



HAL
open science

Analyse de la fissuration au voisinage d'une interface dans les matériaux fragiles : applications aux composites à matrice céramique et aux combustibles nucléaires

Benoît Poitou

► To cite this version:

Benoît Poitou. Analyse de la fissuration au voisinage d'une interface dans les matériaux fragiles : applications aux composites à matrice céramique et aux combustibles nucléaires. Mécanique des matériaux [physics.class-ph]. Université Bordeaux 1, 2007. Français. NNT: . tel-03621364

HAL Id: tel-03621364

<https://hal.science/tel-03621364>

Submitted on 28 Mar 2022

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE

PRESENTEE A

L'UNIVERSITE BORDEAUX 1

ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGENIEUR

Par **Benoît POITOU**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPECIALITE : Mécanique

Analyse de la fissuration au voisinage d'une interface dans les matériaux fragiles. Applications aux composites à matrice céramique et aux combustibles nucléaires.

Soutenue le 9 novembre 2007

Après avis de :

MM M. Dupeux, Professeur à l'Université J. Fourier de Grenoble	Rapporteur
F. Hild, Directeur de Recherche au CNRS, LMT-Cachan	Rapporteur

Devant la Commission d'examen formée de :

MM D. Leguillon, Directeur de Recherche au CNRS, LMM Jussieu	Président
E. Martin, Professeur à l'Université Bordeaux 1	Examineur
M. Shanahan, Professeur à l'Université Bordeaux 1	Examineur
S. Morel, Maître de Conférence à l'Université Bordeaux 1	Examineur
J.-M Gatt, Ingénieur au Commissariat à l'Energie Atomique	Examineur
B. Michel, Ingénieur au Commissariat à l'Energie Atomique	Examineur

*A Suzanne, ma femme
Françoise et Dany, mes parents*

THESE

PRESENTEE A

L'UNIVERSITE BORDEAUX 1

ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGENIEUR

Par **Benoît POITOU**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPECIALITE : Mécanique

Analyse de la fissuration au voisinage d'une interface dans les matériaux fragiles. Applications aux composites à matrice céramique et aux combustibles nucléaires.

Soutenue le 9 novembre 2007

Après avis de :

MM M. Dupeux, Professeur à l'Université J. Fourier de Grenoble	Rapporteur
F. Hild, Directeur de Recherche au CNRS, LMT-Cachan	Rapporteur

Devant la Commission d'examen formée de :

MM D. Leguillon, Directeur de Recherche au CNRS, LMM Jussieu	Président
E. Martin, Professeur à l'Université Bordeaux 1	Examineur
M. Shanahan, Professeur à l'Université Bordeaux 1	Examineur
S. Morel, Maître de Conférence à l'Université Bordeaux 1	Examineur
J.-M Gatt, Ingénieur au Commissariat à l'Energie Atomique	Examineur
B. Michel, Ingénieur au Commissariat à l'Energie Atomique	Examineur

REMERCIEMENTS

Je tiens à exprimer tout d'abord mes remerciements aux membres du jury qui ont accepté d'évaluer mon travail de thèse, et plus particulièrement au président du jury M. Dominique Leguillon (Directeur de Recherche CNRS) ainsi qu'aux rapporteurs de ce manuscrit M. François Hild (Directeur de Recherche CNRS) et M. Michel Dupeux (Professeur d'Université).

Merci à M. Eric Martin pour avoir dirigé ces travaux. Son aide sur le plan technique et ses grandes qualités humaines ont permis de mener à bien cette thèse. Je tiens également à le remercier pour la confiance et la sympathie qu'il m'a témoignées au cours de ces trois années.

Je voudrais également remercier M. Jean-Marie Gatt du Commissariat à l'Energie Atomique pour son suivi et ses conseils avisés lors des étapes cruciales de cette thèse. Son encadrement lors de mes nombreuses missions à Cadarache fut précieux.

Merci également à Alain Guette, directeur du Laboratoire des Composites Thermostructuraux de l'Université Bordeaux 1, et à Patrick Obry, responsable du laboratoire de simulation du combustible au CEA Cadarache, pour m'avoir accueilli dans leur locaux et m'avoir permis d'effectuer cette thèse dans de très agréables conditions de travail.

Merci respectivement à

- Nicolas Carrère de l'Onera,

- Stéphane Jouannigot, Bruno Humez, Muriel Alrivie, Guillaume Rousset, Guillaume Couégnat, Doriane Héлары, Georges Chollon et Jaques Lamou du LCTS,

- Olivier Dugne, Bruno Michel, Frédéric Michel, Marc Laine et Damien Ségur du CEA Cadarache,

pour les discussions partagées, les collaborations privilégiées et l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux.

Je tiens aussi à remercier Florence Croizer, Josette Forget, Thierry Mallard et Régine Bousquet (CEA) pour leur gentillesse et leur efficacité lors des difficultés administratives et informatiques que j'ai rencontrées.

Je tiens enfin à remercier toutes les personnes (thésards, stagiaires et permanents du LCTS) avec qui j'ai pu partager des instants de bonne humeur au cours de ces trois ans.

Enfin, je tiens à exprimer ma plus profonde reconnaissance à mes parents, ma famille et mes amis pour leurs encouragements et leur soutien. Et merci tout particulièrement à Suzanne pour m'avoir écouté lors de mes répétitions de soutenance et avoir fait semblant de s'intéresser à la déviation des fissures aux interfaces dans les multicouches céramiques...

SOMMAIRE GENERAL

SOMMAIRE GENERAL

LEXIQUE	15
----------------	-----------

INTRODUCTION GENERALE	19
------------------------------	-----------

CHAPITRE 1	25
-------------------	-----------

Nucléation et propagation de fissures dans un bimatériau fragile

1. Introduction	27
2. Mécanique de la rupture fragile	27
3. Propagation interfaciale dans les bimatériaux fragiles	29
3.1. Singularité pour une fissure interfaciale	29
3.2. Facteur d'intensité de contraintes pour une fissure interfaciale	30
3.3. Mixité modale	31
3.4. Taux de relaxation d'énergie pour une fissure interfaciale	32
4. Interaction fissure/interface dans un bimatériau fragile	33
5. Critères d'amorçage au voisinage d'une concentration de contraintes dans un matériau fragile	40
5.1. Les critères en contrainte	41
5.2. Les approches énergétiques	44
5.3. Les modèles de zone cohésive	49
5.4. Applications à l'amorçage des fissures au voisinage d'une interface	53
6. Conclusions	54

CHAPITRE 2	59
-------------------	-----------

Nucléation de fissure en amont d'une fissure principale dans un bimatériau fragile

1. Introduction	61
2. Comparaison de deux critères d'amorçage pour prédire la décohésion interfaciale : critère mixte ou modèle de zone cohésive ?	62
2.1. Présentation du modèle	62
2.2. Analyse de l'amorçage avec le critère mixte	63
2.2.1. Rappels et généralités	63
2.2.2. Résultats	64
2.3. Analyse de l'amorçage à l'aide des modèles de zone cohésive	67
2.3.1. Présentation des modèles	67
2.3.2. Résultats	70
2.4. Comparaison des deux critères d'amorçage et discussion	73

2.4.1. Comparaison des déformations à l'amorçage	73
2.4.2. Comparaison des longueurs d'amorçage.....	74
2.5. Effet d'échelle	76
2.6. Bilan	79
3. Analyse de l'interaction fissure/interface	80
3.1. Analyse des mécanismes de fissuration au voisinage de la fissure principale.....	81
3.1.1. Propagation dans la couche 1	81
3.1.2. Amorçage d'une fissure dans la couche 2	81
3.1.3. Décohésion interfaciale	84
3.2. Compétition entre les différents mécanismes de fissuration	85
3.2.1. Compétition entre propagation dans la couche 1 et pénétration dans la couche 2	86
3.2.2. Compétition entre propagation dans la couche 1 et décohésion interfaciale	88
3.3.3. Compétition entre décohésion interfaciale et pénétration dans la couche 2	91
4. Conclusions	95

CHAPITRE 3**99****Déviations de fissure à l'interface fibre/matrice dans les composites à matrice céramique**

1. Introduction – Position du problème	101
2. Présentation des composites à matrice céramique.....	102
2.1. Généralités	102
2.2. Comportement mécanique des CMC	103
2.3. Rôle de la zone interfaciale sur le comportement mécanique des CMC	105
3. Mécanismes de fissuration à l'interface fibre/matrice Dans les CMC.....	106
3.1. Caractéristiques à rupture des constituants des CMC.....	107
3.1.1. Propagation de la fissure matricielle	109
3.1.2. Amorçage de la décohésion interfaciale	109
3.1.3. Amorçage de la pénétration dans la fibre.....	110
3.2. Compétition entre les différents mécanismes	112
3.2.1. Décohésion interfaciale ou propagation matricielle ?	112
3.2.2. Rupture de la fibre ou propagation matricielle ?	113
3.2.3. Rupture de la fibre ou décohésion interfaciale ?	115
3.2.4. Propagation stable de la fissure matricielle ($E_f > E_m$).....	118
3.2.5. Propagation instable de la fissure matricielle ($E_f \leq E_m$)	121
3.3. Cas d'une fissure matricielle atteignant l'interface.....	122
3.3.1. La fibre et la matrice ont une rigidité identique : $E_f = E_m$	122
3.3.2. La matrice est plus souple que la fibre : $E_f > E_m$	123
3.3.3. La matrice est plus rigide que la fibre : $E_f < E_m$	125
3.4. Influence des contraintes résiduelles	126
3.4.1. Refroidissement du microcomposite	128
3.4.2. Chargement thermomécanique	133
4. Propagation interfaciale et rebranchement	138

4.1. Propagation interfaciale	138
4.2. Analyse du rebranchement de la fissure hors de l'interface.....	141
4.2.1. Influence du contraste élastique et de la longueur de décohésion interfaciale	145
4.2.2. Evaluation de l'angle de branchement	146
4.2.3. Application à un critère de rebranchement.....	148
5. Conclusions	149
CHAPITRE 4	153
Fissuration de l'enrobage des particules combustibles pour les réacteurs nucléaires à haute température (HTR)	
1. Introduction	155
2. Comportement mécanique et fracturation du combustible HTR.....	156
2.1. Rôle et comportement de chaque élément du combustible lors de l'irradiation.....	156
2.2. Fracturation du combustible.....	158
3. Approche expérimentale : caractérisation des couches et interfaces de l'enrobage du combustible HTR.....	161
3.1. Introduction.....	161
3.2. Elaboration des échantillons sphériques et plans.....	162
3.2.1. Procédé d'enrobage	162
3.2.2. Analyse microstructurale des échantillons.	163
3.3. Caractérisation mécanique des dépôts	166
3.3.1. Couche de carbure de silicium.....	167
3.3.2. Couche de pyrocarbone	173
3.4. Caractérisation des interfaces PyC/SiC.....	176
3.4.1. Modélisation d'essais de Push-Out.....	176
3.4.2. Réalisation d'essais de flexion sur éprouvettes entaillées multicouches	181
3.5. Conclusions	193
4. Analyse de la propagation des fissures aux interfaces au cours de l'irradiation	195
4.1. Généralités et présentation d'ATLAS	195
4.2. Chargement simplifié de pression interne : modélisation de la fin d'irradiation	197
4.2.1. Modélisation	197
4.2.2. Critère d'amorçage.....	198
4.2.3. Analyse de chaque mécanisme et critère de déviation.....	199
4.3. Modélisation en cours d'irradiation	204
4.3.1. Choix de l'instant d'irradiation	204
4.3.2. Couplage avec le code ATLAS.....	205
4.3.3. Analyse de la fissuration en début d'irradiation	208
5. Conclusions	212
CONCLUSION GENERALE	217
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	223

LEXIQUE ET PRINCIPALES ABREVIATIONS

LEXIQUE ET PRINCIPALES ABREVIATIONS

Buffer

couche de pyrocarbone poreux de l'enrobage des combustibles HTR

Caloporteur

gaz ou liquide utilisé pour extraire la chaleur produite par les fissions dans un réacteur nucléaire

Combustible

matière contenant des noyaux fissiles permettant d'assurer l'entretien d'une réaction en chaîne dans le cœur d'un réacteur

Cœur d'un réacteur

région d'un réacteur nucléaire à fission comprenant le combustible nucléaire agencée pour être le siège d'une réaction en chaîne

CMC

composites à matrice céramique

DCPV

dépôt chimique en phase vapeur (CVD : Chemical Vapour Deposition)

Fission

scission d'un noyau lourd en plusieurs morceaux (produits de fission), accompagnée d'émission de neutrons, de rayonnement et d'un important dégagement d'énergie

Fluence

flux de neutrons intégrée par le matériau au cours de son irradiation (unité : neutrons/cm²)

GFR

réacteur à caloporteur gaz (Gas Fast Reactor)

HTR

réacteur à haute température (High Temperature Reactor)

ICPV

Infiltration chimique en phase vapeur (CVI : Chemical Vapour Infiltration)

MEB

microscope électronique à balayage

Microcomposite

composite modèle unidirectionnel constitué d'une fibre insérée dans une gaine de matrice (et éventuellement d'une interphase)

MZC

modèle de zone cohésive

Neutrons rapides

neutrons libérés lors de la fission, se déplaçant à très grande vitesse (200000km/s) ; leur énergie est de l'ordre de 2 MeV

Neutrons thermiques (ou neutrons lents)

neutrons en équilibre thermique avec la matière dans laquelle ils se déplacent à 2 ou 3km/s (leur énergie est supérieure à 1eV)

Produits de fission (PF)

nucléides générés soit directement par la fission nucléaire soit indirectement par la désintégration des fragments de fission

PyC

pyrocarbone (interne : I-PyC ; externe : O-PyC)

REP

Réacteur à Eau Pressurisée

SiC

carbure de silicium

Taux de combustion de fission (TCF) (burn up en anglais)

pourcentage du nombre de noyaux atomiques d'éléments lourds (uranium et plutonium) ayant subi la fission par rapport au nombre de noyaux initialement présents dans le combustible pendant une période donnée ; il s'exprime en %FIMA (number of Fission per Initial Métal Atom) ou en GigaWatt.Jour.Tonne⁻¹

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

Les matériaux céramiques conservent leurs bonnes caractéristiques mécaniques et chimiques à haute température (supérieure à 1000°C). Leur emploi est donc incontournable dès que l'on souhaite accroître la température de fonctionnement d'un composant afin d'améliorer les rendements énergétiques dans certains secteurs de l'industrie nucléaire ou aéronautique.

Néanmoins, le principal handicap d'un matériau céramique monolithique concerne sa faible résistance à la propagation de fissure. Lorsque celle-ci s'amorce, elle se propage instantanément jusqu'à la rupture du composant. Pour réduire leur fragilité, il est alors nécessaire d'élaborer des matériaux à structure multicouche (figures 1a et 1b) ou fibreuse (figure 1c).

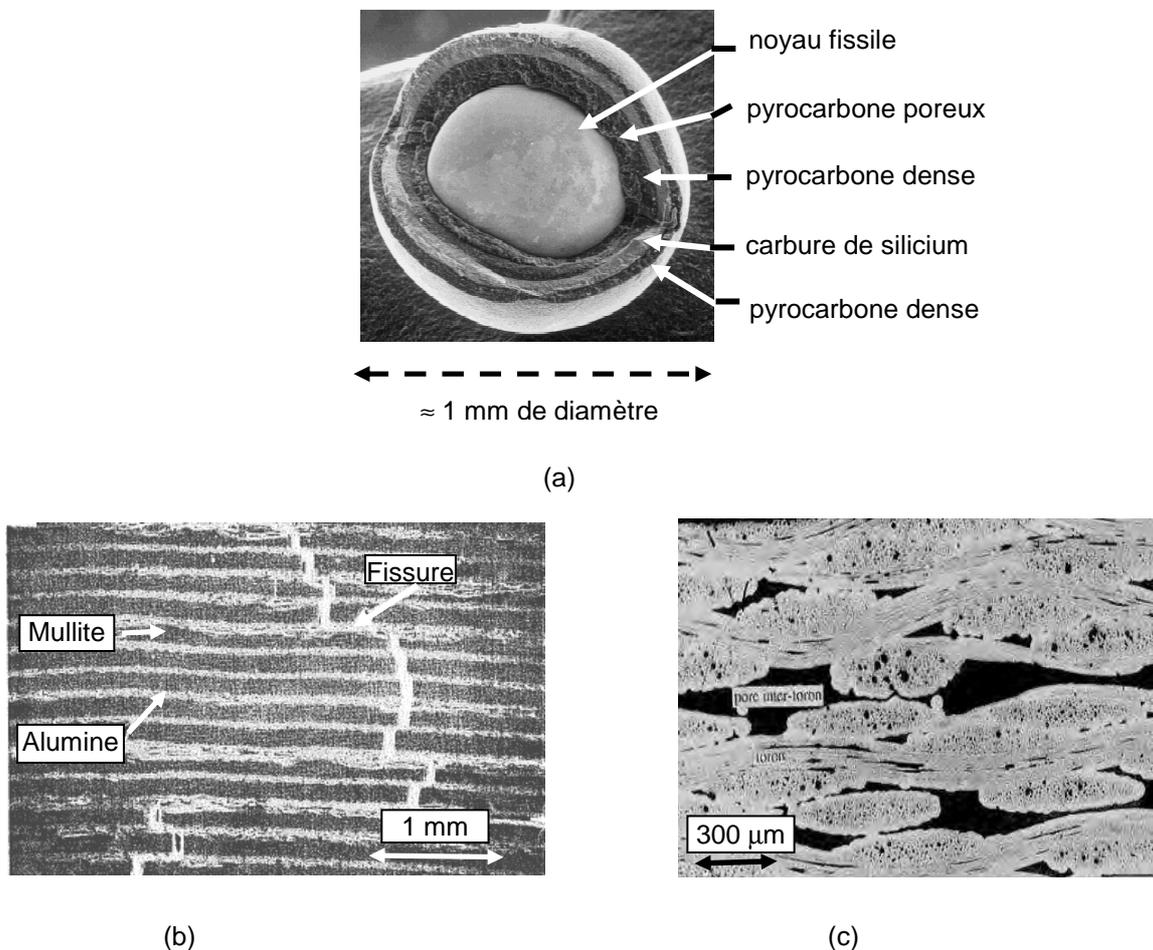


Figure 1 – Exemples de structures multicouches céramiques : (a) enrobage de pyrocarbone et de carbure de silicium des combustibles des réacteurs nucléaires à haute température [Wang, 2004], (b) matériau céramique lamellaire (couche de mullite et interphase d'alumine [Lee et Kriven, 2001]), (c) composites à matrice céramique (tissu : fibre et matrice de carbure de silicium [Aubard, 1992]).

La tenue à rupture d'un matériau comportant plusieurs couches fragiles dépend en effet essentiellement de la nature des interfaces entre couches. Ainsi, une rupture fragile catastrophique peut être évitée lorsque l'interface retarde l'endommagement d'une couche en favorisant la déviation d'une fissure formée dans la couche adjacente, dissipant ainsi de l'énergie supplémentaire et augmentant l'énergie de rupture du composite. **L'introduction d'interfaces jouant le rôle de déviateur de fissures permet donc l'élaboration de céramiques multicouches possédant une ténacité bien supérieure à celle de la céramique monolithique équivalente** (figure 2).

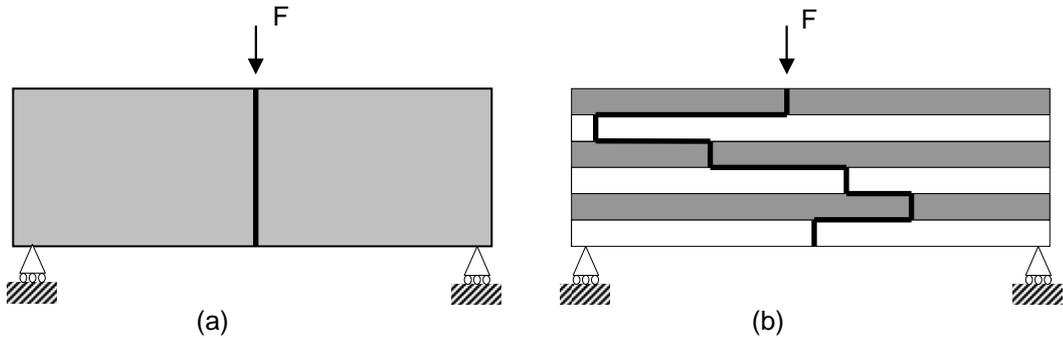


Figure 2 – Chemins de fissuration au sein d'une structure monolithique (a) et lamellaire (b).

Un meilleur contrôle des interfaces entre couches améliore donc la résistance mécanique et la tolérance à l'endommagement des structures multicouches et en définitive la durée de vie à haute température. L'élaborateur de tels matériaux est donc amené à concevoir et à optimiser l'architecture d'une structure multicouche céramique en intégrant les caractéristiques mécaniques de chaque couche mais aussi des interfaces.

Notre contribution porte sur la compréhension des modes de propagation d'une fissure dans ces zones de liaison et sur la mise au point de critères prédictifs de déviation de fissure au voisinage d'une interface. Certains résultats expérimentaux ont montré qu'une concentration de contraintes pouvait amorcer une décohésion interfaciale mais il existe peu de travaux concernant la modélisation de ce phénomène. L'étude a donc été centrée sur l'amorçage des mécanismes élémentaires de fissuration (déviation et pénétration) qui se déclenchent en amont d'une fissure principale (figure 3). Leur prévision nécessite la mise en œuvre d'un critère d'amorçage de fissure au voisinage d'une concentration de contraintes.

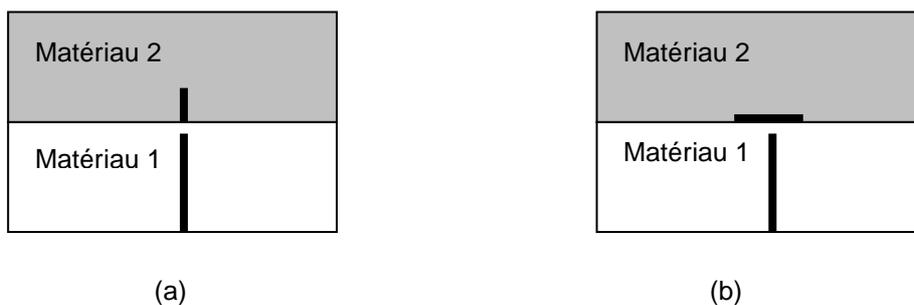


Figure 3 – Mécanismes de pénétration (a) et de déviation (b) en amont de la fissure principale.

Le mémoire de thèse s'articule selon quatre chapitres :

- Le premier chapitre est une analyse bibliographique concernant la propagation de fissures dans un bimatériau fragile. On s'intéresse d'abord à la propagation d'une fissure interfaciale puis à la propagation d'une fissure vers l'interface. Les critères usuels de déviation de fissure par une interface (qui supposent que l'extrémité de la fissure principale est préalablement située à l'interface) sont présentés avec leurs hypothèses souvent restrictives. Pour décrire les mécanismes de fissuration en amont d'une fissure principale illustrés par la figure 3, il faut avoir recours à un critère d'amorçage. L'avantage des approches mixtes « contrainte / énergie » est alors mis en évidence.
- Le second chapitre compare deux approches (critère mixte et zone cohésive) pour prévoir l'amorçage d'une décohésion interfaciale en amont d'une fissure principale. Le critère mixte se révèle plus approprié pour une étude paramétrique et il est ensuite utilisé pour étudier la compétition entre les mécanismes de décohésion et de pénétration à l'interface d'un bimatériau. On montre aussi que cette approche permet d'établir les frontières des domaines de décohésion/pénétration en fonction des propriétés à rupture des constituants du bimatériau.
- Le troisième chapitre est dédié à l'analyse de la déviation de fissure dans les composites à matrice céramique, matériaux utilisés dans les pièces de moteur aéronautique ou les cols de tuyère des lanceurs spatiaux par exemple. On considère pour cela un élément microcomposite sollicité en traction pour simuler la propagation d'une fissure matricielle et sa déviation à l'interface fibre/matrice. On s'intéresse également à l'influence des contraintes résiduelles issues de la phase d'élaboration et au rebranchement de la fissure interfaciale dans la fibre.
- Le dernier chapitre est consacré à l'analyse de la fissuration de l'enrobage des combustibles nucléaires des réacteurs à haute température. Contrairement aux matériaux composites à matrice céramique, les propriétés des couches et des interfaces de cet enrobage sont peu connues et une campagne expérimentale a dû être réalisée. Elle associe des essais de nanoindentation, de flexion trois points et l'exploitation numérique d'essais de Push-Out sur des échantillons multicouches. Les données obtenues ont alors été utilisées pour modéliser la fissuration de l'enrobage à plusieurs étapes de l'irradiation du combustible.

CHAPITRE 1

Nucléation et propagation de fissures dans un bimatériau fragile

CHAPITRE 1

Nucléation et propagation de fissures dans un bimatériau fragile

Résumé

Ce chapitre présente différents outils permettant d'analyser la fissuration au voisinage des interfaces dans les bimatériaux fragiles. Après avoir rappelé les principes de la mécanique de la rupture, les principales caractéristiques concernant la propagation des fissures interfaciales sont décrites. On précise également la nature des singularités rencontrées lors de l'interaction d'une fissure avec une interface et les différentes façons d'établir des critères de déviation ou de pénétration à l'interface. Par ailleurs, certains résultats expérimentaux montrent que le mécanisme de décohésion interfaciale peut survenir en amont d'une fissure principale avant que celle-ci n'atteigne l'interface. La prédiction de ce phénomène nécessite alors l'emploi d'un critère d'amorçage de fissure. Les principaux critères correspondants sont basés sur une analyse en contrainte ou en énergie mais reposent sur le choix d'une distance critique supposée caractéristique du matériau. Cette hypothèse forte n'est plus nécessaire si on choisit un critère mixte qui couple les deux approches. D'autre part, les modèles de zone cohésive présentés dans la dernière partie du chapitre ont l'avantage de décrire conjointement l'amorçage et la propagation des fissures.

Sommaire

1. Introduction	27
2. Mécanique de la rupture fragile.....	27
3. Propagation interfaciale dans les bimatériaux fragiles	29
3.1. Singularité pour une fissure interfaciale.....	29
3.2. Facteur d'intensité de contraintes pour une fissure interfaciale.....	30
3.3. Mixité modale.....	31
3.4. Taux de relaxation d'énergie pour une fissure interfaciale	32
4. Interaction fissure/interface dans un bimatériau fragile.....	33
5. Critères d'amorçage au voisinage d'une concentration de contraintes dans un matériau fragile	40
5.1. Les critères en contrainte	41
5.2. Les approches énergétiques	44
5.3. Les modèles de zone cohésive	49
5.4. Applications à l'amorçage des fissures au voisinage d'une interface	53
6. Conclusions	54

1. INTRODUCTION

La rupture d'un matériau peut intervenir brutalement presque sans déformation préalable pour les matériaux fragiles tandis qu'elle n'intervient qu'après une étape de grande déformation permanente pour les matériaux ductiles. Ces derniers s'écoulent alors plastiquement avant de rompre. On se placera ici dans le contexte de la rupture fragile : le matériau demeure essentiellement élastique lorsqu'une fissure se propage (la zone plastique restant confinée au voisinage de la pointe de la fissure).

On distingue généralement deux modes de rupture :

- la rupture brutale : la sollicitation croissante d'une pièce comportant une fissure se traduit d'abord par un écartement progressif des lèvres du défaut puis, lorsque la contrainte appliquée atteint une valeur critique, la fissure s'allonge et va conduire brutalement à la rupture de la pièce ;

- la rupture par fatigue : la sollicitation est une fonction du temps (corrosion sous contrainte, fluage en température...) ou du nombre de cycles (fatigue cyclique). La taille de la fissure augmente progressivement et lorsque le chargement critique est atteint, la pièce rompt brutalement. Ce mécanisme de fatigue par croissance de la taille du défaut produit une rupture brutale différée.

La bibliographie de la rupture par fatigue est vaste et abondante que ce soit pour les matériaux métalliques ([Duprat, 1997], [Palin-Luc et al., 2006]) ou les composites ([Bathias, 1991], [Ahmed El-Assal et Khashaba, 2007]). Dans ce manuscrit, nous nous concentrons exclusivement sur l'analyse de la rupture brutale et nous présentons dans ce chapitre une étude bibliographique de la propagation d'une fissure dans un bimatériau fragile, en particulier au voisinage des interfaces.

Après un bref rappel des notions classiques de mécanique de la rupture fragile, l'interaction d'une fissure avec une interface sera décrite. La méthode des développements asymptotiques permet d'estimer le taux de restitution d'énergie pour une fissure se propageant le long de l'interface ou se dirigeant vers l'interface pour en déduire un critère de déviation. Il sera montré que la description des mécanismes de rupture à l'interface dans le voisinage d'une fissure principale impose l'emploi d'un critère de nucléation. Enfin, on abordera l'utilisation des modèles de zone cohésive qui constitue une alternative intéressante basée sur la mécanique de l'endommagement.

2. MECANIQUE DE LA RUPTURE FRAGILE

[Williams, 1957] établit l'expression asymptotique des champs de déplacement au voisinage de la pointe de la fissure pour un matériau élastique soumis à un chargement statique en petites déformations (figure 1.1). Dans une situation de déformations planes, son expression s'écrit en coordonnées polaires :

$$\underline{U}(r, \theta) = \underline{U}(0,0) + k_I r^\lambda \underline{f}_1(\theta) + k_{II} r^\lambda \underline{f}_2(\theta) + \dots, \quad (1.1)$$

où λ (égal à $\frac{1}{2}$) est l'exposant de la singularité, $(\underline{f}_1(\theta), \underline{f}_2(\theta))$ sont des fonctions d'angle et (k_I, k_{II}) sont les facteurs d'intensité de contraintes qui dépendent du mode de chargement de la structure. Le premier (mode symétrique d'ouverture) et le second (mode antisymétrique de cisaillement) sont représentés par la figure 1.2.

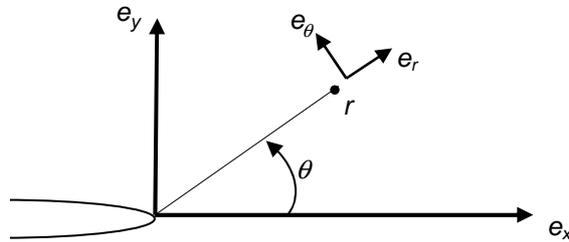
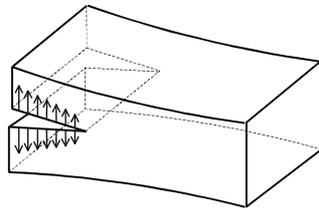
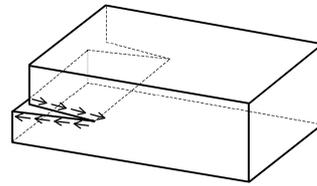


Figure 1.1 - Repère local en pointe de fissure.



a) mode I : ouverture



b) mode II : glissement plan

Figure 1.2 - Modes de fissuration.

De manière analogue, le champ des contraintes au voisinage de la pointe de fissure s'écrit :

$$\underline{\sigma}(r, \theta) = k_I r^{\lambda-1} \underline{s}_I(\theta) + k_{II} r^{\lambda-1} \underline{s}_{II}(\theta) + \dots \quad (1.2)$$

avec $\underline{s}_I(\theta)$ et $\underline{s}_{II}(\theta)$ deux nouvelles fonctions d'angle. La relation (1.2) montre que le terme dominant dans l'expression des contraintes est proportionnel à $1/\sqrt{r}$. Il est singulier (infini) à la pointe de la fissure.

[Griffith, 1924] a été le premier à étudier la rupture en faisant un bilan énergétique. Pour une propagation quasi-statique et sous chargement constant, il écrit que :

$$\Delta\Phi = \Delta E + G^c \Delta S. \quad (1.3)$$

Ce bilan exprime que le travail $\Delta\Phi$ des forces extérieures permet d'accroître l'énergie potentielle élastique ΔE et de faire propager la fissure d'un incrément ΔS . En définissant le taux de restitution d'énergie par :

$$G = -\frac{\partial W}{\partial S} = -\frac{\partial}{\partial S}(E - \Phi), \quad (1.4)$$

où $W = E - \Phi$ est l'énergie potentielle totale, le critère de Griffith s'écrit $G = G^c$ avec G^c la ténacité du matériau.

Puisque nous allons par la suite nous intéresser à la propagation des fissures dans les structures multicouches, il est nécessaire d'utiliser la mécanique de la rupture fragile dans le cas d'une propagation de fissure à l'interface entre deux matériaux.

3. PROPAGATION INTERFACIALE DANS LES BIMATERIAUX FRAGILES

On considère une fissure interfaciale (figure 1.3) située à la jonction de deux matériaux élastiques isotropes possédant des caractéristiques élastiques différentes (E_1, ν_1) et (E_2, ν_2) . Cette fissure est supposée se propager le long de l'interface lorsque celle-ci possède une ténacité inférieure à chacun des matériaux.

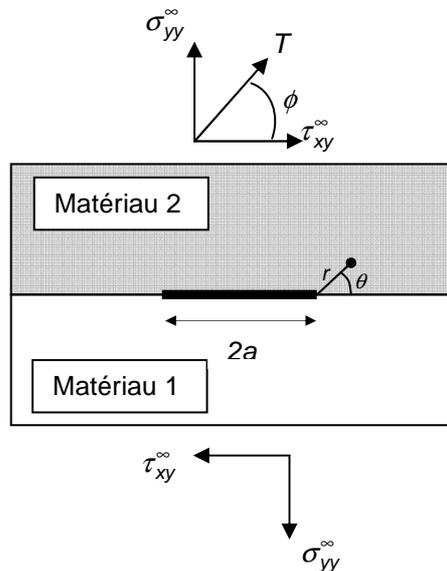


Figure 1.3 - Schéma d'une fissure interfaciale au sein d'un bimatériau.

D'après les travaux d'[England, 1965] puis [Erdogan, 1965], il existe un cisaillement interfacial au niveau de la fissure entre les deux matériaux qui rend impossible toute distinction entre les modes I et II de fissuration. L'étude du terme le plus singulier conduit à l'expression suivante de la contrainte σ en coordonnées polaires (r, θ) :

$$\underline{\sigma}(r, \theta) = K r^{\lambda-1} \underline{s}(\theta), \tag{1.5}$$

où K est un facteur d'intensité de contraintes complexe liant les effets de tension et de cisaillement en tête de fissure, $\underline{s}(\theta)$ est une fonction d'angle et λ est l'ordre complexe de la singularité dont la signification est précisée aux paragraphes suivants.

3.1. Singularité pour une fissure interfaciale

L'exposant de la singularité est de la forme $\lambda = \frac{1}{2} \pm i\varepsilon$ où la constante biélastique ε est définie par :

$$\varepsilon = \frac{1}{2\pi} \ln \left(\frac{(3-4\nu_1)\mu_2 + \mu_1}{(3-4\nu_2)\mu_1 + \mu_2} \right), \quad (1.6)$$

et où $\mu_i = \frac{E_i}{2(1+\nu_i)}$ ($i = 1, 2$) est le module de cisaillement, E_i le module de Young et ν_i le coefficient de Poisson du matériau i .

La valeur de ε croît avec le rapport des modules de cisaillement (μ_2 / μ_1) des deux matériaux en présence mais sa valeur maximale théorique est de l'ordre de 0,175 tandis que dans la plupart des cas usuels, ε ne dépasse guère 0,08 ([Rice, 1988], [Rice et al., 1989]). L'ordre complexe de la singularité est responsable du comportement oscillant des solutions asymptotiques donnant les contraintes $\underline{\sigma}$ et les déplacements \underline{U} sous la forme :

$$\begin{aligned} \underline{\sigma}(r, \theta) &= \underline{\sigma}(\sqrt{r} [\cos(\varepsilon \log r), \sin(\varepsilon \log r)], \theta) \\ \underline{U}(r, \theta) &= \underline{U}(\sqrt{r} [\cos(\varepsilon \log r), \sin(\varepsilon \log r)], \theta) \end{aligned} \quad (1.7)$$

3.2. Facteur d'intensité de contraintes pour une fissure interfaciale

Dans le plan de l'interface ($\theta = 0$) et pour un chargement $T e^{i\phi} = \sigma_{yy}^{\infty} + i \tau_{xy}^{\infty}$, on a au voisinage de la pointe de fissure :

$$(\sigma_{yy} + i\tau_{xy})(r, \theta = 0) = \frac{K r^{i\varepsilon}}{\sqrt{2\pi r}}, \quad (1.8)$$

où K est un facteur d'intensité complexe avec (pour une fissure interfaciale de longueur « $2a$ ») :

$$K = Y T e^{i\phi} \sqrt{a} a^{-i\varepsilon} \quad (Y \text{ est un facteur de calibrage}). \quad (1.9)$$

Ceci conduit à :

$$(\sigma_{yy} + i\tau_{xy})(r, \theta = 0) = Y T \sqrt{\frac{a}{2\pi r}} e^{i(\phi - \varepsilon \ln \frac{a}{r})}. \quad (1.10)$$

On pose en outre $\psi = \phi - \varepsilon \ln \frac{a}{r}$ pour définir l'angle de mixité modale de fissuration à l'interface dont la signification est présentée dans la partie suivante. Lorsque ε est faible, il est possible d'introduire un coefficient d'intensité de contraintes plus conforme à la définition classique de la mécanique de la rupture [Rice, 1988]. En effet, le terme $K r^{i\varepsilon} = Y T e^{i\phi} \sqrt{a} \left(\frac{r}{a}\right)^{i\varepsilon}$ devient indépendant de r et on peut choisir une valeur arbitraire de r , noté \hat{r} , pour laquelle il est possible de considérer le champ de contraintes comme celui d'une fissure sollicitée en mode I et II. On a alors :

$$K \hat{r}^{i\varepsilon} = K_I + iK_{II} = Y T e^{i\phi} \sqrt{a} \left(\frac{\hat{r}}{a}\right)^{i\varepsilon}. \quad (1.11)$$

La mixité modale est définie par $\psi = \arctan(K_{II} / K_I) = (\tau_{xy} / \sigma_{yy})_{\theta=0}$ et $K = |K| e^{i\psi}$. Le choix de la valeur

de référence \hat{r} importe peu si ε est faible mais il est indispensable de la fixer pour comparer les différentes combinaisons de bimatériaux. Une autre solution est de substituer au système étudié un bimatériau différent possédant la caractéristique $\varepsilon = 0$ ([Hutchinson, 1989]). On retrouve dans ce cas les interprétations traditionnelles de K_I et K_{II} .

L'ordre complexe de la singularité est donc à l'origine des difficultés rencontrées pour définir le coefficient d'intensité de contraintes dans le cas d'une fissure interfaciale.

3.3. Mixité modale

L'orientation locale du champ des contraintes à l'interface (pour $\theta = 0$) est défini par la mixité modale ψ qui est l'argument du vecteur complexe des contraintes. La valeur de ψ représente le changement d'orientation entre les contraintes définissant le chargement lointain ($T e^{i\phi}$) et les contraintes en fond de fissure à la distance r :

$$\psi = \phi - \varepsilon \ln \frac{a}{r} . \quad (1.12)$$

Il dépend donc de l'angle de mixité de chargement et de la mixité intrinsèque des modes de fissuration à l'interface. Cette relation montre que si l'on souhaite obtenir un champ de contraintes identique dans le cas de deux fissures interfaciales de longueurs a et a' , il est nécessaire de modifier non seulement l'amplitude T mais également l'angle de phase ϕ du chargement imposé :

$$T' = T \sqrt{\frac{a}{a'}} \text{ et } \phi' = \phi - \varepsilon \ln \left(\frac{a}{a'} \right) . \quad (1.13)$$

Le déphasage varie en fonction de r comme l'indique la relation suivante :

$$\psi_2 = \psi_1 + \varepsilon \ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right) . \quad (1.14)$$

A titre d'exemple, une variation de distance d'une décade provoque une variation de l'angle de phase ψ de $6,6^\circ$ dans le cas de l'interface verre-alumine et de $7,9^\circ$ dans le cas de l'interface verre-époxy.

Le comportement oscillatoire de la solution en déplacement provoque en outre, dans certains cas, l'interpénétration des lèvres de la fissure dont il faut tenir compte pour garantir la validité du modèle. La discontinuité des déplacements le long des lèvres de la fissure est donnée par :

$$(u + iv)_{\theta=\pi} - (u + iv)_{\theta=-\pi} = C \left[(1 + 2i\varepsilon) \cosh(\pi\varepsilon) \right]^{-1} K r^{i\varepsilon} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} , \quad (1.15)$$

$$\text{avec } C = 2 \left(\frac{1 - \nu_1}{\mu_1} + \frac{1 - \nu_2}{\mu_2} \right) . \quad (1.16)$$

Quand on approche du fond de fissure, la fréquence des oscillations augmente très rapidement, la partie imaginaire du saut de déplacement devient alors négative et signale l'interpénétration des deux lèvres. En général, ce phénomène est ignoré car il est limité à un voisinage très proche de la pointe de fissure.

3.4. Taux de relaxation d'énergie pour une fissure interfaciale

Le taux de relaxation d'énergie, évalué dans le cas d'une propagation interfaciale, est donné par l'expression suivante :

$$G = \frac{C}{8 \cosh^2(\pi \varepsilon)} K \bar{K} . \quad (1.17)$$

Il est donc possible de définir le paramètre G sans utiliser une longueur de référence alors que ce n'est pas le cas pour le coefficient d'intensité de contraintes. Cependant, la présence d'un mode mixte ne permet pas de définir séparément les valeurs G_I et G_{II} de G en mode I et en mode II ([Toya, 1992]).

La propagation d'une fissure interfaciale de longueur « a » est définie par le critère de Griffith $G \geq G_i^c$ et les résultats expérimentaux montrent en général que la ténacité interfaciale G_i^c dépend de la valeur du déphasage ψ des contraintes en fond de fissure ([Banks-Sills et Schwartz, 2002]). La détermination des conditions de propagation d'une fissure interfaciale nécessite ainsi l'évaluation des valeurs du couple $(G(a), \psi(a))$ ainsi que celle de la valeur critique $G_i^c(\psi)$. L'écriture d'un critère de propagation interfaciale est donc difficile puisque il est fonction de l'avancée de la fissure.

De plus, en exprimant le taux de restitution d'énergie à l'interface à partir des facteurs de concentration de contraintes en mode I et II ([Bui, 1978]), on a :

$$G = \frac{C}{8 \cosh^2(\pi \varepsilon)} (K_I^2 + K_{II}^2) . \quad (1.18)$$

On peut alors écrire G en fonction de l'angle de mixité modale ([He et Hutchinson, 1989a]) :

$$G = \frac{C}{8 \cosh^2(\pi \varepsilon)} K_I^2 (1 + \tan^2(\psi)) , \quad (1.19)$$

et le taux de restitution d'énergie critique G_i^c devient :

$$G_i^c(\psi) = \frac{C}{8 \cosh^2(\pi \varepsilon)} (K_i^c)^2 (1 + \tan^2(\psi)) , \quad (1.20)$$

où K_i^c est le facteur critique d'intensité des contraintes.

Cette relation signifie que la ténacité de l'interface est minimale et égale à la ténacité de l'interface en mode I lorsque $\psi = 0^\circ$ (cas le plus favorable à la propagation) et croît ensuite avec la mixité modale. Par contre, cette expression interdit la propagation en mode II pur puisque $\psi = 90^\circ$ implique que $G_i^c(\psi) = +\infty$. Cette augmentation de la ténacité interfaciale provoque le rebranchement de la fissure hors de l'interface.

Intéressons nous maintenant au cas d'une fissure dont la direction de propagation est orthogonale

à l'interface.

4. INTERACTION FISSURE/INTERFACE DANS UN BIMATERIAU FRAGILE

Dans le cas d'un bimatériau fissuré dont l'extrémité de la fissure principale est placée à l'interface (figure 1.4), la théorie des singularités ([Leguillon et Sanchez-Palencia, 1987]) permet d'exprimer le champ de déplacement au voisinage de la fissure sous la forme de termes du type :

$$\underline{U}(r, \theta) = \underline{U}(0,0) + k_1 r^\lambda \underline{f}_1(\theta) + k_2 r^\lambda \underline{f}_2(\theta) + \dots \quad (1.21)$$

où (k_1, k_2) sont assimilables à des facteurs d'intensité de contraintes et l'exposant λ de la singularité dépend des propriétés élastiques isotropes (E_1, ν_1, E_2, ν_2) . On retrouve $\lambda = 1/2$ si $E_1 = E_2$ mais on obtient une singularité forte $\lambda < 1/2$ si la fissure est située dans le matériau le plus rigide ($E_1 > E_2$) et une singularité faible $\lambda > 1/2$ dans le cas contraire ($E_1 < E_2$).

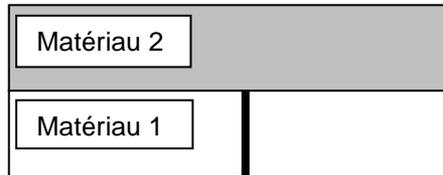


Figure 1.4 – Fissure principale ayant atteint l'interface dans un bimatériau.

Pour analyser la propagation de cette fissure principale, [Leguillon et Sanchez-Palencia, 1990] ont utilisé la technique des développements asymptotiques raccordés en considérant la présence d'une perturbation η localisée au voisinage du point singulier (figure 1.5). Lorsque le chargement n'induit qu'un seul mode ($k_2 = 0$), la variation d'énergie potentielle ΔW provoquée par l'apparition du défaut est :

$$\Delta W = W(0) - W(\eta) = k_1^2 K \eta^{2\lambda} + \dots, \quad (1.22)$$

où K est un coefficient ne dépendant que des propriétés locales et de la forme de la perturbation.

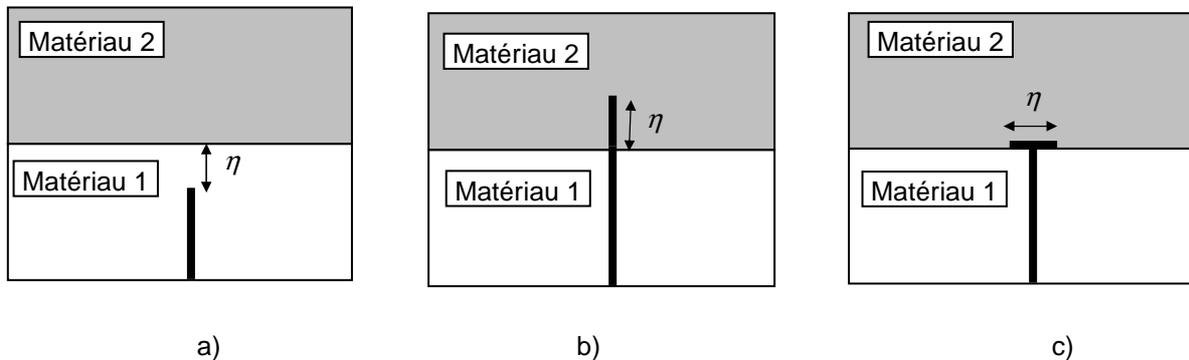


Figure 1.5 – Propagation d'une fissure au voisinage d'une interface dans un bimatériau :
 a) propagation vers l'interface, b) pénétration dans le second matériau, c) déviation à l'interface.

Le taux de restitution d'énergie associé est :

$$G(\eta) = -\frac{\partial W}{\partial S} = -\lim_{\eta \rightarrow 0} \frac{W(\eta) - W(0)}{\eta} = 2\lambda k_1^2 K \eta^{2\lambda-1}. \quad (1.23)$$

En utilisant la relation (1.23) dans le cas d'une fissure se dirigeant vers l'interface (figure 1.5a), on constate que la fissure est « attirée » par un matériau plus souple ($\lambda < 1/2$ implique que $G(\eta)$ croît lorsque η décroît) mais « repoussée » par un matériau plus rigide ($\lambda > 1/2$ implique que $G(\eta)$ décroît lorsque η décroît). Lorsque la pointe de la fissure se situe à l'interface (figure 1.4), la relation (1.23) montre que $G = 0$ pour une singularité faible et $G = +\infty$ pour une singularité forte. La discontinuité de singularité qui résulte de cette géométrie particulière conduit donc à une impasse : quel que soit le chargement appliqué, les mécanismes de pénétration ou de déviation se révèlent impossibles lorsque $E_1 < E_2$ ou systématiquement prédits si $E_1 > E_2$.

Cette difficulté a conduit [He et Hutchinson, 1989b] à introduire a priori des incréments de fissuration pour chaque mécanisme. Ils analysent ainsi la compétition entre pénétration dans le second matériau (sur une longueur très petite a_p) et déviation le long de l'interface (sur une longueur très petite a_d) (figure 1.6) en calculant les taux de restitution d'énergie correspondants qui s'expriment sous la forme :

$$\begin{aligned} G_p &= 2\lambda K_p(\alpha, \beta) k_1^2 a_p^{2\lambda-1} \\ G_d &= 2\lambda K_d(\alpha, \beta) k_1^2 a_d^{2\lambda-1} \end{aligned} \quad (1.24)$$

où les coefficients $K_p(\alpha, \beta)$ et $K_d(\alpha, \beta)$ dépendent des paramètres (α, β) définis par [Dundurs, 1969] :

$$\begin{cases} \alpha = \frac{s(1+\chi_1) - (1+\chi_2)}{s(1+\chi_1) + (1+\chi_2)} \\ \beta = \frac{s(\chi_1 - 1) - (\chi_2 - 1)}{s(1+\chi_1) + (1+\chi_2)} \end{cases}, \quad (1.25)$$

avec $\chi_j = \frac{3-\nu_j}{1+\nu_j}$ en contraintes planes ($\chi_j = 3-4\nu_j$ en déformations planes) et $s = \frac{\mu_1}{\mu_2}$ le rapport des

modules de cisaillement.

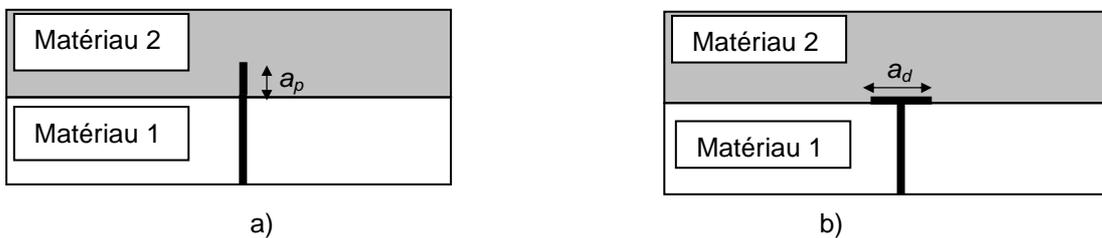


Figure 1.6 – Incréments de fissuration pour les mécanismes de pénétration (a) et déviation (b).

Les quatre constantes d'élasticité $(\mu_1, \mu_2, \nu_1, \nu_2)$ définissent un couple unique (α, β) . Le couple $\alpha = \beta = 0$ représente le cas d'un matériau homogène tandis que les conditions $\alpha = \pm 1$ correspondent à la présence d'un constituant infiniment rigide ($s = 0$ ou $s = +\infty$). Lorsque les indices 1 et 2 sont intervertis, α et β changent de signe en conservant leur valeur absolue.

Dans le cas d'une fissure stationnaire soumise à un chargement monotone croissant, le critère de déviation s'écrit :

$$\begin{cases} G_d = G_i^c \\ G_p < G_2^c \end{cases} \quad (1.26)$$

où G_i^c et G_2^c sont respectivement les ténacités de l'interface et du matériau 2. On obtient :

$$\frac{G_i^c}{G_2^c} < \frac{G_d}{G_p} = \frac{K_d}{K_p} \left(\frac{a_d}{a_p} \right)^{2\lambda-1} \quad (1.27)$$

L'hypothèse de longueurs identiques pour les incréments ($a_d = a_p$) conduit au critère de déviation « HH » introduit par [He et Hutchinson, 1989b] :

$$\frac{G_i^c}{G_2^c} < \frac{K_d}{K_p} \quad (1.28)$$

qui est représenté par la figure 1.7 en fonction de α pour $\beta = 0$. La déviation est prédite si le rapport des ténacités $\frac{G_i^c}{G_2^c}$ est inférieur à la courbe représentée. On constate que la déviation est plus facile si la

fissure se situe dans le matériau le moins rigide ($\alpha > 0$) et la condition devient $\frac{G_i^c}{G_2^c} < 0,26 \approx \frac{1}{4}$ lorsque $E_1 = E_2$ (soit $\alpha = 0$).

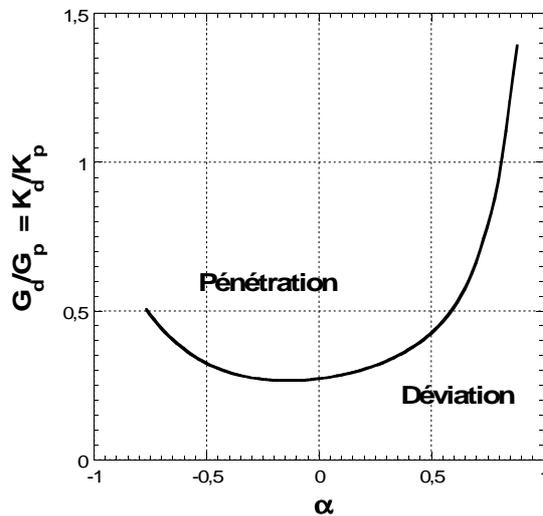


Figure 1.7 - Condition de déviation de [He et Hutchinson, 1989b] pour $\beta = 0$.

Le critère « HH » étendu par [Martinez et Gupta, 1994] au cas des bimatériaux anisotropes est très souvent utilisé dans la littérature pour quantifier une condition de déviation par une interface mais il n'existe pas à notre connaissance de résultats expérimentaux confirmant complètement ce critère. Il est en effet difficile d'une part d'élaborer des interfaces en maîtrisant leur ténacité et d'autre part, d'observer précisément les mécanismes de déviation ou de pénétration. Certains résultats ont néanmoins été

obtenus en introduisant une interphase d'alumine poreuse entre deux substrats d'alumine dense ([Letullier, 1994], [O'Brien et Sheldon, 1999]). La durée d'élaboration par frittage permet de contrôler la porosité de l'interphase et donc sa ténacité. Les échantillons obtenus se présentent sous la forme de barreaux qui sont entaillés et testés en flexion quatre points. Lorsque la fissure principale est déviée dans l'interphase, sa propagation est stable et un plateau apparaît sur la réponse force/déplacement permettant d'estimer la ténacité interfaciale [Charalambides et al., 1990]. Les résultats de ces auteurs sont similaires et la déviation est obtenue lorsque la ténacité de l'interface est inférieure à 15 J/m^2 , ce qui est, comme le prévoit le critère « HH », environ un quart de la ténacité de l'alumine dense utilisée pour les substrats (G_{alumine}^c comprise entre 55 et 65 J/m^2). L'examen des micrographies montre que la fissure traverse l'interphase pour être déviée le long de l'interface entre la couche poreuse et le substrat dense (figure 1.8).

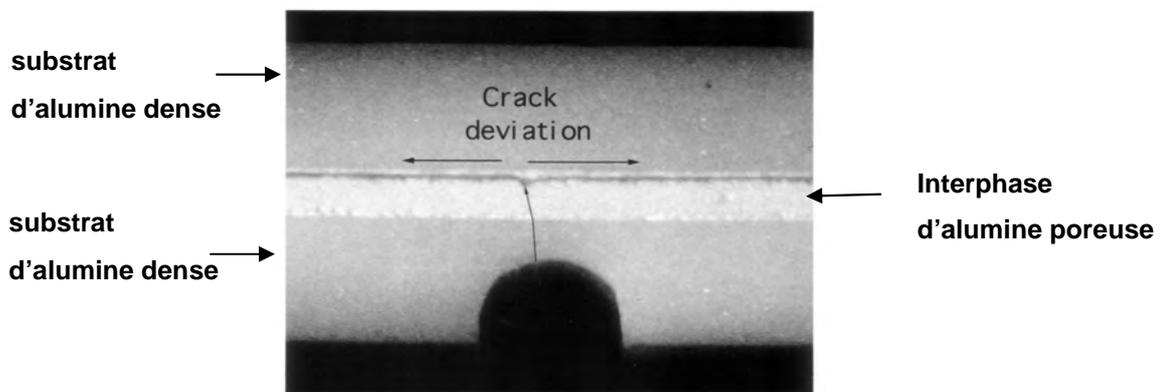


Figure 1.8 – Déviation d'une fissure par une interphase poreuse pour une éprouvette alumine/alumine entaillée sollicitée en flexion quatre points [Letullier, 1994].

Plusieurs hypothèses du critère « HH » ont cependant été critiquées dans la littérature :

- Le choix d'une longueur similaire pour les incréments de fissuration est bien sûr une hypothèse forte (sauf si $E_1 = E_2$) car tout autre choix modifie radicalement la valeur du rapport $\frac{G_d}{G_p}$ comme le montre la figure 1.9a. [Ahn et al., 1998] ont aussi montré dans le cas d'une géométrie cylindrique que le choix d'une longueur finie (et non plus très petite) d'incrément de fissuration diminue la valeur de $\frac{G_d}{G_p}$ comparativement à celle obtenue par « HH ».
- La configuration d'une fissure stationnaire dont l'extrémité est placée à l'interface est également arbitraire car une analyse plus réaliste suppose de considérer une fissure se propageant vers l'interface pour y être éventuellement déviée. Dans le cas d'une singularité forte ($E_1 > E_2$), la propagation de cette fissure est instable puisque le taux de restitution d'énergie augmente lorsque la fissure se rapproche de l'interface. En utilisant un bilan énergétique afin de maximiser l'énergie dissipée par unité de surface ($G-G^c$), [Leguillon,

2001] puis [Martin et al., 2001] proposent une amélioration du critère « HH » qui devient :

$$\frac{G_i^c}{G_2^c} < \left(\frac{K_d}{K_p} \right)^{1/(2\lambda)} \quad (1.29)$$

La figure 1.9b trace ce nouveau critère qui se révèle moins favorable à la déviation que le critère « HH ». Cette analyse n'impose aucune hypothèse sur les longueurs d'incrémentes mais n'est valable que pour $E_1 > E_2$ et ignore tout effet dynamique.

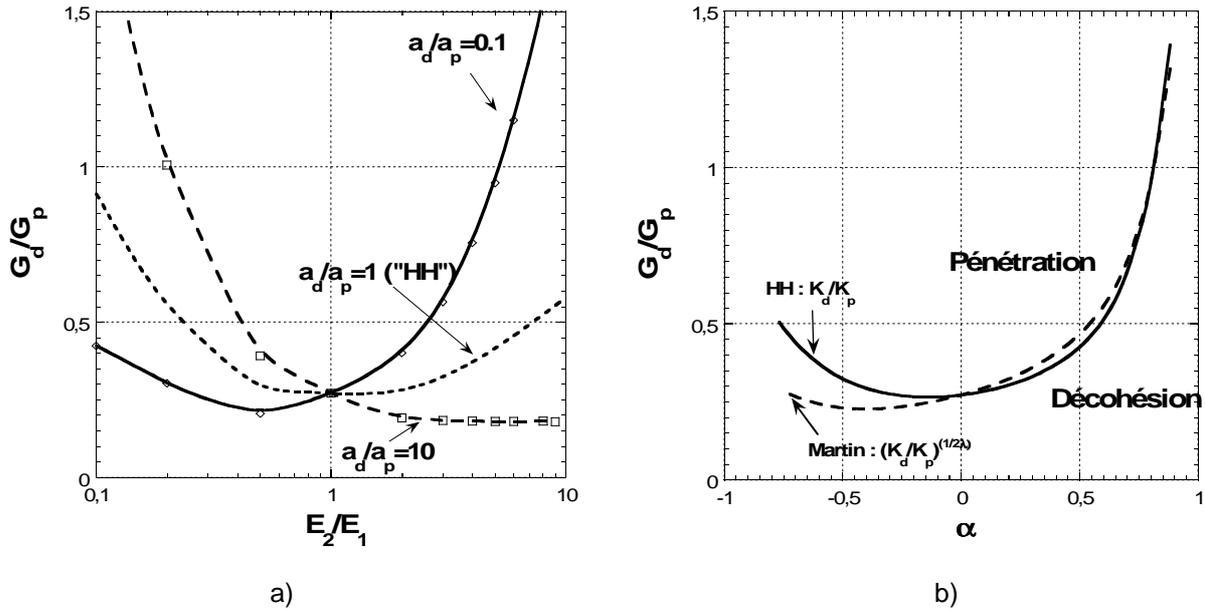


Figure 1.9 – a) Evolution du critère « HH » pour différents incréments de fissuration en fonction du contraste élastique du bimatériau ([Martin et al., 2001], la couche 1 est fissurée) ; b) Critère « HH » modifié par [Martin et al., 2001].

On peut aussi envisager que la concentration de contraintes induite par la fissure principale provoque une décohésion interfaciale avant que la pointe de la fissure n'atteigne l'interface. Ce mécanisme proposé initialement par [Cook et Gordon, 1964] a été mis en évidence expérimentalement par un certain nombre d'auteurs ([Theocaris et Milios, 1983], [Zhang et Lewandowski 1997], [Clegg et al., 1997]). Les observations sont plus aisées si on utilise un matériau transparent comme le PMMA. [Lee et al. 1996] ont ainsi réalisé des bimatériaux modèles par pressage à chaud de deux plaques de polymère. A l'aide d'un dispositif de mise en charge spécifique permettant d'obtenir une croissance stable de la fissure principale, ces auteurs ont réussi à observer l'amorçage puis la propagation d'une fissure interfaciale (figure 1.10a). Plus récemment et pour ce même matériau, [Wang et Xu, 2006] ont utilisé la photoélasticité dynamique pour mettre en évidence une décohésion interfaciale provoquée par une fissure se propageant vers l'interface (figure 1.10b). L'expérience de [Kagawa et Goto, 1998] a aussi permis de distinguer plusieurs étapes lors de la propagation d'une fissure dans une matrice de PMMA vers un filament de carbure de silicium : l'amorçage de la décohésion interfaciale se produit en amont de la fissure principale qui finit par « contourner » le filament.

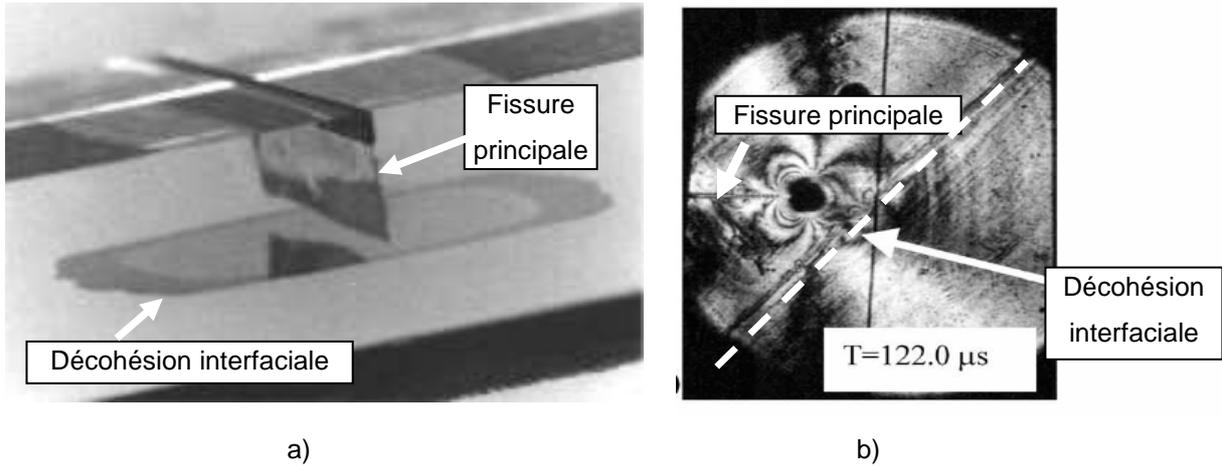


Figure 1.10 – Amorçage d'une décohésion interfaciale en amont d'une fissure principale dans un bimatériau PMMA : a) [Lee et al. 1996], b) photoélasticité dynamique par [Wang et Xu, 2006].

L'observation directe de ce mécanisme au sein de matériaux composites « réels » est plus délicate mais on peut néanmoins citer les micrographies de [Warrier et al. 1997] (figure 1.11), [Majumdar et al. 1998] (figure 1.12a), [Doel et al., 1998] (figure 1.12b) et [Barber et al. 2002] (figure 1.13).

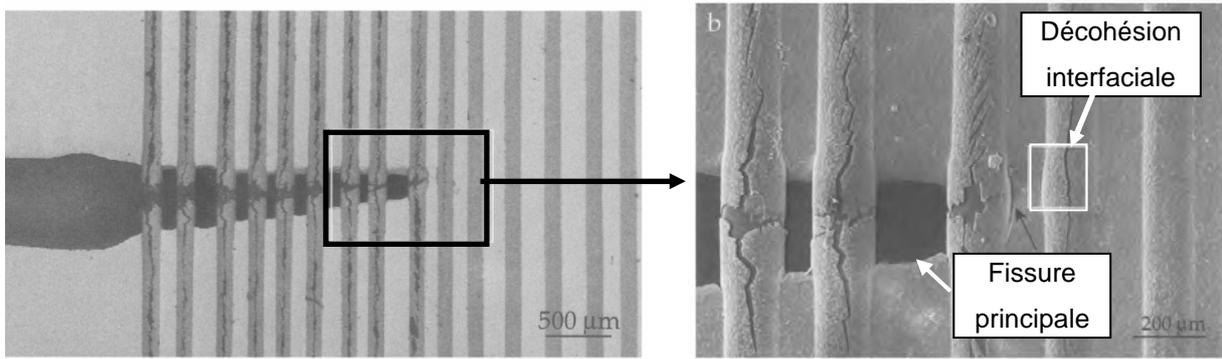


Figure 1.11 - Décohésion de l'interface en amont d'une fissure principale dans un composite à matrice titane ([Warrier et al. 1997]).

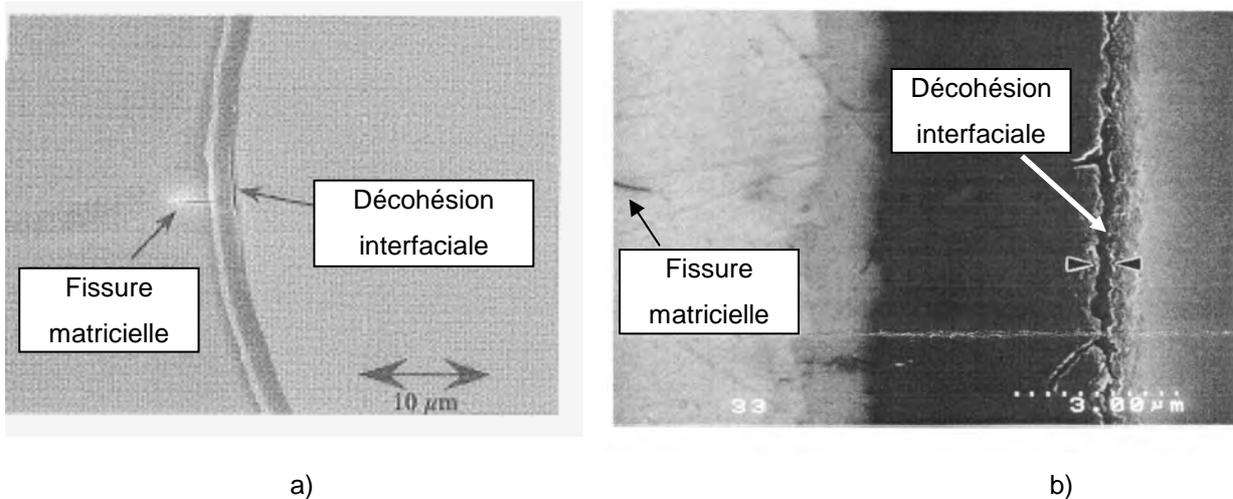


Figure 1.12 – Fissure interfaciale au voisinage d'une fissure matricielle : a) dans un composite à matrice céramique ([Majumdar et al. 1998]), b) dans un composite à matrice métallique ([Doel et al., 1998]).

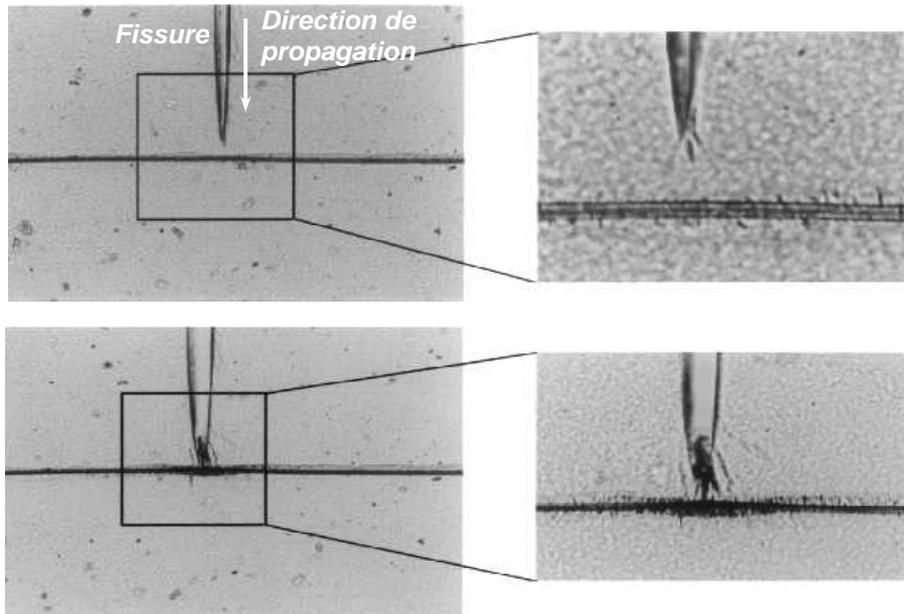


Figure 1.13 - Décohésion interfaciale en amont d'une fissure principale au sein d'un microcomposite kevlar/polypropylène ([Barber et al., 2002]) (la fibre a un diamètre de 12 μm).

Ces résultats expérimentaux suggèrent que le mécanisme de déviation d'une fissure par une interface inclut deux étapes : la nucléation d'une décohésion à l'interface puis la jonction de ces deux fissures pour aboutir à la configuration déviée (figure 1.14a). De la même façon, on peut supposer que le mécanisme de pénétration résulte de la nucléation (ou amorçage d'une fissure dans le second matériau) puis la jonction entre les fissures principale et secondaire (figure 1.14b). La compétition entre pénétration et déviation à l'interface fait ainsi intervenir l'amorçage d'une fissure secondaire au voisinage de la concentration de contraintes induite par une fissure principale. Ce sont ces mécanismes que nous allons analyser dans cette étude. Leur modélisation nécessite la mise en oeuvre de critères d'amorçage de fissure qui sont décrits dans la partie suivante.

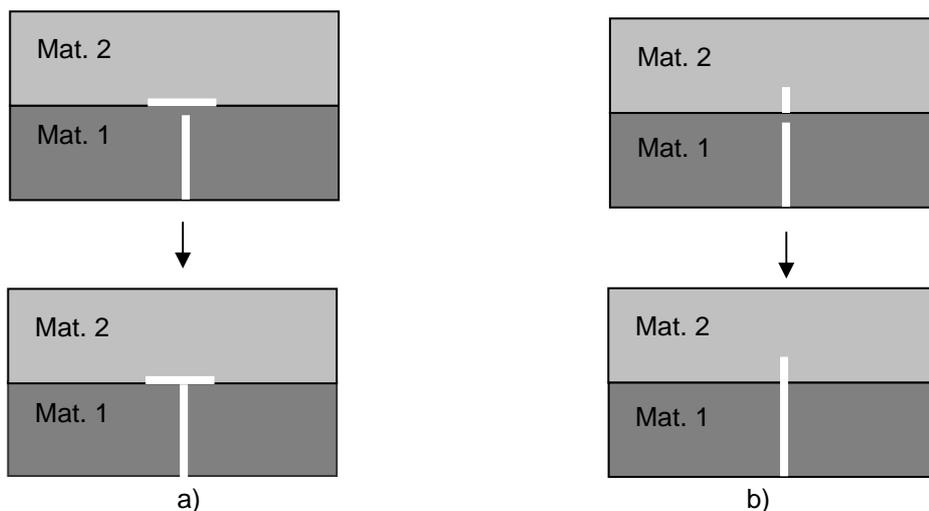


Figure 1.14 – Nucléation puis jonction des fissures principale et secondaire : a) mécanisme de déviation, b) mécanisme de pénétration.

5. CRITERES D'AMORÇAGE AU VOISINAGE D'UNE CONCENTRATION DE CONTRAINTES DANS UN MATERIAU FRAGILE

Pour illustrer le mécanisme de nucléation de fissure au voisinage d'une concentration de contraintes, on considère la figure 1.15 qui représente une éprouvette entaillée sollicitée en flexion trois points. En élasticité linéaire bidimensionnelle le champ de déplacement en fond d'entaille peut se développer en coordonnées polaires sous la forme suivante [Yosibash et al., 2006] :

$$\underline{U}(r, \theta) = \underline{U}(0,0) + k_1 r^{\lambda_1} \underline{f}_1(\theta) + k_2 r^{\lambda_2} \underline{f}_2(\theta) \dots, \quad (1.30)$$

où k_1 et k_2 sont des facteurs d'intensité de contraintes généralisés correspondant au mode symétrique $\underline{f}_1(\theta)$ et au mode antisymétrique $\underline{f}_2(\theta)$. λ_1 et λ_2 sont les exposants des singularités avec $\lambda_1 > 0,5$ et $\lambda_2 > \lambda_1$. Compte tenu de la géométrie du chargement appliqué dans cet exemple (figure 1.15), seul le mode symétrique est activé avec :

$$\underline{U}(r, \theta) = \underline{U}(0,0) + k_1 r^{\lambda_1} \underline{f}_1(\theta) + \dots \quad (1.31)$$

Au voisinage de l'extrémité de l'entaille et le long de l'axe Oy, la contrainte maximale σ_{xx} s'écrit :

$$\sigma_{xx}(0, y) = k_1 y^{\lambda_1-1} s_{xx}^1(\theta = \pi/2) + \dots \quad (1.32)$$

Elle est singulière à l'extrémité de l'entaille, excepté lorsque celle-ci est émoussée (figure 1.15). Dans ce dernier cas, la valeur de σ_{xx} reste finie mais redevient rapidement égale à la valeur asymptotique (figure 1.16) [Leguillon et Yosibash, 2003].

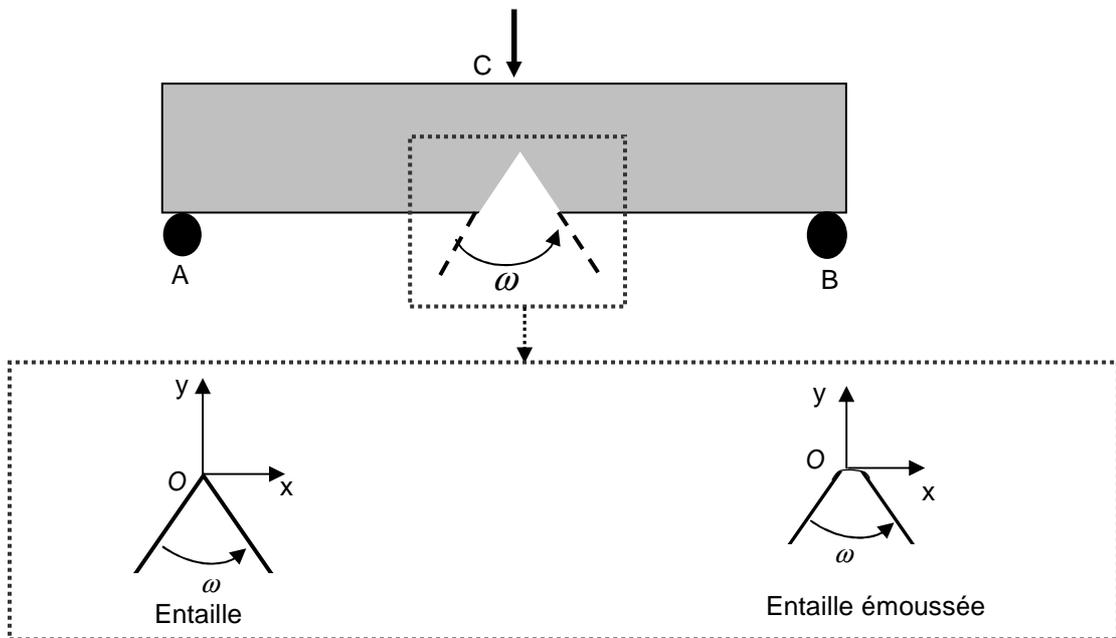


Figure 1.15 – Amorçage d'une fissure au voisinage d'une entaille dans une éprouvette de flexion trois points.

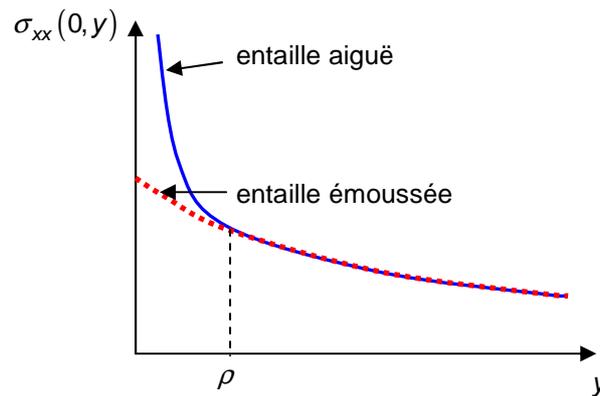


Figure 1.16 – Contrainte normale d'ouverture en fond d'entaille (ρ est le rayon de courbure de l'entaille émoussée).

De nombreux résultats expérimentaux concernant les matériaux fragiles ont montré que cette concentration de contraintes en fond d'entaille provoque la nucléation d'une fissure (figure 1.17). Différentes approches ont alors été proposées pour établir un critère d'amorçage afin de prédire le chargement critique nécessaire à cette nucléation. On distinguera d'abord les critères en contrainte des critères énergétiques pour aborder ensuite les critères mixtes couplant ces deux conditions.

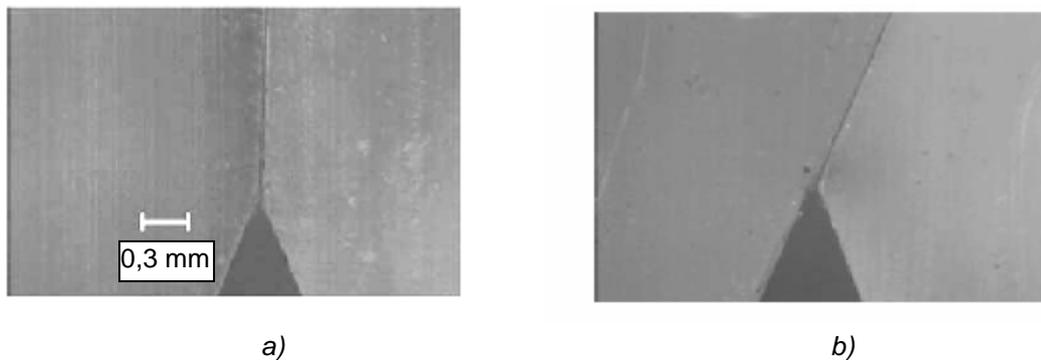


Figure 1.17 – Nucléation d'une fissure en fond d'entaille ($\omega = 45^\circ$) d'une éprouvette sollicitée en flexion trois points et pour différents modes de chargement (fonction de la position des appuis A et B et du point C d'application de la charge, figure 1.15) : a) mode I, b) mode mixte [Yosibash et al., 2006].

5.1. Les critères en contrainte

Les critères d'amorçage sont souvent formulés en contrainte sans faire référence à aucun bilan énergétique. Le critère de la contrainte maximale stipule que l'amorçage a lieu lorsque la contrainte principale maximale en fond d'entaille est supérieure à la contrainte critique du matériau :

$$\sigma_{xx}(0,0) > \sigma^c. \quad (1.33)$$

Ce critère local ne peut être utilisé au voisinage d'un point singulier (puisque la contrainte $\sigma_{xx}(0,0)$ est infinie) mais convient à la géométrie de l'entaille émoussée. Comme il peut s'avérer délicat d'estimer

précisément la valeur locale $\sigma_{xx}(0,0)$, on préfère souvent employer un critère non local qui fait intervenir une longueur caractéristique. Ainsi, le critère « Point-Stress » ([Whitney et Nuismer, 1974] et [Mc Clintock, 1958]) définit l'amorçage en fond d'entaille par (figure 1.18) :

$$\sigma_{xx}(0, d^c) > \sigma^c. \quad (1.34)$$

La longueur d^c est supposée caractéristique du matériau. On peut estimer sa valeur en rappelant que pour une fissure ($\omega = 0$), on a :

$$\sigma_{xx}(0, y) = \frac{k_I}{\sqrt{2\pi y}}. \quad (1.35)$$

La relation (1.34) devient alors :

$$\frac{k_I}{\sqrt{2\pi y}} > \sigma^c. \quad (1.36)$$

En admettant que l'amorçage se produit pour $k_I = k_I^c$ et en supposant que la ténacité du matériau s'exprime par $G^c = \frac{(k_I^c)^2}{E}(1-\nu^2)$ (en déformations planes), on en déduit la longueur caractéristique en fonction de la ténacité k_I^c et de la résistance du matériau :

$$d^c = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{k_I^c}{\sigma^c} \right)^2 = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{(1-\nu^2)} \frac{EG^c}{(\sigma^c)^2}. \quad (1.37)$$

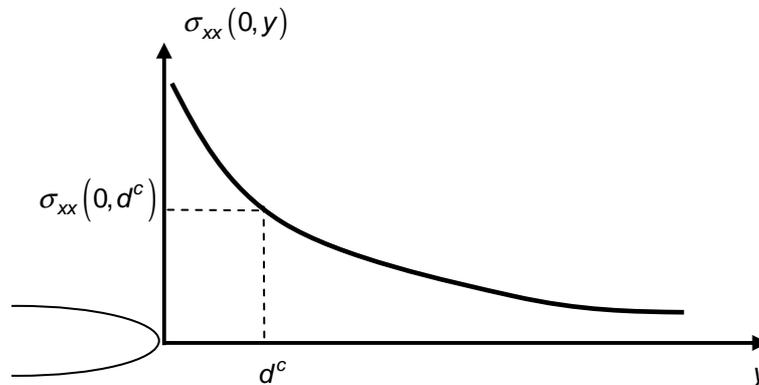


Figure 1.18 – Schéma du critère de type « Point Stress ».

Une variante de l'approche précédente consiste à moyenner la contrainte d'ouverture de la fissure sur une distance caractéristique. Il s'agit du critère de la contrainte moyenne proposé par [Novozhilov, 1969] et [Seweryn, 1994]. La condition d'amorçage en fond d'entaille s'écrit :

$$\frac{1}{d^c} \int_0^{d^c} \sigma_{xx}(0, y) dy \geq \sigma^c. \quad (1.38)$$

En utilisant à nouveau la relation (1.35) lorsque l'entaille se réduit à une fissure ($\omega = 0$) avec $k_I = k_I^c$ à l'amorçage, on obtient cette fois :

$$d^c = \frac{2}{\pi} \left(\frac{k_I^c}{\sigma^c} \right)^2 = \frac{2}{\pi} \frac{1}{(1-\nu^2)} \frac{EG^c}{(\sigma^c)^2}. \quad (1.39)$$

Pour généraliser ce critère en mode mixte, [Seweryn et Mroz, 1995] définissent la fonction F avec :

$$F\left(\frac{\sigma_n}{\sigma^c}, \frac{\tau_n}{\tau^c}\right) = \sqrt{\left(\frac{\sigma_n}{\sigma^c}\right)^2 + \left(\frac{\tau_n}{\tau^c}\right)^2}. \quad (1.40)$$

où σ_n et τ_n sont les contraintes normale et tangentielle et σ^c et τ^c les contraintes critiques normale et tangentielle.

Le critère d'amorçage recherche la direction et le chargement pour lesquels la quantité $\frac{1}{d^c} \int_0^{d^c} F\left(\frac{\sigma_n}{\sigma^c} + \frac{\tau_n}{\tau^c}\right) dr$ est maximale et atteint la valeur unité. La longueur d^c est une longueur caractéristique dépendant de la microstructure du matériau comme l'avaient déjà suggéré [Ritchie et al., 1973].

Plus récemment, [Taylor, 2004] a proposé le terme de « théorie des distances critiques » pour réunir les deux approches précédentes. Il rappelle que [Neuber, 1958] avait déjà remarqué que la valeur très grande des contraintes issue d'un calcul élastique au voisinage d'une entaille devait être estimée ou moyennée à l'aide d'une distance caractéristique du matériau et il propose ensuite de la comparer à une valeur critique pour obtenir un critère de rupture dans le cas des matériaux céramiques ou PMMA. L'erreur entre les résultats expérimentaux et la prévision à l'aide d'une distance critique est d'environ $\pm 20\%$. [Susmel et Taylor, 2007] montrent aussi qu'il faut modifier la distance caractéristique (par rapport à celle utilisée en traction) pour obtenir des résultats satisfaisants lorsque la sollicitation est de type traction/torsion.

Il faut également citer les travaux de [Dunn et al., 1997] et [Dunn et al., 2000] qui utilisent le facteur d'intensité des contraintes généralisé k_I comme unique paramètre pour prédire l'amorçage. Le critère d'amorçage devient :

$$k_I \geq k_I^c, \quad (1.41)$$

où la valeur critique k_I^c (en $\text{MPa}^{1-\lambda_1}$) dépend de l'angle de l'entaille. Cette valeur doit donc être déterminée expérimentalement pour chaque géométrie. Remarquons qu'une approche de type distance critique fournit explicitement la valeur k_I^c . Dans le cas du « Point-Stress », les relations (1.32) et (1.34) donnent à l'amorçage :

$$k_I^c (d^c)^{\lambda_1-1} s_{xx}^1(\theta = \pi/2) = \sigma^c. \quad (1.42)$$

Aussi, en utilisant la définition de d^c à l'aide de (1.37), on peut écrire :

$$k_1^c = \left[\frac{1}{2\pi} \frac{1}{s_{xx}^1(\theta = \pi/2)} \right]^{1-\lambda_1} (\sigma^c)^{2\lambda_1-1}. \quad (1.43)$$

L'approche « Point-Stress » est très souvent utilisée pour prévoir l'amorçage en bord de trou dans une plaque composite stratifiée sollicitée en traction. Bien que **la longueur caractéristique** d^c soit supposée ne dépendre que du **matériau**, de nombreux auteurs ([Srivastava, 2001], [Potti et al., 2001]) ont montré que pour obtenir une bonne corrélation prédictions/essais, il est nécessaire de faire varier la longueur caractéristique en fonction de la **géométrie de l'échantillon** (taille du trou et largeur de l'éprouvette). [Ribeiro-Ayeh et Hallstrom, 2003] ont appliqué une approche similaire pour prévoir l'amorçage au voisinage de l'interface d'un bimatériau. Ils proposent de modifier le critère « Point-

Stress » tout en conservant la longueur critique $d^c = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{k_1^c}{\sigma^c} \right)^2$. Ils reformulent ainsi le critère à partir des contraintes principales et non des contraintes locales au voisinage d'une concentration de contraintes. Le critère est donc appliqué dans toute la structure où :

$$\max \sigma_{principal} \Big|_{r \geq d^c} \geq \sigma^c. \quad (1.44)$$

L'accord « prévision/expérience » est toutefois moyen car la contrainte à rupture est sous-estimée.

