convection naturelle après l'étape de déposition on relève la couleur de l'émail non noircie la plus basse. En incrémentant de 25 degrés en 25 degrés on a ainsi une très bonne idée de la température du substrat durant la fabrication. Dans notre cas on a relevé une température de déposition, notée $T_{\text{déposition}}$, égale à 450°C. Cette température sera considérée comme homogène à travers l'échantillon. En effet on mesure la température par la face inférieure des échantillons alors que le dépôt se fait sur la face supérieure. Les particules incidentes lors de l'impact subissent des taux de refroidissement de l'ordre 10^6K/s et transmettent donc leur chaleur au substrat en une fraction de seconde. Par ailleurs lors de la déposition l'échantillon est refroidi par la face supérieure grâce à un jet d'air placé en vis-à-vis de la torche, ceci afin de limiter la charge thermique appliquée sur ce même substrat. La température observée doit donc parcourir l'échantillon dans le sens de l'épaisseur tandis que l'on tente d'inverser le front de chaleur.

Une fois cette température relevée on l'impose alors en paramètre d'entrée dans le modèle. C'est précisément à cette température de 450°C que l'on considèrera l'échantillon comme libre de contraintes. Il reste donc à calculer le flux de chaleur perdu à l'environnement par convection naturelle. Ce calcul nécessite la connaissance des coefficients d'échange thermique appliqués à chacune des faces de l'échantillon, comme le montre la figure 5.1, pour obtenir l'état de précontraintes des échantillons.

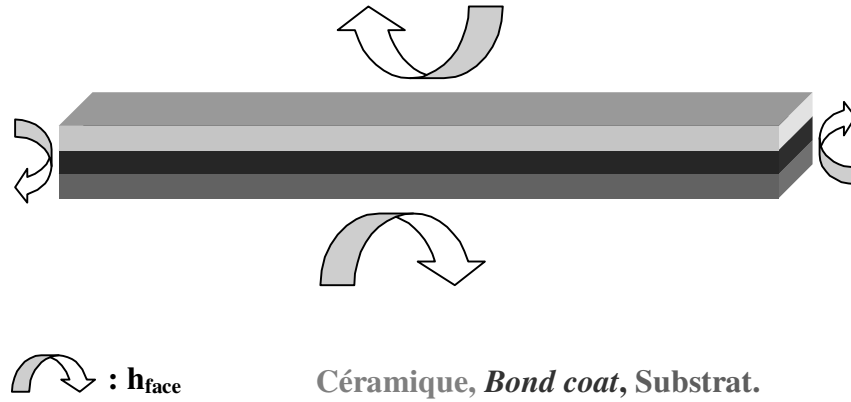


Figure 5.1 : Modèle thermique pour le premier refroidissement.

Ce flux de chaleur sera calculé pour chacune des 6 faces de l'échantillon en utilisant l'équation générale 5.1.

$$Q_{face} = h_{face} (T_{inf} - T_{face}) \quad (5.1)$$

Où : T_{inf} et T_{face} sont respectivement la température de l'air ambiant au voisinage de la surface et la température de la surface, h_{face} est le coefficient d'échange thermique avec l'environnement dû au rayonnement et à la convection. h_{face} peut à son tour être défini comme suit [Kerdouss, p87, 2001] :

$$h_{face} = h_{convexion} + h_{rayonnement} \quad (5.2)$$

$h_{rayonnement}$ qui obéi à une loi en T^4 peut être linéarisé ce qui donne la nouvelle équation 5.3 :

$$h_{face} = h_{convexion} + \varepsilon_{face} \sigma_{face} (T_{face}^2 + T_{inf}^2)(T_{face} + T_{inf}) \quad (5.3)$$

Où : ϵ_{face} et σ_{face} sont respectivement le coefficient d'émissivité de la face considérée et la constante de Stephan Boltzman.

L'échantillon étant refroidi par convection naturelle dans l'air ambiant, le calcul de $h_{convection}$ fera appel aux formules de convection libre. En premier lieu on calcul le nombre de Rayleigh comme suit :

$$Ra_L = \frac{g \beta (T_{face} - T_{inf}) L^3}{\nu \alpha} \quad (5.4)$$

Où : g, β, ν, α et L sont respectivement l'accélération gravitationnelle, le coefficient de dilatation, la viscosité cinématique, le coefficient de diffusion thermique et la longueur caractéristique de la surface considérée calculée comme suit :

$$L = A_s / P \quad (5.5)$$

Où : A_s et P sont respectivement l'aire et le périmètre de la surface considérée.

Chaque constante liée au gaz convectif est prise à la température de film, notée T_f , calculée comme suit :

$$T_f = \frac{(T_{face} + T_{inf})}{2} \quad (5.6)$$

L'échantillon peut être divisé en deux faces verticales c'est-à-dire le petit coté et le grand coté, et deux faces horizontales, une face supérieure et une face inférieure. Afin de calculer le nombre de Nusselt des différentes surfaces précédemment citées nous avons utilisé les relations empiriques données par Incropera et Dewitt [Incropera, pp.456-462, 1999]. Ainsi pour une plaque verticale et pour toute valeur du Rayleigh on a la relation suivante :

$$\overline{Nu}_L = \left\{ 0.825 + \frac{0.387 Ra_L^{1/6}}{\left[1 + (0.492/Pr)^{9/16}\right]^{8/27}} \right\}^2 \quad (5.7)$$

Où : Pr est le nombre de Prandtl.

Le nombre de Prandtl se calcule alors de la façon suivante :

$$Pr = \nu/\alpha \quad (5.8)$$

Pour la face supérieure d'une plaque chauffée et pour la face inférieure d'une plaque chauffée on calcule respectivement comme suit :

$$\overline{Nu}_L = 0.54 Ra_L^{1/4} \quad [10^4 \leq Ra_L \leq 10^7] \quad (5.9)$$

$$\overline{Nu}_L = 0.27 Ra_L^{1/4} \quad [10^5 \leq Ra_L \leq 10^{10}] \quad (5.10)$$

Enfin l'équation 5.1 permet d'arriver aux résultats finaux résumés dans les tables 5.1 et 5.2.

$$\overline{Nu}_L = \frac{\bar{h} L}{k} \quad (5.11)$$

Où : k est la conductivité thermique du gaz considéré à la température considérée, i.e. T_f .

Il reste alors à calculer les échanges thermiques dus au rayonnement que l'on a noté $h_{\text{rayonnement}}$ dans l'équation 5.2. Cela se fait à l'aide de l'équation 5.12.

$$h_{\text{rayonnement}} = \varepsilon_{\text{face}} \sigma_{\text{face}} (T_{\text{face}}^2 + T_{\text{inf}}^2) (T_{\text{face}} + T_{\text{inf}}) \quad (5.12)$$

L'émissivité pour le calcul du refroidissement a été prise égale à 0.85 pour l'inox et 0.13 pour la Zircone qui sont en fait des valeurs moyennées sur le domaine de température parcouru. Nous avons donc finalement trouvé les résultats exposés par la table 5.2.

TABLE 5.1 : COEFFICIENTS D'ÉCHANGE CONVECTIF (W/M^2K) LORS DU REFROIDISSEMENT POSTDÉPOSITION.

$h_{\text{Face Supérieur}}$	$h_{\text{Face Inférieure}}$	$h_{\text{Grand Coté}}$	$h_{\text{Petit Coté}}$	T_f	T_{face}	T_{inf}
17.2	8.6	66.9	69.6	525	750	300
17.0	8.5	65.1	67.7	500	700	300
16.7	8.3	62.9	65.5	475	650	300
16.3	8.1	60.8	63.2	450	600	300
15.8	7.9	58.4	60.7	425	550	300
15.2	7.6	55.9	58.1	400	500	300
14.4	7.2	52.7	54.8	375	450	300
13.3	6.6	49.2	51.1	350	400	300
11.4	5.7	44.4	46.2	325	350	300
0.0	0.0	19.6	20.8	300	300	300

TABLE 5.2 : COEFFICIENTS D'ÉCHANGE PAR RAYONNEMENT (W/M^2K) LORS DU REFROIDISSEMENT POSTDÉPOSITION.

$h_{\text{rayonnement ZrO2}}$	$h_{\text{rayonnement 304SS}}$	T_{face}	T_{inf}
23.9	3.7	750	300
19.3	2.9	700	300
15.2	2.3	650	300
11.7	1.8	600	300
8.7	1.3	550	300
6.2	0.9	500	300
4.1	0.6	450	300
2.4	0.4	400	300
1.0	0.2	350	300
0.0	0.0	300	300

Les contraintes thermiques générées lors du premier refroidissement sont essentiellement dictées par les températures initiales et finales. L'échantillon est considéré comme sans contrainte à la température globale de déposition, c'est-à-dire à T_{dep} . Une fois l'échantillon ramené à la température ambiante il est possible de calculer avec le modèle mécanique les contraintes résultantes à chaque pas de temps. Ces contraintes constitueront l'état de précontrainte de l'échantillon qui servira de départ pour la modélisation des contraintes qui s'appliquent durant le cycle thermique.

5.1.2 Modèle thermique, cycle thermique

Le comportement global d'un rayonnement électromagnétique par rapport aux surfaces peut être résumé comme suit : le flux incident peut être à la fois réfléchi, absorbé et diffusé par la surface tandis qu'une partie du flux absorbé peut être à son tour émis par la surface, sachant qu'un corps porté à une certaine température convertit son énergie interne en rayonnement thermique. Ainsi une unité de surface d'un corps émet durant une unité de temps une quantité d'énergie appelée flux d'émission dont il nous faudra tenir compte à l'aide des émissivités de la couche de céramique et d'acier inoxydable. La figure 5.2 schématise les différents modes d'échange thermiques retenus dans le cadre du modèle en cycle thermique. Seule la partie diffusée du flux incident a été ignorée dans l'élaboration du modèle. Il faut aussi garder à l'esprit que les échantillons sont uniquement chauffés par rayonnement dans le montage expérimental.

Sur la figure 5.2, le rayonnement incident, c'est-à-dire le chauffage du composite, est schématisé par les flèches rouges au dessus du dépôt tandis que les flèches bleues sous l'échantillon schématise le flux de gaz réfrigérant (145slpm) injecté lors du cycle de refroidissement. Un léger flux d'air froid (1slpm) est toujours maintenu sous l'échantillon afin d'entretenir un gradient de température conséquent entre la face arrière de l'échantillon et l'air ambiant à proximité de cette même face. Ce flux est représenté par la flèche courbe bleue sous la face inférieure du substrat. Les flèches noires et courbes représentent la quantité de chaleur rayonnée en retour par la surface supérieure de l'échantillon et les flèches vertes celle rayonnée par la face inférieure. Les flèches courbes sur le dessus, le dessous et les cotés de l'échantillon représentent le refroidissement par convection naturelle.

La température du milieu ambiant sera prise différente suivant que l'on soit au dessus, en dessous et sur les cotés de l'échantillon. Ces températures ambiantes ont été mesurées à l'aide de thermocouples placés à des endroits spécifiques, figure 5.3.

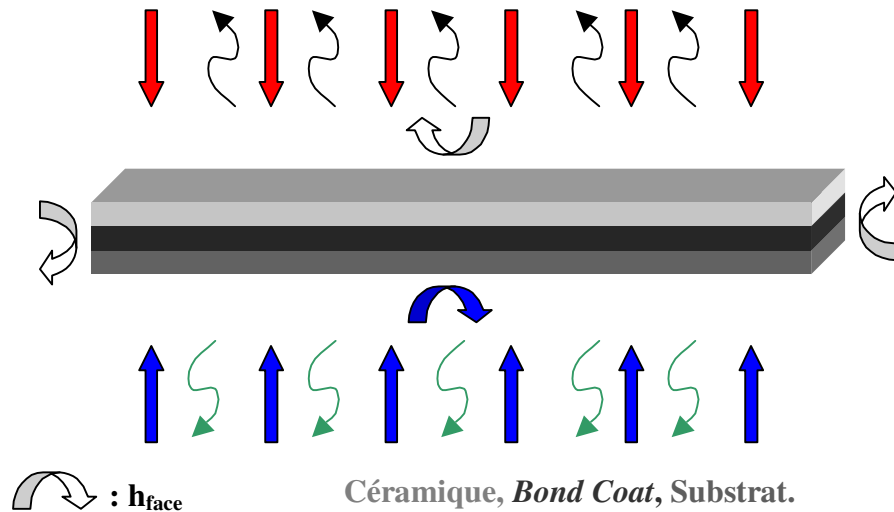


Figure 5.2 : Modèle pour le cycle thermique.

Le modèle thermique devra tenir compte de la présence de plusieurs flux de rayonnement, l'un incident pour le chauffage et deux autres pour l'émission en retour de chacune des grandes faces de l'échantillon. Il faut aussi tenir compte de la conduction au sein de chacune des couches de l'échantillon et troisièmement des coefficients d'échange thermique calculés à l'aide des mêmes équations que lors du premier refroidissement.

Dans notre approche expérimentale nous avons choisi de maintenir durant la phase de chauffage un léger flux de gaz orienté sur l'arrière de l'échantillon afin d'une part de mieux simuler la réalité d'une turbine où le substrat est constamment refroidi par l'arrière mais surtout afin d'augmenter le différentiel de température entre les grandes faces externes de l'échantillon. Il y a deux possibilités pour envisager l'influence de ce flux. Soit l'on considère que l'on induit une convection forcée avec un gaz à 298°K, soit on mesure la température de l'air ambiant à proximité de la face arrière, nettement inférieure au reste du tube, et l'on envisage de la convection libre

avec un gaz à cette température. Lors de la phase de refroidissement ce flux de gaz est très fortement amplifié afin de produire le plus grand choc thermique possible.

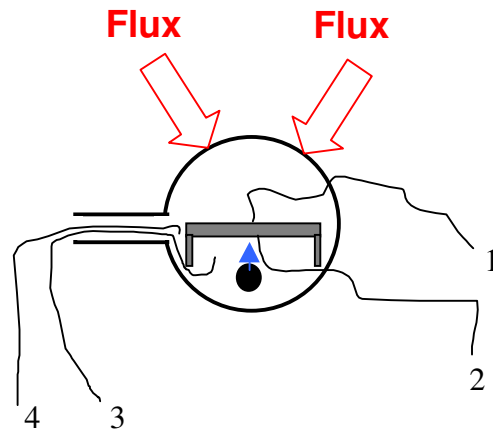


Figure 5.3 : Position des thermocouples dans le tube et sur l'échantillon.

On a finalement choisi la deuxième solution, conservant l'hypothèse de la convection forcée uniquement pour la période de refroidissement des cycles et uniquement appliquée à la face arrière.

Il est donc nécessaire de fournir des coefficients de convection qui tiennent compte des deux températures ambiantes du tube lors des cycles de chauffage. Nous allons d'abord calculer les coefficients de convection obéissant à la loi de convection libre, c'est-à-dire les coefficients d'échange thermique autres que celui appliqué sur la face arrière lors du refroidissement qui sera repris à la fin du paragraphe. Ils seront calculés pour la phase de chauffage et la phase de refroidissement en prenant des températures ambiantes moyennes pour l'atmosphère du tube différentes suivant la phase de chauffage et la phase de refroidissement. Tous les coefficients d'échange thermique nécessaires à la définition du modèle sont donc calculés suivant la phase du cycle dans laquelle ils entrent en jeux.

Tout comme dans le modèle précédent il y a 4 coefficients d'échange thermique convectif à définir, un pour le grand coté de l'échantillon, un pour le petit coté, un pour la face supérieure qui

ne tiendra pas compte du rayonnement et un pour la face arrière qui ne tiendra pas compte non plus du rayonnement.

Le rayonnement sur les grandes faces de l'échantillon est intégré au modèle séparément sous forme d'un chargement thermique indépendant et ceci en raison de la grande amplitude thermique des cycles, i.e. 1000°C, qui rend utopique l'utilisation d'une valeur moyenne pour l'émissivité. L'émissivité, la conduction ainsi que toutes les propriétés thermiques des matériaux sont tirées de la littérature [Touloukian, 1976] et sont présentées en annexe. Les coefficients de la table 5.3 et 5.4 ne s'appliquent que pour les cotés et la face supérieure de l'échantillon. Les valeurs élevées de h pour les cotés traduit en fait la petitesse des surfaces concernées et l'amplitude des écarts thermiques. Les coefficients contenus dans les tables 5.4 et 5.6 ne s'appliquent que pour les cotés de l'échantillon. La table 5.7 montre les résultats des calculs du coefficient d'échange convectif s'appliquant sur la face inférieure.

TABLE 5.3 : COEFFICIENTS D'ÉCHANGE CONVECTIF (W/M²K) LORS DES CYCLES DE CHAUFFAGE.

$h_{\text{Face Supérieure}}$	$h_{\text{Grand Coté}}$	$h_{\text{Petit Coté}}$	T_f	T_{face}	T_{inf}
15.9	86.9	90.6	1000	1400	600
15.7	84.3	87.9	950	1300	600
15.4	81.7	85.2	900	1200	600
15.0	78.9	82.3	850	1100	600
14.5	76.0	79.2	800	1000	600
14.2	74.4	77.5	775	950	600
13.8	72.6	75.7	750	900	600
13.4	70.7	73.8	725	850	600
12.8	68.7	71.6	700	800	600
12.1	66.2	69.0	675	750	600
11.0	63.2	65.9	650	700	600
9.4	59.0	61.6	625	650	600
0.0	35.0	37.0	600	600	600

La table 5.5 est équivalente à la table 5.3 pour la période de refroidissement. Là aussi ces coefficients ne s'appliquent qu'à la face supérieure et aux cotés des échantillons. La table 5.6 donne les valeurs calculées de $h_{\text{rayonnement}}$ durant la période de refroidissement et correspond à la table 5.4 pour cette période. Là aussi les faces supérieures et inférieures n'apparaissent pas car ils possèdent un chargement thermique de type rayonnement en tant que tel intégré au modèle. On remarque sur la table 5.5 l'absence de calcul pour un coefficient d'échange entre la face inférieure et l'ambiante. En fait ce coefficient disparaît lors de la phase de refroidissement des cycles car il est remplacé par le coefficient de convection forcée.

TABLE 5.4 : COEFFICIENTS D'ÉCHANGE THERMIQUE (W/M²K) PAR RAYONNEMENT DES COTÉS DE L'ÉCHANTILLON LORS DES CYCLES DE CHAUFFAGE.

$h_{\text{rayonnement}} \text{ ZrO}_2$	$h_{\text{rayonnement}} \text{ 304SS}$	T_{face}	T_{inf}
132.5	30.8	1400	600
104.6	24.4	1300	600
80.5	18.7	1200	600
59.8	13.9	1100	600
42.4	9.9	1000	600
34.8	8.1	950	600
27.9	6.5	900	600
21.8	5.1	850	600
16.2	3.8	800	600
11.3	2.6	750	600
7.0	1.6	700	600
3.2	0.8	650	600
0.0	0.0	600	600

Le coefficient d'échange thermique de la table 5.7 est présenté séparément car il est le seul à tenir compte de la température ambiante sous l'échantillon, relevée par le thermocouple numéro 3 sur la figure 5.3.

TABLE 5.5 : COEFFICIENTS D'ÉCHANGE CONVECTIF (W/M²K) LORS DES CYCLES DE REFROIDISSEMENT.

h_{Face Supérieur}	h_{Grand Coté}	h_{Petit Coté}	T_f	T_{face}	T_{inf}
16.3	60.8	63.1	450	600	300
15.8	58.4	60.6	425	550	300
15.2	55.9	58.0	400	500	300
14.4	52.8	54.8	375	450	300
13.3	49.2	51.1	350	400	300
11.4	44.5	46.2	325	350	300
0.0	19.7	20.8	300	300	300

TABLE 5.6 : COEFFICIENTS D'ÉCHANGE THERMIQUE (W/M²K) PAR RAYONNEMENT DES COTÉS DE L'ÉCHANTILLON LORS DES CYCLES DE REFROIDISSEMENT.

h_{rayonnement ZrO2}	h_{rayonnement 304SS}	T_{face}	T_{inf}
23.9	3.7	600	300
19.3	2.9	550	300
15.2	2.3	500	300
11.7	1.8	450	300
8.7	1.3	400	300
6.2	0.9	350	300
4.1	0.6	300	300

Il reste maintenant à déterminer le coefficient d'échanges thermiques en convection forcée qui s'appliquent sur la face arrière lors du cycle de refroidissement. Afin d'étayer le calcul la figure 5.4 schématise hors échelle le système de purge, le flux de 1slpm maintenu durant le cycle de chauffe, et le système de refroidissement des échantillons.

TABLE 5.7 : COEFFICIENTS D'ÉCHANGE CONVECTIF (W/M^2K) DE LA FACE ARRIÈRE LORS DES CYCLES DE CHAUFFAGE.

$h_{\text{Face inférieure}}$	T_f	T_{face}	T_{inf}
9.4	675	900	450
9.4	650	850	450
9.4	625	800	450
9.4	600	750	450
9.4	575	700	450
9.4	550	650	450
9.3	525	600	450
9.2	500	550	450
9.1	475	500	450
8.9	450	450	450

D est le diamètre des trous et S la distance entre chaque trou. Si l'on considère les trous comme des buses à section ronde, il sera nécessaire de déterminer l'aire relative de la buse pour le cas d'une buse seule puis pour un alignement de buse ayant les mêmes dimensions que la buse seule. Étant donné que la plaque est beaucoup plus longue que large, dans un rapport de 5 à 1, et que les trous sont très rapprochés, leur l'alignement sera alors assimilé à une fente dont on calculera la largeur équivalente.

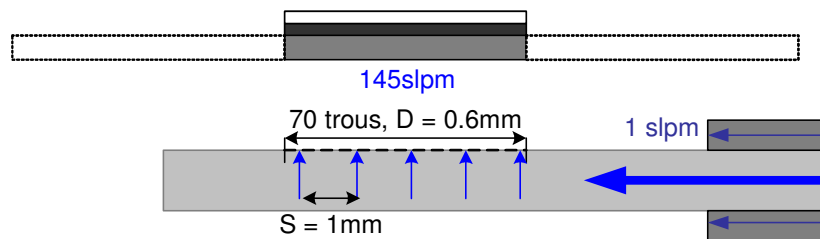


Figure 5.4 : Schéma du système de purge (1slpm) et de refroidissement (145slpm).

L'aire relative d'une fente est simple à déterminée puisqu'il s'agit du rapport de la largeur de la fente sur la largeur de la plaque, ce qui permet de simplifier le problème en le ramenant à une dimension. Dans le cas d'un alignement de buse l'aire relative est le rapport de la section de la

buse sur la section de la cellule à refroidir. Lorsque l'on va associer les buses entre elles il sera alors difficile de déterminer l'aire de cellule à refroidir sachant qu'elle dépend de la zone de stagnation du gaz à la surface de la plaque. Etant donné la distance entre les axes de chaque buse, qui est de 0.8mm, et la largeur de plaque à refroidir, qui est de 25.4mm, il sera difficile d'avancer une valeur en terme de rayon de la zone de stagnation. L'aspect ratio d'un tel cas permet de considérer la simplification du problème par une réduction à une dimension ce qui concrètement se traduit par l'assimilation de l'alignement de buses à une fente de largeur équivalente.

Afin de calculer la largeur équivalente de la fente de refroidissement il convient de calculer en premier la vitesse des gaz en sortie de buse. L'équation 5.13 donne la relation liant le débit volumique, Q , la vitesse, V , et la section de la buse, A .

$$Q = V A \quad (5.13)$$

Elle permet de remonter à la section d'une fente expulsant le fluide à la vitesse V précédemment calculée avec un débit total équivalent et une longueur identique. La largeur de fente équivalente, W , ainsi trouvée est de 0.7mm. Les relations 5.14 et 5.15 permettent respectivement de calculer le nombre de Reynolds et le nombre de Nusselt dans le cas d'une fente seule.

$$Re = \frac{2 V W}{\nu} \quad (5.14)$$

Et,

$$\overline{Nu}_L = \frac{3.06}{x/W + H/W + 2.78} Re^m Pr^{0.42} \quad (5.15)$$

Où : V est la vitesse des gaz en sortie de la fente, W la largeur de la fente et ν la viscosité cinématique et x la demi-largeur de la plaque.

Le domaine de validité de l'équation 5.15 est le suivant :

$$\left[\begin{array}{l} 3000 \leq \text{Re} \leq 90000 \\ 2 \leq H/W \leq 10 \\ 4 \leq x/W \leq 20 \end{array} \right]$$

Le coefficient m appliqué au nombre de Reynolds dans la corrélation 5.15 se calcule avec la relation 5.16.

$$m = 0.695 - \frac{1}{x/2W + (H/2W)^{1.33} + 3.06} \quad (5.16)$$

Enfin une fois que l'on a calculé le nombre de Nusselt, il est aisé de trouver le coefficient de convection à l'aide d'une ultime relation, équation 5.17.

$$\overline{Nu_L} = \frac{2 \bar{h} W}{k} \quad (5.17)$$

Où : k est la conductivité thermique du fluide.

Le coefficient de convection forcée appliquée sur la face arrière des échantillons dans le modèle calculé à l'aide des précédentes équations est $h_{\text{convectif}} = 260 \text{W/m}^2\text{K}$.

Le calcul de ce coefficient fait intervenir un grand nombre de corrélations déterminées de façon empirique et, en supposant, les températures du fluide réfrigérant et de l'air ambiant égale, ce qui dans notre cas au moins dans les premières secondes du refroidissement est faux. Par ailleurs le coefficient de transfert thermique par convection forcée est très sensible à l'état de surface de la plaque et à l'usinage des orifices. Il sera donc nécessaire d'ajuster ce coefficient par une méthode pas à pas afin d'obtenir un refroidissement en rapport avec les mesures réelles de température dans le banc de test.

L'utilisation d'un fluxmètre nous a par ailleurs permis de mesurer le flux réel moyen reçu par la face supérieure de l'échantillon qui est de $\Phi_{\text{mesuré}} = 145\text{kW/m}^2$. La valeur finale entrée dans le modèle est de 165kW/m^2 , soit le maximum atteint lors des mesures.

Ainsi il faut un total de huit chargements thermiques pour définir le modèle thermique du cycle, quatre pour les coefficients d'échanges thermiques en convection libre, (période de chauffage et de refroidissement), deux pour le rayonnement en retour des faces supérieures et inférieures de l'échantillon, un pour le flux incident procurant la source de chaleur au système et un pour le coefficient d'échange forcée sur la face arrière lors de la période de refroidissement.

Nous retiendrons d'une manière générale que, pour un milieu limité par une surface fixe, pour résoudre l'équation de la chaleur, il est nécessaire d'appliquer des conditions aux limites sur chaque partie de la surface :

- soit la/les températures sont imposées (condition de Diriclet),
- soit le/les flux sont imposés (condition de Neuman),
- soit une combinaison linéaire du flux et de la température est imposée (condition mixte de Robin).

5.2 Modèle mécanique

5.2.1 Considérations sur les éléments finis

Dans la compréhension des mécanismes de dégradation des barrières thermiques, et donc dans l'appréhension de l'endommagement thermomécanique, les différents états de contraintes générés au sein des matériaux assemblés, notamment lors du premier refroidissement postdéposition et ainsi que lors de chargement thermique cyclique, seront calculés grâce à un modèle Eléments Finis (EF).

La méthode des éléments finis est une méthode numérique de résolution approchée des équations différentielles décrivant les phénomènes physiques auxquels est soumise la structure étudiée. Il s'agit en fait d'une procédure numérique d'approximation aux limites. On approche la solution par

un ensemble de fonctions d'interpolation dont chacune n'est non nulle que sur un sous domaine de forme simple, le découpage. Le but est de s'approcher du comportement d'un milieu continu en découplant le domaine étudié en éléments finis et en nœuds, c'est la discrétisation du domaine. Les éléments sont reliés entre eux par les nœuds qui vont décrire le comportement global de la structure. Le milieu continu est séparé par des lignes imaginaires et/ou des surfaces en un nombre fini d'éléments et ces éléments sont interconnectés par un nombre discret de nœuds à leurs frontières. La formulation en déplacement est la plus répandue et repose sur les principes suivants [Frey et Jirousek, 2001] :

- au niveau théorique, l'inconnue est le champ des déplacements,
- au niveau discrétisé, la résolution a lieu par la méthode des déplacements,
- au niveau de l'élément fini, l'approximation porte sur le champ des déplacements.

Les composantes des déplacements des nœuds sont donc les inconnues cinématiques du problème à résoudre. Un type de fonction est alors choisi pour définir l'unique état de déplacement de chaque élément fini en terme de déplacements nodaux, les fonctions de déplacements définissent à leur tour un unique état de déformation dans chaque élément en terme de déplacements nodaux. Ensuite ce sont ces déformations associées aux déplacements nodaux du maillage qui vont définir l'état de contrainte à travers l'élément.

Généralement une analyse effectuée à l'aide de la méthode des éléments finis peut se décomposer en quatre grandes étapes :

- la définition du modèle mathématique,
- le choix de la géométrie et du maillage,
- la résolution du problème discrétisé,
- l'analyse et le post-traitement des résultats.

Dans tous les cas de figure, la solution modélisée reste une solution approchée. La discrétisation des données introduit une série d'approximations et d'hypothèses. Ces Hypothèses et approximations se résument de la façon suivante :

- la fonction de déplacement pourra satisfaire les conditions requises des déplacements continus entre les éléments contigus,
- les conditions d'équilibres ne sont satisfaites qu'au sens global car en concentrant les forces équivalentes aux nœuds des violations des conditions de l'équilibre local peuvent apparaître.
- les déformations de l'objet sont dites petites, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de grande déformation globale de la structure.

Le recours à des éléments de liaison entre les éléments contigus où il y a un problème de continuité peut permettre dans certain cas de palier à une discontinuité et ainsi de converger vers un résultat. Il existe des codes aux éléments finis qui sont spécialement adaptés aux grandes déformations, le déplacement des nœuds de la géométrie est pris en compte dans les itérations successives. Enfin, il n'existe pas à proprement parlé de solution aux problèmes d'équilibres locaux, des singularités peuvent toujours apparaître à des endroits particuliers du maillage comme les coins ou les arêtes.

5.2.2 Formulation mécanique du problème

Dans la littérature il est indiqué qu'un modèle numérique de statique linéaire est tout indiqué pour le calcul des contraintes thermomécaniques d'une structure [Askenazi, p412, 1999]. Nous avons opté pour une formulation mécanique élastique isotrope, c'est-à-dire sans considération pour un comportement non linéaire ou des directions privilégiées pour les propriétés mécaniques. En effet la brièveté du cycle de chauffage, 120 secondes au dessus de 1000°C, température atteinte en quelques secondes, suggère qu'une redistribution des contraintes par de la déformation plastique n'est pas envisageable. Les paramètres importants sont donc le temps et l'amplitude des changements de température. Notre problème se ramène donc à un problème de statique linéaire évolutif : à chaque pas de temps un nouvel état de contrainte se superpose à l'ancien et le composite n'est soumis à aucune contrainte externe autre que celle engendrée par le chargement thermique. Dans ce chapitre nous désignons les matrices tensorielles et les vecteurs colonnes à l'aide de caractères gras. On considère un élément fini e défini par des nœuds et leurs lignes de

liaisons. On appelle \mathbf{u} le vecteur des composantes du champ de déplacement en translation en chaque point de l'élément.

Pour des contraintes planes, \mathbf{u} prend la forme suivante [Zienkiewicz et Taylor, 2000] :

$$\mathbf{u} = \begin{Bmatrix} u(x, y) \\ v(x, y) \end{Bmatrix} \quad (5.18)$$

La résolution d'un problème mécanique de statique des solides est gouvernée par la résolution des équations aux dérivés partielles accompagnées des conditions limites. Nous allons donc considérer dans notre approche les équations cinématiques, les conditions aux limites cinématique et la loi constitutive de Hooke. Pour plus de facilité dans la lecture des équations, on raisonnera ici en deux dimensions. Les équations cinématiques permettent d'associer à un déplacement une déformée suivant la relation suivante :

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \mathbf{S} \cdot \mathbf{u} \quad (5.19)$$

Où : \mathbf{S} est un opérateur de déformation et $\boldsymbol{\varepsilon}$ le vecteur déformation.

Dans le cas de contraintes planes, les déformations à considérer sont celles qui se produisent dans le plan et qui sont de la forme :

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \begin{Bmatrix} \varepsilon_x \\ \varepsilon_y \\ \gamma_{xy} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} \\ \frac{\partial v}{\partial y} \\ \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial x}, & 0 \\ 0, & \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial y}, & \frac{\partial}{\partial x} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} u \\ v \end{Bmatrix} \quad (5.20)$$

La prise en compte des conditions aux limites cinématiques introduit la notion de déplacement imposé, noté $\bar{\mathbf{u}}$, tel que :

$$\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} \quad (5.21)$$

Avec $\bar{\mathbf{u}}$ est l'approximation cinématique de \mathbf{u} .

Il faut aussi prendre en compte la loi de déformation du solide qui dans notre cas est la loi constitutive de Hooke :

$$\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{D} \boldsymbol{\varepsilon} \quad (5.22)$$

Où : \mathbf{D} est la matrice d'élasticité dont les coefficients dépendent des propriétés du matériau.

Il est possible que le matériau soit soumis à des déformations initiales. Si l'on nomme $\boldsymbol{\varepsilon}_0$ de telles déformations initiales, la différence entre les déformations réelles et initiales donnera naissance à des contraintes. Parallèlement il est commode de supposer l'existence de contraintes initiales résiduelles $\boldsymbol{\sigma}_0$ qui seront prises en compte par simple addition dans la formule générale. Nous obtenons ainsi une relation linéaire entre contraintes et déformations, équation 5.23.

$$\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{D}(\boldsymbol{\varepsilon} - \boldsymbol{\varepsilon}_0) + \boldsymbol{\sigma}_0 \quad (5.23)$$

Où : \mathbf{D} est la matrice d'élasticité, $\boldsymbol{\varepsilon}_0$ les déformations initiales, $\boldsymbol{\sigma}_0$ les contraintes résiduelles.

Ici, encore dans le cas de contraintes planes, nous devons considérer trois composantes de contraintes correspondant aux déformations déjà calculées. Ainsi nous les écrivons selon la notation habituelle :

$$\boldsymbol{\sigma} = \begin{Bmatrix} \sigma_x \\ \sigma_y \\ \tau_{xy} \end{Bmatrix} \quad (5.24)$$

La matrice \mathbf{D} sera alors simplement obtenue à partir des relations usuelles entre contraintes et déformations dans le cas d'un matériau isotrope :

$$\mathbf{D} = \frac{E}{1-\nu^2} \begin{bmatrix} 1 & \nu & 0 \\ \nu & 1 & 0 \\ 0 & 0 & (1-\nu)/2 \end{bmatrix} \quad (5.25)$$

Où : E est le module d'Young et ν le coefficient de Poisson.

Un élément fini, e , est défini par ses nœuds i, j, m , etc., et ses cotés rectilignes. On appelle \mathbf{a}_i le déplacement nodal d'un des nœuds i et \mathbf{r}_i le chargement de ce même nœud par des forces extérieures. D'une manière générale tout système de déplacements nodaux \mathbf{a} et de chargement global \mathbf{r} d'un élément e aura la forme suivante.

$$\mathbf{a} = \begin{Bmatrix} \mathbf{a}_i \\ \cdot \\ \cdot \\ \mathbf{a}_n \end{Bmatrix} \quad \text{et} \quad \mathbf{r} = \begin{Bmatrix} \mathbf{r}_i \\ \cdot \\ \cdot \\ \mathbf{r}_n \end{Bmatrix} \quad (5.26)$$

Chaque structure constituée d'éléments e interconnectés possède plusieurs caractéristiques que sont respectivement sa matrice de rigidité \mathbf{K} et son vecteur de force \mathbf{f} nécessaire pour équilibrer le chargement sur la structure. Ces forces sont associées au degré de liberté des nœuds et transitent à travers ceux-ci. Afin d'obtenir une solution complète du problème, deux conditions doivent être satisfaites qui sont la compatibilité des déplacements et l'équilibre statique. La première condition est vérifiée si l'on utilise le même type d'éléments ayant le même nombre de degrés de liberté lors de la discrétisation. Dans le cas contraire le recours à des éléments de liaison dédiés est obligatoire pour rencontrer la condition nodale de compatibilité des déplacements. L'équilibre statique du nœud i considéré va se traduire par le fait que chacune des forces \mathbf{r}_i comporte le même nombre de composantes que les forces de réaction du nœud et que chaque composante doit être égale à la somme des contributions de tous les éléments auxquels le nœud i appartient.

Ainsi pour chaque nœud i d'un élément e de la structure nous avons :

$$\mathbf{K} \mathbf{a}_i + \mathbf{f}_i = \mathbf{r}_i \quad (5.27)$$

Les équations du système globalisé à l'élément seront obtenues par simple addition des nœuds. Le champ de déplacement à l'intérieur de l'élément peut être interpolé à partir des déplacements nodaux \mathbf{a}_i en utilisant la relation page suivante, équation 5.28. La résolution de l'équation 5.27 nous donnera la valeur des inconnus \mathbf{a}_i . L'équation 5.28 permet ensuite de remonter à l'approximation du déplacement global de l'élément considéré qui est représenté par le vecteur colonne $\bar{\mathbf{u}}$. La prise en compte des conditions aux limites, équation 5.21 et de l'équation 5.19 nous donne les déplacements de l'ensemble des nœuds intérieurs à l'élément ainsi que la déformation associée. En dernier lieu la résolution de l'équation 5.22 nous fournira alors la contrainte associée à cette déformation.

$$\bar{\mathbf{u}} = \sum \mathbf{N}_i \mathbf{a}_i^e = [\mathbf{N}_i, \mathbf{N}_j, \dots] \left\{ \begin{array}{c} \mathbf{a}_i \\ \mathbf{a}_j \\ \cdot \\ \cdot \end{array} \right\}^e = \mathbf{N} \mathbf{a}^e \quad (5.28)$$

Où : \mathbf{N} est une fonction de forme pour les déplacements. Les composantes de \mathbf{N} sont des fonctions choisies des coordonnées du point. \mathbf{a}^e représente l'ensemble des déplacements nodaux pour un élément particulier e .

Sur l'ensemble de la structure l'équation 5.28 devra être écrite autant de fois qu'il y a d'éléments. Il faudra résoudre les équations 5.19, 5.21 et 5.22 autant de fois qu'elles sont posées. Toutes les équations obtenues formeront alors un système global dont la résolution donnera le déplacement de l'ensemble des nœuds qui composent la structure ainsi que les déformations et contraintes associées en fonction des conditions limites. Et inversement il sera toujours possible de remonter au déplacement des nœuds en partant du déplacement global de l'élément. Il restera alors dans le

cas concret d'une structure complète à assembler la totalité des éléments e qui la composent. Dans le cas où cette structure serait constituée du même type d'élément alors les règles de l'addition matricielle s'appliquent normalement à la manière de l'équation 5.28. Dans le cas contraire, les règles de l'addition matricielle ne permettant d'ajouter que des matrices de même dimension, il faudra créer des sous matrices construites à partir d'un même nombre de composantes de forces et déplacements pour chaque élément puis il sera nécessaire de compléter la matrice de raideur en y incluant des coefficients nuls aux positions qui posent problème.

Dans notre cas particulier, lorsque l'on applique un chargement thermique à une structure, la déformation engendrée comprend deux contributions. L'une est relative à la contrainte appliquée et est décrite par la loi de Hooke vue précédemment et l'autre est la résultante de l'expansion thermique due aux changements de température. Il convient donc d'introduire cette deuxième contribution dans l'équation 5.21. De plus, il faut aussi introduire l'aspect tridimensionnel du calcul en faisant apparaître de nouvelles composantes axiales. Ces nouvelles composantes vont rendre compte des phénomènes précédents sur le troisième axe. Toutes ces manipulations finissent alors par donner une nouvelle loi de Hooke généralisée au comportement thermoélastique. Dans le modèle mécanique de la thèse, l'équation 5.21 est remplacée par l'équation 5.29.

$$\begin{cases} \sigma_{xx} = (\lambda + 2\mu)\varepsilon_{xx} + \lambda(\varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) - \beta T \\ \sigma_{yy} = (\lambda + 2\mu)\varepsilon_{yy} + \lambda(\varepsilon_{zz} + \varepsilon_{xx}) - \beta T \\ \sigma_{zz} = (\lambda + 2\mu)\varepsilon_{zz} + \lambda(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy}) - \beta T \\ \sigma_{xy} = \mu\varepsilon_{xy} \quad \sigma_{yz} = \mu\varepsilon_{yz} \quad \sigma_{zx} = \mu\varepsilon_{zx} \end{cases} \quad (5.29)$$

Où : T est la température, μ et λ sont les constantes élastiques de Lamé.

