



HAL
open science

Analyse de matériaux pour la modélisation des mécanismes de défaillances des modules électroniques de puissance

Sylvain Pietranico

► **To cite this version:**

Sylvain Pietranico. Analyse de matériaux pour la modélisation des mécanismes de défaillances des modules électroniques de puissance. Physique [physics]. École normale supérieure de Cachan - ENS Cachan, 2010. Français. NNT: . tel-00543040v1

HAL Id: tel-00543040

<https://theses.hal.science/tel-00543040v1>

Submitted on 5 Dec 2010 (v1), last revised 24 May 2011 (v2)

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.

ENSC-(n° d'ordre)

**THESE DE DOCTORAT
DE L'ECOLE NORMALE SUPERIEURE DE CACHAN**

Présentée par

Monsieur Sylvain PIETRANICO

**pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'ECOLE NORMALE SUPERIEURE DE CACHAN**

Domaine :

Electronique, Electrotechnique et Automatique

Sujet de la thèse :

**Analyse de matériaux pour la modélisation des mécanismes de
défaillance dans les modules électroniques de puissance**

Thèse présentée et soutenue à Cachan le 10 Décembre 2010 devant le jury composé de :

Jean-Pascal CAMBRONNE	Professeur	Rapporteur
Rafael ESTEVEZ	Professeur	Rapporteur
Clotilde BERDIN	Maitre de Conférence	Examinatrice
Marc LEGROS	Chargé de Recherche	Examineur
Christian REY	Professeur	Invité
Zoubir Khatir	Directeur de Recherche	Invité
Stéphane LEFEBVRE	Professeur	Directeur de thèse
Sylvie POMMIER	Professeure	Directrice de thèse

Nom du Laboratoire SATIE/LMT
ENS CACHAN/CNRS/UMR 8029/8535
61, avenue du Président Wilson, 94235 CACHAN CEDEX (France)

Table des matières

Introduction	xi
Chapitre I Etat de l'Art	1
I Modules à Semi-conducteurs de puissance	3
I.1 Introduction	3
I.2 Structure des modules de puissance, modes de défaillance	4
I.2.1 Puce, transistors à grille isolée MOSFETs (Métal Oxyde Semi-conductor Field Effect Transistor)	6
I.2.1.1 Etat passant	6
I.2.1.2 Etat bloqué	9
I.2.2 Connections internes	10
I.2.2.1 Fils de Bondings	10
I.2.2.2 Rubans	10
I.2.3 Métallisation	11
I.2.4 Brasure	11
I.2.5 Substrats	13
I.2.5.1 Direct Copper Bonding (DCB)	13
I.2.5.2 Active Metal Brazing (AMB)	13
I.2.6 Semelle	15
I.2.7 Transistor à superjonction (<i>COOLMOSTM</i>)	15
II Propriétés des matériaux constituant un module de puissance	17
II.1 Propriétés mécaniques	17
II.1.1 élasticité	17
II.1.1.1 Origine de l'élasticité	17
II.1.1.2 Contraintes	18
II.1.1.3 Déformations	18
II.1.1.4 Loi de Hooke	20
II.1.2 Plasticité	22
II.1.2.1 Comportement Elastoplastique	22
II.1.2.2 Comportement Cyclique	23
II.2 Propriétés thermiques	25
II.2.1 Capacité thermique	25
II.2.2 Conductivité thermique	27
II.3 Couplages physiques	29
II.3.1 Couplages Thermo-mécaniques	29
II.3.1.1 Dilatation Thermique	29
II.3.1.2 Élasticité	32
II.3.2 Effet Piezorésistif	34
II.4 Microstructure Cristalline	36
II.4.1 Dislocations	36

	II.4.2	Grains	36
	II.4.2.1	Loi de Hall et Petch	36
	II.4.2.2	Effets sur la conductivité thermique	37
	II.4.3	Effet d'échelle	38
	II.4.4	Simulation des microstructures	38
III		Mécanique de la Rupture	40
III.1		Processus de propagation d'une fissure	40
	III.1.1	Bilan énergétique	40
III.2		Approche locale	42
	III.2.1	Modes de fissuration	42
	III.2.2	Présentation du Facteur d'Intensité des Contraintes	43
	III.2.3	Applications du Facteur d'Intensité des Contraintes	44
	III.2.3.1	Ténacité	45
	III.2.3.2	Loi de Paris	45
	III.2.4	Facteur d'Intensité des Contraintes Généralisé	47
III.3		Approche globale	47
	III.3.1	Limite de l'approche locale et niveaux de plasticité	47
	III.3.2	Intégrale de contour	48
Chapitre II Fatigue et Rupture du Substrat DCB			51
I		Introduction, mode de défaillance	54
I.1		Analyse de défaillance	54
I.2		Compétition de deux phénomènes	55
	I.2.1	Rupture du DCB par fatigue	56
	I.2.2	Rupture fragile du DCB	57
II		Caractérisation des Matériaux	57
II.1		Modélisation du modèle du Cuivre	57
	II.1.1	Essais Mécaniques	58
	II.1.2	Loi de Comportement du cuivre	58
II.2		Modèle de la Céramique	58
	II.2.1	Essai de Flexion	60
	II.2.2	Théorie du Maillon Faible	61
	II.2.3	Loi de Weibull	61
	II.2.4	Détermination expérimentale des paramètres de la céramique	62
III		Modélisation du comportement du substrat DCB sous chargements thermiques	67
III.1		Modèle Rhéologique	67
	III.1.1	Hypothèse et modélisation simplifiée	67
	III.1.1.1	Élasticité	67
	III.1.1.2	Viscosité	67
	III.1.1.3	Dilatation thermique	68
	III.1.1.4	Plasticité	68
	III.1.2	Application au substrat DCB	68
	III.1.2.1	Effet du coefficient de dilatation thermique	72
	III.1.2.2	Effet des propriétés du matériau conducteur du substrat	72
	III.1.3	Application de la loi de Weibull au modèle rhéologique	74
III.2		Modèle Éléments Finis	75
	III.2.1	Description du modèle	75
	III.2.1.1	Type de modèle	75
	III.2.1.2	Maillage	75

	III.2.2	Utilisation du modèle EF	76
	III.2.2.1	Détermination de l'ordre de la singularité	76
	III.2.2.2	Détermination du facteur d'intensité des contraintes	78
	III.2.2.3	Bifurcation de la fissure	78
	III.2.3	Application de la loi de Weibull au modèle EF	78
IV		Résultats, Effet des paramètres	79
IV.1		Modèle Éléments Finis	79
	IV.1.1	Étude de l'influence de la géométrie et des propriétés mécaniques	79
	IV.1.2	Étude de l'effet d'un chargement thermique sur la robustesse du substrat	80
IV.2		Campagne d'essai	83
Chapitre III Étude des dégradations de la métallisation sur la puce			85
I		Introduction, mode de défaillance	88
I.1		Méthode expérimentale de vieillissement	88
	I.1.1	Cyclage actif de longue durée	88
	I.1.2	Cyclage actif par court-circuit	90
I.2		Régimes de court-circuit pour l'accélération du vieillissement	91
	I.2.1	Notion d'énergie critique	91
II		Essais de vieillissement accélérés sous contrainte d'origine électrothermique	93
II.1		Protocole expérimental	93
	II.1.1	Description des composants véhicules de test	93
	II.1.2	Description du banc de cyclage	94
	II.1.2.1	Principe	94
	II.1.3	Énergie Critique (\mathcal{E}_c) des puces testés	96
	II.1.4	Caractérisations électriques intermédiaires	96
	II.1.4.1	Caractéristiques statiques du transistor <i>COOLMOSTM</i>	98
	II.1.4.2	Mesure de la Résistance de la Métallisation	99
	II.1.5	Observations MEB, traitement d'image	100
	II.1.5.1	Corrélation d'image	101
II.2		Résultats d'essais, suivi des caractéristiques électriques	102
	II.2.1	Cyclage à Faible Énergie	104
	II.2.1.1	Résistance de la métallisation	104
	II.2.1.2	Résistance à l'état passant R_{DSon}	104
	II.2.1.3	Courant de saturation	105
	II.2.1.4	Courant de court-circuit	106
	II.2.2	Cyclage à Énergie Intermédiaire	108
	II.2.2.1	Résistance de la métallisation	108
	II.2.2.2	Résistance à l'état passant (R_{dson})	109
	II.2.2.3	Courant de saturation	109
	II.2.2.4	Courant de court-circuit	112
	II.2.3	Cyclage à Forte Énergie	113
	II.2.3.1	Résistance de la métallisation	113
	II.2.3.2	Courant de saturation	114
	II.2.3.3	Courant de court-circuit	114
	II.2.4	Interprétations pour l'ensemble des essais	116
	II.2.4.1	Résistance de la métallisation	116
	II.2.4.2	Courant de saturation	116
	II.2.4.3	Courant de court-circuit	117

	II.2.4.4	Défaillance des transistors COOLMOS	120
II.3		Résultats d'essais, observation au MEB	122
	II.3.1	Cyclage à Faible Énergie	122
	II.3.1.1	Zone centrale	122
	II.3.1.2	Zone excentrée	126
	II.3.2	Cyclage à Énergie Intermédiaire	127
	II.3.2.1	Zone centrale	127
	II.3.2.2	Zone excentrée	129
	II.3.3	Cyclage à forte énergie	130
	II.3.4	Défaillances des modules de puissance	131
	II.3.4.1	Cyclage à faible énergie	131
	II.3.4.2	Cyclage à énergie intermédiaire et forte énergie	131
	II.3.5	Synthèse des observations	134
II.4		Processus FIB (Focused Ion Beam)	135
	II.4.1	Principe	135
	II.4.2	Cyclage à faible énergie	135
	II.4.3	Cyclage à énergie intermédiaire	136
II.5		Déformation de la métallisation : Corrélation d'images	137
II.6		Modélisation thermique	140
	II.6.1	Description du modèle éléments finis	140
	II.6.2	Résultats	141
III		Synthèse des résultats et interprétations	143
	III.1	Résistance de la métallisation	143
	III.2	Courant de saturation	145
	III.2.1	Evolution au cours des cyclages	145
	III.2.2	Hypothèse d'un effet piezorésistif	145
	III.3	Régime de faible inversion	147
Conclusion et Perspectives			149
Annexe : Microscope Electronique à balayage			153
	I	Principe	153
	II	Structure	153
Bibliographie			157

Table des figures

I.1	Évolution de la température due à des cycles thermiques actifs et passifs sous un profil de mission automobile (a) et passif dans les applications avioniques [Dup06] (b).	3
I.2	Structure classique d'un module de puissance	4
I.3	Schéma d'une puce de Transistor MOS de puissance (a) et symbole du Transistor MOS (b)	6
I.4	Fonctionnement d'un transistor MOS latéral (a) $V_{DS} = 0V$, (b) $V_{DS} = V_{D_{sat}}$, (c) $V_{DS} > V_{D_{sat}}$	7
I.5	Variation du courant de drain en fonction de la tension drain-source	8
I.6	Variation du courant de drain en fonction de la tension grille-source (a), Montage correspondant à la mesure de la caractéristique $I_D = f(V_{GS})$	8
I.7	Tenue en tension (Zone de charge d'espace et champ électrique) d'un transistor MOS de puissance	9
I.8	Observation de fils de bonding, vue d'ensemble (a), Observation au MEB (b) .	10
I.9	Observation au MEB de la levée d'un fil de bonding (a) et d'une fissure au niveau du pied du fil (b) [Cia02]	10
I.10	Connecteurs Rubans	11
I.11	Observation de la métallisation (a) Vue d'ensemble, (b) Coupe transversale . .	12
I.12	Schéma classique d'un module de puissance	12
I.13	Présentation de substrat DCB (a) Exemple de substrat céramique 3D avec des métallisations en cuivre (CURAMIK), (b) Processus pour la réalisation d'un DCB Al_2O_3	13
I.14	Cliché MEB d'un substrat AMB avec grossissement au niveau de l'interface. .	14
I.15	Interface Cu/Si_3N_4 d'un substrat Kyocera.	14
I.16	Schéma d'un transistor CoolMOS (a) et d'une superjonction (b) [Let00]	16
I.17	Résistance spécifique en fonction de la tension de blocage [inf]	16
I.18	Courbes de Condon-Morse, énergie potentielle d'interaction \mathcal{E}_p entre deux atomes en fonction de la distance r qui les sépare	17
I.19	Représentation des contraintes influant sur un élément de volume infinitésimal	18
I.20	Représentation des déformations principales et de cisaillements	19
I.21	Schématisation de la courbe de traction d'un matériau ductile	23
I.22	Phénomène d'écroutissage isotrope pour 2 types de matériaux, adoucissement ($Q < 0$) (a) et durcissement ($Q > 0$) (b)	24
I.23	Evolution de la contrainte en fonction de la déformation plastique (a) pour des cycles $\varepsilon_{max}/-\varepsilon_{max}$ et (b) des cycles $-\varepsilon_{max}/\varepsilon_{max}$	25
I.24	Évolution de la chaleur spécifique du silicium (a), de l'AlN et du Si_3N_4 en fonction de la température (b)	27
I.25	Conductivité thermique du Silicium en fonction de la température, Valeurs expérimentales : \diamond Fulkerson et al, \square Shanks et al, \triangle Glassbrener; Approximation : polynomiale —Trivedi et al, puissance —.	28

I.26	Diagramme d'interactions [Fra01]	29
I.27	Représentation du phénomène de dilatation thermique des solides à partir de la courbe de Condon-Morse	30
I.28	Évolution du coefficient de dilatation thermique du cuivre et de l'aluminium (a), de l'AlN, du $\beta - Si_3N_4$ et $\gamma - Si_3N_4$ (b), du Silicium (c)	33
I.29	Évolution du module de Young de différentes céramiques avec la température .	34
I.30	Représentation d'un matériau polycristallin avec l'orientation des différents grains	36
I.31	Illustration des dislocations : (a) dislocation coin, (b) dislocation vis.	37
I.32	Mouvement d'une dislocation due à une contrainte de cisaillement.	37
I.33	Conductivité thermique du SiC en fonction de la température pour différentes microstructures	38
I.34	Effet du rapport épaisseur sur taille de grain sur les propriétés mécaniques de films de cuivre.	39
I.35	Modèle élément fini d'un film polycristallin de 225 grains avec un rapport $h/d=1$ (taille de grain/hauteur du film) (a), de 50 grains avec un rapport $h/d=2$ (b)	39
I.36	(a) Paramètres définissant une fissure bi-dimensionnelle, (b) modes de fissuration.	42
I.37	Fissure de Référence de Griffith, problème 2D.	43
I.38	Éprouvette permettant de déterminer la ténacité d'un matériau	45
I.39	Vitesses de fissuration mesurées sur éprouvette CT, sur un acier doux à 0.38 % de carbone à température ambiante. Illustration des différents régimes de propagation par fatigue.	46
I.40	Extension de la zone dans laquelle le comportement du matériau n'est plus linéaire.	47
I.41	Illustration du contour de l'intégrale J.	48
II.1	Localisation du substrat DCB dans un module de puissance	53
II.2	Évolution de la température ambiante au cours d'un cycle de fonctionnement .	54
II.3	Observation d'un substrat DCB (AlN) ayant subi plusieurs cycles thermiques [Dup06]	54
II.4	Schématization des phénomènes de rupture (a) rupture fragile de la céramique, (b) rupture par fatigue à l'interface	55
II.5	Observation d'une fissure dans un substrat DCB (AlN) au MEB [Dup06] . . .	56
II.6	Observation de la partie inférieure du cuivre après fissuration au MEB	56
II.7	Observation MEB de stries de fatigue sur la partie inférieure du cuivre après fissuration	57
II.8	Eprouvettes réalisées par lithogravure chimique	58
II.9	Essai de traction d'une éprouvette de cuivre	59
II.10	Résultats des essais de traction (a) monotone, (b) cyclique; o expérience, — modèle	59
II.11	Schéma d'un essai de flexion 3 points d'une éprouvette parallélépipédique. . . .	60
II.12	Résultats des essais de flexion 3 points (a) AlN, (b) Si_3N_4	60
II.13	Test de flexion 3 points. géométrie (a). Cliché du montage (b)	63
II.14	Synoptique du traitement des résultats de l'essai de flexion	64
II.15	Représentation des droites de Weibull AlN (a), Si_3N_4 (b)	65
II.16	Résultats expérimentaux et modèles montrant la probabilité de rupture en fonction de la contrainte de Weibull pour l'AlN et le Si_3N_4	65
II.17	Résultats expérimentaux et modèles montrant la probabilité de rupture en fonction de la contrainte maximale et du volume effectif pour l'AlN.	66
II.18	Symbole d'un matériau ayant un comportement élastique pur	67

II.19	Symbole rhéologique de la viscosité	67
II.20	Symbole rhéologique de la dilatation thermique	68
II.21	Symbole rhéologique de la plasticité	68
II.22	Représentation du DCB, Étude des contraintes perpendiculaires au plan	69
II.23	Schéma équivalent unidimensionnel simplifié du DCB	69
II.24	Profil de température imposé au substrat DCB	70
II.25	Évolution des contraintes lors d'un cyclage thermique (Céramique en bleu, Cuivre en rouge)	71
II.26	Représentation des contraintes dans la céramique à la température T_3 , pour différentes valeurs de la limite d'élasticité du cuivre en fonction du rapport des épaisseurs (a) AlN, (b) Si_3N_4	72
II.27	Évolution des contraintes et des déformations plastiques du cuivre lors d'un cyclage entre -50°C et 180°C (a) AlN, (b) Si_3N_4	73
II.28	Représentation de la contrainte dans la céramique après 6 cycles ($-50^\circ\text{C}/180^\circ\text{C}$), pour différentes valeurs du coefficient d'écrouissage cinématique et différents rapports des épaisseurs (a) AlN, (b) Si_3N_4	73
II.29	Représentation de la déformation plastique cumulée par cycle ($-50^\circ\text{C}/180^\circ\text{C}$), pour différentes valeurs du coefficient d'écrouissage cinématique et différents rapports des épaisseurs (a) AlN, (b) Si_3N_4	74
II.30	Représentation des probabilités de Rupture pour $T_3 - T_1 = 200^\circ\text{C}$ et pour différentes valeurs de la limite d'élasticité en fonction du rapport des épaisseurs (a) AlN, (b) Si_3N_4	75
II.31	Modèle par éléments finis axisymétrique avec maillage apparent	76
II.32	Maillage structuré autour de la zone singulière	76
II.33	Evolution de l'ordre de la singularité en fonction de l'angle à partir des équations de Bogy	77
II.34	Représentation des contraintes de cisaillement en fonction de l'angle (θ) pour différentes distances vis-à-vis de la singularité (a) $\lambda = -0,5$; (b) $\lambda = -0,42$	77
II.35	Représentation des probabilités de rupture de l'AlN (a) et du Si_3N_4 (b) pour des cycles thermique entre -30°C et 180°C et des cycles thermiques comprenant des "surcharges" thermiques	80
II.36	Evolution du facteur d'intensité des contraintes de mode I pour différentes épaisseur de cuivre au cours d'un cyclage thermique ($-30^\circ\text{C}/180^\circ\text{C}$)	81
II.37	Profil des cycles thermiques imposés au modèle élément fini du substrat DCB	81
II.38	Représentation du facteur d'intensité des contraintes à l'interface Cuivre/AlN en fonction du nombre de cycles pour les deux types de chargement thermique	82
II.39	Représentation de la valeur du facteur d'intensité des contraintes d'une branche infinitésimale faisant un angle α_{max} avec l'interface Cuivre/AlN en fonction du nombre de cycles pour les deux types de chargement thermique	82
II.40	Contrôle expérimental de l'intégrité du substrat DCB par mesure de capacité.	83
II.41	Évolution de la capacité du substrat DCB en fonction du nombre de cycle, —sans cycles de refroidissement, —avec cycles de refroidissement.	84
III.1	Localisation de la métallisation et de la puce sur un module de puissance.	87
III.2	Observation de la métallisation d'un transistor IGBT avant cyclage actif (a) et après 3,2 millions de cycles compris entre 85°C et 125°C (b) [Cia02]	88
III.3	Observation de la couche de métallisation d'un module IGBT avant cyclage et après 54000 cycles actifs [BB08, Bou07].	89

III.4	Observation FIB d'un composant MOSFET vierge (a) après avoir vieillissement (b) [Kho07].	89
III.5	Observation MEB d'un transistor IGBT avant cyclage (a), après 24600 court-circuits (b) [Ara07].	90
III.6	Courbe de robustesse, IGBT NPT 600 V, $U_{DC} = 405$ V, $T_C = 25^\circ\text{C}$	91
III.7	Destruction d'un IGBT NPT 600V au 26279 ^{ème} court-circuit, $U_{DC} = 405\text{V}$, $T_C = 25^\circ\text{C}$, $E = 0,61$ J $< \mathcal{E}_c$	92
III.8	Destruction de transistors IGBT NPT 600V (SGW15N60) (a) $\mathcal{E} > \mathcal{E}_c$ défaillance retardée, (b) $\mathcal{E} \gg \mathcal{E}_c$ défaillance après emballement thermique pendant le régime de court-circuit.	92
III.9	Photo du module de puissance COOLMOS	93
III.10	Photo du module de puissance COOLMOS (a), schéma du transistor et de la position des fils de bonding (b)	93
III.11	Schéma de principe du banc de test	94
III.12	Représentation du courant et de la tension pendant le court-circuit du Transistor COOLMOS DUT pour une tension U_{DC} de 400 V, $T_{case} = 25^\circ\text{C}$	95
III.13	Représentation du courant de court-circuit du disjoncteur statique pour une tension U_{DC} de 400 V	95
III.14	Représentation du courant de court-circuit pour différentes durées de court-circuit, (a) Court-circuit long (200 μs), (b) Recherche de l'énergie critique	97
III.15	Influence de la température sur la résistance à l'état passant (a) et sur le courant de saturation (b)	98
III.16	Influence de la température sur la variation relative de la résistance à l'état passant (a) et sur la variation relative du courant de saturation (b)	98
III.17	Schéma de cablage du traceur de caractéristiques	99
III.18	Schéma de principe de la mesure de résistance 4 fils de la couche de métallisation (a) et (b)	100
III.19	Photo du Microscope Électronique à Balayage Hitachi utilisé (a), Distance d'observation (b)	100
III.20	Représentation de la puissance instantanée dissipée pendant le court-circuit (a) Cyclage à faible énergie, (b) Cyclage à énergie intermédiaire et (c) Cyclage à forte énergie	103
III.21	Mesure 4 fils, représentation de la tension de la métallisation en fonction du courant la traversant pour différents nombres de cycles	104
III.22	Représentation de la résistance réduite de la métallisation $\frac{R}{R_0}$ en fonction de l'énergie \mathcal{E} (a) et du nombres de cycles (b) pour chaque module testés	105
III.23	Représentation du courant de drain en fonction de la tension drain-source dans la zone ohmique de fonctionnement du transistor COOLMOS	105
III.24	Représentation du courant de drain en fonction de la tension drain-source pour $V_{GS} = 4,5\text{V}$ (a) et $V_{GS} = 5,5\text{V}$ (b)	106
III.25	Évolution de la valeur réduite du courant de saturation en fonction du nombre de cycle	107
III.26	Représentation du courant de court-circuit traversant le COOLMOS pendant la phase de fermeture ($T_{case} = 25^\circ\text{C}$, $V_{GS} = 15$ V et $V_{DS} = 300$ V).	107
III.27	Représentation de la tension de la métallisation en fonction du courant la traversant en cours de cyclage, (a) COOLMOS4, (b) COOLMOS5	108
III.28	Représentation de la résistance réduite des COOLMOS4 et COOLMOS5 en fonction de l'énergie cumulée (a) et du nombre de cycles (b)	108

III.29	Représentation du courant de drain en fonction de la tension drain-source dans la zone ohmique de fonctionnement du MOS	109
III.30	Représentation du courant de drain en fonction de la tension drain-source du transistor COOLMOS5 pour $V_{GS} = 4,5V$ (a) et $V_{GS} = 6V$ (b)	110
III.31	Évolution de la valeur réduite du courant de saturation du transistor COOLMOS5 en fonction du nombre de cycle	110
III.32	Représentation du courant de drain en fonction de la tension drain-source du transistor COOLMOS4 pour $V_{GS} = 4,25V$ (a) et $V_{GS} = 4,75V$ (b) ($T_{case} = 25^{\circ}C$)	111
III.33	Évolution de la valeur réduite du courant de saturation du transistor COOLMOS4 en fonction du nombre de cycle	111
III.34	Représentation du courant de court-circuit traversant le COOLMOS 4	112
III.35	Représentation de la tension de la métallisation en fonction du courant la traversant pour différents nombres de cycles	113
III.36	Représentation de la résistance réduite en fonction de l'énergie (a) et du nombres de cycles (b)	113
III.37	Représentation du courant de drain en fonction de la tension drain-source du transistor COOLMOS1 pour $V_{GS} = 4,75V$ (a) et pour $V_{GS} = 5,5V$ (b)	114
III.38	Évolution de la valeur réduite du courant de saturation en fonction du nombre de cycle	115
III.39	Représentation du courant de court-circuit pour différents cycles	115
III.40	Evolution de la résistance réduite en fonction de l'énergie cumulée	117
III.41	Schéma du transistor COOLMOS avec les différents contacts (a). Répartition du courant à l'intérieur d'un module de puissance en transversal (b) et vue de dessus (c).	118
III.42	Courant de court-circuit traversant le module de puissance pour différents cycles en fonction du nombre de cycles avec l'électrode de source de commande placée en W_6	119
III.43	Représentation du courant de court-circuit en fonction de la tension grille-source	120
III.44	Représentation du courant de drain et de la tension drain-source au cours d'une défaillance (cyclage à énergie intermédiaire)	121
III.45	Zones géographiques d'observation par microscopie électronique à balayage.	122
III.46	Image MEB de la zone centrale de la métallisation (acte 1)	123
III.47	Image MEB de la zone centrale de la métallisation (acte 2)	124
III.48	Image MEB de la zone périphérique de la métallisation (acte 1)	126
III.49	Image MEB de la zone centrale de la métallisation du 2 nd MOS (acte 1)	127
III.50	Image MEB de la zone centrale de la métallisation du 2 nd MOS (acte 2)	128
III.51	Image MEB de la zone périphérique de la métallisation du 2 nd MOS (acte 1)	129
III.52	Image MEB de la métallisation du transistor COOLMOS6 après défaillance, vue lointaine (a), vue rapprochée.	130
III.53	Observation de la métallisation après rupture électrothermique de la puce ayant subi des cycles à faible énergie, (a) Vue lointaine, (b) Vue rapprochée, (c) zone sinistrée, (d) zoom sur une fissure de la zone sinistrée.	131
III.54	Observation de la métallisation après rupture électrothermique de la puce ayant subie des cycles à énergie intermédiaire, (a) Vue lointaine, (b) Vue rapprochée.	132
III.55	Observation de la métallisation après rupture électrothermique de la puce ayant subi des cycles à forte énergie, (a) Vue lointaine, (b) Vue rapprochée.	132
III.56	Observation de la métallisation après un processus FIB (a) Vue lointaine, (b) Vue rapprochée.	135

III.57	Observation en coupe de l'ensemble métallisation-puce (faible énergie) après un usinage par FIB (a) Vue lointaine, (b) Vue rapprochée d'un puit de source, (c,d) Vue rapprochée d'une fissure.	136
III.58	Observation transversale de l'ensemble métallisation-puce (forte énergie) un processus FIB (a) Vue lointaine, (b) Vue rapprochée, (c) Zoom sur le puit de source, (d) Zoom sur la pointe d'une fissure se propagent dans l'oxyde.	137
III.59	Représentation des déformations de la couche de métallisation par corrélation d'images (a) Métallisation à 0 cycles, (b) Métallisation à 100 cycles, (c) Trace de la traction, (d) Erreur sur la mesure des déformations.	138
III.60	Représentation des déformations de la couche de métallisation par corrélation d'images (a) Métallisation à 20000 cycles, (b) Métallisation à 29000 cycles, (c) Déformations selon l'axe 1, (d) Déformations selon l'axe 2.	139
III.61	Modèle utilisé pour l'étude par éléments finis	140
III.62	Répartition de la température dans l'assemblage à la fin d'un court-circuit de forte énergie (a). Évolution de la température dans la zone centrale active de la puce en fonction de la position verticale (z) pour différents intervalles de temps après le début du court-circuit (b).	141
III.63	Evolution de la température à l'interface métallisation - puce pour différentes énergie de court-circuit.	142
III.64	Représentation de l'évolution de la résistance réduite de la couche de métallisation en fonction du nombre de cycle, mise en évidence des différents phénomènes pour un cyclage à énergie intermédiaire	143
III.65	Représentation de l'évolution de la résistance réduite en fonction du nombre de cycle du transistor COOLMOS6 testé sous faible énergie	144
III.66	Représentation de l'évolution de la résistance réduite et du courant de saturation en fonction du nombre de cycle, mise en évidence des différents phénomènes pour un cyclage à énergie intermédiaire	145
III.67	Effet d'une contrainte sur les caractéristiques statiques d'un transistor PMOS .	146
III.68	Représentation du courant de drain en fonction de la tension grille-source, pour un transistor COOLMOS neuf et transistor COOLMOS ayant subi 32000 court-circuit (énergie intermédiaire)	147
III.69	Représentation du logarithme du courant de drain en fonction de la tension grille-source, pour un transistor COOLMOS neuf et un transistor ayant subi 32000 court-circuit (énergie intermédiaire)	148
70	Schéma de principe d'un microscope électronique à balayage	155

INTRODUCTION

Devant la diversité des applications de l'électronique de puissance (transport, stockage énergétique...), l'étude des systèmes électroniques ne se résume plus uniquement à celle des performances électroniques et notamment d'électronique de puissance de ces systèmes mais s'intéresse également à leur intégrité de fonctionnement dans leur milieu environnemental. Un système électronique est donc le théâtre d'interactions physiques (électrique, mécanique, thermique...) qui sont à même de modifier son bon fonctionnement.

Dans le domaine des transports (avionique, automobile ...), le remplacement des actionneurs hydrauliques par des actionneurs électromécaniques plus légers comme c'est le cas dans l'aéronautique permet d'améliorer les performances mais aussi le poids des systèmes et de diminuer ainsi la consommation en carburant et énergie fossile. Ces actionneurs électromécaniques sont associés à des modules de puissance à semiconducteur servant à gérer les transferts d'énergie entre une source électrique et ces mêmes actionneurs électriques. Dans les systèmes embarqués, des modules de puissance sont situés dans des zones géographiques où ils sont soumis à des contraintes thermiques "sévères" dues d'une part, à la température ambiante, qui peut-être élevée et varier sur de grandes amplitudes (dans le pire des cas entre -55°C et 200°C pour un module de puissance placé dans l'environnement moteur d'un avion), et d'autre part, aux pertes énergétiques dues à l'injection de courant dans le semiconducteur provoquant des élévations de température.

D'autre part, la tendance à la miniaturisation des dispositifs s'accompagne d'une augmentation des densités de puissance, qui rend plus délicate l'évacuation des calories et participe à un besoin de fonctionnement à plus haute température.

Ces conditions d'usages sévères peuvent réduire de façon drastique la fiabilité des systèmes, dans des domaines d'application où la fiabilité est un élément prépondérant.

Les différences entre les coefficients de dilatation thermique des matériaux constituant le composant engendrent des contraintes mécaniques sous sollicitation thermique. Ces contraintes d'origine thermomécanique sont à l'origine des principales causes de défaillance après dégradation principalement aux interfaces.

Dans ce manuscrit, nous présenterons tout d'abord la structure des modules de puissance ainsi que les différents matériaux qui les composent. A cette occasion, nous rappellerons brièvement quels sont les principaux modes de défaillances observées sur un module de puissance ainsi que leurs localisations géographiques.

La thèse s'articulant autour d'un module à base de transistor MOSFET (plus précisément un

transistor CoolMOS), le principe de fonctionnement des transistors MOS sera rappelé par la suite. Le module de puissance mettant en jeu différents matériaux (métalliques, céramiques et semi-conducteur), nous discuterons également des propriétés physiques (mécanique, thermique...) des matériaux utilisés. Le thème de l'étude étant multiphysique, nous nous attarderons sur les phénomènes de couplage physique (thermomécaniques, électromécaniques...). Nous aborderons ensuite la microstructure des matériaux ainsi que les propriétés des matériaux fins possédant peu de grains dans leur épaisseur.

Enfin, certaines défaillances d'origine thermomécanique observées résultant de la propagation de fissures peuvent être modélisées par la mécanique de la rupture. Ce premier chapitre se clôturera par une présentation des concepts de facteur d'intensité des contraintes et d'intégrale J utilisés dans l'étude de la propagation des fissures.

Le second chapitre de la thèse se concentre sur le comportement des substrats céramiques DCB lorsqu'ils sont soumis à des cycles de température de forte amplitude. Ce chapitre fait suite aux travaux effectués dans la thèse de Laurent Dupont (LTN INRETS/SATIE) sur la fiabilité des substrats DCB (Direct Copper Bonding). Le substrat DCB est un "sandwich" cuivre/céramique/cuivre assurant simultanément l'isolation entre la puce et la semelle d'un module de puissance et le transfert thermique des pertes engendrées dans la puce vers la semelle (qui est elle même reportée sur un radiateur).

A titre d'exemple, dans les applications avioniques, les modules de puissance peuvent être amenés à supporter des cycles thermiques passifs (variation de température ambiante) entre, dans le pire des cas, -55°C et 200°C . Les précédentes études avaient montré que les défaillances se traduisaient par l'apparition de fissures au niveau de l'interface cuivre/céramique, et que la durée de vie dépendait des propriétés mécaniques et géométriques des céramiques et des matériaux conducteurs déposés.

Nous avons mis en évidence que la fracture apparaissait dans la céramique faisait suite à la propagation de fissures dans le cuivre, à l'interface cuivre/céramique. Ces fissures se propagent cycle à cycle puis bifurquent dans la céramique et conduisent à la ruine du substrat DCB.

Lorsqu'un substrat DCB est soumis à des cycles thermiques et donc à des contraintes d'origine thermomécanique, son intégrité peut-être menacée par la présence de défauts dans la céramique. L'effet de ces défauts (statistiquement distribués dans le volume de la céramique) sur la probabilité de rupture de la céramique (modélisée par une loi de Weibull) ont été étudiés à l'aide de la théorie du maillon faible.

L'autre défaillance possible du substrat DCB a déjà été énoncée. Elle est due à la propagation cycle à cycle d'une fissure s'initiant dans le cuivre et bifurquant dans la céramique. La propagation d'une fissure étant étroitement liée avec le facteur d'intensité des contraintes (ténacité, loi de Paris...), le substrat DCB a également été étudié à l'aide de techniques de la mécanique de la rupture.

Enfin, afin de mettre en évidence de façon qualitative l'effet des différentes propriétés des matériaux sur le comportement du substrat lors qu'il est soumis à des cycles thermiques et notamment sa durée de vie, nous avons mis en place un modèle rhéologique permettant d'estimer les contraintes mécaniques au sein de l'assemblage. Un modèle par éléments finis a également été développé afin de déterminer la valeur du facteur d'intensité des contraintes.

Le troisième et dernier chapitre est consacré à l'étude des dégradations de la couche de métallisation, qui est déposée sur les puces. La couche de métallisation située au-dessus de la puce de silicium permet de conduire le courant collecté par les sources des transistors élémentaires constituant la puce.

La dégradation de cette couche résulte de contraintes d'origine thermomécanique comme c'était le cas sur les substrats DCB. Toutefois ici, les dimensions et principalement l'épaisseur de la couche sont considérablement plus faibles que celles rencontrées sur les substrats. Si l'étude sur les substrats DCB a permis notamment de se familiariser avec les techniques de la mécanique de la rupture, l'étude cette fois de la métallisation est principalement expérimentale, les propriétés mécaniques de la métallisation à cette échelle étant mal connues et les modes de dégradation plus complexes.

De nombreuses études ont été effectuées sur le sujet et les observations de la couche de métallisation après cyclage ont révélé des phénomènes de recristallisation et de fissuration.

La dégradation de cette couche se traduit également par des modifications des propriétés électriques (augmentation de la résistance à l'état passant, diminution du courant de court-circuit). Là encore de nombreux travaux traitent de ces effets.

Dans ce mémoire, nous avons cherché à suivre le vieillissement de la couche de métallisation et de ses dégradations et tenter de les corrélérer aux évolutions des caractéristiques électriques du composant.

Pour cette raison, nous avons tenté de corrélérer des observations régulières de la métallisation en cours de cyclage par microscopie électronique à balayage (permettant d'observer le changement de la microstructure) avec des caractérisations électriques.

Nous présenterons en premier lieu une étude bibliographique montrant comment expérimentalement les dégradations de la couche de métallisation ont été mises en évidence. Pour cette étude, nous avons choisi d'utiliser des régimes de court-circuit afin d'accélérer suffisamment le vieillissement. Ces régimes fortement dissipatifs permettent en effet d'appliquer périodiquement et de façon rapprochée des cycles thermiques de grande amplitude au niveau de la métallisation et de l'interface puce/métallisation. Nous n'avons pu mesurer ces évolutions de température, elles n'ont été qu'estimées à l'aide d'un modèle thermique éléments finis.

Puis nous détaillerons le protocole expérimental suivi. Les mesures électriques seront ensuite présentées, suivies des observations faites régulièrement au MEB. Pour s'intéresser à la microstructure dans le volume de la couche de métallisation quelques échantillons ont été usinés dans un microscope électronique équipé d'un FIB (Focused Ion Beam).

Enfin nous ferons une synthèse complète des résultats obtenus en essayant d'expliquer les évolutions des paramètres électriques à partir des modifications de la microstructure de la couche de métallisation.

Les travaux qui sont présentés ont été soutenus par l'institut FARMAN de l'ENS de Cachan. Cet institut a pour vocation de générer des collaborations pluridisciplinaires entre laboratoires de l'ENS de Cachan.

CHAPITRE

I

ETAT DE L'ART

I Modules à Semi-conducteurs de puissance

I.1 Introduction

Un module de puissance à semi-conducteur intègre une ou plusieurs puces réalisant une fonction de conversion d'énergie au sein d'un assemblage (ou packaging). Les puces sont utilisées en régime de commutation afin de maximiser les rendements de conversion. Toutefois, les phases de conduction et de commutation ne sont pas idéales (chute de tension à l'état passant, commutations non instantanées responsables de pertes par commutation), et les puces sont sources de pertes qu'il faudra extraire vers un refroidisseur. Les puces sont assemblées dans un module qui a pour fonctions principales : isolation de la puce par rapport à la semelle du module montée sur le radiateur, évacuation du flux de chaleur lié aux pertes dans les puces vers la semelle, amenée du courant sur les puces via des connecteurs et enfin protection des puces, notamment vis à vis de l'humidité. En cours de fonctionnement, les pertes d'énergie électrique dans les puces sont responsables de variation de température dans l'assemblage. Les élévations de température dépendent des pertes et des caractéristiques thermiques des éléments constituant le module. A ces variations de température, liées aux cycles d'usage, doivent s'ajouter des variations plus lentes imposées généralement par l'ambient ou l'environnement proche. La figure I.1 [Kha05] montre à titre indicatif l'effet combiné des variations de température ambiante et des pertes d'énergie électrique lors du fonctionnement des puces (actif), pour une application automobile. Le résultat est une sollicitation complexe, appelée profil de mission.

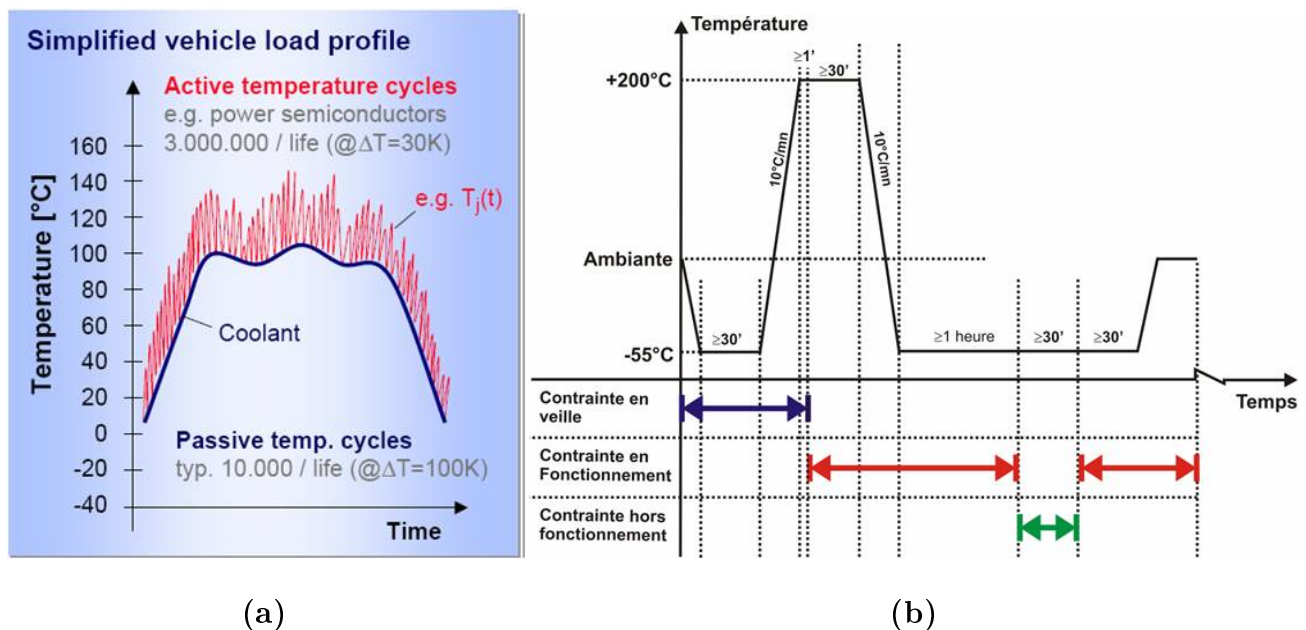


FIGURE I.1 – Évolution de la température due à des cycles thermiques actifs et passifs sous un profil de mission automobile (a) et passif dans les applications avioniques [Dup06] (b).

Ces variations de température, sont responsables de l'apparition de contraintes mécaniques dans le module de puissance, du fait des différences entre les coefficients de dilatation thermique des différents matériaux qui le constituent. Les principales causes de défaillance des modules de puissance sont ainsi d'origine thermomécanique. Elles résultent de processus d'endommagement progressifs, généralement par fatigue.

Dans ce chapitre, nous reviendrons sur la constitution technologique d'un module de puissance,

et sur les principaux modes de défaillance rencontrés. Nous nous focaliserons principalement sur le substrat DCB assurant simultanément l'évacuation de chaleur des puces vers la semelle et l'isolation électrique des puces ainsi que sur la métallisation des puces, ces deux parties ayant été plus particulièrement approfondies dans le reste du mémoire. Les puces qui serviront à solliciter les constituants du module sont des puces *COOLMOSTM*, et nous rappellerons également leurs principales caractéristiques. Si l'on cherche à prévoir la durée de vie d'un tel composant sous des sollicitations thermiques, la connaissance des propriétés physiques et notamment thermique et mécanique de l'ensemble des constituants est essentielle. Ainsi, nous reviendrons sur le comportement mécanique des matériaux fragiles et élastoplastiques des principaux constituants d'un module de puissance, et sur les couplages entre les propriétés mécaniques et thermiques.

I.2 Structure des modules de puissance, modes de défaillance

Un module de puissance est une structure composée par l'assemblage de plusieurs matériaux aux propriétés électriques, thermiques et mécaniques différentes.

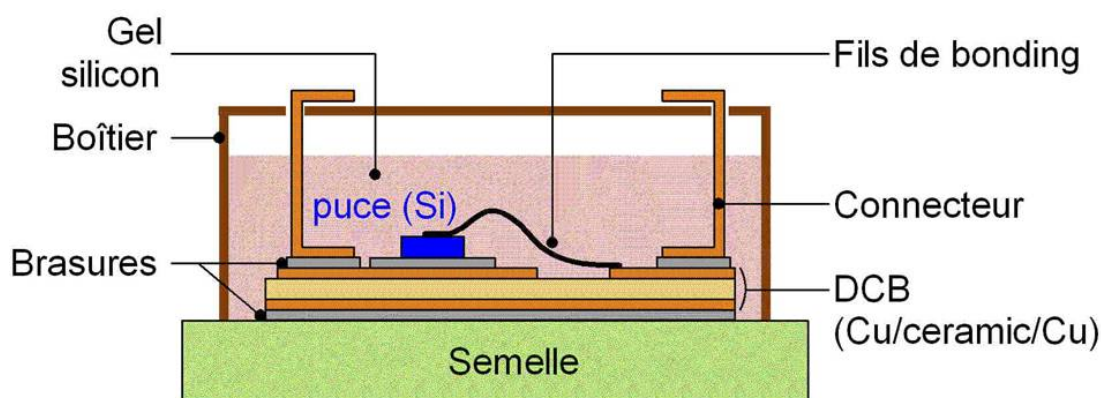


FIGURE I.2 – Structure classique d'un module de puissance

La figure I.2 montre un module de puissance avec les sous-parties qui le composent. Le tableau I.1, montre la grande disparité des propriétés physiques des matériaux constitutifs de l'assemblage.

Fonction Matériau	Semi-Conducteur		Conducteur		Céramique			Brasure
	Si	SiC	Al	Cu	Al_2O_3	AlN	Si_3N_4	
Module d'Young (E) [GPa]	131	170	70	120	400	310	320	10
Coefficient de Poisson (ν)	0,27	0,28	0,35	0,34	0,22	0,23	0,23	0,4
Limite d'élasticité (σ_y) [MPa]	-	-	70	120	-	-	-	200
CTE (α) [$10^{-6}/K$]	4,15	2,6	23,1	16,5	6,5	5	3,3	21
Conductivité électrique (γ) [$\Omega^{-1}.m^{-1}$]	10^{-3}	-	37,7.10 ⁶	59,6.10 ⁶	-	-	-	6,67.10 ⁶
Conductivité thermique (λ) [$W.m^{-1}.K^{-1}$]	148	130	237	385	35	140	20	50
Capacité thermique (c) [$J.kg^{-1}.K^{-1}$]	752	700	897	385	730	620	690	150

TABLE I.1 – Propriétés physiques des matériaux à 25°C

Remarque : Ce tableau est représenté à titre indicatif. Il est bien évident que ces valeurs peuvent différer selon les nuances de matériaux. Elles peuvent dépendre du processus de fabrication, de la structure atomique, de la microstructure et surtout de nombreux paramètres physiques (température, contraintes...).

Nous allons nous intéresser à chaque constituant et détailler les principales caractéristiques et fonctions des matériaux qui composent ces modules.

I.2.1 Puce, transistors à grille isolée MOSFETs (Métal Oxyde Semi-conductor Field Effect Transistor)

La puce est le cœur du module de puissance, c'est elle qui réalise la fonction d'interrupteur. Elle est généralement en silicium (plus ou moins dopé). On constate actuellement le développement de puces en carbure de silicium mais aussi en nitrure de gallium permettant, notamment, d'accepter des températures de fonctionnement plus élevées et/ou de supporter de plus fortes tensions (semi-conducteurs à grand gap). Les pertes énergétiques à l'intérieur de la puce doivent être les plus faibles possibles afin d'éviter une montée excessive de la température.

Une puce de transistor est composée d'un ensemble de cellules représentant structurellement chacune un transistor élémentaire (figure I.3).

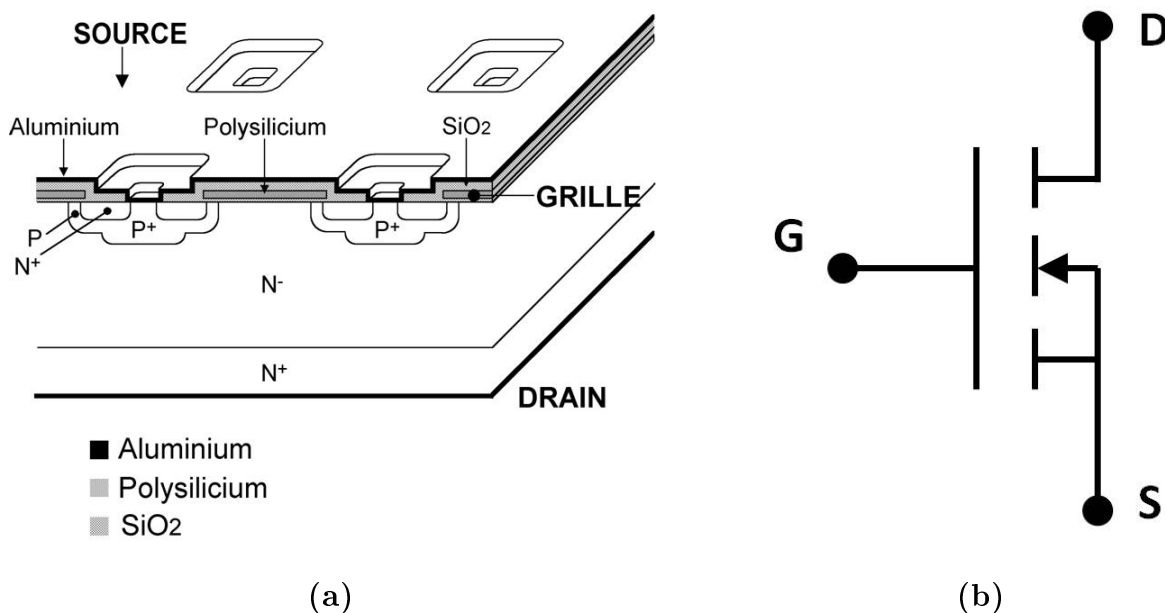


FIGURE I.3 – Schéma d'une puce de Transistor MOS de puissance (a) et symbole du Transistor MOS (b)

En électronique de puissance les transistors MOS fonctionnent en régime de commutation (interrupteur). La grille est l'électrode de commande, à l'état passant le courant circule entre drain et source.

I.2.1.1 Etat passant

La structure d'un transistor MOS latéral est représentée figure I.4.a .

Le transistor MOS latéral est composé de 2 zones dopées N^+ , la source et le drain. La zone dopée P est le substrat (dans les composants de puissance, il est relié électriquement à la source). La grille sert de potentiel de commande et maîtrise l'état, passant ou bloqué, du semiconducteur.

Une tension grille source positive (dans le cas d'un transistor NMOS) et supérieure à la tension de seuil permet de créer un canal d'inversion sous la grille dans la région dopée P (figure I.4.a).

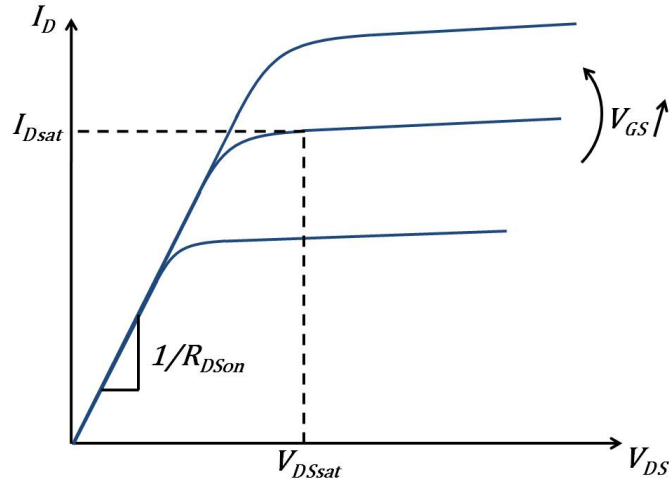
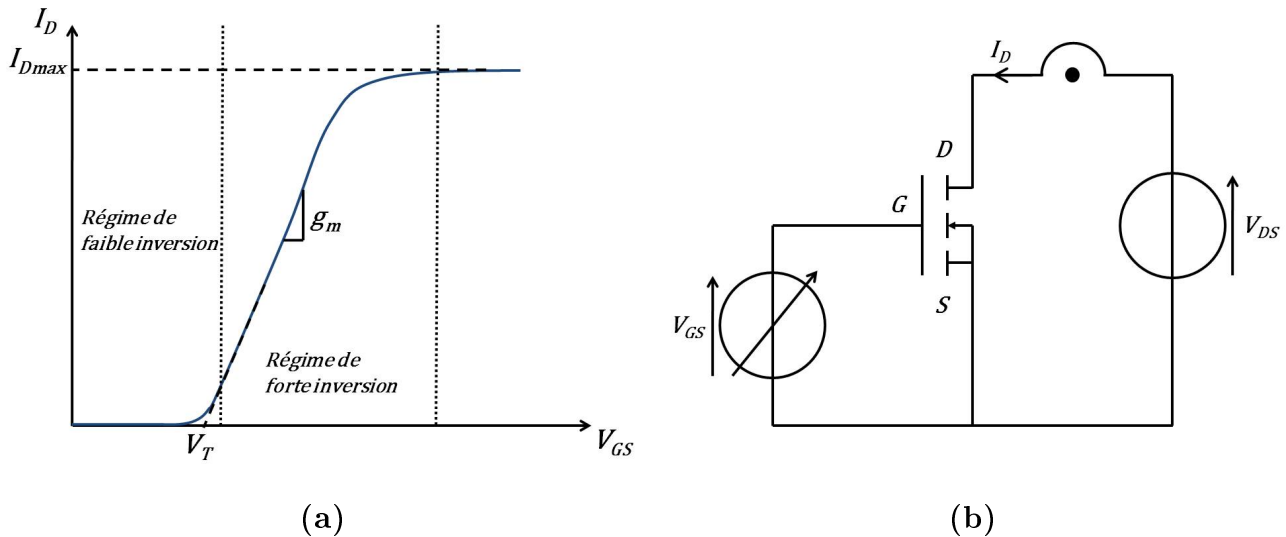


FIGURE I.5 – Variation du courant de drain en fonction de la tension drain-source

capacité effective de l'oxyde par unité de surface $C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}}{e_{ox}}$ avec ϵ_{ox} la permittivité de l'oxyde et e_{ox} l'épaisseur de l'oxyde. Lorsque la tension drain-source augmente, la limite de la zone d'inversion de charge se déplace vers la source.

Caractéristiques $I_D = f(V_{GS})$ Le tracé de la caractéristique $I_D = f(V_{GS})$ (figure I.6) permet de mettre en évidence les régimes de faible et forte inversion du canal. Elle permet d'estimer la valeur de la tension seuil (V_T), de la transconductance (g_m) et du courant de drain maximum (I_{Dmax}). Cette caractéristique est tracée pour une tension V_{DS} fixée.


 FIGURE I.6 – Variation du courant de drain en fonction de la tension grille-source (a), Montage correspondant à la mesure de la caractéristique $I_D = f(V_{GS})$

- **Régime de faible inversion**, il représente un mode de fonctionnement tel que le potentiel de surface dans la région dopée P du transistor MOS reste inférieur au double du potentiel de Fermi. Ce qui correspond à un courant de drain de faible intensité qui a pour

expression [Sko00] :

$$I_D = I_S \exp\left(\frac{V_{GS} - V_X}{\phi_t}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{V_{DS}}{\phi_t}\right)\right) \quad (\text{I.2})$$

où I_S est le courant de saturation en régime de faible inversion, V_X est une tension seuil dépendant des matériaux et des propriétés du canal et ϕ_t est le potentiel électrothermique égal à $\frac{k_B T}{e}$.

- **Régime de forte inversion**, Ce régime intervient après la complète création du canal. Pour une tension grille-source donnée, selon la valeur de la tension drain-source, le transistor MOS se comporte comme une résistance (faible V_{DS}) ou comme une source de courant (fort V_{DS}). Ces 2 types de comportement sont plus facilement observables sur la caractéristique $I_D = f(V_{DS})$ de la figure I.5.

I.2.1.2 Etat bloqué

A l'état bloqué, le potentiel entre grille et source est inférieur à la tension de seuil de création du canal. En pratique, la différence de potentiel entre grille et source est nulle ou négative.

Sous l'effet d'une tension drain-source positive, une zone de charge d'espace (zone caractérisée par l'absence de charge libre) s'étend dans le semiconducteur. L'évolution du potentiel dans la zone de charge d'espace suit une loi de Poisson.

$$\Delta V(r) = -\frac{\rho(r)}{\varepsilon}$$

où $V(r)$ est le potentiel à la position r , $\rho(r)$ est la charge volumique à la position r et ε la permittivité diélectrique du matériau.

A titre d'exemple, la figure I.7 montre l'extension de la zone de charge d'espace lorsque le composant supporte à ses bornes une tension voisine de sa tension de claquage.

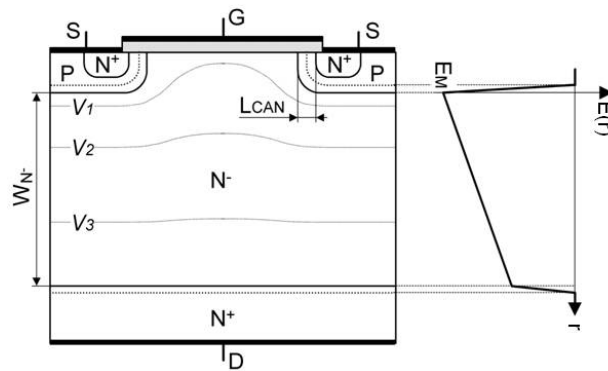


FIGURE I.7 – Tenue en tension (Zone de charge d'espace et champ électrique) d'un transistor MOS de puissance

Elle montre également l'allure des équipotentielles V_1, V_2, V_3 ($V_1 < V_2 < V_3$) et celui du champ électrostatique associé $\left(E(r) = -\frac{dV(r)}{dr}\right)$. La grille équipotentielle, isolée du reste du composant par la mince couche d'oxyde de silicium, fait office d'électrode de champ et s'oppose à la remontée en surface des équipotentielles.

I.2.2 Connexions internes

I.2.2.1 Fils de Bondings

Les fils de bonding sont utilisés pour assurer les connexions électriques entre les différentes parties internes et externes du module de puissance (figure I.8(a)).

Ils sont en aluminium (avec quelques % de Si) et soudés par ultrasons. Le diamètre d'un fil de bonding d'un composant de puissance varie entre environ $100\ \mu\text{m}$ et $400\ \mu\text{m}$ (figure I.8(b)).



FIGURE I.8 – Observation de fils de bonding, vue d'ensemble (a), Observation au MEB (b)

Les fils de bonding sont fréquemment soumis à des contraintes "sévères" d'origine couplée (électrique, thermique et mécanique) pendant le fonctionnement du module de puissance.

En effet, ceux-ci "focalisent" le courant et sont situés sur la surface supérieure de la puce là où la température de la puce est la plus élevée. La densité de courant étant très importante au niveau des contacts entre la métallisation et les fils de bonding, un échauffement supplémentaire peut s'ajouter aux contraintes thermiques d'usage. Les variations de température entraînant des contraintes mécaniques provoquant la fatigue des fils de bonding [Ram98].

Les défaillances observées sont des fissures au niveau des pieds des fils de bonding et au niveau de l'interface fil-métallisation entraînant la levée de ceux-ci (figure I.9).

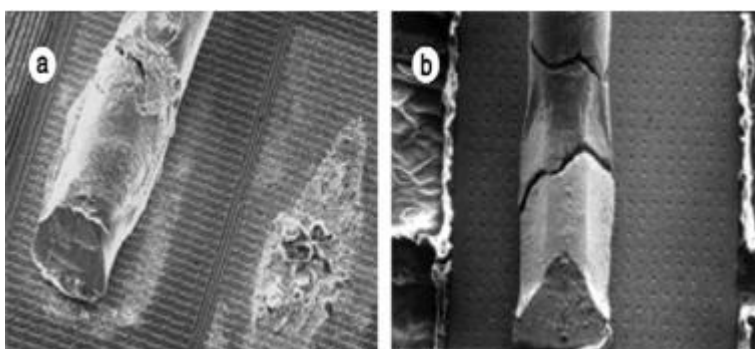


FIGURE I.9 – Observation au MEB de la levée d'un fil de bonding (a) et d'une fissure au niveau du pied du fil (b) [Cia02]

Certains auteurs [Yam07, Ram00] se sont fortement intéressés au processus d'initiation et de propagation des fissures dans les fils de bonding.

I.2.2.2 Rubans

Les connecteurs rubans (figure I.10) ont la capacité de faire circuler un courant plus important que les fils de bondings. Ils présentent également des inductances parasites plus faibles [sem04].

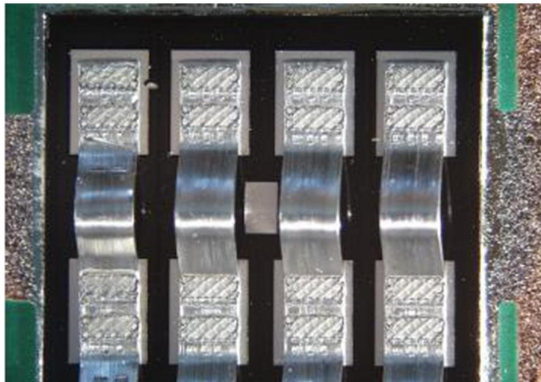


FIGURE I.10 – Connecteurs Rubans

Comme un ruban peut remplacer plusieurs fils de bondings, les temps de fabrication diminuent et le coût de fabrication également [Cat02]. Cependant, les rubans sont moins flexibles que les fils de bondings, ce qui implique la présence d'un support devant résister à de fortes contraintes (épaisseur de la métallisation).

I.2.3 Métallisation

La métallisation est principalement en aluminium (avec quelques % de Si), située au-dessus de la puce (figure I.11(a)), elle a pour but de :

- répartir uniformément le courant dans les différentes cellules constituant la puce (figure I.11(b)),
- Permettre le report des fils de bonding,
- Court-circuiter les jonctions PN de chaque cellule pouvant engendrer un phénomène de latch-up (mise en conduction de la puce non-désirée).

L'épaisseur de la couche de métallisation varie de $3 \mu m$ à $10 \mu m$ environ. La résistance électrique de la métallisation doit être la plus faible possible, pour assurer l'équipotentialité du potentiel de source.

La métallisation subit, au cours d'un profil de mission, un cyclage passif dû à la température ambiante et un cyclage actif plus rapide dû à l'injection de courant dans la puce. Les observations de la métallisation après de nombreux cycles de fonctionnement montrent un phénomène de restructuration de la couche d'aluminium figure I.12 [Cia02].

Cette dégradation de la métallisation peut entraîner une diminution de la conductivité électrique et une fragilisation des connexions [Ham99, Sch03].

I.2.4 Brasure

La brasure permet les liaisons mécanique, électrique et thermiques entre les différentes parties du module de puissance. On la retrouve ainsi entre la puce et la couche supérieure de cuivre

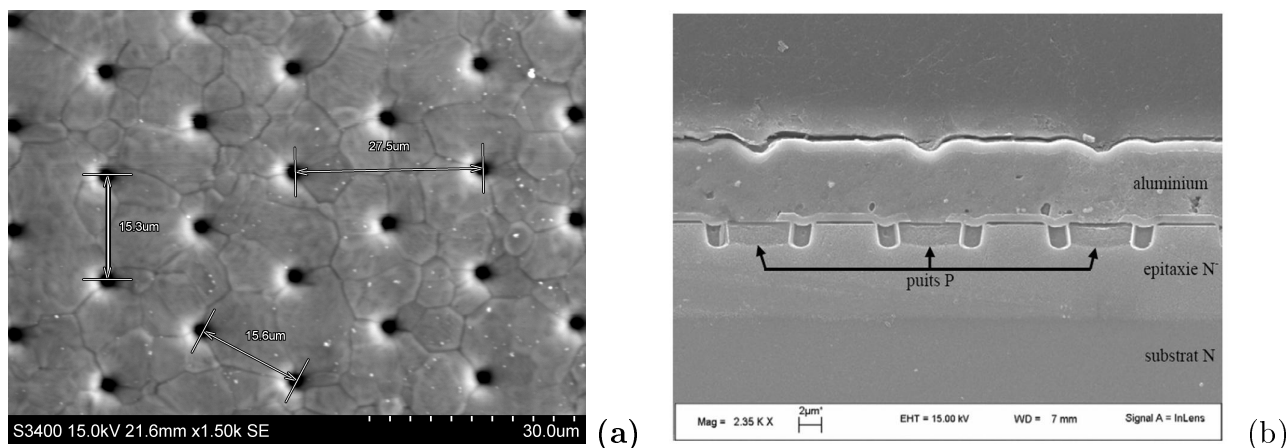


FIGURE I.11 – Observation de la métallisation (a) Vue d'ensemble, (b) Coupe transversale

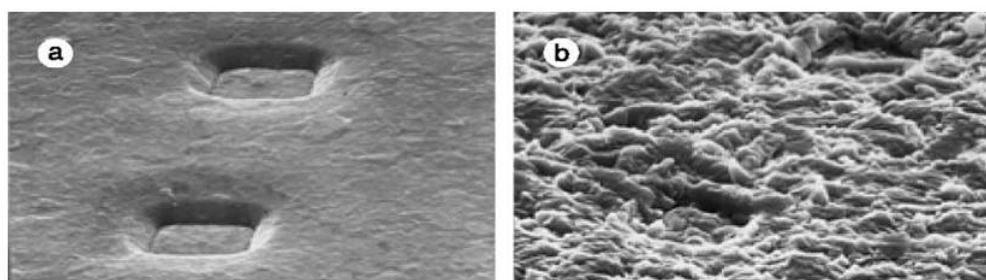


FIGURE I.12 – Schéma classique d'un module de puissance

du DCB et entre la couche inférieure de cuivre du DCB et la semelle.

Spécifiquement dans le domaine de l'intégration de puissance, les brasures des puces et des connecteurs sur le substrat assurent la circulation du flux thermique, ainsi que la bonne qualité du contact électrique. La brasure est donc l'un des acteurs essentiels pour assurer la fiabilité d'un module de puissance [Her97, Ham99, Coq99]. Un indicateur fondamental pour le choix de l'alliage est la température maximale d'utilisation, qui doit respecter un ratio de 0,8 vis-à-vis de la température de brasage (en degrés Kelvin). En effet, sous une contrainte thermique uniforme proche de ce seuil, la tenue au cisaillement décroît fortement et conduit à une déformation excessive de la brasure [McC98]. D'autre part, la plage de température entre le liquidus et le solidus de l'alliage doit être la plus faible possible (l'optimum étant une brasure eutectique), afin de limiter les risques de défauts dans la brasure au refroidissement [McC98]. L'alliage utilisé pour réaliser cette brasure doit satisfaire à plusieurs critères que sont [Cia02] :

- bonne mouillabilité entre les différents matériaux (cuivre, aluminium, silicium ou SiC,K),
- faible résistivité électrique pour l'assemblage de la puce semi-conductrice (circulation du courant vers la puce),
- bonne conductivité thermique pour assurer l'évacuation des calories dissipées au sein des puces,
- bonne tenue mécanique de la brasure.