Le problème de l'amorçage a aussi été abordé dans un cadre probabiliste [Charles, 2002]. Les hypothèses de la statistique de [Weibull, 1951] supposent qu'une fissure s'amorce à partir d'un défaut déjà présent dans le matériau (ces défauts sont répartis avec une taille, une localisation et une orientation aléatoire). En définissant une contrainte équivalente de la forme $\sigma_{eq} = k_1 r^{\lambda_1-1} g(\theta)$, cet auteur calcule la probabilité d'amorçage d'une fissure dans une couronne placée dans le voisinage d'un point singulier. Il montre que cette probabilité ne dépend que du produit $m(1-\lambda_1)$ où m est le module de Weibull du matériau et qu'elle devient unitaire (et donc qu'il y aura de manière certaine amorçage au voisinage de la singularité) dès que $m(1-\lambda_1) \geq 2$.

En parallèle à ces approches en contrainte, de nombreux auteurs ont cherché à donner une signification énergétique à l'amorçage. De nouveaux critères, présentés dans la partie suivante, ont ainsi été établis.

5.2. Les approches énergétiques

Le critère proposé par [Yosibash et al., 2004] et [Lazzarin et Zambardi, 2001] suppose que la densité d'énergie élastique moyenne dans un volume Ω_R centré sur le fond d'entaille (figure 1.19) doit atteindre une valeur critique pour que l'amorçage se déclenche.

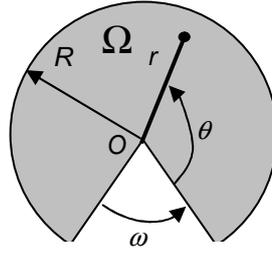


Figure 1.19 – Schéma du volume fini pour l'application du critère DEE (densité d'énergie élastique).

L'énergie élastique U_R est donnée en déformation plane par :

$$U_R = \frac{1}{2} b \iint_{\Omega_R} \sigma_{jk} \varepsilon_{jk} d\Omega \quad j, k = 1, 2 \text{ pour une épaisseur constante } b, \quad (1.45)$$

et la densité d'énergie élastique est définie par :

$$DEE(R) = \frac{U_R}{b \times \Omega_R} . \quad (1.46)$$

Elle dépend bien sûr de la longueur R qui doit être suffisamment petite pour que les termes asymptotiques du champ de déplacement dans le volume Ω_R représentent la solution exacte. Pour les valeurs particulières $\omega = 0$ (cas d'une fissure) et $\omega = \pi$ (pas d'entaille), on a respectivement :

$$DEE(R, \omega = 0) = \frac{\sigma^2}{2E} \text{ avec pour valeur limite } \frac{(\sigma^c)^2}{2E} , \quad (1.47)$$

$$DEE(R, \omega = \pi) = \frac{(1+\nu)(5-8\nu)K_I^2}{8\pi RE} \text{ avec pour valeur limite } \frac{(1+\nu)(5-8\nu)}{8\pi RE} (K_I^c)^2 . \quad (1.48)$$

La densité d'énergie élastique et sa valeur critique étant supposées indépendantes de l'angle ω , [Lazzarin et Zambardi, 2001] déduisent que :

$$\frac{(\sigma^c)^2}{2E} = \frac{(1+\nu)(5-8\nu)}{8\pi RE} (K_I^c)^2 , \quad (1.49)$$

et la longueur R peut être obtenue par :

$$R = \frac{(1+\nu)(5-8\nu)}{4\pi} \left(\frac{K_I^c}{\sigma^c} \right)^2 , \quad (1.50)$$

ce qui montre qu'elle ne dépend que des propriétés à rupture du matériau.

D'une façon plus générale, la description énergétique de l'amorçage suppose d'établir un bilan énergétique sous la forme :

$$\Delta W = W(0) - W(d) > G^c d , \quad (1.51)$$

où ΔW est la variation d'énergie potentielle lors de la nucléation d'une fissure de longueur d . Au voisinage du point singulier en fond d'entaille, on rappelle la relation (1.22) qui conduit ici à :

$$\Delta W = (k_1)^2 K(\omega) d^{2\lambda_1} > G^c d , \quad (1.52)$$

où $K(\omega)$ est un facteur ne dépendant que de la géométrie de l'entaille. La relation (1.52) peut aussi s'écrire :

$$\frac{\Delta W}{d} = (k_1)^2 K(\omega) d^{2\lambda_1-1} > G^c, \quad (1.53)$$

ce qui montre que l'incrément de fissure d ne peut être infiniment petit dans le cas d'une entaille : on remarque en effet que $\lim_{d \rightarrow 0} \frac{\Delta W}{d} = 0$ puisque $1 > 2\lambda_1 - 1 > 0$. On ne peut donc utiliser le critère de Griffith en fond d'entaille car il ne peut prévoir un amorçage quel que soit le chargement appliqué. Ceci signifie simplement que l'amorçage se produit toujours en fond d'entaille sur une longueur finie et non infiniment petite.

Cette constatation a entraîné le développement des approches de type mécanique de la rupture incrémentale qui proposent de remplacer une extension infinitésimale par un incrément de fissure fini. [Hashin, 1996] choisit une longueur ne dépendant que de la géométrie de la structure (en l'occurrence, l'épaisseur d'un pli unidirectionnel au sein d'un composite stratifié) tandis que [Taylor et al., 2004] considèrent à nouveau que l'incrément de fissuration ne dépend que des propriétés à rupture du matériau. [Francfort et Marigo, 2002] ont eux suggéré une méthode très générale en recherchant l'état de fissuration qui minimise l'énergie de la structure parmi tous les états possibles de fissuration.

[Leguillon, 2002] propose plus naturellement de déterminer la longueur à l'amorçage à l'aide d'une condition supplémentaire en contrainte :

$$\sigma_{xx}(0, d) = k_1 d^{\lambda_1-1} s_{xx}^1(\theta = \pi/2) \geq \sigma^c. \quad (1.54)$$

De cette façon, la condition en énergie (1.53) fournit une borne inférieure de l'incrément de fissure avec :

$$d^{2\lambda_1-1} \geq \frac{G^c}{(k_1)^2 K(\omega)} \quad \text{avec } (2\lambda_1 - 1 > 0), \quad (1.55)$$

tandis que la condition en contrainte (1.54) procure une borne supérieure avec :

$$d^{1-\lambda_1} \leq \frac{k_1 s_{xx}^1(\theta = \pi/2)}{\sigma^c} \quad \text{avec } (1 - \lambda_1 > 0). \quad (1.56)$$

Si le chargement appliqué k_1 est trop faible, les deux conditions (1.53) et (1.54) sont incompatibles et l'amorçage ne peut pas se produire. En augmentant le chargement, les deux bornes (1.55) et (1.56) conduisent à l'amorçage pour une longueur unique d^c qui vaut :

$$d^c = \frac{G^c}{(\sigma^c)^2} \frac{[s_{xx}^1(\theta = \pi/2)]^2}{K(\omega)}. \quad (1.57)$$

On remarque que la longueur à l'amorçage dépend à la fois des propriétés à rupture du matériau et de

la géométrie respectivement via les termes $\frac{G^c}{(\sigma^c)^2}$ et $\frac{[s_{xx}^1(\theta = \pi/2)]^2}{K(\omega)}$. En reportant la longueur d^c

dans (1.54), le critère d'amorçage s'exprime alors en terme de facteur d'intensité de contraintes

généralisé par :

$$k_1 \geq k_1^c = \left[\frac{G^c}{K(\omega)} \right]^{1-\lambda_1} \left[\frac{\sigma^c}{s_{xx}^1(\theta = \pi/2)} \right]^{2\lambda_1-1} \quad (1.58)$$

Cette relation exprime la dépendance de la valeur critique du facteur d'intensité de contraintes généralisé en fonction des propriétés à rupture et de la géométrie. On note que si $\lambda_1 = 1/2$ (éprouvette fissurée avec $\omega = 0$), on retrouve le critère de Griffith avec $k_1 \geq \sqrt{\frac{G^c}{K(\omega)}}$. Si $\lambda_1 = 1$ (éprouvette sans

entaille avec $\omega = \pi$), le critère d'amorçage se réduit à un critère en contrainte avec $k_1 \geq \frac{\sigma^c}{s_{xx}^1(\theta = \pi/2)}$.

Lorsque le chargement introduit un mode mixte en fond d'entaille, le critère d'amorçage doit également fournir la direction d'amorçage. Cette généralisation a été effectuée par [Yosibash et al., 2006] au prix d'une plus grande complexité pour les expressions (1.57) et (1.58).

Ce critère énergétique associé à une condition en contrainte peut être qualifié de **critère mixte « contrainte/énergie »**. Il s'exprime sous une forme proche d'un critère en distance critique comme le montre la comparaison des relations (1.43) et (1.58) mais le choix d'une longueur d'amorçage non plus fixe mais fonction des propriétés matériaux et de la géométrie (relation (1.57)) lui confère une plus grande applicabilité. On notera d'ailleurs que certains auteurs comme [Cornetti et al., 2006] ont récemment introduit cette double condition contrainte/énergie dans la théorie des distances critiques.

Les expressions (1.57) et (1.58) du critère « mixte » sont basées sur une analyse asymptotique mais il est tout à fait possible d'utiliser ce critère à l'aide d'une approximation par éléments finis des champs locaux. Pour illustrer cette approche, on considère à nouveau une éprouvette sollicitée en flexion trois points (figure 1.20).

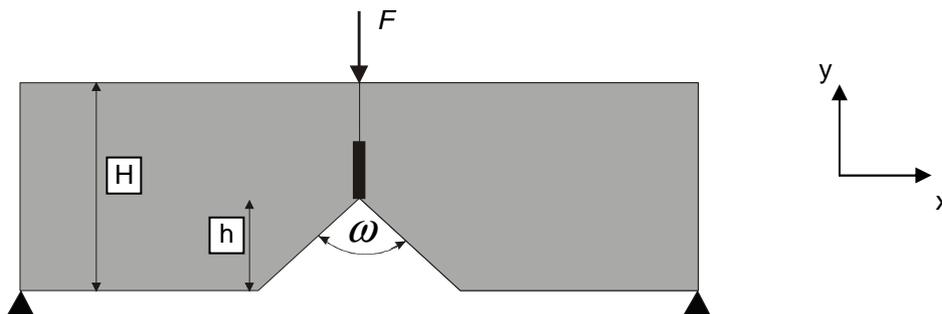


Figure 1.20 – Amorçage d'une fissure au sein d'une éprouvette entaillée sollicitée en flexion trois points.

La condition énergétique, nécessaire pour l'amorçage, se traduit par :

$$G^{inc}(a) = \frac{W(0) - W(a)}{a} = \bar{A}(a) \sigma^2 \geq G^c, \quad (1.59)$$

où G^c est la ténacité, $\bar{A}(a)$ est un coefficient géométrique et σ la contrainte appliquée déduite de la

force F par $\sigma = \frac{3FL}{2bH^2}$ (L est la longueur entre appuis et b et H sont respectivement la largeur et l'épaisseur de l'éprouvette).

Les inconnues sont le chargement critique σ^* et la longueur d'amorçage a^* . La relation manquante est une condition de type contrainte qui impose une contrainte d'ouverture supérieure à la résistance en traction σ^c sur une distance égale à la longueur d'amorçage :

$$k_{xx}(a) \sigma \geq \sigma^c. \quad (1.60)$$

Les relations (1.59) et (1.60) permettent respectivement de définir une borne inférieure ($\bar{A}(a)$ est une fonction croissante de a) et supérieure ($k_{xx}(a)$ est une fonction décroissante de a) de la longueur d'amorçage pour chaque valeur du chargement imposé. Le chargement critique à l'amorçage est atteint lorsque :

$$\bar{A}(a^*) (\sigma^*)^2 \geq G^c \text{ et } k_{xx}(a^*) \sigma^* \geq \sigma^c. \quad (1.61)$$

La longueur d'amorçage est alors définie par :

$$\frac{\bar{A}(a^*)}{(k_{xx}(a^*))^2} = \frac{G^c}{(\sigma^c)^2}, \quad (1.62)$$

et la contrainte d'amorçage est donnée par :

$$\sigma^* = \frac{\sigma^c}{k_{xx}(a^*)} = \left(\frac{G^c}{\bar{A}(a^*)} \right)^{0.5}. \quad (1.63)$$

Les fonctions $\bar{A}(a)$ et $k_{xx}(a)$ sont estimées par éléments finis avec un maillage fortement raffiné en fond d'entaille. Les résultats de la figure 1.21a montrent que la longueur d'amorçage a^* est proportionnelle à une longueur caractéristique du matériau $L^c = \frac{EG^c}{(\sigma^c)^2}$. On note que la singularité la plus

faible (ω le plus grand) conduit à la plus grande longueur d'amorçage. En terme de contrainte d'amorçage, les résultats sont en bon accord avec les résultats expérimentaux obtenus par [Dunn, 1997] à l'aide d'éprouvettes PMMA comme l'indique la figure 1.21b.

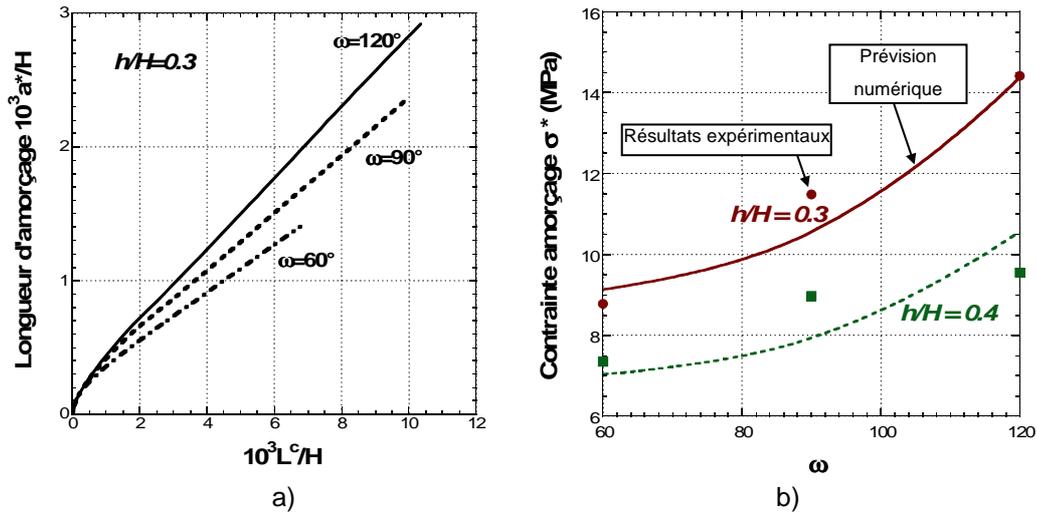


Figure 1.21 – a) Longueur d'amorçage en fonction de la longueur caractéristique du matériau L^c ; b) Comparaison entre prévisions et résultats expérimentaux de [Dunn, 1997] pour la contrainte d'amorçage d'une éprouvette entaillée sollicitée en flexion trois points ($H=17,8$ mm, $S=76,2$ mm, $b=12$ mm, $E=2,3$ GPa, $\nu=0,36$, $G^c=393$ J.m⁻², $\sigma^c=120$ MPa).

Nous allons maintenant décrire une approche qui combine également condition en énergie et condition en contrainte mais elle est sensiblement différente de la précédente car elle est basée sur la mécanique de l'endommagement.

5.3. Les modèles de zone cohésive

Cette approche consiste à introduire le long du trajet de fissuration une zone cohésive pour laquelle on définit la relation entre la contrainte appliquée sur les lèvres de la fissure σ et la discontinuité de déplacement $[u]=u^+-u^-$ où u^+ et u^- sont les déplacements respectifs de chaque lèvre de la fissure (figure 1.22a). Cette loi de comportement locale permet de décrire l'amorçage puis la propagation d'une fissure dans un solide. Ainsi, le modèle de [Dugdale, 1960] limite la contrainte normale de cohésion à la valeur σ_0 et autorise la création d'une fissure dès que la discontinuité de déplacement normal dépasse la valeur critique δ^c (figure 1.22b).

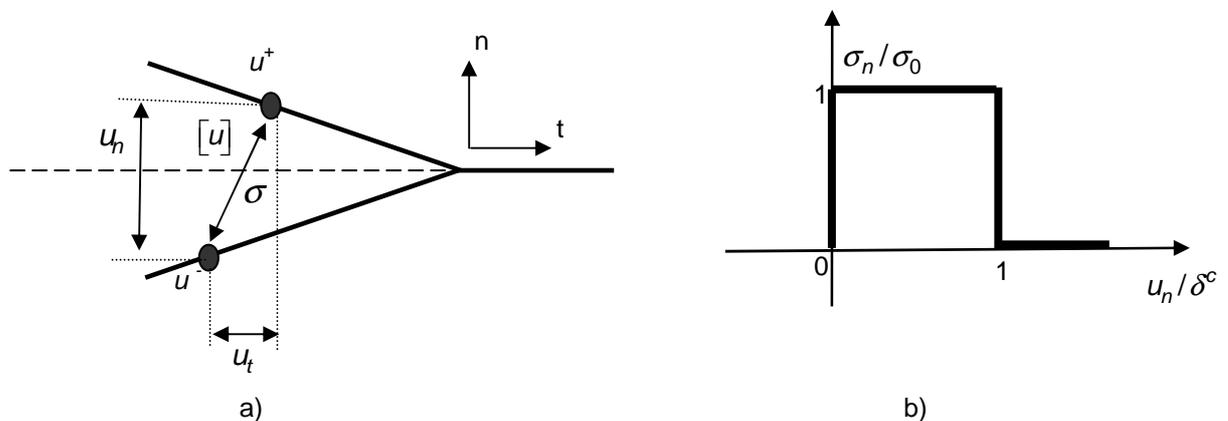


Figure 1.22 – a) Schéma d'une zone cohésive ; b) Modèle de zone cohésive de [Dugdale, 1960].

Depuis ce modèle précurseur, un grand nombre de modèles de zone cohésive (MZC) ont été développés pour prendre en compte le couplage traction/cisaillement, l'endommagement local et le contact/frottement après décohésion ([Michel et al., 1994] et [Chaboche et al., 2001] par exemple). Nous nous limiterons ici à présenter les modèles de Needleman-Tvergaard et d'Alfano-Criesfield qui seront utilisés au chapitre 2.

a) Modèle de Needleman-Tvergaard

Ce modèle ([Tvergaard, 2003]) est une extension des travaux de [Needleman, 1987]. Il emploie, pour définir la relation $\sigma([u])$, une relation polynomiale qui autorise un couplage entre les modes d'endommagement normal et tangentiel de l'interface. La variable d'endommagement est :

$$\lambda = \sqrt{\left(\frac{\langle u_n \rangle}{\delta_n^c}\right)^2 + \left(\frac{u_t}{\delta_t^c}\right)^2} \text{ avec } 0 \leq \lambda \leq 1, \quad (1.64)$$

où u_n et u_t sont les composantes normale et tangentielle du saut de déplacement de $[u]$. La fonction $F(\lambda) = \frac{27}{4} \sigma^c (1-\lambda)^2$ permet de définir les contraintes (T_n, T_t) de cohésions normale et tangentielle (pour $\dot{\lambda} \geq 0$) :

$$T_n = \frac{u_n}{\delta_n^c} F(\lambda) \text{ et } T_t = \frac{u_t}{\delta_t^c} F(\lambda). \quad (1.65)$$

En mode normal ($u_t = 0$), la contrainte normale maximale est $T_n^{\max} = \sigma^c$, la rupture est obtenue pour $u_n = \delta_n^c$ et l'énergie consommée par unité de surface est $\frac{9}{16} \sigma^c \delta_n^c$. En mode tangentiel ($u_n = 0$), la contrainte tangentielle maximale est $T_t^{\max} = \alpha \sigma^c$, la séparation de l'interface se produit lorsque $u_t = \delta_t^c$ et l'énergie de rupture par unité de surface est $\frac{9}{16} \alpha \sigma^c \delta_t^c$ (figure 1.23).

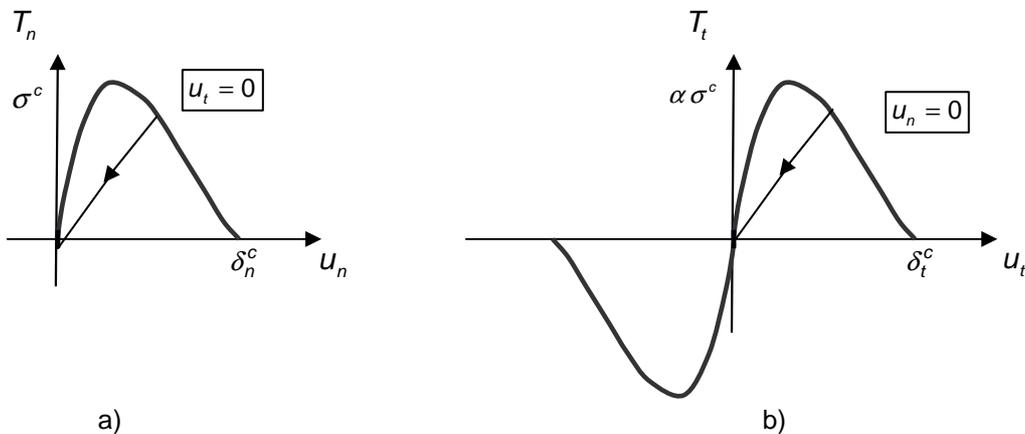


Figure 1.23 – Modèle de [Tvergaard, 2003] : (a) mode normal, (b) mode tangentiel.

b) Modèle d'Alfano-Criesfield

Par rapport au modèle précédent, l'approche d'[Alfano et Criesfield, 2001] introduit un seuil d'endommagement et une raideur initiale.

Les équations découplées du modèle d'Alfano-Criesfield sont les suivantes (figure 1.24) :

$$\text{- composante normale : } \begin{cases} T_n = (1-\lambda) \frac{u_n}{\delta_0} \sigma^c & \text{si } u_n > 0 \\ T_n = K \frac{u_n}{\delta_0} & \text{si } u_n < 0 \end{cases}, \quad (1.66)$$

où K est choisi suffisamment grand pour éviter une interpénétration en compression.

$$\text{- composante tangentielle : } T_t = (1-\lambda) \frac{u_t}{\delta_0} \tau^c, \quad (1.67)$$

avec λ la variable d'endommagement définie par $\lambda = \frac{\langle \kappa \rangle}{\eta(1+\langle \kappa \rangle)}$ où :

$$\begin{cases} \eta = \left(1 - \frac{\delta_0}{\delta_n^c}\right) = \left(1 - \frac{\delta_0}{\delta_t^c}\right) \\ \kappa = \sqrt{\left(\frac{\langle u_n \rangle}{\delta_0}\right)^2 + \left(\frac{u_t}{\delta_0}\right)^2} - 1 \end{cases}. \quad (1.68)$$

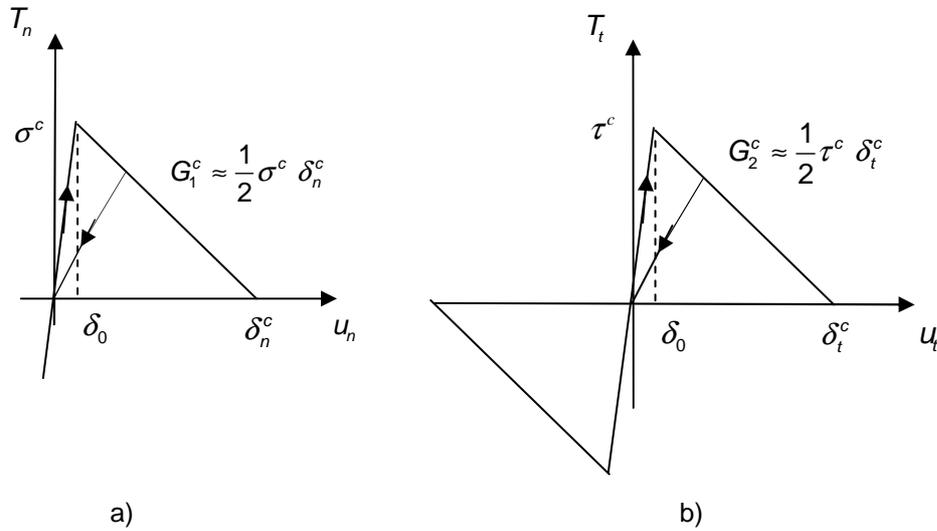


Figure 1.24 – Modèle d'[Alfano et Criesfield, 2001] : a) mode normal, b) mode tangential.

Puisque $\delta_0 \ll \delta^c$ avec ($\delta^c = \delta_n^c$ et $\delta^c = \delta_t^c$), on note que les énergies de rupture par unité de surface sont $G_1 \approx \frac{1}{2} \sigma^c \delta_n^c$ en mode normal et $G_2 \approx \frac{1}{2} \tau^c \delta_t^c$ en mode tangential.

Les modèles de zone cohésive (MZC) ont l'avantage de pouvoir être facilement introduits dans un code de calcul. L'amorçage et la propagation d'une fissure résultent alors directement du trajet de chargement et de l'état des nœuds de la zone cohésive. Ceci explique l'essor de cette approche

largement utilisée dans la littérature pour décrire la fissuration au sein de différentes catégories de matériaux (composites [Dantuluri et al., 2007], métaux [Van Hal et al. 2006], bois [Morel, 2007], céramiques [Gomez et Elices, 2006] ou polymères [Van den Bosch et al., 2007]. A l'aide d'essais sur des éprouvettes entaillées de PMMA de différentes géométries, [Gomez et al., 2005] ont par exemple montré qu'un modèle de zone cohésive permet de prévoir de façon satisfaisante la force à l'amorçage (les essais sont réalisés à basse température afin de garantir le comportement fragile du PMMA).

Pendant, l'introduction de zones cohésives dans un modèle numérique pose un certain nombre de problèmes en terme de convergence et de dépendance au maillage de la solution [Tijssens et al., 2000]. Plusieurs auteurs ont étudié les conditions nécessaires au « bon usage » d'un modèle de zone cohésive (MZC) dans un code éléments finis ([Li et al., 2004], [Yang et Cox, 2005], [Turon et al., 2006]) et on trouve une excellente synthèse dans [Acary et Monerie, 2006]. Ces auteurs montrent que le comportement adoucissant du modèle de zone cohésive provoque un saut de solution (discontinuité dans la réponse) qui résulte d'une trop faible rigidité locale de la structure par rapport à la pente du modèle (dans sa partie adoucissante). Dans ce cas, le problème numérique n'est plus bien posé et il n'y a plus unicité de la solution. Bien que l'on puisse envisager une régularisation visqueuse [Gao et Bower, 2004], un calcul dynamique explicite apparaît comme la solution la plus naturelle en considérant que le phénomène de rupture est par nature dynamique. D'autre part, il faut s'assurer que le maillage de la zone cohésive est suffisamment fin. Cette condition s'écrit sous la forme :

$$L_{\text{maillage}} \leq \frac{1}{r} L_{\text{MZC}} \quad (r \approx 3), \quad (1.69)$$

où la longueur de la zone cohésive est estimée par $L_{\text{MZC}} \approx \frac{\pi}{8(1-\nu^2)} \frac{EG^c}{(\sigma^c)^2}$ et fait intervenir la longueur

interne $\frac{EG^c}{(\sigma^c)^2}$.

Enfin, on peut rechercher les éventuelles similitudes entre les approches de la mécanique de la rupture et les modèles cohésifs pour décrire la fissuration. [Monerie, 2000] a montré que les deux approches sont équivalentes pendant la phase de propagation puisque l'énergie de décohésion (correspondant à l'aire sous la courbe $\sigma[u]$ du modèle) est alors égale à la ténacité du matériau. Il précise de plus que, bien que la fissuration ne dépende que de l'aire sous la courbe $\sigma[u]$ lors de la phase de propagation, ce n'est plus le cas pour la phase d'amorçage où la forme de la courbe $\sigma[u]$ a une forte influence. L'approche variationnelle de [Charlotte et al., 2006] leur permet de montrer que l'amorçage pour un modèle de Dugdale est équivalent à une condition en contrainte. En utilisant ce même modèle de zone cohésive dans un cadre asymptotique, [Henninger et al., 2007] ont prédit la même valeur de chargement à l'amorçage d'une fissure en fond d'entaille que celle issue du critère mixte contrainte/énergie.

Ces critères d'amorçage peuvent être utilisés pour analyser les mécanismes de fissuration au

voisinage d'une interface dans les bimatériaux fragiles. C'est l'objet de la partie suivante.

5.4. Applications à l'amorçage des fissures au voisinage d'une interface

Comme on l'a vu précédemment, des mécanismes de fissuration au voisinage d'une interface au sein d'un bimatériau (décohésion interfaciale ou rupture de la seconde couche) peuvent apparaître en amont d'une fissure principale. Ceci a été étudié et modélisé par quelques auteurs avec différentes méthodes.

[Leguillon et al., 2000] ont utilisé un bilan énergétique incrémental associé à des développements asymptotiques pour analyser l'amorçage d'une décohésion interfaciale puis la nucléation d'une fissure dans la couche adjacente au voisinage d'une fissure principale (figure 1.25). Ils aboutissent à un critère énergétique de décohésion (en supposant la fissure principale stationnaire mais soumise à un chargement croissant) en décrivant la compétition entre les deux mécanismes sous la forme :

$$\frac{G_i^c}{G_2^c} \leq f\left(E_1, E_2, \nu_1, \nu_2, \frac{p}{\ell}, \frac{d}{\ell}\right). \quad (1.70)$$

où G_i^c et G_2^c sont les ténacités de l'interface et de la couche 2. Les incréments de fissure selon les directions de pénétration et de déviation sont respectivement notés p et d tandis que ℓ correspond à la distance entre l'interface et la pointe de la fissure principale.

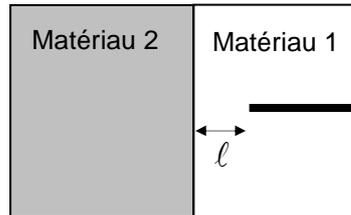


Figure 1.25 – Fissure principale à proximité d'une interface.

Sans condition supplémentaire, leur approche ne permet pas de déterminer les longueurs de nucléation d et p . [Martin et Leguillon, 2004] ont évalué la longueur de décohésion d à l'aide d'une condition additionnelle en contrainte mais ils ne se sont pas intéressés au mécanisme de pénétration.

[Pompidou et Lamon, 2007] ont choisi une approche très différente basée sur le critère de la contrainte maximale et les travaux précurseurs de [Cook et Gordon, 1964]. Ils considèrent une fissure elliptique (grand axe de $1 \mu\text{m}$ et petit axe de $0,01 \mu\text{m}$) émoussée (rayon de courbure $\rho = 0,1 \text{ nm}$) dont l'extrémité est très proche de l'interface du bimatériau sollicité en traction (distance p entre le fond de fissure et l'interface). En comparant la contrainte d'ouverture maximale σ_{rr}^{max} le long de l'interface et la contrainte de traction maximale σ_{zz}^{max} dans le matériau 2, ces auteurs obtiennent un critère du type :

$$\frac{\sigma_i^c}{\sigma_2^c} \leq \frac{\sigma_{rr}^{\text{max}}}{\sigma_{zz}^{\text{max}}}, \quad (1.71)$$

où (σ_i^c, σ_2^c) sont les résistances de l'interface et du matériau adjacent.

Compte tenu de la géométrie particulière modélisée (distance très faible entre l'interface et l'extrémité de la fissure), la condition (1.71) correspond à une situation de concentration de contraintes extrême. Comme le montre [Pompidou, 2003], cette condition ne peut être utilisée que pour obtenir des bornes sur les valeurs de σ_i^c et σ_2^c .

Il existe à notre connaissance peu de travaux utilisant des modèles de zone cohésive. On peut néanmoins citer l'article de [Wappling et al., 1998] qui s'intéresse essentiellement au mécanisme de pénétration en utilisant un modèle de Dugdale mais sans tenir compte du contraste élastique entre les constituants du bimatériau. Plus récemment [Li, 2000] a étudié le comportement d'une zone cohésive interfaciale au voisinage d'une fissure principale. Il montre que l'amorçage de la décohésion est instable et qu'il est favorisé lorsque le matériau fissuré est le plus souple.

On note également qu'il n'existe pas d'auteurs ayant analysé la compétition entre pénétration et décohésion interfaciale au voisinage d'une fissure principale à l'aide d'un critère couplant les approches en contrainte et en énergie. Ceci sera effectué dans le prochain chapitre après avoir comparé deux critères d'amorçage.

6. CONCLUSIONS

Les principales conclusions de ce chapitre consacré à une analyse bibliographique de l'interaction fissure/interface dans un bimatériau fragile sont les suivantes :

- a) Les critères de déviation de fissure par une interface établis jusqu'à présent supposent tous que l'extrémité de la fissure principale soit située à l'interface. Compte tenu de la discontinuité de singularité qui résulte de cette géométrie particulière, une simple analyse énergétique ne permet plus de déterminer la taille des incréments de fissure dans les directions déviée et pénétrée : la plupart de ces critères sont basés sur l'hypothèse forte supposant l'égalité de ces tailles d'incrément.
- b) Un certain nombre de résultats expérimentaux montre que la déviation d'une fissure par une interface fait intervenir une décohésion se produisant en amont de la fissure principale. Pour décrire des mécanismes de rupture au voisinage d'une fissure principale, il devient nécessaire de faire appel à un critère de nucléation de fissure afin de déterminer le chargement et la longueur nucléée.
- c) Pour décrire un amorçage, il faut utiliser une approche énergétique couplée à une condition supplémentaire en contrainte. On s'affranchit ainsi du choix arbitraire de la longueur d'amorçage souvent considérée uniquement comme un paramètre matériau ou un paramètre structural.

L'objectif du prochain chapitre est de comparer les deux critères d'amorçage (critère mixte contrainte/énergie et modèle de zone cohésive) qui ont retenu notre attention puis de déterminer les paramètres prépondérants qui pilotent l'amorçage d'une décohésion interfaciale et d'une pénétration au voisinage d'une fissure principale dans un bimatériau.

CHAPITRE 2

**Nucléation de fissure en amont d'une fissure principale
dans un bimatériau fragile**

CHAPITRE 2

Nucléation de fissure en amont d'une fissure principale dans un bimatériau fragile

Résumé

La première partie de ce chapitre concerne l'amorçage d'une décohésion interfaciale en amont d'une fissure principale dans un bimatériau. Cette étude est réalisée à l'aide de deux approches différentes : la première utilise un critère mixte basé sur la mécanique de la rupture et qui couple deux conditions en énergie et en contrainte, la seconde fait appel à des modèles de zone cohésive. L'emploi d'une modélisation axisymétrique d'un bimatériau permet de comparer les deux approches qui conduisent à des résultats similaires en terme de déformation appliquée à l'amorçage de la décohésion. Il apparaît cependant que le critère mixte est plus approprié pour réaliser une étude paramétrique en faisant varier les propriétés à rupture des constituants du bimatériau. Cette approche est donc choisie dans la seconde partie du chapitre pour analyser la compétition entre décohésion interfaciale et pénétration de l'interface en amont d'une fissure principale. Les calculs réalisés permettent d'établir les domaines où prédomine chaque mécanisme en fonction des propriétés à rupture de chaque constituant.

Sommaire

1. Introduction	61
2. Comparaison de deux critères d'amorçage pour prédire la décohésion interfaciale : critère mixte ou modèle de zone cohésive ?	62
2.1. Présentation du modèle	62
2.2. Analyse de l'amorçage avec le critère mixte.....	63
2.2.1. Rappels et généralités	63
2.2.2. Résultats.....	64
2.3. Analyse de l'amorçage à l'aide des modèles de zone cohésive.....	67
2.3.1. Présentation des modèles.....	67
2.3.2. Résultats.....	70
2.4. Comparaison des deux critères d'amorçage et discussion	73
2.4.1. Comparaison des déformations à l'amorçage	73
2.4.2. Comparaison des longueurs d'amorçage	74
2.5. Effet d'échelle	76
2.6. Bilan.....	79
3. Analyse de l'interaction fissure/interface	81
3.1. Analyse des mécanismes de fissuration au voisinage de la fissure principale	81
3.1.1. Propagation dans la couche 1	81
3.1.2. Amorçage d'une fissure dans la couche 2.....	82
3.1.3. Décohésion interfaciale.....	84
3.2. Compétition entre les différents mécanismes de fissuration	85
3.2.1. Compétition entre propagation dans la couche 1 et pénétration dans la couche 2.....	86
3.2.2. Compétition entre propagation dans la couche 1 et décohésion interfaciale.....	88
3.3.3. Compétition entre décohésion interfaciale et pénétration dans la couche 2.....	91
4. Conclusions	95

1. INTRODUCTION

Ce chapitre concerne la modélisation de l'amorçage de fissure à l'interface d'un bimatériau fragile sous l'effet d'une concentration de contraintes. On suppose qu'une fissure principale est présente dans l'une des couches et qu'elle se propage vers l'interface sous un chargement monotone croissant. Le champ de contraintes dans le bimatériau se trouve modifié et **lorsque la fissure se trouve suffisamment proche de l'interface**, plusieurs mécanismes de fissuration illustrés par la figure 2.1 sont susceptibles de se produire comme le montrent les observations expérimentales décrites au chapitre 1 :

- (a) propagation de la fissure principale vers l'interface,
- (b) amorçage d'une fissure dans le second matériau en amont de la fissure principale,
- (c) amorçage d'une décohésion interfaciale en amont de la fissure principale.

L'amorçage d'une décohésion interfaciale (b) ou d'une fissure dans le second matériau (c) conduit ensuite à la configuration d'une déviation (d) ou d'une pénétration (e) à l'interface (figure 2.1).

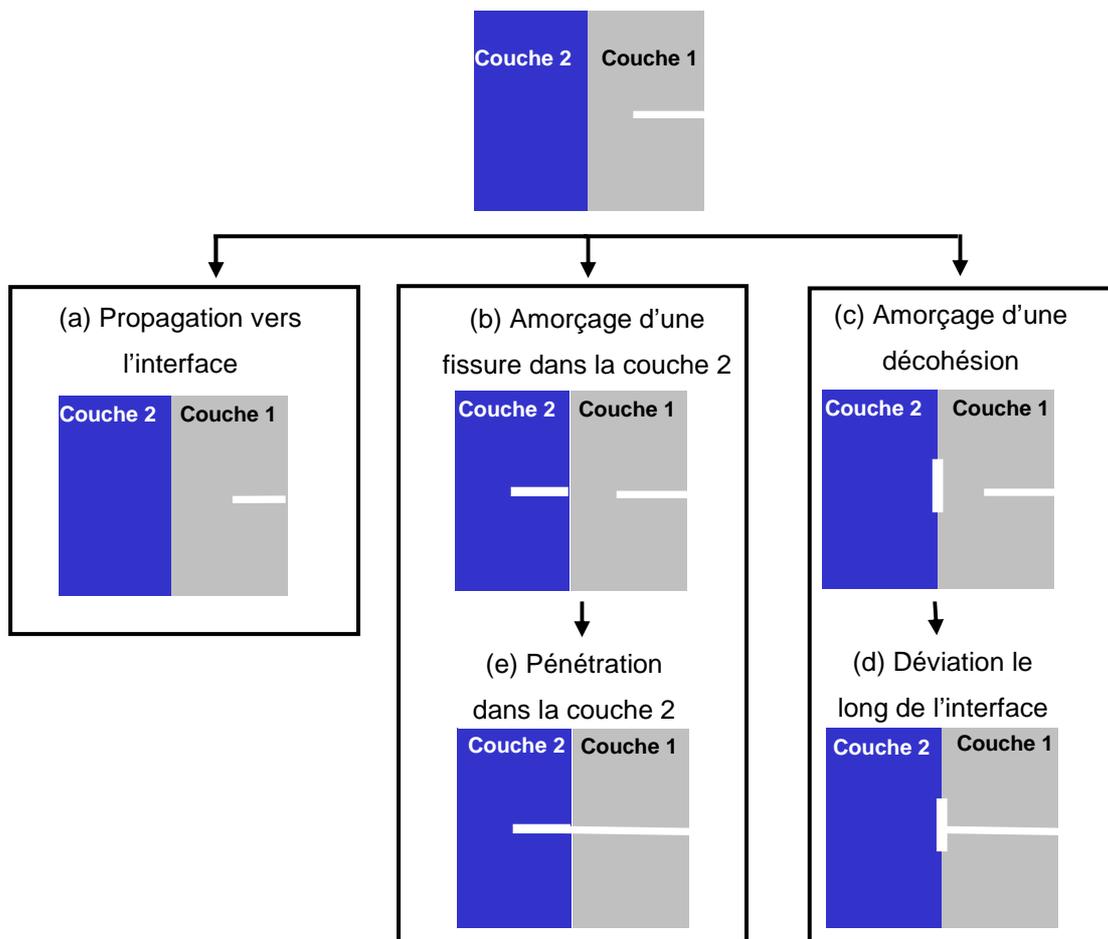


Figure 2.1 – Mécanismes de fissuration au voisinage d'une interface.

Cette interaction fissure/interface est étudiée avec deux approches distinctes basées sur la

mécanique linéaire élastique de la rupture et sur la mécanique de l'endommagement. La première fait appel au critère d'amorçage mixte proposé par [Leguillon, 2002] alors que la seconde requiert l'utilisation des modèles de zone cohésive décrits précédemment (chapitre 1, partie 5). Ces deux approches sont d'abord appliquées pour prédire l'amorçage d'une décohésion interfaciale. Elles sont ensuite comparées en vue de déduire le critère le plus pertinent.

Une étude exhaustive du problème est ensuite présentée puisque les trois mécanismes cités plus haut sont analysés en fonction des paramètres géométriques et matériaux (caractéristiques élastiques et à rupture). Le but est alors d'établir des critères de propagation, de pénétration ou de décohésion améliorant les travaux antérieurs ([He et Hutchinson, 1989b], [Lacroix, 2001], [Pompidou, 2003], [Parmigiani et Thouless, 2005]).

2. COMPARAISON DE DEUX CRITERES D'AMORÇAGE POUR PREDIRE LA DECOHESION INTERFACIALE : CRITERE MIXTE OU MODELE DE ZONE COHESIVE ?

2.1. Présentation du modèle

La comparaison entre les deux critères d'amorçage a été réalisée en modélisant une structure microcomposite. La géométrie du modèle étudié est axisymétrique (figure 2.2b) et associe deux cylindres concentriques de rayons respectifs R_2 (couche 2) et $R_2 / \sqrt{V_2}$ (couche 1) où V_2 est la fraction volumique de la couche 2 (figure 2.2a). La hauteur L du modèle est choisie grande par rapport à l'épaisseur des couches ($L = 10 R_2$). Une partie de la couche 1 est fissurée annulairement dans le plan $z = 0$. La distance entre l'interface et la pointe de la fissure est appelée *ligament* et notée ℓ . Le bimatériau est soumis à un déplacement axial uniforme et la surface latérale $r = R_1$ est libre.

Les calculs sont réalisés par éléments finis et les conditions de symétrie géométrique et de chargement permettent de ne modéliser qu'un quart de la géométrie (figure 2.2c). Les éléments utilisés sont triangulaires axisymétriques linéaires et, comme le montre la figure 2.3, le maillage (de 5000 à 10000 nœuds) est très raffiné en fond de fissure afin de bien tenir compte de la singularité des champs de contraintes. Enfin, les deux couches ont un comportement élastique isotrope, leur module de Young et leur coefficient de Poisson sont respectivement notés (E_1, ν_1) et (E_2, ν_2) .

Concernant l'approche basée sur la mécanique de la rupture, l'interface est supposée parfaite. Toutefois, les résultats montrent qu'une partie de la fissure interfaciale est susceptible de se refermer lorsque les longueurs de décohésion sont importantes ($d/R_2 \geq 3$). Pour éviter l'interpénétration des lèvres de la fissure, un algorithme de prise en compte des conditions de contact (sans frottement) est alors mis en œuvre. L'utilisation des modèles de zone cohésive nécessite par contre de choisir des paramètres intrinsèques à l'interface tels que sa rigidité, sa contrainte maximale et sa loi d'endommagement. De plus, bien que la géométrie ici soit cylindrique, les résultats obtenus sont

présentés sous forme adimensionnelle et il est raisonnable d'estimer que les tendances observées seront similaires pour une géométrie plane.

Dans cette partie, les paramètres suivants du modèle sont fixés : $E_2 = 100 \text{ GPa}$, $\nu_1 = \nu_2 = 0,2$, $V_2 = 0,4$, $R_2 = 7,5 \text{ }\mu\text{m}$ et $\ell / R_2 = 1,33\%$.

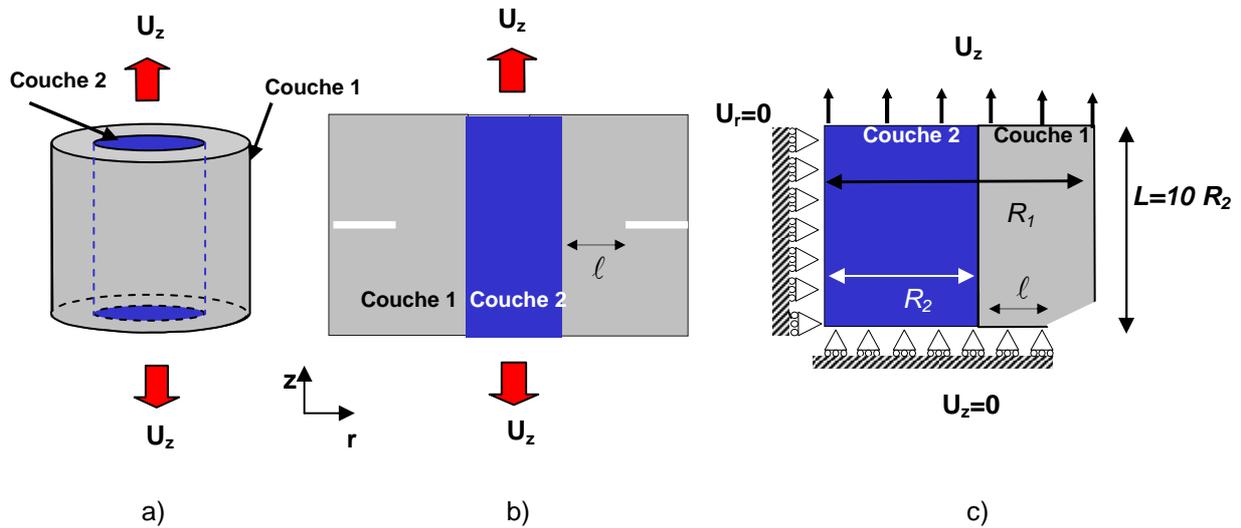


Figure 2.2 – Géométrie du modèle et conditions aux limites associées.

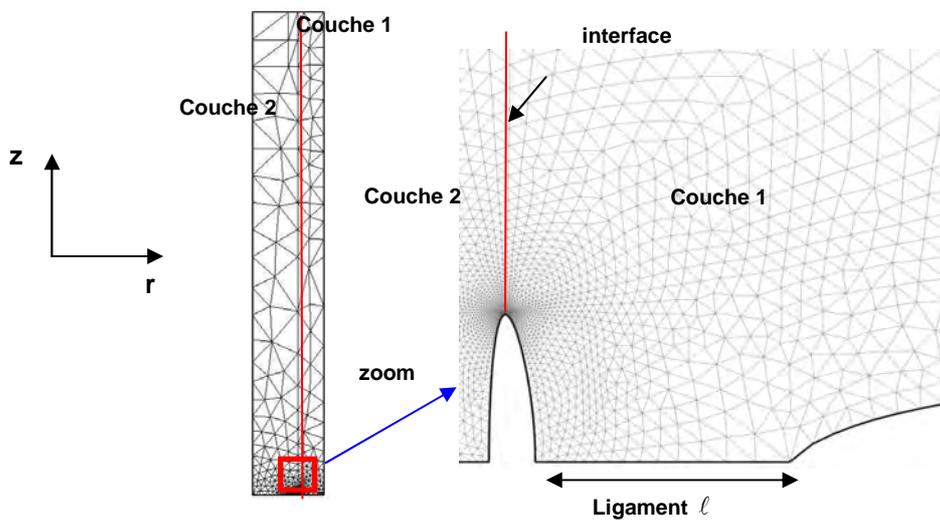


Figure 2.3 – Maillage associé au modèle étudié dans le cas de l'amorçage d'une décohésion interfaciale.

2.2. Analyse de l'amorçage avec le critère mixte

2.2.1. Rappels et généralités

Le critère mixte de [Leguillon, 2002] combine une condition en énergie et une condition en

contrainte (chapitre 1, partie 5). Le but de ce paragraphe est d'exprimer les équations de ce critère dans la configuration étudiée.

Les contraintes d'ouverture à l'interface $\sigma_{rr}(\ell, z)$ générées par la fissure dans la couche 1 sont données par :

$$\sigma_{rr}(\ell, z) = k_{rr}(\ell, z) E_i \varepsilon, \quad (2.1)$$

où k_{rr} est un facteur de concentration des contraintes, E_i est le « module » de l'interface défini

par $\frac{2}{E_i} = \frac{1-\nu_2^2}{E_2} + \frac{1-\nu_1^2}{E_1}$ et ε est la déformation axiale appliquée. La condition en énergie fait appel au

taux de restitution d'énergie incrémental, obtenu par intégration du taux de restitution d'énergie G_d .

Ce dernier est calculé, via le code de calcul MODULEF [Bernadou et al., 1988], par la méthode de refermeture de fissure. Celle-ci a été validée en comparant les résultats obtenus entre une solution analytique et des calculs éléments finis sur une cellule homogène cylindrique fissurée [Martin et al., 1998]. Elle a également permis de déterminer la taille des mailles adéquate en fond de fissure à l'aide d'une étude de convergence. Cette taille doit être environ 1/50 de la plus petite dimension du modèle qu'est le ligament ou la longueur de fissure interfaciale. G_d peut s'écrire sous la forme suivante :

$$G_d(\ell, d) = A_d(\ell, d) R_2 E_i \varepsilon^2, \quad (2.2)$$

où $A_d(\ell, d)$ est le taux de restitution d'énergie adimensionné. Le taux de restitution d'énergie incrémental G_d^{inc} est ensuite donné par :

$$G_d^{inc}(\ell, d) = \frac{1}{S_d} \int_0^d G_d(\ell, d) dS_d = \overline{A}_d(\ell, d) R_2 E_i \varepsilon^2, \quad (2.3)$$

avec $S_d = \int_0^d dS_d$ la surface fissurée.

Sous chargement monotone croissant, l'amorçage est atteint pour la longueur d^* lorsque les deux conditions en contrainte (2.4) et en énergie (2.5) sont vérifiées simultanément :

$$\sigma_{rr}(\ell, d^*) \geq \sigma_i^c, \quad (2.4)$$

$$G_d^{inc}(\ell, d^*) \geq G_i^c. \quad (2.5)$$

La résolution des deux conditions fournit la contrainte d'amorçage σ^* et la longueur d'amorçage d^* en fonction des caractéristiques à rupture (G_i^c, σ_i^c) de l'interface. Les calculs par éléments finis ont permis d'obtenir des résultats qui sont maintenant présentés.

2.2.2. Résultats

La figure 2.4 présente les coefficients $k_{rr}(\ell, z)$ et $\overline{A}_d(\ell, d)$ en fonction respectivement de la longueur axiale z et de la longueur de décohésion d . Pour une valeur fixée du ligament, elle permet de

vérifier que $k_{rr}(\ell, z)$ est décroissant lorsque z augmente.

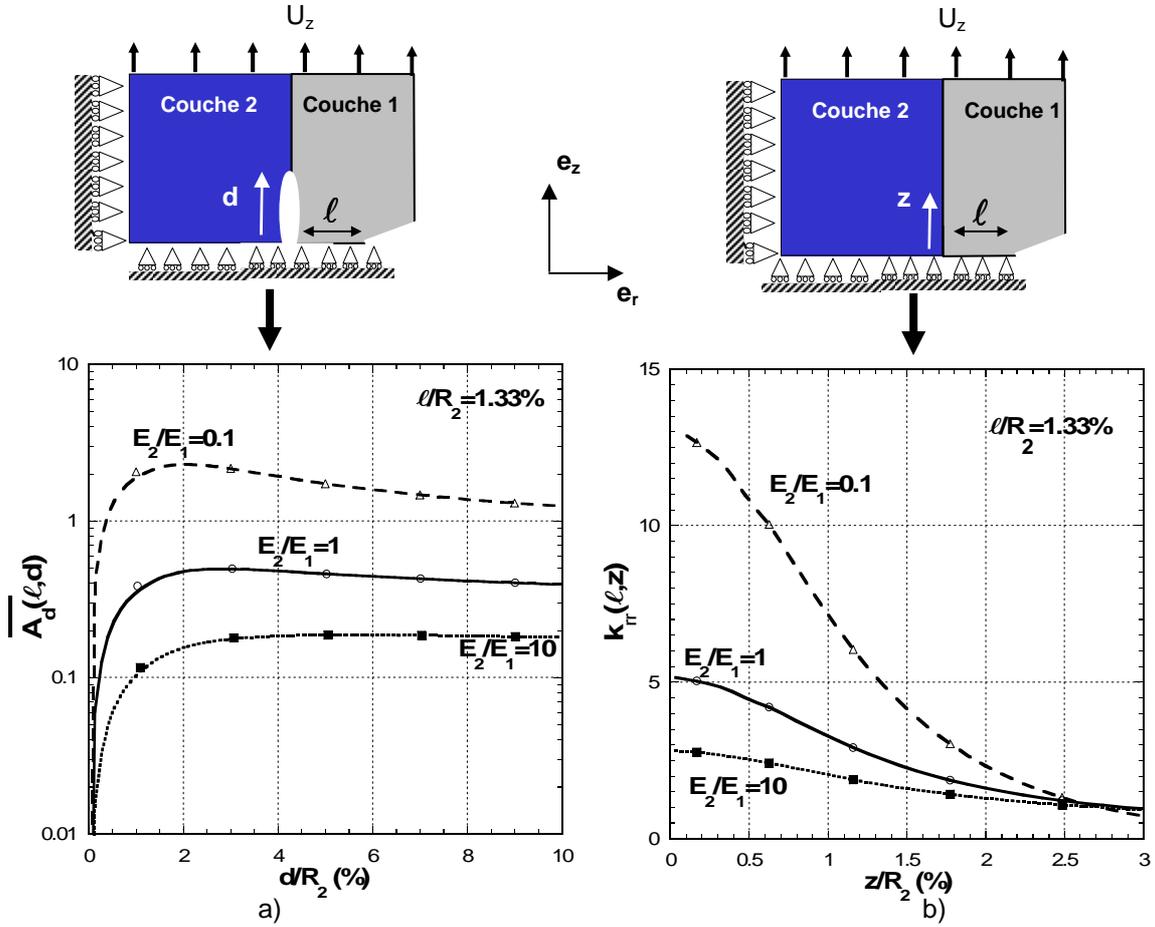


Figure 2.4 – a) Taux de restitution d'énergie incrémental en fonction de la longueur de décohesion interfaciale ; b) Coefficient de concentration de contraintes en fonction de la longueur axiale.

La figure 2.4a montre que le taux de restitution d'énergie incrémental est croissant puis décroissant en fonction de la longueur de décohesion d et passe donc par une valeur maximale pour $d = d^{\max}(\ell)$. Ainsi, pour un chargement monotone croissant, la condition en énergie est satisfaite pour la première fois lorsque :

$$\bar{A}_d(\ell, d^{\max}) E_i R_2 \varepsilon^2 = G_i^c, \quad (2.6)$$

où G_i^c est la ténacité de l'interface. L'amorçage d'une fissure interfaciale de longueur $d^{\max}(\ell)$ nécessite que la condition en contrainte (2.4) soit satisfaite sur la longueur $d^{\max}(\ell)$ soit :

$$\sigma_{rr}(\ell, d^{\max}) = k_{rr}(\ell, d^{\max}) E_i \varepsilon \geq \sigma_i^c, \quad (2.7)$$

où σ_i^c est la résistance en traction de l'interface. Il faut donc que :

$$\frac{L_i^c}{R_2} \geq \frac{\bar{A}_d(\ell, d^{\max})}{k_{rr}^2(\ell, d^{\max})} = \frac{L_d^{\max}(\ell)}{R_2}, \quad (2.8)$$

où $L_i^c = \frac{E_i G_i^c}{(\sigma_i^c)^2}$ est la longueur caractéristique de l'interface et $L_d^{\max}(\ell) = \frac{\bar{A}_d(\ell, d^{\max})}{k_{rr}^2(\ell, d^{\max})}$ une longueur

caractéristique de la géométrie de la structure. La comparaison entre L_i^c et $L_d^{\max}(\ell)$ permet de distinguer deux cas.

i) La longueur caractéristique L_i^c est suffisamment grande pour que $L_i^c \geq L_d^{\max}(\ell)$

C'est le cas lorsque l'interface est tenace (G_i^c fort) et/ou que la contrainte critique σ_i^c est faible. Pour un chargement monotone croissant ε , la condition en contrainte (2.7) est alors toujours satisfaite sur une longueur supérieure à $d^{\max}(\ell)$ avant la condition en énergie. Cette dernière, qui est la plus difficile à remplir, pilote donc le mécanisme d'amorçage. La longueur d'amorçage est $d^* = d^{\max}(\ell)$ dans ce cas et ne dépend pas des propriétés à rupture de l'interface mais uniquement des paramètres géométriques de la structure. La déformation appliquée à l'amorçage n'est fonction que de la condition en énergie et est donnée par :

$$\varepsilon_d^*(\ell) = \varepsilon_d^W(\ell) = \left[\frac{G_i^c}{\bar{A}_d(\ell, d^{\max}) E_i R_2} \right]^{1/2}. \quad (2.9)$$

Notons que, dans ce cas particulier où $d^* = d^{\max}(\ell)$, l'amorçage peut être décrit avec le critère de Griffith puisqu'il a été montré que $G_d^{inc}(\ell, d^{\max}) = G_d(\ell, d^{\max})$ [Martin et Leguillon, 2004]. Ceci avait également été démontré à l'aide d'une approche basée sur la minimisation de l'énergie [Bylterist et Marigo, 2003].

ii) La longueur caractéristique L_i^c est suffisamment petite pour que $L_i^c < L_d^{\max}(\ell)$

L'interface est alors résistante et/ou de faible ténacité. La condition (2.7) n'est plus vérifiée quel que soit $d < d^{\max}(\ell)$ lorsque la relation (2.6) est satisfaite. Il faut donc augmenter le chargement ε et les deux conditions en contrainte (2.4) et en énergie (2.5) sont vérifiées sur la même longueur d^* pour $d^* < d^{\max}(\ell)$ obtenue en résolvant :

$$\frac{\bar{A}_d(\ell, d^*)}{k_{rr}^2(\ell, d^*)} = \frac{L_i^c}{R_2}. \quad (2.10)$$

Contrairement au cas précédent, la longueur d'amorçage dépend de la géométrie de la structure et de la longueur caractéristique L_i^c . Dans le cas limite où $G_i^c \rightarrow 0$ (soit $L_i^c \rightarrow 0$), la condition énergétique est facilement satisfaite et la figure 2.5a (où est tracée la longueur d'amorçage d^* en fonction de la longueur caractéristique L_i^c) montre que dans ce cas d^* est très faible. Le critère d'amorçage se réduit alors à une condition en contrainte avec :

$$\varepsilon_d^*(\ell) = \frac{\sigma_i^c}{E_i k_{rr}(\ell, d^*)} \approx \varepsilon_d^S(\ell) = \frac{\sigma_i^c}{E_i k_{rr}(\ell, 0)}. \quad (2.11)$$

La figure 2.5a illustre les deux situations précédentes. On peut noter que pour une singularité faible ($E_2/E_1 > 1$), la longueur d'amorçage est plus grande. La figure 2.5b permet de constater que pour de faibles valeurs de G_i^c (petites valeurs de L_i^c et de $d^*(\ell)$), la condition en contrainte prédomine et la déformation à l'amorçage ne dépend pas de la ténacité interfaciale. Au contraire lorsque G_i^c est fort ou σ_i^c faible (soit L_i^c grand), la longueur d'amorçage devient constante et l'amorçage est alors uniquement piloté par la condition en énergie. Dans ce dernier cas, les trois courbes de la figure 2.5b sont alors confondues. Enfin, il existe une zone intermédiaire où l'amorçage dépend des deux paramètres : ténacité et résistance.

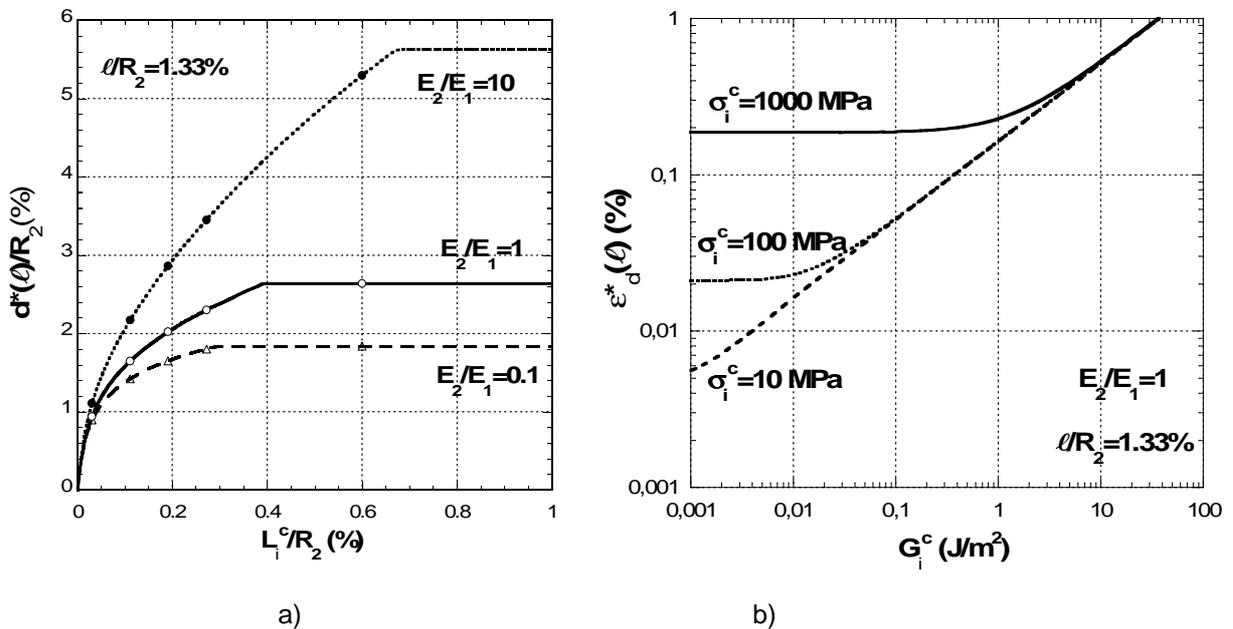


Figure 2.5 – a) Evolution de la longueur d'amorçage en fonction de la longueur caractéristique de l'interface ; b) Déformation à l'amorçage de la décohésion interfaciale en fonction de la ténacité de l'interface.

Les résultats obtenus à l'aide du critère mixte vont maintenant être comparés à ceux obtenus par une autre approche.

2.3. Analyse de l'amorçage à l'aide des modèles de zone cohésive

2.3.1. Présentation des modèles

Comme on l'a vu au chapitre précédent (partie 5.3), les modèles de zone cohésive (MZC) permettent d'analyser l'amorçage et la propagation de fissure dans un solide. L'évolution de la zone cohésive est décrite à l'aide d'une relation entre la contrainte appliquée σ et la discontinuité de déplacement $[u]$. Cette relation définit en particulier une contrainte maximale σ^c et un déplacement

critique δ^c au delà duquel la force de cohésion est nulle. On montre que cette approche revient à considérer la fissure comme une surface matérielle possédant un comportement endommageable. Les MZC utilisés ici sont ceux développés par [Tvergaard, 2003] et [Alfano et Criesfield, 2001] comme cela a été décrit au chapitre 1 (partie 5.3). Ils emploient tous les deux une équation polynomiale pour définir la relation $T([u])$ et autorisent un couplage entre les modes d'endommagement normaux et tangentiels de l'interface (figures 2.6 et 2.7).

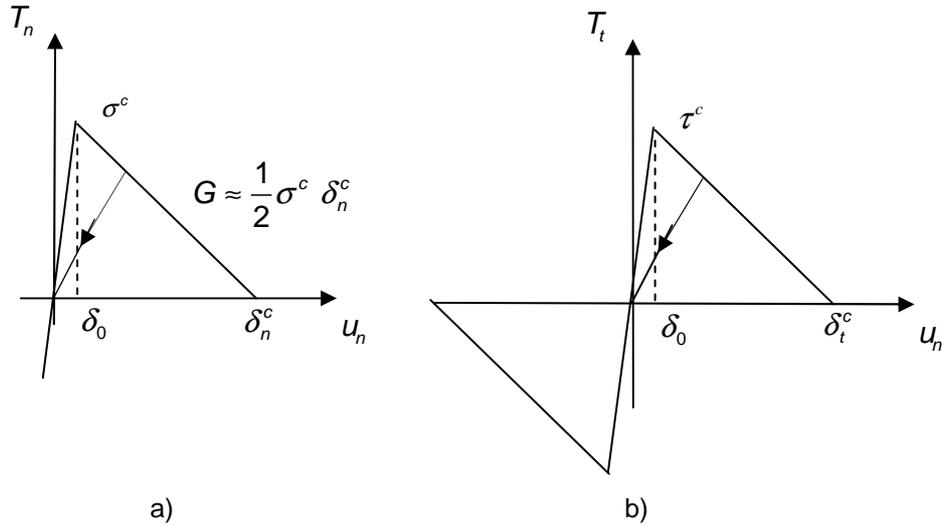


Figure 2.6 – Modèle d'[Alfano et Criesfield, 2001] : (a) mode normal, (b) mode tangential.

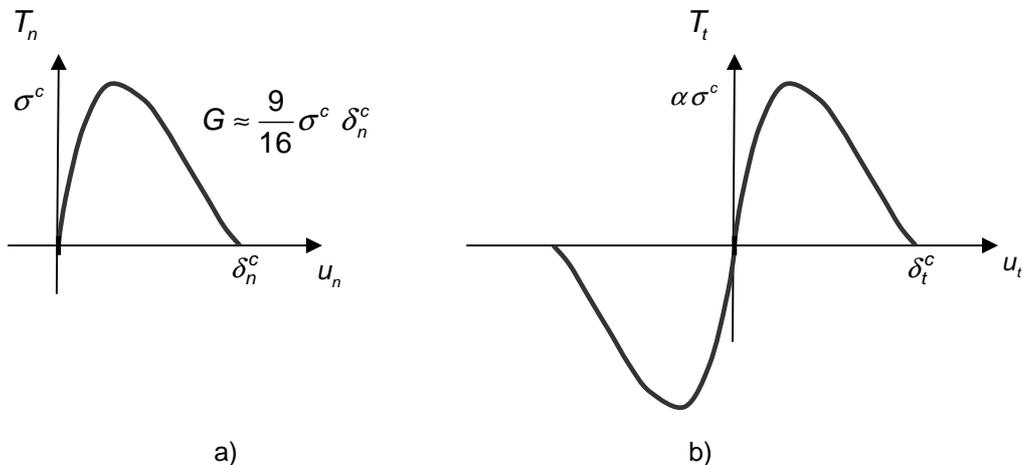


Figure 2.7 – Modèle de [Tvergaard, 2003] : (a) mode normal, (b) mode tangential.

La variable d'endommagement de l'interface est notée λ . Les composantes normale et tangentielle de $[u]$ sont notées u_n et u_t . Les contraintes de cohésion normale et tangentielle (T_n, T_t) sont déterminées à partir de la variable d'endommagement λ et des contraintes critiques normale et tangentielle. Le modèle proposé par Alfano et Criesfield se distingue par la possibilité de pouvoir choisir la raideur initiale et un seuil d'endommagement via le paramètre δ_0 .

En mode normal ($u_t = 0$), la contrainte normale maximale est $T_n^{\max} = \sigma^c$, la rupture est obtenue

pour $u_n = \delta_n^c$ et l'énergie consommée par unité de surface est $G^c = (9/16)\sigma^c \delta_n^c$ pour le modèle de Needleman-Tvergaard (NT) et $G^c = (1/2)\sigma^c \delta_n^c$ pour celui d'Alfano-Criesfield (AC). En mode tangentiel ($u_n = 0$), la contrainte tangentielle maximale est $T_t^{\max} = \alpha \sigma^c$, la séparation de l'interface se produit lorsque $u_t = \delta_t^c$ et l'énergie de rupture par unité de surface est soit $G^c = (9/16)\alpha \sigma^c \delta_t^c$ (NT), soit $G^c = (1/2)\alpha \sigma^c \delta_t^c$ (AC). Le MZC est donc défini suivant le modèle utilisé à l'aide de quatre ou six paramètres : $\sigma^c, \delta_n^c, \delta_t^c, \alpha, (\delta_n^0, \delta_t^0)$. L'interface est supposée rompue lorsque $\lambda = 1$ sur au moins un des nœuds ([Shet et Shandra, 2002], [Carrère et al., 2005]).

Les calculs pour l'analyse de l'amorçage d'une décohésion interfaciale ont été réalisés avec le code de calcul ZeBuLon [ZeBuLon, 2003] et à l'aide du modèle décrit par la figure 2.2 en introduisant un MZC entre deux rangées de nœuds interfaciaux¹. Le chargement appliqué est un déplacement axial monotone croissant. Les modes normaux et tangentiels ne sont pas différenciés en choisissant $\delta_n^c = \delta_t^c = \delta^c$ et $\alpha = 1$. Pour qu'il y ait amorçage à l'interface, il faut donc satisfaire une condition en contrainte ($T^{\max} = \sigma_i^c$), une condition en déplacement ($u = \delta^c$) et donc par conséquent, une condition énergétique ($G_{\text{aire sous la courbe}[u,T]} = G_i^c$).

Une étude de convergence au maillage permet de choisir la taille optimale des éléments de la zone cohésive. Leur dimension doit être petite pour que la convergence en terme de déformation à l'amorçage soit assurée et que le nombre d'éléments rompus ou endommagés à l'amorçage soit suffisamment important. Si le maillage est trop raffiné, la longueur de la zone rompue est estimée avec précision mais les calculs peuvent être excessivement longs. Finalement, une taille de maille de l'ordre de $L_M = 0,006 \mu\text{m}$ (soit $L_M/\ell = 0,06$) le long de l'interface en face de la fissure principale est le bon compromis (tableau 2.1).

Nombre de nœuds du modèle	taille minimale des éléments de la zone cohésive (μm)	déformation à l'amorçage ε^* (%)	longueur endommagée (μm)	Nombre d'éléments endommagés de la zone cohésive
1803	0,0006	0,055	0,48	32
1079	0,006	0,055	0,46	18
749	0,01	0,057	0,44	9
382	0,08	0,06	0,5	4

Tableau 2.1 – Influence de la taille de maille dans la zone cohésive : modèle d'Alfano-Criesfield ($\delta^c = 2.10^{-3} \mu\text{m}$, $\sigma_i^c = 100 \text{ MPa}$, la longueur endommagée correspond à la longueur sur laquelle la variable d'endommagement λ est supérieure à 0).

Dans le cas du modèle d'Alfano-Criesfield (AC), les paramètres δ_n^0 et δ_t^0 doivent être suffisamment faibles pour que la raideur du modèle non endommagé soit équivalente à celle d'un

¹ Je remercie Nicolas Carrère pour les conseils prodigués dans la mise en œuvre de ces modèles.

modèle d'interface parfaite. Néanmoins, une analyse préalable montre que s'ils sont choisis trop petits par rapport aux déplacements critiques δ_n^c et δ_t^c , des problèmes numériques apparaissent entraînant la sous évaluation de la déformation à l'amorçage (figure 2.8a). Lorsque $\delta^0 / \delta^c = 0,01$, la figure 2.8b montre que les résultats obtenus par les deux MZC sont similaires. Cette condition sera donc respectée par la suite.

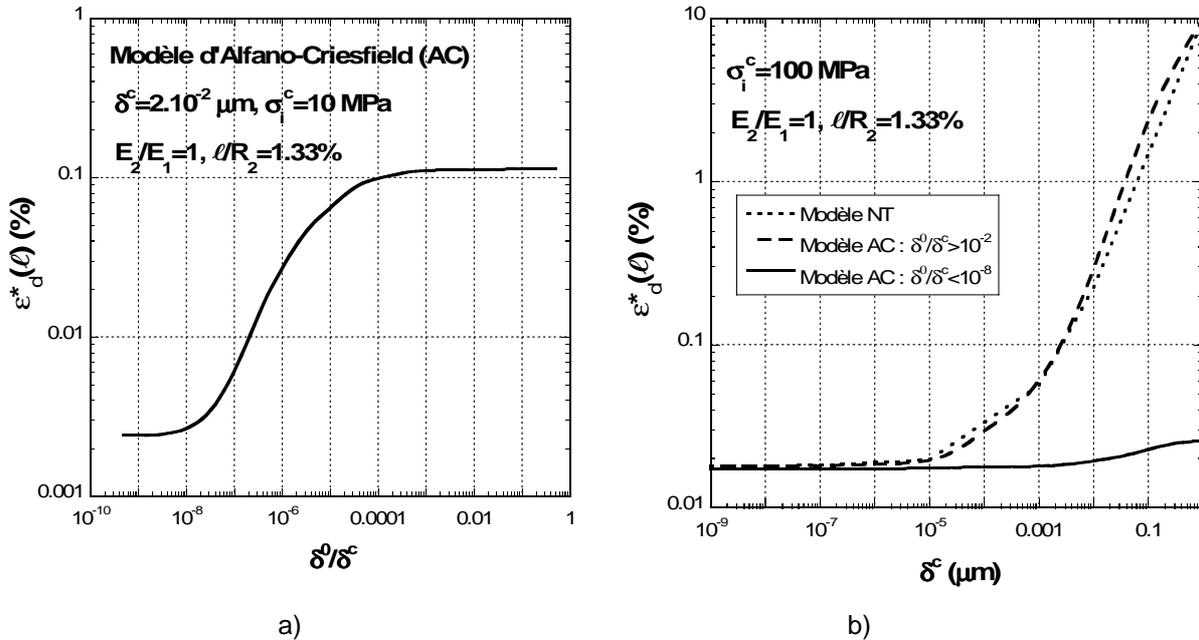


Figure 2.8 – a) Evolution de la déformation à l'amorçage en fonction du rapport δ^0 / δ^c à δ^c fixé pour le modèle AC ; b) Déformation à l'amorçage en fonction du déplacement critique δ^c pour les deux MZC différents.

Nous venons de voir que les MZC sont définis à l'aide des paramètres δ^c et σ_i^c tandis que la ténacité interfaciale G_i^c correspond à l'aire de la courbe $\sigma([u])$. Afin de déterminer l'influence de ces paramètres sur l'amorçage de la décohésion interfaciale, les premiers résultats présentés concernent l'évolution de la déformation à l'amorçage $\varepsilon_d^*(\ell)$ en fonction de δ^c et σ_i^c .

2.3.2. Résultats

Les calculs ont été réalisés avec le modèle NT. La figure 2.9a montre que la déformation à l'amorçage est d'autant plus élevée que le déplacement critique δ^c est grand mais elle est indépendante de celui-ci lorsque δ^c est suffisamment petit. D'autre part, pour des calculs réalisés à δ^c constant, plus la contrainte critique σ_i^c est forte, plus la déformation à l'amorçage est grande (figure 2.9b).

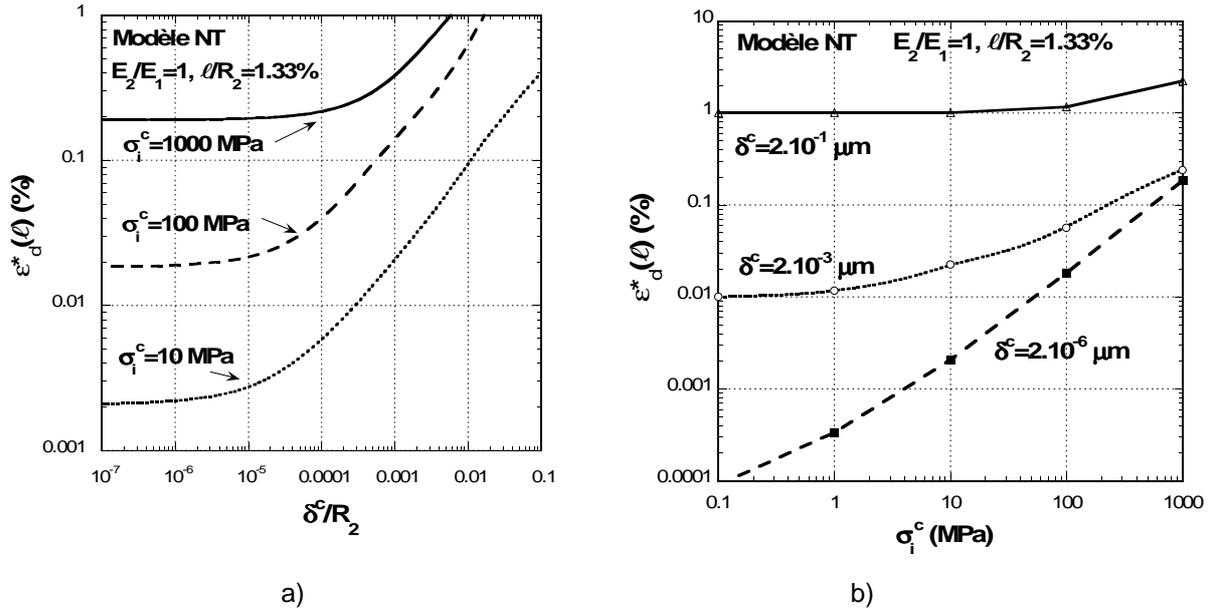


Figure 2.9 – Influence des paramètres δ^c et σ_i^c sur la déformation à l’amorçage de la décohésion interfaciale (modèle NT, $E_2/E_1 = 1$) : a) évolution de la déformation en fonction du déplacement critique de l’interface, b) évolution de la déformation à l’amorçage en fonction de la résistance de l’interface.

Pour synthétiser ces résultats, il suffit d’introduire une longueur caractéristique de l’interface Δ_i^c définie par :

$$\Delta_i^c = \frac{E_i \delta^c}{\sigma_i^c} . \tag{2.12}$$

La figure 2.10, où la déformation à l’amorçage est tracée en fonction de la longueur caractéristique Δ_i^c , permet de constater que :

- la déformation à l’amorçage ne dépend que de la contrainte σ_i^c lorsque la longueur caractéristique Δ_i^c est faible,
- lorsque Δ_i^c augmente et que $\Delta_i^c/R_2 > (\Delta_i^c/R_2)_{seuil} = 0,001$ alors la déformation à l’amorçage devient dépendante du couple (σ_i^c, δ^c) .

Par contre une étude similaire à G_i^c fixé fait apparaître certaines incohérences. On calcule ainsi successivement :

- la déformation à l’amorçage à G_i^c constant ($G_i^c = (9/16) \sigma_i^c \delta^c$) pour plusieurs valeurs de σ_i^c ; le paramètre δ^c est alors ajusté en fonction de σ_i^c pour que G_i^c reste identique ;
- la déformation à l’amorçage à G_i^c constant pour plusieurs valeurs de δ^c ; σ_i^c est alors

obtenue par la relation $\sigma_i^c = (9/16) G_i^c / \delta^c$.

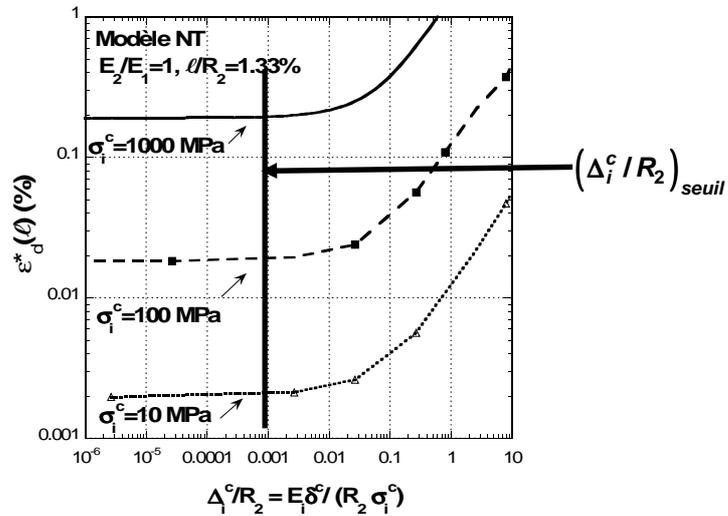


Figure 2.10 – Evolution de la déformation à l'amorçage en fonction de la longueur caractéristique de l'interface $\Delta_i^c = E_i \delta^c / \sigma_i^c$ (modèle NT, $E_2 / E_1 = 1$).

La figure 2.11 montre ainsi, qu'à G_i^c fixé, la déformation à l'amorçage n'est pas monotone croissante lorsque σ_i^c augmente. Comparons par exemple deux interfaces que nous dénommerons « Int1 » et « Int2 » et qui possèdent la même ténacité ($G_i^c = 0,1 \text{ J/m}^2$ par exemple) mais des résistances différentes : $\sigma_i^c = 100 \text{ MPa}$ pour « Int1 » et $\sigma_i^c = 10 \text{ MPa}$ pour « Int2 ». La courbe en trait plein de la figure 2.11 conduit à la conclusion qu'il est plus facile de rompre l'interface « Int1 » possédant la contrainte critique la plus forte ($\sigma_i^c = 100 \text{ MPa}$) !

En fait, les deux interfaces ayant la même ténacité, elles possèdent un déplacement critique δ^c différent ($\delta^c = 0,002 \mu\text{m}$ pour « Int1 » et $\delta^c = 0,02 \mu\text{m}$ pour « Int2 »). Pour ce couple de paramètres du MZC, c'est donc la condition en déplacement qui est prépondérante pour prédire l'amorçage. Au contraire, à partir du seuil $(\Delta_i^c / R_2)_{seuil}$, la déformation à l'amorçage pour une interface de ténacité fixée sera d'autant plus forte que σ_i^c sera élevée et δ^c faible. C'est alors la condition en contrainte du MZC qui prédominera.

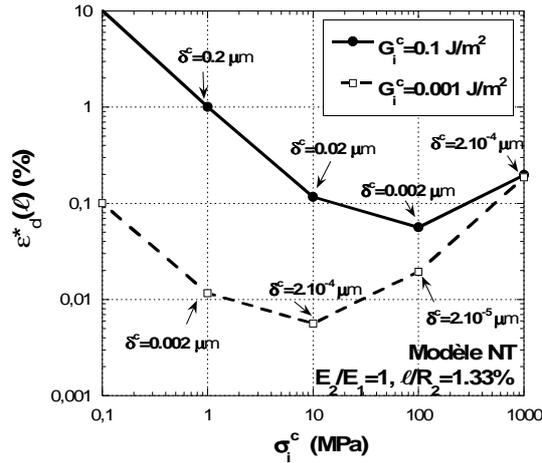


Figure 2.11 – Evolution de la déformation à l'amorçage en fonction de la contrainte critique et du déplacement critique du MZC (à ténacité constante).

Des résultats similaires sont obtenus pour le modèle AC et permettent de conclure que l'amorçage **ne peut être analysé à l'aide d'un MZC qu'au travers du couple de paramètres (σ_i^c, δ^c)** . Ceci peut s'expliquer par le fait que l'évolution de la variable d'endommagement λ ne dépend en fait que des paramètres δ^c et σ_i^c . La ténacité, représentant l'aire sous la courbe du modèle, n'intervient que lors de l'analyse de la propagation des fissures. Il convient maintenant de comparer les résultats fournis par un MZC avec ceux issus du critère mixte.

2.4. Comparaison des deux critères d'amorçage et discussion

Puisque les paramètres caractéristiques du MZC sont (δ^c, σ_i^c) , on introduit maintenant un déplacement critique pour le critère mixte avec $\delta_{crit_mixte}^c = \frac{G_i^c}{\sigma_i^c}$ afin de comparer les deux approches.

Ce déplacement critique a été choisi pour que les longueurs caractéristiques L_i^c et Δ_i^c possèdent la même expression :

$$L_i^c = \frac{E_i G_i^c}{(\sigma_i^c)^2} = \frac{E_i \delta_{crit_mixte}^c}{\sigma_i^c} ; \quad \Delta_i^c = \frac{E_i \delta^c}{\sigma_i^c}. \quad (2.13)$$

2.4.1. Comparaison des déformations à l'amorçage

La figure 2.12 permet de vérifier que **les deux approches sont équivalentes en termes de déformation à l'amorçage**. Pour ces calculs, la résistance σ_i^c est fixée et le déplacement critique $\delta_{crit_mixte}^c = \delta^c$ évolue. On note cependant que l'emploi du MZC est plus restrictif car il ne permet pas de représenter l'ensemble des propriétés interfaciales puisque l'hypothèse d'une résolution en déformations infinitésimales impose une faible valeur du déplacement critique δ^c avec en pratique

$$\frac{\delta^c}{R_2} \leq 0,1.$$

On remarque aussi que les deux approches ne sont pas équivalentes en termes d'énergie consommée par unité de surface à l'amorçage puisque l'on obtient $G_{crit_mixte}^c = \sigma_i^c \delta_{crit_mixte}^c$, $G_{CZM_NT}^c = \frac{9}{16} \sigma_i^c \delta^c$ et $G_{CZM_AC}^c = \frac{1}{2} \sigma_i^c \delta^c$. Les résultats montrent enfin que l'emploi de deux MZC différents (Alfano-Criesfield et Needleman-Tvergaard) ne donne pas exactement les mêmes résultats (figure 2.12). Bien que le choix de la relation $\sigma([u])$ n'ait pas d'importance lorsque l'on analyse la propagation d'une fissure stationnaire, cette relation modifie en effet la description de l'amorçage [Monerie, 2000].

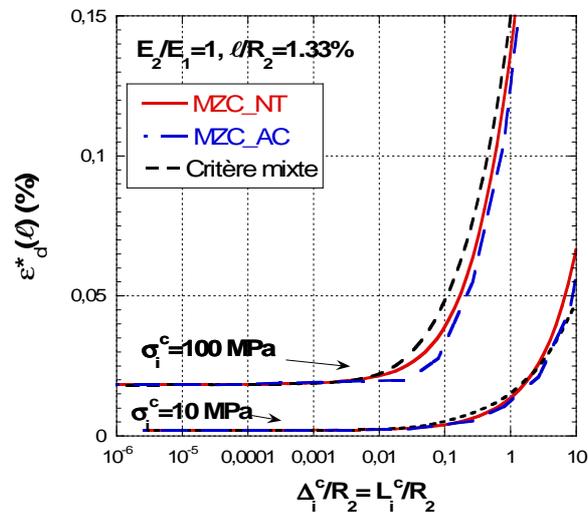


Figure 2.12 – Evolution de la déformation à l'amorçage de la décohésion interfaciale en fonction de la longueur caractéristique de l'interface pour les deux MZC différents et le critère mixte.

2.4.2. Comparaison des longueurs d'amorçage

La comparaison en termes de longueur d'amorçage est plus délicate. En effet, la difficulté consiste à définir cette longueur pour les MZC. Dans le cas du modèle AC, le paramètre δ^0 définit un seuil d'endommagement. Lorsque $u > \delta^0$ (figure 2.6), l'élément de la zone cohésive s'endommage et la variable d'endommagement associée évolue ($\lambda > 0$). On peut donc a priori choisir la longueur d'amorçage comme étant la longueur endommagée pour la déformation à l'amorçage ε_d^* ou, autrement dit, la longueur sur laquelle les éléments de la zone cohésive ont une variable d'endommagement $\lambda > 0$ pour la déformation telle qu'au moins un des éléments de cette zone soit rompu ($\lambda = 1$).