Les constantes élastiques de Lamé sont définies par l'équation 5.30.

$$\lambda = \frac{\nu E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \quad \mu = G \quad \beta = \frac{E\alpha}{(1-2\nu)} \quad (5.30)$$

Où : α est le coefficient de dilatation thermique du matériau, G le module de cisaillement et ν le module de poisson.

Comme on l'a vu au cours de ce paragraphe la résolution d'un problème par la méthode des éléments finis passe par la résolution de systèmes linéaires de grande dimension. En généralisant la démonstration précédente à la structure complète considérée sans entrer dans les détails nodaux, ces systèmes peuvent se résumer à l'équation globale de l'équilibre statique de la structure, notée sous la forme :

$$\mathbf{L}^T \boldsymbol{\sigma} + \mathbf{b} = \mathbf{0} \quad (5.31)$$

Où : \mathbf{L} est un opérateur différentiel linéaire, $\boldsymbol{\sigma}$ la contrainte et \mathbf{b} les efforts de volume tous deux appliqués à l'ensemble des éléments e formant la structure.

La résolution du système 5.31 constitue la résolution globale du problème posé, à savoir les contraintes générées par la mise sous chargement thermique de la structure sans déplacement de celle-ci, ce qui est traduit par le second membre de l'équation mis à zéro. Cette résolution globale doit intégrer la nouvelle loi de Hooke généralisée au comportement thermoélastique et constituera la solution finale du problème. Cette résolution se fera par l'intermédiaire du logiciel Castem, qui possède déjà dans sa banque de données une procédure de résolution de problèmes de thermique transitoire non linéaire à 1 ou 2 pas de temps, que l'on associe à un comportement mécanique isotrope linéaire.

5.2.3 Choix du type d'éléments finis

L'opération de maillage consiste à diviser le domaine étudié en un grand nombre de sous-domaines appelés mailles ou encore éléments. Si l'on considère la géométrie de l'échantillon, c'est-à-dire une plaque de 120mm de longueur par 25.4mm de largeur sur 1.4mm d'épaisseur recouverte par une ou plusieurs couches appelées dépôt.

On considère que les contraintes sont distribuées sur les trois axes de l'espace avec une même importance ainsi la formulation générale du problème doit donc être tridimensionnelle. Nous

pouvons alors à ce stade envisager de mailler les échantillons soit par des éléments coque soit par des éléments volumiques qui permettent tous les deux une prise en compte de l'épaisseur des couches.

Dans un premier temps on considère chacune des couches de matériau différent comme des plaques, c'est-à-dire une paroi mince caractérisée par un fort *aspect ratio*. L'*aspect ratio* est le ratio de la dimension la plus grande de l'objet sur la plus petite, et il est considéré élevé pour un rapport supérieur ou égal à 10. Dans pareil cas, les règles de *design* en éléments finis [Askenazi, p141-142, 1999] indiquent qu'un maillage à partir d'éléments surfaciques extrudés en volumes est très fortement recommandé si l'on désire avoir une solution approchée la plus proche possible de la réalité. On parle alors de maillage en coques ou encore de *shell models*. La théorie générale des coques est l'étude des solides déformables surfaciques, c'est-à-dire des solides dont la géométrie est assimilable à une surface avec une épaisseur, ce qui ici s'apparente très bien à la physiologie des couches.

L'hypothèse fondamentale de la théorie des coques est que l'on connaît suffisamment les déplacements de la coque en connaissant seulement ceux de la surface moyenne qui la caractérise. Soit S une surface paramétrées par les deux paramètres (x^1, x^2) , la coque d'épaisseur h est l'ensemble de point N tels que :

$$\left\{ \text{ON} = \text{OM} + x^3 \cdot n, \quad x^3 \in [-h/2, h/2], \quad h \ll R_1, R_2 \right\}$$

Où : R_1 et R_2 sont les rayons de courbure principaux de S en M , n la normale à S .

Chaque fois que l'on considère la coque comme un milieu surfacique, on la confond avec sa surface moyenne S et son point courant est $M(x^1, x^2)$. Chaque fois que l'on considère la coque comme un milieu volumique, on lui donne sa troisième dimension et son point courant est $N(x^1, x^2, x^3)$. L'étude des déformations de la coque va se dérouler en deux temps. On commence par la déformation de la surface moyenne qui conduit à la notion de tenseurs de variation de courbure et de déformation de surfaces puis on relie ces deux tenseurs au tenseur de déformation de la coque

considérée comme un milieu tridimensionnel, avec comme hypothèse la linéarisation du champ de déplacement sur le troisième axe. En résumé, la déformation globale de la coque est obtenue par extrapolation mathématique de la déformation de la surface moyenne de la coque sur le troisième axe. A l'élément coque est associé un coefficient de rigidité en flexion qui varie suivant que l'on choisisse un maillage avec des coques épaisses ou des coques minces. La surface moyenne ou surface de référence sera pour chacune des couches d'accrochage et de céramique l'interface commune aux différents matériaux.

L'aspect limitant des coques en générale est leur faiblesse dans le calcul des contraintes en cisaillement au sein de l'élément. Cette dernière remarque est d'autant plus vraie dans le cas des coques minces où les hypothèses formulées par Koiter [Koiter, 1970] et rigoureusement démontrées par Sanchez-Hubert et Sanchez-Palencia [J. Sanchez-Hubert and E. Sanchez-Palencia, MASSON, 1997] stipulent que :

- les normales à la surface moyenne non déformée sont encore normales à celle-ci après déformation,
- les contraintes sont approximativement planes et parallèles au plan tangent pendant la déformation.

Il ne peut pas y avoir de rotation des plans verticaux lors de la flexion des coques minces, ce qui bien sûr implique la non prise en compte du cisaillement transverse au sein de la coque. Le calcul des contraintes sur le troisième axe ne peut être qu'une extrapolation des contraintes calculées sur la surface. Les modèles en coque mince sont donc d'autant plus efficaces que l'épaisseur de la coque tend vers zéro. Ce type de modèle ne peut donc pas convenir à notre cas où l'on ne peut ignorer la rotation des plans verticaux, ni ignorer les contraintes de cisaillement transverse.

Cette dernière remarque est appuyée par le fait que l'on aura toujours au sein des matériaux un gradient de température. Si l'on prend un point précis A de coordonnées (X_1, Y_1, Z_1) de la surface supérieure et son vis-à-vis direct, à une température homogène au sein de la plaque, sur la face inférieure B de coordonnées (X_1, Y_1, Z_2) , alors, avec une différentielle de température de quelques centaines de degrés entre les faces supérieures et inférieures des couches, il apparaît clair que ces

points ne seront plus en vis-à-vis direct. Cela peut se traduire par le fait que la normale à la surface moyenne non déformée ne sera plus normale à celle-ci après déformation.

Les coques minces ne convenant pas, on se tourne vers un modèle dit en coques épaisses où une prise en compte de la déformée associée au cisaillement transverse est prévue. Ceci se traduit par 6 degrés de libertés spatiaux, un pour chaque axe de l'espace en déplacement et un pour chaque axe de l'espace en rotation. Les éléments finis en coque épaisse disponibles dans un environnement Castem sont entre autres les éléments basés sur un quadrangle à 8 nœuds répondant aux hypothèses de Mindlin-Reissner avec 6 degrés de liberté par nœuds, interpolation parabolique en membrane et parabolique en flexion.

Lorsque l'on pose les équations des déplacements pour une coque, on peut décomposer les mouvements en membrane et en flexion et les 2 sont séparés dans les équations. Lorsque l'on a les forces et les déplacements dans le plan on parle d'effet de membrane et lorsque l'on a les forces et les déplacements hors du plan on parle d'effet de flexion. Pour les termes de cisaillement transverse, on applique un coefficient multiplicateur d'une valeur de 5/6. Ce coefficient dit de Reissner est évalué à partir de l'énergie de cisaillement transverse. On trouve dans la littérature d'autres valeurs comme le coefficient de Timoshenko d'une valeur de 2/3 ou encore le coefficient de Mindlin d'une valeur de $\pi^2/12$.

Le principal changement dans la loi de comportement cinématique par rapport aux coques minces s'énonce comme suit :

- les normales à la surface moyenne non déformée ne restent pas forcément orthogonales à celle-ci dans la transformation (d'où la possibilité de rotation des sections),
- les contraintes normales suivant U_z , i.e. σ_{zz} , sont nulles sur les surfaces supérieures et inférieures de la plaque et sont négligeables dans l'épaisseur (d'où l'existence des seules contraintes en cisaillement transverse, i.e. σ_{xz} σ_{yz}).

Le délaminage et la fissuration transverses sont les deux modes d'endommagement des matériaux composites stratifiés qui nous intéressent particulièrement car ils sont directement ou

indirectement responsables de la ruine du matériau. Cependant le paradoxe $\sigma_{zz} = \varepsilon_{zz} = 0$ de ce modèle s'avère pris en défaut pour les prédictions, justement, des déformées sur l'axe Uz et donc pour les prédictions des contraintes d'arrachement pur. Il s'agit là d'une limite importante du modèle en coque épaisse pour la prédiction des contraintes au sein d'un matériau composite stratifié. Par ailleurs, les échantillons vont se dilater sur l'axe Uz aussi bien que sur les axes Ux et Uy.

Si l'on se réfère à la sous-section dédiée au modèle thermique, on se souvient que l'on avait défini des coefficients d'échange thermique sur les côtés des échantillons. Les coques épaisses, bien que de formulation tridimensionnelle, ne prennent pas en compte l'axe Uz. L'épaisseur est entrée dans ces modèles comme un paramètre, afin de prendre en compte la masse totale de l'objet. Les modèles en coques sont donc des modèles 2D adaptés à une formulation 3D. Il ne s'agit pas d'un calcul intégral des déplacements sur trois axes comme dans le cas des éléments volumiques.

Dans la réalité expérimentale l'ajout d'un renfort est nécessaire si l'on veut éviter l'apparition d'une déformation macroscopique des échantillons en flexion lors des tests thermiques. La plaque de substrat, en raison des gradients thermiques, montre donc un effet de flexion substantiel que l'on annule physiquement. Du fait de limiter dans la réalité le travail en flexion de la plaque et du fait que le champ de déplacement des nœuds est tridimensionnel, le maillage en éléments volumiques apparaît finalement comme le mieux adapté. En effet la flexion reste la déformation pour laquelle les éléments volumiques sont les moins performants [Askenazi, p153, 1999]. Un modèle volumique est donc le plus précis mais le coût en temps de calcul est très élevé.

Malgré l'aspect des échantillons, c'est-à-dire une épaisseur faible par rapport aux deux autres distances, il est tout de même possible de mailler l'échantillon avec une faible distorsion. Un maillage à faible distorsion est un maillage où la maille réelle est la plus proche possible de la maille de référence de l'élément considéré.

Des mailles hexaédriques d'arrête 1.4mm (l'épaisseur de la plaque d'acier) permettent de mailler le substrat par des cubes parfaits. On rappelle que la maille de référence hexaédrique est le cube, on aura donc la solution la moins approximée du problème. Chaque face du cube est équivalente

à un carré de 1.4mm. La taille de ce carré est conservé pour le maillage des dépôts, seule l'épaisseur varie.

Les éléments volumiques permettent une formulation et un calcul tridimensionnel réel du problème. La déformation globale de l'élément est obtenue par calcul sur les trois dimensions sans avoir recours à une extrapolation sur le troisième axe comme dans la théorie des coques. Le calcul en éléments volumiques est connu pour être le plus précis, dans le sens où le comportement cinématique est le moins approximé par rapport à un modèle en coques et les contraintes normales au plan principal ne sont pas négligées.

Le logiciel de calcul Castem ne possède pas de mailleur automatique, appelé aussi *automesh*, qui maille automatiquement une surface ou un volume suivant un algorithme prédéfini comme l'algorithme de Delaunay. Les mailleurs automatiques maillent avec des éléments triangulaires pour le 2D et des éléments tétraédriques pour les formulations 3D. Les maillages les plus simples à converger sont souvent les maillages obtenus avec des éléments triangulaires et tétraédriques qui peuvent s'accommoder de pratiquement toutes les géométries. Cependant un maillage quadrilatéral donnera presque toujours des résultats plus précis pour une densité similaire au maillage triangulaire. Dans notre cas nous allons mailler l'objet par une méthode manuelle.

Sachant que la géométrie de l'échantillon est assimilable à un solide rectangulaire, nous avons choisi de mailler les surfaces moyennes des coques par des éléments quadrangulaires à 8 nœuds qui en formulation tridimensionnelle donneront des hexaèdres à 20 nœuds.

Des éléments triangulaires et quadrangulaires ont été testés afin de définir les surfaces de référence des coques. Les premiers essais de convergence de maillage ont été réalisés à l'aide d'éléments triangulaire extrudés en éléments coques pentaédriques afin de vérifier la validité du modèle thermique et mécanique. Cependant conformément aux attentes le maillage par des éléments triangulaires conduit à des artéfacts au niveau de certains nœuds particuliers du maillage comme les pointes des pentaèdres.

La formulation la plus efficace a été obtenue par la conjugaison d'éléments surfaciques de type quadratique à 8 nœuds pour la surface externe de l'échantillon extrudés en volume par des éléments hexaédriques à 20 nœuds. La figure 5.5 montre l'élément de référence choisi pour la maillage.

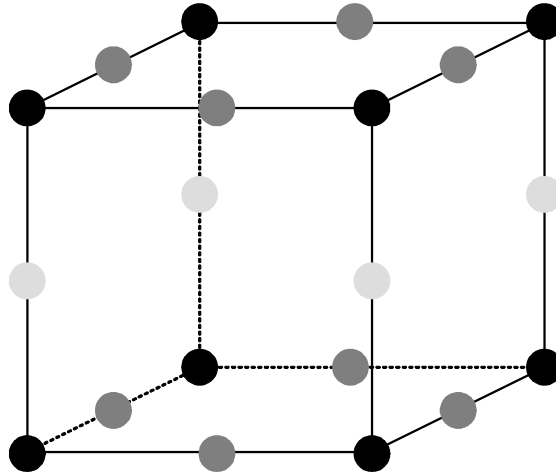


Figure 5.5 : Maille de référence de l'élément solide hexaédrique à 20 nœuds.

Chaque couche de l'échantillon, substrat y compris, a été maillée de la même façon et ne possède qu'une seule couche. Les lois d'interpolation entre les nœuds qui sont impliquées dans ce modèle sont toutes (surface et épaisseur) de type quadratique et constituent l'approximation nodale qui permet de résoudre le problème posé de thermomécanique. L'approximation nodale basée sur une interpolation quadratique permet de conserver une très bonne précision dans les résultats en diminuant les risques de discontinuité entre éléments, discontinuité visible en certains points critiques du maillage comme les coins ou les arrêtes.

Un maillage avec des éléments à interpolation parabolique, même de taille supérieure au maillage en éléments à interpolation linéaires, est réputé être toujours plus précis que le calcul en linéaire. Le maillage final retenu est donc un maillage en hexaèdre 20. Il n'y a qu'une maille pour une épaisseur de matériau afin de limiter la distorsion ou le nombre de mailles. D'une manière générale l'aspect ratio d'un maillage volumique (de chacune des couches de l'échantillon, substrat y compris) est compris entre 1 et 9, la valeur la plus forte étant pour la couche de *bond coat*.

5.2.4 Construction du maillage

Les échantillons sont constitués d'une lame rectangulaire en 304SS, de l'acier inoxydable, recouverte en son centre par la barrière thermique. Pour des raisons expérimentales, la lame mesure 36 cm de long mais seulement 12 cm sont recouverts de la barrière. Le 2/3 restant situé de part et d'autre du dépôt n'intervient pas dans les caractéristiques mécaniques de l'ensemble car ils ne sont pas situés sous les lampes, voir même dans le four. La figure 5.6 montre l'échantillon tel qu'il est introduit dans le four de cyclage, on notera cette étape dans la construction du maillage comme étant l'étape 1. On observe sur cette figure la présence des rabats obtenus par pliage mécanique ce qui explique l'angle de déport avec la zone déposée, et les deux guides d'ondes de chaque côté de la zone recouverte. Les longueurs ne sont pas ici significatives ce qui explique l'absence de cotes sur les figures.

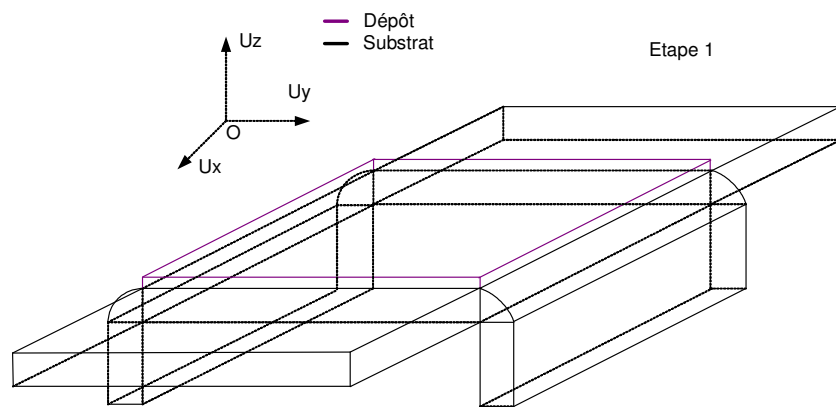


Figure 5.6 : Géométrie générale de l'échantillon.

Il nous est possible de supprimer les guides d'ondes car ils ne participent pas à la rigidité globale du système. La première raison déjà énoncée précédemment est tout simplement que ces guides d'ondes sont situés à l'extérieur du four et ne sont pas recouverts. La deuxième tient au fait que la rigidité du système dépôt-substrat est assurée par la présence de rabat en deçà de la zone étudiée. Si l'on calcule le moment d'inertie d'une plaque en flexion sur l'axe U_z , noté I_z , on remarque que celui-ci n'est dépendant que de la largeur b , i.e l'axe suivant lequel on plie la plaque, et de son épaisseur h .

L'équation du moment d'inertie I_z d'une plaque plane en flexion par rapport à l'axe Uz est la suivante :

$$I_z = \frac{bh^3}{12} \quad (5.32)$$

On remarque qu'en aucun cas n'intervient la longueur de la plaque dans le calcul du moment d'inertie. Il est clair à la vue des équations de calculs, figure 5.7, que le surplus de rigidité apporté par le rabat représente une quantité non négligeable. Plier la plaque dans le sens de la hauteur, cas (b), suppose de vaincre un moment d'inertie en flexion supérieur d'un rapport égal à 18^3 par rapport à celui du cas (a). La contrainte subie par la section de couleur rouge sur la figure 5.7 est proportionnelle au moment fléchissant et inversement proportionnelle au moment d'inertie en flexion, cela implique que pour une même contrainte σ_n normale à la section de pliage il faudra appliquer une force supérieure d'un rapport de 18^3 . Dans la réalité le renfort n'est pas aussi haut que la plaque est large et ce rapport est ramené à 7^3 soit 343.

Du point de vu thermique il est sûr que la présence des guides d'ondes va permettre à un front de chaleur de progresser vers les extrémités de la plaque d'inox, mais ces guides d'ondes n'étant pas refroidis par un procédé quelconque, nous avons pris la décision de négliger cet aspect.

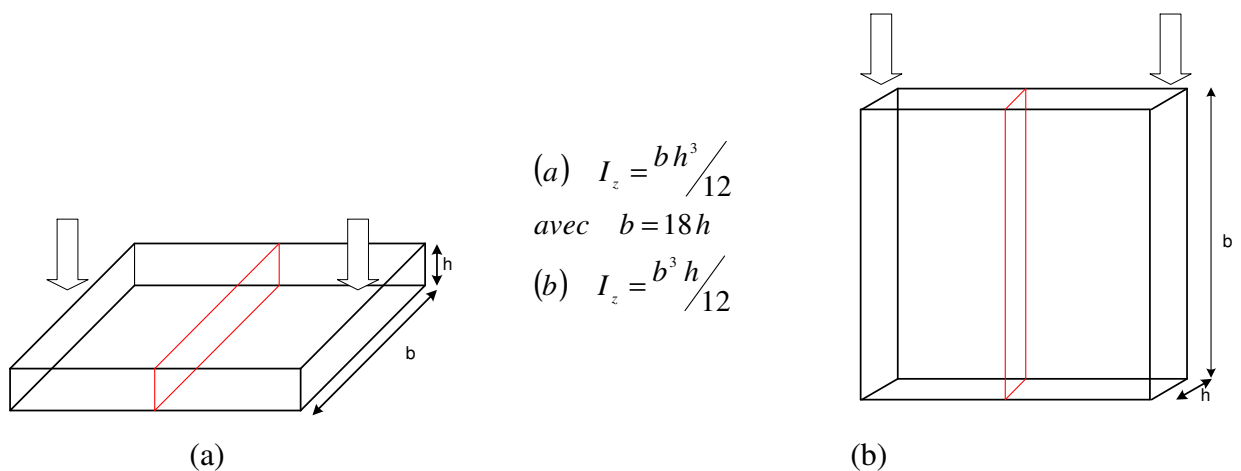


Figure 5.7 : Calcul des moments d'inertie dans le cas d'une plaque rectangulaire.

Ainsi, par la suppression des guides d'ondes basée sur de simples hypothèses mécaniques on arrive à l'étape 2 de la construction du maillage. Cette étape 2 est représentée par la figure 5.8. Il reste maintenant à savoir si par des conditions de blocage de la plaque supportant le dépôt il est possible de supprimer le maillage des renforts. Le maillage manuel de la section circulaire du renfort et sa liaison avec la partie rectangulaire sous-jacente du renfort risque de poser des problèmes dans l'assemblage de la matrice de rigidité de la structure. On remplace donc les renforts du substrat par des conditions de blocage spécifiques.

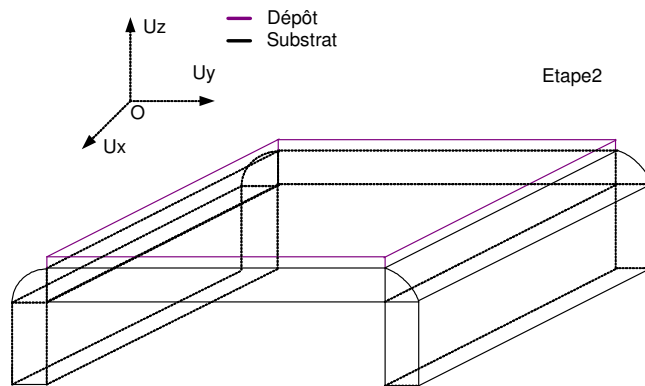


Figure 5.8 : Géométrie après suppression des guides d'ondes.

Nous arrivons donc à l'étape trois de la construction du maillage où seuls subsistent la plaque d'acier inox et le dépôt comme le montre la figure 5.9.

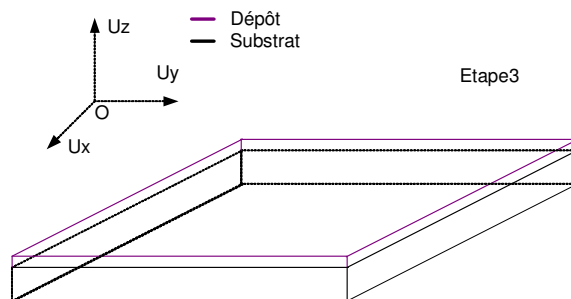


Figure 5.9 : Géométrie après suppression des guides d'ondes et des rabats.

C'est donc cette géométrie finale, figure 5.9, qui va être maillée en hexaèdre 20 nœuds. Le résultat final est présenté dans la figure 5.10. Le maillage final comporte 4650 éléments pour 24500 nœuds au total, un nombre optimal qui correspond au meilleur compromis entre pas de temps et nombre de mailles total à manipuler à chaque pas de temps.

Des échantillons démunis de *bond coat* ont aussi été fabriqués. A ce titre un autre maillage démunis de *bond coat* a été réalisé à l'identique c'est-à-dire avec les mêmes paramètres de maille, seule manque la couche d'accrochage. Ce dernier modèle nous permettra de comparer les deux types d'échantillons.

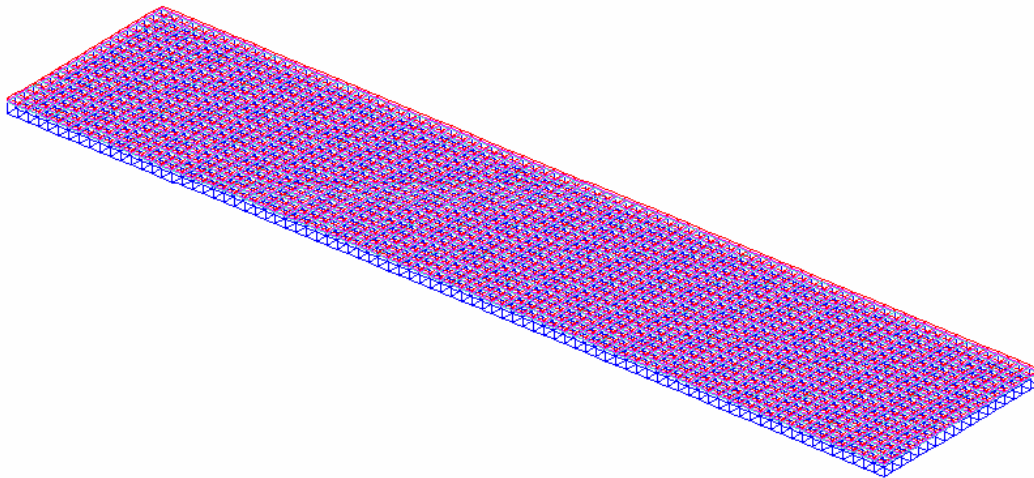


Figure 5.10 : Maillage final de l'échantillon.

La figure 5.11 offre une vue grossie du maillage final. On aperçoit notamment les trois couches et les liaisons entre chaque coque. Les cubes bleus représentent le maillage du substrat, la couche de *bond coat* étant blanche tandis que les mailles rouges représentent la couche de céramique. Les faces quadratiques turquoise et roses représentent les éléments quadrangulaires communs à deux couches de matériau. Leurs couleurs différentes de celle des mailles volumiques traduisent la liaison entre les différentes parties du maillage. Ce contrôle visuel des liaisons évite la création de nœuds doubles aux interfaces lors du maillage manuel ce qui poseraient des problèmes de divergence. Afin de valider cette étape de vérification de la cohérence du maillage, une suppression des nœuds doubles ainsi qu'une renumérotation ceux-ci est intégrée à la toute fin de

l'algorithme de maillage. La renumérotation des noeuds permet une meilleure organisation des matrices tensorielles, notamment les matrices creuses, lors du calcul, ce qui se traduira par un temps de calcul plus court.

La figure 5.12 montre les surfaces de convection sur lesquelles s'appliquent les différents coefficients d'échange thermique calculés au cours du chapitre. On remarque sur ces figures l'absence de maillage sur le petit coté du substrat. Cette absence est justifiée par le fait que les guides d'ondes qui servent à diriger les ondes vers les transducteurs ne participent pas au système dépôt-substrat comme il a déjà mentionné précédemment. Le maillage des surfaces de convection n'est en fait que l'enveloppe du maillage total, les surfaces libres en clair, comme on peut le remarquer sur la figure 5.13 qui est un grossissement sur un des extrémités du maillage.

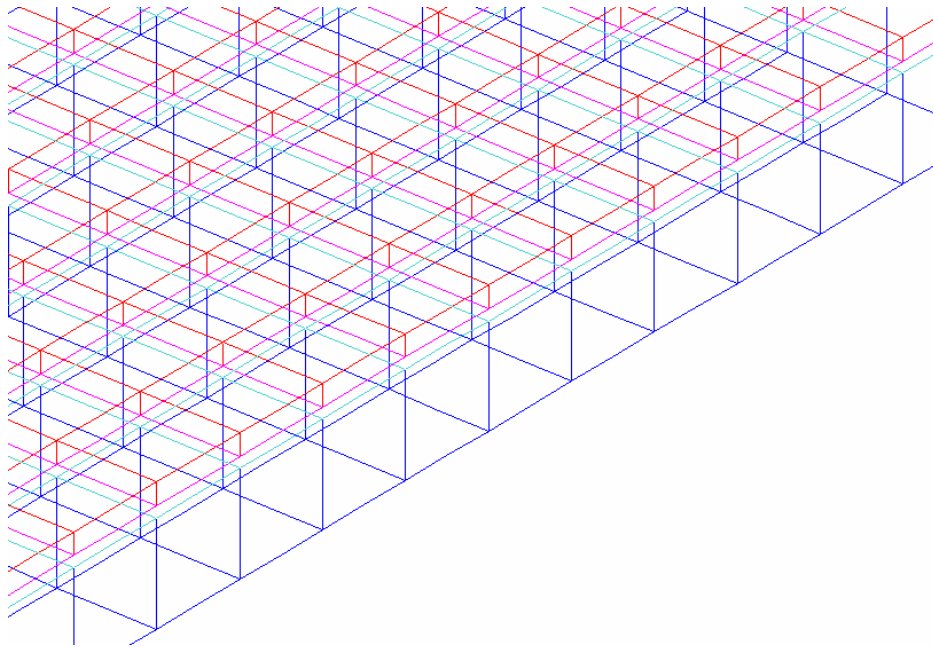


Figure 5.11 : Agrandissement du maillage final de l'échantillon où apparaît les liaisons des surfaces communes entre les coques.

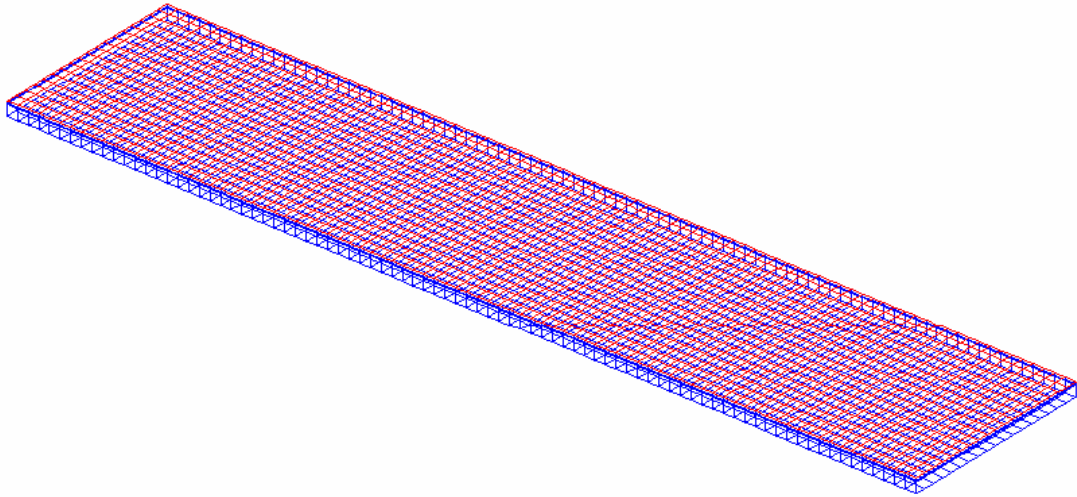


Figure 5.12 : Maillage des différentes surfaces sur lesquelles s'appliquent les différents coefficients d'échange thermiques calculés ou mesurés.

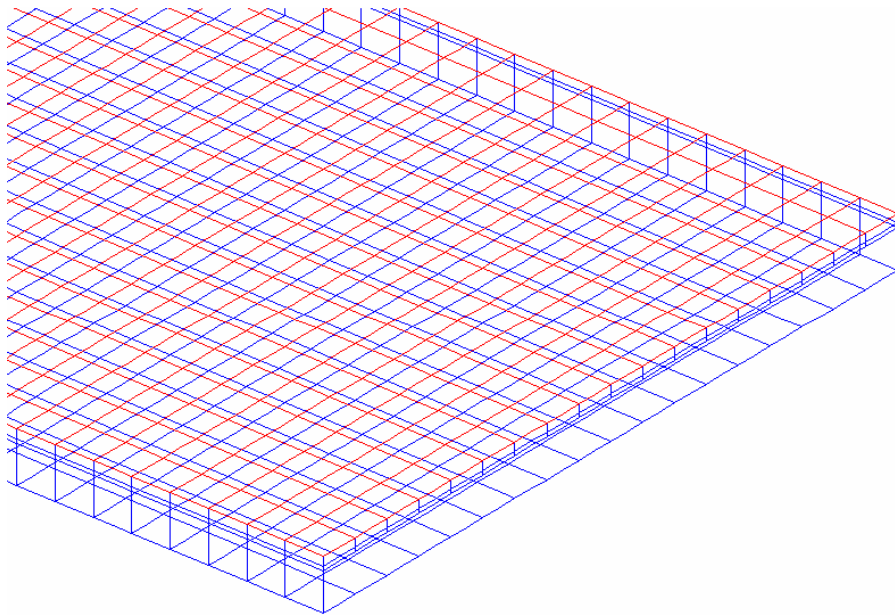


Figure 5.13 : Agrandissement des surfaces de convection et rayonnement.

5.2.5 Conditions de blocage, paramètres d'ajustement

Dans un premier temps nous allons envisager la plaque modélisée comme non renforcée. Afin de vérifier la convergence du calcul dans ce cas simple nous allons d'abord résoudre le problème

sans renfort. Les conditions de blocage à appliquer sur le maillage devront être les plus simples possibles car dans la réalité du test aucun phénomène extérieur ne vient s'opposer à la déformation des échantillons. Nous allons donc placer la plaque dans des conditions d'équilibre isostatique qui correspondent à la réalité expérimentale. Ces conditions d'équilibre de la plaque se résument à un appui plan sur U_z , un blocage des déplacements macroscopiques de la plaque sur les axes U_x et U_y et un blocage de la rotation autour de l'axe U_z . Bloquer la rotation en bloquant le degré de liberté R_z est une opération risquée car on agit sur les dérivées premières des équations à résoudre. Ce blocage va donc être effectué de la manière standard, c'est-à-dire en bloquant un deuxième point en translation sur U_x ou U_y d'un des cotés de la plaque. Pour plus de sûreté ce deuxième blocage sera placé une fois sur l'axe U_x et une fois sur l'axe U_y afin de vérifier qu'il n'y a pas divergence des résultats. Une fois ces vérifications effectuées, les conditions de blocage isostatique de la plaque sont représentées par la figure 5.14.

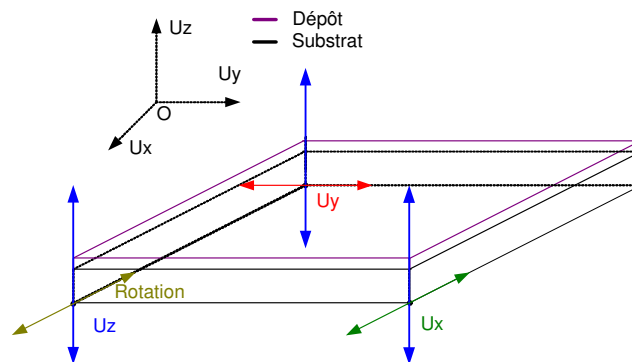


Figure 5.14 : Schéma des conditions de blocage isostatique appliquées au modèle.

Dans un premier temps nous avons vu que la présence de renfort sous la partie déposée, du fait de la forte augmentation du moment d'inertie en flexion, prévient les échantillons d'une déformation importante lors des tests de cyclage thermique. Mécaniquement parlant en empêchant la flexion dans le sens de la longueur de la plaque d'acier, i.e. le sens du renfort, le renfort bloque les déplacements de la surface en contact avec la partie du substrat situé sous le dépôt. La figure 5.15 montre les plans concernés sur la forme géométrique finale retenue.

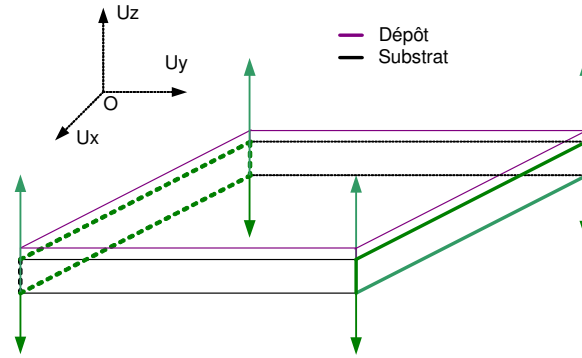


Figure 5.15 : Schéma des conditions de blocage appliquées sur la plaque d'acier dans le but de simuler l'action du renfort longitudinal.

Sur la figure 5.15, les plans en communs à la plaque et au renfort obtenu par pliage sont de couleur verte. Les nœuds concernés ne peuvent donc se déplacer librement suivant l'axe z. On applique donc un blocage en translation sur Uz de tous les nœuds de ces surfaces.

Il reste à quantifier la perte de surface libre occasionnée par la suppression de la partie cylindrique du renfort. En effet à ce stade du maillage, on s'aperçoit que dans la réalité la surface de convection du grand côté a diminué car la partie circulaire originale se trouve assimilée à une plaque verticale. Compte tenu du rapport de la surface plane de l'échantillon (P) sur la surface verticale concernée (V), $(P)/(V) = 18$, cette approximation ne pose pas réellement de problème quantitatif car son impact sera minime sur les déperditions de chaleur. En tout état de cause la sous estimation de la surface circulaire par son passage à une surface plane représente une perte surfacique de 36%, i.e $2\pi/4$ soit la différence de longueur entre un arc de cercle et son rayon, que l'on considèrera comme négligeable là aussi. En effet la suppression de cette partie circulaire aura pour effet d'augmenter artificiellement le refroidissement des grands bords du substrat à l'aplomb du dépôt, durcissant par là même les conditions du choc thermique et s'opposant ainsi à l'effet de perte de surface.

On rappelle que le banc a été instrumenté à l'aide de 4 thermocouples afin de mesurer les températures réelles de chacune des faces de l'échantillon ainsi que l'ambiante dans le tube à plusieurs endroits. Le relevé de température des grandes surfaces va nous permettre d'ajuster le coefficient de refroidissement par échange convectif en période de refroidissement sur la face

arrière mais aussi d'ajuster le flux de chaleur entrant. Nous avons choisi une méthode pas à pas pour l'établissement de ces deux valeurs. La méthode de calcul du coefficient de convection forcée fait appel à un grand nombre de relations qui reposent sur des hypothèses. La principale est que le fluide est supposé newtonien et incompressible. Cela permet de simplifier drastiquement les équations à résoudre en découplant les équations thermiques et dynamiques. L'hypothèse d'incompressibilité est une hypothèse dynamique, de la forme $\nabla u = 0$, et la conservation de la masse nous dit alors que la densité est constante le long d'une ligne de courant. Cette simplification est valide dans le cas des liquides, dans le cas des gaz en revanche, elle est plus restrictive. Dans notre cas cela va se traduire par le fait que si la température du jet est différente de la température ambiante alors la loi de refroidissement de Newton n'est plus valable. Dans notre cas il existera nécessairement un laps de temps où la température du jet ne sera pas la même que l'ambiante, ce qui constitue une approximation supplémentaire. Enfin, on a négligé les résistances de contact entre chaque couche.

Le logiciel Castem ne permet pas de résoudre des problèmes de mécanique pour des matériaux à comportement élastique bilinéaire. Toute céramique est caractérisée par un module d'Young en compression très supérieur à celui en tension et par là elles se différencient nettement des matériaux métalliques pour lesquels le module d'Young est unique. Le module d'élasticité en compression d'une céramique est supérieur d'environ une dizaine de fois à celui en tension. C'est à ce titre que l'on considère les matériaux céramiques comme beaucoup moins résistants aux efforts de traction qu'aux efforts de compression [Aliprandi, p122, 1989].

Dans la littérature il est souvent fait mention de trois méthodes différentes permettant la détermination du module d'élasticité. Nous allons en citer deux qui fournissent les valeurs dont on a besoin.

La première est la méthode de flexion en porte-à-faux, appelée aussi *cantilever bending*. Dans cette expérience on étudie une poutre parfaitement parallèle et dégrossie montée rigidement en porte-à-faux à une extrémité et chargée simplement sur sa ligne centrale près de l'autre extrémité libre. A chaque charge appliquée correspond un déplacement de la poutre qui peut être mesurée

directement par le dispositif d'application de la charge ou par l'utilisation externe d'un laser. Le module d'Young équivalent est alors tiré de l'équation suivante :

$$E = \frac{P}{yI} \left\{ \frac{Lx^2}{2} - \frac{x^3}{3} \right\} \quad (5.33)$$

Où : L est la distance entre l'encastrement de la poutre et le point d'application de la charge, I est l'inertie en flexion de la poutre, P est la charge appliquée et y est la déflexion mesurée à une distance x de la section d'encastrement.