L'alliage utilisé est déposé entre les éléments puis l'ensemble est porté, suivant un profil adapté, à une température au moins égale à la température de liquidus de l'alliage. La liaison mécanique est réalisée au cours du refroidissement jusqu'à la température ambiante. Afin de

limiter la présence de bulles d'air, la réalisation des brasures peut être faite sous vide et en atmosphère contrôlée [Onu00]. Le contrôle précis du profil de température permet de limiter la génération d'intermétalliques qui fragiliseraient la brasure. La standardisation des processus de fabrication, pour une recherche d'optimisation des coûts, de la fiabilité et de la simplicité de mise en oeuvre, a conduit à faire de la brasure 63Sn37Pb un alliage fortement usité dans les applications électroniques (température eutectique de 183°C). Si cette brasure ne peut être utilisée à haute température, d'autres alliages à forte teneur en plomb peuvent parfaitement convenir. A titre d'exemple, la brasure 92,5Pb5Sn2,5Ag présente une température de liquidus de l'ordre de 290°C. Les réglementations sur la limitation de l'utilisation de brasures à base de plomb nécessitent l'utilisation d'autres matériaux (brasures SAC, LTJT ...).

I.2.5 Substrats

Les substrats sont un assemblage métal/céramique/métal. Ils servent d'isolation électrique entre la puce et la semelle sur laquelle le radiateur est greffé et doivent également permettre le transfert thermique vers la semelle et le refroidisseur.

I.2.5.1 Direct Copper Bonding (DCB)

Le substrat "Direct Copper Bonding" est constitué d'un "sandwich" Cuivre/Céramique/Cuivre (figure I.13(a)). Les céramiques utilisées sont principalement l'alumine (Al_2O_3) et le nitrure d'aluminium (AlN).

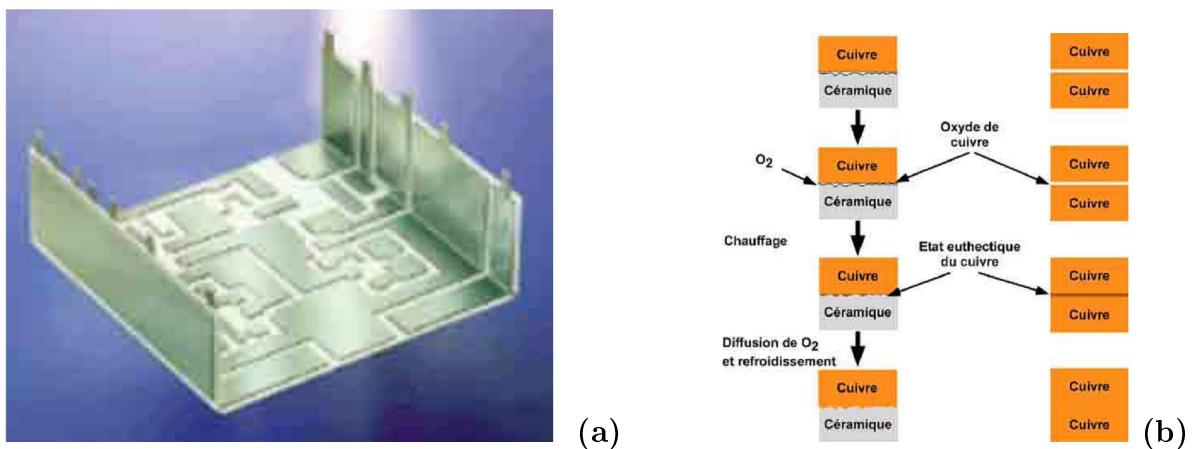


FIGURE I.13 – Présentation de substrat DCB (a) Exemple de substrat céramique 3D avec des métallisations en cuivre (CURAMIK), (b) Processus pour la réalisation d'un DCB Al_2O_3 .

La réalisation d'un substrat DCB (Direct Copper Bonding) est décrite à la figure I.13(b). Les céramiques (Al_2O_3 , ou AlN) sont portées, sous une atmosphère pressurisée de dioxygène, à une température proche de la fusion des films de cuivre en contact avec cette céramique (1065°C- 1085°C) [SH98]. Le fait de porter l'ensemble à une température proche de celle de la fusion du cuivre permet d'assurer une liaison mécanique très forte entre la céramique et les métallisations [SH00].

L'épaisseur de la couche de céramique dépend de la tension d'isolation souhaitée entre la puce et la semelle, celle du cuivre dépend, en partie, de la densité de courant susceptible de traverser la couche de cuivre [SH03].

I.2.5.2 Active Metal Brazing (AMB)

Pour ce type de substrats, la métallisation est brasée sur la céramique. On rencontre des substrats AMB de type DAB (pour Direct Aluminium Bonding). Pour ces substrats, l'aluminium est brasé sur la céramique AlN par l'intermédiaire d'une fine couche d'aluminium également (figure I.14).

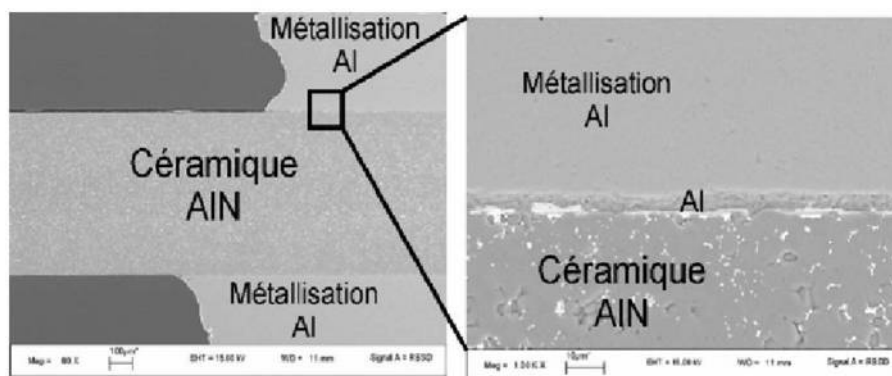


FIGURE I.14 – Cliché MEB d'un substrat AMB avec grossissement au niveau de l'interface.

La limite d'élasticité de l'aluminium étant considérablement plus faible que celle du cuivre, les contraintes rapportées par la métallisation d'aluminium dans la céramique AlN seront plus faibles que dans le cas d'un module DCB. Des essais de vieillissement de substrats DAB sous variations de température de forte amplitude ont montré que l'apparition des fractures dans la céramique était fortement repoussée par rapport à ce qui pouvait être constaté sur des substrats DCB [Dup06].

Enfin, des céramiques Si_3N_4 sont également utilisés à cause principalement des très fortes contraintes mécaniques qu'elles peuvent supporter. Sur ces substrats, la métallisation utilisée est le cuivre. La figure I.15 montre une interface Cu/ Si_3N_4 d'un substrat Kyocera ainsi que la fine couche de brasure Argent utilisé pour la brasure entre cuivre et Si_3N_4 .

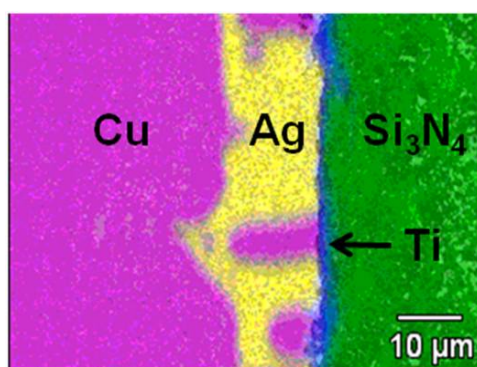


FIGURE I.15 – Interface Cu/ Si_3N_4 d'un substrat Kyocera.

Là encore, les essais de vieillissement de substrats AMB Si_3N_4 sous variations de température de forte amplitude ont montré l'intérêt de cette technologie par rapport aux classiques substrats DCB [Dup06].

I.2.6 Semelle

Dans la majorité des cas, l'assemblage, constitué des éléments actifs, des substrats isolants et des connexions, repose sur une semelle métallique permettant le maintien mécanique de l'ensemble et la liaison avec le dissipateur thermique. Pour limiter l'élévation de température, et augmenter la fiabilité, la semelle doit posséder de bonnes performances mécaniques (rigidité, compatibilité des CTE ...) et thermiques (conductivité, capacité thermique spécifique, coefficient de dilatation thermique...).

Plusieurs matériaux peuvent être utilisés : Cuivre, Aluminium Carbure de Silicium (AlSiC) qui est un matériau composite constitué d'une matrice métallique, Cuivre-Tungstène (CuW), Cuivre-Molybdène (CuMo).

Dans les modules de traction par exemple nécessitant des durées de vie très élevées, la semelle en AlSiC remplace celle en cuivre. Le coefficient de dilatation de l'AlSiC présente une bonne adéquation avec le substrat céramique, il varie entre $7,5 \cdot 10^{-6} \cdot K^{-1}$ et $12 \cdot 10^{-6} \cdot K^{-1}$ (30°C-150°C) [Occ01]. De plus celui-ci peut être contrôlé par la quantité molaire de SiC dans la matrice. Même si la conductivité thermique de l'AlSiC ($180 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$) est inférieure à celle du cuivre ($398 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$), il reste intéressant pour les applications des systèmes embarqués notamment pour sa densité massique faible ($3 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$) et sa souplesse (module de Young 188 GPa) supérieure aux céramiques.

D'après [Occ97], l'AlSiC et son processus de fabrication ont 2 avantages significatifs :

- L'assemblage peut-être fabriqué durant la mise en forme des matériaux (Net-shape), ce qui permet une flexibilité sur le développement de structure géométrique et une diminution du coût de fabrication.
- Les composants de l'assemblage peuvent être hermétiquement intégrés durant le processus de fabrication de l'AlSiC.

Ces avantages font des semelles en AlSiC des candidates sérieuses à l'évolution du design des modules de puissance.

Les semelles en CuMO et CuW ont des conductivités thermiques importantes et des valeurs de CTE compatibles, cependant ces matériaux ont une masse volumique importante les rendant inappropriés aux systèmes embarqués.

On rencontre également des semelles CuC (nanofibres de carbone) ou des semelles CuC (Diamant) permettant d'étendre le flux thermique et d'optimiser la surface d'échange avec l'extérieur [Vei09].

I.2.7 Transistor à superjonction (*COOLMOSTM*)

Les transistors *CoolMOSTM* ont été développés depuis 1998, leur structure est représentée figure I.16.a. Ce type de transistor ayant été utilisés pendant cette thèse, nous les présentons plus en détail.

Cette famille de transistors MOS possède des caractéristiques extrêmement intéressantes pour les applications à tension élevée [Lor99].

La tenue en tension est assurée par une super-jonction. La zone de charge d'espace est constituée d'une succession de régions P et N. Ces régions sont dimensionnées (profondeur et dopage) pour qu'elles soient totalement désertées lorsque le composant supporte sa tension de claquage. Cela nécessite que les charges portées par chaque région désertée P et N soient égales (compensation de charges).

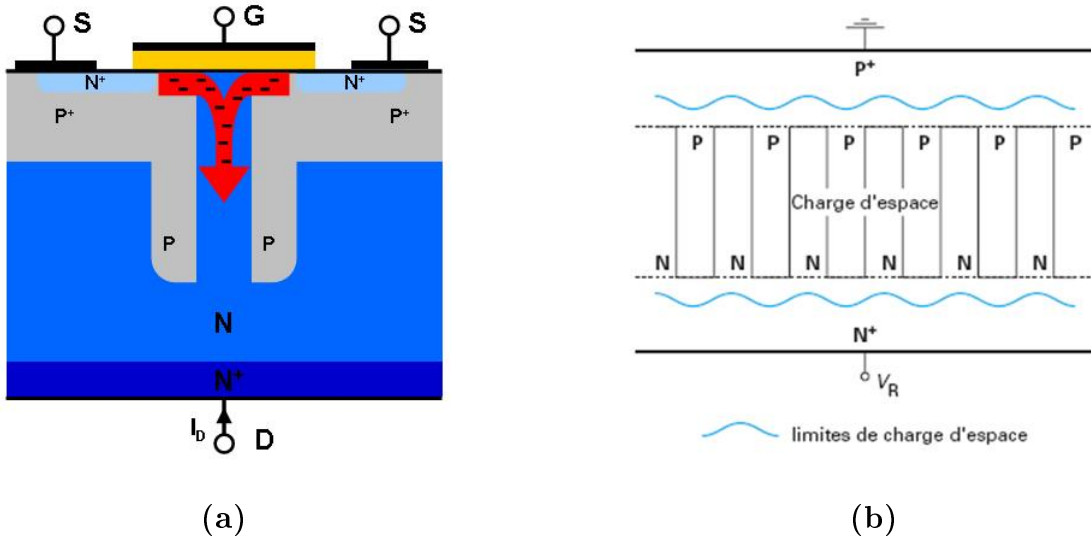


FIGURE I.16 – Schéma d'un transistor CoolMOS (a) et d'une superjonction (b) [Let00]

Dans ces conditions, on peut montrer qu'à l'état bloqué, le champ électrique est d'allure rectangulaire (la super-jonction se comporte en régime de déplétion comme du silicium intrinsèque absent de charge, $\Delta V(r) = 0$ donc le champ électrique est constant au niveau de la super-jonction).

Cela peut permettre de réduire l'épaisseur de la zone de charge d'espace par rapport à celle d'une jonction PN classique de même tenue en tension. Mais surtout, la tension maximale n'est plus aussi dépendante du dopage de la région de base qu'une jonction classique. Ainsi, avec une super-jonction, une même tenue en tension pourra être obtenue avec une région de base moins épaisse et un dopage considérablement plus élevé. L'épaisseur de base peut donc être légèrement réduite. La figure I.16.b montre, à titre d'exemple, la structure de principe d'une diode PIN à base de super-jonction [Let00]. Cette "Superjonction" permet, à tension de rupture identique, d'augmenter le dopage N de la zone centrale et ainsi de diminuer la résistance à l'état passant (figure I.17.a d'après [Lor04]). De plus les transistors COOLMOS présentent des temps de commutation plus faibles que leurs homologues MOSFETS (de même calibre) entraînant des pertes par commutation plus faibles également (figure I.17.b).

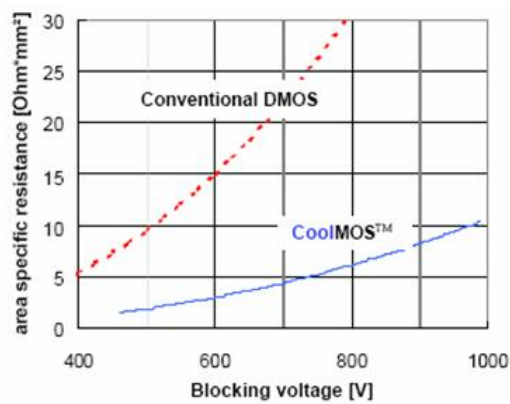


FIGURE I.17 – Résistance spécifique en fonction de la tension de blocage [inf]

II Propriétés des matériaux constituant un module de puissance

Dans cette partie nous rappellerons les propriétés physiques des matériaux essentielles à la compréhension des phénomènes de fatigue des composants.

II.1 Propriétés mécaniques

II.1.1 élasticité

II.1.1.1 Origine de l'élasticité

Les interactions interatomiques au sein d'un matériau sont associées à une énergie potentielle d'interaction qui dépend du type d'interaction.

Cette énergie potentielle est la somme d'une énergie d'attraction et d'une énergie de répulsion. La répulsion qui traduit le principe quantique de l'impénétrabilité des cœurs atomiques domine à courte distance, tandis que l'énergie d'attraction dont la nature dépend du type de liaison domine à longue distance, comme le montre la courbe de CONDON-MORSE (figure I.18) [Ger97].

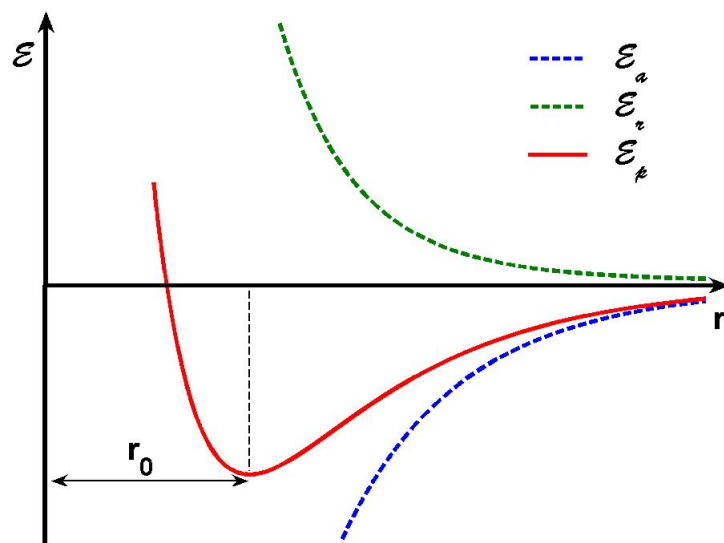


FIGURE I.18 – Courbes de Condon-Morse, énergie potentielle d'interaction \mathcal{E}_p entre deux atomes en fonction de la distance r qui les sépare

L'énergie potentielle peut s'écrire :

$$\mathcal{E}_p = \mathcal{E}_r + \mathcal{E}_a = \frac{A}{r^m} - \frac{B}{r^n}$$

avec A,B,m,n des constantes dépendant du type de liaison. L'énergie minimum (\mathcal{E}_{min}) représente l'énergie potentielle interatomique à 0 K, la distance d'équilibre est alors r_0 .

On peut faire un développement en série de Taylor autour de r_0 de l'énergie interatomique :

$$\mathcal{E}_p \approx \mathcal{E}_{min} + \alpha(r - r_0) + \frac{1}{2}\beta(r - r_0)^2$$

La force interatomique s'écrit alors :

$$\Rightarrow F_p = -\frac{d\mathcal{E}_p}{dr} = \alpha - \beta(r - r_0)$$

α est forcément nul, sinon il existerait constamment une force qui s'applique sur les atomes. Finalement,

$$F_p = -\beta(r - r_0)$$

On remarque que la force interatomique s'apparente à une force d'interaction élastique (avec β une constante du matériau), au voisinage de r_0 .

Plus le type de liaison (ionique, métallique, covalente ...) engendre une force d'interaction forte, et plus le matériau est rigide (β élevé).

II.1.1.2 Contraintes

La contrainte est, par définition, la force par unité de surface s'exerçant sur un solide. L'état général des contraintes d'un élément cubique infinitésimal de centre M est illustré figure I.19 [Lem09] :

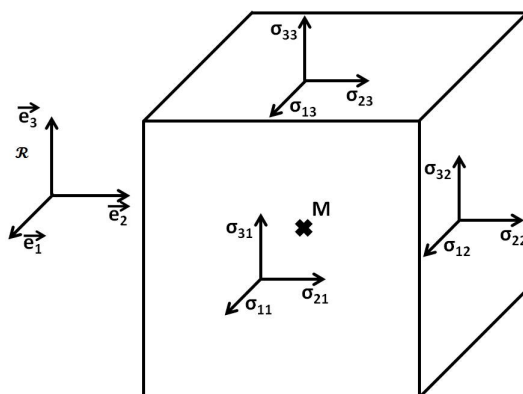


FIGURE I.19 – Représentation des contraintes influant sur un élément de volume infinitésimal

On note σ_{ij} les contraintes, le 1^{er} indice représente la direction de la contrainte et le 2^{ème} indice donne la direction de la normale au plan sur lequel s'applique cette contrainte. Ainsi les contraintes de type σ_{ii} sont appelées les contraintes normales alors que les contraintes de type σ_{ij} (avec $i \neq j$) sont appelées les contraintes de cisaillement. Par convention, les contraintes de tension sont positives et celles de compression négatives.

On peut représenter l'ensemble des contraintes sous la forme d'un tenseur d'ordre 2 qui s'écrit :

$$\underline{\underline{\sigma}} = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{pmatrix}_{\mathcal{R}} \quad (\text{I.3})$$

Si le milieu ne transmet que des efforts et pas des couples locaux alors les composantes σ_{ij} et σ_{ji} sont égales. Le tenseur des contraintes est alors symétrique.

II.1.1.3 Déformations

Par définition, les déformations traduisent une modification de la morphologie d'une structure quelle qu'elle soit. Si l'on note \vec{u} le champ de déplacement des points de la matière entre un état initial et un état final infiniment proche :

$$\vec{u} = u_x(x, y, z)\vec{e}_x + u_y(x, y, z)\vec{e}_y + u_z(x, y, z)\vec{e}_z$$

Alors, la déformation de la matière entre un état initial et un état final infiniment proche, se calcule de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \underline{\underline{\varepsilon}} &= \frac{1}{2}(\nabla\vec{u} + \nabla\vec{u}^T) \\ &= \begin{pmatrix} \frac{\partial u_x}{\partial x} & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x}\right) & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x}\right) \\ \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x}\right) & \frac{\partial u_y}{\partial y} & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_z}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial z}\right) \\ \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x}\right) & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_z}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial z}\right) & \frac{\partial u_z}{\partial z} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{I.4})$$

Si l'on regarde la relation I.4, on constate qu'il existe deux types de déformation.

Les déformations notées ε_{ii} sont appelées les déformations propres, elles représentent l'allongement $\frac{\Delta L}{L}$ de l'élément cubique infinitésimal. Les déformations notées ε_{ij} (avec $i \neq j$) sont appelées les déformations de cisaillement, elles représentent l'angle de distorsion γ de l'élément cubique (figure I.20).

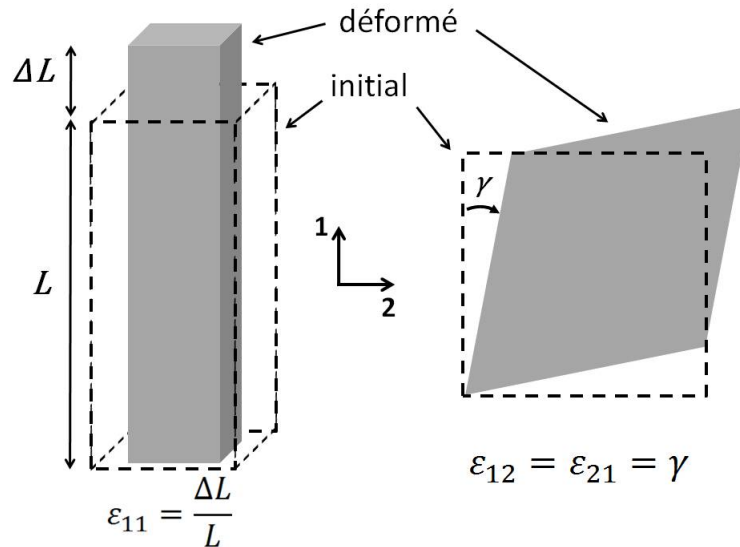


FIGURE I.20 – Représentation des déformations principales et de cisaillements

La variation de volume d'un élément est donné par la trace du tenseur des déformations :

$$Tr \underline{\underline{\varepsilon}} = \sum_{i=1}^3 \varepsilon_{ii} = \frac{\Delta V}{V}$$

Les déformations de cisaillement ne participent pas à la variation de volume.

Dernière remarque, le tenseur des déformations est lui aussi symétrique ($\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji}$).

II.1.1.4 Loi de Hooke

D'après la loi de Hooke et en accord avec la physique de l'interaction élastique [Kit07], les composantes de la contrainte sont directement proportionnelles aux composantes de la déformation pour des déformations suffisamment faibles.

Chaque composante de la contrainte dépend a priori de l'ensemble des composantes de la déformation, le tenseur d'élasticité (resp des complaisances) possède donc (9×9) 81 composantes. Si l'on définit par C_{ijkl} (resp S_{ijkl}) les composantes du tenseur d'élasticité (resp des complaisances), la relation contrainte déformation s'écrit comme suit :

$$\sigma_{ij} = \sum_{k=1}^3 \sum_{l=1}^3 C_{ijkl} \varepsilon_{kl} \quad \forall i, j, k, l = 1, 2, 3 \quad (\text{I.5})$$

$$\varepsilon_{ij} = \sum_{k=1}^3 \sum_{l=1}^3 S_{ijkl} \sigma_{kl} \quad (\text{I.6})$$

Comme les tenseurs des contraintes et des déformations sont symétriques ($C_{ijkl} = C_{jikl} = C_{ijlk}$), nous avons en réalité besoin de seulement (6×6) 36 composantes pour définir complètement les champs de contrainte et de déformation.

En faisant un changement d'indice ($1 \equiv 11, 2 \equiv 22, 3 \equiv 33, 4 \equiv 23, 5 \equiv 13, 6 \equiv 12$), on peut écrire la relation contrainte déformation de la manière suivante :

$$\begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \\ \sigma_4 \\ \sigma_5 \\ \sigma_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & C_{15} & C_{16} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} & C_{24} & C_{25} & C_{26} \\ C_{31} & C_{32} & C_{33} & C_{34} & C_{35} & C_{36} \\ C_{41} & C_{42} & C_{43} & C_{44} & C_{45} & C_{46} \\ C_{51} & C_{52} & C_{53} & C_{54} & C_{55} & C_{56} \\ C_{61} & C_{62} & C_{63} & C_{64} & C_{65} & C_{66} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \epsilon_1 \\ \epsilon_2 \\ \epsilon_3 \\ \epsilon_4 \\ \epsilon_5 \\ \epsilon_6 \end{pmatrix}$$

Par conservation de l'énergie :

$$\epsilon_n = \begin{cases} \varepsilon_{ij} & \text{pour } n = 1, 2, 3 \\ 2\varepsilon_{ij} & \text{pour } n = 4, 5, 6 \end{cases}$$

Si l'on rappelle l'expression de la densité d'énergie libre par unité de volume f et de la loi de Hooke [Lan00b] :

$$\begin{aligned} f &= \frac{1}{2} \sum_{i=1}^6 \sum_{j=1}^6 C_{ij} \epsilon_i \epsilon_j \\ C_{ij} &= \frac{\partial^2 f}{\partial \epsilon_i \partial \epsilon_j} \\ C_{ji} &= \frac{\partial^2 f}{\partial \epsilon_j \partial \epsilon_i} \end{aligned} \quad (\text{I.7})$$

La relation I.7 implique que le tenseur d'élasticité est symétrique, $C_{ij} = C_{ji}$.

Dans ces conditions il ne reste plus que 21 coefficients indépendants.

Si on considère de plus une symétrie cubique, il existe 4 axes de rotation d'ordre 3. Les relations trouvées précédemment doivent alors respecter l'invariant par rotation autour de ces 4 axes.

Pour cette raison les termes $C_{11} = C_{22} = C_{33}$, $C_{12} = C_{13} = C_{23}$, $C_{44} = C_{55} = C_{66}$, tous les autres termes sont nuls.

Il ne reste donc que 3 termes indépendants, et l'on peut alors écrire la loi de Hooke sous la forme suivante :

$$\begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \\ \sigma_4 \\ \sigma_5 \\ \sigma_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{12} & C_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \epsilon_1 \\ \epsilon_2 \\ \epsilon_3 \\ \epsilon_4 \\ \epsilon_5 \\ \epsilon_6 \end{pmatrix}$$

Le tableau I.2 donne un aperçu des composantes élastiques pour différents matériaux à structure cubique (d'après [Gre98, Wor65]).

Composition	C_{11} [GPa]	C_{12} [GPa]	C_{44} [GPa]
C Diamant	932	411	416
Si	165	64	80
Ge	129	48	67
TiC	500	113	175
Cu	168	121	75
Ag	124	94	46
Au	192	163	42
Al	107	60	28

TABLE I.2 – Constantes d'élasticité de cristaux cubiques

Finalement on peut revenir à des termes plus fréquemment utilisés dans les calculs et les expériences.

Par définition, le module d'Young (E [$N.m^{-2}$]) qui est le rapport entre la contrainte et la déformation du même axe s'obtient par la relation :

$$\frac{1}{E} = S_{11} \quad \text{où } S_{11} \text{ s'obtient après avoir inversé le tenseur d'élasticité}$$

Ce qui s'écrit avec les composantes d'élasticité (avec $i = 1, 2$ ou 3) :

$$E = \frac{\sigma_i}{\epsilon_i} = \frac{(C_{11} - C_{12})(C_{11} + 2C_{12})}{C_{11} + C_{12}}$$

Le coefficient de Poisson (ν) qui relie ϵ_i à ϵ_j est défini par (avec $i, j = 1, 2$ ou 3 et $i \neq j$) :

$$\begin{aligned} \epsilon_i &= -\nu\epsilon_j \\ \nu &= \frac{C_{12}}{C_{11} + C_{12}} \end{aligned}$$

Le module de cisaillement μ qui représente le rapport entre la contrainte de cisaillement et l'angle d'inclinaison de la maille élémentaire (avec $i = 4, 5$ ou 6) s'écrit :

$$\begin{aligned} \sigma_i &= \mu\epsilon_i \\ \mu &= C_{44} \end{aligned}$$

Le tableau I.3 rapporte les modules élastiques expérimentaux de différents matériaux (d'après [Boc00])

Matériaux	Module de Young E [GPa]	Module de Cisaillement μ [GPa]	Coefficient de Poisson ν
Al_2O_3	300	160	0,20
SiC	475	123	0,28
Si_3N_4	310	123	0,28
Al	70	25	0,33
Cu	120	45	0,36
Fer	150	53	0,28

TABLE I.3 – Modules élastiques à 20°C de divers matériaux

La relation entre la contrainte et la déformation peut s'écrire de manière contractée :

$$\begin{aligned}\sigma_{ij} &= \frac{E}{1+\nu} \left(\varepsilon_{ij} + \frac{\nu}{1-2\nu} \text{tr}(\underline{\underline{\varepsilon}}) \delta_{ij} \right) \\ \varepsilon_{ij} &= \frac{1}{E} \left((1+\nu)\sigma_{ij} - \nu \text{tr}(\underline{\underline{\sigma}}) \delta_{ij} \right)\end{aligned}$$

Où tr représente la trace du tenseur et δ_{ij} est le symbole de Kronecker.

II.1.2 Plasticité

Un comportement est dit plastique lorsque, d'une part, le matériau est capable de présenter des déformations irréversibles et que, d'autre part, la contrainte d'écoulement plastique ne dépend pas de la vitesse de déformation. Les matériaux métalliques présentent généralement un comportement plastique pour des températures inférieures à la moitié de leur température de fusion (en K). En outre, ils présentent également presque systématiquement un domaine d'élasticité. Au-delà de $T_{fusion}/2$ la contrainte d'écoulement devient significativement dépendante de la vitesse de déformation et le domaine d'élasticité devient progressivement négligeable, le comportement est alors qualifié de visco-plastique.

La capacité d'un matériau à présenter des déformations plastiques est extrêmement intéressante car elle permet la mise en forme ou l'assemblage de pièces par déformation plastique. D'autre part, cela contribue à la résistance à la rupture.

Dans un premier temps, nous définirons le comportement élasto-plastique en général. Nous verrons ensuite comment le caractériser et quelles sont les propriétés conventionnelles que l'on définit pour un matériau élasto-plastique.

II.1.2.1 Comportement Elastoplastique

Le comportement élasto-plastique (limite d'élasticité, loi d'écrouissage ...) d'un matériau ductile dépend de nombreux paramètres (procédé de fabrication, microstructure ...). Chaque matériau doit être soumis à divers essais pour déterminer les paramètres des modèles que nous présenterons.

Sur la figure I.21, est représenté un essai de traction monotone uniaxial d'un matériau ductile.

On observe un comportement linéaire au début de l'essai, suivi d'une réponse non-linéaire lorsqu'on atteint une certaine contrainte appelée limite d'élasticité (σ_y). Si l'on change le sens de la déformation, la réponse est de nouveau linéaire et, à l'annulation de la contrainte, il subsiste une déformation permanente de l'éprouvette, appelée déformation plastique et notée (ε_p).

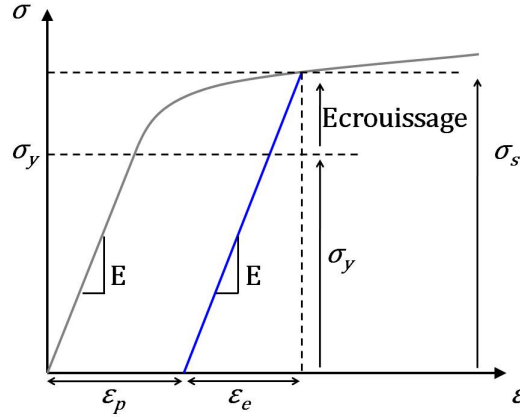


FIGURE I.21 – Schématisation de la courbe de traction d'un matériau ductile

Cette figure montre aussi que lorsqu'on recharge le matériau, le comportement est encore linéaire, pratiquement jusqu'au point où a été effectuée la décharge. Approximativement en ce point, le comportement redevient non linéaire et ce point représente alors la nouvelle limite d'élasticité du matériau.

La première question essentielle est de définir la limite d'élasticité initiale d'un matériau. Expérimentalement cette limite est difficile à définir précisément et pour cette raison on définit conventionnellement une limite d'élasticité associée à une certaine déformation plastique. Ainsi, $R_{p0,2\%}$ est la limite d'élasticité conventionnelle correspondant à la contrainte en deçà de laquelle le matériau subit moins de 0,2% de déformation plastique.

De nombreux auteurs se sont intéressés à des critères de plasticité, nous citerons ici les plus usités :

Critère de Von Mises : Le critère de Von Mises stipule que le comportement du matériau devient plastique lorsque l'énergie élastique de cisaillement atteint une valeur seuil. Ce qui se traduit par un critère en contrainte de la forme :

$$\sigma_{eq} = \sqrt{\frac{1}{2}((\sigma_{11} - \sigma_{22})^2 + (\sigma_{22} - \sigma_{33})^2 + (\sigma_{33} - \sigma_{11})^2) + 3(\sigma_{12}^2 + \sigma_{23}^2 + \sigma_{13}^2)} = \sigma_y \quad (I.8)$$

Critère de Tresca : Le critère de Tresca stipule que le comportement du matériau rentre dans le domaine plastique lorsque la contrainte de cisaillement maximale τ dans une direction donnée atteint une valeur critique τ_y , son expression est la suivante :

$$\tau = \frac{1}{2} \sup_{i \neq j} |\sigma_i - \sigma_j| \quad (I.9)$$

II.1.2.2 Comportement Cyclique

Le comportement cyclique du matériau est un facteur déterminant dans l'étude d'une structure soumise à des efforts de traction-compression.

Nous présenterons dans cette section les différents types d'écrouissage :

Écrouissage Isotrope La 1^{ère} différence observée lors de la sollicitation cyclique d'un matériau est le changement de taille du domaine d'élasticité que l'on appelle écrouissage isotrope,

lié, dans les métaux, à l'augmentation de la densité de dislocations.

Pour modéliser ce phénomène, on introduit généralement une nouvelle variable : la déformation plastique cumulée.

$$p = \int_0^t \sqrt{\frac{2}{3} \dot{\underline{\underline{\varepsilon}}}_p : \dot{\underline{\underline{\varepsilon}}}_p} d\tau \quad (\text{I.10})$$

Cette nouvelle variable représente la totalité de la déformation plastique subie par le matériau. La limite d'élasticité (R) est reliée à la limite d'élasticité initiale (R_0) et à la déformation plastique cumulée (p) par différentes lois :

$$\begin{aligned} \text{linéaire} : R &= R_0 + A_1 p \\ \text{puissance} : R &= R_0 + A_2 p^{\frac{1}{M}} \\ \text{exponentielle} : R &= R_0 + Q(1 - \exp(-bp)) \end{aligned}$$

Où les coefficients A_1 , A_2 , M , Q l'amplitude d'écroutissage isotrope et b le taux d'écroutissage isotrope sont des caractéristiques du matériau. L'écroutissage isotrope "exponentiel" fut développé notamment par Lee et Zavenl [D.L71].

La figure I.22 représente l'évolution de la contrainte d'un matériau ayant un comportement élastoplastique avec écroutissage isotrope.

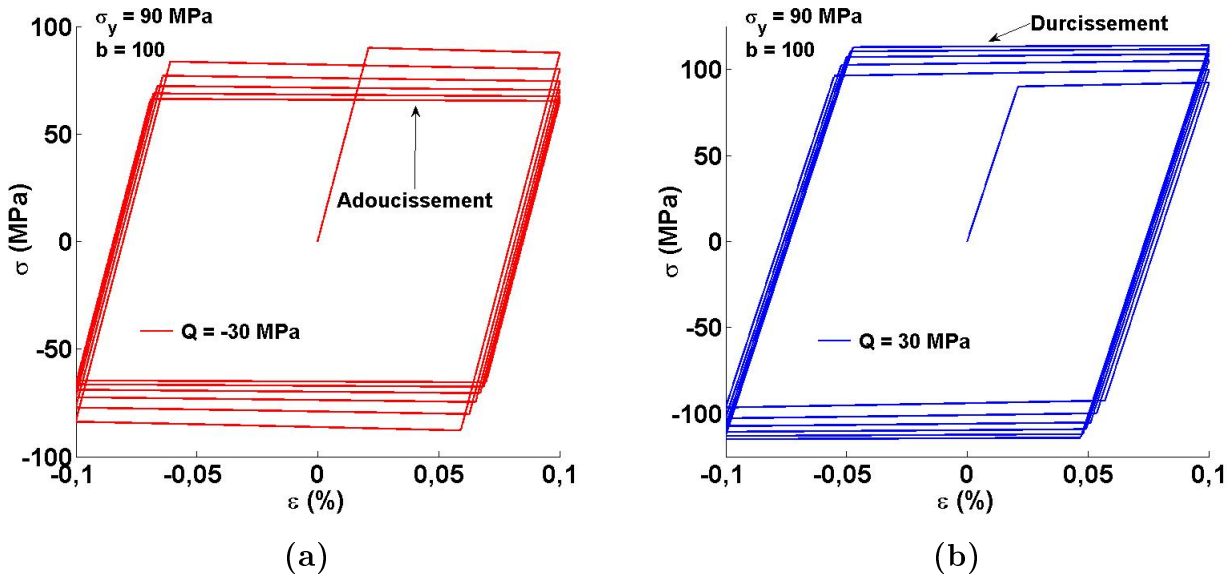


FIGURE I.22 – Phénomène d'écroutissage isotrope pour 2 types de matériaux, adoucissement ($Q < 0$) (a) et durcissement ($Q > 0$) (b)

L'écroutissage isotrope est donc un accroissement (durcissement) ou une décroissance (adoucissement) de la limite d'élasticité du matériau, il joue donc un rôle important dans tout type de structure.

Écroutissage Cinématique, Effet Baushinger L'autre phénomène observé lors de la sollicitation cyclique d'un matériau est le déplacement du centre du domaine d'élasticité, appelé effet Baushinger. Ce phénomène est lié aux micro-contraintes résiduelles dues à l'hétérogénéité du matériau et à la déformation plastique à l'échelle microscopique.

Dans le modèle de Prager [Pra49], le centre du domaine d'élasticité noté ($\underline{\underline{X}}$) dépend de la déformation plastique.

$$d\underline{\underline{X}} = C d\underline{\underline{\varepsilon}}_p$$

Malheureusement, ce modèle ne tient pas compte de l'effet mémoire du matériau car l'évolution du centre du domaine d'élasticité ne dépend pas de sa valeur antérieure. Le modèle qui tient compte de cet effet mémoire est celui d'Armstrong-Frederick [Arm66] :

$$\underline{\dot{X}} = C \underline{\dot{\varepsilon}}_p - \gamma \underline{X} \dot{p}$$

Où C , le coefficient d'écroissage cinématique, et γ , le taux d'écroissage cinématique, sont des caractéristiques du matériau.

Nous avons représenté figure I.23 l'évolution de la contrainte dans un matériau en fonction de la déformation plastique dans le cas où celui-ci est d'abord sollicité en traction (figure I.23.a) et d'abord sollicité en compression (figure I.23.b).

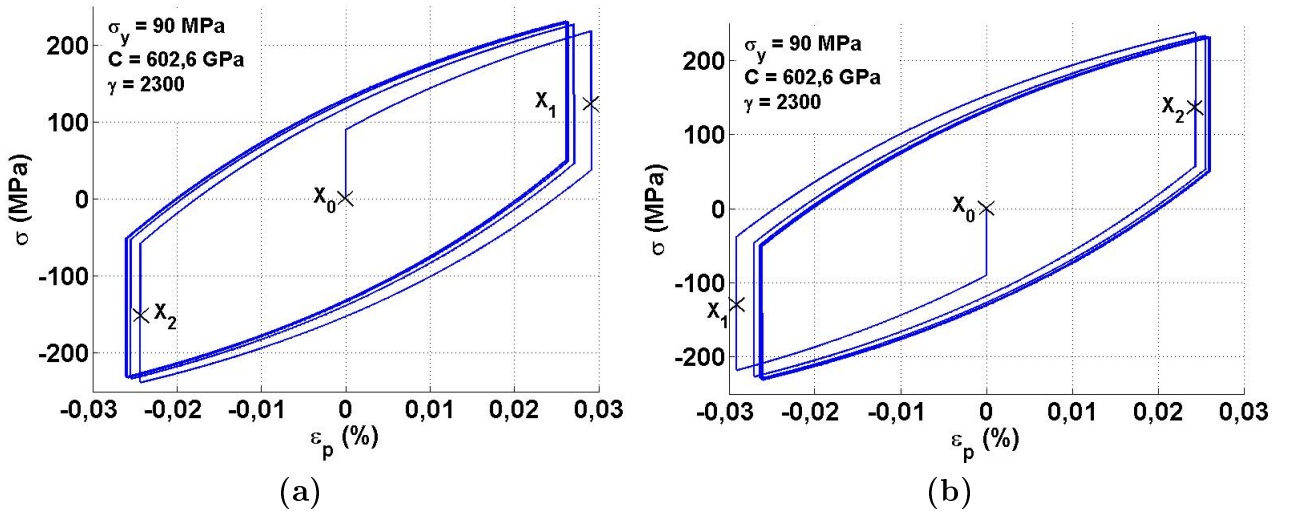


FIGURE I.23 – Evolution de la contrainte en fonction de la déformation plastique (a) pour des cycles $\varepsilon_{max}/-\varepsilon_{max}$ et (b) des cycles $-\varepsilon_{max}/\varepsilon_{max}$.

Nous voyons que le centre d'élasticité se déplace et que son déplacement dépend du signe de la déformation plastique.

II.2 Propriétés thermiques

II.2.1 Capacité thermique

La capacité thermique d'une dimension de matériau représente le rapport entre le transfert d'énergie thermique δQ et la variation de température dT engendrée par ce transfert d'énergie. Nous cherchons à établir l'expression de la capacité thermique et sa dépendance en fonction de la température, pour cela, considérons le 1^{er} principe de la thermodynamique appliqué à un matériau :

$$dU = \delta Q + \delta W \quad (\text{I.11})$$

Que nous pouvons réécrire en remplaçant le travail de déformation mécanique par son expression :

$$dU = \delta Q + V \sum_{ij} \sigma_{ij} d\varepsilon_{ij} \quad (\text{I.12})$$

avec V le volume de l'élément considéré. La capacité thermique a pour expression thermodynamique :

$$C = \left(\frac{\delta Q}{dT} \right)_{\varepsilon_{ij}} = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_{\varepsilon_{ij}} \quad (\text{I.13})$$

L'expression de l'énergie interne peut se trouver en sommant l'énergie de chaque onde élastique de pulsation ω [Wal98].

$$\mathcal{U} = \mathcal{U}_0 + \sum_{\kappa} \left(p(\omega_{\kappa}) + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_{\kappa} \quad (\text{I.14})$$

où \mathcal{U}_0 est l'énergie interne à l'équilibre, κ est le vecteur d'onde et $p(\omega_{\kappa})$ la probabilité de Bose-Einstein : $p(\omega_{\kappa}) = \frac{1}{e^{\frac{\hbar \omega_{\kappa}}{k_B T}} - 1}$

Le nombre d'excitation des ondes élastiques $n(\omega_{\kappa})$ indique le nombre d'états libres. Si l'on considère que chaque atome possède 3 degrés de liberté, il existe $3N$ nombres d'états possibles (N est le nombre d'atome dans le volume V considéré). En introduisant les célérités des ondes longitudinales (v_l) et transversale (v_t), la pulsation limite des ondes élastiques (ω_D) est telle que :

$$n(\omega_D) = 3N = \frac{4}{3} \pi \omega_D^3 V \left(\frac{1}{v_l^3} + \frac{2}{v_t^3} \right) \quad (\text{I.15})$$

Le nombre d'état possible pour des fréquences comprises entre ω et $\omega + d\omega$ est $g(\omega)d\omega$, où la densité d'état $g(\omega)$ est :

$$g(\omega) = \frac{dn(\omega)}{d\omega} = 4\pi \omega^2 V \left(\frac{1}{v_l^3} + \frac{2}{v_t^3} \right) = 9N \frac{\omega^2}{\omega_D^3} \quad (\text{I.16})$$

Nous pouvons évaluer l'énergie interne en remplaçant la somme discrète sur κ par une intégrale sur ω :

$$\mathcal{U} = \mathcal{U}_0 + \int_0^{\omega_D} \left(\frac{1}{2} \hbar \omega + \frac{\hbar \omega}{e^{\frac{\hbar \omega}{k_B T}} - 1} \right) g(\omega) d\omega \quad (\text{I.17})$$

Nous pouvons maintenant établir l'expression de la capacité thermique :

$$\begin{aligned} C &= \frac{\partial}{\partial T} \int_0^{\omega_D} 9N \hbar \left(\frac{\omega}{\omega_D} \right)^3 \frac{1}{e^{\frac{\hbar \omega}{k_B T}} - 1} d\omega \\ C &= \frac{9N}{\omega_D^3} \int_0^{\omega_D} \frac{\hbar^2 \omega^4}{k_B T^2} \frac{1}{e^{\frac{\hbar \omega}{k_B T}} - 1} d\omega \end{aligned}$$

En posant $\hbar \omega_D = k_B \theta_D$ avec θ_D la température de Debye et $x = \frac{\hbar \omega}{k_B T}$, la capacité thermique volumique C_V et la chaleur spécifique c s'écrivent :

$$C_V = 9n k_B \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^3 \int_0^{\theta_D/T} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} dx \quad (\text{I.18})$$

$$c = 9 \frac{R}{M} \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^3 \int_0^{\theta_D/T} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} dx \quad (\text{I.19})$$

avec n la concentration en atome, M la masse molaire et R la constante du gaz parfait.

Cette expression nous montre que la capacité thermique volumique évolue avec la température, et que cette évolution dépend de la température de Debye (θ_D). A basse température ($T \ll \theta_D$) elle est proportionnelle à T^3 , à haute température ($T \gg \theta_D$) elle est quasiment constante est égale à $9nk_B$.

Cette propriété de variation de la capacité thermique avec la température est importante, notamment dans les applications à hautes températures. Les matériaux dont la température de

Debye est élevée (tels que les matériaux céramiques) présentent en effet une évolution forte de la capacité thermique autour des températures usuelles de fonctionnement.

Le tableau I.4 indique les différentes températures de Debye de matériaux composants un module de puissance.

Matériaux	Symbole	θ_D [K]
Aluminium	Al	426
Cuivre	Cu	315
Silicium	Si	640
Nitride d'Aluminium	AlN	940
Alumine	Al_2O_3	980
Nitride de Silicium	Si_3N_4	955

TABLE I.4 – Températures de Debye de différents matériaux

L'évolution de la chaleur spécifique du silicium et de plusieurs céramiques en fonction de la température est représentée figure I.24 (d'après [Wei94, Sha63, Hul99, Bru01, Mor08])

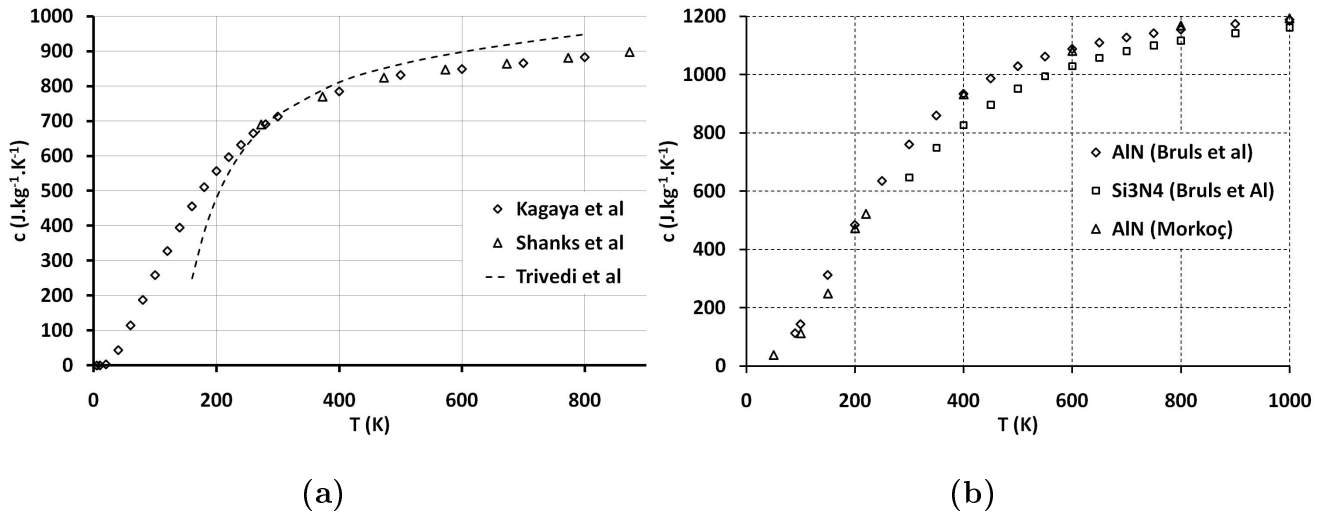


FIGURE I.24 – Évolution de la chaleur spécifique du silicium (a), de l'AlN et du Si_3N_4 en fonction de la température (b)

L'expression de la capacité thermique nous servira par la suite (section II.3.1) à relier le coefficient de dilatation thermique à la température.

II.2.2 Conductivité thermique

La conductivité thermique traduit la capacité d'un matériau à transférer l'énergie thermique, c'est une grandeur qui varie beaucoup avec la température.

En se basant sur une théorie cinétique, la conductivité thermique a pour expression :

$$\lambda = \frac{1}{3} C_V \bar{v} l \quad (I.20)$$

où C_V représente la capacité thermique par unité de volume, \bar{v} la vitesse moyenne des ondes élastiques et l le libre parcours moyen.

A partir d'une certaine température la conductivité thermique ne fait que décroître, ce que

l'on peut expliquer simplement par le fait que la valeur de la capacité thermique par unité de volume se stabilise avec la température et le libre parcours moyen diminue. Dans cette zone de température, la conductivité thermique varie comme une fonction inverse de la température :

$\lambda(T) \propto \frac{1}{T^x}$ avec x généralement compris entre 1 et 2.

La figure I.25 représente la variation de la conductivité thermique du silicium avec la température (d'après [Gla64, Ful68, Sha63])

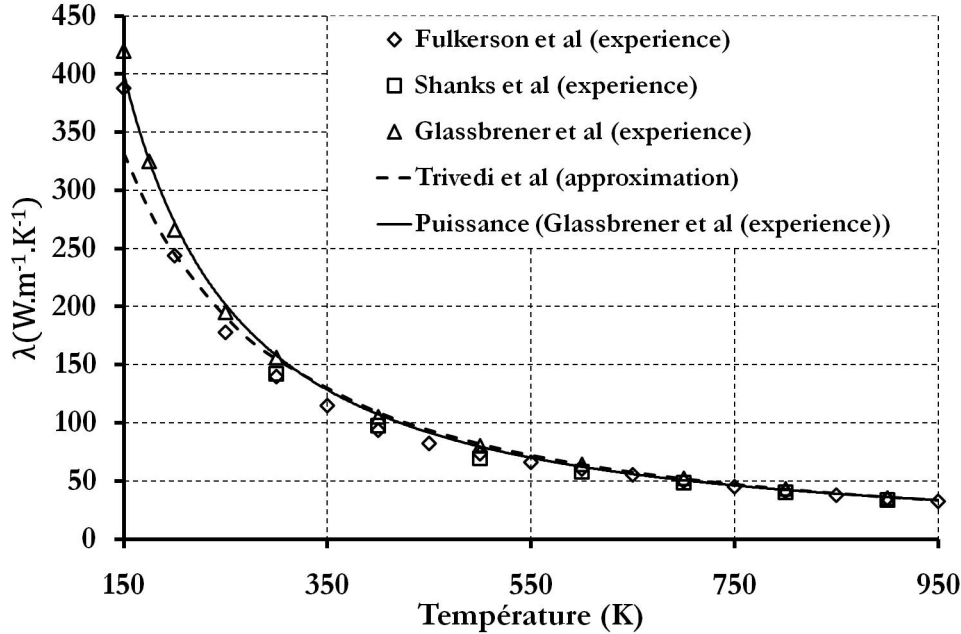


FIGURE I.25 – Conductivité thermique du Silicium en fonction de la température, Valeurs expérimentales : \diamond Fulkerson et al, \square Shanks et al, \triangle Glassbrener ; Approximation : polynomiale —Trivedi et al, puissance —.

Nous pouvons remarquer que dans une gamme de température comprise entre 300 K et 400 K, la conductivité thermique varie d'approximativement 29,6%.

Pour faciliter l'utilisation des données, certains auteurs ont utilisé la conductivité thermique sous une forme polynomiale pour le silicium [Tri98] :

$$\lambda_{Si}(T) = \frac{1}{a + bT + cT^2} \quad (\text{I.21})$$

avec $a = 3.10^{-4} \text{ m.K.W}^{-1}$, $b = 1,56.10^{-5} \text{ m.W}^{-1}$ et $c = 1,65.10^{-8} \text{ m.K}^{-1}.\text{W}^{-1}$

En utilisant une fonction puissance comme la théorie le prédit, nous trouvons une valeur de x égale à 1,323 effectivement comprise entre 1 et 2.

II.3 Couplages physiques

Le sujet de cette étude étant lui-même multi-physique, il était légitime de consacrer une partie de cet état de l'art aux couplages physiques.

La figure I.26 présente le diagramme d'interactions des différentes variables physiques (mécanique, électrique et thermique).

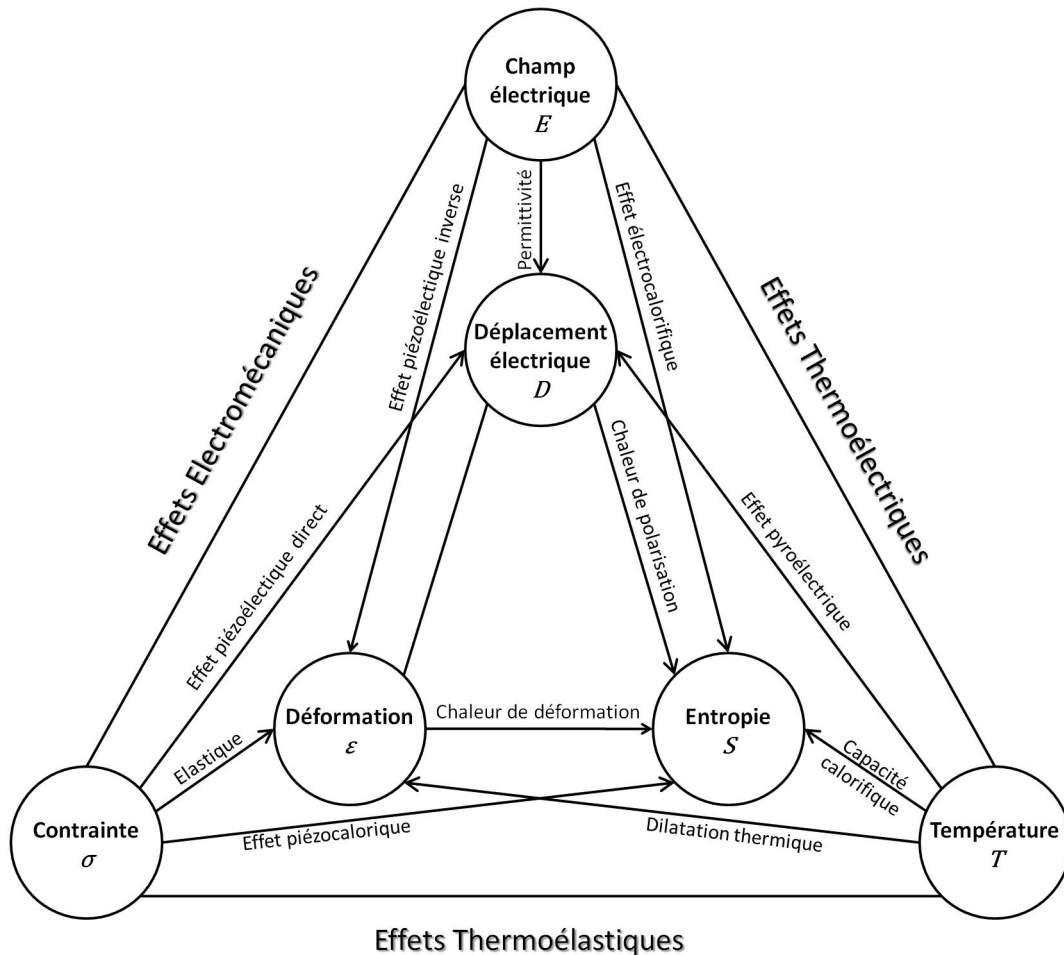


FIGURE I.26 – Diagramme d'interactions [Fra01]

Ce diagramme n'a pas pour but de présenter une liste exhaustive des interactions physiques possibles, on remarque d'ailleurs qu'il omet les couplages liés à la déformation plastique, mais montre déjà la complexité des études multiphysiques. Dans les travaux présentés aux Chapitre II et III, nous nous intéresserons principalement à l'effet électrocalorifique (pertes énergétiques dans le semi-conducteur), la dilatation thermique (origine des contraintes mécaniques dans les assemblages électroniques) et l'effet piezorésistif (variation de la résistivité avec la contrainte mécanique) qui prend une importance considérable en microélectronique.

Dans cette section nous présenterons les effets de variation de différentes grandeurs physiques sur les propriétés physiques du matériau considéré.

II.3.1 Couplages Thermo-mécaniques

II.3.1.1 Dilatation Thermique

Le phénomène de dilatation thermique est du à l'asymétrie de la courbe de Condon-Morse

(figure I.27) :

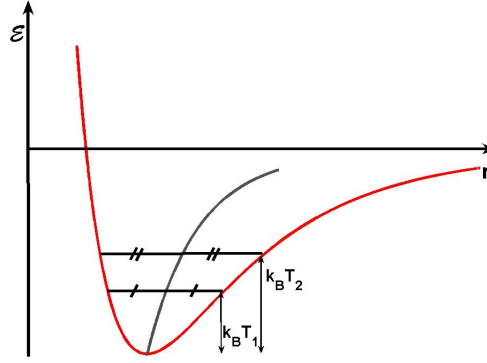


FIGURE I.27 – Représentation du phénomène de dilatation thermique des solides à partir de la courbe de Condon-Morse

Lorsque la température augmente, l'énergie totale du système augmente et la distance interatomique moyenne également.

La relation entre déformation thermique et variation de température s'écrit de la manière suivante :

$$\varepsilon_{ij} = \alpha_{ij} \Delta T$$

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha_{11} & \alpha_{12} & \alpha_{13} \\ \alpha_{21} & \alpha_{22} & \alpha_{23} \\ \alpha_{31} & \alpha_{32} & \alpha_{33} \end{pmatrix} \Delta T$$

Où α_{ij} est le tenseur de dilatation thermique et ΔT représente l'écart entre la température actuelle et une température de référence telle que la déformation du matériau à cette température soit nulle.

Nous cherchons à établir l'expression du coefficient de dilatation thermique et à montrer son évolution avec la température. Or la grandeur thermodynamique fonction de la température est l'énergie libre de Helmholtz (\mathcal{F}). Il nous faut donc établir la relation entre le tenseur de dilatation thermique et l'énergie libre de Helmholtz [Wal98] :

$$\begin{aligned} \alpha_{ij} &= \left(\frac{\partial \varepsilon_{ij}}{\partial T} \right)_{\sigma_{kl}} \\ &= - \left(\frac{\partial \varepsilon_{ij}}{\partial \sigma_{kl}} \right)_T \left(\frac{\partial \sigma_{kl}}{\partial T} \right)_{\varepsilon_{ij}} \\ &= - S_{ijkl} \left(\frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\partial f}{\partial \varepsilon_{kl}} \right)_T \right)_{\varepsilon_{ij}} \\ &= - \left(\frac{\partial^2 f}{\partial \varepsilon_{kl} \partial \varepsilon_{ij}} \right)^{-1} \left(\frac{\partial^2 f}{\partial T \partial \varepsilon_{kl}} \right) \end{aligned}$$

où S_{ijkl} (on se place dans le cadre de la thermoélasticité) est le tenseur des complaisances élastiques et f l'énergie libre de Helmholtz par unité de volume.

Une conséquence immédiate de cette relation est la symétrie du tenseur des dilatations thermiques due aux dérivées partielles de f .

En ne considérant que les branches acoustiques, la forme macroscopique de l'énergie libre de Helmholtz s'exprime de la manière suivante [Zim03] :

$$\mathcal{F} = \Phi + 3 \sum_{\kappa} \left(\frac{1}{2} \hbar \omega_{\kappa} + k_B T \ln \left(1 - \exp \left(-\frac{\hbar \omega_{\kappa}}{k_B T} \right) \right) \right)$$

Φ représente l'énergie potentielle d'équilibre, ω la pulsation et q le vecteur d'onde des ondes élastiques.

Dans le cadre d'une approximation quasi-harmonique [Lan00a], nous pouvons exprimer les composantes du tenseur des dilatations thermiques de la manière suivante [Bru67] :

$$\alpha_{ij} = C_V \sum_{kl} S_{ijkl} \gamma_{kl}$$

avec S_{ijkl} le tenseur des complaisances, C_V la capacité thermique par unité de volume et γ_{kl} le tenseur de Grüneisen [Grü26] défini de la manière suivante :

$$\gamma_{kl} = -\frac{1}{\omega} \left(\frac{\partial \omega}{\partial \varepsilon_{kl}} \right)_T = \left(-\frac{\partial \ln \omega}{\partial \ln \varepsilon_{kl}} \right)_T$$

Ce paramètre représente la variation de la pulsation des phonons vis-à-vis de la déformation. Il tient ainsi compte de l'anisotropie du matériau, qui peut-être importante dans le cas de monocristaux (tableau I.5 d'après [Jr80, Kor74]).

Matériaux	γ_{11} [100]	γ_{11} [110]	γ_{11} [111]
Cuivre	2,6	2,8	1,3
Germanium	1,5	1,5	0,8

TABLE I.5 – Paramètres de Grüneisen de différents matériaux pour différents axes cristallographique

En faisant l'approximation de Grüneisen selon laquelle les composantes du tenseur de Grüneisen sont indépendantes des pulsations des ondes élastiques, nous pouvons introduire les composantes du tenseur de Grüneisen considérées comme constante et calculées à la pulsation de Debye :

$$\gamma_{kl}^G = \left(-\frac{\partial \ln \omega_D}{\partial \ln \varepsilon_{kl}} \right)_T$$

Finalement les composantes du tenseur des dilatations thermiques peuvent s'écrire de la manière suivante :

$$\alpha_{ij} = C_V \sum_{kl} S_{ijkl} \gamma_{kl}^G \quad (\text{I.22})$$

L'intérêt de cette relation est la dépendance du coefficient de dilatation thermique avec la capacité thermique volumique. En effet, l'évolution de la capacité thermique par unité de volume dépendant grandement de la température, ce sera également le cas du coefficient de dilatation thermique.

Dans le cas précis d'une structure cubique seuls les coefficients α_{ii} sont non nuls et égaux.

Matériaux	Système	α_{11} [$10^{-6}.K^{-1}$]	α_{22} [$10^{-6}.K^{-1}$]	α_{33} [$10^{-6}.K^{-1}$]
Al_2O_3	rhomboédrique	8,1	8,1	8,8
SiC	cubique	5,2	5,2	5,2
C diamant	cubique	3,2	3,2	3,2
Al	cubique	23,6	23,6	23,6
Cu	cubique	17	17	17
Si	cubique	3,2	3,2	3,2
$Al_2O_3.TiO_2$	orthorhombique	-3	11,8	21,8

TABLE I.6 – Coefficients de dilatation thermique à 20°C de divers matériaux

Le tableau I.6 rassemble les valeurs d'un certain nombre de coefficients de dilatation de matériaux (d'après [Ash02]).

D'autres scientifiques ont cherché à approcher le coefficient de dilatation thermique par une fonction polynomiale permettant une utilisation versatile des résultats expérimentaux [Oka97, Nix41]. La figure I.28 montre l'évolution de la dilatation thermique de différents matériaux en fonction de la température [Bru01, Kuw08, Pas04, Sun09, Bij54, Wil42, Pat70, Sim63, Ree96, Gib58].

La valeur négative du coefficient de dilatation thermique du silicium à basse température est due au coefficient de Grüneisen qui devient négatif dans cette gamme de température [Xu91]. Comme vu précédemment, La courbe $\alpha = f(T)$ peut-être approchée par une fonction polynomiale :

$$\alpha(T) = a_0 + a_1T + a_2T^2 + \dots$$

Nous avons également cherché à approximer la fonction $\alpha(T)$ dans une gamme de température représentative de notre étude (150-700K).

Dans cette gamme de température un polynôme du 4^{ème} ordre est suffisant pour une bonne corrélation avec la courbe expérimentale.

Le tableau I.7 résume les valeurs des différents coefficients pour les différents matériaux utilisés.

Matériaux	AlN	$\beta - Si_3N_4$	$\gamma - Si_3N_4$	Cu
a_0 [$10^{-6}.K^{-1}$]	-1,3	-0,31	-2,9	3,9
a_1 [$10^{-6}.K^{-2}$]	0,017	0,0026	0,03	0,1
a_2 [$10^{-6}.K^{-3}$]	$-9,9.10^{-6}$	$1,3.10^{-5}$	$-3,7.10^{-5}$	$-2,9.10^{-4}$
a_3 [$10^{-6}.K^{-4}$]	-	$-1,4.10^{-8}$	$1,6.10^{-8}$	$3,6.10^{-7}$
a_4 [$10^{-6}.K^{-5}$]	-	-	-	$-1,7.10^{-10}$

TABLE I.7 – Coefficients de la fonction polynomiale approximant l'évolution de la dilatation thermique en fonction de la température entre 150 K et 700 K

II.3.1.2 Élasticité

Comme nous venons de le voir, la distance interatomique augmente avec l'élévation de la température. La périodicité du réseau cristallin étant modifiée, les modules d'élasticité le sont également.