Néanmoins, concernant le modèle NT, il n'y a pas de seuil d'endommagement et la zone cohésive s'endommage aussitôt de manière faible mais non négligeable sur tous les éléments de

l'interface dès qu'un chargement est appliqué. Il n'est donc pas possible dans ce cas d'utiliser cette définition comme longueur d'amorçage puisque cela conduirait à considérer la longueur d'amorçage égale à toute la longueur de l'interface. De façon arbitraire, on peut définir la longueur d'amorçage comme étant la longueur sur laquelle les éléments de la zone cohésive ont une variable d'endommagement λ supérieure à 0,9 lorsqu'il y a amorçage (on rappelle qu'il y a amorçage lorsque $\lambda = 1$ sur au moins un des éléments). On peut en effet considérer que pour cette valeur, la raideur des éléments est négligeable et qu'ils peuvent donc être considérés comme rompus.

Pour le critère mixte, on a vu (partie 2.2) que la longueur d'amorçage dépend uniquement de la longueur caractéristique $\frac{L_i^c}{R_2} = \frac{E_i G_i^c}{(\sigma_i^c)^2 R_2}$ et qu'elle ne varie donc pas en fonction des valeurs de la

ténacité G_i^c , du module E_i ou de la résistance σ_i^c tant que la longueur caractéristique $L_i^c = \frac{E_i G_i^c}{(\sigma_i^c)^2}$

reste constante. Au contraire, on constate pour les MZC, qu'à Δ_i^c / R_2 fixé, la longueur d'amorçage évolue en fonction des valeurs prises par σ_i^c et δ^c (tableau 2.2).

		longueur d'amorçage d^*/R_2 (%)	
		MZC (NT)	Critère mixte
$\Delta_i^c / R_2 = 2,66$	$\sigma_i^c = 1000 \text{ MPa}$	0,046	2,64
	$\delta^c = 0,2 \text{ }\mu\text{m}$		
	$\sigma_i^c = 100 \text{ MPa}$	1,56	2,64
	$\delta^c = 0,02 \text{ }\mu\text{m}$		
	$\sigma_i^c = 10 \text{ MPa}$	196	2,64
	$\delta^c = 0,002 \text{ }\mu\text{m}$		

Tableau 2.2 - Evolution de la longueur d'amorçage en fonction des caractéristiques à rupture de l'interface pour les deux approches : MZC de Needleman-Tvergaard (NT) et critère mixte.

Si on effectue maintenant une comparaison en fonction de Δ_i^c à contrainte critique σ_i^c fixée, on constate (figure 2.13a, $\sigma_i^c = 100 \text{ MPa}$) que les longueurs d'amorçage calculées sont différentes suivant le MZC choisi (AC ou NT) bien que l'évolution des courbes soit croissante en fonction de Δ_i^c . Il est donc difficile de tirer des conclusions claires sur cette notion de longueur d'amorçage avec les MZC.

Une autre méthode envisagée consiste à déterminer et à comparer la rigidité du modèle à l'instant de l'amorçage pour le critère mixte et les MZC. Dans le cas du critère mixte, on déduit le module axial E_c^* correspondant à la longueur d'amorçage d^* . Pour les MZC, on relève ce module E_c^* lorsque $\lambda = 1$ sur au moins un des éléments. La figure 2.13b trace la variation de rigidité relative à l'instant d'amorçage $\left[\frac{(E_c - E_c^*)}{E_c} \times 100 \right]$ en fonction de la longueur caractéristique de l'interface. Encore une fois, cette comparaison n'est pas simple puisque la perte de rigidité à l'amorçage pour les

MZC dépend du choix du modèle (AC ou NT) ainsi que de l'ensemble des paramètres critiques du modèle (σ_i^c et δ^c) alors que pour le critère mixte elle n'est fonction que de la valeur $L_i^c = \Delta_i^c$ de la longueur caractéristique de l'interface. La perte de rigidité se stabilise pour le critère mixte lorsque L_i^c est suffisamment grand (puisque la longueur d'amorçage d^* est alors égale à d^{max}) tandis que le MZC montre une chute constante.

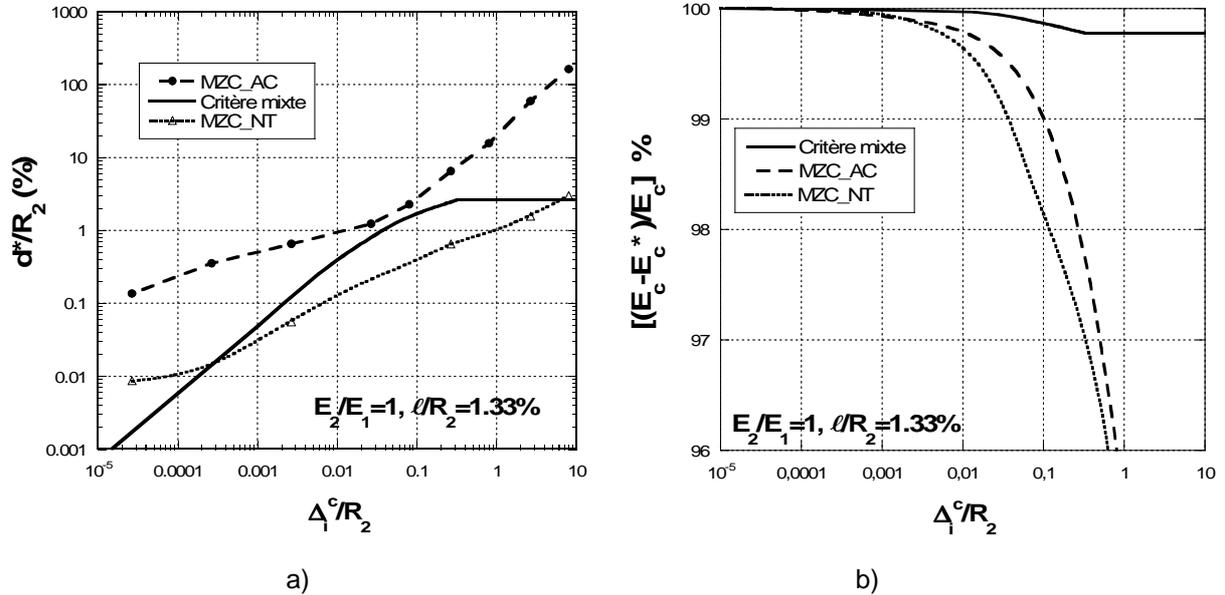
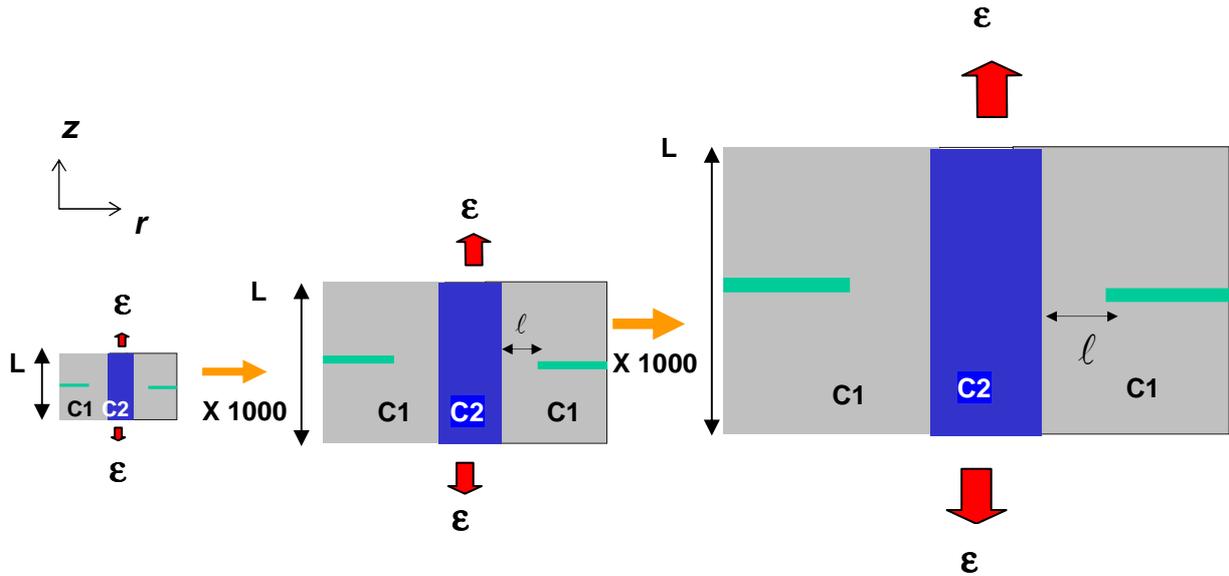


Figure 2.13 – a) Evolution de la longueur d'amorçage en fonction de la longueur caractéristique de l'interface pour les deux MZC différents et le critère mixte ($\sigma_i^c = 100$ MPa) ; b) Evolution de la perte de rigidité relative du modèle à l'amorçage (%) en fonction de la longueur caractéristique de l'interface pour les deux MZC différents et le critère mixte ($\sigma_i^c = 100$ MPa).

Finalement, au vu de ces résultats, il semble difficile de relier les deux approches en terme de longueur endommagée ou rompue au moment de l'amorçage. On peut en outre suspecter un effet d'échelle dès lors qu'une longueur caractéristique est introduite. Il est donc intéressant de chercher à comparer MZC et critère mixte au niveau de leur aptitude à reproduire un effet d'échelle. Ces résultats sont décrits dans [Poitou et al., 2007].

2.5. Effet d'échelle

Pour définir l'effet d'échelle, nous considérons que le modèle initial (dont les dimensions étaient de l'ordre du micromètre) subit une homothétie de manière à multiplier toutes les distances par 1000 (dimensions de l'ordre du millimètre) puis par 10^6 (dimensions de l'ordre du mètre) (figure 2.14).



- a) $L = 75 \mu\text{m}, R_2 = 7,5 \mu\text{m}$ b) $L = 75 \text{ mm}, R_2 = 7,5 \text{ mm}$ c) $L = 75 \text{ m}, R_2 = 7,5 \text{ m}$

Figure 2.14 – Evolution des dimensions du modèle pour différentes échelles.

Dans le cas du critère mixte, la déformation à l'amorçage est déduite de la longueur d^* solution de l'équation (2.10) $\frac{\bar{A}_q(d^*, \ell)}{k_{rr}^2(d^*)} = \frac{E_i G_i^c}{(\sigma_i^c)^2 R_2} = \frac{L_i^c}{R_2}$ où L_i^c est un paramètre matériau indépendant des dimensions de la structure. Les coefficients adimensionnés $\bar{A}_q(d^*, \ell)$ et $k_{rr}^2(d^*)$ ne sont fonction que des paramètres suivants : $\ell, E_2, E_1, \nu_2, \nu_1, V_2$. Ainsi, en supposant fixé L_i^c , la longueur d'amorçage d^* évolue en fonction de la dimension R_2 du modèle. La figure 2.15a montre que la longueur d'amorçage relative d^*/R_2 (pour $R_2 = 7,5 \mu\text{m}$, $R_2 = 7,5 \text{ mm}$ ou $R_2 = 7,5 \text{ m}$) diminue lorsque la taille de la structure augmente. Aussi, pour des dimensions en « mètre », d^*/R_2 devient faible ($d^*/R_2 \rightarrow 0$) et la déformation à l'amorçage devient indépendante de la ténacité (figure 2.15b).

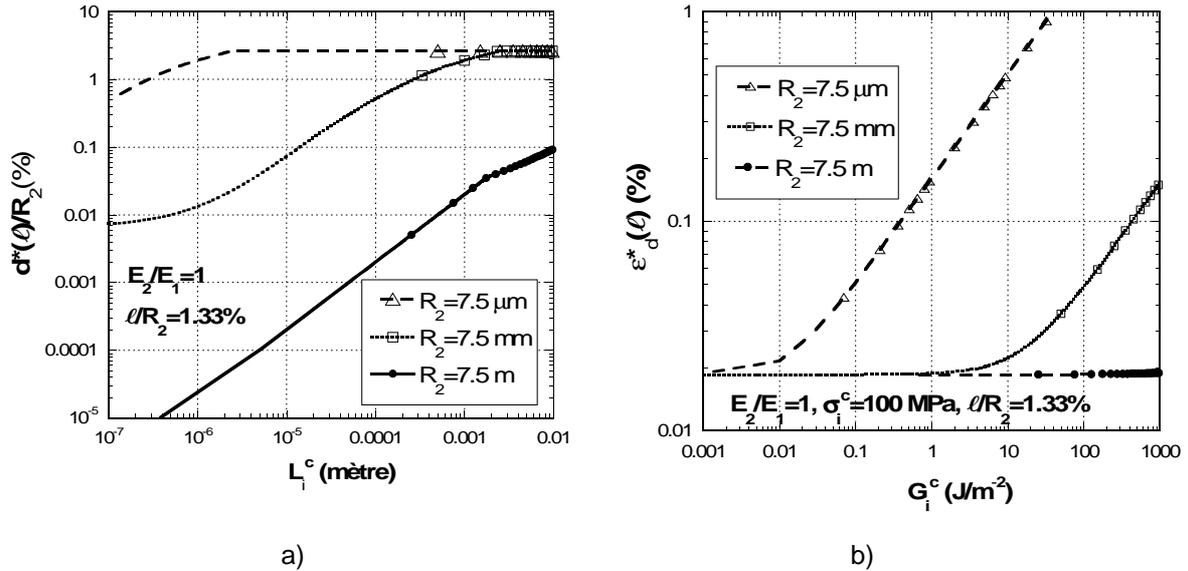


Figure 2.15 – Effet d'échelle dans le cas du critère mixte : a) longueur d'amorçage relative en fonction de la longueur caractéristique de l'interface pour différentes échelles d'étude, b) déformation à l'amorçage en fonction de la ténacité de l'interface pour différentes échelles d'étude.

Une analyse analogue est possible avec les modèles de zone cohésive. En ne modifiant pas les paramètres du MZC, toutes les dimensions du modèle initialement choisies en micromètres sont maintenant prises en millimètres puis en mètres. La contrainte critique locale σ_i^c et le déplacement critique local δ^c du MZC restent inchangés et l'énergie de rupture de l'interface $G_i^c = f(\sigma_i^c, \delta^c)$ est par conséquent identique pour l'ensemble des modèles (dimensions en mètres, millimètres ou micromètres).

La figure 2.16 qui trace la déformation à l'amorçage en fonction de la longueur caractéristique $\Delta_i^c = \frac{E_i \delta^c}{\sigma_i^c}$ pour le MZC et $\Delta_i^c = L_i^c = \frac{E_i G_i^c}{(\sigma_i^c)^2}$ pour le critère mixte montre que :

- a) Quelle que soit l'approche employée, pour une longueur caractéristique Δ_i^c fixée ($\Delta_i^c = 10^{-5}$ m par exemple), **la déformation nécessaire pour amorcer une fissure interfaciale est d'autant plus faible que les dimensions de la structure sont grandes.** Ceci confirme les résultats expérimentaux sur l'analyse de la rupture des matériaux fragiles souvent justifiés par une théorie statistique ou par une loi d'échelle [Bazant, 2004].
- b) **Les résultats fournis par le MZC et le critère mixte sont similaires et leur dépendance à l'effet d'échelle identique.**
- c) Plus la taille de la structure est importante, plus la déformation à l'amorçage est indépendante de la ténacité ou du déplacement critique δ^c (figure 2.16 avec σ_i^c fixé) ; **la condition en contrainte devient alors prépondérante pour prédire l'amorçage lorsque**

les dimensions de la structure sont grandes par rapport à la longueur caractéristique.

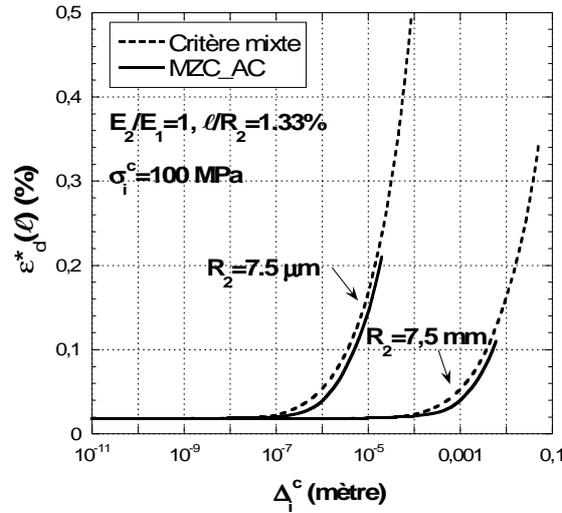


Figure 2.16 – Déformation à l'amorçage en fonction de la longueur caractéristique de l'interface pour différentes échelles d'étude afin de comparer le critère mixte et le MZC d'Alfano-Criesfield ($\Delta_i^c = \frac{E_i \delta^c}{\sigma_i^c}$

pour le MZC et $\Delta_i^c = L_i^c = \frac{E_i G_i^c}{(\sigma_i^c)^2}$ pour le critère mixte avec σ_i^c fixé à 100 MPa).

Cependant une difficulté subsiste dans le cas du MZC pour définir l'énergie de rupture $G_i^c = f(\sigma_i^c, \delta^c)$. En effet, le déplacement critique δ^c doit nécessairement être de un voire deux ordres de grandeur inférieurs aux dimensions du modèle pour respecter l'hypothèse des déformations infinitésimales. Il en résulte que pour les structures de petites tailles (dimensions de l'ordre du micromètre), δ^c sera très faible et en supposant connue la contrainte critique σ^c du matériau, l'énergie de rupture G^c sera inévitablement bornée et pourra donc ne pas correspondre à la ténacité réelle du matériau étudié.

Par exemple, si on choisit pour l'interface une contrainte critique $\sigma_i^c = 100$ MPa et si les dimensions sont en micromètre ($R_2 = 7,5 \mu\text{m}$) alors pour rester en déformations infinitésimales, on doit avoir $(\delta^c)^{\text{max_admissible}} < R_2 / 10 = 0,75 \mu\text{m}$ et l'utilisation du MZC d'Alfano-Criesfield (AC) interdit à l'interface une ténacité supérieure à $G_i^c = (1/2) \sigma_i^c (\delta^c)^{\text{max_admissible}} = 37,5 \text{ J/m}^2$.

2.6. Bilan

Cette partie a permis de comparer deux approches différentes pour analyser l'amorçage d'une fissure interfaciale au voisinage d'une fissure principale. Basée soit sur la mécanique de l'endommagement (MZC) soit sur la mécanique de la rupture (critère mixte), elles ont pour points

communs de faire appel à des critères fondés sur deux conditions (en déplacement et en contrainte pour les MZC, en énergie et en contrainte pour le critère mixte) et d'introduire des longueurs caractéristiques (Δ_i^c et L_i^c). **Lorsque ces deux longueurs sont identiques, les résultats montrent que les deux méthodes conduisent aux mêmes déformations à l'amorçage.** Elles permettent en outre de prendre en compte l'effet d'échelle.

L'utilisation du MZC peut néanmoins s'avérer difficile pour les structures de très faibles dimensions. Comment par exemple modéliser la fissuration d'une couche de quelques microns possédant une forte ténacité? Si l'on se base sur la ténacité G^c du matériau pour en déduire le déplacement critique δ^c (à partir de la contrainte critique σ^c), δ^c sera alors bien plus grand que la dimension de la couche. Au contraire, si on choisit un déplacement critique en rapport avec les dimensions de la structure, la ténacité $G^c = f(\sigma^c, \delta^c)$ sera très faible et ne sera pas représentative de la ténacité réelle du matériau.

Les problèmes numériques (difficulté de convergence et temps de calcul important) qui apparaissent lors de la mise en œuvre du MZC sont aussi un inconvénient, surtout lorsque l'on cherche à effectuer une étude paramétrique pour balayer un ensemble de propriétés matériaux. Aussi, bien que les deux approches (critère mixte et MZC) conduisent à des résultats comparables pour décrire l'amorçage au voisinage d'une concentration de contraintes, il nous semble préférable d'utiliser le critère mixte pour analyser sans restriction la compétition entre déviation et pénétration à l'interface d'un bimatériau.

Il faut cependant noter que l'approche MZC reprend l'avantage dès lors que *i)* le comportement des constituants du bimatériau n'est plus linéaire élastique (il n'est alors plus possible d'employer le critère mixte), *ii)* que l'on souhaite éviter le post-traitement imposé par le critère mixte (l'amorçage est alors une conséquence du calcul).

Dans la seconde partie de ce chapitre, on s'intéresse de manière plus générale à l'interaction entre une fissure et une interface dans un bimatériau. De nouveaux mécanismes de fissuration sont analysés tels que la propagation de la fissure principale dans la couche 1 et la pénétration de cette fissure dans la seconde couche. Des paramètres supplémentaires sont également pris en compte comme la longueur ℓ du ligament et le rapport de module élastique E_2/E_1 . La géométrie du modèle est identique à celle choisie initialement avec des dimensions de l'ordre du micromètre ($R_2 = 7,5 \mu\text{m}$). Cette échelle correspond d'une part à celle utilisée dans les approches micromécaniques de modélisation des matériaux composites (chapitre 3) et d'autre part à l'ordre de grandeur de l'épaisseur des couches céramiques des combustibles HTR faisant l'objet du chapitre 4.

3. ANALYSE DE L'INTERACTION FISSURE/INTERFACE

Dans la suite, seul le critère mixte est utilisé pour prédire l'amorçage puisqu'il a pour avantage par rapport au MZC de permettre l'analyse des mécanismes de rupture pour toute une gamme de matériaux, y compris ceux possédant une ténacité très forte. Nous allons donc analyser différents mécanismes avant d'étudier leur compétition.

3.1. Analyse des mécanismes de fissuration au voisinage de la fissure principale

3.1.1. Propagation dans la couche 1

On introduit le coefficient $A_1(\ell)$ pour décrire la propagation de la fissure principale dans la couche 1 avec :

$$G_1(\ell) = A_1(\ell)R_2E_2\varepsilon^2, \quad (2.14)$$

où $G_1(\ell)$ est le taux de restitution d'énergie élastique. Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, la discontinuité des propriétés élastiques modifie la nature de la singularité en fond de fissure. Si celle-ci se situe dans le matériau le plus souple, soit dans le cas d'une singularité faible avec $E_2/E_1 > 1$, le taux de restitution d'énergie élastique adimensionné $A_1(\ell)$ tend vers 0 lorsque le ligament décroît. Au contraire, une singularité forte $E_2/E_1 < 1$ implique que $\lim_{\ell \rightarrow 0} A_1(\ell) = +\infty$ (figure 2.17).

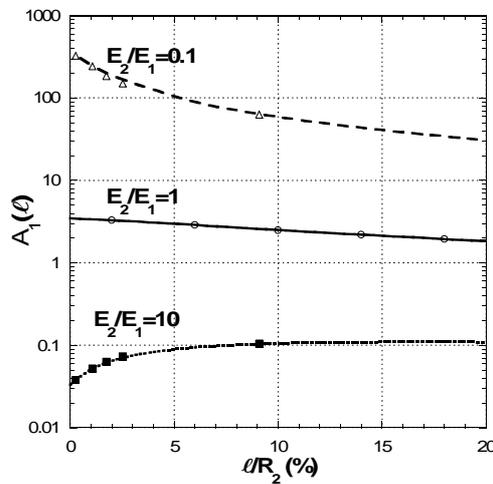


Figure 2.17– Taux de restitution d'énergie adimensionné en pointe de la fissure principale dans la couche 1 en fonction du ligament.

L'utilisation du critère de Griffith permet de calculer la déformation à appliquer $\varepsilon_1^*(\ell)$ pour faire propager la fissure principale :

$$\varepsilon_1^*(\ell) = \left[\frac{G_1^c}{A_1(\ell)E_2R_2} \right]^{1/2}. \quad (2.15)$$

La propagation est donc d'autant plus aisée que la couche 2 est souple par rapport à la couche 1.

3.1.2. Amorçage d'une fissure dans la couche 2

L'amorçage d'une pénétration dans la couche 2 en amont de la fissure principale (figure 2.18) est possible lorsque les deux conditions du critère mixte d'amorçage sont satisfaites :

$$\begin{aligned} G_p^{inc}(\ell, \rho) &\geq G_2^c \\ \sigma_{zz}(\ell, \rho) &= k_{zz}(\ell, r) E_2 \varepsilon \geq \sigma_2^c \end{aligned} \quad (2.16)$$

où G_2^c et σ_2^c sont respectivement la ténacité et la résistance en traction de la couche 2. $G_p^{inc}(\ell, \rho)$ est le taux de restitution d'énergie incrémental défini par :

$$G_p^{inc}(\ell, \rho) = \frac{1}{S_p} \int_0^p G_p(\ell, \rho) dS_p = \overline{A_p}(\ell, \rho) R_2 E_2 \varepsilon^2, \quad (2.17)$$

où $G_p(\ell, \rho)$ est le taux de restitution d'énergie, $S_p = \int_0^p dS_p$ la surface fissurée correspondante et $\overline{A_p}(\ell, \rho)$ le taux de restitution d'énergie incrémental normé. Comme l'indique la figure 2.18, $\overline{A_p}(\ell, \rho)$ et $k_{zz}(\ell, r)$ sont des fonctions respectivement croissante et décroissante de ρ et de r .

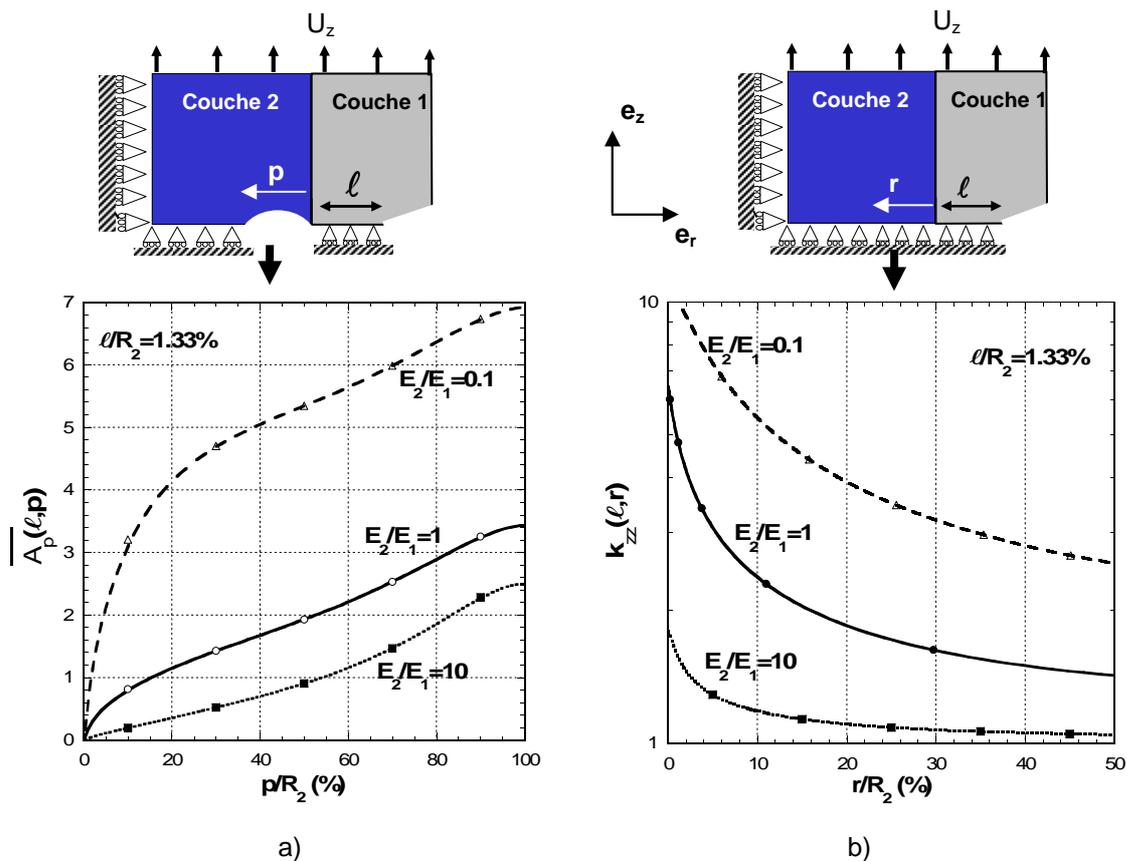


Figure 2.18 – Mécanisme de pénétration dans la couche 2 en amont de la fissure principale : a) taux de restitution d'énergie incrémental en fonction de la longueur de pénétration, b) coefficient de concentration de contrainte axiale dans la couche 2 en fonction de la distance par rapport à l'interface.

Ainsi, la longueur d'amorçage $p^*(\ell)$ peut être déterminée en fonction de la longueur caractéristique $L_2^c = \frac{E_2 G_2^c}{(\sigma_2^c)^2}$ de la couche 2 en résolvant l'équation $\frac{\bar{A}_p(\ell, p^*)}{k_{zz}^2(\ell, p^*)} = \frac{L_2^c}{R_2}$.

La figure 2.19a montre que la longueur d'amorçage $p^*(\ell)$ est proportionnelle à la longueur caractéristique L_2^c . Lorsque la contrainte à rupture est élevée, la longueur caractéristique L_2^c et la longueur d'amorçage p^* tendent vers de petites valeurs. Dans le cas limite où $G_2^c \rightarrow 0$ (soit $L_2^c \rightarrow 0$ et $p^* \rightarrow 0$), la condition en énergie est facilement satisfaite et le critère d'amorçage se réduit uniquement à la condition en contrainte avec :

$$\varepsilon_p^*(\ell) \rightarrow \varepsilon_p^S(\ell) = \frac{\sigma_2^c}{E_2 k_{zz}(\ell, p^* = 0)}. \quad (2.18)$$

Aussi, la déformation à l'amorçage peut être approchée par la relation (2.18) lorsque la longueur caractéristique L_2^c est faible.

Au contraire lorsque la longueur caractéristique L_2^c est élevée, la longueur d'amorçage $p^*(\ell)$ est grande (figure 2.19a) et atteint sa valeur maximale avec $p^* = R_2$ dès que la condition suivante est satisfaite :

$$\frac{L_2^c}{R_2} \geq \frac{\bar{A}_p(\ell, R_2)}{k_{zz}^2(\ell, R_2)} = \frac{L_p^{\max}(\ell)}{R_2}. \quad (2.19)$$

Dans ce cas, c'est la condition en énergie qui prédomine.

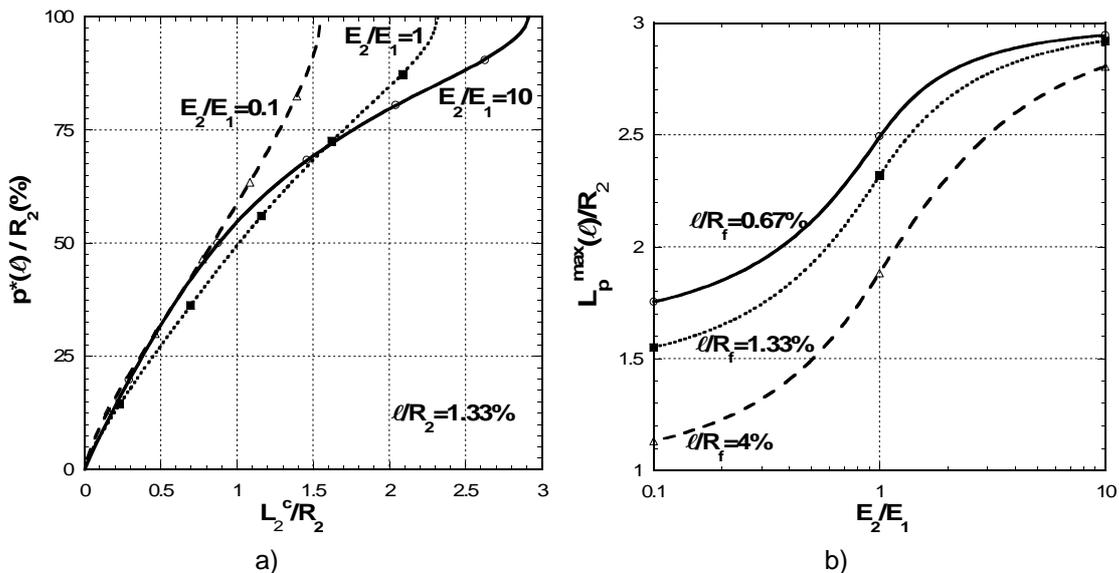


Figure 2.19 – Mécanisme de pénétration dans la couche 2 en amont de la fissure principale : a) longueur d'amorçage pour la pénétration en fonction de la longueur caractéristique de la couche 2, b) longueur caractéristique $L_p^{\max}(\ell)$ de la structure en fonction du contraste élastique et du ligament.

En effet, si on suppose que $L_2^c \geq L_p^{\max}(\ell)$ et que la condition en énergie (2.16) $\bar{A}_p(\ell, R_2)E_2R_2\varepsilon^2 \geq G_2^c$ est satisfaite, alors la condition en contrainte est automatiquement vérifiée puisque :

$$\left(\sigma_{zz}(\ell, R_2)\right)^2 = \left(k_{zz}(\ell, R_2)E_2\varepsilon\right)^2 \geq \frac{E_2G_2^c \left(k_{zz}(\ell, R_2)\right)^2}{R_2 \bar{A}_p(\ell, R_2)} = \frac{E_2G_2^c}{L_p^{\max}(\ell)} \geq \frac{E_2G_2^c}{L_2^c} = \left(\sigma_2^c\right)^2. \quad (2.20)$$

La figure 2.19b montre que la condition (2.19) est d'autant plus facile à satisfaire que le ligament est grand et la couche 2 est souple. Dans ce cas, la déformation $\varepsilon_p^*(\ell)$ à l'amorçage d'une pénétration dans la couche 2 dépend donc uniquement de la condition en énergie et est donc donnée par :

$$\varepsilon_p^W(\ell) = \left[\frac{G_2^c}{\bar{A}_p(\ell, R_2)E_2R_2} \right]^{1/2}. \quad (2.21)$$

Ces différentes conditions d'amorçage sont mises en évidence sur la figure 2.20 où est tracée la déformation à l'amorçage $\varepsilon_p^*(\ell)$ en fonction de la contrainte critique en traction σ_2^c de la couche 2 pour plusieurs valeurs de ténacité G_2^c . Lorsque la couche 2 est peu résistante, la condition en énergie prédomine et la déformation à l'amorçage dépend seulement de la ténacité (2.21). Si la résistance augmente, L_2^c et $p^*(\ell)$ diminuent et l'amorçage va alors être gouverné essentiellement par la condition en contrainte.

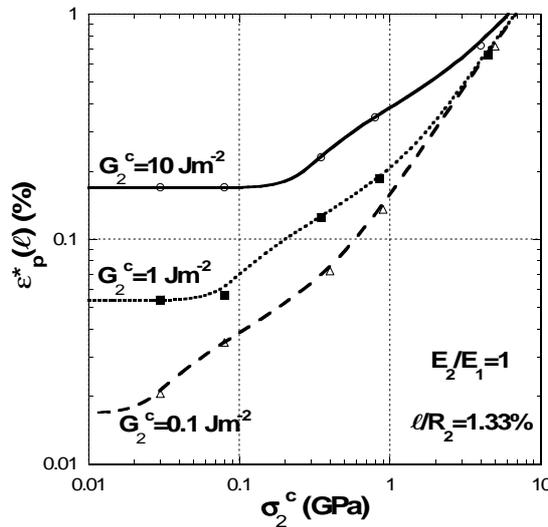


Figure 2.20 – Déformation à l'amorçage pour la pénétration en fonction de la résistance en traction de la couche 2.

3.1.3. Décohésion interfaciale

L'analyse du mécanisme de décohésion interfaciale présenté précédemment (partie 2.2) a

montré qu'il existe également plusieurs régimes (condition en contrainte ou en énergie dominante) dépendant de la comparaison entre la longueur caractéristique de l'interface L_i^c et la longueur caractéristique de la structure $L_d^{\max}(\ell) = \frac{\bar{A}_d(\ell, d^{\max})}{k_{rr}^2(\ell, d^{\max})} R_2$. Cette dernière est tracée sur la figure 2.21a en fonction du ligament et on montre que $L_d^{\max}(\ell)$ décroît lorsque la fissure principale se rapproche de l'interface : la relation $L_i^c \geq L_d^{\max}(\ell)$ est donc plus facile à satisfaire pour ℓ petit et la condition (2.9) devient alors dominante. Rappelons enfin que la particularité de ce mécanisme de décohésion interfaciale est liée au fait que le taux de restitution d'énergie incrémental normalisé $\bar{A}_d(\ell, d)$ est croissant puis décroissant en fonction de la longueur de décohésion d (figure 2.21b) et par conséquent, pour un chargement incrémental, la première fois que la condition en énergie est satisfaite, elle l'est sur la longueur d^{\max} .

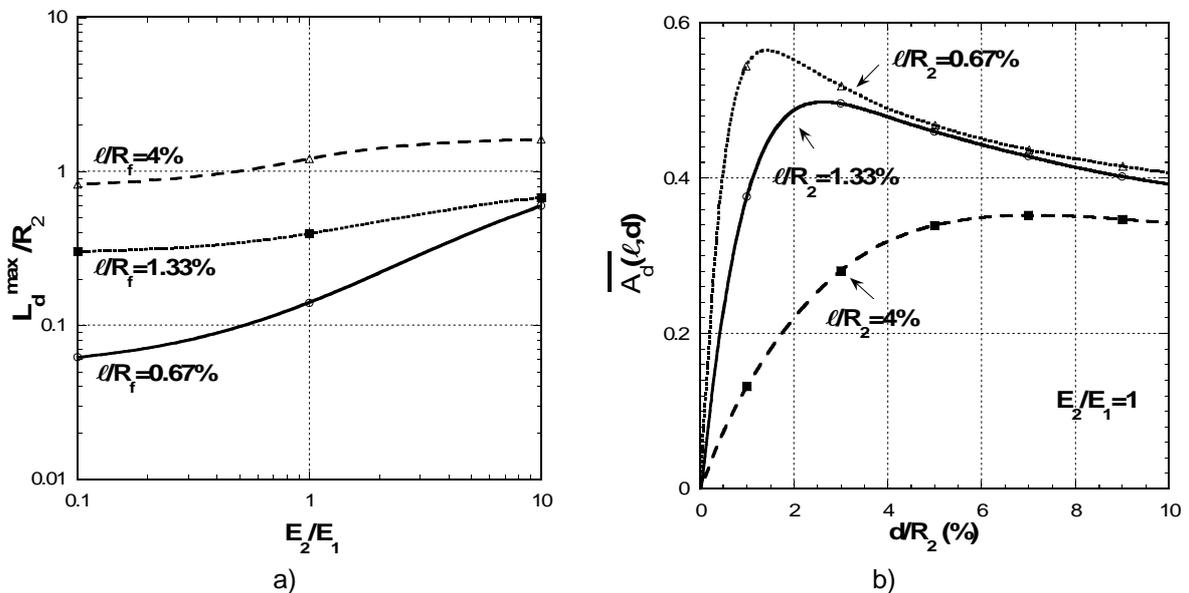


Figure 2.21- Mécanisme de décohésion interfaciale en amont de la fissure principale : a) longueur caractéristique $L_d^{\max}(\ell)$ de la structure en fonction du contraste élastique et du ligament, b) taux de restitution d'énergie incrémental en fonction de la longueur de décohésion pour plusieurs valeurs de ligament.

3.2. Compétition entre les différents mécanismes de fissuration

La compétition entre propagation de la fissure dans la couche 1, décohésion interfaciale et rupture prématurée de la couche 2 en amont de la fissure principale est maintenant analysée. Cette dernière est supposée stationnaire et le chargement est monotone croissant. Le mécanisme favorisé est celui dont la déformation appliquée à l'amorçage $\varepsilon^*(\ell)$ est la plus faible. L'objectif est maintenant de déterminer les propriétés à rupture qui vont favoriser un mécanisme par rapport à un autre.

3.2.1. Compétition entre propagation dans la couche 1 et pénétration dans la couche 2

La pénétration dans la couche 2 est favorisée par rapport à la propagation dans la couche 1 si :

$$\varepsilon_p^*(\ell) < \varepsilon_1^*(\ell), \quad (2.22)$$

où $\varepsilon_1^*(\ell)$ est obtenue via la relation (2.15). La relation (2.22) a été utilisée pour déterminer la frontière délimitant chaque mécanisme dans le plan (G_1^c, G_2^c) sur la figure 2.22a pour plusieurs valeurs de résistance σ_2^c de la couche 2 et en fixant le ligament ℓ et le contraste élastique $\left(\frac{E_2}{E_1} = 1\right)$. Le domaine de pénétration est situé sous les courbes. Comme prévu, la pénétration est rendue plus difficile lorsque la résistance σ_2^c est importante. La figure 2.22a révèle aussi la présence *i)* d'une valeur seuil d'une ténacité G_1^c en dessous de laquelle la pénétration n'est pas possible, *ii)* d'une partie linéaire de la frontière (soit $\frac{G_2^c}{G_1^c} < \text{valeur fixée}$) lorsque le critère de pénétration se réduit à un critère énergétique. Ceci est maintenant analysé à partir des résultats de la partie 3.1.2.

Lorsque la longueur caractéristique L_2^c de la couche 2 est suffisamment grande pour que $L_2^c \geq L_p^{\max}(\ell)$ alors l'amorçage d'une fissure dans la couche 2 est piloté uniquement par la condition en énergie et le critère de pénétration (2.22) devient :

$$G_2^c < W_{p1}(\ell) G_1^c \quad \text{avec} \quad W_{p1}(\ell) = \frac{\overline{A_p}(\ell, R_2)}{A_1(\ell)}. \quad (2.23)$$

Cette relation correspond à la partie linéaire de la frontière observée sur la figure 2.22a. Dans ce cas, toute la couche est instantanément rompue à l'amorçage puisque $p^* = R_2$. Si la longueur caractéristique L_2^c est plus faible soit $L_2^c < L_p^{\max}(\ell)$ alors la longueur d'amorçage p^* devient inférieure à R_2 . Dans le cas limite où $L_2^c \rightarrow 0$ (G_2^c très faible ou σ_2^c très fort) alors $p^* \rightarrow 0$ et la condition en contrainte (2.18) est prédominante. Le critère de pénétration s'écrit alors :

$$\left(\frac{\sigma_2^c}{E_2 k_{zz}(\ell, 0)} \right)^2 < \frac{G_1^c}{E_2 R_2 A_1(\ell)}, \quad (2.24)$$

ou encore :

$$\frac{(G_1^c)}{(G_1^c(\ell))_{seuil}^{pen}} > 1 \quad \text{avec} \quad (G_1^c(\ell))_{seuil}^{pen} = \frac{A_1(\ell) R_2 (\sigma_2^c)^2}{k_{zz}^2(\ell, 0) E_2}. \quad (2.25)$$

La relation (2.25) montre que la propagation dans la couche 1 est toujours favorisée par rapport à la pénétration si sa ténacité G_1^c est inférieure au seuil $(G_1^c(\ell))_{seuil}^{pen}$ observé sur la figure 2.22a. De

manière analogue, la pénétration n'est pas possible si la résistance en traction σ_2^c de la couche 2 est supérieure à une valeur seuil $(\sigma_2^c(\ell))_{seuil}^{pen}$ définie par :

$$(\sigma_2^c(\ell))_{seuil}^{pen} = \left[\frac{k_{zz}^2(\ell, 0) E_2 G_1^c}{A_1(\ell) R_2} \right]^{1/2} = \left[S_{p1} \frac{E_2 G_1^c}{R_2} \right]^{1/2} \text{ avec } S_{p1} = \frac{k_{zz}^2(\ell, 0)}{A_1(\ell)}. \quad (2.26)$$

Pour résumer ces résultats, la figure 2.22b schématise la frontière entre ces mécanismes de fissuration dans le plan normé $\left(\frac{G_1^c}{(\sigma_1^c(\ell))_{seuil}^{pen}}, \frac{L_2^c}{L_p^{\max}(\ell)} \right)$. Le domaine de pénétration est situé sous la courbe. La frontière est concave lorsque $L_2^c < L_p^{\max}(\ell)$ et devient linéaire dès que $L_2^c \geq L_p^{\max}(\ell)$. Du fait de la normalisation choisie, on peut noter que la pente de la partie linéaire est égale à $\left(\frac{k_{zz}^2(\ell, R_2)}{k_{zz}^2(\ell, 0)} \right)$.

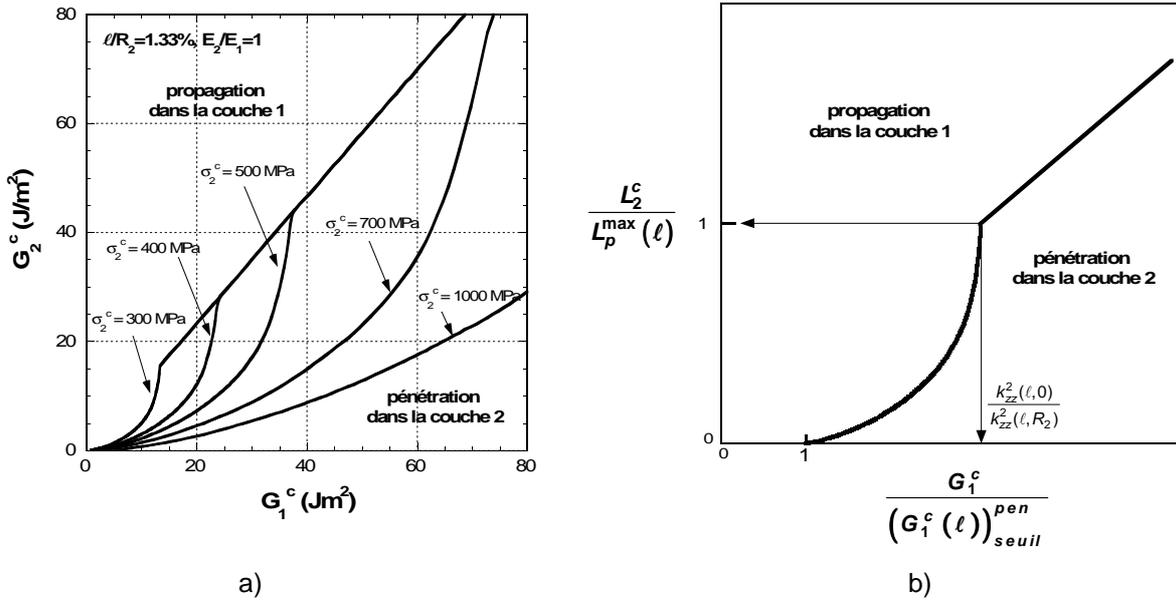


Figure 2.22 – Compétition entre propagation de la fissure principale dans la couche 1 et pénétration dans la couche 2 : a) frontière entre propagation et pénétration dans le plan (G_1^c, G_2^c) , b)

schématisation des domaines dans le plan normé $\left(\frac{G_1^c}{(\sigma_1^c(\ell))_{seuil}^{pen}}, \frac{L_2^c}{L_p^{\max}(\ell)} \right)$.

Les figures 2.23a et 2.23b permettent de décrire l'influence du ligament et du contraste élastique sur les critères de pénétration établis ci-dessus. Dans le cas d'une singularité faible $\left(\frac{E_2}{E_1} > 1 \right)$, on a vu précédemment (partie 3.1.1) que la propagation de la fissure principale devient plus

difficile lorsque le ligament décroît. Il est donc logique d'observer sur les figures 2.23a et 2.23b que les

paramètres $W_{p1}(\ell) = \frac{\overline{A_p}(\ell, R_2)}{A_1(\ell)}$ et $S_{p1} = \frac{k_{zz}^2(\ell, 0)}{A_1(\ell)}$ sont d'autant plus grands que le contraste élastique

$\frac{E_2}{E_1}$ est élevé et que le ligament est petit. La pénétration est donc favorisée dans ces conditions.

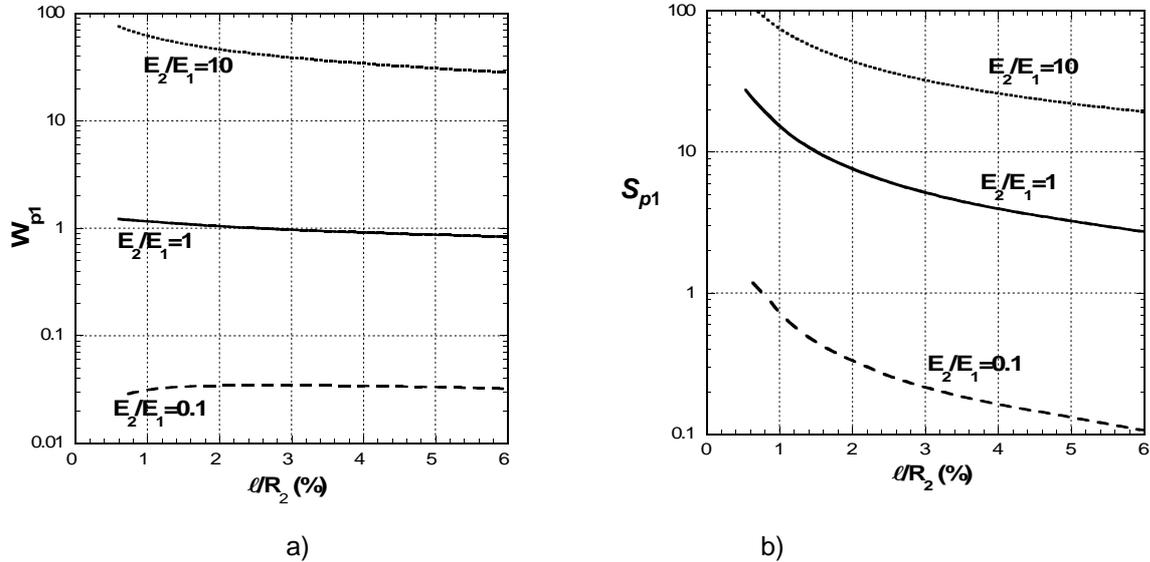


Figure 2.23 – Compétition entre propagation de la fissure principale dans la couche 1 et pénétration dans la couche 2 : a) paramètre W_{p1} en fonction du ligament pour plusieurs contrastes élastiques ; b) paramètre S_{p1} en fonction du ligament pour plusieurs contrastes élastiques.

3.2.2. Compétition entre propagation dans la couche 1 et décohésion interfaciale

La décohésion interfaciale est favorisée par rapport à la propagation dans la couche 1 si :

$$\varepsilon_d^*(\ell) < \varepsilon_1^*(\ell). \quad (2.27)$$

Ce critère de décohésion permet d'obtenir la frontière délimitant chaque mécanisme dans le plan (G_1^c, G_i^c) comme le montre la figure 2.24a pour plusieurs valeurs de résistance interfaciale σ_i^c et en

fixant le ligament ℓ et le contraste élastique $\left(\frac{E_2}{E_1} = 1\right)$. Le domaine de décohésion est situé sous les courbes et la déviation est favorisée lorsque la résistance interfaciale est faible.

Comme pour l'analyse précédente, la figure 2.24a montre qu'il existe une valeur seuil de G_1^c en dessous de laquelle la déviation n'est pas possible. D'autre part, la frontière se divise en une partie convexe suivie d'une partie linéaire. Dans ce dernier cas, le critère de décohésion se réduit à une condition énergétique (soit $\frac{G_i^c}{G_1^c} < \text{valeur fixée}$). Ceci peut être expliqué à partir des résultats de la partie 3.1.3.

Il a en effet été démontré que si la longueur caractéristique de l'interface est suffisamment grande ($L_i^c \geq L_d^{\max}(\ell)$) alors la longueur d'amorçage d^* est égale à $d^{\max}(\ell)$ et le mécanisme de décohésion est alors piloté uniquement par la condition en énergie (2.9). Dans ce cas, le critère de décohésion (2.27) devient :

$$G_i^c \leq W_{d1}(\ell) G_1^c \text{ avec } W_{d1}(\ell) = \frac{E_i}{E_2} \frac{\overline{A_d}(\ell, d^{\max})}{A_1(\ell)}. \quad (2.28)$$

Cette relation correspond à la partie linéaire des courbes de la figure 2.24a.

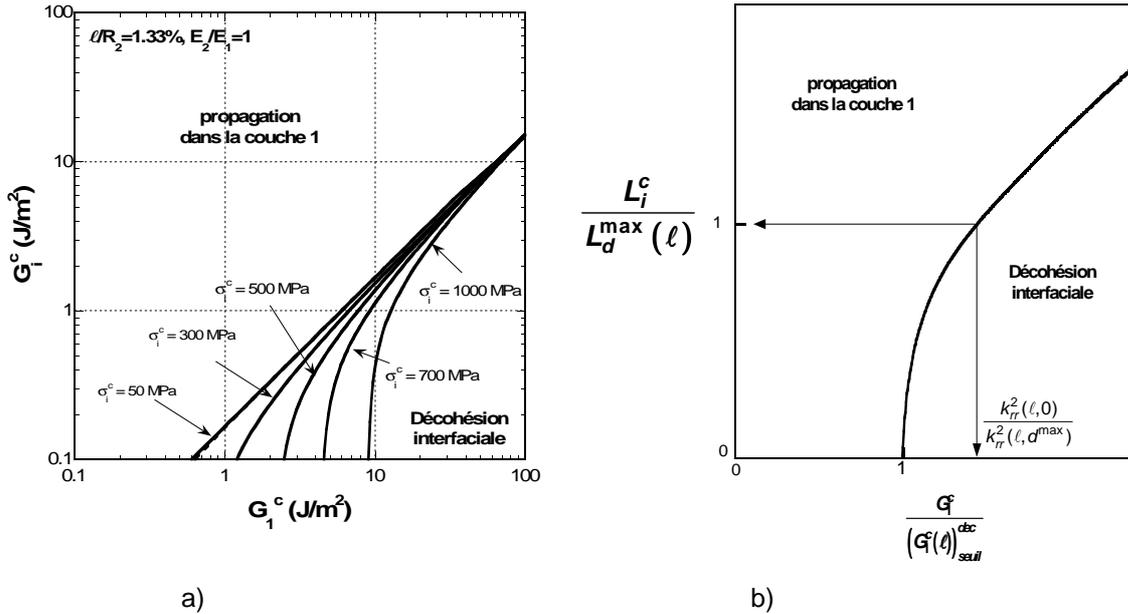


Figure 2.24 - Compétition entre propagation de la fissure principale dans la couche 1 et décohésion : a) frontière entre propagation et décohésion dans le plan (G_1^c, G_i^c) , b) schématisation des domaines

dans le plan normé $\left(\frac{G_1^c}{(G_1^c(\ell))_{seuil}^{dec}}, \frac{L_i^c}{L_d^{\max}(\ell)} \right)$.

Pour de plus petites valeurs de la longueur caractéristique de l'interface soit lorsque $L_i^c < L_d^{\max}(\ell)$, la longueur d'amorçage devient plus faible avec $d^* < d^{\max}(\ell)$ et la frontière entre décohésion et propagation dans la couche 1 est représentée par la partie concave des courbes (figure 2.24a). Quand $L_i^c \rightarrow 0$ (soit G_i^c très faible et/ou σ_i^c très fort), alors $d^* \rightarrow 0$ et la condition en contrainte (2.11) peut être utilisée. Le critère (2.27) s'écrit alors :

$$\left(\frac{\sigma_i^c}{E_i k_{rr}(\ell, 0)} \right)^2 < \frac{G_1^c}{E_2 R_2 A_1(\ell)}, \quad (2.29)$$

ce qui permet de mettre en évidence le seuil de ténacité $(G_1^c(\ell))_{seuil}^{dec}$ autorisant la déviation :

$$\frac{G_1^c}{(G_1^c(\ell))_{seuil}^{dec}} > 1 \text{ avec } (G_1^c(\ell))_{seuil}^{dec} = \frac{A_1(\ell)}{k_{rr}^2(\ell,0)} \frac{E_2 R_2 (\sigma_i^c)^2}{(E_i)^2}. \quad (2.30)$$

De manière analogue, il ne peut y avoir décohésion que si la résistance interfaciale σ_i^c est suffisamment faible soit :

$$\sigma_i^c < (\sigma_i^c(\ell))_{seuil}^{dec} = \left[\frac{k_{rr}^2(\ell,0) (E_i)^2 G_1^c}{A_1(\ell) E_2 R_2} \right]^{1/2} = \left[S_{d1} \frac{(E_i)^2 G_1^c}{E_2 R_2} \right]^{1/2} \text{ avec } S_{d1} = \frac{k_{rr}^2(\ell,0)}{A_1(\ell)}. \quad (2.31)$$

La figure 2.24b permet de résumer ces résultats en schématisant la frontière entre ces mécanismes de fissuration dans le plan normé $\left(\frac{G_1^c}{(G_1^c(\ell))_{seuil}^{dec}}, \frac{L_i^c}{L_d^{\max}(\ell)} \right)$. Le domaine de décohésion est situé sous la courbe. Celle-ci est convexe lorsque $L_i^c < L_d^{\max}(\ell)$ mais devient linéaire dès que $L_i^c \geq L_d^{\max}(\ell)$. Du fait de la normalisation choisie, on peut noter que la pente de la partie linéaire est égale à $\left(\frac{k_{rr}^2(\ell, d^{\max})}{k_{rr}^2(\ell, 0)} \right)$.

Les figures 2.25a et 2.25b permettent de décrire l'influence du ligament et du contraste élastique sur les critères de décohésion établis ci-dessus.

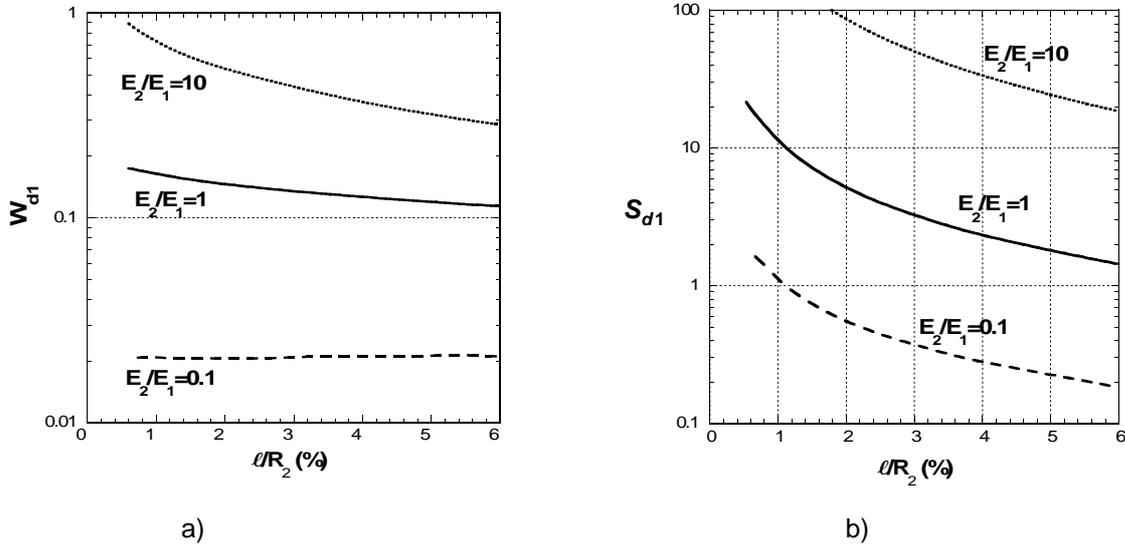


Figure 2.25 – Compétition entre propagation de la fissure principale et décohésion : a) paramètre W_{d1} en fonction du ligament pour plusieurs contrastes élastiques, b) paramètre S_{d1} en fonction du ligament pour plusieurs contrastes élastiques.

Comme pour l'analyse de la pénétration, ces figures montrent que les paramètres

$$W_{d1}(\ell) = \frac{E_i}{E_2} \frac{\overline{A_d}(\ell, d^{\max})}{A_1(\ell)} \text{ et } S_{d1} = \frac{k_{rr}^2(\ell,0)}{A_1(\ell)} \text{ sont d'autant plus grands que le contraste élastique } \frac{E_2}{E_1}$$

est élevé et que le ligament est petit. La décohésion est donc favorisée par rapport à la propagation matricielle dans ces conditions.

3.3.3. Compétition entre décohésion interfaciale et pénétration dans la couche 2

On ignore maintenant la possibilité que la fissure principale se propage dans la couche 1. Elle est supposée stationnaire et on s'intéresse uniquement à la compétition entre décohésion interfaciale et pénétration dans la couche 2. La décohésion est prédite si la déformation à appliquer pour amorcer ce mécanisme est plus faible que la déformation à appliquer pour amorcer une fissure dans la couche 2 :

$$\varepsilon_d^*(\ell) < \varepsilon_p^*(\ell). \quad (2.32)$$

La frontière entre les domaines de décohésion et de pénétration dépend des différents paramètres à rupture $(G_2^c, \sigma_2^c, G_i^c, \sigma_i^c)$ des constituants. La relation (2.32) permet d'obtenir la figure 2.26 qui représente les domaines de « décohésion/pénétration » dans le plan (G_2^c, G_i^c) pour différentes valeurs du rapport $\frac{\sigma_i^c}{\sigma_2^c}$.

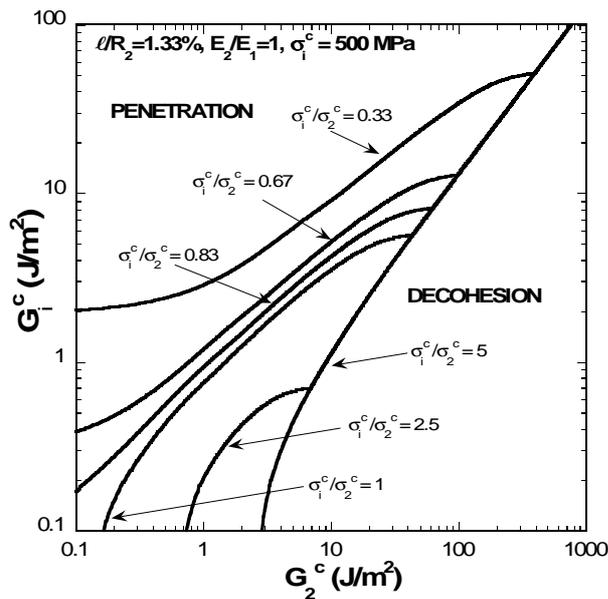


Figure 2.26 – Compétition entre pénétration dans la couche 2 et décohésion interfaciale : frontière dans le plan (G_2^c, G_i^c) pour différentes valeurs du rapport σ_i^c / σ_2^c (le contraste élastique, le ligament et la résistance interfaciale sont fixés avec respectivement : $\frac{E_2}{E_1} = 1$, $\ell / R_2 = 1,33\%$ et $\sigma_1^c = 500 \text{ MPa}$).

On constate que logiquement la décohésion est favorisée pour de faibles valeurs de $\frac{\sigma_i^c}{\sigma_2^c}$. La figure 2.26 montre aussi qu'il existe :

- une valeur seuil de G_2^c pour les grandes valeurs de $\frac{\sigma_i^c}{\sigma_2^c}$,
- une valeur seuil de G_i^c pour les faibles valeurs de $\frac{\sigma_i^c}{\sigma_2^c}$,
- une partie linéaire pour la frontière ($\frac{G_2^c}{G_i^c} < \text{valeur fixée}$) lorsque les deux critères d'amorçage (pénétration et décohésion) sont pilotés par leur condition énergétique.

Ces différentes observations peuvent être expliquées en comparant les longueurs caractéristiques (L_i^c, L_2^c) et les longueurs structurales correspondantes ($L_d^{\max}(\ell), L_p^{\max}(\ell)$).

On suppose dans un premier temps que la condition en énergie pilote le mécanisme de pénétration. La longueur caractéristique de la couche L_2^c est alors supérieure à $L_p^{\max}(\ell)$ ($L_2^c \geq L_p^{\max}(\ell)$) ce qui nécessite :

$$G_2^c \geq L_p^{\max}(\ell) \frac{(\sigma_2^c)^2}{E_2}. \quad (2.33)$$

Si $L_i^c \rightarrow 0$ (cas limite où $G_i^c \rightarrow 0$) alors la condition en contrainte (2.11) prédomine pour l'amorçage de la décohésion et le critère de décohésion (2.32) devient :

$$G_2^c \geq (G_2^c(\ell))_{\text{seuil}} = \frac{\bar{A}_p(\ell, R_2) R_2 E_2}{k_{rr}^2(\ell, 0) E_i^2} (\sigma_i^c)^2. \quad (2.34)$$

Les relations (2.33) et (2.34) imposent chacune une borne supérieure pour la ténacité de la couche 2. On décide de se placer dans la configuration d'une interface « forte » avec :

$$\frac{\sigma_i^c}{\sigma_2^c} \geq \delta_1(\ell) = \frac{E_i k_{rr}(\ell, 0)}{E_2 k_{zz}(\ell, R_2)}. \quad (2.35)$$

Le rapport $\delta_1(\ell)$ a été déterminé de telle façon que la relation (2.34) (couplée à la relation 2.33) implique la relation (2.35). Ainsi, le choix de σ_i^c selon (2.35) puis la sélection de G_2^c selon (2.34) garantit la description du mécanisme de pénétration à l'aide de la seule condition énergétique. Si

maintenant G_i^c s'accroît avec $G_i^c \geq L_d^{\max}(\ell) \frac{(\sigma_i^c)^2}{E_i}$ (soit $L_i^c \geq L_d^{\max}(\ell)$) alors la condition en énergie (2.9) pilote l'amorçage d'une décohésion interfaciale et la relation (2.32) s'écrit :

$$G_i^c < \frac{E_i \bar{A}_d(\ell, d^{\max})}{E_2 \bar{A}_p(\ell, R_2)} G_2^c = W_{dp}(\ell) G_2^c. \quad (2.36)$$

La figure 2.27 schématise la frontière entre les domaines de décohésion et de pénétration pour une interface forte définie par la relation (2.35) : $\sigma_i^c \geq \delta_1(\ell) \sigma_2^c$. La courbe obtenue est tracée dans le plan normé $\left(\frac{G_2^c}{(G_2^c(\ell))_{seuil}}, \frac{L_i^c}{L_d^{\max}(\ell)} \right)$. Elle est représentée par une partie linéaire dès que $\frac{L_i^c}{L_d^{\max}(\ell)} \geq 1$, ce qui signifie que les deux mécanismes sont contrôlés par leur condition en énergie. Lorsque $\frac{L_i^c}{L_d^{\max}(\ell)} < 1$, la frontière est alors concave et la décohésion n'est possible que si la ténacité G_2^c de la couche 2 est supérieure à la valeur seuil $(G_2^c(\ell))_{seuil}$ définie par la relation (2.34). Autrement dit, la pénétration est toujours prédite si $G_2^c < (G_2^c(\ell))_{seuil} = \frac{\bar{A}_p(\ell, R_2) R_2 E_2}{k_{rr}^2(\ell, 0) E_i^2} (\sigma_i^c)^2$ quelle que soit la valeur de G_i^c . **Ce résultat montre que sous la condition (2.35), une faible ténacité interfaciale n'est pas toujours suffisante pour garantir la décohésion.**

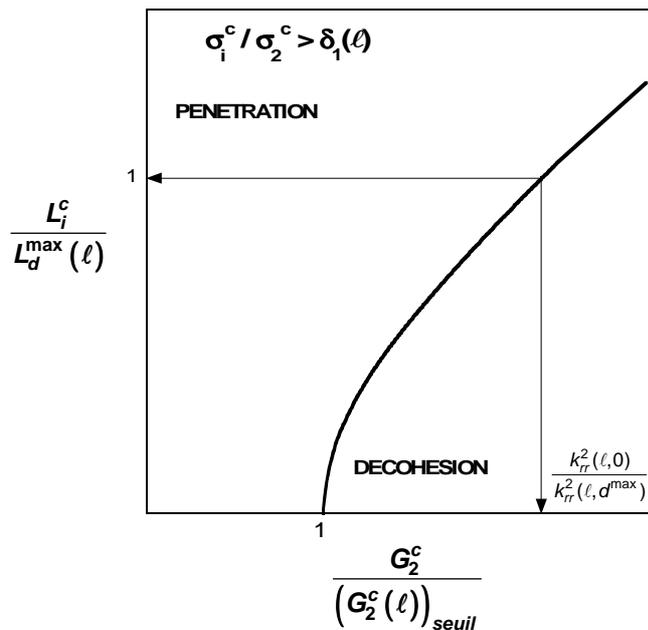


Figure 2.27 – Compétition entre pénétration dans la couche 2 et décohésion interfaciale : schématisation des domaines de décohésion et pénétration dans le plan normé

$$\left(\frac{G_2^c}{(G_2^c(\ell))_{seuil}}, \frac{L_i^c}{L_d^{\max}(\ell)} \right) \text{ pour une interface forte telle que } \sigma_i^c \geq \delta_1(\ell) \sigma_2^c.$$

Le raisonnement précédent est de nouveau appliqué en supposant maintenant que le mécanisme décohésion interfaciale est uniquement piloté par la condition en énergie. On a donc $L_i^c \geq L_d^{\max}(\ell)$ soit :

$$G_i^c \geq L_d^{\max}(\ell) \frac{(\sigma_i^c)^2}{E_i}. \quad (2.37)$$

Pour le cas limite où $G_2^c \rightarrow 0$, l'amorçage d'une fissure dans la couche 2 dépend uniquement de la condition en contrainte (2.18) et le critère de pénétration $\varepsilon_d^*(\ell) > \varepsilon_p^*(\ell)$ s'écrit alors :

$$G_i^c \geq (G_i^c(\ell))_{\text{seuil}} = \frac{\bar{A}_d(\ell, d^{\max}) R_2 E_i}{k_{zz}^2(\ell, 0)} (\sigma_2^c)^2. \quad (2.38)$$

Les relations (2.37) et (2.38) fournissent chacune une borne supérieure pour la ténacité interfaciale. Le choix d'une interface « faible » avec la condition :

$$\frac{\sigma_i^c}{\sigma_2^c} \leq \delta_2(\ell) = \frac{E_i k_{rr}(\ell, d^{\max})}{E_2 k_{zz}(\ell, 0)}, \quad (2.39)$$

garantit (2.37) dès que l'inégalité (2.38) est satisfaite. Le mécanisme de décohésion est donc toujours décrit par la seule condition énergétique (2.37) lorsque σ_i^c est choisie selon (2.39) et si G_i^c satisfait (2.38). En accroissant G_2^c pour que $G_2^c \geq L_p^{\max}(\ell) \frac{(\sigma_2^c)^2}{E_2}$ (soit $L_2^c \geq L_p^{\max}(\ell)$), on se place dans une zone où les deux mécanismes sont pilotés par les conditions énergétiques et on retrouve le critère de déviation établi par la relation (2.36).

La figure 2.26 permet de délimiter la frontière entre décohésion interfaciale et pénétration pour les faibles valeurs du rapport $\frac{\sigma_i^c}{\sigma_2^c}$ satisfaisant la relation (2.39). La courbe est tracée dans le plan

normé $\left(\frac{L_2^c}{L_p^{\max}(\ell)}, \frac{G_i^c}{(G_i^c(\ell))_{\text{seuil}}} \right)$. Lorsque $\frac{L_2^c}{L_p^{\max}(\ell)} \geq 1$, ce sont les conditions en énergie qui pilotent

chaque mécanisme et la frontière correspond à une droite. Dans le cas contraire, la frontière est convexe et la décohésion est toujours prédite lorsque la ténacité de l'interface est inférieure au seuil $(G_i^c(\ell))_{\text{seuil}}$ défini par (2.38), quelle que soit la valeur de G_2^c . **Ce résultat montre que la décohésion est possible même si la ténacité de la couche 2 est faible.**

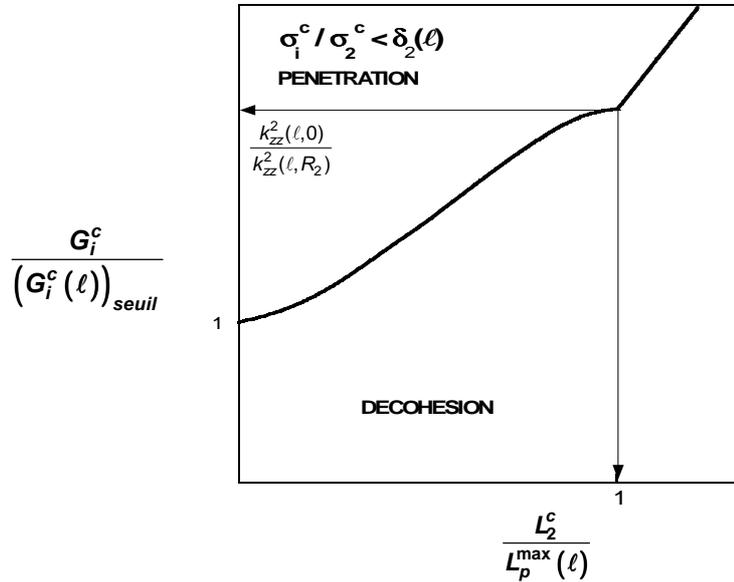


Figure 2.28 – Schématisation des domaines de décohésion et pénétration dans le plan normé

$$\left(\frac{L_2^c}{L_p^{\max}(\ell)}, \frac{G_i^c}{(G_i^c(\ell))_{\text{seuil}}} \right) \text{ lorsque } \sigma_i^c < \delta_2(\ell) \sigma_2^c.$$

On a donc vu que le nombre de paramètres pour analyser la frontière entre les domaines de décohésion et de pénétration est important mais qu'il est possible de le réduire en faisant certaines hypothèses sur les ordres de grandeur des longueurs caractéristiques L_i^c et L_2^c .

4. CONCLUSIONS

L'amorçage d'une fissure au voisinage d'une concentration de contraintes a pu être analysé à partir de deux critères différents basés sur la mécanique de la rupture et la mécanique de l'endommagement. Ceci est appliqué ici pour prédire les mécanismes d'amorçage **à l'interface d'un bimatériau** en amont d'une fissure principale.

Dans un premier temps, les deux approches ont été confrontées et il ressort que **l'utilisation des modèles de zone cohésive ou du critère mixte conduit à des conclusions similaires** concernant le niveau de déformation à l'amorçage d'une décohésion. Seuls les paramètres caractéristiques du modèle différent (déplacement critique δ^c et résistance σ^c pour les MZC, ténacité G^c et résistance σ^c pour le critère mixte). L'une ou l'autre peut être utilisée notamment en fonction des moyens d'identification de ces propriétés à rupture, des outils de calcul ou du comportement

mécanique des matériaux étudiés.

Cependant, le critère mixte qui nécessite un post-traitement du calcul éléments finis (mais fournit une expression semi-analytique des chargements critiques et des longueurs d'amorçage) se révèle plus approprié à une étude paramétrée en fonction des propriétés des constituants. Ceci a été confirmé dans la seconde partie de ce chapitre qui a démontré la capacité du critère mixte à comparer l'amorçage de plusieurs mécanismes de fissuration pour établir leur occurrence selon les propriétés à rupture du bimatériau. Les principaux résultats montrent ainsi :

- l'existence d'une résistance en traction σ_2^c protégeant la couche non fissurée du mécanisme de pénétration comparativement à la propagation de la fissure principale,
- l'existence d'un seuil de résistance interfaciale en traction σ_i^c à ne pas dépasser pour favoriser le mécanisme de décohésion interfaciale comparativement à la propagation de la fissure principale,
- la présence d'une borne supérieure de la ténacité interfaciale G_i^c garantissant la décohésion par rapport à la pénétration pour une interface faible définie par $\sigma_i^c < \delta_2(\ell)\sigma_2^c$,
- la présence d'une borne supérieure de la ténacité G_2^c de la couche 2 garantissant la pénétration par rapport à la décohésion pour une interface forte définie par $\sigma_i^c > \delta_1(\ell)\sigma_2^c$.

Ces résultats restent cependant très généraux et l'objectif des deux derniers chapitres est d'utiliser une démarche similaire pour se concentrer sur l'amorçage de mécanisme de fissuration dans les composites à matrice céramique et dans les combustibles nucléaires des réacteurs à haute température.

CHAPITRE 3

Déviation de fissure à l'interface fibre/matrice dans les composites à matrice céramique

CHAPITRE 3

Déviation de fissure à l'interface fibre/matrice dans les composites à matrice céramique

Résumé

Les développements effectués au chapitre précédent sont maintenant appliqués pour prévoir la fissuration au voisinage des interfaces d'une classe bien particulière de matériaux : les composites à matrice céramique. Ceux-ci possèdent en effet les propriétés suivantes : la résistance en traction des fibres est forte tandis que celle des interfaces est faible. A partir d'une analyse micromécanique et compte tenu des longueurs caractéristiques L_f^c des interfaces et L_f^c des fibres, on déduit que l'amorçage d'une décohésion interfaciale et d'une rupture de fibre en amont d'une fissure matricielle sont pilotés respectivement par la condition en énergie et la condition en contrainte du critère de [Leguillon, 2002]. Un critère simple de déviation peut alors être proposé et on montre que l'un de ces deux mécanismes d'amorçage va nécessairement se produire avant que la fissure matricielle n'atteigne l'interface lorsque la fibre est plus rigide que la matrice. L'influence des contraintes résiduelles issues de la phase d'élaboration de ces matériaux est ensuite évaluée. On suppose enfin que la fissure matricielle a dévié et on s'intéresse alors à la compétition entre sa propagation le long de l'interface et son branchement dans la fibre.

Sommaire

1. Introduction – Position du problème	101
2. Présentation des composites à matrice ceramique	102
2.1. Généralités	102
2.2. Comportement mécanique des CMC	103
2.3. Rôle de la zone interfaciale sur le comportement mécanique des CMC	105
3. Mécanismes de fissuration a l'interface fibre/matrice Dans les CMC	106
3.1. Caractéristiques à rupture des constituants des CMC	107
3.1.1. Propagation de la fissure matricielle.....	109
3.1.2. Amorçage de la décohésion interfaciale.....	109
3.1.3. Amorçage de la pénétration dans la fibre	110
3.2. Compétition entre les différents mécanismes	112
3.2.1. Décohésion interfaciale ou propagation matricielle ?.....	112
3.2.2. Rupture de la fibre ou propagation matricielle ?	113
3.2.3. Rupture de la fibre ou décohésion interfaciale ?.....	115
3.2.4. Propagation stable de la fissure matricielle ($E_f > E_m$)	119
3.2.5. Propagation instable de la fissure matricielle ($E_f \leq E_m$).....	121
3.3. Cas d'une fissure matricielle atteignant l'interface	122
3.3.1. La fibre et la matrice ont une rigidité identique : $E_f = E_m$	122
3.3.2. La matrice est plus souple que la fibre : $E_f > E_m$	123
3.3.3. La matrice est plus rigide que la fibre : $E_f < E_m$	125
3.4. Influence des contraintes résiduelles.....	126
3.4.1. Refroidissement du microcomposite	128
3.4.2. Chargement thermomécanique.....	133
4. Propagation interfaciale et rebranchement	138
4.1. Propagation interfaciale.....	138
4.2. Analyse du rebranchement de la fissure hors de l'interface.....	141
4.2.1. Influence du contraste élastique et de la longueur de décohésion interfaciale.....	145
4.2.2. Evaluation de l'angle de branchement.....	146
4.2.3. Application à un critère de rebranchement.....	148
5. Conclusions	149

1. INTRODUCTION – POSITION DU PROBLEME

Les matériaux composites sont généralement constitués d'un renfort fibreux (fibres de verre, fibres céramiques, fibres de carbone, etc...) et d'une matrice (organique, métallique, céramique). Le rôle des fibres est de supporter la charge appliquée tandis que la matrice doit distribuer les efforts entre les constituants et protéger les fibres du milieu environnant.

Le développement des **composites à matrice céramique (CMC)** a été principalement motivé par le besoin croissant de matériaux à la fois légers et plus résistants dans des domaines de température plus larges. En effet, l'intérêt majeur de ces matériaux est leur utilisation entre 1000 et 1400°C. On peut ainsi trouver des pièces en CMC dans les chambres à combustion ($\text{SiC}_{\text{fibre}}/\text{SiC}_{\text{matrice}}$ et $\text{C}_{\text{fibre}}/\text{SiC}_{\text{matrice}}$) ou les systèmes de freinage ($\text{C}_{\text{fibre}}/\text{C}_{\text{matrice}}$) utilisés dans les domaines aéronautiques (Mirage 2000, Rafale et Airbus) et automobile (Formule 1). Ces structures composites ($\text{SiC}_{\text{fibre}}/\text{SiC}_{\text{matrice}}$) sont également envisagées pour les cœurs des futures centrales nucléaires de génération IV.

La conception de ces matériaux a débuté dans les années 1960 pour venir à bout du principal point faible des céramiques monolithiques, à savoir leur trop faible ténacité. Les CMC possèdent en effet la propriété paradoxale d'être tenaces bien qu'ils soient composés de matériaux intrinsèquement fragiles (fibre, matrice et interphase). Ainsi, contrairement à la plupart des composites (à matrice métallique ou polymère), l'endommagement des CMC se manifeste principalement sous forme de multifissuration matricielle. Lorsque ces fissures matricielles sont déviées aux interfaces fibre/matrice, des phénomènes dissipatifs (frottement interfacial, rupture et déchaussement des fibres) peuvent se déclencher et contribuent à l'augmentation de l'allongement et du travail de rupture [Lamon, 1993].

Les conditions de transfert de charge à l'interface fibre/matrice sont donc déterminantes pour le comportement endommageable des CMC. Si la liaison entre fibre et matrice est trop forte, aucun des phénomènes précédemment cités ne peut intervenir et un comportement de type linéaire fragile est observé. Au contraire, si la liaison est trop faible, il n'y a pas de transfert de charge entre matrice et fibre et l'endommagement se manifeste prématurément. Dans ce chapitre, l'attention sera donc portée sur la compréhension de l'interaction entre une fissure matricielle et l'interface fibre/matrice dans les CMC.

Dans une première partie, le comportement mécanique général de ces composites sera présenté. Les résultats obtenus sur la modélisation de l'interaction fissure/interface seront ensuite détaillés. L'étude présentée au chapitre précédent (modèle élément finis et critère d'amorçage) sert de base pour l'analyse des mécanismes suivants : décohésion, pénétration, propagation interfaciale et rebranchement hors de l'interface. L'influence des contraintes résiduelles d'origine thermique liées à la phase d'élaboration de ces matériaux est également évaluée.

2. PRESENTATION DES COMPOSITES A MATRICE CERAMIQUE

2.1. Généralités

Les premiers CMC furent les composites carbone/carbone en raison de leur exceptionnelle tenue mécanique à haute température, de leur faible densité et de leur résistance à l'ablation. Néanmoins, malgré sa légèreté et ses excellentes propriétés thermomécaniques, le carbone s'oxyde rapidement à l'air dès 500°C, propriété qui limite l'emploi de ces composites aux seules atmosphères neutres ou réductrices. Pour remédier à ce problème, des recherches ont été conduites en vue de remplacer une partie ou la totalité de la matrice carbonée par une matrice présentant une meilleure tenue à l'oxydation. Les succès enregistrés dans le cas de la substitution du carbone par le carbure de silicium furent à l'origine du développement d'une nouvelle famille de matériaux [Lacombe, 1989], dans la mesure où il fut démontré que la matrice de carbone mais aussi les fibres de carbone pouvaient être remplacées par un carbure (SiC , B_4C , ...), un nitrure (Si_3N_4 , BN , ...) ou même un oxyde (Al_2O_3 , SiO_2 , ZrO_2 , ...) [Kerans et al., 1999].

Les CMC actuels offrent donc un grand nombre de combinaisons si l'on considère le choix des constituants, les fractions volumiques de chacun d'eux, la morphologie, la texture choisie et la nature de la liaison interfaciale. Il est toutefois nécessaire de prendre quelques précautions sur la compatibilité de la fibre et de la matrice. Il faut par exemple éviter les réactions chimiques pouvant se développer entre elles dans les domaines de température et d'atmosphère environnante envisagés pour l'élaboration et l'utilisation des CMC. Des incompatibilités physiques entre fibre et matrice peuvent aussi être liées à leur différence de déformation sous sollicitations mécaniques ou thermiques. Les différences de coefficients de dilatation thermique peuvent ainsi être à l'origine d'importantes contraintes résiduelles dans le matériau. Par exemple, à la suite de l'élaboration à haute température, le retour à la température ambiante peut occasionner une fissuration généralisée de la matrice (cas de composites C/SiC notamment).

Le comportement mécanique de ces matériaux composites dépend également fortement de l'architecture fibreuse. Lorsque la sollicitation est uniaxiale, les composites sont généralement unidirectionnels, les fibres étant toutes orientées dans la même direction. Les composites bidirectionnels peuvent eux être décomposés en deux catégories : les stratifiés composés de plans de strates unidirectionnelles dans des directions différentes et les stratifiés à base de couches tissées dont les plus répandus sont le taffetas et le satin d'orientation 0/90°. Ces derniers possèdent des propriétés plus équilibrées dans le plan. La structure stratifiée a tendance à induire la décohésion interstrate du matériau (délaminage). La tenue au délaminage peut alors être améliorée à l'aide de structures 2,5D obtenues par l'aiguilletage des fibres dans la direction orthogonale au plan du tissu ou par ajout d'un fil pour relier les strates. Dans les structures 3D, ..., nD, le renfort est continu dans une direction autre que celle des strates ou du tissu et assure un pontage entre les couches. Cette géométrie élimine les tendances au délaminage et favorise un comportement isotrope de la structure lorsque « n » augmente.

L'élaboration de ces matériaux peut se faire par différentes méthodes suivant le type de CMC que l'on souhaite obtenir [Naslain, 1985]. On distingue usuellement deux étapes :

- la réalisation et la rigidification d'une architecture fibreuse d'une structure géométrique proche de la pièce finale désirée,
- un dépôt à cœur des matériaux ayant un rôle de liant (ou matrice) afin de densifier le matériau.

Dans le cas des composites tissés, les fibres sont généralement assemblées en mèches (fils ou torons). Celles-ci sont tissées classiquement pour former une surface à deux directions de mèches : la chaîne et la trame. La préforme fibreuse est ensuite enrobée par l'interphase et la matrice est déposée par voie gazeuse, liquide ou solide. Des procédés mixtes sont également possibles [Xu et al., 1999] pour réduire les temps et les coûts d'élaboration. Les procédés d'élaboration par voie gazeuse (ICPV : infiltration chimique en phase vapeur) sont privilégiés généralement pour les hautes performances. Le principe de l'ICPV consiste à infiltrer un mélange réactif de gaz dans une préforme poreuse à une température élevée (900-1200°C suivant la nature du gaz) [Christin et al., 1979]. Le dépôt sur la préforme se fait par réaction chimique en phase vapeur et forme la matrice du composite. Cette méthode est la plus aboutie et elle est utilisée industriellement pour la fabrication des composites à matrice carbure, nitrure ou oxyde. Néanmoins, la densification n'est pas parfaite et il subsiste dans le matériau une porosité intra-torons et inter-torons assez importante puisqu'elle varie entre 10 et 15 % (figure 3.1). Ceci a inévitablement des conséquences sur le comportement mécanique du composite.