La méthode de la flexion *cantilever* fait intervenir des efforts de tension et de compression pour déformer la poutre. Le module d'Young relevé ainsi est donc un module d'élasticité équivalent du matériau étudié.

La deuxième méthode est plus technologique et fait intervenir des notions de mécanique vibratoire. Cette dernière est souvent appelée méthode ultrasonore sans pour autant que les fréquences excitées soient dans le domaine ultrasonore. En général il s'agit d'exciter les premiers modes de flexion de la poutre étudiée sachant que ces fréquences ne se trouvent pas forcément dans le domaine ultrasonore, hormis pour des poutres de dimension très réduites. Il est aussi possible d'exciter la surface du matériau étudié par des ondes de surfaces qui elles sont en générale situées dans le domaine fréquentiel des ultrasons. Les équations de propagation des ondes, même dans le cas des céramiques ne prend en compte qu'un seul module d'Young. A l'aide de cette deuxième méthode, c'est bien un module d'Young apparent que l'on obtient.

Nous avons choisi pour les couches de céramiques des valeurs dans la littérature obtenues à l'aide de cette dernière méthode. Le modèle mécanique utilisé ici n'est donc pas bilinéaire. En tout état de cause, seules les couches de céramique sont concernées par ce problème de modules d'Young différents, il apparaît donc plus simple de fournir un module apparent pour celles-ci.

5.3 Convergence et validation du modèle numérique

5.4.1 Introduction

Pour la validation mécanique du modèle des échantillons particuliers ont été fabriqués. La présence de renfort sous le dépôt empêche toute déformation macroscopique de la structure. La présence des guides d'ondes qui ne sont pas soumis au même cycle thermique que les dépôts va lui aussi interférer avec la déformation globale de la structure et ne sont pas pris en compte par le modèle. Le seul moyen d'obtenir une déformation macroscopique expérimentale des dépôts sans interférence due aux renforts et aux guides d'onde est de provoquer le décollement des dépôts lors du premier refroidissement afin qu'ils se déforment librement pour accommoder les contraintes thermomécaniques. Pour se faire des substrats plus fins, sans renfort et parfaitement polis ont donc été produits. À la fin de l'étape de déposition les échantillons sont ôtés de leur support en les manipulant avec des gants adéquats. Chaque extrémité du dépôt est alors cassée afin de libérer les bords et de s'assurer du décollement du dépôt sur toute sa longueur.

Parallèlement le modèle élément finis a été modifié afin de calculer la déformation du dépôt seul sans interférence venant du substrat conformément à la méthode expérimentale. La déformation ainsi calculée permettra de mesurer la déviation du plan parallèle au dépôt, i.e. la flèche, que l'on notera d et qui servira de valeur de référence pour démontrer les convergences, voir figure 5.17. Les dépôts décollés précédemment cités serviront eux à confronter les prédictions du modèle à la réalité expérimentale. L'adaptation du modèle numérique consiste concrètement en la suppression du substrat dans le maillage et en la réadaptation du code pour fonctionner avec deux couches. Les conditions de blocages ne sont plus que l'équilibre isostatique simple de la plaque, figure 5.4.

La méthode de vérification de convergence du maillage et du pas de temps est basée sur l'utilisation d'une suite numérique. On appelle suite arithmético-géométrique une suite récurrente donnée par un premier terme U_0 et une relation de récurrence du type $U_{n+1} = aU_n + b$. La suite (U_n) définie par $U_{n+1} = aU_n$ et un premier terme U_0 s'appelle suite géométrique de raison a . On peut facilement calculer par récurrence son terme général $U_n = a^n U_0$. A partir du terme général, il est facile d'obtenir le comportement asymptotique de la suite. Pour $a > 1$ la suite diverge vers plus ou moins l'infini suivant le signe du terme initial. Si l'on prend $U_0 = 0$ la suite n'admet que 0 pour

valeur. Il est possible d'associer le paramètre U_0 à la longueur du côté a des carrés servant de forme géométrique pour l'extrusion des hexaèdres à 20 nœuds ou au pas de temps τ . Si l'on fait tendre U_0 vers zéro cela correspond à augmenter le nombre de mailles à l'infini ce qui à terme va favoriser la relaxation des contraintes de façon artificielle jusqu'à faire tendre celles-ci vers 0. De même si le pas de temps, noté τ , tend vers zéro alors la contrainte générée par le changement de température à $t = 0$ ne peut avoir lieu et tend donc aussi vers zéro. Nous allons utiliser la suite géométrique de raison 2 et de terme $U_0 = 1$ afin d'étudier la convergence du maillage et du pas de temps.

L'interprétation géométrique d'une telle suite est présentée par la figure 5.16. Cette suite admet pour terme général $U_n = 2^n$ et permet de faire varier rapidement le paramètre étudié tout en conservant des valeurs qui ne progressent pas trop vite et qui gardent ainsi un sens physique. Pour accentuer graphiquement la convergence, il est toujours possible d'appliquer un exposant au paramètre qui varie, i.e. le paramètre de maille ou le pas de temps, tout en conservant la même valeur de flèche calculée.

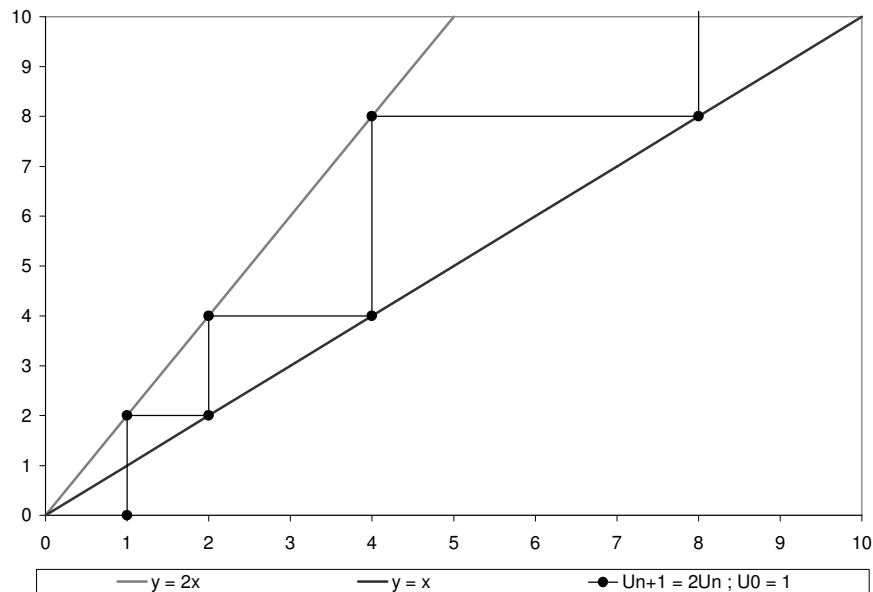


Figure 5.16 : Interprétation géométrique d'une suite géométrique de raison 2 avec $U_0 = 1$.

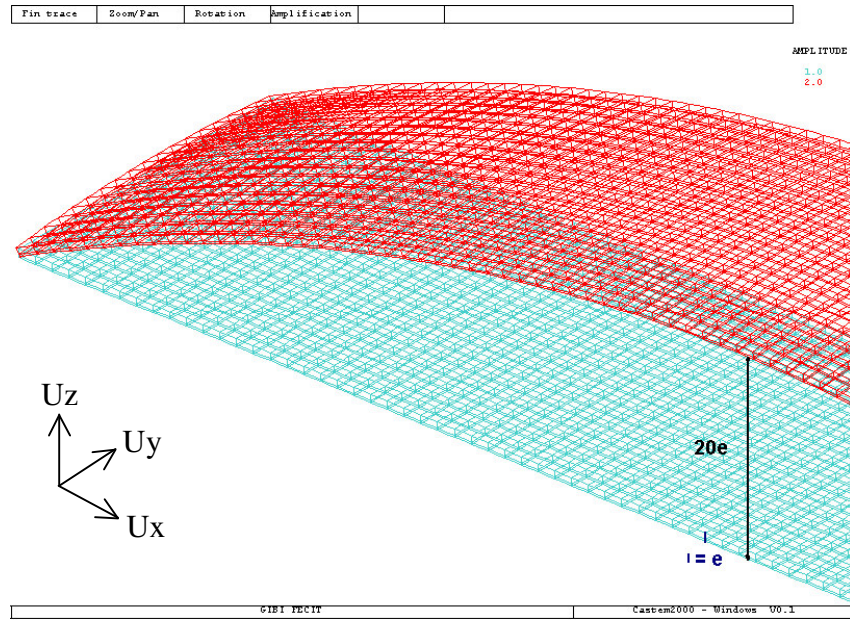


Figure 5.17 : Représentation de la déviation du plan du dépôt mesuré en fonction de l'épaisseur.

La flèche, figure 5.17, constitue ici la déviation sur l'axe U_z du plan du dépôt au terme de l'application de la contrainte thermique. Le raffinement reviendra alors à modifier la taille du paramètre de maille principal et le pas de temps en utilisant la flèche calculée comme valeur de référence sur l'axe des ordonnées, l'axe des abscisses étant réservé au paramètre étudié. La flèche, notée d sur les courbes, sera toujours affichée en multiple de l'épaisseur totale des échantillons et sera donc toujours proportionnelle à une longueur en millimètre. Il en est de même pour le paramètre a qui lui aussi est proportionnel à une longueur. La flèche a été choisie comme paramètre relatif car elle se mesure en un point et rend compte de l'état de contraintes général de la structure. La déformation globale de la structure apparaît alors comme le meilleur paramètre d'estimation.

5.4.2 Convergence du maillage

La méthode des éléments finis ne fait que proposer une solution approximée d'un problème mathématiquement posé sous forme d'équations différentielles. Il a été constaté lors de l'élaboration de la méthode de résolution d'un système d'équations différentielles par éléments finis que les erreurs sur les déplacements diminuent quand la taille de la subdivision notée a

devient de plus en plus petite ou quand p , le degré du polynôme utilisé lors de l'interpolation des résultats entre deux nœuds, s'accroît.

Le degré du polynôme d'interpolation est fixé par le choix de l'élément fini à la base de la discrétisation. Dans notre cas, le choix de mailler l'échantillon par des hexaèdres à 20 nœuds nous octroie une interpolation parabolique de degré 2. Pour minimiser les erreurs il n'est pas possible de diminuer à l'infini la taille des éléments, il faut donc optimiser la taille de a pour obtenir des résultats avec une précision et un temps de calcul acceptable. D'une manière générale, le fait de trop raffiner un maillage risque de provoquer une forte ségrégation des effets de bords dans les mailles externes sans réalité physique. Bien que ce dernier point ne puisse être véritablement vérifié que par une confrontation avec la réalité, il reste néanmoins à estimer la convergence du paramètre de maille principal. Les figures 5.19 et 5.18 exposent graphiquement les résultats de l'étude de convergence du maillage.

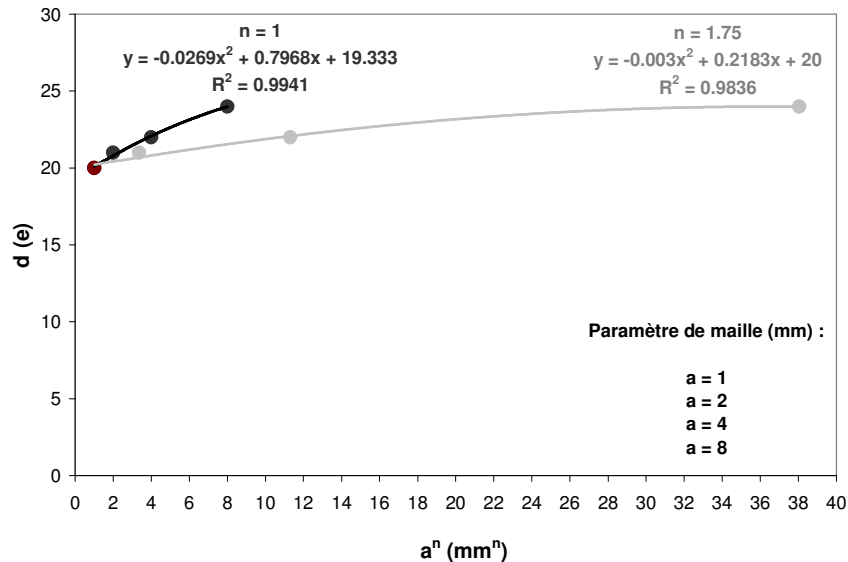


Figure 5.18 : Convergence du maillage.

Le maillage créé dans le cadre de la thèse à l'aide de l'interface Castem est un maillage dit structuré, i.e. chaque quadrilatère à 8 nœuds qui maille les surfaces planes a les mêmes cotes caractéristiques, seules les épaisseurs des couches changent. Il advient alors que le raffinement du

maillage sera global, et non local. Le raffinement de a n'interviendra alors pas par une modification de l'épaisseur des mailles, fixée par l'expérimental, mais par une modification de la taille du quadrilatère à l'origine de l'hexaèdre. Le paramètre de maille principal sur lequel sera basée l'étude de convergence du maillage sera donc la longueur, a , du coté des carrés servant de support géométrique pour le maillage des grandes surfaces de l'échantillon.

Sur la 5.18 on remarque que les axes se coupent à la valeur zéro ce qui implique que la flèche tends bien vers zéro lorsque l'on fait tendre le paramètre de maille vers zéro. La courbe 5.19 montrent ces mêmes résultats lorsque l'on recentre l'axe des ordonnées autour de la valeur de la flèche calculée. L'exposant appliqué au paramètre a permet d'augmenter artificiellement l'effet de convergence afin de le rendre plus parlant. Pour la valeur de n égale à 1 on remarque que l'équation de la courbe de tendance indique une convergence vers 19.333 contre 20 calculé.

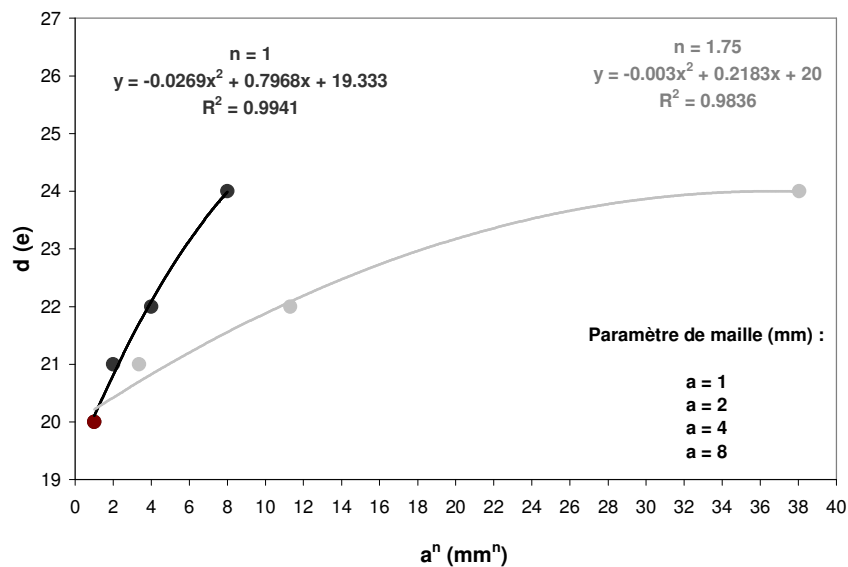


Figure 5.19 : Convergence du maillage, axe des ordonnées recentré.

Lorsque l'on applique un exposant compris entre 0 et 1 on observe que le troisième membre de l'équation de la courbe de tendance est égal à 20, la valeur calculée. La courbe de tendance a été choisi de degré 2 car c'est une fonction dérivable de classe C2. Les équations de classe C2

permettent de décrire le comportement mécanique élastique, où l'on a besoin que du mouvement, de la vitesse (la dérivée première) et de l'accélération (la dérivée seconde).

L'étude de convergence du maillage est donc concluante. On peut affirmer qu'un raffinement du maillage plus prononcé n'apportera pas dans notre cas de différence significative quant à la justesse des résultats calculés mais demandera beaucoup de temps de calcul.

5.4.3 Convergence du pas de temps

On soumet le pas de temps à la même analyse que le paramètre de maille. La méthodologie reste la même que celle employée précédemment pour la convergence du maillage. Plus le pas de temps est petit, plus la solution approchée obtenue est proche de la solution exacte du problème. Tout comme on ne peut diminuer la taille des mailles à l'infini il n'est pas possible non plus de diminuer le pas de temps à l'infini. Il reste à vérifier si le pas de temps choisi lors de la procédure pas à pas de résolution du problème convient. C'est à dire, est-ce qu'il y a convergence vers un résultat unique. La figure 5.20 expose graphiquement les résultats de l'étude de convergence du pas de temps avec l'axe des ordonnées recentré.

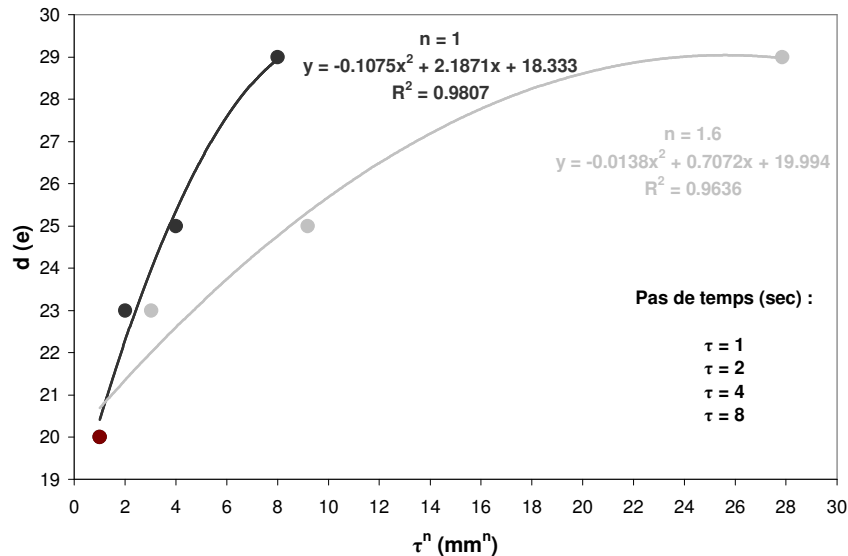


Figure 5.20 : Convergence du pas de temps, axe des ordonnées recentré.

La convergence du pas de temps, noté τ , sera elle aussi estimée à l'aide de la flèche calculée en fonction d'un pas de temps variant de façon géométrique. La détermination du pas de temps doit prendre en compte le fait que l'on a plusieurs couches de matériaux aux propriétés thermiques différentes. La diffusivité de la céramique est très inférieure à celle de l'acier inox 304 tandis que celle du *bond coat* se situe entre les deux. Il est donc difficile de déterminer la constante de temps du système.

L'analyse rapide de la figure montre que l'aspect des courbes de convergence est assez similaire à celles de l'étude sur le paramètre de maille. Ici il n'a pas été possible d'ajuster un exposant au paramètre de temps permettant d'avoir la valeur 20 comme troisième terme de la courbe de tendance. Néanmoins la convergence du pas temps est satisfaisante et permet de valider cette étape de l'étude de convergence du modèle numérique.

5.4.4 Validation mécanique du modèle

Un domaine de validité du modèle a été défini. La déviation transversale des dépôts a été calculée pour plusieurs épaisseurs relatives de céramique, E_r , avec une épaisseur fixe de *bond coat* (150 microns), figure 5.21.

Il apparaît sur cette courbe deux zones où les valeurs de la déviation en fonction de l'épaisseur relative suivent une loi linéaire de pentes différentes. Les pentes correspondent à la rigidité du matériau dont l'épaisseur domine. Au dessus de $E_r = 50\%$, la pente est plus forte et elle est liée au module d'Young de la céramique. En dessous de cette valeur la pente est plus faible car elle est liée au module d'Young du *bond coat*.

Entre ces deux zones linéaires, il en existe une troisième. Dans cette zone le modèle a beaucoup de mal à converger vers une solution au problème. Dans le meilleur des cas les temps de calculs sont multipliés par 10. Dans cette zone centrale, le modèle est considéré comme non convergent, donc non valide. Pour les deux autres on suppose le modèle valide.

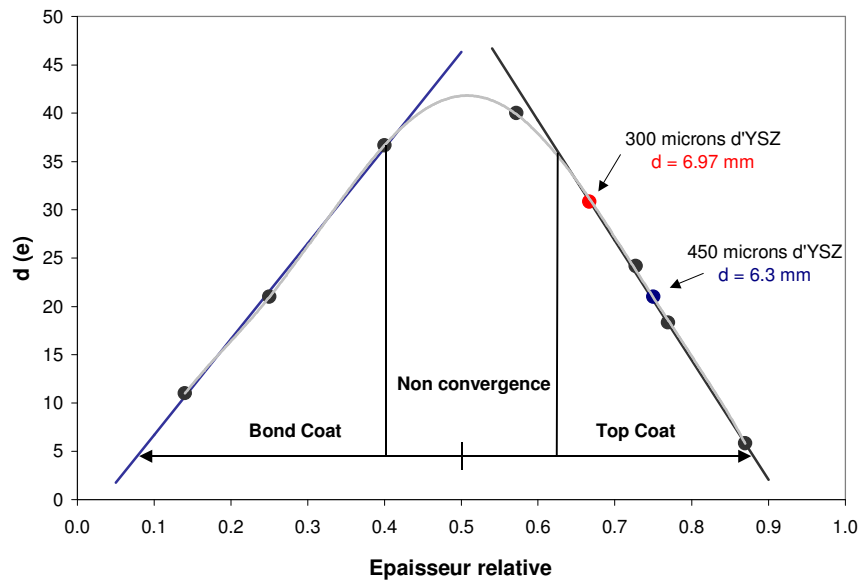


Figure 5.21 : Relation entre la flèche et l'épaisseur relative de céramique

Il a donc été décidé de fabriquer deux échantillons spéciaux sans renfort et non sablé afin de permettre la mesure de la flèche après le premier refroidissement postdépôt pour deux valeurs de E_r différentes qui correspondent à 300 et 450 microns de céramique sur 150 microns de *bond coat*.

Un échantillon sans renfort et non sablé provoque un décollement de tout le dépôt durant le refroidissement. Après plusieurs essais, il a été ainsi possible de décoller de leur substrat et sur toute la longueur deux dépôts duplex ayant des épaisseurs de céramique différentes. Ces échantillons permettaient aussi, lorsque le décollement produit un bris, d'observer les faciès de rupture. La céramique employée ici est l'YSZ dans les deux cas.

Deux échantillons ont été installés sur un banc d'essais de traction de marque Instron, déjà utilisé pour les tests en flexion 4 points. A l'aide d'une jauge de contrainte on a pu mesurer précisément la flèche des dépôts après refroidissement. Le changement de pente important dans le graphique traduit le fait que le piston de la machine s'appuie sur le socle et donc, par cintre coup, les dépôts sont à plat sur ce même socle. La progression du piston était de 1mm par minute. Avec le temps de mesure avant le changement de pente on remonte facilement à la valeur de la déviation.

Il est évident que le fait de casser manuellement les dépôts pour qu'ils se décollent provoque une légère variation de longueur. Malgré ce facteur limitant il a quand même été possible de valider la déviation des dépôts pour deux épaisseurs de céramique. Dans le cas d'un dépôt de 450 microns d'YSZ sur 150 microns de *bond coat*, la déviation est validée à 7.2mm mesurés contre 6.3mm calculés, soit 15.5% d'écart et dans le cas d'un dépôt de 300 microns d'YSZ sur 150 microns de *bond coat*, la déviation est validée à 8.05mm mesurés contre 6.97mm calculés, soit 14.5% d'écart, figure 5.22.

On conclut donc que les mesures de déviation des dépôts décollés sont validés à 15%. Bien sûr la validation du modèle mécanique s'est faite sur des dépôts décollés sans substrat, ce qui ne représente pas les conditions limites du modèle mécanique lors du calcul des échantillons renforcés. Il n'a pas été possible de valider d'une autre manière, on se contente donc ces résultats. Le modèle mécanique est le même quel que soit le modèle thermique appliqué.

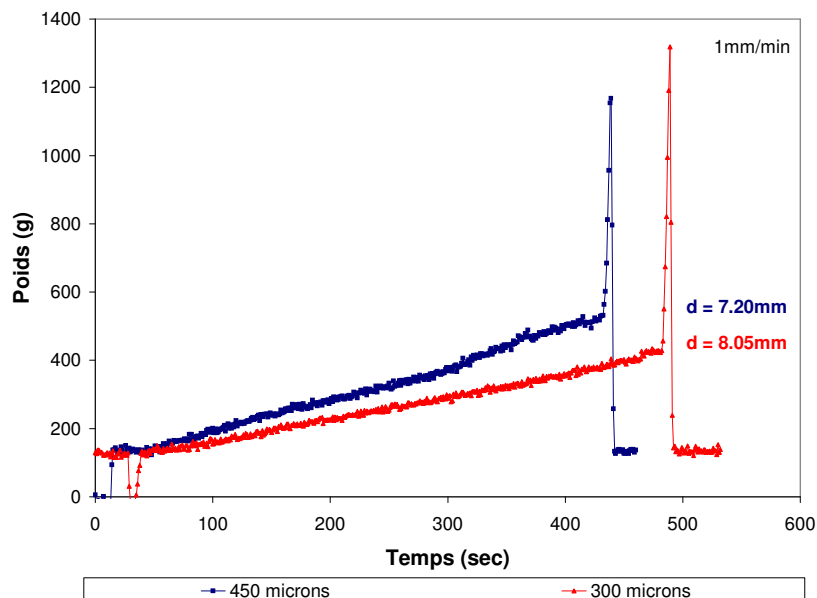


Figure 5.22 : Mesure expérimentale de la flèche des dépôts décollés

Cette validation mécanique lors du refroidissement postdéposition permet aussi de dire que le modèle thermique associé est lui aussi valide. En effet on ne dispose pas du relevé des températures en fonction du temps pour cette période. Les modèles étant couplés et le temps total

de refroidissement étant connu lui aussi, on considère les résultats du modèles comme une bonne approximation de la réalité.

5.4.5 Validation thermique du modèle

Le modèle numérique mis en œuvre dans le cadre de la thèse se compose finalement d'un modèle mécanique qui sert de base sous-jacente au modèle thermique. La validation mécanique précédente sous-entend que d'une part le modèle mécanique est validé mais aussi, que le modèle thermique de refroidissement l'est aussi. En effet, c'est le calcul des champs de température qui permet le calcul des contraintes générées. Il nous reste donc à valider le modèle thermique du cycle pour achever la validation du modèle global, c'est-à-dire les deux modèles thermiques et le modèle mécanique.

Pour le modèle thermique cyclique, une comparaison directe du cycle thermique calculé avec celui mesuré a été choisie. Les deux cycles sont présentés respectivement sur la figure 5.23 pour le cycle modélisé et figure 5.24 pour le cycle mesuré.

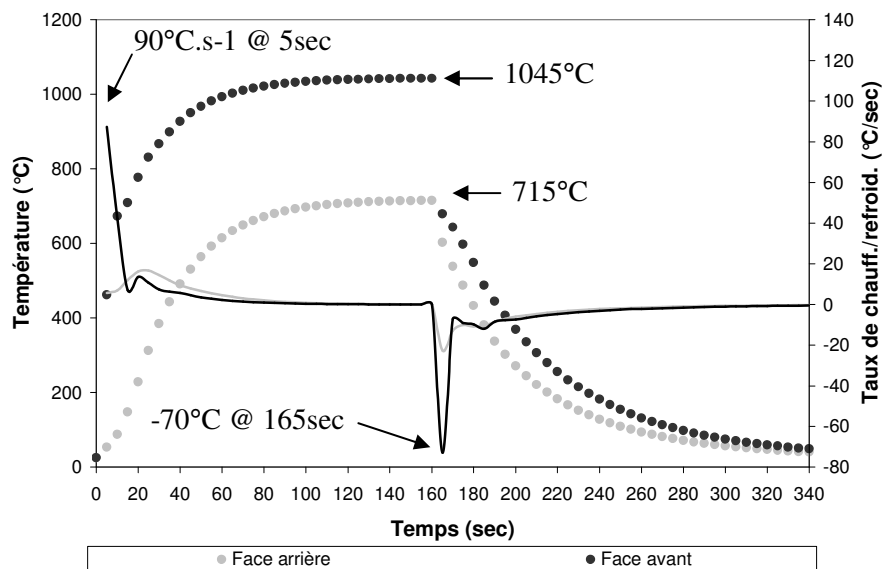


Figure 5.23 : Profils de température des faces supérieures et inférieures des échantillons lors du cycle calculé par le modèle

Le résultat du cycle calculé est globalement en très bonne adéquation avec l'expérimental puisque il n'existe qu'environ 2% de différence entre les températures calculées à la fin de la période de chauffage et celles mesurées dans le banc de test. La température calculée la plus élevée sur la surface supérieure atteint 1045°C contre 1058°C dans la réalité, tandis que sur la face inférieure le modèle donne 715°C contre 705°C. La plus basse température calculée, à la fin de la période de refroidissement est de 49°C contre 58°C dans de vraies conditions.

Pour ce qui est des taux de chauffage et de refroidissement, il y a une petite inadéquation dans la discrétisation du temps pour les deux approches. Le cycle expérimental a été enregistré en prenant un point de mesure toutes les 2 secondes tandis que le calcul nous donne un résultat toutes les 5 secondes. Il faut donc garder à l'esprit, si l'on désire comparer les valeurs des taux, que le point de mesure de la valeur n'est pas le même, à une seconde près, dans le cas expérimental et le cas modélisé.

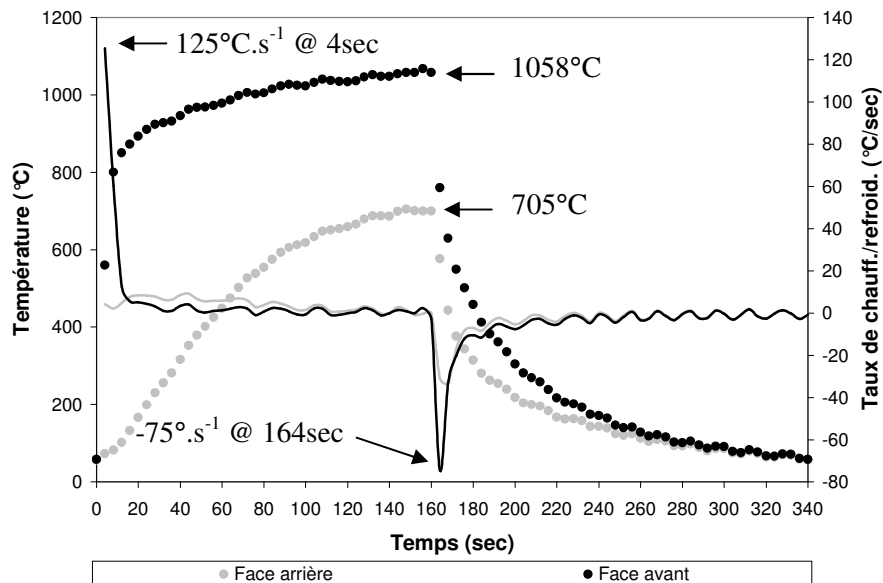


Figure 5.24 : Profils de température des faces supérieures et inférieures des échantillons lors du cycle mesuré par thermocouple.

C'est la différence entre les taux de chauffage calculé et mesuré qui est la plus élevée. La valeur calculée est sous estimée de 28% en comparaison de la valeur mesurée dans le tube de quartz,

avec 1 seconde de décalage. A l'inverse le taux de refroidissement calculé est très proche de la valeur mesurée avec une différence de seulement 6% et toujours une seconde de décalage.

Les températures maximales à chaud ainsi que le choc thermique à la baisse sont bien reproduits. Dans les deux cas, il s'agit bien de la face avant qui subit le plus gros gradient de température à chaud et à froid. Seul le choc à la hausse est quelque peu sous estimé mais cela ne constitue en aucun cas une aberration. En effet comme il l'a déjà été mentionné dans le chapitre 4, ce sont les efforts en tension qui sont néfastes pour l'intégrité d'une céramique et non les efforts en compression. Finalement, le modèle thermique décrivant le cycle produit par les lampes et le système de refroidissement donne une très bonne approximation de ce qui se produit thermiquement à l'intérieur du tube de quartz pendant les essais.

Cette sous-section termine les analyses de convergence et de validation du modèle éléments finis développé dans le cadre du projet.

5.4 Analyse du refroidissement postdéposition

5.4.1 Introduction

On trouvera dans cette section les variations temporelles des contraintes, pendant le refroidissement postdéposition. L'évolution des contraintes avec le temps sera prise en un unique point. Afin d'avoir une bonne approximation globale de l'état de contrainte dans l'échantillon, le point de variation est choisi au centre de la barrière, c'est-à-dire à mi-longueur et à mi-largeur, le plus éloigné possible des conditions limites de la plaque. Ce point est le moins affecté par les conditions de blocage et est la meilleure estimation des contraintes réelles. Étant donné que la surface, le milieu et l'interface de la couche de céramique ne connaissent pas les mêmes historiques, les résultats seront présentés sur ces trois hauteurs significatives.

Il est présenté dans cette sous-section les variations temporelles des précontraintes, c'est-à-dire l'évolution des contraintes de l'étape de déposition jusqu'à la température de la pièce. Ces variations seront présentées pour les trois échantillons aux trois hauteurs. Il y a donc un total de 6 sous-sections comportant chacune 3 courbes.

La température de déposition mesurée sur le banc est de 450°C. Cette température est constante pour chaque modèle, c'est-à-dire pour les trois types d'échantillons. On fait donc calculer au modèle l'évolution des contraintes de 450°C à 20°C dans des conditions de convection naturelle sachant qu'à la température de déposition on a fixé les contraintes comme nulles. Évidemment la présence ou non d'une sous-couche d'accrochage ainsi que le type de céramique employé va fortement influencer l'état final de contrainte que doit supporter le dépôt de céramique et son interface avec le *bond coat*.

5.4.2 Profils thermiques du refroidissement transitoire

Le modèle élaboré nous permet de calculer les champs thermiques qui se développent dans les dépôts suite à l'extinction de la torche. Ce premier refroidissement est considéré comme le premier des cycles thermiques qu'aura à subir la barrière thermique. Les conditions du modèle permettant d'obtenir ces résultats sont exposées dans les sections précédentes, celle-ci se rapporte donc uniquement à la présentation des résultats, figure 5.25.

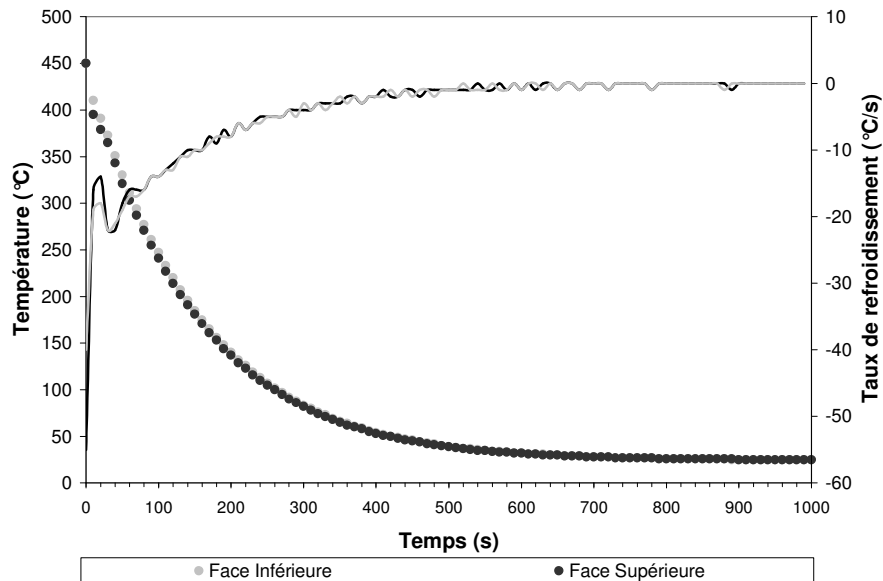


Figure 5.25 : Profils de température des faces supérieures et inférieures durant le refroidissement transitoire

Les valeurs de températures en fonction du temps sont tirées de points choisis au centre des faces supérieures et inférieures de l'échantillon, c'est-à-dire simultanément à mi-largeur et mi-longueur.

Sur ce graphique on remarque que la face inférieure, donc le substrat refroidit moins vite que la couche. Ceci pourrait être en conflit avec le fait que l'acier possède un coefficient de conductivité thermique plus élevé, associé à une capacité calorifique plus faible, que la céramique. L'explication réside dans le coefficient de convection naturelle qui s'applique sur la face supérieure de la plaque chaude qui est supérieur à celui qui s'applique sur la face inférieure.

Lorsque l'on porte attention aux valeurs du taux de refroidissement subi par les grandes faces externes de l'échantillon on remarque que le gradient thermique temporel le plus fort est logiquement localisé sur la face supérieure. On observe aussi que les valeurs de ce taux durant les premières 20 secondes du refroidissement, de $-55^{\circ}\text{C}\cdot\text{s}^{-1}$ à $-15^{\circ}\text{C}\cdot\text{s}^{-1}$, correspondent à celles d'un choc thermique de trempe. Il sera intéressant de vérifier sur les graphiques si ces conditions de refroidissement se traduisent dans les faits par un effort en tension dans la céramique.

Entre 20 et 40 secondes on remarque une deuxième variation des taux de refroidissement des faces. Cette variation montre l'uniformisation des températures dans la plaque comme on peut le vérifier sur les courbes de températures de chacune des faces qui tendent à partir de ce point à se superposer.

Au bout de 1000 secondes les taux de refroidissement de chaque face sont nuls et égaux entre eux, les températures correspondantes sont égales à l'ambiante et finalement on conclut que le gradient spatial de température est nul. La barrière est donc dans son état de précontrainte inhérent à sa méthode de fabrication. Cet état de précontrainte constituera le premier état de contrainte de la barrière au départ du cycle thermique.

5.4.3 Développement des précontraintes dans l'échantillon TBC d'YSZ

On présente d'abord les résultats du refroidissement postdéposition pour l'échantillon TBC d'YSZ, figures 5.26, 5.27 et 5.28.

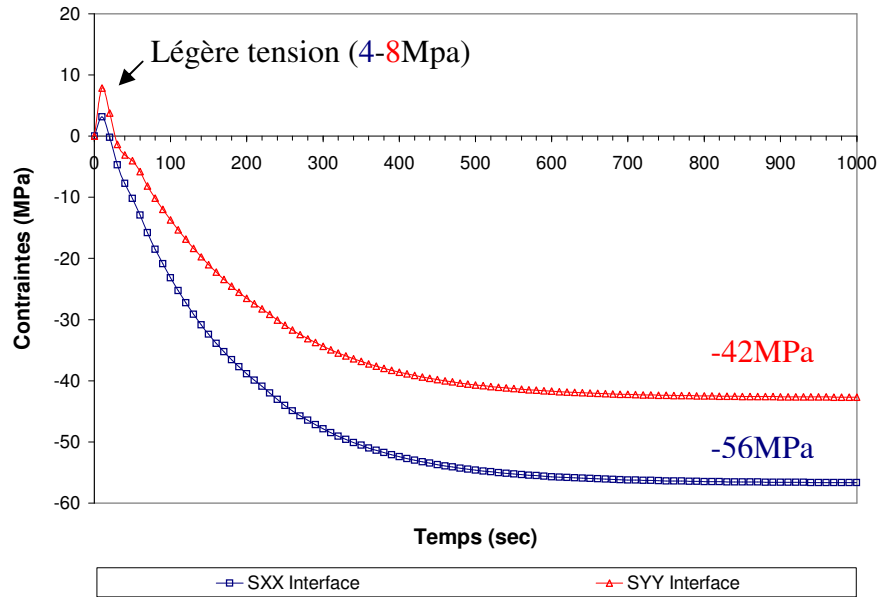


Figure 5.26 : Profils temporels des précontraintes à l'interface sous-couche / céramique.

D'une manière générale, les contraintes se mettent en place lentement tout au long des 1000 secondes que dure le refroidissement. Les profils de contrainte sont bien alignés sur les profils de températures. On remarque aussi la similitude des l'historiques des contraintes entre le milieu, figure 5.27, et la surface de la céramique, figure 5.28. Les valeurs des contraintes au terme du refroidissement sont les mêmes à 1Mpa près. L'interface subie une légère tension dans les premières secondes du refroidissement.