De nombreux auteurs se sont intéressés à la variation des modules de Young avec la température.

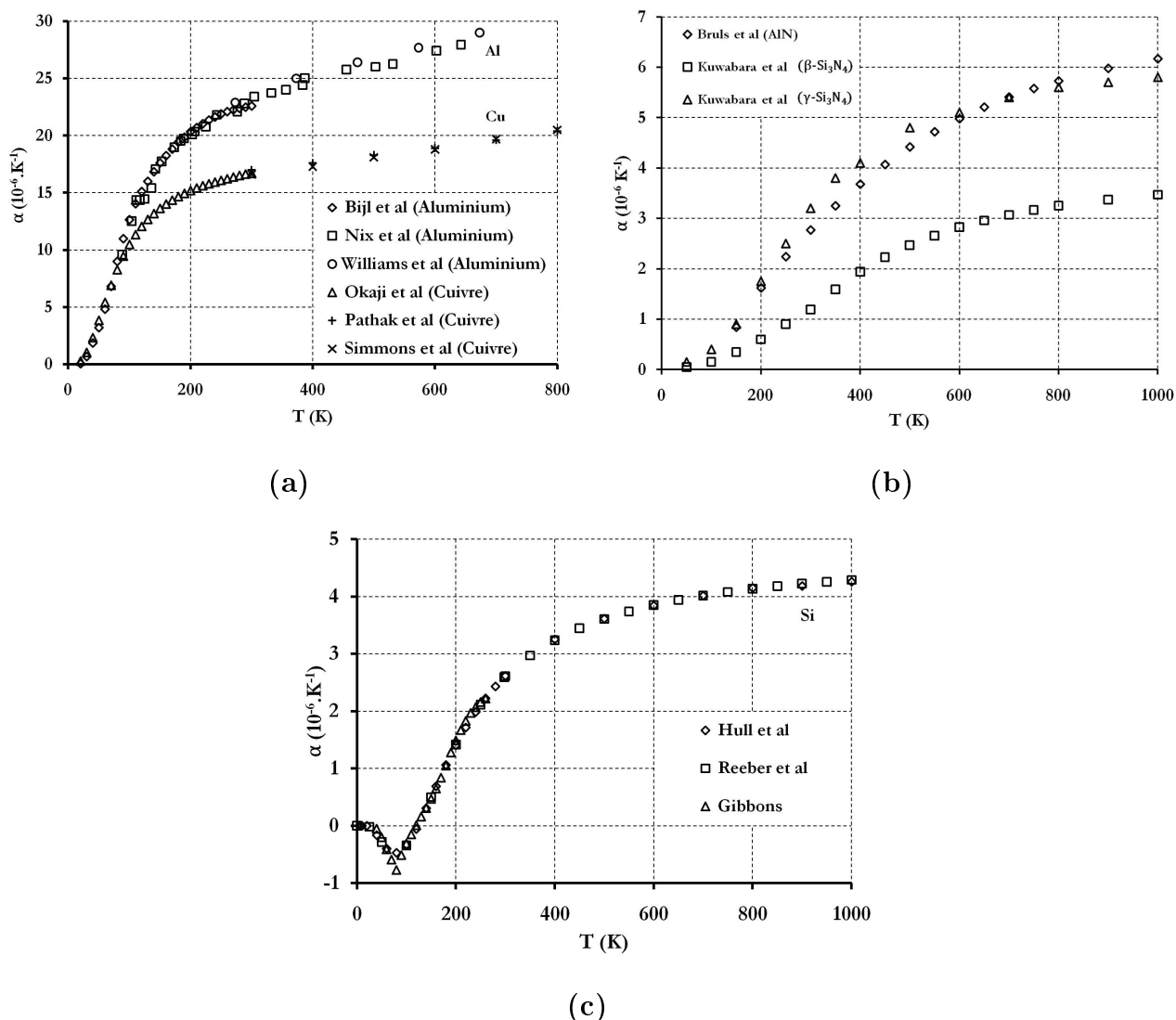


FIGURE I.28 – Évolution du coefficient de dilatation thermique du cuivre et de l'aluminium (a), de l'AlN, du $\beta - Si_3N_4$ et $\gamma - Si_3N_4$ (b), du Silicium (c)

A titre d'exemple, la variation du module de Young avec la température, pour de l'aluminium de faible épaisseur, est donnée dans la littérature, par la relation suivante [Pui03] :

$$E(MPa) = 69,7 - 3,68 \cdot 10^{-2} T(^{\circ}C)$$

Cette expression indique que pour une excursion en température de $+100^{\circ}C$, le module de Young diminue de 3,7 MPa, ce qui correspond à une variation de 5% environ.

La variation du module de Young du cuivre avec la température est sensiblement la même [Leb95] :

$$E(MPa) = 128 - 3,4 \cdot 10^{-2} T(^{\circ}C)$$

L'évolution du module de Young avec la température de certaines céramiques est représenté figure I.29 (d'après [Bru01]) :

A titre d'exemple, la variation du module de Young pour l'AlN entre 400 et 500 K est de l'ordre de 1 GPa, soit une variation de seulement 0,3%. Sur la gamme de température nous intéressent, nous pourrions considérer le module de Young des céramiques comme indépendant de la température.

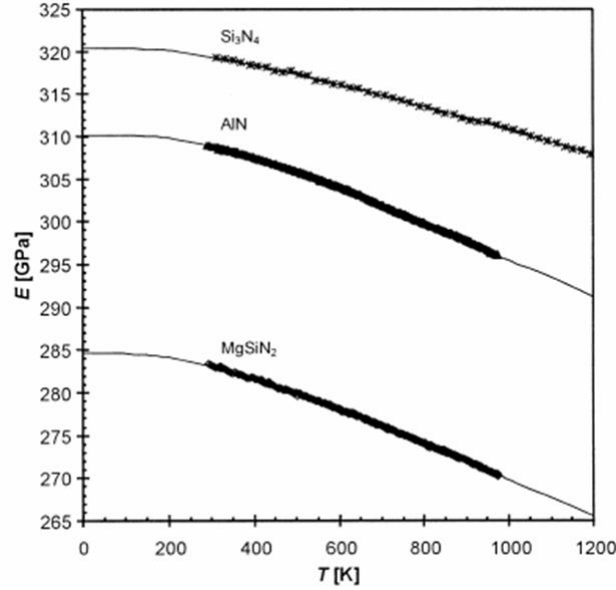


FIGURE I.29 – Évolution du module de Young de différentes céramiques avec la température

L'expression du module de Young en fonction de la température pour les céramiques a été mis en évidence de façon empirique par Wachtman [Wac61] :

$$E = E_0 - BT \exp\left(-\frac{T_0}{T}\right)$$

où B et T_0 sont des grandeurs propres aux matériaux.

Une signification physique de la grandeur B a été donné par Anderson [And66]

II.3.2 Effet Piezorésistif

L'effet piezorésistif a été découvert par Smith en 1954 [Smi54], il traduit la variation de résistivité avec l'état des contraintes. Les coefficients piezorésistifs permettent de remonter à la variation de la mobilité des porteurs en fonction des contraintes mécaniques appliquées.

La loi d'Ohm relie le champ électrique (E [$V.m^{-1}$]) à la densité de courant (J [$A.m^{-2}$]) :

$$E_i = \rho_{ij} J_j \quad (I.23)$$

où ρ_{ij} est le tenseur des résistivités. Dans le cas d'un matériau isotrope non contraint, la résistivité est une grandeur scalaire : pour $i = j$ $\rho_{ij} = \rho_0$, pour $i \neq j$ $\rho_{ij} = 0$.

La variation de résistivité $\Delta\rho_{ij} = \rho_{ij} - \rho_0$ est reliée aux contraintes σ_{kl} dans le matériau par les coefficients de piezorésistivité.

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \pi_{ijkl} \sigma_{kl} \quad (I.24)$$

Le tenseur des résistivités et celui des contraintes étant symétriques, il en est de même pour le tenseur piezorésistif qui compte de ce fait 36 composantes indépendantes.

On peut donc revenir à une notation de Voigt :

$$\frac{\Delta\rho_i}{\rho_0} = \pi_{ij} \sigma_j$$

Les coefficients π_{ij} sont reliés aux coefficients π_{ijkl} de la manière suivante :

$$\pi_{mn} = \begin{cases} \pi_{ijkl} & \text{pour } m \text{ et } n = 1, 2, 3 \\ 2\pi_{ijkl} & \text{pour } m \text{ ou } n = 4, 5, 6 \\ 4\pi_{ijkl} & \text{pour } m \text{ et } n = 4, 5, 6 \end{cases}$$

Dans le cas du silicium qui possède une symétrie cubique, seul 3 composantes permettent de définir l'effet piezorésistif :

$$\begin{pmatrix} \Delta\rho_1/\rho_0 \\ \Delta\rho_2/\rho_0 \\ \Delta\rho_3/\rho_0 \\ \Delta\rho_4/\rho_0 \\ \Delta\rho_5/\rho_0 \\ \Delta\rho_6/\rho_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \pi_{11} & \pi_{12} & \pi_{12} & 0 & 0 & 0 \\ \pi_{12} & \pi_{11} & \pi_{12} & 0 & 0 & 0 \\ \pi_{12} & \pi_{12} & \pi_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \pi_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \pi_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \pi_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \\ \sigma_4 \\ \sigma_5 \\ \sigma_6 \end{pmatrix} \quad (\text{I.25})$$

Les valeurs des coefficients piezoélectriques du silicium massif et du silicium en couche d'inversion sont renseignées dans le tableau I.8, d'après [Can79].

Coefficients piezorésistifs [$10^{-12} \cdot Pa^{-1}$]	Si massif		Si en couche d'inversion	
	n-type	p-type	n-type	p-type
π_{11}	-1022	66	-840	-125
π_{12}	534	-11	340	280
π_{44}	-136	1381	-170	1050

TABLE I.8 – Valeurs des coefficients de piezorésistivité dans le silicium massif et en couche d'inversion

Le comportement d'un composant à semi-conducteur à l'état passant dépend de la mobilité des porteurs (μ). Cette mobilité est reliée à la conductivité γ par $\gamma_i = nq\mu_i$, avec n la densité de porteurs et q la charge élémentaire. La conductivité étant l'inverse de la résistivité, sa variation est l'opposée de la variation de la résistivité :

$$\frac{\Delta\rho_i}{\rho_0} = -\frac{\Delta\gamma_i}{\gamma_0} \quad (\text{I.26})$$

Si la densité de porteurs n'est pas modifiée par la contrainte, il est possible d'écrire :

$$\frac{\Delta\gamma_i}{\gamma_0} = \frac{\Delta\mu_i}{\mu_0} = -\pi_{ij}\sigma_j \quad (\text{I.27})$$

Le raisonnement est valable pour les deux types de porteurs (électrons et trous).

La relation linéaire entre les variations de conductivité et les contraintes n'est valable que pour de faibles contraintes (typiquement $\sigma < 200$ MPa). Il est à noter qu'une contrainte uniaxiale de 200 MPa, entraîne une variation de la résistivité de typiquement de 20%, ce qui est significatif. Une étude détaillée de l'effet piezorésistif conduirait à considérer l'effet des contraintes sur les bandes de conduction et de valence, et sur la masse effective des porteurs de charges [Gui05, Roc08].

II.4 Microstructure Cristalline

Un matériau peut-être mono ou polycristallin. Dans le cas monocristallin l'orientation cristallographique est la même dans l'ensemble du matériau. En ce qui concerne les matériaux polycristallins, ceux-ci sont composés de grains ayant chacun leur propre orientation cristallographique maintenu par des zones d'interface appelées joints de grain (figure I.30). Dans les sections suivantes, nous discuterons de l'effet des grains et des joints de grains sur les propriétés physiques des matériaux polycristallins ainsi que leurs interactions avec les dislocation, impuretés ...

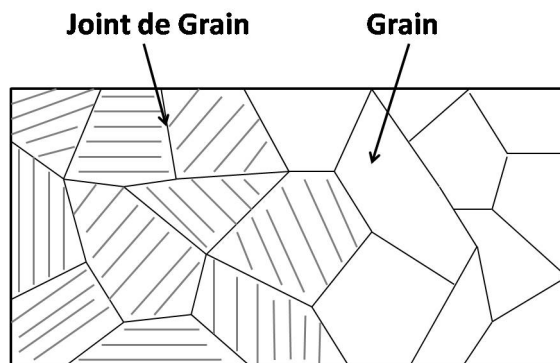


FIGURE I.30 – Représentation d'un matériau polycristallin avec l'orientation des différents grains

II.4.1 Dislocations

Les dislocations sont des défauts linéaires correspondant à une discontinuité de la structure cristalline.

Il existe deux types de dislocations :

- La dislocation coin, pour laquelle la discontinuité (vecteur de Burgers) du cristal est orthogonale à la ligne de dislocation (figure I.31.a)
- La dislocation vis, pour laquelle la discontinuité est co-linéaire avec la ligne de dislocation (figure I.31.b).

Les dislocations modifient le comportement physique d'un matériau et sont notamment à l'origine de la plasticité des cristaux.

Sous l'effet d'une contrainte, une dislocation peut se déplacer et permettre ainsi le glissement des plans cristallins à l'origine de la plasticité (figure I.32).

La plasticité des matériaux qui est due à des glissements de dislocations, se fait ainsi sans changement de volume. Le vecteur de Burgers (noté \vec{b}) est la discontinuité du cristal produite par la dislocation, que celle-ci se déplace ou non.

II.4.2 Grains

II.4.2.1 Loi de Hall et Petch

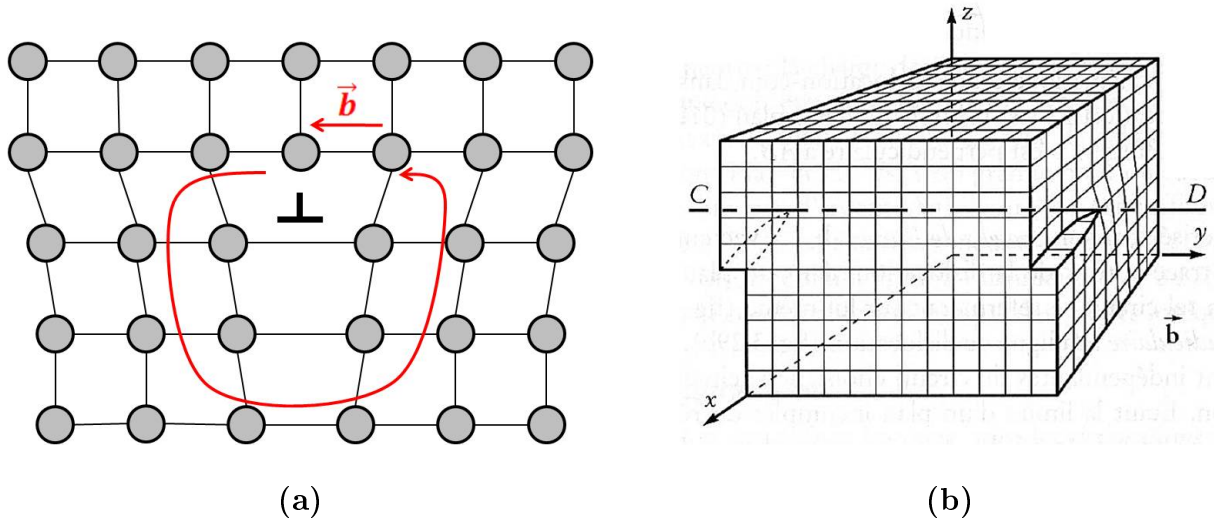


FIGURE I.31 – Illustration des dislocations : (a) dislocation coin, (b) dislocation vis.

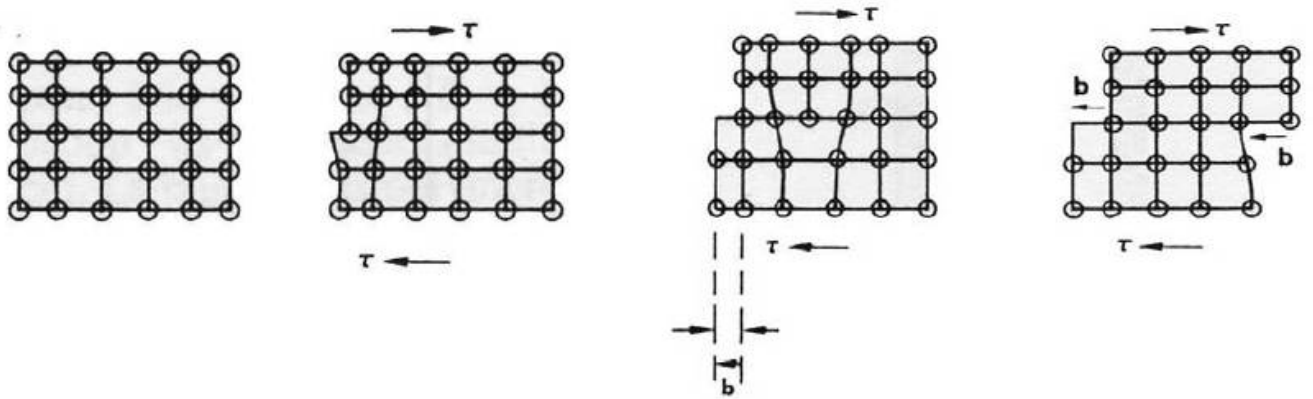


FIGURE I.32 – Mouvement d'une dislocation due à une contrainte de cisaillement.

La loi de Hall et Petch stipule que la limite d'élasticité d'un matériau polycristallin est directement liée à la taille moyenne des grains qui composent la microstructure [Hal51a, Hal51b, Pet53] :

$$\sigma_y = \sigma_\infty + kd^{-\frac{1}{2}} = \sigma_\infty + K\mu\sqrt{\frac{b}{d}} \quad (\text{I.28})$$

où σ_∞ représente la contrainte seuil permettant la mobilité des dislocations, μ est le module de cisaillement, b le module du vecteur de Burgers, k et K des constantes du matériau.

Cette loi prédit une évolution de la limite d'élasticité proportionnelle à l'inverse de la racine carré de la taille de grains.

II.4.2.2 Effets sur la conductivité thermique

Les transferts d'énergie thermique sont extrêmement perturbés par la taille des grains. A titre d'exemple la figure I.33 représente la conductivité thermique de polycristaux de carbure de silicium en fonction de la température pour différentes tailles de grain [Sne07] :

La conductivité thermique diminue quand la taille des grains diminue, les ondes élastiques permettant la conductivité thermique étant extrêmement perturbées par les joints de grains. Dans le cas d'un polycristal à faible taille de grain, les joints de grain sont beaucoup plus nombreux et font ainsi chuter la conductivité thermique du matériau.

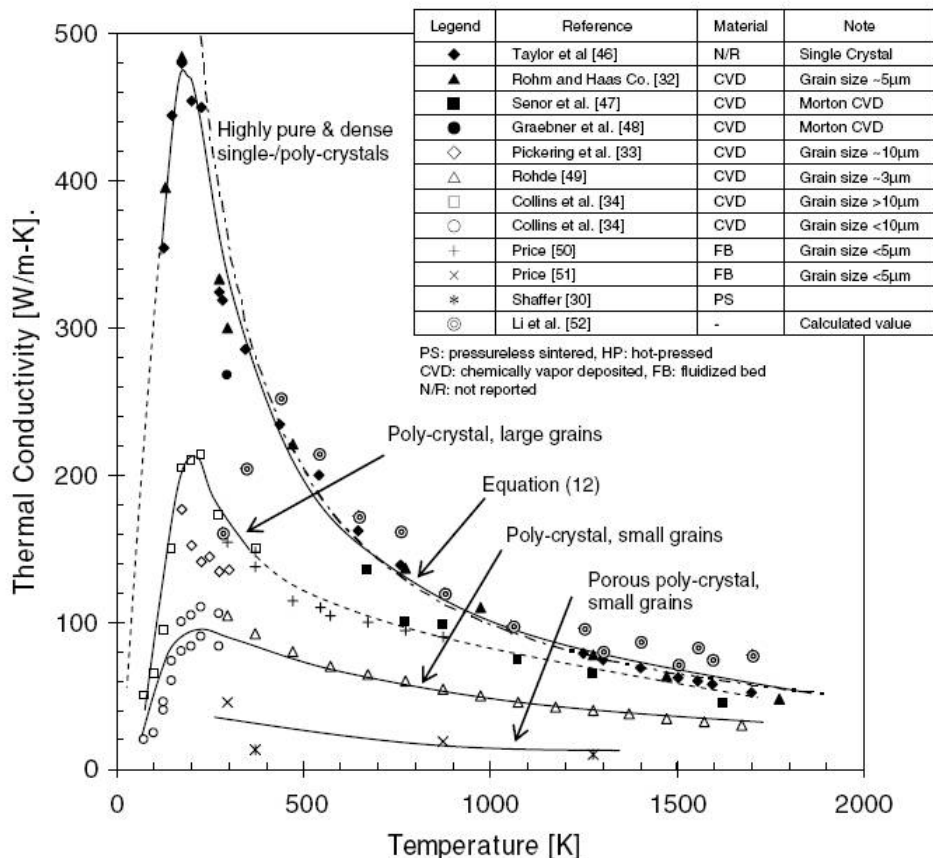


FIGURE I.33 – Conductivité thermique du SiC en fonction de la température pour différentes microstructures

II.4.3 Effet d'échelle

L'étude des couches minces a remis en question l'étude du comportement massif des matériaux. Les lois macroscopiques ont été déterminées pour des matériaux comportant de nombreux grains dans le sens de la sollicitation. Dans le cas des couches minces, seulement quelques grains sont contenus dans la hauteur du film et le rapport hauteur du film sur taille de grain devient un paramètre extrêmement important. A titre d'exemple, la figure I.34 montre la variation de la limite d'élasticité avec le rapport entre l'épaisseur du film (h) et la taille des grains (d) (d'après [Sol10]) :

Nous pouvons voir l'effet de l'épaisseur de film h et du rapport h/d sur le comportement du matériau. Pour une épaisseur de film quasiment identique (figure I.34.c.e.f) la limite d'élasticité et le module tangent augmentent quand le rapport h/d diminue. Pour une taille de grain quasiment identique (figure I.34.b.f) la limite d'élasticité diminue quand le rapport h/d augmente.

II.4.4 Simulation des microstructures

Ces dernières années, un effort considérable a été réalisé pour simuler le comportement des matériaux à l'échelle du grain. Ces simulations permettent de représenter les mécanismes physiques macroscopiques à partir des propriétés du monocristal. Un modèle élément fini peut ainsi être constitué de plusieurs grains dont l'orientation est aléatoire et l'arrangement en "nid d'abeille" [Zha06] (figure I.35, d'après [Sis07]). Il tient également compte des dislocations activées thermiquement basées sur un modèle de Bower [Bow04].

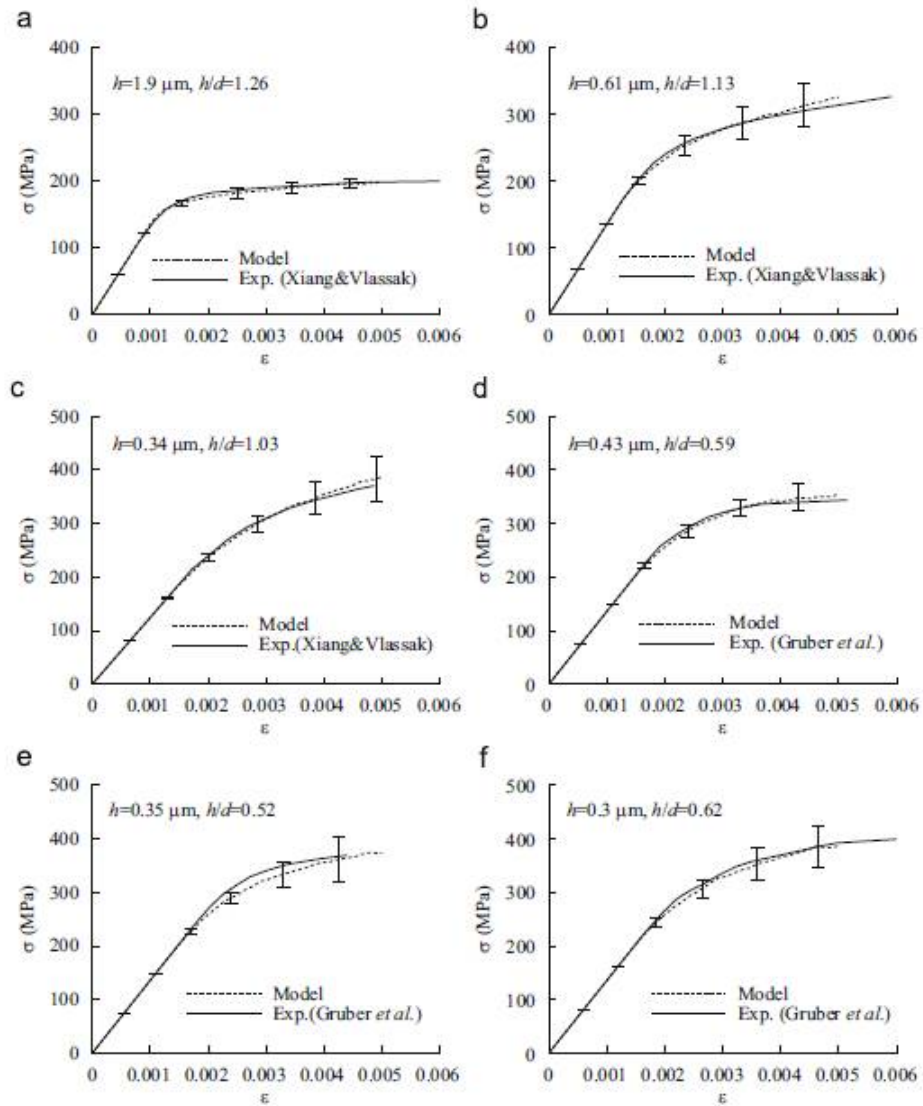


FIGURE I.34 – Effet du rapport épaisseur sur taille de grain sur les propriétés mécaniques de films de cuivre.

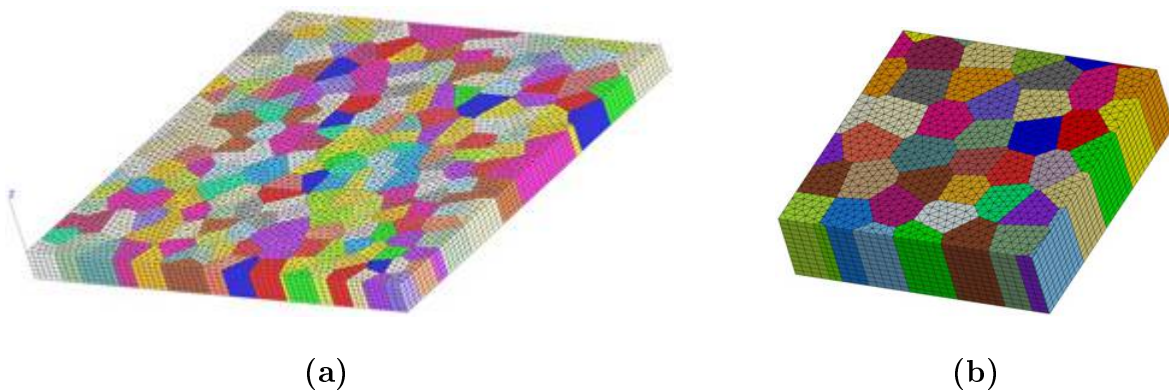


FIGURE I.35 – Modèle élément fini d'un film polycristallin de 225 grains avec un rapport $h/d=1$ (taille de grain/hauteur du film) (a), de 50 grains avec un rapport $h/d=2$ (b)

Des travaux récents sur l'étude des structures MEMS (MicroElectroMechanical Systems) [Kub09] ont montré que ce type de simulation permettait d'en améliorer la robustesse.

III Mécanique de la Rupture

Lorsqu'une structure est sollicitée en fatigue dans son domaine d'élasticité, sa durée de vie est limitée par l'existence de défauts, qui sont susceptibles de se propager jusqu'à la rupture. Pour prévenir le risque de rupture en service, on se limite généralement dans le dimensionnement, à éviter l'amorçage de ces défauts. Néanmoins, si le matériau contient déjà des défauts avant la mise en service de la structure, ceux ci pourront conduire à la rupture. Aussi envisage t'on, a priori, que le matériau puisse contenir des défauts, dès l'origine, pour le dimensionnement des organes de sécurité, dont la rupture peut conduire à des pertes humaines ou à d'importantes pertes matérielles. Dans la pratique, les composants des organes de sécurité sont contrôlés avant leur mise en service. Lorsqu'un défaut est détecté, le composant est rebuté ou réparé. La dimension des défauts non-détectés est inférieure à la limite de résolution de la méthode de contrôle mise en oeuvre. Un dimensionnement conservatif est donc fondé sur l'existence de fissures hypothétiques de dimension égale à cette limite de résolution. La contrainte critique est définie comme la contrainte qui permet la propagation instable des fissures et donc la rupture instantanée du composant. Cette contrainte critique diminue si la longueur des fissures augmente. L'organe de sécurité doit être dimensionné de telle façon que la contrainte en service reste toujours inférieure à la contrainte critique dans ses composants. Comme les fissures se propagent de manière stable par fatigue, elles peuvent conduire à la rupture différée du composant lorsque leur dimension atteint la dimension critique, pour laquelle la contrainte en service est la contrainte critique. La durée de vie d'un composant se calcule donc, avec une marge de sécurité, à partir du temps nécessaire aux fissures pour se propager, depuis une dimension égale à la limite de résolution du moyen de contrôle mis en oeuvre, jusqu'à la dimension critique. Après un fonctionnement en service d'une durée égale à cette durée de vie, le composant est remplacé ou contrôlé à nouveau. Si lors des contrôles aucun défaut n'est détecté, le composant peut être remis en service pour la même durée. Cette contrainte de contrôle ou de remplacement périodique de composants conduit à des coûts de maintenance élevés. Trois voies permettent d'augmenter la durée de vie en service des organes de sécurité. La première voie consiste à améliorer les méthodes de contrôle non destructif afin de permettre la détection de fissures plus courtes. La seconde voie consiste à augmenter la fiabilité des calculs de durée de vie, afin de réduire les marges de sécurité. Enfin la troisième voie consiste à améliorer la résistance intrinsèque des matériaux à la propagation de fissures par fatigue ou à affiner les critères de choix de matériaux pour ces applications.

III.1 Processus de propagation d'une fissure

III.1.1 Bilan énergétique

Considérons une fissure dans un milieu plan élastique.

En écrivant le premier et le second principe de la thermodynamique :

$$d\mathcal{U} + d\mathcal{E}_K = \delta\mathcal{W}_{ext} + \delta\mathcal{Q} \quad (\text{I.29})$$

$$Td\mathcal{S} - \delta\mathcal{Q} \geq 0 \quad (\text{I.30})$$

ou \mathcal{U} est l'énergie interne, \mathcal{Q} le transfert d'énergie thermique, \mathcal{W}_{ext} représente le travail des forces extérieures.

L'énergie interne peut également s'écrire en fonction de l'énergie libre de Helmholtz \mathcal{F} et de

l'entropie $\mathcal{S} : \mathcal{U} = \mathcal{F} + T\mathcal{S}$.

En considérant que l'énergie interne et l'énergie libre dépendent de variables extensives notées V_i , nous pouvons écrire [Leb03] :

$$\begin{aligned} d\mathcal{U} &= d\mathcal{F} + Td\mathcal{S} + \mathcal{S}dT \\ d\mathcal{U} &= \frac{\partial\mathcal{F}}{\partial T}dT + \frac{\partial\mathcal{F}}{\partial V_i}dV_i + Td\mathcal{S} + \mathcal{S}dT \end{aligned}$$

En appelant ϕ_i la variable reliée à l'énergie libre par V_i , les identités thermodynamiques sont :

$$\frac{\partial\mathcal{F}}{\partial T} = -\mathcal{S} \quad \frac{\partial\mathcal{F}}{\partial V_i} = \phi_i$$

La variation de l'énergie interne est finalement :

$$d\mathcal{U} = \phi_i dV_i + Td\mathcal{S} \quad (\text{I.31})$$

Si l'on reformule le 1^{er} principe, il vient :

$$d\mathcal{E}_K = (\delta\mathcal{W}_{ext} - \phi_i dV_i) + (\delta\mathcal{Q} - Td\mathcal{S}) \quad (\text{I.32})$$

Notons A , la demi-surface de la pièce, si la fissure se propage, on crée une aire fissurée égale à $2A$. Cela modifiera irréversiblement le milieu, l'organisation atomique et l'entropie de configuration. En notant γ l'énergie par unité de surface nécessaire pour accroître les dimensions de la fissure, le taux de création d'entropie s'écrit (si la seule source d'irréversibilité est A) : $2\gamma dA$.

Le premier principe s'écrit alors :

$$d\mathcal{E}_K = (\delta\mathcal{W}_{ext} - \phi_i dV_i) - 2\gamma dA \quad (\text{I.33})$$

En séparant les variables V_i en 2 types de variables, la demi-surface de la fissure A et d'autres variables V_j , et en considérant toujours que la seule source d'irréversibilité est A , la relation I.33 devient pour un trajet irréversible ($dA \neq 0$) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial\mathcal{E}_K}{\partial A}dA &= \left(\frac{\delta\mathcal{W}_{ext}}{dA} - \frac{\partial\mathcal{F}}{\partial A} \right) dA - 2\gamma dA \\ \frac{\partial\mathcal{E}_K}{\partial A} &= \left(\frac{\delta\mathcal{W}_{ext}}{dA} - \frac{\partial\mathcal{F}}{\partial A} \right) - 2\gamma \end{aligned}$$

Il existe alors plusieurs possibilités sur la propagation de la fissure :

- $\frac{\partial\mathcal{E}_K}{\partial A} > 0$: la vitesse de fissuration augmente, la fissuration est instable.
- $\frac{\partial\mathcal{E}_K}{\partial A} = 0$: la fissure se propage, la fissuration est stable.
- $\frac{\partial\mathcal{E}_K}{\partial A} < 0$: la fissure s'arrête.

Le Critère de propagation de la fissure devient donc :

$$\underbrace{\left(\frac{\delta \mathcal{W}_{ext}}{dA} - \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial A} \right)}_{\mathcal{G}} \geq \underbrace{2\gamma}_{\mathcal{G}_c} \quad (\text{I.34})$$

Le membre de gauche est le taux de restitution d'énergie élastique \mathcal{G} . Il représente l'énergie disponible lors d'un accroissement de la fissure et qui est susceptible d'engendrer le mécanisme de propagation de la fissure. \mathcal{G}_c représente l'énergie de rupture par unité de surface.

On retrouve le critère évoqué par Griffith en 1921 [Gri21].

III.2 Approche locale

Dans le cas général, des défauts sont susceptibles d'exister en tout point d'une structure. La géométrie du défaut est a priori quelconque. Pour un dimensionnement fondé sur la mécanique de la rupture, seules les configurations les plus sévères sont retenues, c'est à dire des fissures placées dans les zones de la structure les plus sollicitées mécaniquement. On cherche donc à établir un critère qui permette de prévoir le risque de rupture sur la base d'une part, du champ de contrainte (σ) calculé pour la structure non-fissurée et d'autre part, d'hypothèses sur la géométrie, l'orientation, la dimension et la position des défauts.

Georges Irwin a établi le premier le concept de mécanique de la rupture en proposant d'isoler une région entourant la pointe de la fissure pour établir les critères de rupture [Irw57]. Une fissure constitue en effet un concentrateur de contrainte. Les contraintes et les déformations sont maximales dans une région entourant son extrémité. C'est dans cette région, généralement de petite dimension en fatigue, que se produisent les mécanismes physiques conduisant à l'extension de la fissure. Il semble donc suffisant de se limiter à comparer les sollicitations dans cette région seulement, à celle permettant la rupture lors des caractérisations sur éprouvettes.

III.2.1 Modes de fissuration

Une fissure plane se définit par les paramètres suivants, son plan (n), sa frontière (v) et le déplacement relatif de ses faces (u) (figure I.36(a)). La fissure se propage dans la direction normale à sa frontière (v) selon trois modes élémentaires de fissuration, ouverture (I), cisaillement plan (II) et cisaillement anti-plan ou déchirure (III).

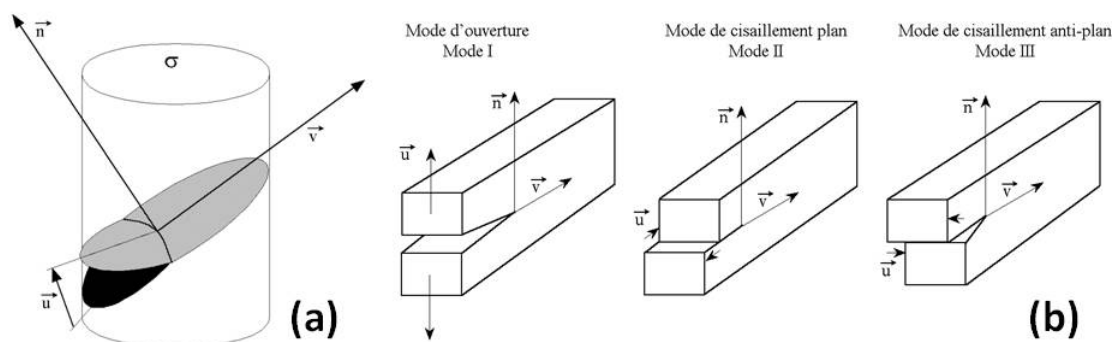


FIGURE I.36 – (a) Paramètres définissant une fissure bi-dimensionnelle, (b) modes de fissuration.

Le mode d'ouverture, ou mode I, correspond à la composante du déplacement relatif des faces

de la fissure selon la normale au plan de la fissure (n). Le mode de cisaillement plan, ou mode II, correspond à la composante du déplacement relatif selon la direction de propagation (v). Enfin le mode de cisaillement anti-plan ou mode III, correspond à la composante tangente au front de la fissure (figure I.36(b)). En élasticité linéaire, la sollicitation à l'extrémité de la fissure est la superposition linéaire des contributions de ces trois modes élémentaires.

Pour un problème bidimensionnel en élasticité isotrope, si une contrainte quelconque est appliquée sur un élément de volume contenant une fissure de plan n et de direction de propagation v , le terme σ_{nn} induit une fissuration en mode I, le terme σ_{nv} une fissuration en mode II et le terme σ_{nu} une fissuration en mode III. Pour un problème tridimensionnel, le mode de fissuration est plus délicat à définir pour la fissure. Ce mode peut être défini par superposition des modes élémentaires en chaque point du front de la fissure mais peut varier le long du front.

III.2.2 Présentation du Facteur d'Intensité des Contraintes

Une fissure ou un angle rentrant constituent des concentrations de contraintes. En élasticité linéaire, on montre que les contraintes ou les déformations tendent vers l'infini lorsque la distance r à l'extrémité de la fissure ou au sommet de l'angle tend vers zéro [Irw57, Wes39]. Un critère de rupture local, fondé sur la contrainte maximale atteinte en un point, n'est donc pas applicable.

On s'intéresse aux champs des contraintes et des déplacements autour de la pointe de la fissure. En considérant une fissure bidimensionnelle de référence appelée fissure de Griffith (figure I.37), on peut effectuer un développement asymptotique du champ des contraintes autour de la pointe de fissure en considérant le problème comme élastique et plan.

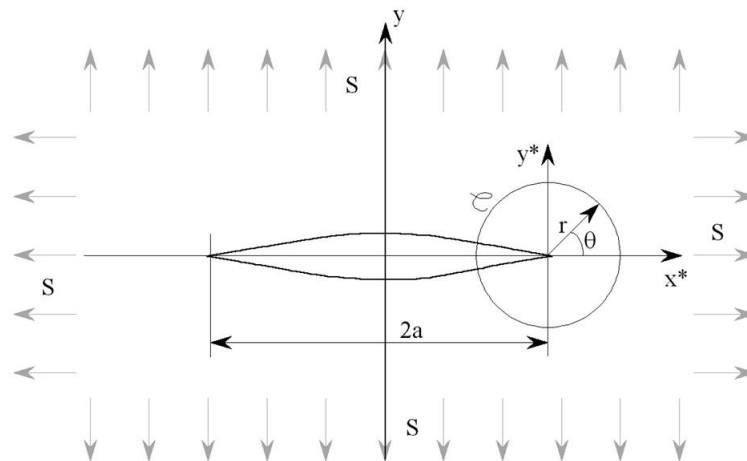


FIGURE I.37 – Fissure de Référence de Griffith, problème 2D.

Les solutions obtenues dans le cas d'une fissure de Griffith montrent que la forme du champ des contraintes (respectivement des déplacements) :

- dépend de r et de θ
- est indépendante de la longueur de la fissure
- est indépendante du chargement

Seule son intensité dépend de la longueur de la fissure et du chargement. C'est cette intensité que l'on appelle le facteur d'intensité des contraintes noté K .

Les solutions analytiques pour les trois modes ont été déterminées de manière similaire. En contraintes planes $\sigma_{zz} = 0$ et $\kappa = \frac{3-\nu}{1+\nu}$ et en déformations planes $\sigma_{zz} = \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy})$ et $\kappa = 3 - 4\nu$ (les expressions du facteur d'intensité des contraintes pour un grand nombre de géométries et de cas de chargement des fissures peuvent être trouvées dans les ouvrages de Tada, Paris et Irwin [Tad00] et de Murakami [Mur87]).

Solution asymptotique en mode I :

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left(1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2}\right) + T & u_x &= \frac{K_I}{2\mu} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \cos \frac{\theta}{2} (\kappa - \cos \theta) \\ \sigma_{yy} &= \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left(1 + \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2}\right) & u_y &= \frac{K_I}{2\mu} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \sin \frac{\theta}{2} (\kappa - \cos \theta) \\ \sigma_{xy} &= \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2}\end{aligned}\quad (I.35)$$

Solution asymptotique en mode II :

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= -\frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \sin \frac{\theta}{2} \left(2 - \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2}\right) & u_x &= \frac{K_{II}}{2\mu} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \sin \frac{\theta}{2} (2 + \kappa - \cos \theta) \\ \sigma_{yy} &= \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} & u_y &= \frac{K_{II}}{2\mu} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \cos \frac{\theta}{2} (2 - \kappa - \cos \theta) \\ \sigma_{xy} &= \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left(1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2}\right)\end{aligned}\quad (I.36)$$

Solution asymptotique en mode III :

$$\sigma_{xz} = -\frac{K_{III}}{\sqrt{2\pi r}} \sin \frac{\theta}{2} \quad u_z = \frac{2K_{III}}{\mu} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \sin \frac{\theta}{2} \quad (I.37)$$

$$\sigma_{yz} = \frac{K_{III}}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \quad (I.38)$$

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz} = \sigma_{xy} = 0 \quad (I.39)$$

où μ est le coefficient de cisaillement et dans le cas d'une fissure de Griffith $K_I = \sigma_{nn}^\infty \sqrt{\pi a}$.

Les solutions présentées ci-dessus sont bien évidemment un développement asymptotique du champ des contraintes autour de la pointe de la fissure. Leur validité dépend du domaine de plasticité autour de la pointe de la fissure (valeurs de r faibles), et du développement asymptotique lorsqu'on s'éloigne de la pointe (valeurs de r élevées).

Il existe donc un domaine de validité du développement asymptotique, ce domaine représente la zone d'étude des phénomènes de fatigue.

III.2.3 Applications du Facteur d'Intensité des Contraintes

Les facteurs d'intensité des contraintes sont utilisé dans la pratique dans plusieurs critères de rupture.

III.2.3.1 Ténacité

Le critère de fissuration instable ou critère de Griffith, dans un milieu élastique linéaire, peut aussi s'écrire :

$$\mathcal{G} = \mathcal{G}_c \quad \text{avec } \mathcal{G} = \frac{1 - \nu^2}{E} (K_I^2 + K_{II}^2) + \frac{1}{2\mu} K_{III}^2$$

En mode I, on définit la ténacité K_{Ic} telle que $\mathcal{G}_c = \frac{1 - \nu^2}{E} K_{Ic}^2$ et le critère devient $K_I = K_{Ic}$, par ailleurs le plan de propagation instable de la fissure est celui qui maximise K_I (tel que $K_{II} = K_{III} = 0$).

On peut donc le comparer à la ténacité d'un matériau qui est une constante de celui-ci. Il est donc possible de savoir à quel moment un matériau sera sujet à une fissure instable qui entraînera la ruine de celui-ci.

Cette ténacité peut-être déduite d'un essai de traction sur une éprouvette fissurée (figure I.38).

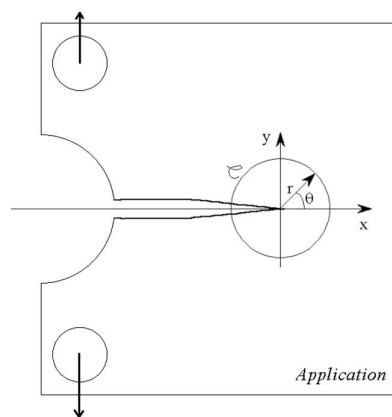


FIGURE I.38 – Éprouvette permettant de déterminer la ténacité d'un matériau

La ténacité et l'énergie critique de plusieurs matériaux sont reportées au tableau I.9.

Matériaux	\mathcal{G}_c [$kJ.m^{-2}$]	K_c [$MPa.m^{-\frac{1}{2}}$]
Alumine (Al_2O_3)	0,01	0,7-0,8
Carbure de Silicium (SiC)	0,05	3
Polyester, époxy	0,1	0,3-0,5
Acier	100	30-200
Cuivre, aluminium purs	100-1000	100-350

TABLE I.9 – Ordres de grandeurs des énergies de propagation de la fissure \mathcal{G}_c et facteurs d'intensité des contraintes K_c de plusieurs matériaux.

III.2.3.2 Loi de Paris

Cette loi a été introduite par Paris en 1961 [Par61], depuis connue sous le nom de "loi de Paris". Elle permet de déterminer la vitesse de propagation d'une fissure pour une sollicitation donnée.

La propagation des fissures en fatigue est usuellement décomposé en 3 stades (figure) :

- Le stade I : la vitesse de fissuration est faible et très sensible à la variation du facteur d'intensité des contraintes. En dessous d'une certaine valeur seuil ΔK_{th} , l'avancée de la fissure n'est plus mesurable.
- Le stade II : la vitesse de fissuration est en première approximation une fonction puissance de la variation du facteur d'intensité des contraintes. Cette relation est connue sous le nom de loi de Paris :

$$\frac{da}{dN} = C\Delta K^m$$

où a représente la longueur de la fissure, N le nombre de cycle, C et m des constantes qui dépendent du matériau et ΔK l'amplitude positive du facteur d'intensité des contraintes.

- Le stade III correspond à une propagation très rapide de la fissure et une grande sensibilité à la variation du facteur d'intensité des contraintes. Au-dessus d'une certaine valeur fonction de la ténacité du matériau, la rupture se produit.

Expérimentalement, on peut montrer que la vitesse de propagation en fatigue varie en sens contraire du module de Young (E) : plus le module de Young est élevé, plus la fissure se propage lentement. La valeur du seuil de propagation ΔK_{th} est en revanche plus sensible à la microstructure et en général croît avec la taille de grain.

Les trois stades de propagation sont observables pour des fissures dites "longues", c'est-à-dire dont la longueur est grande devant les dimensions caractéristiques de la microstructure du matériau, et grande également devant la zone où la singularité des champs décrits par le facteur d'intensité des contraintes K_I prévaut.

La figure I.39 montre le résultat d'un essai de fatigue vitesse de fissuration / facteur d'intensité des contraintes (d'après [Pom01]).

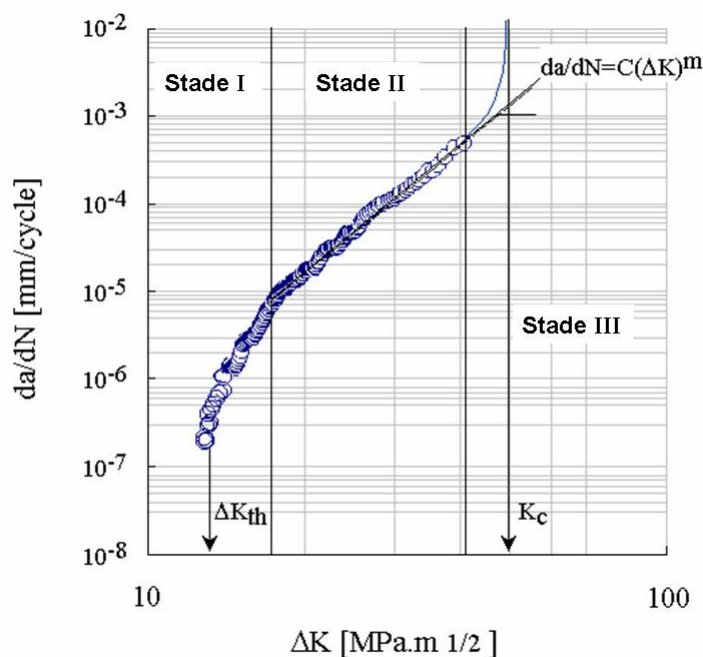


FIGURE I.39 – Vitesses de fissuration mesurées sur éprouvette CT, sur un acier doux à 0.38 % de carbone à température ambiante. Illustration des différents régimes de propagation par fatigue.

III.2.4 Facteur d'Intensité des Contraintes Généralisé

Dans de nombreux cas de figure, les assemblages de matériaux ne possèdent pas de fissure mais des angles plus ou moins aigus. Ces angles sont appelés des singularités, puisque $\sigma \rightarrow \infty$ et que $r \rightarrow 0$), le concept de facteur d'intensité des contraintes n'est pas applicable dans ce cas. On peut toutefois faire un développement asymptotique autour des contraintes et des déplacements autour de la singularité de la manière suivante :

$$\sigma_{ij} = k_n r^\lambda f_{ij}^n(\theta) \quad u_{ij} = k_n r^{1+\lambda} f_{ij}^n(\theta) \quad (\text{I.40})$$

où n représente le mode de sollicitation, r est la distance à la singularité, λ est appelé l'ordre de la singularité et $f(\theta)$ est une fonction de l'espace par rapport à l'angle θ défini autour de la singularité.

III.3 Approche globale

III.3.1 Limite de l'approche locale et niveaux de plasticité

Les contraintes intenses en pointe de fissure modifient le comportement du matériau (plasticité...). Selon la distance à la pointe de la fissure le matériau peut avoir localement un comportement élastique ou plastique. On définit généralement plusieurs niveaux pour exprimer le développement de la plasticité.

La figure I.40 illustre qualitativement les différentes zones de plasticité autour de la pointe d'une fissure associées au différents niveaux de plasticité :

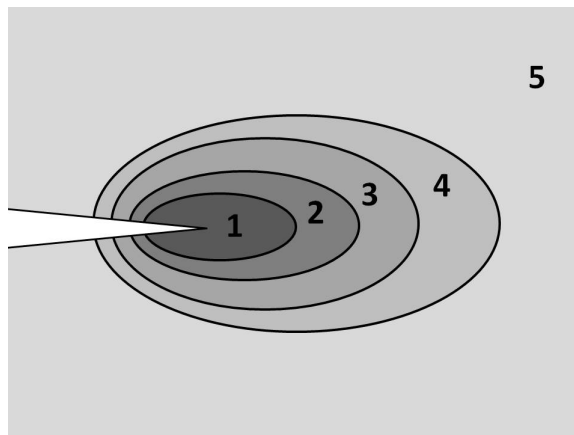


FIGURE I.40 – Extension de la zone dans laquelle le comportement du matériau n'est plus linéaire.

Les différents niveaux de plasticité sont défini comme suit :

- Niveau 1 - Élasticité : seul la zone autour de l'extrémité de la fissure est plastique, la réponse globale du solide est linéaire, le solide est élastique en tout point à l'exception d'une zone très réduite à l'extrémité de la singularité, donc négligeable. Le concept de facteur d'intensité des contraintes est pleinement utilisable.
- Niveau 2 - Plasticité confinée : la réponse globale du solide est linéaire, l'état mécanique dans la zone plastique est contrôlé par le champ dans la partie élastique. Le concept de facteur d'intensité des contraintes peut être utilisé, avec éventuellement une correction.

- Niveau 3 - Plasticité limitée : la réponse globale du solide est non linéaire. L'extension de la zone plastique est telle que l'on ne peut plus utiliser le concept de facteur d'intensité des contraintes.
- Niveau 4 - Plasticité généralisée : la réponse globale du système est fortement non-linéaire. La zone plastique n'est plus limitée par une partie élastique du solide.
- Niveau 5 - Ecoulement plastique : l'écoulement plastique est intense, la rupture apparaît en peu de cycles.

Devant la difficulté d'utilisation du concept de facteur d'intensité des contraintes quand la zone plastique est relativement étendue autour de la singularité (non validité du développement asymptotique), Rice a développé une méthode d'analyse connue sous le nom d'intégrale de contour J [Ric68a]. Ce concept repris un an plus tard par Rice, Rosengreen et Hutchinson [Ric68b, Hut68] est présenté dans la section suivante.

III.3.2 Intégrale de contour

Considérons dans un milieu plan une singularité et un contour fermé noté Γ entourant la zone singulière (figure I.41). En faisant l'hypothèse que le comportement du matériau est élastique sur le contour Γ , on peut noter ω l'énergie mécanique élastique par unité de volume et de ce fait $\sigma = \frac{\partial \omega}{\partial \varepsilon_{ij}}$.

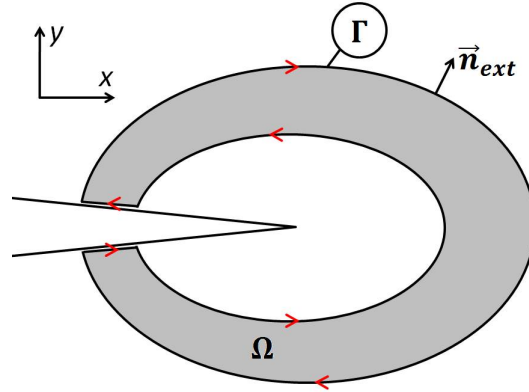


FIGURE I.41 – Illustration du contour de l'intégrale J.

L'intégrale de contour J est définie de la façon suivante sur tout contour Γ , où \vec{n}_{ext} est la normale extérieure en tout point du contour, dl un élément de longueur de Γ et u le déplacement de ce point.

$$J = \int_{\Gamma} \left(\omega dy - \sigma_{ij} \cdot \vec{n}_{ext} \cdot \frac{\partial \vec{u}_i}{\partial x} dl \right) \quad (I.41)$$

Rice a montré que l'intégrale J est nulle sur tout contour fermé.

$$J = \underbrace{\oint_{\Gamma} \omega dy}_{I_1} - \underbrace{\oint_{\Gamma} \sigma_{ij} \cdot \vec{n}_{ext} \cdot \frac{\partial \vec{u}_i}{\partial x} dl}_{I_2}$$

Calculons chacune des intégrales notées I_1 et I_2 sur le contour fermé Γ et montrons qu'elles sont égales.

$$\begin{aligned}
 I_1 &= \oint_{\Gamma} \omega dy \\
 &= \iint_{\Omega} \frac{\partial \omega}{\partial x} dx dy \\
 &= \iint_{\Omega} \frac{\partial \omega}{\partial \varepsilon_{ij}} \frac{\partial \varepsilon_{ij}}{\partial x} dS \\
 &\quad \text{Hypothèse d'élasticité} \\
 &= \iint_{\Omega} \sigma_{ij} \frac{\partial \varepsilon_{ij}}{\partial x} dS \\
 &= \iint_{\Omega} \frac{1}{2} \sigma_{ij} \left(\frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) dS \\
 &= \iint_{\Omega} \sigma_{ij} \frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x} dS
 \end{aligned}
 \qquad
 \begin{aligned}
 I_2 &= \oint_{\Gamma} \sigma_{ij} \cdot \vec{n}_{ext} \cdot \frac{\partial \vec{u}_i}{\partial x} dl \\
 &= \iint_{\Omega} \nabla \cdot \left(\sigma_{ij} \frac{\partial \vec{u}_i}{\partial x} \right) dS \\
 &= \iint_{\Omega} \left(\nabla \sigma_{ij} \frac{\partial \vec{u}_i}{\partial x} + \sigma_{ij} \left(\nabla \frac{\partial \vec{u}_i}{\partial x} \right) \right) dS \\
 &\quad \text{Du fait que } \operatorname{div} \sigma_{ij} = 0 \\
 &= \iint_{\Omega} \sigma_{ij} \frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x} dS
 \end{aligned}$$

Les deux intégrales sont donc bien égales, l'intégrale J sur un contour fermé est nulle.

En l'absence de travail extérieur, si le contour est choisi sur la frontière extérieure de l'élément considéré, alors J est égale au taux de restitution d'énergie élastique :

$$J = \frac{\partial \mathcal{W}_{ext}}{\partial A} - \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial A} = \mathcal{G} \tag{I.42}$$

Ce concept est extrêmement utilisé en mécanique de la rupture. Au début des années 2000, Ramming et al ont utilisé le concept de l'intégrale J pour étudier la fiabilité des fils de bonding [Ram00]. Ils calculaient la valeur de l'intégrale J par éléments finis sur une fissure perpendiculaire au pied des fils de bonding. La valeur de l'intégrale J était représentée en fonction du rapport entre la longueur de la fissure et le diamètre du fil de bonding. Cette valeur atteignait un maximum pour un certain rapport entre la longueur de la fissure et le diamètre du fil de bonding et traduisait donc le risque de rupture maximum du fil de bonding pour une configuration donnée.

CHAPITRE

II

FATIGUE ET RUPTURE DU SUBSTRAT
DCB

Ce chapitre est consacré au substrat DCB situé entre la puce et la semelle d'un module de puissance (figure II.1).

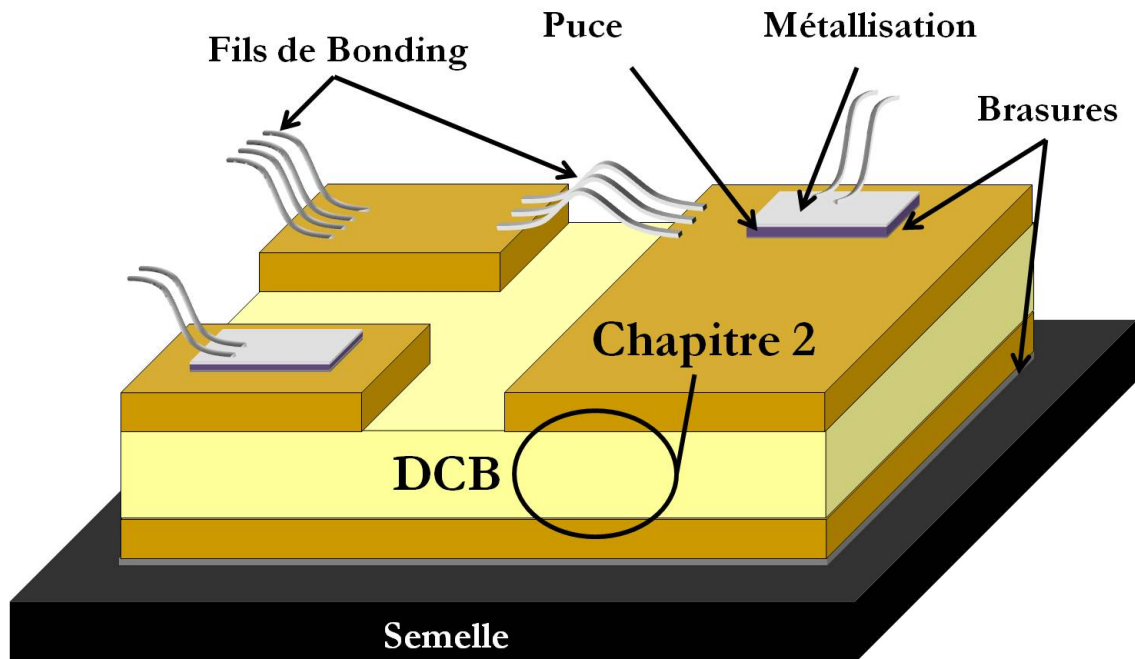


FIGURE II.1 – Localisation du substrat DCB dans un module de puissance

Le substrat DCB sert d'isolation électrique et doit permettre la circulation du flux thermique, pour éviter des élévations de température dangereuses pour la puce. Les épaisseurs des matériaux composant le substrat DCB sont de l'ordre de la centaine de micromètres.

Ce chapitre est consacré à présenter les modes de défaillance observés sur le substrat DCB, les caractéristiques des matériaux mis en jeu et la simulation par éléments finis de son comportement lorsqu'il est soumis à des cycles thermiques, notamment de forte amplitude imposée par une variation de la température ambiante.

I Introduction, mode de défaillance

I.1 Analyse de défaillance

Parmi toutes les applications à haute température visées par cette thèse (automobile, aéronautique) les applications aéronautiques peuvent être en ce qui concerne la thermique les plus contraignantes. Lorsqu'un module de puissance est utilisé à proximité d'un réacteur, la variation de température ambiante au cours d'un vol peut engendrer un cyclage thermique entre -55°C et $+200^{\circ}\text{C}$, avec des gradients thermiques de l'ordre de $\pm 10^{\circ}\text{C}/\text{min}$ figure II.2.

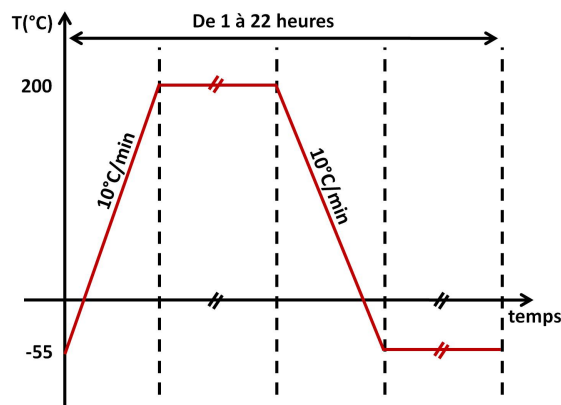


FIGURE II.2 – Évolution de la température ambiante au cours d'un cycle de fonctionnement

Les différentes études menées au cours de ces dernières années sur la tenue des dispositifs électroniques de puissance soumis à un cyclage thermique ont montré que les défaillances étaient d'origine thermomécanique, associées à la différence des coefficients de dilatation thermique (CTE) entre les matériaux de l'assemblage [McC98, Won99, Man00].

Concernant les substrats DCB, des études préalables ont été menées au SATIE et au LTN INRETS.

L'une des défaillances observées sur un module de puissance soumis à ce type de cyclage thermique, est la rupture du substrat DCB par fracture de la céramique figure II.3 [Dup06].

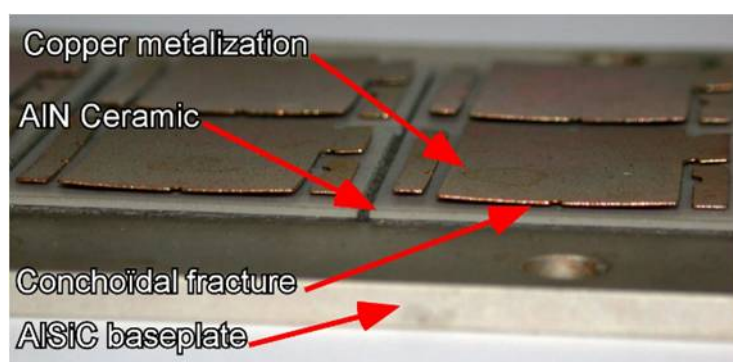


FIGURE II.3 – Observation d'un substrat DCB (AlN) ayant subi plusieurs cycles thermiques [Dup06]

Dans la suite de ce chapitre, nous étudierons les propriétés des matériaux et les phénomènes mécaniques agissant sur la fatigue et la rupture des substrats DCB.

Le tableau II.1 montre un aperçu des CTE des différents matériaux employés dans la réalisation

des modules de puissance. Notons que les CTE dépendent du processus de fabrication et que leur valeur dépend de la température [Sha00].

Fonction	Matériau	CTE ($10^{-6}.K^{-1}$)
Semi-Conducteur	Si	2,6
	SiC	4
Conducteur	Al	23,8
	Cu	16
Céramique	Al_2O_3	7
	AlN	5
	Si_3N_4	3,5
brasure	$PbSn_5Ag_{2,5}$	25
semelle	AlSiC	8

TABLE II.1 – Valeurs des coefficients de dilatation thermique des matériaux à 25°C

I.2 Compétition de deux phénomènes

Lors de cyclages thermiques, l'intégrité du substrat DCB est sévèrement mise en cause par les contraintes engendrées par la différence des coefficients de dilatation thermique du cuivre et des céramiques utilisées.

La défaillance du substrat DCB peut provenir de 2 phénomènes nécessitant 2 approches différentes (figure II.4) :

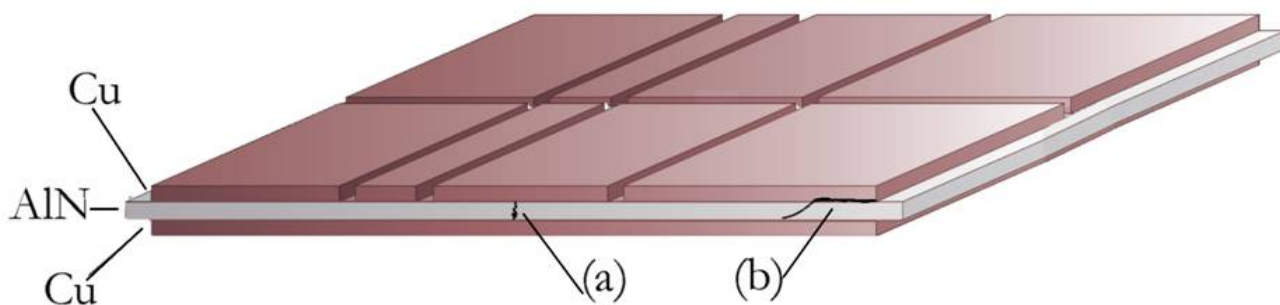


FIGURE II.4 – Schématisation des phénomènes de rupture (a) rupture fragile de la céramique, (b) rupture par fatigue à l'interface

- Le 1^{er} phénomène est la propagation de fissures depuis une singularité géométrique (figure II.4.b) du DCB. Une singularité est un point ou une ligne, où contraintes et déformations tendent vers l'infini lorsque la distance au point ou à la ligne tend vers zéro. L'approche est dite déterministe car les zones singulières sont connues. Elles constituent des sites connus à partir desquels des fissures peuvent se propager.
- Le 2^{ème} phénomène est du à l'inhomogénéité du matériau et à une distribution de défauts dans la céramique (processus de fabrication, impureté ...) (figure II.4.a). Selon la sollicitation imposée aux défauts et leur criticité, le risque de rupture est plus ou moins grand.