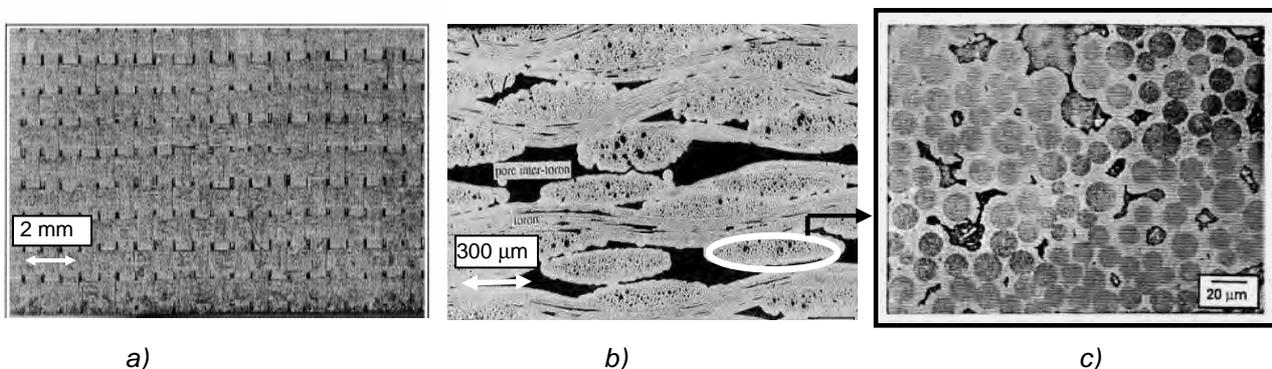


Figure 3.1 - a) Tissu SiC/SiC (vue de dessus), b) fils (torons) longitudinaux et transversaux et porosité inter-torons, c) fibre, matrice et porosité intra-torons [Aubard, 1992].

2.2. Comportement mécanique des CMC

La notion de matériau composite est le plus souvent associée à celle du renforcement d'une matrice de faible rigidité par des fibres très rigides. C'est le cas des matériaux composites constitués de matrices organiques renforcées par des fibres de verre ou de carbone, ou encore d'alliages légers renforcés par des fibres céramiques. Dans le cas des CMC, le rôle des fibres n'est pas d'augmenter la rigidité mais de permettre la discrétisation de la céramique et d'éviter ainsi des ruptures catastrophiques.

De manière générale le comportement mécanique d'un composite sollicité en traction présente une première phase linéaire durant laquelle la fibre et la matrice subissent la même déformation. Lorsque la déformation à rupture du constituant le plus fragile est atteinte, la première fissure matricielle ou la première rupture de fibre apparaît. Si cette première rupture ne conduit pas immédiatement à la rupture globale du matériau (surcharge de l'autre constituant), elle sera suivie d'une zone d'endommagement dont l'étendue sera fonction du rapport des modules de Young des constituants et de leur fraction volumique. Pour les CMC, la déformation à rupture de la matrice est le plus souvent inférieure à celle des fibres. Lorsque la fraction volumique de fibre est suffisante pour éviter la rupture catastrophique, le matériau composite s'endommage par fissuration transverse de la matrice (fissures perpendiculaires aux axes de sollicitation). Le comportement devient alors non-linéaire (figure 3.2a) et l'existence de ce domaine d'endommagement (marqué par la chute du module élastique à la décharge, figure 3.2a) est liée aux conditions de transfert de charge à l'interface fibre/matrice. Ainsi, la possibilité de décohésion interfaciale engendre une augmentation de la ténacité apparente du matériau grâce à différents mécanismes.

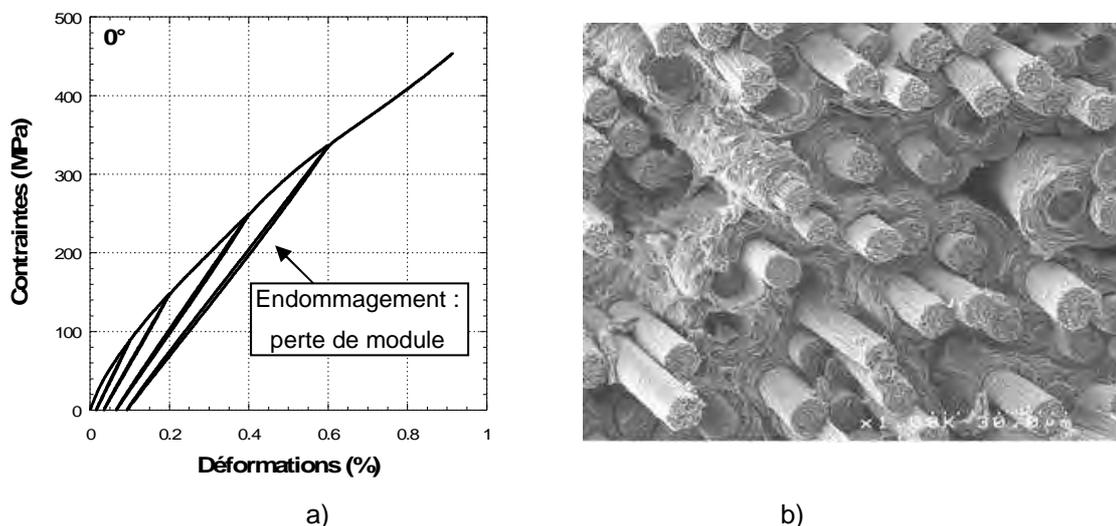


Figure 3.2 – a) Comportement mécanique en traction cyclée d'un composite 2D (C_f/SiC_m) sollicité dans les axes des fibres (essai réalisé au LCTS) ; b) Déchaussement de fibres résultant des décohésions interfaciales (composite C_f/C_m , [Mauchin, 1997]).

Tout d'abord la décohésion interfaciale mettant en cause des surfaces plus importantes que la section de la fibre contribue à l'augmentation du travail de rupture du composite. Ensuite, la décohésion peut être suivie du glissement avec frottement de la fibre dans la gaine de matrice (déchaussement de fibre, figure 3.2b), ce qui est aussi un phénomène dissipatif d'énergie. Enfin, la décohésion interfaciale permet la multifissuration matricielle qui participe également au travail de rupture du composite. Ceci confère donc au matériau composite un comportement endommageable qui contraste avec le comportement élastique fragile des constituants. Aussi, même si des déformations résiduelles dues au frottement entre les lèvres des microfissures peuvent apparaître, le comportement de ces composites est qualifié d'élastique endommageable (figure 3.2a).

Plusieurs approches sont utilisées pour modéliser le comportement endommageable des CMC.

Elles sont en général basées sur la mécanique de l'endommagement (issue des travaux de [Kachanov, 1986]) et s'inscrivent dans le cadre de la thermodynamique des processus irréversibles (par exemple [Hild et al., 1996], [Hild et al., 1997], [Chaboche et Maire, 2002], [Camus, 2000]). Elles sont fondées sur le concept de la grandeur effective permettant de décrire les discontinuités se créant au sein de la structure à partir de l'évolution des composantes du tenseur d'élasticité.

Les différentes approches dépendent aussi des échelles d'analyse : l'échelle des constituants (microscopique), l'échelle du pli (mésoscopique, [Aubard, 1992]) et l'échelle du stratifié (macroscopique). L'échelle macroscopique ne permet pas à elle seule de prendre en compte finement l'ensemble des mécanismes d'endommagement. L'approche mésoscopique repose sur la définition d'une cellule élémentaire représentative de la périodicité du matériau et utilise soit la théorie des stratifiées soit des techniques d'homogénéisation. Les approches micromécaniques ont été essentiellement développées pour décrire les mécanismes à l'échelle de la microstructure (surtout sous sollicitation de traction uniaxiale) en fonction des caractéristiques diverses des constituants ; l'objectif est alors d'optimiser le choix des constituants de base (fibre, matrice et interface). C'est donc logiquement vers ce type de modèle, le plus simple à mettre en œuvre, que nous nous sommes tournés dans la suite de ce chapitre. Ceux-ci s'inspirent en général des travaux de [Aveston et al., 1971] sur les composites unidirectionnels à matrice céramique.

2.3. Rôle de la zone interfaciale sur le comportement mécanique des CMC

Comme on l'a vu, les analyses développées pour expliquer le comportement des matériaux composites à matrice fragile mettent clairement en évidence que les performances mécaniques résultant de l'association de deux matériaux dépendent non seulement des caractéristiques propres à chaque constituant, mais aussi et surtout de leur couplage par le biais d'une interface.

Les propriétés de l'interface sont liées aux interactions entre les constituants. Dans le cas des composites à matrice céramique, l'élaboration à haute température fait apparaître deux phénomènes importants : d'une part l'écart de coefficient de dilatation thermique entre fibre et matrice engendre des contraintes résiduelles dans le matériau, d'autre part des réactions chimiques peuvent se produire à l'interface et conduire à la formation de composés d'interphase [Bhatt, 1990].

Le contrôle et l'optimisation des conditions interfaciales imposent à l'élaborateur le dépôt d'une interphase sur la préforme fibreuse avant l'étape d'ICPV de la matrice. Ce dépôt est généralement constitué d'un matériau lamellaire (pyrocarbone, nitrure de bore, monazite) de faible épaisseur (10 à 200 nm). La microstructure fortement anisotrope de ces matériaux d'interphase induit une faible énergie de rupture dans la direction transverse et favorise la déviation de la fissure matricielle (figure 3.3).

Une modélisation complète doit tenir compte de la présence de cette interphase mais compte tenu de sa faible épaisseur (par rapport au rayon de la fibre), l'approche la plus courante assimile

l'interphase à une interface (c'est-à-dire une frontière sans volume). Les paramètres caractéristiques de cette liaison sont sa ténacité ou une contrainte de cisaillement critique.

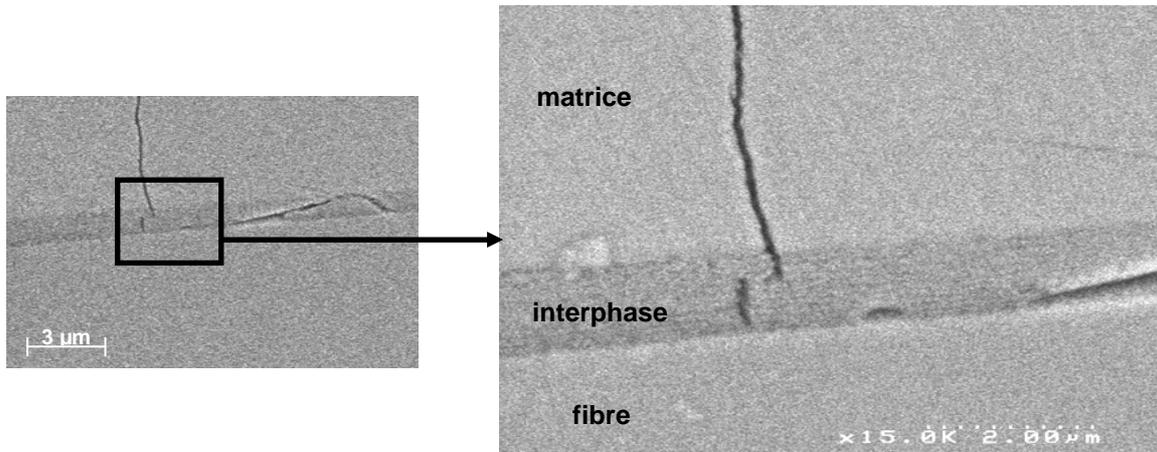


Figure 3.3 – Déviation de fissure matricielle par un matériau d'interphase lamellaire (composite $\text{SiC}/(\text{BN}_{25}/\text{SiC}_{25})_{10}/\text{SiC}$ [Bertrand, 1998]).

Plusieurs auteurs ont tenté de modéliser la déviation d'une fissure matricielle par une interface. La plupart d'entre eux ([He et Hutchinson, 1989b], [Gupta et al., 1992], [Ahn et al., 1998], [Martin et al., 1998], [Parmigiani et Thouless, 2005]) font l'hypothèse que la fissure atteint l'interface avant de pénétrer dans la fibre ou de dévier le long de l'interface. Ils établissent alors des conditions de déviation en utilisant des approches basées sur la mécanique de la rupture ou les zones cohésives (chapitre 1). D'autres, au contraire, ont choisi de prendre en compte la possibilité de l'amorçage d'une décohésion interfaciale en amont de la fissure matricielle. Les méthodes d'analyse peuvent être énergétiques ([Leguillon et al., 2000], [Lacroix, 2001], [Martin et al., 2001]) ou en contraintes ([Kaw et Pagano, 1993], [Pompidou, 2003]). Des hypothèses fortes doivent néanmoins être faites sur la longueur d'amorçage ou la distance entre la pointe de la fissure matricielle et l'interface.

La comparaison de plusieurs critères d'amorçage a montré au chapitre précédent que le critère mixte de [Leguillon, 2002] est le plus général et c'est donc dans cette nouvelle voie que nous poursuivons cette étude en analysant la compétition entre déviation et pénétration au voisinage de la fissure matricielle.

3. MECANISMES DE FISSURATION A L'INTERFACE FIBRE/MATRICE DANS LES CMC

On suppose que la cellule est un microcomposite (figure 3.4) de type CMC (composite à matrice céramique). Par rapport à l'étude précédente (chapitre 2, partie 3), la modélisation est identique et le cylindre intérieur initialement nommé « couche 2 » est une fibre tandis que la couche 1 est la matrice dans laquelle se situe la fissure principale est la matrice. La distance entre la pointe de la fissure matricielle et l'interface fibre/matrice est appelée ligament (ℓ). Le microcomposite est soumis à un chargement uniaxial monotone croissant.

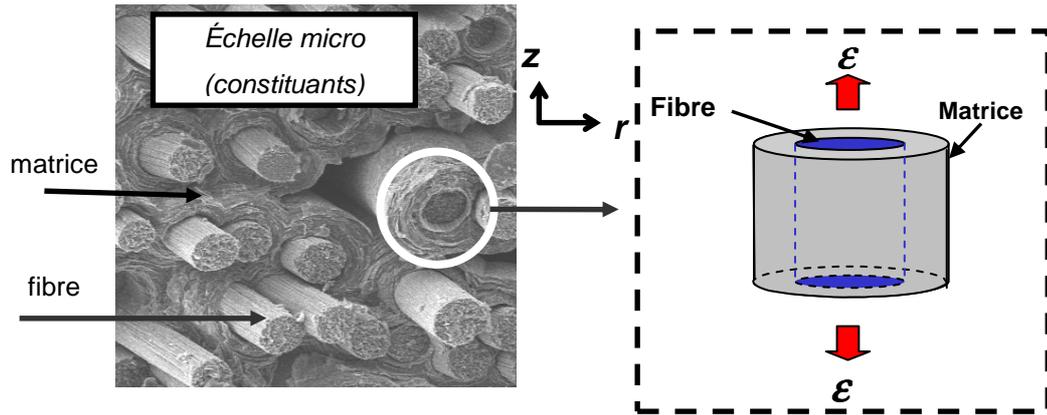


Figure 3.4 – Modélisation axisymétrique d'un microcomposite : cellule élémentaire constituée d'une fibre enrobée de matrice.

Le but est d'abord de déterminer les déformations axiales à appliquer $\varepsilon_m^*(\ell)$, $\varepsilon_d^*(\ell)$ et $\varepsilon_p^*(\ell)$ pour respectivement faire propager la fissure matricielle, provoquer l'amorçage d'une décohésion de l'interface ou d'une rupture de la fibre en amont de la fissure matricielle (figure 3.5). La comparaison des différents niveaux d'amorçage permet ensuite d'analyser la compétition entre chaque mécanisme :

- la pénétration se produit préférentiellement à la fissuration matricielle si $\varepsilon_p^*(\ell) < \varepsilon_m^*(\ell)$,
- la décohésion se produit préférentiellement à la fissuration matricielle si $\varepsilon_d^*(\ell) < \varepsilon_m^*(\ell)$,
- la décohésion est le mécanisme prédominant si $\varepsilon_d^*(\ell) < \varepsilon_m^*(\ell)$ et si $\varepsilon_d^*(\ell) < \varepsilon_p^*(\ell)$.

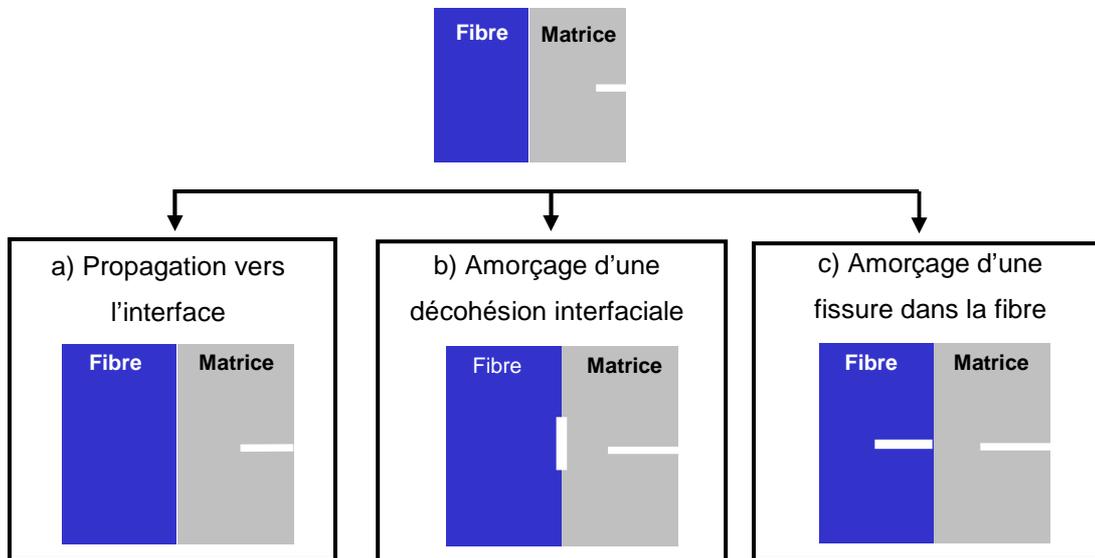


Figure 3.5 – Mécanismes de fissuration au voisinage d'une interface.

3.1. Caractéristiques à rupture des constituants des CMC

Le problème fait intervenir cinq caractéristiques à rupture ($G_f^c, G_m^c, \sigma_f^c, \sigma_m^c$), quatre caractéristiques élastiques (E_f, E_m, ν_f, ν_m) sans oublier trois paramètres géométriques (le ligament ℓ ,

le rayon de la fibre R_f et la fraction volumique de fibre V_f). Les données accessibles dans la littérature concernant les CMC sont nombreuses et permettent néanmoins de constater que :

- le diamètre d'une fibre céramique ($2R_f$) varie entre $10\mu\text{m}$ et $30\mu\text{m}$ [Naslain, 2004] ;
- le module longitudinal d'une fibre céramique E_f varie entre 200 GPa et 400 GPa [Naslain, 2004], tandis que le module de la matrice céramique E_m varie entre 70 GPa (matrice vitrocéramique) et 400 GPa (matrice en carbure de silicium), le contraste élastique est donc $0,5 \leq \frac{E_f}{E_m} \leq 6$; les coefficients de Poisson de ces constituants sont de l'ordre de 0,2.
- la résistance en traction d'une fibre céramique σ_f^c varie entre 1 GPa et 4 GPa [Naslain, 2004] pour des ténacités G_f^c comprises entre 5 J.m^{-2} et 25 J.m^{-2} .
- la résistance en traction d'une interface fibre/matrice σ_i^c dans un CMC est comprise entre 50 MPa et 300 MPa tandis que sa ténacité G_i^c est d'environ 1 J.m^{-2} à 40 J.m^{-2} [Domergue et al., 1995] ;
- la ténacité matricielle G_m^c varie entre 10 J.m^{-2} et 40 J.m^{-2} pour le carbure de silicium ou pour une matrice vitrocéramique ([Passilly, 1993], [Pompidou, 2003]).

Ces propriétés sont résumées dans le tableau 3.1 :

R_f (μm)	E_f (GPa)	E_m (GPa)	σ_f^c (GPa)	σ_i^c (MPa)	G_f^c (J.m^{-2})	G_i^c (J.m^{-2})	G_m^c (J.m^{-2})
5-15	200-400	100-400	1-4	50-300	5-25	10-40	10-40

Tableau 3.1 - Propriétés mécaniques des constituants des composites à matrice céramique.

Dans le modèle, on choisit de fixer le rayon de fibre à $7,5 \mu\text{m}$, la fraction volumique de fibre à 0,4 et les coefficients de Poisson égaux à 0,2. A partir de ces ordres de grandeur, en particulier ceux des contraintes à rupture de la fibre et de l'interface, on déduit que la longueur caractéristique de l'interface

L_i^c est bien supérieure à la longueur caractéristique L_f^c de la fibre puisque $\frac{L_i^c}{R_f} (\%) \approx 10 - 1000$ et

$\frac{L_f^c}{R_f} (\%) \approx 1 - 10$. En outre, les longueurs caractéristiques de la structure $\frac{L_d^{\max}(\ell)}{R_f} = \frac{\bar{A}_d(\ell, d^{\max})}{k_{rr}^2(\ell, d^{\max})}$ et

$\frac{L_p^{\max}(\ell)}{R_f} = \frac{\bar{A}_p(\ell, R_f)}{k_{zz}^2(\ell, R_f)}$ ont été calculées en fonction du ligament et du rapport $\frac{E_f}{E_m}$ au chapitre 2 (partie

3, figures 2.19b et 2.21a) avec $\frac{E_f}{E_m} = \frac{E_2}{E_1}$ et $R_f = R_2$). Les ordres de grandeur sont les suivants :

$\frac{L_d^{\max}(\ell)}{R_f} (\%) \approx 1 - 100$ et $\frac{L_p^{\max}(\ell)}{R_f} (\%) \approx 100 - 300$. On constate donc que :

$$L_i^c > L_d^{\max}(\ell), \quad (3.1)$$

et

$$L_f^c \ll L_p^{\max}(\ell). \quad (3.2)$$

Ces deux relations permettent de noter que dans le cas des CMC :

- l'amorçage de la décohésion interfaciale est piloté par la condition en énergie,
- l'amorçage de la pénétration dans la fibre va essentiellement dépendre de la condition en contrainte.

3.1.1. Propagation de la fissure matricielle

La déformation à appliquer pour faire propager la fissure matricielle est donnée par la relation :

$$\varepsilon_m^*(\ell) = \left[\frac{G_m^c}{A_m(\ell) E_f R_f} \right]^{1/2}. \quad (3.3)$$

Lorsque $\frac{E_f}{E_m} > 1$, la fissure matricielle est stable puisque $A_m(\ell)$ décroît lorsque le ligament devient suffisamment petit (figure 3.6). Il faut donc augmenter le chargement pour que la fissure se propage vers l'interface. Au contraire, lorsque $\frac{E_f}{E_m} < 1$, $A_m(\ell)$ est croissant lorsque ℓ décroît, la fissure est donc instable puisque si la condition (3.3) est vérifiée pour $\ell = \ell_0$, elle le sera pour tout $\ell < \ell_0$.

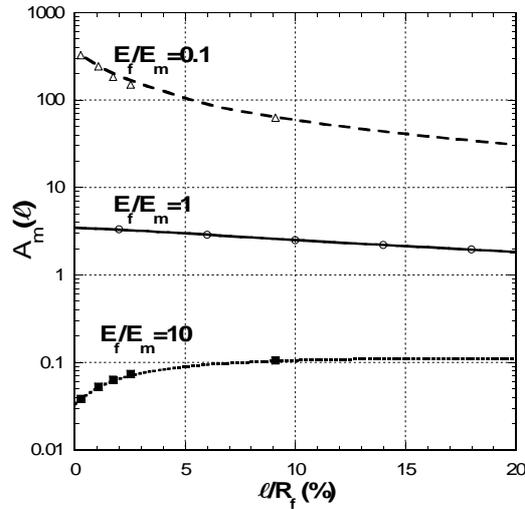


Figure 3.6 – Taux de restitution d'énergie A_m pour la propagation de la fissure matricielle en fonction du ligament ℓ .

3.1.2. Amorçage de la décohésion interfaciale

Le critère d'amorçage de la décohésion interfaciale conduit à :

$$\begin{aligned} G_d^{inc}(\ell, d) &= \overline{A_d}(\ell, d) R_f E_i \varepsilon^2 \geq G_i^c \\ \sigma_{rr}(\ell, d) &= k_{rr}(\ell, d) E_i \varepsilon \geq \sigma_i^c \end{aligned} \quad (3.4)$$

où (G_i^c, σ_i^c) sont la ténacité et la résistance en traction de l'interface. La résolution de ce système permet d'obtenir la figure 3.7a qui représente la déformation à l'amorçage $\varepsilon_d^*(\ell)$ en fonction de la

résistance interfaciale. Lorsque $\sigma_i^c < 300$ MPa et $G_i^c > 1$ J/m², ces résultats montrent que $\varepsilon_d^*(\ell)$ ne dépend pas de σ_i^c . Cela n'est pas surprenant puisque l'inégalité $L_f^c > L_d^{\max}(\ell)$ entraîne la prédominance de la condition énergétique. La longueur d'amorçage $d^*(\ell)$ atteint alors sa valeur maximale $d^{\max}(\ell)$ (figure 3.7b) et la déformation à l'amorçage est donnée par :

$$\varepsilon_d^*(\ell) = \varepsilon_d^W(\ell) = \left[\frac{G_i^c}{\bar{A}_d(\ell, d^{\max}) E_f R_f} \right]^{1/2}. \quad (3.5)$$

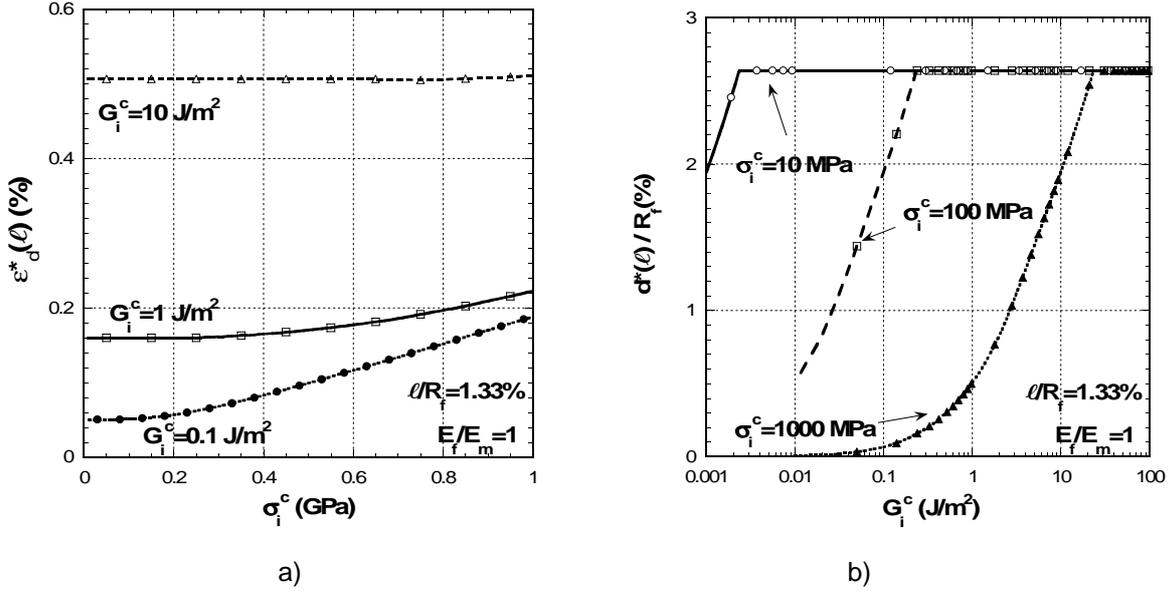


Figure 3.7 – a) Déformation à l'amorçage d'une décohésion interfaciale en fonction de la résistance en traction de l'interface pour diverses valeurs de la ténacité interfaciale ; b) Longueur de décohésion interfaciale à l'amorçage en fonction de la ténacité de l'interface pour diverses valeurs de la résistance en traction de l'interface avec $\ell/R_f = 1,33\%$ et $E_f = E_m$.

3.1.3. Amorçage de la pénétration dans la fibre

Le critère d'amorçage s'écrit :

$$\begin{aligned} G_p^{inc}(\ell, p) = \bar{A}_p(\ell, p) R_f E_f \varepsilon^2 &\geq G_f^c \\ \sigma_{zz}(\ell, p) = k_{zz}^2(\ell, p) E_f \varepsilon &\geq \sigma_f^c \end{aligned} \quad (3.6)$$

avec G_f^c et σ_f^c respectivement la ténacité et la résistance en traction de la fibre. La longueur d'amorçage $p^*(\ell)$ est d'abord déterminée en fonction de la longueur caractéristique L_f^c de la fibre en

résolvant l'équation
$$\frac{\bar{A}_p(\ell, p^*)}{k_{zz}^2(\ell, p^*)} = \frac{L_f^c}{R_f}.$$

La figure 3.8a montre que la longueur de pénétration à l'amorçage est très faible puisque $L_f^c \ll L_p^{\max}$. De plus, d'après la figure 3.8b, lorsque $G_f^c \rightarrow 0$ (soit $L_f^c \rightarrow 0$ et $p^* \rightarrow 0$), la déformation à

l'amorçage $\varepsilon_p^*(\ell)$ peut être donnée par la condition en contrainte suivante :

$$\varepsilon_p^*(\ell) = \lim_{p^* \rightarrow 0} \frac{\sigma_f^c}{E_f k_{zz}(\ell, p^*)} = \varepsilon_p^s(\ell) = \frac{\sigma_f^c}{E_f k_{zz}(\ell, 0)}. \text{ Il est aisé d'obtenir une approximation de } \varepsilon_p^*(\ell) \text{ en}$$

remarquant d'après la figure 3.9a que :

$$k_{zz}(\ell, p) \approx k_{zz}(\ell, 0) - C_p \frac{p}{R_f} \text{ pour } \frac{p}{R_f} \ll 1 \text{ et avec } C_p = C_p(\ell, \frac{E_f}{E_m}) > 0. \quad (3.7)$$

Il en résulte que :

$$\varepsilon_p^*(\ell) \approx \frac{\sigma_f^c}{E_f k_{zz}(\ell, 0)} \left(1 + \frac{C_p}{k_{zz}(\ell, 0)} \frac{p^*}{R_f} \right) \text{ avec } p^* \rightarrow 0. \quad (3.8)$$

De plus, la figure 3.9b montre que :

$$\frac{p^*}{R_f} \approx D_p \frac{L_f^c}{R_f} \text{ avec } D_p = D_p(\ell, \frac{E_f}{E_m}) > 0 \text{ si } \frac{L_f^c}{R_f} \ll 1, \quad (3.9)$$

et donc que :

$$\varepsilon_p^*(\ell) \approx \frac{\sigma_f^c}{E_f k_{zz}(\ell, 0)} \left(1 + \frac{C_p D_p}{k_{zz}(\ell, 0)} \frac{L_f^c}{R_f} \right) = \varepsilon_p^s(\ell) \left(1 + \frac{C_p D_p}{k_{zz}(\ell, 0)} \frac{L_f^c}{R_f} \right) \text{ si } \frac{L_f^c}{R_f} \ll 1. \quad (3.10)$$

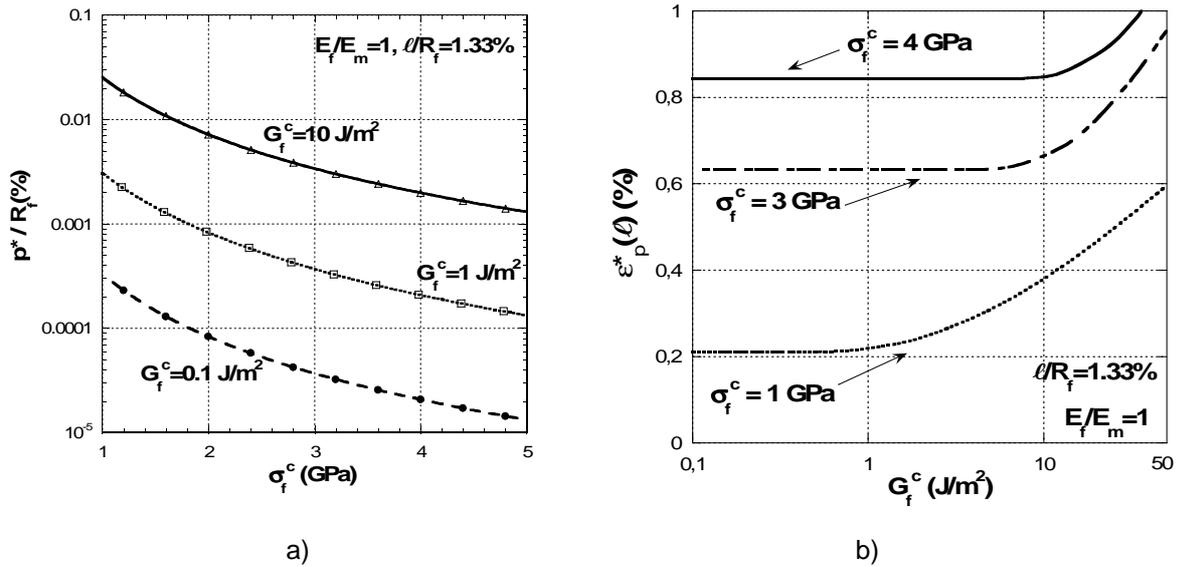


Figure 3.8 - a) Longueur d'amorçage p^* pour la pénétration dans la fibre en fonction de la résistance en traction de la fibre ; b) Déformation à l'amorçage d'une pénétration dans la fibre en fonction de la ténacité de la fibre pour diverses valeurs de la résistance en traction de la fibre.

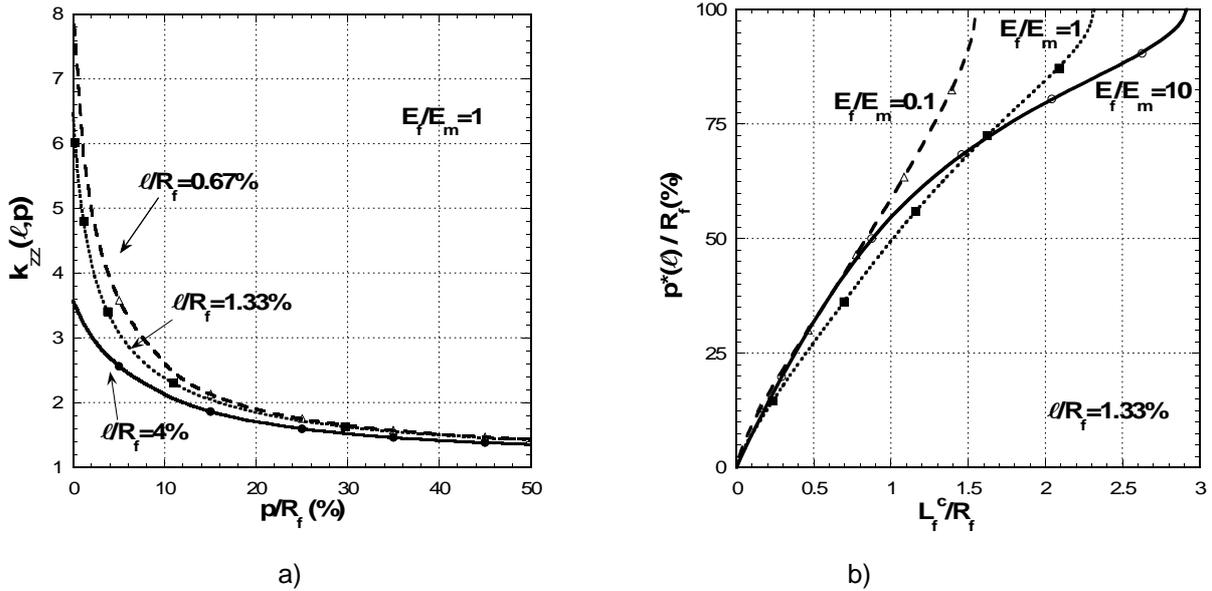


Figure 3.9 – a) Coefficient de concentration de contrainte axiale dans la fibre en fonction de la distance par rapport à l'interface pour plusieurs valeurs du ligament ; b) Longueur d'amorçage pour la pénétration en fonction de la longueur caractéristique de la fibre.

3.2. Compétition entre les différents mécanismes

Les calculs précédents ont permis d'évaluer les déformations $\varepsilon_m^*(\ell)$, $\varepsilon_d^*(\ell)$ et $\varepsilon_p^*(\ell)$ nécessaires à l'amorçage des différents mécanismes. Grâce à ces estimations, il est maintenant possible d'analyser la compétition entre les mécanismes d'amorçage au voisinage d'une fissure matricielle. L'objectif est d'obtenir des cartes décrivant leur occurrence en fonction des caractéristiques à rupture des constituants. Nous verrons dans la suite que les relations (3.5) et (3.10) permettent d'établir des critères sous forme explicite.

3.2.1. Décohésion interfaciale ou propagation matricielle ?

On s'intéresse dans un premier temps à la compétition entre fissuration matricielle et décohésion interfaciale qui nécessite la comparaison de $\varepsilon_d^*(\ell)$ et $\varepsilon_m^*(\ell)$. La figure 3.10a représente en fonction de G_m^c la valeur seuil de la ténacité interfaciale G_f^c qu'il ne faut pas dépasser pour favoriser la décohésion par rapport à la fissuration matricielle. La frontière qui délimite les deux mécanismes est une droite puisque les relations (3.3) et (3.5) permettent d'écrire la condition $\varepsilon_d^*(\ell) < \varepsilon_m^*(\ell)$ sous la forme :

$$G_f^c < \left[\frac{E_i}{E_f} \frac{A_d(\ell, d^{\max})}{A_m(\ell)} \right] G_m^c. \quad (3.11)$$

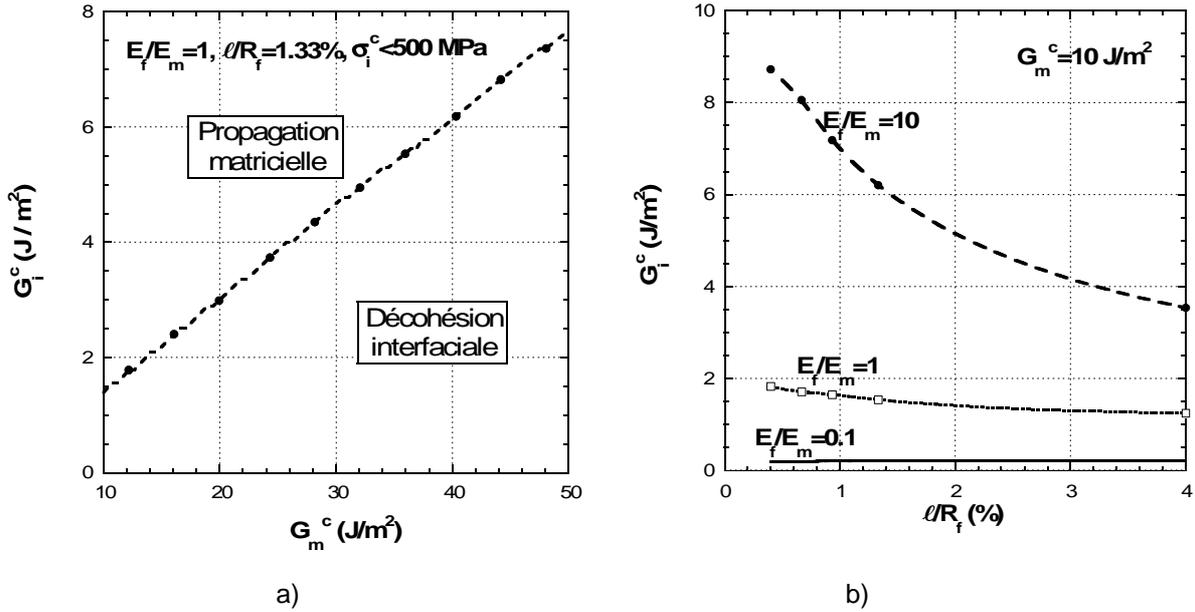


Figure 3.10 – a) Valeur seuil de la ténacité interfaciale G_i^c qu'il ne faut pas dépasser pour favoriser la décohesion interfaciale par rapport à la fissuration matricielle ($l/R_f = 1,33\%$ et $E_f = E_m$) ;
 b) Valeur seuil de la ténacité interfaciale G_i^c qu'il ne faut pas dépasser pour favoriser la décohesion par rapport à la fissuration matricielle en fonction du ligament avec $G_m^c = 10 \text{ J}\cdot\text{m}^{-2}$.

Le critère de déviation ne dépend pas de la résistance interfaciale σ_i^c puisque c'est la condition énergétique qui pilote l'amorçage de la décohesion. D'autre part, compte tenu des ordres de grandeur estimés pour les valeurs de $(G_m^c, \sigma_i^c, G_i^c)$, la figure 3.10b montre que l'amorçage d'une décohesion est un mécanisme tout à fait plausible pour la gamme de valeurs de ligaments envisagée ici et qu'elle devient de plus en plus facile quand le ligament diminue et lorsque le contraste E_f/E_m augmente.

3.2.2. Rupture de la fibre ou propagation matricielle ?

On considère la compétition entre fissuration matricielle et pénétration dans la fibre qui est décrite par la comparaison de $\varepsilon_p^*(l)$ et $\varepsilon_m^*(l)$. La figure 3.11 trace la frontière séparant les deux mécanismes dans le plan (G_m^c, G_f^c) . On note la présence d'un seuil de ténacité matricielle qu'il faut franchir pour prédire la pénétration. Pour établir le critère de pénétration correspondant, il suffit d'utiliser les relations (3.3) et (3.10) et la condition $\varepsilon_p^*(l) < \varepsilon_m^*(l)$ pour obtenir :

$$\frac{\sigma_f^c}{E_f k_{zz}(l,0)} \left(1 + \frac{C_p D_p}{k_{zz}(l,0)} \frac{L_f^c}{R_f} \right) < \sqrt{\frac{G_m^c}{E_f A_m(l) R_f}}, \quad (3.12)$$

soit, en élevant au carré et avec $\frac{L_f^c}{R_f} \ll 1$:

$$\left(\frac{\sigma_f^c}{E_f k_{zz}(\ell, 0)} \right)^2 + \frac{2C_p D_p}{(k_{zz}(\ell, 0))^4} \frac{G_f^c}{E_f R_f} < \frac{G_m^c}{E_f A_m(\ell) R_f} \quad (3.13)$$

Ceci conduit au critère de pénétration suivant :

$$G_f^c < w_{pm} G_m^c - s_{pm} \frac{R_f}{E_f} (\sigma_f^c)^2 \text{ avec } w_{pm} = \frac{(k_{zz}(\ell, 0))^4}{2A_m(\ell) C_p D_p} \text{ et } s_{pm} = \frac{(k_{zz}(\ell, 0))^2}{2C_p D_p} \quad (3.14)$$

On en déduit alors que la pénétration n'est possible que si :

$$0 < w_{pm} G_m^c - s_{pm} \frac{R_f}{E_f} (\sigma_f^c)^2 \quad (3.15)$$

On retrouve bien l'existence d'un seuil de ténacité matricielle dépendant de la résistance en traction de la fibre avec :

$$\frac{s_{pm}}{w_{pm}} \frac{R_f}{E_f} (\sigma_f^c)^2 < G_m^c \quad (3.16)$$

Pour une valeur donnée de σ_f^c , la pénétration n'est donc possible que lorsque la relation (3.16) est satisfaite.

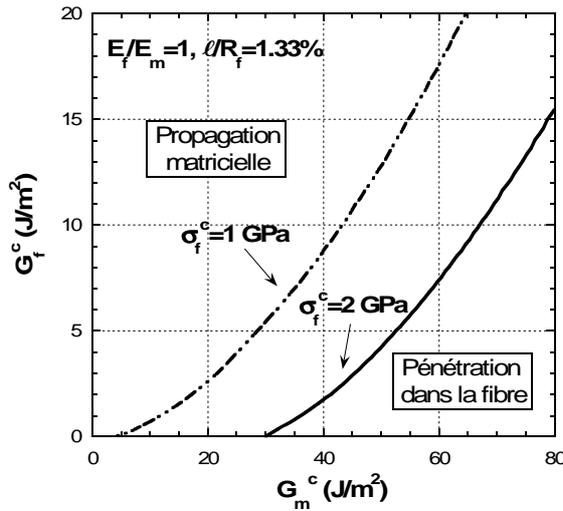


Figure 3.11 – Analyse de la compétition entre propagation de la fissure matricielle et pénétration dans la fibre dans le plan (G_m^c, G_f^c) pour $l/R_f = 1,33\%$ et $E_f = E_m$ (la pénétration est prédite si G_f^c est inférieure à la limite tracée).

D'une façon équivalente, on constate que la pénétration n'est pas prédite tant que σ_f^c reste supérieure à un seuil dépendant de G_m^c :

$$\sigma_f^c < (\sigma_f^c)_{seuil} = \left[\frac{w_{pm}}{s_{pm}} \frac{E_f}{R_f} G_m^c \right]^{1/2} = \left[\frac{(k_{zz}(\ell, 0))^2}{A_m(\ell)} \frac{E_f}{R_f} G_m^c \right]^{1/2} \quad (3.17)$$

Si on suppose G_m^c fixée, la propagation matricielle est favorisée lorsque la relation (3.17) est satisfaite. La valeur seuil protège donc la fibre du mécanisme de pénétration et elle est représentée par la figure 3.12a en fonction de G_m^c pour plusieurs valeurs du contraste élastique E_f/E_m . On constate en outre sur la figure 3.12b que la pénétration dans la fibre est plus difficile lorsque le ligament diminue et lorsque le contraste augmente. La figure 3.12b qui donne $(\sigma_f^c)_{seuil}$ pour diverses valeurs de $(G_m^c, E_f/E_m, \ell)$ confirme aussi que la pénétration dans la fibre est un mécanisme plausible pour la gamme des valeurs de ligament envisagée.

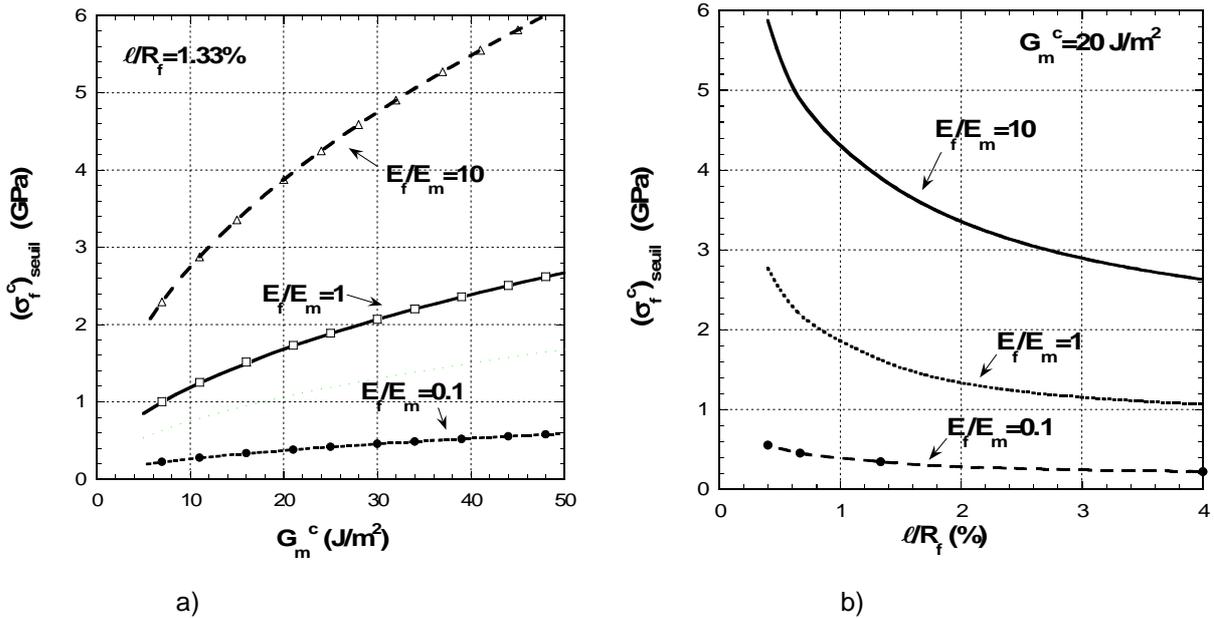


Figure 3.12 - a) Valeur seuil σ_f^c favorisant la pénétration dans la fibre (par rapport à la fissuration matricielle) en fonction de la ténacité de la matrice ($\ell/R_f = 1,33\%$) ; b) Valeur seuil de σ_f^c favorisant la pénétration dans la fibre (par rapport à la fissuration matricielle) en fonction du ligament pour $G_m^c = 20$ J/m² et pour plusieurs contrastes élastiques.

3.2.3. Rupture de la fibre ou décohésion interfaciale ?

On suppose maintenant que la fissure matricielle est stationnaire afin de comparer $\varepsilon_d^*(\ell)$ et $\varepsilon_p^*(\ell)$ pour analyser la compétition entre l'amorçage des deux mécanismes. La figure 3.13a trace les frontières du domaine de décohésion dans le plan (G_f^c, G_i^c) . On obtient une droite dont l'ordonnée à l'origine dépend de la résistance de la fibre σ_f^c . Fort logiquement, on constate que la décohésion est facilitée par une valeur plus élevée de la résistance de la fibre. Dans le plan (σ_f^c, G_i^c) , la figure 3.13b montre que la frontière du domaine de décohésion a une allure parabolique et que la décohésion est d'autant plus facile que la ténacité de la fibre est élevée. Pour établir l'expression analytique de ces frontières de décohésion, il suffit de combiner les relations (3.5) et (3.10) pour exprimer le critère de

décohésion sous la forme :

$$\frac{G_i^c}{R_f E_i \bar{A}_d(\ell, d^{\max})} < \frac{(\sigma_f^c)^2}{(E_f k_{zz}(\ell, 0))^2} \left[1 + \frac{C_p D_p}{k_{zz}(\ell, 0)} \frac{L_f^c}{R_f} \right]^2 \approx \frac{(\sigma_f^c)^2}{(E_f k_{zz}(\ell, 0))^2} \left[1 + \frac{2C_p D_p}{k_{zz}(\ell, 0)} \frac{L_f^c}{R_f} \right], \quad (3.18)$$

ou encore :

$$\frac{G_i^c}{R_f E_i \bar{A}_d(\ell, d^{\max})} < \frac{(\sigma_f^c)^2}{(E_f k_{zz}(\ell, 0))^2} + \left(\frac{2C_p D_p}{(k_{zz}(\ell, 0))^3} \right) \frac{G_f^c}{E_f R_f}. \quad (3.19)$$

Ceci conduit au critère suivant :

$$G_i^c < w_{dp} G_f^c + s_{dp} \frac{R_f}{E_f} (\sigma_f^c)^2 \text{ avec } w_{dp} = 2 \frac{E_i}{E_f} \frac{C_p D_p \bar{A}_d(\ell, d^{\max})}{(k_{zz}(\ell, 0))^3} \text{ et } s_{dp} = \frac{E_i}{E_f} \frac{\bar{A}_d(\ell, d^{\max})}{(k_{zz}(\ell, 0))^2}. \quad (3.20)$$

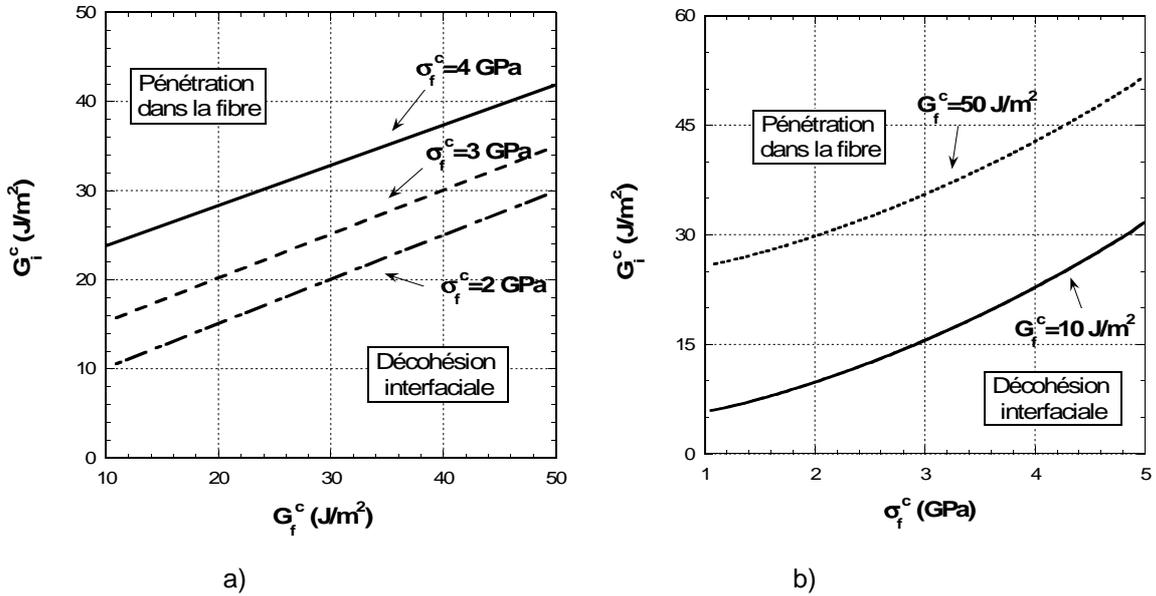


Figure 3.13 – Analyse de la compétition entre pénétration dans la fibre et décohésion interfaciale : a) dans le plan (G_f^c, G_i^c) , b) dans le plan (σ_f^c, G_i^c) (la décohésion est prédite si G_i^c est inférieure à la limite tracée, $\ell / R_f = 1,33\%$, $E_f = E_m$ et $\sigma_i^c < 500$ MPa).

La relation (3.20) confirme la phase linéaire de la frontière de décohésion dans le plan (G_f^c, G_i^c) ainsi que sa forme parabolique dans le plan (σ_f^c, G_i^c) . On vérifie également l'existence de seuils qui garantissent l'amorçage de la décohésion par rapport à la pénétration :

$$G_i^c < s_{dp} \frac{R_f}{E_f} (\sigma_f^c)^2 \text{ et } s_{dp} = \frac{E_i}{E_f} \frac{\bar{A}_d(\ell, d^{\max})}{(k_{zz}(\ell, 0))^2}, \quad (3.21)$$

$$G_i^c < w_{dp} G_f^c \text{ avec } w_{dp} = 2 \frac{E_i}{E_f} \frac{C_p D_p \bar{A}_d(\ell, d^{\max})}{(k_{zz}(\ell, 0))^3}. \quad (3.22)$$

Si aucune des conditions (3.21) ou (3.22) n'est satisfaite, la relation (3.20) impose :

$$\left(\sigma_f^c\right)^2 > \left[\left(\sigma_f^c\right)_{seuil}^2\right] = \left(G_i^c - w_{dp}G_f^c\right) \frac{E_f}{S_{dp}R_f}. \quad (3.23)$$

La décohésion n'est donc possible que si la résistance en traction de la fibre dépasse un certain seuil proportionnel à $\left(G_i^c - w_{dp}G_f^c\right)$. La figure (3.14) qui trace la frontière du domaine de décohésion dans le plan $\left(\sigma_f^c, \sigma_i^c\right)$ met en évidence l'existence de ce seuil. On note en particulier que la situation d'une interface tenace ($G_i^c = 20 \text{ J.m}^{-2}$) et d'une fibre fragile ($G_f^c = 1 \text{ J.m}^{-2}$) n'entrave pas la décohésion pourvu que la fibre soit suffisamment résistante ($\sigma_f^c = 4,4 \text{ GPa}$). La figure 3.14 montre également l'évolution de la frontière du domaine de décohésion lorsque la résistance interfaciale σ_i^c devient très grande. Cette situation ne représente plus le cas des CMC ($\sigma_f^c < 300 \text{ MPa}$) mais elle est intéressante car les deux mécanismes d'amorçage dépendent alors principalement de la condition en contrainte. Les longueurs caractéristiques satisfont alors les hypothèses suivantes :

$$L_i^c \ll L_d^{\max}(\ell) \text{ et } L_f^c \ll L_p^{\max}(\ell). \quad (3.24)$$

Les longueurs d'amorçage p^* et d^* tendent vers 0 et le critère de déviation s'écrit :

$$\sigma_i^c < \left[\frac{k_{rr}(\ell, 0)}{k_{zz}(\ell, 0)} \right] \sigma_f^c. \quad (3.25)$$

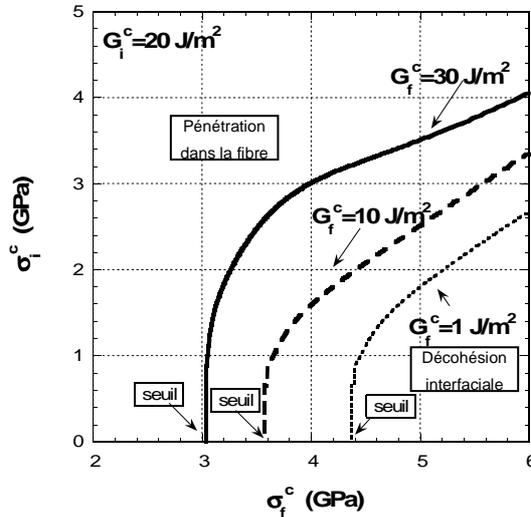


Figure 3.14 – Analyse de la compétition entre pénétration dans la fibre et décohésion interfaciale dans le plan $\left(\sigma_f^c, \sigma_i^c\right)$, la décohésion est prédite si σ_i^c est inférieure à la limite tracée ($\ell / R_f = 1,33\%$ et $E_f = E_m$).

La relation (3.25) est observée sur la figure 3.14 pour les grandes valeurs de $\left(\sigma_f^c, \sigma_i^c\right)$. Ce critère de déviation qui ne fait intervenir que les conditions en contrainte a déjà été proposé par

certain auteurs ([Kaw et Pagano, 1993], [Pompidou et Lamon, 2007]). Il n'est justifié que dans le cas de faibles longueurs caractéristiques et ne convient donc pas à la description du mécanisme de décohésion interfaciale dans les CMC.

L'influence du ligament est prise en compte via les figures 3.15. Le domaine de décohésion y est tracé dans le plan (G_f^c, G_i^c) pour différentes valeurs du rapport $\frac{E_f}{E_m}$, en supposant σ_f^c fixée et σ_i^c suffisamment faible pour que l'hypothèse (3.1) soit valide ($\sigma_i^c < 500$ MPa). **Ceci permet de constater que la décohésion est plus difficile lorsque le ligament diminue mais favorisée lorsque la fibre est plus souple que la matrice ($\frac{E_f}{E_m} < 1$).** On remarque que ce dernier résultat va à l'encontre de ceux obtenus par [He et Hutchinson, 1989b] dans une configuration où la pointe de la fissure est en contact avec l'interface. L'ensemble de ces travaux sont résumés dans [Poitou et al., 2006a].

Nous avons considéré jusqu'à présent une fissure matricielle stationnaire dont l'extrémité est située à une distance ℓ de l'interface. On peut maintenant envisager le cas d'une fissure matricielle se propageant vers l'interface. La stabilité de cette propagation dépend du contraste élastique entre les composants du bimatériau.

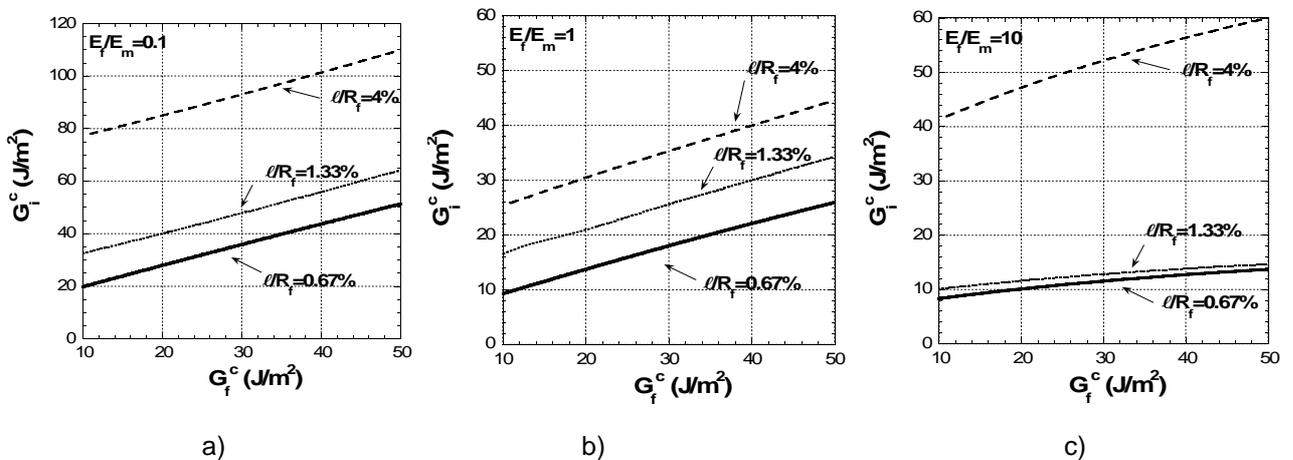


Figure 3.15 – Analyse de la compétition entre pénétration dans la fibre et décohésion interfaciale dans le plan (G_f^c, G_i^c) pour différents contrastes $\frac{E_f}{E_m}$ et diverses valeurs du ligament (la décohésion est

prédite si G_i^c est inférieure à la limite tracée) : a) $\frac{E_f}{E_m} = 1$, b) $\frac{E_f}{E_m} < 1$, c) $\frac{E_f}{E_m} > 1$

($\sigma_f^c = 3$ GPa, $\sigma_i^c < 500$ MPa).

3.2.4. Propagation stable de la fissure matricielle ($E_f > E_m$)

On considère une fissure matricielle amorcée pour $\ell = \ell_0$ avec $\varepsilon_m^*(\ell_0) = \left[\frac{G_m^c}{A_m(\ell_0) E_f R_f} \right]^{1/2}$. La pointe de la fissure est supposée suffisamment proche de l'interface pour que la propagation matricielle soit stable comme le montre la figure 3.6 ($A_m(\ell)$ est une fonction décroissante lorsque ℓ diminue) pour une singularité faible ($E_f/E_m > 1$). La contrainte appliquée nécessaire pour faire propager la fissure matricielle est alors croissante lorsque ℓ diminue (on note d'ailleurs que $\lim_{\ell \rightarrow 0} \varepsilon_m^*(\ell) = +\infty$ puisque $\lim_{\ell \rightarrow 0} A_m(\ell) = 0$). Il faut donc accroître très fortement la contrainte appliquée pour faire propager une fissure matricielle vers une fibre plus rigide que la matrice.

• Compétition entre pénétration dans la fibre et propagation de la fissure matricielle

La déformation à l'amorçage de la pénétration s'écrit $\varepsilon_p^*(\ell) = \frac{\sigma_f^c}{E_f k_{zz}(\ell, p^*)}$. Lors de la propagation stable de la fissure matricielle, l'amorçage du mécanisme de pénétration se déclenche pour le ligament $\ell < \ell_0$ dès lors que $\varepsilon_p^*(\ell) < \varepsilon_m^*(\ell)$ soit :

$$\frac{\sigma_f^c}{E_f k_{zz}(\ell, p^*)} < \left[\frac{G_m^c}{A_m(\ell) E_f R_f} \right]^{1/2}, \quad (3.26)$$

ou encore :

$$\frac{(\sigma_f^c)^2}{G_m^c} < \frac{E_f (k_{zz}(\ell, p^*))^2}{A_m(\ell) R_f}. \quad (3.27)$$

Il est nécessaire d'étudier la variation du rapport $\frac{(k_{zz}(\ell, p^*))^2}{A_m(\ell)}$ en fonction de ℓ pour savoir si l'inéquation (3.27) peut être satisfaite. Or, lorsque le ligament ℓ diminue $\lim_{\ell \rightarrow 0} A_m(\ell) = 0$ et parallèlement $\lim_{\ell \rightarrow 0} (k_{zz}(\ell, p^*))^2 = K_1$ où K_1 est une valeur finie (notons que si $p^* \rightarrow 0$ alors

$\lim_{\substack{\ell \rightarrow 0 \\ p^* \rightarrow 0}} (k_{zz}(\ell, p^*))^2 = \infty$). Il en résulte que $\lim_{\ell \rightarrow 0} \frac{(k_{zz}(\ell, p^*))^2}{A_m(\ell)} = +\infty$ (illustré par la figure 3.16) et il est

donc toujours possible de trouver la valeur ℓ_p^* qui satisfait la relation (3.27). Le mécanisme de pénétration est donc toujours prédit dans le cas d'une singularité faible.

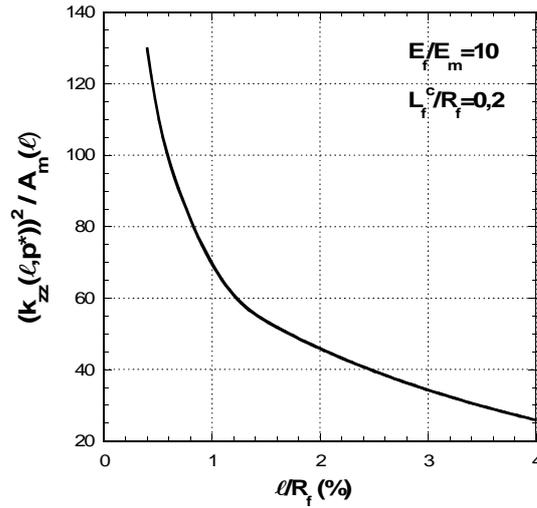


Figure 3.16 - Evolution du rapport $\frac{E_f (k_{zz}(\ell, p^*))^2}{A_m(\ell) R_f}$ en fonction du ligament (p^* est déterminée

pour $L_f^c / R_f = 0,2$ c'est-à-dire pour un couple (G_f^c, σ_f^c) fixé).

• **Compétition entre décohésion interfaciale et propagation de la fissure matricielle**

Le critère de décohésion s'écrit $\varepsilon_d^*(\ell) = \varepsilon_d^W(\ell) = \left[\frac{G_f^c}{\bar{A}_d(\ell, d^{\max}) E_f R_f} \right]^{1/2}$. Il y a donc décohésion

plutôt que propagation de la fissure matricielle pour le ligament ℓ lorsque $\varepsilon_d^*(\ell) < \varepsilon_m^*(\ell)$ soit :

$$\frac{G_i^c}{\bar{A}_d(\ell, d^{\max}) E_f R_f} < \frac{G_m^c}{A_m(\ell) E_f R_f}, \quad (3.28)$$

ou

$$\frac{G_i^c}{G_m^c} < \frac{\bar{A}_d(\ell, d^{\max}) E_i}{A_m(\ell) E_f}. \quad (3.29)$$

Remarque : lorsque le ligament diminue ($\ell \rightarrow 0$), nous avons vu au chapitre précédent (figure 2.21a) que la longueur structurale $L_d^{\max}(\ell)$ diminue aussi. Ainsi, si la condition $L_i^c > L_d^{\max}(\ell)$ (et par conséquent $d^* = d^{\max}$) est satisfaite pour le ligament ℓ , elle reste valide quel que soit $\ell_1 < \ell$.

Il est nécessaire d'étudier la variation du rapport $\frac{\bar{A}_d(\ell, d^{\max}) E_i}{A_m(\ell) E_f}$ en fonction de ℓ pour savoir si

l'inégalité (3.29) peut être satisfaite. Quand $\ell = 0$ alors $\lim_{\ell \rightarrow 0} A_m(\ell) = 0$ et la figure 3.17 montre que

$\bar{A}_d(\ell = 0, d^{\max})$ possède une valeur finie tandis que l'on sait que $\lim_{\ell \rightarrow 0} A_m(\ell) = 0$. On en déduit que le

rapport $\frac{\bar{A}_d(\ell, d^{\max}) E_f R_f}{A_m(\ell) E_f R_f}$ est une fonction qui tend vers l'infini lorsque $\ell \rightarrow 0$. Il est donc toujours possible de trouver la valeur ℓ_d^* qui satisfait la relation (3.29). L'amorçage de la décohésion interfaciale est donc inévitable si $E_f > E_m$.

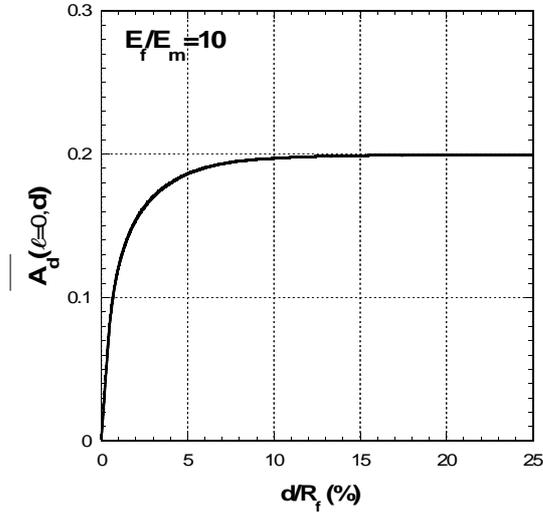


Figure 3.17 – Evolution de $\bar{A}_d(\ell = 0, d)$ en fonction de la longueur de décohésion.

• **Décohésion interfaciale et rupture de la fibre**

Dans le cas où $E_f > E_m$ et lorsque la propagation de la fissure matricielle est stable, on montre donc que l'un des deux mécanismes d'amorçage (rupture de fibre ou décohésion de l'interface) va nécessairement se produire avant que la fissure principale n'atteigne l'interface.

D'après ce qui précède, il est facile d'analyser la compétition entre les deux mécanismes lors de la propagation stable d'une fissure matricielle : la décohésion interfaciale est prédite préférentiellement à la pénétration dans la fibre si elle se produit pour la plus grande valeur du ligament soit :

$$\ell_d^* > \ell_p^*.$$

3.2.5. Propagation instable de la fissure matricielle ($E_f \leq E_m$)

On considère la présence une fissure matricielle à une distance ℓ_0 de la fibre. On suppose que la déformation appliquée ε^* est telle que :

$$G_m(\ell_0) = A_m(\ell_0) E_f R_f \varepsilon^* \geq G_m^c. \tag{3.30}$$

Le critère de Griffith est alors satisfait et la fissure se propage en direction de la fibre. Or, lorsque la fibre et la matrice ont une rigidité identique ou lorsque la matrice est plus rigide que la fibre (singularité forte), $A_m(\ell)$ est une fonction croissante lorsque ℓ diminue (figure 3.6) et la relation (3.30) est donc vérifiée quel que soit $\ell < \ell_0$ pour ce même chargement ε^* . On en déduit que la propagation de la

fissure vers l'interface est instable puisqu'il n'est pas nécessaire d'augmenter le chargement pour qu'elle se propage.

Dans ce cas, il est difficile d'évaluer les effets dynamiques de la propagation mais on peut supposer que l'un des deux mécanismes d'amorçage (décohésion ou pénétration) se produira préférentiellement à la propagation matricielle s'il permet de dissiper davantage d'énergie lors du processus de fissuration [Martin et Leguillon, 2004]. Il faut donc que pour le chargement ε^* , il existe $\ell_1 < \ell_0$ tel que :

$$\left[G_d^{inc}(\ell_1, d^*) - G_i^c \right] > \left[G_m(\ell_1) - G_m^c \right] \quad (\text{cas de l'amorçage d'une décohésion}), \quad (3.31)$$

$$\left[G_p^{inc}(\ell_1, p^*) - G_f^c \right] > \left[G_m(\ell_1) - G_m^c \right] \quad (\text{cas de l'amorçage d'une pénétration dans la fibre}). \quad (3.32)$$

Cette analyse est toutefois rendue particulièrement difficile du fait des nombreux paramètres rentrant en compte (les valeurs de ligament, des longueurs d'amorçage, des propriétés élastiques et à rupture du bimatériau et du chargement ε^*). D'autres pistes doivent sans doute être explorées.

3.3. Cas d'une fissure matricielle atteignant l'interface

Bien qu'il ait été précédemment démontré que l'amorçage d'un mécanisme de rupture est inévitable dans le voisinage d'une fissure matricielle pour $E_f > E_m$, il est tout de même intéressant d'analyser le cas d'une fissure matricielle stationnaire dont l'extrémité atteint l'interface ($\ell = 0$). Il s'agit en effet de la géométrie étudiée par [He et Hutchinson, 1989b].

3.3.1. La fibre et la matrice ont une rigidité identique : $E_f = E_m$

Dans ce cas, la propagation de la fissure matricielle dans les directions de pénétration et de déviation est décrite à l'aide d'un critère de Griffith :

$$G_p = A_p(\ell = 0) R_f E_f \varepsilon^2 \geq G_f^c \quad (\text{condition de pénétration}), \quad (3.33)$$

$$G_d = A_d(\ell = 0) R_f E_f \varepsilon^2 \geq G_i^c \quad (\text{condition de déviation}), \quad (3.34)$$

où (A_p, A_d) sont les taux de restitution d'énergie adimensionnés. La condition de déviation s'écrit alors :

$$\frac{G_i^c}{G_f^c} \leq \frac{A_d(\ell = 0) E_f}{A_p(\ell = 0) E_i}. \quad (3.35)$$

On peut aussi considérer que le taux de restitution d'énergie est la limite du taux de restitution d'énergie incrémental lorsque l'incrément devient très petit :

$$A_p(\ell = 0) = \lim_{p \rightarrow 0} \overline{A_p}(p, \ell = 0) \quad \text{et} \quad A_d(\ell = 0) = \lim_{d \rightarrow 0} \overline{A_d}(d, \ell = 0).$$

La condition de déviation (3.35) devient :

$$\frac{G_i^c}{G_f^c} \leq \frac{\lim_{d \rightarrow 0} \overline{A_d}(d, \ell = 0) E_f}{\lim_{p \rightarrow 0} \overline{A_p}(p, \ell = 0) E_i} \quad \text{avec} \quad \frac{E_f}{E_i} \approx 0,96 \quad (3.36)$$

Le second terme de l'inégalité (3.36) a été évalué numériquement en utilisant des incréments de fissure de longueurs décroissantes. La figure 3.18 montre alors que ce rapport converge vers la valeur 0,26 qui est celle obtenue classiquement dans la littérature [He et al., 1994].

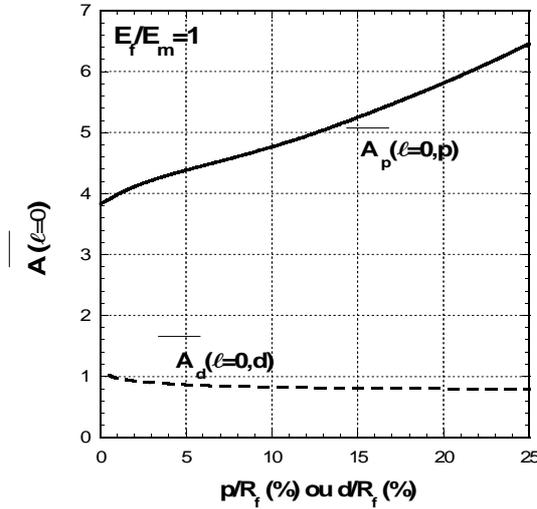


Figure 3.18 - Evolution du taux de restitution d'énergie incrémental normalisé pour la décohesion et la pénétration en fonction des longueurs de fissuration.

3.3.2. La matrice est plus souple que la fibre : $E_f > E_m$

Cette géométrie conduit à une singularité faible : les développements asymptotiques montrent alors que $G_p \rightarrow 0$ et $G_d \rightarrow 0$ quel que soit le chargement appliqué lorsque les incréments de fissuration sont suffisamment petits. Le critère de Griffith ne peut donc être utilisé dans ce cas. Les figures 3.19a et 3.19b montrent néanmoins que les taux de restitution d'énergie incrémentaux $\overline{A}_p(p, \ell = 0)$ et $\overline{A}_d(d, \ell = 0)$ sont des fonctions croissantes des incréments de fissuration tandis que les facteurs de concentration de contraintes sont des fonctions décroissantes. On choisit donc d'utiliser le critère mixte pour analyser cette configuration.

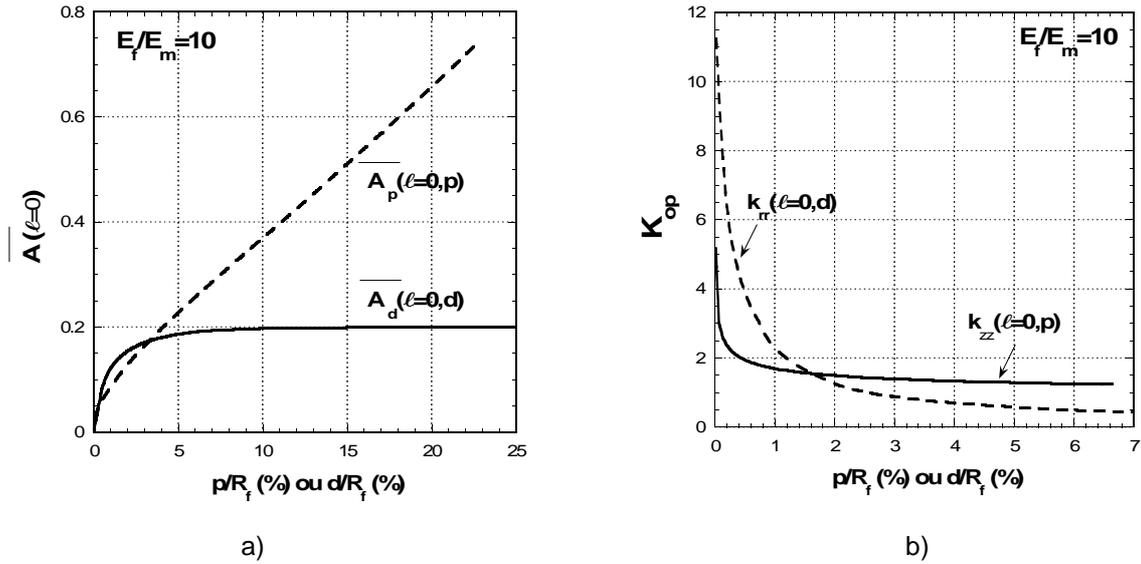


Figure 3.19- a) Evolution des taux de restitution d'énergie incrémentaux adimensionnés $\overline{A}_d(d)$ et $\overline{A}_p(p)$ pour la décohésion et la pénétration respectivement en fonction de la longueur de décohésion et de pénétration ($\ell = 0$) ; b) Evolution de la contrainte d'ouverture en fonction de la distance par rapport à la pointe de la fissure principale pour l'amorçage d'une décohésion interfaciale et d'une pénétration ($\ell = 0, E_f / E_m = 10$).

Un exemple de l'analyse de la compétition entre pénétration dans la fibre et décohésion interfaciale pour $\ell = 0$ est illustré dans le plan (G_f^c, G_i^c) par la figure 3.20. La frontière entre les domaines de décohésion et de pénétration est la limite inférieure des courbes déjà obtenues pour un ligament ℓ non nul. Avec cette approche (utilisation du critère mixte), on peut ainsi déterminer une condition de décohésion sous la forme :

$$\frac{G_i^c}{G_f^c} < f(\sigma_f^c) \text{ ou } \frac{G_i^c}{G_f^c} < f(p^*, d^*), \quad (3.37)$$

puisque les longueurs d'amorçage p^* et d^* sont déduites des caractéristiques à rupture de la fibre et de l'interface. Le critère (3.37) est donc obtenu sans choisir arbitrairement les incréments de fissuration égaux comme le font [He et Hutchinson, 1989b].

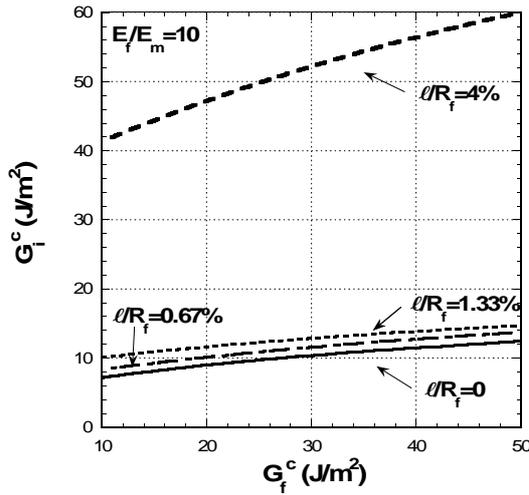


Figure 3.20 - Frontière entre déviation et pénétration dans le plan (G_i^c, G_f^c) pour plusieurs valeurs de

ligament : la déviation est prédite si G_i^c est inférieur à la courbe

$$(\sigma_f^c = 3 \text{ GPa}, \sigma_i^c < 500 \text{ MPa}, E_f / E_m = 10).$$

On note cependant que lorsque $\ell = 0$ alors $\lim_{p \rightarrow 0} k_{zz}(\ell = 0, p) = +\infty$. Dans ce cas, la relation (3.7) précédente n'est plus vérifiée et en conséquence, le critère de décohésion (3.20) n'est plus valide lorsque $\ell = 0$ et $p^* \rightarrow 0$.

D'autre part, on a vu que lorsqu'une fissure matricielle se propage vers une fibre plus rigide ($E_f / E_m = 10$) alors l'un des deux mécanismes d'amorçage (décohésion interfaciale ou pénétration dans la fibre) se produit nécessairement avant que la fissure matricielle n'atteigne l'interface. Or, la figure 3.20 montre que plus le ligament est petit, plus la pénétration est favorisée par rapport à la décohésion. **Ainsi, si les caractéristiques à rupture du composite sont choisies telles qu'il y ait déviation plutôt que pénétration dans une configuration où la fissure matricielle se situe à l'interface (ligament nul $\ell = 0$), alors la décohésion sera également favorisée pour $\ell > 0$.**

3.3.3. La matrice est plus rigide que la fibre : $E_f < E_m$

Pour ce type de contraste élastique, les taux de restitution d'énergie G_p et G_d pour la pénétration et la déviation tendent vers l'infini quel que soit le chargement extérieur appliqué. Lorsque la fissure atteint l'interface, les critères de Griffith suivants :

$$G_p = A_p(\ell = 0) R_f E_f \varepsilon^2 \geq G_f^c \text{ (condition de pénétration) ,} \tag{3.38}$$

$$G_d = A_d(\ell = 0) R_f E_f \varepsilon^2 \geq G_i^c \text{ (condition de déviation),} \tag{3.39}$$

sont donc toujours satisfaits et l'un des deux mécanismes (pénétration ou déviation) va inévitablement se produire indépendamment de la contrainte appliquée. La propagation est donc instable, les effets dynamiques peuvent intervenir et il est difficile d'améliorer les critères existants qui supposent une

fissure stationnaire et des incréments de fissuration égaux.

L'ensemble des conditions de déviation établis jusqu'à présent est issu d'une modélisation d'un chargement purement mécanique. Dans la partie suivante, on propose d'évaluer l'influence des contraintes résiduelles liées à l'élaboration des composites à matrice céramique en simulant un chargement thermique supplémentaire.

3.4. Influence des contraintes résiduelles

Les composites à matrice céramique sont élaborés à haute température (de l'ordre de 1000°C). Ce procédé de fabrication peut entraîner l'apparition de contraintes résiduelles d'origine thermique dues aux dilatations différentielles des fibres et de la matrice ($2 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1} \leq (\alpha_f, \alpha_m) \leq 8 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$ d'après [Domergue et al., 1995] et [Naslain, 2004]). La présence de ces contraintes résiduelles, bien que leur mesure reste aujourd'hui encore délicate, peut difficilement être occultée dans ce type de matériaux si l'on souhaite parvenir à une meilleure compréhension des mécanismes de fissuration interfaciale.

Plusieurs études ont donc été effectuées pour prendre en compte ces phénomènes. [He et al., 1994], [Martin et al., 1998] et [Leguillon et al., 2001] ont ainsi proposé des améliorations de leur critère mais, dans chaque cas, ils considèrent que la fissure principale est en contact avec l'interface. Leurs conclusions indiquent toutefois que la prise en compte des contraintes résiduelles a peu d'influence sur les critères de déviation ([Lee et al., 2006], [Lacroix, 2001]). [Martin et al., 1998] concluent que la déviation est favorisée par rapport à la pénétration lorsque $\alpha_m < \alpha_f$ dans le cas où la fissure matricielle a atteint l'interface. De plus, comme l'ont montré [Wang et al., 1991] et [Nairn, 1997], la présence de contraintes résiduelles introduit des termes de couplage dans l'expression du taux de restitution d'énergie en pointe de fissure.

On se focalise ici essentiellement sur l'influence de la prise en compte des contraintes résiduelles pour l'amorçage d'une décohésion interfaciale ou d'une rupture de la fibre en amont de la fissure principale. On présente successivement les résultats obtenus en considérant tout d'abord un chargement purement thermique puis thermomécanique. Une partie des résultats qui suivent sont résumés dans [Poitou et al., 2006b].

On suppose donc une configuration géométrique identique et l'on souhaite évaluer l'influence des contraintes résiduelles sur les critères établis précédemment. Après une variation de température ΔT , la déformation axiale du microcomposite est $\varepsilon^{th} = \alpha_c(\ell) \Delta T$ où $\alpha_c(\ell)$ est le coefficient de dilatation longitudinal de la cellule. En présence de contraintes résiduelles, il est nécessaire de réévaluer la déformation à l'amorçage pour chaque mécanisme (décohésion et pénétration). Les conditions en contrainte et en énergie du critère mixte sont donc présentées dans les paragraphes suivants.

• **Amorçage de la décohésion interfaciale en présence de contraintes résiduelles**

La condition en énergie devient :

$$G_d^{inc}(\ell, d) = \frac{1}{S_d} \int_0^d G_d(\ell, d) dS_d \geq G_i^c, \quad (3.40)$$

$$\text{avec } G_d(\ell, d) = \left(\sqrt{A_d(\ell, d) R_f E_i} \varepsilon - \sqrt{B_d(\ell, d) R_f E_i} \alpha_c(\ell) \Delta T \right)^2.$$

Le coefficient $A_d(\ell, d)$ a été calculé précédemment dans le cas d'un chargement purement mécanique ($\varepsilon \neq 0, \Delta T = 0$) et $B_d(\ell, d)$ est un nouveau coefficient similaire à $A_d(\ell, d)$. Il s'obtient en se plaçant dans le cas où $\varepsilon = 0$ (le déplacement axial de l'extrémité supérieure de la cellule microcomposite est bloqué à la valeur nulle) et $\Delta T \neq 0$. On a alors $G_d(\ell, d) = B_d(\ell, d) R_f E_i (\alpha_c(\ell) \Delta T)^2$.

Sous chargement thermomécanique, la condition en contrainte devient :

$$\sigma_{rr}(\ell, d) = k_{rr}(\ell, d) E_i (\varepsilon - \alpha_c(\ell) \Delta T) + k_{rr}^{res}(\ell, d) |E_i \Delta \alpha \Delta T| \geq \sigma_i^c, \quad (3.41)$$

où $\Delta \alpha = \alpha_f - \alpha_m$ et $k_{rr}^{res}(\ell, d)$ est un nouveau facteur de concentration de contraintes similaire à $k_{rr}(\ell, d)$. Il dépend de la géométrie et des propriétés thermoélastiques du bimatériau.

Aussi en l'absence de chargement mécanique, si l'on considère uniquement le chargement thermique lié aux contraintes résiduelles, le critère mixte s'écrit alors :

$$\begin{cases} G_d^{inc}(\ell, d) = \frac{R_f E_i}{S_d} \int_0^d \left(\sqrt{A_d(\ell, d)} - \sqrt{B_d(\ell, d)} \right)^2 dS_d (\alpha_c(\ell) \Delta T)^2 = \overline{C}_d(\ell, d) R_f E_i (\alpha_c(\ell) \Delta T)^2 \geq G_i^c \\ \sigma_{rr}(\ell, d) = k_{rr}^{res}(\ell, d) |E_i \Delta \alpha \Delta T| \geq \sigma_i^c \end{cases} \quad (3.42)$$

• **Amorçage de la pénétration dans la fibre en présence de contraintes résiduelles**

De manière analogue, les deux conditions en contrainte et en énergie pour l'amorçage d'une fissure dans la fibre sous chargement thermomécanique s'écrivent :

$$G_p^{inc}(\ell, p) = \frac{1}{S_p} \int_0^p \left(\sqrt{A_p(\ell, p) R_f E_f} \varepsilon - \sqrt{B_p(\ell, p) R_f E_f} \alpha_c(\ell) \Delta T \right)^2 dS_p \geq G_f^c, \quad (3.43)$$

$$\sigma_{zz}(\ell, p) = k_{zz}(\ell, p) E_f (\varepsilon - \alpha_c(\ell) \Delta T) + k_{zz}^{res}(\ell, p) |E_f \Delta \alpha \Delta T| \geq \sigma_f^c, \quad (3.44)$$

où l'on introduit cette fois un nouveau taux de restitution d'énergie adimensionné B_p ainsi qu'un nouveau facteur d'intensité de contraintes k_{zz}^{res} qui traduisent la présence des contraintes résiduelles.