Au terme du refroidissement transitoire et aux trois niveaux de la couche de céramique, les valeurs de contraintes sont négatives, ce qui signifie que les efforts sont en compression. Au milieu et à la surface de la céramique on note une relative égalité des valeurs entre la contrainte normale sur l'axe U_x , notée SXX, et la contrainte normale sur U_y , notée SYX. Ces contraintes en compression sont rationnelles dans la mesure où, à 450°C les contraintes sont nulles, le substrat possède le plus fort coefficient de dilatation et va donc accuser un retrait plus fort que la céramique pour un changement de température équivalent au terme du refroidissement.

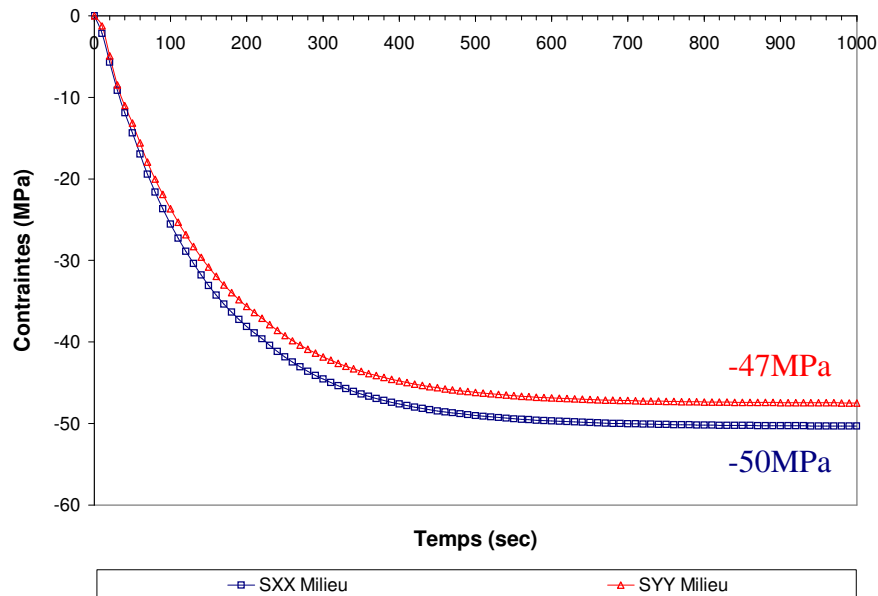


Figure 5.27 : Profils temporels des précontraintes au milieu de la couche de céramique.

Le fait le plus intéressant à relever sur la figure 5.26 est la présence d'efforts en tension sur U_x et U_y durant 20 secondes au début du refroidissement. Dans les premières secondes du refroidissement, il apparaît logique d'observer des contraintes en tension identiques à celles provoquées par un choc thermique à la baisse. La variation rapide du gradient thermique temporel visible sur le profil de température du refroidissement postdépôt confirme la cohérence de ces efforts en tension. Ils ne sont cependant, pas visibles au milieu et surtout à la surface. Le substrat se contracte plus fortement que la couche de céramique en raison d'un coefficient de dilatation plus élevé, le mouvement de contraction du métal ne peut donc être suivi par la céramique ce qui provoque dans un premier temps une tension au niveau de l'interface jusqu'à ce que le gradient interne de température s'estompe, comme on peut le voir en comparant les temps.

Il n'existe pas d'égalité exacte entre S_{XX} et S_{YY} au niveau de l'interface comme pour la partie supérieure. Les valeurs de contraintes, ici aussi en compression, varient de 30%, le maximum de -56 MPa étant atteint par la contrainte sur U_x , l'axe de la longueur des échantillons. Là aussi les résultats semblent cohérents dans le sens où, si les contraintes sont thermomécaniques pures (pas de gradient thermique temporel ni spatial à la fin du refroidissement), alors elles ne sont imputables qu'à l'ajustement des coefficients de dilatation de la structure qui est renforcée dans le

sens de la longueur mais pas dans le sens de la largeur. Ce renforcement uniaxial ajouté à la différence de longueur sur U_x et U_y des échantillons suffisent à expliquer une valeur des contraintes normales différentes sur les deux axes U_x et U_y .

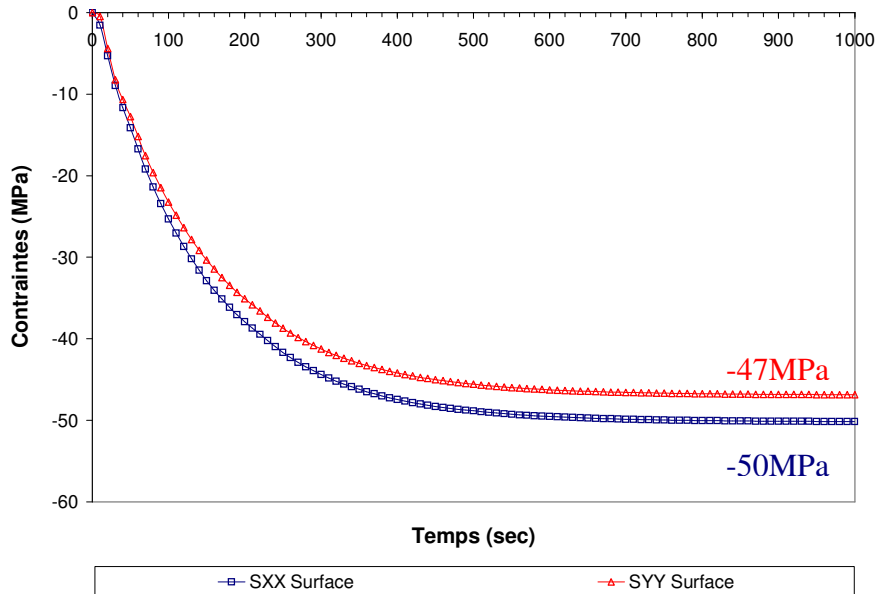


Figure 5.28 : Profils temporels des précontraintes à la surface de la couche de céramique.

La première conclusion générale que l'on tire est que l'interface et la partie supérieure de la barrière semblent donc constituer deux zones différentes avec des historiques en températures et en contraintes différents. Ce dernier point sera à vérifier pour chaque échantillon.

5.4.4 Champs de précontraintes dans l'échantillon TBC d'YSZ sur l'axe U_x

Les profils de précontraintes dans l'échantillon TBC d'YSZ sur l'axe U_x sont donc présentés par les figures 5.29, 5.30 et 5.31. Ils sont tirés des champs de contraintes calculés pris à la fin du refroidissement postdéposition lorsque qu'il n'existe plus de gradient de température ni au sein des échantillons ni entre les échantillons et l'air ambiant.

L'ordre de présentation des profils suivant l'axe U_x est le même qu'aux sous-sections précédentes, c'est-à-dire d'abord le point à l'interface, puis celui au milieu de la barrière et finalement le point à

la surface. En plus des contraintes normales déjà présentées, cette sous-section présente aussi les valeurs du cisaillement transverse que l'on notera SXZ.

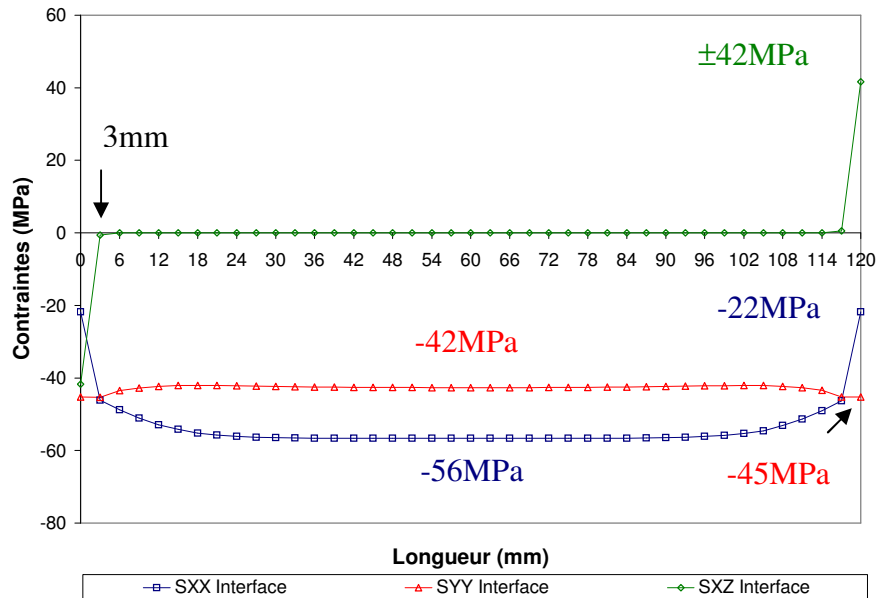


Figure 5.29 : Profils des précontraintes sur l'axe U_x dans l'échantillon TBC d'YSZ.

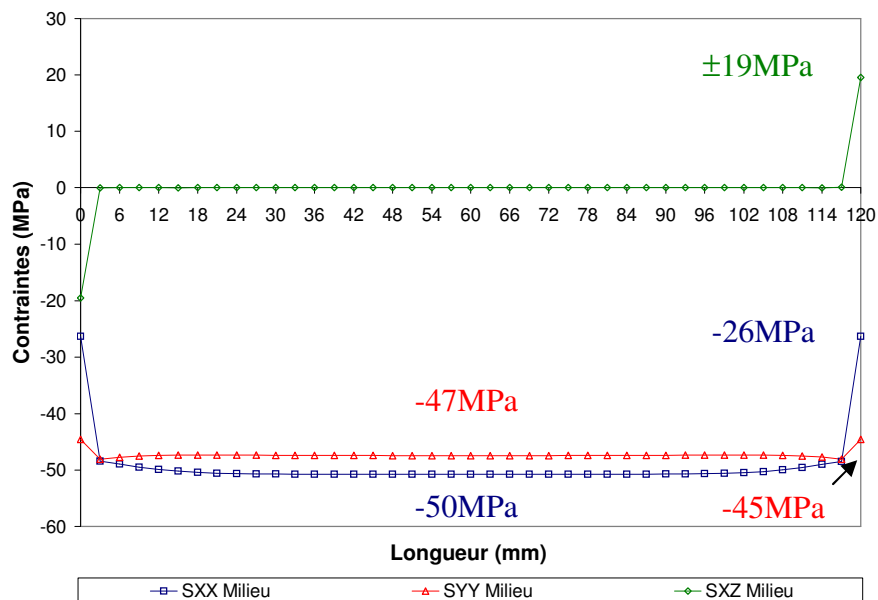


Figure 5.30 : Profils des précontraintes sur l'axe U_x dans l'échantillon TBC d'YSZ.

La première observation que l'on fait sur ces graphiques est la présence d'un effet de bord d'environ 3mm de long, soit un peu plus que deux mailles, ce qui représente, si l'on compte les deux bords, 5% de la longueur totale de dépôt. Dans chaque bord, les contraintes varient fortement avant d'atteindre le plateau situé entre ces deux zones.

i. A l'interface, le cisaillement transverse atteint la valeur absolue de 42MPa aux extrémités de l'échantillon pour revenir autour 50MPa dans la partie centrale de la barrière. Les contraintes normales elles suivent une logique inverse puisque les valeurs maximales sont atteintes dans la partie centrale du dépôt et non sur les bords. Elles sont bien évidemment égales à celles observées au terme du graphique de développement des contraintes en fonction du temps. Seule la contrainte normale sur U_y a un comportement quasi linéaire sur la totalité de la longueur, sa variation globale se situe autour de $\pm 7\%$ entre les bords et le centre. La contrainte normale sur U_x subie de fortes variations de l'ordre de $\pm 60\%$ entre les mêmes zones, la variation étant totalement concentrée dans les bords.

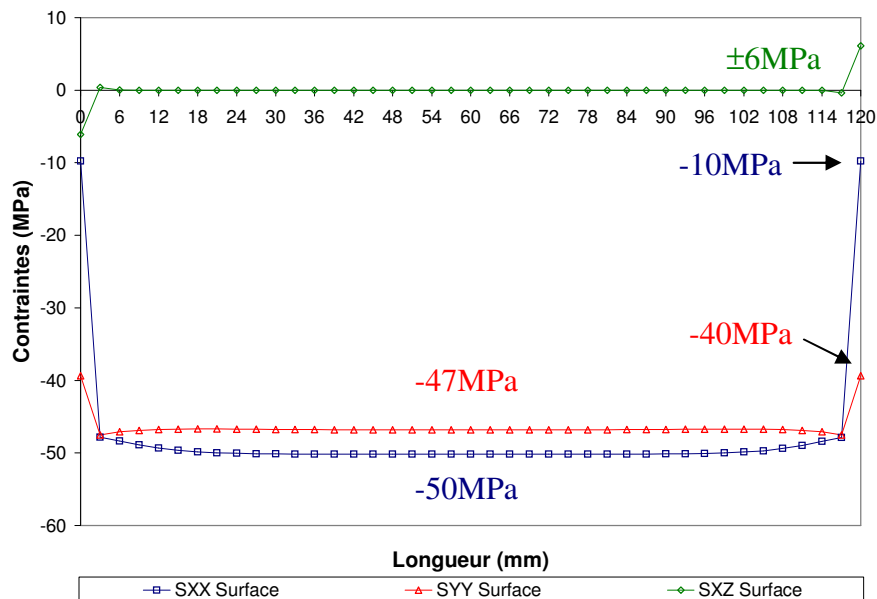


Figure 5.31 : Profils des précontraintes sur l'axe U_x dans l'échantillon TBC d'YSZ.

ii. Au milieu de la barrière, la plus grande variation est accomplie par le cisaillement transverse qui voit sa valeur divisée par deux par rapport à l'interface. Sur les bords les valeurs des contraintes normales se maintiennent quasiment identiques à celles rencontrées à l'interface. Le point notable ici est le rapprochement des valeurs des intensités des contraintes planes normales, c'est-à-dire entre S_{XX} et S_{YY} .

iii. Les contraintes les moins élevées observables sur ces trois graphiques sont situées à la surface et sur les bords. Au bord, le cisaillement transverse n'est plus qu'à 13% de sa valeur à l'interface, la contrainte normale sur U_x chute de 50% et seule la contrainte normale sur U_y se maintient à 90% de sa valeur à l'interface.

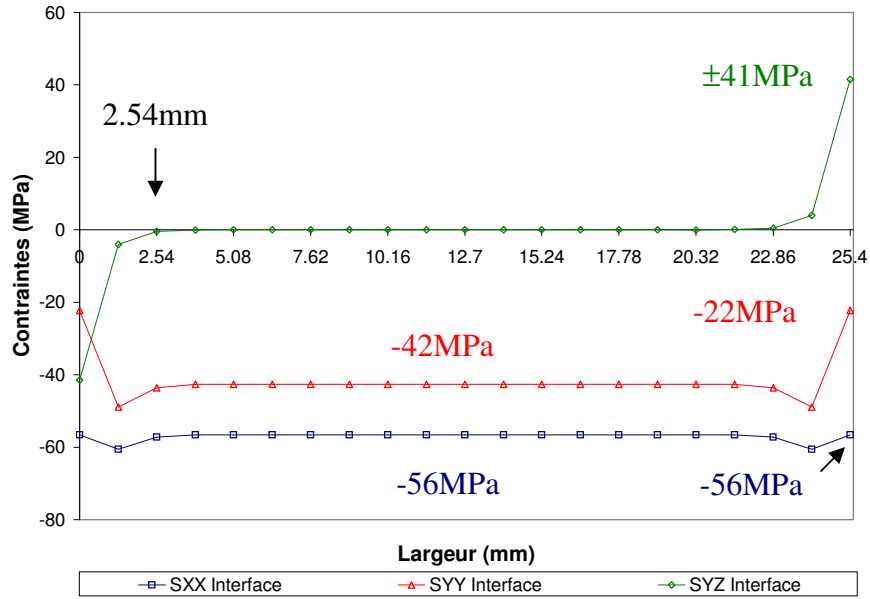
Au terme du refroidissement postdépôt, l'analyse des profils de contraintes le long de la longueur des échantillons permettent de tirer quelques conclusions préliminaires :

- le cisaillement transverse le plus fort est concentré sur les bords et à l'interface, le cisaillement transverse non nul le moins fort est concentré sur les bords et à la surface,
- la contrainte normale sur U_x voit ses valeurs les plus faibles dans les bords avec là aussi la valeur la plus forte à l'interface et la plus faible à la surface,
- la contrainte normale sur U_y montre un comportement plus stable sur toute la longueur de l'échantillon.

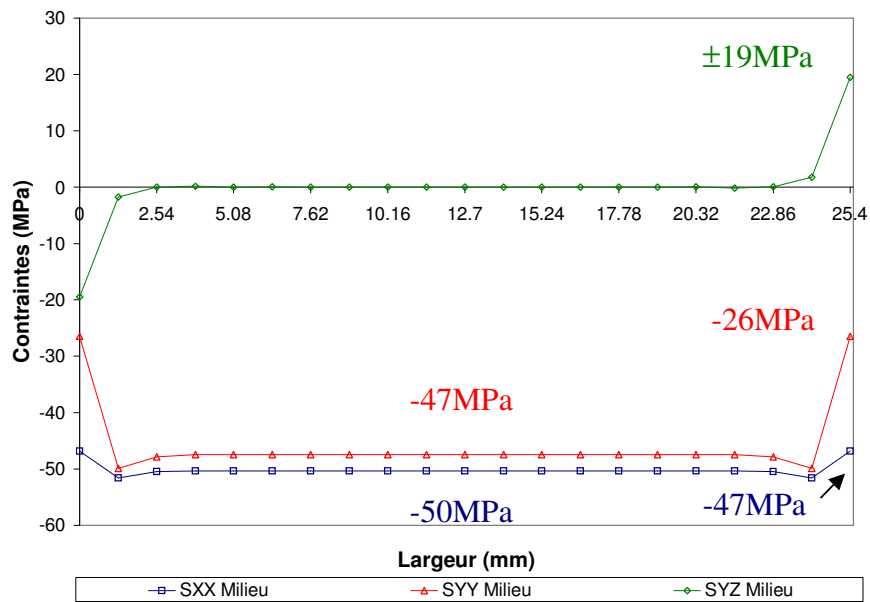
5.4.5 Champs de précontraintes dans l'échantillon TBC d'YSZ sur l'axe U_y

Les profils de précontraintes dans l'échantillon TBC d'YSZ sur l'axe U_y sont maintenant présentés sur les figures 5.32, 5.33 et 5.34. Ils sont aussi tirés des mêmes champs de contraintes qu'à la sous-section précédente.

L'axe U_y , dans le modèle représente l'axe de la largeur. La largeur de l'échantillon est de 1 pouce soit 25.4mm. Ceci pour expliquer que l'échelle de graduation sur les graphiques est en dixième de pouce soit 2.54mm dans le système international. Cette longueur de 2.54mm correspond à un peu moins de deux mailles du modèle.



Figures 5.32 : Profils des précontraintes sur l'axe U_y dans l'échantillon TBC d'YSZ



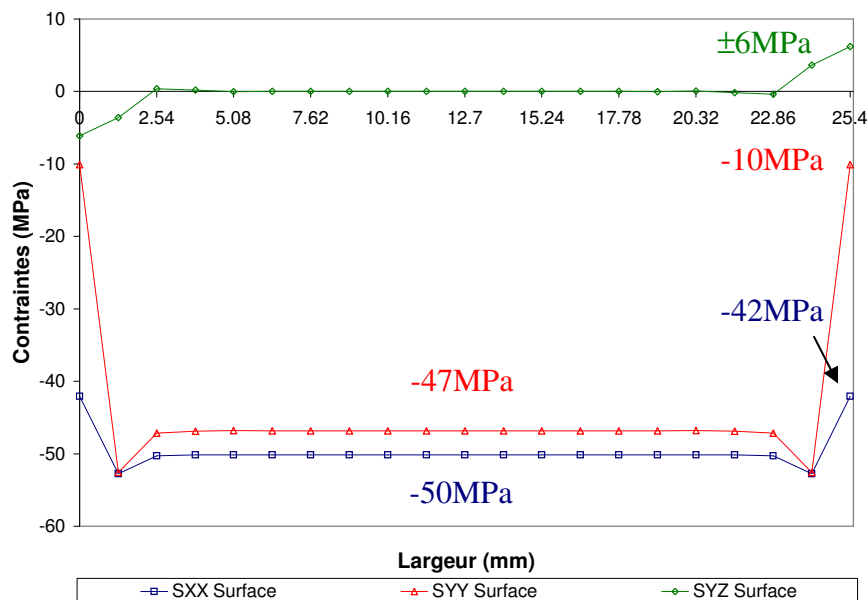
Figures 5.33 : Profils des précontraintes sur l'axe U_y dans l'échantillon TBC d'YSZ

Les bords couvrent ici 20% de la largeur totale du dépôt, ce qui représente une valeur 4 fois plus grande que dans le cas de la longueur. Cela implique que l'interface soit contrainte par le cisaillement transverse sur une surface relative plus grande que dans le sens de la longueur.

i. A l'interface dans la partie centrale on retrouve un plateau où les contraintes sont stables. Les valeurs portées sur le graphique correspondent bien à celles observées sur l'axe U_x . Si l'on compare les valeurs des contraintes sur les deux axes, c'est-à-dire les graphiques pour l'interface de la sous-section précédente et de la présente, on note une très forte similitudes.

ii. Au milieu on constate un comportement des contraintes similaire à celui observé précédemment dans le sens de la longueur, à savoir un rapprochement des valeurs des contraintes normales S_{XX} et S_{YY} dans la partie centrale du dépôt de céramique.

iii. A la surface, tout comme dans le cas du déplacement suivant l'axe de la longueur, les contraintes au bords sont les plus faibles que l'on puisse observer. On relève l'égalité des contraintes normales à la moitié de la longueur du bords, c'est-à-dire à 1.27mm du bord de l'échantillon.



Figures 5.34 : Profils des précontraintes sur l'axe U_y dans l'échantillon TBC d'YSZ

D'une manière générale l'observation des ces trois graphiques permet de tirer de nouvelles conclusions par rapport à la sous-section précédente et de confirmer les précédentes :

- les cisaillements transverses SXZ et SYZ sont fortement corrélés voir identiques,
- le cisaillement transverse le plus fort, SXZ ou SYZ, est toujours concentré sur les bords et à l'interface,
- les contraintes normales voient leurs valeurs les plus faibles dans les bords avec là aussi la valeur la plus forte à l'interface et la plus faible à la surface,
- la contrainte normale SYY sur l'axe Ux montre un comportement stable sur toute la longueur de l'échantillon tandis que la contrainte SXX sur l'axe Uy montre un comportement stable sur toute la largeur de l'échantillon.
- toutes les valeurs de contraintes, hormis SYY, baissent avec la hauteur dans la barrière, SYY baisse sur les bords mais monte au centre.
- les bords sont plus grands en valeur relative dans le sens de la largeur.

Dans le plan formé par les deux axes Ux et Uy on peut donc considérer la couche de céramique comme un double milieu ayant des historiques en contraintes différents.

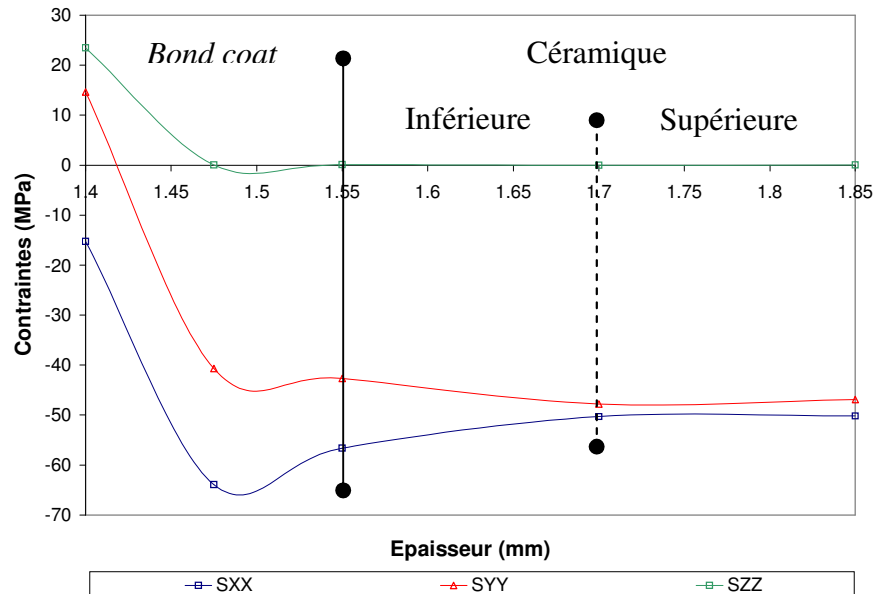
5.4.6 Champs de précontraintes dans l'échantillon TBC d'YSZ sur l'axe Uz

Les deux sous-sections précédentes sous-entendent que l'on peut considérer, dans le plan du dépôt, la barrière comme un double milieu. Lorsque l'on observe les valeurs des contraintes sur ces plans à différentes hauteurs on remarque l'existence d'une bivalente sur l'axe Uz, l'axe de l'épaisseur des échantillons.

Pour vérifier ce point il a été tracé les profils des contraintes normales sur les trois axes en fonction de l'épaisseur, figure 5.36, prisent au centre de l'échantillon, c'est-à-dire à mi-longueur et à mi-largeur des dépôts. Sur ce graphique ont été portées les valeurs des contraintes au travers de du *bond coat* et de la couche de céramique.

Sur cette figure, les zones correspondant à la sous-couche d'accrochage et à la céramique ont été annotées afin d'en faciliter la lecture. On peut se rappeler que la couche de *bond coat* mesure

0.15mm, la couche de céramique 0.3mm et qu'elles sont toutes les deux déposées sur un substrat de 1.4mm d'épaisseur, ceci pour expliquer le commencement de l'échelle des hauteurs à 1.4mm.



Figures 5.36 : Profils des précontraintes sur l'axe U_z dans l'échantillon TBC d'YSZ

Ce qui avait été pressenti auparavant, c'est-à-dire la bivalence de la couche de céramique en terme de comportement des contraintes sur l'axe de la hauteur se confirme. Il est nettement visible sur la graphique qu'à partir du milieu de la couche de céramique on observe en allant vers l'interface une divergence des valeurs entre les contraintes normales SXX et SYY. A l'inverse, en remontant vers la surface les valeurs déjà très proche au milieu le restent. On pourra donc considérer la couche de céramique comme un milieu doublement anisotrope pendant l'établissement des contraintes que l'on peut définir schématiquement comme suit :

- les bords qui peuvent représenter jusqu'à 20% de la céramique,
- le centre délimité par ces mêmes bords,
- la partie supérieure de la couche de céramique entre le milieu et la surface,
- la partie inférieure entre le milieu et l'interface.

5.4.7 Développement des précontraintes dans l'échantillon TBC d'alumine

On présente dans cette sous-section, figures 5.37, 5.38 et 5.39, les résultats du refroidissement postdépôt pour l'échantillon de TBC d'alumine duplex.

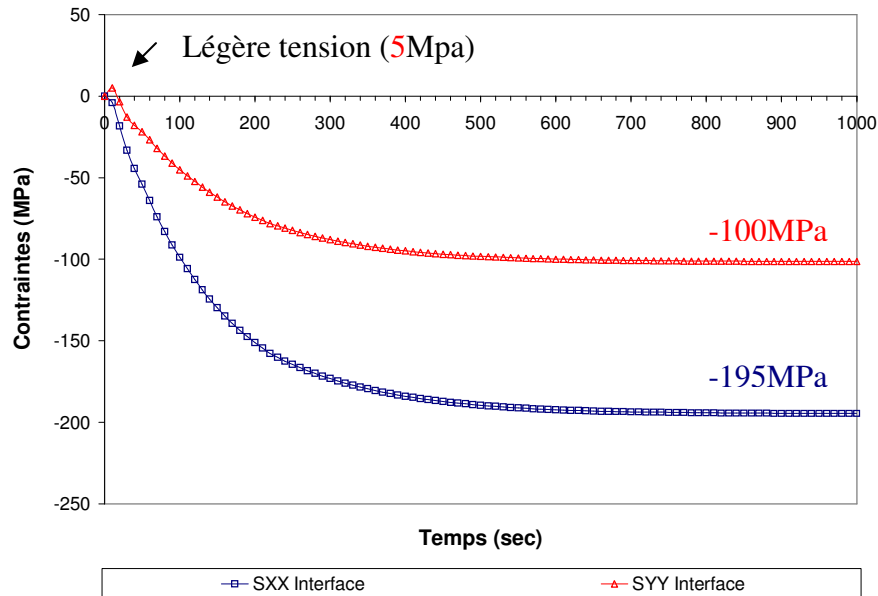


Figure 5.37 : Établissement des précontraintes à l'interface sous-couche / alumine lors du refroidissement postdépôt

L'alumine est une céramique possédant un module d'Young beaucoup plus élevé que celui de la zircone. Dans le modèle, après des recherches dans la littérature, il a été entré un module d'Young 10 fois plus élevé pour l'alumine que celui de la zircone. Il s'agit de module équivalent, c'est-à-dire un module unique pour la compression et la tension généralement mesuré par propagation d'onde, comme cela l'a déjà été mentionné.

Le premier commentaire que l'on peut faire de l'observation des trois courbes est la valeur très élevée des contraintes normales, de l'ordre de 2 à 8 fois celles de la barrière thermique en zircone. Il s'agit essentiellement de l'effet du module 10 fois plus élevé. Cet échantillon est aussi pourvu d'une sous-couche d'accrochage, ce qui explique que la différence de contrainte la plus faible entre les deux échantillons de barrière thermique duplex d'alumine et d'YSZ se trouve à l'interface.

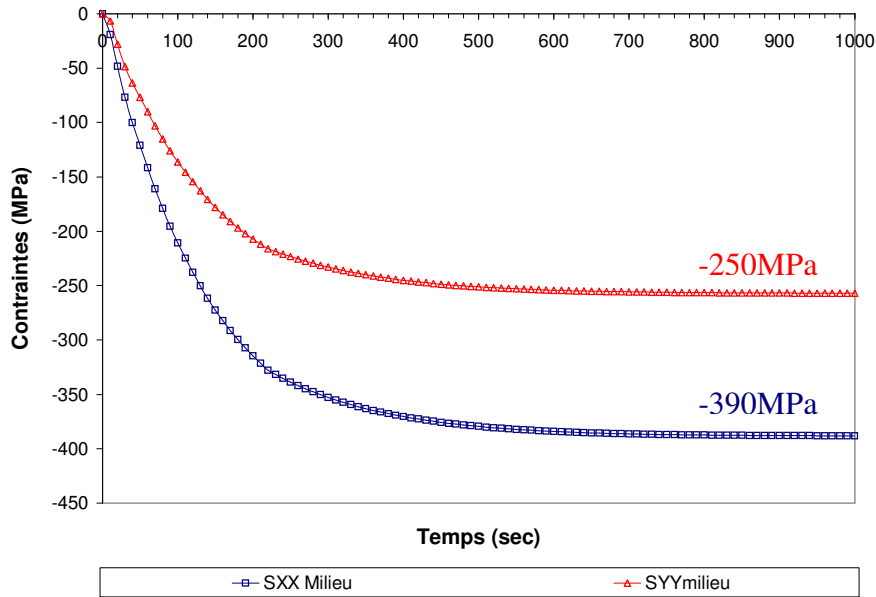


Figure 5.38 : Profils temporels des précontraintes au milieu de la couche d'alumine lors de l'étape du refroidissement postdéposition

Il est intéressant de noter qu'à l'image de l'échantillon précédent il y a une forte similitude entre les valeurs des contraintes au milieu et à la surface, ce qui confirme que l'on peut schématiquement diviser en deux parties, inférieure et supérieure, la couche de céramique. Cette séparation est appuyée dans le cas de l'alumine par le doublement des valeurs de contraintes entre l'interface et la surface.

A l'interface, on observe dans les premières 20 secondes du refroidissement postdéposition, un léger effort en tension de la couche de céramique. Les raisons de cet effort en tension sont identiques à celles explicitées à la sous-section précédente. Par contre, malgré une rigidité plus forte, la valeur de l'effort en tension est inférieure à celle de la zircone. Ce point ne peut être expliqué que par une conductivité plus forte de l'alumine qui permet de mieux accommoder le retrait rapide du substrat pendant les variations rapides du gradient temporel.

La rigidité de l'alumine provoque une forte augmentation des contraintes à l'interface comme on peut le constater sur la figure 5.37. Cet accroissement des valeurs est d'un rapport de 4 pour SXX

et d'un rapport de 5 pour SYY. Au terme du refroidissement postdéposition les contraintes atteignent respectivement les valeurs de 100MPa pour SYY et 195MPa pour SXX.

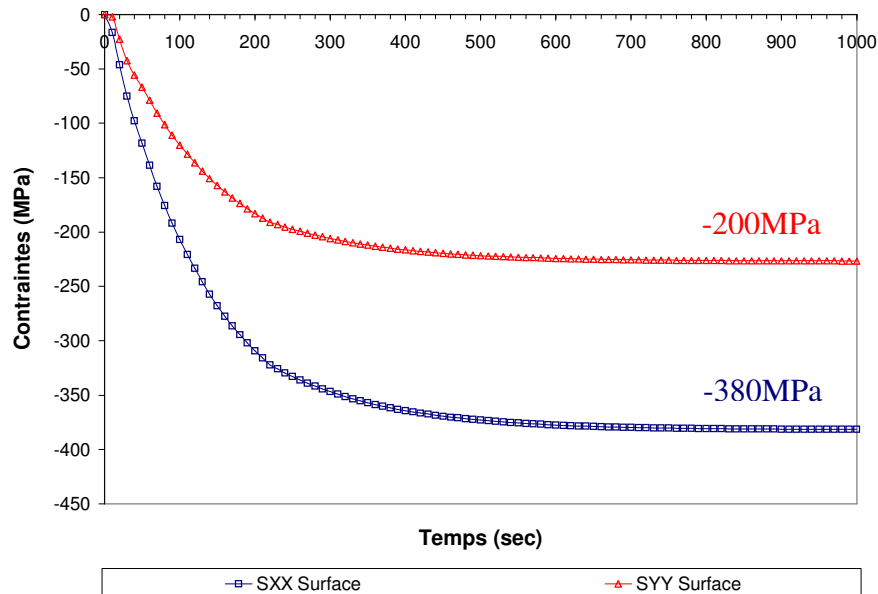


Figure 5.39 : Profils temporels des précontraintes à la surface de la couche d'alumine lors de l'étape du refroidissement postdéposition

D'une manière générale, il existe une très bonne adéquation, mis à part les valeurs absolues des contraintes, entre les profils des deux échantillons composés chacun d'une couche de céramique et d'une sous-couche d'accrochage pour les trois hauteurs, c'est-à-dire une légère tension à l'interface dans les premiers temps du refroidissement suivi d'une mise en compression graduelle de la couche de céramique.

Contrairement à la barrière de zircone il y n'y a pas équivalence entre les valeurs des contraintes planaires normales à aucune des hauteurs choisies pour l'étude. Au contraire il y a plutôt équivalence dans le rapport (x2 environ) qui les sépare. Seule la présence du renfort uniaxial peut expliquer cette "divergence" des valeurs des contraintes sachant que par hypothèse, le retrait est considéré comme isotrope sur les trois directions de l'espace, U_x , U_y et U_z .

5.4.8 Développement des précontraintes dans l'échantillon d'YSZ

On présente dans cette sous-section les résultats du refroidissement postdéposition pour l'échantillon ZrO_2 , c'est-à-dire la couche de zircone yttriée sans sous-couche d'accrochage, figures 5.40, 5.41 et 5.42.

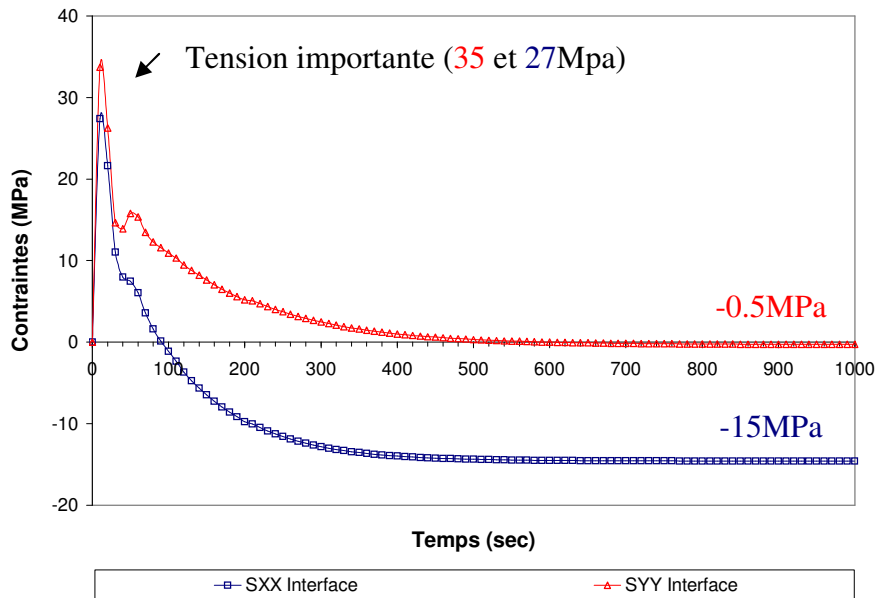


Figure 5.40 : Profils temporels des contraintes à l'interface sous-couche / YSZ lors de l'étape du refroidissement postdéposition

La couche de zircone yttrée a été déposée directement sur le substrat après le sablage de celui-ci dans les mêmes conditions que tous les autres échantillons. La céramique est donc ici la même que dans le cas de la barrière thermique duplex d'YSZ. Les propriétés caractéristiques des matériaux présents sont donc les mêmes entre les deux modèles.

On constate que les valeurs des contraintes de la partie supérieure sont égales à 2MPa près entre les deux échantillons. On peut donc encore considérer deux zones distinctes dans la couche de céramique puisque dans la moitié supérieure pour le même matériau mais avec et sans sous-couche d'accrochage on note les mêmes valeurs de contraintes.

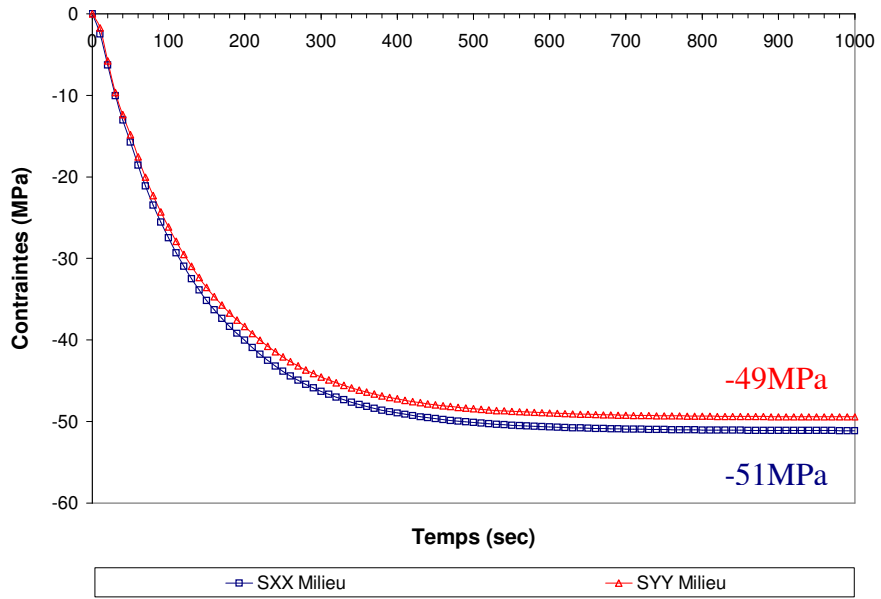


Figure 5.41 : Profils temporels des contraintes au milieu de la couche d'YSZ lors de l'étape du refroidissement postdéposition

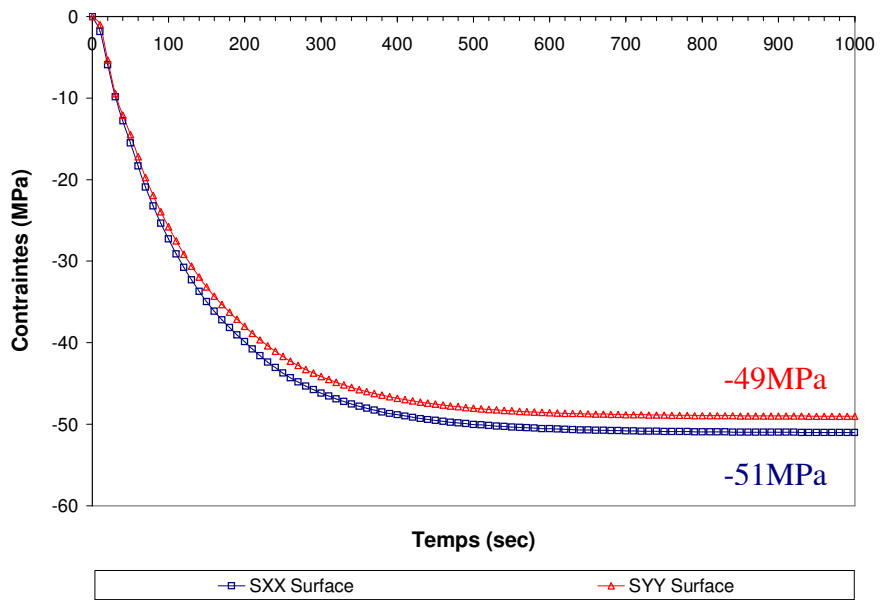


Figure 5.42 : Profils temporels des contraintes à la surface de la couche d'YSZ lors de l'étape du refroidissement postdéposition

La différence principale réside dans l'amplitude de l'effort en tension que subit l'interface. Les valeurs maximales calculées sont de respectivement 35MPa pour SYY et 27MPa pour SXX. Dans tous les cas de figure, on constate que le maximum en tension est obtenu sur l'axe Uy tandis que le maximum en compression est obtenu sur l'axe Ux. L'importance de cet effort confirme l'hypothèse avancée pour l'interprétation des efforts en tension dans la sous-section se rapportant au développement des précontraintes dans l'échantillon TBC d'YSZ. Il était avancé que l'existence de ces efforts en tension était dû au retrait plus important du substrat durant les variations rapides du gradient temporel dont les mouvements ne peuvent être suivis par la céramique. L'absence de *bond coat* accentue cet effet, l'accommodation des coefficients de dilatation n'est plus amorti par une couche tampon.