L'approche est dite probabiliste car les défauts sont distribués de manière aléatoire dans la céramique, leurs localisations et leurs criticités individuelles sont inconnues.

I.2.1 Rupture du DCB par fatigue

Les observations MEB de la partie supérieure du substrat DCB après défaillance montrent que la défaillance de celui-ci est due à une fissure qui s'est propagée dans le cuivre pour finalement bifurquer dans la céramique (figure II.5). Dans l'exemple montré ici [Dup06] le substrat céramique est constitué d'une couche d'AlN de $635 \mu\text{m}$ d'épaisseur et de couches de cuivre de $310 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Les substrats testés par L. Dupont ont été observés au MEB.

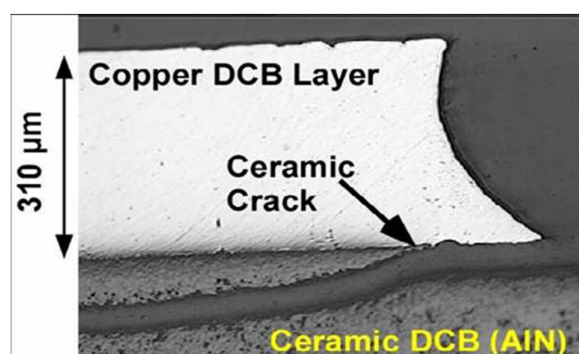


FIGURE II.5 – Observation d'une fissure dans un substrat DCB (AlN) au MEB [Dup06]

L'observation de la céramique a mis en évidence un résidu de cuivre se trouvant sur la partie supérieure de la céramique (figure II.6) :

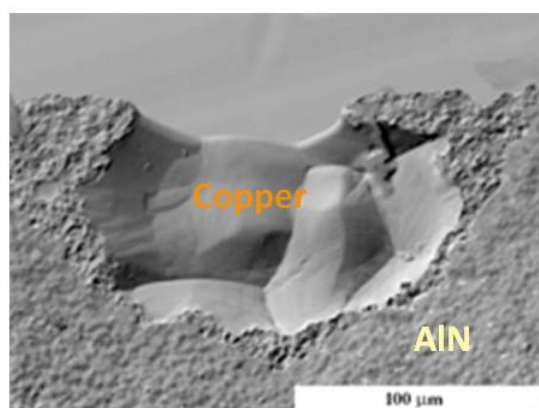


FIGURE II.6 – Observation de la partie inférieure du cuivre après fissuration au MEB

Si l'on observe plus précisément le "résidu" de cuivre resté sur le nitrure d'aluminium (figure II.7), on observe des stries de fatigue régulièrement réparties.

Ces stries de fatigue sont caractéristiques d'une rupture par fissuration par fatigue en mode I (mode d'ouverture). A chaque cycle la fissure s'ouvre, s'émousse, se propage et marque alors le cuivre en laissant une strie.

Le substrat observé avait subi une cinquantaine de cycles thermiques avant de rompre. Les observations MEB nous ont permis de mesurer une longueur de fissure de l'ordre de $35 \mu\text{m}$ et de compter 10 stries de fatigue sur $7,68 \mu\text{m}$, ce qui correspond à une vitesse de propagation de

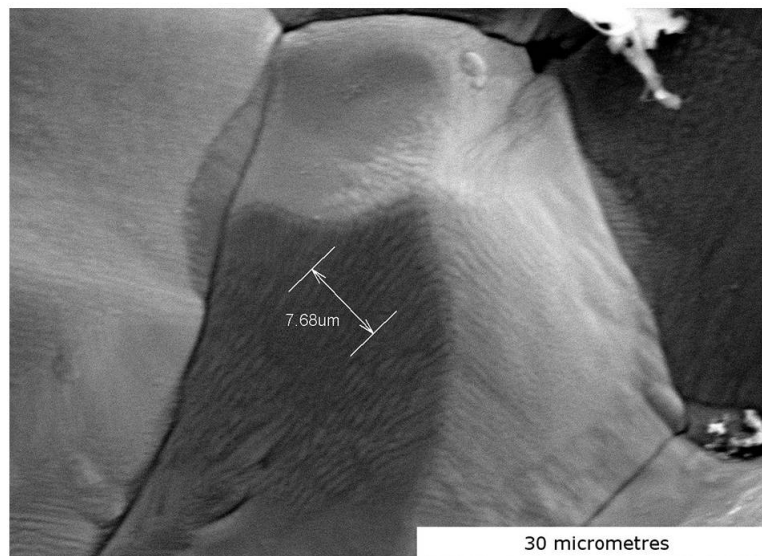


FIGURE II.7 – Observation MEB de stries de fatigue sur la partie inférieure du cuivre après fissuration

fissure $\left(\frac{da}{dN}\right)$ de $0,78 \mu\text{m}/\text{cycles}$. Par conséquent, la fissuration a débuté approximativement au premier cycle thermique.

I.2.2 Rupture fragile du DCB

La céramique est un matériau fragile, c'est à dire qu'une fissure initiée dans la céramique se propage de manière instable jusqu'à la rupture du DCB.

La rupture de la céramique se produit sur des défauts (impuretés, lacunes ...) qui sont trop sollicités par des contraintes de traction. Les défauts dans la céramique sont distribués de manière aléatoire. Pour cette raison, la modélisation de ce phénomène nécessite une approche probabiliste. Le nombre de défauts dans le matériau augmente avec le volume et par voie de conséquence la probabilité de rupture également.

La probabilité de rupture dépend des contraintes appliquées dans la céramique qui peuvent évoluer au cours du cyclage. La probabilité de rupture augmente quand la céramique est macroscopiquement en traction, ceci se produit dans l'assemblage DCB lorsque celui-ci atteint les températures les plus basses du cycle thermique.

II Caractérisation des Matériaux

La 1^{ère} étape de l'étude du DCB est de caractériser le comportement mécanique de ses matériaux constitutifs.

II.1 Modélisation du modèle du Cuivre

Nous présenterons dans cette partie les essais mis en oeuvre ainsi que les lois de comportement utilisées pour caractériser le comportement du cuivre. Nous avons rencontré des difficultés à nous approvisionner en cuivre utilisé dans les substrats DCB. Pour palier à cette difficulté, nous nous sommes dans un premier temps approvisionné en feuilles de cuivres OFHC (Oxygen Free High Conductivity) chez GoodFellow, dont les épaisseurs étaient représentatives de celles des

cuivres utilisés dans les substrats DCB. Nous présenterons les résultats obtenus et l'impact des propriétés mécaniques sur l'étude du DCB.

II.1.1 Essais Mécaniques

Les dimensions des éprouvettes de cuivre testées au LMT sont semblables aux dimensions des couches de cuivre utilisé dans le DCB d'un module de puissance (figure II.8) :

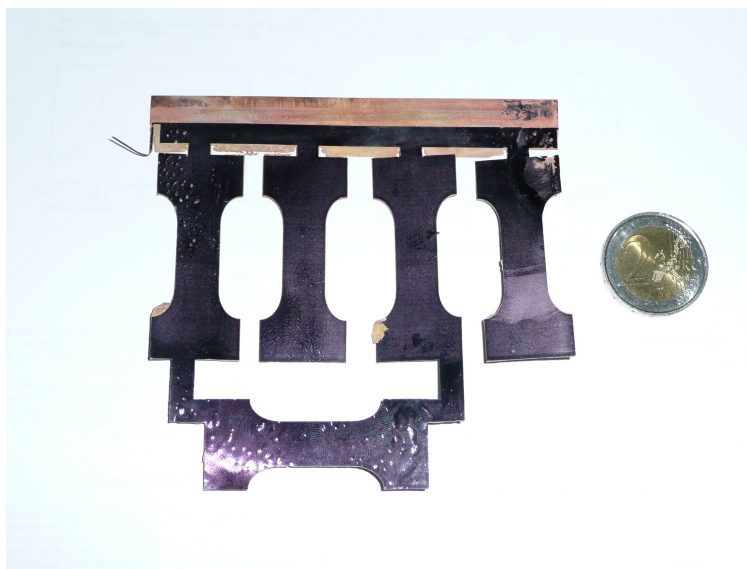


FIGURE II.8 – Eprouvettes réalisées par lithogravure chimique

Les éprouvettes réalisées par photolithogravure ont une épaisseur de $125\mu\text{m}$, la largeur de la zone utile fait 1cm.

II.1.2 Loi de Comportement du cuivre

La loi de comportement peut être déterminée à partir d'essais de traction monotone et de traction cyclique (figure II.9), l'épaisseur des éprouvettes ne permettant pas la compression. Des jauges de contraintes bi-axiales permettent de déterminer à la fois le module de Young et le coefficient de Poisson.

Les résultats des essais de traction monotone et de traction cyclique sont représentés figure II.10. La contrainte est tracée en fonction de la déformation totale pour la traction monotone et en fonction de la déformation plastique pour l'essai de traction cyclique.

Le comportement observé du cuivre OFHC sous traction cyclique nécessite pour être modélisé de prendre en compte un écrouissage isotrope et cinématique avec effet mémoire.

Nous opterons pour un modèle de Armstrong-Frederick dont les paramètres obtenus par corrélation entre l'expérience et une simulation élément fini sont renseignés dans le tableau II.2

II.2 Modèle de la Céramique

Les défauts dans la céramique (lacunes, corps étrangers, ...) dépendant du matériau et du processus de fabrication, sont de ce fait statistiquement distribués.

Une approche statistique est donc préconisée de manière à déterminer la probabilité de rupture aux cours des cyclages thermiques. Deux types de céramiques sont étudiées, le nitrure d'aluminium (AlN) et le nitrure de silicium (Si_3N_4).

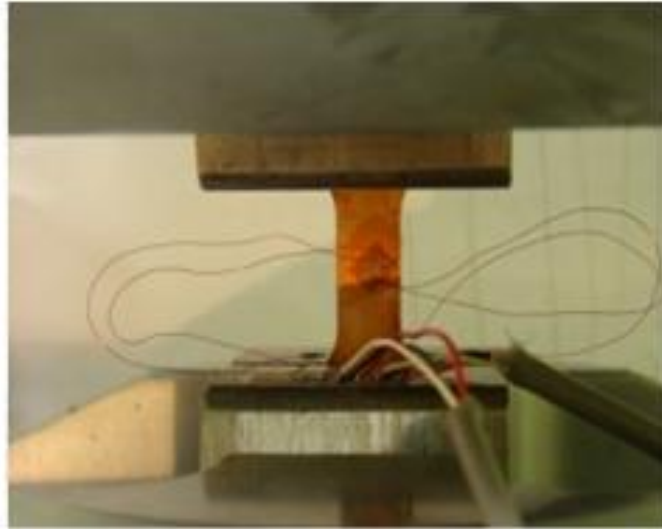
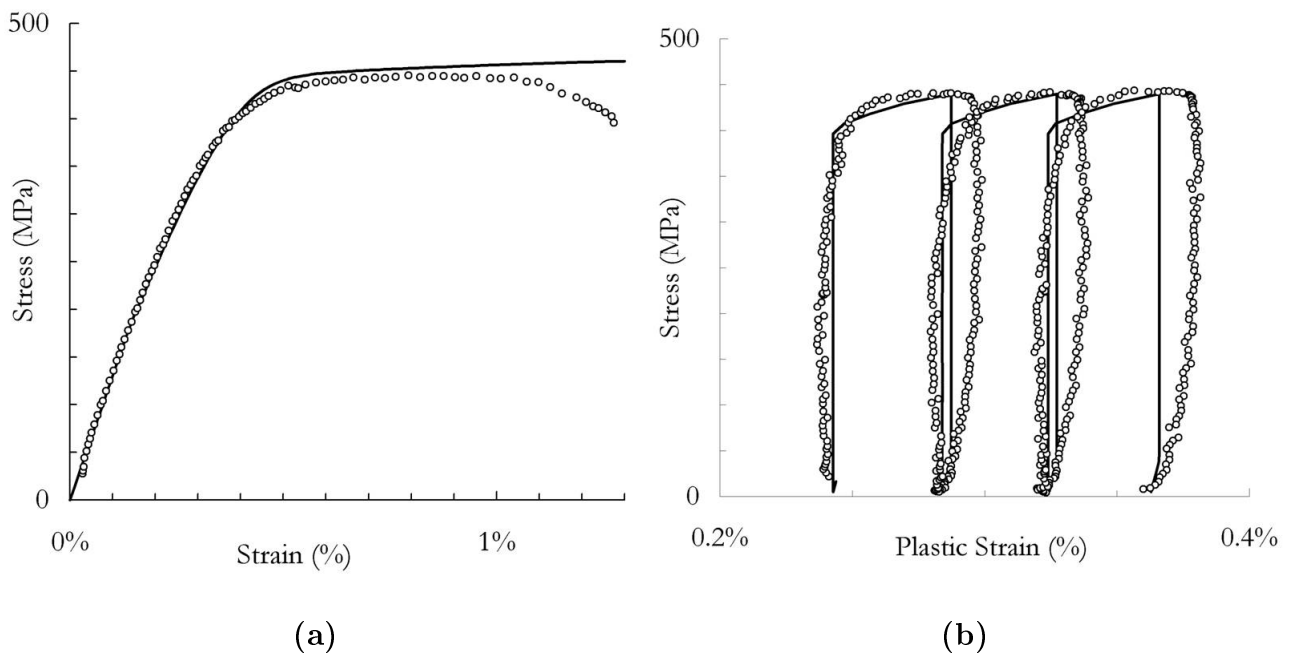


FIGURE II.9 – Essai de traction d'une éprouvette de cuivre


 FIGURE II.10 – Résultats des essais de traction (a) monotone, (b) cyclique ; \circ expérience, — modèle

Effet	Symbole	Valeur
Module de Young	E	130 GPa
Coefficient de Poisson	ν	0,24
Limite d'élasticité initiale	R_0	180 GPa
Paramètre d'écroissage isotrope	Q	30 MPa
Paramètre d'écroissage isotrope	b	100
Paramètre d'écroissage cinématique	C	602600 MPa
Paramètre d'écroissage cinématique	γ	2300

TABLE II.2 – Paramètres du modèle d'Armstrong-Frederick pour le cuivre OFHC

II.2.1 Essai de Flexion

La céramique étant un matériau fragile, les essais classiques de traction-compression sont difficiles à réaliser. On préfère utiliser un essai de flexion pour déterminer les caractéristiques de la céramique (figure II.11).

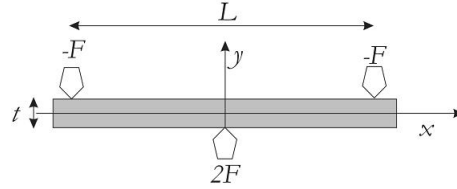


FIGURE II.11 – Schéma d'un essai de flexion 3 points d'une éprouvette parallélépipédique.

Cet essai permet, entre autres, de connaître le module de Young du matériau :

$$E = \frac{FL^3}{48\xi I_{zz}} \quad (\text{II.1})$$

où F est la force appliquée aux extrémités de la barre, L est la longueur de la barre, ξ la flèche est le déplacement maximum selon y en bout de barre, I_{zz} est le moment d'Inertie selon l'axe z et a pour valeur $\frac{wt^3}{12}$ (w : largeur, t : épaisseur).

Les résultats obtenus sont représentés figure II.12.a pour l'AlN et figure II.12.b pour le Si_3N_4 .

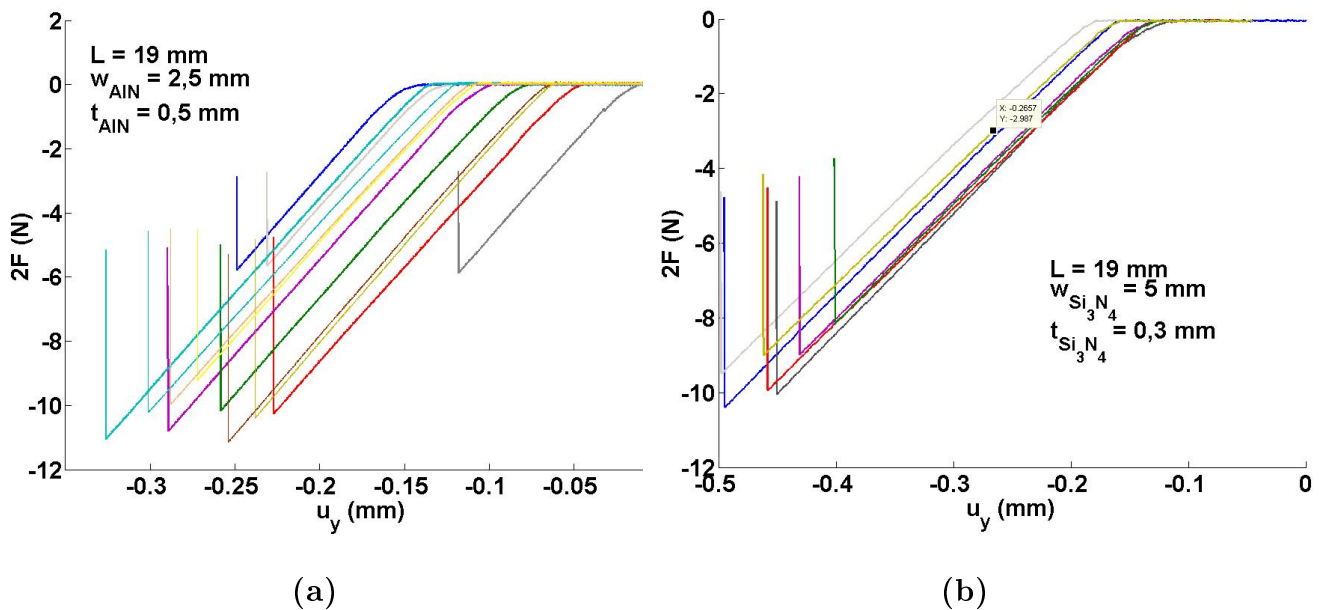


FIGURE II.12 – Résultats des essais de flexion 3 points (a) AlN, (b) Si_3N_4

A partir des résultats obtenus nous pouvons déterminer les modules de Young des différentes céramiques : $E_{AlN} = 288$ GPa, $E_{Si_3N_4} = 330$ GPa.

La valeur du module de Young du Si_3N_4 nous permet d'identifier celui-ci comme étant du $\gamma-Si_3N_4$ (structure cubique) et d'utiliser les paramètres matériaux trouvés dans la littérature. L'autre intérêt de ces essais est de déterminer les contraintes à rupture des différentes céramiques pour élaborer une théorie dit du "Maillon Faible" essentielle à l'étude de la rupture fragile du DCB.

II.2.2 Théorie du Maillon Faible

Ce modèle est basé sur l'idée que la résistance d'une chaîne est limitée par celle de son maillon le plus faible et que la résistance de plusieurs chaînes en série est aussi imposée par le maillon le plus faible de l'ensemble.

Ces maillons les plus faibles correspondent aux éléments de volume contenant les défauts les plus critiques ou de plus grande taille.

Si l'on considère maintenant un matériau de volume V que l'on divise par la pensée en éléments infinitésimaux de Volume V_i , chaque élément peut se rompre suite à une contrainte trop importante entraînant la ruine du matériau.

Ainsi chaque élément a sa propre probabilité de survie, mais la probabilité de survie du matériau dépend de toutes les probabilités des éléments infinitésimaux. Nous pouvons écrire en considérant N éléments, la loi de probabilité dépendant de la contrainte et du volume :

$$P_R(\sigma, V) = 1 - P_S(\sigma, V) = 1 - \prod_{i=1}^N P_{S_i}(\sigma_i, V_i)$$

où P_R est la probabilité de rupture du matériau de volume V sous une contrainte σ , P_S sa probabilité de survie et P_{S_i} la probabilité de survie d'un élément infinitésimal du matériau de volume V_i soumis à une contrainte σ_i .

La fonction $P_{S_i}(\sigma_i, V_i)$ doit être positive continue et peut s'écrire sous la forme [Hau05] :

$$P_{S_i}(\sigma_i, V_i) = \exp\left(-\left(\frac{V_i}{V_0}\right)\Phi(\sigma_i)\right)$$

où $\Phi(\sigma_i)$ est une fonction croissante et positive de la contrainte.

II.2.3 Loi de Weibull

La loi de distribution de Weibull propose une expression de la fonction $\Phi(\sigma_i)$ [Wei39] :

$$\Phi(\sigma_i) = \left(\frac{\sigma_i}{\sigma_0}\right)^m$$

Pour un matériau de volume V composé de N éléments infinitésimaux soumis à un état de contrainte σ_i la probabilité de survie s'écrit :

$$P_S(\sigma, V) = \prod_{i=1}^N P_{S_i}(\sigma_i, V_i) = \exp\left(-\sum_{i=1}^N \left(\frac{V_i}{V_0}\right) \left(\frac{\sigma_i}{\sigma_0}\right)^m\right)$$

Dans le cas où l'on considère le matériau comme un continuum dans lequel la contrainte est continue avec dV l'élément de volume, la probabilité de survie s'écrit comme suit :

$$P_S(\sigma, V) = \exp\left(-\left(\frac{1}{V_0}\right) \iiint_V \left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^m dV\right)$$

Dans ces expressions :

- m est le module de Weibull et est représentatif de la dispersion des défauts d'un même lot d'échantillons. Pour des valeurs élevées de m la fonction $P_S(\sigma, V)$ tend vers une fonction de type marche ; pour m infini, tous les échantillons cassent pour la même contrainte σ_0 .

- σ_0 et V_0 ont respectivement la dimension d'une contrainte et d'un volume et sont des caractéristiques du matériau. Ces deux termes sont cependant corrélés comme nous le verrons dans la section suivante.

Lors d'une détermination expérimentale, nous devons tester un certain nombre d'échantillons de volume différent pour tenir compte de l'effet d'échelle.

Dans les essais réalisés, la contrainte n'est pas uniforme dans le matériau, elle dépend de la position (r), on la note $\sigma(r)$. La contrainte maximale atteinte dans l'éprouvette est notée σ_m . Si le milieu est élastique linéaire, ce qui est le cas pour une céramique, le rapport $\frac{\sigma(r)}{\sigma_m}$ ne dépend que de la position r .

Par commodité, on peut définir un volume effectif qui traduit la distribution spatiale des contraintes dans l'échantillon. Le volume effectif V_{eff} s'écrit de manière à faire correspondre les probabilités de survie écrites de 2 manières différentes :

$$\exp\left(-\left(\frac{1}{V_0}\right)\iiint_V\left(\frac{\sigma(r)}{\sigma_0}\right)^m dV\right) = \exp\left(-\left(\frac{V_{eff}}{V_0}\right)\left(\frac{\sigma_m}{\sigma_0}\right)^m\right)$$

$$P_S(\sigma(r), V) = P_S(\sigma_m, V_{eff})$$

Le volume effectif représente ainsi le volume équivalent qui serait soumis à une contrainte uniforme de valeur σ_m . Son expression est la suivante :

$$V_{eff} = \iiint_V \left(\frac{\sigma(r)}{\sigma_m}\right)^m dV$$

Pour représenter la probabilité de survie d'un matériau, les contraintes à rupture de chaque échantillon doivent être représentées sur une même courbe. Lorsque les volumes effectifs des échantillons testés sont différents, il est impossible de tracer une unique courbe donnant la probabilité de survie du matériau.

Il faut donc introduire un paramètre qui tient compte à la fois de la contrainte et du volume efficace testé. C'est ainsi que nous introduisons σ_W la contrainte de Weibull :

$$\sigma_W = \sigma_m \left(\frac{V_{eff}}{V_0}\right)^m$$

La probabilité de survie ou de rupture sera tracée en fonction de σ_W afin de représenter la résistance à la rupture de l'ensemble des échantillons de volume différent. La nouvelle probabilité de rupture s'écrit :

$$P_S(\sigma_W) = \exp\left(-\left(\frac{\sigma_W}{\sigma_0}\right)^m\right)$$

Sous cette forme, le paramètre σ_0 représente la contrainte à rupture donnant une probabilité de rupture de 63% pour un volume efficace égal à V_0 .

II.2.4 Détermination expérimentale des paramètres de la céramique

Les céramiques des substrats DCB peuvent être de différents types (Al_2O_3 , AlN , Si_3N_4 ...), nous avons testé plusieurs échantillons de volume différent d' AlN et de Si_3N_4 .

Des essais de flexion 3 points ont été réalisés au LMT (figure II.13).

Pour un essai de ce type, la contrainte maximale s'écrit en fonction de l'effort F [N] et des

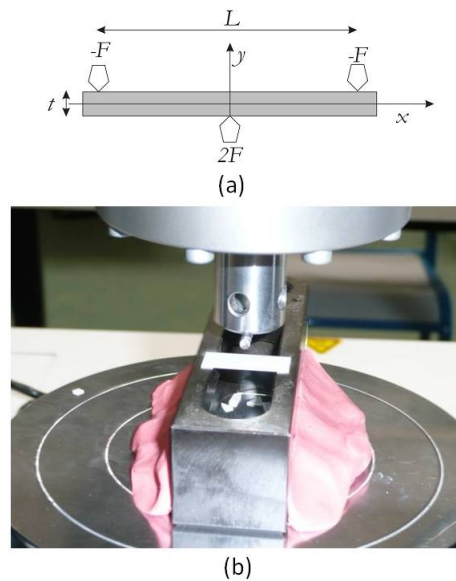


FIGURE II.13 – Test de flexion 3 points. géométrie (a). Cliché du montage (b)

dimensions (épaisseur : t , largeur : w , distance entre les points d'appui : L) de la manière suivante :

$$\sigma_m = \frac{3FL}{2t^2w}$$

La répartition des contraintes dans la céramique se fait de la façon suivante :

$$\sigma(x, y) = \left(\frac{2|\frac{L}{2} - x|}{L} \right) \left(\frac{2y}{t} \right) \sigma_m$$

En utilisant la relation ci-dessus on peut calculer le volume effectif :

$$\begin{aligned} V_{eff} &= \iiint_V \left(\frac{\sigma(x, y)}{\sigma_m} \right)^m dV \\ &= \frac{wLt}{2(1+m)^2} \end{aligned}$$

En ce qui concerne l'AlN, 3 lots de volumes différents ont été testés :

- Échantillons "fins" : largeur (w)= $2,5mm$, épaisseur (t)= $0,5mm$, distance entre les points d'appui (L)= $19mm$
- Échantillons "épais" : largeur (w)= $2,5mm$, épaisseur (t)= $1mm$, distance entre les points d'appui (L)= $19mm$
- Échantillons "larges" : largeur (w)= $10mm$, épaisseur (t)= $0,5mm$, distance entre les points d'appui (L)= $19mm$

Pour le Si_3N_4 (Kyocera) seulement 2 lots de volumes différents ont été caractérisés (une seule épaisseur de matériaux disponibles) :

- Échantillons "fins" : largeur (w)= $2,5mm$, épaisseur (t)= $0,3mm$, Distance entre les points d'appui (L)= $19mm$

- Échantillons "larges" : largeur (w)= 5mm, épaisseur (t)= 0,3mm, Distance entre les points d'appui (L)= 19mm

On cherche à déterminer les paramètres de Weibull (m , σ_0 et V_0), pour cela on choisit arbitrairement des valeurs initiales pour ces 3 paramètres.

On classe les N échantillons par ordre croissant des N contraintes à rupture de weibull mesurées σ_{W_i} (i allant de 1 à N) ; chaque contrainte est affectée d'une probabilité de survie P_{S_i} en fonction de son rang avec :

$$P_{S_i} = 1 - \left(\frac{i}{N + 1} \right)$$

Nous allons tracer ensuite le logarithme du logarithme des probabilités de survie en fonction du logarithme des contraintes de Weibull :

$$\ln \left(\ln \left(\frac{1}{P_{S_i}} \right) \right) = m \ln \sigma_{W_i} - m \ln \sigma_0$$

On s'aperçoit d'une part que les paramètres σ_0 et V_0 sont liés, nous fixerons donc arbitrairement la valeur de V_0 à 1 mm^3 . D'autre part nous obtenons sur un tracé logarithmique une droite de pente m et de valeur à l'origine $m \ln \sigma_0$.

Les nouvelles valeurs de m et de σ_0 sont alors réinjectées (figure II.14) et un nouveau classement est réalisé (car m intervient dans V_{eff} qui intervient lui même dans σ_W).

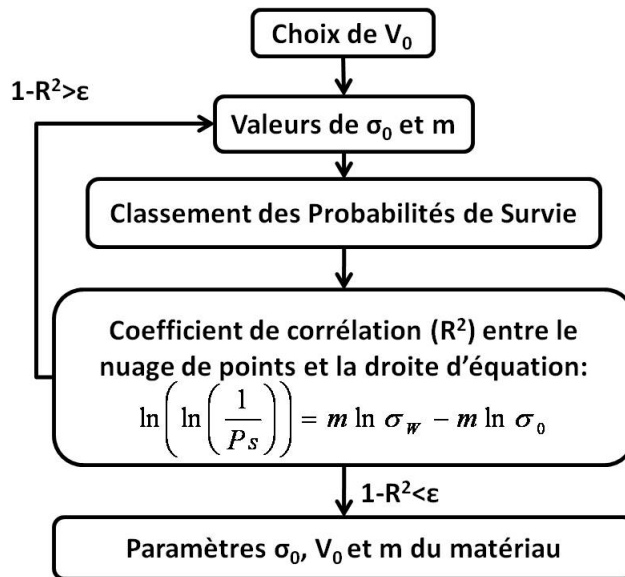


FIGURE II.14 – Synoptique du traitement des résultats de l'essai de flexion

Nous réitérons le processus (algorithme de point fixe) jusqu'à ce que le coefficient de corrélation entre la droite de pente m et le nuage de points soit acceptable (coefficient de corrélation supérieur à 0,98) (figure II.15).

Les modules de Weibull valent 9,56 pour l'AlN et 13,72 pour le Si_3N_4 , la disparité des défauts est bien plus importante dans l'AlN que dans le Si_3N_4 .

La contrainte à rupture σ_0 pour $V_0 = 1 \text{ mm}^3$ est de 360MPa pour l'AlN et de 468 MPa pour le Si_3N_4 .

La figure II.16 représente les probabilités de rupture des 2 matériaux en fonction de la contrainte de weibull.

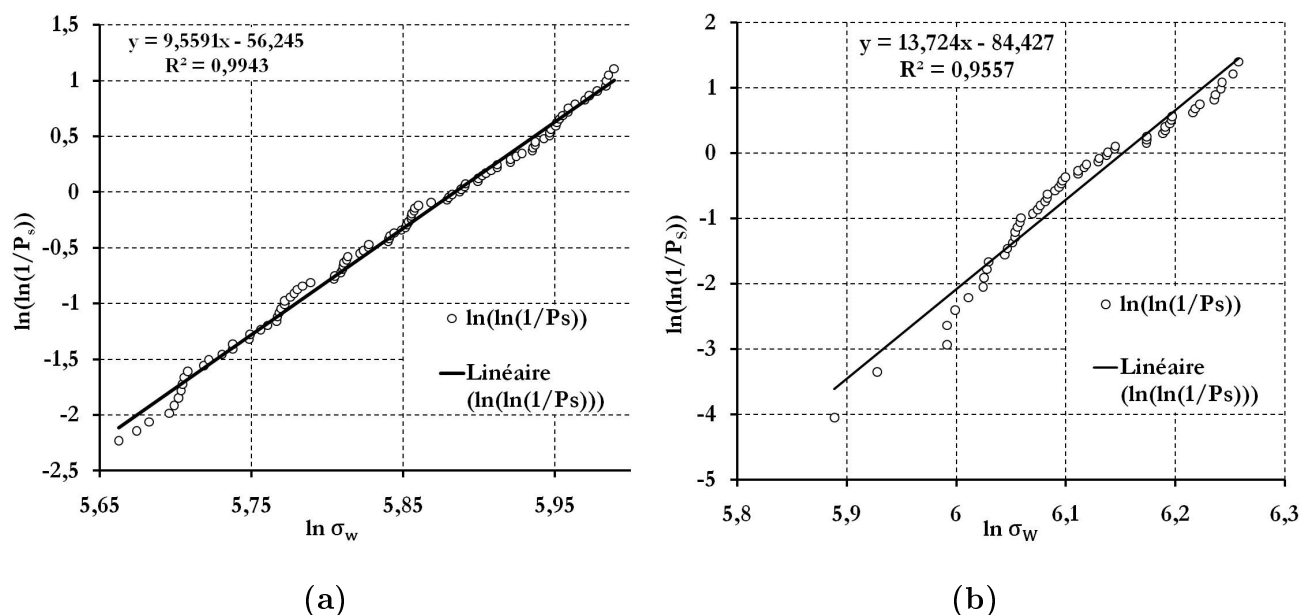


FIGURE II.15 – Représentation des droites de Weibull AlN (a), Si_3N_4 (b)

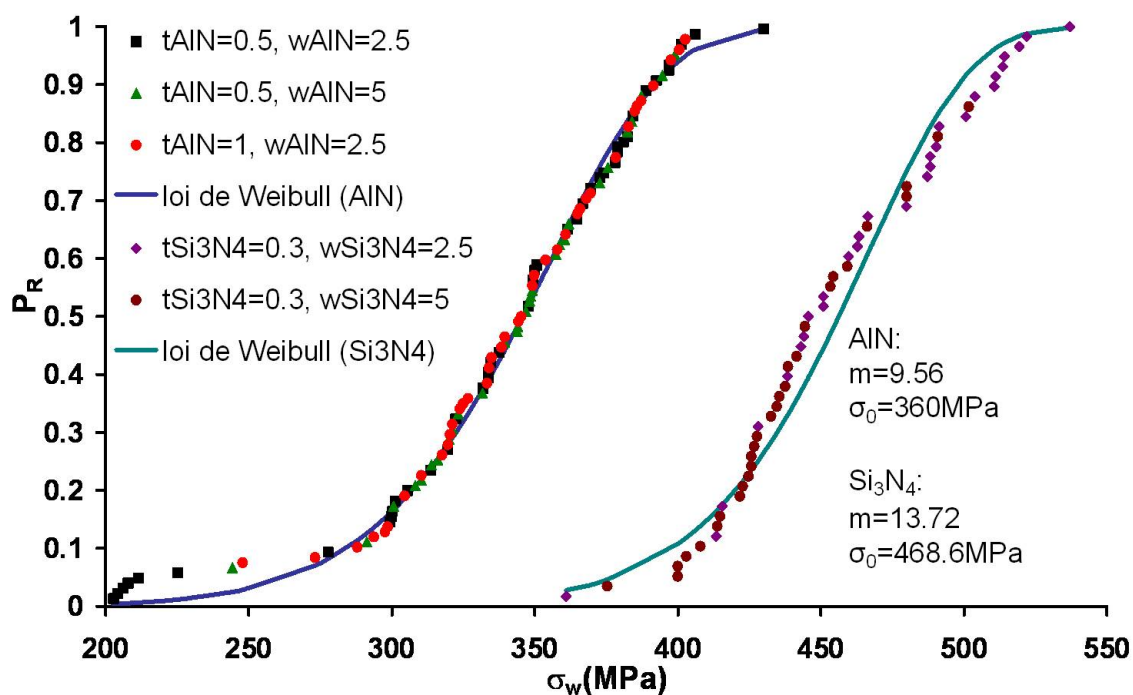


FIGURE II.16 – Résultats expérimentaux et modèles montrant la probabilité de rupture en fonction de la contrainte de Weibull pour l’AlN et le Si_3N_4

Nous remarquons que le Si_3N_4 est beaucoup plus robuste que l’AlN. Pour un même V_0 et une probabilité de rupture de 63%, la contrainte à rupture du Si_3N_4 est plus importante de 100MPa [Pie09c]. La disparité des défauts est moins importante dans le Si_3N_4 , ce qui se traduit par une pente plus raide des probabilités de rupture.

A noter que ce modèle s’adapte à différents volumes. Pour une pièce d’AlN subissant une traction uniforme, la contrainte à rupture, pour une même probabilité de rupture (63%), est de 360 MPa si le volume de matière testé est de $1mm^3$, de 450 MPa pour $0,1mm^3$ et de 300 MPa pour $10mm^3$.

Nous pouvons représenter la probabilité de rupture en fonction de la contrainte maximale que subit l'éprouvette pour un volume effectif donné du fait que : $P_R(\sigma_W) = P_R(\sigma_{max}, V_{eff})$. La figure II.17 représente les 3 lots d'échantillons d'AlN testés en fonction de la contrainte maximale dans la céramique.

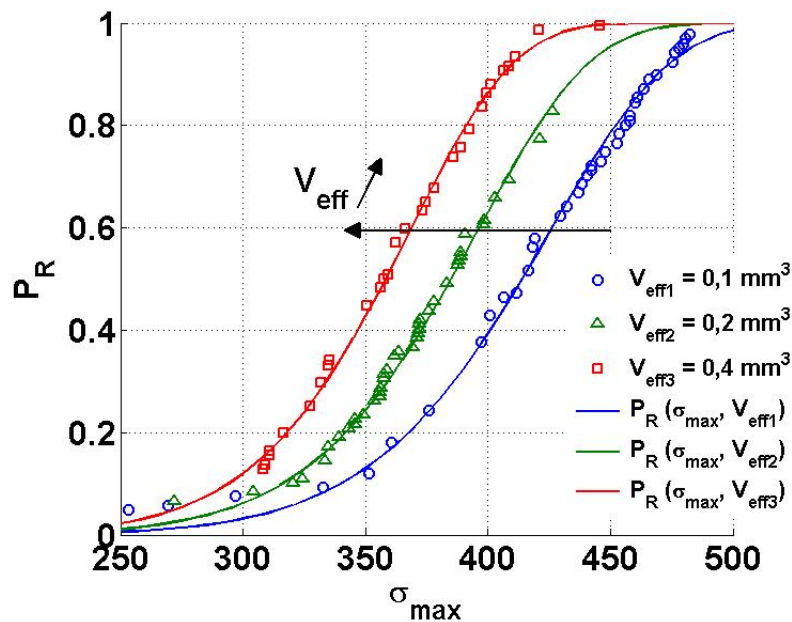


FIGURE II.17 – Résultats expérimentaux et modèles montrant la probabilité de rupture en fonction de la contrainte maximale et du volume effectif pour l'AlN.

Nous pouvons remarquer que les risques de rupture pour une contrainte maximale donnée augmentent lorsque le volume effectif augmente, ce qui montre bien l'effet de volume traduit par la plus grande probabilité de rencontrer un défaut dans le matériau.

Prenons par exemple le cas d'une contrainte maximale de 400 MPa et des volumes effectifs de 0,1 mm³, 0,2 mm³ et 0,4 mm³, les probabilités de rupture respectives valent : 0,39 , 0,63 et 0,86. Cette figure montre toute l'importance du module de Weibull m pour l'analyse de rupture probabiliste des matériaux.

III Modélisation du comportement du substrat DCB sous chargements thermiques

III.1 Modèle Rhéologique

Le terme "rhéologie" fut introduit en 1920 par E.Bingham (même si des études ont été menées durant le XVIII siècle par J.C.Maxwell, L.Boltzmann et Lord Kelvin). Les modèles rhéologiques simples permettent de représenter les comportements élémentaires des constituants d'un milieu hétérogène.

L'assemblage de "modules" rhéologiques divers permet de mieux comprendre le comportement du matériau hétérogène et d'évaluer, au moins de façon qualitative, l'influence de différents paramètres (géométriques, thermiques, propriétés ...).

III.1.1 Hypothèse et modélisation simplifiée

III.1.1.1 Élasticité

On représentera le comportement élastique uniaxial a l'aide d'un ressort de traction compression (figure II.18). Lorsque l'on applique une contrainte σ sur ce ressort, il se déforme élastiquement avec une déformation notée ε_e . Avec $\sigma = E\varepsilon_e$, ou E est le module d'élasticité (Young) du matériau.



FIGURE II.18 – Symbole d'un matériau ayant un comportement élastique pur

III.1.1.2 Viscosité

La viscosité représente les pertes d'énergie par frottement dont l'importance augmente avec la vitesse de sollicitation. Le modèle rhéologique de la viscosité est représenté figure II.19.

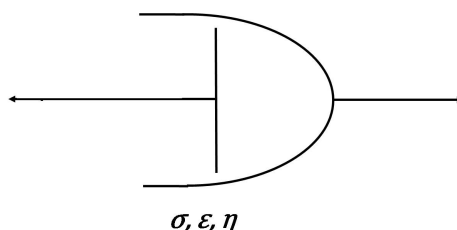


FIGURE II.19 – Symbole rhéologique de la viscosité

La viscosité relie la contrainte à la déformation par la relation suivante :

$$\sigma = \eta \frac{d\varepsilon}{dt}$$

avec η le coefficient de viscosité exprimé en [Pa.s].

Généralement on représente l'effet de la visco-élasticité sous la forme de modèle élémentaire de Kelvin-Voigt (élasticité et viscosité en série) ou de Maxwell (élasticité et viscosité en parallèle).

III.1.1.3 Dilatation thermique

On représentera également la dilatation thermique à l'aide d'un élément uniaxial simple (figure II.20).

Lorsque l'on applique une variation de température $\Delta\theta$ sur cet élément il se dilate thermiquement avec une déformation d'origine thermique notée ε_θ , avec $\varepsilon_\theta = \alpha\Delta\theta$, où α est le coefficient de dilatation du matériau.

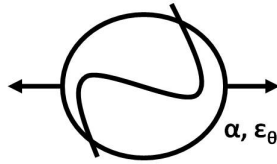


FIGURE II.20 – Symbole rhéologique de la dilatation thermique

III.1.1.4 Plasticité

Lorsque les déformations plastiques restent inférieures à 0.2% on peut faire l'hypothèse de partition des déformations à savoir que la déformation est la somme d'une déformation plastique et d'une déformation élastique.

$$\varepsilon = \varepsilon_e + \varepsilon_p \quad \text{avec} \quad \sigma = E\varepsilon_e$$

On aura pour la partie plastique :

$$\text{Si} \quad -R_{Cu} < \sigma < +R_{Cu} \Rightarrow \frac{d\varepsilon_p}{dt} = 0 \quad \text{Sinon} \quad \frac{d\varepsilon_p}{dt} \neq 0 \quad \text{et} \quad \sigma = \pm R_{Cu}$$

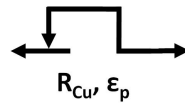


FIGURE II.21 – Symbole rhéologique de la plasticité

La plasticité du modèle rhéologique peut-être complétée en introduisant un écrouissage isotrope et cinématique (R_{Cu} dépend de p et ε_p).

III.1.2 Application au substrat DCB

Si nous considérons maintenant le substrat DCB, nous pouvons faire une étude unidimensionnelle des contraintes subies par les matériaux le composant, grâce aux modèles rhéologiques.

Nous étudierons les contraintes de traction/compression selon l'axe x (figure II.22 au cours d'un cyclage thermique) [Pie09a].

Nous supposerons les hypothèses suivantes :

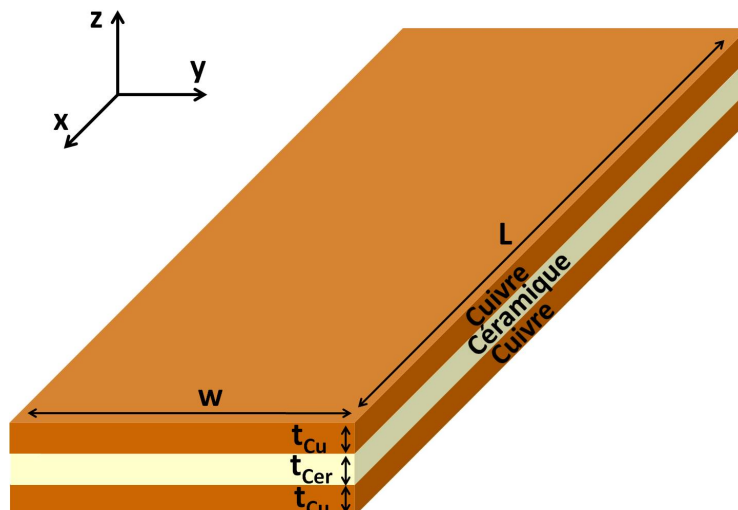


FIGURE II.22 – Représentation du DCB, Étude des contraintes perpendiculaires au plan

- Les faces supérieures et inférieures de l'assemblage DCB sont supposées libres de se déplacer. Cela revient à faire l'hypothèse pour un module complet que les brasures accommodent les gradients de déplacement entre les surfaces de cuivre et l'extérieur.
- Les contraintes sont homogènes dans chaque couche.
- L'adhérence entre la couche de cuivre et celle d'AlN est "parfaite".

Avec ces hypothèses, le comportement de l'assemblage peut être représenté par le modèle rhéologique simplifié de la figure II.23, où nous représentons le substrat DCB comme la mise en parallèle des branches élémentaires de chaque matériau (Cu-AlN-Cu) qui se déforment de façon identique du fait de l'adhérence parfaite entre les couches.

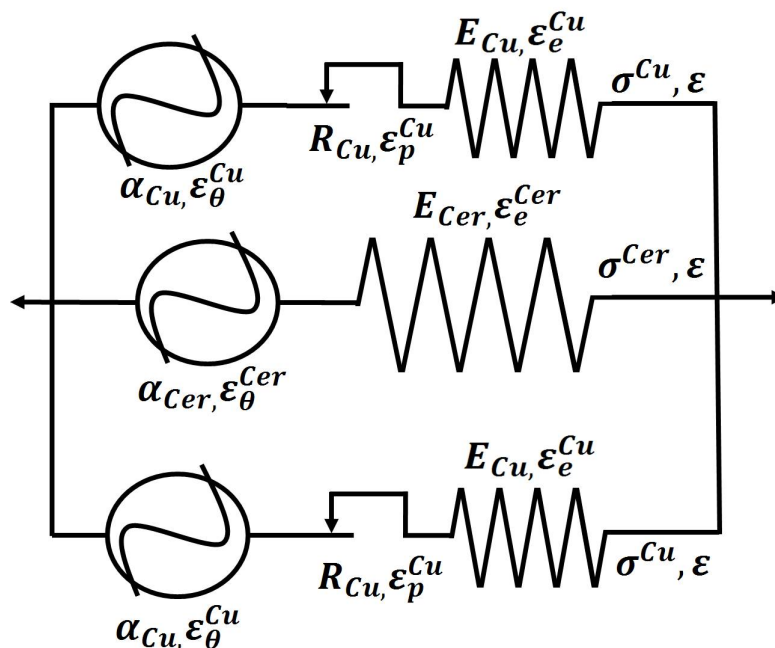


FIGURE II.23 – Schéma équivalent unidimensionnel simplifié du DCB

La déformation totale pour chaque matériau est la somme de déformations thermique ε_θ , élastique ε_e et, dans le cas du cuivre plastique, ε_p . Pour chaque mode de déformation, on introduit un comportement du matériau. En ce qui concerne la dilatation thermique, on s'appuie sur l'équation II.2 :

$$\varepsilon_\theta^{Cu} = \alpha_{Cu}(T - T_0) \quad \text{et} \quad \varepsilon_\theta^{Cer} = \alpha_{Cer}(T - T_0) \quad (\text{II.2})$$

Où α_{Cu} et α_{Cer} sont les coefficients de dilatation thermique des deux matériaux et T_0 la température de référence. En ce qui concerne la déformation élastique, elle est liée à la contrainte par la relation II.3 :

$$\varepsilon_e^{Cu} = \frac{\sigma^{Cu}}{E_{Cu}} \quad \text{et} \quad \varepsilon_e^{Cer} = \frac{\sigma^{Cer}}{E_{Cer}} \quad (\text{II.3})$$

Où E_{Cu} et E_{Cer} sont les modules d'Young des deux matériaux. Enfin, tant que la contrainte dans le cuivre reste inférieure en valeur absolue au seuil de plasticité, la déformation plastique est nulle. Lorsque le seuil R_{Cu} est atteint, la contrainte dans le cuivre est égale à ce seuil (équation II.4)

$$\text{Si } \sigma_{Cu} < R_{Cu} : \dot{\varepsilon}_p^{Cu}, \text{ Sinon } \sigma_{Cu} = \pm R_{Cu} \quad (\text{II.4})$$

L'hypothèse d'adhérence parfaite des couches induit l'équation II.5, où L est la longueur des couches du DCB :

$$L\varepsilon^{Cu} = L\varepsilon^{Cer} \Rightarrow \varepsilon_\theta^{Cu} + \varepsilon_p^{Cu} + \varepsilon_e^{Cu} = \varepsilon_\theta^{Cer} + \varepsilon_e^{Cu} \quad (\text{II.5})$$

Enfin l'équilibre des efforts dans le système induit la relation II.6, où t_{Cu} et t_{Cer} sont les épaisseurs des couches de cuivre et de céramique et w la largeur de ces couches :

$$(2t_{Cu}w)\sigma^{Cu} = (t_{Cer}w)\sigma^{Cer} \quad (\text{II.6})$$

Ce jeu d'équations permet de déterminer les contraintes avec l'hypothèse d'uniaxialité dans le composant suite à une évolution de la température.

Nous ferons varier la température en partant de T_0 (température de référence). La température évoluera jusqu'à T_1 puis nous effectuerons un cycle de température entre T_1 et T_3 figure II.24.

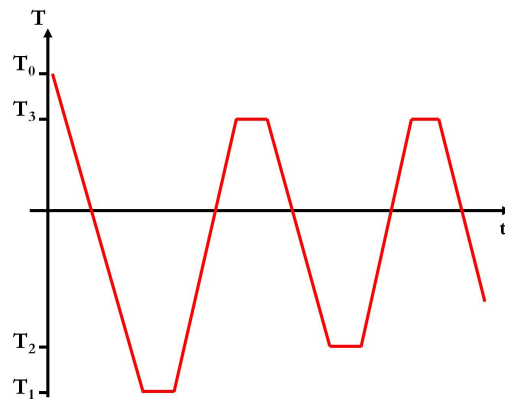


FIGURE II.24 – Profil de température imposé au substrat DCB

La modélisation permettra d'appréhender l'effet de l'épaisseur des couches et des propriétés mécaniques des matériaux sur les contraintes.

Dans le cas particulier, où le cuivre se plastifie lors du premier refroidissement (de T_0 à T_1) puis reste macroscopiquement élastique lors des cycles ultérieurs entre T_2 et T_3 , avec ($T_1 < T_2 < T_3 < T_0$)

les contraintes dans la céramique se calculent alors comme indiqué dans l'équation II.7.

$$\begin{aligned}
 T_0 &\mapsto \sigma^{Cer} = 0 \\
 T_1 &\mapsto \sigma^{Cer} = -R_{Cu} \left(\frac{2t_{Cu}}{t_{Cer}} \right) \\
 T_2 &\mapsto \sigma^{Cer} = \frac{(\alpha_{Cu} - \alpha_{Cer})(T_2 - T_1)}{\frac{1}{E_{Cer}} + \frac{t_{Cer}}{2t_{Cu}} \frac{1}{E_{Cu}}} - R_{Cu} \left(\frac{2t_{Cu}}{t_{Cer}} \right) \\
 T_3 &\mapsto \sigma^{Cer} = \frac{(\alpha_{Cu} - \alpha_{Cer})(T_3 - T_1)}{\frac{1}{E_{Cer}} + \frac{t_{Cer}}{2t_{Cu}} \frac{1}{E_{Cu}}} - R_{Cu} \left(\frac{2t_{Cu}}{t_{Cer}} \right)
 \end{aligned} \tag{II.7}$$

La figure II.25 représente l'évolution des contraintes dans les matériaux au cours du cycle présenté précédemment.

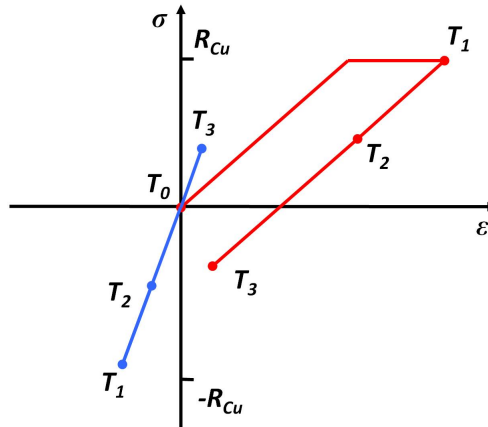


FIGURE II.25 – Évolution des contraintes lors d'un cyclage thermique (Céramique en bleu, Cuivre en rouge)

La valeur maximale de la contrainte dans la céramique est atteinte pour la température T3 et permet de calculer le risque de rupture en fonction des caractéristiques géométriques et physiques des diverses couches. La différence entre les coefficients de dilatation thermique intervient mais son effet dépend des épaisseurs relatives des couches. Les modules d'Young rarement cités comme des paramètres influents, jouent pourtant aussi un grand rôle.

En outre, la contrainte dans la céramique pour une température T quelconque en l'absence de plastification lors du refroidissement est :

$$\sigma^{Cer} = \frac{(\alpha_{Cu} - \alpha_{Cer})(T - T_0)}{\frac{1}{E_{Cer}} + \frac{t_{Cer}}{2t_{Cu}} \frac{1}{E_{Cu}}}$$

Du fait que le cte du cuivre est supérieur à celui de la céramique et que la température T est inférieur à T₀, la céramique est constamment en compression (pas de risque de rupture de la céramique) si le cuivre ne se plastifie pas lors du refroidissement, du moins, dans le cadre de ce modèle simplifié.

La figure II.26 représente les contraintes dans la céramique à la température T₃ pour différentes valeurs de R_{Cu} et les deux céramiques (AlN et Si₃N₄). La différence de contrainte est due à un coefficient de dilatation thermique et un module d'Young plus faibles dans le cas du Si₃N₄.

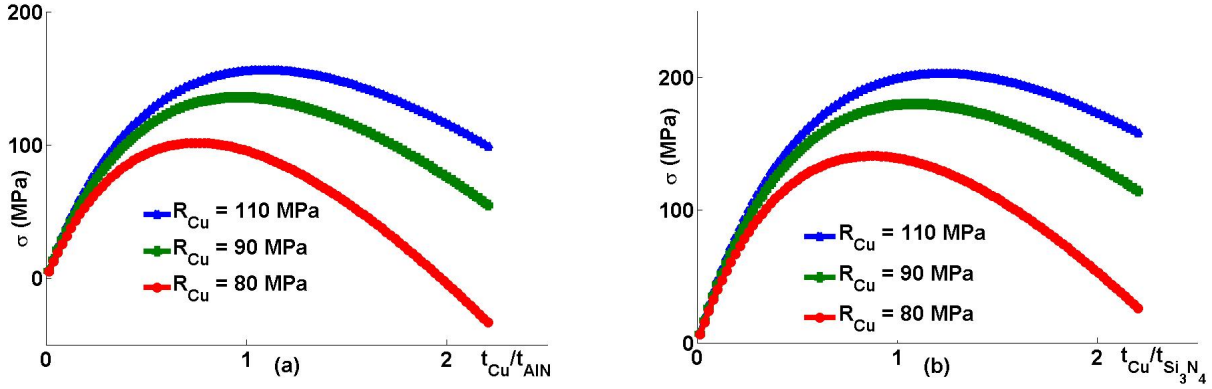


FIGURE II.26 – Représentation des contraintes dans la céramique à la température T_3 , pour différentes valeurs de la limite d'élasticité du cuivre en fonction du rapport des épaisseurs (a) AlN , (b) Si_3N_4

Cette étude unidimensionnelle montre clairement que le rapport des épaisseurs $t_{\text{Cu}}/t_{\text{Cer}}$ voisin de un est à éviter.

Après cette présentation du modèle rhéologique et des équations utilisées pour modéliser le comportement de l'assemblage, nous allons essayer de mettre en évidence les effets des paramètres matériaux en prenant cette fois-ci un modèle d'Armstrong-Frederick pour représenter le comportement plastique du cuivre.

Les deux grandeurs qui méritent une attention particulière (dans l'objectif d'une amélioration de la durée de vie) sont la déformation plastique du cuivre (ϵ_p) pour l'endommagement et la fatigue (Loi de Coffin-Manson) et la contrainte de traction maximum dans la céramique pour la probabilité de rupture.

III.1.2.1 Effet du coefficient de dilatation thermique

Dans la plupart des articles traitant des problèmes de fiabilité thermomécanique, les coefficients de dilatation thermique sont maintenus constants. Nous allons montrer que cette hypothèse n'est pas toujours satisfaisante.

La figure II.27 montre, à titre d'exemple, la différence de comportement du cuivre entre un substrat DCB dont les coefficients de dilatation thermique des matériaux qui le composent sont maintenus constants et un substrat DCB dont les coefficients de dilatation thermique des matériaux qui le composent dépendent de la température. Les cycles thermiques imposées sont compris entre -50°C et 180°C . Dans cette gamme de température le coefficient de dilatation thermique de l' AlN (resp du Si_3N_4) varie entre $1,8 \cdot 10^{-6}$ (resp $1,7 \cdot 10^{-6}$) et $4,1 \cdot 10^{-6}$ (resp $4,4 \cdot 10^{-6}$) soit de 127% (resp 158%).

Nous voyons que pour un même nombre de cycles, les contraintes dans le cuivre en considérant un coefficient de dilatation thermique dépendant de la température sont plus faibles, ce qui veut dire que les contraintes de traction dans la céramique sont plus élevées, augmentant les risques de rupture fragile de celle-ci. De plus les déformations plastiques par cycle sont également plus élevées pouvant augmenter les risques d'endommagement du cuivre.

III.1.2.2 Effet des propriétés du matériau conducteur du substrat

Nous allons, dans cette partie, nous intéresser à l'impact des propriétés du cuivre sur la robustesse de l'assemblage.

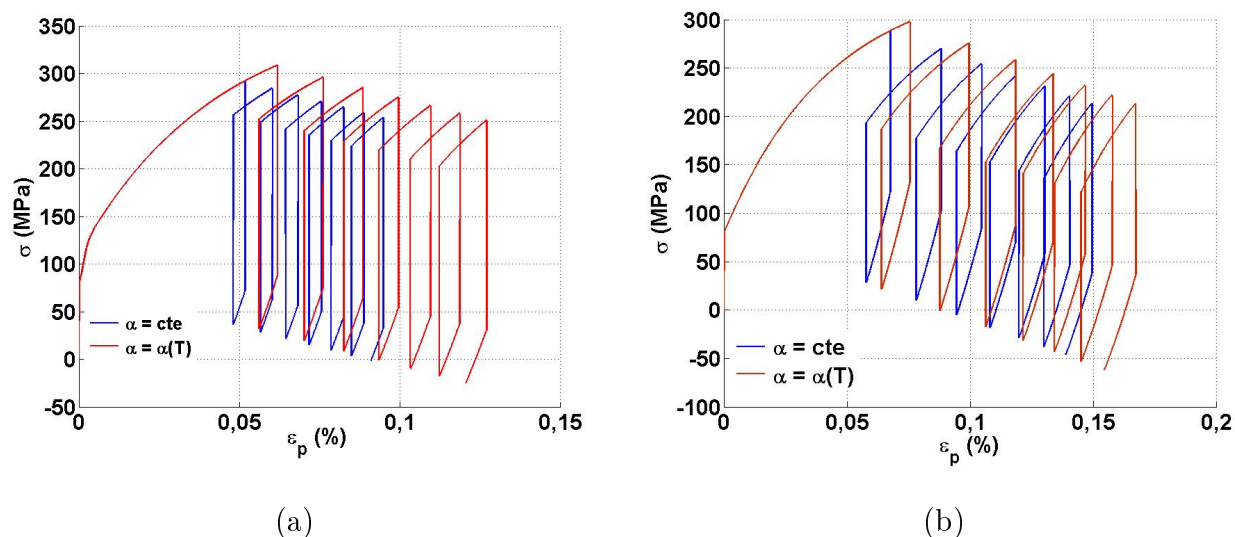


FIGURE II.27 – Évolution des contraintes et des déformations plastiques du cuivre lors d'un cyclage entre -50°C et 180°C (a) AlN , (b) Si_3N_4

L'intérêt de cette étude réside dans le fait qu'elle est générique, elle pourrait donc être étendue au cas des substrats DAB pour lesquels la métallisation des substrats est en aluminium.

Écrouissage Cinématique C

L'écrouissage cinématique C est un paramètre traduisant l'effet Bauschinger, La figure II.28 montre l'évolution de la contrainte dans la céramique en fonction de l'écrouissage cinématique et du rapport des épaisseurs.

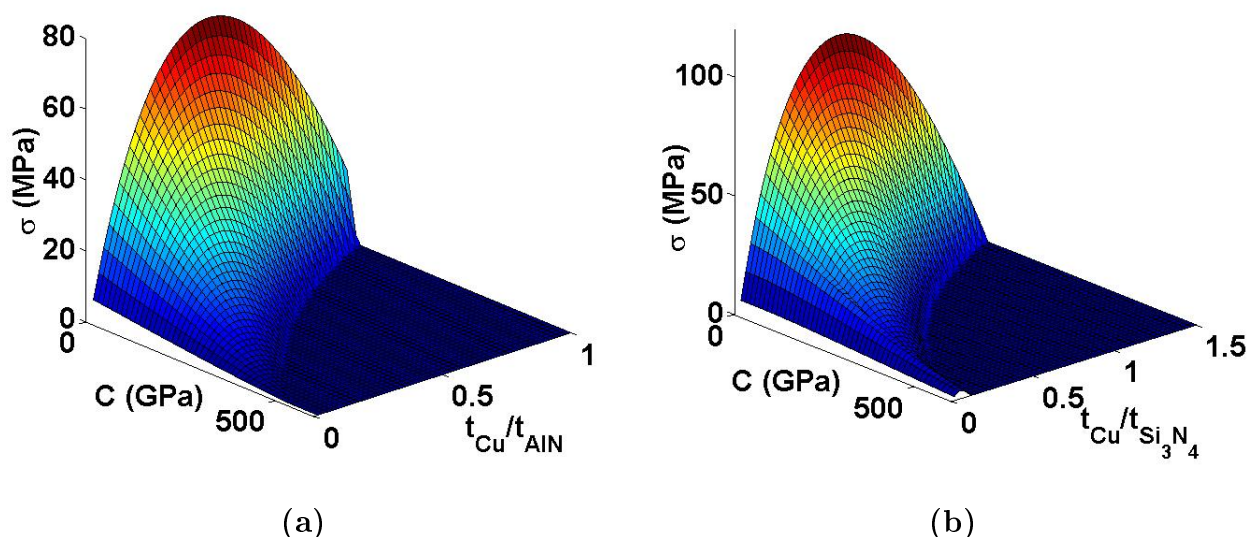


FIGURE II.28 – Représentation de la contrainte dans la céramique après 6 cycles ($-50^{\circ}\text{C}/180^{\circ}\text{C}$), pour différentes valeurs du coefficient d'écrouissage cinématique et différents rapports des épaisseurs (a) AlN , (b) Si_3N_4

La contrainte de traction dans la céramique est maximale pour certaines valeurs du rapport des

épaisseurs dépendant de l'écouissage cinématique. Les contraintes de traction diminuent dans la céramique avec le coefficient d'écouissage cinématique. Lorsque le coefficient d'écouissage cinématique augmente, la contrainte de traction dans le cuivre atteint des valeurs plus élevées pendant la phase de refroidissement, inversement la contrainte de traction dans la céramique atteint des valeurs plus faibles pendant l'élévation de température.

Si l'on s'intéresse à la déformation plastique cumulée par cycle ($\Delta\varepsilon_p$), représentée figure II.29, en fonction du rapport des épaisseurs et du coefficient d'écouissage cinématique, on peut remarquer que celle-ci diminue lorsque le coefficient d'écouissage cinématique et/ou lorsque le rapport des épaisseurs augmentent. Dans ces conditions, les risques d'endommagement du cuivre diminuent également.

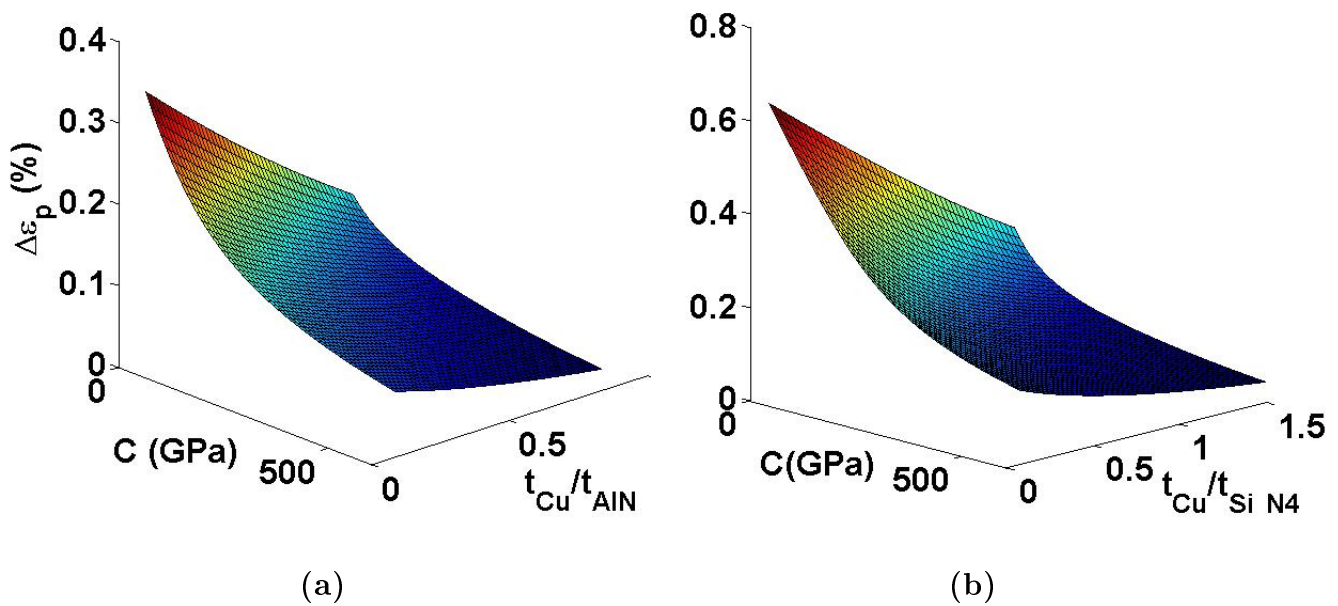


FIGURE II.29 – Représentation de la déformation plastique cumulée par cycle ($-50^{\circ}C/180^{\circ}C$), pour différentes valeurs du coefficient d'écouissage cinématique et différents rapports des épaisseurs (a) AlN , (b) Si_3N_4

Nous pouvons déduire de cette étude qu'un coefficient d'écouissage cinématique fort est profitable à la robustesse du substrat DCB, tant pour la probabilité de rupture (si C augmente, σ^{Cer} diminue) que pour l'endommagement (si C augmente, $\Delta\varepsilon_p$ diminue).