En l'absence de chargement mécanique, le critère mixte s'écrit :

$$\begin{cases} G_p^{inc}(\ell, \rho) = \frac{R_f E_f}{\delta S_p} \int_0^{\rho} \left(\sqrt{A_p(\ell, \rho)} - \sqrt{B_d(\ell, \rho)} \right)^2 dS_p (\alpha_c(\ell) \Delta T)^2 = \overline{C_p}(\ell, \rho) R_f E_f (\alpha_c(\ell) \Delta T)^2 \geq G_f^c \\ \sigma_{zz}(\ell, \rho) = k_{zz}^{res}(\ell, \rho) |E_f \Delta \alpha \Delta T| \geq \sigma_f^c. \end{cases} \quad (3.45)$$

On considère dans un premier temps uniquement la présence d'un chargement thermique. La superposition des chargements thermique et mécanique sera ensuite analysée et permettra d'évaluer l'influence des contraintes résiduelles sur les mécanismes d'amorçage de pénétration et de décohésion interfaciale au voisinage d'une fissure matricielle.

3.4.1. Refroidissement du microcomposite

Plusieurs cas sont considérés suivant la valeur du contraste élastique E_f/E_m et dilatométrique $\Delta\alpha = \alpha_f - \alpha_m$. Le chargement correspond à un refroidissement $\Delta T < 0$. Dans toute cette étude, on fixe $\alpha_f = 5.10^{-6} K^{-1}$ et $E_f = 100$ GPa.

• Condition en contrainte

Dans un premier temps, l'état de contraintes résiduelles au sein de la cellule microcomposite est évalué avec les coefficients normalisés k_{zz}^{res} dans la fibre et k_{rr}^{res} le long de l'interface. On rappelle que ces coefficients sont indépendants du contraste dilatométrique et de la variation de température ΔT mais qu'ils varient en fonction du contraste élastique. Dans un premier temps, la cellule est non fissurée et comme on pouvait s'y attendre, les figures 3.21a et 3.21b montrent que, quel que soit le contraste élastique du microcomposite, les contraintes axiales dans la fibre et radiales à l'interface sont négatives lorsque $\alpha_f < \alpha_m$ et positives lorsque $\alpha_f > \alpha_m$.

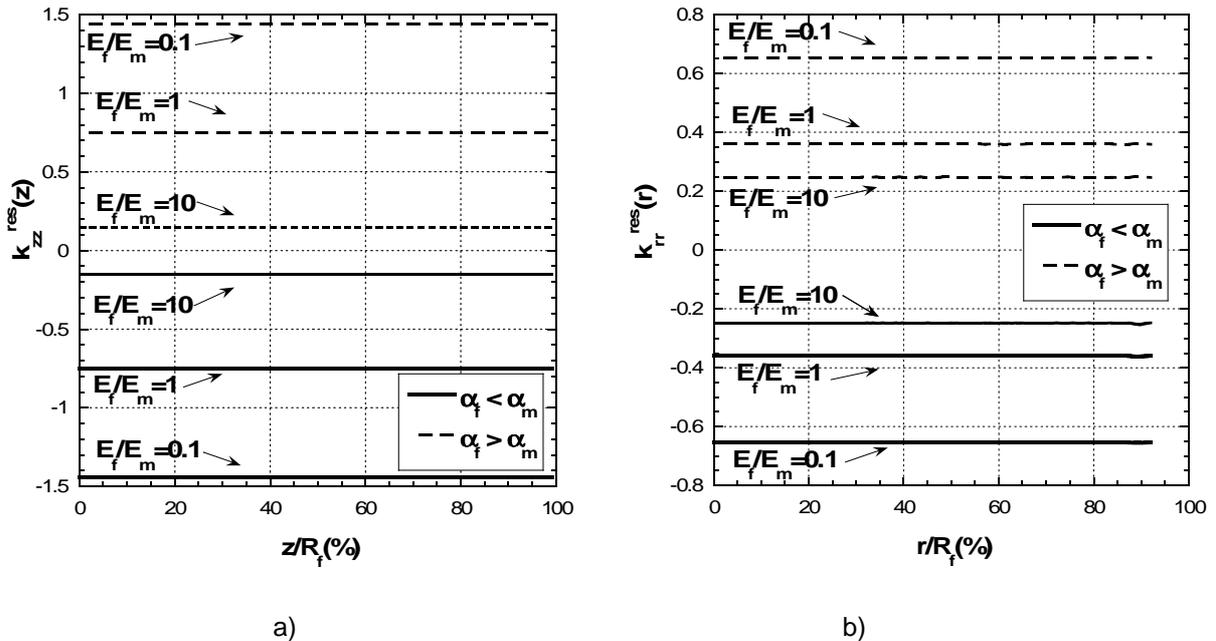


Figure 3.21 – Contraintes résiduelles normalisées axiales dans la fibre (a) et radiales à l'interface (b) au sein de la cellule microcomposite non fissurée après refroidissement.

Néanmoins, l'introduction d'une fissure annulaire dans la matrice redistribue ces contraintes résiduelles et peut entraîner une inversion de signe de ces composantes lorsque le ligament est suffisamment petit (figure 3.22a et 3.22b).

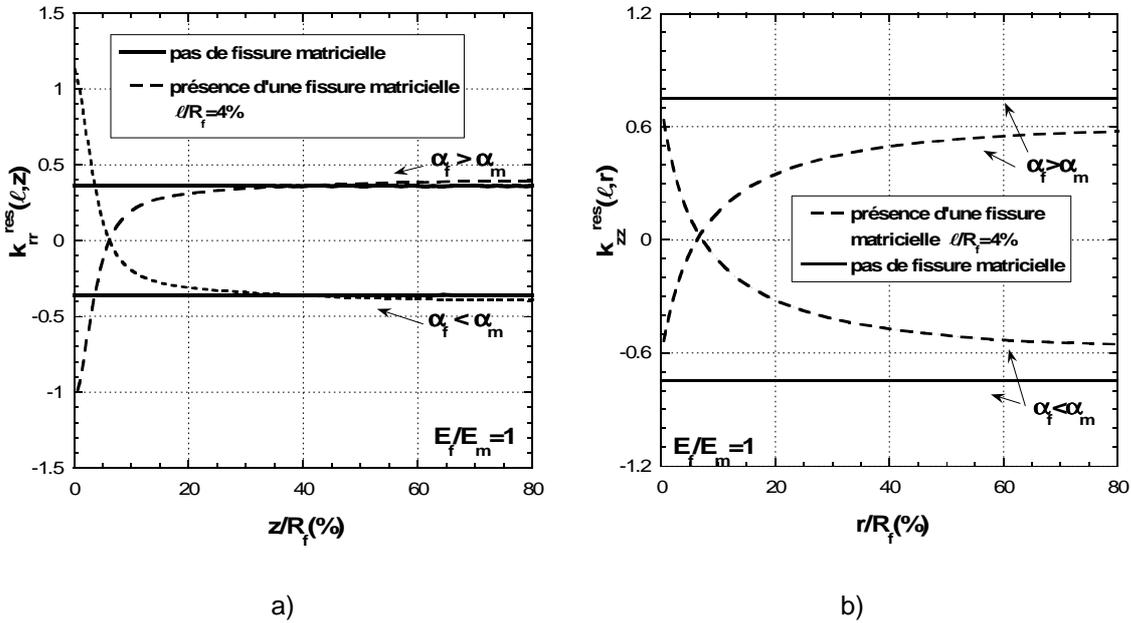


Figure 3.22 – Evolution des contraintes résiduelles normées axiales dans la fibre (a) et radiales à l'interface (b) au sein de la cellule microcomposite en présence d'une fissure matricielle ($E_f/E_m = 1$).

Lorsque $\alpha_f > \alpha_m$, elles deviennent en effet négatives et dans ce cas, la condition en contrainte du critère mixte pour l'amorçage d'une rupture de la fibre et d'une décohésion interfaciale en amont de la fissure matricielle ne peut être satisfaite (quelle que soit la variation de température). Au cours du refroidissement, l'amorçage d'une fissure à l'interface ou dans la fibre au voisinage d'une fissure matricielle dans la matrice est donc susceptible de se produire seulement si $\alpha_f < \alpha_m$. Aussi, nous nous intéressons maintenant à la condition énergétique en se focalisant sur le contraste $\alpha_f < \alpha_m$.

• **Condition en énergie ($\Delta\alpha > 0$)**

On évalue ici les coefficients $\overline{C_d}(\ell, d) = \frac{1}{S_d} \int_0^d (\sqrt{A_d(\ell, d)} - \sqrt{B_d(\ell, d)})^2 dS_d$ et

$$\overline{C_p}(\ell, p) = \frac{1}{S_p} \int_0^p (\sqrt{A_p(\ell, p)} - \sqrt{B_p(\ell, p)})^2 dS_p$$

qui traduisent respectivement les taux de restitution

d'énergie incrémentaux normés pour l'amorçage d'une fissure à l'interface et dans la fibre dans le cas d'un **chargement purement thermique**. Les résultats présentés (figures 3.23a et 3.23b pour un rapport $E_f/E_m = 1$) permettent de constater que i) l'amplitude de $\overline{C_d}(\ell, d)$ et $\overline{C_p}(\ell, p)$ augmente avec $\Delta\alpha$, ii) la forme des courbes reste similaire lorsque le contraste dilatométrique varie. Le maximum est en effet atteint pour une longueur de fissure identique quel que soit $\Delta\alpha$.

Il est intéressant de remarquer que le coefficient $\overline{C}_p(\ell, p)$ n'est plus monotone mais possède également un maximum. Cela signifie que la longueur d'amorçage pour le mécanisme de pénétration (dans le cas d'un chargement thermique) est bornée par une longueur inférieure au rayon de la fibre.

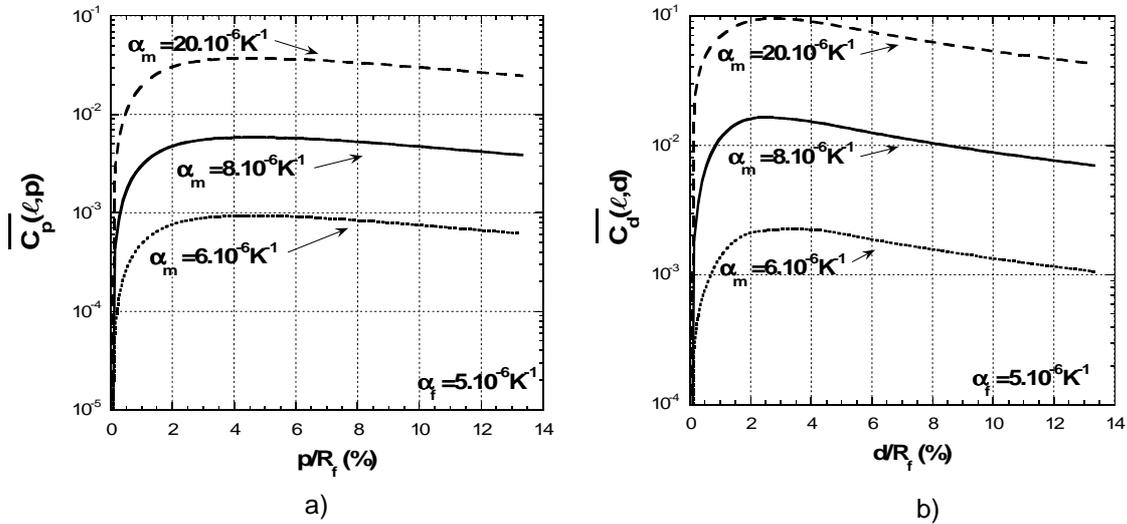


Figure 3.23 – Taux de restitution d'énergie incrémental normé : a) pour la pénétration dans la fibre en fonction de la longueur de pénétration, b) pour la décohésion de l'interface en fonction de la longueur de décohésion d ($\ell/R_f = 1,33\%$ et $E_f = E_m$).

L'influence du contraste élastique (pour un contraste dilatométrique fixé) est toutefois plus difficile à analyser. En effet, la combinaison des trois paramètres (E_f/E_m , $\Delta\alpha$ et ℓ) entraîne des champs de déformations complexes dans le microcomposite. Aussi, il est difficile de dégager des conclusions générales sur les courbes obtenues. Les valeurs de $\overline{C}_p(\ell, p)$ et $\overline{C}_d(\ell, d)$, respectivement en fonction de p et d , peuvent ainsi être « strictement croissantes » ou « croissantes puis décroissantes » (figures 3.24a et 3.24b).

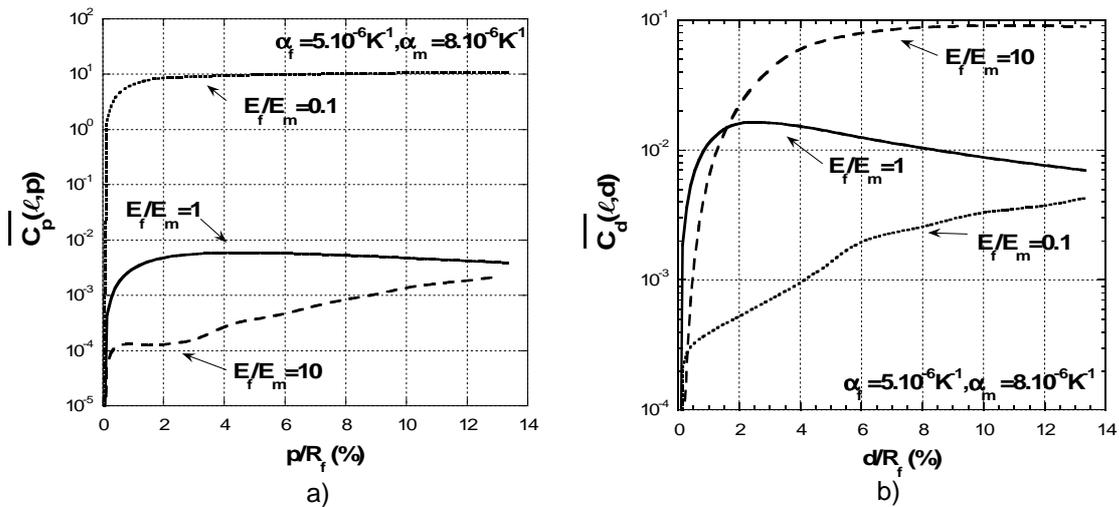


Figure 3.24 – Taux de restitution d'énergie incrémental normé : a) pour la pénétration dans la fibre en fonction de la longueur de pénétration ; b) pour la décohésion de l'interface en fonction de la longueur de décohésion d ($\ell/R_f = 1,33\%$).

• **Analyse de l'amorçage**

Pour les mécanismes de décohésion interfaciale et de pénétration dans la fibre, les longueurs d'amorçage d^* et p^* sont obtenues en résolvant respectivement les équations suivantes :

$$\frac{\overline{C}_d(\ell, d)}{k_{rr}^{res}(\ell, d)} \left(\frac{\alpha_c}{\Delta\alpha} \right)^2 = \frac{L_f^c}{R_f}, \quad (3.46)$$

$$\frac{\overline{C}_p(\ell, p)}{k_{zz}^{res}(\ell, p)} \left(\frac{\alpha_c}{\Delta\alpha} \right)^2 = \frac{L_f^c}{R_f}. \quad (3.47)$$

On peut ensuite en déduire la variation de température ΔT provoquant l'amorçage en fonction du ligament, des contrastes élastique et dilatométrique du composite et des propriétés à rupture des constituants.

Une première analyse en fonction du contraste dilatométrique (pour un rapport E_f / E_m fixé égal à 1) montre clairement que l'amorçage d'une fissure dans la fibre ou à l'interface au voisinage d'une fissure matricielle est peu probable lors de la phase de refroidissement. En effet, pour des valeurs réalistes de $\Delta\alpha$ ($\Delta\alpha = 10^{-6} K^{-1}$ et $\Delta\alpha = 3 \cdot 10^{-6} K^{-1}$) et même pour un ligament très faible ($\ell = 0,05 \mu m$), il faudrait une variation de température bien au-delà de 1000°C pour qu'un de ces mécanismes se produise (figure 3.25). Seul un fort contraste dilatométrique ($\Delta\alpha = 15 \cdot 10^{-6} K^{-1}$ par exemple, figures 3.26a et 3.26b) ou une ténacité de l'interface très faible ($G_i^c < 1 J \cdot m^{-2}$, figure 3.26b) peut entraîner un amorçage.

Puisque le taux de restitution d'énergie incrémental pour la pénétration admet un maximum (pour un contraste $E_f / E_m = 1$) alors la variation ΔT nécessaire à l'amorçage devient indépendante de σ_f^c lorsque celle-ci est suffisamment faible (figure 3.26a). Pour des raisons similaires à celles évoquées précédemment dans le cas de l'analyse de la décohésion interfaciale **sous chargement mécanique** (chapitre 2, partie 3.1.2), l'amorçage est alors piloté uniquement par la condition en énergie si la longueur caractéristique de la fibre L_f^c est grande.

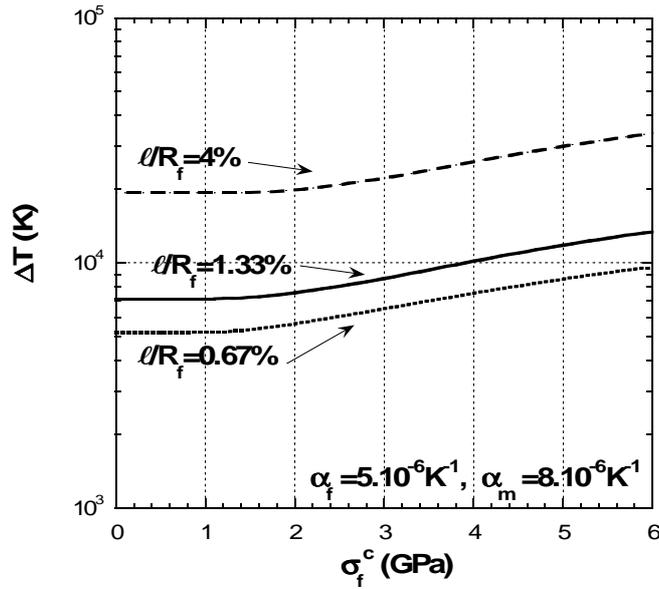


Figure 3.25 – Refroidissement ΔT nécessaire à l'amorçage d'une fissure dans la fibre en fonction de la contrainte à rupture de la fibre pour différents ligaments ($E_f / E_m = 1, G_f^c = 10 \text{ J/m}^2$).

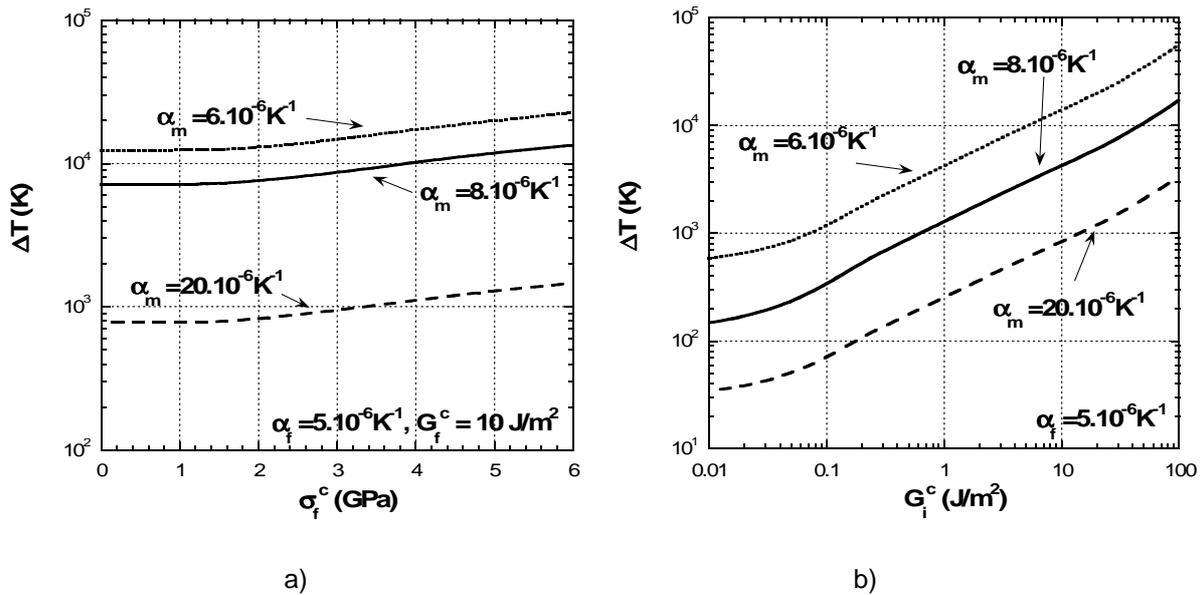


Figure 3.26 – Refroidissement ΔT nécessaire à l'amorçage : a) d'une fissure dans la fibre en fonction de la contrainte à rupture de la fibre ($\ell / R_f = 1,33\%, E_f / E_m = 1, G_f^c = 10 \text{ J/m}^2$) ; b) d'une décohésion interfaciale en fonction de la ténacité de l'interface ($\ell / R_f = 1,33\%, E_f / E_m = 1, \sigma_i^c < 500 \text{ MPa}$).

On observe également que plus l'écart de module élastique entre fibre et matrice est faible, plus les mécanismes de fissuration à l'interface au voisinage d'une fissure matricielle seront favorisés (figure 3.27a et 3.27b).

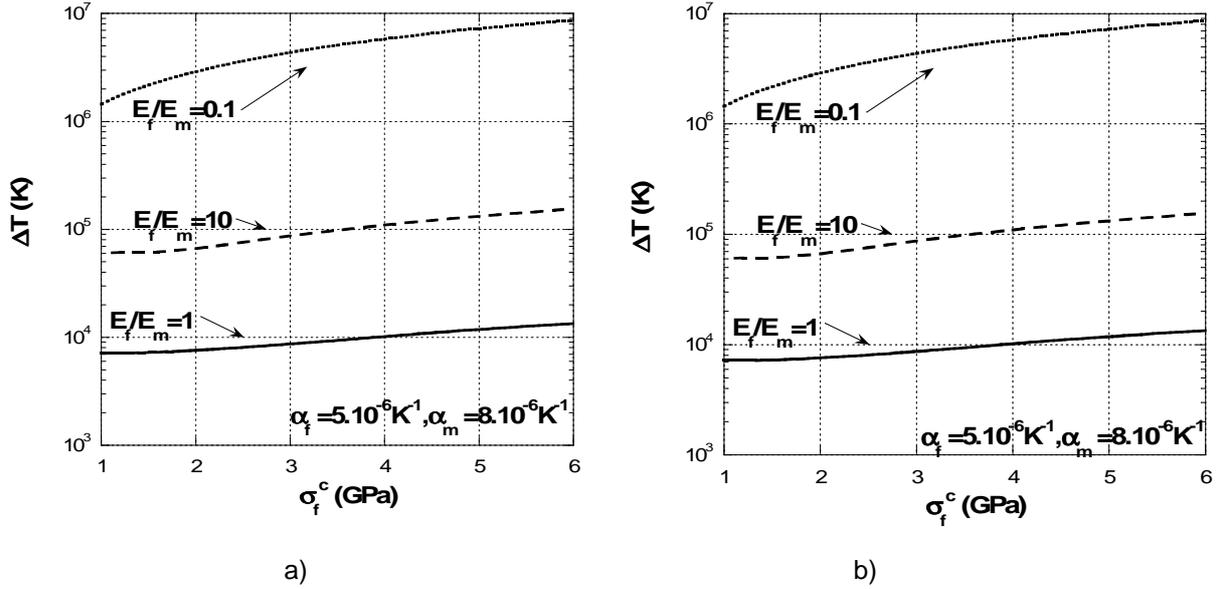


Figure 3.27 – Refroidissement ΔT nécessaire à l’amorçage : a) d’une fissure dans la fibre en fonction de la contrainte à rupture de la fibre ($\ell/R_f = 1,33\%$, $G_f^c = 10 \text{ J/m}^2$), b) d’une décohésion interfaciale en fonction de la ténacité de l’interface ($\ell/R_f = 1,33\%$, $\sigma_i^c < 500 \text{ MPa}$).

On suppose maintenant qu’aucune rupture ne s’est amorcée lors du refroidissement afin de prendre en compte un chargement combinant la présence de contraintes résiduelles et une sollicitation de traction.

3.4.2. Chargement thermomécanique

Un chargement thermique équivalent à un refroidissement de 1000°C ($\Delta T = -1000^\circ\text{C}$) est appliqué et on détermine pour chaque mécanisme (décohésion interfaciale, pénétration) la déformation axiale à appliquer pour que le critère d’amorçage soit satisfait. Dans chaque cas, les conditions en énergie et en contrainte s’écrivent :

a) pénétration :

$$G_p^{inc}(\ell, p) = \frac{1}{S_p} \int_0^p \left(\sqrt{A_p(\ell, p) R_f E_f} \varepsilon - \sqrt{B_p(\ell, p) R_f E_f} \alpha_c(\ell) \Delta T \right)^2 dS_p \geq G_f^c, \quad (3.48)$$

$$\sigma_{zz}(\ell, p) = k_{zz}(\ell, p) E_f (\varepsilon - \alpha_c(\ell) \Delta T) + k_{zz}^{res}(\ell, p) |E_f \Delta \alpha \Delta T| \geq \sigma_f^c, \quad (3.49)$$

et

b) décohésion :

$$G_d^{inc}(\ell, d) = \frac{1}{S_d} \int_0^d \left(\sqrt{A_d(\ell, d) R_f E_i} \varepsilon - \sqrt{B_d(\ell, d) R_f E_i} \alpha_c(\ell) \Delta T \right)^2 dS_d \geq G_i^c, \quad (3.50)$$

$$\sigma_{rr}(\ell, d) = k_{rr}(\ell, d) E_i (\varepsilon - \alpha_c(\ell) \Delta T) + k_{rr}^{res}(\ell, d) |E_i \Delta \alpha \Delta T| \geq \sigma_i^c. \quad (3.51)$$

A titre d'illustration, les figures 3.28a et 3.28b montrent l'évolution des paramètres $G_p^{inc}(\ell, p)$ et $\sigma_{zz}(\ell, p)$ respectivement en fonction de la longueur de pénétration p/R_f et du rayon de la fibre r/R_f . On remarque que ces valeurs augmentent avec la déformation mécanique appliquée $\varepsilon^{meca} = \varepsilon - \alpha_c \Delta T$.

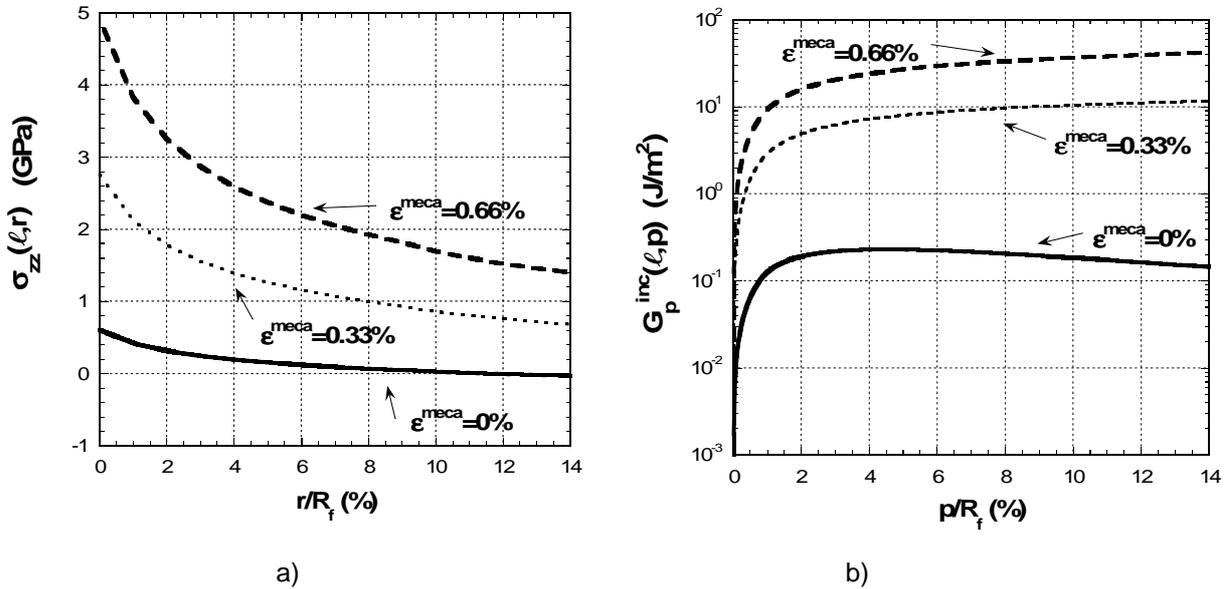


Figure 3.28 – a) Evolution des contraintes axiales dans la fibre pour différents chargements ; b) Evolution du taux de restitution d'énergie incrémental en fonction de la longueur de pénétration pour différents chargements ($\ell/R_f = 1,33\%$, $E_f/E_m = 1$, $\Delta T = -1000^\circ C$, $\alpha_f = 5.10^{-6} K^{-1}$, $\alpha_m = 8.10^{-6} K^{-1}$).

On constate notamment que lorsque le chargement mécanique est négligeable, le taux de restitution d'énergie incrémental possède un maximum de manière analogue au cas d'un chargement purement thermique. Au contraire, pour un chargement mécanique élevé, le coefficient $\sqrt{B_p(\ell, p)R_f E_f \alpha_c(\ell)\Delta T}$ devient négligeable devant $\sqrt{A_p(\ell, p)R_f E_f \varepsilon}$ et l'allure de la courbe $G_p^{inc}(\ell, p)$ en fonction de p est alors strictement croissante. Ainsi, suivant les valeurs des caractéristiques à rupture de la fibre (et donc de sa longueur caractéristique L_f^c), ce peut être soit la condition en énergie qui pilote l'amorçage (ε^* indépendant de σ_f^c), soit les deux conditions puisque si le chargement mécanique à l'amorçage est élevé alors l'analyse est similaire au cas d'un chargement purement mécanique. Pour les CMC, compte tenu des fortes contraintes à rupture des fibres, la déformation mécanique à appliquer pour satisfaire le critère de pénétration dans la fibre est suffisamment forte pour **que le taux de restitution d'énergie incrémental à l'amorçage soit strictement croissant.**

Sans tenir compte des contraintes résiduelles, la déformation à l'amorçage de la pénétration dans la fibre est donnée par :

$$\varepsilon_p^*(\ell) = \frac{\sigma_f^c}{E_f k_{zz}(\ell, p^*)} = \left[\frac{G_f^c}{\bar{A}_p(\ell, p^*) E_f R_f} \right]^{1/2}, \quad (3.52)$$

et est illustrée par les courbes en trait plein des figures 3.29a et 3.29b. En présence de contraintes résiduelles, ces mêmes figures montrent que les courbes sont légèrement corrigées mais l'influence reste minime.

De même, on montre que pour la décohésion interfaciale, la contrainte d'amorçage dépend uniquement de la condition en énergie comme dans le cas d'un chargement purement mécanique (partie 3.1.2). **Pour ces deux mécanismes, on constate que lorsqu'on tient compte de la phase de refroidissement, l'amorçage est favorisé avec $\alpha_f < \alpha_m$ (figures 3.29a et 3.30). Dans le cas contraire, que ce soit pour la décohésion ou la pénétration, l'amorçage est plus difficile.**

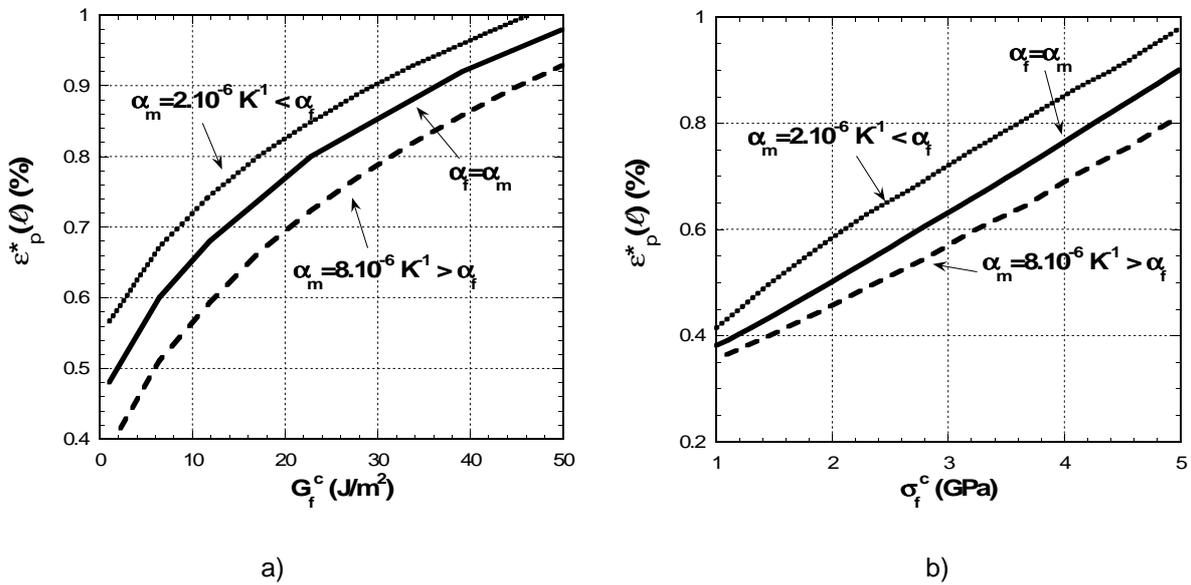


Figure 3.29 – Déformation mécanique à appliquer :

a) pour l'amorçage d'une pénétration dans la fibre en fonction de la ténacité de la fibre avec et sans contraintes résiduelles ($\ell / R_f = 1,33\%$, $E_f / E_m = 1$, $\Delta T = -1000^\circ\text{C}$, $\alpha_f = 5.10^{-6}\text{K}^{-1}$, $\sigma_f^c = 3\text{ GPa}$),

b) pour l'amorçage d'une pénétration dans la fibre en fonction de contrainte à rupture de la fibre avec et sans contraintes résiduelles

($\ell / R_f = 1,33\%$, $E_f / E_m = 1$, $\Delta T = -1000^\circ\text{C}$, $\alpha_f = 5.10^{-6}\text{K}^{-1}$, $G_f^c = 10\text{ J/m}^2$).

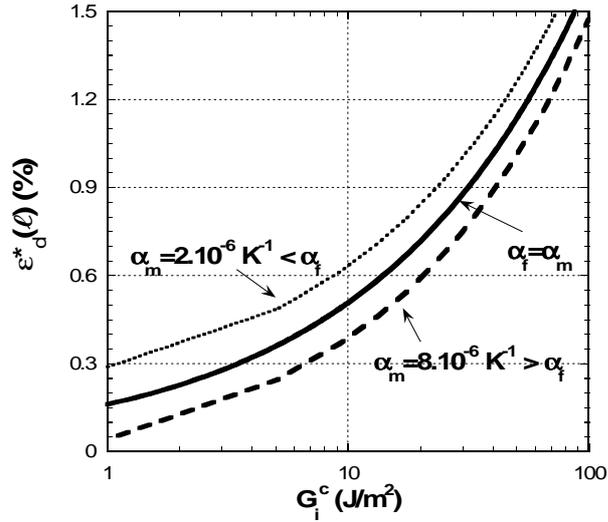


Figure 3.30 – Déformation mécanique à appliquer pour l'amorçage d'une décohésion à l'interface en fonction de la ténacité de l'interface avec et sans contraintes résiduelles

$$\left(\ell / R_f = 1,33\%, E_f / E_m = 1, \Delta T = -1000^\circ\text{C}, \alpha_f = 5.10^{-6} \text{K}^{-1}, \sigma_i^c < 500 \text{MPa} \right).$$

Finalement, la compétition entre décohésion interfaciale et pénétration en présence de contraintes résiduelles est analysée au travers des figures 3.31a et 3.31b. On rappelle qu'en l'absence de contraintes résiduelles (courbes en trait plein), le critère de déviation s'écrit :

$$G_i^c < w_{dp} G_f^c + s_{dp} \frac{R_f}{E_f} (\sigma_f^c)^2, \quad (3.53)$$

où w_{dp} et s_{dp} sont deux coefficients adimensionnés dépendant de $\ell / R_f, V_f, \frac{E_f}{E_m}, \Delta\alpha$ et ΔT .

On note que lorsque le coefficient de dilatation de la fibre est inférieur à celui de la matrice ($\alpha_f = 5.10^{-6} \text{K}^{-1}$; $\alpha_m = 8.10^{-6} \text{K}^{-1}$), les contraintes résiduelles favorisent la décohésion interfaciale. Dans ce cas, le critère (3.53) établi sans contraintes résiduelles est donc conservatif pour la décohésion interfaciale.

Au contraire, pour $\alpha_f > \alpha_m$ ($\alpha_f = 5.10^{-6} \text{K}^{-1}$; $\alpha_m = 2.10^{-6} \text{K}^{-1}$), les contraintes résiduelles favorisent la rupture prématurée de la fibre.

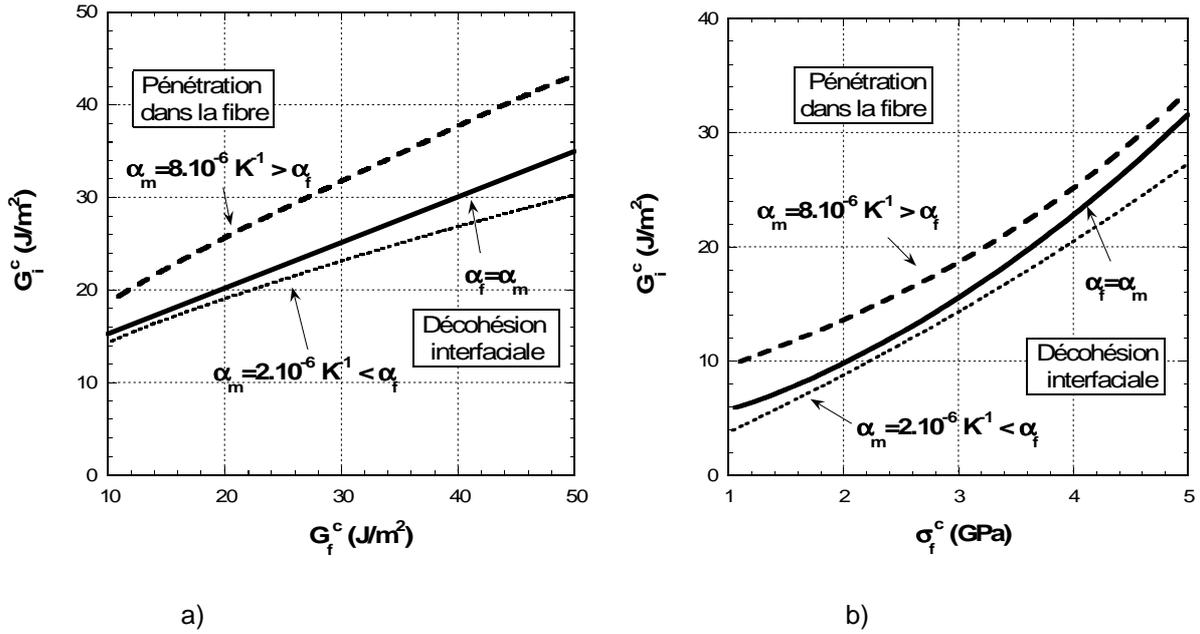


Figure 3.31 – Compétition entre décohésion interfaciale et pénétration dans la fibre avec et sans contraintes résiduelles ($E_f / E_m = 1$, $\ell / R_f = 1,33\%$, $\Delta T = -1000^\circ\text{C}$, $\alpha_f = 5.10^{-6}\text{K}^{-1}$) : a) dans le plan (G_f^c, G_i^c) avec $\sigma_f^c = 3\text{ GPa}$, b) dans le plan (σ_f^c, G_i^c) avec $G_f^c = 10\text{ J/m}^2$ (la décohésion est prédite si la ténacité de l'interface est inférieure à la courbe).

Les figures 3.32a et 3.32b montrent que les mêmes conclusions peuvent être tirées dans le cas d'un contraste élastique $E_f / E_m = 2$ et $E_f / E_m = 0,5$.

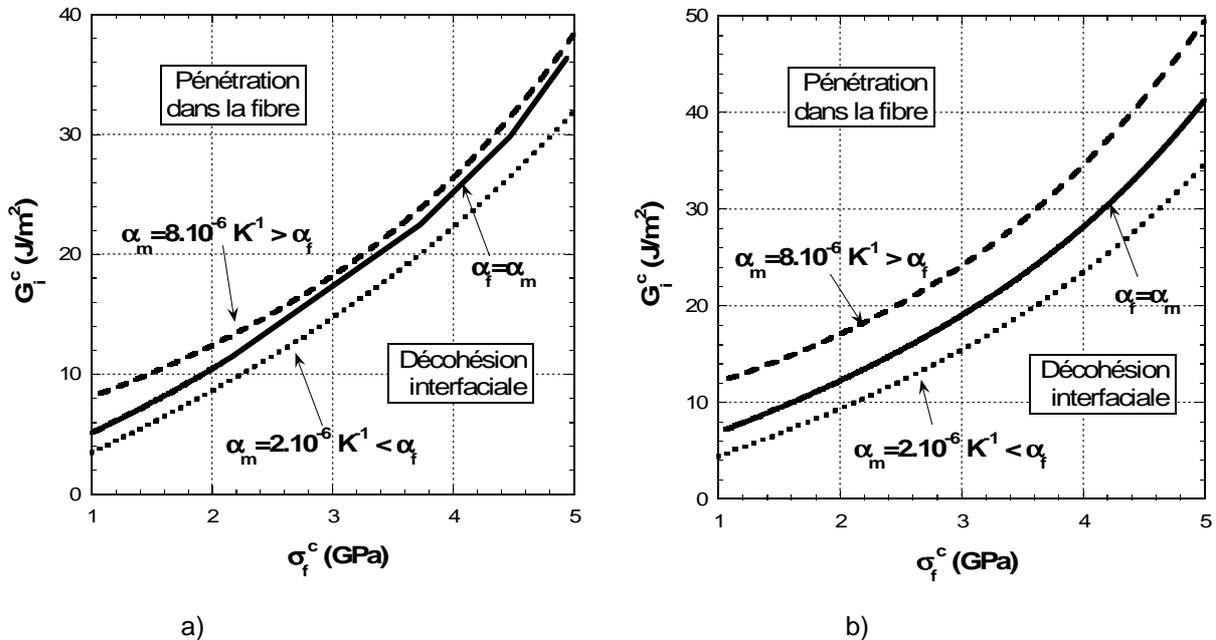


Figure 3.32 – Compétition entre décohésion interfaciale et pénétration dans la fibre avec et sans contraintes résiduelles dans le plan (σ_f^c, G_i^c) : a) $E_f / E_m = 2$, b) $E_f / E_m = 0,5$

$$\left(\ell / R_f = 1,33\%, \Delta T = -1000^\circ\text{C}, G_f^c = 10\text{ J/m}^2, \alpha_f = 5.10^{-6}\text{K}^{-1} \right).$$

Les résultats n'ont été présentés ici que pour une seule valeur de ligament. Des calculs supplémentaires seraient nécessaires pour évaluer l'influence de ce paramètre sur les contraintes résiduelles.

Les mécanismes d'amorçage au voisinage d'une fissure matricielle ayant été étudiés, on suppose maintenant que cette fissure a dévié et on s'intéresse à sa propagation le long de l'interface et à son rebranchement dans la fibre.

4. PROPAGATION INTERFACIALE ET REBRANCHEMENT

Dans un premier temps, on se focalise sur les conditions de propagation de la fissure le long de l'interface.

4.1. Propagation interfaciale

On rappelle que la forme de la singularité des contraintes au voisinage de la pointe d'une fissure à l'interface (figure 3.33) d'un bimatériau est :

$$\underline{\sigma}(x, y) = K r^{\lambda-1} \underline{s}(\theta), \quad (3.54)$$

où K est un facteur d'intensité de contraintes complexe liant les effets de tension et de cisaillement en tête de fissure, $\underline{s}(\theta)$ est une fonction d'angle et λ est l'ordre complexe de la singularité.

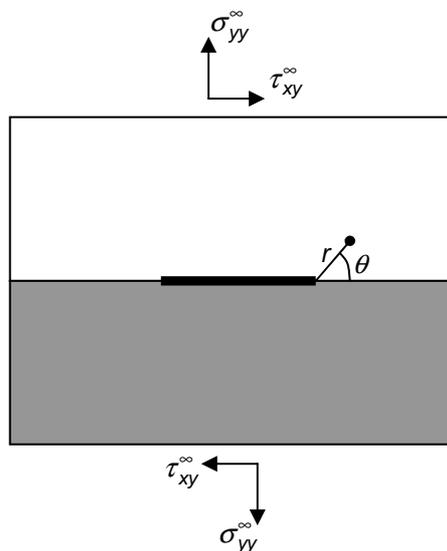


Figure 3.33 - Schéma d'une fissure interfaciale dans un bimatériau.

[Rice, 1988] montre que sous certaines hypothèses (lorsque la constante ε caractéristique du bimatériau est faible et en choisissant une valeur arbitraire de r noté \hat{r}), il est possible d'écrire le facteur d'intensité de contraintes complexe K en fonction des modes de sollicitation classiques

d'ouverture et de cisaillement avec :

$$K \hat{r}^{i\varepsilon} = K_I + iK_{II}. \quad (3.55)$$

La mixité modale ψ , angle de mixité des modes de fissuration à l'interface, est alors définie par $\psi = \arctan(K_{II}/K_I) = \arctan(\tau_{xy}/\sigma_{yy})_{\theta=0}$ où τ_{xy} et σ_{yy} représentent les composantes respectivement tangentielle et normale du vecteur contrainte du champ singulier agissant sur l'interface en amont de la pointe de fissure. On a alors $K = |K|e^{i\psi}$. En toute rigueur, on ne peut toutefois comparer les angles de mixité modale que pour la même valeur de r .

De plus, comme on l'a vu auparavant (chapitre 1, partie 3), le taux de restitution d'énergie évalué dans le cas d'une propagation parallèle à l'interface est donné par l'expression suivante :

$$G_d = \frac{C}{8 \cosh^2(\pi\varepsilon)} K \bar{K}, \quad (3.56)$$

$$\text{avec } C = 2 \left(\frac{1-\nu_1}{\mu_1} + \frac{1-\nu_2}{\mu_2} \right), \varepsilon = \frac{1}{2\pi} \ln \left(\frac{(3-4\nu_1)\mu_2 + \mu_1}{(3-4\nu_2)\mu_1 + \mu_2} \right) \text{ et } \mu_i = \frac{E_i}{2(1+\nu_i)} \quad (i = 1,2). \quad (3.57)$$

Le paramètre G_d peut donc être défini sans utiliser une longueur de référence contrairement au coefficient d'intensité de contraintes mais on ne peut pas séparer les valeurs G_I et G_{II} de G_d en mode I et en mode II. G_d dépend de l'angle de mixité modale ψ via le facteur d'intensité de contraintes complexe K . Aussi, en exprimant le taux de restitution d'énergie à partir de la relation suivante [Bui, 1978] :

$$G_d = \frac{C}{8 \cosh^2(\pi\varepsilon)} (K_I^2 + K_{II}^2), \quad (3.58)$$

on peut alors écrire G_d en fonction de l'angle de mixité modale [He et Hutchinson, 1989a] :

$$G_d = \frac{C}{8 \cosh^2(\pi\varepsilon)} K_I^2 (1 + \tan^2(\psi)). \quad (3.59)$$

La propagation de la fissure interfaciale peut alors être décrite par le critère de Griffith :

$$G_d(\psi(d)) \geq G_i^c(\psi(d)). \quad (3.60)$$

où ψ est la mixité modale qui varie avec l'avancée de la fissure. La ténacité G_i^c de l'interface évolue également en fonction de ψ et donc du type de sollicitation. D'après [Banks-Sills et al., 2000], l'expression suivante permet de bien reproduire les résultats expérimentaux :

$$G_i^c(\psi) = G_i^c (1 + \tan^2(\psi)), \quad (3.61)$$

où G_i^c est la ténacité de l'interface en mode d'ouverture (lorsque $\psi = 0$). La détermination des conditions de propagation nécessite donc l'évaluation des valeurs $\psi(d)$, $G_i^c(\psi(d))$ et $G_d(\psi(d))$.

Dans le cas de la géométrie de type microcomposite, on montre que lorsque le maillage est suffisamment raffiné et que les contraintes tangentielle et normale ($\tau_{r\theta}$ et σ_{rr}) sont calculées en des points d'intégration suffisamment proches du fond de fissure (la distance D_0 illustrée figure 3.34a doit être inférieure à $0,01 \mu\text{m}$) alors le paramètre $\xi(d) = \tan^{-1}\left(\frac{\tau_{rz}}{\sigma_{rr}}\right)$ converge vers l'angle de mixité modale $\psi(d)$ indépendamment de D_0 (figure 3.34b). L'angle $\psi(d)$ qui est fonction du rapport des contraintes de cisaillement sur les contraintes d'ouverture à proximité de la pointe de la fissure (soit pour $D_0 < 0,01\mu\text{m}$) est ensuite calculé pour différentes longueurs de fissure.

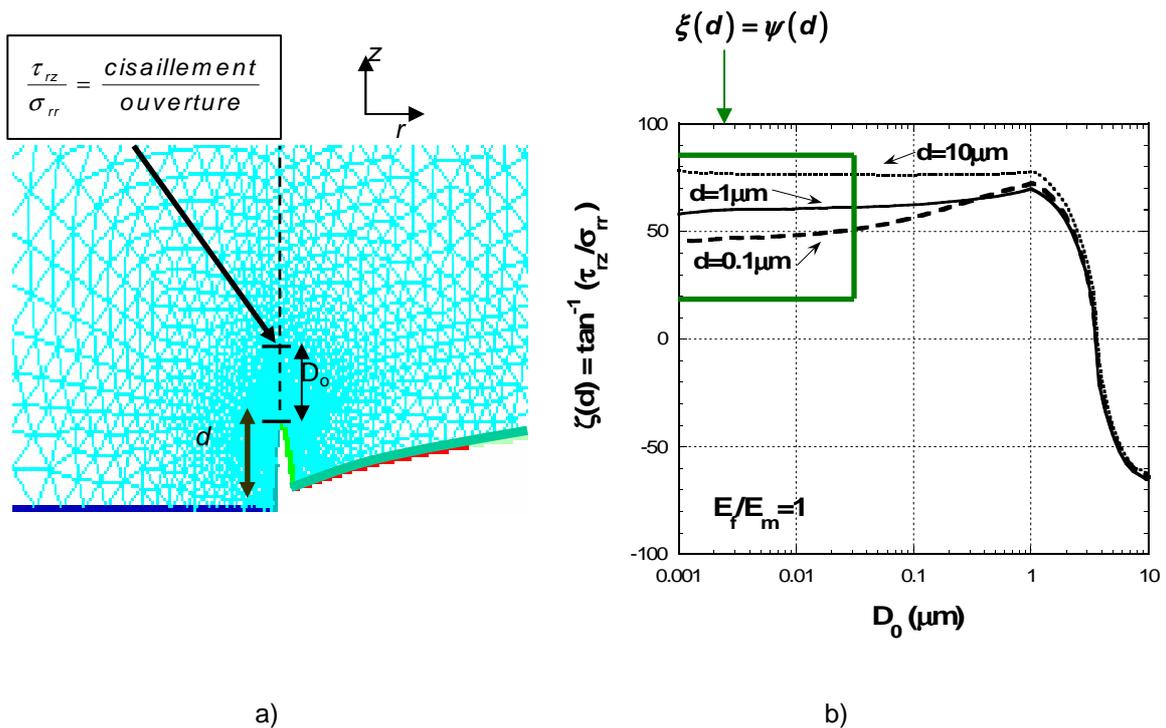


Figure 3.34 - a) Définition de la distance D_0 ; b) Evolution de l'angle de mixité modale en fonction de la distance D_0 pour différentes longueurs de décohésion.

Lorsque $E_f/E_m < 1$, les contraintes de cisaillement à l'interface sont fortes et $|\psi(d)|$ augmente donc très rapidement en fonction de d (figure 3.35a). La fissure interfaciale étant sollicitée en mode II, la ténacité de l'interface G_i^c augmente considérablement lorsque la fissure interfaciale se propage (d augmente). En effet, la figure 3.35b où est tracé $\frac{G_i^c}{G_i^c} = 1 + \tan^2(\psi(d))$ en fonction de d (avec G_i^c la ténacité de l'interface en mode I) montre que ce rapport devient grand (≈ 50) dès lors que la fibre est plus souple que la matrice et que la longueur de décohésion est grande.

Cette augmentation de la ténacité interfaciale associée à la diminution du taux de restitution d'énergie (sous chargement constant) lorsque la fissure interfaciale se propage est à l'origine du

rebranchement de la fissure hors de l'interface. Il faut donc analyser ce mécanisme de rebranchement pour éviter que la fissure déviée ne rebranche trop rapidement hors de l'interface.

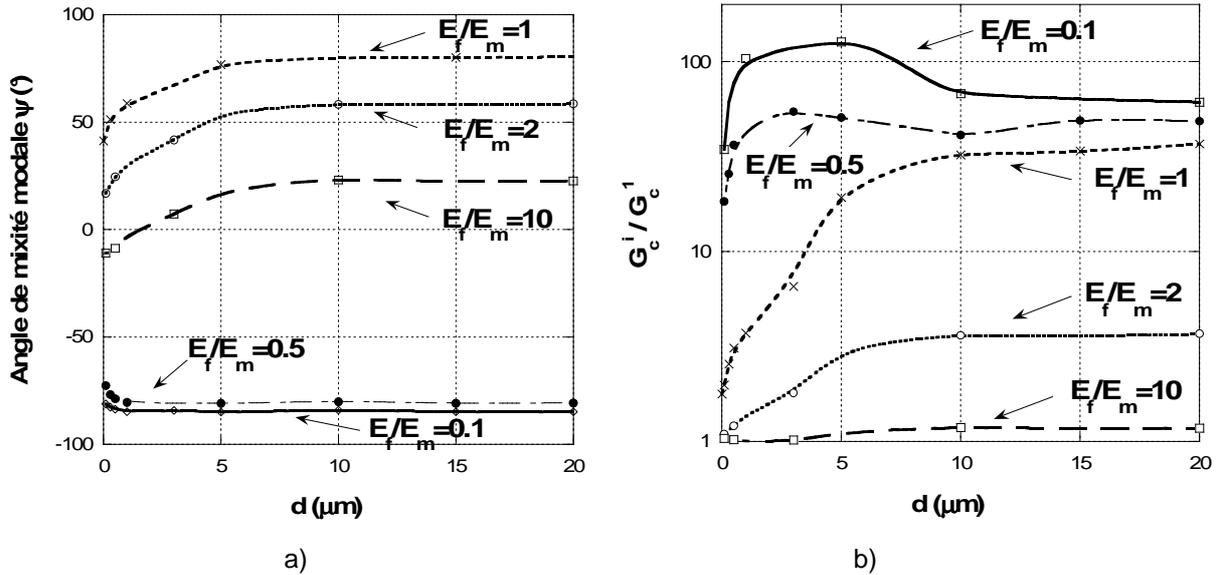


Figure 3.35 - a) Evolution de l'angle de mixité modale en fonction de la longueur de décohesion pour différents contrastes élastiques du microcomposite ; b) Evolution de la ténacité de l'interface en fonction de la longueur de décohesion interfaciale pour différents contrastes élastiques du microcomposite.

4.2. Analyse du rebranchement de la fissure hors de l'interface

L'une des difficultés consiste à déterminer le taux de restitution d'énergie en pointe de la fissure rebranchée ([He et al., 1991]). On a vu que pour une fissure interfaciale de longueur d , le taux de restitution d'énergie est indépendant de l'incrément de fissuration interfacial puisqu'il s'écrit :

$$G_d = \frac{C}{8 \cosh^2(\pi \varepsilon)} K \bar{K} . \quad (3.62)$$

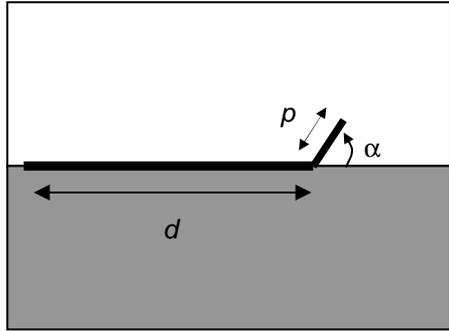
Ceci n'est plus valable lorsque cette fissure branche dans le second matériau. D'après [He et Hutchinson, 1989a], l'expression du taux de restitution d'énergie s'exprime alors sous la forme :

$$G_{reb} = q^{-2} G_d \left[|g_{\alpha, \beta}|^2 + |h_{\alpha, \beta}|^2 + 2 \operatorname{Re} \left(g h e^{2i \left(\psi + \varepsilon \ln \frac{\rho}{d} \right)} \right) \right] \text{ avec } q = \left[\frac{1 - \beta^2}{1 + \alpha} \right]^{1/2}, \quad (3.63)$$

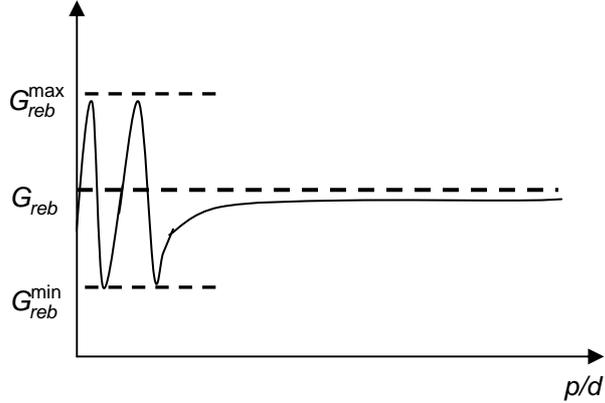
où $g_{\alpha, \beta}$ et $h_{\alpha, \beta}$ sont des fonctions complexes dépendant des paramètres de Dundurs α et β ; ψ est l'angle de mixité modale de fissuration à l'interface, ε la constante biélastique définie par la relation (3.57), ρ l'incrément de fissuration rebranché et d la longueur de la fissure interfaciale.

L'expression (3.63) montre que G_{reb} dépend de l'incrément de fissuration ρ excepté lorsque $\varepsilon = 0$. Aussi, lorsque $\frac{\rho}{d} \rightarrow 0$, la valeur de G_{reb} n'est pas finie puisqu'elle oscille (figure 3.36b) entre les valeurs G_{reb}^{\max} et G_{reb}^{\min} définies par :

$$\begin{aligned} G_{reb}^{\max} &= q^{-2} G_d \left[|g|^2 + |h|^2 \right] \\ G_{reb}^{\min} &= q^{-2} G_d \left[|g|^2 - |h|^2 \right]. \end{aligned} \quad (3.64)$$



a)



b)

Figure 3.36 – a) Schéma d'une fissure interfaciale branchant hors de l'interface ; b) Oscillations du taux de restitution d'énergie en pointe de la fissure rebranchée de longueur a ([He et Hutchinson, 1989a]).

Compte tenu de ces remarques, l'analyse du mécanisme de branchement ne peut être réalisée en calculant le taux de restitution d'énergie $G_{reb}(p) = -\frac{\partial W}{\partial S} = -\lim_{p \rightarrow 0} \frac{W(p) - W(0)}{p}$ puisque sa valeur n'est pas définie. [Leguillon et al., 2005] proposent de calculer le taux de restitution d'énergie incrémental pour un incrément fini de longueur égale à l'épaisseur de la couche dans laquelle la fissure rebranche. Pour notre part, nous choisissons de définir cet incrément en fonction de la longueur caractéristique de la fibre en utilisant une fois de plus le critère mixte qui s'écrit :

$$\begin{aligned} G_{reb}^{inc}(p) &= -\frac{\Delta W}{S} = \frac{W(0) - W(p)}{S} > G_f^c \text{ où } S \text{ est la surface fissurée,} \\ \sigma_{op}(r) &= k_{op}(r) E_f \varepsilon \geq \sigma_f^c. \end{aligned} \quad (3.65)$$

Le taux de restitution d'énergie incrémental adimensionné $\overline{A}_{reb}(p)$ est donc calculé à l'aide des maillages appropriés (figure 3.37) en fonction de la longueur p de la fissure rebranchée (figure 3.38a). Les contraintes d'ouverture $\sigma_{op}(p)$ sont déterminées le long du chemin anticipé de fissuration (figure 3.38b) et calculées en fonction de l'angle α de rebranchement par :

$$\sigma_{op}(p) = \sigma_{rr}(p) \sin^2\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) + 2\sigma_{rz} \sin\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) \cos\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) + \sigma_{zz}(p) \sin^2\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right). \quad (3.66)$$

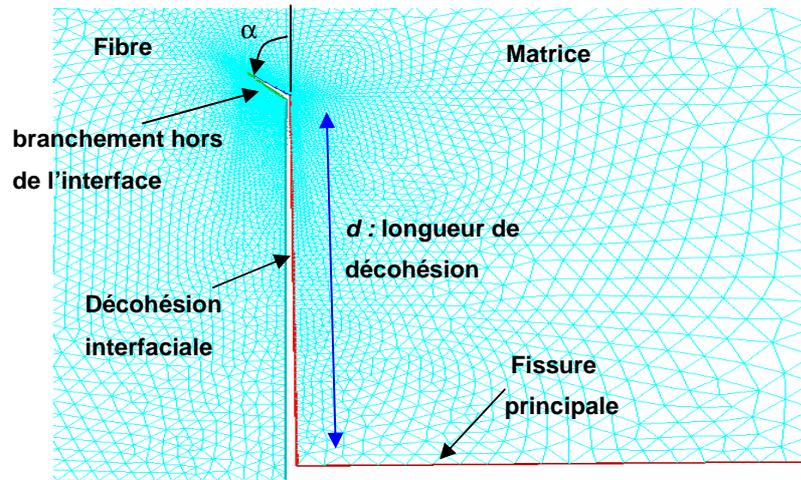


Figure 3.37 – Maillage d’une fissure rebranchant hors de l’interface avec un angle α par rapport à l’interface.

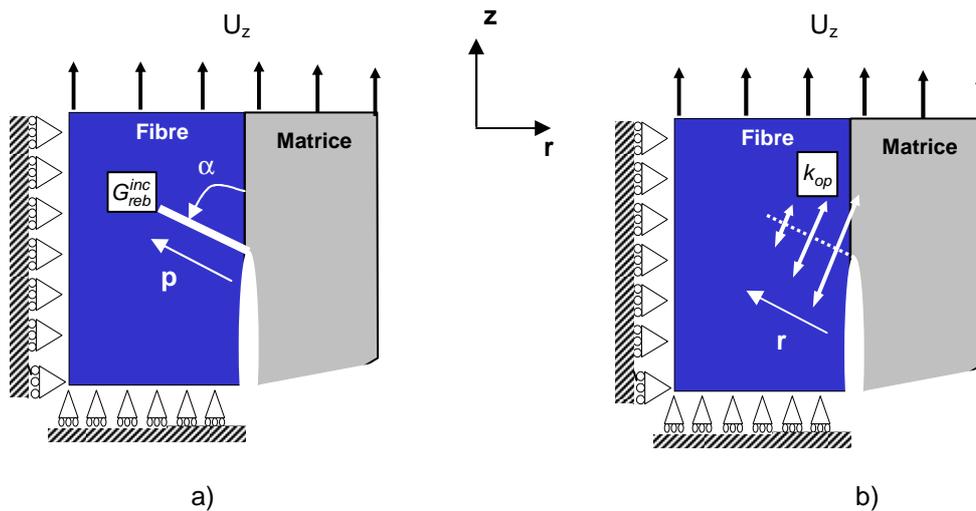


Figure 3.38 – Schéma de principe pour l’analyse du rebranchement de la fissure interfaciale dans la fibre : a) condition en énergie, b) condition en contrainte.

Les figures 3.39a et 3.39b suivantes montrent que les courbes $\overline{A_{reb}}(p)$ et $k_{op}(r)$ sont respectivement croissantes et décroissantes en fonction de p et de r (l’angle de branchement choisi pour ces calculs est égal à 90°). L’incrément de fissuration minimum pour lequel $\overline{A_{reb}}(p)$ a été calculé est $p/R_f = 0,16\%$ et aucun problème de convergence n’a été observé dans ce cas.

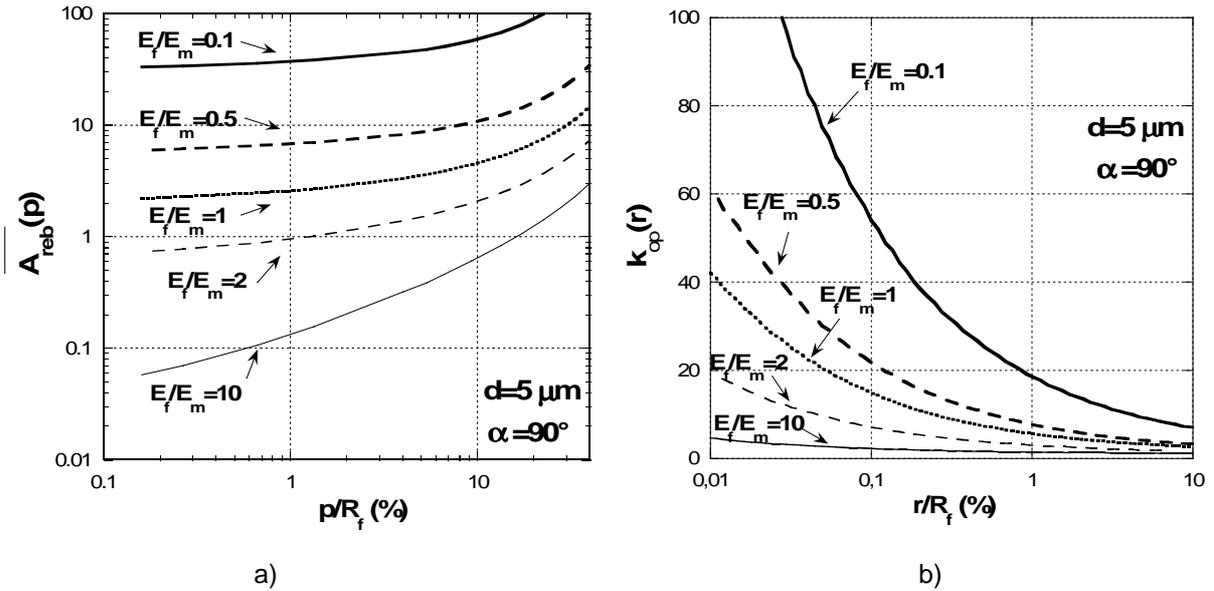


Figure 3.39 – a) Taux de restitution d'énergie incrémental adimensionné en fonction de la longueur de rebranchement ; b) Coefficient de concentration de contrainte k_{op} le long du chemin anticipé de fissuration (la longueur de décohésion interfaciale est de $5 \mu\text{m}$ et l'angle de branchement est $\alpha = 90^\circ$).

En supposant une fissure interfaciale stationnaire et un microcomposite soumis à un chargement axial croissant, on obtient ensuite la longueur p^* sur laquelle la fissure rebranche en résolvant l'équation :

$$\frac{\overline{A_{reb}}(p^*)}{(k_{op}(p^*))^2} = \frac{E_f G_f^c}{(\sigma_f^c)^2 R_f} = \frac{L_f^c}{R_f} \quad (3.67)$$

La déformation à appliquer pour que la fissure rebranche est alors :

$$\varepsilon_{reb}^* = \sqrt{\frac{G_f^c}{\overline{A_{reb}}(p^*) R_f E_f}} \quad (3.68)$$

Ces résultats dépendent toutefois de nombreux paramètres :

- la longueur de décohésion d à partir de laquelle la fissure rebranche (et donc l'angle de mixité modale ψ),
- le contraste élastique E_f/E_m ,
- l'angle de branchement α ,
- les propriétés à rupture de la fibre (ou sa longueur caractéristique $\frac{L_f^c}{R_f}$).

Nous nous intéressons tout d'abord à l'influence du contraste élastique du composite et de la longueur de décohésion sur la déformation ε_{reb}^* . Pour plus de simplicité, l'angle de branchement est d'abord supposé fixé ($\alpha = 90^\circ$ correspondant à un branchement à angle droit) mais celui-ci sera ensuite évalué.

4.2.1. Influence du contraste élastique et de la longueur de décohésion interfaciale

La figure 3.40a permet de déterminer, pour une longueur de décohésion fixée, le contraste élastique favorisant le rebranchement dans la fibre. Pour des caractéristiques à rupture de la fibre fixées, on constate que $\overline{A_{reb}}(p^*)$ est d'autant plus grand (et donc ε_{reb}^* faible) que la matrice est rigide. Le rebranchement est donc favorisé si $E_f/E_m < 1$. D'autre part, on a vu dans la partie précédente que la ténacité de l'interface $G_i^c(\psi(d))$ augmente considérablement pour ce type de contraste (figure 3.35b) en fonction de la longueur de décohésion d du fait des fortes contraintes de cisaillement en amont de la fissure interfaciale. En conséquence, lorsque $E_f/E_m < 1$, la propagation interfaciale est difficile et le rebranchement facile donc on peut déduire que la fissure interfaciale branchera rapidement dans la fibre.

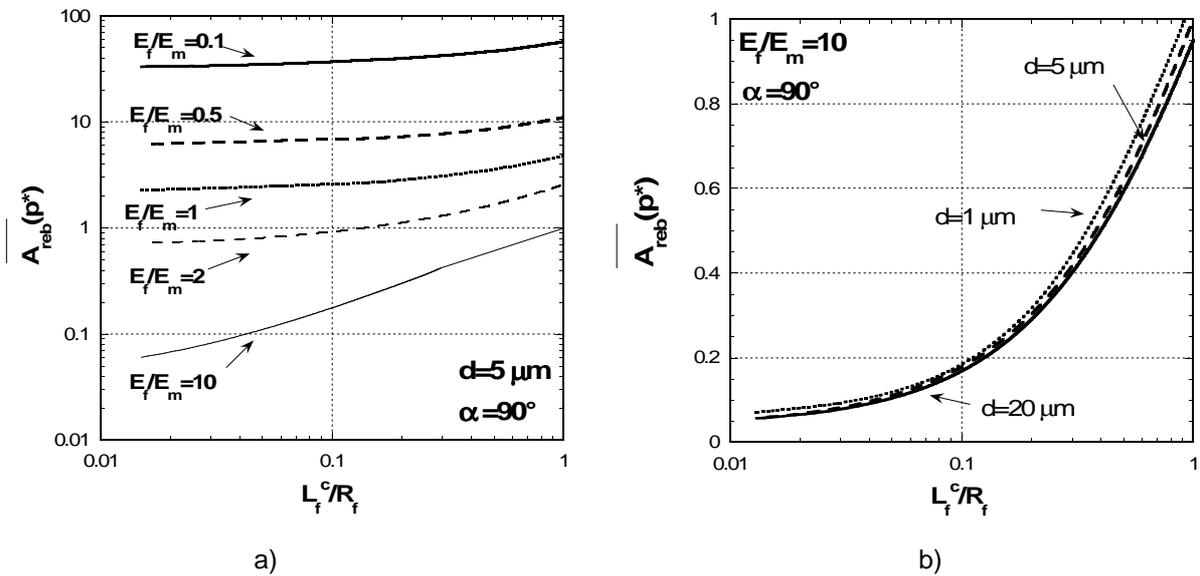


Figure 3.40 - a) Evolution de $\overline{A_{reb}}(p^*)$ en fonction de la longueur caractéristique L_f^c de la fibre pour différents contrastes élastiques ; b) Evolution de $\overline{A_{reb}}(p^*)$ en fonction de la longueur caractéristique L_f^c de la fibre pour plusieurs longueurs de décohésion (la longueur de décohésion est $d = 5 \mu\text{m}$ et l'angle de branchement est $\alpha = 90^\circ$).

On peut également évaluer l'influence de la longueur de décohésion interfaciale d sur la déformation nécessaire au rebranchement. Pour des propriétés à rupture de la fibre fixées, la figure 3.40b montre que $\overline{A_{reb}}(p^*)$ (et donc ε_{reb}^*) varie faiblement en fonction de d lorsque E_f/E_m est élevé ($E_f/E_m = 10$). De plus, d'après la figure 3.35b, la ténacité interfaciale $G_i^c(\psi(d))$ évolue peu en fonction de la longueur de décohésion pour ce type de contraste élastique et on montre facilement que le taux de restitution d'énergie interfacial G_d est constant en fonction de la longueur de décohésion d dès que $d > 1 \mu\text{m}$ (figure 3.41).

Ainsi, si on choisit une ténacité interfaciale faible et des propriétés à rupture de la fibre suffisamment fortes pour que la propagation interfaciale soit favorisée par rapport au rebranchement pour de faibles longueurs de décohesion d alors cela reste vrai pour des longueurs de décohesion plus importantes. La fissure interfaciale est ainsi susceptible de se propager sur une grande longueur.

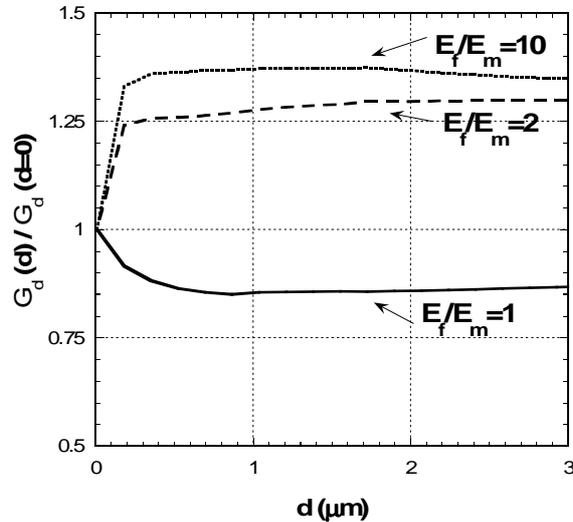


Figure 3.41 - Evolution du taux de restitution d'énergie en fonction de la longueur de décohesion pour différents contrastes élastiques.

On supposait jusqu'à maintenant que la fissure interfaciale rebranchait dans la fibre à angle droit ($\alpha = 90^\circ$). Dans la partie suivante, nous considérons l'angle de branchement comme un paramètre et nous en étudions son influence.

4.2.2. Evaluation de l'angle de branchement

La fissure va rebrancher dans la direction de l'angle α qui conduira à la déformation ε_{reb}^* la plus faible. Comme l'indique la relation (3.68), l'angle de branchement est donc celui qui correspond à la valeur maximale de $\overline{A_{reb}}(p^*)$. Les figures 3.42a et 3.42b permettent d'évaluer l'influence de la longueur de décohesion d sur l'angle de branchement α (le contraste élastique et la longueur caractéristique de la fibre L_f^c sont alors fixés). On constate que plus l'angle de mixité modale ψ est grand (correspondant à une longueur de décohesion importante), plus l'angle de branchement α est fort (angle pour lequel $\overline{A_{reb}}(p^*)$ est maximal). Il varie ainsi entre 80 et 90° pour $E_f/E_m = 10$ et entre 60 et 75° pour $E_f/E_m = 10$ pour des longueurs de décohesion comprises entre 1 et 20 μm .

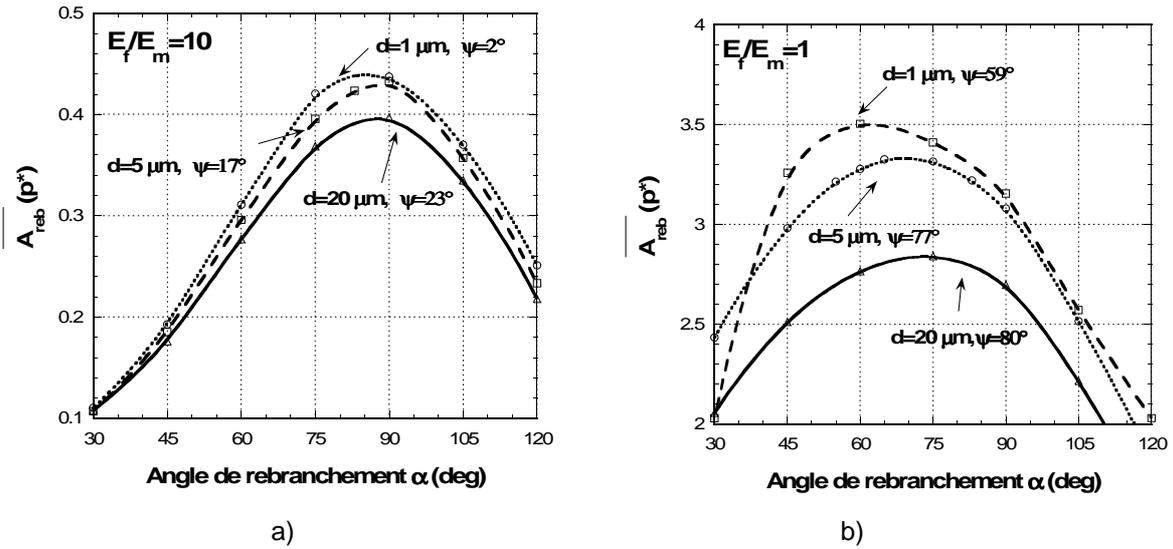


Figure 3.42 - Evolution de $\overline{A_{reb}}(p^*)$ en fonction de l'angle de rebranchement pour différentes longueurs de décohésion avec $L_f^c/R_f = 0,3$: a) $E_f/E_m = 10$, b) $E_f/E_m = 1$.

On fixe ensuite la longueur de décohésion (et donc l'angle de mixité modale ψ) et on s'intéresse cette fois à l'influence de la longueur caractéristique L_f^c de la fibre. D'après la figure 3.43a (calculs réalisés pour $E_f/E_m = 2$ et $d = 1 \mu\text{m}$), l'angle α est d'autant plus élevé que L_f^c est grand. De même, en fixant la longueur caractéristique L_f^c et la longueur de décohésion d ($L_f^c/R_f = 0,3$, $d = 5 \mu\text{m}$), on remarque que l'angle de branchement diffère suivant le contraste élastique. La figure 3.43b montre en effet que α est d'autant plus grand que le contraste E_f/E_m est fort. Il reste néanmoins compris entre 60 et 90°.

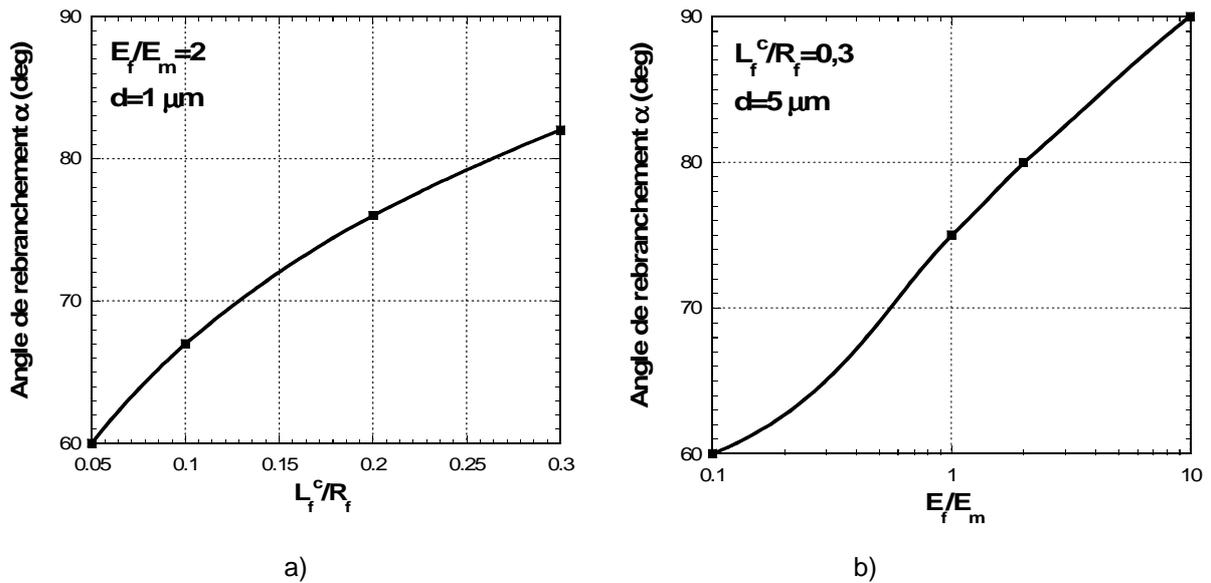


Figure 3.43 – a) Evolution de l'angle de rebranchement en fonction de la longueur caractéristique ($E_f/E_m = 2$, $d = 1 \mu\text{m}$) ; b) Evolution de l'angle de rebranchement en fonction du contraste élastique du microcomposite ($L_f^c/R_f = 0,3$, $d = 5 \mu\text{m}$).

4.2.3. Application à un critère de rebranchement

On suppose ici que la fissure interfaciale est stationnaire et que le chargement est monotone croissant. On étudie alors la compétition entre rebranchement dans la fibre et propagation le long de l'interface. Celle-ci est favorisée par rapport au rebranchement si la déformation à appliquer pour faire propager la fissure est inférieure à celle nécessaire pour rebrancher :

$$\varepsilon_{prop}^* = \sqrt{\frac{G_i^c}{A_d(d) R_f E_i}} < \varepsilon_{reb}^* = \sqrt{\frac{G_f^c}{A_{reb}(p^*) R_f E_f}}, \quad (3.69)$$

qui est équivalent à :

$$\frac{G_i^c}{G_f^c} < \frac{A_d(d) E_i}{A_{reb}(p^*) E_f}, \quad (3.70)$$

ou encore :

$$\frac{G_i^c}{G_f^c} < \frac{A_d(d) E_i}{A_{reb}(p^*) E_f} \frac{1}{(1 + \tan^2(\psi(d)))} \quad (3.71)$$

avec $G_i^c = G_1^c (1 + \tan^2(\psi(d)))$ et G_f^c la ténacité de l'interface en mode I.

On peut donc déterminer la ténacité interfaciale en mode 1 favorisant la propagation interfaciale par rapport au rebranchement pour différentes longueurs de décohesion. Pour plus de simplicité et compte tenu du nombre important de paramètres, on a supposé fixé l'angle de branchement α . En toute rigueur, comme on l'a vu précédemment, celui-ci dépend en effet des caractéristiques à rupture de la fibre et des longueurs de décohesion. La frontière entre rebranchement et propagation interfaciale est tracée dans le plan (G_f^c, G_1^c) sur la figure 3.44. Les résultats obtenus (pour un contraste élastique $E_f / E_m = 10$ et une contrainte à rupture de la fibre choisie égale à 3 GPa) montrent que pour qu'il y ait propagation, la ténacité de l'interface en mode 1 doit être d'autant plus faible que les longueurs de décohesion sont importantes.

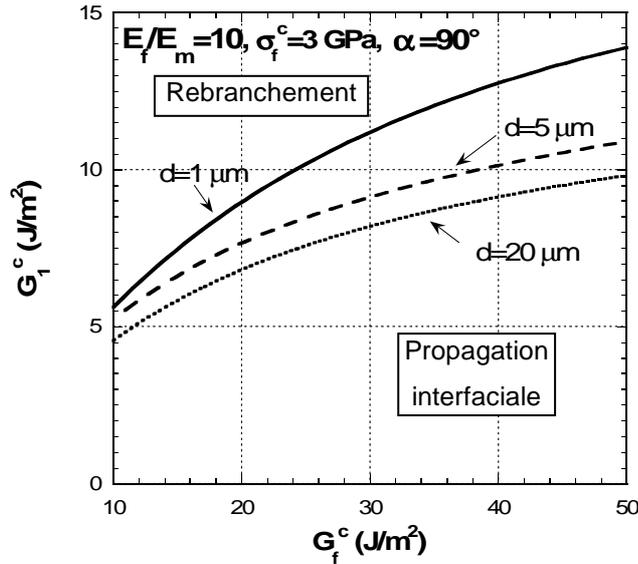


Figure 3.44 – Compétition entre propagation interfaciale et rebranchement de la fissure dans la fibre pour plusieurs longueurs de décohésion interfaciale dans le plan (G_f^c, G_i^c) (la propagation est prédite si la ténacité de l'interface G_i^c en mode 1 est inférieure à la courbe).

Paramètres fixés : $\sigma_f^c = 3 \text{ GPa}$, $\alpha = 90^\circ$, $E_f / E_m = 10$.

5. CONCLUSIONS

Ce chapitre a permis d'analyser la déviation de fissure par l'interface fibre/matrice dans les CMC à l'aide d'une modélisation micromécanique. Les propriétés des constituants (fibre, matrice, interphase) de ces matériaux sont connues et conduisent à une configuration particulière : la longueur caractéristique de la fibre L_f^c est faible compte tenu de sa forte résistance en traction tandis que la longueur caractéristique de l'interface possède une valeur plus élevée avec $L_i^c \gg L_f^c$. L'étude de l'amorçage des mécanismes de fissuration à l'aide du critère mixte est donc notablement simplifiée car la condition en énergie pilote la décohésion tandis que la condition en contrainte prédomine pour la pénétration. Le principal résultat de ce chapitre concerne l'établissement d'un critère de décohésion qui s'écrit :

$$G_i^c < w_{dp} G_f^c + s_{dp} \frac{R_f}{E_f} (\sigma_f^c)^2,$$

où w_{dp} et s_{dp} sont des paramètres structuraux. Ce critère fait intervenir les ténacités de l'interface et du renfort mais prend également en compte la résistance en traction de la fibre. On montre qu'une interface relativement tenace autorise quand même la décohésion pourvu que la résistance du renfort soit suffisante. De même, la décohésion n'est possible que si la résistance de la fibre dépasse un seuil dépendant de G_i^c et G_f^c .

Des résultats supplémentaires ont été obtenus lorsque la fibre est plus rigide que la matrice ($E_f > E_m$). La propagation de la fissure matricielle est alors stable et on montre que l'un des deux mécanismes d'amorçage (rupture de fibre ou décohésion de l'interface) va nécessairement se produire avant qu'elle n'atteigne l'interface. De plus, on a vu que la décohésion devient de plus en plus difficile par rapport à la pénétration lorsque la fissure matricielle se rapproche de l'interface. Ainsi, pour obtenir un critère de déviation indépendant du ligament, il suffit de calculer la ténacité interfaciale G_f^c favorisant la déviation plutôt que la pénétration lorsque la pointe de la fissure matricielle atteint l'interface. Ceci est possible via l'utilisation du critère mixte sans choisir arbitrairement les incréments de fissuration égaux comme le suppose arbitrairement le critère de [He et Hutchinson, 1989b]. Dans ce cas, la fissure matricielle sera nécessairement déviée : soit en amont de la fissure matricielle, soit lorsque celle-ci atteint l'interface.