Au terme du refroidissement on constate que l'absence de *bond coat* engendre une contrainte en compression plus faible, voir presque nulle dans le cas de SYY. Si l'on considère l'adhésion du dépôt comme la résultante d'une énergie élastique que l'on pourrait imaginer localisée à l'interface, cette énergie dans les faits peut être interprétée comme une contrainte en compression qui maintient mécaniquement l'assemblage. Plus cette précontrainte sera proche de zéro par les valeurs négatives, c'est-à-dire une compression de moins en moins forte, plus finalement la marge de progression dans la zone négative des contraintes devient faible et donc la durée de vie hypothétiquement courte. Le fait de ne pas mettre de *bond coat* provoque donc une tension élevée à l'extinction de la torche, d'une part et, d'autre part conduit à un état de précontrainte en compression faible. D'une manière générale, une céramique monolithique montre une résistance à la rupture en compression dix fois plus élevée que celle en tension. Un état de précontrainte en tension n'est donc pas un risque majeur de bris pour la barrière.

5.5 Résultats du cyclage thermique des échantillons

5.5.1 Introduction

Le modèle permet de quantifier précisément l'état général de contrainte dans tout l'échantillon et à tout moment du cycle. On trouve ici les profils spatiaux et temporels des contraintes correspondant à ce maximum d'effort pour les 3 échantillons.

Afin de rester cohérent avec les résultats précédents, les contraintes seront tracées aux trois hauteurs précédemment citées, à savoir l'interface, le milieu et la surface de la couche de céramique. Ces contraintes seront tracées le long de l'axe des X, noté aussi U_x , le long de l'axe des Y, noté U_y . Au travers de l'épaisseur, axe noté U_z , on montrera l'évolution pour les trois types d'échantillons et non plus uniquement l'échantillon TBC d'YSZ.

Dans le plan défini par les deux axes concourants U_x et U_y , la répartition des contraintes est, aux valeurs près, la même dans les trois échantillons. En tout état de cause, le substrat et le choc thermique restent les mêmes.

L'évolution au travers de l'épaisseur de l'échantillon requiert tout de même une analyse de chaque échantillon séparément afin de bien cerner les différences.

Le long de l'axe U_x , la cote du point choisi est à un demi-pouce, soit la mi-largeur. Le long de l'axe U_y , la cote du point choisi est à la mi-longueur, soit 6 centimètres. Pour le déplacement au travers de l'épaisseur, c'est le même point que celui de la section précédente, c'est-à-dire à la mi-longueur et à la mi-largeur de la surface de la céramique, la cote sur variant de l'interface du *bond coat* jusqu'à la surface de la céramique.

5.5.2 Profils de températures au travers des dépôts, échantillon TBC d'YSZ

Cette présente sous-section est consacrée à la description des profils thermiques le long de l'axe U_z au travers des dépôts, donc l'axe de l'épaisseur, pris à 8 instants différents du cycle thermique : 10, 50, 100, 160, 165, 170, 175 et 200 secondes. Cette répartition des temps correspond à 4 profils pour la période de chauffage et 4 profils pour la période de refroidissement. Les résultats sont visibles aux figures 5.43 et 5.44.

Si l'on étudie les valeurs des températures prises à la surface de la céramique puis à l'interface *bond coat* céramique et enfin à l'interface *bond coat* métal pour l'indice $t=10$ sec sur la figure 5.40, alors on remarque que le gradient de température au tout début de la période de chauffage est essentiellement supporté par la barrière. En effet pour un gradient total de 285°C à travers les deux dépôts, 275°C sont supportés par la barrière.

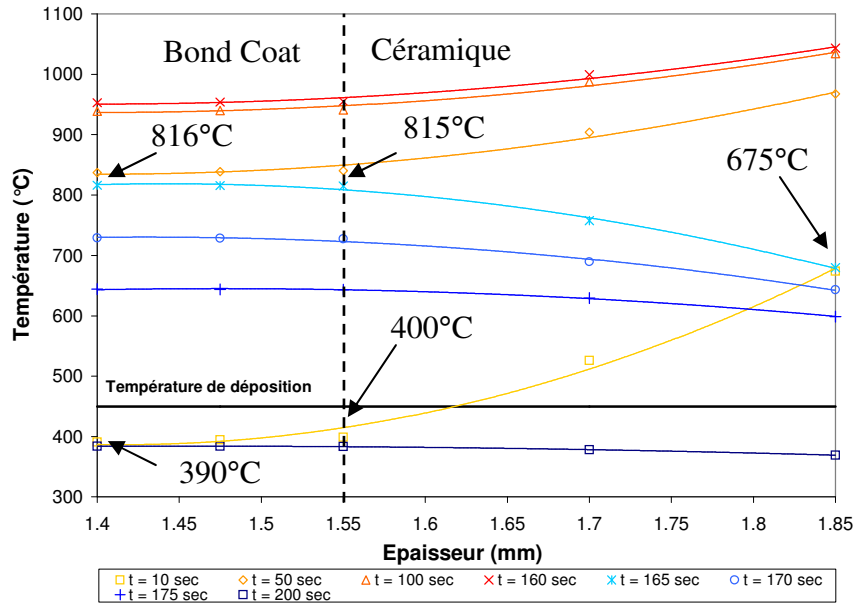


Figure 5.43 : Profils des températures sur l'axe U_z à différents instants du chauffage et du refroidissement durant le cycle thermique

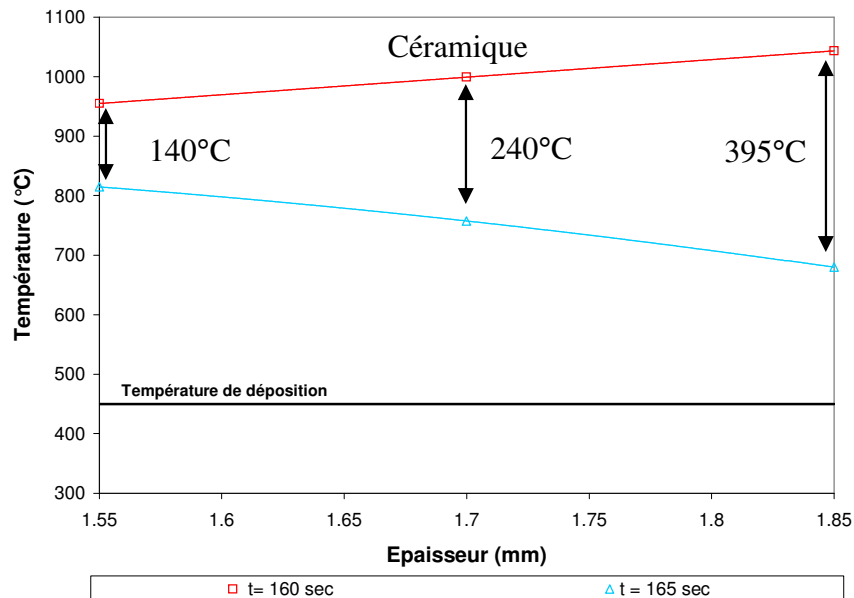


Figure 5.44 : Profils simplifiés des températures sur l'axe U_z à différents instants du chauffage et du refroidissement durant le cycle thermique

De même, si l'on examine les valeurs des températures au travers des dépôts 5 secondes après l'extinction des lampes, on s'aperçoit qu'une nouvelle fois la couche de céramique supporte seule le gradient de température causé par le choc. Sur un gradient total de 141°C , 140°C sont supportés par la céramique. La totalité de l'épaisseur de la couche de céramique et non pas simplement la surface supérieure est affectée par les chocs thermiques dues aux variations de gradient thermique temporel.

La figure 5.44 est une version simplifiée de la figure précédente. On peut y voir uniquement 2 index de temps permettant de bien cerner l'amplitude des variations de température entre le dernier pas de temps du calcul de la période de chauffage et le premier pas de temps de la période de refroidissement. Les profils au sein du *bond coat* ne sont plus présents.

Sur cette figure il est donc possible de visualiser concrètement l'amplitude du choc thermique à la baisse que doit subir le dépôt de céramique. Suite à la coupure des lampes, la face supérieure de la céramique voit sa température chuter de 395°C , le milieu de la couche de 240°C et enfin l'interface sous-couche d'accrochage céramique de 140°C , en 5 secondes. La différence de température d'environ 400°C à la surface de la céramique va sans aucun doute créer un effort en tension qui est une contrainte de choc pure qui se superpose à l'état initial de contraintes. Il est évident que le retrait consécutif à une perte de 400°C à la surface est nettement supérieur à celui engendré par une chute de 140°C à l'interface. Le retrait de la surface n'est pas accompagné par le retrait du reste de la couche, ce qui provoque une contrainte transitoire en tension.

5.5.3 Variations des contraintes au cours du cycle dans l'échantillon TBC d'YSZ

Il est intéressant maintenant d'analyser le développement des contraintes au cours du temps pendant le cycle, comme il l'a déjà été fait pour le refroidissement postdépôt. La présentation des résultats suit la même logique qu'aux sous-sections antérieures. Les variations des contraintes au cours du cycle en fonction du temps seront affichées respectivement pour l'interface, figure 5.45, ensuite pour le milieu, figure 5.46, et enfin pour la surface, figure 5.47. Le point de référence est toujours le centre de la barrière, à mi-longueur et à mi-largeur, le plus éloigné des bords. Le comportement aux bords est analysé à la prochaine sous-section. L'état de contrainte au temps 0 représente l'état de précontrainte calculé dans la première étape.

i. A l'interface, dans les premières 10 secondes du choc thermique à la hausse, on observe le développement d'un fort effort en compression de la contrainte normale sur U_x , SXX , de -56MPa jusqu'à -158MPa . Les échantillons sont chauffés par la face supérieure, c'est-à-dire la céramique. L'élévation de température concerne donc pendant le régime transitoire essentiellement la céramique, sa dilatation n'est pas suivie par le substrat protégé, ce qui provoque des contraintes en compression à l'interface. Il s'agit donc dans ce cas d'un problème d'accommodation des coefficients de dilatation. A l'inverse, la contrainte normale sur U_y , $SY Y$, ne subit pas de nouvel effort en compression mais remonte de -42MPa vers 0MPa . Il faut attendre d'analyser les résultats de la couche d'YSZ seule (sans *bond coat*) sur le substrat pour avancer une hypothèse quant à la responsabilité dans cet effet du *bond coat* ou de la présence du renfort dans l'axe U_x .

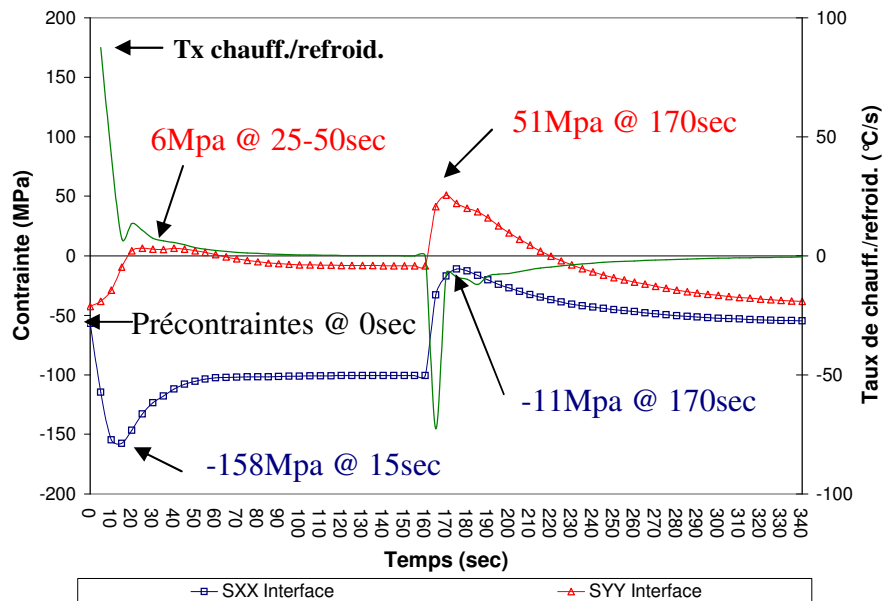


Figure 5.45 : Profils temporels des contraintes à l'interface sous-couche / céramique lors du premier cycle dans l'échantillon TBC d'YSZ

De 10 secondes à 60 secondes, le gradient thermique temporel est surtout caractérisé par une forte diminution de sa pente, les valeurs tendent plus lentement vers 0. Durant cette période, la contrainte SXX remonte de -158MPa vers -100MPa , cette dernière valeur est maintenue constante jusqu'à l'extinction des lampes 160 secondes après le début du cycle par le gradient thermique transversal. $SY Y$ passe dans les valeurs positives mais de faible intensité, 6MPa . Cette

incursion dans les valeurs positives correspond à l'apparition de la courte hausse du taux de chauffage visible entre 10 et 20 secondes. Cette faible tension ne peut être néfaste car durant le refroidissement l'interface a déjà connu un effort en tension de 8MPa. De 8MPa à 60 secondes, SYY revient à un effort en compression de faible intensité, -8MPa, jusqu'à l'extinction des lampes. La présence de cette deuxième hausse du taux de chauffage n'est pas confirmée par le cycle obtenu par mesure expérimentale. On peut donc considérer que les valeurs des contraintes à l'interface sont négatives sur toute la période de chauffage avec un plateau à -8MPa et que cette hausse du taux de chauffage est un artefact de calcul.

Les contraintes stationnaires lorsque le gradient thermique temporel est nul sont dues au gradient transversal entretenu par le léger flux d'air à l'arrière des échantillons. La dilatation du substrat et du bond coat, malgré des coefficients supérieurs ne compense pas le gradient thermique transversal et la céramique est maintenue en compression à l'interface.

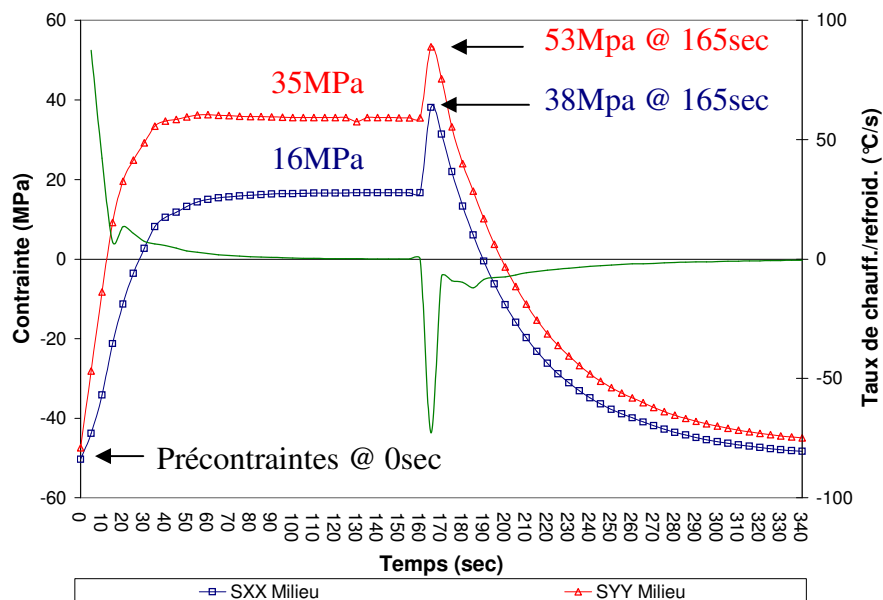


Figure 5.46 : Profils temporels des contraintes au milieu de la couche de céramique lors du premier cycle dans l'échantillon TBC d'YSZ

Durant les 10 premières secondes du refroidissement, c'est-à-dire de 160 secondes à 170 secondes, l'interface subit un effort en tension sur U_y et une détente de ceux en compression sur

Ux. On pourrait croire ce phénomène consécutif au choc thermique à la baisse occasionné par l'extinction des lampes. Cependant le substrat atteint une température moins élevée que la céramique durant la période de chauffage. Les échantillons sont refroidis par la face arrière. Le substrat se contracte donc plus vite que la céramique, l'interface doit donc accommoder cette différence de contraction et cela provoque un effort en tension. Cet effort est d'autant plus marqué sur la longueur des échantillons, c'est-à-dire sur l'axe Ux, que sur la largeur. Le fait que le phénomène prenne dix secondes pour son développement plaide en la faveur de l'ajustement des dilatations respectives en plus de la variation intense et rapide du gradient thermique temporel. Cet effort est maintenu durant tout le temps d'existence d'un gradient thermique temporel important sur la face avant. Par la suite, les contraintes normales diminuent lentement vers 0 pour retourner très proche de leurs valeurs initiales au temps $t=0$ avec un profil des contraintes en fonction du temps similaire au refroidissement postdépôt.

ii. Au milieu de la barrière, les contraintes de choc thermique à la baisse, donc d'un choc de trempe, sont bien visibles. Les maximums sont atteints au premier pas de temps après l'extinction des lampes à la différence de l'interface. Les profils ne permettent pas d'observer l'existence d'une contrainte de choc thermique à la hausse dans les premières secondes du cycle. Le développement des contraintes au milieu de la barrière semble fortement influencé par la variation très intense et rapide du gradient thermique et dans une moindre mesure par les phénomènes d'ajustement des coefficients de dilatation, à la différence de l'interface. Il faut maintenant vérifier si ce choc est aussi visible sur la surface.

iii. Dans les toutes premières secondes du cycle, le relâchement des contraintes en compression est moins important à la surface, ceci est bien visible sur SXX. Il s'agit certainement de l'effet du choc thermique dû à l'allumage des lampes, le pas de temps choisi devrait être diminué pour tenter de faire apparaître ce choc à la hausse. En tout état de cause ce n'est pas celui qui nous intéresse. Le plateau stationnaire qui correspond finalement à l'établissement d'un gradient thermique transversal stable et par la même un gradient thermique temporel nul, baisse légèrement d'intensité par rapport au milieu de la barrière. Ce comportement est cohérent dans la mesure où à la surface les effets d'ajustement des dilatations à l'interface sont moins sensibles, la céramique est donc plus libre de dilater normalement qu'au milieu de la couche et donc la tension

résultante de la compression de l'interface est plus faible. Les efforts en tension dus au choc de trempe sont plus intenses à la surface.

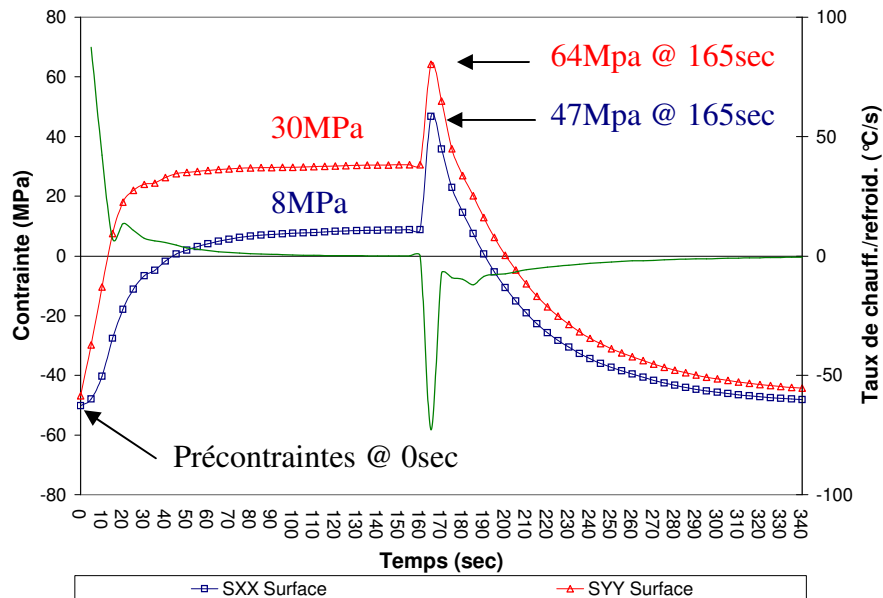


Figure 5.47 : Profils temporels des contraintes à la surface de la couche de céramique lors du premier cycle dans l'échantillon TBC d'YSZ

L'analyse des profils de contraintes en fonction du temps, apporte plusieurs choses :

- les contraintes de choc thermique à la hausse ne sont pas apparentes au milieu et à la surface,
- l'existence d'un choc thermique de trempe à l'air est vérifiée,
- l'interface est fortement influencée par l'ajustement des coefficients de dilatation, la contrainte maximum est à 170 secondes.
- le milieu et l'interface sont fortement influencés par les conditions de chocs, la contrainte maximum est atteinte à 165 secondes.

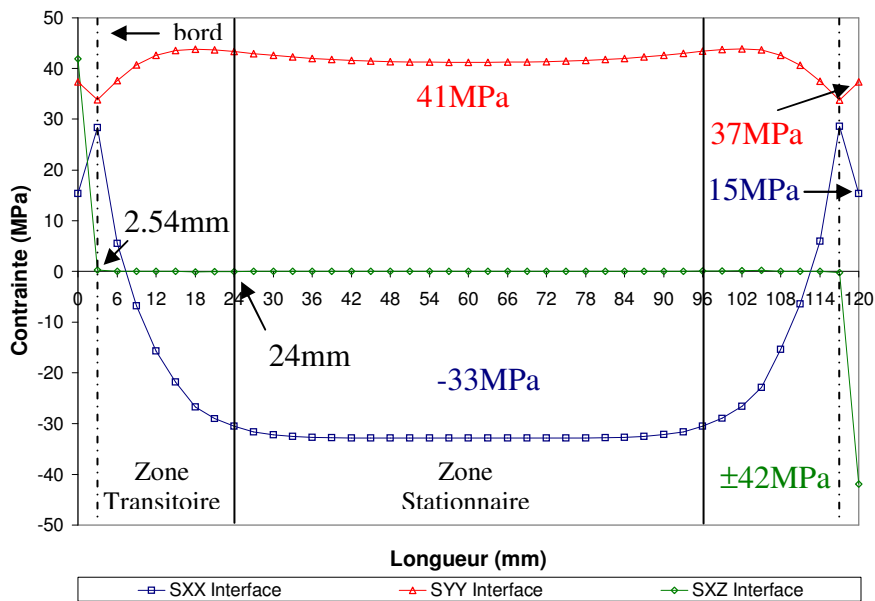
L'existence d'un choc thermique global de trempe est appuyé par la présence aux trois niveaux, d'un effort en tension qui est la caractéristique générale d'un choc thermique à la baisse comme cela l'a déjà été expliqué au chapitre 4. Cet effort global de la barrière en tension est lié à deux

facteurs couplés, le choc de trempe pour la partie supérieure de la céramique et l'ajustement des coefficients de dilatation dans la partie inférieure.

Le modèle numérique permet aussi d'expliciter les champs de contraintes stationnaires à chaud, ce qu'une analyse simple non numérique ne permet pas. Cela représentait d'ailleurs la principale inconnue de l'analyse des résultats expérimentaux.

5.5.4 Variations spatiales des contraintes, échantillon TBC d'YSZ, axe U_x

Dans cette sous-section on s'attachera à détailler les champs de contraintes présents dans la barrière de céramique aux trois niveaux attitrés, l'interface, le milieu et la surface, vus précédemment, les résultats sont présentés par les figures 5.48, 5.49 et 5.50.



5.48 : Profils des contraintes sur l'axe U_x dans l'échantillon TBC d'YSZ

Étant donné que l'état de contrainte initial est constitué de l'état de précontrainte détaillé auparavant, ce sont les contraintes maximums après l'extinction des lampes, c'est-à-dire le maximum d'effort en tension pour les deux derniers niveaux et 5 secondes avant pour l'interface, qui sont examinées ici. A l'interface le décalage temporel du maximum de contraintes est de 5 secondes. Ce retard est expliqué par le temps de diffusion de la température au travers des dépôts

et du substrat. Néanmoins, afin de pouvoir comparer les résultats sur l'épaisseur, tous les profils présentés sont tirés de l'indice $t = 165\text{sec}$. D'une manière générale sur l'axe U_x , on relève que S_{XX} augmente dans la zone transitoire puis diminue dans les bords tandis que S_{YY} diminue dans la zone transitoire pour augmenter sur les bords. La zone transitoire est le lieu où les contraintes normales montrent une variation plus intense dans la couche de céramique, tandis que les bords sont la localisation du maximum de cisaillement transverse et par extension des contraintes normales d'arrachement S_{ZZ} .

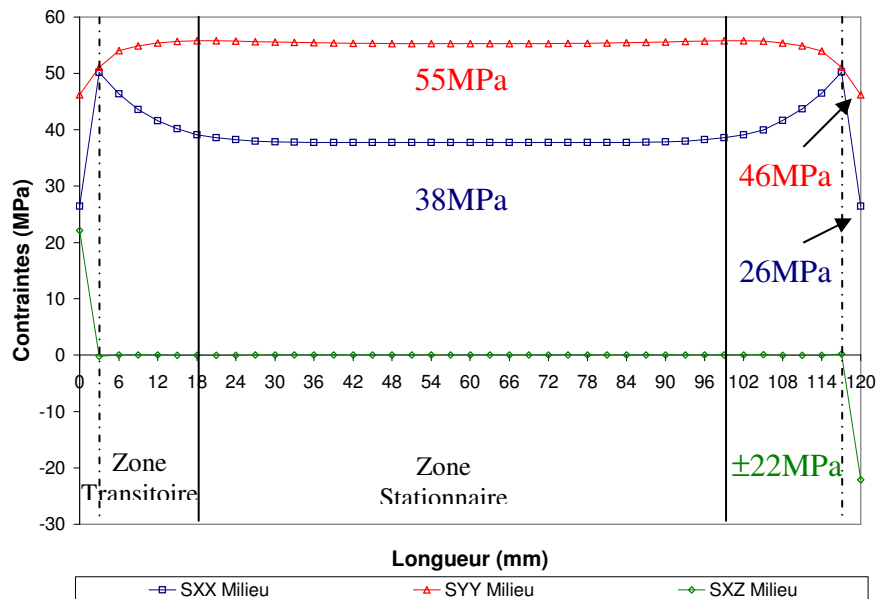


Figure 5.49 : Profils des contraintes sur l'axe U_x dans l'échantillon TBC d'YSZ

i. A l'interface, on retrouve la divergence de comportement vu lors du développement des efforts. La contrainte S_{XX} est négative, donc en compression, tandis que la contrainte S_{YY} est en tension. L'effet de bord déjà remarqué lors de l'analyse des précontraintes est toujours présent et il reste cantonné entre l'extrémité de la plaque et 2.54mm, lorsque le cisaillement transverse s'annule, en partant de sa valeur maximum de $\pm 42\text{MPa}$. On note que les effets de bords sont considérés comme le lieu d'application du cisaillement transverse. On prendra alors en compte une zone transitoire située entre les bords et la zone stationnaire centrale, voir figure 5.47. Cette zone transitoire est donc le lieu de variations des contraintes entre leurs valeurs au début des bords et leurs valeurs dans la zone centrale.

La présence des valeurs élevées de cisaillement transverse suppose obligatoirement l'existence d'une contrainte d'arrachement normale SZZ. Elle n'est pas portée ici, cela surcharge le graphique, son profil est très proche de celui du cisaillement transverse mais l'intensité est moindre. L'existence et l'importance des valeurs des contraintes sur l'axe Uz confirme le bien fondé du choix d'éléments volumiques pour le maillage. La zone stationnaire des contraintes s'étend du bord jusqu'à 24mm de chaque cotés de l'échantillon, ce qui représente 40% de la longueur totale.

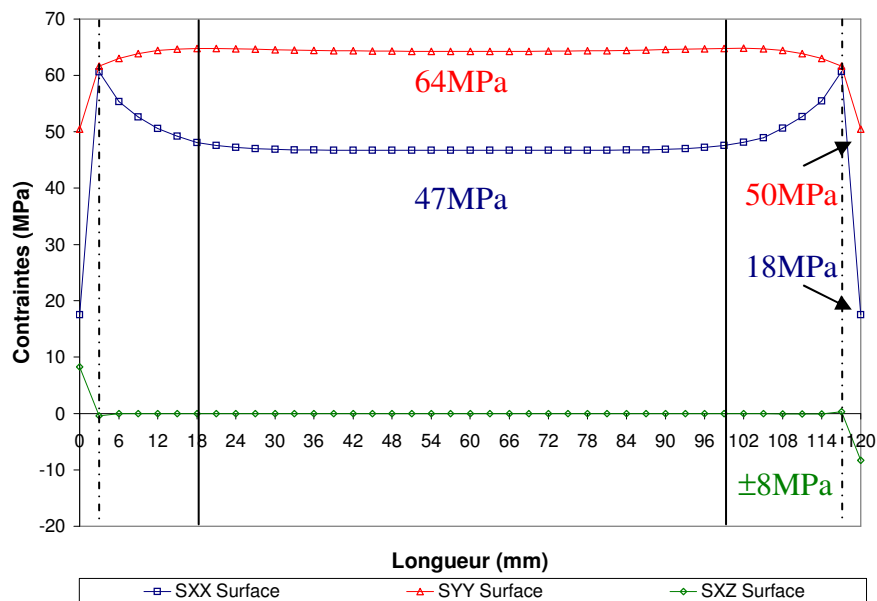


Figure 5.50 : Profils des contraintes sur l'axe U_x dans l'échantillon TBC d'YSZ

ii. Au milieu de l'interface on remarque que la zone stationnaire s'agrandie, parallèlement la zone transitoire diminue à 18mm de chaque coté tandis que les bords sont identiques. La plus grande variation est accomplie par le cisaillement transverse qui voit sa valeur divisée par deux entre l'interface et le milieu. Les comportements dans les zones transitoires sont divergents entre SXX et SYY, alors que SXX s'intensifie de 25%, SYY diminue de 10%. Cette zone est tout de même le lieu du maximum de contraintes normales conjuguées. Aux bords on assiste aux mêmes phénomènes, à savoir la baisse des contraintes normales et la hausse des contraintes en cisaillement.

iii. Les contraintes normales maximales sont atteintes à la surface, c'est elle qui subit le plus le choc thermique. Les zones transitoires et les bords montrent les mêmes manifestations dans le comportement des contraintes.

5.5.5 Variations spatiales des contraintes, échantillon TBC d'YSZ, axe Uy

Les profils de précontraintes dans l'échantillon TBC d'YSZ sur l'axe Uy sont maintenant présentés sur les figures 5.51, 5.52 et 5.53. Ils sont tirés des mêmes champs de contraintes qu'à la sous-section précédente, c'est-à-dire à l'indice de temps $t=165$ secondes.

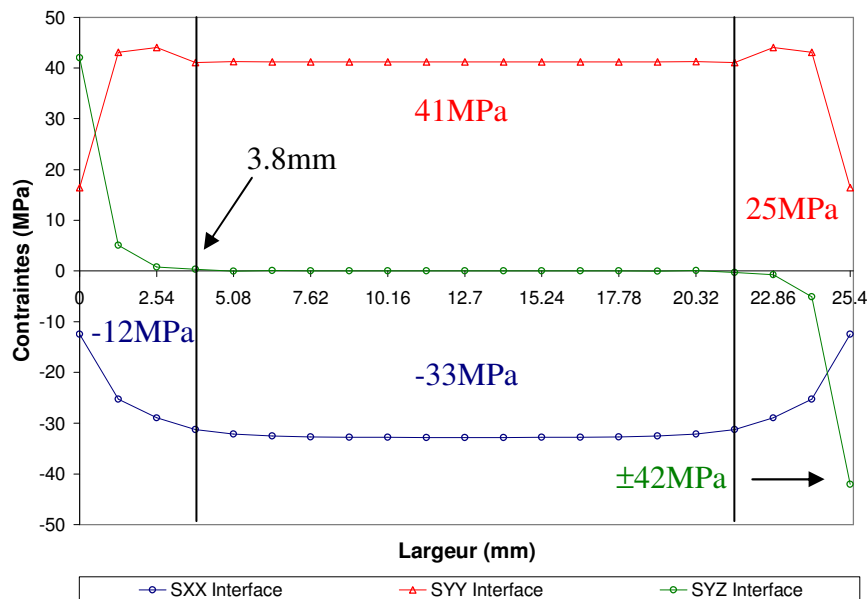


Figure 5.51 : Profils des contraintes sur l'axe Uy dans l'échantillon TBC d'YSZ

Les zones transitoires sont confondues avec les bords que l'on avait défini comme le lieu de l'application du cisaillement transverse. Ici on montre les résultats pour le cisaillement transverse SYZ puisque l'on est sur l'axe Uy. Il n'y a donc que les bords et la zone stationnaire comme c'était le cas lors des précontraintes.

Les bords montrent, d'une manière générale, une augmentation des contraintes normales SXX et SYY ensemble correspondant à l'élévation du cisaillement transverse, suivi d'une diminution simultanée de ces mêmes contraintes. Sur l'axe Uy, les phénomènes de bord et de la zone transitoire, définie sur l'axe Ux, se déroulent de concert. La taille des bords est plus importante

sur l'axe U_y puisqu'ils représentent 30% de la largeur totale. Ils concentrent pour le milieu et la surface les maxima et minima des contraintes normales.

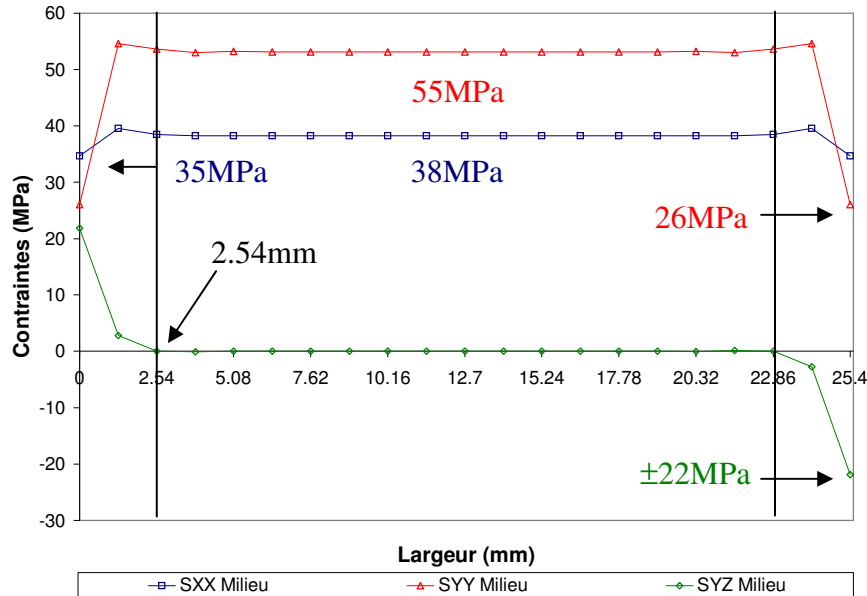


Figure 5.52 : Profils des contraintes sur l'axe U_y dans l'échantillon TBC d'YSZ

i. A l'interface, les bords sont le lieu du maximum de cisaillement transverse sur la largeur à tous les niveaux. La contrainte S_{YY} est en tension tandis que S_{XX} est maintenu en compression malgré une forte détente de la compression dans cette même zone. La partie stationnaire centrale où les contraintes normales sont constantes et le cisaillement nul, est la moins large des trois niveaux d'analyse.

ii. Au milieu de la barrière la contrainte S_{XX} est devenue positive, les efforts sont en tension. La zone des bords a diminué de taille, elle est passée à 2.54mm. Dans cette zone les contraintes normales connaissent à la fois leur maxima et minima comme c'est le cas sur l'axe U_x . La valeur du cisaillement est divisée par deux.

iii. A la surface, le cisaillement transverse est le plus faible. Les contraintes normales S_{XX} et S_{YY} sont au maximum d'intensité même si la différence avec le milieu n'est pas très prononcée,

environ 15% de majoration. Les plus basses valeurs des contraintes normales sont observables aux extrémités de la plaque, à la fin de la partie que l'on a nommée zone des bords.

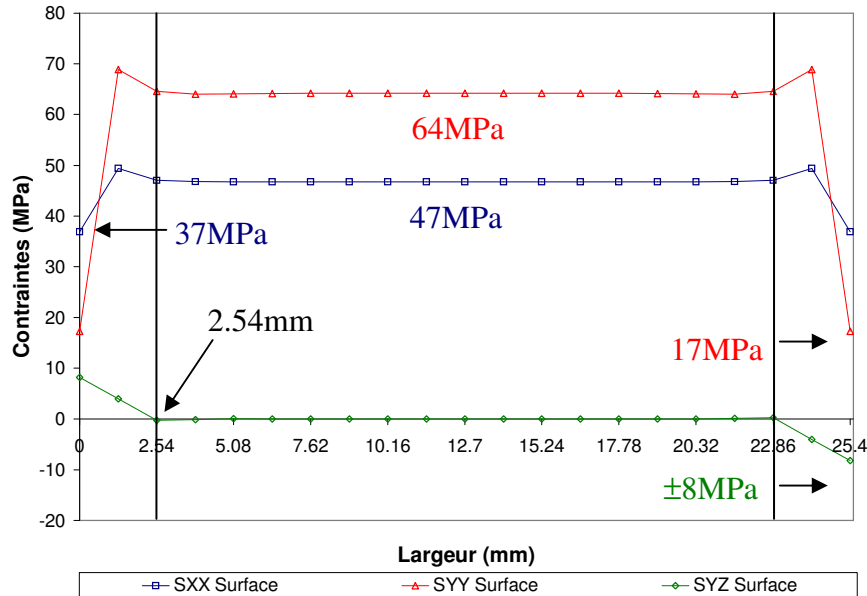


Figure 5.53 : Profils des contraintes sur l'axe Uy dans l'échantillon TBC d'YSZ

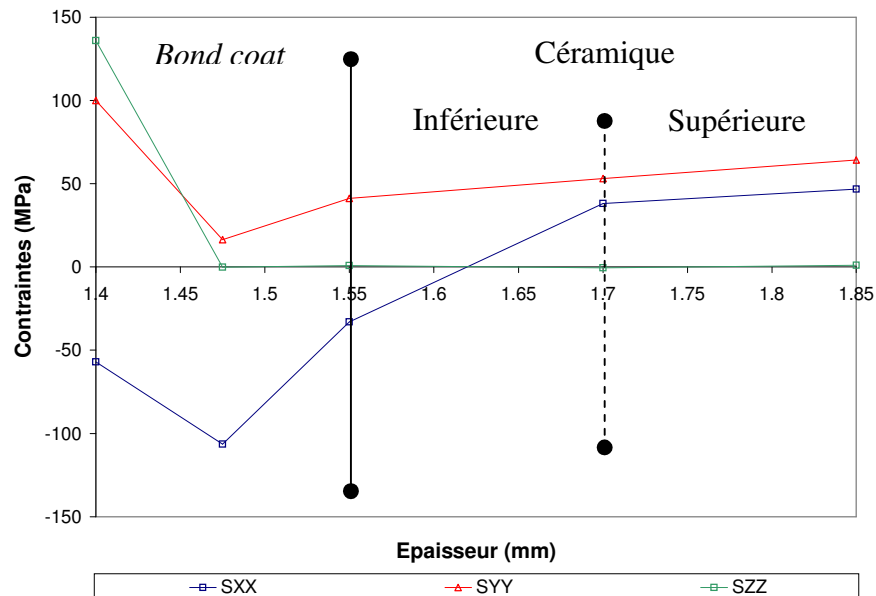
Dans le cas des profils de contraintes sur Uy, la zone des bords est plus large, l'application du cisaillement transverse plus progressive et plus longue en termes de millimètre que dans le cas des profils de contraintes sur l'axe Ux. C'est aussi le cas lors du refroidissement postdépôt.