III.1.3 Application de la loi de Weibull au modèle rhéologique

Une fois la loi de distribution des contraintes à rupture du matériau identifiée, elle peut être appliquée au problème de l'assemblage DCB [Pie09b]. Par exemple, on peut estimer la probabilité de rupture à l'aide du modèle unidimensionnel de l'assemblage. En prenant la température où la contrainte de traction est maximale, la probabilité de rupture s'écrit :

$$P_R = 1 - \exp\left(-\frac{Lwt_{cer}}{V_0} \left(\frac{\sigma_{cer}}{\sigma_0}\right)^m\right)$$

Les caractéristiques des matériaux utilisés sont les suivantes :

$$\alpha_{Cu} = 16.10^{-6} /^{\circ}C, \alpha_{AlN} = 5.10^{-6} /^{\circ}C, \alpha_{Si_3N_4} = 3,3.10^{-6} /^{\circ}C, E_{AlN} = 320GPa, E_{Si_3N_4} =$$

310GPa $E_{Cu} = 96GPa$. La largeur w et la longueur L de l'assemblage sont fixées à 10 mm. On se donne $t_{cer} = 635\mu m$.

L'équation précédente permet alors de calculer la probabilité de rupture en fonction de l'épaisseur de la couche de Céramique et pour différentes valeurs du seuil de plasticité du cuivre (R_{Cu}).

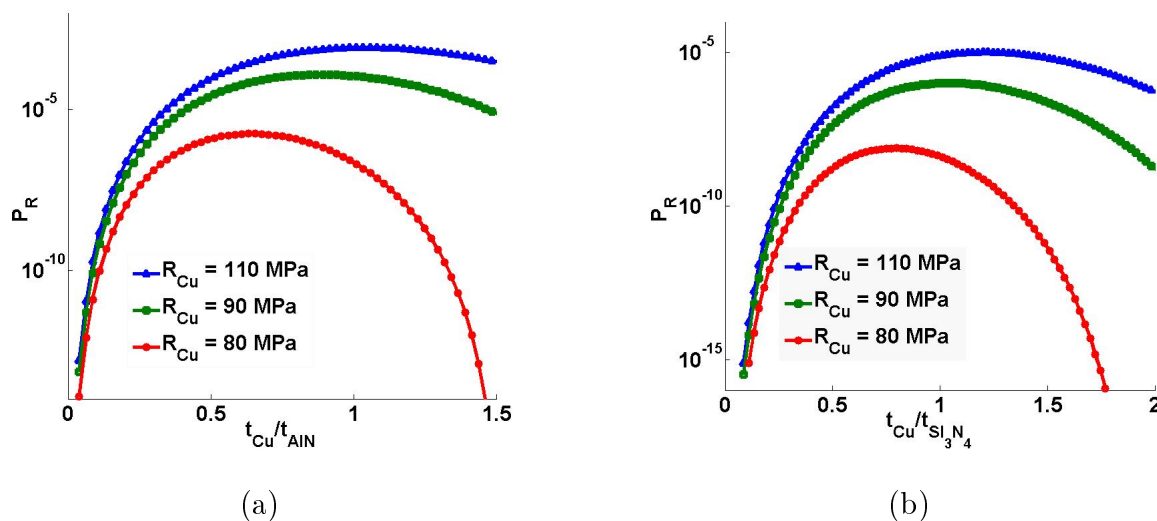


FIGURE II.30 – Représentation des probabilités de Rupture pour $T_3 - T_1 = 200^\circ C$ et pour différentes valeurs de la limite d'élasticité en fonction du rapport des épaisseurs (a) AlN, (b) Si_3N_4

Par comparaison avec l'AlN, la meilleure résistance à la rupture du Si_3N_4 compense l'élévation des contraintes liée à la moins bonne compatibilité du coefficient de dilatation thermique et du module d'Young du Si_3N_4 (figure II.26). Ceci est une des explications possibles à la plus grande robustesse des substrats DCB en Si_3N_4 .

Cette application permet de montrer qualitativement l'effet des paramètres géométriques et des caractéristiques des matériaux sur la probabilité de rupture fragile en volume de la céramique. Ces premiers calculs permettent de définir les rapports d'épaisseurs optimaux pour éviter la rupture fragile de la céramique. Lorsque l'épaisseur de céramique augmente la contrainte diminue et donc la probabilité de rupture diminue. A l'inverse lorsque l'épaisseur de céramique diminue, d'une part le volume diminue, ce qui induit une diminution de la probabilité de rupture et d'autre part, le cuivre peut ne plus entrer en plasticité ce qui laisse alors la céramique en compression. Finalement, le rapport d'épaisseur intermédiaire est à éviter.

III.2 Modèle Éléments Finis

III.2.1 Description du modèle

III.2.1.1 Type de modèle

Nous utilisons ici un modèle axisymétrique (figure II.31) permettant de limiter les temps de calcul et de faire une étude 2D des contraintes et déplacements au voisinage de la singularité. La taille caractéristique des éléments fait approximativement $100\mu m$ dans le volume de la céramique et du cuivre et atteint des valeurs inférieures au μm près de la zone singulière.

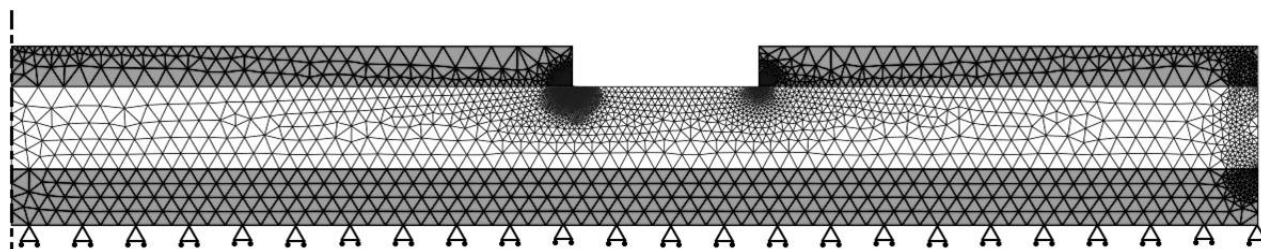


FIGURE II.31 – Modèle par éléments finis axisymétrique avec maillage apparent

III.2.1.2 Maillage

Le maillage est défini comme homogène dans l'ensemble du modèle (excepté au voisinage des singularités), la probabilité de rupture en fonction de la taille des éléments converge pour une certaine taille d'éléments.

Au contraire la zone entourant la singularité est maillée de manière structurée (figure II.32) permettant d'analyser les champs des contraintes (resp des déplacements).

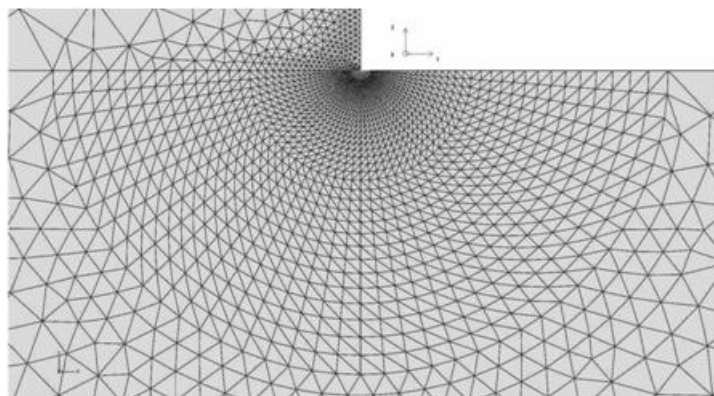


FIGURE II.32 – Maillage structuré autour de la zone singulière

Les déformations et les contraintes sont calculées aux points de Gauss et extrapolées aux noeuds. Les déplacements sont calculés aux noeuds de chaque élément (et donc pas extrapolés). Comme nous l'avons dit précédemment, ce maillage structuré permet de récupérer les valeurs des déplacements pour différentes valeurs de r pour θ fixé et inversement.

III.2.2 Utilisation du modèle EF

III.2.2.1 Détermination de l'ordre de la singularité

La détermination de l'ordre de la singularité est fondamentale car celle-ci va conditionner le reste de l'étude.

La solution pour une singularité à l'interface entre 2 matériaux élastiques linéaires semi-infinis peut-être déterminée à partir des équations analytiques de Bogy [Bog71]

Dans le cas d'une interface Cuivre/ AlN pour un angle du cuivre faisant 90° l'ordre de la singularité vaut $-0,42$.

L'ordre de la singularité varie autour de cette valeur lorsque l'angle de la singularité varie autour de 90° (figure II.33) et tend vers $-0,487$ quand l'angle tend vers 0° (fissure idéale).

Le problème étudié est cependant différent de l'analyse de Bogy car le modèle n'est pas semi-infini et le cuivre est un matériau élastoplastique.

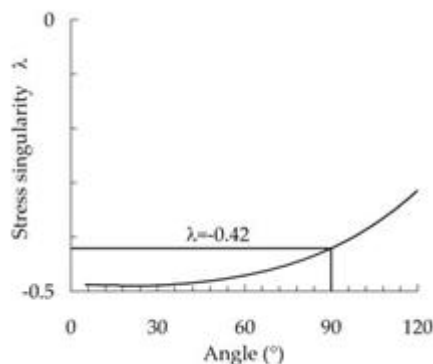


FIGURE II.33 – Evolution de l'ordre de la singularité en fonction de l'angle à partir des équations de Bogy

L'ordre de la singularité peut néanmoins être trouvé numériquement. En effet, dans la zone d'étude le champ des contraintes (resp des déplacements) a la forme suivante :

$$\sigma_{ij} = \sum_{n=1}^3 k_n r^\lambda f_{ij}^n(\theta)$$

avec k_n le facteur d'intensité des contraintes généralisées, r la distance au point singulier, f une fonction de l'angle et λ l'ordre de la singularité.

Si l'on trace pour différents rayons ($r < 100 \mu\text{m}$ pour justifier le développement asymptotique) le terme $\sigma_{ij} r^{-\lambda}$ en fonction de l'angle θ , on peut déterminer l'ordre de la singularité, celui pour lequel la corrélation des courbes à différentes distances du point singulier est maximale.

La figure II.34 représente ces courbes pour deux ordres de singularité (-0,5 et -0,42). Le tracé en fonction de la contrainte de cisaillement permet de s'affranchir de la contrainte T [Pie09d].

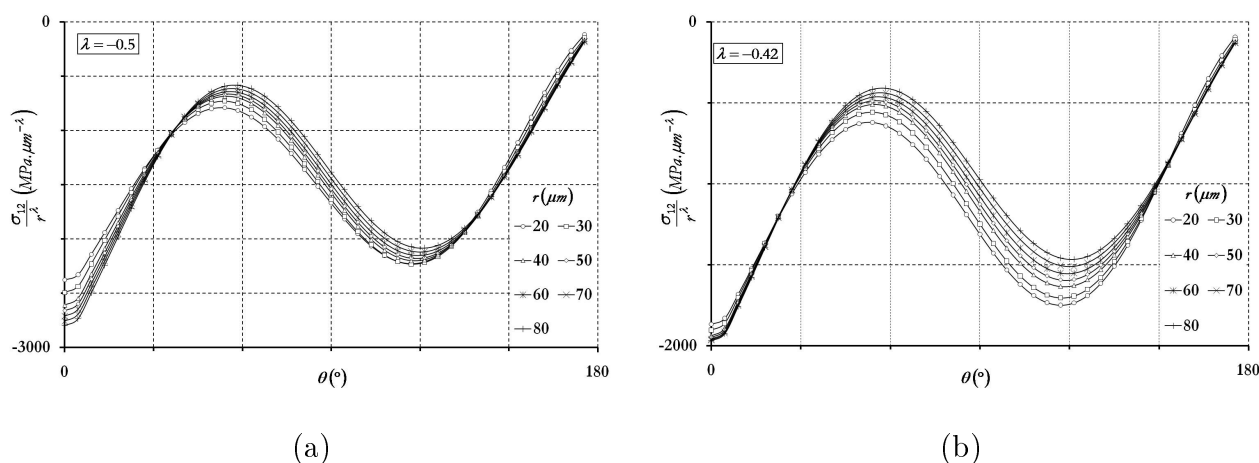


FIGURE II.34 – Représentation des contraintes de cisaillement en fonction de l'angle (θ) pour différentes distances vis-à-vis de la singularité (a) $\lambda = -0,5$; (b) $\lambda = -0,42$

Le coefficient de corrélation (d) entre les différentes courbes est déterminé pour différentes valeurs de λ .

Le meilleur rapport est trouvé pour une singularité de $\lambda = -0,55$ avec $d_{-0,55}$ qui n'a pas de réalité physique. Dans tout les cas, le rapport est meilleur pour $\lambda = -0,5$ avec $d_{-0,5} = 5,12\%$ (figure II.34.a) que pour $\lambda = -0,42$ avec $d_{-0,42} = 6,76\%$ (figure II.34.b).

Pour ces raisons, la singularité λ du champ des contraintes du problème étudié peut-être considéré comme très proche de celui d'une fissure idéale ($\lambda = -0,5$) dans un milieu homogène. Dans ce cas précis, le facteur d'intensité des contraintes généralisé est égal au facteur d'intensité des contraintes.

Avec ces hypothèses, il est possible d'extraire les modes I et II du facteur d'intensité des contraintes par corrélation avec le champ des déplacements des fonctions de Westergaard.

III.2.2.2 Détermination du facteur d'intensité des contraintes

Nous utilisons l'expression du champ des déplacements des fonctions de Westergaard présentées au Chapitre I et nous pouvons extraire le facteur d'intensité des contraintes en mode I et II par une méthode des moindres carrés.

III.2.2.3 Bifurcation de la fissure

Au cours des cycles thermiques la fissure peut se propager dans le cuivre ou bifurquer dans la céramique. Notons $K_I^*(\alpha)$ et $K_{II}^*(\alpha)$ les facteurs d'intensité des contraintes d'une branche infinitésimale inclinée d'un angle α avec l'interface [Bil77, Cot80, Mel94]. Ces facteurs d'intensité des contraintes peuvent être calculés en utilisant la formule approchée suivante :

$$K_I^*(\alpha) = C_{11}K_I + C_{12}K_{II} \quad K_{II}^*(\alpha) = C_{21}K_I + C_{22}K_{II}$$

où les coefficients C_{11} , C_{12} , C_{21} et C_{22} ont pour expression :

$$\begin{aligned} C_{11} &= \frac{1}{2} \cos \frac{\alpha}{2} (1 + \cos \alpha) \left(1 + 0,051 \left(\frac{\alpha}{2\pi} \right)^4 \right) \\ C_{12} &= -\frac{3}{2} \cos \frac{\alpha}{2} \sin \alpha \left(1 + 0,06 \left(\frac{\alpha}{2\pi} \right)^2 + 0,064 \left(\frac{\alpha}{2\pi} \right)^4 \right) \\ C_{21} &= \frac{1}{2} \cos \frac{\alpha}{2} \sin \alpha \left(1 - 0,048 \left(\frac{\alpha}{2\pi} \right)^2 + 0,033 \left(\frac{\alpha}{2\pi} \right)^4 \right) \\ C_{22} &= \frac{1}{2} \cos \frac{\alpha}{2} (3 \cos \alpha - 1) + 0,242 \left(\frac{\alpha}{2\pi} \right)^2 - 0,085 \left(\frac{\alpha}{2\pi} \right)^4 \end{aligned}$$

Nous cherchons à déterminer l'angle de bifurcation α_{max} tel que le facteur d'intensité des contraintes de la branche infinitésimale en mode I soit maximum. Cette valeur maximum du facteur d'intensité des contraintes peut ensuite être comparée à la ténacité (K_{Ic}) de la céramique et on peut, de ce fait, savoir quand la fissure bifurque dans la céramique. La valeur maximum du facteur d'intensité des contraintes en mode I est aussi obtenue lorsque la valeur du facteur d'intensité des contraintes en mode II est nulle ($K_{II}^* = 0$).

III.2.3 Application de la loi de Weibull au modèle EF

Nous sommes également amenés à calculer numériquement les contraintes dans l'assemblage par la méthode des éléments finis. La probabilité de rupture sera calculée en suivant la même démarche que précédemment mais à partir de la valeur de la contrainte principale maximale calculée numériquement dans chaque élément fini, et du volume de cet élément.

Ainsi nous pouvons réécrire l'expression de la probabilité de rupture d'un modèle élément fini comprenant N éléments de la manière suivante :

$$P_R = 1 - \prod_{i=1}^N P_{S_i}^{EF}$$

Dans un modèle axisymétrique, la contrainte qu'il faut prendre en compte dans la loi de Weibull est la contrainte principale maximum de traction noté $\langle \sigma_i^{EF} \rangle$, la probabilité de rupture peut alors s'écrire :

$$P_R = 1 - \exp \left(\sum_{i=1}^N -\frac{V_i^{EF}}{V_0} \left(\frac{\langle \sigma_i^{EF} \rangle}{\sigma_0} \right)^m \right)$$

Nous avons calculé par éléments finis la probabilité de rupture de la céramique du substrat DCB. Dans les simulations, la température de référence est prise arbitrairement égale à 250°C, le substrat DCB est soumis à des cycles thermiques compris entre -30°C et 180°C. Les effets de "surcharges" thermiques comprises entre -70°C et 180°C ont également été simulés. Le modèle du cuivre utilisé est celui du cuivre OFHC et les coefficients de dilatation thermique des céramiques et du cuivre sont constants.

Les résultats obtenus sont représentés sur la figure II.35

Pour les deux céramiques et pour les deux type de cycles thermiques, la probabilité de rupture de la céramique est faible (inférieure à 0,05%). Cependant la probabilité de rupture dans le nitrure de silicium est beaucoup plus faible que dans le nitrure d'aluminium (environ deux ordres de grandeur). Une observation intéressante est que pour les deux céramiques, la probabilité de rupture augmente durant les cycles de surcharges thermiques. Après les cycles de surcharge thermique, la probabilité de rupture devient plus faible que dans un DCB qui a subi un cyclage thermique "classique".

IV Résultats, Effet des paramètres

IV.1 Modèle Éléments Finis

Le modèle 1D limitant le temps de calcul ne nous permet pas de mettre en évidence des phénomènes locaux (singularité). L'étude du facteur d'intensité des contraintes, du phénomène de fatigue et de la propagation de fissure doit donc être effectuée par un modèle EF.

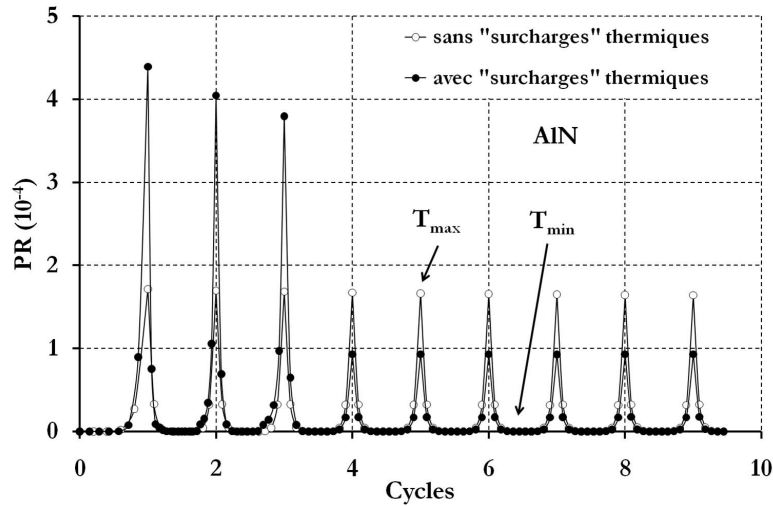
IV.1.1 Étude de l'influence de la géométrie et des propriétés mécaniques

La campagne d'essais menée durant la thèse de Laurent Dupont [Dup06] a montré que les substrats DCB dont l'épaisseur de cuivre était plus petite avaient une robustesse plus importante, ce qui est logique compte tenu des résultats sur le modèle rhéologique.

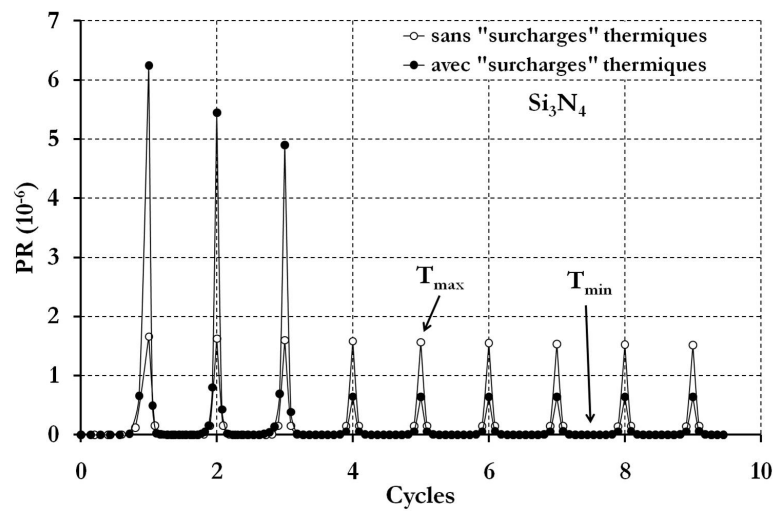
Nous avons donc développé plusieurs modèles EF ayant des épaisseurs de cuivre différentes (127 μm , 200 μm et 300 μm).

Les cycles thermiques imposés aux substrats DCB sont compris entre -30°C et 180°C, la figure II.36 représente les facteurs d'intensité des contraintes à l'interface cuivre/céramique des substrats DCB.

Les résultats des simulations par éléments finis sont conformes aux résultats des campagnes d'essais menées sur les substrats DCB. En effet, lorsque l'épaisseur de la couche de cuivre diminue, l'amplitude positive du facteur d'intensité des contraintes de mode I au niveau de l'interface diminue également. D'après la loi de Paris $\frac{da}{dN} = C\Delta K^r$ avec r supérieur à 2 pour



(a)



(b)

FIGURE II.35 – Représentation des probabilités de rupture de l'AlN (a) et du Si_3N_4 (b) pour des cycles thermique entre $-30^{\circ}C$ et $180^{\circ}C$ et des cycles thermiques comprenant des "surcharges" thermiques

les matériaux ductiles, la vitesse de fissuration diminue considérablement et la durée de vie du substrats DCB augmente. Il est même possible que pour des épaisseurs de cuivre suffisamment faible, l'amplitude positive du facteur d'intensité des contraintes passe sous la valeur seuil (ΔK_{th}) de non propagation.

IV.1.2 Étude de l'effet d'un chargement thermique sur la robustesse du substrat

Pour étudier l'effet d'un chargement thermique sur la robustesse du substrat DCB nous allons imposer deux types de cycles thermiques au substrat DCB (figure II.37).

Le premier profil de température correspond à un chargement thermique "classique" entre $-30^{\circ}C$ et $180^{\circ}C$. Le deuxième profil de température correspond à 3 surcharges thermiques préalables entre $-70^{\circ}C$ et $180^{\circ}C$ avant de retrouver des cycles thermiques "classiques".

La température est uniforme dans les matériaux et la température de référence vaut $250^{\circ}C$.

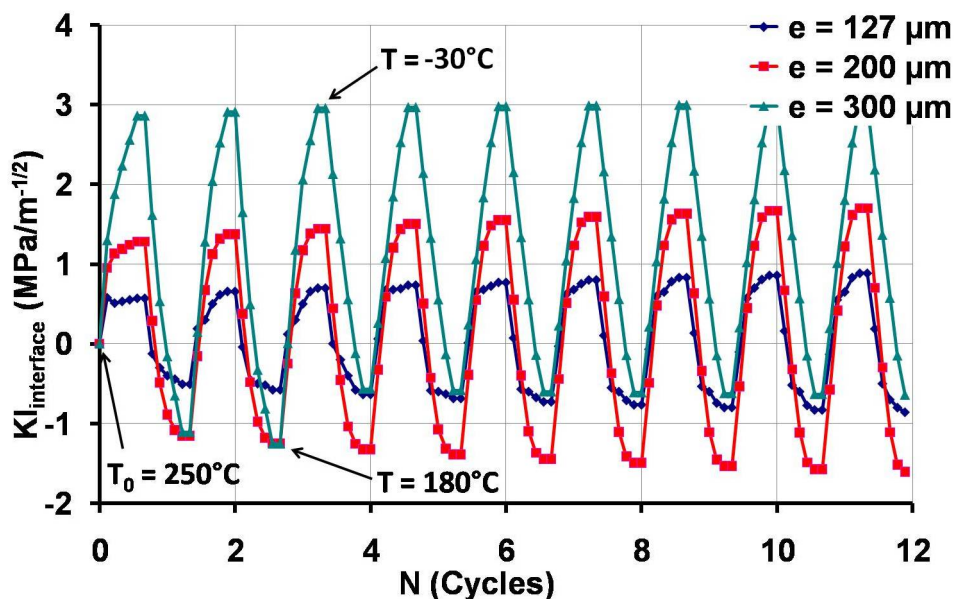


FIGURE II.36 – Evolution du facteur d'intensité des contraintes de mode I pour différentes épaisseur de cuivre au cours d'un cyclage thermique ($-30^\circ\text{C}/180^\circ\text{C}$)

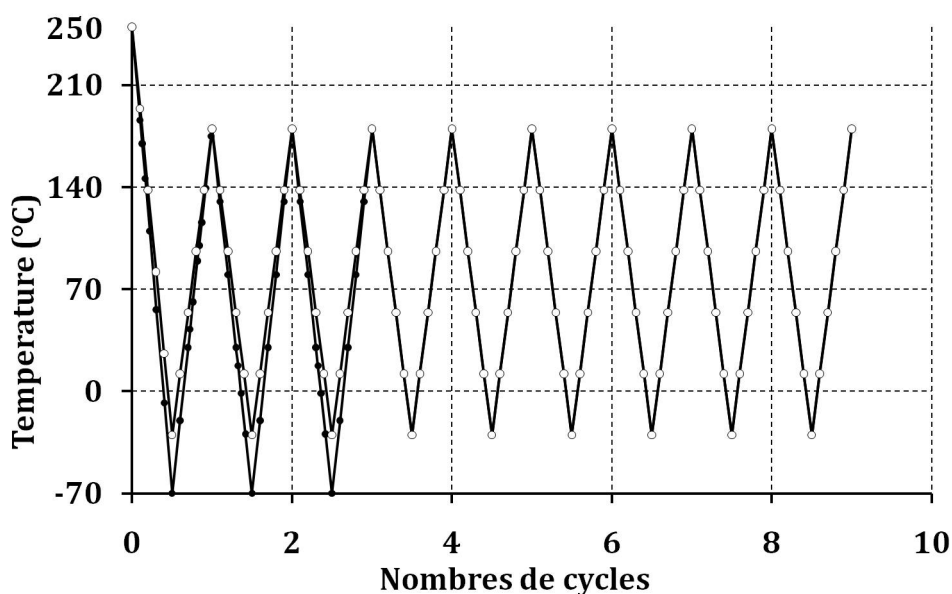


FIGURE II.37 – Profil des cycles thermiques imposés au modèle élément fini du substrat DCB

Le facteur d'intensité des contraintes au niveau de l'interface, calculé pour chaque profil de température, est représenté figure II.38 en fonction du nombre de cycles.

La valeur du facteur d'intensité des contraintes est plus importante pendant les surcharges thermiques. Après les surcharges, la valeur maximum du facteur d'intensité des contraintes du substrat DCB qui a subi les surcharges thermiques est inférieure à la valeur du facteur d'intensité des contraintes du substrat DCB qui n'a pas subi de surcharges thermiques. La diminution du facteur d'intensité des contraintes après 9 cycles est approximativement de 7%.

L'autre paramètre important est la valeur maximum du facteur d'intensité des contraintes en mode I ($K_{I_{max}}^*$) d'une branche infinitésimale faisant un angle α_{max} avec l'interface Cuivre/AlN. Les valeurs du facteur d'intensité des contraintes pour les deux types de chargement thermique

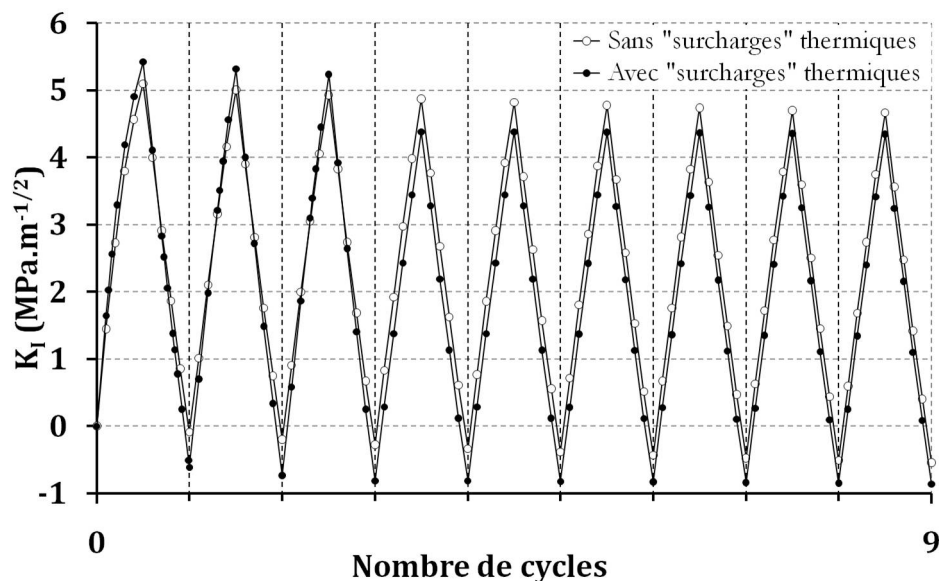


FIGURE II.38 – Représentation du facteur d'intensité des contraintes à l'interface Cuivre/AlN en fonction du nombre de cycles pour les deux types de chargement thermique

sont représentées figure II.39 en fonction du nombre de cycles.

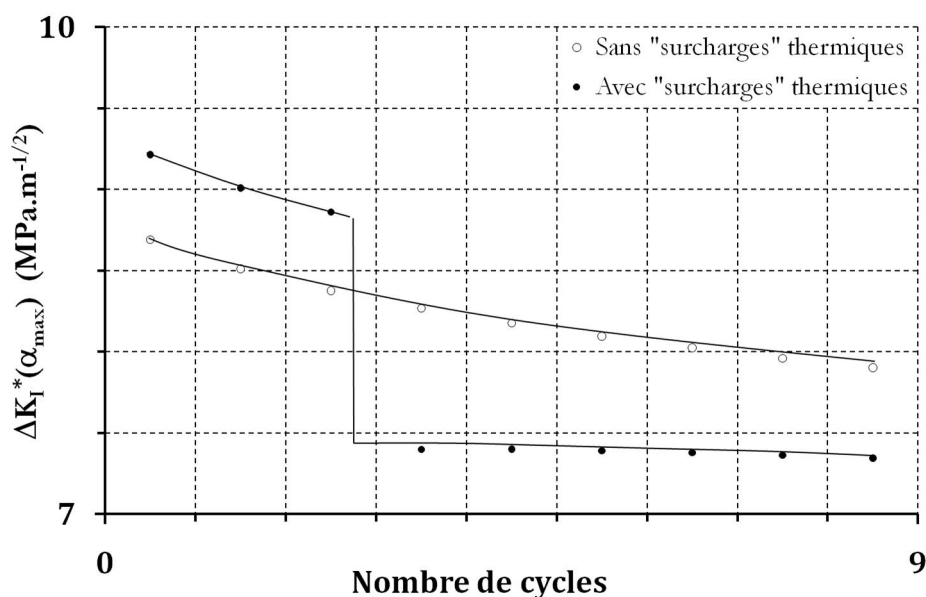


FIGURE II.39 – Représentation de la valeur du facteur d'intensité des contraintes d'une branche infinitésimale faisant un angle α_{max} avec l'interface Cuivre/AlN en fonction du nombre de cycles pour les deux types de chargement thermique

De la même manière que pour le facteur d'intensité des contraintes au niveau de l'interface, la valeur maximum du facteur d'intensité des contraintes de mode I du substrat DCB ayant subi les "surcharges" thermiques est supérieur à la valeur maximum du facteur d'intensité des contraintes de mode I du substrat DCB n'ayant pas subi de "surcharges" thermiques. Après les surcharges thermiques, sa valeur devient inférieure à la valeur maximum du facteur d'intensité des contraintes de mode I du substrat DCB n'ayant pas subi de "surcharges" thermiques. La diminution de la valeur maximum du facteur d'intensité des contraintes de mode I est approxi-

mativement de 7%.

La valeur maximum du facteur d'intensité des contraintes de mode I peut-être comparée à la ténacité de la céramique. Cette valeur est extrêmement élevée (approximativement $9\text{MPa}\cdot\text{m}^{-\frac{1}{2}}$ pour le premier cycle). La ténacité des céramiques commerciales comme le nitrure d'aluminium ou le nitrure de silicium est comprise en 4 et $4,5\text{MPa}\cdot\text{m}^{-\frac{1}{2}}$. Ce qui laisse à penser que la céramique devrait se rompre dès le premier cycle, ce phénomène n'est pourtant pas observé expérimentalement.

Plusieurs raisons peuvent expliquer les résultats obtenus par éléments finis :

- Le modèle du cuivre utilisé dans le modèle EF est celui du cuivre OFHC testé qui possède une limite d'élasticité largement supérieur à celle du cuivre composant le substrat DCB. Or la valeur maximum du facteur d'intensité des contraintes ($K_{I_{max}}^*$) varie avec les propriétés plastiques du cuivre. Généralement, il diminue avec la limite de élasticité.
- La ténacité des céramiques varie beaucoup avec le processus de fabrication, la taille des grains... [Bec98].
- Les céramiques du substrat DCB contiennent un certain pourcentage d'oxyde (par exemple oxyde d'yttrium Y_2O_3) qui sert à améliorer la conductivité thermique et la robustesse de la céramique. Selon le pourcentage d'oxyde, la ténacité varie et peut dépasser $10\text{MPa}\cdot\text{m}^{-\frac{1}{2}}$ [Sun98].

Une campagne d'essai devrait être réalisée pour déterminer le K_{Ic} de la céramique.

IV.2 Campagne d'essai

Nous avons voulu tester expérimentalement l'effet d'un refroidissement post-mission sur la robustesse du substrat DCB.

Les véhicules tests sont des assemblages de type DCB composés d'une semelle en AlSiC, d'une brasure haute température et d'un substrat céramique en nitrure d'aluminium. Ils sont soumis à des cycles thermiques de forte amplitude ($\Delta T = 210^\circ\text{C}$) entre -30°C et 180°C , les pentes du profil de température font $10^\circ\text{C}/\text{min}$.

Les premiers véhicules tests étaient soumis directement au profil de température "classique", les autres véhicules tests étaient soumis à 3 cycles de refroidissement entre -70°C et 180°C avant le profil de température "classique".

L'intégrité du substrat DCB est contrôlée par mesure capacitive entre les 2 couches de cuivre du substrat (figure II.40).

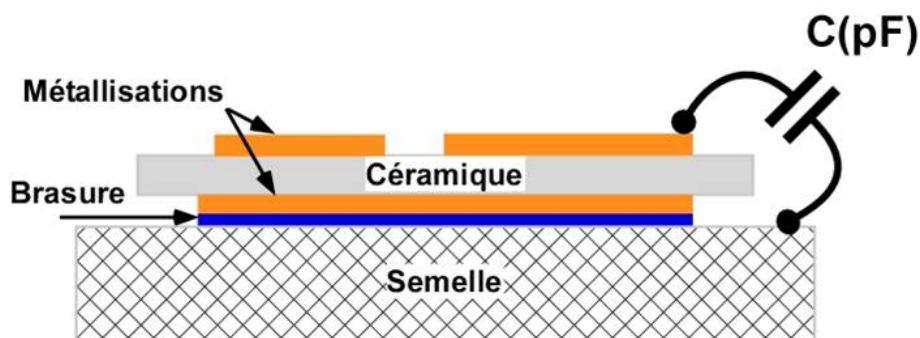


FIGURE II.40 – Contrôle expérimental de l'intégrité du substrat DCB par mesure de capacité.

la mesure de la capacité est effectuée sur plusieurs pistes de cuivre avec un capacimètre. La courbe représentée figure II.41 représente l'évolution de la valeur moyenne de la capacité. La figure II.41 représente l'évolution de la capacité du substrat DCB en fonction du nombre de cycles, dans le cas où le profil de température est "classique" et dans le cas où 3 cycles de refroidissement ont été effectués avant le profil de température classique.

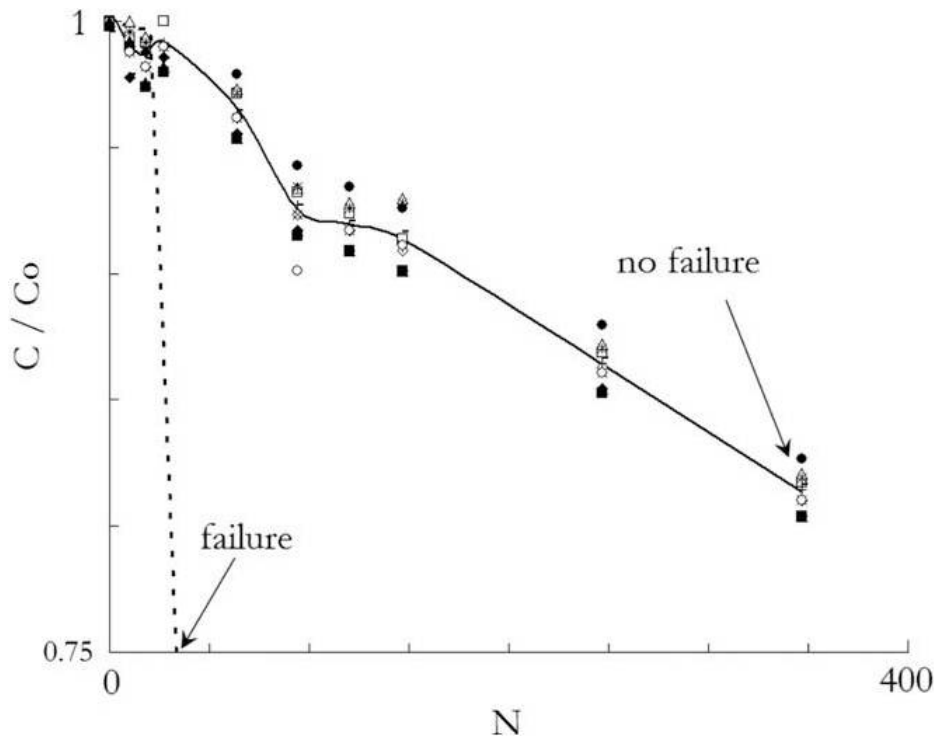


FIGURE II.41 – Évolution de la capacité du substrat DCB en fonction du nombre de cycle, —sans cycles de refroidissement, —avec cycles de refroidissement.

La différence est flagrante, après 40 cycles la capacité du substrat DCB ayant subi des cycles thermiques "classiques" a diminué de plus de 40% indiquant une nette dégradation du substrat DCB. La capacité substrat DCB ayant subi 3 cycles de refroidissement avant les cycles thermiques "classiques" diminue très lentement, après 450 cycles, elle a diminué de 25% et aucune défaillance n'est assurée. Les surcharges négatives semblent donc augmenter la durée de vie du substrat DCB.

Toutefois des campagnes supplémentaires devraient être menées afin de valider ce résultat.

CHAPITRE

III

ÉTUDE DES DÉGRADATIONS DE LA
MÉTALLISATION SUR LA PUCE

Dans ce chapitre, nous nous focaliserons cette fois sur le comportement de la couche de métallisation déposée sur les puces.

Les puces étant à l'origine des principales pertes d'énergie dans le module de puissance, elles sont soumises aux excursions de température les plus élevées (variation de température ambiante et cyclage actif). La métallisation déposée sur la surface supérieure des puces sera soumise également en cours de fonctionnement aux contraintes thermiques les plus sévères que rencontre un module de puissance.

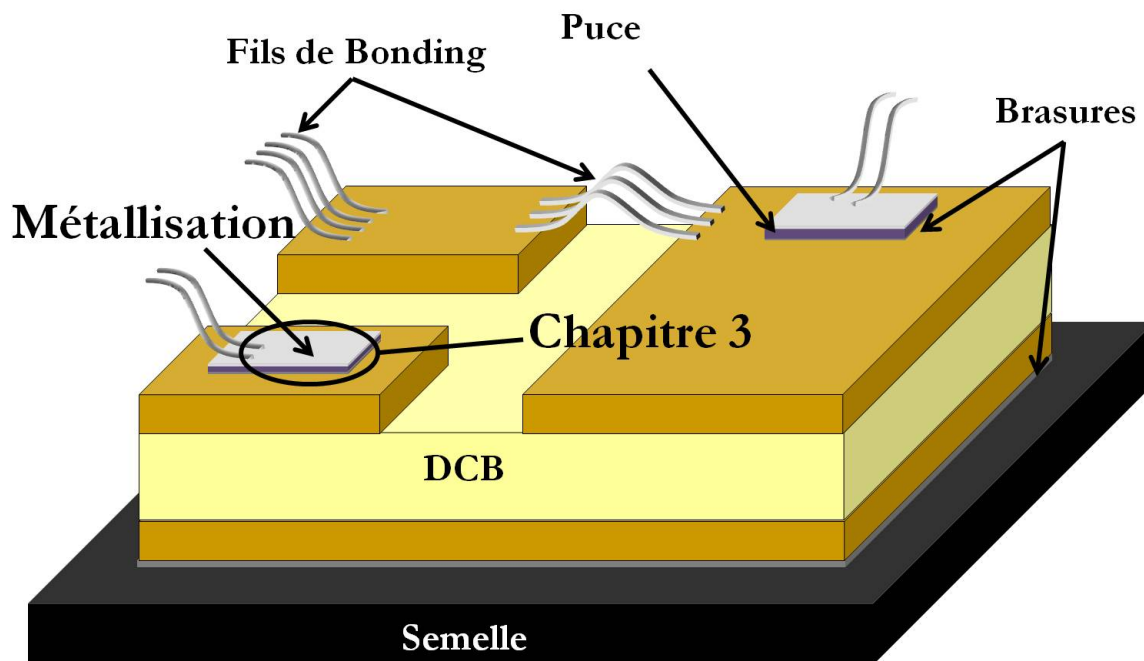


FIGURE III.1 – Localisation de la métallisation et de la puce sur un module de puissance.

Si la métallisation (généralement en Aluminium) est comme le cuivre un matériau élastoplastique et le silicium comme la céramique un matériau élastique fragile, les dimensions sont complètement différentes de celles rencontrées lors de l'étude précédente sur le DCB. La métallisation d'aluminium a une épaisseur comprise entre environ $3 \mu\text{m}$ et $10 \mu\text{m}$ et la puce de l'ordre de $300 \mu\text{m}$.

Nous nous intéresserons donc dans cette partie au comportement et au vieillissement d'une couche de métallisation d'épaisseur extrêmement fine, avec un à quelques grains seulement dans l'épaisseur.

La métallisation permet la mise en parallèle de l'ensemble des transistors élémentaires composant la puce. Elle permet également d'inhiber le déclenchement de composants parasites (transistor bipolaire pour les MOSFET et thyristor pour les IGBT). Enfin elle permet le report des fils de bonding sur la puce.

Son vieillissement et sa dégradation peuvent donc être critiques vis à vis de la répartition du courant sur la puce mais aussi de la qualité du contact avec les fils de bonding.

Nous chercherons dans ce chapitre à évaluer les modes de dégradation de la métallisation en cours de vieillissement. Pour ce faire, le vieillissement sera fortement accéléré par l'application de cycles d'essais très dissipatifs (fortes variations de température). Des moyens d'observation (MEB) seront utilisés pour chercher à suivre les dégradations lors du vieillissement. En parallèle à ces observations, un cablage adapté des puces nous permettra d'effectuer des mesures électriques permettant, cette fois, le suivi au cours du vieillissement de la résistivité de cette couche.

Les essais de vieillissement seront poursuivis jusqu'à défaillance, et nous chercherons à relier les modes de défaillance observés avec l'état de dégradation de la métallisation.

I Introduction, mode de défaillance

I.1 Méthode expérimentale de vieillissement

Comme nous l'avons vu, les variations de température liées à l'environnement externe et aux pertes dans les puces engendrent des contraintes au sein des matériaux dues aux différences de coefficients de dilatation thermique entre ces matériaux. De très nombreuses études ont déjà montré l'effet des variations de température sur la dégradation de la métallisation.

Cependant, plusieurs méthodes de vieillissement ont été utilisées. Nous présenterons dans les sections suivantes, ces différentes méthodes.

I.1.1 Cyclage actif de longue durée

Le module de puissance est mis en conduction de manière répétée provoquant un cyclage thermique entre deux extrêmes de température (T_{min} , T_{max}).

Ce genre de test a été réalisé sur des transistors IGBT où la mise en conduction de celui-ci de manière répétée provoquait un cyclage thermique compris entre 85°C et 125°C [Cia02].

La figure III.2 montre l'état de la métallisation avant les cycles thermiques et après 3,2 millions de cycles actifs (d'après [Cia02]).

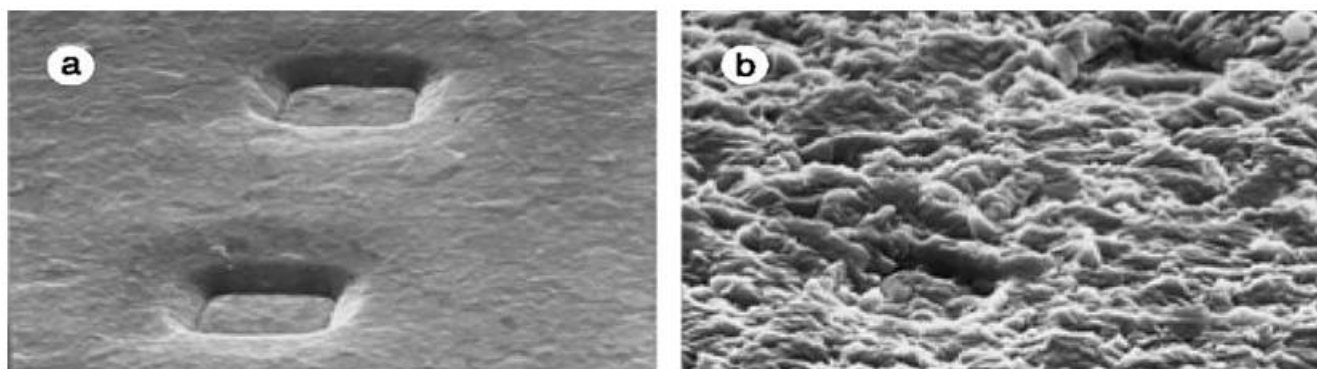


FIGURE III.2 – Observation de la métallisation d'un transistor IGBT avant cyclage actif (a) et après 3,2 millions de cycles compris entre 85°C et 125°C (b) [Cia02]

Les puits de source sont clairement observables sur la figure III.2.a, la surface de la couche de métallisation paraît lisse, aucun grain ne dépasse de la surface. Après 3,2 millions de cycles actifs, nous pouvons assister à une restructuration de la couche de métallisation (figure III.2.b). Les puits de source sont devenus presque indiscernables.

D'autres essais ont été menés sur des transistors IGBT 600V-200A soumis à des cycles thermiques de plus grandes amplitudes (entre 95°C et 155°C) [BB08].

La figure III.3 représente l'état de la couche de métallisation (située au dessus de l'émetteur d'un transistor IGBT) avant les cycles thermiques et après 54000 cycles actifs (d'après [BB08, Bou07]).

Cette fois nous n'observons pas aussi clairement de restructuration de la microstructure. Cependant nous pouvons observer des émergences de lignes de glissement et des fissures qui se

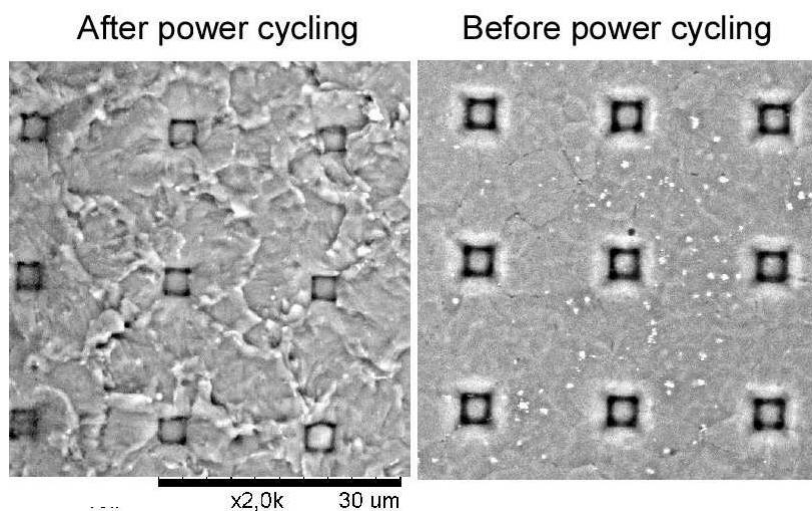


FIGURE III.3 – Observation de la couche de métallisation d’un module IGBT avant cyclage et après 54000 cycles actifs [BB08, Bou07].

sont propagées au niveau de la surface de la couche de métallisation.

Sur des composants de plus faible puissance de type SMARTPOWER pour des applications automobiles, des essais de cyclages actifs ont été effectués à l’aide d’impulsions de courant de forte intensité.

La figure III.4 est une observation FIB (Focused Ion Beam) d’un composant MOSFET soumis à un train d’impulsions de courant dont l’amplitude est égale à 120 A pendant 900 ms (d’après [Kho07]).

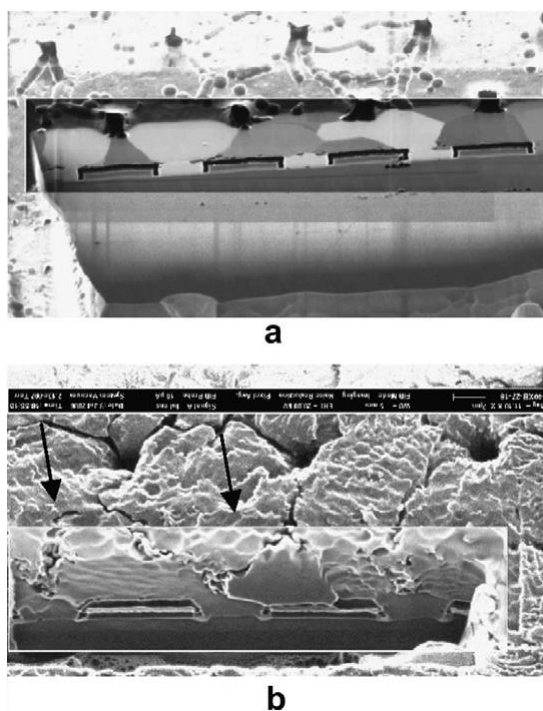


FIGURE III.4 – Observation FIB d’un composant MOSFET vierge (a) après avoir vieillessement (b) [Kho07].

Sur la figure III.4.a nous pouvons voir la microstructure en surface (grains et joints de grains)

et la microstructure dans l'épaisseur de la couche de métallisation. La différence d'orientation des grains est représentée par les différents niveaux de gris. On ne compte qu'un seul grain dans le sens de l'épaisseur de la couche de métallisation. Ces grains sont caractérisés par un rapport épaisseur sur hauteur supérieur à un.

Après un certain nombre de cycles, les grains en surface et dans le volume sont indiscernables. Nous pouvons observer de nombreuses fissures rejoignant les puits de source en surface et plongeant dans la profondeur de la couche de métallisation en direction du silicium.

I.1.2 Cyclage actif par court-circuit

Une autre façon d'accélérer le vieillissement du module de puissance est de le soumettre à un régime de court-circuit. Le régime de court-circuit consiste à amorcer le transistor de manière répétée en maintenant une tension constante à ses bornes. Le transistor se comporte alors comme une source de courant (il limite le courant). La puissance instantanée dissipée dans le transistor est très importante, l'élévation de température l'est également. De nombreux types de transistor ont été testés de cette manière, parmi eux des IGBT. La figure III.5 montre l'état de surface de la couche de métallisation d'un transistor IGBT après un cyclage de ce type.

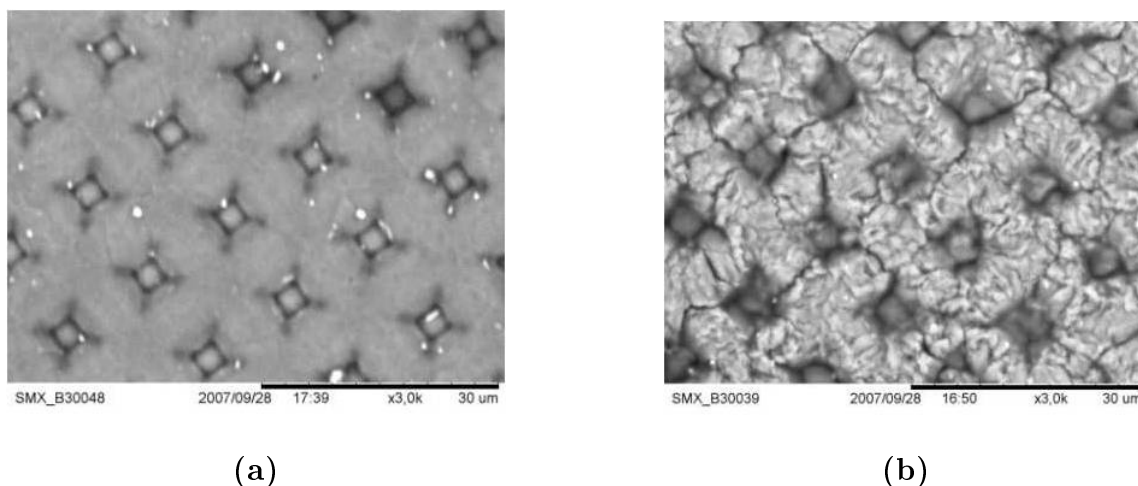


FIGURE III.5 – Observation MEB d'un transistor IGBT avant cyclage (a), après 24600 court-circuits (b) [Ara07].

On observe à nouveau une dégradation importante de la métallisation avec la mise en évidence une fois de plus l'initiation de fissures partant des puits de source.

Nous chercherons par la suite à utiliser ces régimes extrêmes de court-circuit pour accélérer le vieillissement de la couche de métallisation. L'énergie dissipée par cycle (la tension et/ou la durée des cycles permettra de contrôler les excursions de température).

I.2 Régimes de court-circuit pour l'accélération du vieillissement

I.2.1 Notion d'énergie critique

Des études menées sur les régimes extrêmes de fonctionnement (en court-circuit et en avalanche) de composants de puissance ont permis de mettre en évidence l'existence d'une énergie critique (à température de semelle donnée) à partir de laquelle la défaillance électrothermique du module de puissance est inévitable.

A titre d'exemple, la figure III.6 représente la robustesse d'un transistor IGBT (Nombres de cycles avant destruction en fonction de l'énergie dissipée par cycle).

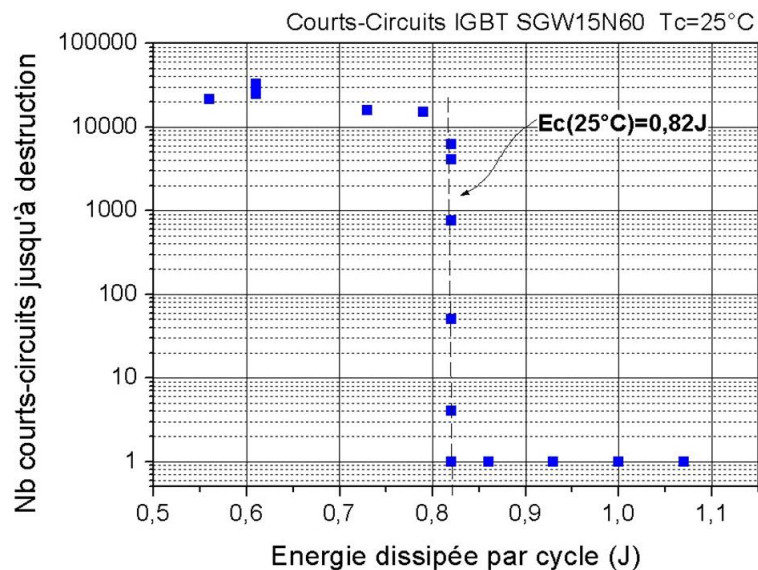


FIGURE III.6 – Courbe de robustesse, IGBT NPT 600 V, $U_{DC} = 405$ V, $T_C = 25^\circ\text{C}$

On remarque qu'il existe 2 types de défaillances possibles :

- $\mathcal{E} < \mathcal{E}_c$: L'énergie dissipée par cycle est inférieure à l'énergie critique, la défaillance survient systématiquement après vieillissement et détérioration progressive lors de la phase de blocage du transistor au dernier court-circuit [Yam94].
- $\mathcal{E} > \mathcal{E}_c$: La défaillance apparaît dès le 1^{er} cycle, soit quelques microsecondes après le blocage du transistor ($\mathcal{E} > \mathcal{E}_c$) [Ots03, Gut03](figure III.8.a) on parle alors de défaillance retardée, soit pendant la conduction du transistor (figure III.8.b, $\mathcal{E} \gg \mathcal{E}_c$) [Amm98, Tri99, Gut03].

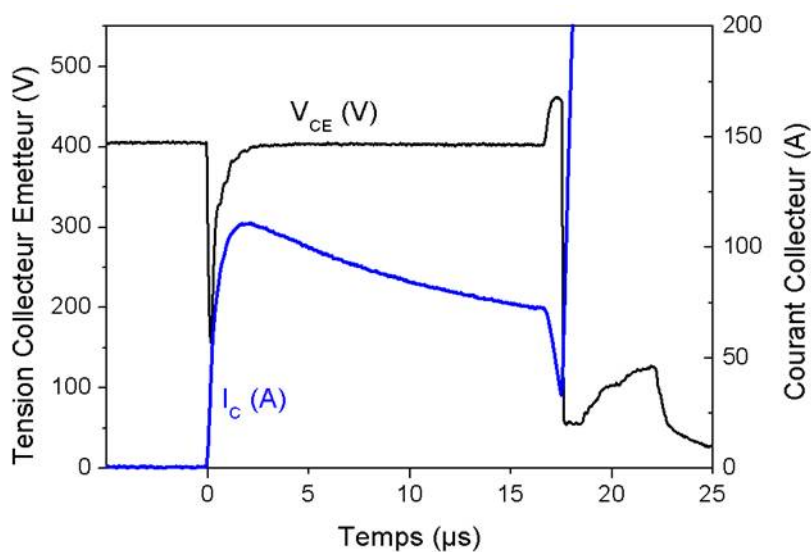


FIGURE III.7 – Destruction d'un IGBT NPT 600V au 26279^{ème} court-circuit, $U_{DC} = 405V$, $T_C = 25^{\circ}C$, $E = 0,61 J < \mathcal{E}_c$.

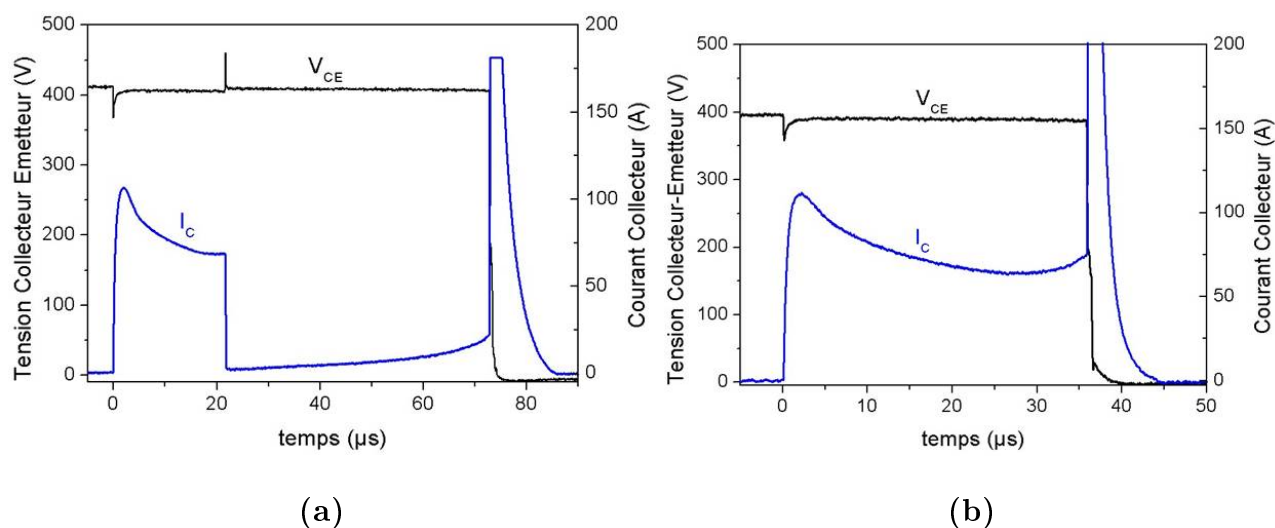


FIGURE III.8 – Destruction de transistors IGBT NPT 600V (SGW15N60) (a) $\mathcal{E} > \mathcal{E}_c$ défaillance retardée, (b) $\mathcal{E} \gg \mathcal{E}_c$ défaillance après emballement thermique pendant le régime de court-circuit.

II Essais de vieillissement accélérés sous contrainte d'origine électrothermique

II.1 Protocole expérimental

Dans cette partie nous présenterons les essais de court-circuit ainsi que les mesures et observations mises en œuvre dans le cadre de cette thèse pour étudier l'évolution des propriétés de la couche de métallisation d'un module de puissance, pendant son vieillissement.

II.1.1 Description des composants véhicules de test

Les composants testés sont des puces *COOLMOSTM* 800V assemblées par Microsemi (figure III.9).

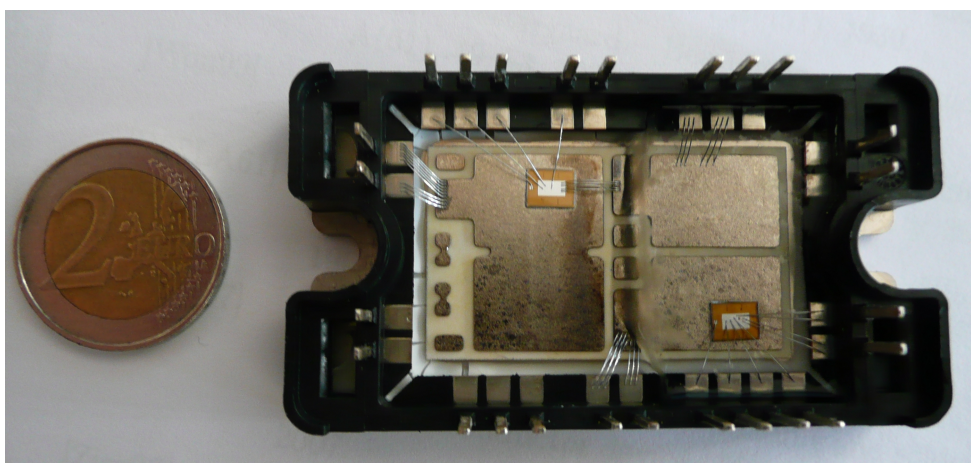


FIGURE III.9 – Photo du module de puissance COOLMOS

Une observation plus fine de la puce permet de mettre en valeur la connectique particulière effectuée par Microsemi figure III.10.

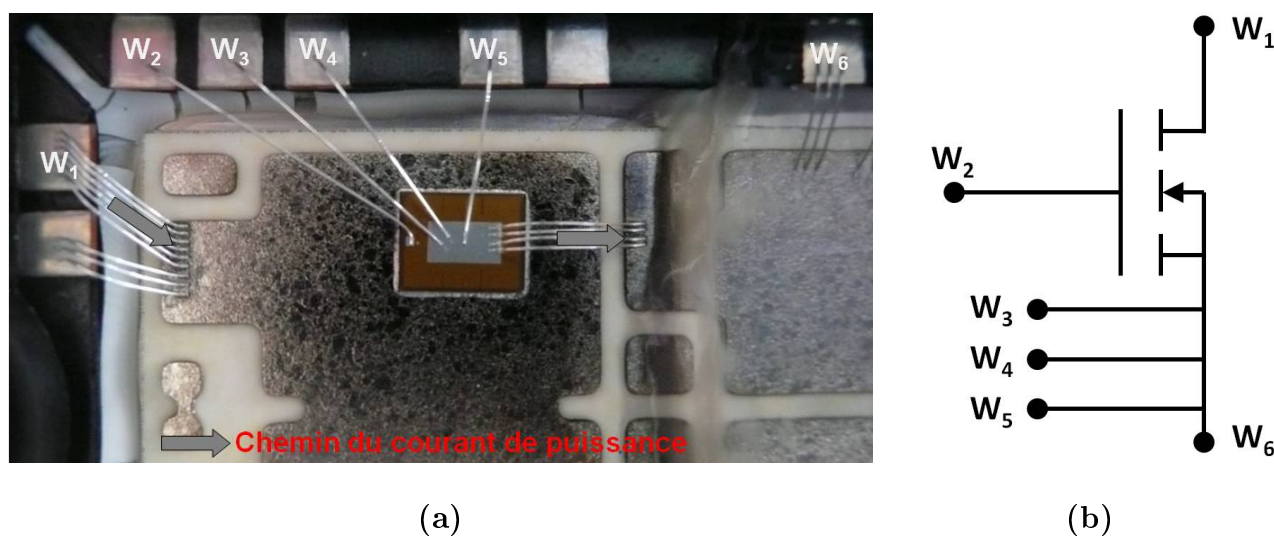


FIGURE III.10 – Photo du module de puissance COOLMOS (a), schéma du transistor et de la position des fils de bonding (b)

Nous pouvons voir les différents fils de bonding utilisés pour le fonctionnement du module de puissance ou pour effectuer des mesures spécifiques. Notamment au niveau de la métallisation (source) qui comprend 4 groupes de fils de bonding (W_3 , W_4 , W_5 et W_6) reliés à des connecteurs distincts.