De plus, on note que lorsque le coefficient de dilatation de la fibre est inférieur à celui de la matrice ($\alpha_f < \alpha_m$) alors les contraintes résiduelles (qui résultent de la phase d'élaboration à haute température) favorisent la décohésion interfaciale et les critères établis sans contraintes résiduelles sont donc conservatifs pour la décohésion. Au contraire, lorsque $\alpha_f > \alpha_m$, les contraintes résiduelles favorisent la pénétration dans la fibre.

Une fois que la fissure a dévié, la compétition entre propagation de la fissure interfaciale et rebranchement dans la fibre a été analysée. Les principaux résultats mènent aux conclusions suivantes :

- lorsque $E_f > E_m$, la fissure interfaciale va se propager sur de grandes longueurs sans rebrancher ;
- lorsque $E_f < E_m$, les contraintes de cisaillement à l'interface sont grandes, la ténacité de l'interface G_f^c augmente donc rapidement lorsque la fissure interfaciale se propage. En parallèle, la déformation nécessaire pour rebrancher est faible pour ce contraste. La fissure interfaciale risque donc de brancher dans la fibre rapidement.

L'approche employée, combinant une condition énergétique et une condition en contrainte montre que l'angle de rebranchement α est fonction de la longueur caractéristique de la fibre L_f^c , du contraste élastique du microcomposite et de l'angle de mixité modale ψ .

Le dernier chapitre est consacré à une application différente qui nécessite également la prévision de mécanisme de fissuration dans un multicouche céramique.

CHAPITRE 4

**Fissuration de l'enrobage des particules combustibles
pour les réacteurs nucléaires à haute température (HTR)**

CHAPITRE 4

Fissuration de l'enrobage des particules combustibles pour les réacteurs nucléaires à haute température (HTR)

Résumé

L'enrobage des combustibles des réacteurs à haute température (HTR) est constitué de couches de carbure de silicium (SiC) et de pyrocarbone (PyC). Le dépôt de SiC est la principale barrière de confinement pour les produits de fission et il assure la tenue mécanique de la particule. Néanmoins, cette couche est susceptible de rompre, notamment si l'un des dépôts de pyrocarbone se fissure en début d'irradiation. L'objectif est donc de la protéger en favorisant la déviation des fissures aux interfaces PyC/SiC. Une campagne expérimentale est d'abord menée, permettant de caractériser les propriétés mécaniques de l'enrobage et d'utiliser les critères prédictifs de déviation de fissure établis numériquement dans une seconde partie. Des essais de flexion et d'indentation sur couches minces et sur fibre (Push-Out) sont ainsi exploités, couplés à des observations microstructurales et des caractérisations physico-chimiques. La modélisation par éléments finis de la fissuration du combustible est ensuite effectuée pour des instants critiques de la durée de vie de la particule HTR. Une approche similaire à celle proposée dans les chapitres précédents permet d'établir des critères de déviation de fissure et ainsi de choisir les caractéristiques idéales d'une interphase (entre les dépôts de PyC et de SiC) jouant le rôle de fusible mécanique.

Sommaire

1. Introduction	155
2. Comportement mécanique et fracturation du combustible HTR.....	156
2.1. Rôle et comportement de chaque élément du combustible lors de l'irradiation	156
2.2. Fracturation du combustible	158
3. Approche expérimentale : caractérisation des couches et interfaces de l'enrobage du combustible HTR.....	161
3.1. Introduction	161
3.2. Elaboration des échantillons sphériques et plans	162
3.2.1. Procédé d'enrobage.....	162
3.2.2. Analyse microstructurale des échantillons.....	163
3.3. Caractérisation mécanique des dépôts.....	166
3.3.1. Couche de carbure de silicium	167
3.3.2. Couche de pyrocarbone.....	173
3.4. Caractérisation des interfaces PyC/SiC.....	176
3.4.1. Modélisation d'essais de Push-Out	176
3.4.2. Réalisation d'essais de flexion sur éprouvettes entaillées multicouches.....	181
3.5. Conclusions	193
4. Analyse de la propagation des fissures aux interfaces au cours de l'irradiation	195
4.1. Généralités et présentation d'ATLAS	195
4.2. Chargement simplifié de pression interne : modélisation de la fin d'irradiation.....	197
4.2.1. Modélisation.....	197
4.2.2. Critère d'amorçage	198
4.2.3. Analyse de chaque mécanisme et critère de déviation	199
4.3. Modélisation en cours d'irradiation	204
4.3.1. Choix de l'instant d'irradiation	204
4.3.2. Couplage avec le code ATLAS	205
4.3.3. Analyse de la fissuration en début d'irradiation	208
5. Conclusions	212

1. INTRODUCTION

Dans le cadre du « Forum International Génération IV », le CEA concentre particulièrement ses efforts sur le développement de deux réacteurs à caloporteur gaz fonctionnant à haute température : le réacteur à neutrons thermiques à très haute température (VHTR – Very High Temperature Reactor - pouvant atteindre une température de 1000°C pour la production d'hydrogène) et le réacteur à neutrons rapides à caloporteur gaz (GFR – Gas Fast Reactor). Le rendement global de conversion attendu pour ces réacteurs est bien meilleur (45% voire 50%) que celui des réacteurs à eau pressurisée actuels (35%).

Les défis technologiques ne manquent donc pas, ne serait-ce que la mise au point des combustibles pour ces réacteurs. Ainsi, de nombreux laboratoires du CEA travaillent sur « un combustible à particule » pour le VHTR. Celui-ci se présente sous la forme de petits nodules de diamètre inférieur au millimètre composés d'un noyau de matière fissile (oxyde d'uranium UO_2) enrobé de couches réfractaires de PyC (carbone pyrolytique ou « pyrocarbone ») et de SiC (carbure de silicium). Cet enrobage sert de première barrière de confinement des radionucléides (actinides et produits de fission) entre le combustible et le fluide caloporteur (hélium). Son rôle est également d'assurer un bon transfert thermique vers le réfrigérant. Les particules sont ensuite dispersées dans une matrice carbonée pour former des éléments combustibles sphériques (boulets) ou cylindriques (compacts), ces derniers étant eux mêmes déposés dans des « blocs » de graphite (figure 4.1). Un cœur contient quelques milliards de particules.

L'une des difficultés concerne les risques de fissuration des différentes couches denses et fragiles (liées aux contraintes résiduelles issues de leur fabrication, aux chargements lors de l'irradiation,...) pouvant conduire à la rupture de l'enrobage et à la perte d'étanchéité du combustible.

Ce chapitre s'inscrit donc dans ce contexte puisque l'objectif est d'éviter ou, du moins, de retarder la rupture de la particule HTR en optimisant l'enrobage et en particulier la liaison entre couches afin d'accroître la ténacité apparente du multicouche. Il s'agit donc essentiellement d'étudier les mécanismes de fissuration aux interfaces des couches de l'enrobage. La démarche s'articule autour de deux approches complémentaires : d'une part, à l'image du chapitre précédent, des conditions de déviation de fissure aux interfaces sont établies à l'aide d'outils numériques (partie 4 du chapitre) ; d'autre part, une campagne expérimentale est menée afin d'estimer les propriétés mécaniques des interfaces et des couches minces qui sont nécessaires pour utiliser les critères prédictifs d'amorçage de fissuration (partie 3 du chapitre).

Dans un premier temps, afin de bien comprendre les phénomènes physiques mis en jeu, le comportement mécanique du combustible et les mécanismes de rupture sont présentés.

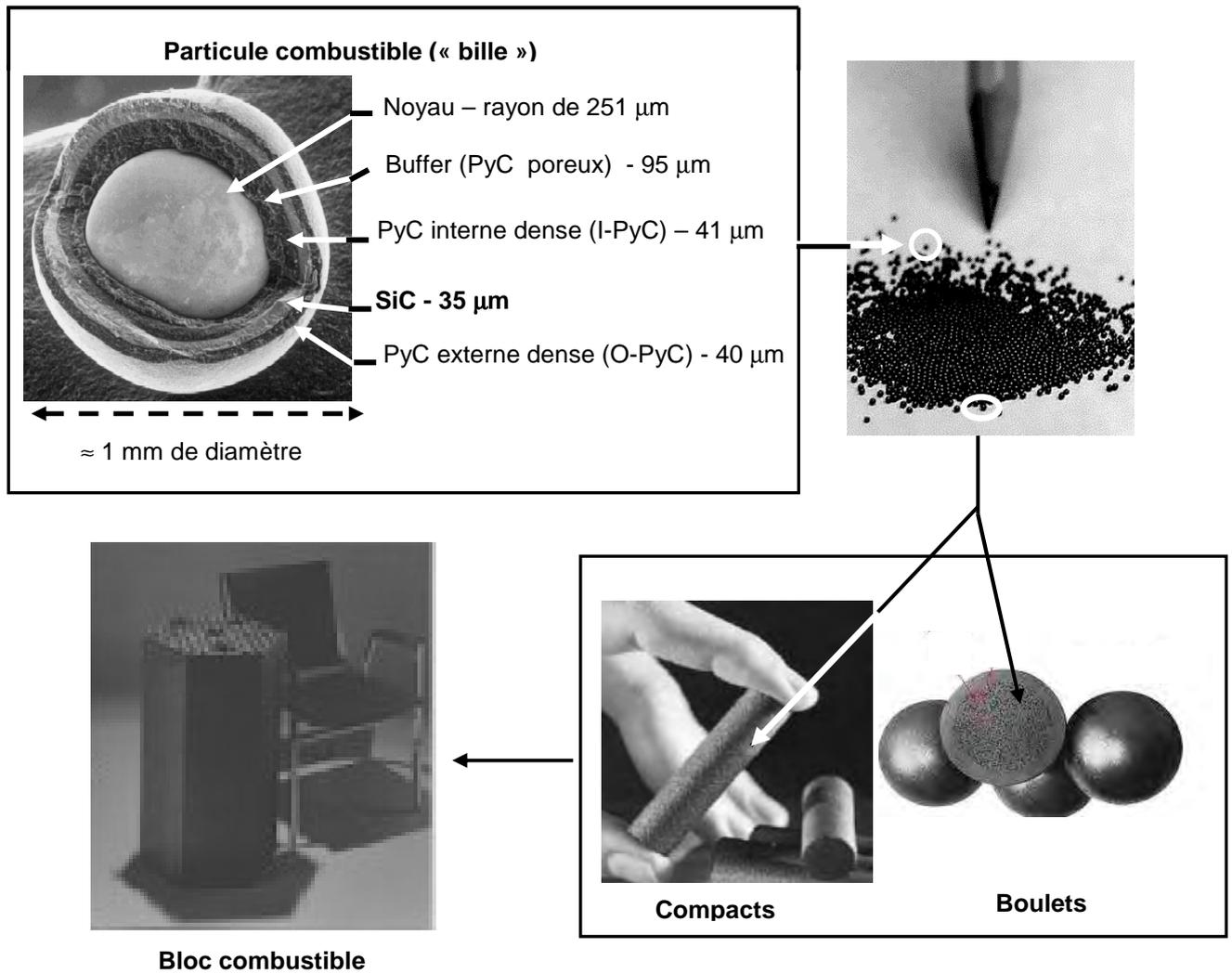


Figure 4.1 – Eléments combustibles d'un réacteur HTR [Wang, 2004].

2. COMPORTEMENT MECANIQUE ET FRACTURATION DU COMBUSTIBLE HTR

2.1. Rôle et comportement de chaque élément du combustible lors de l'irradiation

Le combustible HTR est constitué d'un noyau fissile de diamètre environ 500 μm enrobé de quatre couches réfractaires (figure 4.1) avec successivement du pyrocarbone poreux (épaisseur 95 μm), du pyrocarbone dense (I-PyC, 41 μm), du carbure de silicium (SiC, 35 μm) et du pyrocarbone dense (O-PyC, 40 μm). Le rôle des différents éléments est le suivant [Petti et al., 2003] :

a) Le noyau combustible fournit la puissance dégagée par la fission et retient une grande partie des produits de fission.

b) Le buffer (PyC poreux) ne joue aucun rôle concernant la tenue mécanique de la particule. Cette couche protège les couches denses en ralentissant les produits de fission émis par le noyau. De

plus par sa densification importante sous irradiation, elle prépare un volume libre suffisant pour accommoder le gonflement du noyau et limiter la pression interne due au relâchement des gaz de fission et à la production de monoxyde de carbone (CO).

c) Le PyC interne (I-PyC) empêche la corrosion du noyau par des produits chlorés pendant la fabrication. Cette couche ralentit la diffusion des produits de fission. De plus, elle fournit un support mécanique au SiC. Le pyrocarbone a une cinétique d'évolution complexe sous irradiation. Aussi, en début d'irradiation, les couches internes et externes de PyC isotrope gonflent dans la direction radiale et densifient dans la direction orthoradiale (retrait anisotrope), elles sont ainsi rapidement mises **en tension orthoradiale** tandis que l'intercouche de SiC est maintenue en **compression** (figure 4.2a). Le PyC assure ainsi le maintien de la couche de SiC en situation de compression afin de s'affranchir d'un risque de rupture (aussi longtemps que cette situation perdure). D'autres phénomènes majeurs qui se développent sous irradiation dans le PyC jouent un rôle sur le comportement thermomécanique de la particule, par exemple le fluage (proportionnel à la contrainte appliquée), l'augmentation du module d'Young durant la vie de l'élément combustible et l'évolution de l'anisotropie du matériau (orientation progressive des cristallites selon la direction radiale).

d) **La couche de SiC assure le maintien mécanique de la particule.** Elle sert de barrière principale de diffusion des produits de fission. Contrairement au pyrocarbone, les propriétés mécaniques et physiques de la couche de SiC ne sont pas trop affectées par l'irradiation. A partir d'un certain taux de combustion, le développement concomitant du gonflement du noyau combustible et de l'augmentation de la quantité de gaz présente (gaz de fission et CO) fait croître très rapidement la pression interne comme le montre la figure 4.2b. Ceci entraîne une inversion du sens de la contrainte orthoradiale dans la couche de SiC. Elle est mise en **traction et sa rupture intervient quand la contrainte de membrane atteint la résistance à rupture du matériau irradié.**

e) Le PyC externe (O-PyC), pour les mêmes raisons que le PyC interne (I-PyC), sert de support mécanique pour le SiC. Cette couche est la dernière barrière pour les produits de fission et elle reste en contact avec la matrice carbonée.

L'analyse du comportement de la particule HTR permet de déduire que pour fiabiliser sa tenue à fort taux de combustion, il faut retarder le plus longtemps possible la mise en pression de la particule et donc le chargement en tension de la couche principale de SiC. **Des fissures peuvent néanmoins apparaître à d'autres stades de la durée vie de la particule comme nous allons le voir dans la partie suivante.**

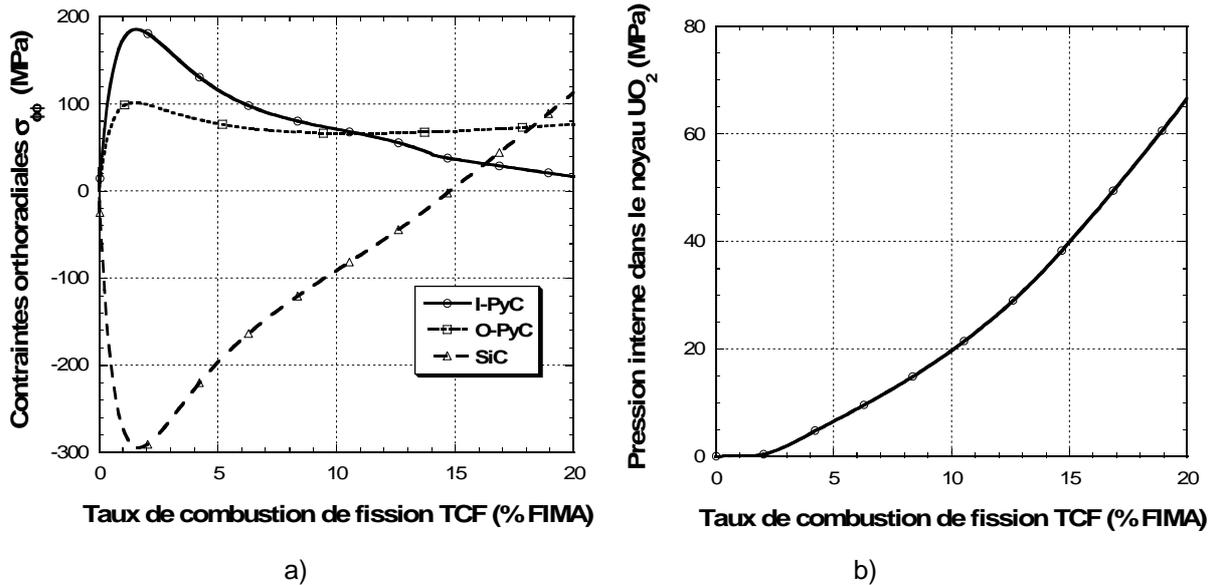


Figure 4.2 – a) Contraintes orthoradiales dans les différentes couches de la particule en fonction du taux de combustion de fission¹ (proportionnel à la durée d'irradiation) ; b) Pression interne dans le noyau en fonction du taux de combustion de fission [Michel, 2005].

2.2. Fracturation du combustible

La fissuration des couches denses de l'enrobage peut se produire durant les phases :

a) D'élaboration des particules : il s'agit de fissurations directement liées à des **défauts de fabrication** (impuretés, pores) ou au **procédé d'élaboration**. En effet, les différentes couches sont déposées dans un four à lit fluidisé à des températures comprises entre 1300°C et 1600°C. Il subsiste donc après refroidissement des contraintes thermiques résiduelles au sein des dépôts.

b) De compactage par pressage des particules dans les compacts de graphite (figure 4.3a, interaction matrice de graphite/PyC externe).

c) D'irradiation : les examens post-irradiation permettent de distinguer en général trois causes de rupture :

- **En début d'irradiation** pour la majorité des ruptures ([Blanchard et Pointud, 1978], [Petti et al., 2003]), on observe une fissuration prématurée d'une des couches de PyC dense qui entraîne la rupture de la couche de SiC (figures 4.3b). En effet, la densification du PyC en début d'irradiation est parfois trop rapide si bien qu'elle génère des contraintes orthoradiales de

¹ Taux de combustion de fission (TCF) : pourcentage du nombre de noyaux atomiques d'éléments lourds (uranium et plutonium) ayant subi la fission par rapport au nombre de noyaux initialement présents dans le combustible pendant une période donnée. Il est exprimé en % FIMA (number of Fission per Initial Metal Atom).

tension suffisamment grandes pour la fissurer (ces contraintes orthoradiales de tension dans le PyC sont d'ailleurs à leur maximum à ce stade de l'irradiation, figure 4.2a). Ces fissures provoquent alors de fortes concentrations de contraintes qui peuvent provoquer la rupture de la couche de SiC adjacente. Pour les expériences françaises [Blanchard et Pointud, 1978], cela touche en majorité le PyC externe (O-PyC) alors que pour les expériences américaines [Petti et al., 2003], c'est le PyC interne (I-PyC) qui est davantage susceptible de fissurer.

Notons que la rupture du PyC externe (O-PyC) n'implique en général pas la perte d'étanchéité, sauf si le SiC est lui-même fissuré. Néanmoins, lors de ces expériences [Blanchard et Pointud, 1978], il a été constaté que le relâchement des gaz de fission par les compacts était d'autant plus élevé que la fragilité du PyC externe est grande. La rupture du PyC externe est corrélée à la sortie des produits de fission gazeux, et donc statistiquement, la rupture de cette couche est accompagnée par la rupture de l'enrobage tout entier. En effet, à la suite de la rupture du PyC externe, les contraintes exercées sur le SiC se relâchent brusquement et localement (la symétrie sphérique disparaît), d'où la formation possible d'une fissure dans le SiC qui peut se prolonger jusque dans le PyC interne.

D'autre part, le PyC interne (I-PyC) peut dans certains cas avoir tendance à se désolidariser du SiC. En effet, du fait de la contraction très importante de la couche de PyC poreuse (appelé aussi « buffer »), il y a création d'un jeu. Celui-ci se situe majoritairement à l'interface Buffer/I-PyC mais aussi parfois à l'interface SiC/I-PyC. Le défaut le plus fréquent que l'on observe pour la couche de PyC poreuse est une fissuration radiale par suite de la forte densification du matériau.

La décohésion prématurée I-PyC/SiC (avant rupture d'une des couches de PyC) est à éviter car elle risque de provoquer des concentrations de contraintes (de traction) dans le SiC susceptibles de fissurer ce dépôt. De plus, les trois couches doivent rester assemblées pour maintenir la couche de SiC en état de compression le plus longtemps possible pendant la durée de l'irradiation.

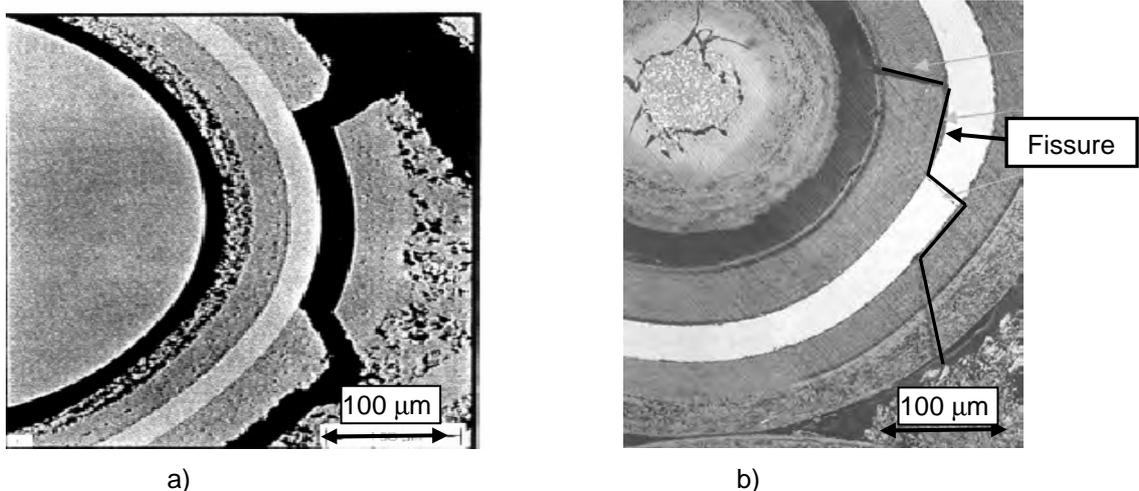
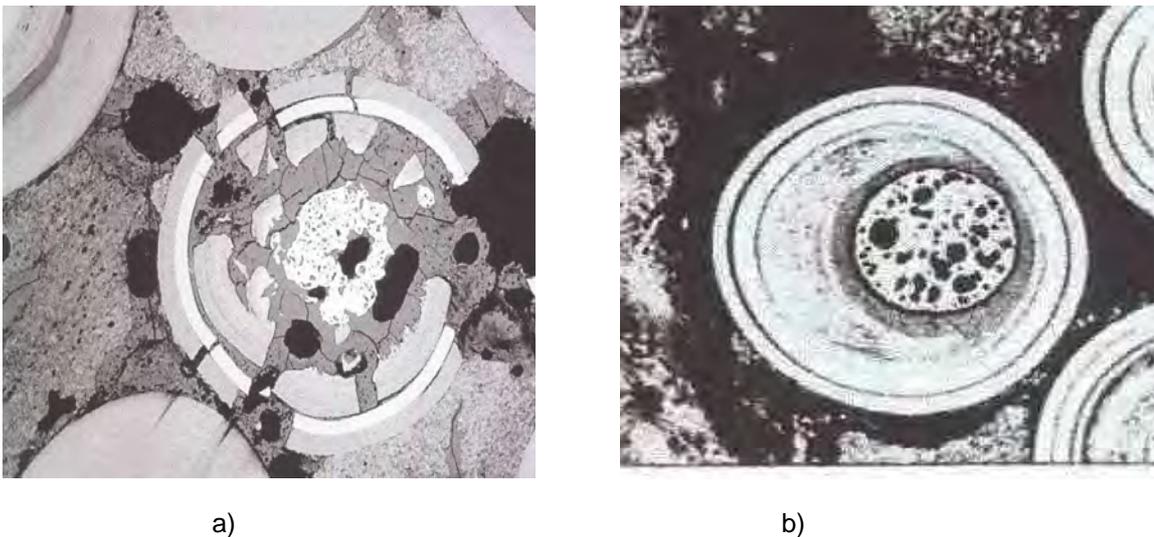


Figure 4.3 - a) Fissuration du O-PyC par interaction avec la matrice graphite (compactage, [Petti et al., 2003]) ; b) Fissuration du I-PyC provoquée par un retrait trop important [Scott et Harmon, 1975].

- **En fin d'irradiation** : il s'agit de la rupture en traction orthoradiale de la couche de SiC due à la trop forte pression interne dans la particule. Cette **surpression** (figure 4.4a) est liée à la libération des gaz de fission du noyau dans la porosité ouverte du buffer sous irradiation. En plus de ces gaz de fission, l'excès d'oxygène relâché durant la fission du noyau réagit avec le carbone du buffer pour former principalement du monoxyde de carbone. Il est nécessaire pour éviter la fracturation par surpression de la particule que la couche buffer soit suffisamment épaisse. Elle peut ainsi permettre de générer un volume libre suffisant lors de la densification du PyC sous irradiation afin de retenir les différents gaz formés.

- **L'effet amibe** : lors de la fission de l' UO_2 , il y a libération d'oxygène qui réagit avec le carbone environnant le noyau et génère du CO et en plus faible quantité du CO_2 . Un déplacement global du noyau peut alors survenir (figure 4.4b) lorsque le gradient de température dans la particule est suffisamment important. Si le noyau parvient à migrer jusqu'à la couche de SiC, certains produits de fission tel que le palladium réagissent chimiquement avec cette couche et peuvent conduire à sa rupture.



Figures 4.4 – a) Fissuration par surpression interne due aux gaz de fission ; b) Rupture possible par effet amibe : migration extrême du noyau jusqu'à la couche SiC [Petti et al., 2003].

En résumé, il existe des mécanismes d'origines différentes menant à la ruine de la particule. Bien que la fracturation de la couche de SiC par surpression ne puisse être évitée pour des taux de combustion trop élevés (ce qui limite nécessairement le temps d'irradiation), il est envisageable d'empêcher ou de retarder la fissuration de la couche de SiC lors des autres modes de rupture, notamment ceux intervenant en début d'irradiation lorsque les dépôts de pyrocarbone interne et externe sont susceptibles de fissurer radialement.

Récemment, plusieurs auteurs ([Miller et al., 2001], [Wang, 2004]) se sont intéressés à l'aide de modélisations par calculs éléments finis à l'influence de la fissuration d'une de ces couches de PyC sur la rupture du SiC. Néanmoins, les hypothèses choisies sont fortes et les méthodes d'analyse

contestables. Ils considèrent en effet la rupture **totale** de la couche pyrocarbone (fond de fissure à l'interface PyC/SiC) alors que l'on a vu dans les chapitres précédents que la couche de SiC ou l'interface peuvent rompre sans que la couche de PyC ne soit intégralement fissurée. D'autre part, [Miller et al., 2001] proposent une approche en contrainte couplée à la théorie de Weibull afin d'aboutir à une probabilité de rupture du SiC. Cependant, compte tenu du comportement singulier du champ de contraintes en fond de fissure, la contrainte calculée dépend fortement du raffinement du maillage et l'approche choisie ne semble donc pas adaptée. [Wang, 2004] propose lui une analyse basée sur la mécanique de la rupture sans toutefois tenir compte de la difficulté due à la forte discontinuité des propriétés élastiques aux interfaces PyC/SiC. Il en mentionne néanmoins l'existence via les travaux de [Hutchinson et Suo, 1992].

Comme le montrent ces récentes études, il semble donc indispensable de bien comprendre ce mécanisme de rupture prépondérant pour la tenue de la particule sous irradiation. C'est dans ce contexte que se situent les travaux présentés dans ce chapitre. **L'objectif est de protéger le dépôt de SiC en favorisant la déviation des fissures le long des interfaces PyC/SiC. Ceci nécessite en premier lieu de connaître les propriétés mécaniques de l'enrobage et c'est ce que nous proposons d'étudier dans la partie suivante.**

3. APPROCHE EXPERIMENTALE : CARACTERISATION DES COUCHES ET INTERFACES DE L'ENROBAGE DU COMBUSTIBLE HTR

3.1. Introduction

L'approche expérimentale a pour objectif d'identifier les propriétés pertinentes des interfaces (énergie de rupture, contrainte à rupture) et des couches minces de carbure de silicium et de pyrocarbone (module de Young et énergie de rupture) de la particule HTR afin d'utiliser les critères prédictifs de déviation de fissure.

Plusieurs types d'essais permettant de faire propager des fissures dans les couches et au sein des interfaces ont été réalisés. Tout d'abord, compte tenu des dimensions des particules HTR, le test de nanoindentation semble être une technique appropriée pour déterminer le module d'Young des couches minces ainsi que la ténacité de la couche de SiC. D'autre part, les propriétés à rupture étant difficilement identifiables sur ces échantillons sphériques, il a été décidé de faire appel à d'autres moyens de caractérisation plus classiques tels que des essais de flexion sur éprouvettes planes. Enfin, la simulation par calculs éléments finis d'essais de Push-Out réalisés par [Nozawa et al., 2006] sur échantillons multicouches cylindriques est également utilisée pour la caractérisation des interfaces.

Afin d'être le plus représentatif possible des dépôts réalisés sur particules HTR, des échantillons plans ont été élaborés au CEA Grenoble (DRT/DTEN/S3MP/LMIC) dans un four à lit fluidisé (même four et conditions de dépôts quasi semblables à celles des particules). Néanmoins,

bien que la technique de dépôt DCPV utilisée (lit fluidisé) permette d'enrober des « objets » de géométrie variable, elle a pour inconvénient la dimension limitée des échantillons. Aussi, il a été décidé de réaliser des dépôts de PyC et de SiC sur substrats plans de graphite et de SiC frittés de dimensions respectives $40 \times 6 \times 1,8 \text{ mm}^3$ et $40 \times 6 \times 1,5 \text{ mm}^3$ (avec dans l'ordre : longueur, largeur et épaisseur).

On dispose ainsi de trois lots d'échantillons plans :

- lot 1 : dépôt de SiC d'épaisseur $20 \mu\text{m}$ sur substrat de SiC fritté fournis par BOOSTEC,
- lot 2 : dépôt de PyC d'épaisseur $50 \mu\text{m}$ sur substrat de graphite fournis par Carbone Lorraine,
- lot 3 : dépôt de PyC ($50 \mu\text{m}$) et de SiC ($20 \mu\text{m}$, couche extérieure) sur substrat de graphite.

Un dernier lot (lot 4) comportant des dépôts successifs de SiC et de PyC sur substrat de SiC fritté était également envisagé. Cependant, la couche de pyrocarbone s'est fissurée puis désolidarisée du dépôt de SiC lors du refroidissement. En effet, le contraste dilatométrique provoque la mise en tension du pyrocarbone. On constate en outre pour les mêmes raisons de nombreuses microfissures sur les échantillons du lot 2.

3.2. Elaboration des échantillons sphériques et plans

3.2.1. Procédé d'enrobage

Les enrobages ont été effectués dans un four à lit fluidisé (diamètre de 3 pouces) du CEA Grenoble. L'application des différentes couches sur les substrats plans et sphériques (noyaux de zirconium simulant le combustible fissile UO_2) est réalisée par un procédé de dépôt en phase vapeur (DCPV). Pour la fabrication des billes combustibles, les noyaux sont d'abord introduits dans le four et leur fluidisation est assurée par l'injection d'un débit d'argon à travers un injecteur (figure 4.5). Ils sont ensuite chauffés grâce à un résistor en graphite. Le succès de l'opération repose pour une grande part sur le mode d'injection. Pour un volume donné, compte tenu de la densité des particules, le débit doit être suffisant pour les mettre en mouvement.

Différents hydrocarbures selon le type de dépôt à réaliser sont ensuite injectés et réchauffés au contact des particules pour former vers 1300°C un dépôt de PyC isotrope. On obtient un PyC de faible densité par décomposition de l'acétylène (C_2H_2) et un dépôt plus dense par décomposition de propylène (C_3H_6) ou encore d'un mélange de C_3H_6 et de C_2H_2 . Le dépôt de SiC dont la densité est proche de la densité théorique s'effectue vers 1600°C par décomposition du Méthyl Trichlorosilane ($\text{CH}_3\text{-SiCl}_3$, MTS) en gaz porteur hydrogène. La technique d'enrobage par DCPV en lit fluidisé est très sensible à la densité et à la géométrie des objets à fluidiser. Les caractéristiques physique et géométrique du dépôt dépendent de la concentration en gaz actif et de la température ; la température est en fait conditionnée par la densité désirée du matériau à obtenir. Les temps de dépôts sont beaucoup plus longs pour le SiC que pour le PyC, il est ensuite nécessaire de faire

redescendre la température. Cette étape de refroidissement dure alors quelques heures.

Pour les dépôts sur substrats plans, quatre à cinq substrats sont placés parmi les billes lors de chaque essai, ils sont entraînés et portés par le lit fluidisé de noyaux. Il a fallu adapter le procédé à la géométrie des éprouvettes en jouant sur les débits des différents gaz, les temps de dépôt et le nombre de substrats ajoutés aux billes dans le four.

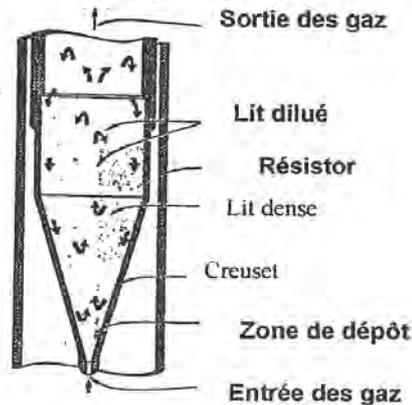


Figure 4.5 - Configuration d'un lit fluidisé.

3.2.2. Analyse microstructurale des échantillons.

Les billes caractérisées sont des particules TRISO de lots CERCA09 sur lesquels des études ont déjà été réalisées [Hélary, 2005]. Des analyses microstructurales ont montré que ce lot possédait des interfaces PyC/SiC de bonne qualité contrairement au lot CERCA 01 pour lequel il existe des décohésions aux interfaces O-PyC/SiC (figure 4.6).

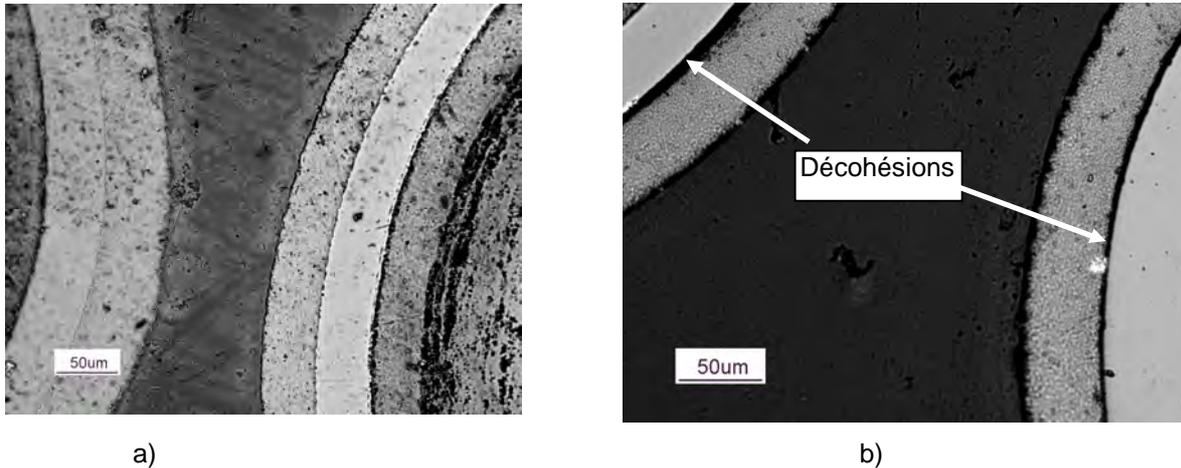


Figure 4.6 – a) Interfaces O-PyC/SiC des billes du lot CERCA 09 ; b) Interfaces O-PyC/SiC des billes du lot CERCA01.

Pour les échantillons plans, les épaisseurs des dépôts ne sont pas constantes sur toute la surface et leur variation relative peut atteindre 20%. Le dépôt est ainsi plus épais au centre de l'échantillon puisque les extrémités du substrat ne traversent pas la zone active du four aussi souvent que son centre durant le cycle de dépôt.

L'analyse de clichés optiques des dépôts plans sur les lots 1 et 3 montre que les dépôts de SiC sur substrat plan ne sont pas poreux (figures 4.7a et 4.7b) contrairement au substrat de SiC fritté (figure 4.7a).

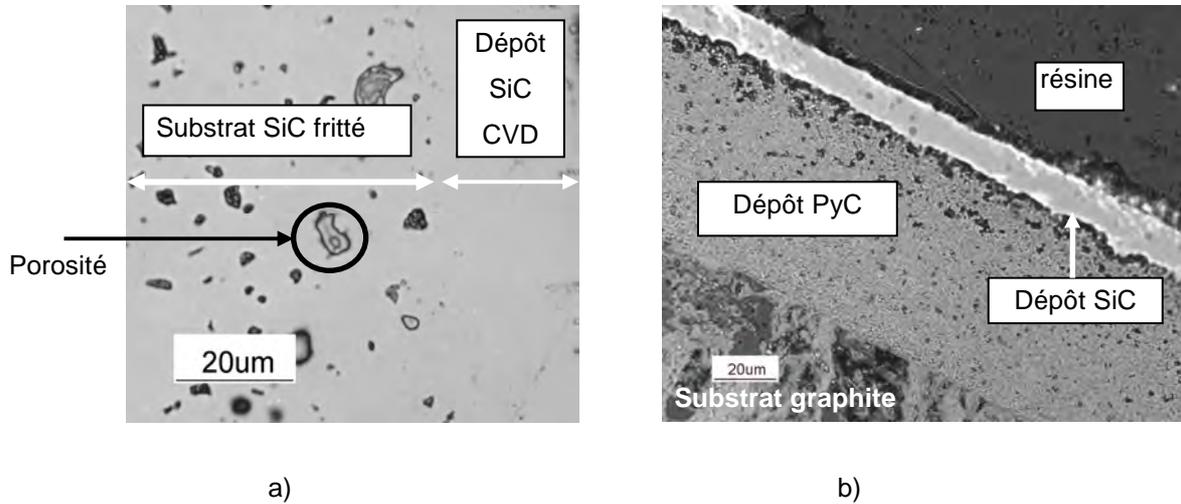
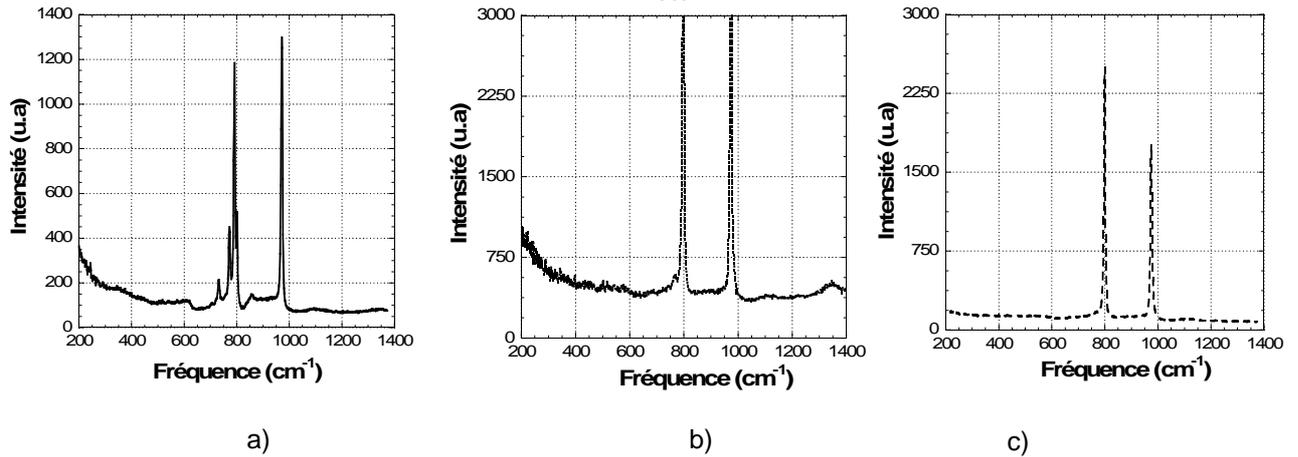


Figure 4.7 – a) Echantillon plan du lot 1 ; b) Echantillon plan du lot 3.

En outre, des moyens de caractérisation par spectroscopie Raman ont été mis en œuvre. Cette technique non-destructive permet de caractériser la composition moléculaire et la structure d'un matériau. La diffusion Raman est en effet issue de l'interaction lumière-matière et résulte des vibrations moléculaires et cristallines. La méthode consiste à focaliser avec une lentille un faisceau de lumière monochromatique (typiquement un faisceau laser) sur l'échantillon à étudier et à analyser la lumière diffusée en retour (fréquence, intensité). Les raies Raman obtenues sont caractéristiques de la composition chimique du matériau, de sa structure cristalline ainsi que de ses propriétés électroniques. Plus précisément, la spectroscopie Raman est basée sur l'analyse des émissions dues à la vibration des liaisons chimiques soumises à l'irradiation laser. La fréquence des ondes émises par les liaisons inter-atomiques est directement reliée à la nature de la liaison chimique (simple, double, ionique,...), au type de mouvement de la liaison (rotation, étirement,...) ou à l'anisotropie éventuelle du matériau.

Les spectres Raman obtenus sur le dépôt de SiC permettent de conclure qu'il s'agit de SiC stœchiométrique puisqu'on ne trouve ni silicium libre ni carbone libre (figure 4.8c : pas de pic respectivement aux fréquences 520 cm^{-1} et 1580 cm^{-1}). De plus la largeur de bande des pics étant faible, nous en déduisons que le SiC est bien cristallisé (figure 4.8c). Enfin, contrairement aux spectres obtenus pour le substrat de SiC fritté (figure 4.8a) où on note une multicomposante de pics pour des fréquences comprises entre 750 et 800 cm^{-1} (permettant de déduire qu'il s'agit de SiC_α), les figures 4.8b et 4.8c montrent que les dépôts de SiC élaborés à Grenoble sont de nature SiC_β (pics uniques à 796 cm^{-1} et 975 cm^{-1} de forte intensité).



Figures 4.8 – a) SiC fritté (substrat plan du lot 1), b) SiC DCPV sur bille CERCA 01, c) SiC DCPV sur substrat plan (dépôt du lot 1).

Au vu des clichés obtenus au microscope électronique à balayage (MEB) (figure 4.9), le pyrocarbone des lots 2 et 3 sur substrat plan semble avoir la même texture (isotropie) que celui obtenu sur bille HTR. On ne distingue en effet pas de cônes de croissance et donc d'anisotropie marquée (texture lamellaire) comme on pouvait s'y attendre sur substrat plan suite aux précédents dépôts réalisés sur ce type de géométrie (figure 4.9c). Au contraire, les deux dépôts de pyrocarbone sphérique et plan sont constitués d'amas de sphéroïdes, preuve d'une bonne isotropie (figures 4.9a et 4.9b).

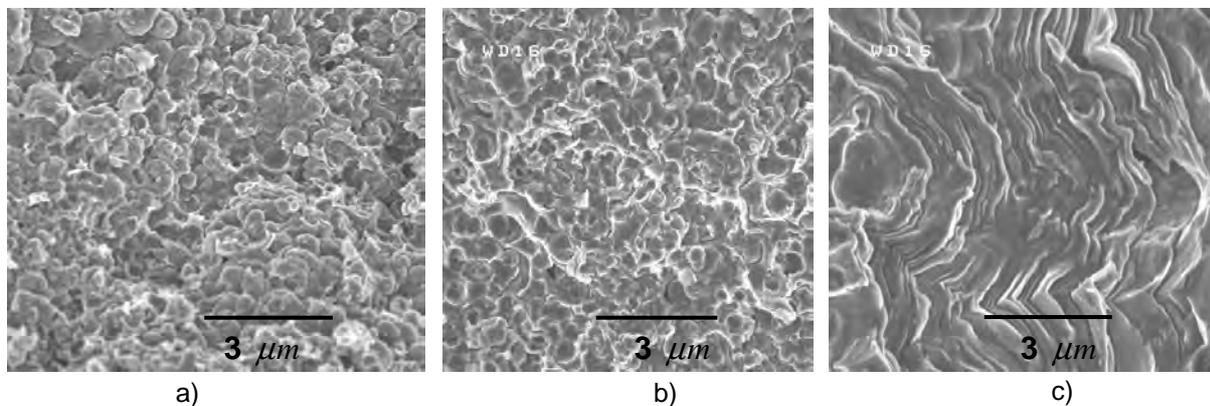


Figure 4.9 – a) cliché MEB du dépôt de pyrocarbone sur bille CERCA 09 ; b) Cliché MEB du dépôt de pyrocarbone sur substrat plan (lot 3) ; c) Cliché MEB du dépôt de pyrocarbone sur substrat plan (échantillon de [Bellan et Dhers, 2004], présence de cônes de croissances).

De plus, les analyses par spectroscopie Raman permettent de déterminer le facteur d'anisotropie des couches de pyrocarbone [Vallerot, 2004]. On obtient en effet un diagramme structure/texture qui représente la quantité de défauts ($FWHM_D$) à l'intérieur des graphènes (réseau structural) en fonction de l'organisation texturale R_A des plans de graphène (anisotropie). On constate alors que les dépôts élaborés sur substrats plans tendent à posséder les mêmes caractéristiques en terme de $FWHM_D$ et de R_A que ceux élaborés sur billes. Les deux types de dépôts se placent en effet

dans le même domaine isotrope selon la classification de [Vallerot, 2004] (diagramme 4.1).

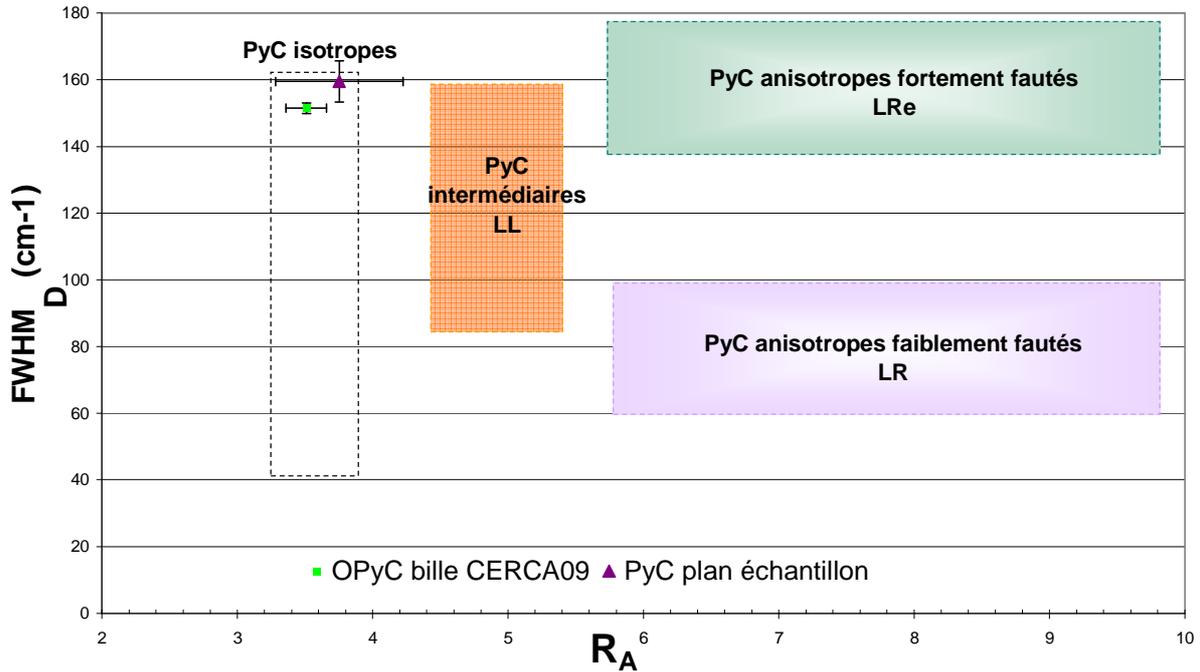


Diagramme 4.1 – Diagramme de [Vallerot, 2004].

La masse volumique des dépôts de PyC a été mesurée à l'aide d'un pycnomètre à hélium Micromeritics AccuPyC 1330 du LCTS. Cette technique consiste à mettre sous pression d'hélium la cellule contenant l'échantillon. La variation de pression du gaz due à la présence de l'échantillon de masse connue permet de calculer son volume et donc sa densité. La masse volumique a été mesurée sur des morceaux de dépôt de pyrocarbone qui s'étaient fissurés et désolidarisés des échantillons du lot 4. Elle est de $1,95 \pm 0,1 \text{ g/cm}^3$ pour dix mesures effectuées, soit du même ordre de grandeur que les valeurs issues de la littérature pour les dépôts de PyC sphérique ($1,9 \text{ g/cm}^3$, [Phélip et Degeneve, 2003]).

Dans ces conditions, les dépôts de PyC et de SiC élaborés sur échantillons plans possèdent une microstructure similaire à ceux obtenus sur billes. Il est donc envisageable d'effectuer des essais de caractérisation mécanique des dépôts sur substrat plan afin d'obtenir des valeurs représentatives des dépôts réalisés sur particules.

3.3. Caractérisation mécanique des dépôts

On cherche dans un premier temps à caractériser le module et les propriétés à rupture du dépôt de SiC.

3.3.1. Couche de carbure de silicium

Grâce leur relative simplicité, les techniques d'indentation sont largement utilisées depuis les premiers travaux de [Evans et Charles, 1976] pour déterminer la ténacité des matériaux fragiles comme les céramiques. Ces essais consistent à mesurer les longueurs de fissures générées sous le chargement d'indentation. Bien qu'il ait été récemment démontré [Quinn et Bradt, 2007] que cet essai ne fournit pas toujours des valeurs de ténacité corrélées avec celles issues de méthodes d'essais plus classiques (essais sur éprouvettes entaillées), l'essai d'indentation est bien souvent la seule solution pour déterminer la ténacité d'une couche mince.

La pénétration d'un indenteur pyramidal dans un matériau tel que le SiC donne en effet naissance à un système de fissures bien défini. Autour de l'empreinte de diagonale $2a$, on observe en surface, à partir du centre de l'empreinte, quatre fissures de longueur c (figure 4.10) ; ces quatre fissures débouchantes constituent le système de fissures radiales (figure 4.10a) qui est composé aussi de deux autres types de fissures :

- les fissures médianes situées sous la pointe de l'indenteur dans la profondeur du matériau (figure 4.10b),
- les fissures latérales situées à l'extérieur de l'indenteur, en regard des quatre faces ; elles sont responsables de l'écaillage.

Pour de faibles niveaux de charge ou des matériaux présentant une forte résistance à la fissuration, seules les fissures se développant à partir des coins de l'empreinte sont présentes. On parle alors de régime de fissuration de type « Palmqvist » (figure 4.10c). Ce régime est admis lorsque $c < 3a$ d'après [Chicot et al., 2004].

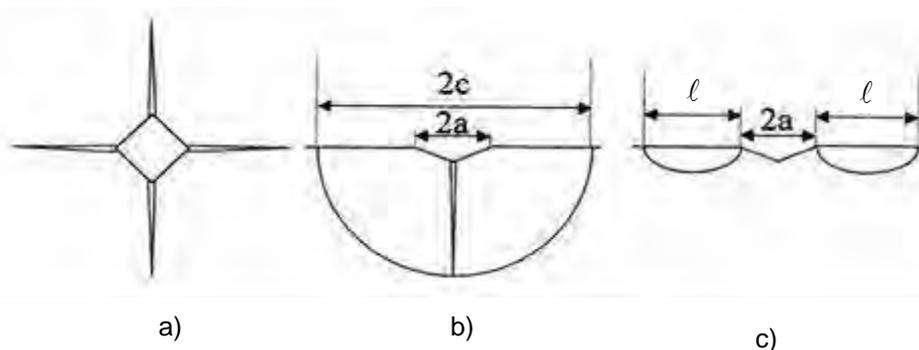


Figure 4.10 – Types de fissures générées par une indentation Vickers : a) schéma de la surface indentée, b) schéma d'une fissure de type « médiane », c) schéma d'une fissure de type « Palmqvist » de longueur l [Chicot et al., 2004].

La régularité et la symétrie de ces fissures permettent d'appliquer les hypothèses résultant d'un contact Hertzien [Niihira et al., 1982] et ainsi d'en déduire des modèles de fissuration reliant la ténacité du matériau aux paramètres mesurés lors de l'essai d'indentation. Ces paramètres sont : la

charge appliquée P , la longueur finale de la fissure par rapport au centre de l'indent c , la taille de l'empreinte a , le module d'Young E et la dureté H .

La ténacité du matériau est calculée à l'aide des relations suivantes [Chicot et al., 2004] :

$$K_c(\text{Median}) = \xi \left(\frac{E}{H} \right)^{1/2} \left(\frac{P}{c^{3/2}} \right) \text{ pour les fissures de type « médiane »,} \quad (4.1)$$

$$K_c(\text{Palmqvist}) = \chi \left(\frac{E}{H} \right)^{2/5} \left(\frac{P}{a c^{1/2}} \right) \text{ pour les fissures de type « Palmqvist ».} \quad (4.2)$$

où χ et ξ sont des constantes indépendantes du matériau. Elles sont fonction du type de pointe utilisée lors de l'essai de nanoindentation (pointes Vickers, Berkovitch, Knoop,...). Pour un indenteur Vickers, [Chicot et al., 2004] précisent que $\chi = 0,016$ et $\xi = 0,0089$. A partir des relations (4.1) et (4.2), on constate que pour déterminer la ténacité du SiC, il est nécessaire au préalable de mesurer le module d'Young et la dureté de ce dépôt.

3.3.1.1. Appareillage

L'appareil utilisé pour les essais d'indentation est un nanoindenteur « Micro Materials Limited » (MML) instrumenté qui possède une technologie « horizontale ». En effet la transmission et la mesure des charges ainsi que la mesure des déplacements s'effectuent par l'intermédiaire d'un pendule sur lequel l'indenteur est fixé horizontalement, tout comme l'échantillon. Les caractéristiques principales sont :

- une profondeur d'indentation allant de quelques nanomètres jusqu'à 50 μm ,
- une résolution de charge de 0,1 μN et une résolution d'indentation de 0,01 nm (la charge maximale est de 500 mN),
- un système d'observation utilisant une caméra haute résolution.

Les pointes utilisées dans cette étude sont en diamant et de géométrie pyramidale. Deux différents types sont utilisés : Berkovitch (pyramide à trois faces) pour la caractérisation du module d'Young et de la dureté, Vickers (pyramide à quatre faces) pour la mesure de la ténacité.

3.3.1.2. Modules élastiques des dépôts de SiC

Des essais d'indentation instrumentée sont d'abord réalisés sur la couche de SiC des particules CERCA09 (lot de fabrication de référence actuelle concernant la qualité des interfaces) polies dans le plan équatorial. Pour la préparation des échantillons, les billes sont d'abord enrobées dans un cylindre de résine (figure 4.11) puis le polissage s'effectue avec des disques abrasifs ; la finition se faisant avec des solutions diamantées de 3 μm et 1 μm . A l'état final, le plan équatorial des particules est une surface plane (figure 4.11).

Les billes étant enrobées de résine, le support est donc peu rigide. Afin d'évaluer l'influence de

la résine d'enrobage, des essais sont ensuite effectués sur un autre type d'échantillon : une couche de SiC déposée sur un substrat plan de SiC élaboré par frittage (échantillon du lot 1). Le support est alors très rigide (figure 4.7a).

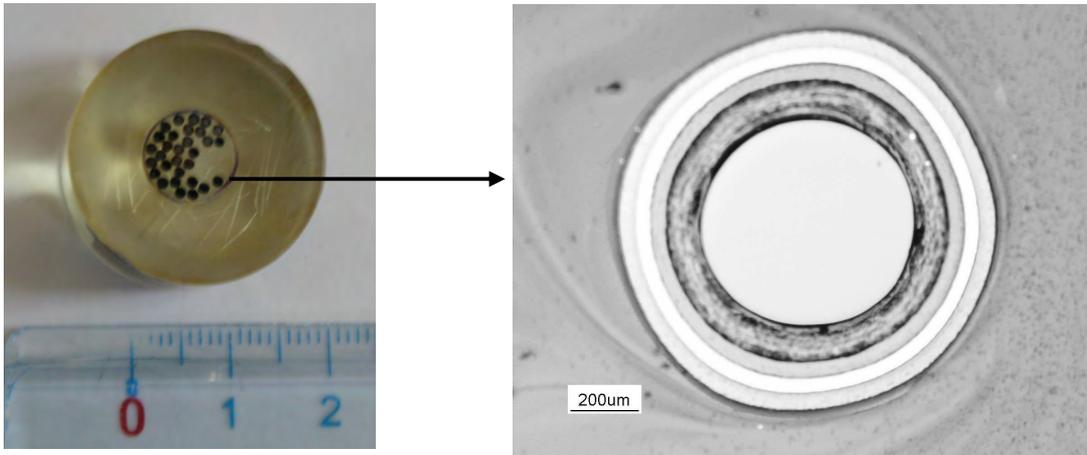


Figure 4.11 – Particules enrobées dans un cylindre de résine.

Le module d'Young et la dureté ont été évalués à différentes charges d'indentation². L'analyse la plus courante pour un matériau élastoplastique tel que le SiC est celle de [Olivier et Pharr, 1992]. Lors d'un essai d'indentation, en tout début de déchargement (figure 4.12), le comportement de l'ensemble « échantillon/indenteur » est élastique et c'est à ce moment que l'on mesure la rigidité S du contact échantillon/indenteur qui s'écrit :

$$S = \frac{dP}{dh} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} E_r \sqrt{A}, \quad (4.3)$$

avec :

- P : charge appliquée,
- h : déplacement élastique de la pointe,
- A : aire projetée du contact élastique,
- E_r : module réduit de l'ensemble « échantillon/indenteur » et $\frac{1}{E_r} = \frac{(1-\nu^2)}{E} + \frac{(1-\nu_i^2)}{E_i}$, (4.4)
- E et ν : module élastique et coefficient de Poisson de l'échantillon,
- E_i et ν_i : module élastique et coefficient de Poisson de la pointe de l'indenteur (pour le diamant : $E_i = 1141$ GPa et $\nu_i = 0,07$).

La mesure expérimentale de la pente S permet donc d'évaluer E_r à l'aide de la relation (4.4) tandis que la dureté est obtenue par la relation :

$$H = \frac{P^{\max}}{A}. \quad (4.5)$$

² Les essais ont été réalisés par Stéphane Jouannigot (ingénieur d'études CNRS) et seul habilité au LCTS à utiliser l'appareil de nanoindentation.

Les résultats montrent que le module d'Young et la dureté du SiC mesurés avec des charges variables sont cohérents dans le cas du dépôt plan avec les valeurs trouvées dans la littérature ([Bellan et Dhers, 2004]) (tableau 4.1). Pour les essais sur la particule, il s'avère que ne pas tenir compte de la présence de la résine d'enrobage de module très faible induit un biais de mesure (la pente S est modifiée). En effet, on vérifie facilement grâce à une modélisation par éléments finis que la résine d'enrobage située sous le dépôt de SiC se déforme de façon non négligeable lors de l'essai.

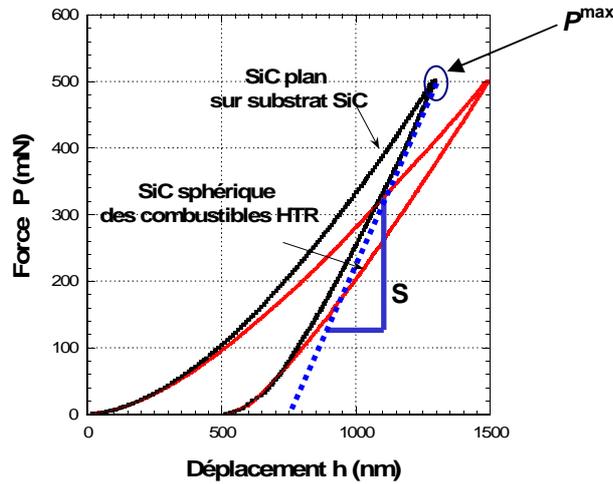


Figure 4.12 - Courbe force/déplacement obtenue par nanoindentation sur les deux types de dépôt de SiC.

Type d'échantillon	E (GPa)	H (GPa)	Force appliquée P (mN)
dépôt plan de SiC + substrat (36 essais)	440 ± 10	34 ± 2	50-500
dépôt sphérique de SiC (bille + résine)	247 ± 5	25 ± 2	150-200

Tableau 4.1 - Module de Young et dureté des dépôts de SiC mesurés par nanoindentation ; le coefficient de Poisson du dépôt de SiC a été choisi égal à 0,18 ([Gibson, 1981] et [Esclaine, 2002]) pour déduire son module de Young à partir de son module réduit.

3.3.1.3. Ténacité du dépôt de SiC

Pour estimer la ténacité du SiC, les essais d'indentation sont réalisés sur les deux types d'échantillon pour des charges de 500 mN (charge maximale autorisée par le nanoindenteur). Les longueurs de fissure sont mesurées au MEB. Les fissures sont régulières et les résultats reproductibles avec $a \approx 2,5 \pm 0,2 \mu\text{m}$ et $l \approx 1,7 \pm 0,3 \mu\text{m}$ (figure 4.13). Compte tenu du faible niveau de charge et des longueurs de fissure mesurées ($c = l + a < 3a$), le régime de fissuration est celui de Palmqvist.

Concernant les dépôts plans de SiC sur substrat de SiC, les valeurs de ténacité estimées sont du même ordre de grandeur que celles obtenues dans la littérature sur ce type de céramique

[Chermant, 1989]. Pour les essais réalisés sur bille, la ténacité a été calculée par l'application de la relation (4.2) à partir des longueurs de fissures mesurées sur cet échantillon mais avec les valeurs du module d'Young et de la dureté obtenues sur le dépôt de SiC plan (c'est-à-dire celles habituellement observées pour ce matériau).

Les résultats du tableau 4.2 montrent que les ténacités mesurées pour les deux types d'échantillon sont très proches et que la résine d'enrobage semble ici ne jouer aucun rôle sur la valeur de la ténacité. En effet, bien que le **déplacement de la pointe de l'indenteur** soit plus important dans le cas de la bille du fait de la déformation élastique des dépôts de PyC et de la résine d'enrobage, on constate que **la pénétration de la pointe dans le SiC** de la bille et dans le SiC du dépôt plan est la même : même empreinte, même déformation résiduelle du SiC (figure 4.12).

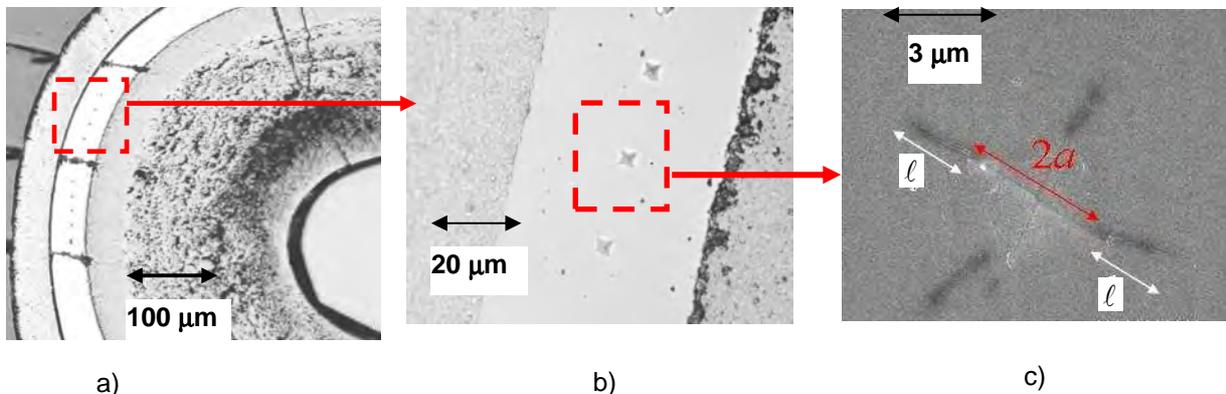


Figure 4.13 – a) Cliché optique du plan équatorial d'une particule indentée ; b) Cliché optique de la couche de SiC d'une particule indentée ; c) Micrographie MEB de l'empreinte et des fissures générées par nanoindentation Vickers sur la couche de SiC.

Echantillons	K_c (MPa m ^{1/2})	Force P (mN)
Bille HTR + résine (20 mesures)	$3,85 \pm 0,25$	500
Dépôt de SiC plan sur substrat de SiC (25 mesures)	$3,61 \pm 0,3$	500

Tableau 4.2 - Ténacité du dépôt de SiC mesuré par nanoindentation en fonction du type d'échantillon (la ténacité pour les billes CERCA09 est calculée à partir des longueurs de fissure mesurées sur la bille mais avec le module d'Young et la dureté obtenus sur le dépôt plan).

L'influence des contraintes résiduelles doit également être évaluée dans le cas de la particule HTR (pour le dépôt plan de SiC, le substrat étant aussi du SiC, les contraintes résiduelles sont supposées négligeables). Les dépôts de PyC et de SiC de la bille HTR sont élaborés à haute température et ont des coefficients de dilatation différents. Aussi, à l'issue de la phase de refroidissement ($\Delta T = -1500^\circ\text{C}$), les contraintes résiduelles qui se forment dans les différentes couches doivent être prises en compte lors de l'évaluation de la ténacité. Pour estimer l'erreur

commise lorsqu'on néglige la présence de ces contraintes résiduelles, on peut utiliser la relation suivante [Nusair Khan et al., 2003] :

$$K_c^{vrai} = K_c + K_c^{Res} \text{ avec } K_c^{Res} = 2\sigma^{Res} ((\ell + a)/\pi)^{1/2}, \quad (4.6)$$

où σ^{Res} sont les contraintes résiduelles orthoradiales (les plus contraignantes) d'origine thermique dans le dépôt de SiC. Celles-ci peuvent être évaluées via un calcul élastique par éléments finis. Pour des valeurs trouvées dans la littérature [Phélip et Degenève, 2003] des coefficients de dilatation du pyrocarbone et du carbure de silicium (entre $4.10^{-6} K^{-1}$ et $5,5.10^{-6} K^{-1}$), on montre alors que K_c^{Res} reste négligeable devant K_c^{vrai} : $\frac{K_c^{Res}}{K_c^{vrai}} < 0,1$.

3.3.1.4. Contrainte à rupture du dépôt de SiC

Les disparités de nature, de taille, de forme, de localisation et d'orientations de micro-défauts (fissures, pores, inclusions...) sont à l'origine de la très grande variabilité en matière de résistance à la rupture qui caractérise les céramiques. Lors de tests mécaniques, ceci se manifeste par :

- une très grande dispersion des valeurs de contrainte à rupture entre éprouvettes de même nature (composition, élaboration, taille de grain...) géométriquement identiques et sollicitées de la même manière [Lamon, 1990],
- une étroite dépendance entre la valeur moyenne du chargement à rupture, la méthode de détermination (traction ou compression), le volume d'échantillon sollicité ainsi que le type de test mis en œuvre.

Les résultats reflètent ainsi non seulement les propriétés représentatives en moyenne de la céramique étudiée mais également la sévérité du défaut le plus nocif sollicité dans l'échantillon. La résistance à rupture d'une céramique nécessite donc une approche probabiliste. La plus fréquemment employée pour décrire le comportement statistique de la résistance à rupture en tension des céramiques est empirique et repose sur les travaux de [Weibull, 1951]. Ceux-ci se basent sur deux hypothèses fondamentales :

- le solide est statistiquement homogène ; autrement dit, il peut être vu comme la juxtaposition d'éléments microstructuraux parfaitement indépendants du point de vue de la rupture ;
- la rupture de l'élément le moins résistant conduit à la ruine globale du solide (théorie du maillon le plus faible).

On se contentera de rappeler ici la formule conventionnelle, établie selon la théorie de Weibull à deux paramètres, de la probabilité cumulée P_R de rupture d'un matériau de volume V à comportement fragile sous un chargement donné :

$$P_R = 1 - \exp \left[- \int_V \frac{1}{V_0} \left(\frac{\langle \sigma_e - \sigma_u \rangle}{\sigma_0} \right)^m dv \right]. \quad (4.7)$$

σ_e est une contrainte de traction effective dépendant du tenseur des contraintes locales et σ_u une contrainte seuil en dessous de laquelle aucune rupture n'est possible (elle est prise nulle en général pour des raisons de commodité). Les deux paramètres de Weibull sont : le module m (sans dimension) et le produit $\sigma_0 V_0^{1/m}$ appelé facteur d'échelle (σ_0 représente la contrainte de rupture d'un échantillon de volume V_0 sollicité en traction).

Le module de Weibull m décrit la distribution de la population de défauts potentiellement nocifs. En général, plus le matériau est fragile, plus sa valeur est faible et plus la dispersion est importante : typiquement m est inférieur à 30 pour les céramiques industrielles. Pour le carbure de silicium, les valeurs de la littérature sont très dispersées et varient tout aussi bien en fonction de la famille de SiC concernée qu'en fonction des méthodes de détermination employées. Le module de Weibull varie également à l'intérieur d'une même famille, en partie du fait des nombreuses morphologies et structures possibles ([Evans et al., 1973], [Bongartz et al., 1976], [Yavuz et Tressler, 1992]). A l'ambiante et pour une grande variété de SiC, les valeurs de m se situent entre 1,5 et 14 [Esclaine, 2002].

Concernant plus précisément le DCPV- β -SiC des particules HTR, la valeur recommandée de l'ambiante à 1250°C est $m=6$ d'après [Esclaine, 2002] et les valeurs de la résistance moyenne pour une couche de SiC de particule TRISO sollicitée en pression pure sont comprises entre 500 et 1000 MPa à l'ambiante ([Verfonden et Nabilek, 1990], [Evans et al., 1973] [Gilchrist et Brocklehurst 1972], [Morgand, 1976]).

Les caractéristiques à rupture du dépôt de SiC étant estimées, nous allons maintenant nous intéresser aux propriétés du pyrocarbone.

3.3.2. Couche de pyrocarbone

Dans un premier temps, le module d'Young des dépôts de PyC des particules HTR a été mesuré. La technique de caractérisation utilisée est la nanoindentation comme précédemment pour la couche de SiC. Dans le cas d'un matériau pour lequel le déchargement est totalement **élastique** tel que le PyC (pas de déformation résiduelle, pas d'empreinte à la surface, déplacement final $h_f = 0$ d'après la figure 4.14), c'est l'équation suivante proposée par [Sneddon, 1965] qui doit être utilisée pour déterminer le module d'Young :

$$P = \frac{E}{(1-\nu^2)} \frac{2 \tan \theta}{\pi} h^2, \quad (4.8)$$

avec P la charge appliquée, E et ν respectivement le module élastique et le coefficient de Poisson de l'échantillon, h la profondeur de pénétration et $\theta = 70^\circ$ correspondant au demi angle au sommet de la

pointe conique qui applique la charge normalement à la surface de l'échantillon.

Le module réduit $E_r = \frac{E}{(1-\nu^2)} = \frac{\pi}{2 \tan \theta} \frac{P}{h^2}$ se détermine à partir de la courbe charge/décharge

pour la charge maximale, soit à h_{max} . On calcule ensuite le module E avec le coefficient de Poisson. Finalement, les courbes force/déplacement obtenues (figure 4.14) pour des essais réalisés dans le PyC interne (I-PyC) et le PyC externe (O-PyC) des particules HTR (20 mesures par dépôt) permettent de déduire $E_r = 21 \pm 0,4$ GPa pour le PyC interne (soit $E \approx 20,2$ GPa avec $\nu = 0,2$) et $E_r = 30,7 \pm 0,4$ GPa pour le PyC externe (soit $E \approx 28,8$ GPa avec $\nu = 0,2$). Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que celles trouvées dans la littérature pour des essais réalisés soit sur billes enrobées [Laforet, 2005], soit sur dépôt plan sur substrat de graphite [Bellan et Dhers, 2004]. L'influence de la résine est donc faible contrairement aux mesures réalisées sur le SiC. Selon [Laforet, 2005], l'écart de module constaté entre les PyC interne et externe peut être lié à des différences microstructurales. Des essais réalisés avant et après traitement thermique du pyrocarbone montrent d'ailleurs une modification du module de Young [Laforet, 2005].

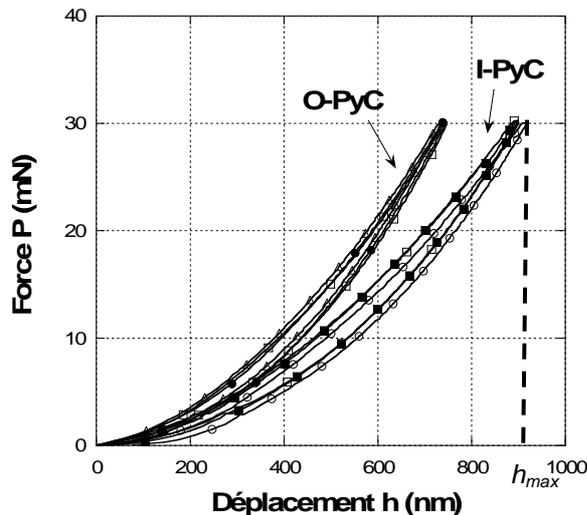


Figure 4.14 - Courbes force/déplacement obtenues par nanoindentation sur les pyrocarbones interne et externe des particules CERCA 09.

3.3.2.1. Contrainte à rupture du dépôt de pyrocarbone

A l'instar du carbure de silicium, le pyrocarbone est un matériau fragile et sa rupture est donc gouvernée par une loi statistique de type Weibull. La plupart des valeurs de contrainte à rupture présentes dans la littérature sont issues d'essais de flexion. [Bokros et Price, 1966] ont ainsi déterminé la valeur médiane de la résistance à rupture $\sigma_{R/2}$ (correspondant à une probabilité de 0,5) pour des dépôts de PyC de différentes textures : laminaire, isotrope et granulaire (tableau 4.3).

texture	Valeur médiane de résistance à rupture $\sigma_{R^{1/2}}$ (MPa)
laminaire	310-620
isotrope	200-380
granulaire	100-140

Tableau 4.3 - Contrainte telle que la probabilité de rupture soit égale à 0,5 pour différentes textures de dépôts de pyrocarbone dense élaborés à partir de méthane ([Bokros et Price 1966]).

Le tableau 4.3 montre que le pyrocarbone isotrope (c'est-à-dire celui des particules HTR) possède une résistance moyenne comprise entre 200 et 380 MPa.

3.3.2.2. Ténacité du pyrocarbone

A notre connaissance, la ténacité du pyrocarbone des combustibles HTR n'a jamais fait l'objet d'études poussées. On ne retrouve donc aucune valeur dans la littérature. En revanche, pour les pyrocarbones utilisés dans le domaine médical, plusieurs auteurs se sont intéressés à cette propriété mécanique ([Sakai et al., 1986], [Ritchie et al., 1990], [Ritchie et al., 1992] et [Kruzic et al., 2005]). En effet, grâce à ses excellentes biocompatibilités, sa résistance à la fatigue à long terme et à l'usure (coefficient de frottement extrêmement bas), le pyrocarbone est devenu au cours des dernières années le matériau de choix dans le domaine chirurgical. Son utilisation est d'ailleurs variée : valves cardiaques (couple PyC/PyC au contact du sang), implants articulaires orthopédiques (couple PyC/PyC au contact de l'os et des tissus environnants) et implants partiels de scaphoïde (couple PyC/os et cartilage). Pour ces applications, le pyrocarbone est élaboré par DCPV dans un lit fluidisé c'est-à-dire dans les mêmes conditions que pour le PyC des particules HTR. Les dépôts obtenus sont semblables à ceux des particules HTR car leur densité est de $1,9 \text{ g/cm}^3$ et leur texture est isotrope. D'après [Ritchie et al., 1990], [Ritchie et al., 1992] et [Sakai et al., 1986], la ténacité K_I^c de ces dépôts déterminée en fatigue sur des échantillons préfiaturés, est comprise entre 0,9 et 1,1 $\text{MPa}\cdot\text{m}^{1/2}$. A l'aide d'essais DCT (« disk-shaped compact-tension ») réalisés sur des éprouvettes en forme de disque de type « substrat graphite / dépôt PyC », [Kruzic et al., 2005] déterminent une ténacité K_I^c pour l'ensemble des échantillons de l'ordre de $1,4 \pm 0,1 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{1/2}$. Compte tenu du module d'Young de ces matériaux et de la relation $G_I^c = \frac{(K_I^c)^2}{E}$ valable en contraintes planes (ou $G_I^c = \frac{1-\nu}{E}(K_I^c)^2$ en déformations planes), nous pouvons déduire une énergie de rupture G_I^c du pyrocarbone de l'ordre de $40 \pm 10 \text{ J/m}^2$.

Connaissant les principales caractéristiques mécaniques des couches minces de pyrocarbone dense et de carbure de silicium du combustible HTR, nous allons maintenant nous intéresser à celles des interfaces entre couches.

3.4. Caractérisation des interfaces PyC/SiC

A cause du procédé de fabrication, l'enrobage possède deux interfaces PyC/SiC différentes. Pour la première interface, le carbure de silicium est déposé sur le pyrocarbone interne alors que pour la seconde, c'est le pyrocarbone externe qui recouvre le carbure de silicium. Les mécanismes physico-chimiques mis en jeu lors du passage d'une couche à l'autre au cours de l'élaboration différent (température, débit des gaz), entraînant des rugosités plus ou moins fortes et des propriétés mécaniques non identiques pour les deux interfaces. Elles peuvent être caractérisées de manière quantitative à partir d'essais spécifiques et qualitative en analysant des clichés optiques à l'échelle microstructurale.

Des observations des interfaces ont été effectuées au MEB sur des coupes transverses de différentes billes préalablement enrobées et polies. Elles mettent en évidence que la nature de la liaison de part et d'autre de la couche de SiC n'est pas la même. Comme le montre la figure 4.15a, il peut exister sur certaines billes une décohésion importante entre le PyC externe (O-PyC) et le SiC. A l'interface « SiC / PyC interne », l'adhésion semble par contre de meilleure qualité. Un ancrage et une absence de porosité résiduelle entre les deux dépôts sont observés figure 4.15b.

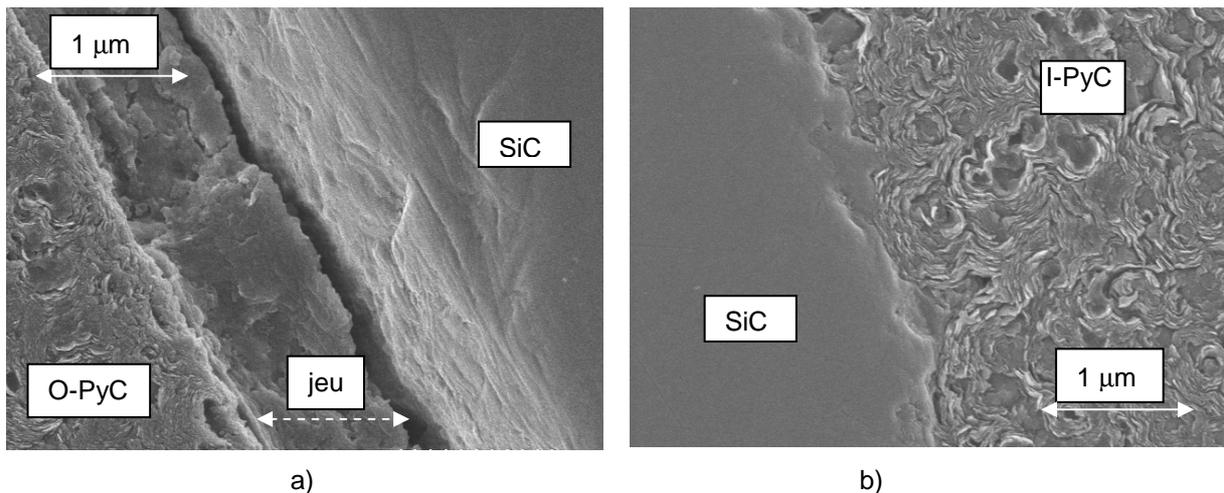


Figure 4.15 – a) Cliché MEB de l'interface O-PyC/SiC ; b) Cliché MEB de l'interface SiC/I-PyC [Hélary, 2005].

Le procédé d'élaboration génère donc une interface lisse peu favorable à une liaison forte entre le O-PyC et le SiC et une interface rugueuse garante d'une meilleure tenue entre le SiC et le I-PyC.

3.4.1. Modélisation d'essais de Push-Out

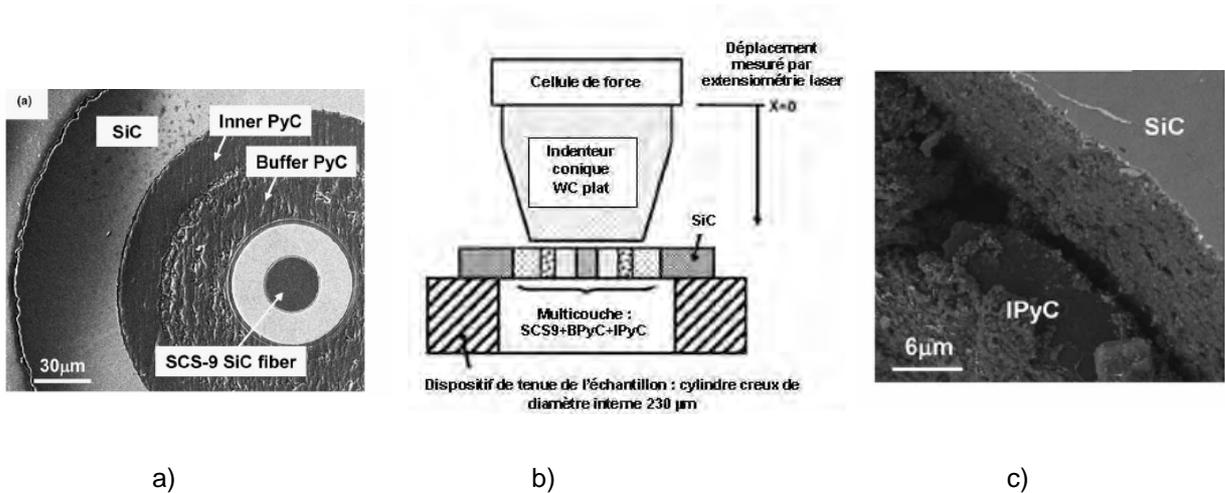
Pour évaluer quantitativement la ténacité de l'interface I-PyC/SiC, les essais réalisés par [Nozawa et al., 2006] ont été exploités. Il s'agit d'essais de Push-Out sur des échantillons cylindriques représentatifs des combustibles HTR. Les résultats expérimentaux fournissent la contrainte d'amorçage de rupture de l'interface I-PyC/SiC pour une sollicitation de type indentation. Une modélisation numérique de l'essai et l'emploi d'un critère d'amorçage permettent ensuite d'estimer la

ténacité de l'interface sollicitée.

3.4.1.1. Description des échantillons et essais

Les échantillons sont des composites multicouches de forme cylindrique (figure 4.16a). Trois couches successives de pyrocarbone poreux (épaisseur 40 μm), de pyrocarbone dense (épaisseur 23 μm) et de carbure de silicium (épaisseur 60 μm) ont été déposées sur un monofilament de SiC SCS-9ATM de 75 μm de diamètre. D'après [Nozawa et al., 2006], les conditions de dépôt sont les mêmes que celles utilisées habituellement pour la fabrication des combustibles. L'épaisseur des échantillons varie entre 70 et 340 μm . L'analyse microstructurale des couches montre que leur structure est similaire à celle observée au sein du combustible sphérique [Nozawa et al., 2006].

Les essais de Push-Out ont été réalisés avec un microindenteur et une pointe en carbure de tungstène dont la surface de contact est plane (figure 4.16b). Dans la plupart des essais, une fissure interfaciale s'est amorcée (figure 4.16c) et propagée le long de l'interface I-PyC/SiC. La force à l'amorçage a donc pu être estimée expérimentalement pour des échantillons d'épaisseurs différentes (tableau 4.4). On constate que l'effort à l'amorçage augmente progressivement en fonction de l'épaisseur de l'échantillon dans un premier temps puis atteint une valeur seuil lorsque l'échantillon est suffisamment épais (épaisseur supérieure à 191 μm).



3.4.1.2. Estimations de la ténacité de l'interface I-PyC/SiC

La ténacité de l'interface peut être déterminée lors de la propagation interfaciale en utilisant le critère de Griffith ou pendant la phase d'amorçage de la décohésion interfaciale (en employant un critère d'amorçage).

L'utilisation du critère de Griffith requiert des connaissances sur la phase de propagation interfaciale lors de l'essai : fissure stable ou instable, raideur de l'échantillon à chaque instant, chargement nécessaire à la propagation en fonction de la longueur de la fissure. Compte tenu du

manque d'informations sur ces aspects expérimentaux et des multiples endommagements constatés en cours d'essai lors de la phase de propagation interfaciale, cette méthode ne semble pas adaptée. Aussi, la ténacité de l'interface est évaluée en utilisant le critère d'amorçage mixte proposé par [Leguillon, 2002] et déjà présenté au chapitre 1 (partie 5). Celui-ci fait intervenir une condition énergétique et une condition en contrainte. La condition énergétique est satisfaite lorsque :

$$G_i^{inc}(d) = \frac{W(0) - W(d)}{S} = \overline{A}_i(d) \frac{R_e}{E_{\text{fibre SiC}}} \sigma^2 \geq G_i^c \quad (4.9)$$

W est l'énergie potentielle à chargement imposé, G_i^c la ténacité de l'interface, σ la contrainte axiale moyenne appliquée et $\overline{A}_i(d)$ un coefficient ne dépendant que de la géométrie du modèle (il s'agit du taux de restitution d'énergie incrémental adimensionné). $E_{\text{fibre SiC}}$ est le module d'Young du filament de SiC et R_e est une longueur définie sur la figure 4.17 et égale à la somme du rayon de la fibre et de l'épaisseur des deux dépôts de PyC dense et poreux. La seconde relation nécessaire au critère est une condition de type contrainte qui impose une contrainte d'ouverture σ_{op} supérieure à la résistance en traction σ_i^c de l'interface sur une distance au moins égale à la longueur d'amorçage :

$$\sigma_{op} = k_{rr}(z) \sigma \geq \sigma_i^c \quad (4.10)$$

Sous chargement monotone croissant, le critère d'amorçage est satisfait lorsque les deux conditions en énergie (4.9) et en contrainte (4.10) sont vérifiées simultanément. On en déduit alors la contrainte d'amorçage σ^* et la longueur d'amorçage d^* en fonction des caractéristiques à rupture de l'interface. A contrario, connaissant la contrainte d'amorçage, il est possible sous certaines conditions explicitées ci-après d'en déduire les caractéristiques à rupture de l'interface. Les coefficients $\overline{A}_i(d)$ et $k_{rr}(z)$ sont déterminés à l'aide d'une modélisation par éléments finis.

Compte tenu de la géométrie cylindrique des échantillons, le modèle est axisymétrique. Les conditions de symétrie géométrique et de chargement permettent de ne modéliser qu'une moitié de la structure (figure 4.17). Le maillage est très raffiné en fond de fissure afin de bien tenir compte de la singularité des champs de contrainte. Le calcul du taux de restitution d'énergie en pointe de la fissure interfaciale est déterminé par la méthode de refermeture de la fissure [Martin et al., 1998].