Les profils de contraintes sur les axes Ux et Uy qui ont été présentés sont la carte de distribution des efforts pour l'échantillon TBC d'YSZ. Il serait trop long de se livrer à la description aussi complète pour les trois échantillons. Les développements des contraintes dans le temps pour les deux autres types d'échantillons sont présentés plus en avant dans le texte. Ils permettront ainsi d'appréhender la distribution des contraintes dans ces échantillons, les profils sont similaires, seule l'échelle des valeurs de contraintes sont différentes.

5.5.6 Variations spatiales des contraintes, échantillon TBC d'YSZ, axe Uz

Il a été remarqué lors de l'analyse des profils des contraintes normales sur l'axe Uz que la barrière pouvait être séparée en deux parties, ce qui explique la division des profils sur trois niveaux. Les courbes des contraintes normales sur l'axe Uz sont proposées par la figure 5.54. Ce profil est

aussi tirés des champs de contraintes de l'indice de temps $t=165$ secondes, c'est-à-dire le premier pas de temps après l'extinction des lampes. Le point dont sont tirées les valeurs est situé à mi-largeur et à mi-longueur comme il a toujours été le cas.



Figures 5.54 : Profils des précontraintes sur l'axe U_z à $t=165$ sec. dans l'échantillon TBC d'YSZ

Le graphique est annoté afin de bien discerner le *bond coat* de la couche de céramique. La couche de céramique est elle même divisée en deux suivant le comportement des contraintes normales.

On remarque premièrement que la contrainte normale d'arrachement SZZ importante dans le *bond coat* s'annule dès que l'on entre dans la céramique. Cela explique pourquoi le cisaillement transverse, qui n'est que le projeté de la résultante sur les plans (xOz) et (yOz), est toujours nul hors des bords de l'échantillon, lorsqu'il y a un *bond coat*.

La zone inférieure est toujours fortement influencée par les efforts liés à l'accommodation des coefficients de dilatation. Le travail du *bond coat* est par ailleurs nettement visible sur ce graphique. Les contraintes normales sur U_x et U_y divergent. SXX devient négative à 60 microns de l'interface, ce que l'on pourrait estimer à une quinzaine de *splats* d'épaisseur, peut-être une

passé de torche. S_{YY} baisse avec une pente quasi linéaire depuis la surface et reste en tension au moment du choc.

La partie supérieure est plus homogène que la partie inférieure, les contraintes normales sur U_x et U_y ont des valeurs relativement proches. On retrouve donc le même type de séparation rencontrée lors de l'analyse des profils des précontraintes.

5.5.7 Variations des contraintes dans l'échantillon TBC d'alumine

Puisque les trois types d'échantillons ont subi les tests cycliques tout comme le refroidissement postdépôt, cette sous-section se rapporte aux variations des contraintes au court du temps dans l'échantillon de barrière thermique en alumine. Les profils sont affichés aux figure 5.55, 5.56 et 5.57.

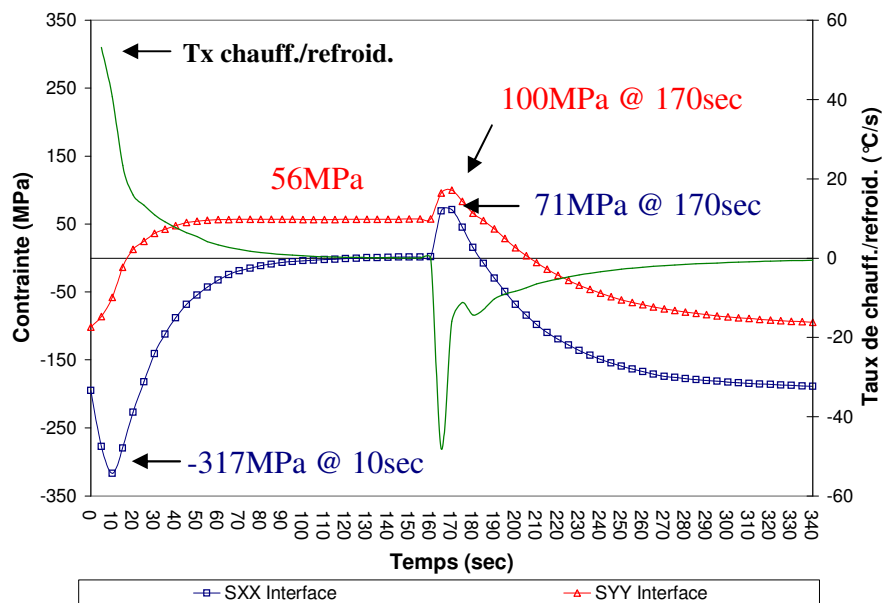


Figure 5.55 : Profils temporels des contraintes à l'interface sous-couche / céramique lors du premier cycle dans l'échantillon TBC d'alumine

L'état de précontrainte de la barrière était déjà caractérisé par une forte compression. La barrière d'alumine est elle aussi munie d'une sous-couche d'accrochage. L'analyse des causes des contraintes au cours du cycle thermique ont déjà été détaillées dans les sous-sections précédentes.

On se contentera donc ici essentiellement de la description simple des valeurs et des différences s'il y a lieu avec l'échantillon de TBC d'YSZ.

i. A l'interface, durant les dix premières secondes du cycle, on assiste aux mêmes phénomènes qu'avec la TBC d'YSZ, à savoir une compression normale sur l'axe U_x et un relâchement des précontraintes normales en compression sur U_y . Globalement, les profils, hormis les valeurs des efforts, montrent un aspect similaire pour les deux barrières duplex d'alumine et d'YSZ. L'alumine montre un plateau stationnaire à 56MPa pour S_{YY} et à 0MPa environ pour S_{XX} contre respectivement -100 MPa et -8 MPa pour l'YSZ avec *bond coat*.

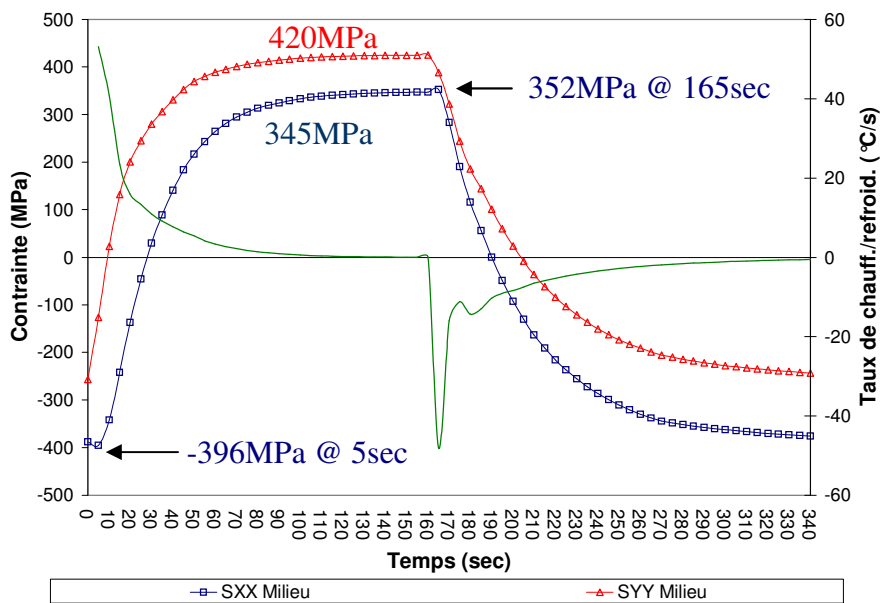


Figure 5.56 : Profils temporels des contraintes à l'interface sous-couche / céramique lors du premier cycle dans l'échantillon TBC d'alumine

Cet écart est lié à la différence d'un ordre entre les modules d'Young des deux céramiques et aux différences des coefficients de dilatation et de conductivité thermique entre les deux matériaux. Les coefficients sont différents en intensité d'une part et d'autre part ils montrent des variations en fonction de la température différentes, voir les annexes concernant les propriétés des matériaux. Ces différences entre les deux types de céramique induisent des températures d'interfaces et des

dilatations différentes d'un cas à l'autre, qui conduisent à une augmentation des efforts à chaud dans le cas de l'alumine.

A l'image de la barrière d'YSZ, le maximum d'effort est obtenu à 170 secondes, soit 10 secondes après l'extinction des lampes. On assiste à une augmentation de la valeur des efforts en tension à l'interface dus au refroidissement du substrat. Le profil des contraintes à l'interface est très similaire à celui de la TBC d'YSZ. Il est intéressant de noter que ces deux échantillons sont munis d'une sous-couche d'accrochage.

ii. Au milieu de la barrière les différences de grandeur dans les propriétés thermomécaniques se font nettement sentir. Autant à l'interface les valeurs de contraintes étaient encore assez proches de celle obtenues avec la couche d'YSZ, autant ici les valeurs ne sont plus comparables.

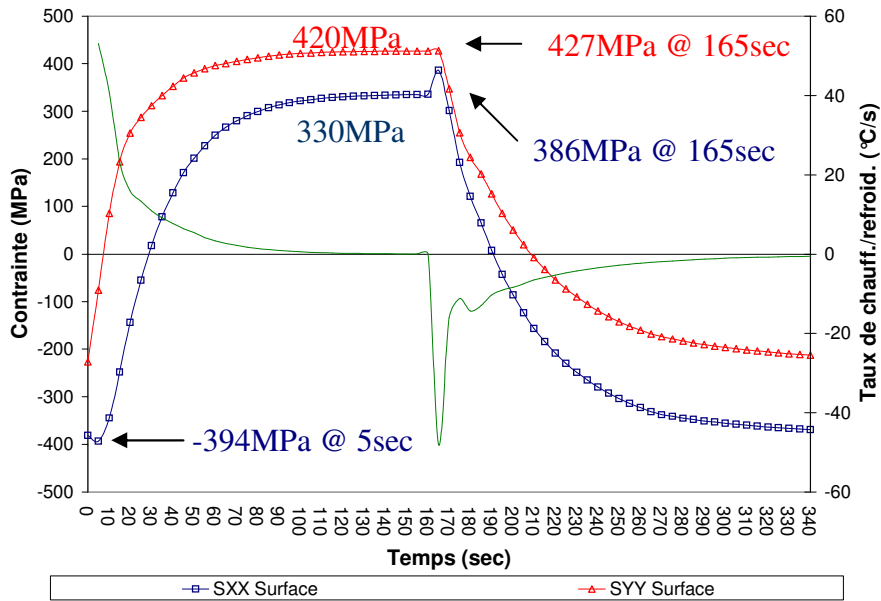


Figure 5.57 : Profils temporels des contraintes à l'interface sous-couche / céramique lors du premier cycle dans l'échantillon TBC d'alumine

Le plateau stationnaire est situé à 420MPa pour SYY et 350MPa pour SXX, pour respectivement 35 et 16MPa auparavant. Le choc de trempe n'est pas visible, la valeur de 350MPa pour SXX se maintient pendant 5 secondes après l'extinction de lampes alors que SYY baisse immédiatement.

Le choc thermique à la hausse est maintenant visible. Ceci doit être mis sur le compte de la conductivité thermique de l'alumine, de 5 à 20 fois supérieure à celle de la zircone yttrée. Le maximum est atteint au premier pas de temps ce qui confirme la responsabilité du choc thermique à la hausse.

iii. A la surface de l'alumine, sur le plateau stationnaire on observe une équivalence des contraintes S_{YY} à 420MPa et une légère baisse de S_{XX} . Au choc de trempe, S_{YY} se maintient et S_{XX} montre un effort en tension dans le premier pas de temps du calcul, le choc étant forcément plus intense à la surface, ceci est cohérent. La faible intensité des efforts en tension du choc par rapport aux échantillon munis d'une couche d'YSZ a deux explications :

- la conductivité thermique très supérieure de l'alumine qui diminue l'intensité du choc,
- l'intensité de l'état de contrainte dû au gradient thermique transversal à la chauffe plus important que l'effort de choc seul.

On retient de l'analyse des développements des contraintes normales dans l'alumine :

- l'écart d'intensité entre les contraintes à l'interface et les contraintes au milieu et à la surface
- le fait que toute la barrière est en tension à partir de 100 secondes,
- l'intensité des contraintes dans la partie supérieure de la barrière lors de la période de chauffage très supérieure à la contrainte de choc.

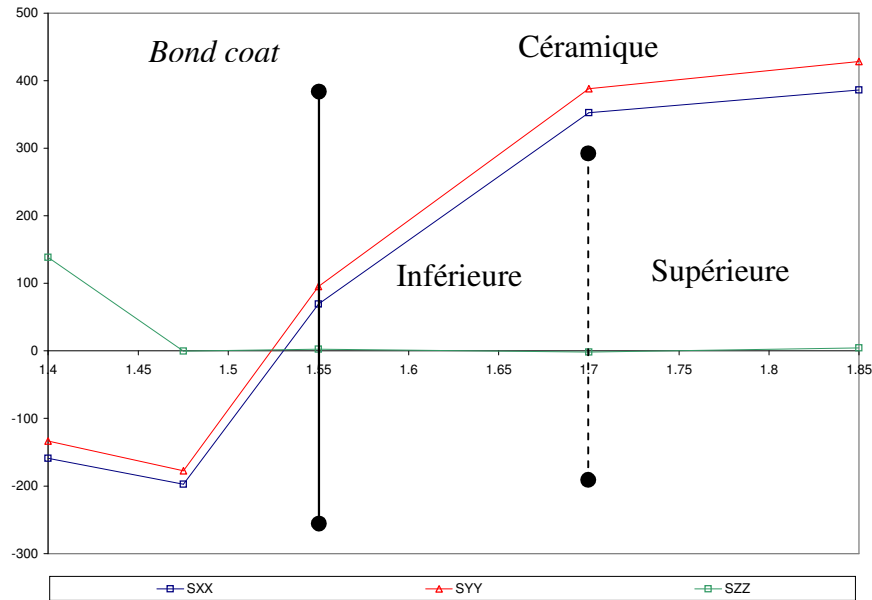
On peut conclure suite à l'analyse du développement des contraintes dans l'échantillon TBC d'alumine qu'une température de 1100°C est une température de fonctionnement trop élevée, spécialement dans le cadre d'une utilisation qui requiert des arrêts fréquents.

5.5.8 Variations spatiales des contraintes, échantillon TBC d'alumine, axe U_z

Les profils de contraintes sur l'axe U_z à l'indice de temps $t=165$ secondes sont proposés dans la figure 5.58. Ces valeurs sont prises au même point que précédemment, c'est-à-dire à mi-longueur

et à mi-largeur du dépôt puis à travers. Ce graphique est annoté de la même manière qu'auparavant.

De la sous-section précédente on retient le très fort niveau de contraintes dans la partie supérieure de la couche de céramique de la surface jusqu'au milieu de la couche de céramique.



Figures 5.58 : Profils des précontraintes sur l'axe U_z à $t=165$ sec. dans l'échantillon TBC d'alumine

Dans la partie inférieure on retrouve des valeurs positives des contraintes, comme on l'a constaté lors de l'analyse du développement des efforts au cours du cycle. Dans le cas de l'YSZ déposé sur le *bond coat* on a observé seulement comme contrainte positive SYY. L'interface dans le cas de l'alumine travaille donc de façon plus intense et plus nocive puisque les contraintes normales, hormis la contrainte normale d'arrachement SZZ, sont toutes en tension. On remarque d'ailleurs que le *bond coat* ne peut à lui seul accommoder les différences de coefficient de dilatation. L'interface est en tension ce qui signifie que le substrat se contracte plus vite que la céramique.

On observe toujours la séparation de la barrière en deux parties. La partie inférieure où les contraintes varient fortement pour rejoindre les valeurs au milieu et la partie supérieure beaucoup plus homogène en terme d'intensité de contrainte.

Enfin, l'état de contrainte en tension même à chaud de la barrière porte à penser que l'alumine a un coefficient de dilatation trop élevé pour le gradient thermique transversal total (face supérieure – face inférieure) envisagé.

5.5.9 Variations des contraintes au cours du cycle dans l'échantillon ZrO_2

Il reste un dernier échantillon à décrire, la couche d'YSZ sans *bond coat*. Les profils sont présentés par les figures 5.59, 5.60 et 5.61. L'ordre de présentation des résultats est le même que celui suivi jusqu'ici.

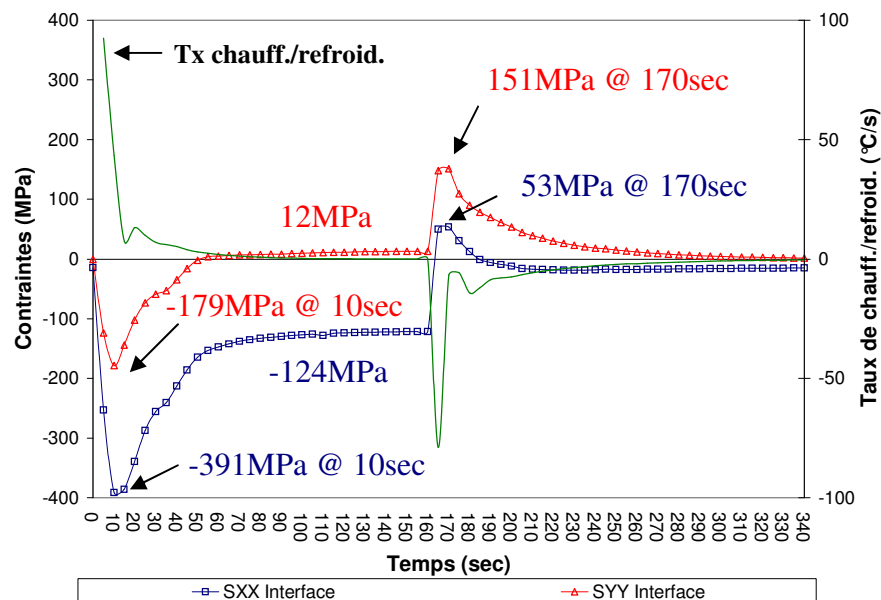


Figure 5.59 : Profils temporels des contraintes à l'interface sous-couche / céramique lors du premier cycle dans l'échantillon d'YSZ

Les propriétés de la couche de céramique sont ici les mêmes que celles de la sous-section se rapportant à la barrière duplex d'YSZ. On va donc estimer l'influence du *bond coat* sur le développement des champs de contrainte dans la céramique.

i. A l'interface SXX et SYY subissent une mise en compression dans les premières secondes du cycle. Dans les échantillons munis d'un *bond coat* seule SXX subissait cet effort et de façon beaucoup moins intense. On peut donc apprécier dans ce cas, le rôle du *bond coat* dans les phénomènes d'accommodation des coefficients de dilatation. Sur le plateau stationnaire, l'état de contrainte dû au gradient thermique transversal montre peu de différence d'intensité avec la barrière duplex en comparaison de celles obtenues avec la sous-couche. Il est question de -100MPa et -8MPa respectivement pour SXX et SYY pour l'échantillon TBC d'YSZ contre -124MPa et 11MPa ici. Dans les premières secondes du refroidissement, on assiste à une forte augmentation des valeurs de contrainte, on passe de +12MPa à +151MPa sur SYY et de -124MPa à 53MPa sur SXX. Le *bond coat* joue donc un rôle prépondérant lors des variations rapides des gradients thermiques temporels, son rôle tend à s'amoinrir lors des étapes stationnaires, lorsque le gradient thermique temporel est nul.

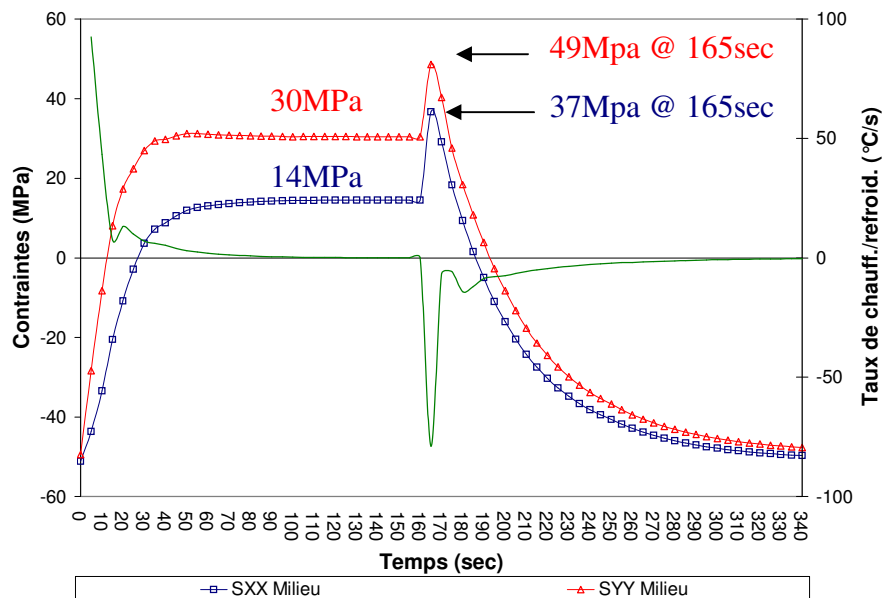


Figure 5.60 : Profils temporels des contraintes au milieu de la céramique lors du premier cycle dans l'échantillon d'YSZ

ii. L'analyse des résultats au milieu de la barrière est importante. On remarque une légère baisse des valeurs du plateau stationnaire ce qui au premier abord semble étrange. Si l'on considère que l'état de compression de l'interface est plus faible lors de la période stationnaire dans ce cas-ci que dans celui de la barrière duplex de zircone yttrée, il apparaît alors naturel d'avoir une tension résultante moins grande au milieu puisque les efforts pour contrer les différences de dilatation dus au gradient transversal sont moindres. De plus, le substrat est plus chaud, donc plus dilaté, la céramique qui elle subit le même flux entrant conserve une dilatation similaire, la contrainte d'accommodation baisse.

iii. A la surface le phénomène énoncé au paragraphe précédent s'accroît, la différence de valeur à la baisse est plus importante entre l'échantillon TBC d'YSZ et la couche d'YSZ seule. De respectivement 30 et 8MPa pour SYY et SXX, on passe ici à 25 et 6MPa. Ces baisses ne sont pas véritablement significatives car elles se situent toutes autour de -10% mais traduisent un gradient thermique transversal plus faible que dans la TBC d'YSZ. Ceci explique aussi la tension normale qui règne à l'interface.

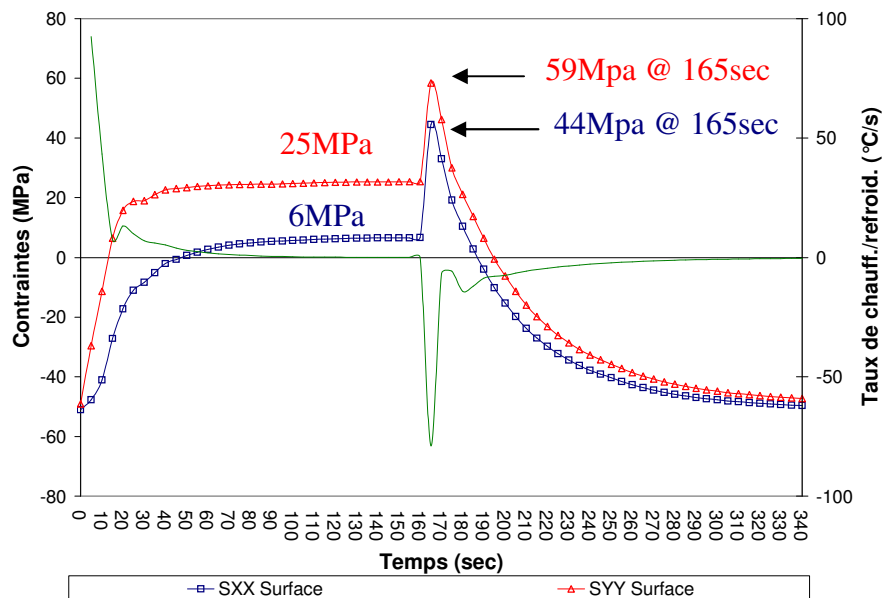
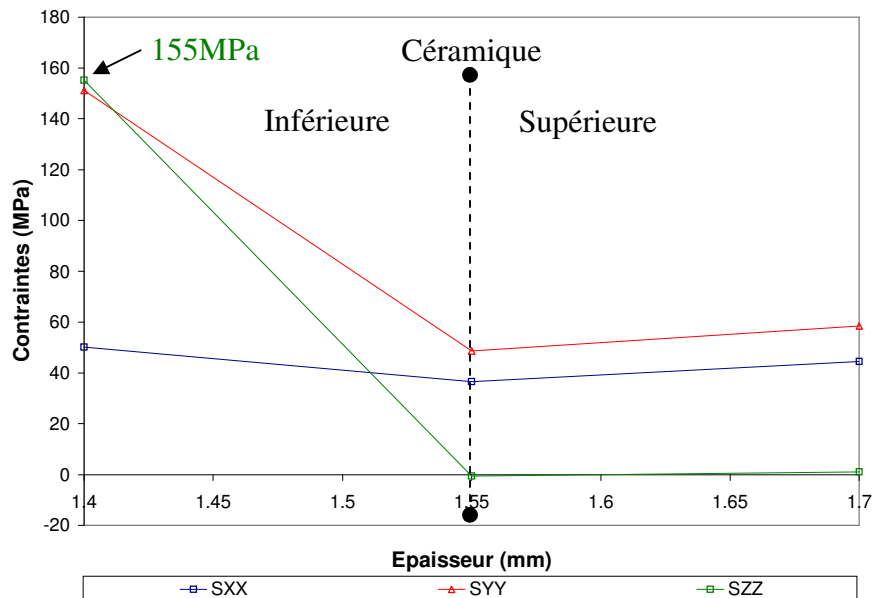


Figure 5.61 : Profils temporels des contraintes à la surface de la céramique lors du premier cycle dans l'échantillon d'YSZ

La différence notable entre cet échantillon et l'échantillon TBC d'YSZ réside dans la valeur des contraintes à l'interface. Les résultats des contraintes pour la partie supérieure de la barrière sont très proches de celles observées avec la barrière duplex de zircone yttrée.

5.5.10 Variations spatiales des contraintes, échantillon ZrO₂, axe Uz

Cette sous-section est destinée à la présentation des profils de contrainte sur l'axe Uz, dans les mêmes conditions qu'auparavant. Le graphique est présenté par la figure 5.62. Dans ce cas ci, avec l'échantillon d'YSZ sans *bond coat*, il est intéressant de visualiser la distribution transversale des contraintes et de quantifier l'action de la sous-couche par comparaison avec les échantillons qui en sont munis.



Figures 5.62 : Profils des précontraintes sur l'axe Uz dans l'échantillon TBC d'YSZ

L'absence de *bond coat* modifie l'épaisseur totale des échantillons. L'échelle de l'épaisseur, graduée en millimètres commence toujours à 1.4mm, mais stoppe cette fois à 1.7mm, le milieu de la couche de céramique est donc maintenant à 1.55mm soit la hauteur de l'interface céramique *bond coat* dans les échantillons précédents. Le graphique de présentation des profils est aussi annoté comme dans les sous-sections antécédentes. Il ne reste plus que deux zones, la partie supérieure de la barrière et l'inférieure.

La première remarque que l'on tire de l'analyse de distribution des contraintes est l'inversion des profils entre cet échantillon et la barrière d'alumine. Dans le cas de la couche d'YSZ sans sous-couche, les contraintes les plus fortes sont situées à l'interface. Les contraintes de choc thermique pur engendrent des contraintes dans la partie supérieure similaires à celles rencontrées dans l'échantillon de même céramique mais muni d'un *bond coat*. Cette dernière constatation appuie le concept de division en deux parties, car pour un même choc et une même céramique mais avec et sans *bond coat*, la partie supérieure de la barrière subit les mêmes efforts.

Là où dans le cas du *bond coat* on observait seulement une tension sur S_{YY} , une compression sur S_{XX} et une contrainte normale d'arrachement S_{ZZ} , toutes les valeurs sont ici positives et de forte intensité. Le plus remarquable est l'apparition d'une très forte contrainte d'arrachement de 155MPa même au milieu de la barrière. Finalement dans l'échantillon d'YSZ sans *bond coat*, le maximum en tension est obtenu par la contrainte S_{ZZ} . Si l'on considère que la contrainte S_{ZZ} suit le même comportement que le cisaillement suivant les axes U_x et U_y , on comprend qu'il règne une très forte tension S_{ZZ} dans les bords de l'échantillon (supérieure à 200MPa).

On peut conclure de l'analyse numérique de la couche d'YSZ sans *bond coat* que les valeurs des contraintes d'arrachement ainsi que l'intensité des efforts normaux planaires à l'interface vont conduire à une délamination du dépôt.

CHAPITRE 6

SYNTHESE, DISCUSSION ET CONCLUSION

6.1 Synthèse et discussion

Le taux de comptage des EA en fonction de l'endommagement a déjà été étudié [Berndt, 1983]. Il a pu être relié aux modifications de l'état microstructural ainsi qu'aux contraintes résiduelles du dépôt. C'est ce que l'on a constaté au cours de ce travail, le nombre cumulatif d'EA représente bien l'état d'endommagement subis par la barrière au cours des essais.

Les résultats obtenus montrent qu'au premier cycle, l'échantillon sans *bond coat* émet un nombre total d'EA inférieur à celui de la TBC d'YSZ. Il est à noter cependant, que le nombre cumulatif d'EA émises à chaud, sans *bond coat*, est largement inférieur (-70%) à celui avec *bond coat*. La différence entre les EA correspondantes émises à froid, est par contre moins importante (-10%) ce qui indique que le nombre cumulatif d'EA émises lors d'un cycle test n'est pas nécessairement un facteur fiable pour estimer la durée de vie de la barrière.

Les résultats montrent aussi que l'échantillon d'YSZ a connu durant son refroidissement transitoire post-dépôt, des contraintes en tension à l'interface de l'ordre de 30-35MPa, figure 6.1a.

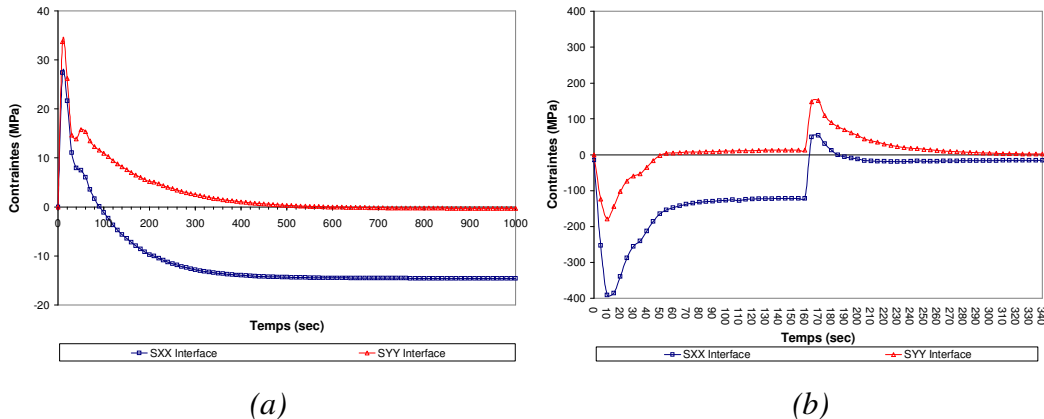


Figure 6.1 : Profils temporels des contraintes à l'interface sous couche / céramique lors du refroidissement post-dépôt, a, et lors du cycle, b, pour l'échantillon d'YSZ sans *bond coat*

Durant le chauffage, après le choc en compression, l'échantillon d'YSZ voit ses contraintes devenir stationnaires en prenant comme valeur à l'interface 12MPa pour S_{YY} et -124MPa pour S_{XX} , figure 6.1b.

Au milieu et à la surface, la couche de céramique ne subit pas d'effort en tension durant le premier refroidissement transitoire post-déposition. La couche de céramique est considérée comme un milieu bivalent dans le développement des contraintes. On l'a partitionné en deux, la partie supérieure entre milieu et surface, et, la partie inférieure entre interface et milieu. Les contraintes à chaud dans la partie inférieure de la couche de céramique sont inférieures à celles déjà subies au refroidissement. A chaud, l'échantillon d'YSZ ne peut donc plus émettre que sur sa partie supérieure en vertu de l'effet Kaiser. Il en est de même à froid tant que l'on n'a pas dépassé les valeurs des efforts produits au refroidissement post-déposition

Selon l'effet Kaiser [Tensi, 2004], de Wilhelm Kaiser, un matériau sous charge émet une onde acoustique seulement après qu'un niveau primaire de charge soit excédé. Pendant le rechargement, le matériau se conduit de façon élastique avant que la charge maximum précédente soit atteinte. Ainsi, peu ou pas d'émissions acoustiques seront enregistrées avant que le niveau maximum précédent l'effort soit atteint. On en conclut donc que, lors du premier cycle, l'échantillon d'YSZ n'émet pas un nombre cumulatif d'EA inférieur à celui de l'échantillon TBC d'YSZ, pas parce qu'il supporte mieux les contraintes de cette période, mais plutôt parce que le niveau de contrainte atteint lors de la mise en forme excède celui de la période de chauffage.

Le nombre d'émissions acoustiques est nécessairement lié à un endommagement mécanique du matériau : ce sont des créations de surfaces libres qui en sont à l'origine. Miller et Mc.Intire ont formalisé cette notion [Miller et Mc.Intire, 1987] en montrant que le nombre cumulatif d'émissions acoustiques augmente avec le coefficient d'intensité de contrainte :

$$N_{EA, \text{cumulatif}} = A(K_I)^m \quad (6.1)$$

Avec,

$$K_I = Y \sigma a^{1/2} \quad (6.2)$$

Dans les équations 6.1 et 6.2, K_I est le coefficient d'intensité de contrainte, σ est la contrainte appliquée, a est la taille du défaut considéré, Y est un facteur de forme, et enfin, A et m sont des constantes empiriques. Dans notre cas, où l'on a séparé le nombre d'EA émises durant les périodes de chauffage de celui des EA émises durant les périodes de refroidissement, l'équation 6.1 s'applique aux deux périodes.

Au chapitre 4, on a défini dans le cadre de l'étude analytique du comportement acoustique des dépôts céramiques sous chargement thermique cyclique le coefficient R_N . Pour tout N appartenant aux entiers positifs on a défini R_N tel que :

$$\left\{ \begin{array}{l} R_N = \frac{\sum_1^N EA_{\text{à froid}}}{\sum_1^N EA_{\text{à chaud}}} \\ \text{et ,} \\ R_0 = 0 \end{array} \right. \quad (6.3)$$

On aurait pu tout aussi bien prendre un coefficient R_N' défini comme étant la différence d'émission entre périodes froides et chaudes divisée par le nombre d'émission à chaud. Cela nous conduit à une expression de R_N' de la forme :

$$\left\{ \begin{array}{l} R_N' = \frac{\sum_1^N EA_{\text{à froid}} - \sum_1^N EA_{\text{à chaud}}}{\sum_1^N EA_{\text{à chaud}}} = R_N - 1 \\ \text{et,} \\ R_0' = -1 \end{array} \right. \quad (6.4)$$

Toujours dans le cadre de l'analyse du comportement acoustique des barrières thermiques sous chargement thermique cyclique, on a défini le taux d'accroissement de R_N de la façon suivante, voir chapitre 4.2.1 :

$$\dot{R}_N = \frac{dR_N}{dN} = dR_N = \Delta R_N = R_N - R_{N-1} \quad (6.5)$$

La contrainte maximum calculée lors du cycle thermique est atteinte pendant le refroidissement. Le signe du taux d'accroissement cyclique de R_N permet de déterminer quelle partie du cycle connaît le taux d'accroissement d'EA le plus fort :

$$\text{Si } \dot{R}_N > 0 \text{ alors } R_N > R_{N-1} \text{ et } \frac{\sum_1^N EA_{\text{à froid}}}{\sum_1^{N-1} EA_{\text{à froid}}} > \frac{\sum_1^N EA_{\text{à chaud}}}{\sum_1^{N-1} EA_{\text{à chaud}}} \quad (6.6)$$

Par substitution de 6.1 dans 6.6 on obtient la relation 6.7 :

$$\text{Si } \dot{R}_N > 0 \text{ alors } R_N > R_{N-1} \text{ et } \frac{\sum_1^N A_{fN} (K_{IfN})^{mfN}}{\sum_1^{N-1} A_{fN-1} (K_{IfN-1})^{mfN-1}} > \frac{\sum_1^N A_{cN} (K_{IcN})^{mcN}}{\sum_1^{N-1} A_{cN-1} (K_{IcN-1})^{mcN-1}} \quad (6.7)$$

On peut donc conclure que le signe du taux d'accroissement cyclique de R_N permet de déterminer quelle partie du cycle connaît la plus forte hausse cyclique du coefficient d'intensité de contrainte. Ceci nous permet d'affirmer que plus $|\Delta R_N|$ est élevée plus la probabilité qu'une rupture de grande dimension ait eu lieu au sein de la couche est élevée. Sachant que la contrainte maximum en tension est obtenue à froid, on dit que, dans le cas de l'échantillon d'YSZ sans *bond coat*, la délamination et la fracture par flambement de la cavité créée ont eu lieu sur les maxima locaux de ΔR_N , i.e. 5030 et 5350^{ième} cycles, figure 6.2a. De même on dit que le bris "final" de

l'échantillon TBC d'alumine a eu lieu sur un maximum local de ΔR_N durant l'écaillage, au 210^{ème} cycle, figure 6.2b.

Le domaine d'existence de N est semi ouvert, on l'a défini comme l'ensemble des entiers positifs. En conséquence le taux d'accroissement au premier cycle est non défini puisque R_N est un ratio. Il est nécessaire de le fixer par la relation 6.8 :

$$\Delta R_1 = R_1 - R_0 = R_1 \quad (6.8)$$

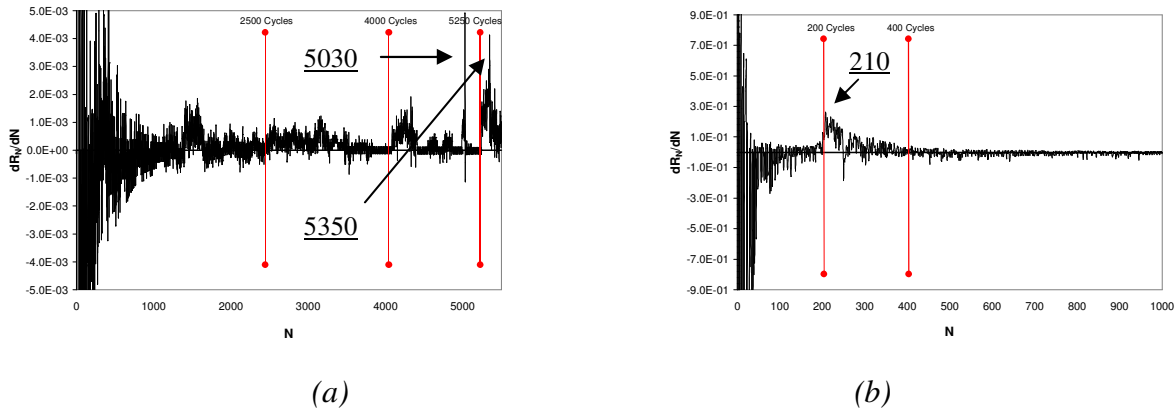


Figure 6.2 : Variation de ΔR_N , échantillon d'YSZ et TBC d'alumine

On peut donc dire que plus R_1 est élevé plus le coefficient d'intensité de contrainte généré par le choc thermique descendant au premier cycle est fort et plus la taille du/des défauts associés est grande.