Les fils de bondings W_1 (contact drain) et W_6 (contact source) sont les fils parcourus par le courant de puissance (I_D) en cours d'essai de vieillissement.

Le fil de bonding W_2 représente le fil de commande du module de puissance (grille).

Les fils de bondings notés W_3 , W_4 , W_5 permettent différents types de mesures (résistance de surface de la couche de métallisation, chute de tension à l'état passant de la puce ...).

II.1.2 Description du banc de cyclage

II.1.2.1 Principe

Le principe du banc de test est similaire à ceux que l'on peut trouver dans la littérature [Cal95, Cho95]. Il a été réalisé dans l'optique de pouvoir effectuer de nombreux tests de court-circuits sur différents types de transistors à différentes températures de semelle.

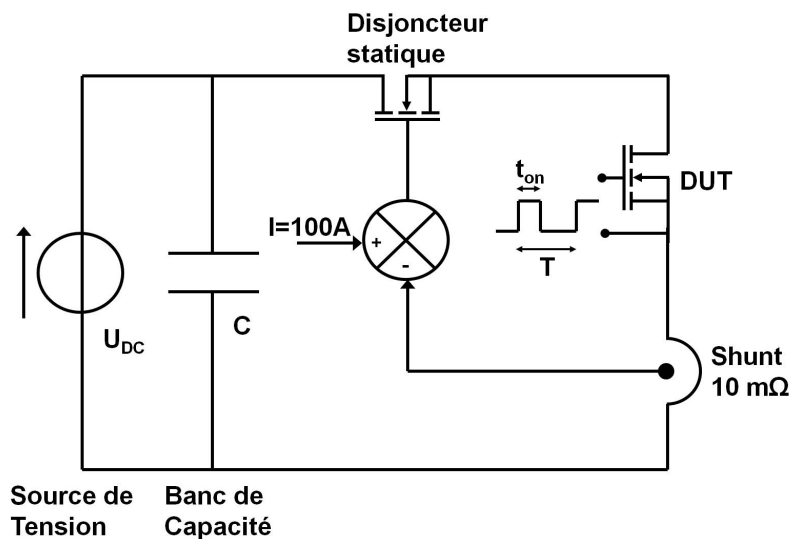


FIGURE III.11 – Schéma de principe du banc de test

La figure III.11 représente le schéma de principe du banc de test qui fait apparaître les éléments suivants :

- Une source de tension 600V/1A
- Un banc de condensateur dont le rôle est de fournir le courant transitoire pendant le court-circuit. Pour cela nous avons placé des condensateurs électrochimiques en parallèle, dont la capacité totale doit permettre d'assurer un courant de court-circuit de 100 A, pendant 100 μs , avec une chute de tension maximale de 15%, pour une tension de 400 V.

$$C = I \frac{\Delta t}{\Delta V} \approx 166\mu F$$

La capacité du banc de condensateur, en parallèle avec la source de tension, est de 174 μF .

- Le transistor sous test (noté DUT, pour Device Under Test), dont le courant de court-circuit sous une certaine tension U_{DC} a été mesuré au préalable (figure III.12), pour assurer le dimensionnement électrique du disjoncteur statique.

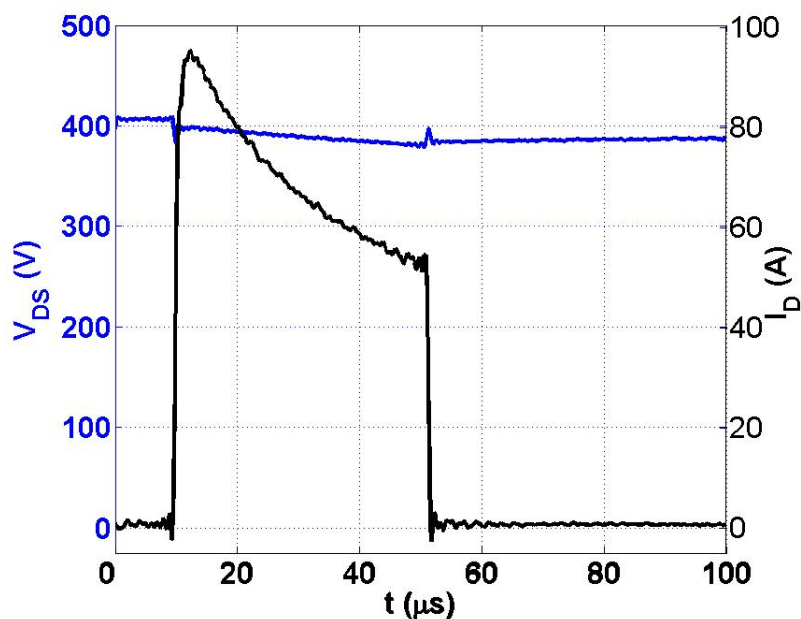


FIGURE III.12 – Représentation du courant et de la tension pendant le court-circuit du Transistor COOLMOS DUT pour une tension U_{DC} de 400 V, $T_{case} = 25^{\circ}\text{C}$

- La fonction disjoncteur statique est assurée par 5 transistors COOLMOS 800V SPW17N80C3 connectés en parallèle. Plusieurs raisons expliquent ce choix :
 1. Les rares composants discrets et rapides, capables de bloquer des tensions importantes et de faire circuler des courants élevés, sont des transistors *COOLMOSTM*.
 2. L'ensemble de ces transistors pourra supporter sans risque les régimes de court-circuit imposés au DUT car le courant de court-circuit de l'ensemble est largement supérieur (environ 3 fois) à celui du composant sous test (figure III.13).

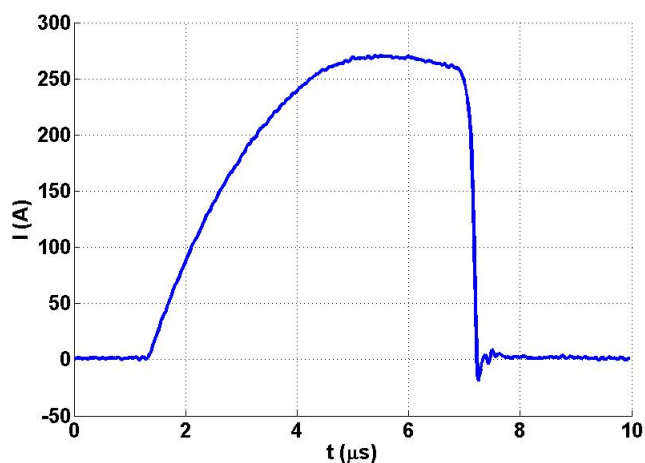


FIGURE III.13 – Représentation du courant de court-circuit du disjoncteur statique pour une tension U_{DC} de 400 V

3. La mise en parallèle des transistors permet de sous dimensionner le calibre de chacun d'eux et ainsi d'utiliser des composants dont les vitesses de commutation sont plus importantes. La vitesse de commutation est une grandeur essentielle au bon fonctionnement du disjoncteur statique car elle va en partie déterminer la qualité de protection du transistor DUT et ainsi l'analyse post mortem.
- Le circuit de commande du transistor sous test, qui permet notamment de régler la durée des courts-circuits. Les cycles (de durée inférieure à 100 μs) sont répétés toutes les 3 s afin d'éviter l'échauffement moyen de la puce.
 - Le shunt SDN-414-01 de bande passante 400MHz et de résistance 10 m Ω (T&M research products) qui permet de mesurer notamment les courants transitoires pendant la fermeture et l'ouverture du DUT.

La connectique de ce banc de test doit-être soignée pour éviter les inductances parasites responsables de surtensions pouvant engendrer la ruine du module par avalanche.

Un des objectifs de ce travail étant de suivre les dégradations de la couche de métallisation lors de la répétition de régimes extrêmes de fonctionnement par des observations au MEB, le gel de protection des puces a du être enlevé.

Afin de limiter l'oxydation de la couche de métallisation, nous avons dans un premier temps envisagé de réaliser ces essais in-situ dans la chambre du MEB. Les risques importants de contamination de la chambre en cas de détérioration du banc nous ont conduit à écarter cette solution.

II.1.3 Énergie Critique (\mathcal{E}_c) des puces testés

Comme nous l'avons vu dans la section I, la notion d'énergie critique est extrêmement importante dans les essais de court-circuit. La première expérience à réaliser doit nous permettre de déterminer l'énergie critique ou, du moins, en avoir un ordre de grandeur.

La figure III.14.a montre la défaillance pendant un régime de court-circuit de longue durée. On constate, en début de court-circuit, une décroissance du courant qui est liée à la diminution de la mobilité avec la température (échauffement de la puce pendant le régime de court-circuit). Après environ 150 μs , on note une augmentation du courant expliquée principalement par l'élévation des courants de diffusion avec la température [SE04]. Un phénomène d'emballement thermique est ensuite responsable de la défaillance.

La figure III.14.b montre plusieurs essais réalisés sur un même composant en augmentant progressivement la durée de court-circuit.

Pour une durée de court-circuit de 90 μs , le composant ne subit pas de défaillance, on constate toutefois une valeur du courant de fuite transitoire importante après le blocage. Les résultats sont similaires pour une durée de court-circuit de 99 μs , avec toutefois un courant de fuite après blocage plus élevé.

La défaillance différée, obtenue figure III.14, pour une durée de court circuit de 101 μs nous permet d'encadrer la durée critique de court-circuit dans ces conditions d'essai et d'estimer l'énergie critique, celle-ci est environ égale à 2,02 J pour une température ambiante de 25°C. Nous pourrions donc faire des essais de vieillissement dont l'énergie dissipée par court-circuit est plus ou moins faible devant l'énergie critique.

II.1.4 Caractérisations électriques intermédiaires

Au cours des cycles de court-circuit nous relèverons différentes caractéristiques du module de puissance. Le dispositif de mesure et de caractérisation ainsi que la méthodologie sont présentés

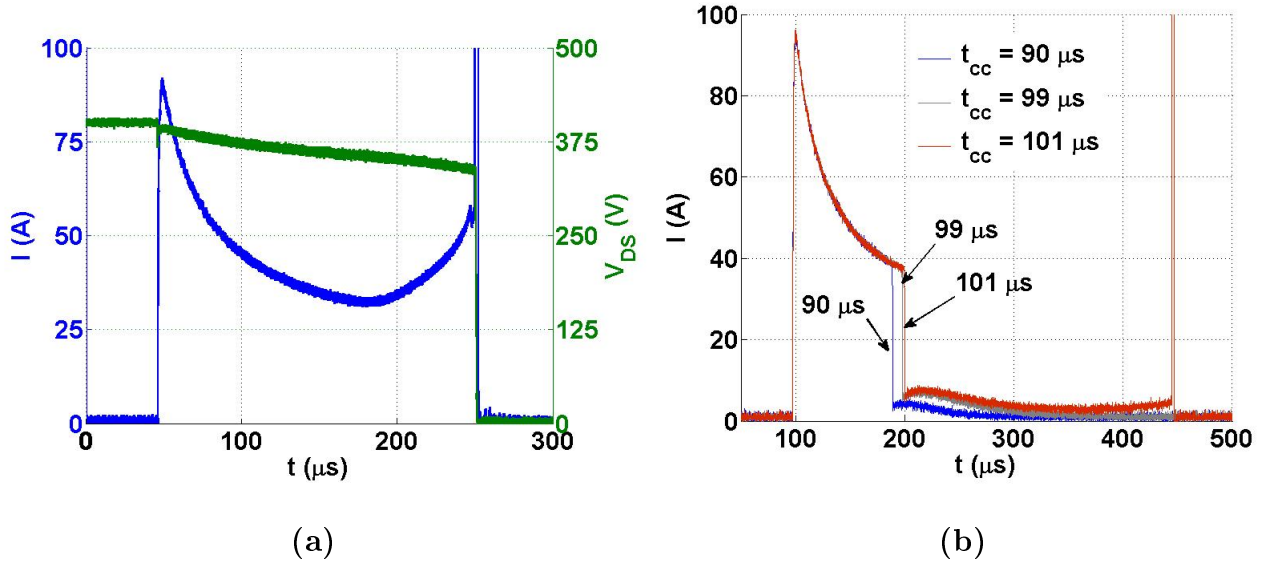


FIGURE III.14 – Représentation du courant de court-circuit pour différentes durées de court-circuit, (a) Court-circuit long ($200 \mu\text{s}$), (b) Recherche de l'énergie critique

dans les paragraphes suivants.

Afin de palier aux variations de température ambiante et maintenir la température de semelle à 25°C lors des phases de caractérisation, nous utilisons un module Peltier dont le principe est d'imposer une puissance thermique $\frac{\delta Q}{dt}$ proportionnelle au courant circulant dans le module Peltier.

$$\frac{\delta Q}{dt} = \Pi I$$

où Π est le coefficient de Peltier du matériau utilisé.

La régulation de température permet de maintenir la température de semelle à $25^\circ\text{C} \pm 1^\circ\text{C}$. Cherchant à observer des variations de caractéristiques de faible amplitude, nous devons, dans un premier temps, évaluer l'effet de cette variation de température sur la mesure des différentes caractéristiques électriques (les caractéristiques électriques du module de puissance R_{DSon} , I_{Dsat} ... dépendent fortement de la température). A titre d'exemple, nous avons représenté sur les figures III.15.a et III.15.b l'évolution de la résistance à l'état passant et du courant de saturation pour une température de semelle variant entre $18,5$ et $30,3^\circ\text{C}$.

Nous pouvons quantifier les erreurs de mesure sur la résistance à l'état passant et sur le courant de saturation due à une variation de température. Nous avons représenté sur les figures III.16.a et III.16.b les variations relatives de la résistance à l'état passant (ε_R) et du courant de saturation (ε_{I_D}) en fonction de la variation de température normalisée par rapport à une température de 25°C .

Les variations relatives sont définies de la manière suivante :

$$\varepsilon_R = \frac{R_{DSon}(T) - R_{DSon}(T = 25^\circ\text{C})}{R_{DSon}(T = 25^\circ\text{C})}$$

$$\varepsilon_{I_D} = \frac{I_D(T) - I_D(T = 25^\circ\text{C})}{I_D(T = 25^\circ\text{C})}$$

Nous pouvons remarquer qu'une variation de $\pm 1^\circ\text{C}$ sur la température se traduit par une variation sur la résistance à l'état passant de $\pm 1\%$ et par une variation sur le courant de saturation de $\pm 0,2\%$.

Les variations de ces paramètres liées au vieillissement des puces et de leur environnement

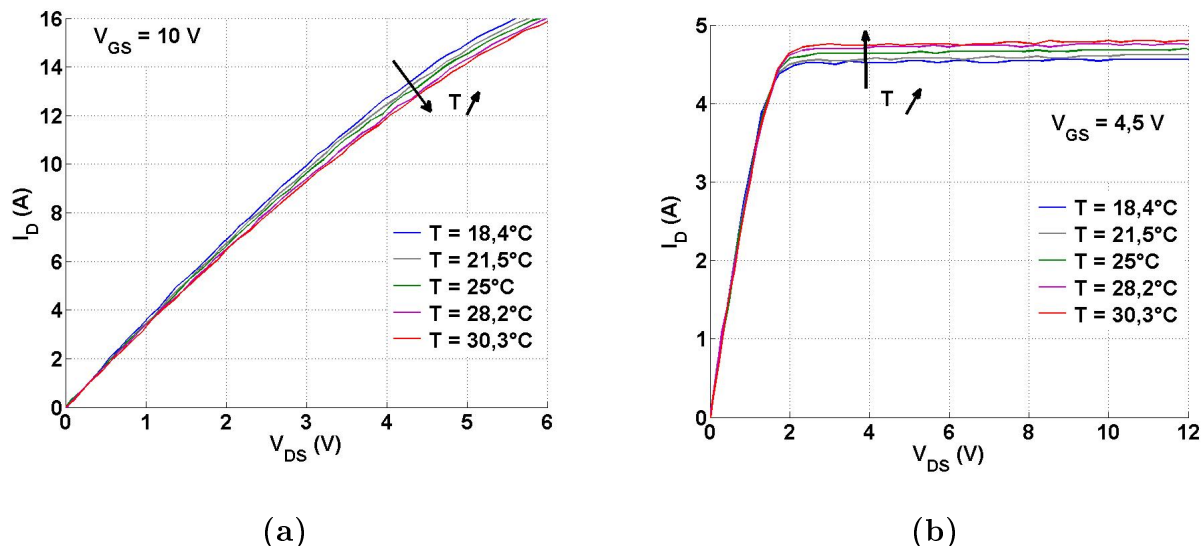


FIGURE III.15 – Influence de la température sur la résistance à l'état passant (a) et sur le courant de saturation (b)

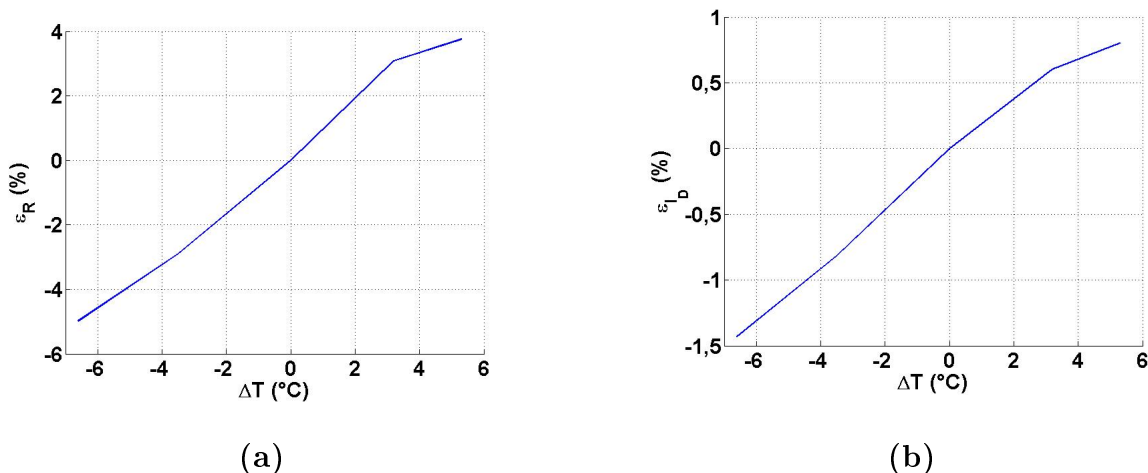


FIGURE III.16 – Influence de la température sur la variation relative de la résistance à l'état passant (a) et sur la variation relative du courant de saturation (b)

proche seront donc appréciables dès lors qu'elles seront supérieures aux erreurs liées aux variations de température.

Les caractéristiques électriques, présentées dans la section suivante, ont été mesurées pour une température de semelle de 25°C .

II.1.4.1 Caractéristiques statiques du transistor *COOLMOSTM*

Les caractéristiques $I_D = f(V_{DS})$ et $I_D = f(V_{GS})$ sont tracées à l'aide d'un traceur de caractéristique (Tektronix 471A) afin d'observer les variations des caractéristiques statiques du module de puissance.

La résistance à l'état passant ($R_{DS(on)}$) sera tirée des caractéristiques $I_D = f(V_{DS})$, c'est un élément important des composants de puissance car elle détermine les pertes à l'état passant et participe ainsi en régime de fonctionnement à l'élévation de température en volume de la puce. Le courant de saturation se relève sur la caractéristique $I_D = f(V_{DS})$.

Le régime de faible inversion est intéressant car il permet de mettre en valeur les courants de

fuites (pouvant être responsable de pertes importantes en régime de blocage) et la tension seuil (V_T) qui est difficile à mesurer (comme tout seuil).

Le traceur de caractéristique se comporte comme une source de courant impulsionnelle. La durée des impulsions est relativement longue ($200 \mu s$), et l'échauffement peut ne pas être négligeable lors d'essais sous forte puissance instantanée. Il comporte 3 électrodes de puissance-commande (grille, drain et source) et 2 électrodes de mesure. La position des électrodes de puissance et de mesure est représentée figure III.17.

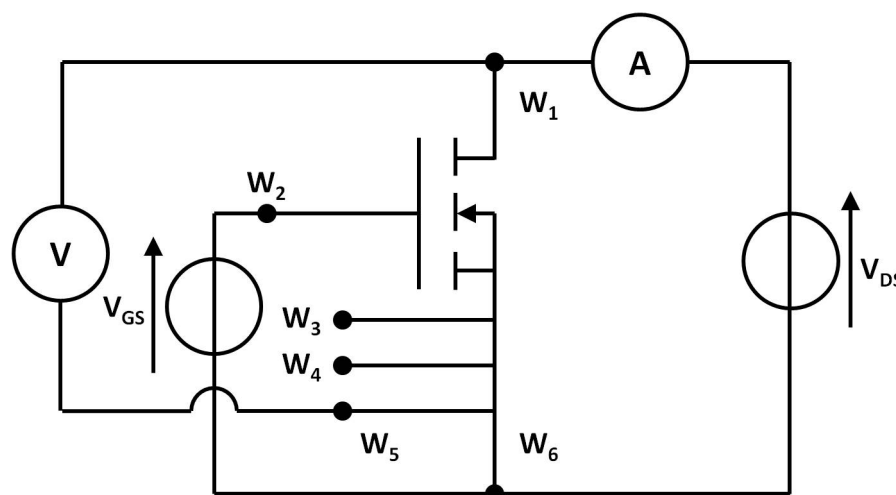


FIGURE III.17 – Schéma de câblage du traceur de caractéristiques

L'utilisation d'un traceur nous oblige à avoir un potentiel de source commun entre puissance et commande.

Le relevé des caractéristiques statiques du transistor peut être modifié par la position des électrodes. Afin de mettre en évidence les potentielles évolutions des caractéristiques statiques, nous garderons le même câblage pour l'ensemble des caractérisations effectuées sur les transistors COOLMOS testés.

II.1.4.2 Mesure de la Résistance de la Métallisation

Nous avons choisi, pour suivre électriquement le vieillissement de la couche de métallisation, de relever la résistance superficielle de la métallisation.

La métallisation permet l'équipotentialité de surface de la source de la puce et donc le bon fonctionnement du module de puissance.

Pour mesurer la résistance de surface, nous utilisons une mesure 4 fils (figure III.18) qui permet de s'affranchir de la résistance de contact. Pour cela, nous utilisons le câblage de la puce réalisé par Microsemi.

Le courant I est imposée par une source de courant (de faible intensité pour éviter tout échauffement de la puce pendant les essais). La mesure de la tension se fait par l'intermédiaire d'un μ Voltmètre permettant d'avoir une précision satisfaisante sur la mesure.

Le but de cette mesure n'est, en aucun cas, la valeur absolue de la résistance de surface, mais son évolution que nous essaierons de corrélérer avec la modification de la microstructure de la couche d'aluminium par des observations faites au microscope électronique à balayage (MEB).

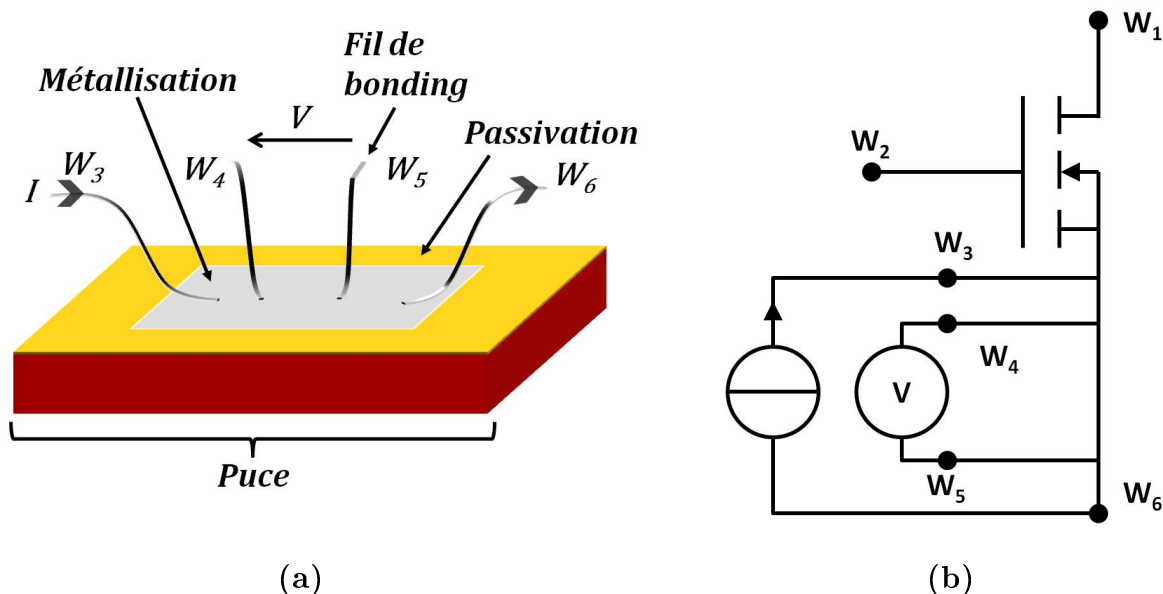


FIGURE III.18 – Schéma de principe de la mesure de résistance 4 fils de la couche de métallisation (a) et (b)

II.1.5 Observations MEB, traitement d'image

Certains auteurs se sont intéressés à l'état de la métallisation après vieillissement [Mar09, Det04, Cia02], l'observation de la couche d'aluminium après de nombreux cycles a mis en évidence la modification de la microstructure de la métallisation et ainsi de ses propriétés physiques. Les observations de la couche de métallisation se font par l'intermédiaire d'un microscope électronique à balayage (figure III.19.a) dont la résolution et les détecteurs peuvent permettre d'observer la microstructure de cette couche (grains, joints de grains ...).

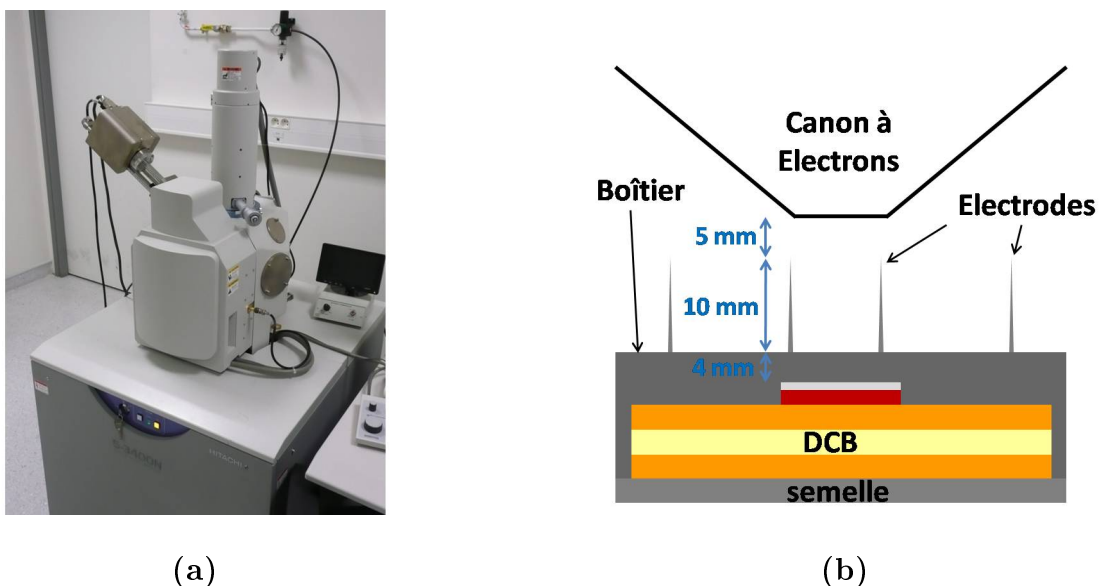


FIGURE III.19 – Photo du Microscope Électronique à Balayage Hitachi utilisé (a), Distance d'observation (b)

Pour cela le gel déposé sur la face supérieure du module de puissance doit être enlevé (figure III.9). Une attaque chimique au panasolve devant éliminer tout le gel sur la partie d'ob-

servation est donc requise. De plus, la partie supérieure du module devra être soigneusement nettoyée avant chaque observation, pour éviter la mise en place d'impuretés sur la surface de la métallisation.

Le gel ayant été enlevé, nous avons préféré effectuer des essais de court-circuit sous tension relativement faible afin de limiter tout risque de claquage dans l'air. Les premiers essais ont été effectués sous seulement 300 V. D'autres essais ont été réalisés sous 400 V. Au delà, nous pouvions observer des courants de fuite parfois excessifs.

La difficulté de cette observation réside dans le fait que le boîtier et les électrode du module ne nous permettent pas d'être à une distance d'observation idéale (typiquement 5 mm). En effet, la distance entre la métallisation et le sommet de l'électrode est de 1,4 cm (figure III.19.b). Ce qui implique que la distance d'observation est approximativement de 19 mm rendant difficile les observations fines de la microstructure. Les essais se faisant "à l'air", on peut légitimement suspecter des processus d'oxydation de la couche de métallisation participant au vieillissement et à la dégradation de cette couche.

Pour évaluer cet effet, nous serons amené par la suite à comparer spécifiquement des puces ayant été vieilles avec et sans gel dans des conditions similaires d'essais.

II.1.5.1 Corrélacion d'image

La corrélation d'images permet de mesurer les déplacements et déformations d'un matériau. Le flux lumineux reçu par chaque pixel représente une information codée sur un certain nombre de bits.

Soit la fonction $f(\underline{x})$ qui représente la cartographie de niveau de gris de l'image non déformée et \underline{x} la position. On peut écrire la fonction de niveau de gris de l'image déformée $g(\underline{x})$ de la manière suivante :

$$g(\underline{x}) = f(\underline{x} + \underline{u}(\underline{x})) \quad (\text{III.1})$$

où $\underline{u}(\underline{x})$ est le déplacement du point de coordonnées \underline{x} . Nous cherchons à évaluer le déplacement \underline{x} . Si le déplacement est petit, $g(\underline{x})$ peut s'écrire :

$$g(\underline{x}) = f(\underline{x}) + \left(\frac{\partial f(\underline{x})}{\partial \underline{x}} \right) \underline{u}(\underline{x})$$

Par suite :

$$\underline{u}(\underline{x}) = \left(\frac{\partial f(\underline{x})}{\partial \underline{x}} \right)^{-1} (g(\underline{x}) - f(\underline{x}))$$

De cette manière nous pouvons déterminer le déplacement à partir des photos successives.

II.2 Résultats d'essais, suivi des caractéristiques électriques

Dans cette partie est présentée l'évolution des caractéristiques électriques des différents véhicules de test. Certains véhicules ont été nettoyés du gel siliconné placé sur la surface du module pour les observer au MEB. D'autres modules ont été testés sans que nous ayons cherché à observer le vieillissement de la couche de métallisation, ces modules seront testés avec gel.

1. Cyclage à faible énergie :

La source de tension (U_{DC}) est fixée à 300 V, la durée de fermeture du transistor COOLMOS (t_{on}) est de 20 μs et l'énergie dissipée pendant le court-circuit (\mathcal{E}_{cc}) est de 0,47 J (figure III.20.a). Trois transistors COOLMOS ont été testés dans cette configuration. Les essais du premier transistor COOLMOS1 (testé sans gel) ont été volontairement stoppés après 32000 cycles pour une première analyse de l'état de la dégradation de la métallisation (analyse destructive par FIB). Le deuxième transistor COOLMOS2 (testé avec gel) a subi une défaillance suite à une erreur de manipulation au cycle 85000, le troisième transistor COOLMOS3 (testé avec gel) n'a toujours pas subi de défaillance après 180000 cycles.

2. Cyclage à énergie intermédiaire :

La source de tension est fixée à 400 V, le temps de fermeture du transistor COOLMOS est de 40 μs et l'énergie dissipée pendant le court-circuit (\mathcal{E}_{cc}) est de 1,15 J (figure III.20.b). Deux transistors COOLMOS ont été testés dans cette configuration, le premier (noté COOLMOS4 testé sans gel) a subi une défaillance au cycle 34513, le deuxième (noté COOLMOS5 testé sans gel) fut observé par FIB au 32000^{ème} cycle (peu de temps avant la défaillance en se fiant aux résultats obtenus avec le transistor COOLMOS4).

3. Cyclage à forte énergie :

La source de tension est fixée à 400 V, le temps de fermeture du transistor COOLMOS (noté COOLMOS6 testé avec gel) est de 80 μs et l'énergie dissipée pendant le court-circuit (\mathcal{E}_{cc}) est de 1,69 J, proche de l'énergie critique (figure III.20.c). Un transistor a été testé dans cette configuration, il a subi une défaillance après 10280 cycles.

L'intérêt de réaliser des campagnes expérimentales avec différentes énergies de court-circuit est de provoquer une élévation de température différente au sein de la puce et ainsi de soumettre le transistor COOLMOS à des cycles d'excursions en température différentes. L'estimation des excursions de température est présentée au paragraphe.

Pour chaque campagne d'essais, la durée d'un cycle vaut 3 s, ce qui permet de revenir à température ambiante avant le prochain court-circuit.

Nous différencierons les résultats en fonction de l'énergie de court-circuit des cyclages.

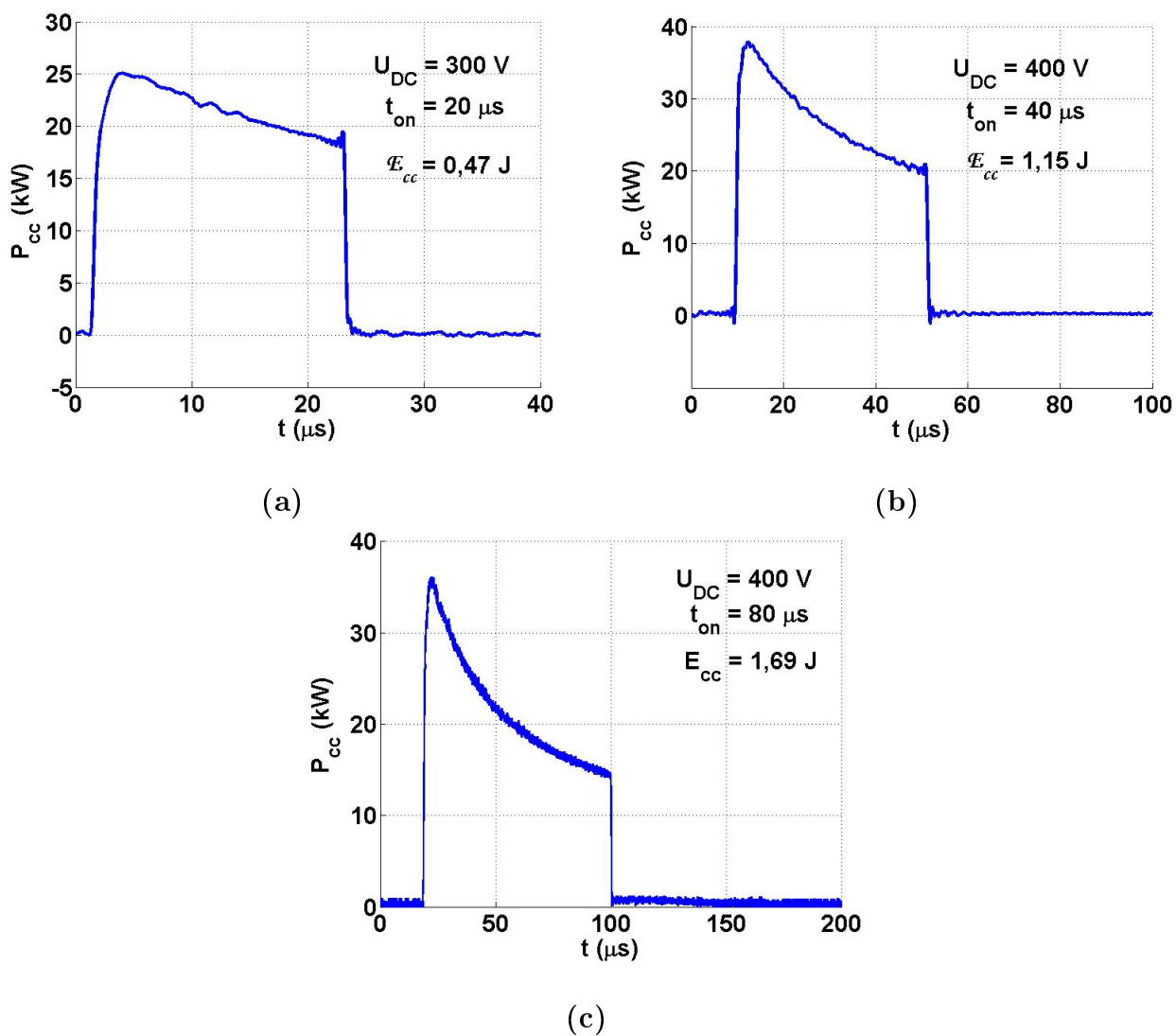


FIGURE III.20 – Représentation de la puissance instantanée dissipée pendant le court-circuit (a) Cyclage à faible énergie, (b) Cyclage à énergie intermédiaire et (c) Cyclage à forte énergie

II.2.1 Cyclage à Faible Énergie

II.2.1.1 Résistance de la métallisation

Les résultats de la mesure 4 fils sont représentés figure III.21.

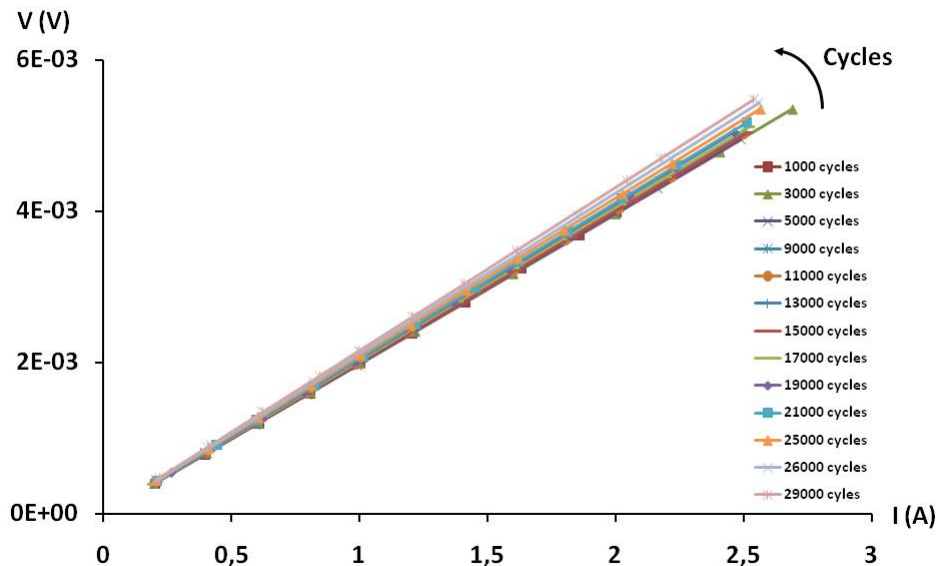


FIGURE III.21 – Mesure 4 fils, représentation de la tension de la métallisation en fonction du courant la traversant pour différents nombres de cycles

On observe tout d'abord une bonne reproductivité de la mesure (même origine pour l'ensemble des courbes). La résistance augmente au cours des cyclages.

L'évolution de la résistance de la métallisation est plus facilement observable si l'on trace l'évolution de la résistance réduite (rapport $\frac{R}{R_0}$) en fonction de l'énergie cumulée du court circuit (figure III.22.a) et du nombre de cycle (figure III.22.b), R_0 est la valeur initiale de la résistance de la couche de métallisation, égale à $2 \text{ m}\Omega$ pour les 3 modules testés.

La représentation en fonction de l'énergie de court-circuit nous permettra de comparer les résultats aux autres types de cyclage et la représentation en fonction du nombre de cycle nous permettra de corréliser ultérieurement l'évolution de la résistance à l'évolution de la microstructure par image MEB.

On ne remarque aucune évolution significative durant les premiers 5000 cycles environ puis une évolution assez faible et non-linéaire de la résistance jusqu'à 18000 cycles environ.

Après 18000 cycles nous observons une "cassure" puis une évolution brutale et linéaire de la résistance de la couche de métallisation.

La variation de la résistance réduite dans la zone linéaire est faible $1, 25 \cdot 10^{-5} J^{-1}$ (respectivement $5, 98 \cdot 10^{-6} / \text{cycle}$) pour le transistor COOLMOS1, $1, 37 \cdot 10^{-5} J^{-1}$ (respectivement $6, 58 \cdot 10^{-6} / \text{cycle}$) pour le transistor COOLMOS2 et $1, 94 \cdot 10^{-5} J^{-1}$ (respectivement $9, 14 \cdot 10^{-6} / \text{cycle}$) pour le transistor COOLMOS3. Nous pouvons remarquer que le début de la zone linéaire diffère pour les différents transistors testés dans les mêmes conditions. Cependant l'évolution de la résistance réduite dans la zone linéaire est sensiblement la même pour les trois transistors testés.

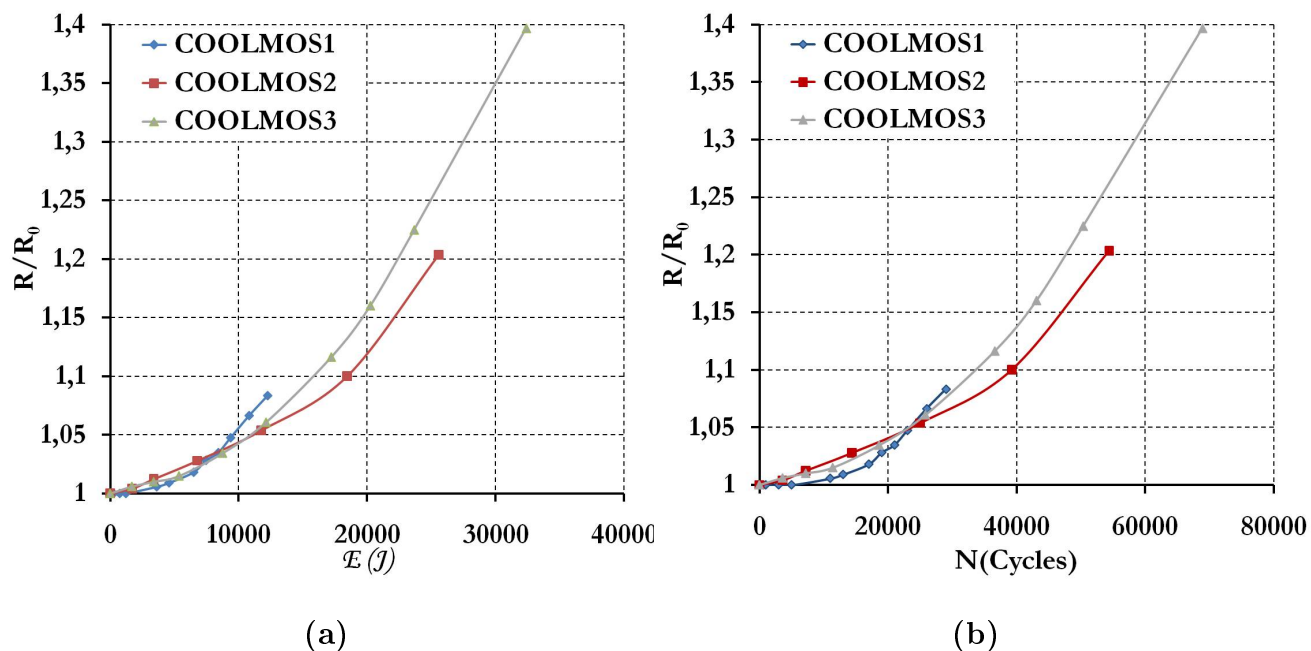


FIGURE III.22 – Représentation de la résistance réduite de la métallisation $\frac{R}{R_0}$ en fonction de l'énergie \mathcal{E} (a) et du nombre de cycles (b) pour chaque module testés

II.2.1.2 Résistance à l'état passant R_{DSon}

Les caractéristiques montrant l'estimation de la résistance à l'état passant sont représentées figure III.23 :

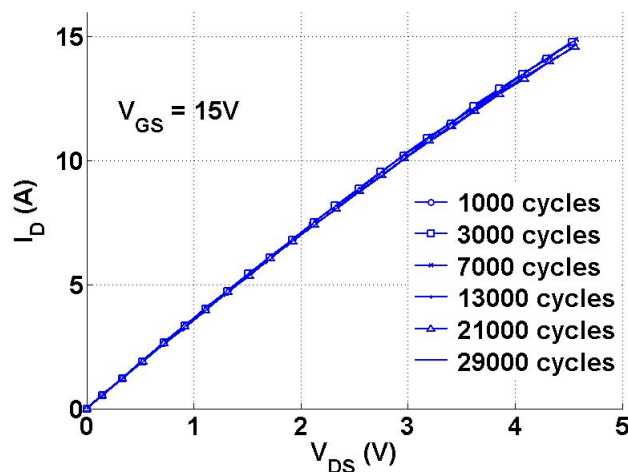


FIGURE III.23 – Représentation du courant de drain en fonction de la tension drain-source dans la zone ohmique de fonctionnement du transistor COOLMOS

La résistance à l'état passant du transistor COOLMOS ne varie pas avec le nombre de cycles. A priori les pertes à l'état passant au cours du vieillissement ne devraient pas évoluer non plus. Dans la zone linéaire, la résistance R_{DSon} est estimée égale à $300\text{ m}\Omega$ à 25°C . L'effet observé sur la couche de métallisation ne se retrouve donc pas ici sur la résistance à l'état passant.

II.2.1.3 Courant de saturation

La figure III.24 montre les courbes de courant de drain en fonction de la tension drain-source pour une tension entre grille et source fixée légèrement supérieure à la tension de seuil :

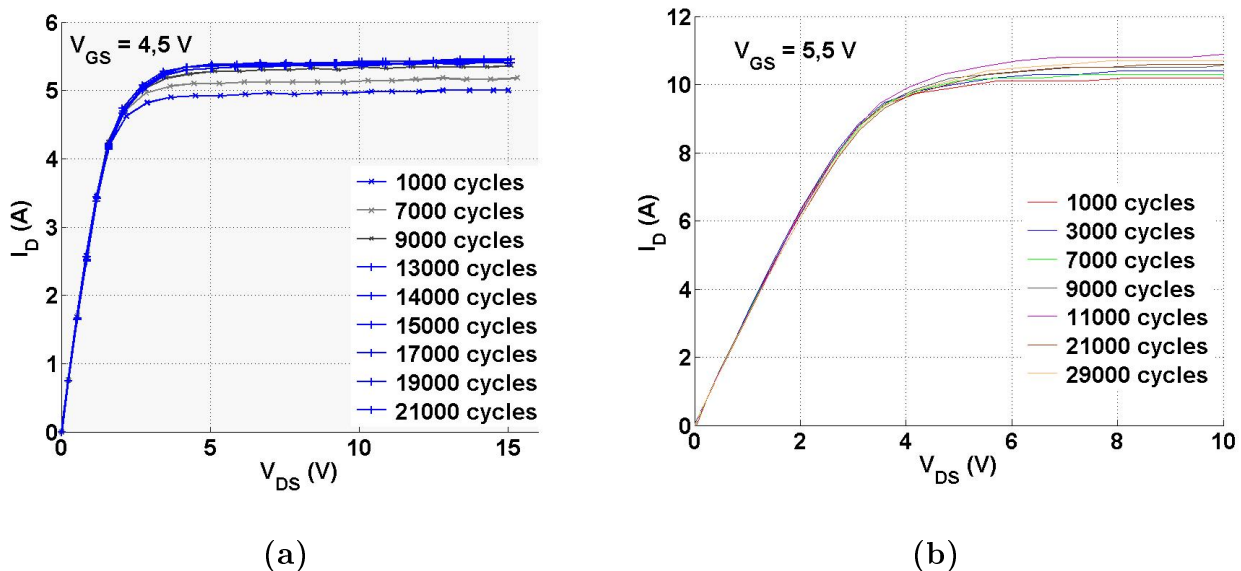


FIGURE III.24 – Représentation du courant de drain en fonction de la tension drain-source pour $V_{GS} = 4,5V$ (a) et $V_{GS} = 5,5V$ (b)

L'évolution du courant de saturation en fonction du nombre de cycles est difficile à évaluer sur ces courbes mais elles ont l'avantage de représenter les différentes zones de fonctionnement du transistor (ohmique, saturé...). Le courant de saturation varie de la même manière pour différentes valeurs de la tension grille-source. On peut remarquer une légère augmentation de celui-ci pendant les premiers cycles, puis une stabilisation.

Pour mieux visualiser l'évolution du courant de saturation avec les cycles, nous avons tracé le courant de saturation réduit (rapport entre le courant de saturation au cycle N et le courant de saturation au cycle 0) en fonction du nombre de cycle (figure III.25).

L'évolution du courant de saturation est intéressante. En effet durant les 11000 premiers cycles il augmente légèrement (approximativement de 7%). Après le 11000^{ème} cycle le courant de saturation semble diminuer faiblement puis n'évolue plus.

Cette observation vérifiée sur tous les composants testés montre malgré les faibles variations observées et les erreurs de mesures un effet du vieillissement imposé par les cycles de court-circuit sur le courant de saturation : légère augmentation, puis stabilisation après éventuellement une faible diminution.

Le courant de saturation à faible V_{GS} est principalement dépendant des caractéristiques du canal. L'augmentation observée lors des premiers milliers de cycle pourrait donc être expliquée par une modification des caractéristiques du canal. Nous reviendrons sur ce point par la suite.

II.2.1.4 Courant de court-circuit

Les courants de court-circuit sous 300 V, relevés à différents cycles, sont représentés figure III.26 :

Le courant de court-circuit est relevé dans des conditions expérimentales totalement différentes de celles permettant la mesure du courant de saturation.

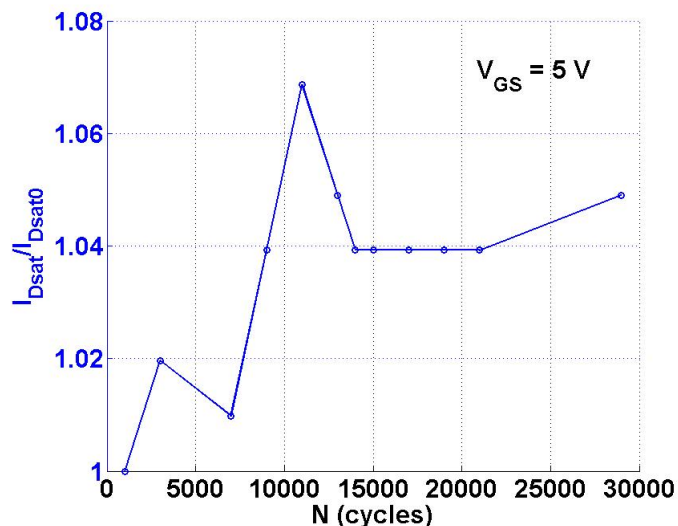


FIGURE III.25 – Évolution de la valeur réduite du courant de saturation en fonction du nombre de cycle

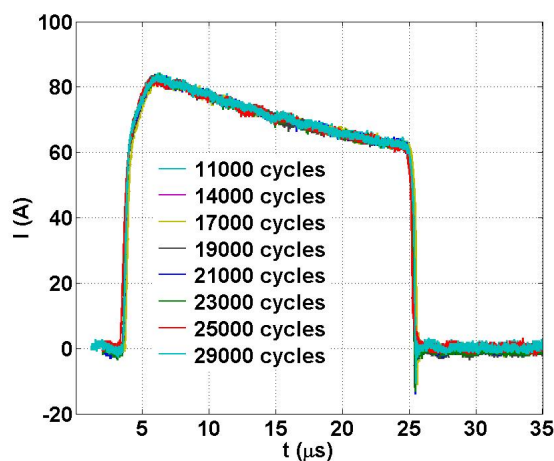


FIGURE III.26 – Représentation du courant de court-circuit traversant le COOLMOS pendant la phase de fermeture ($T_{case} = 25^{\circ}\text{C}$, $V_{GS} = 15\text{ V}$ et $V_{DS} = 300\text{ V}$).

Dans ce cas, en effet, la tension appliquée entre drain et source est élevée (300 V), et le courant traversant le composant beaucoup plus important ($\approx 80\text{ A}$). Contrairement à ce qui a été observé lors des caractérisations précédentes sous faible tension de grille, on n'observe pas ici de variation du courant de court-circuit. Sous forte tension et courant, le courant dans le transistor n'est plus seulement limitée par le canal, mais aussi par la saturation de la vitesse de déplacement des porteurs dans la zone de drift verticale.

II.2.2 Cyclage à Énergie Intermédiaire

II.2.2.1 Résistance de la métallisation

Les résultats de la mesure 4 fils sont représentés figure III.27.

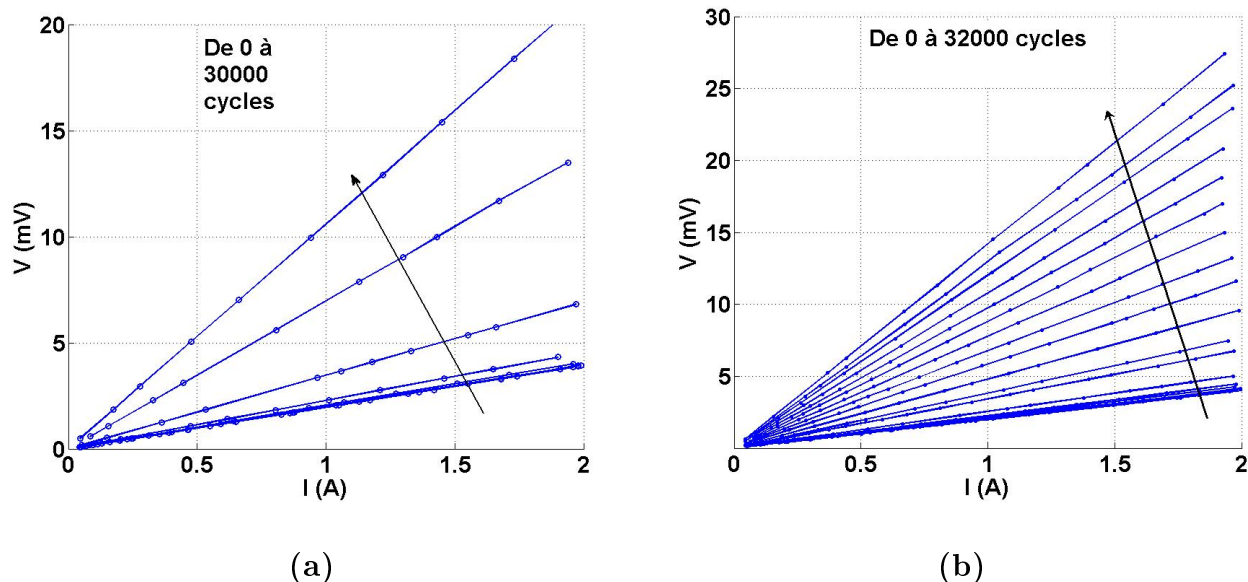


FIGURE III.27 – Représentation de la tension de la métallisation en fonction du courant la traversant en cours de cyclage, (a) COOLMOS4, (b) COOLMOS5

On remarque cette fois-ci une évolution beaucoup plus importante de la résistance de la couche de métallisation dont la valeur initiale entre les fils de bonding W_4 et W_5 est égale à $2\text{ m}\Omega$ comme précédemment.

Les courbes montrant la résistance réduite en fonction de l'énergie du court circuit et du nombre de cycle sont indiquées aux figures III.28.a et III.28.b.

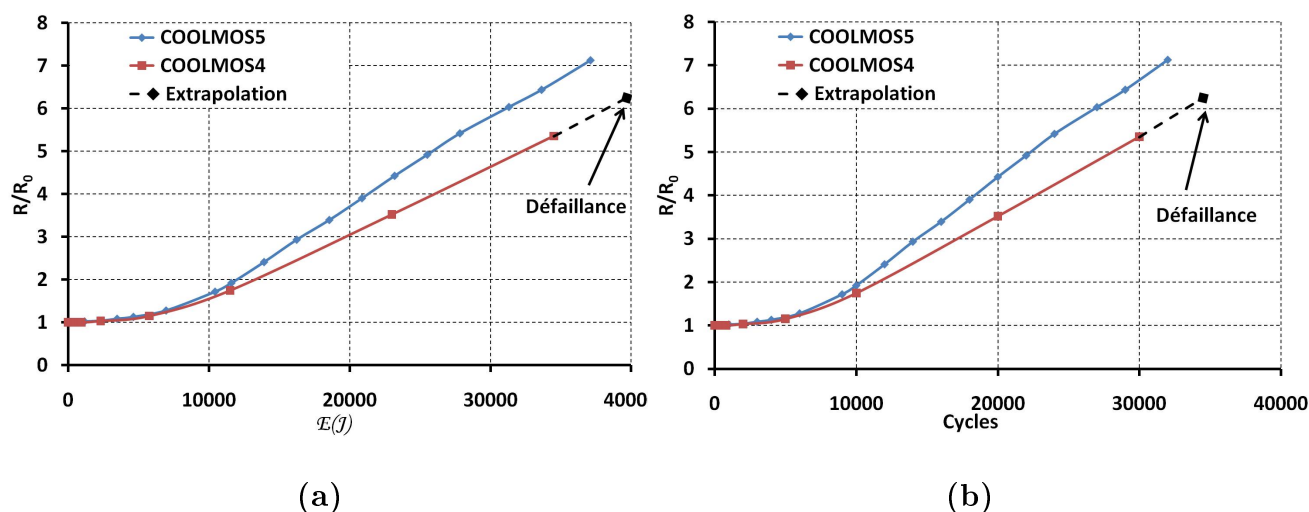


FIGURE III.28 – Représentation de la résistance réduite des COOLMOS4 et COOLMOS5 en fonction de l'énergie cumulée (a) et du nombre de cycles (b)

On peut remarquer que l'on observe les mêmes tendances que pour un cyclage à faible énergie. Un changement dans l'évolution de la résistance est à nouveau observé aux alentours des 6000

premiers cycles (respectivement pour une énergie cumulée de 6960 J) pour les deux transistors COOLMOS testés. La résistance évolue très peu pendant les premiers 5000 cycles. L'évolution de la résistance en fonction du nombre de cycles devient linéaire vers le 10000^{ème} cycle. La variation de la résistance relative est importante, $2,15 \cdot 10^{-4} J^{-1}$ (respectivement $2,45 \cdot 10^{-4} / \text{cycle}$) pour le transistor COOLMOS5 et $1,6 \cdot 10^{-4} J^{-1}$ (respectivement $1,83 \cdot 10^{-4} / \text{cycle}$) pour le transistor COOLMOS4. La résistance de la métallisation a augmenté de 712% en 32000 cycles pour le transistor COOLMOS5 et de 535% pour le transistor COOLMOS4. Les évolutions de la résistance superficielle de la couche de métallisation sont donc assez proches pour ces deux composants testés dans des conditions identiques.

La défaillance du transistor COOLMOS4 a eu lieu après 34513 cycles.

En faisant une extrapolation de la résistance réduite en fonction du nombre de cycle, celle-ci devait être égale à 6,18 au moment où le transistor COOLMOS1 a subi une défaillance.

II.2.2.2 Résistance à l'état passant (R_{dson})

La figure III.29 représente le courant de drain en fonction de la tension drain-source dans la zone ohmique pour une tension grille-source de 15 V.

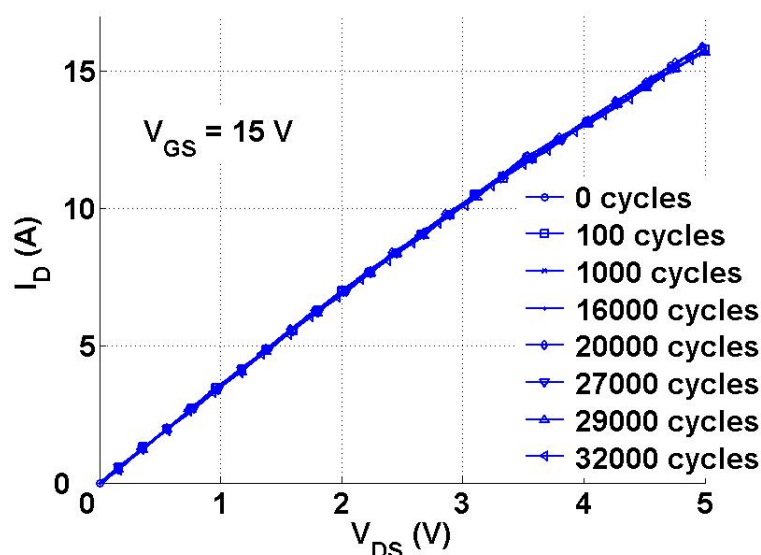


FIGURE III.29 – Représentation du courant de drain en fonction de la tension drain-source dans la zone ohmique de fonctionnement du MOS

La résistance à l'état passant n'évolue pas non plus dans ces conditions d'essais. Pourtant d'autres travaux [Dup07] ont pu montrer une augmentation de R_{Dson} aux cours de la répétition de régimes extrêmes de fonctionnement. Il est possible que nous soyons encore trop loin de l'énergie critique par cycle pour observer ici l'augmentation de la résistance à l'état passant. La résistance élevée à l'état passant du transistor COOLMOS ($300 \text{ m}\Omega$) masque peut-être également les évolutions de la résistance de la couche de métallisation.

II.2.2.3 Courant de saturation

La figure III.30 représente le courant de drain en fonction de la tension drain-source du transistor COOLMOS5 pour différentes tensions V_{GS} :

Le courant de saturation varie au cours des cycles comme pour les essais à faible énergie et ce

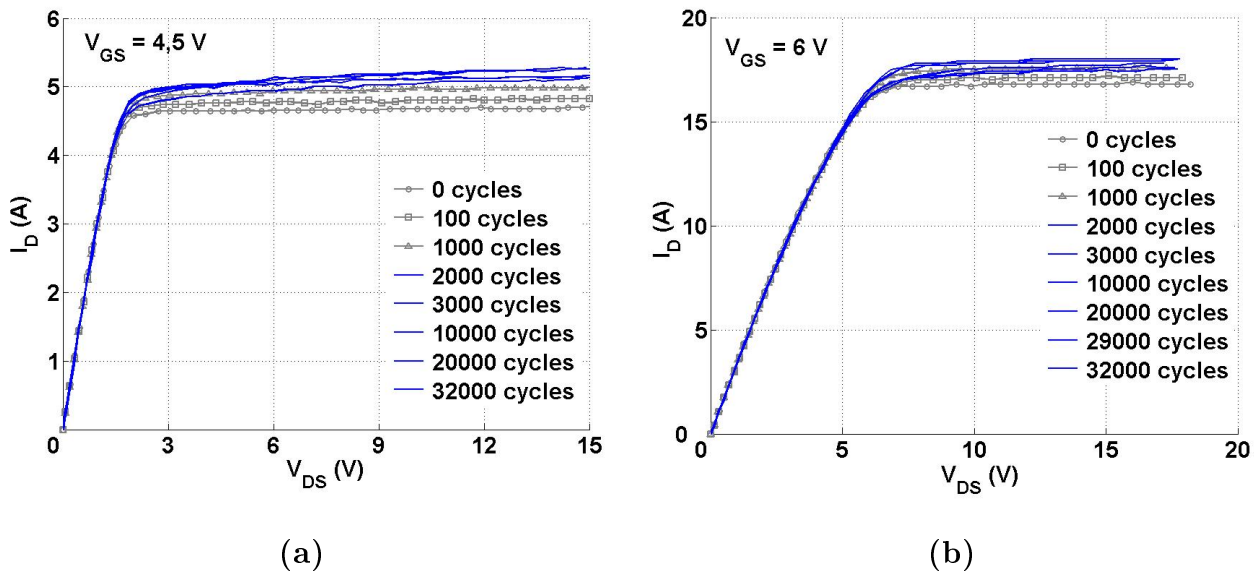


FIGURE III.30 – Représentation du courant de drain en fonction de la tension drain-source du transistor COOLMOS5 pour $V_{GS} = 4,5$ V (a) et $V_{GS} = 6$ V (b)

pour différentes tensions grille-source.

De la même manière que précédemment nous pouvons représenter l'évolution du courant de saturation en fonction du nombre de cycle (figure III.31).

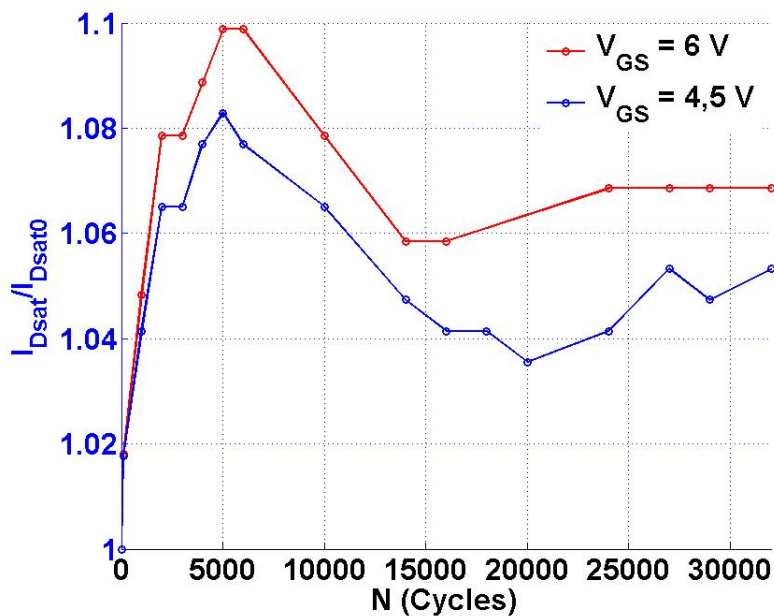


FIGURE III.31 – Évolution de la valeur réduite du courant de saturation du transistor COOLMOS5 en fonction du nombre de cycle

Le courant de saturation augmente à nouveau pendant les premiers cycles (environ 5000) puis diminue avant semble-t-il de se stabiliser (sur la durée de court-circuit effectuée). L'augmentation du courant de saturation est approximativement de 8,2% pour une tension grille-source de 4,5 V et de 10% pour une tension grille-source de 6 V, valeurs légèrement supérieures à celles obtenues pendant l'essai précédent.