Les divers paramètres matériaux du modèle correspondent aux valeurs fournies par les travaux de [Nozawa et al., 2006]. Par rapport aux résultats expérimentaux, la raideur du modèle a été facilement recalée en modélisant la fine couche de colle présente sous le dépôt SiC et permettant de maintenir l'échantillon lors de l'essai. Notons que la présence de cette couche de colle dans notre modèle n'a aucune influence sur les résultats présentés par la suite.

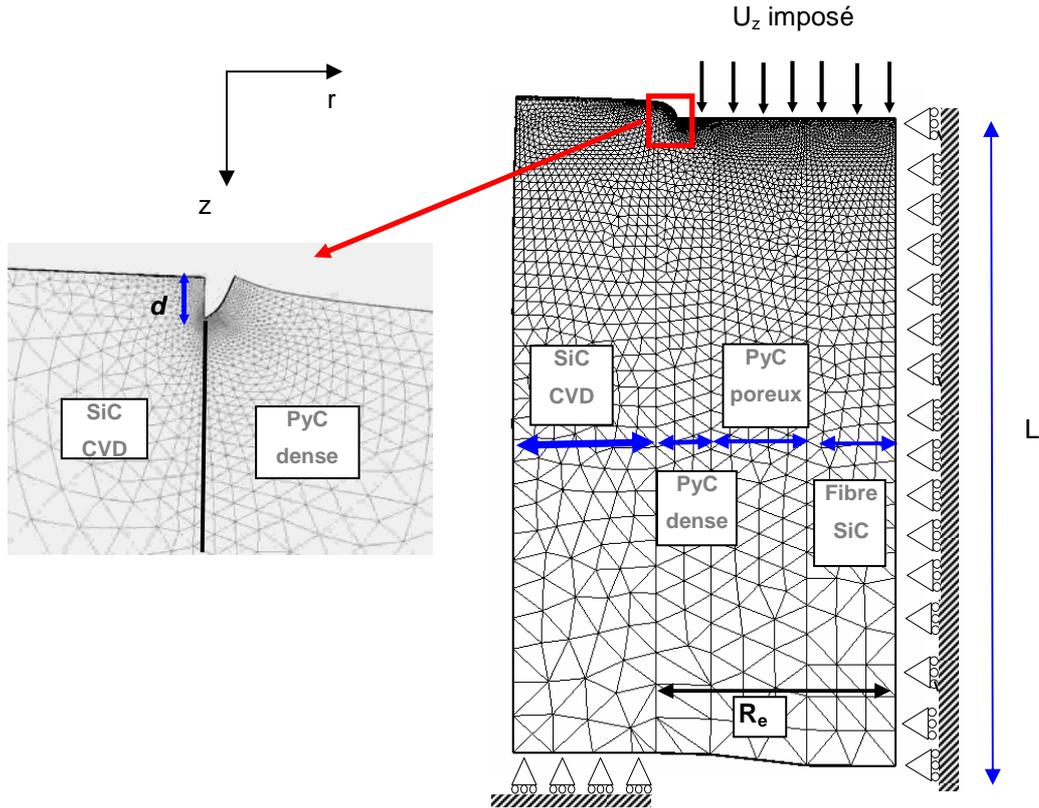


Figure 4.17 - Modélisation de l'essai de Push-Out.

La figure 4.18a montre que les contraintes radiales à l'interface I-PyC/SiC sont positives à proximité de l'endroit où est appliqué l'effort (z/L petit) tandis que l'interface est en compression ($z/L \approx 100\%$) dans la partie inférieure de l'échantillon. Ceci permet de conclure que la décohésion interfaciale s'amorce dans la partie haute de l'échantillon. Le critère d'amorçage sera donc appliqué en cet endroit du modèle. De plus, on montre que les contraintes de cisaillement sont négligeables par rapport aux contraintes radiales, le mode de rupture de l'interface est donc un mode d'ouverture.

Les coefficients $\bar{A}_i(d)$ et $k_{rr}(z)$, indépendants du chargement et permettant d'appliquer respectivement les conditions en énergie et en contrainte, sont alors calculés. La figure 4.18a montre que $k_{rr}(z)$ est une fonction décroissante de la longueur axiale z/L . Ainsi, la condition en contrainte fournit une borne supérieure d^{sup} de la longueur d'amorçage avec $k_{rr}(d^{\text{sup}}) = \frac{\sigma_i^c}{\sigma}$. Notons que

d^{sup}/L est nécessairement inférieure à 3% puisque lorsque z/L atteint cette valeur, l'interface rentre en compression et la condition en contrainte ne peut plus être satisfaite. Le taux de restitution d'énergie incrémental adimensionné $\bar{A}_i(d)$ est croissant puis décroissant pour d/L compris entre 0 et 3% comme le montre la figure 4.18b. La condition énergétique est satisfaite lorsque

$\bar{A}_i(d) \geq \frac{G_i^c E_{\text{fibre SiC}}}{\sigma^2 R_e}$. Ceci permet de déterminer une borne inférieure d^{inf} de la longueur d'amorçage

avec $\bar{A}_i(d^{inf}) = \frac{G_i^c E_{fibre SiC}}{\sigma^2 R_e}$. Sous chargement monotone croissant, la borne inférieure du critère énergétique décroît tandis que la borne supérieure du critère en contrainte augmente. Aussi, le critère d'amorçage est satisfait pour le chargement minimum tel que les deux conditions soient satisfaites.

La figure 4.18b montre que $\bar{A}_i(d)$ passe par un maximum en $d = d^{max}$. Aussi, sous chargement monotone croissant et en supposant G_i^c connu, la condition énergétique est d'abord satisfaite pour la contrainte σ_1 telle que :

$$\bar{A}_i(d^{max}) = \frac{G_i^c E_{fibre SiC}}{(\sigma_1)^2 R_e} \quad (4.11)$$

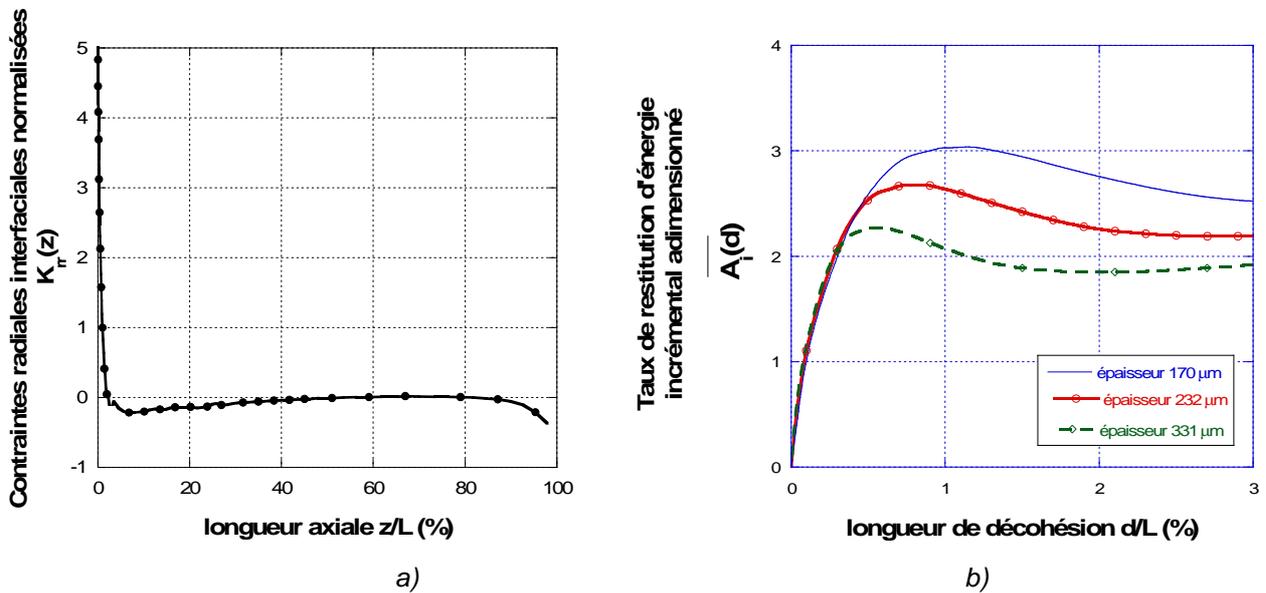


Figure 4.18 – Modélisation de l'essai de Push-Out : a) contraintes radiales à l'interface en fonction de la longueur axiale, b) taux de restitution d'énergie incrémental normalisé en pointe de fissure interfaciale en fonction de la longueur de décohésion.

Si on suppose de plus que la contrainte critique interfaciale σ_i^c est suffisamment faible pour que la condition en contrainte soit déjà satisfaite avec la chargement σ_1 (soit $k_{rr}(d^{max}) > \frac{\sigma_i^c}{\sigma_1}$) alors il en résulte que la longueur d'amorçage est $d^* = d^{max}$ et que la contrainte d'amorçage de la décohésion interfaciale est $\sigma^* = \sigma_1$. Comme on l'a vu dans les chapitres 2 et 3, dans ce cas particulier où le taux de restitution d'énergie incrémental n'est pas strictement croissant, le critère d'amorçage mixte peut donc se substituer en un critère purement énergétique lorsque la contrainte à rupture est suffisamment faible. Inversement, si on connaît la contrainte d'amorçage σ^* , il est possible (en supposant la contrainte interfaciale σ_i^c suffisamment faible) de déduire la ténacité de l'interface à l'aide de la relation :

$$G_i^c = \frac{R_e}{E_{\text{fibre SiC}}} (\sigma_1)^2 \bar{A}_i(d^{\text{max}}). \quad (4.12)$$

Les calculs ont été réalisés pour différents modèles où seule l'épaisseur de l'échantillon varie. Dans chaque cas, on détermine la ténacité en fonction de la contrainte d'amorçage de la décohésion interfaciale obtenue expérimentalement et propre à chaque échantillon. Le tableau 4.4 présente également la contrainte critique $(\sigma_i^c)_{\text{max}}$ maximum de l'interface permettant de se placer sous les hypothèses mentionnées plus haut (et donc d'appliquer uniquement la condition énergétique du critère). Les résultats obtenus (tableau 4.4) montrent tout d'abord que les valeurs de $(\sigma_i^c)_{\text{max}}$ sont suffisamment fortes (environ 300 MPa) pour supposer que la condition en contrainte n'intervient pas dans le critère d'amorçage. D'autre part, la ténacité interfaciale augmente en fonction de l'épaisseur de l'échantillon jusqu'à atteindre une valeur seuil (environ 150 J/m²) lorsque les échantillons sont suffisamment épais ($L > 190 \mu\text{m}$). L'influence de la taille de l'échantillon (pour de faibles épaisseurs) sur la contrainte d'amorçage a également été mentionnée dans les travaux de [Nozawa et al., 2006] ; cela est notamment lié à l'incertitude élevée sur la mesure expérimentale de la contrainte d'amorçage pour les échantillons de faible épaisseur. Nous retiendrons dans la suite du chapitre les valeurs de ténacité G_i^c de l'ordre de $150 \pm 20 \text{ J/m}^2$ et de contrainte critique σ_i^c inférieure à 300 MPa.

Epaisseur de l'échantillon (μm)	69	123	170	191	214	232	279	312	331
Force à l'amorçage (N) lors de l'essai	3.3	6.4	9.6	12.4	10.9	13.6	12.2	12.9	13.9
Ténacité interfaciale calculée (J/m ²)	19.4	53.2	98.2	154	111.8	167	127	134	154
$(\sigma_i^c)_{\text{max}}$ (MPa)	135	219	281	344	293	361	320	323	345

Tableau 4.4 - Ténacité interfaciale en fonction de l'épaisseur des échantillons.

3.4.2. Réalisation d'essais de flexion sur éprouvettes entaillées multicouches

Outre les essais de nanoindentation, plusieurs méthodes existent pour caractériser l'adhérence des dépôts sur des substrats : les tests de pelage, de gonflement-décollement [Vlassak et Nix, 1992], le test « super layer » [Bagchi et al., 1994], le test brésilien [O'Dowd, 1992] ou les essais de flexion [Charalambides et al., 1990]. Ils consistent tous à introduire une fissure à l'interface film/substrat et à mesurer l'énergie nécessaire à la propagation de cette fissure. L'exploitation des essais est réalisée grâce à des approches basées sur la mécanique linéaire élastique de la rupture. Les avantages et inconvénients de chaque technique sont présentés par [Dupeux, 2004] et [Demas, 2006].

Pour notre part, nous souhaitons caractériser l'interface entre deux dépôts de PyC et de SiC et non l'interface substrat/dépôt. Pour ce faire, des échantillons du lot 3 constitués d'un substrat de graphite sur lequel sont déposées successivement deux couches minces de PyC et de SiC vont être exploités (figure 4.19). Dans ces conditions, la plupart des essais cités précédemment s'avèrent

difficiles à mettre en œuvre et l'essai de flexion quatre points semble être le plus adéquat [Demas, 2006]. On note d'ailleurs que ce test est en passe de devenir un standard de l'industrie microélectronique ([Roham et al., 2004], [Chang et al., 2004], [Shaviv et al., 2005] et [Huang et al., 2005]) où la caractérisation de l'adhérence de couches minces de silicium est un enjeu important.

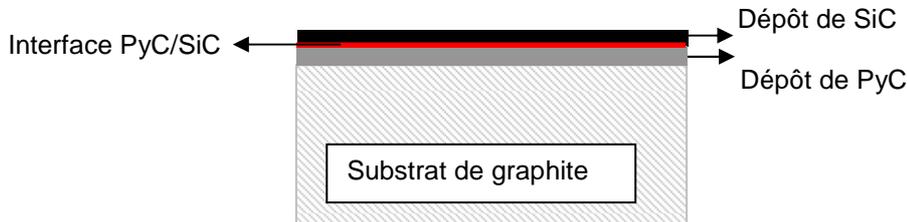


Figure 4.19 – Schéma de l'échantillon du lot 3 et de l'interface à caractériser.

L'essai proposé initialement par [Charalambides et al., 1990] permet de déterminer la ténacité interfaciale d'un bimatériel. Il s'agit d'un essai de flexion quatre points sur éprouvette entaillée. L'entaille est placée au sein d'un des constituants du bimatériel. Sous chargement, une fissure s'amorce à partir de cette entaille et l'objectif est de faire dévier cette fissure à l'interface (figure 4.20). En supposant que ce soit le cas, la propagation de la fissure est alors stable et il est possible sous certaines hypothèses d'estimer la ténacité de l'interface à partir de la force critique provoquant la propagation interfaciale. [Charalambides et al., 1990] proposent à cet effet des relations analytiques validées par des calculs éléments finis.

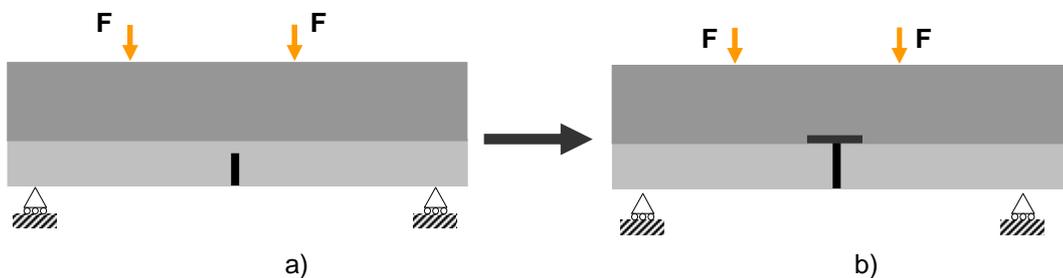


Figure 4.20 - Schéma de l'essai de flexion quatre points sur bimatériel entaillé de [Charalambides et al., 1990] : a) entaille initiale, b) fissure déviée.

La courbe force/déplacement obtenue lors de cet essai de flexion présente idéalement quatre phases (figure 4.21) :

- a) une première pente liée à la raideur de l'éprouvette entaillée ;
- b) une chute brutale de la force correspondant à l'amorçage de la fissure au voisinage de l'entaille et à sa propagation instable dans le dépôt et le long de l'interface ;
- c) une phase de propagation stable de la fissure interfaciale à force constante ;
- d) une dernière pente correspondant à la sollicitation du substrat seul, lorsque la fissure interfaciale atteint la zone de compression au niveau des appuis.

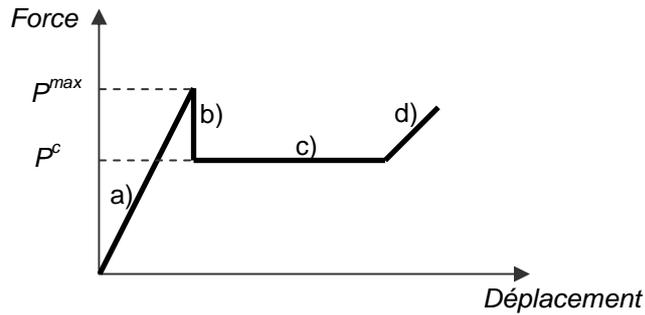


Figure 4.21 – Schéma de la courbe force/déplacement obtenue pour l'essai de flexion quatre points sur éprouvettes entaillées de [Charalambides et al., 1990] : la phase c) correspond à la propagation stable de la fissure interfaciale.

Compte tenu de la faible épaisseur des dépôts de PyC et de SiC (respectivement 50 μm et 20 μm), l'entaille réalisée grâce à une scie à fil de 300 μm de diamètre ne peut donc être faite que dans le substrat. D'autre part, l'épaisseur des dépôts est négligeable devant l'épaisseur du substrat et il est donc indispensable pour pouvoir contrôler l'essai et maîtriser la propagation interfaciale de coller un second substrat sur une éprouvette du lot 3 (« substrat graphite/PyC/SiC »). En effet, dans le cas contraire, la phase de propagation interfaciale c) de la figure 4.21 serait imperceptible.

Le système multicouche étudié devient alors beaucoup plus complexe puisque qu'on dénombre quatre interfaces distinctes : substrat/PyC, PyC/SiC, SiC/colle, colle/(substrat collé). La principale difficulté est alors d'obtenir la déviation de la fissure le long de la bonne interface, c'est-à-dire l'interface PyC/SiC. En outre, les expressions analytiques proposées par [Charalambides et al., 1990] ne sont plus applicables et il sera donc nécessaire d'avoir recours à un modèle numérique pour déterminer le taux de restitution d'énergie élastique de la fissure interfaciale en fonction de la force appliquée.

- Préparation des éprouvettes

Avec la technique d'élaboration DCPV en lits fluidisés, le substrat est entièrement recouvert du dépôt, y compris les faces latérales. Aussi, pour éviter des phénomènes parasites, les bords des faces latérales des échantillons du lot 3 ont été découpés à la scie à fil (figure 4.22)

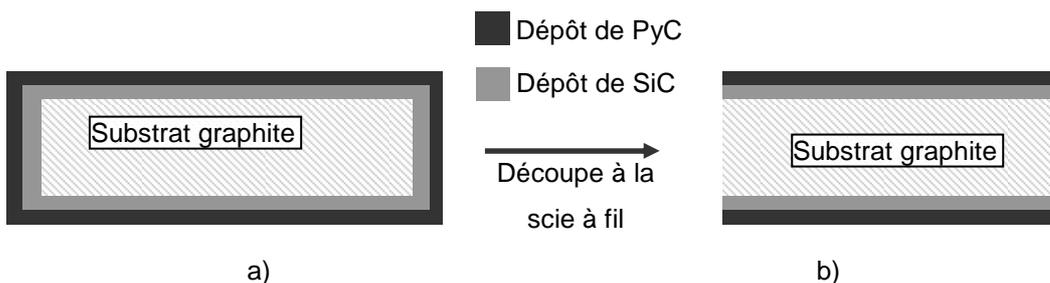


Figure 4.22 – a) Echantillon du lot 3 initial, b) Echantillon du lot 3 après découpe.

Un second substrat de graphite ou de SiC est ensuite collé à l'aide d'un adhésif polymère thermodurcissable (colle structurale monocomposant « 3M™ Scotch-Weld™ 2214 N »). L'application d'une légère pression lors de la cuisson permet d'obtenir un joint de colle uniforme et très mince, de l'ordre de 5 à 10 μm . Les échantillons sont ensuite minutieusement polis sur leur tranche afin de pouvoir observer *in situ* le chemin de fissuration au sein des éprouvettes par microscopie optique. Un porte-échantillon en aluminium a été spécialement usiné afin d'utiliser une polisseuse automatique et ainsi faciliter cette étape importante. La procédure de polissage est identique à celle décrite précédemment pour les billes. A l'état final, la tranche de l'échantillon est une surface plane exempte de rayures et polie miroir.

L'entaille est enfin réalisée avec une scie à fil diamantée de diamètre 300 μm . Il est préférable que le fond d'entaille soit le plus proche possible de l'interface [Demas, 2006]. Néanmoins, lorsque l'entaille est effectuée dans le substrat de graphite, la vitesse de découpe est importante et il est difficile d'avoir une bonne précision quant à sa profondeur. Elle représente toutefois (sauf contre-indication mentionnée par la suite) au moins 80% de l'épaisseur du substrat.

- Description du système d'essai de flexion

Le dispositif d'essai est constitué de deux appuis intérieurs et de deux appuis extérieurs linéaires symétriques distants respectivement de 18 mm et 30 mm (figure 4.23). Les échantillons testés sont donc des éprouvettes sandwichs contenant les dépôts entre deux substrats massifs élastiques. L'entaille est toujours positionnée sur la face en tension de l'échantillon et dans le plan médian des deux appuis intérieurs. L'épaisseur des échantillons « substrat de graphite + dépôt de PyC + dépôt de SiC + joint de colle + substrat collé » est de $3,7 \pm 0,1$ mm lorsque le substrat collé est du graphite et $3,4 \pm 0,1$ mm s'il s'agit de SiC fritté ; la largeur des éprouvettes est $6 \pm 0,1$ mm.

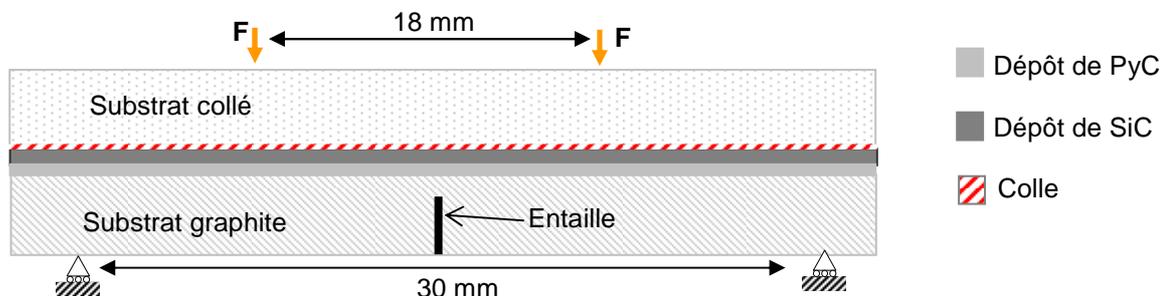


Figure 4-23 – Géométrie de l'essai de flexion quatre points sur éprouvette sandwich entaillée.

Le montage, défini par [Pompidou, 2003] et basé sur la référence [ASTM, 1994] de méthode

d'essais pour la résistance en flexion de céramiques, est installé sur la machine de traction/compression INSTRON 4505 du LCTS (figure 4.24). Celui-ci se compose de deux parties : une partie basse fixe et une partie haute constituée du support des rouleaux monté sur une liaison pivot afin d'assurer un réglage précis du parallélisme entre les deux parties du montage.

Le positionnement de l'éprouvette est assuré par microscopie optique avec un repérage de l'entaille³. Les essais sont réalisés à déplacement imposé avec une vitesse de déplacement des points d'application de la charge égale à $0,025 \text{ mm}\cdot\text{min}^{-1}$.



Figure 4.24 - Photographie du montage de flexion.

La force de flexion est mesurée par un capteur INSTRON de capacité 1000 N (résolution de 0,01 N et précision de 0,05 N). Il est conditionné par le système d'acquisition de la machine de traction. Le déplacement entre les parties haute et basse du montage est mesuré par un extensomètre INSTRON de capacité $\pm 5 \text{ mm}$ (résolution de $0,1 \mu\text{m}$ et précision de $\pm 2 \mu\text{m}$). Un dispositif d'enregistrement de l'émission acoustique est également utilisé via un capteur (EPA Micro 30) placé sur la partie basse du montage. Le suivi in situ de l'essai s'effectue grâce à une caméra numérique HAMAMATSU 4742-95 (12 bits).

Il convient enfin d'évaluer la déformation du système (montage de flexion, capteur de force, machine, etc...) par rapport à celle de l'éprouvette afin de corriger les déplacements mesurés. Un essai de flexion effectué sur un bloc d'acier très épais supposé rigide permet d'estimer la complaisance du montage. Celle-ci est très proche de la complaisance du capteur de force d'après [Pompidou, 2003]. Le reste du système est donc peu complaisant.

³ Bruno Humez, assistant ingénieur CNRS, a supervisé la réalisation de ces essais de flexion.

- Résultats d'essais

Pour le premier essai, afin de rigidifier l'éprouvette multicouche et compte tenu du faible nombre de substrats de graphite disponible, le substrat collé est un substrat de SiC fritté d'épaisseur 1,5 mm. L'entaille a été réalisée dans le graphite et lors de l'essai aucune fissure ne s'est amorcée au niveau de l'entaille. En effet, l'éprouvette s'est rompue au niveau de l'appui supérieur dans le substrat de SiC. Compte tenu du faible module d'Young du graphite (20 GPa), les concentrations de contraintes au niveau de l'entaille n'ont pas été suffisamment fortes pour provoquer l'amorçage d'une fissure.

Suite à ces résultats, on a choisi pour **le second essai** de réaliser l'entaille dans le substrat de SiC fritté (figure 4.25a). On analyse donc la propagation de la fissure du dépôt de SiC vers le dépôt de PyC. L'inconvénient de ce choix est que la fissure aura d'abord à traverser la colle avant d'atteindre les dépôts. En effet, lorsque la force est suffisamment grande (56 N, figure 4.25b), une fissure s'amorce à partir de l'entaille et en direction de l'interface. On constate une légère déviation (20 µm) à l'interface colle/SiC (figures 4.26a et 4.26b) puis la fissure rebranche dans le dépôt de SiC et traverse successivement le dépôt de PyC et une partie du substrat de graphite avant de s'arrêter. La propagation dans les différentes couches est instable et il n'est donc pas possible d'exploiter cet essai en vue de déterminer une ténacité interfaciale.

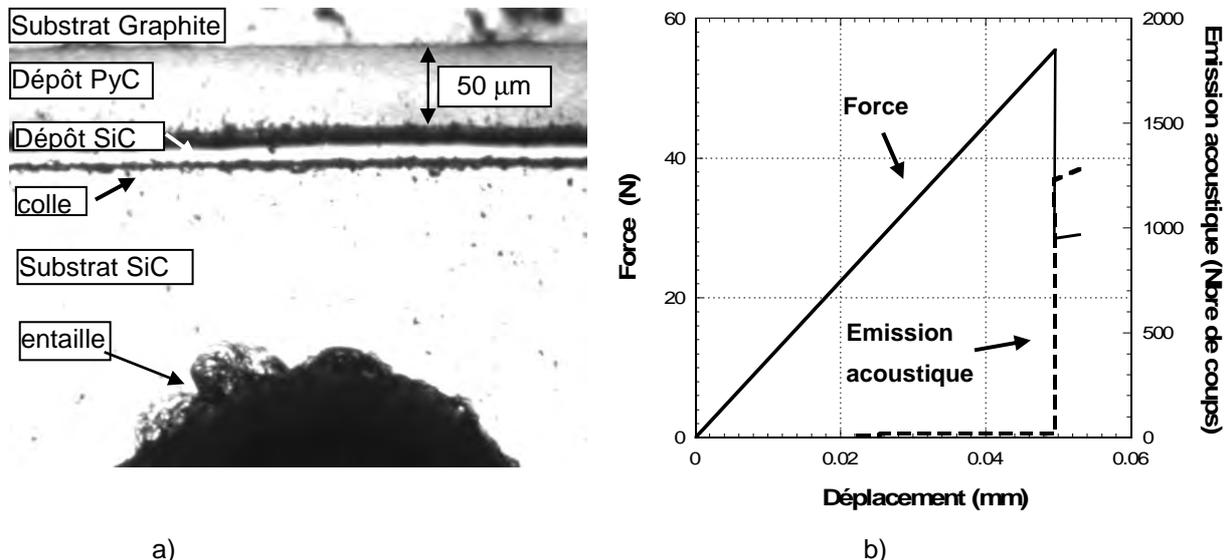


Figure 4.25 – a) Cliché optique de l'échantillon au voisinage de l'entaille pour une force appliquée nulle (l'épaisseur du dépôt de PyC est d'environ 50 µm) ; b) Courbe force/déplacement et émission acoustique correspondant à l'essai.

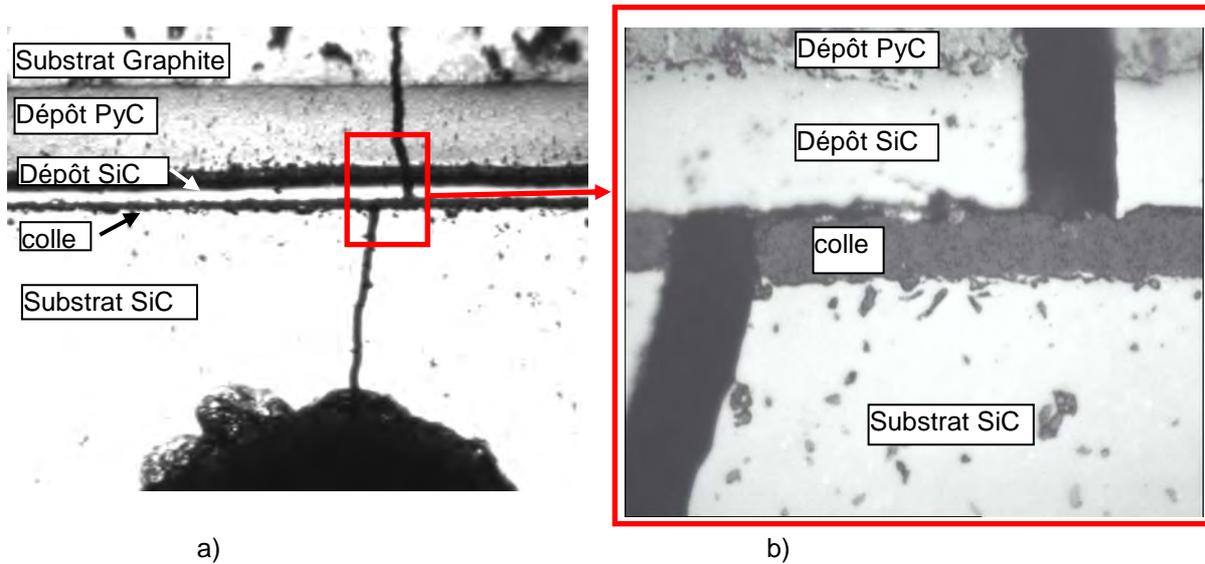


Figure 4.26 – a) Chemin de fissuration pour une force appliquée de 56 N ; b) Déviation de la fissure à l'interface « colle / dépôt de SiC » (clichés optiques).

Finalement, quel que soit l'arrangement choisi (fissure dans le substrat de SiC ou de graphite), la présence du substrat de SiC ne permet pas d'aboutir à des résultats expérimentaux concluants, à savoir faire propager une fissure interfaciale **stable** à partir de l'entaille. Pour les essais suivants il a donc été décidé que le substrat collé serait identique au substrat de graphite sur lequel sont déposées les couches minces (figure 4.27a). D'autres difficultés sont cependant rencontrées. Ainsi, l'entaille ne doit pas être trop profonde sinon le dépôt de SiC est alors sollicité en traction et il se multifisse avant que ne s'amorce une fissure à partir de l'entaille (figures 4.27a, 4.27b). Ce phénomène coïncide sur la courbe force/déplacement de la figure 4.28a aux différentes chutes de force lors de la montée en charge et à la hausse du nombre d'émissions acoustiques enregistrées. La brusque chute de force correspondant à un déplacement de 0,12 mm est liée à une énième fissure du dépôt de SiC ayant cette fois rejoint l'entaille. On constate enfin que des décohésions peuvent apparaître pour certains échantillons au niveau du joint de colle (figure 4.28b).

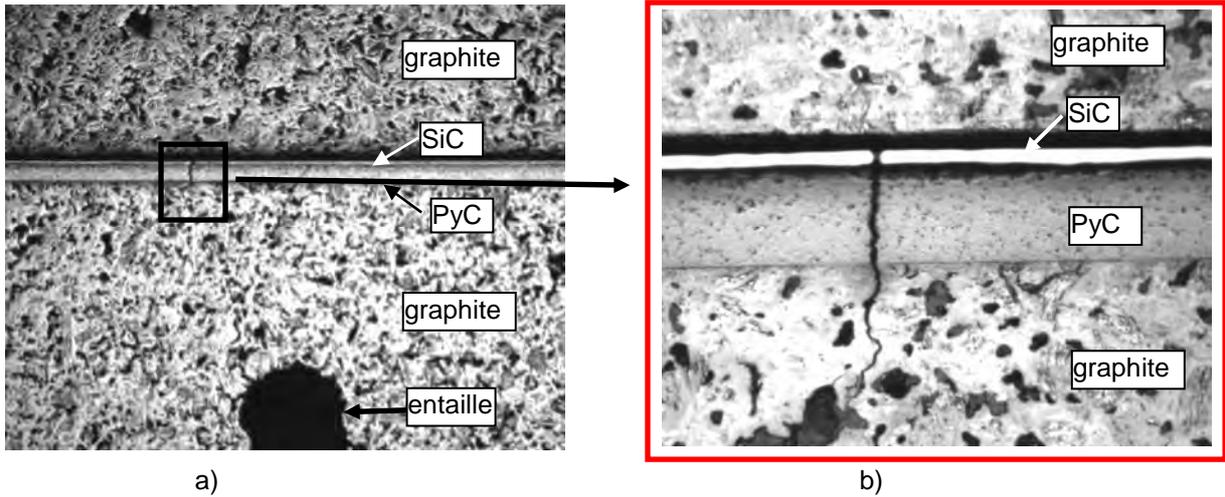


Figure 4.27 – a) Cliché optique au voisinage de l'entaille d'une éprouvette sandwich composée de deux substrats en graphite; b) Apparition d'une fissure dans le dépôt de SiC sous sollicitation (à titre indicatif, on rappelle que l'épaisseurs du dépôt de PyC est d'environ $50 \mu\text{m}$).

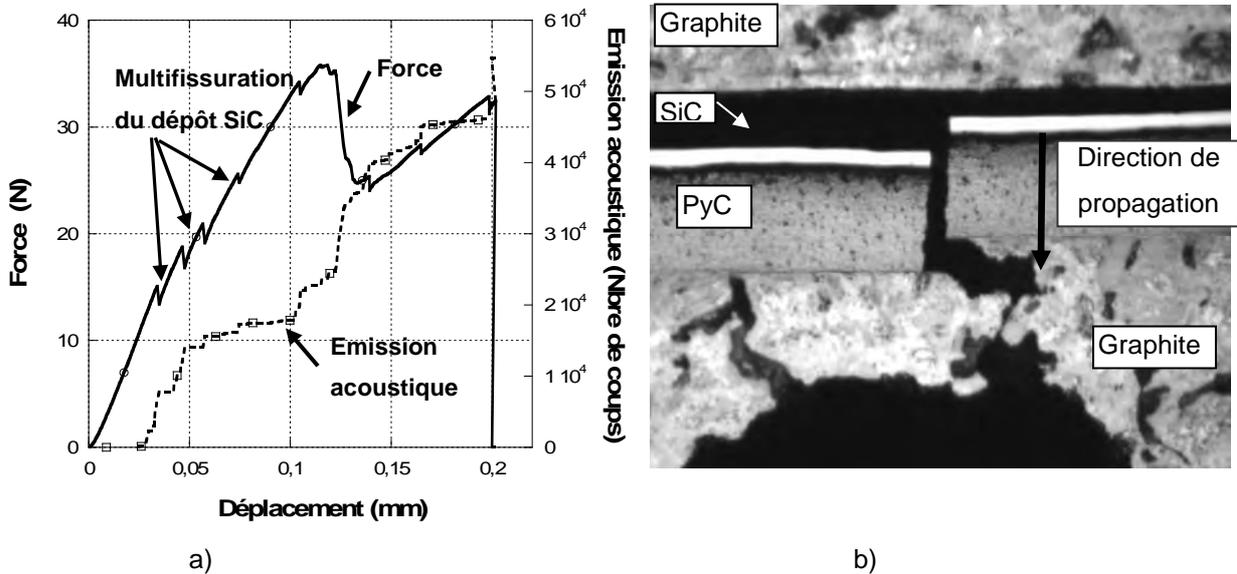


Figure 4.28 – a) Courbe force/déplacement et émission acoustique correspondant à l'essai ; b) Fissure ayant traversé le dépôt de SiC puis rejoint l'entaille (on peut également observer une décohésion de l'interface « colle/substrat graphite »).

Les ruptures prématurées du SiC peuvent toutefois être évitées en déplaçant la ligne neutre de l'éprouvette de façon à maintenir ce dépôt en compression. Ceci peut se faire en réalisant une entaille moins profonde ou en découpant une partie du substrat supérieur (figure 4.29). Le dépôt de SiC ne fissure alors plus mais on retrouve une autre difficulté déjà rencontrée auparavant : la concentration de contraintes en fond d'entaille est trop faible dans le graphite pour qu'il s'y amorce une fissure et l'éprouvette rompt brutalement au niveau de l'appui supérieur.

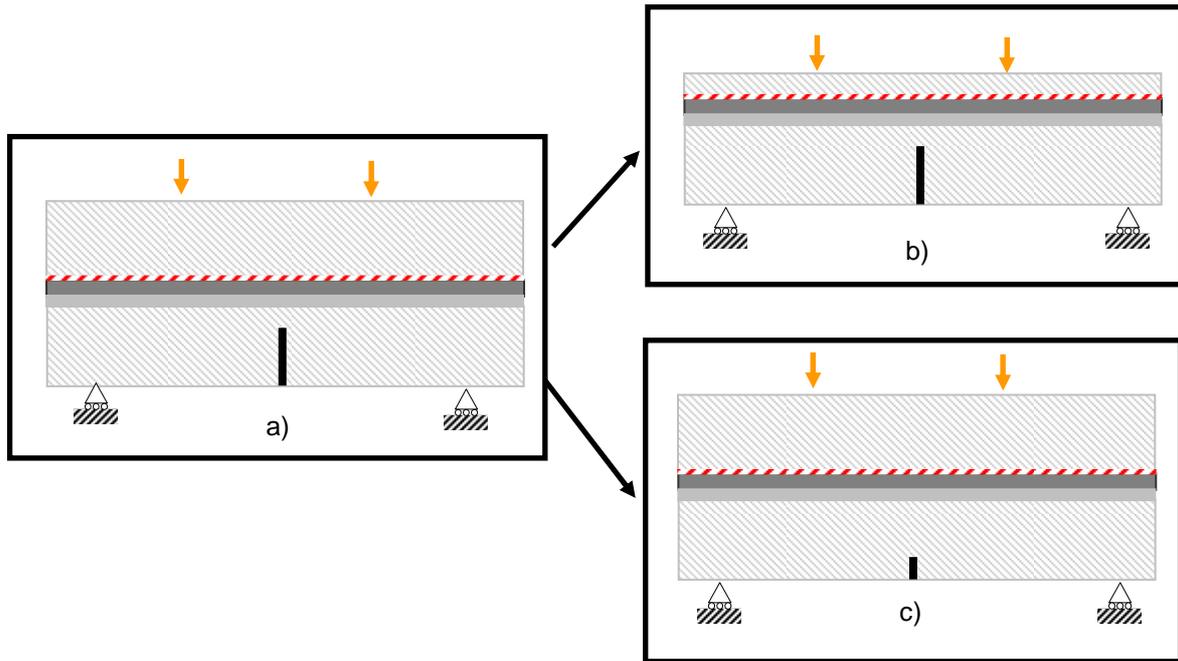


Figure 4.29 – a) Eprouvette initiale ; b) Eprouvette modifiée : découpe du substrat supérieur ; c) Eprouvette modifiée : entaille peu profonde.

Il s'est avéré nécessaire de modifier l'essai initial pour contourner ces difficultés. Ainsi, on a finalement choisi de réaliser des essais de flexion trois points pour concentrer au maximum les contraintes en fond d'entaille. L'échantillon est identique au cas précédent (le substrat collé est en graphite) et la distance choisie entre les appuis bas est de 25 mm (figure 4.30).

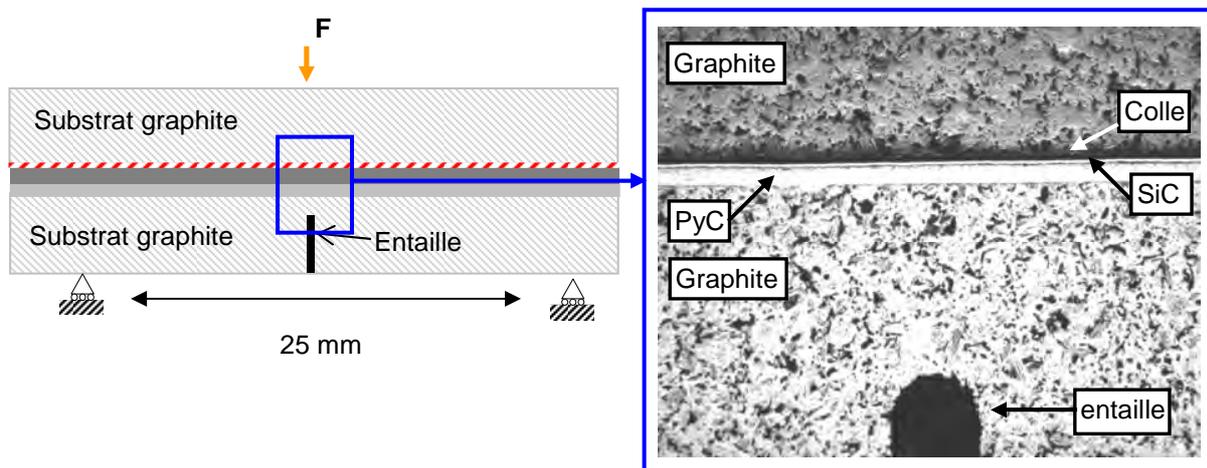


Figure 4.30 – Schéma de l'essai de flexion trois points et cliché optique de l'échantillon au voisinage de l'entaille.

Comme le montrent les six clichés de la figure 4.32, une fissure stable s'amorce bien à partir de l'entaille et il faut augmenter le chargement pour qu'elle se propage. On distingue plusieurs stades de fissuration décrits ci-dessous et représentés sur la courbe force/déplacement (figure 4.31) associée à

cet essai :

- dans un premier temps, l'éprouvette fléchit sous sollicitation sans s'endommager (figure 4.32a) ;
- une fissure s'amorce au niveau de l'entaille à partir d'une force de 25 N puis se propage dans le graphite de façon stable (figures 4.32b1 et 4.32b2) ;
- une propagation instable survient ensuite : la pointe de la fissure qui était alors située dans le graphite traverse successivement le reste du substrat, le dépôt de PyC et le dépôt de SiC sans dévier (figure 4.32c) avant de brancher de manière instable à l'interface « colle/substrat graphite ».
- la propagation interfaciale est ensuite stable (figure 4.32d) et la fissure interfaciale finit par s'arrêter ;
- le second substrat reprend enfin l'intégralité du chargement et finit par rompre pour une force de 28 N (figure 4.32e).

Cet essai a été réalisé sur un autre échantillon et a permis d'observer des mécanismes de fissuration identiques.

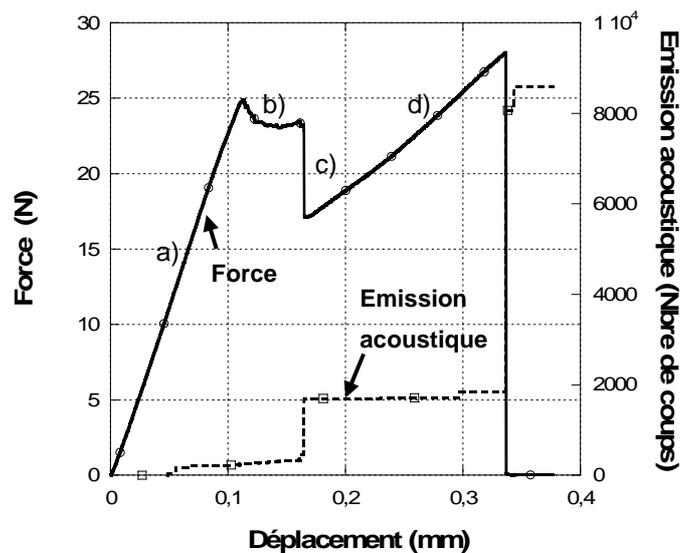


Figure 4.31 - Courbe force/déplacement et émission acoustique correspondant à l'essai de flexion trois points.

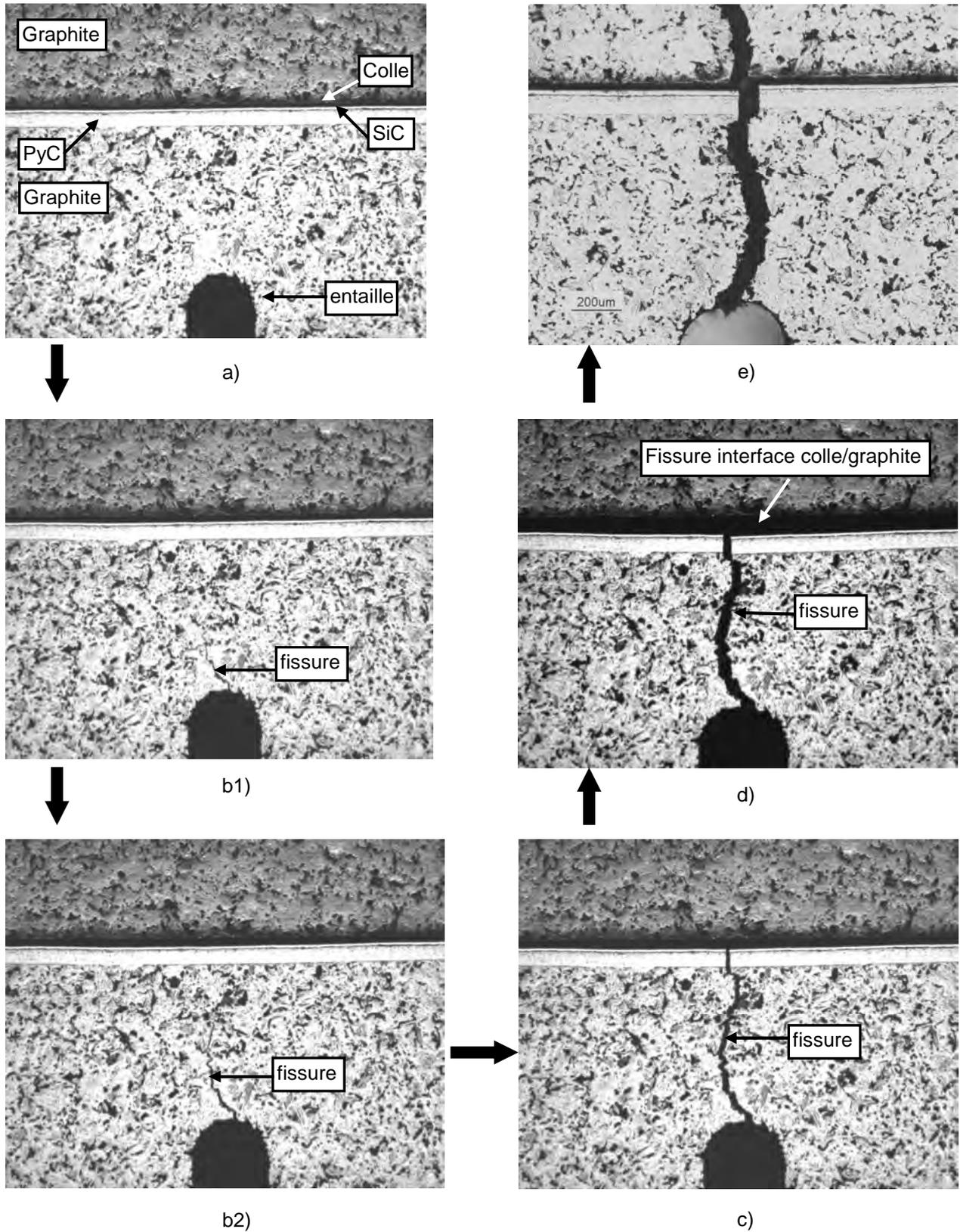


Figure 4.32 – Chemins de fissuration de l'échantillon entaillé sollicité en flexion trois points (l'épaisseur de la couche de PyC est de 50 µm).

Toutefois, bien qu'une propagation stable ait été obtenue et qu'une décohésion interfaciale ait été observée, il ne s'agit pas de la bonne interface. En effet, la fissure n'a pas dévié à l'interface PyC/SiC mais a pénétré dans la couche de SiC. Une modélisation par éléments finis de l'essai a été effectuée pour expliquer ce résultat qui confirme que l'interface PyC/SiC est forte. On ne modélise que la moitié de l'éprouvette entaillée sollicitée en flexion trois points (figure 4.33) compte tenu des conditions de symétrie géométrique et de chargement. L'hypothèse de déformation plane a été choisie et le module d'Young des deux substrats de graphite (égal à 25 GPa) a été déterminé à partir des résultats d'essais de flexion quatre points sur substrat seul. Les valeurs de modules élastiques des dépôts de PyC et de SiC utilisés dans le modèle sont respectivement de 20 GPa et 430 GPa. Le joint de colle n'a pas été pris en compte. La raideur initiale en flexion du modèle a été recalée par rapport aux essais (écart inférieur à 10%) en jouant sur l'épaisseur des substrats et la profondeur de l'entaille. La prise en compte du dépôt de SiC dans le modèle (même si son épaisseur est très faible : 20 μm soit 0,5% de l'épaisseur totale de l'éprouvette) est indispensable pour obtenir des valeurs correctes du taux de restitution d'énergie. En conséquence, le maillage doit être très raffiné dans son plan médian où sont modélisées les couches minces (figure 4.33).

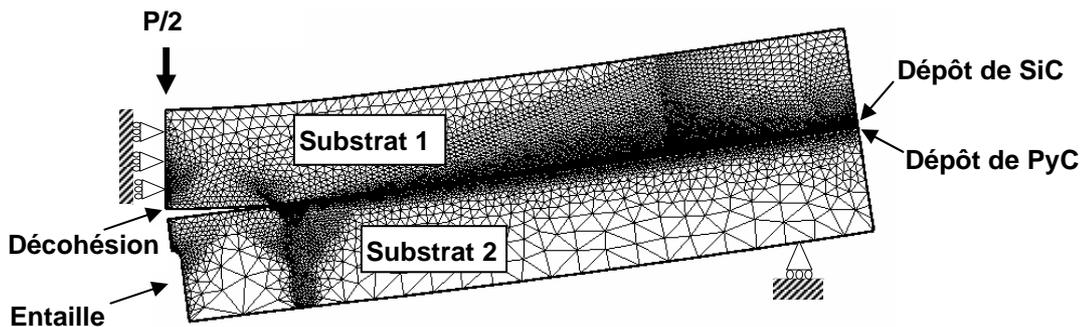


Figure 4.33 – Déformée et maillage réalisés pour l'analyse de la décohésion à l'interface PyC/SiC.

On suppose donc que la fissure s'est amorcée au voisinage de l'entaille, qu'elle a traversé le substrat de graphite et le dépôt de PyC et que la pointe de la fissure se situe à l'interface PyC/SiC. On calcule ensuite le taux de restitution d'énergie en pointe de fissure dans le cas d'une décohésion interfaciale (figure 4.33) ou d'une pénétration dans le SiC pour la force $P = 23 \text{ N}$ correspondant à la pénétration instable lors de l'essai. Les résultats obtenus (figure 4.34) montrent que l'énergie relaxée dans le cas d'une pénétration dans le SiC est très élevée : 1000 J/m^2 pour une pénétration de 1 μm . A l'inverse, le taux de restitution d'énergie en pointe d'une fissure ayant dévié à l'interface PyC/SiC reste faible (70 J/m^2 pour une fissure interfaciale de 400 μm) et inférieure à la ténacité de l'interface évaluée à 150 J/m^2 dans la partie 3.4.1 précédente. Ces résultats sont donc en bon accord avec les observations expérimentales.

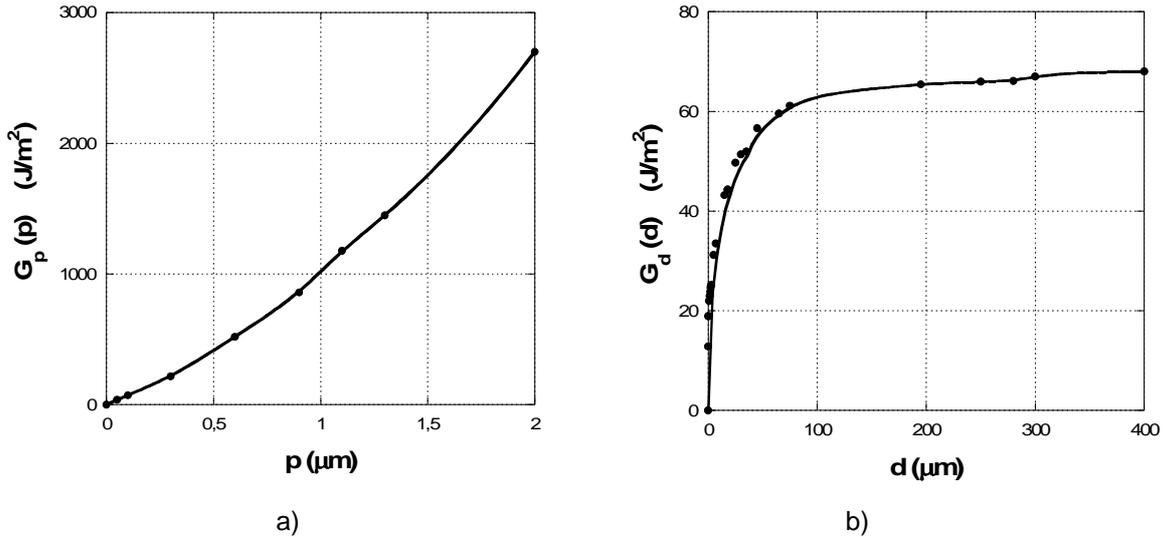


Figure 4.34 – Modélisation de l'essai de flexion trois points : a) taux de restitution d'énergie en pointe d'une fissure ayant pénétré dans le SiC en fonction de la longueur de pénétration, b) taux de restitution d'énergie en pointe d'une fissure ayant dévié à l'interface PyC/SiC en fonction de la longueur de décohésion interfaciale. La force appliquée a pour valeur $P = 23N$.

Finalement, les essais de flexion sur éprouvettes entaillées ont confirmé que l'interface PyC/SiC est forte mais n'ont pas permis d'obtenir de valeurs complémentaires de sa ténacité. Il n'a finalement pas été possible de faire dévier la fissure le long de la bonne interface. Cette difficulté avait déjà été mentionnée par [Demas, 2006] lors d'une étude destinée à la caractérisation d'interfaces entre couches minces de matériaux diélectriques poreux.

3.5. Conclusions

Cette partie essentiellement expérimentale a permis d'estimer les propriétés mécaniques des dépôts de pyrocarbone dense et de carbure de silicium des combustibles HTR. L'interface entre ces différentes couches a également été étudiée. Compte tenu de la géométrie sphérique et des dimensions des échantillons, les essais de caractérisation à mettre en œuvre ne sont pas normalisés. Ils peuvent même parfois se révéler complexes dans la préparation des échantillons ou l'exploitation des résultats comme on l'a vu respectivement pour les essais de flexion ou de Push-Out. Les résultats issus de l'analyse bibliographique et des différentes caractérisations effectuées ici sont résumés dans le tableau 4.5 :

SiC					PyC				Interface I-PyC/SiC
E (GPa)	ν	H (GPa)	σ^c (MPa)	G^c (J/m ²)	E (GPa)	ν	σ^c (MPa)	G^c (J/m ²)	G_i^c (J/m ²)
440±10	0,18	34±2	500-1000	30±5	20,2±0,4 (I-PyC)	0,2	200-380	40±10	150±20
					28,8±0,4 (O-PyC)				

Tableau 4.5 - Caractéristiques mécaniques des couches de l'enrobage (pour le calcul de la ténacité G_i^c de l'interface, on suppose que la contrainte critique σ_i^c de l'interface est inférieure à 300 MPa).

Une partie de ces travaux est également décrite dans [Poitou et al., 2006c].

Les résultats sont partiels concernant la caractérisation des interfaces puisque l'interface « PyC externe (O-PyC) / SiC » n'a pu être étudiée. En effet, malgré les précautions prises pour l'élaboration des dépôts plans (la nature des substrats avait été choisie en fonction des coefficients de dilatation des couches à y déposer), les contraintes résiduelles générées au cours de la phase de refroidissement des échantillons du lot 4 ont conduit à une fissuration du dépôt de PyC et une décohésion complète de cette couche vis à vis du dépôt de SiC. Nous n'avons par conséquent aucun échantillon plan avec une interface O-PyC/SiC intacte à disposition. [Nozawa et al., 2006] ont probablement rencontré les mêmes difficultés sur leurs échantillons cylindriques (fibre SiC et dépôts successifs de PyC poreux, de PyC dense et de SiC) puisqu'ils ne caractérisent que l'interface I-PyC/SiC.

Néanmoins, à l'image de leurs essais de Push-Out, on pourrait envisager une procédure d'essai similaire mais cette fois-ci directement sur les dépôts des billes. La préparation de l'échantillon nécessiterait au préalable d'enrober la bille dans la résine puis de la polir de part et d'autre de manière à obtenir un disque de faible épaisseur ($\approx 100 \mu\text{m}$). Un essai de nanoindentation avec une pointe de géométrie adéquate et un support approprié pourrait ainsi permettre de générer des décohésions aux interfaces souhaitées. Pour l'analyse de la décohésion O-PyC/SiC par exemple, la surface de contact de la pointe devrait être plane de manière à appliquer une force uniforme sur le noyau, le buffer, le I-PyC et le SiC ; la couche de O-PyC quant à elle serait maintenue par un support cylindrique creux judicieusement dimensionné (figure 4.35). La procédure numérique déjà décrite (partie 3.4.1.2) pourrait alors être utilisée afin de déduire la ténacité de l'interface sollicitée.

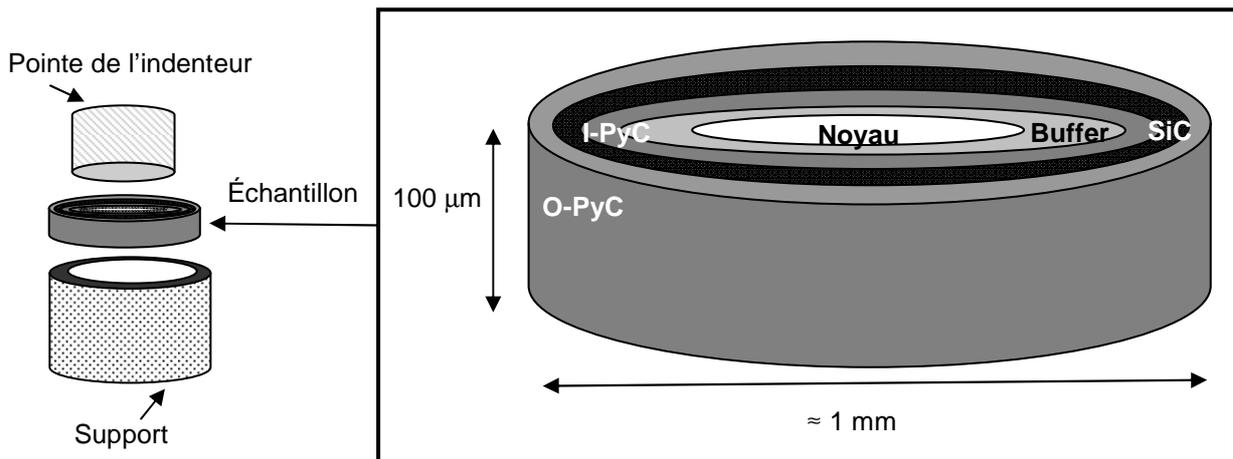


Figure 4.35 – Schéma de l'échantillon et de l'essai envisagés pour la caractérisation de la ténacité des interfaces directement sur l'enrobage des combustibles HTR.

Les principales propriétés mécaniques de l'enrobage étant maintenant estimées, nous allons

les exploiter dans la partie suivante afin d'établir des critères de déviation de fissure aux interfaces.

4. ANALYSE DE LA PROPAGATION DES FISSURES AUX INTERFACES AU COURS DE L'IRRADIATION

L'objectif est maintenant d'obtenir des critères de déviation de fissure au voisinage des interfaces afin d'optimiser l'enrobage du combustible pour retarder sa rupture. L'étude se fait grâce aux outils de simulation numérique développés par le CEA permettant de modéliser le comportement thermomécanique du combustible en cours d'irradiation. Dans un premier temps, nous décrivons le code numérique « ATLAS » utilisé avant d'analyser la fissuration de la particule en des instants critiques de l'irradiation.

4.1. Généralités et présentation d'ATLAS

Les essais d'irradiation en réacteur pour évaluer le comportement des combustibles étant longs et coûteux, il est très vite apparu indispensable de faire appel à des outils de modélisation numérique afin de simuler ces tests. Le code combustible « ATLAS » en est une illustration. Il s'agit d'une application du code éléments finis Cast3M [Charras, 1997] développée par le CEA dans le but de simuler le comportement mécanique et thermique d'une particule combustible HTR tout au long de son irradiation. Les lois de comportement thermique et mécanique sont couplées à des modèles physico-chimiques afin de déterminer à chaque instant le gonflement et la densification des couches, le relâchement des gaz de fission ainsi que la pression et la conductivité des gaz internes à la particule.

Le modèle thermique prend en compte la conduction dans la particule et la conductivité des couches et du noyau est recalculée à chaque pas de temps. Elle dépend de la température, de la fluence⁴ et de la porosité générée par l'irradiation. Le modèle mécanique simule le comportement viscoélastique des constituants de la particule. Il existe deux types de non-linéarités : une non-linéarité matériau au travers des lois de fluage d'irradiation et une non-linéarité géométrique au travers d'une condition de contact entre le noyau et le buffer. Les liaisons entre chaque couche sont supposées parfaites. De plus, à chaque pas de temps, ATLAS recalcule la fluence, la déformation sous flux, la porosité, les caractéristiques matériaux et le taux de combustion [Michel, 2002].

Les principales caractéristiques du modèle sont les suivantes :

- la modélisation de la particule est axisymétrique ;

⁴ Fluence : flux de neutrons intégré par le matériau au cours de son irradiation (unité : neutrons/cm²)

- le chargement thermique est le champ de température résultant du calcul thermique ;

- le chargement en pression est calculé à chaque pas de temps à partir du volume libre (lui-même calculé à partir de la géométrie déformée), de la température et de la quantité de gaz présente (Xe, Kr, CO) ;

- le gonflement du noyau et la déformation sous flux des couches sont des chargements de type « déformation imposée ». Ils sont pris en compte par l'intermédiaire d'une analogie entre gonflement et dilatation thermique.

A partir de simulations réalisées via ATLAS (figures 4.36a et 4.36b) et des retours d'expérience décrits par l'étude bibliographique effectuée dans la partie 2.2 de ce chapitre, on a vu qu'il existait plusieurs causes possibles de fissuration de la particule. On propose ici de s'intéresser essentiellement à deux scénarios :

- a) la rupture d'une des couches de pyrocarbone en début d'irradiation correspondant au taux de combustion de fission de 1,55% FIMA pour lequel les contraintes orthoradiales sont maximales (figure 4.36a),
- b) la rupture de la particule en fin d'irradiation sous l'effet de l'augmentation de la pression interne (figure 4.36b).

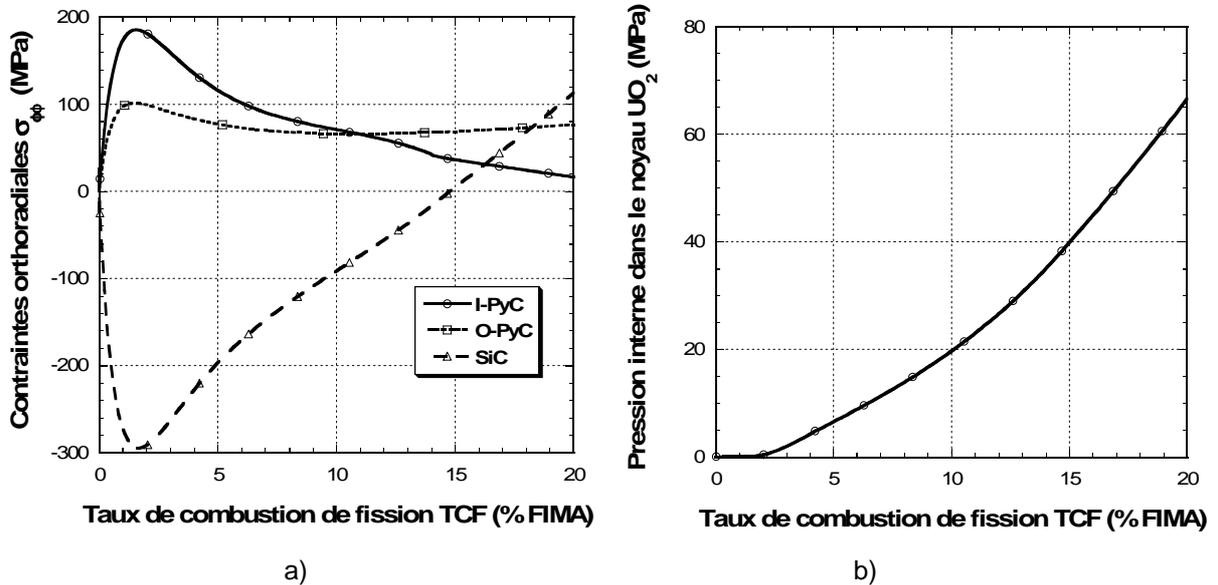


Figure 4.36 – a) Contraintes orthoradiales dans les différentes couches de la particule en fonction du taux de combustion de fission (proportionnel à la durée d'irradiation) ; b) Pression interne dans le noyau en fonction du taux de combustion de fission [Michel, 2005].

Toutefois, dans un premier temps on réalise un calcul simplifié sans prendre en compte le chargement réel évolutif au cours de l'irradiation et le comportement complexe des matériaux (reliant

des lois physico-chimiques, neutroniques et mécaniques). On suppose donc un chargement de pression interne qui modélise le comportement de la particule pour de longues durées d'irradiation, lorsque la pression générée par le gonflement du noyau et le relâchement des gaz de fission est prépondérante. Dans un second temps, on couplera des approches développées pour prédire l'amorçage de fissure aux résultats issus d'une simulation ATLAS.

4.2. Chargement simplifié de pression interne : modélisation de la fin d'irradiation

4.2.1. Modélisation

Puisqu'on ne s'intéresse qu'aux trois couches externes, on ne modélise pas le noyau combustible ainsi que le buffer (pyrocarbone poreux). Compte tenu des conditions de symétrie, le modèle est axisymétrique et on ne modélise qu'un quart de la particule (figure 4.37). Un chargement de pression σ est appliqué sur le contour interne du I-PyC et on introduit une fissure dans le O-PyC⁵.

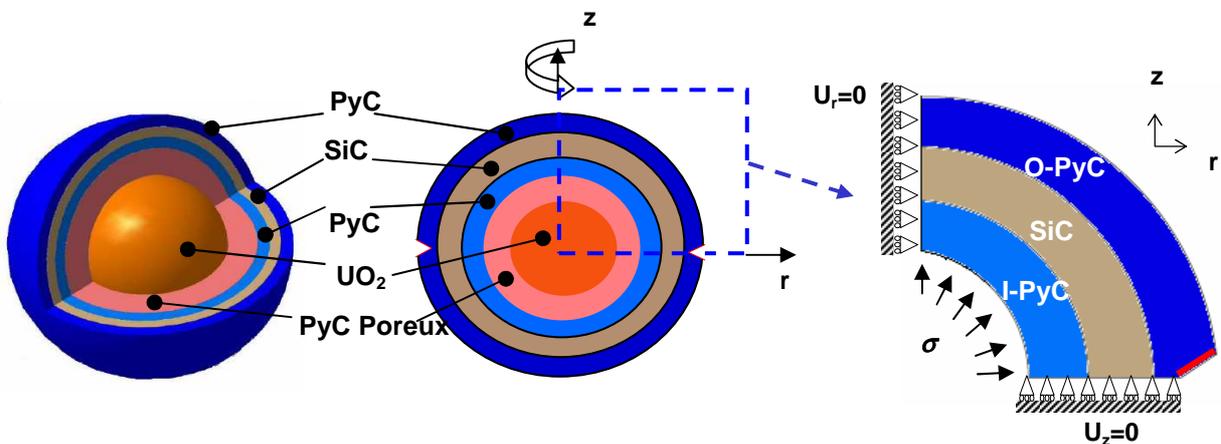


Figure 4.37- Modélisation de la particule sous chargement de pression interne.

Le comportement des matériaux est linéaire élastique isotrope ($E = 430$ GPa pour le SiC, $E = 30$ GPa pour les deux dépôts de PyC et $\nu = 0,2$ pour les trois couches). On analyse ensuite la compétition entre l'amorçage d'une fissure dans le SiC et la décohésion à l'interface O-PyC/SiC (figure 4.38). Les épaisseurs des couches de I-PyC, de SiC et de O-PyC sont respectivement de $41 \mu\text{m}$, $35 \mu\text{m}$ et $40 \mu\text{m}$; le rayon interne de la couche de I-PyC est de $216 \mu\text{m}$.

⁵ Ce travail (maillages et calculs sous chargement de pression interne) a été réalisé par Damien Segur, élève ingénieur, lors de son stage de fin d'étude que j'ai co-encadré.

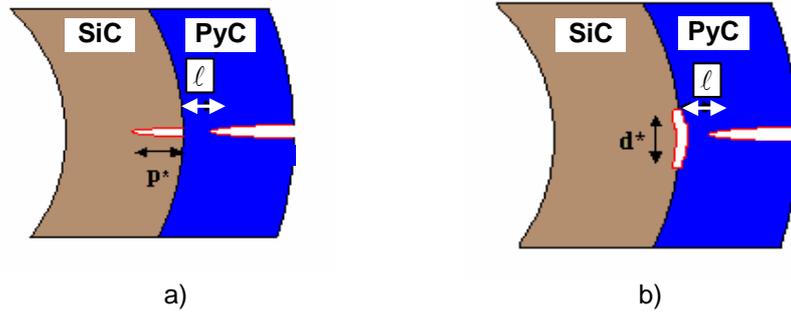


Figure 4.38 - Mécanisme de fissuration au voisinage d'une fissure introduite dans la couche de 0-PyC : a) pénétration dans le SiC, b) décohésion interfaciale.

4.2.2. Critère d'amorçage

Le chargement en pression σ est supposé monotone croissant. Le critère d'amorçage de [Leguillon, 2002] s'écrit classiquement à partir d'une condition en énergie et d'une condition en contrainte qui doivent être satisfaites simultanément sur la même longueur.

Pour la décohésion, le critère s'exprime par les équations suivantes :

$$\begin{cases} G_i^{inc}(d^*) = \frac{W(0) - W(d^*)}{S} = \overline{A_d}(\ell, d^*) \frac{e_{SiC}}{E_i} \sigma^2 \geq G_i^c \\ \sigma_{rr}(d^*) = k_{rr}(\ell, d^*) \sigma \geq \sigma_i^c \end{cases} \quad (4.13)$$

avec E_i le module de l'interface PyC/SiC, e_{SiC} l'épaisseur de la couche de SiC et d^* la longueur d'amorçage.

Pour l'amorçage d'une fissure dans le SiC, il s'écrit :

$$\begin{cases} G_p^{inc}(p^*) = \frac{W(0) - W(p^*)}{S} = \overline{A_p}(\ell, p^*) \frac{e_{SiC}}{E_{SiC}} \sigma^2 \geq G_{SiC}^c \\ \sigma_{\phi\phi}(p^*) = k_{\phi\phi}(p^*) \sigma \geq \sigma_{SiC}^c \end{cases} \quad (4.14)$$

avec E_{SiC} le module du dépôt de SiC et p^* la longueur d'amorçage.

Les maillages associés à chacun de ces mécanismes sont présentés par la figure 4.39.

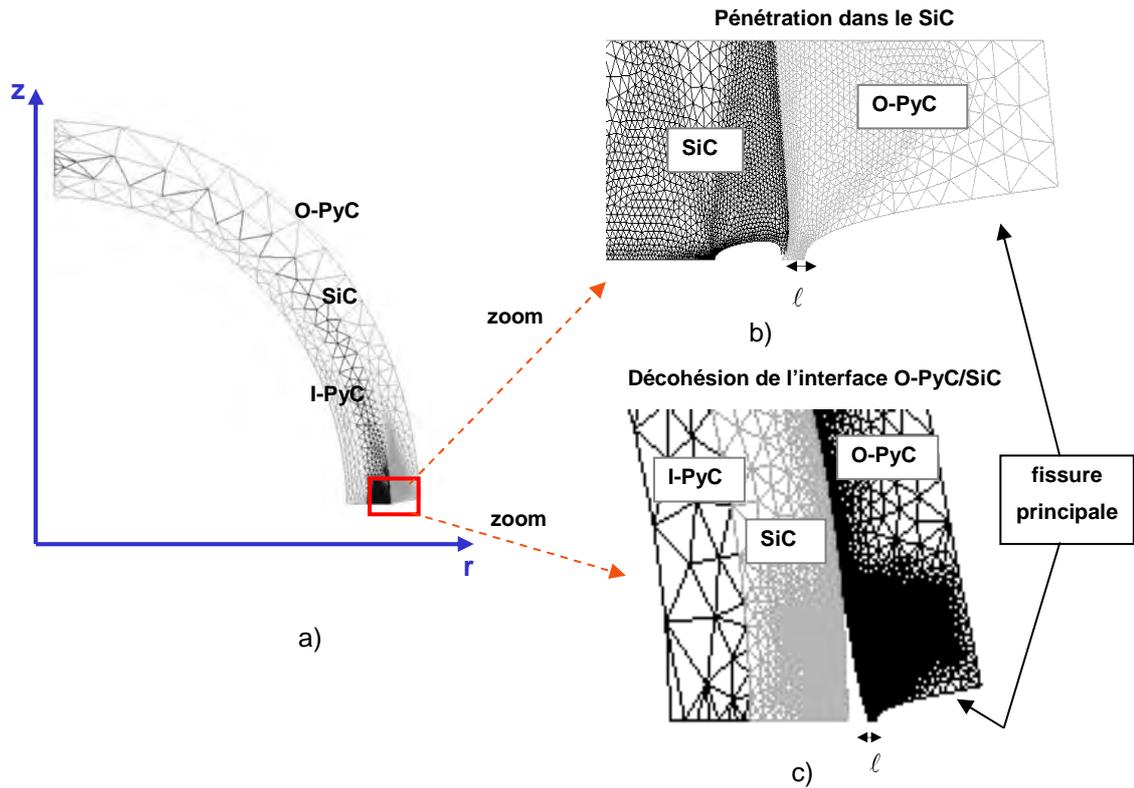


Figure 4.39 – Modélisation de la particule sous chargement de pression interne : a) maillage axisymétrique complet, b) maillage pour le calcul du taux de restitution d'énergie incrémental $G_p^{inc}(p)$ dans le cas d'une pénétration dans le SiC ; c) Maillage pour le calcul du taux de restitution d'énergie incrémental $G_i^{inc}(d)$ dans le cas d'une décohésion à l'interface O-PyC/SiC.

4.2.3. Analyse de chaque mécanisme et critère de déviation

Nous nous intéressons successivement aux mécanismes de décohésion interfaciale, de pénétration de la fissure dans le SiC puis à leur compétition.

4.2.3.1. Critère de décohésion à l'interface O-PyC/SiC

Comme dans le chapitre précédent, le taux de restitution d'énergie incrémental adimensionné $\overline{A_d}(\ell, d)$ est croissant puis décroissant en fonction de la longueur de décohésion interfaciale (figure 4.40a). Il passe donc par un maximum en $d = d^{\max}$ et la valeur maximale est atteinte lorsque la pointe de la fissure principale est située à l'interface. La concentration de contrainte radiale $k_{rr}(\ell, d)$ est décroissante lorsque l'on s'éloigne de la fissure principale (figure 4.40b). Le critère d'amorçage permet de déduire la longueur d'amorçage d^* en fonction de la longueur caractéristique de l'interface

$L_i^c = \frac{E_i G_i^c}{(\sigma_i^c)^2}$. Lorsque celle-ci est suffisamment grande ($\frac{L_i^c}{e_{SiC}} \geq 0,4$) alors la longueur d'amorçage d^*

est constante et égale à d^{max} (figure 4.41) et la contrainte d'amorçage donnée par

$$\sigma^* = \left(\frac{G_i^c}{\overline{A_d}(d^{max}) \frac{e_{SiC}}{E_i}} \right)^{1/2} \text{ ne dépend donc que de } G_i^c. \text{ Dans le cas contraire } \left(\frac{L_i^c}{e_{SiC}} < 0,4 \right), \text{ elle vaut}$$

$$\sigma^* = \left(\frac{G_i^c}{\overline{A_d}(d^*) \frac{e_{SiC}}{E_i}} \right)^{1/2} \text{ et elle est fonction de } G_i^c \text{ et de } \sigma_i^c. \text{ On note que la condition } \frac{L_i^c}{e_{SiC}} \geq 0,4 \text{ est}$$

facilement remplie puisqu'elle requiert par exemple $G_i^c > 9 \text{ J/m}^2$ si $\sigma_i^c = 200 \text{ MPa}$.

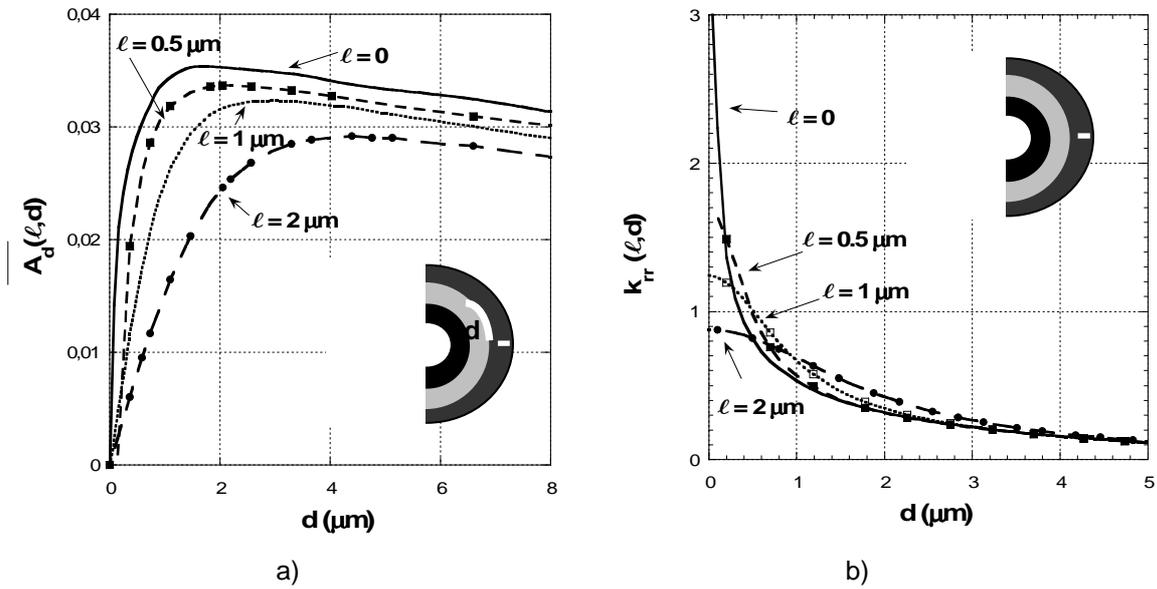


Figure 4.40 – Modélisation de la particule sous chargement de pression interne : a) taux de restitution d'énergie incrémental adimensionné $\overline{A_d}$ en fonction de la longueur de décohesion d pour plusieurs valeurs du ligament ℓ , b) coefficient de concentration de contrainte radiale k_{rr} à l'interface en fonction de la distance d pour plusieurs valeurs du ligament ℓ .

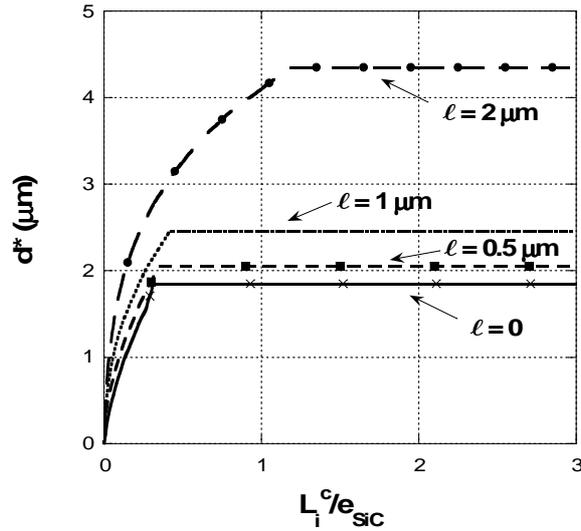


Figure 4.41 – Modélisation de la particule sous chargement de pression interne : longueur d’amorçage de la décohésion en fonction de la longueur caractéristique de l’interface pour plusieurs valeurs de ligament.

4.2.3.2. Critère de pénétration dans la couche de SiC

L’analyse est similaire pour l’amorçage d’une fissure dans le dépôt de SiC. La figure 4.42a montre que $\overline{A_p}(l, p)$ et $k_{\phi\phi}(l, p)$ sont respectivement strictement croissante et strictement décroissante en fonction de p (défini respectivement comme la longueur de fissure dans la couche de SiC et la distance axiale par rapport à l’interface O-PyC/SiC). Grâce au critère d’amorçage, on déduit la longueur d’amorçage p^* en fonction de la longueur caractéristique $L_{SiC}^c = \frac{E_{SiC} G_{SiC}^c}{(\sigma_{SiC}^c)^2}$. Lorsque cette

longueur est suffisamment grande ($\frac{L_{SiC}^c}{e_{SiC}} \geq 1,4$), la longueur d’amorçage p^* est constante et égale à l’épaisseur du dépôt de SiC ($p^* = e_{SiC} = 35 \mu\text{m}$, figure 4.42b). Dans ce cas, comme démontré au

chapitre 2 (partie 3.1.2), la contrainte d’amorçage donnée par $\sigma^* = \left(\frac{G_{SiC}^c}{\overline{A_p}(l, p^*) \frac{e_{SiC}}{E_{SiC}}} \right)^{1/2}$ est alors égale

à $\sigma^* = \left(\frac{G_{SiC}^c}{\overline{A_p}(l, e_{SiC}) \frac{e_{SiC}}{E_{SiC}}} \right)^{1/2}$ et elle est indépendante de σ_{SiC}^c . Ainsi, pour une ténacité $G_{SiC}^c = 30 \text{ J/m}^2$,

la contrainte d’amorçage est indépendante de la résistance en traction du SiC tant que $\sigma_{SiC}^c < 513 \text{ MPa}$.

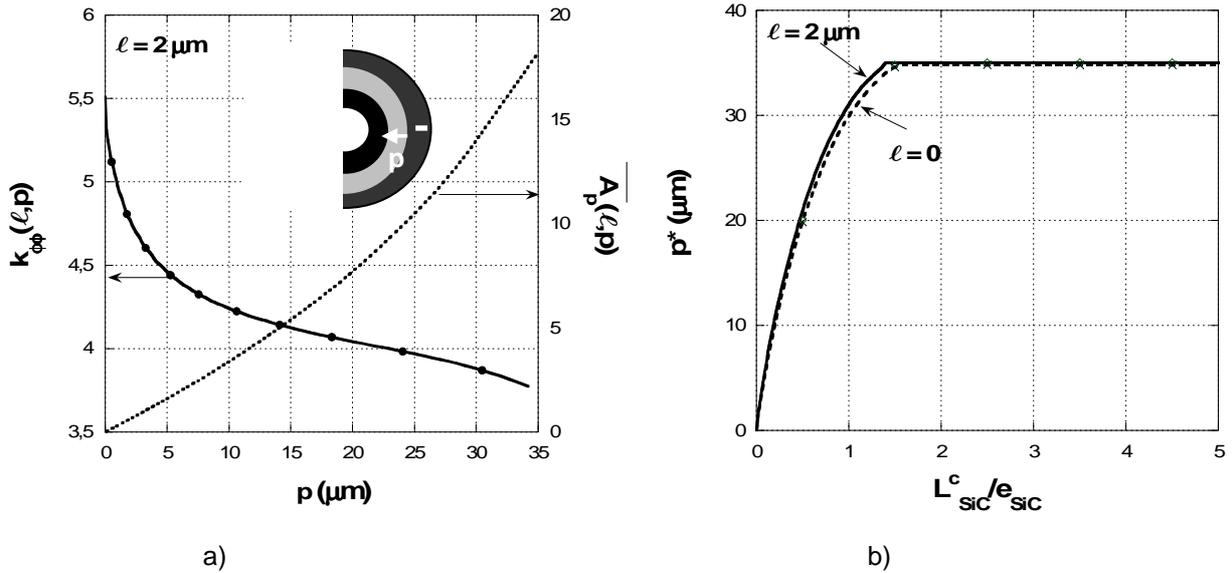


Figure 4.42 – Modélisation de la particule sous chargement de pression interne : a) taux de restitution d'énergie incrémental adimensionné $\overline{A_p}$ en fonction de la longueur de pénétration et coefficient de concentration de contrainte orthoradiale $k_{\phi\phi}$ en fonction de la distance p par rapport à l'interface O-PyC/SiC (ligament fixé à $2 \mu\text{m}$), b) longueur d'amorçage p^* d'une fissure dans le SiC en fonction de la longueur caractéristique du dépôt de SiC.

4.2.3.3. Compétition entre décohésion et pénétration à l'interface O-PyC/SiC

La comparaison des contraintes d'amorçage pour les mécanismes de pénétration et de décohésion interfaciale permet d'obtenir des conditions de déviation en fonction des caractéristiques à rupture des constituants. La ténacité du dépôt de SiC est choisie égale à 30 J/m^2 et la résistance en traction σ_i^c de l'interface O-PyC/SiC (supposée faible) est dans un premier temps fixée à 50 MPa . Pour ces caractéristiques, les courbes obtenues figure 4.43a dans le plan (G_i^c, σ_{SiC}^c) montrent que la décohésion interfaciale est favorisée lorsque le ligament décroît (pour $\ell = 0$, la pointe de la fissure présente dans le O-PyC est située à l'interface). La frontière délimitant chaque mécanisme peut être décomposée en deux parties :

- lorsque la résistance en traction du SiC est suffisamment faible ($\sigma_{SiC}^c < 513 \text{ MPa}$), il y a déviation si la ténacité de l'interface est inférieure à $0,38 \text{ J/m}^2$ (pour $\ell = 0$, figure 4.43a)
- lorsque la résistance en traction du SiC est supérieure à 513 MPa , la ténacité de l'interface permettant la décohésion dépend de cette résistance.