Si l'on considère la ténacité comme le coefficient d'intensité de contrainte critique à partir duquel on a rupture catastrophique du matériau, alors on peut dire que plus la valeur de R_1 est élevée plus le coefficient d'intensité de contrainte caractéristique du premier cycle est proche de la valeur de la ténacité. On en conclut que, puisque qu'au cours de l'endommagement d'un matériau la valeur du coefficient d'intensité de contrainte augmente jusqu'à rejoindre celle de la ténacité, plus R_1 est grand plus la durée de vie du matériau est courte. Si R_1 est égale à 0 on pourra dire

que les contraintes subies pendant le cycle et/ou la taille des défauts créés lors de la mise en forme sont trop petits pour provoquer la propagation de ces défauts dans la couche de céramique.

La contrainte maximum que devra subir la barrière au cours de sa durée de vie est celle qui s'applique au premier cycle d'utilisation lors de l'extinction de la turbine. Par la suite la valeur des contraintes diminue tandis que les tailles de défauts augmentent. Ce processus constitue le relâchement des contraintes de choc. La contrainte au premier refroidissement peut donc être considérée comme une contrainte critique maximum qui ne devrait jamais être dépassée pendant l'utilisation des dépôts. La rupture intervient donc en fatigue par endommagement puisque l'on aura rupture pour une contrainte inférieure à celle du premier cycle. On peut donc à priori utiliser un modèle d'endommagement par fatigue pour estimer la durée de vie des dépôts céramiques.

Il est alors intéressant d'adapter un modèle fiable de durée de vie en fatigue comme la loi exponentielle des tests d'endurance de Basquin [Basquin, 1910] qui s'est ajustée à tous les tests examinés [Weibull, p175, 1961].

$$S = b N^{-a} \quad (6.9)$$

Où : S est la contrainte maximum calculée, N le nombre de cycles à la rupture, a et b sont des constantes empiriques dépendantes du matériau.

La contrainte maximum seule comme facteur d'endommagement n'est pas assez restrictif dans le cas des matériaux fragiles. Griffith a donné une interprétation de la rupture fragile selon laquelle la différence de tension entre la valeur calculée et la valeur expérimentale dérive de la présence de défauts qui agissent comme des amplificateurs de tension à leurs extrémités. Un modèle de durée de vie qui ne prend en compte que la contrainte et non la présence de défauts ne peut donc constituer un modèle précis et fiable pour les matériaux fragiles. Seul le coefficient d'intensité de contrainte permet de prendre en compte ces deux facteurs, contraintes et taille des défauts. Il représente donc en ce sens un meilleur paramètre représentatif des conditions de chargement [Paris, 1961].

Ainsi, il apparaîtrait judicieux de remplacer la contrainte S dans le modèle de Basquin par le coefficient d'intensité de contrainte K_I qui lui tient compte des défauts. Malheureusement, le coefficient d'intensité de contrainte n'est pas un paramètre très facile à quantifier. Il l'est d'autant moins que la densité de présence de défauts augmente. La technique de l'émission acoustique semble tout indiquée pour résoudre le problème puisque le nombre d'EA émises est lié au coefficient d'intensité de contraintes. On se propose donc de substituer S , la contrainte maximum, dans le modèle de Basquin par R_1 , une estimation du coefficient d'intensité de contrainte.

On peut ainsi commencer à construire une courbe R_1 - N où N est le nombre de cycles à la fracture. Cette courbe est associée à un choc thermique qui est celui défini lors du test. Donc dans notre cas on pose $\Delta T = 1000^\circ\text{C}$. On trouve sur la figure 6.3, les valeurs de R_1 pour les échantillons TBC d'alumine et YSZ en fonction du nombre de cycles à la rupture.

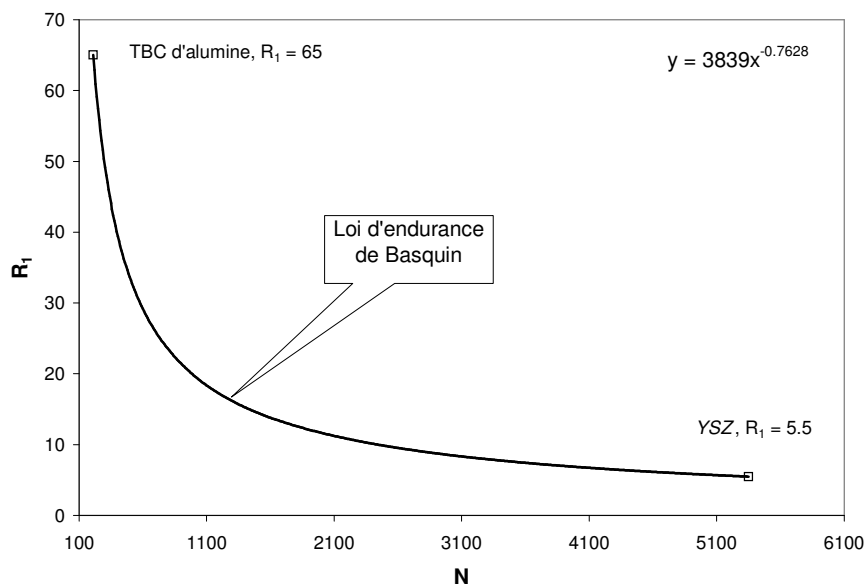


Figure 6.3 : Courbe R_1 - N obtenue à l'aide des deux échantillons TBC d'alumine et YSZ

De cette courbe on tire la tendance générale obtenue avec ces deux échantillons de céramique. On résout ensuite l'équation de la courbe de tendance pour les deux valeurs de R_1 mesurées sur les TBC d'YSZ. On obtient alors les résultats présentés par la figure 6.4. Toutes les valeurs de R_1 sont tirées du chapitre 4.

Pour plus de simplicité le nombre de cycles à la rupture estimé pour l'échantillon TBC d'YSZ est moyenné sur les deux échantillons (respectivement 23100 et à 21500) et arrondi à 22000. L'échantillon de TBC d'YSZ que l'on avait sélectionné pour l'étude à long terme à subi sans rupture les 22000 cycles estimés. La valeur estimée à l'aide de ce modèle de durée de vie est donc considérée comme validée dans notre cas de deux échantillons de TBC d'YSZ puisque celle-ci a été passée. A la suite de l'étude acoustique on avait estimé le bris à 27000 cycles, la barrière commençait à montrer de signes de vieillissement sur les spectres fréquentiels des fondamentaux.

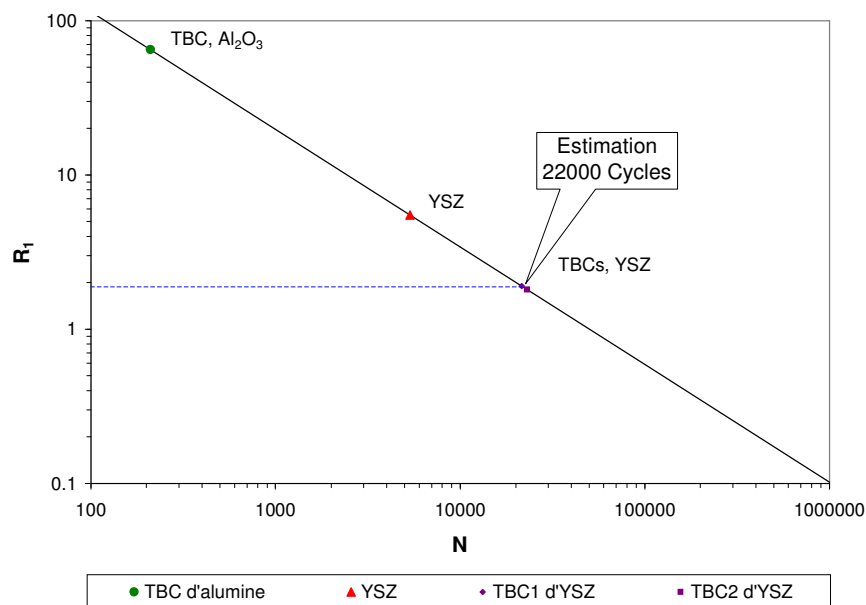


Figure 6.4 : Résolution graphique de l'estimation de la durée de vie des dépôts

L'objectif de cette thèse était de mettre au point un protocole expérimental qui nous permette de prédire la durabilité des barrières thermiques en termes de chargement thermique cyclique à partir d'un nombre restreint de cycles tests. Cet objectif est rempli dans la mesure où, pour estimer la TBC d'YSZ il suffit d'un cycle. Il reste maintenant à déterminer le domaine de validité de la procédure pour savoir dans quelle mesure on peut extrapoler ces résultats à d'autres échantillons.

Afin de limiter les facteurs de nuisances dans les études on a choisi de ne jamais modifier les épaisseurs des dépôts. L'utilisation du coefficient dR_1 ou R_1 a été jusqu'ici déterministe. On s'est

essentiellement servi de la théorie de Griffith pour établir sa validité théorique puisque elle a servie de base dans l'établissement du concept de ténacité. Pour tenter de cerner la limite de la procédure établie dans cette thèse, on peut essayer de confronter le coefficient R_N à la théorie probabiliste de Weibull.

Soit R_w le risque de rupture pour un volume donné V soumis à une distribution de contrainte $f(\sigma)$, le risque que la rupture ait lieu dans ce volume est donnée par [Aliprandi, 1989]:

$$R_w = \int f(\sigma) dV \quad (6.10)$$

Le risque est donc lié à la distribution des contraintes et au volume sollicité. Dans cette thèse, on a fait varier la distribution des contraintes dans la couche en changeant de céramique et/ou en enlevant la sous-couche d'accrochage. Par contre en aucun cas on a fait varier le volume sollicité.

Suite aux différents résultats obtenus aux cours de la thèse on peut proposer une nouvelle interprétation de la loi de Weibull qui prend en compte le coefficient d'intensité de contrainte comme paramètre représentatif des conditions de chargement, , comme Paris le préconise. L'équation (6.10) devient donc la suivante :

$$R_w = \int f(K_I) dV \quad (6.11)$$

La sommation de tous les coefficients d'intensité de contraintes s'appliquant à tous les défauts présent est finalement le paramètre le plus représentatif des conditions de chargement de la barrière. Le nombre d'émissions acoustiques lui est donc associé, étant donné que le bruit globale de la barrière en cours de dégradation est généré par l'associations de toutes les sources ponctuelles que sont les défauts du volume sollicité.

Dans la théorie de Weibull, le volume est associé à un solide ayant toute ses surfaces libres. Le modèle numérique développé dans la thèse montre que la distribution des contraintes dans notre volume est fortement influencée par l'interface entre la couche de céramique et le métal sous-jacent. Nos échantillons ne peuvent donc pas se définir uniquement par le volume de céramique.

Il faut nécessairement définir un facteur de forme caractéristique que l'on notera F_c . Ce facteur de forme doit intégrer le volume de céramique d'une part ainsi que la surface d'interface d'autre part. Ainsi on pose :

$$F_c (m) = \frac{\text{Volume de céramique (m}^3\text{)}}{\text{Surface de contact (m}^2\text{)}} \quad (6.11)$$

Il devient alors possible d'extrapoler les résultats obtenus avec les éprouvettes étalons à des barrières thermiques en conditions réelles. Chaque courbe R_1 -N que l'on construira sera associée à un ΔT caractéristique **ET** à un facteur de forme F_c caractéristique. Dans un cas simple d'éprouvette rectangulaire comme la nôtre, le facteur de caractéristique est égale à l'épaisseur. Pour des formes plus complexes le calcul de la surface et du volume seront nécessaires.

6.2 Conclusion et proposition de travaux futurs

Ce sujet de thèse s'est finalement divisé en deux parties majeures. D'une part, il y a l'étude expérimentale basée sur l'analyse systématique des émissions acoustiques que les phénomènes de dégradation génèrent. D'autre part on a développé un modèle numérique qui nous a permis de déterminer précisément les champs de contraintes que les variations de gradients thermiques temporels et transversaux engendrent au cours des cycles et du refroidissement transitoire post-déposition.

L'étude expérimentale a permis de tirer les conclusions suivantes :

- une modification de l'intensité relative des pics fréquentiels et un enrichissement du contenu fréquentiel accompagne le vieillissement de la barrière.
- un changement de contenu dans le spectre fréquentiel des fondamentaux caractérise le passage de l'état intègre à l'état corrompu.
- une diminution importante et définitive de l'intensité relative du pic composite à 100kHz implique l'occurrence d'un défaut majeur macroscopique qui change les conditions limites caractérisant de la plaque.

Dans la littérature, une étude par émission acoustique de céramiques monolithiques soumises à un choc thermique a permis de relier les signaux de faibles amplitudes aux mécanismes de microfissuration et ceux de fortes amplitudes à des mécanismes de fissuration transgranulaire [Konsztowicz, 1989]. Une autre étude a confirmé aux barrières thermiques ce que Konsztowicz avait montré pour les céramiques monolithiques mais au niveau énergétique. Les signaux de haute énergie sont alors associés à des phénomènes de macrofissuration tandis que les signaux de moyenne et de faible énergie peuvent être reliés à des phénomènes de microfissuration [Lin, 1998 ; Berndt, 1998]. Dans notre cas, où les EA se propagent en mode de Lamb, l'amplitude des signaux n'est pas un paramètre représentatif. La fréquence, par contre, en est un puisqu'elle est liée à l'énergie de l'onde, donc à l'intensité des phénomènes sous-jacents. On observe au cours de la fissuration des barrières une baisse conséquente du contenu énergétique avant et après le bris de la barrière. Cette remarque permet donc de dire que les macrofissurations conduisant au bris de la céramique excitent des modes "basse fréquence" en plus des harmoniques tandis que les microfissurations n'excitent que les modes hautes fréquences.

L'étude numérique a conduit à diviser la couche de céramique en deux parties que l'on a nommé partie inférieure et partie supérieure. Schématiquement, on peut dire que tout se passe comme si la partie inférieure est très influencée par les dilatations différentielles tandis que la partie supérieure est plus sensible aux conditions de choc thermique bien que tous ces phénomènes sont couplés entre eux.

Le calcul a placé le maximum de contrainte dans la partie supérieure de la céramique dans le cas de la TBC d'alumine et c'est sur la surface supérieure qu'a eu lieu du bris. Pour l'échantillon d'YSZ le maximum de contrainte à l'interface céramique/substrat est situé à l'interface et le bris observé est une délamination suivie d'un flambement de la cavité créée par la délamination.

Les effets de cisaillement sur les bords montrent des valeurs conséquentes dans tous les échantillons. L'échantillon d'YSZ doit subir une contrainte normale d'arrachement très élevée sur toute son interface. Cette valeur atteint son maximum sur les bords de l'axe U_y qui comme on l'a vu sont plus grands que les bords de l'axe U_x . Le décollement de la couche d'YSZ a eu lieu sur un des bords de l'axe U_y , au milieu de la barrière. Sur l'axe U_x on a défini aussi des zones

transitoires d'application de la contrainte en plus des bords. La barrière d'alumine a écaillé plus spécialement sur une de ces zones. Le modèle numérique procure donc une finesse d'analyse des contraintes que l'on ne peut atteindre sans.

Finalement, l'analyse des résultats des études par émission acoustique et par modèle par éléments finis a permis d'établir un paramètre d'estimation de la durée de vie qui suit une loi de Basquin. Il est considéré comme valide pour des estimations de la durée de vie de couches de céramique ayant un même facteur de forme caractéristique, F_c fixé, et pour des conditions de choc thermique identiques, ΔT fixé.

Par le futur il faudrait aussi mener encore quelques recherches :

- construire d'autres courbes R_1-N pour un ΔT fixé en faisant varier F_c ,
- construire d'autres courbes R_1-N pour un F_c fixé en faisant varier ΔT .

Une fois cette étape terminée, il restera à valider, l'extrapolation des résultats à des conditions de fonctionnement comparable avec des données provenant de l'industrie.

Il restera aussi à valider les conclusions se rapportant aux modifications de contenus fréquentiels accompagnant la délamination du dépôt en envisageant l'implantation de capteurs piézoélectriques sur une turbine. Il faudra pour ça déterminer les modes propres des ondes de Lamb sur cette turbine afin de sélectionner la bonne bande passante. Ensuite il faudra enregistrer, classer et stocker les fréquences générées en fonctionnement sur un appareil de diagnostic à bord afin de constater s'il y a une baisse du contenu énergétique de la bande passante déterminée accompagnant le bris de la barrière.

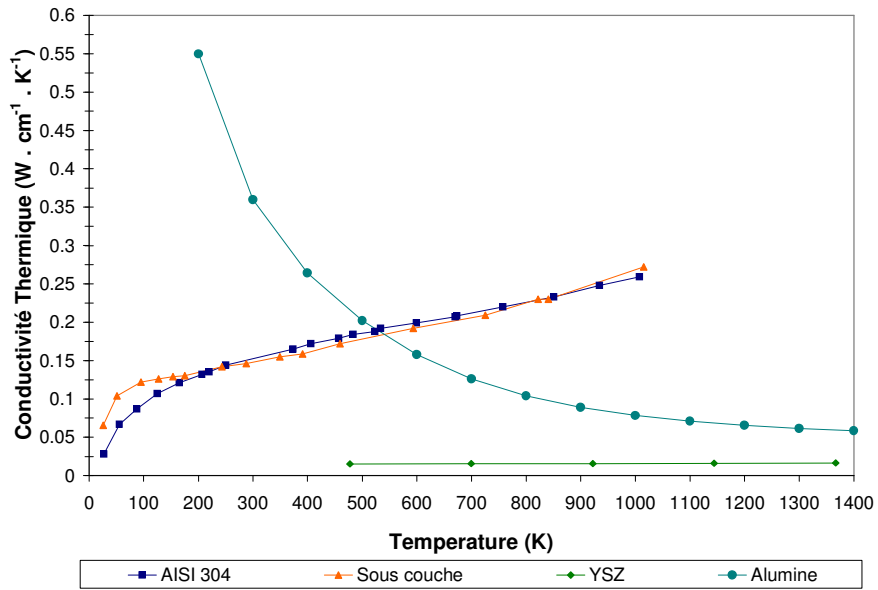
Dans l'optique où l'implantation de capteurs sur une turbine commerciale serait faite, il resterait à corriger les valeurs de durée de vie en conditions cyclique pures avec celles rencontrées dans les conditions réelles. On pourrait par la suite fournir un estimé corrigé de la durée de vie par la méthode du R_1 englobant les facteurs de vieillissement chimiques et abrasifs que l'on rencontre dans le fonctionnement de la turbine.

il sera également intéressant de répéter les expériences d'enregistrement des EA en fonction de l'endommagement de la barrière mais dans des conditions isothermes de température sous atmosphère oxydante. Cela permettra d'appréhender le comportement de la barrière dans des modes de dégradation thermochimiques.

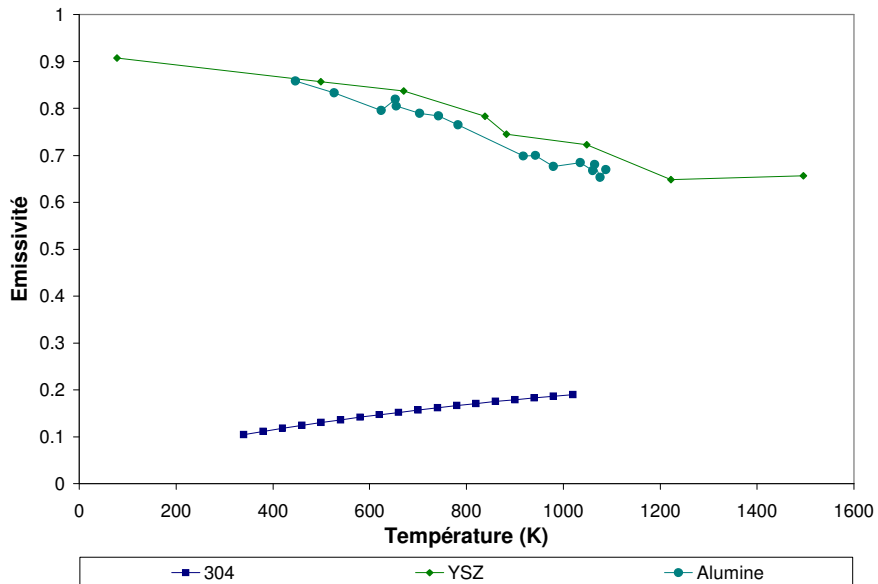
ANNEXE.1

PROPRIÉTÉS DES MATÉRIAUX

A1.1 Conductivité thermique



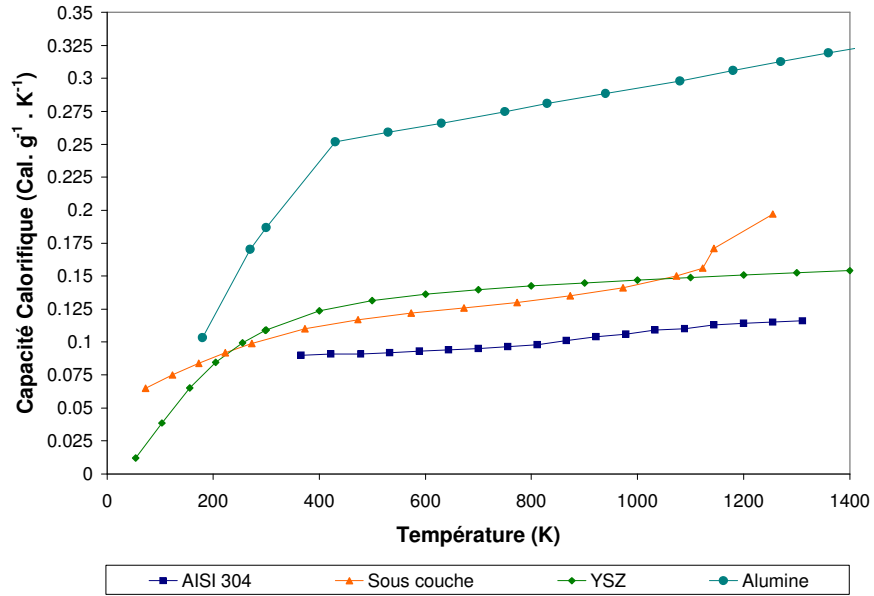
A1.2 Emissivité



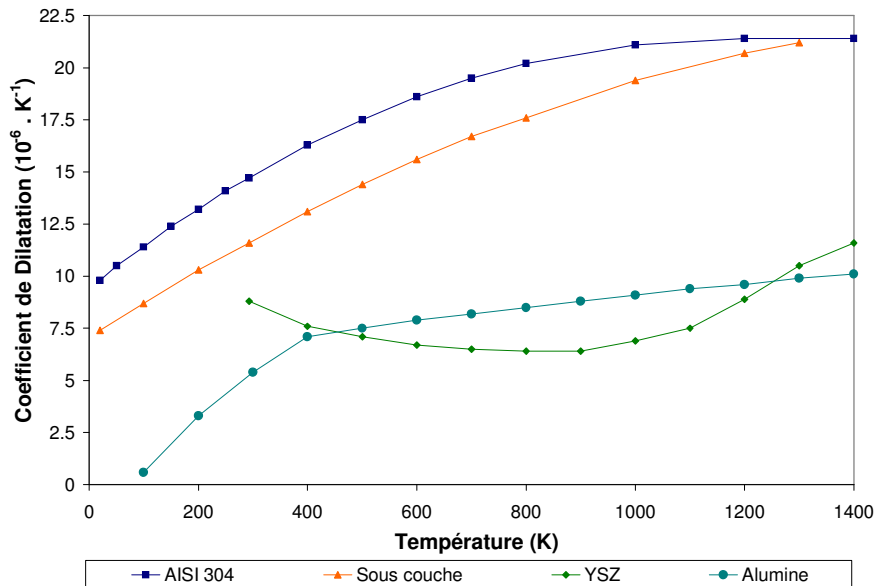
ANNEXE.1

PROPRIÉTÉS DES MATÉRIAUX

A1.3. Capacité calorifique



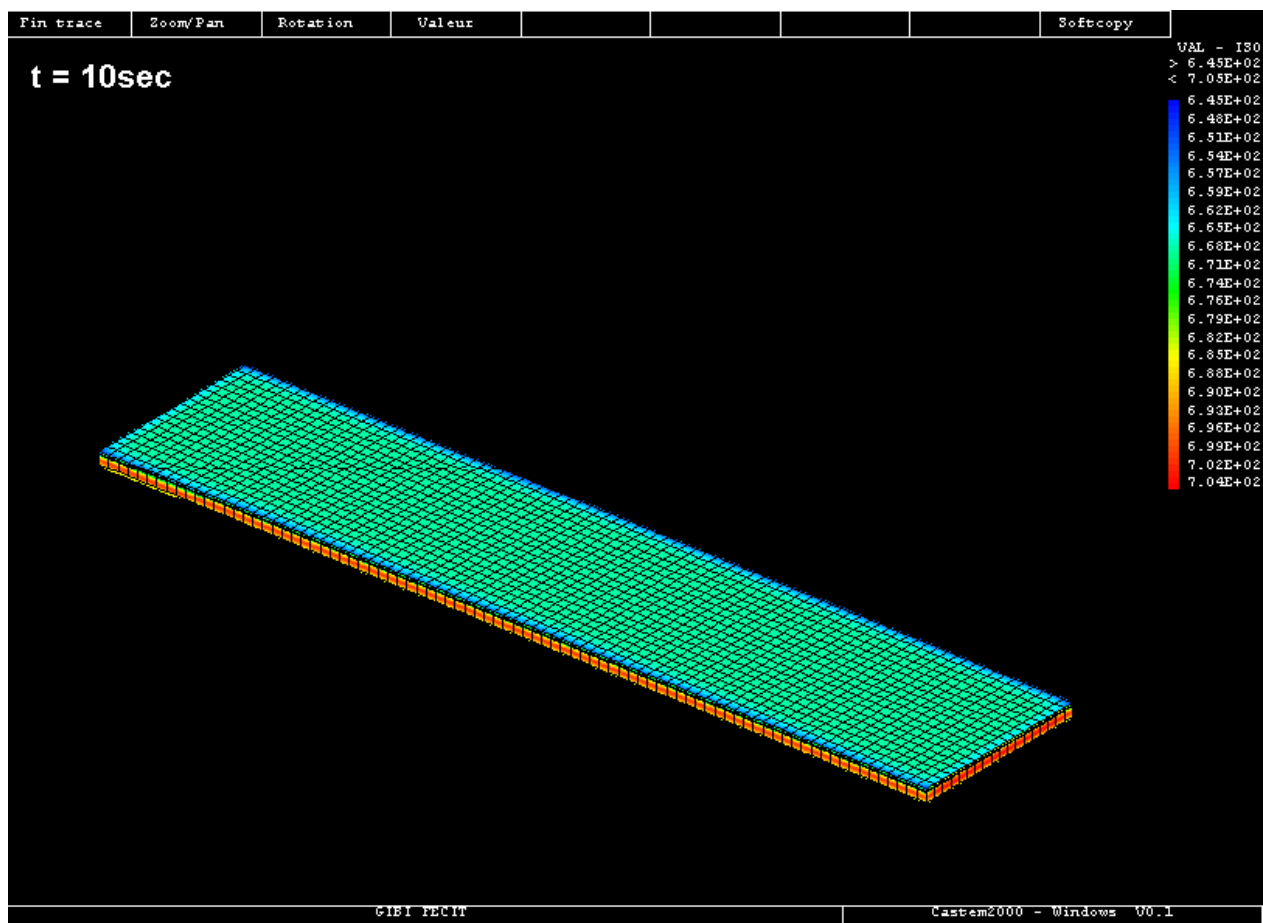
A1.4 Dilatation thermique



ANNEXE.2

RÉSULTATS NUMÉRIQUES, ISOCONTOURS

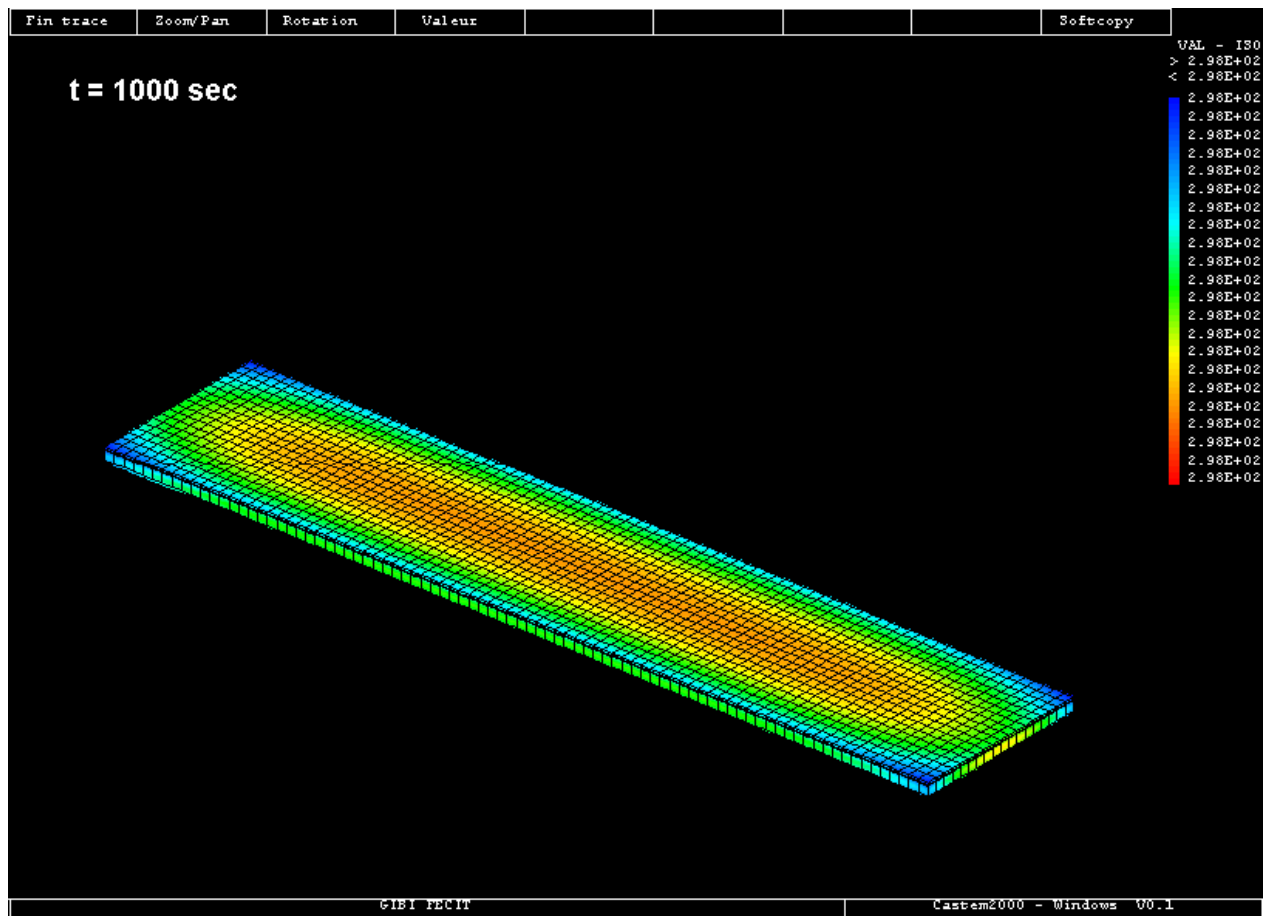
A2.1 Champs de températures, refroidissement post déposition, $t = 10$ secondes



ANNEXE.2

RÉSULTATS NUMÉRIQUES, ISOCONTOURS

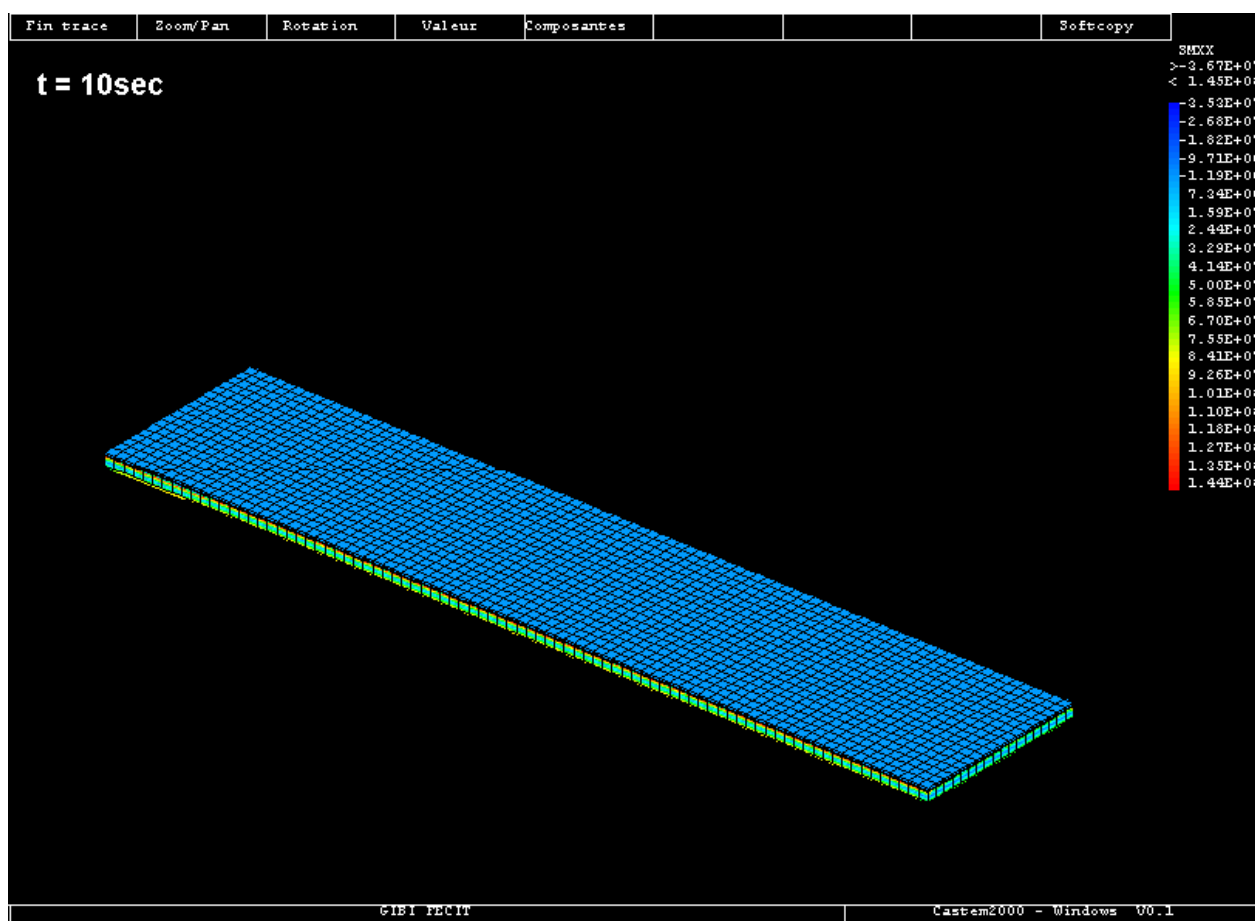
A2.2 Champs de températures, refroidissement post déposition, $t = 1000$ secondes



ANNEXE.2

RÉSULTATS NUMÉRIQUES, ISOCONTOURS

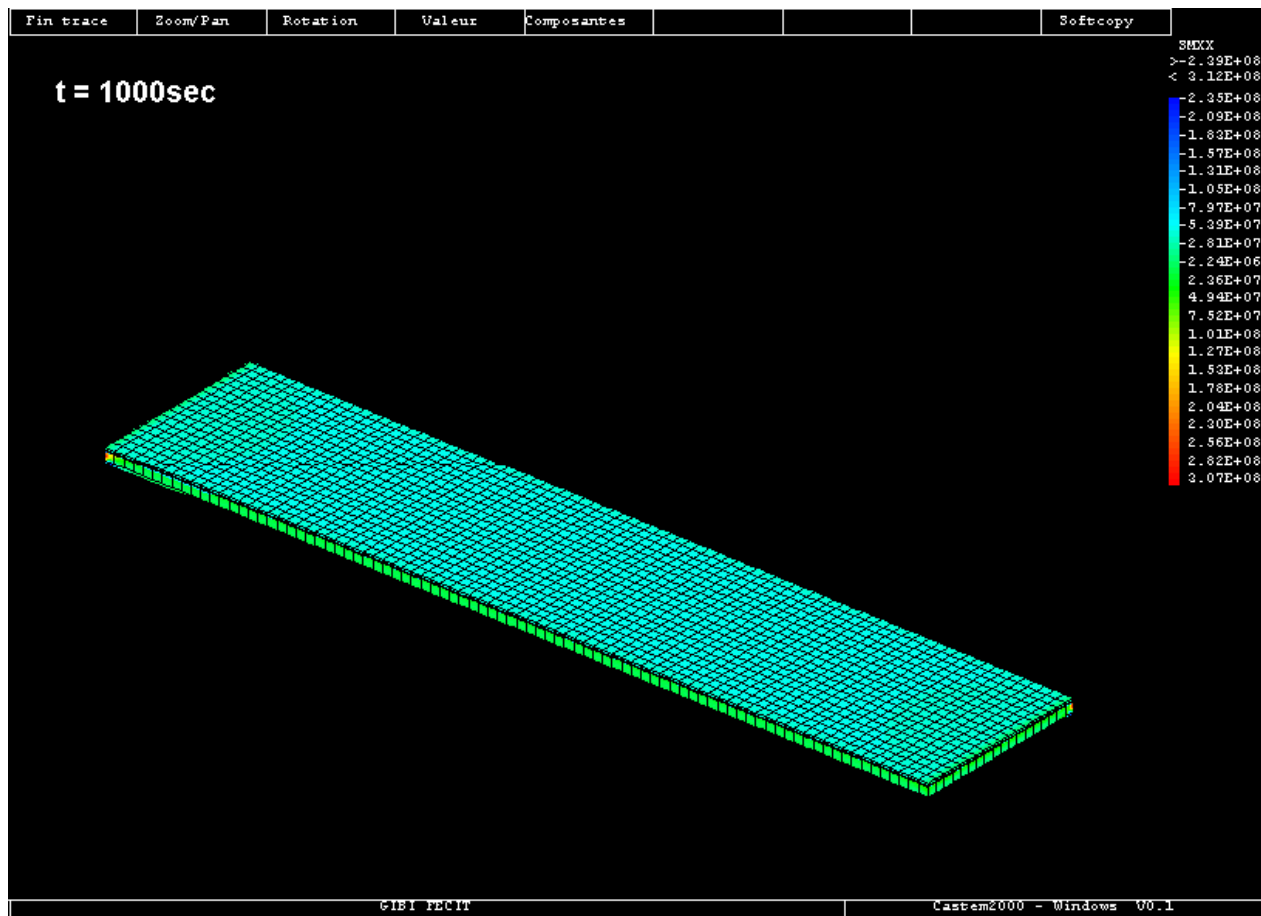
A2.3 Champs de contraintes, refroidissement post déposition, $t = 10\text{sec}$