Cette mesure avait été effectuée sur le transistor COOLMOS4, les résultats sont présentés figure III.32 :

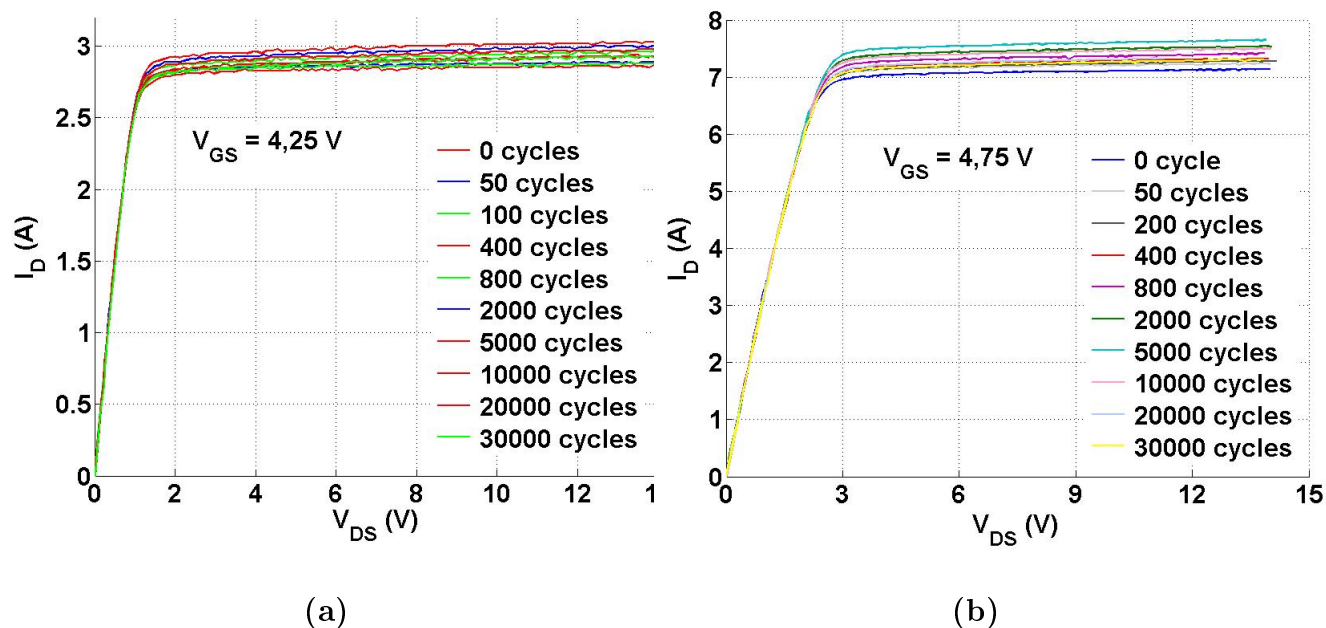


FIGURE III.32 – Représentation du courant de drain en fonction de la tension drain-source du transistor COOLMOS4 pour $V_{GS} = 4,25V$ (a) et $V_{GS} = 4,75V$ (b) ($T_{case} = 25^{\circ}C$)

En traçant l'évolution du courant de saturation en fonction du nombre de cycles (figure III.33) nous remarquons de nouveau des variations similaires à celles observées sur le composant précédent.

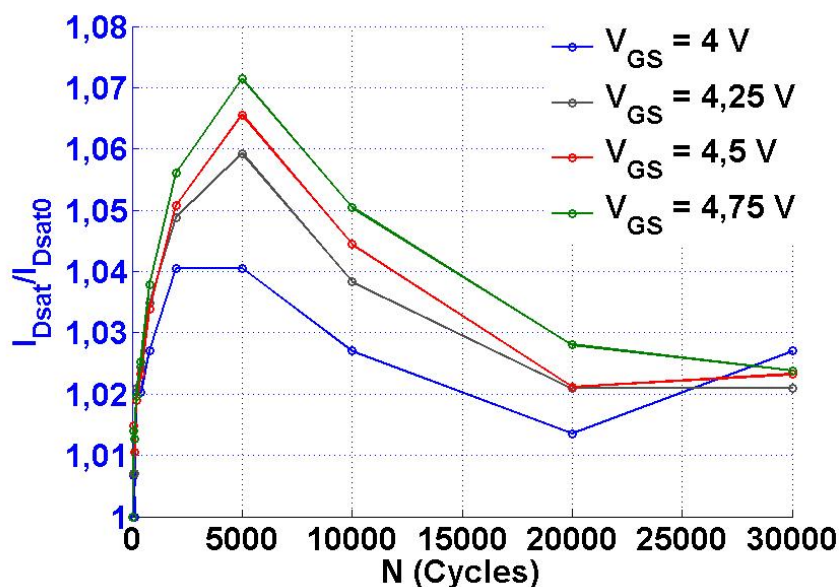


FIGURE III.33 – Évolution de la valeur réduite du courant de saturation du transistor COOLMOS4 en fonction du nombre de cycle

Le courant de saturation augmente de 4 à 7,4% pour des tensions grille-source comprises entre 4 et 4,75 V.

II.2.2.4 Courant de court-circuit

L'évolution du courant de court-circuit des cyclages à énergie intermédiaire est représentée au cours des cyclages figure III.34.a :

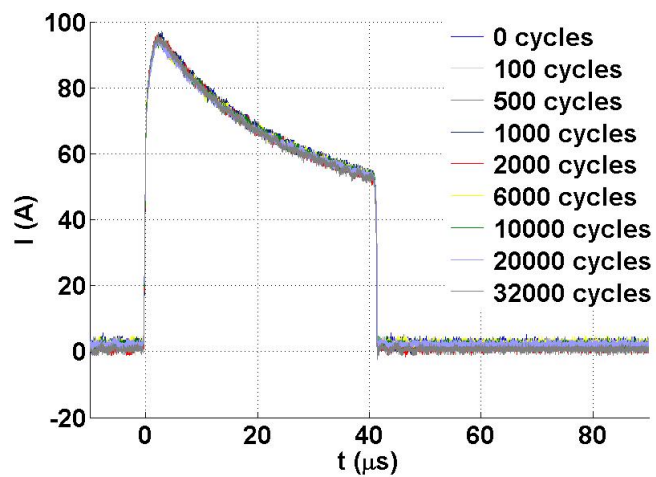


FIGURE III.34 – Représentation du courant de court-circuit traversant le COOLMOS 4

Là encore, le courant de court-circuit ne varie pas de façon notable avec le vieillissement.

II.2.3 Cyclage à Forte Énergie

II.2.3.1 Résistance de la métallisation

Les résultats de la mesure 4 fils sont représentés figure III.35.

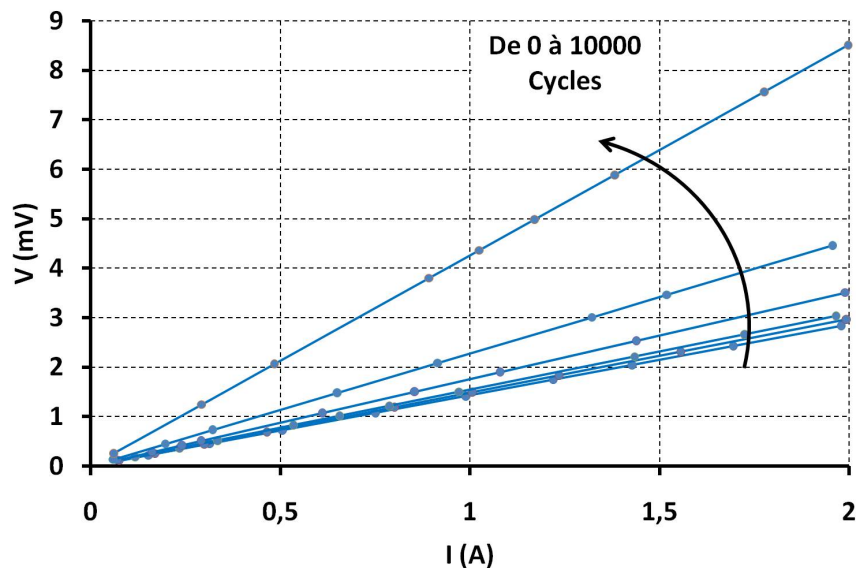


FIGURE III.35 – Représentation de la tension de la métallisation en fonction du courant la traversant pour différents nombres de cycles

La figure III.36 représente l'évolution de la résistance en fonction du nombre de cycle et de l'énergie cumulée :

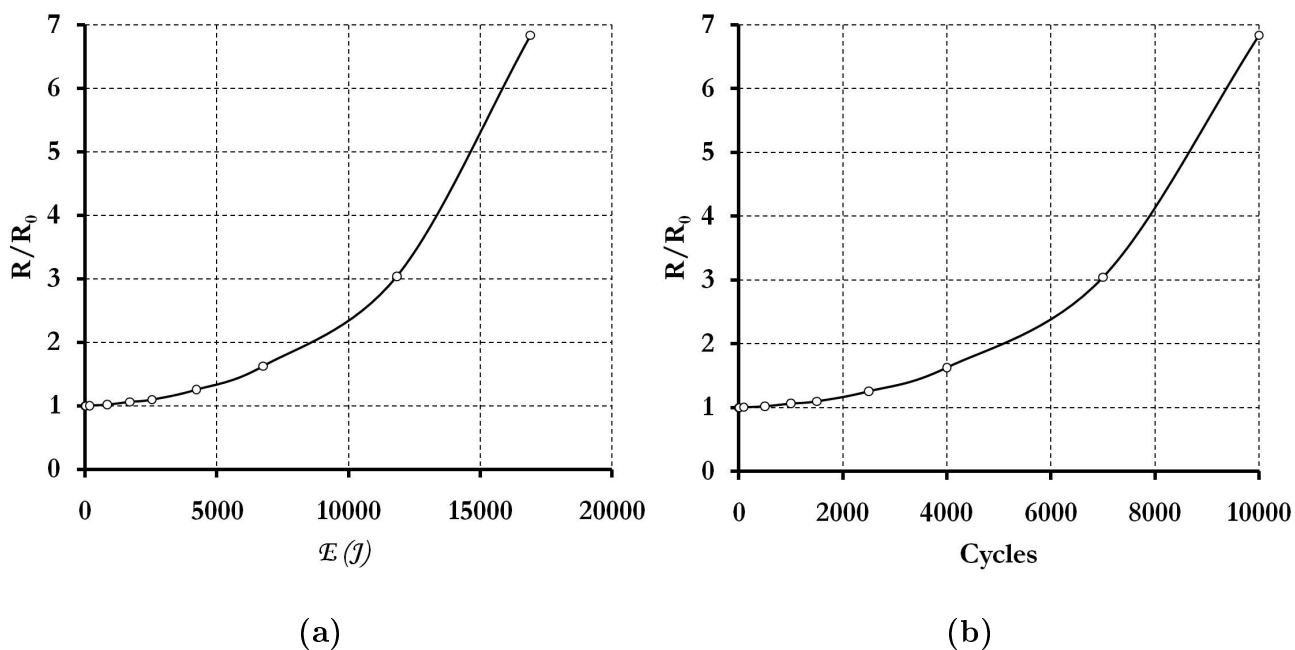


FIGURE III.36 – Représentation de la résistance réduite en fonction de l'énergie (a) et du nombres de cycles (b)

Nous pouvons remarquer le même type d'évolution que pour les cyclages précédents, cependant

l'évolution de la résistance est beaucoup plus rapide dans la zone non-linéaire et dans la zone de variation linéaire. Le module a subi une défaillance au cycle 10280, au début de la zone linéaire. Dans cette zone linéaire la variation de la résistance réduite est de l'ordre de $7,66 \cdot 10^{-4} J^{-1}$ (respectivement $3,16 \cdot 10^{-3} / \text{cycle}$), soit approximativement 2000 fois plus par cycle que la variation de la résistance des essais à énergie intermédiaire.

En faisant une extrapolation de la résistance réduite en fonction du nombre de cycle, celle-ci devait être égale à 7,72 au moment où le transistor COOLMOS a subi une défaillance.

On peut remarquer que la défaillance apparaît pour une variation de la résistance du même ordre de grandeur que celle entraînant la défaillance lors des essais à énergie intermédiaire.

II.2.3.2 Courant de saturation

La figure III.37.a représente le courant de drain en fonction de la tension drain-source pour différentes tensions V_{GS} :

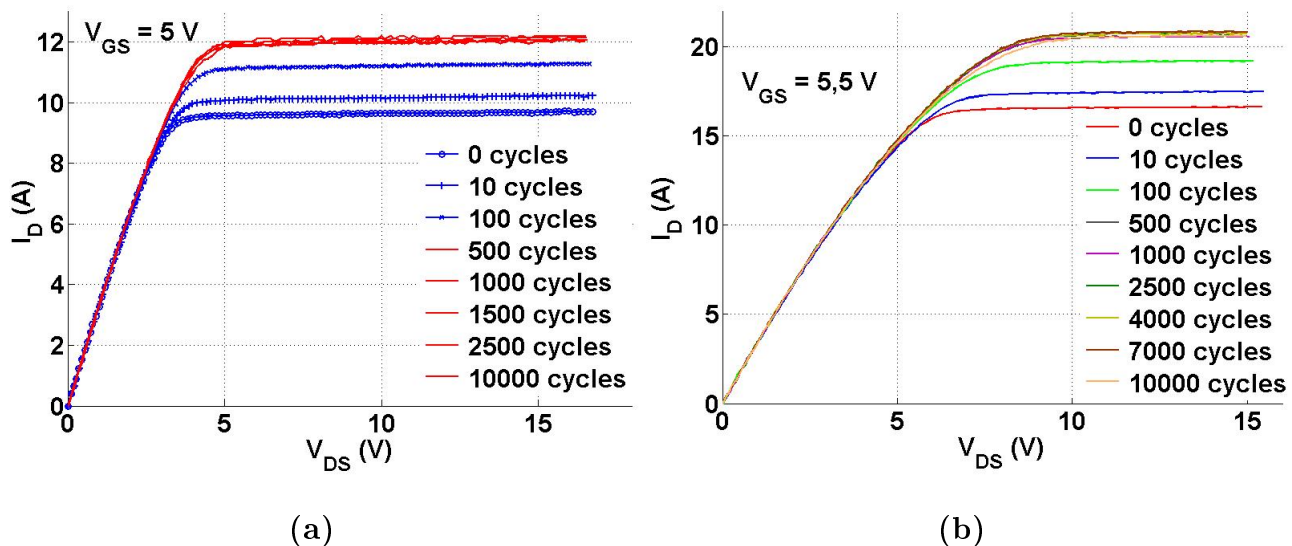


FIGURE III.37 – Représentation du courant de drain en fonction de la tension drain-source du transistor COOLMOS1 pour $V_{GS} = 4,75V$ (a) et pour $V_{GS} = 5,5V$ (b)

Cette fois encore le courant de saturation augmente aux cours des cycles mais avec une dynamique bien plus importante que lors des essais précédents. On peut remarquer que pour une tension grille-source de 5,5 V le transistor COOLMOS6 avait initialement une valeur du courant de saturation de 16,5 A, après 1000 cycles celle-ci est de 22A.

La figure III.38 représente l'évolution du courant de saturation en fonction du nombre de cycles pour différentes tensions grille-source.

Le courant de saturation augmente de 25,4% mais ne diminue pas. Il est possible qu'un cyclage avec une énergie de court-circuit aussi grande mettent en limitation les phénomènes observés précédemment.

II.2.3.3 Courant de court-circuit

Nous avons voulu observer de nouveau l'effet du vieillissement sur le courant de court-circuit. La figure III.39 montre le courant de court-circuit à différents cycles.

Le courant de court-circuit ne diminue toujours pas de façon significative, bien qu'une très

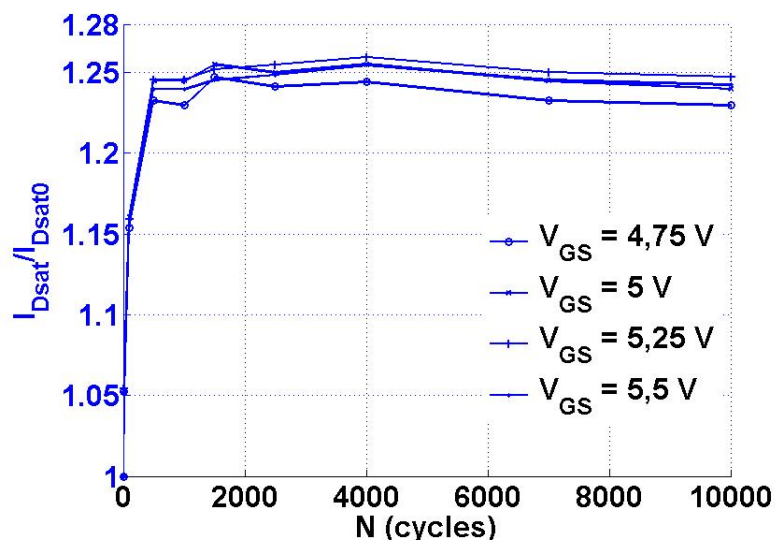


FIGURE III.38 – Évolution de la valeur réduite du courant de saturation en fonction du nombre de cycle

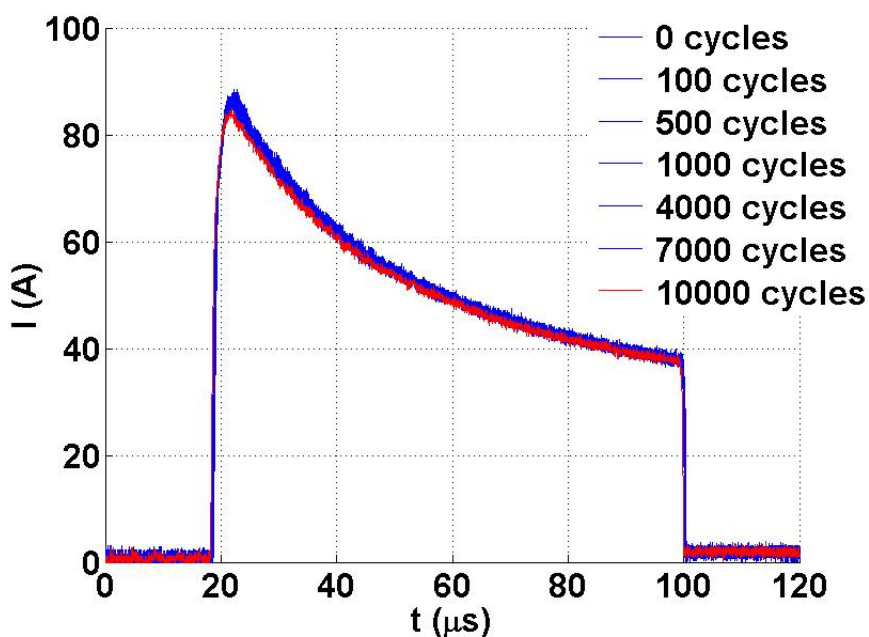


FIGURE III.39 – Représentation du courant de court-circuit pour différents cycles

légère variation soit observable à fort niveau de courant.

Il serait absurde, croyant pouvoir observer la diminution du courant de court-circuit, de réaliser un autre essai avec une énergie de court-circuit encore plus importante.

Plusieurs possibilités peuvent expliquer l'absence d'observation de la diminution du courant de court-circuit :

- Le vieillissement subit par le transistor n'affecte pas le courant de court-circuit.
- La défaillance du transistor intervient trop tôt, et n'est donc pas corrélée à la diminution du courant de court-circuit.
- La configuration électrique (position des fils de bonding...) ne nous permet pas d'observer

la diminution du courant de court-circuit.

Nous nous attarderons sur ce dernier point dans la section suivante.

II.2.4 Interprétations pour l'ensemble des essais

L'évolution des caractéristiques du transistor COOLMOS dépend fortement de l'énergie dissipée par cycle (donc de la température), mais nous pouvons tirer quelques conclusions de ces mesures avant d'observer la métallisation au MEB.

Tout d'abord les caractéristiques dépendant macroscopiquement de la puce (résistance dans la zone ohmique R_{Dson}) ne varient pas. Il n'y a en effet aucune raison pour que les propriétés du silicium évoluent. Cela montre également que les variations constatées, par exemple sur la résistance de la couche de métallisation, n'affectent pas ici les caractéristiques à l'état passant des transistors testés.

En revanche les caractéristiques localisées, notamment à l'interface métallisation-puce peuvent subir des variations significatives :

- La résistance de la métallisation augmente de manière différente entre le début et la fin des cycles. On constate également que la résistance n'évolue pas (ou très peu) durant les premiers milliers de cycles (environ 5000). L'augmentation progressive de la résistance pourrait être due à une plastification de la couche de métallisation. A partir d'un nombre de cycles (ou d'une énergie cumulée) élevé, la résistance semble évoluer de façon linéaire avec la répétition des cycles.
- Le courant de saturation évolue durant les 1^{ers} milliers de cycles puis semble diminuer lentement.

II.2.4.1 Résistance de la métallisation

La résistance de la métallisation évolue de manière similaire pour les différents types de cyclage. La figure III.40 représente l'évolution de la résistance réduite de la métallisation en fonction de l'énergie cumulée pour chaque transistor COOLMOS testé.

Nous pouvons remarquer que la variation de la résistance réduite n'est pas uniquement fonction de l'énergie cumulée. On discerne également différentes phases d'évolution de la résistance réduite. Pendant la première phase, la résistance de la couche de métallisation évolue progressivement. Puis, à partir, semble-t-il, d'une valeur d'énergie cumulée donnée la variation devient sensiblement linéaire en fonction de l'énergie cumulée et en fonction du nombre de cycles.

Dernière remarque, pour une même énergie de court-circuit, l'évolution de la résistance dans la zone de variation linéaire est plus importante lorsque la valeur de celle-ci en début de phase est plus grande.

II.2.4.2 Courant de saturation

Le courant de saturation évolue de manière similaire pour les essais à faible énergie et à énergie intermédiaire. Nous avons pu observer une augmentation du courant de saturation durant les premiers milliers de cycles puis une légère diminution. L'augmentation de celui-ci est de quelques pourcents pour différentes tensions grille-source.

En ce qui concerne l'essai à forte énergie, l'augmentation du courant de saturation est extrêmement importante, elle atteint 25% au cycle 200. A la différence des essais précédents, le courant

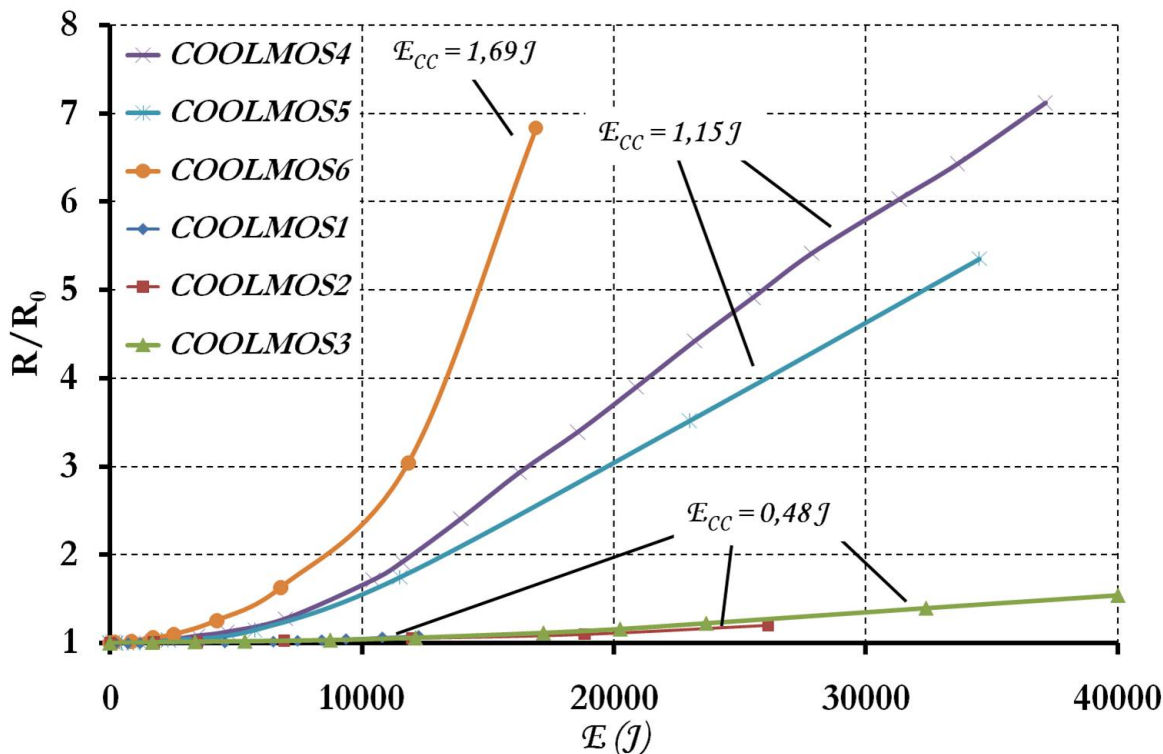


FIGURE III.40 – Evolution de la résistance réduite en fonction de l'énergie cumulée

de saturation ne diminue pas par la suite (la défaillance apparaissant très rapidement).

Le courant de saturation est fortement dépendant des propriétés du canal (géométrie, mobilité des porteurs...), il est possible que celui-ci subisse des modifications au cours des cycles, et que ces dégradations soient à l'origine des effets observés.

Nous reviendrons sur ce point dans la section III

II.2.4.3 Courant de court-circuit

Nous n'avons pas retrouvé les effets observés lors des précédentes campagnes de court-circuit effectuées au laboratoire, à savoir la diminution du courant de court-circuit [Ara07].

Cependant l'augmentation de la résistance de la couche de métallisation peut modifier la répartition du potentiel de source lors d'un court circuit, car celle-ci est parcourue par le courant de puissance.

Pour illustrer ce phénomène considérons la figure III.41.

Les figures III.41.a et b représentent un puce de silicium traversée par une densité de courant uniforme, chaque cellule élémentaire de la puce est parcourue par le même courant. Une fois dans la métallisation, le courant est principalement latéral afin d'être recueilli par les fils de bonding de puissance (si on les suppose répartis de façon uniforme à l'autre extrémité de la métallisation).

Dans l'exemple simplifié de la figure III.41, le courant $I(x)$ dans la métallisation peut simplement s'exprimer en fonction de la longueur de celle-ci (L) et du courant recueilli par les fils de bonding de puissance (courant de drain I_D) de la manière suivante (en supposant, hypothèse simplificatrice, une répartition uniforme du courant dans la largeur de la métallisation) :

$$I(x) = \frac{I_D}{L}x$$

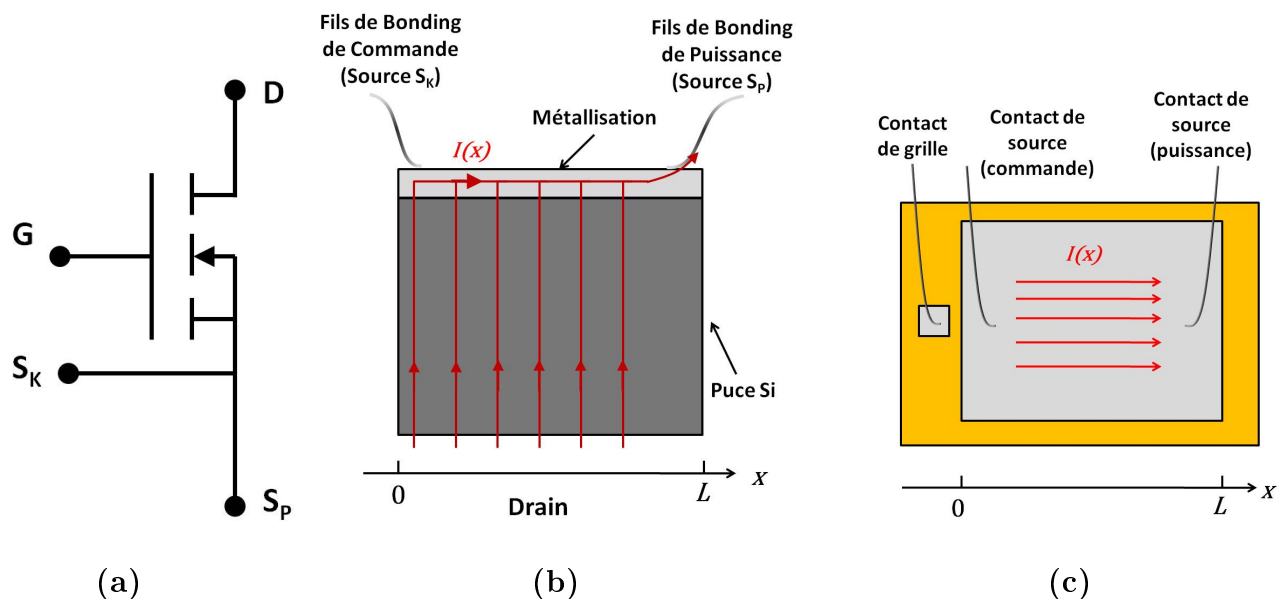


FIGURE III.41 – Schéma du transistor COOLMOS avec les différents contacts (a). Répartition du courant à l'intérieur d'un module de puissance en transversal (b) et vue de dessus (c).

Considérons maintenant que le fil de bonding de source de commande (dont le potentiel sera noté V_{S_K}) soit placé en amont du transfert du courant ($x = 0$). Nous pouvons exprimer le potentiel de source à une position x quelconque en fonction de $I(x)$ et de la résistance de la métallisation R :

$$\begin{aligned} V_{S_K} - V_S(x) &= RI(x) \\ V_S(x) &= V_{S_K} - RI_D \frac{x}{L} \end{aligned}$$

De ce fait, la tension grille-source qui commande le canal varie d'une cellule à l'autre et augmente avec la coordonnée x de la cellule. La tension de commande grille-source est donc la tension minimum appliquée aux cellules.

Ce cas de figure se rapproche des mesures de courant de court-circuit réalisés dans les essais précédents où l'électrode de source de commande (S_K) est positionnée en W_3 (conf figures III.11 et III.10.a).

Considérons maintenant un autre cas de figure, celui où l'électrode de source de commande est positionnée au niveau de l'électrode de source de puissance. Le potentiel de source à une position x s'écrit :

$$V_S(x) = V_{S_K} - RI_0 \left(\frac{x - L}{L} \right)$$

Le potentiel de source croît toujours avec la position de la cellule mais, cette fois, la tension de commande grille-source est la tension, maximum appliquée aux cellules. Les cellules à "l'intérieur" de la puce voient une tension inférieure.

Nous avons donc décidé de changer la position de l'électrode de commande de source initialement placée en W_3 et de la placer au niveau de l'électrode de puissance de source W_6 (figure III.10).

Le courant de court-circuit est représenté figure III.42.b.

On peut remarquer une diminution à peine perceptible du courant de court-circuit durant les 20000 premiers cycles, puis une chute brutale du courant de court-circuit vers le cycle 30000. La

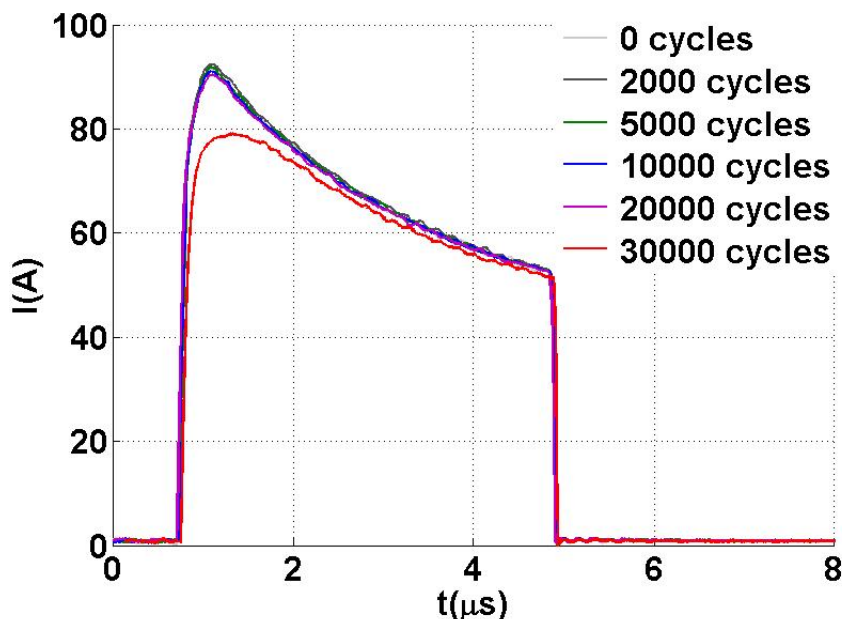


FIGURE III.42 – Courant de court-circuit traversant le module de puissance pour différents cycles en fonction du nombre de cycles avec l'électrode de source de commande placée en W_6

position de l'électrode de source de commande joue, après vieillissement, un rôle très important sur la valeur du courant de court-circuit.

Cependant, une question subsiste : Pourquoi, dans le premier cas, l'augmentation de la résistance de la métallisation provoquant une augmentation moyenne du potentiel de source de commande ne modifie pas la valeur du courant de court-circuit et pourquoi dans le deuxième cas l'augmentation de la résistance de la métallisation provoquant une diminution moyenne du potentiel de source de commande diminue la valeur du courant de court-circuit après un vieillissement important.

Pour y répondre, nous devons nous intéresser à l'évolution du courant de court-circuit en fonction de la tension grille-source. Nous avons donc mesuré le courant de court-circuit pour plusieurs valeurs de la tension grille-source et pour une tension drain-source de 400 V. C'est à chaque fois l'amplitude maximale du courant de court-circuit qui a été relevée point par points pour différentes tension grille-source de commande, lorsque le contact S_K est placé en W_6 . La valeur du courant de court-circuit est ensuite représentée en fonction de la tension grille-source (figure III.43).

L'évolution du courant de court-circuit en fonction de la tension grille-source sous 400 V est semblable à l'évolution de celui-ci pour de faibles valeurs de la tension drain-source. A partir d'une tension grille-source de l'ordre de 11 V, la valeur du courant de court-circuit n'évolue quasiment plus.

Reprenons le premier cas de figure, celui où l'électrode de commande de source (S_K) et l'électrode de commande de puissance (S_P) sont séparées. La tension de commande grille-source était alors la tension minimum imposée aux cellules. Comme le courant de court-circuit n'évolue plus pour des tensions supérieures à 11 V, la variation de la résistance de la métallisation n'a aucun effet sur le niveau du courant de court-circuit.

Regardons maintenant le deuxième cas de figure, l'électrode de commande de source (S_K) et l'électrode de puissance de source (S_P) sont communes. La tension de commande grille-source est la tension maximum imposée aux cellules. L'élévation de la résistance de la couche de

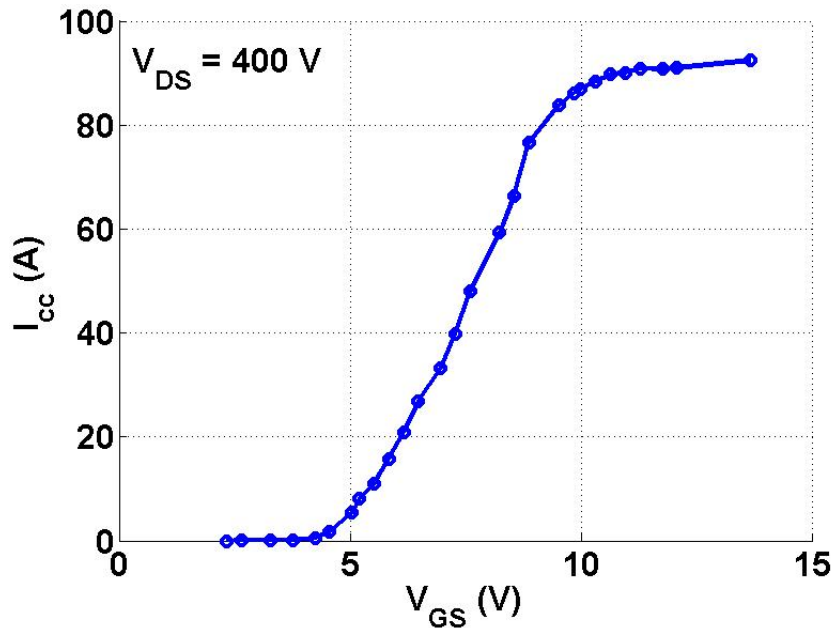


FIGURE III.43 – Représentation du courant de court-circuit en fonction de la tension grille-source

métallisation peut provoquer une chute de la tension grille-source telle que certaines cellules perçoivent une tension grille-source inférieure à 11 V. Ces cellules limitent le courant de court-circuit, ce qui explique la diminution du courant de court-circuit observée après un certain nombre de court-circuits.

La chute du courant de court-circuit a été observée expérimentalement pour le transistor COOLMOS4 au 30000^{ème} cycle. A ce moment là, la résistance avait augmenté de 535%. Initialement la résistance mesurée est égale à 2 mΩ, après 30000 cycles elle est égale à 10,7 mΩ. La distance entre les fils de mesure est approximativement égale à 1/5 de la longueur de la métallisation. La résistance totale de la couche de métallisation vaut donc de l'ordre de 53 mΩ. Lors d'un court-circuit, la métallisation est parcourue par un courant d'approximativement 90 A (en début de court-circuit). La chute du potentiel de source entre deux extrémités de la métallisation est alors de l'ordre de 4,8 V. La tension grille-source imposée par la commande est de 13,7 V. Les cellules situées à l'opposé du contact de source de puissance sont ainsi commandées par une tension grille-source d'environ 8,9 V. D'après la figure III.43, elles ne peuvent pas fournir le courant maximum, d'où la diminution du courant de court-circuit. Ces calculs très approximatifs peuvent malgré tout expliquer l'origine des variations du courant de court-circuit.

II.2.4.4 Défaillance des transistors COOLMOS

La plupart des défaillances subies par les transistors COOLMOS testés apparaissent au moment de la fermeture du transistor. La figure III.44 représente la tension entre drain et source et le courant de court-circuit pendant une défaillance intervenue après un certain nombre de cycles à énergie intermédiaire.

Comme nous pouvons le voir, au moment du blocage du courant traversant le transistor (lors de son ouverture), le courant légèrement diminue puis augmente subitement jusqu'à une valeur supérieure à 160 A (saturation des voies de l'oscilloscope) entraînant la rupture électrothermique de la puce.

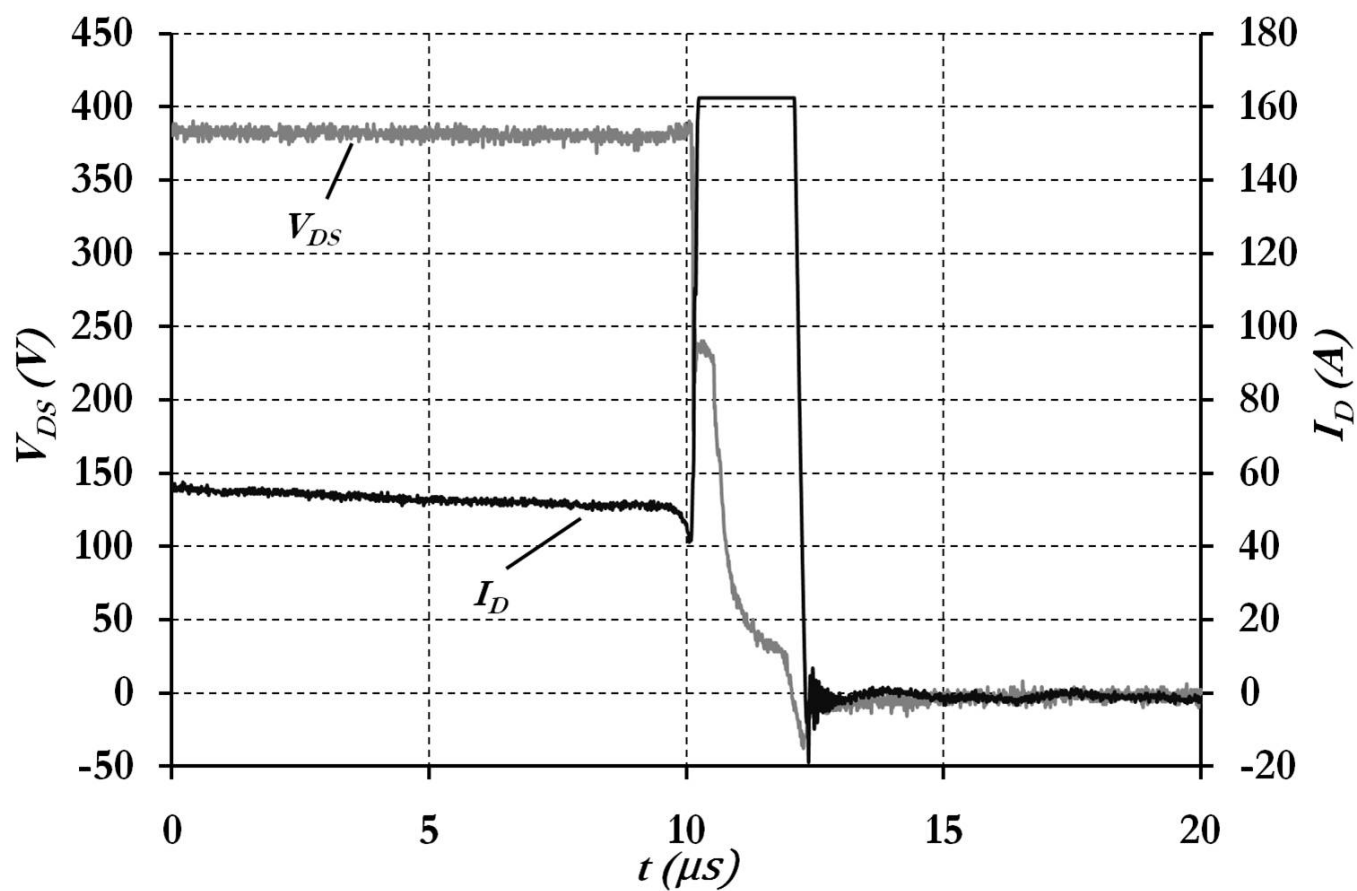


FIGURE III.44 – Représentation du courant de drain et de la tension drain-source au cours d'une défaillance (cyclage à énergie intermédiaire)

II.3 Résultats d'essais, observation au MEB

Après un certain nombre de cycles, la métallisation est observée par microscopie électronique à balayage pour chercher à mettre en évidence les évolutions et modifications au niveau de la microstructure.

Nous observerons 2 zones sur la puce du module de puissance (figure III.45) :

- La 1^{ère} se situe dans la zone centrale de la puce.
- La 2^{nde} se situe au niveau des pieds de bonding traversés par le courant de court-circuit.

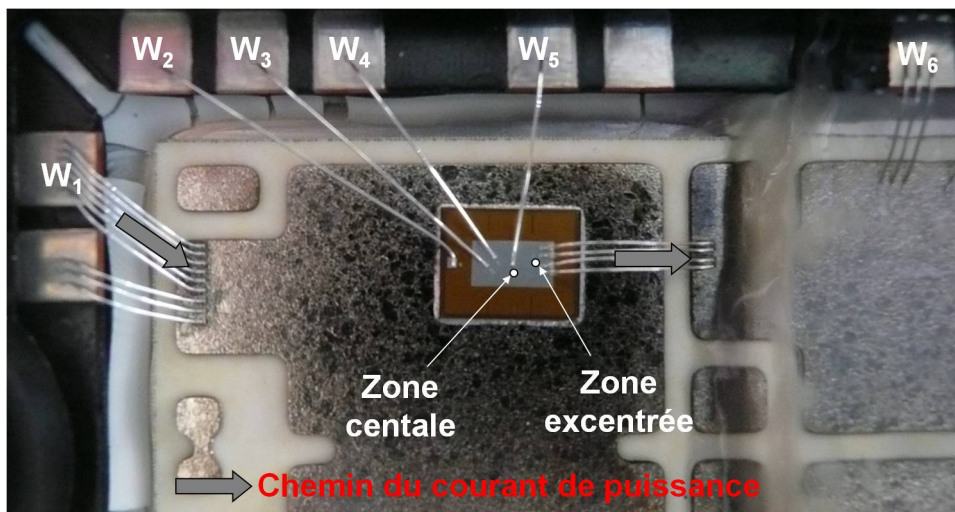


FIGURE III.45 – Zones géographiques d'observation par microscopie électronique à balayage.

L'intérêt de cette double observation est de vérifier si la dégradation est homogène, si l'aspect "focalisateur" des fils de bonding joue un rôle dans la dégradation de la métallisation et si le centre de la puce, a priori la région où la température est la plus élevée, évolue différemment. Ces 2 zones ont été précisément repérées, et nous avons cherché à chaque fois à effectuer les observations dans des conditions identiques (grossissement, distance focale ...)

II.3.1 Cyclage à Faible Énergie

II.3.1.1 Zone centrale

La figure III.46 montre l'évolution de la microstructure de la métallisation au cours des 11000 premiers cycles.

Nous pouvons faire une première remarque sur l'hétérogénéité de la taille des grains (figure III.46.a) qui varie approximativement d'un ordre de grandeur ($2 \sim 20 \mu\text{m}$).

Durant les premiers cycles, la microstructure de la métallisation évolue peu. Les premières modifications observables apparaissent après 3000 cycles et plus nettement après 7000 cycles (figure III.46.e) où l'on discerne une plastification prononcée de l'aluminium autour des puits de sources. Une modification importante de la microstructure est observable après 11000 cycles (figure III.46.f). La plastification s'étend alors à l'ensemble de la couche de métallisation.

Nous voyons ici l'aspect "focalisateur" des puits de source qui concentrent les déformations par leur géométrie.

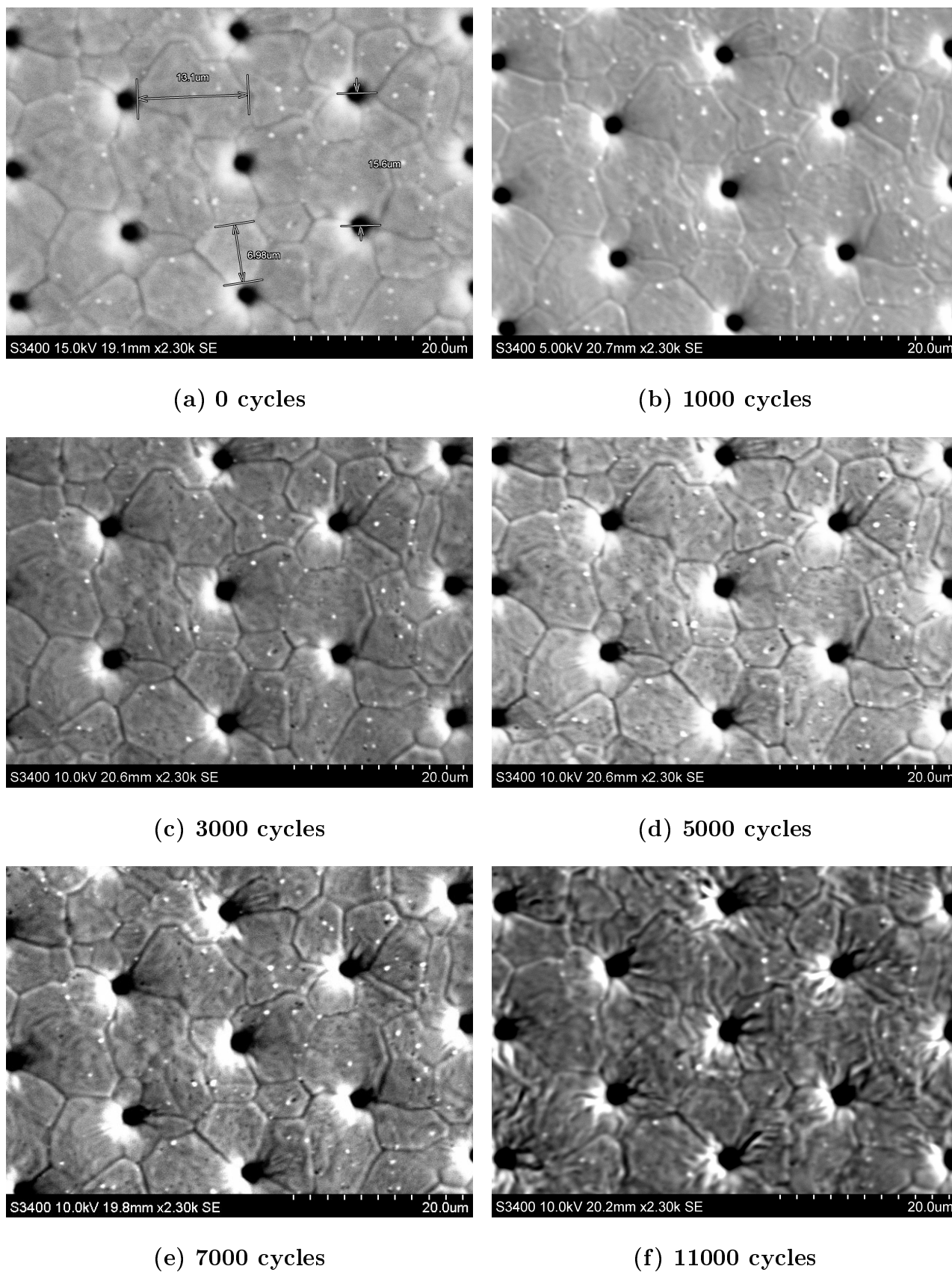
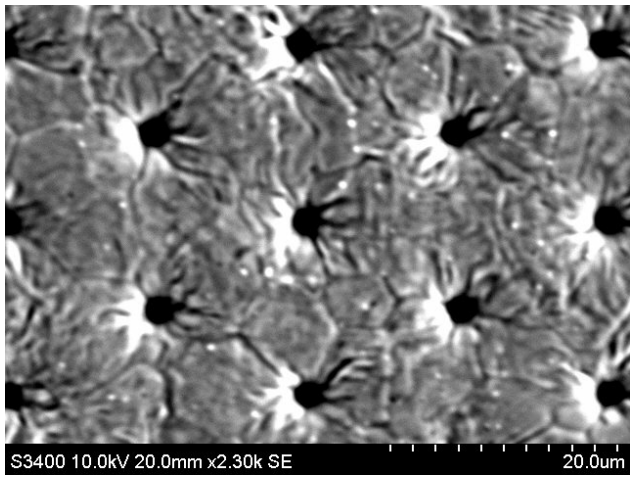
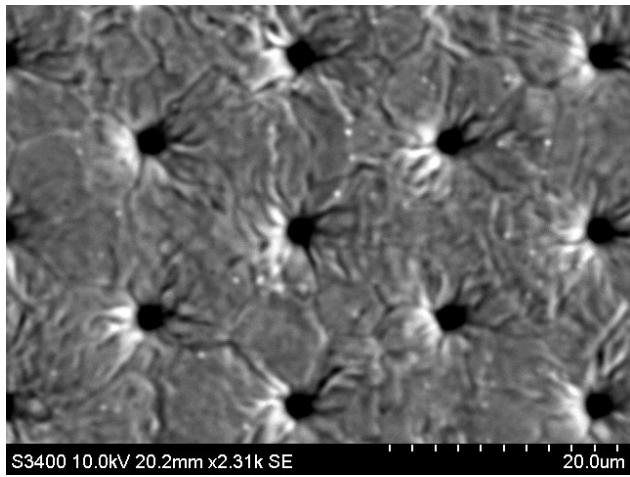


FIGURE III.46 – Image MEB de la zone centrale de la métallisation (acte 1)

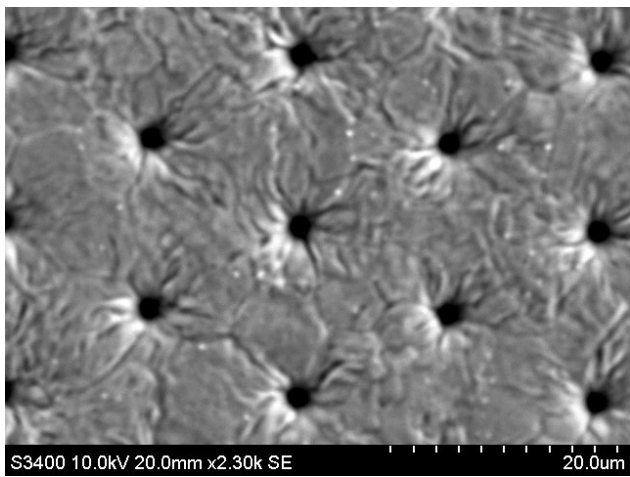
La figure III.47 représente la suite des observations MEB après une nette plastification de l'aluminium.



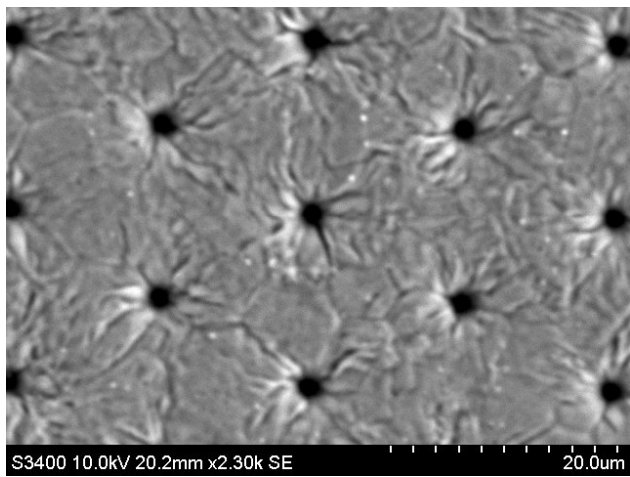
(a) 13000 cycles



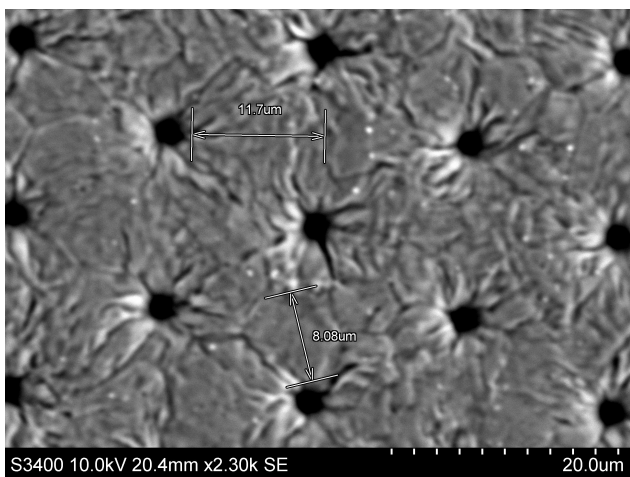
(b) 17000 cycles



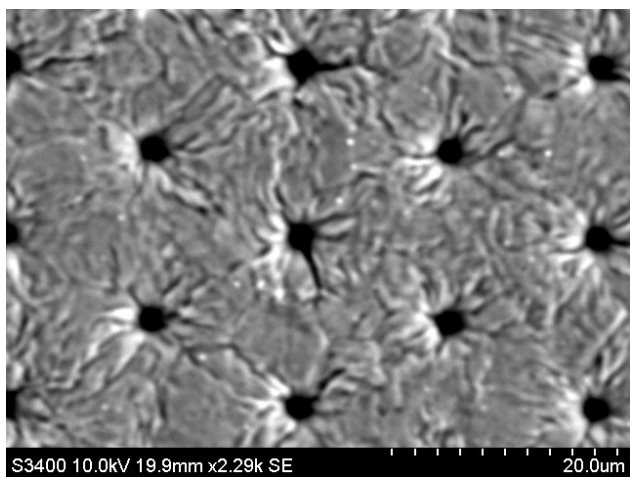
(c) 19000 cycles



(d) 21000 cycles



(e) 23000 cycles



(f) 29000 cycles

FIGURE III.47 – Image MEB de la zone centrale de la métallisation (acte 2)

La déformation plastique croît de cycle en cycle jusqu'au 17000^{ème} cycle (figure III.47.b) où l'on peut observer en surface des fissures intergranulaires (joints de grain) s'initier au niveau

des puits de source.

Les fissures initiées se propagent et s'élargissent au cours de la répétition des cycles (figure III.47.c.d.e.f), la microstructure ne semble pas subir de modification importante après l'apparition des fissures, qui semblent toutes partir des puits de source.

II.3.1.2 Zone excentrée

La figure III.48 représente l'évolution de la microstructure d'Aluminium à proximité des pieds de bonding W_6 .

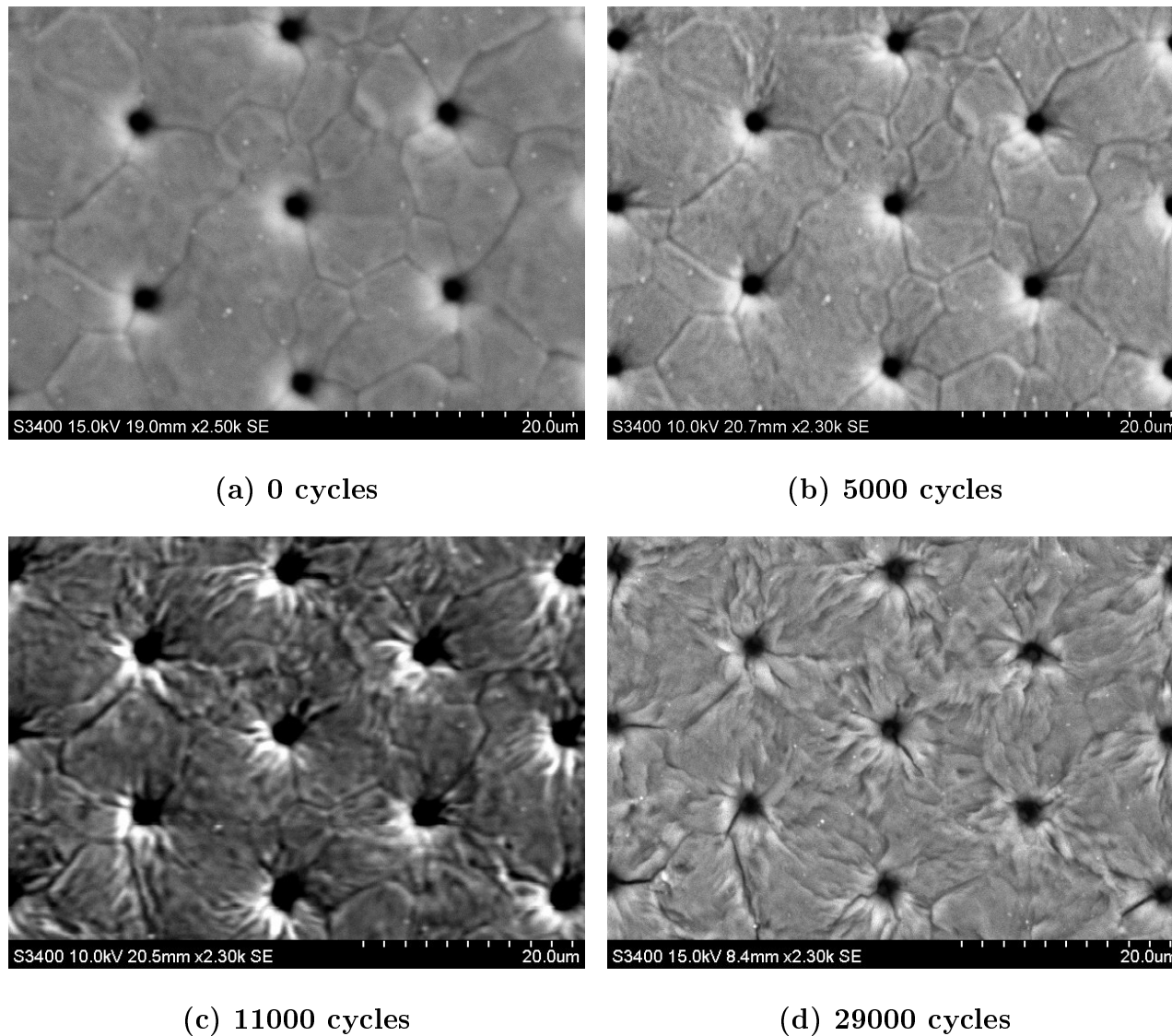


FIGURE III.48 – Image MEB de la zone périphérique de la métallisation (acte 1)

L'évolution est sensiblement la même que dans la zone centrale de la métallisation et s'effectue avec la même dynamique, raison pour laquelle seules quelques photos ont été montrées. La métallisation se plastifie localement autour des puits de source (figure III.48.b) puis la plastification s'étend à l'ensemble de la métallisation (figure III.48.c).

Les fissures apparaissent également aux alentours du 11000^{ème} cycles puis se propagent cycle à cycle (figure III.48.d).

La microstructure quant à elle n'évolue là encore que très peu après l'apparition des fissures en surface.

L'image III.48.d est de meilleure qualité car pour cette dernière observation le boîtier et les électrodes avaient été enlevées permettant une observation à plus faible distance (5mm).

II.3.2 Cyclage à Énergie Intermédiaire

II.3.2.1 Zone centrale

La figure III.49 représente l'évolution de la métallisation du transistor COOLMOS pendant les 4000 premiers cycles.

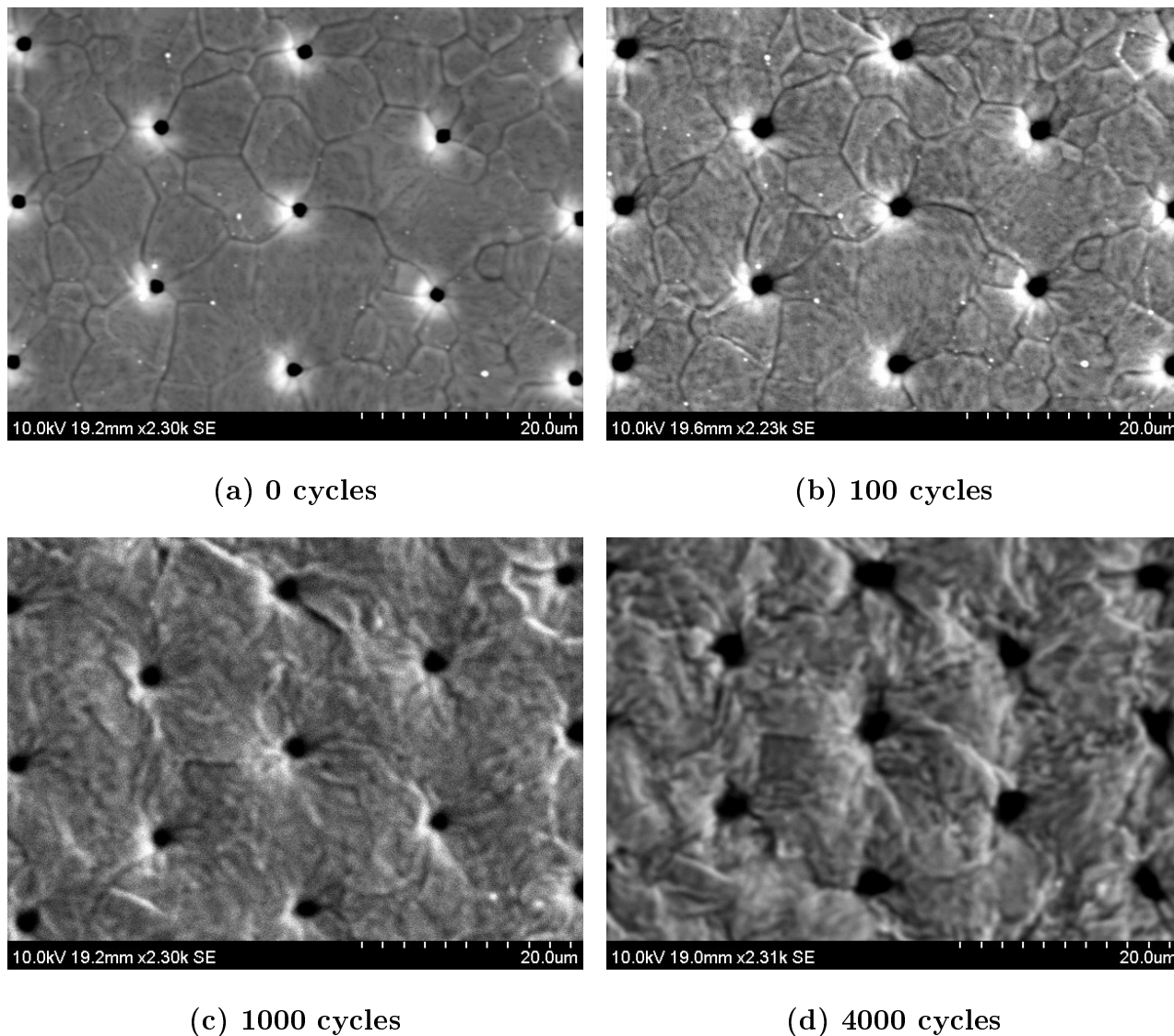


FIGURE III.49 – Image MEB de la zone centrale de la métallisation du 2nd MOS (acte 1)

Cette fois les modifications observables interviennent dès le 100^{ème} cycle (figure III.49.b). Au bout de 1000 cycles, les grains et les joints de grains ne sont presque plus discernables (figure III.49.c).

Les premières fissures apparaissent vers le 4000^{ème} cycle. Les fissures s'initient principalement aux niveaux des puits de source. Il est ici difficile d'observer si les fissures sont de type inter ou intragranulaire.