La figure 4.43b fournit des abaques similaires mais pour plusieurs valeurs de la contrainte à rupture σ_i^c de l'interface O-PyC/SiC. Les résultats évoluent peu et on constate que pour ce type de chargement (pression interne), la ténacité G_i^c de l'interface doit être très faible pour qu'il y ait déviation plutôt que pénétration. **La décohésion interfaciale est donc peu probable.**

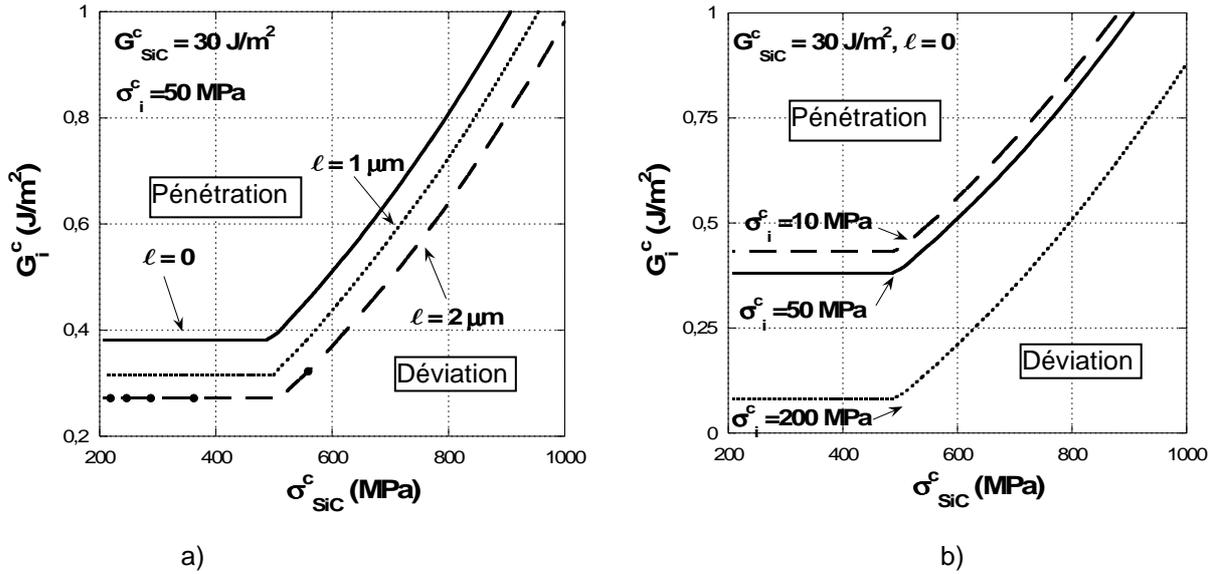


Figure 4.43 – Modélisation de la particule sous chargement de pression interne : a) frontière entre décohésion et pénétration dans le plan (G_i^c, σ_{SiC}^c) pour plusieurs valeurs de ligament, b) frontière entre décohésion et pénétration dans le plan (G_i^c, σ_{SiC}^c) pour plusieurs valeurs de σ_i^c (la déviation est prédite si la ténacité de l'interface est inférieure à la courbe).

Si on choisit d'introduire une fissure dans le PyC interne (I-PyC) plutôt que le PyC externe (O-PyC), on constate que la décohésion n'est pas possible puisque, pour ce type de modélisation, les coefficients de concentration de contrainte radiale k_{rr} à l'interface I-PyC/SiC restent négatifs quel que soit le ligament (figure 4.44). Le critère d'amorçage d'une décohésion interfaciale ne peut donc être satisfait.

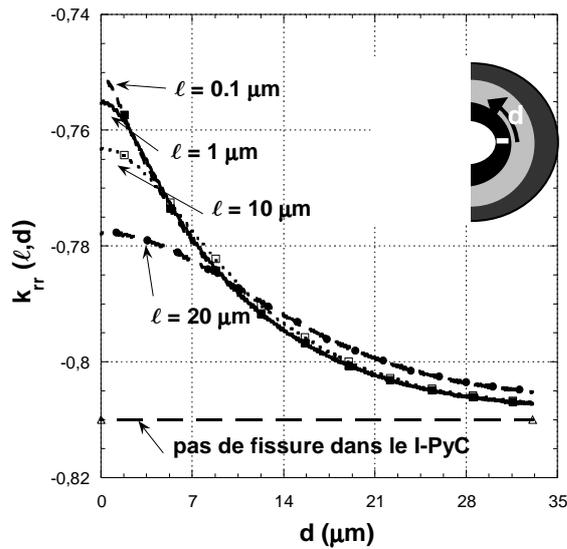


Figure 4.44 - Modélisation de la particule sous chargement de pression interne : coefficient de concentration de contrainte radiale k_{rr} à l'interface I-PyC/SiC en fonction de la distance d pour plusieurs valeurs de ligament.

En conclusion, pour un chargement simplifié de pression interne modélisant le comportement de la particule en fin d'irradiation, si une fissure apparaît dans l'une des couches de pyrocarbone (interne ou externe) alors elle va traverser toutes les couches, y compris le SiC, et conduire à la ruine de la particule. La déviation aux interfaces PyC/SiC est peu probable, cela nécessiterait d'élaborer des interfaces vraiment trop faibles ($G_j^c < 1 \text{ J/m}^2$) qui risqueraient de rompre bien avant la fin de l'irradiation.

Nous nous intéressons maintenant à la fissuration de la particule en cours d'irradiation lorsque les champs de déformations et de contraintes dans la particule sont complexes et qu'ils ne dépendent pas principalement de la pression interne comme c'était le cas dans cette partie.

4.3. Modélisation en cours d'irradiation

Le code ATLAS n'est actuellement pas conçu pour permettre des calculs au voisinage de fissures. En particulier, les maillages utilisés sont réguliers et on ne peut calculer avec précision un taux de restitution d'énergie en pointe de fissure ou d'éventuelles concentrations de contraintes locales dues à la présence d'une fissure. Il s'est donc avéré nécessaire de coupler les résultats issus d'ATLAS avec des procédures développées pour l'analyse de l'amorçage et de la propagation de fissure.

4.3.1. Choix de l'instant d'irradiation

Une simulation sur un cas test [Michel, 2005] a d'abord été réalisée via ATLAS afin d'évaluer les contraintes et déformations dans les couches de l'enrobage en fonction du taux de combustion de fission. Comme le montre la figure 4.36a, en début d'irradiation, les contraintes de traction orthoradiale dans le PyC interne (I-PyC) et le PyC externe (O-PyC) augmentent jusqu'à devenir maximales pour un taux de combustion de fission de 1,55 % FIMA. Ensuite, elles diminuent sous l'effet du fluage d'irradiation. La couche de SiC reste au contraire en compression orthoradiale jusqu'à un taux de combustion de fission inférieur à 14 % FIMA ce qui lui évite de rompre et garantit la tenue de l'enrobage durant toute cette durée d'irradiation.

Même si la particule est dimensionnée pour qu'aucune fissure n'apparaisse, compte tenu des fortes contraintes orthoradiales en début d'irradiation dans le PyC, on peut supposer qu'une fissure est susceptible de s'amorcer pour le taux de combustion de fission de 1,55 % FIMA ou avant. De plus, les figures 4.45a et 4.45b montrent que les contraintes radiales à l'interface I-PyC/SiC en fonction de la durée d'irradiation sont également maximales pour ce même taux de combustion de fission alors qu'elles restent en compression à l'interface SiC/O-PyC. A priori, une décohésion interfaciale suite à une fissure d'un des dépôts de pyrocarbone est donc susceptible de se produire davantage à l'interface I-PyC/SiC qu'à l'interface SiC/O-PyC.

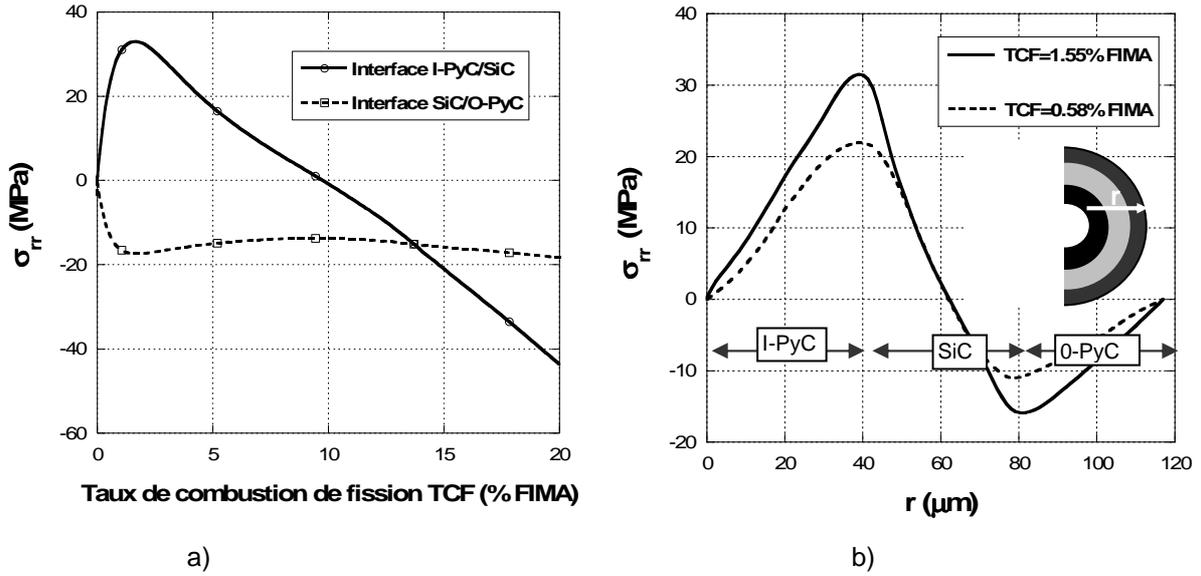


Figure 4.45 – Résultats fournis par le code ATLAS : a) Evolution des contraintes radiales aux interfaces PyC/SiC au cours de l'irradiation ; b) Evolution des contraintes radiales dans les couches de l'enrobage à deux instants fixés de l'irradiation.

On suppose donc maintenant qu'une fissure s'est amorcée dans l'une des couches de pyrocarbone en début d'irradiation (TCF = 1,55 % FIMA) et on applique le théorème de superposition [Bui, 1978] à un instant fixé de l'irradiation afin d'évaluer le nouveau champ de contraintes ensuite utilisé comme chargement pour simuler l'amorçage des mécanismes de fissuration.

4.3.2. Couplage avec le code ATLAS

Le principe de superposition est d'abord rappelé pour le cas d'une fissure centrale présente dans un milieu élastique infini chargé uniformément à l'infini tel que $\sigma_{yy} = \sigma$ et $\sigma_{yx} = \tau$ (figure 4.46). On commence d'abord par résoudre le **problème mécanique lorsqu'il n'y a pas de fissure**. On en déduit les contraintes sur la ligne droite L occupée par la fissure :

$$\sigma_{yi}^0 (x \in [0, L], 0) \quad i=x,y. \quad (4.15)$$

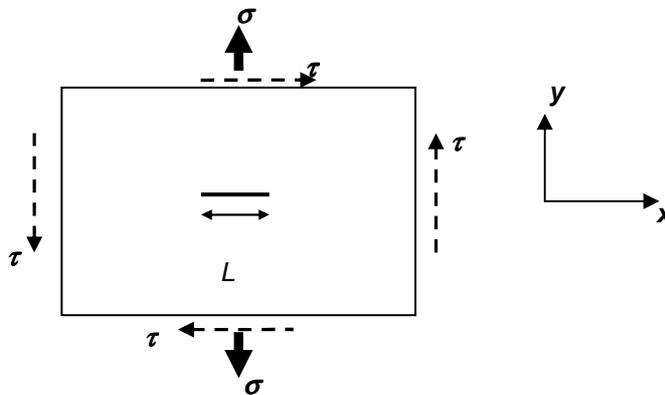


Figure 4.46 – Fissure dans un milieu élastique infini chargé uniformément à l'infini.

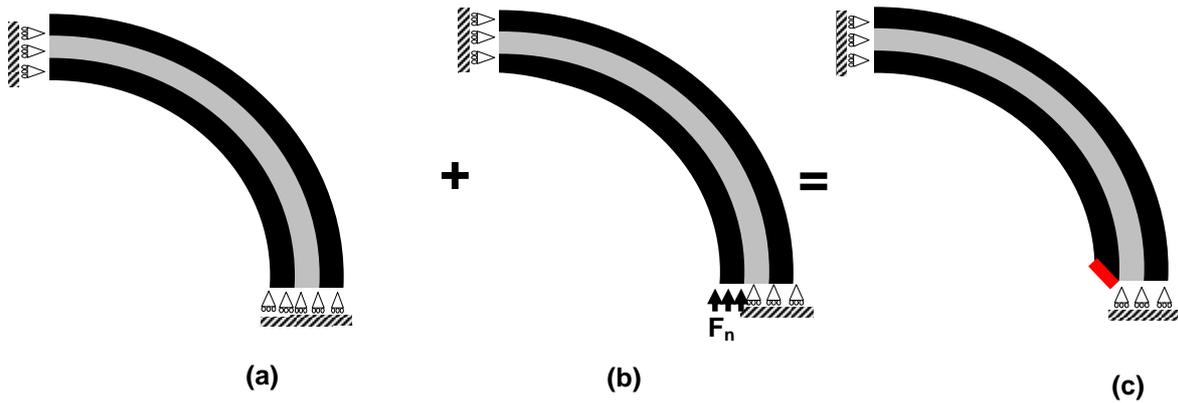
Nous superposons alors à la première solution celle du **problème auxiliaire** suivant : trouver la solution du problème mécanique dans lequel les conditions aux limites sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_{yi}(x \in [0, L], 0) = -\sigma_{yi}^0(x \in [0, L], 0) \quad i=x, y \text{ sur } L, \\ \sigma_{ij} = 0 \end{array} \right. \quad i=x, y \text{ à l'infini.} \quad (4.16)$$

La superposition des deux solutions donne la solution exacte du problème. La solution du premier problème étant régulière en tout point, les facteurs d'intensité de contraintes sont nuls et les facteurs du problème auxiliaire sont donc exactement les facteurs d'intensité du problème complet. Une démarche identique est maintenant appliquée pour l'analyse de la fissuration de l'enrobage des combustibles. Les étapes de modélisation dans le code Cast3M sont les suivantes (figure 4.47) :

- (a) - **Résolution du problème non fissuré par ATLAS** puis projection des champs résultants (contraintes « C_{Atlas} » et déplacement « D_{Atlas} ») sur un second maillage adapté aux calculs de mécanique de la rupture (maillages raffinés localement) mais de géométrie identique.
 - Extraction des contraintes sur la longueur de la fissure principale située dans le I-PyC (ou le O-PyC suivant l'endroit où l'on introduit la fissure) afin de générer un vecteur « force nodale » F_n associé à ces contraintes.
- (b) - **Résolution du problème auxiliaire** pour obtenir le déplacement « D_{auxil} » et les contraintes « C_{auxil} » lorsqu'on rajoute le vecteur « force nodale » F_n : cela nécessite le calcul des déplacements et contraintes générés par l'introduction du vecteur force nodale F_n .
- (c) - **Superposition** des contraintes et déplacements pour obtenir la solution du problème complet. On obtient le déplacement total « $D_{Tot} = D_{Atlas} + D_{auxil}$ » et les contraintes totales « $C_{Tot} = C_{Atlas} + C_{auxil}$ » résultant de la modification du champ par l'introduction d'une fissure dans le dépôt de pyrocarbone.

On peut ensuite en déduire les déformations élastiques du nouveau problème (enrobage fissuré) ainsi que l'énergie élastique.



Problème non fissuré
(champs de contraintes et
de déplacements d'ATLAS)

Problème auxiliaire
(champs de contraintes et de
déplacements générés par l'introduction
d'une fissure dans l'I-PyC)

Problème complet

Figure 4.47 – Application du principe de superposition pour l'introduction d'une fissure dans le pyrocarbone.

On introduit dans un premier temps une fissure dans le pyrocarbone interne (I-PyC). Celle-ci génère une singularité de contraintes en pointe de fissure et une redistribution des contraintes dans l'enrobage comme le montrent les figures 4.48a et 4.48b avec respectivement les contraintes orthoradiales dans les différentes couches et les contraintes radiales à l'interface I-PyC/SiC. Cette redistribution dépend du ligament défini comme la distance entre la pointe de la fissure présente dans le I-PyC et l'interface I-PyC/SiC. Lorsque celui-ci est suffisamment petit, le SiC initialement en compression orthoradiale est alors sollicité en traction (figure 4.48a) et peut donc fissurer avant que la fissure présente dans le PyC n'atteigne l'interface. De même, les surcontraintes radiales à l'interface peuvent être suffisamment importantes pour entraîner une décohésion interfaciale (figure 4.48b).

Ceci conduit donc à analyser les différents mécanismes de fissuration pouvant se produire (déviation, pénétration...). **Cette étude se fait à un instant fixé de l'irradiation, on suppose donc que le chargement extérieur n'évolue pas** et que fluage d'irradiation du PyC (comportement non-linéaire) n'intervient pas puisqu'il s'agit d'un phénomène de longue durée par rapport à la propagation d'une fissure. Seule la présence de la fissure dans le pyrocarbone entraîne donc une modification des champs de contraintes et de déplacements.

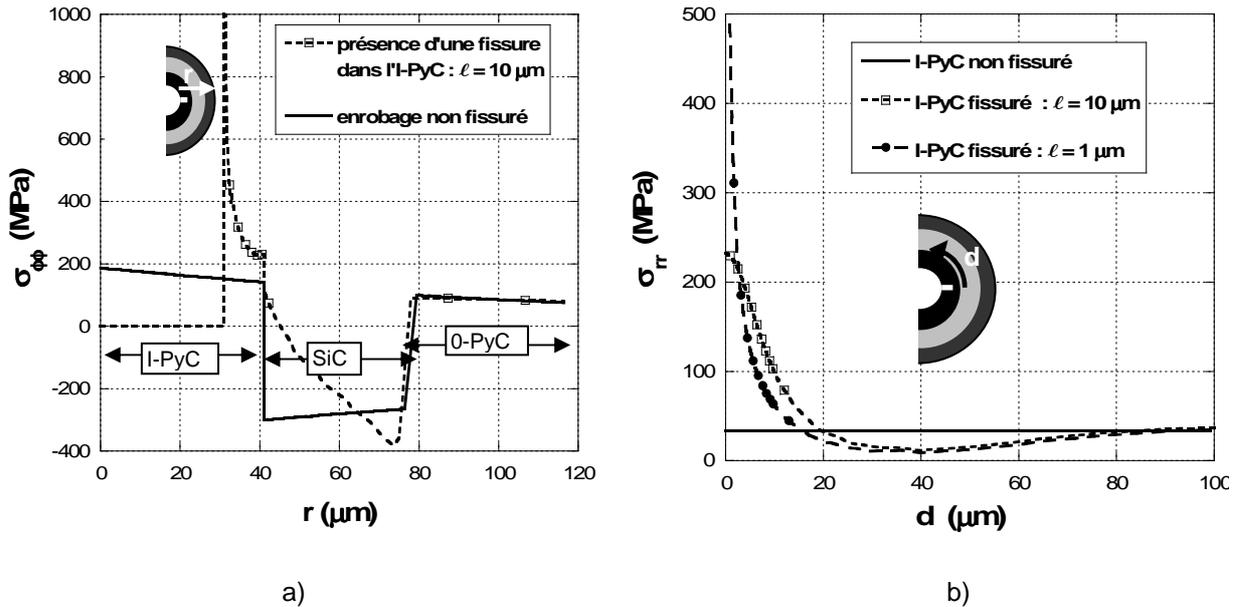


Figure 4.48 – Application du principe de superposition en mécanique de la rupture pour déterminer : a) les contraintes orthoradiales dans l'enrobage (avec et sans fissure dans le I-PyC) à un instant fixé de l'irradiation (TCF=1,55% FIMA), b) l'influence de la présence d'une fissure dans le I-PyC sur les contraintes radiales à l'interface I-PyC/SiC à un instant fixé de l'irradiation (TCF=1,55% FIMA).

4.3.3. Analyse de la fissuration en début d'irradiation

Le chargement choisi correspond à la durée d'irradiation TCF = 1,55 % FIMA pour laquelle les contraintes orthoradiales dans les dépôts I-PyC et O-PyC sont maximales et, par conséquent, où la probabilité de fissuration de l'une de ces couches est la plus forte. D'autre part, on constate également pour ce taux de combustion de fission que les contraintes de compression orthoradiale et de traction radiale respectivement dans le SiC et à l'interface I-PyC/SiC sont les plus fortes. Ainsi, on peut supposer que c'est à cet instant que les conditions de chargement sont les plus favorables pour l'apparition d'une décohésion interfaciale.

On introduit donc, pour ce chargement, une fissure principale dans le I-PyC et on applique la procédure utilisée dans les chapitres précédents pour prédire l'amorçage d'une fissure à l'interface ou dans le SiC en amont de cette fissure principale. Néanmoins, le chargement n'est cette fois-ci pas croissant mais fixé par l'instant choisi de l'irradiation. L'objectif est donc d'analyser **pour ce chargement** la possibilité d'une déviation de la fissure principale le long de l'interface I-PyC/SiC. La démarche consiste donc à étudier pour chaque mécanisme (décohésion interfaciale ou pénétration) le ligament pour lequel une fissure est susceptible de s'amorcer. Si une décohésion interfaciale s'amorce en amont de la fissure principale pour un ligament plus grand que celui déterminé pour l'amorçage d'une fissure dans le SiC alors c'est ce mécanisme de déviation qui sera favorisé.

Pour l'analyse de la pénétration, sur les figures 4.49a et 4.49b sont respectivement tracés les contraintes orthoradiales $\sigma_{\phi\phi}(p)$ dans le dépôt de SiC et le taux de restitution d'énergie incrémental

$G_p^{inc}(\rho)$ pour une fissure présente dans cette couche. On constate que lorsque le ligament est suffisamment faible, les contraintes orthoradiales passent en traction sur une partie du dépôt et deviennent supérieures à sa résistance en traction. La condition en contrainte du critère d'amorçage peut alors être satisfaite. On remarque que le taux de restitution d'énergie $G_p^{inc}(\rho)$ décroît à partir de certaines longueurs de pénétration (figure 4.49b) du fait du maintien en compression du SiC suffisamment loin de la fissure principale.

De plus, bien que $G_p^{inc}(\rho)$ augmente lorsque le ligament décroît, celui-ci reste faible et sa valeur maximale ($G_p^{inc}(\rho) = 2,3 \text{ J/m}^2$ pour $\ell = 0$) est bien inférieure à la ténacité du SiC ($G_{SiC}^c = 30 \text{ J/m}^2$). Ainsi, pour ce chargement correspondant à un taux de combustion de fission égal à 1,55% FIMA, la condition énergétique nécessaire à l'amorçage d'une fissure dans le dépôt de SiC n'est pas suffisante et la pénétration est donc peu probable.

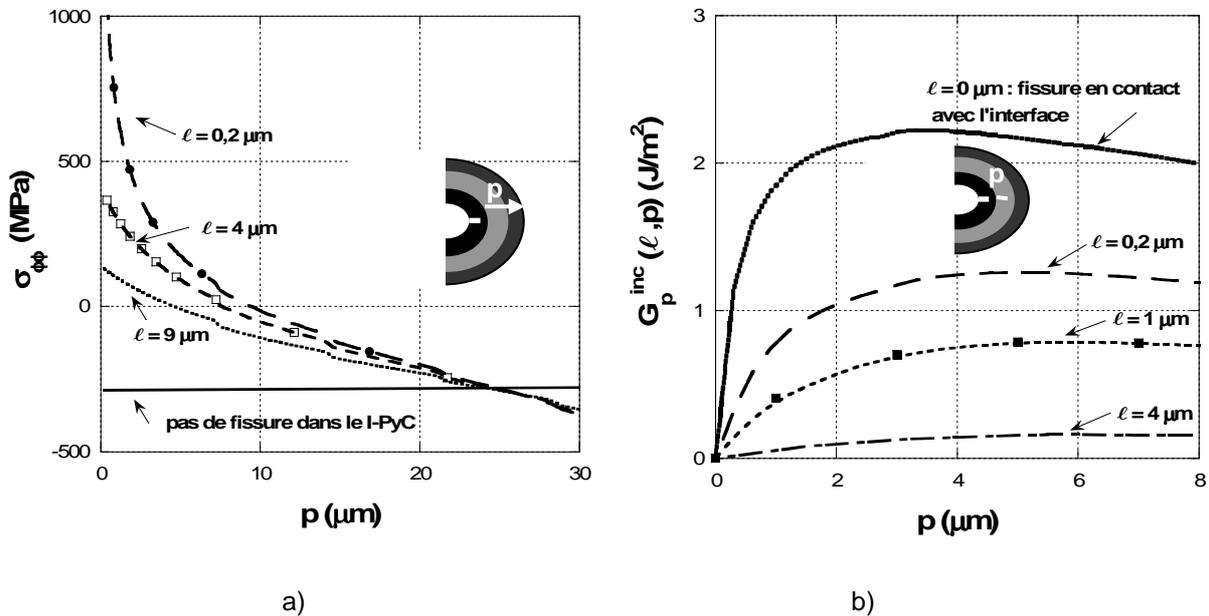


Figure 4.49 – Modélisation de la particule sous irradiation (fissure dans le I-PyC) : a) coefficient de concentration de contrainte orthoradiale $k_{\phi\phi}$ en fonction de la distance p par rapport à l'interface I-PyC/SiC (TCF=1,55% FIMA), b) taux de restitution d'énergie incrémental G_p^{inc} en fonction de la longueur de pénétration pour plusieurs valeurs de ligament (TCF=1,55% FIMA).

Pour l'analyse de la décohésion de l'interface I-PyC/SiC, les conclusions sont identiques. Lorsque la fissure présente dans le I-PyC se rapproche de l'interface, les contraintes radiales deviennent suffisamment grandes pour que la condition en contrainte soit satisfaite mais le taux de restitution d'énergie incrémental $G_d^{inc}(d)$ associé à la propagation de la fissure le long de l'interface reste trop faible pour remplir la condition en énergie (figure 4.50). En effet, si on considère que la ténacité G_i^c de l'interface I-PyC/SiC est de l'ordre de 150 J/m^2 alors l'amorçage d'une décohésion interfaciale n'est pas possible.

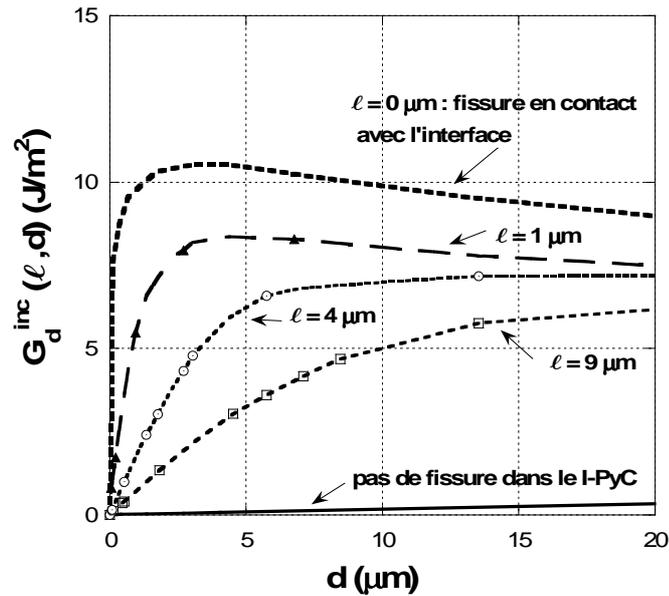


Figure 4.50 – Modélisation de la particule sous irradiation (fissure dans le I-PyC) : taux de restitution d'énergie incrémental G_d^{inc} en fonction de la longueur de décohésion pour plusieurs valeurs de ligament (TCF=1,55% FIMA).

La particule est finalement bien dimensionnée puisque lorsqu'une fissure s'amorce dans le I-PyC en début d'irradiation, on montre **que pour ce chargement** elle n'a pas assez d'énergie ni pour pénétrer dans le dépôt de SiC ni pour dévier à l'interface. Cette fissure est alors stable et finit par s'arrêter dans le pyrocarbone ou à l'interface I-PyC/SiC. Elle pourrait néanmoins se propager plus tard pour des taux de combustion de fission supérieurs à 1,55% FIMA. Dans ce cas, il est fort probable qu'elle pénètre dans le SiC plutôt qu'elle dévie puisque les contraintes de traction orthoradiale vont être de plus en plus importantes dans la couche de SiC tandis que les contraintes radiales à l'interface vont diminuer au cours de l'irradiation.

Toutefois, s'il est possible d'élaborer une interface plus faible (de ténacité inférieure à $10,5 \text{ J/m}^2$, valeur correspondant au pic de la courbe où $\ell = 0 \text{ μm}$ sur la figure 4.50), la condition énergétique du critère d'amorçage serait satisfaite et la fissure pourrait alors dévier le long de l'interface. On peut par exemple envisager une interphase de pyrocarbone poreux de quelques microns entre le PyC interne (I-PyC) et le SiC qui servirait de fusible mécanique et permettrait de protéger le dépôt de SiC.

Une analyse similaire conduit à des conclusions équivalentes pour une fissure initiale située dans le pyrocarbone externe (O-PyC) : pour chaque mécanisme (pénétration ou décohésion), l'énergie nécessaire pour faire propager la fissure dans le SiC ou à l'interface O-PyC/SiC n'est pas suffisante puisque $\max_{\ell, d} G_d^{inc}(\ell, d) = 3,5 \text{ J/m}^2$ et $\max_{\ell, p} G_p^{inc}(\ell, p) = 1,9 \text{ J/m}^2$ (figure 4.51). La propagation de la fissure présente dans le O-PyC serait donc stable pour ce chargement puisque qu'elle s'arrêterait à l'interface. On pourrait alors envisager pour permettre la déviation d'introduire une

interphase faible de ténacité inférieure à $3,5 \text{ J/m}^2$. Une interface trop faible risquerait toutefois de nuire au comportement global de la particule non fissurée.

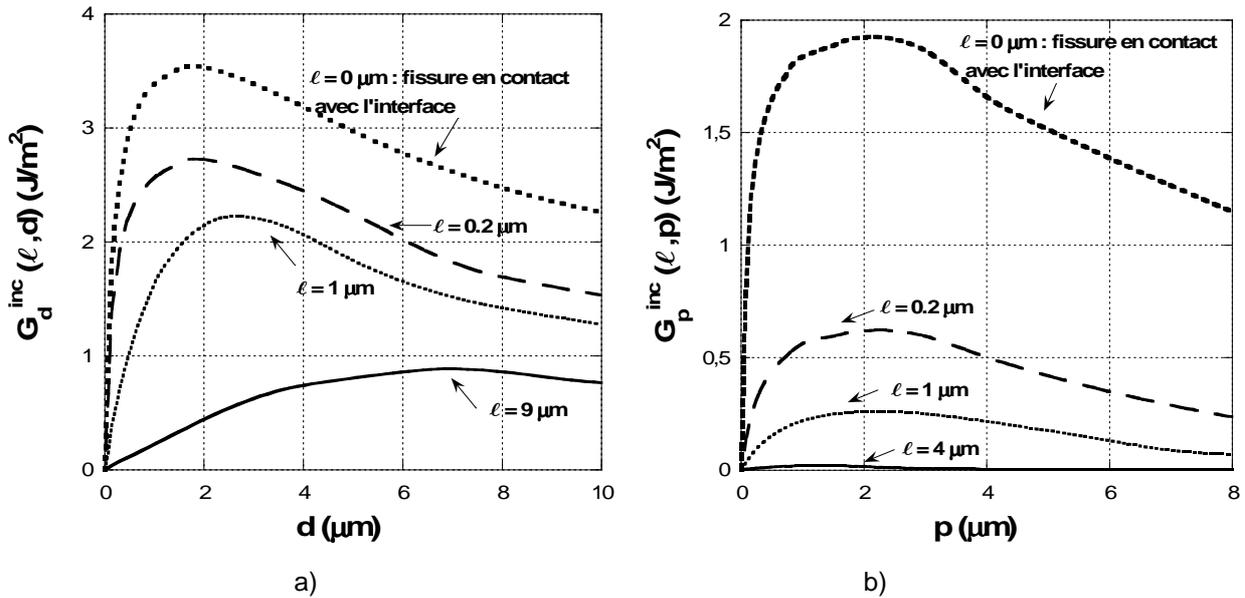


Figure 4.51 – Modélisation de la particule sous irradiation (fissure dans le O-PyC) : a) taux de restitution d'énergie incrémental G_d^{inc} en fonction de la longueur de décohérence pour plusieurs valeurs de ligament (TCF=1,55% FIMA), b) taux de restitution d'énergie incrémental G_p^{inc} en fonction de la longueur de pénétration pour plusieurs valeurs de ligament (TCF=1,55% FIMA).

D'autre part, le critère d'amorçage peut également être utilisé pour prédire la rupture des interfaces **sans fissure préalable d'une des couches de pyrocarbone**. Pour l'interface « PyC externe / SiC », la figure 4.45a montre que les contraintes radiales sont en compression durant toute la durée d'irradiation. En conséquence, aucune fissure ne peut s'amorcer en mode d'ouverture à cette interface puisque la condition en contrainte n'est jamais satisfaite. Pour l'interface « PyC interne / SiC », la figure 4.52a montre qu'il en est de même tant que sa résistance en traction est supérieure à 34 MPa puisqu'il s'agit de la valeur maximale des contraintes radiales au cours de l'irradiation (d'après la figure 4.45a). Si cette condition est remplie, il est alors possible d'élaborer des interfaces de ténacité faible sans compromettre sa tenue mécanique en conditions normales (c'est à dire sans présence de fissure dans le SiC).

Enfin, une analyse similaire pour la rupture des dépôts de pyrocarbone (figure 4.52b) montre que l'amorçage d'une fissure est peu probable mais toutefois plausible dans certaines couches de PyC particulièrement fragiles. En effet, pour un taux de combustion de fission de 1,55% FIMA, les contraintes orthoradiales (dans le PyC interne par exemple, figure 4.51b) sont du même ordre de grandeur que la fourchette basse des contraintes à rupture du PyC (entre 200 et 380 MPa d'après le tableau 4.5). La condition en contrainte du critère d'amorçage peut donc être satisfaite. D'autre part, le taux de restitution d'énergie incrémental pour une fissure dans le PyC interne atteint également des valeurs non négligeables (21 J/m^2) comparativement à la ténacité moyenne de ces dépôts

($G_{PyC}^c = 40 \pm 10 \text{ J/m}^2$ d'après le tableau 4.5). Ceci montre que la condition en énergie est également susceptible d'être satisfaite.

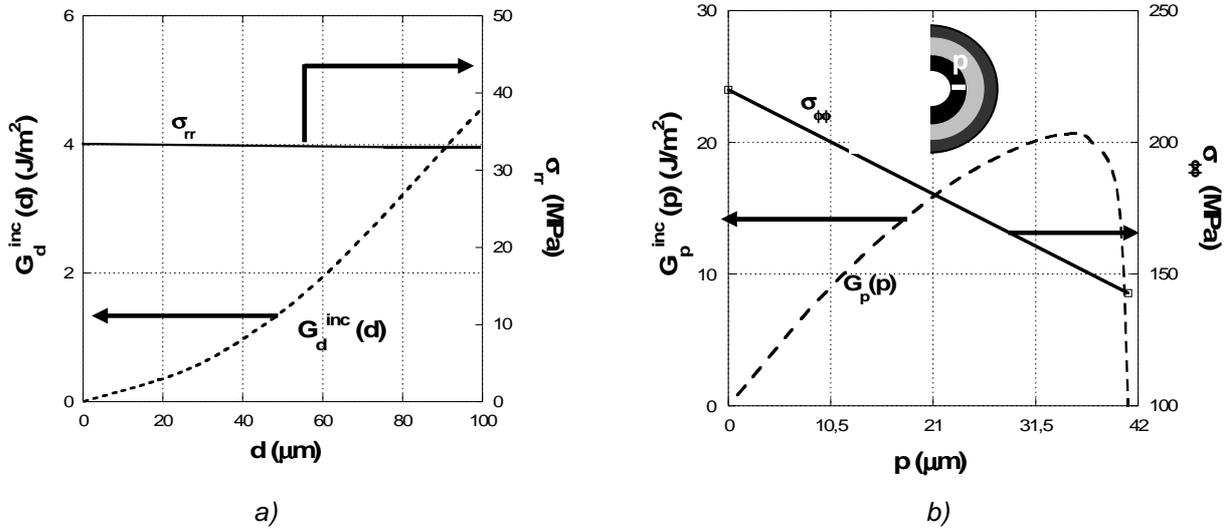


Figure 4.52 – Modélisation de la particule sous irradiation : a) contraintes radiales à l'interface I-PyC/SiC et taux de restitution d'énergie incrémental G_d^{inc} pour une fissure à l'interface I-PyC/SiC en fonction de la longueur de cette fissure, b) contrainte orthoradiale $\sigma_{\phi\phi}$ en fonction de la distance p par rapport à l'interface Buffer/I-PyC et taux de restitution d'énergie incrémental G_p^{inc} pour une fissure dans le I-PyC en fonction de cette longueur de fissure p (taux de combustion de fission : 1,55% FIMA).

5. CONCLUSIONS

Plusieurs caractéristiques mécaniques des couches et des interfaces de l'enrobage ont été déterminées dans la partie expérimentale. Parfois, les essais ne permettent toutefois pas de déduire directement les propriétés recherchées. Une alternative intéressante consiste alors à utiliser une modélisation numérique d'un essai d'amorçage comme nous l'avons fait ici pour les essais de Push-Out réalisés sur échantillons cylindriques. Une technique de caractérisation similaire mais adaptée à la géométrie des particules a d'ailleurs été proposée.

La seconde partie du chapitre, destinée à prévoir la fissuration du combustible au voisinage des interfaces, utilise les résultats issus de la campagne expérimentale. Grâce à des simulations numériques du comportement du combustible, des critères de déviation de fissure sont alors établis pour des instants critiques de l'irradiation (instants les plus favorables à l'apparition d'une fissure dans l'enrobage). Les analyses montrent qu'en fin d'irradiation, si on suppose une fissure présente dans l'une des couches de PyC, les contraintes de traction orthoradiale dans la couche de SiC sont si grandes que la fissure va nécessairement y pénétrer sans dévier à l'interface PyC/SiC.

De plus, puisqu'on a vu au chapitre 1 que le critère mixte d'amorçage et les modèles de zone

cohésive conduisaient à des résultats similaires, on peut également envisager à terme d'étudier la fissuration du combustible en introduisant dans le code ATLAS des éléments cohésifs. L'amorçage et la propagation des fissures pourraient ainsi être analysés durant toute la durée d'irradiation sans post-traitement supplémentaire à certains instants comme on l'a fait ici. L'une des difficultés est toutefois d'identifier les paramètres de la zone cohésive.

D'autre part, l'influence de la sphéricité des particules sur leur comportement est actuellement en cours d'étude ([Michel et Mailhe, 2006], [Lainet, 2006]). De même, des recherches sont menées avec une approche multi-échelle sur la répartition aléatoire des particules dans le boulet et son influence sur les chargements thermomécaniques locaux ([Blanc et al., 2007]). Nul doute que ces phénomènes auront des conséquences sur la fissuration des particules.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

Les travaux antérieurs ([Letullier, 1994], [Tariolle, 2004]) sur les multicouches constitués de matériaux fragiles montrent qu'un meilleur contrôle des interfaces entre couches améliore la résistance mécanique et la tolérance à l'endommagement de ces structures. La déviation des fissures aux interfaces entraîne en effet une dissipation d'énergie supplémentaire lors du processus de rupture permettant d'accroître la ténacité apparente de ces matériaux. Leurs élaborateurs sont ainsi amenés à concevoir l'architecture d'une structure multicouche céramique en intégrant les caractéristiques mécaniques de chaque couche mais aussi des interfaces. Dans ce manuscrit, nous nous sommes concentrés sur la compréhension des modes de propagation d'une fissure dans ces zones de liaison et sur la mise au point de critères prédictifs de déviation de fissure au voisinage d'une interface.

Au cours du premier chapitre, un parcours bibliographique concernant l'analyse de la fissuration aux interfaces dans les bimatériaux fragiles a permis de distinguer plusieurs approches : la mécanique de la rupture pour l'étude de la propagation d'une fissure, les critères d'amorçage mixtes pour prédire le mécanisme de nucléation et enfin les modèles de zone cohésive simulant propagation et amorçage. Les critères classiques de déviation de fissure par une interface considèrent une géométrie bien particulière en plaçant d'emblée la pointe de la fissure à l'interface. Néanmoins, bien qu'il soit difficile d'observer précisément les mécanismes de déviation et de pénétration au voisinage d'une interface, certains auteurs ont clairement mis en évidence qu'une fissure principale pouvait amorcer une décohésion interfaciale avant d'atteindre l'interface. Pour décrire de tels mécanismes, il se révèle nécessaire d'utiliser un critère d'amorçage de fissure. Afin d'éviter les inconvénients des approches qui imposent une longueur critique supposée caractéristique du matériau, il est plus approprié d'utiliser un critère mixte qui combine une condition en énergie avec une condition en contrainte.

Un critère mixte et des modèles de zone cohésive ont été comparés au second chapitre pour analyser l'amorçage d'une décohésion interfaciale dans un bimatériau au voisinage d'une concentration de contraintes. Ces deux approches conduisent à des conclusions similaires concernant le niveau de déformation à l'amorçage. L'une ou l'autre peut être utilisée en fonction des moyens d'identification des propriétés à rupture, des outils de calcul ou du comportement mécanique des matériaux étudiés. Le critère d'amorçage mixte qui combine une condition en énergie et une condition en contrainte est plus adapté à une étude paramétrique et il a ensuite été appliqué pour établir des critères de déviation/pénétration en amont d'une fissure principale dans un bimatériau fragile selon les valeurs relatives des longueurs caractéristiques des constituants (L_1^c et L_2^c). Pour chaque mécanisme, on montre que la condition énergétique devient prédominante dès lors que la longueur caractéristique est supérieure à une certaine longueur structurale. L'analyse de la compétition entre mécanismes permet de délimiter des frontières qui dépendent des propriétés à rupture des constituants. Il existe

des valeurs seuils qui favorisent l'un ou l'autre des mécanismes. Ainsi, une faible valeur de la ténacité interfaciale est une condition nécessaire mais pas suffisante pour favoriser la déviation par rapport à la pénétration.

Ces développements sont ensuite poursuivis dans le cadre de la modélisation micromécanique des composites à matrice céramique du chapitre 3. L'analyse de l'interaction entre une fissure matricielle et l'interface fibre/matrice au sein d'une cellule microcomposite montre que le critère de décohésion s'obtient en comparant la ténacité interfaciale à la ténacité et la contrainte à rupture de la fibre. La décohésion est donc possible même si l'interface est relativement tenace pourvu que le renfort soit suffisamment résistant. Lorsque la fibre est plus rigide que la matrice et si la propagation de la fissure matricielle est stable, l'un des deux mécanismes d'amorçage (rupture de fibre ou décohésion de l'interface) va nécessairement se déclencher avant que la fissure matricielle n'atteigne l'interface. Il suffit de déterminer la ténacité interfaciale G_I^c favorisant la déviation lorsque la pointe de la fissure matricielle se trouve à l'interface pour établir un critère de décohésion conservatif. L'utilisation du critère mixte ne requiert alors pas le choix arbitraire des incréments de fissuration comme le faisaient [He et Hutchinson, 1989b].

On note enfin que la prise en compte des contraintes résiduelles liées à l'élaboration à haute température de ces matériaux favorise la décohésion interfaciale pour un coefficient de dilatation de la fibre inférieur à celui de la matrice. Dans ce cas, les critères établis sans contraintes résiduelles sont donc conservatifs pour la décohésion. Une fois la fissure matricielle déviée à l'interface, il apparaît naturel d'étudier le mécanisme de rebranchement de la fissure interfaciale dans la fibre. L'emploi du critère mixte montre alors que l'angle de rebranchement dépend du contraste élastique entre fibre et matrice ainsi que des propriétés à rupture de la fibre. Les longues décohésions interfaciales sont favorisées par un renfort plus rigide.

Le chapitre 4, consacré à l'étude de la fissuration des combustibles HTR, est divisé en deux parties complémentaires. La première constitue la partie expérimentale de ce travail et a permis de déterminer plusieurs caractéristiques mécaniques des couches et des interfaces de l'enrobage qui seront utilisées pour analyser ensuite les mécanismes de fissuration. Plusieurs types d'essais sont réalisés ou exploités (indentation, flexion, Push-Out) sur l'enrobage sphérique des particules et sur des échantillons plans. On en déduit les modules d'Young des dépôts de PyC et de SiC ainsi que les ténacités du dépôt de SiC et de l'interface I-PyC/SiC. Cependant, les difficultés d'élaboration ont empêché la caractérisation de l'interface SiC/O-PyC et les essais de flexion sur éprouvettes planes entaillées n'ont pas été concluants puisqu'il s'est avéré impossible d'obtenir une décohésion à l'interface souhaitée. On propose donc de mettre en oeuvre des essais de Push-Out sur des fragments de particules HTR spécialement polis. La préparation de tels échantillons pourrait néanmoins s'avérer délicate.

Une analyse des mécanismes de déviation de fissure aux interfaces de l'enrobage a ensuite été

réalisée en couplant un critère d'amorçage et la modélisation du comportement thermomécanique du combustible sous irradiation. Le critère mixte a ensuite été utilisé même si dans ce cas il serait plus judicieux d'avoir recours à des modèles de zone cohésive. On suppose ainsi la présence d'une fissure dans l'une des couches de pyrocarbone à des instants critiques de l'irradiation et on évalue les directions de propagation de cette fissure lorsqu'elle atteint une des interfaces PyC/SiC. On propose alors de protéger le dépôt de SiC en introduisant une interphase de ténacité intermédiaire faisant office de fusible mécanique en présence d'une fissure dans le pyrocarbone.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [Acary et Monerie, 2006] Acary V., Monerie A., Nonsmooth fracture dynamics using a cohesive zone approach, *Rapport de recherche ISRN/INRIA n°6032*, 2006
- [Alfano et Crisfield, 2001] Alfano G., Crisfield M.A., Finite element interface models for the delamination analysis of laminated composites: mechanical and computational issues, *Int. J. Numer. Meth. Engng.*, 50, pp. 1701-1736, 2001
- [Ahmed El-Assal et Khashaba, 2007] Ahmed El-Assal M., Khashaba U.A., Fatigue analysis of unidirectional GFRP composites under combined bending and torsional loads, *Compos. Struct.*, 79, 4, pp. 599-605, 2007
- [Ahn et al., 1998] Ahn B.K., Curtin W.A., Parthasarathy T.A., Dutton R.E., Criteria for crack deflection/penetration. Criteria for fiber-reinforced ceramic matrix composites, *Comp. Sci. and Technology*, 58, pp. 1775-1784, 1998
- [ASTM, 1994] ASTM C 1161-94 Standard test method for flexural strength of advanced ceramic at ambient temperature, *American Society for Testing & Materials*, 1994
- [Aubard, 1992] Aubard X., Modélisation et identification du comportement mécanique des matériaux composites 2D SiC/SiC, *Thèse de doctorat, Université Paris VI*, 1992
- [Aveston et al., 1971] Aveston J., Cooper G.A., Kelly A., Single and multiple fracture, *Conference Proceedings of national Physical Laboratory, Teddington, London, Sciences and technology*, pp. 15-26, 1971
- [Bagchi et al., 1994] Bagchi A., Lucas G.E., Suo Z., Evans A.G., A new procedure for measuring the decohesion energy for thin ductile films on substrates, *J. Mater. Res.*, 9, pp. 1734-1741, 1994
- [Barber et al. 2002] Barber A.H., Wiesel E., Wagner H.D., Crack deflection at a transcrySTALLINE junction, *Comp. Sci. and Technology*, 62, pp. 1957-1964, 2002
- [Bathias, 1991] Bathias C., Fatigue des matériaux composites à matrice polymère et fibres longues, *Editions Techniques de l'Ingénieur, réf. A7760*, 1991
- [Banks-Sills et al., 2000] Banks-Sills L., Travitzky N., Ashkenaz D., Interface fracture properties of a bimaterial ceramic composite, *Mech. Mater.*, 32, pp. 711-722, 2000
- [Banks-Sills et Schwartz, 2002] Banks-Sills L., Schwartz J., Fracture testing of brazilian disk sandwich specimens, *Int. J. Fracture*, 118, pp. 191-209, 2002
- [Bazant, 2004] Bazant Z.P., Introduction aux effets d'échelle sur la résistance des structures, *Hermès Science*, 2004
- [Bellan et Dhers, 2004] Bellan C., Dhers J., Evaluation of Young modulus of CVD coatings by different techniques, *Thin Solid Films*, 469, pp. 214-220, 2004
- [Bernadou et al., 1988] Bernadou et al., Modulef: a finite element library, *INRIA*, 1988

- [Bertrand, 1998]** Bertrand S., Amélioration de la durée de vie de composites SiC/SiC à interphases nanoséquencées (PyC/SiC)_n et (BN/SiC)_n, *Thèse de l'Université Bordeaux 1*, N°1927, 29, 1998
- [Bhatt, 1990]** Bhatt R.T., Influence of interfacial shear strength on the mechanical properties of SiC fiber reinforced reaction – bonded silicon nitride matrix composites, metal and ceramic matrix composites: processing, Modelling and mechanical behaviour, *The Minerals, metal and Materials Society Eds.*, pp 211-224, 1990
- [Blanc et al., 2007]** Blanc V., Michel B., Ricaud J.M., Garajeu M., Michel J.C., Homogénéisation du comportement thermomécanique des combustibles à particules : caractérisation d'un volume élémentaire représentatif, *Comptes Rendus des Quinzièmes Journées Nationales sur les Composites*, 2007
- [Blanchard et Pointud, 1978]** Blanchard R., Pointud M.L., Compte rendu DMG N°D R 34/78, rapport de synthèse des irradiations GF.1, GF.2, GF.3, *CEA*, 1978
- [Bokros et Price 1966]** Bokros J.C., Price R.J., Deformation and fracture of pyrolytic carbons deposited in fluidized beds, *Carbon*, 3, pp. 503-510, 1966
- [Bongartz et al., 1976]** Bongartz K., Gyarmati E., Tauber K., The brittle ring test: A method for measuring strength and young's modulus on coatings of HTR fuel particles, *J. Nucl. Mater.*, 62, pp. 123-137, 1976
- [Bui, 1978]** Bui H.D., Mécanique de la rupture fragile, *Masson, Paris*, 1978
- [Bylterist et Marigo, 2003]** Bylterist F., Marigo J.J., An energy based analysis of the pull-out problem, *Eur. J. Mech. A/Solids*, 22, 55-69, 2003
- [Camus, 2000]** Camus G., Modelling of the mechanical behavior and damage processes of fibrous ceramic matrix composites: application to a 2-D SiC/SiC, *Int. J. Solids Struct.*, 37, 6, pp. 919-942, 2000
- [Carrère et al., 2005]** Carrère N., Martin E., Leguillon D., Huchette C., Amorçage de la décohésion interfaciale : comparaison d'un critère mixte et d'un modèle de zone cohésive, *Comptes Rendus des Quatorzièmes Journées Nationales sur les Composites*, 2005
- [Charles, 2002]** Charles Y., Identification d'un mode de vieillissement dans un assemblage céramique/métal, *Thèse de Doctorat, ENS Cachan*, 2002
- [Charras, 1997]** Charras T., Manuel d'utilisation de Cast3M, *CEA*, 1997
- [Chaboche et Maire, 2002]** Chaboche J.L. et Maire J.F., A new micromechanics based CDM model and its application to CMC's, *Aerosp. Sci. and Technology*, 6, 2, pp. 131-145, 2002
- [Charlotte et al., 2006]** Charlotte M., Laverne J., Marigo J.J. Initiation of cracks with cohesive force models: a variational approach, *Eur. J. Mech. A/Solids*, 25, 4, pp. 649-669, 2006
- [Chermant, 1989]** Chermant J.L., Les céramiques thermomécaniques, *Presse du CNRS*, 1989
- [Chicot et al., 2004]** Chicot D., Pertuz A., Roudet F., Staia M.H., Lesage J., New developments for fracture toughness determination by Vickers indentation, *Mater. Sci. Tech.*, 20, pp. 877-884, 2004
- [Christin et al., 1979]** Christin F., Naslain R., Bernard C., A thermodynamic and experimental approach of silicon carbide CVD. Application to the CVD-infiltration of porous carbon-carbon composites, *Proceedings of the 7th International Conference on CVD, Princeton: The Electrochemical society*, pp. 499-514, 1979
- [Chaboche et al., 2001]** Chaboche J.L., Feyel F. and Monerie Y., Interface debonding models: a viscous regularization with a limited rate dependency, *Int. J. Solids Struct.*, 38, 18, pp. 3127-3160, 2001

- [Chang et al., 2004] Chang S.Y., Chang H.L., Lu Y.-C., Jang S.-M., Su-Jien Lin S.-J., Mong-Song Liang M.-S., Mechanical property analyses of porous low-dielectric-constant films for stability evaluation of multilevel-interconnect structures, *Thin Solid Films*, 460, pp. 167–174, 2004
- [Charalambides et al., 1990] Charalambides P.G., Cao H.C., Lund J. et Evans A.G., Development of a test method for measuring the mixed mode fracture resistance of bimaterial interfaces, *Mech. Mater.*, 8, 4, pp. 269-283, 1990
- [Clegg et al. 1997] Clegg W.J., Blanks K.S., Davis J.B., Lanckmans F., Porous interfaces as crack deflecting interlayers in ceramic laminates, *Key Engng. Mat.*, 132, pp. 1866-1869, 1997
- [Cook et Gordon 1964] Cook J., Gordon J.E., A mechanism for the control of crack propagation in all-brittle systems, *Proc. Roy. Soc.*, 28A, pp. 508-520, 1964
- [Cornetti et al., 2006] Cornetti P., Pugno N., Carpinteri A. et Taylor D., Finite fracture mechanics: a coupled stress and energy failure criterion, *Engng. Fract. Mech.*, 73, 14, pp. 2021-2033, 2006
- [Dantuluri et al., 2007] Dantuluri V., Maiti S., Geubelle P.H., Patel R. et Kilic H, Cohesive modelling of delamination in Z-pin reinforced composite laminates, *Comp. Sci. and Technology*, 67, 3-4, pp. 616-631, 2007
- [Demas, 2006] Demas A.-C., Mise en œuvre d'un essai de mesure d'adhérence par flexion quatre points, applications aux matériaux de la microélectronique, *Mémoire de DRT, Université de Grenoble*, 2006
- [Doel et al., 1998] Doel T.J.A., Cardona D.C. and Bowen P., Fatigue crack growth in selectively reinforced titanium metal matrix composites, *Int. J. Fatigue*, 20, 1, pp. 35-50, 1998
- [Domergue et al., 1995] Domergue J.M, Vagaggini E., Evans A.G., Relationships between hysteresis measurements and the constituent properties of ceramic matrix composites II : experimental studies on unidirectional materials, *J. Am. Ceram. Soc.*, 95, pp. 2721-2731, 1995
- [Dugdale, 1960] Dugdale D.S., Yielding of steel sheets containing slits, *J. Mech. Phys. Solids*, 8, pp. 100-104, 1960
- [Dundurs, 1969] Dundurs J., Edge-bonded dissimilar orthogonal elastic wedges, *J. Appl. Mech.*, 36, pp 650-652, 1969
- [Dunn et al., 1997] Dunn M.L., Suwito, W., Cunningham, S., Fracture initiation at sharp notches: correlation using critical stress intensities, *Int. J. Solids Struct.*, 34, 29, pp. 3873–3883, 1997
- [Dunn et al., 2000] Dunn M.L., Shawn J., Cunningham S., Paul E., Labossiere W., Initiation toughness of silicon/glass anodic bonds, *Acta Mater.*, 48, 3, 2 pp. 735-744, 2000
- [Dupeux, 2004] Dupeux M., Mesure des énergies de rupture interfaciale : problématique et exemples de résultats d'essais de gonflement-décollement, *Mécanique et Industrie*, 5, pp. 441-450, 2004
- [Duprat, 1997] Duprat D., Fatigue et mécanique de la rupture des pièces en alliage léger, *Editions Techniques de l'Ingénieur, réf. BM5052*, 1997
- [England, 1965] England A.H., A crack between dissimilar media, *J. Appl. Mech.*, 32, pp 400-402, 1965
- [Erdogan, 1965] Erdogan F., Stresses distribution in bonded dissimilar materials with cracks, *J. Appl. Mech.*, 32, pp. 403-410, 1965
- [Esclaïne, 2002] Esclaïne J.M., Matériaux RCG-T et RCG-R, Un point sur le carbure de silicium, *Note Technique CEA/DEC/SESC/LIAC 02-024*, 2002
- [Evans et al., 1973] Evans A.G., Padgett C., Davidge R.W., Strength of pyrolytic SiC coatings of fuel particles for high-temperature gas-cooled reactors, *J. Am. Ceram. Soc.*, 56, pp. 36-41, 1973

- [Evans et Charles, 1976]** Evans A.G., Charles E.A., Fracture toughness determination by indentation, *J. Am. Ceram. Soc.*, 59, pp. 371-372, 1976
- [Francfort et Marigo, 2002]** Francfort G., Marigo J.-J., Vers une théorie énergétique de la rupture fragile, *C.R. Mécanique*, 330, pp. 225-233, 2002
- [Gao et Bower, 2004]** Gao Y.F., Bower A.F., A simple technique for avoiding convergence problem in finite element simulations of crack nucleation and growth on cohesive interfaces, *Model. Simul. Mater. Sci. Eng.*, 12, pp. 453-463, 2004
- [Gibson, 1981]** Gibson J., Calculations of triso particle behavior with the TRISO stress analysis, *General Atomics Document 906291/1*, 1981
- [Gilchrist et Brocklehurst, 1972]** Gilchrist K.E., et Brocklehurst J.E., A technique for measuring the strength of high temperature reactor fuel particle coating, *J. Nucl. Mater.*, 43, pp. 347-350, 1972
- [Gómez et Elices, 2006]** Gómez F.J. et Elices M., Fracture loads for ceramic samples with rounded notches, *Engng. Fract. Mech.*, 73, pp. 880-894, 2006
- [Gómez et al., 2005]** Gómez F.J., Elices M., Planas J., The cohesive crack concept: application to PMMA at $-60\text{ }^{\circ}\text{C}$, *Engng. Fract. Mech.*, 72, 8, pp. 1268-1285, 2005
- [Griffith A.A., 1924]** Griffith A.A., The phenomenon of rupture and flow in solids, *Philosophical Transaction of the Royal Society (London)*, A221, pp. 163-198, 1920
- [Gupta et al., 1992]** Gupta V., Argon A.S., Suo Z., Crack deflection at an interface between two orthotropic media, *J. Appl. Mech.*, 59, pp. 79-87, 1992
- [Hashin, 1996]** Hashin Z., Finite thermoelastic fracture criterion with application to laminate cracking analysis, *J. Mech. Phys. Solids*, 44, 7, pp. 1129-1145, 1996
- [He et al., 1994]** He M.-Y., Evans A.G., Hutchinson J.W., Crack deflection at an interface between dissimilar elastic materials: Role of residual stresses, *Int. J. Solids Struct.*, 31, 24, pp. 3443-3455, 1994
- [He et al., 1991]** He M.-Y., Bartlett A., Evans A.G., Hutchinson J.W., Kinking of a crack out of an interface: role of in-plane stress, *J. Am. Ceram. Soc.*, 74, pp. 767-771, 1991
- [He et Hutchinson, 1989b]** He M.Y., Hutchinson J.W., Crack deflection at an interface between dissimilar elastic materials, *Int. J. Solids Struct.*, 25, pp. 1053-1067, 1989
- [He et Hutchinson, 1989a]** He M.Y., Hutchinson J.W., Kinking of a Crack Out of an Interface, *J. of Appl. Mech.*, 56, pp. 270-277, 1989
- [Hélary, 2005]** Microstructure des dépôts PyC/SiC des combustibles pour les réacteurs nucléaires à haute température – comparatif particules TRISO françaises / particules TRISO allemandes, *Note Technique CEA/DTEC/STCF/DR01*, 2005
- [Henninger et al., 2007]** Henninger C., Leguillon D., Martin E., Crack initiation at a V-notch: comparison between a brittle fracture criterion and the Dugdale cohesive model, *C. R. Mécanique*, 335, pp. 357-418, 2007
- [Hild et al., 1996]** Hild F, Burr A., Leckie F.A., Matrix cracking and debonding of ceramic-matrix composites, *Int. J. Solids Structures*, 33, 8, pp. 1209-1220, 1996
- [Hild et al., 1997]** Hild F, Burr A., Feillard P., On the mechanical behaviour of fiber-reinforced composites, *Compos. Struct.*, 39, pp. 273-282, 1997
- [Huang et al., 2005]** Huang Z., Suo Z., Xu G, He J.b, Prevost J.H., Initiation and arrest of an interfacial crack in a four-point bend test, *Engng. Fract. Mech.*, 72, pp. 2584–2601, 2005

- [Hutchinson, 1989]** Hutchinson J.W., Mixed mode fracture of interfaces, Metal-ceramic interface, *Metal Ceramic Interfaces, Proceedings of an international workshop, Santa Barbara, California*, p. 295, 1989
- [Hutchinson and Suo, 1992]** Hutchinson J, Suo K., Mixed mode cracking in layered materials, *Adv. Appl. Mech.*, 29, pp. 129-138, 1992
- [Kachanov, 1986]** Kachanov L.M., Introduction to continuum damage mechanics, *Martinus Nijhoff, Dordrecht*, 1986
- [Kagawa et Goto 1998]** Kagawa Y., Goto K., Direct observation and modelling of the crack-fibre interaction process in continuous fibre-reinforced ceramics: model experiments, *Mat. Sci. Engng.*, A250, pp. 285-290, 1998
- [Kaw et Pagano, 1993]** Kaw A.K., Pagano N.J., Axisymmetric thermoelastic response of a composite cylinder containing an annular matrix crack, *J. Compos. Mater.*, 27, pp. 540–571, 1993
- [Kerans et al., 1999]** Kerans R., Hay R., Parthasarthy T., Structural ceramic composites, *Current Opinion in Solid State and Materials Science*, 4, pp. 445-451, 1999
- [Kruzic et al., 2005]** Kruzic J.J., Kuskowski S.J., Ritchie R.O., Simple and accurate fracture toughness testing methods for pyrolytic carbon/graphite used in heart-valve prosthesis, *J. Biomed. Mater. Res.*, 74, pp. 461-464, 2005
- [Lacombe, 1989]** Lacombe A., Les matériaux composites à matrice céramique : des précurseurs de percée technologique, *Matériaux et Techniques*, pp. 3-10, 1989
- [Lacroix, 2001]** Lacroix C., Critères de déviation de fissure par des interfaces : applications aux composites à matrice fragile, *Thèse de doctorat, Université Paris 6*, 27, 2001
- [Laforet, 2005]** Laforet A., Caractérisation mécanique des billes HTR par nanoindentation, *Rapport de stage CEA - LCTS*, 2005
- [Lainet, 2006]** Lainet M., Note de présentation du code ATLAS V2.1, *Note Technique DEN/DEC/SESC/LSC 06-020*, 2006
- [Lamon, 1990]** Lamon J., Ceramics Reliability: statistical analysis of multiaxial failure using the weibull approach and the multiaxial elemental strength model, *J. Am. Ceram. Soc.*, 73,8, pp. 2204-2212, 1990
- [Lamon, 1993]** Lamon J., Interfaces and interfacial mechanics: influence on the mechanical behaviour of ceramic matrix composites, *J. de Physique IV*, 3, pp. 1607-1616, 1993
- [Lazzarin et Zambardi, 2001]** Lazzarin, P. et Zambardi, R., A finite-volume-energy based approach to predict the static and fatigue behavior of components with sharp V-shaped notches, *Int. J. Fract.*, 112, 275–298, 2001
- [Lee et al., 2006]** Lee W., Myoung J.-M., Yoo Y.-H., Shin H., Effect of thermal misfit stress on crack deflection at planar interfaces in layered systems, *Comp. Sci. and Technology*, 66, 3-4, pp. 435-443, 2006
- [Lee et al. 1996]** Lee W., Howard S.J., Clegg W.J., Growth of interface defects and its effect on crack deflection and toughening criteria, *Acta mater.*, 44, 10, pp. 3905-3922, 1996
- [Lee et Kriven, 2001]** Lee S.-J., Kriven W.M., Toughened oxide composites based on porous alumina-plated interphases, *J. Am. Ceram. Soc.*, 84, pp 767-74, 2001
- [Leguillon, 2001]** Leguillon D., A criterion for crack nucleation at a notch in homogeneous materials, *C.R.A.S., IIB, Mechanics*, 329, 2, pp. 97-102, 2001

- [Leguillon, 2002]** Leguillon D., Strength or toughness? A criterion for crack onset at a notch, *Eur. J. Mech. A/Solids*, 21, pp. 61-72, 2002
- [Leguillon et al., 2001]** Leguillon D., Lacroix C., Martin E., Crack deflection by an interface – asymptotics of the residual thermal stresses, *Int. J. Solids Struct.*, 38, 7423-7445, 2001
- [Leguillon et al., 2000]** Leguillon D., Lacroix C. et Martin E., Interface debonding ahead of a primary crack, *J. Mech. Phys. Solids*, 48, 10, pp. 2137-2161, 2000
- [Leguillon et al., 2005]** Leguillon D., Cherti Tazi O., Martin E., Prediction of crack deflection and kinking in ceramic laminates, *Proceedings : IUTAM Symposium on Multiscale Modelling of Damage and Fracture Processes in Composite Materials, Kazimierz Dolny, Poland, 2005*
- [Leguillon et Sanchez-Palencia, 1987]** Leguillon D., Sanchez-Palencia E., Computation of singular solutions in elliptic problems and elasticity, *Masson, Paris*, 1987
- [Leguillon et Sanchez-Palencia, 1990]** Leguillon D., Sanchez-Palencia E., Crack phenomena in heterogeneous media, *Proc. of symposium on analysis on manifolds with singularities, Breitenbrunn, Allemagne*, 1990
- [Leguillon et Yosibash, 2003]** Leguillon, D., Yosibash, Z., Crack onset at a V-Notch. Influence of the notch tip radius, *Int. J. Fracture*, 122, pp. 1–21, 2003
- [Letullier, 1994]** Letullier P., Conception et réalisation d'un matériau céramique endommageable : étude du frittage et du comportement à rupture d'une céramique stratifiée à microstructure duplexe, *Thèse n° 1247, Université Bordeaux 1*, 1994
- [Li, 2000]** Li J., Debonding of the interface as 'crack arrestor', *Int. J. Fracture*, 105, pp. 57-79, 2000
- [Li et al., 2004]** Li S., Wang J., Thouless M.D., The effects of shear on delamination in layered materials, *J. Mech. Phys. Solids.*, 52, pp. 193-214, 2004
- [Majumdar et al. 1998]** Majumdar B.S., Gundel D.B., Dutton R.E., Warriar S.G., Pagano N.J., Evaluation of the tensile strength in brittle-matrix composite systems, *J. Am. Ceram. Soc.*, 81, pp. 1600-1610, 1998
- [Martin et Leguillon, 2004]** Martin E., Leguillon D., Energetic conditions for interfacial failure in the vicinity of a matrix crack in brittle matrix composites, *Int. J. Solids Struct.*, 41, pp. 6937-6948, 2004
- [Martin et al., 1998]** Martin E., Peters P.W.M., Leguillon D., Quenisset J.M., Conditions for matrix crack deflection at an interface in ceramic matrix composites, *Mat. Sci. Engng.*, A250, pp. 291-302, 1998
- [Martin et al., 2001]** Martin, E., Leguillon, D., Lacroix, C., A revisited criterion for crack deflection at an interface in brittle matrix composites, *Comp. Sci. and Technology*, 61, pp. 1671–1679, 2001
- [Martinez et Gupta, 1994]** Martinez D., Gupta V., Energy criterium for crack deflection at an interface between two orthotropic media, *J. Mech. Phys. Solids*, 42, 8, pp. 1247-1271, 1994
- [Mauchin, 1997]** Mauchin A., Comportement mécanique à haute température de composites carbone/carbone, *Thèse de Doctorat, N° d'ordre : 1728, Université Bordeaux 1*, 6, 1997
- [Mc Clintock, 1958]** Mc Clintock F.A., Ductile fracture instability in shear, *J. Appl. Mech.*, 25, pp. 582-588, 1958
- [Michel, 2005]** Michel F., Projet HTR-F1 : évaluation avec ATLAS V1.0 du nombre moyen de particules défaillantes de l'expérience HFR-EU1, *Note Technique CEA/DEN/DEC/SESC/LSC 05/022*, 2005
- [Michel, 2002]** Michel F., Notice d'utilisation et de présentation de ATLAS V.01, *Note Technique CEA/DEN/DEC/SESC/LSC 02.038*, 2002

- [Michel et al., 1994]** Michel J.C., Suquet P., Thebaud F., Une modélisation du rôle des interfaces dans le comportement des composites à matrice métallique, *Revue Européenne des Eléments Finis*, 3, 4, pp. 573-595, 1994
- [Michel et Mailhe, 2006]** Michel F., Mailhe P., ATLAS, a code for V/HTR fuel performance evaluation, *Actes au colloque ANS Annual Meeting: Nuclear Fuels and Structural Materials for the Next Generation Nuclear Reactors*, Reno, Nevada, 2006
- [Miller et al., 2001]** Miller G.K., Petti D.A., Varacalle D.J., Maki J.T., Consideration of the Effects on Fuel Particle Behavior from Shrinkage Cracks in the Inner Pyrocarbon Layer, *J. Nucl. Mater.*, 295, pp. 205-212, 2001
- [Monerie, 2000]** Monerie Y., Fissuration des matériaux composites: Rôle de l'interface fibre/matrice, *Thèse de doctorat de Mécanique, Université d'Aix-Marseille II*, 2000
- [Morel, 2007]** Morel S., R-curve and size effect in quasibrittle fractures: case of notched structures, *Int. J. Solids Struct.*, 44, 13, 15, pp. 4272-4290, 2007
- [Morgand, 1976]** Morgand P., Propriétés mécaniques des couches de carbure de silicium des particules RHT, comparaison entre différents types d'essais, *Compte-Rendu n°10/76 HTREX-ECD 110 CEA/DMENC/DMG/SEM*, 1976
- [Nairn, 1997]** Nairn J.A., Fracture mechanics of composites with residual thermal stresses, *J. Appl. Mech.*, 64, pp. 804-811, 1997
- [Naslain, 1985]** Naslain R., Introduction aux matériaux composites : matrices métalliques et céramiques, *Editions du CNRS Paris, Institut des matériaux composites*, 1985
- [Naslain, 2004]** Naslain, R., Design, preparation and properties of non-oxides CMCs for application in engines and nuclear properties : an overview, *Comp. Sci. and Technology*, 64, pp. 155-170, 2004.
- [Needleman, 1987]** Needleman A., A continuum model for void nucleation by inclusion debonding, *J. Appl. Mech.*, 54, pp. 525-531, 1987
- [Neuber, 1958]** Neuber H., Theory of notch stresses, *Berlin Springer*, 1958
- [Niihira et al., 1982]** Niihira K., Morena R, Hasselman D.P.H., Evaluation of K_{Ic} of Brittle Solids by the Indentation Method with Low Crack-to-Indent Ratios, *J. Mat. Sci. Lett.*, 1, pp. 13–16, 1982
- [Novozhilov, 1969]** Novozhilov, V., On a necessary and sufficient criterion for brittle strength. *Jour. Appl. Math. Mech.(Translation of PMM)* 33(2), pp. 212–222., 1969
- [Nozawa et al., 2006]** Nozawa T., Snead L.L., Kato Y., Miller J.H., Lara-Curzio E., Determining the shear properties of the PyC/SiC interface for a model TRISO fuel, *J. Nucl. Mater.*, 350, pp. 182-194, 2006
- [Nusair Khan et al., 2003]** Nusair Khan A., Lu J., Liao H., Effects of residual stresses on air plasma sprayed thermal barrier coatings, *Surf. Coat. Tech.*, 168, pp. 291-299, 2003
- [O'Brien et Sheldon, 1999]** O'Brien M.J., Sheldon B.W., A Porous Alumina Coating with Tailored Fracture Resistance for Alumina Composites, *J. Am. Ceram. Soc.*, 82, 12, pp. 3567–74, 1999
- [Olivier et Pharr, 1992]** Oliver W.C. and Pharr G.M., An improved technique for determining hardness and elastic modulus using load and displacement sensing indentation experiments, *J. Mater. Res.*, 7, pp. 1564-1583, 1992
- [O'Dowd et al., 1992]** O'Dowd N., Shih C., Stout M, Test geometries for measuring interfacial fracture toughness, *Int. J. Solids Struct.*, 29, 5, pp. 571-589, 1992

- [Palin-Luc et al., 2006]** Palin-Luc T., Banvillet A., Vittori J.-F., How to reduce the duration of multiaxial fatigue tests under proportional service loadings, *Int. J. Fatigue*, 28, 5-6, , pp. 554-563, 2006
- [Parmigiani et Thouless, 2005]** Parmigiani J.P., Thouless M.D., The roles of toughness and cohesive strength on crack deflection at interfaces, *J. Mech. Phys. Solids*, 54, pp 266-287, 2005
- [Passilly, 1993]** Passilly, Caractérisation mécanique des interfaces dans les matériaux composites céramiques à fibre longues, *Thèse de doctorat*, 1993
- [Petti et al., 2003]** Petti, D.A., Buongiorno, J., Maki, J.T., Hobbins, R.R. and Miller, G.K., Key differences in the fabrication, irradiation and high temperature accident testing of US and German TRISO-coated particle fuel, and their implications on fuel performance, *Nucl. Engng. Des.*, 222, pp. 281-297, 2003
- [Phélip et Degeneve, 2003]** Phélip M., Degeneve G., Simulation du comportement thermomécanique d'une particule isolée à l'aide d'ATLAS, premiers calculs de l'expérience HFR-P4, *Note Technique CEA/DEN/DEC/SESC/LIAC 03-007*, 2003
- [Poitou et al., 2007]** Poitou B., Martin E., Carrère N., Leguillon D., Amorçage de fissure au voisinage des interfaces fibre/matrice : comparaison entre un critère mixte et un modèle de zone cohésive, *Actes du 18^{ème} Congrès Français de Mécanique, Grenoble, France, 2007*
- [Poitou et al., 2006c]** Poitou B., Martin E., Jouannigot S., Gatt J.M., Caractérisation mécanique des particules HTR : ténacités de la couche SiC et de l'interface I-PyC/SiC, *Actes du Colloque national Matériaux, Dijon, France, 2006*
- [Poitou et al., 2006b]** Poitou B., Martin E., Leguillon D., Gatt J.M., Effects of residual thermal stresses on the initiation of fracture mechanisms at the fibre/matrix interface, *Proceedings of the ECCM¹², Biarritz, France, 2006*
- [Poitou et al., 2006a]** Poitou B., Martin M. Leguillon D., Gatt J.M., Modélisation des mécanismes de rupture à l'interface fibre/matrice dans les composites à matrice céramique, *Actes du Colloque national MECAMAT, Aussois, France, 2006*
- [Pompidou, 2003]** Pompidou S., Déviation des fissures par une interface ou une interphase dans les composites et les multicouches, *Thèse de doctorat, No. D'ordre : 2694, Université Bordeaux 1*, 11, 2003
- [Pompidou et Lamon, 2007]** Pompidou S. et Lamon J., Analysis of crack deviation in ceramic matrix composites and multilayers based on the Cook and Gordon mechanism, *Comp. Sci. and Technology*, 67, pp. 2052-2060, 2007
- [Potti et al., 2001]** Potti P.K.G., Nageswara Rao B., Srivastava V.K., Tensile fracture strength of boron/aluminum laminates with holes and slits, *Materials Science and Engineering A*, 301, 2, pp. 244-252, 2001
- [Quinn et Bradt, 2007]** Quinn G.D., Bradt R.C., On the indentation fracture toughness test, *J. Am. Ceram. Soc.*, 90, 3, pp. 673-680, 2007
- [Ribeiro-Ayeh et Hallstrom, 2003]** Ribeiro-Ayeh S., Hallström S., Strength prediction of beams with bi-material butt-joints, *Engng. Fract. Mech.*, 70, 12, pp. 1491-1507, 2003
- [Rice, 1988]** Rice J.R., Elastic fracture mechanics for interfacial cracks, *J. Appl. Mech.*, 55, 98-103, 1988.
- [Rice et al., 1989]** Rice J.R., Suo Z., Wang J.J., Mechanics and thermodynamics of brittle interfacial failure in bimaterial systems, *Metal-ceramic interface, Proceedings of an international workshop, Santa Barbara, California*, p 269, 1989,
- [Ritchie et al., 1973]** Ritchie R.O, Knott J.F. et Rice J.R., On the relationship between critical tensile stress and fracture toughness in mild steel, *J. Mech. Phys. Solids*, 21, 6, pp. 395-410, 1973

- [Ritchie et al., 1990]** Ritchie R.O., Dauskardt R.H., Yu W., Brendzel AM. Cyclic fatigue-crack propagation, stress-corrosion, and fracture-toughness behavior in pyrolytic carbon-coated graphite for prosthetic heart valve applications. *J. Biomed. Mater. Res.*, 24, pp. 189–206, 1990
- [Ritchie et al., 1992]** Ritchie R.O., Dauskardt R.H., Pennisi F.J., On the fractography of overload, stress corrosion, and cyclic fatigue failures in pyrolytic-carbon materials used in prosthetic heart-valve devices. *J. Biomed. Mater. Res.*, 26, pp. 69–76, 1992
- [Roham et al., 2004]** Roham S., Hardikar K., Woytowicz P., Crack penetration and deflection at a bimaterial interface in a four-point bend test, *J. Mater. Res.*, 19, 10, pp. 3019-3027, 2004
- [Sakai et al., 1986]** Sakai M., Bradt R.C., Fischbach D.B., Fracture toughness anisotropy of a pyrolytic carbon, *J. Mater. Sci.*, 21, pp. 1491–1501, 1986
- [Scott et Harmon, 1975]** Scott C.B., Harmon D.P., Post-irradiation examination of capsule F-30, *General Atomics A13208*, D.M.E.C.N., 1975
- [Seweryn, 1994]** Seweryn A., Brittle fracture criterion for structures with sharp notches. *Engng. Fract. Mech.* 47, 5, pp. 673–681, 1994
- [Seweryn et Lukaszewicz, 2002]** Seweryn A. and Lukaszewicz A., Verification of brittle fracture criteria for elements with V-shaped notches. *Engng. Fract. Mech.* 69, pp. 1487–1510, 2002
- [Seweryn et Mroz, 1995]** Seweryn A. et Mróz Z., A non-local stress failure condition for structural elements under multiaxial loading. *Engng. Fract. Mech.* 51, pp. 955–973, 1995
- [Shaviv et al., 2005]** Shaviv R., Roham S., Woytowicz P., Optimizing the precision of the four-point bend test for the measurement of thin film adhesion, *Microelectron. Engng.*, 82, pp. 299–112, 2005
- [Shet et Chandra, 2002]** Shet C. et Chandra N., Analysis of energy balance when using cohesive zone models to simulate fracture process, *Transactions of ASME*, 26, pp. 440-450, 2002
- [Sneddon, 1965]** Sneddon I.N., The relation between load and penetration in the axisymmetric Boussinesq problem for a punch of arbitrary profile, *Int. J. Engng. Sci.*, 3, pp. 47-57, 1965
- [Srivastava, 2001]** Srivastava V.K., Notched strength prediction of laminated composite under tensile loading, *Mat. Sci. Engng.*, A328, pp. 302-309, 2002
- [Susmel et Taylor, 2007]** Susmel L. et Taylor D., The theory of critical distances to predict static strength of notched brittle components subjected to mixed-mode loading, *Engng. Fract. Mech.*, In Press, Corrected Proof, 2007
- [Tariolle, 2004]** Tariolle S., Carbure de bore monolithique poreux et composites lamellaires : élaboration, propriétés, renforcement, *Thèse de doctorat, Université Jean Monnet de Saint-Etienne, N° d'ordre 328 TD*, 2004
- [Taylor, 2004]** Taylor D., Predicting the fracture strength of ceramic materials using the theory of critical distances, *Engng. Fract. Mech.*, 71, 16-17, pp. 2407-2416, 2004
- [Taylor et al., 2004]** Taylor D., Cornetti P. et Pugno N., The fracture mechanics of finite crack extension, *Engng. Fract. Mech.*, 72, 7, pp. 1021-1038, 2005
- [Theocaris et Milios 1983]** Theocaris P.S., Milios J., The disruption of a longitudinal interface by a moving transverse crack, *J. Reinf. Plastics and Comp.*, 2, pp. 18-28
- [Tijssens et al., 2000]** Tijssens M.G.A., Sluys L.J., Van der Giessen E., Numerical simulations of quasi-brittle fracture using damaging cohesive surfaces, *Eur. J. Mech. A/Solids*, 19, pp. 761-779, 2000

- [**Toya, 1992**] Toya M., On mode I and mode II energy release rates of an interface crack, *Int. J. Fracture*, 56, pp. 345-352, 1992.
- [**Turon et al., 2007**] Turon A., Davila C.G., Camanho P.P., Costa J., An engineering solution for mesh size effects in the simulation of delamination using cohesive zone models, *Engng. Fract. Mech.*, 74, pp. 1665-1682, 2007
- [**Tvergaard, 2003**] Tvergaard V., Cohesive zone representations of failure between elastic or rigid solids, *Engng. Fract. Mech.*, 70, pp. 1859-1868, 2003
- [**Vallerot, 2004**] Vallerot J.M., Matrice de pyrocarbone : propriétés, structure et anisotropie optique, *Thèse de doctorat de l'Université Bordeaux 1*, 2004
- [**Van den Bosch et al., 2007**] Van den Bosch M.J., Schreurs P.J.G. et Geers M.G.D, A cohesive zone model with a large displacement formulation accounting for interfacial fibrillation, *Eur. J. Mech. A/Solids*, 26, pp. 1-19, 2007
- [**Van Hal et al., 2006**] Van Hal B.A.E, Peerlings R.H.J., Geers M.G.D. et Van der Sluis O., Cohesive zone modelling for structural integrity analysis of IC interconnects, *Microelectron. Reliab.*, In Press, Corrected Proof, 2006
- [**Verfonden et Nabilek, 1990**] Verfonden K., Nabilek H., The mathematical basis of the PANAMA-I code for modelling pressure vessel failure of TRISO coated particles under accident conditions, *HTA-Project HTA-IB-03/90*, 1990
- [**Vlassak et Nix, 1992**] Vlassak J.J., Nix W., A new bulge test technique for the determination of Young's modulus and Poisson's ratio of thin films, *J. Mater. Res.*, 7, pp. 3242-3249, 1992
- [**Wang, 2004**] Wang J., An integrated performance model for high temperature gas cooled reactor coated particle fuel, *PhD thesis in Nuclear Engineering, MIT*, 2004
- [**Wang et al., 1991**] Wang A.S.D., Huang X.G., Barsoum M.W., Matrix crack initiation in ceramic matrix composites Part II: Models and simulation results, *Comp. Sci. and Technology*, 44, pp. 271-282, 1992
- [**Wang et Xu, 2006**] Wang P., Xu R.L., Dynamic interfacial debonding initiation induced by an incident crack, *Int. J. Solids Struct.*, 43, pp. 6535-6550, 2006
- [**Warrier et al. 1997**] Warrier S.G., Majundar B.S., Miracle D.B., Interface effects on crack deflection and bridging during fatigue crack growth of titanium matrix composites, *Acta mater.*, 45, 12, pp. 4969-4980, 1997
- [**Wappling et al., 1998**] Wappling D., Gunnars J., Stahle P., Crack growth across a strength mismatched biomaterial interface, *Int. J. Fracture*, 89, pp. 223-243, 1998
- [**Weibull, 1951**] Weibull W., A statistical Distribution Function of Wide Applicability, *J. Appl. Mech.*, 18, 293-297, 1951
- [**Whitney et Nuismer, 1974**] Whitney J.M., Nuismer R.J., Stress fracture criteria for laminated composites containing stress concentrations, *J. Compos. Mater.*, 8, 7, pp. 253-65, 1974
- [**Williams, 1957**] Williams M.L., On the stress distribution at the base of a stationary crack, *J. Appl. Mech.*, 79, pp. 109-144, 1957
- [**Xu et al., 1999**] Xu Y., Cheng L., Zhang L., Carbon/silicium carbide composites prepared by chemical vapor infiltration combined with silicon melt infiltration, *Carbon*, 37, pp. 1179-1187, 1999
- [**Yang et Cox, 2005**] Yang Q., Cox B., Cohesive models for damage evolution in laminated composites, *Int. J. Fracture*, 133, pp. 107-137, 2005

Références bibliographiques

- [Yavuz et Tressler, 1992]** Yavuz B.O., Tressler R.E., High temperature Mechanical behaviour of a chemically vapour deposited beta silicon carbide, *Ceram. Int.*, 8, pp. 19-26, 1992
- [Yosibash et al., 2004]** Yosibash Z., Bussiba A, Gilad I., Failure criteria for brittle elastic materials, *Int. J. Fract.*, 125, 3-4, pp. 307-333, 2004
- [Yosibash et al., 2006]** Yosibash Z., Priel E., Leguillon D., A failure criterion for brittle elastic materials under mixed-mode loading, *Int. J. Fracture*, 141, pp. 291-312, 2006
- [ZeBuLon, 2003]** Ecole des Mines de Paris, Northwest Numerics, Inc. et Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales, ZebuLon: user commands, 2003
- [Zhang et Lewandowski 1997]** Zhang J., Lewandowski J.J., Delamination study using four-point bending of bilayers, *J. Mater. Sci.*, 32, pp. 3851-3856, 1997

Résumé :

Cette étude concerne la mise au point de critères prédictifs d'amorçage de fissures au voisinage d'une interface dans les bimatériaux fragiles. Le but est d'aider à l'élaboration de structures multicouches céramiques pouvant s'endommager progressivement en favorisant la déviation des fissures le long des interfaces entre couches. Plusieurs mécanismes de fissuration sont analysés comme la compétition entre l'amorçage d'une décohésion interfaciale et la rupture du second matériau en amont d'une fissure principale située dans la couche adjacente. Ce travail est ensuite appliqué pour décrire la déviation de fissure par une interface dans les composites à matrice céramique puis dans les combustibles de réacteurs nucléaires. Sur cette dernière partie, une campagne expérimentale est menée pour déterminer les paramètres matériaux nécessaires aux critères de déviation ; une optimisation de l'enrobage du combustible est enfin proposée afin d'accroître sa ténacité apparente.

Mots clés :

interface, décohésion, amorçage de fissure, mécanique de la rupture et de l'endommagement, modélisation par éléments finis, essais mécaniques, composites à matrice céramique, combustibles nucléaires

Abstract:

In this study, criterions are proposed to describe crack initiation in the vicinity of an interface in brittle bimetals. The purpose is to provide a guide for the elaboration of ceramic multi-layer structures being able to develop damage tolerance by promoting crack deflection along interfaces. Several cracking mechanisms are analyzed, like the competition between the deflection of a primary crack along the interface or its penetration in the second layer. This work is first completed in a general case and is then used to describe the crack deviation at the interface in ceramic matrix composites and nuclear fuels. In this last part, experimental tests are carried out to determine the material fracture properties needed to the deflection criteria. An optimization of the fuel coating can be proposed in order to increase its toughness.

Key words:

interface, debonding, crack initiation, fracture and damage mechanics, finite element modelisation, mechanical tests, ceramic matrix composites, nuclear fuels