ANNEXE.2

RÉSULTATS NUMÉRIQUES, ISOCONTOURS

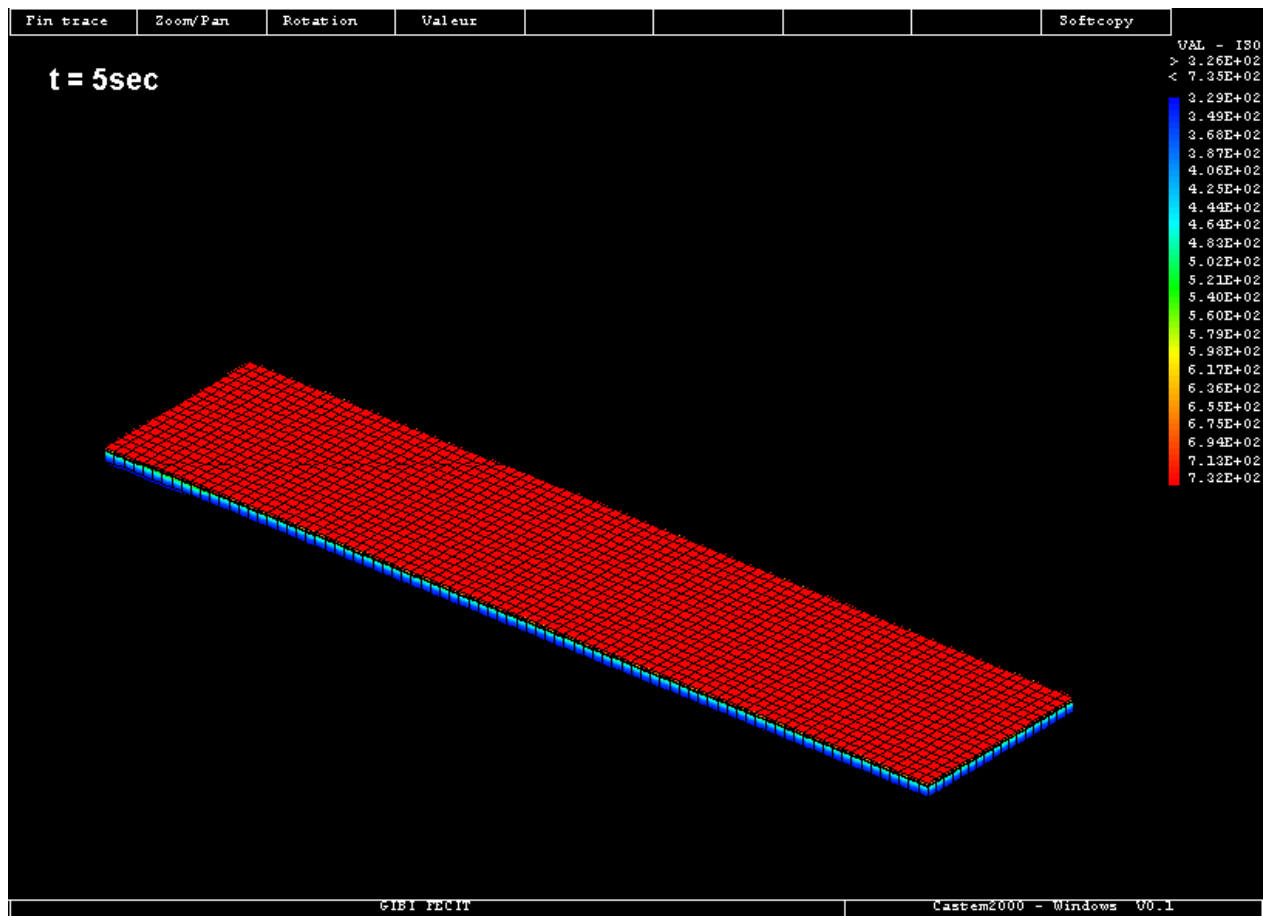
A2.4 Champs de contraintes, refroidissement post déposition, $t = 1000\text{sec}$



ANNEXE.2

RÉSULTATS NUMÉRIQUES, ISOCONTOURS

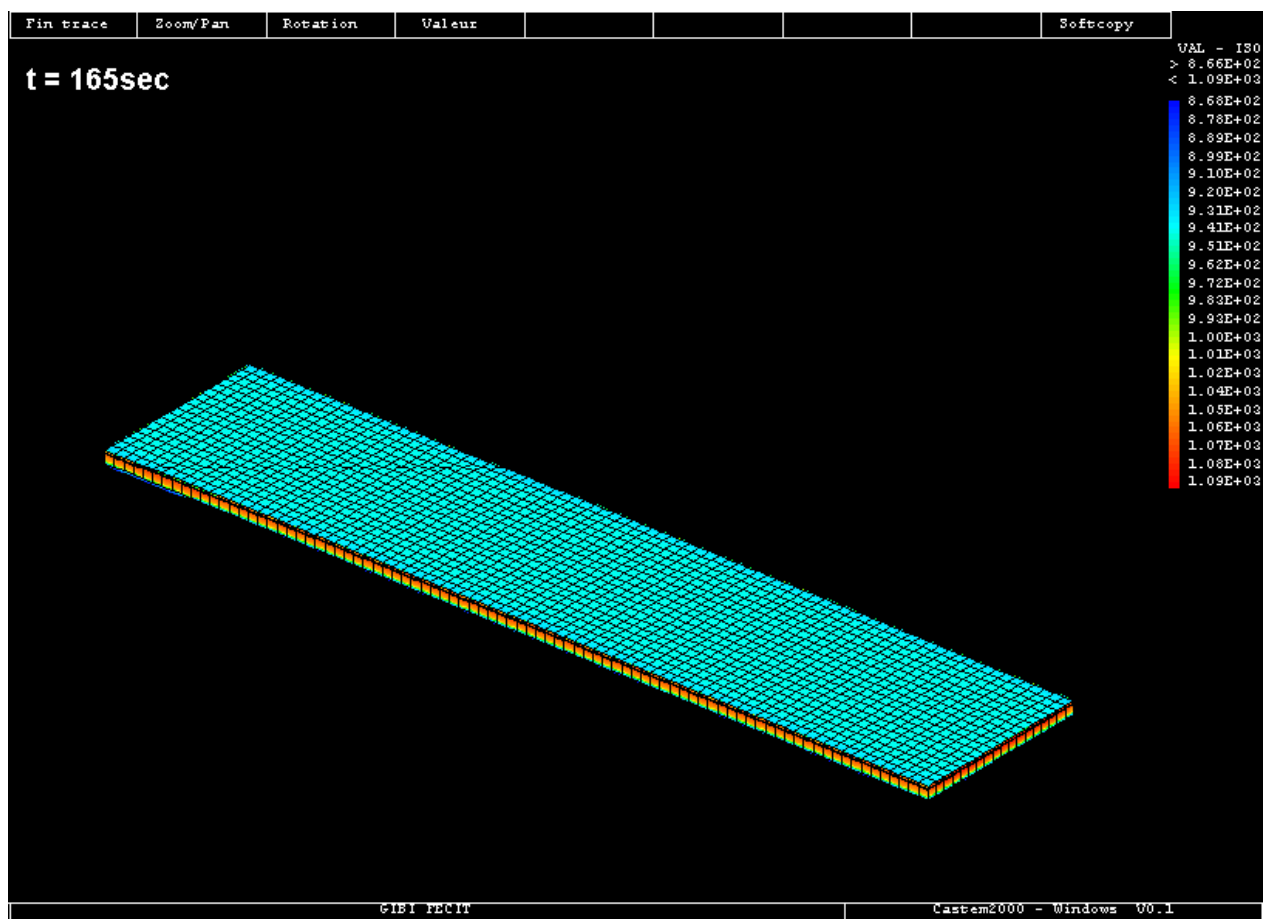
A2.5. Champs de températures, cycle thermique, $t = 5\text{sec}$



ANNEXE.2

RÉSULTATS NUMÉRIQUES, ISOCONTOURS

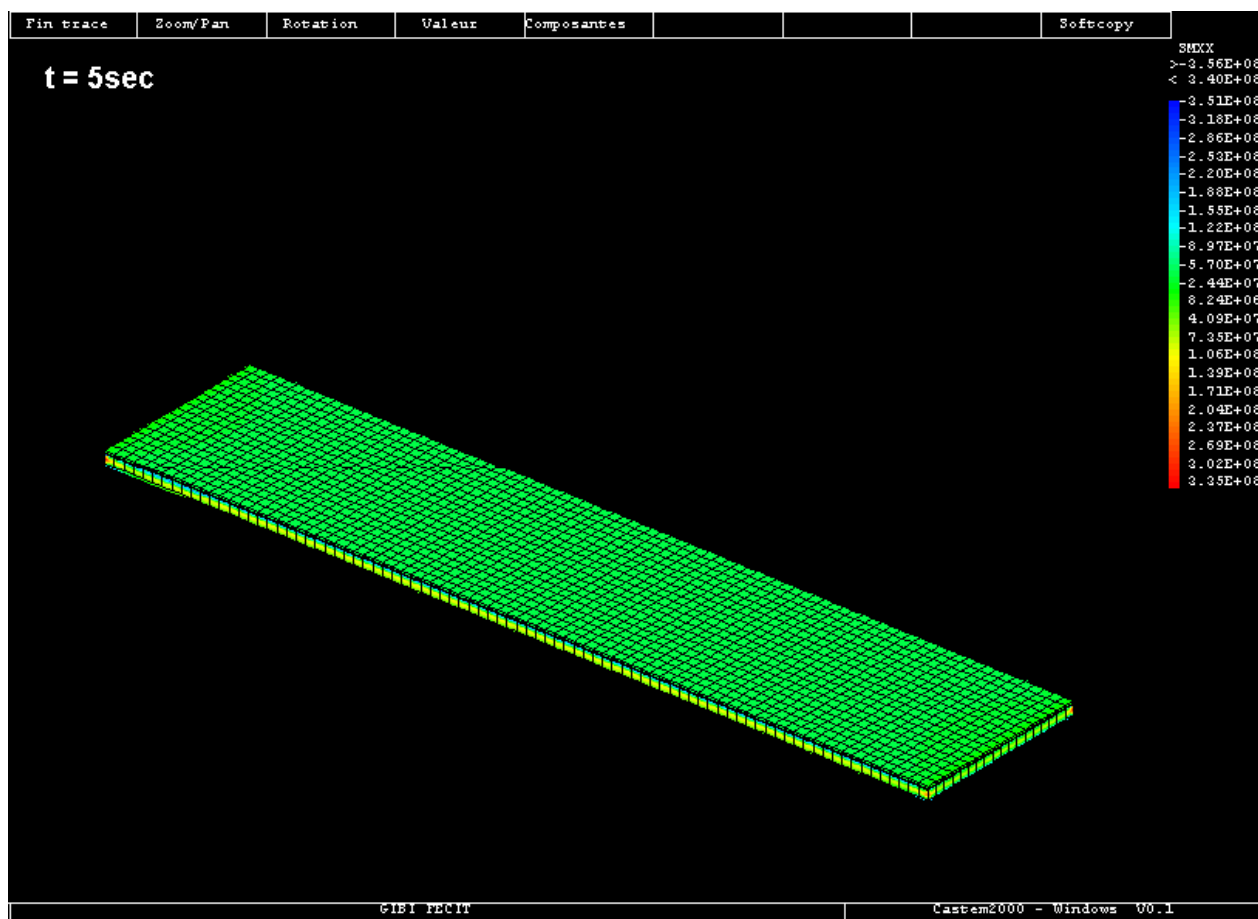
A2.6. Champs de températures, cycle thermique, $t = 165\text{sec}$



ANNEXE.2

RÉSULTATS NUMÉRIQUES, ISOCONTOURS

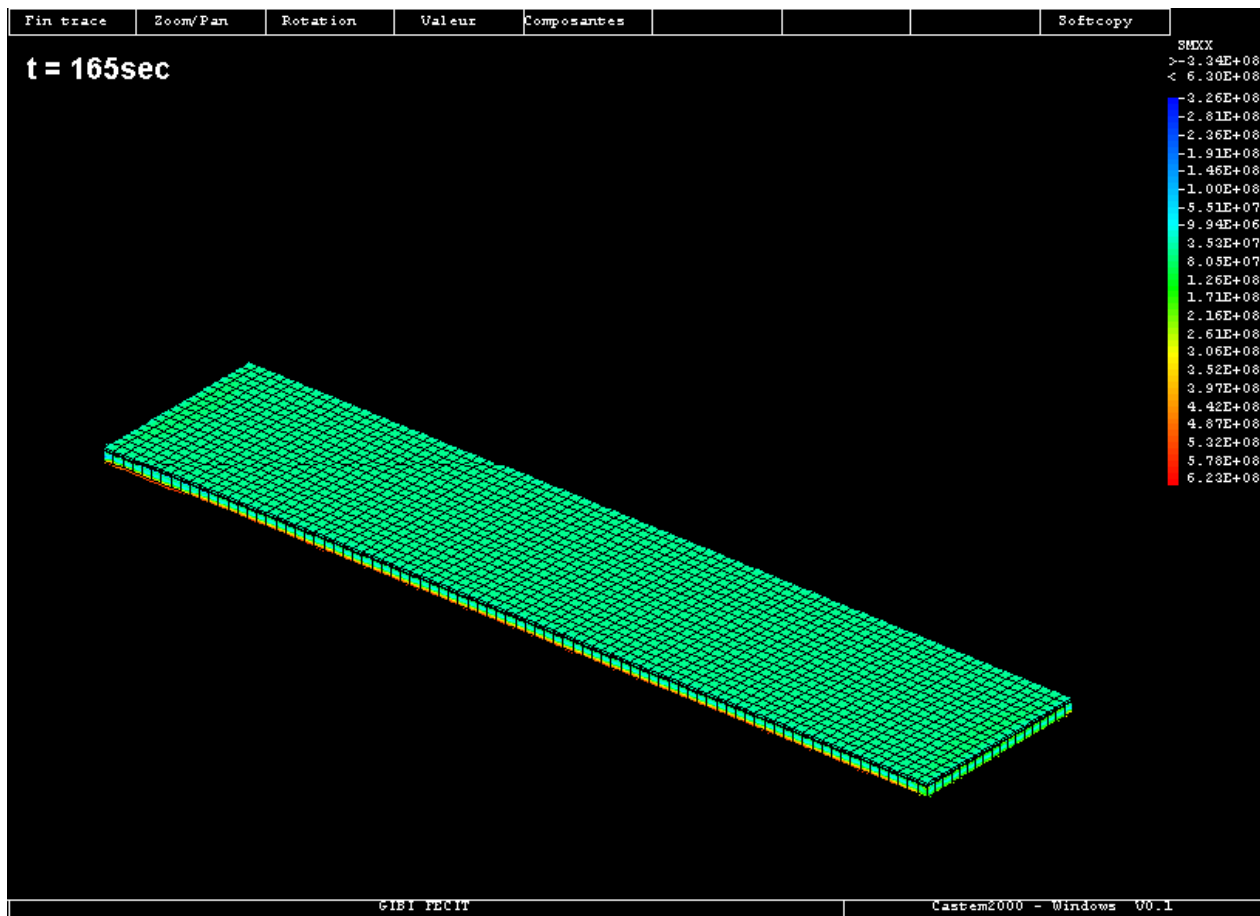
A2.7 Champs de contraintes, cycle thermique, $t = 5\text{sec}$



ANNEXE.2

RÉSULTATS NUMÉRIQUES, ISOCONTOURS

A2.8 Champs de contraintes, cycle thermique, $t = 165\text{sec}$



BIBLIOGRAPHIE

Alperine, S. ; Poutonnet, S. (2001) ; Enjeux « Recherche et Technologie » pour l'application des barrières thermiques aux turboréacteurs, Onera Châtillon, Lab. des matériaux et procédés de SNECMA moteurs, publication de l'Onera.

Andersson, C.A. (1974) ; Thermal stress fracture of ceramic coatings, Proceedings of the Symposium on the Fracture Mechanics of Ceramics, Plenum Publishing Corporation, **6**, p. 497-509.

Andrews, D.J. ; Taylor, A.T. (2000) ; Quality control of thermal barrier coatings using acoustic emission, Journal of thermal spray, **9**, n. 2, p. 181, 9 p.

Aliprandi, G. (1989) ; Matériaux réfractaires et céramiques techniques, Edition Septima, Paris, 612p.

Askenasi, A. and Adams V. : Building Better Products With Finite Element Analysis, Onword Press, Santa Fe, 587p.

Basquin, O.H. (1910) ; The exponential law of endurance tests, Proc. Am. Soc. Test. Mater., **10**, p. 625-630.

Beattie, A.G. (1992) ; Acoustic emission principle and instrumentation, Journal of acoustic emission, **50**, p. 875-882.

Bengtsson, P. ; Persson, C. (1997) ; Modelled and measured residual stresses in plasma sprayed thermal barrier coatings, Surface & Coatings Technology, **92**, n°1-2, p. 78-86.

Berndt, Christopher C. ; Herman, H. (1983) ; Failure during thermal cycling of plasma-sprayed thermal barrier coatings, Thin Solid Films, **108**, n°4, Int Conf on Metall Coat, San Diego, CA, USA, p 427-437.

Berndt, C.C. (1985) ; Acoustic emission evaluation of plasma-sprayed thermal barrier coatings, Journal of Engineering for Gas Turbine and Power, **107**, p. 142-146.

Berndt, C.C. (1986) ; Discrimination of micro and macro cracking processes in plasma-sprayed ceramic coating, Proceedings of the 11th International Thermal Spraying Conference, Montreal, p. 585-594.

Berndt, C.C. (1989) ; Failure processing within ceramic coating at high temperatures, Journal of Materials Science, **24**, p. 3511-3520.

Berndt, C.C. ; Lin, C.K. ; Leigh, S.-H. (1998) ; Characterization of cracking within thermal spray deposits by an acoustic emission method, Journal of Thermal Spray Technology, **7**, n°3, p. 334-336.

Bianchi, L. ; Leger, A.C. ; Vardelle, M. ; Vardelle, A. ; Fauchais, P. (1997) ; Splat formation and cooling of plasma-sprayed zirconia, Thin Solid Films., **305** , n°1 , p. 35-48.

Birchak, J. R.; Chagnon, C. W. (1978) ; Acoustic emission Kaiser effect in zircaloy 4 fuel rods ; Advances in the Astronautical Sciences, Nondestr Eval in the Nucl Ind, Proc of an Int Conf, Salt Lake City, UT, USA, p. 249-260.

Bose, S. ; DeMasi-Martin, J. (1995) ; Thermal barrier coating experience in the gas turbine engine, NASA Conference Publication, n° 3312, p. 63.

Bose, S. ; DeMasi-Martin, J. (1997) ; Thermal barrier coating experience in gas turbine engines at Pratt & Whitney, Journal of Thermal Spray Technology, **6**, n°1, p. 99-104.

Boustie, M. ; Auroux, E. ; Romain, J-P. (2000) ; Materials II: Synthesis, processing and characterization - Application of the laser spallation technique to the measurement of the adhesion strength of tungsten carbide coatings on superalloy substrates, European Physical Journal - Applied Physics., **12** , n°1 , p. 47-55.

Brindley, W.J.; Miller, R.A. (1990) ; Thermal barrier coating life and isothermal oxidation of low-pressure plasma-sprayed bond coat alloys, Surface & Coatings Technology, 43, n°1-3, 17th International Conference on Metallurgical Coatings and 8th International Conference on Thin Films, San Diego, CA, USA, p. 446-457.

Bruce, R.W. (1998) ; Development of 1232°C (2250°F) Erosion and Impact Tests for Thermal Barrier Coatings, Tribology Transactions. , **41** , n°4 , p. 399-411.

Carolan, T.A. ; Kidd, S.R. ; Hand, D.P. ; Wilcox, S.J. ; Wilkinson, P. ; Barton, J.S. ; Jones, J.D.C. ; Reuben, R.L. (1997) ; Acoustic emission monitoring of tool wear during the face milling of steels and aluminum alloys using a fibre optic sensor. Part 1: Energy analysis ; Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part B: Journal of Engineering Manufacture, **211**, n B4, p 299-309.

Chang, G.C. ; Phucharoen, W. ; Miller, R.A. (1987) ; Behavior of thermal barrier coating for advanced gas turbine blades, Surface and Coating Technology, **30**, p. 13-28.

Choi, H.M. ; Kang, B.S.; Choi, W.K.; Choi, D.G.; Choi, S.K.; Kim, J.C.; Park, Y.K.; Kim, G.M. (1998) ; Effect of the thickness of plasma-sprayed coating on bond strength and thermal fatigue characteristics, Journal of Materials Science, **33**, n°24, p. 5895-5899.

Choi, Sung Ryul ; Hutchinson, John W. ; Evans, A.G. (1999) ; Delamination of multilayer thermal barrier coatings, Mechanics of Materials, **31**, n°7, p. 431-447.

Christensen, R.J. ; Lipkin, D.M. ; Clarke, D.R. ; Murphy, K. (1996) ; Nondestructive evaluation of the oxidation stresses through thermal barrier coatings using Cr³⁺ piezospectroscopy, Applied Physics Letters, **69**, n°24, p. 3754.

Crocker, M.J. ; Editor in chief, Auburn University ; 1997 ; Encyclopedia of acoustic ; John Wiley & Son, Inc, **2**, p797-809, ISSN 0-471-80465-7.

DeMasi-Marcin, J.T. ; Sheffler, K.D.; Bose, S. (1989) ; Mechanisms of degradation and failure in a plasma deposited thermal barrier coating ; American Society of Mechanical Engineers, GT132 8p.

Downs, K. S. ; Hamstad, M.A. ; 1995 ; Correlation of Regions of Acoustic Emission Activity with Burst Locations for Spherical Graphite/Epoxy Pressure Vessels ; Journal of Acoustic Emission, **13**, n°3-4, p. 56.

Evans, A.G. ; Mumm, D.R. ; Hutchinson, J.W. ; Meier, G.H. ; Pettit, F.S. (2001) ; Mechanisms controlling the durability of thermal barrier coatings, Progress in Materials Science, **46**, n°5, p. 505-553.

Ferber, M.K. ; Wereszczak, A.A. ; Lance, M. ; Haynes, J.A. ; Antelo, M.A.(2000) ; Application of infrared imaging to the study of controlled failure of thermal barrier coatings, Journal of Materials Science., **35** , n°11 , p. 2643-2743.

Fleury, Vincent (1991) ; On a new example of ramified electrodeposits, Journal of Materials Research, **6**, n°6, p. 1169-1174.

Frey, S. ; Martins-Costa, M.L.; de Araujo, J.HC. (2001) ; Alternative finite element formulation for determination of streamlines in two-dimensional problems, Revista Brasileira de Ciencias Mecanicas/Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences, **22**, n°2, p. 249-258.

Fu, Y. ; Evans, A.G. (1985) ; Some effects of microcracks on the mechanical properties of brittle solids - I. stress, strain relations, *Acta Metallurgica*, **33**, n°8, p. 1515-1523.

Gudmundson, P. (1999) ; Acoustic emission and dynamic energy release rate for steady growth of a tunneling crack in a plate in tension, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, **47**, n°10, p. 2057-2074.

Guerin, F. ; Dumon, B. ; Hambli, R. (2001) ; Determining the shape parameter of a Weibull distribution from mechanical damage models, *Proceedings of the Annual Reliability and Maintainability Symposium, International Symposium on Product Quality and Integrity*, Philadelphia, PA, p. 156-160.

Guo, D.; Mal, A.; Ono, K. (1996) ;Wave Theory of Acoustic Emission in Composite Laminates, *Journal of Acoustic Emission*, **14**, n°3-4, p. S19.

Gupta, T.K. (1973) ; Resistance to crack propagation in ceramics subjected to thermal shock, *Journal of material science*, **8**, p. 1283-1286.

Gupta, V ; Yuan, J ; Pronin, A ; 1994 ; Recent developments in the laser spallation technique to measure the interface strength and its relationship to interface toughness with applications to metal/ceramic, ceramic/ceramic and ceramic/polymer interfaces, *Journal of Adhesion Science and Technology*, **8**, n°6, p. 713.

Hamstad, M.A. ; Downs, K.S (1995) ; On characterization and location of acoustic emission sources in real size composite structures – a waveform study, *Journal of Acoustic Emission*, **13**, n°1-2, p. 31.

Hamstad, M.A. ; Fortunko, C.M. (1995) ; Development of practical wideband high-fidelity acoustic emission sensors, *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, 2456, *Nondestructive Evaluation of Aging Bridges and Highways*, Oakland, CA, USA, p. 281-288.

Hamstad, M.A.; Gary, J. ; O’Gallagher (1998) ; Wideband acoustic emission displacement signals as a function of source rise-time and plate thickness, Journal of Acoustic Emission, **16**, n°1, p. s251.

Haynes, J.A. ; Rigney, E. Douglas ; Ferber, Mattison K. ; Porter, Wallace D. (1996) ; Oxidation and degradation of a plasma-sprayed thermal barrier coating system, Surface & Coatings Technology, **86-87**, n°1-3 pt 1, p. 102-108.

Haynes, J.A. ; Rigney, E.D. ; Ferber, M.K. ; Porter, W.D. (1997) ; Oxidation and degradation of a plasma-sprayed thermal barrier coating system, Surface and Coatings Technology, **86**, p. 102.

Haynes, J.A.; Ferber, M.K.; Porter, W.D. ; Rigney, E.D. (1999) ; Mechanical properties and fracture behavior of interfacial alumina scales on plasma-sprayed thermal barrier coatings, Materials at High Temperatures, **16**, n°2, p. 49-69.

Haynes, J.A.; Ferber, M.K.; Porter, W.D. (2000) ; Thermal cycling behavior of plasma-sprayed thermal barrier coatings with various MCrAlX bond coats, Journal of Thermal Spray Technology, **9**, n°1, p. 38-48.

Haynes, J.A. ; Pint, B.A.; More, K.L. ; Wright, I.G. ; Smialek, J.L. (2001) ; Superalloy substrate influences on the oxidation behavior of aluminide bond coatings, John Stringer Symposium on High Temperature Corrosion, p. 27-37.

Henkel, Daniel P. (1992) ; Study of aluminum-lithium alloy solidification using acoustic emission techniques, NASA Contractor Reports, n°4437, 1992, p 208.

Holcomb, David J ; 1993 ; Observations of the Kaiser Effect Under Multiaxial Stress States : Implications for Its Use in Determining in Situ Stress, Geophysical Research Letters., **20** , n°19 , p. 2119 , 4 p.

Holt, J. ; Palmer, I. G. ; Goddard, D. J. (1976) ; Use of acoustic emission for the detection of cracks in steel, *Oxidation of Metals*, p. 22-27.

Hutchinson, J.W. ; On the delamination of thermal barrier coatings in a thermal gradient ; *Surface and coating technology*, **149**, p. 179-184.

Jirousek, J. ; Zielinski, A.P.; Wroblewski, A. (2001) ; T-element analysis of plates on unilateral elastic Winkler-type foundation, *Computer Assisted Mechanics and Engineering Sciences*, **8**, n°2-3, p. 343-358.

Johnson, Mikael; Gudmundson, P. ; 2000 ; Broad-band transient recording and characterization of acoustic emission events in composite laminates ; *Composites Science and Technology*, **60**, n°15, American Society of Mechanical Engineers, Aerospace Division's Symposium in Honor of the 70th Birthdays of Professors Charles Bert and Jack Vinson, p 2803-2818.

Jones, R.L. ; Reidy, R.F. ; Mess, D. (1996) ; Scandia, yttria-stabilized zirconia for thermal barrier coatings ; *Surface & Coatings Technology*, **82**, n°1-2, p. 70-76.

Joyeux, T.; Jarrige, J. ; Labbe, J.C. ; Lecompte, J.P.; Alexandre, T. (2001) ; Oxygen influence on wetting and bonding between copper and aluminum nitride, *Key Engineering Materials*, **206-213**, n°1, 7th Conference of the European Ceramic Society, Brugge, p 535-538.

Khan, A.N. ; Lu, J. (2003) ; Behavior of air plasma sprayed thermal barrier coatings, subject to intense thermal cycling, *Surface and Coatings Technology*, **166**, n°1, 2003, p. 37-43.

Kline, R.A. ; Green, R.E. ; Palmer, C.H. (1981) ; Acoustic emission waveforms from cracking steel : experiment and theory, *Journal of Applied Physics*, **52**, n°1, p. 141-146.

Koiter, W.T. (1970) ; On the foundations of the linear theory of thin elastic shells, *Proc. Kon. Nederl. Akad. Wetensch.*, **B73**, p. 169-195.

Kokini, K. ; Takeuchi, Y.R. (1994) ; Initiation of surface cracks in multilayer ceramic thermal barrier coatings under thermal loads, Materials Science & Engineering A: Structural Materials: Properties, Microstructure and Processing, **A189**, n°1-2, p. 301-309.

Konsztowicz, Krzysztof J.; Fontaine, Denise (1990) ; Acoustic emission of thermally cycled refractories, Journal of the American Ceramic Society, **73**, n°10, p. 2809-2814.

Kuroda, Y. ; Fukaura, K. ; Sunada, H ; Izumi, H. (1991) ; Mechanical properties of injection molded and sintered zirconia/alumina ceramic composites, Journal of the Japan Society of Powder and Powder Metallurgy, **38**, n°6, p. 787-790.

Kyongjun, A.N. ; Ravichandran, Kakkaveri S. ; Dutton, R.E.; Semiatin, S.L. (1999) ; Microstructure, texture, and thermal conductivity of single-layer and multilayer thermal barrier coatings of Y₂O₃-stabilized ZrO₂ and Al₂O₃ made by physical vapor deposition, Journal of the American Ceramic Society, **82**, n°2, p. 399-406.

Levine, S. R. ; Miller, R. A. (1982) ; Thermal barrier coating for utility gas turbines, Electric Power Research Institute, Advanced Power Systems Division, (Report) EPRI AP.

Li, C-K ; Berndt, C.C (1998) ; Acoustic emission studies on thermal spray materials, Surface & Coatings Technology, **102**, n°1-2, p. 1-7.

Lipkin, D.M. ; Beltz, G.E. ; Clarke, D.R. (1996) ; Proceedings of the 1996 MRS Spring Meeting, Materials Research Society Symposium - Proceedings, v. 436, Thin Films: Stresses and Mechanical Properties VI, 534p

Lin, Chung-Kwei ; Berndt, Christopher C. (1998) ; Acoustic emission studies on thermal spray materials, Surface & Coatings Technology, **102**, n°1-2, p. 1-7.

Liu, Yan (2000) ; Life modeling of thermally cycled thermal barrier coatings, Licentiate dissertation, Lund University, Sweden, Material Engineering, LTH, Lund, Sweden, 55p.

Lombard, D. (1985) ; Dépôts plasmas de zircone et d'alliages métalliques utilisés dans les barrières thermiques, Thèse de docteur-ingénieur, ENSCI, Limoges, 262 p.

Matar, O. Bou ; Remenieras, J.P. ; Pizarro, L. ; Roncin, A. ; Patat, F. (1997) ; Performances of the parametric acoustic vibrometer for vibration sensing, Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium, 1, Part 1 (of 2), Toronto, p. 605-608.

Mathieu, J P ; Kastler, A ; Fleury, P (1991) ; Dictionnaire de Physique ; Masson-Eyrolles, Paris, 3^{ème} Édition, 567p.

McBride, R. ; Carolan, T.A. ; Barton, J.S. ; Wilcox, S.J. ; Borthwick, W.K.D. ; Jones, J.D.C. ; 1993 ; Detection of acoustic emission in cutting processes by fibre optic interferometry, Measurement Science & Technology, 4, n°10, p. 1122-1128.

Mévrel, R. (2001) ; Compte-rendu de la journée scientifique ONERA sur les barrières thermiques ; Gots Avril, p297, 6p.

Miller, R.A. (1984) ; Oxidation based model for thermal barrier coating life ; Journal of the American Ceramic Society, 67, n°8, p517-521.

Miller, R.K. ; McIntire, P. (1987) ; Non destructive testing handbook, 2nd edition, Vol. 5, Acoustic Emission Testing, Am. Soc. For non destructive testing, Columbus, OH.

Mori, H. ; Shiwa, M. ; Kishi, T. ; Otsuka, M. ; Ito, A. ; Sugita, Y. (1993) ; Non-destructive evaluation of microfracture due to the thermal cycle of thermal barrier coating by acoustic emission and ultrasonic testing ; Proc. 3rd Japan International SAMPE Symposium, p. 2330, 4p.

Mumm, D.R. ; Evans, G.A. (2001) ; Mechanisms controlling the performance and durability of thermal barrier coatings, Key Engineering Materials, 197, p. 199-230.

Nicholls, J.R. ; Evans, H.E. ; Saunders, S.R.J. (1997) ; Fracture and spallation of oxides, *Materials at High Temperatures*, **14**, n°1, p. 5-13.

Nied, Herman A. (1997) ; Ceramic coating edge failure due to thermal expansion interference ; American Society of Mechanical Engineers, Proceedings of the 1997 International Gas Turbine & Aeroengine Congress & Exposition, Orlando, FL, USA, 97-GT-410, 6p.

Nusier, S.Q. ; Newaz, G.M. ; Analysis of interfacial cracks in a TBC/superalloy system under thermomechanical loading, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Transactions of the ASME, **120**, n°4, p. 813-819.

Okazaki, M. (2003) ; The potential for the improvement of high performance thermal barrier coatings ; *Materials Science Research International*, **9**, n°1, p. 3-8.

Palmer, C.H. ; Claus, R.O.; Fick, S.E. (1977) ; Ultrasonic Wave measurement by differential interferometry, *Applied Optics*, **16**, n°7, p. 1849-1856.

Paris, P.C ; R.E. Gomez ; Anderson, W.E. (1961) ; A rational analytic theory of fatigue, *Retrospect Fracture Mechanics*, p.199-204.

Perrin, N.; Burlet, H. ; Boussuge, M. ; Desplanches, G. (1993) ; Thermomechanical experiments and numerical simulation of ceramic coatings ; *Surface & Coatings Technology*, **56**, n°2, p. 151-156.

Rigney, D.V.; Viguie, R.; Wortman, D.J. (1995) ; PVD TBC applications and process development for aircraft engines ; NASA Conference Publication, n 10170, p. 25.

Rivoaland, L.; Maurice, V. ; Josso, P. ; Bacos, M.-P. ; Marcus, P. (2003) ; The effect of sulfur segregation on the adherence of the thermally-grown oxide on NiAl-II: The oxidation behavior at 900°C of standard, desulfurized or sulfur-doped NiAl(001) single-crystals, *Oxidation of Metals*, **60**, n°1-2, p. 159-178.

Robin, P. ; Gitzhofer, F.; Boulos, M.I. (2001) ; Acoustic Emission Techniques for Life Prediction of TBCs under Thermal Cycling Conditions, Proceedings of the International Thermal Spray Conference, p.1247-1253.

Robin, P. ; Gitzhofer, F. ; Boulos, M.I. (2000) ; Acoustic Emission Techniques for the Nondestructive Evaluation of TBCs Under Thermal Cycling Conditions, Proceedings of the International Thermal Spray Conference, p.1255-1263.

Robinson, R.C. (2002) ; Features - Industry Benefits from Government Lab Test Facility - NASA's high-pressure burner rig offers a sophisticated, relatively inexpensive way to study high-temperature oxidation of advanced materials ; Industrial Heating., **68** , n. 5 , p. 45 , 6 p.

Ruckle, Duane L. (1980) ; Plasma-sprayed ceramic thermal barrier coatings for turbine vane platforms, Thin Solid Films, 73, n°2, Pap Presented at Int Conf on Metall Coat, San Diego, CA, USA, p 455-461.

J. Sanchez-Hubert and E. Sanchez-Palencia (1997) ; Coques élastiques minces, propriétés asymptotiques, Paris, Masson, 376p.

Sakurai, S. ; Busso, E.P. Lin, J (2001) ; A mechanistic study of oxidation-induced degradation in a plasma-sprayed thermal barrier coating system. - Part II: Life prediction ; Acta Materialia. , **49** , n. 9 , p. 1529 , 8 p.

Safai, S. ; Herman, H. ; Ono, K. (1979) ; Acoustic emission study of thermal sprayed oxide coatings, American Ceramic Society Bulletin, **58**, n°6, p. 624.

Sergo, V. ; Lughì, V. ; Pezzotti, G. ; Lucchini, E. ; Meriani, S. ; Muraki, N. ; Katagiri, G. ; Lo Casto, S. ; Nishida, T. (1998) ; Effect of wear on the tetragonal-to-monoclinic transformation and the residual stress distribution in zirconia-toughened alumina cutting tools, Wear, **214**, n°2, p. 264-270.

Shankar, N. R.; Berndt, C. C.; Herman, H (1983) ; Structural integrity of thermal barrier coatings by acoustic emission studies ; DVS Berichte (Deutscher Verband fuer Schweisstechnik), **80**, 10th International Thermal Spraying Conference., Essen, W Ger, p 41-45.

Simms, N.J. ; Nicholls, J.R. ; Oakey, J.E. (2001) ; Elaboration Methods and Experimental Techniques - Materials for Solid Fuel Fired Gas Turbines : Burner Rig and Laboratory Studies, Materials Science Forum., 369-372, pt. 2 , p. 833 , 8 p.

Singh, J.P. ; Nair, B.G. ; Renusch, D.P. ; Sutaria, M.P. ; Grimsditch, M.H. (2001) ; Damage Evolution and Stress Analysis in Zirconia Thermal Barrier Coatings during Cyclic and Isothermal Oxidation ; Journal of the American Ceramic Society - Including Communications of the Amer Ceramic Soc., **84**, n°10 , p. 2385 , 9 p.

Stecura, Stephan (1977) ; Two-layer thermal barrier coating for high temperature components, American Ceramic Society Bulletin, **56**, n°12, p. 1082-1085, 1089.

Stiger, M.J. ; Yanar, N.M.; Topping, M.G. ; Pettit, F.S. ; Meier, G.H. (1999) ; Thermal barrier coatings for the 21st century, Zeitschrift fuer Metallkunde/Materials Research and Advanced Techniques, **90**, n°12, p. 1069-1078.

Singheiser, L. ; Steinbrech, R. ; Quadackers, W.J. ; Herzog, R. (2001) ; Failure aspects of thermal barrier coatings, Materials at High Temperatures, **18**, n°4, p. 249-259.

Takeushi, Y.R. ; Kokini, K. ; (1994) ; Thermal fracture of multilayer ceramic thermal barrier coatings ; Transaction of ASME, v. 116, p266, 5p.

Tamura, M. ; Takahashi, M. ; Ishii, J. ; Suzuki, K. ; Sato, M. ; Shimomura, K. (1999) ; Multilayered thermal barrier coating for land-based gas turbines ; Journal of Thermal Spray Technology, **8**, n°1, p 68-72.

Teixeira, V. ; Andritschky, M. ; Gruhn, H. ; Mallener, W. ; Buchkremer, H.P. ; Stover, D. (2000) ; Reviewed Papers - Failure of Physical Vapor Deposition/Plasma-Sprayed Thermal Barrier Coatings during Thermal Cycling, Journal of Thermal Spray Technology, **9**, n°2, p. 191, 7p.

Tensi, H.M. (2004) ; The KAISER-EFFECT and its Scientific Background, Keynote of the 26th European Conference on Acoustic Emission Testing, DGZfP-Proceedings, p31-42.

Y. S. Touloukian (1976) ; Thermophysical properties of matter : [the TPRC data series; a comprehensive compilation of data], New York, IFI/Plenum Press, 12 Volumes.

Toriz, F.C.; Thakker, A.B.; Gupta, S.K. ; 1989 ; Flight service evaluation of thermal barrier coatings by physical vapor deposition at 5200 H ; Surface & Coatings Technology, 39-40, n°1-3 PT1, 16th International Conference on Metallurgical Coatings (ICMC) - Part I (of 3), San Diego, CA, USA, p 161-172.

Viktorov, I.A. (1967) ; Rayleigh and Lamb Waves, Physical Theory and Applications, Plenum Press, New York, 154p.

Voyer, J. (1996) ; Étude d'émission acoustique de barrières thermiques sous des conditions de chargement thermique cyclique, Thèse de doctorat, Université de Sherbrooke, Génie Chimique, Sherbrooke, Québec, Canada.

Wakayam, S. (1998) ; Microfracture process in ceramics under thermal shock fracture characterized by acoustic emission ; Journal of Acoustic Emission, **16**, n°1, p S170.

Weibull, W (1961) ; Fatigue testing and analysis of results, Pergamon Press, Oxford, 305p.

Weissner, S. ; Talke, F.E. (2000) ; Load/unload measurements using laser Doppler vibrometry and acoustic emission, Tribology International, **33**, n°5, p. 367-372.

Wigren, J. ; Pejryd, L. (1998) ; Thermal barrier coatings - Why, how, where and where to, Proceedings of the International Thermal Spray Conference, 2, p. 1531-1542.

Yamade, Y. ; Kawaguchi, Y. ; Takeda, N. ; Kishi, T. (1994) ; Fracture Analysis of Mullite Ceramics using Acoustic Emission Technique, Journal of Acoustic Emission, **12**, n°3-4, p. 127.

Yonushonis, T.M. ; Stafford, R.J. ; Ahmed, T. ; Favro, L.D. ; Kuo, P.K. ; Thomas, R.L. (1992) ; Infrared thermal wave imaging of thermal barrier coatings for diesel applications ; American Ceramic Society Bulletin, **71**, n°8, p. 1191, 11p.

Zienkiewicz, O. C. ; Taylor, R.L. (2000) ; The finite element method, 5th ed., Boston : Butterworths, 3 Volumes.

Zhang, Y. ; Haynes, J.A. ; Lee, W.Y. ; Wright, I.G. ; Pint, B.A. ; Cooley, K.M. ; Liaw, P.K. (2001) ; Effects of Pt incorporation on the isothermal oxidation behavior of chemical vapor deposition aluminide coatings, Metallurgical and Materials Transactions A: Physical Metallurgy and Materials Science, **32**, n°7, p. 1727-1741.

Zhou, M. ; Zhang, Y.K. ; Cai, L. (2002) ; Adhesion measurement of thin films by a modified laser spallation technique: theoretical analysis and experimental investigation ; Applied Physics - Section A - Materials Science and Processing., **74**, n°4, p. 475, 6 p.