La figure III.50 représente la suite des observations MEB :

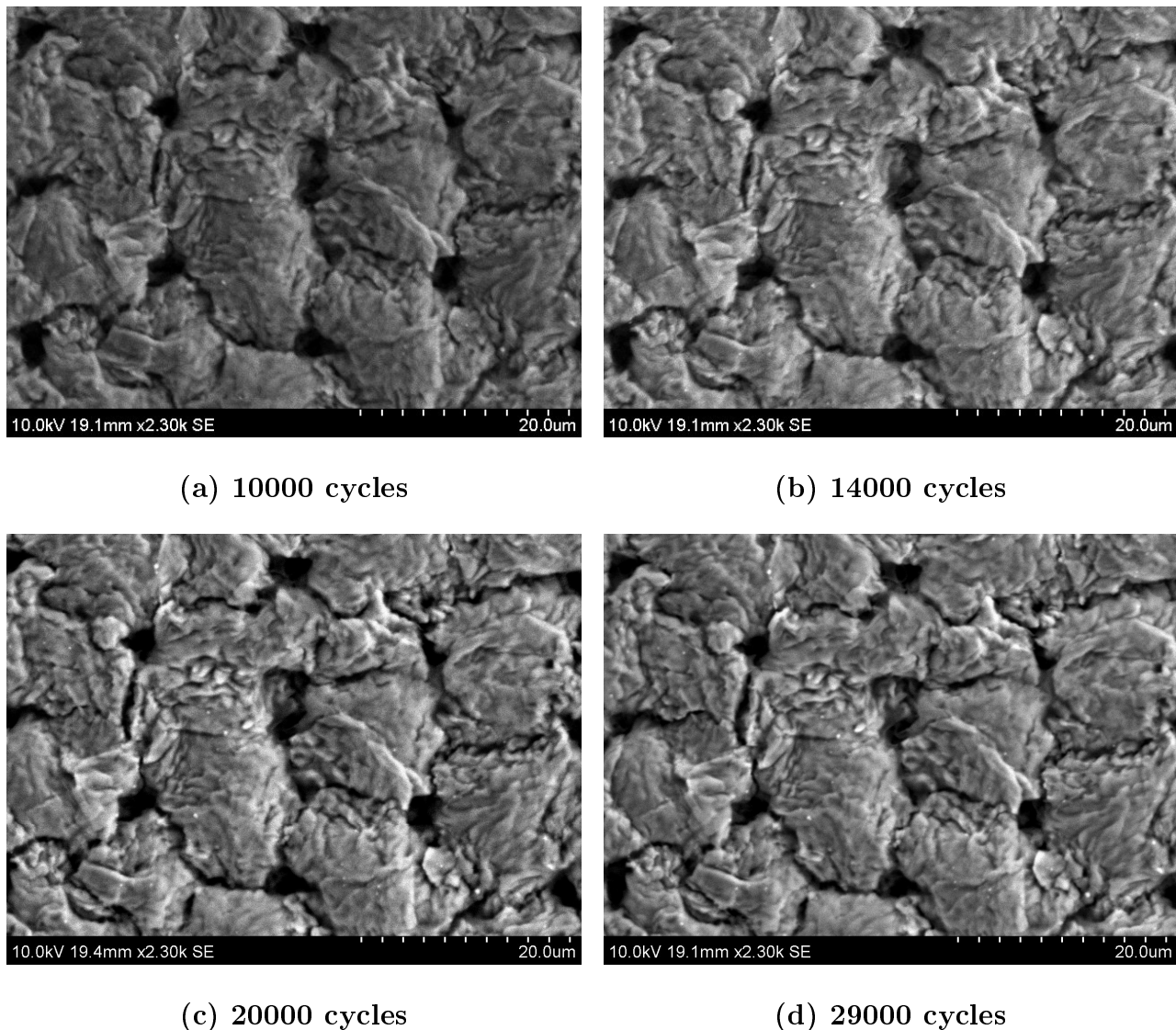


FIGURE III.50 – Image MEB de la zone centrale de la métallisation du 2nd MOS (acte 2)

Les fissures initiées s'accroissent cycle à cycle (figure III.50.a.b). la propagation en surface des fissures se fait principalement entre les puits de source (figure III.50.c). Ceci peut-être une explication à la variation prononcée de la résistance de la couche de métallisation vers le 10000^{ème} cycle.

Les fissures ne semblent plus se propager en surface entre le cycle 20000 et le cycle 29000 même si l'on peut entrevoir un élargissement de celles-ci. On peut ainsi imaginer, cette fois, une propagation des fissures dans le volume.

II.3.2.2 Zone excentrée

Les observations MEB réalisées sur la zone excentrée sont représentées figure III.51.

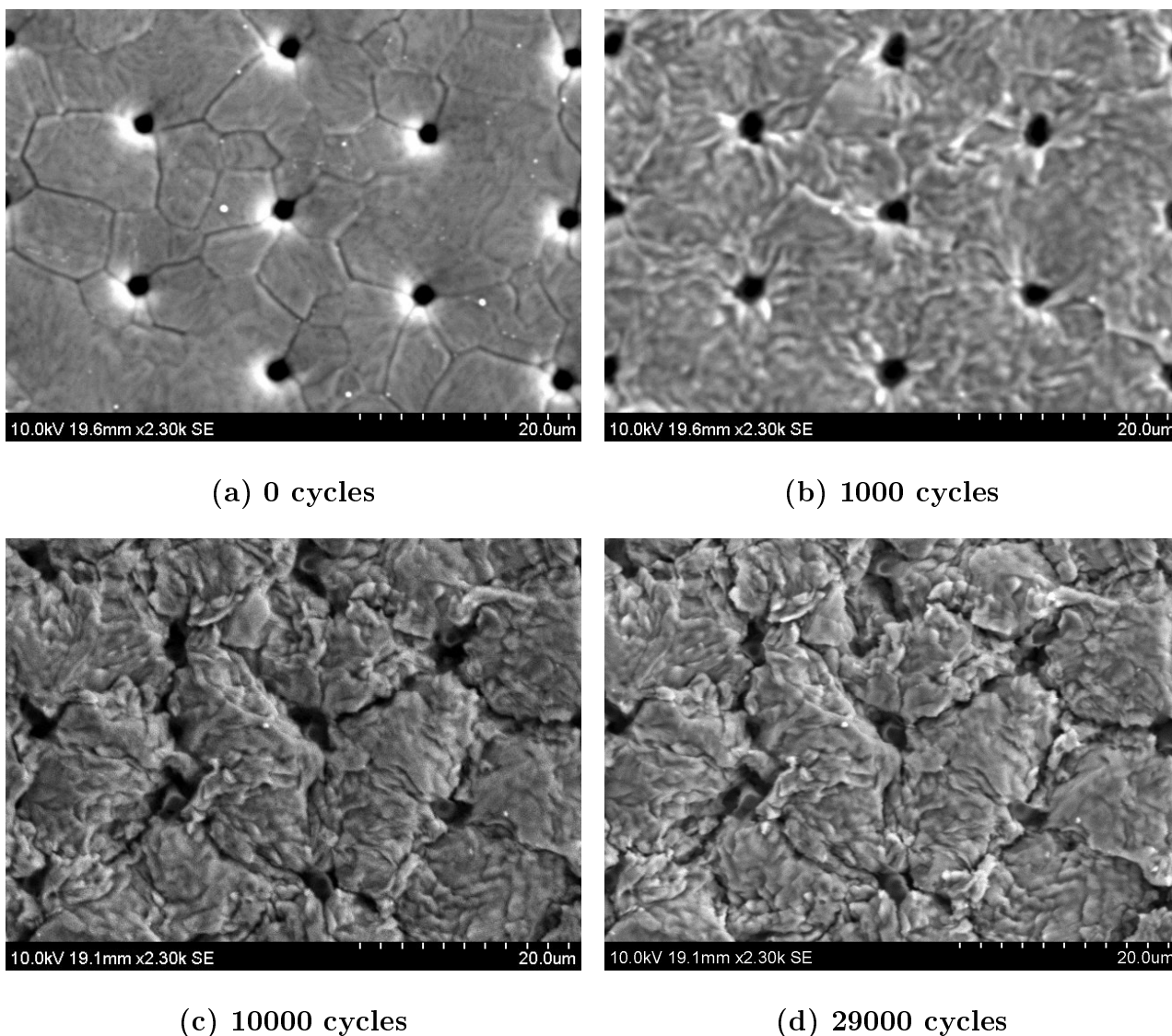


FIGURE III.51 – Image MEB de la zone périphérique de la métallisation du 2nd MOS (acte 1)

L'évolution de la métallisation de la zone excentrée est semblable à celle de la zone centrale. Les premières fissures apparaissent vers le 6000^{ème} cycle. Les fissures se propagent cycle à cycle, puis n'évoluent quasiment plus au niveau de la surface.

II.3.3 Cyclage à forte énergie

Le transistor COOLMOS6 ayant subi des régimes de court-circuit à forte énergie n'a pas été suivi régulièrement au MEB. Cependant après sa défaillance nous avons voulu observer l'état de la microstructure. Les figures III.52.a et b représentent la microstructure de la métallisation du transistor COOLMOS6.

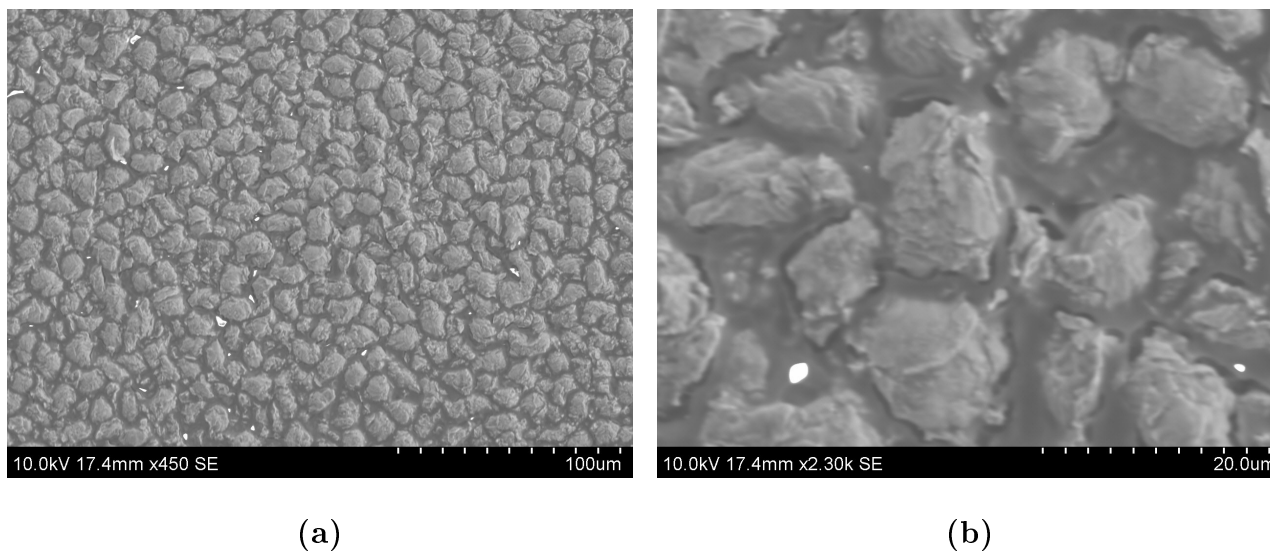


FIGURE III.52 – Image MEB de la métallisation du transistor COOLMOS6 après défaillance, vue lointaine (a), vue rapprochée.

Nous pouvons voir sur les différents clichés MEB une très importante restructuration et dégradation de la couche d'aluminium. La couche de métallisation s'apparente à un agrégat de grains. La vue rapprochée de la couche de métallisation met en évidence des phénomènes de diffusion intense au niveau des joints de grain. Les phénomènes de dégradation sont relativement différents de ceux observés à des niveaux d'énergie dissipée par cycle plus faibles. De plus, comparés aux essais précédents, aucune fissure n'est apparente. Les modes de dégradations semblent différents de ceux observés précédemment.

II.3.4 Défaillances des modules de puissance

Dans cette partie nous présentons les observations MEB des modules de puissance ayant subi une défaillance au cours des essais. Les figures suivantes présentent des clichés de la métallisation après rupture électrothermique de la puce.

II.3.4.1 Cyclage à faible énergie

La première défaillance observée est celle du transistor COOLMOS6 (cyclage à faible énergie). Celui-ci a subi une défaillance autour du cycle 180000 (incidence du réseau électrique). La défaillance n'est donc pas a priori liée ici à la dégradation de la métallisation. Toutefois, ces figures ont l'intérêt de montrer la dégradation de la couche d'aluminium après la répétition d'un très grand nombre de cycles à faible énergie.

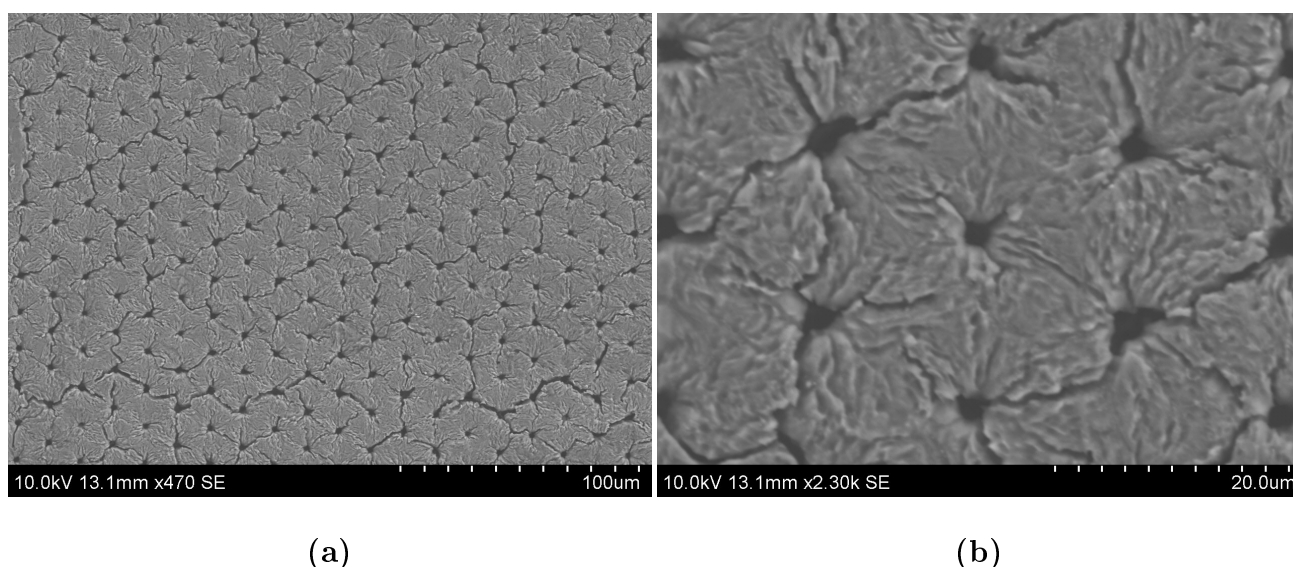


FIGURE III.53 – Observation de la métallisation après rupture électrothermique de la puce ayant subi des cycles à faible énergie, (a) Vue lointaine, (b) Vue rapprochée, (c) zone sinistrée, (d) zoom sur une fissure de la zone sinistrée.

La figure III.53.a révèle de très nombreuses fissures au niveau de la métallisation. La plupart des fissures s'initient au niveau des puits de source et tendent à joindre les différents puits de source. Certaines fissures sont beaucoup plus larges que les autres. Est-ce que cela veut dire que les fissures plongent dans le volume de la métallisation ? Nous reviendrons sur ce point dans la partie dédiée aux observations MEB suite à un usinage FIB. Une observation plus fine de la métallisation nous permet de comparer l'état de la microstructure du transistor COOLMOS1 suivi de manière régulière au MEB, et du transistor COOLMOS6 après 174000 cycles. Contrairement au transistor COOLMOS1, les grains et joints de grain du transistor COOLMOS6 sont indiscernables. La couche de métallisation en aluminium a subi une recristallisation.

II.3.4.2 Cyclage à énergie intermédiaire et forte énergie

Le deuxième défaillance observée est celle d'un module de puissance soumis à des courts-circuits d'énergie intermédiaire.

Les figures III.54.a.b présentent la zone de défaillance.

Nous pouvons remarquer un cratère proche du pied d'un fil de bonding. Après la défaillance la

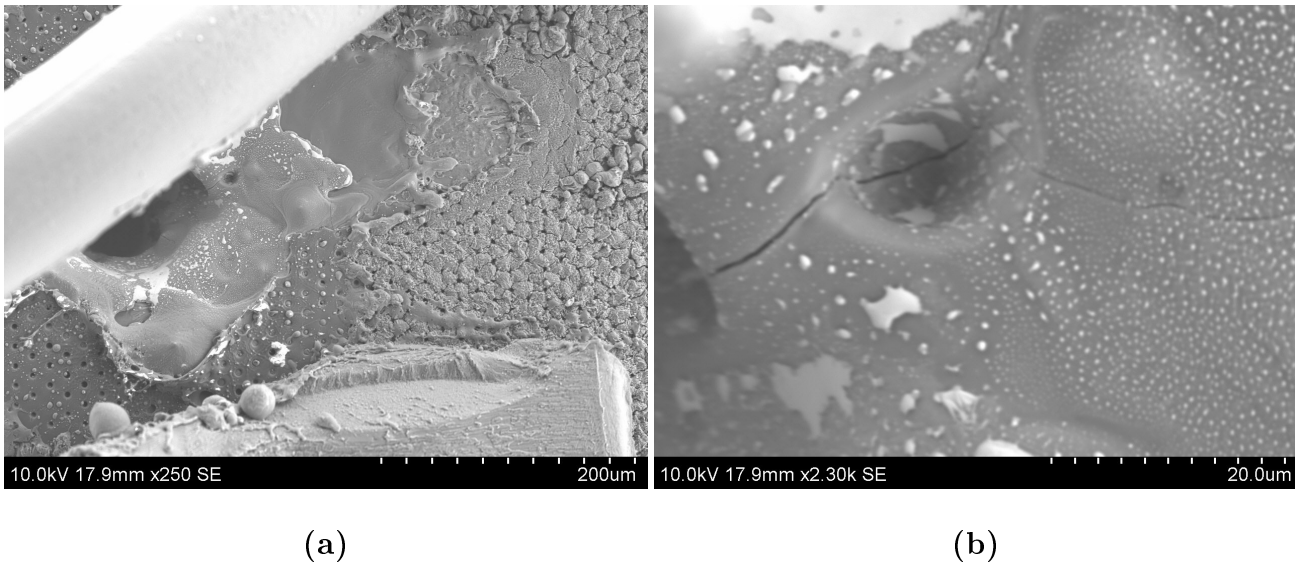


FIGURE III.54 – Observation de la métallisation après rupture électrothermique de la puce ayant subi des cycles à énergie intermédiaire, (a) Vue lointaine, (b) Vue rapprochée.

température s'élève rapidement, entraînant une conduction filamentaire avec fusion locale du silicium et bien évidemment de l'aluminium. En se rapprochant de la surface, nous pouvons observer proche de la zone de rupture électrothermique une fissure au niveau de l'oxyde de silicium.

La rupture électrothermique de la puce au cours d'un essai à forte énergie de court-circuit est représentée sur la figure III.55.

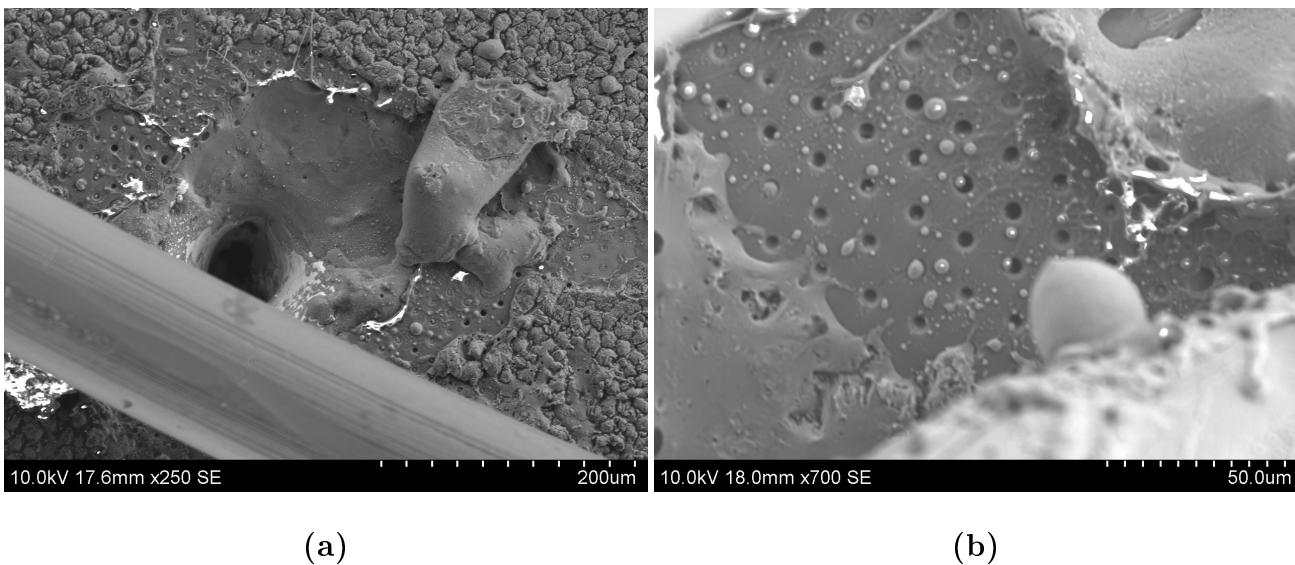


FIGURE III.55 – Observation de la métallisation après rupture électrothermique de la puce ayant subi des cycles à forte énergie, (a) Vue lointaine, (b) Vue rapprochée.

La rupture électrothermique est semblable à la précédente, nous pouvons apercevoir le même type de cavité au niveau du pied d'un fil de bonding (figure III.55.a). La figure III.55.b montre une partie de la surface où la couche de métallisation a été littéralement pulvérisée. Nous pouvons remarquer que la couche d'oxyde de silicium ne présente pas de fissures apparentes.

La localisation géographique de la rupture électrothermique dans les deux puces testées pour

différentes énergies de court-circuit se situe au niveau des pieds des fils de bonding de puissance (W_6). Nous essaierons de donner une explication à ce phénomène par la suite.

II.3.5 Synthèse des observations

Les observations MEB nous permettent de mettre en évidence l'évolution de la microstructure. Pour les différents essais réalisés, la couche de métallisation se plastifie considérablement pendant les premiers milliers de cycles. Il s'ensuit une initiation des fissures en surface au niveau des puits de source. Ces fissures peuvent être intra ou intergranulaire, elles se propagent cycle à cycle, le plus souvent entre les puits de source.

En ce qui concerne les essais à énergie intermédiaire, les fissures initiées en surface ne se propagent plus après un certain nombre de cycles. Cependant nous avons pu remarquer sur les images réalisées au MEB que les fissures initiées s'élargissent après l'arrêt de la propagation des fissures en surface.

La possibilité d'une propagation des fissures dans le volume de la métallisation est très importante pour plusieurs raisons :

- Elle peut nous permettre de savoir si une fissure qui fracture la couche d'oxyde de silicium est fatale pour la puce.
- Nous avons vu que les fissures s'initiant au niveau des puits de source tendent à se rejoindre, si ces fissures sont dans la totalité du volume et qu'elles forment un contour fermé, alors toutes les cellules élémentaires comprises dans ce contour sont déconnectées et constituent des cellules "mortes" pour la puce.

Pour ces raisons nous avons décidé de soumettre les modules de puissance testé à un usinage FIB afin d'observer l'état de dégradation dans le volume de la métallisation cette fois.

II.4 Processus FIB (Focused Ion Beam)

II.4.1 Principe

L'usinage par FIB est extrêmement utilisé dans les domaines d'analyse et de fabrication des semi-conducteurs. Un faisceau d'ion (généralement du Gallium) est émis par effet de champ en direction de l'échantillon. Contrairement aux MEB, les analyses utilisant une FIB sont destructives. Le faisceau d'ion vient bombarder la surface de l'échantillon et creuse un cratère de profondeur micrométrique. Il permet ainsi l'usinage du silicium et de l'aluminium sans les inconvénients du polissage mécanique (déformations, plastification...). Ce processus permet également la préparation des échantillons pour les analyser au Microscope électronique à transmission (MET) où l'épaisseur des échantillons ne doit pas excéder 100 nm.

Cette analyse peut nous permettre ici d'observer l'évolution de la microstructure en volume à l'aide ensuite d'un MEB.

Les usinages FIB ont été effectués au Groupe de Physique des Matériaux (GPM) de l'université de Rouen par Emmanuel Cadel. Les échantillons ayant été observés sur place, nous avons pu faire les observations à l'aide cette fois d'un MEB à effet de champ permettant des observations de qualité supérieure à celles effectuées à l'ENS.

La figure III.56 présente la couche de métallisation après un usinage FIB.

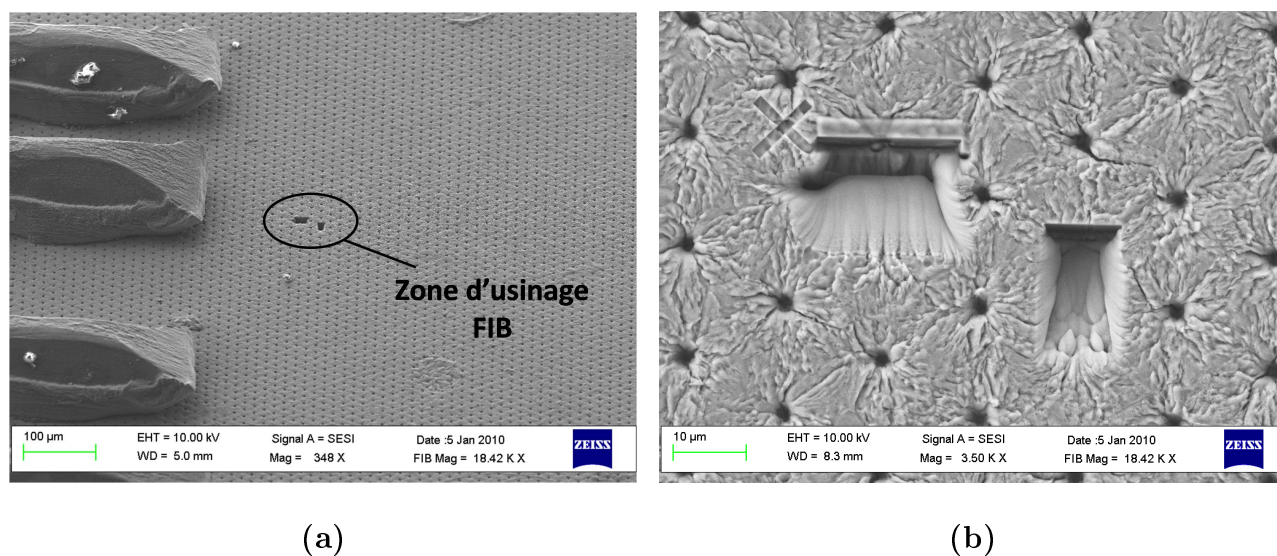


FIGURE III.56 – Observation de la métallisation après un processus FIB (a) Vue lointaine, (b) Vue rapprochée.

Les cratères réalisés par le faisceau d'ion n'excèdent pas $4 \mu\text{m}$ ce qui nous restreint à une observation très localisée de l'échantillon.

II.4.2 Cyclage à faible énergie

La figure III.57 présente une vue en coupe de l'ensemble métallisation-puce du module ayant subi un cyclage à faible énergie.

On peut remarquer sur la figure III.57.a l'émergence des lignes de glissement qui provoquent un aspect strié de la métallisation. Ces stries sont toutes orientées en direction des puits de source montrant encore une fois leur aspect "focalisateur" des déformations.

Les figures III.57.c.d montrent des fissures qui se sont propagées dans le volume de la métallisation, leur longueur est variable (certaines fissures atteignent presque l'oxyde de grille,

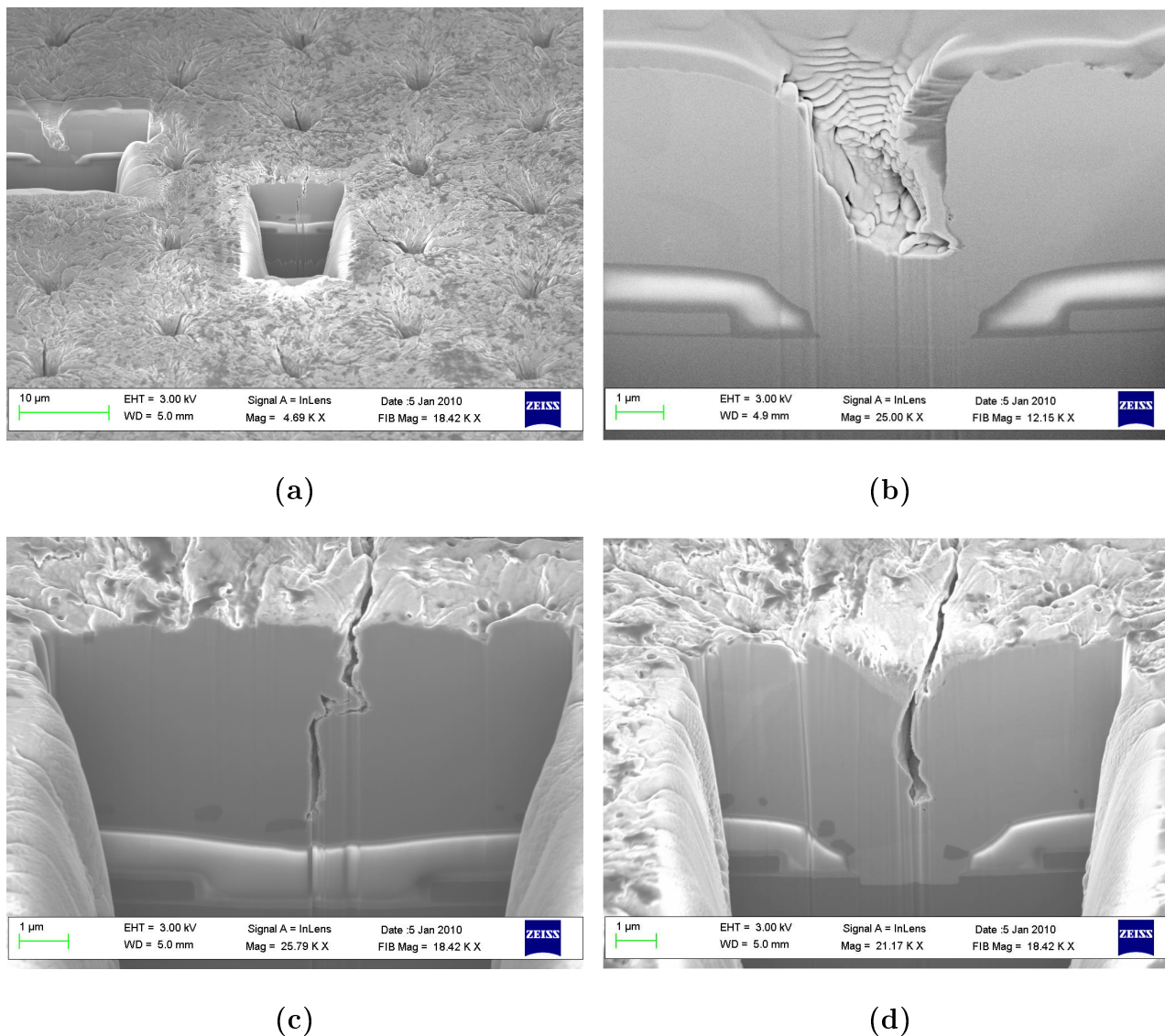


FIGURE III.57 – Observation en coupe de l’ensemble métallisation-puce (faible énergie) après un usinage par FIB (a) Vue lointaine, (b) Vue rapprochée d’un puit de source, (c,d) Vue rapprochée d’une fissure.

figure III.57.c) mais leur trajectoire est quasiment à chaque fois verticale. Seules quelques fissures semblables à celle de la figure III.57.c ont pu être observées. Dans de nombreuses régions, aucune fissure dans l’épaisseur n’a pu être mise en évidence.

La plupart des fissures s’initient au niveau des puits de source, se propagent d’abord en surface cherchant à relier chaque puit de source, puis plongent dans le volume entre deux puits de source.

II.4.3 Cyclage à énergie intermédiaire

La figure III.58 présente une vue en coupe de l’ensemble métallisation-puce du module ayant subi un cyclage à énergie intermédiaire :

L’état de surface est complètement différent des observations précédentes (figure III.58.a), la déformation de la surface de la métallisation ne se résume plus à des stries reliant les puits de source. On peut remarquer une émergence de lignes de glissement beaucoup plus importante, ce qui donne cet aspect désordonné de l’état de surface.

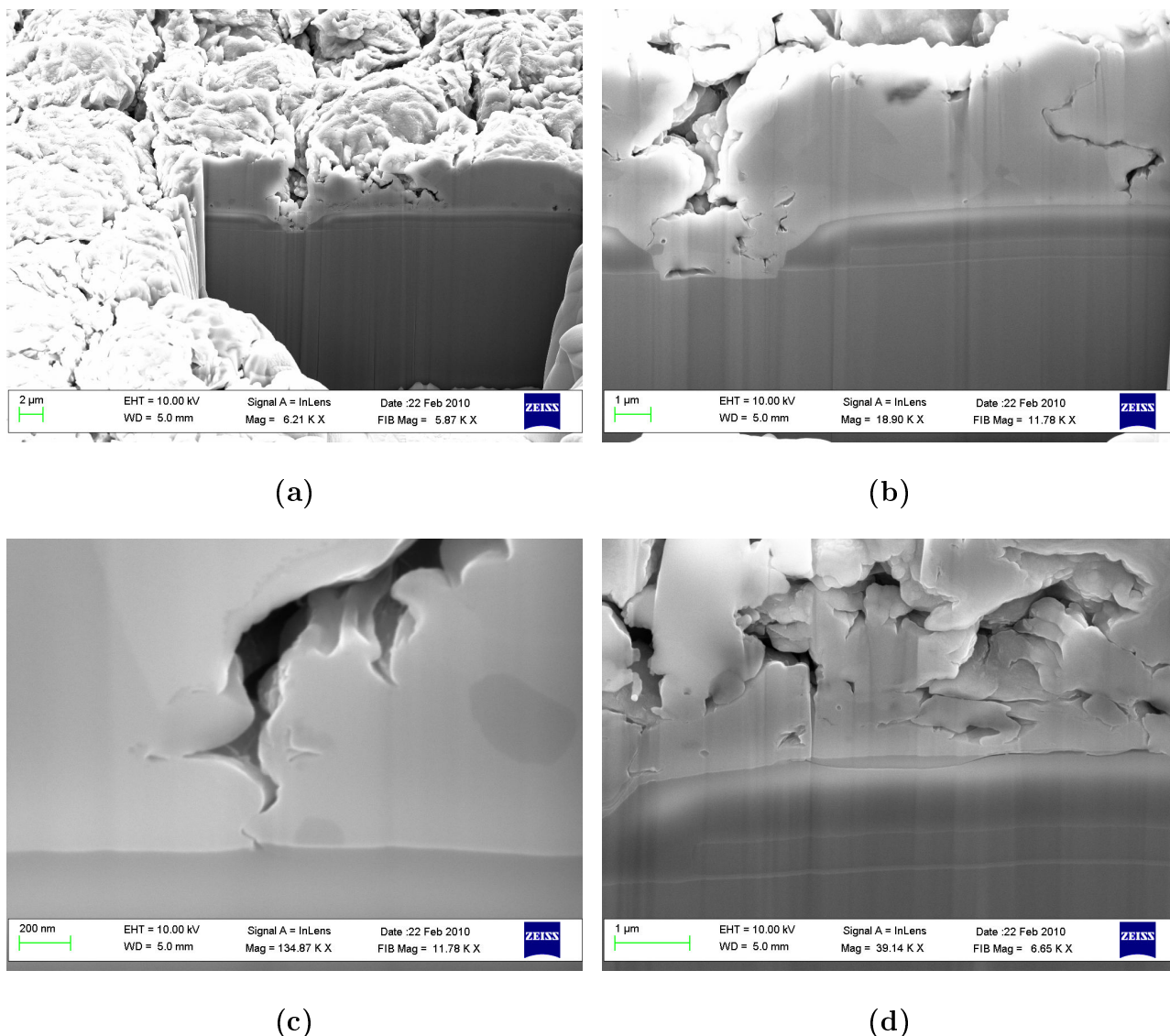


FIGURE III.58 – Observation transversale de l'ensemble métallisation-puce (forte énergie) un processus FIB (a) Vue lointaine, (b) Vue rapprochée, (c) Zoom sur le puit de source, (d) Zoom sur la pointe d'une fissure se propageant dans l'oxyde.

Les puits de source représentent une zone où la matière vient "s'amasser", pour l'instant aucune explication n'est donnée sur cet amas.

Les fissures sont multiples et de différentes natures (inter et transgranulaires), elles ne se propagent pas de manière rectiligne, elles sillonnent dans la métallisation (figure III.58.b). Nous pouvons de plus remarquer des zones de décohésion au sein de la métallisation (figure III.58.d). Certaines fissures parviennent jusqu'à l'interface métallisation- SiO_2 (figure III.58.c) où elles bifurquent dans la partie supérieure de l'oxyde (figure III.58.d) et continuent de se propager dans celui-ci.

II.5 Déformation de la métallisation : Corrélation d'images

Les observations MEB réalisées au cours des cycles thermiques nous ont permis d'apprécier visuellement l'évolution de la microstructure de la couche de métallisation. Il est intéressant de connaître la nature des déformations que subit la couche de métallisation. Pour cela, nous avons réalisé des observations MEB après très peu de cycles pour que les déformations ne soient pas

trop importantes. Les figure III.59.a et III.59.b représentent respectivement les observations MEB de la couche de métallisation du transistor COOLMOS3 à 0 cycles de fonctionnement et après 100 cycles de fonctionnement (dans le cas d'une énergie intermédiaire).

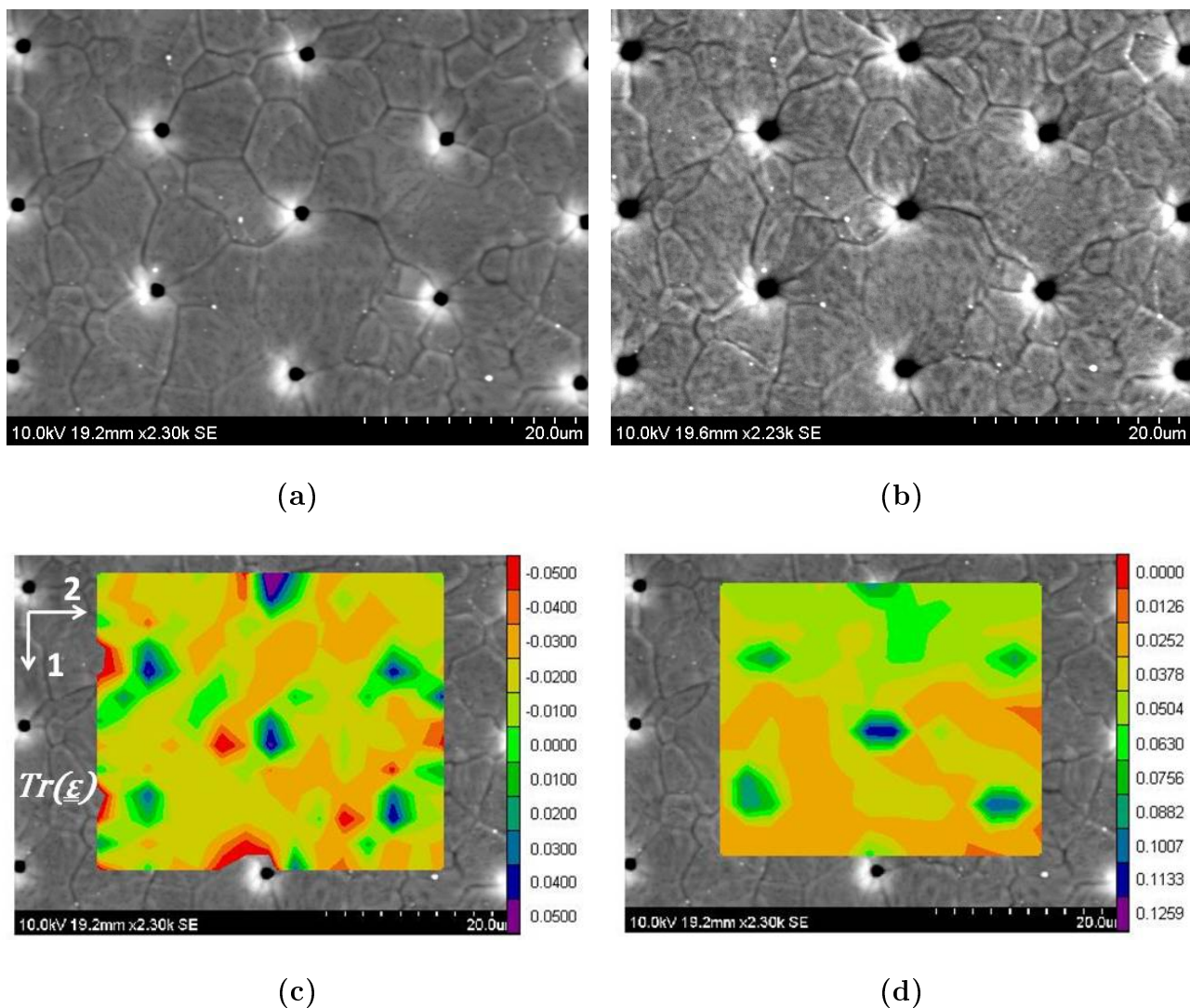


FIGURE III.59 – Représentation des déformations de la couche de métallisation par corrélation d'images (a) Métallisation à 0 cycles, (b) Métallisation à 100 cycles, (c) Trace de la traction, (d) Erreur sur la mesure des déformations.

La figure III.59.c représente la trace des déformations ($\varepsilon_1 + \varepsilon_2$). Nous pouvons remarquer d'une part que la métallisation est principalement en compression, d'autre part que les puits de source sont discernables car ils sont en traction. A noter cependant que la corrélation d'image qui utilise la luminosité, a une erreur maximum au niveau des puits de source.

Ces mesures pourraient être comparées aux résultats d'un calcul par éléments finis pour s'assurer du bon comportement des matériaux et pour remonter jusqu'aux contraintes au niveau de l'interface métallisation-silicium. Les grains en compression facilitent la diffusion de matière vers la surface par le grain (Fluage Nabarro) ou par les joints de grain (Fluage Coble) [Cob63, Mou06, Kho07].

Nous avons ensuite voulu étudier le comportement de la couche d'aluminium une fois que les fissures se sont initiées en surface. Pour cela nous allons comparer les observations MEB réalisées au cycle 20000 et au cycle 29000 (figure III.60).

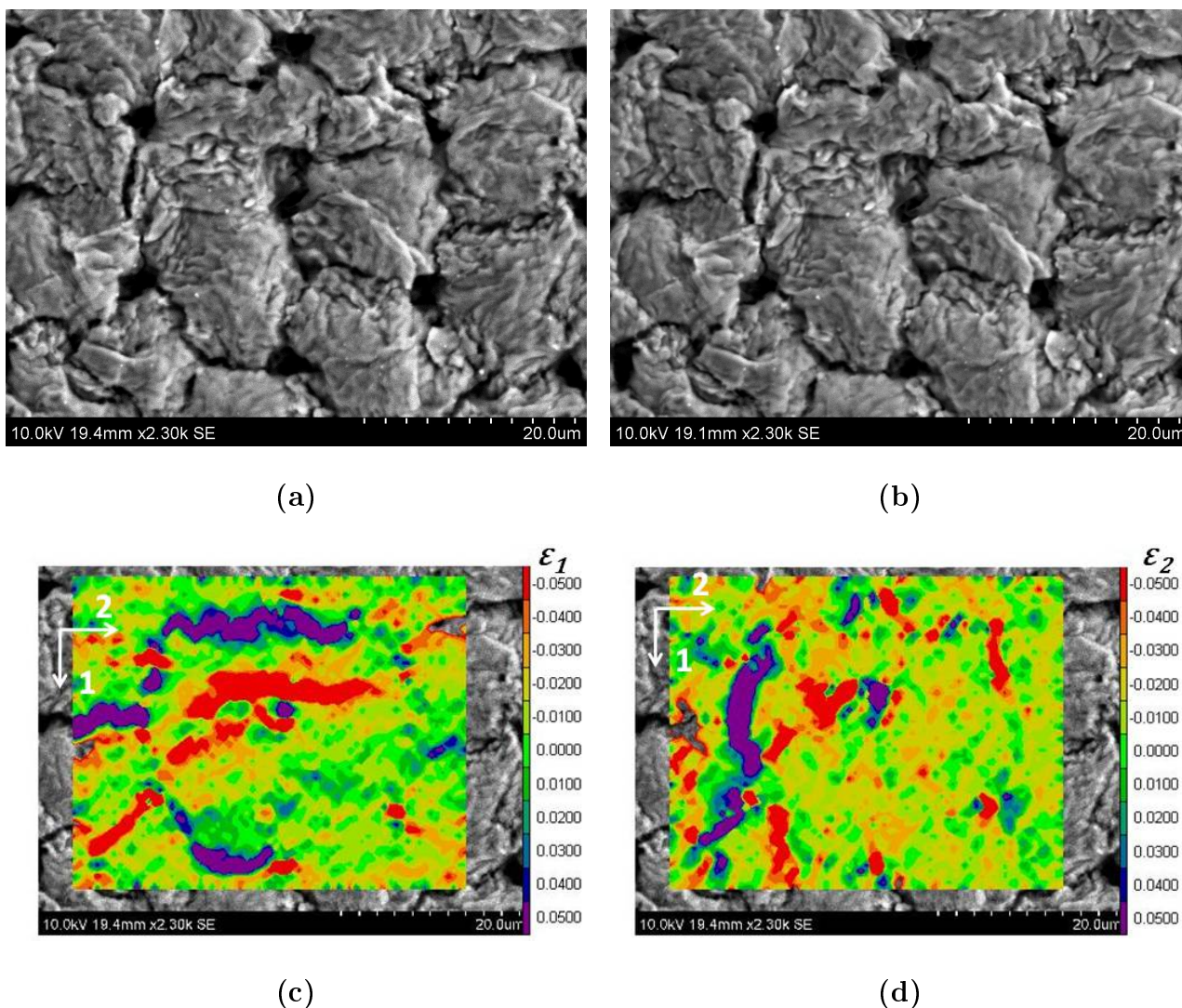


FIGURE III.60 – Représentaion des déformations de la couche de métallisation par corrélation d'images (a) Métallisation à 20000 cycles, (b) Métallisation à 29000 cycles, (c) Déformations selon l'axe 1, (d) Déformations selon l'axe 2.

Comme nous pouvons le voir sur les figures III.60.a et b, de nombreuses fissures sont présentes sur la surface de la métallisation. Certaines de ces fissures sont parallèles à l'axe 1, d'autres parallèles à l'axe 2.

Nous avons donc choisi cette fois de représenter les déformations de la métallisation sur chaque axe pour étudier leur évolution au voisinage d'une fissure. Nous pouvons remarquer sur la figure III.60.c que les déformations sont complètement inhomogènes au niveau de la surface de la couche de métallisation. Les fissures orientées selon l'axe 2 subissent des déformations de traction ($\varepsilon > 0$) selon l'axe 1. Elles sont donc en mode d'ouverture, ce qui explique leurs propagations à chaque cycle. La figure III.60.d montrent les déformations selon l'axe 2, de la même manière que précédemment, les fissures orientées selon l'axe 1 subissent des déformations de traction selon l'axe 2. Dernière remarque, hormis au niveau des fissures, les déformations de la métallisation entre 20000 et 29000 cycles sont relativement faibles (beaucoup plus faibles qu'entre 0 et 100 cycles).

En conclusion de ces observations, une fois que les fissures se sont initiées au niveau de la surface de la métallisation, la majeure partie de l'énergie mécanique semble être fournie à la propagation des fissures dans le volume.

II.6 Modélisation thermique

Comme nous l'avons précisé précédemment les régimes de court-circuit nous servent à accélérer la cadence et l'amplitude des cycles thermiques. Il est important d'estimer l'amplitude des cycles thermiques imposés par les régimes de court-circuit afin de quantifier les contraintes thermiques vues par la couche de métallisation. La faible durée des impulsions de court-circuit rend délicate la mesure de l'élévation de température à l'aide d'une caméra infra rouge par exemple. Pour ces raisons nous avons développé un modèle éléments-finis avec le logiciel COMSOL qui sera présenté dans les sections suivantes, et qui nous permettra d'estimer les élévations de température.

II.6.1 Description du modèle éléments finis

Pour évaluer l'élévation de température nous avons réalisé un modèle élément-fini 3D avec le logiciel COMSOL.

Le modèle tient compte des dimensions du module de puissance et d'une partie des éléments le composant. Il est représenté schématiquement sur la figure III.61.

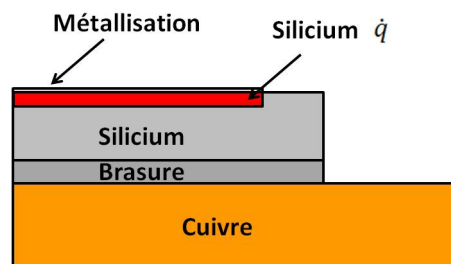


FIGURE III.61 – Modèle utilisé pour l'étude par éléments finis

Les symétries nous permettent de ne simuler qu'un quart de la puce. L'étude thermique est transitoire, pour cette raison les parois du modèle peuvent être considérées comme adiabatiques. La surface inférieure du cuivre est supposée isotherme et est fixée à 25°C. Pour simplifier l'étude, l'ensemble du module n'a pas été modélisé. Nous verrons que le transfert d'énergie thermique n'a pas le temps de diffuser à travers la brasure entre la puce et le substrat DCB lors des essais de court-circuit.

C'est principalement la puce (et sa métallisation) qui est concernée par l'élévation de température. De ce fait, seule la couche supérieure en cuivre du DCB a été implantée dans le modèle thermique.

La puissance dissipée pendant un court-circuit $\mathcal{P}_{cc}(t) = V_{DS}(t)I_D(t)$ est principalement localisée dans la partie supérieure de la puce. Pour cette raison la puissance thermique dissipée dans la puce est représentée par une source de puissance volumique. Un modèle similaire a été en partie validé expérimentalement sur des puces en Carbone de Silicium [Bou09]. Les puces étant des transistors COOLMOS 800 V, nous avons supposé une épaisseur de la région de drift de l'ordre de 50 μm . En supposant un champ électrique horizontal dans la zone de charge en régime de court-circuit, la dissipation de puissance s'effectuera dans les 50 μm estimés.

Les propriétés des matériaux utilisées sont renseignées dans le tableau III.1 :

La puissance dissipée dans le module de puissance est de nature impulsionnelle (temps de court-circuit compris entre 20 et 80 μs). L'élévation de la température était principalement localisée dans le silicium, les variations de conductivité thermique et de chaleur massique ne sont prises en compte que pour le silicium.

Matériaux	ρ [$kg.m^{-3}$]	λ [$W.m^{-1}.K^{-1}$]	c [$J.kg^{-1}.K^{-1}$]
Aluminium	2700	160	900
Silicium	2320	$\frac{1}{a + bT + cT^2}$ [Tri99]	$a + bT - \frac{c}{T^2}$ [Tri99]
Brasure	7360	55,5	180
Cuivre	8700	400	385

TABLE III.1 – Propriétés des matériaux utilisées dans la simulation éléments finis

II.6.2 Résultats

La figure III.62.a montre la répartition de température dans l'assemblage à la fin d'un court-circuit de forte énergie.

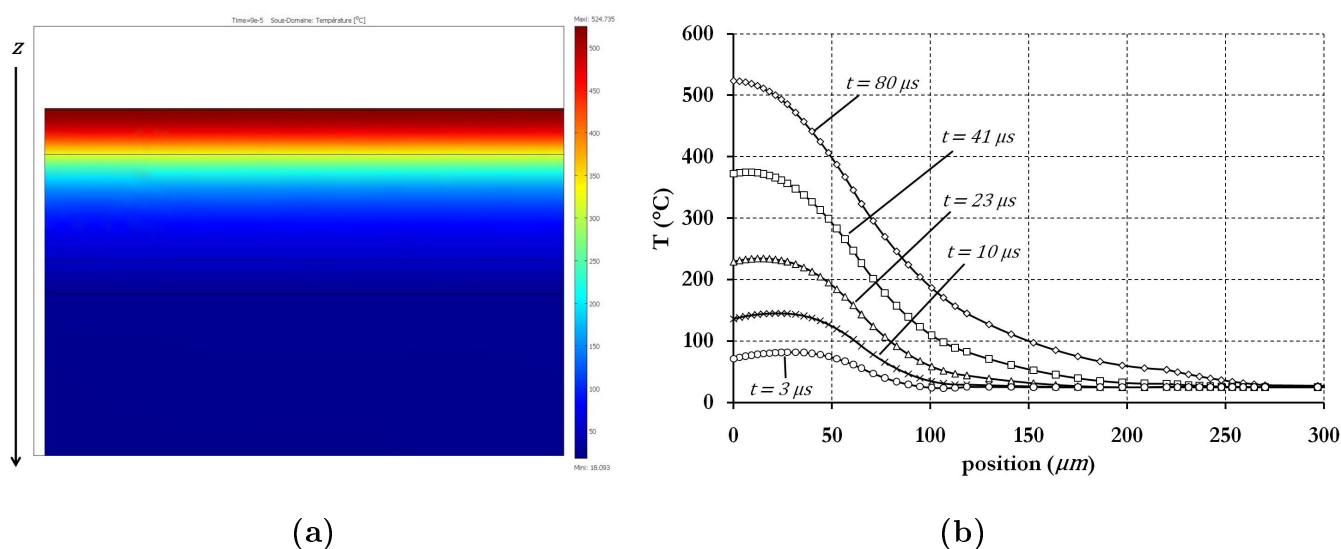


FIGURE III.62 – Répartition de la température dans l'assemblage à la fin d'un court-circuit de forte énergie (a). Évolution de la température dans la zone centrale active de la puce en fonction de la position verticale (z) pour différents intervalles de temps après le début du court-circuit (b).

L'élévation de la température est bien locale, située au niveau de la zone d'injection de la puissance thermique (figure III.62.b).

Nous avons réalisé cette simulation pour différentes dissipation de puissance correspondant aux puissances dissipées pendant les différents court-circuits étudiés. Nous avons donc choisi de représenter l'évolution de la température au niveau de l'interface métallisation-puce en fonction du temps au centre de la puce, à l'endroit où la température est la plus élevée.

L'évolution de la température maximale est représentée figure III.63 pour les différents niveau d'énergie.

La dynamique d'évolution de la température en fonction du temps est la même pour des court-circuits à énergie intermédiaire et forte énergie, elle diffère des essais à faible énergie car la tension du banc de condensateur était différente (pertes instantanées différentes).

Les valeurs des températures maximum atteintes à la fin du court-circuit sont renseignées dans le tableau III.2

Les régimes de court-circuit menés pendant la campagne d'essai provoquent des cycles thermiques dont l'amplitude est variable. Pour des températures élevés ($T > 0,5T_f$ où T_f est la température de fusion de l'aluminium égale à 660°C), les phénomènes visqueux et diffusifs ne

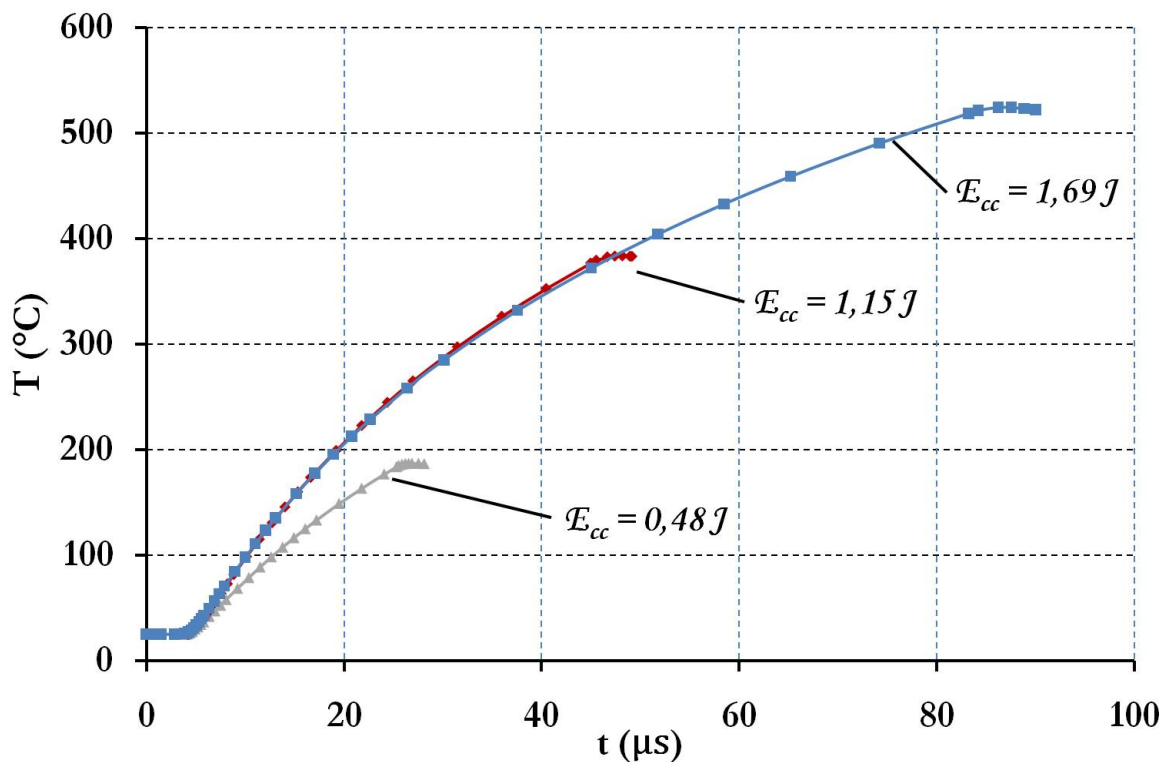


FIGURE III.63 – Evolution de la température à l'interface métallisation - puce pour différentes énergie de court-circuit.

	Energie de court-circuit (J)	V_{DS} (V)	Température maximum (°C)
Faible énergie	0,48	300	187
Energie intermédiaire	1,15	400	383
Forte énergie	1,69	400	524

TABLE III.2 – Température maximum atteinte à la fin du court-circuit pour différentes énergies de court-circuit.

sont plus négligeables. Les essais réalisés à énergie intermédiaire et forte énergie provoquent des cycles thermiques de grande amplitude, ce qui peut expliquer les observations MEB et FIB (recristallisation, amas de matière au niveau des puits de source, diffusion de matière...). Les court-circuits effectués à faible énergie sont représentatifs de contraintes thermiques d'usage.

III Synthèse des résultats et interprétations

En reprenant l'ensemble des résultats (électriques et observations MEB), nous pouvons tirer certaines conclusions sur l'évolution simultanée des paramètres électriques et de la microstructure de la métallisation.

III.1 Résistance de la métallisation

Comme nous le voyons (figure III.64), la résistance de la métallisation évolue très peu pendant les premiers milliers de cycle. Il s'en suit une augmentation significative qui devient sensiblement linéaire avec le nombre de cycles et ce pour les trois types de cyclage (faible, intermédiaire et forte énergie).

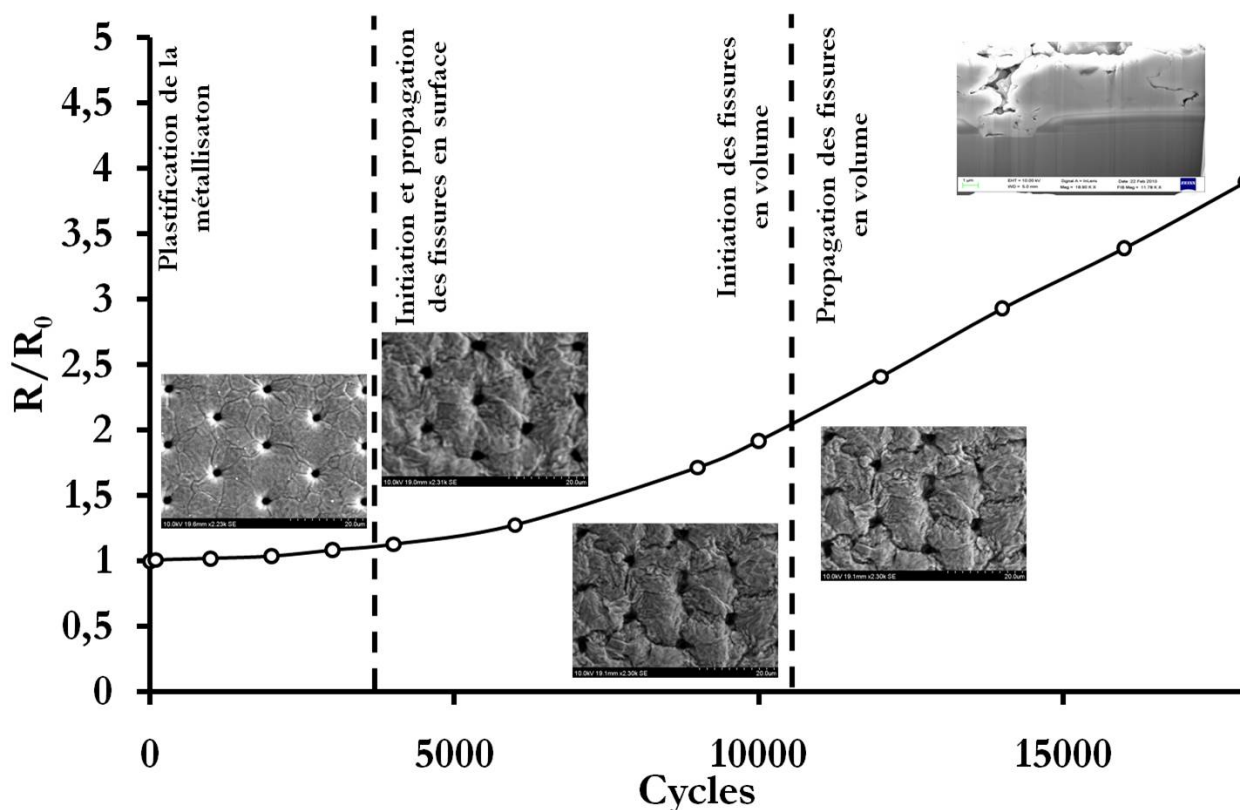


FIGURE III.64 – Représentation de l'évolution de la résistance réduite de la couche de métallisation en fonction du nombre de cycle, mise en évidence des différents phénomènes pour un cyclage à énergie intermédiaire

La première phase peut-être due à la plastification de la couche de métallisation provoquée par les déformations plastiques imposées par les variations de température. Ces déformations sont principalement localisées (dans un premier temps) au voisinage des puits de source. La variation de résistance associée à cette plastification peut être due aux dislocations perturbant la mobilité des électrons.

La deuxième phase intervient au moment de l'apparition des fissures en surface. Ces fissures diminuent la surface utile au flux d'électrons et provoquent ainsi la variation significative de la résistance.

La troisième phase représente l'évolution monotone de la résistance de la métallisation qui peut-être liée à la propagation des fissures en profondeur. Cette hypothèse peut-être confirmée

par les observations FIB qui ont montré une propagation des fissures dans le volume de la métallisation. La propagation dans le volume semble s'initier après que les fissures se soient développées en surface. Après le début de la 3^{ème} phase, on ne constate plus en effet d'évolution majeure de la microstructure en surface.

Les transistors COOLMOS testés à énergie intermédiaire et forte énergie ont subi une défaillance lors de la 3^{ème} phase. Le rupture électrothermique des transistors COOLMOS intervient-elle toujours dans la phase linéaire de la variation de la résistance ?

Un transistor COOLMOS a été testé à faible énergie pendant un grand nombre de cycles (environ 180000), l'évolution de sa résistance en fonction du nombre de cycles est représenté figure III.65.

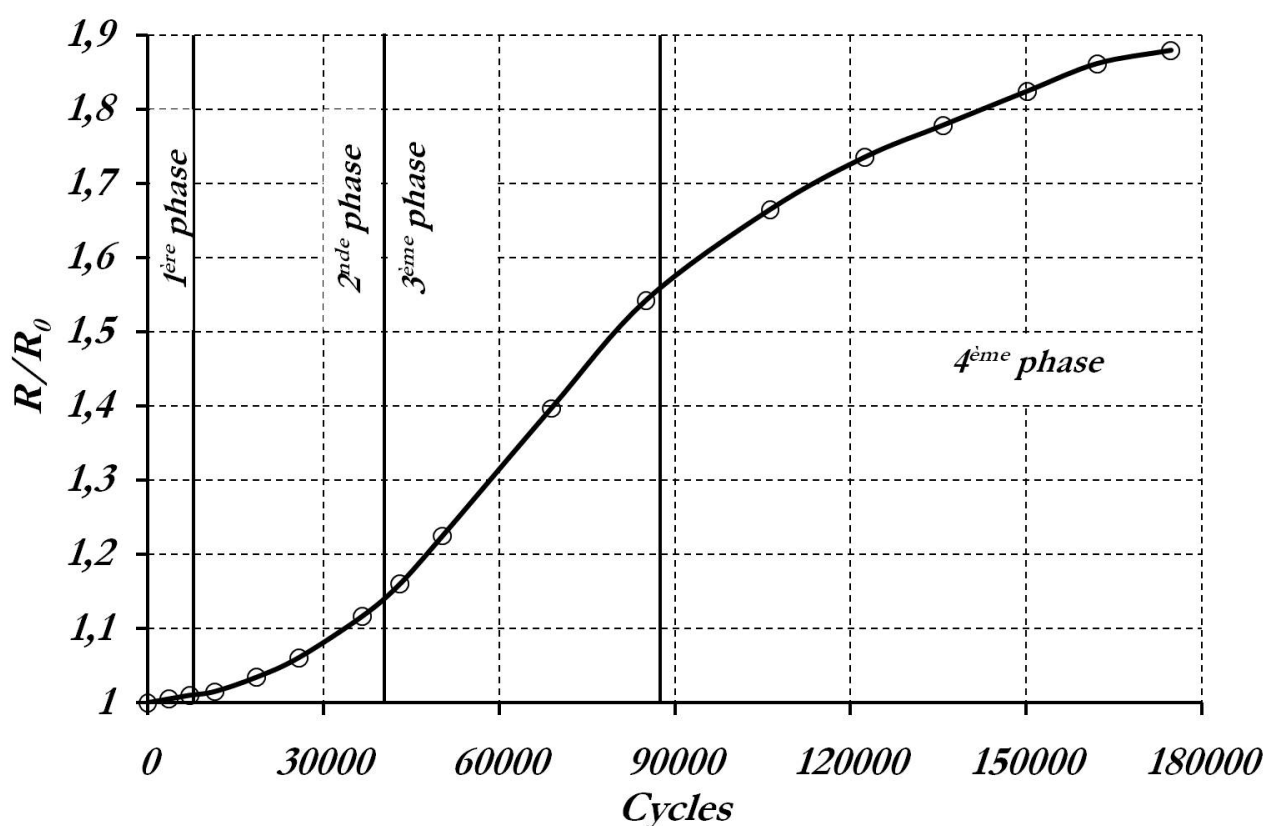


FIGURE III.65 – Représentation de l'évolution de la résistance réduite en fonction du nombre de cycle du transistor COOLMOS6 testé sous faible énergie

Nous pouvons voir que l'évolution linéaire se situe entre le cycle 40000 et le cycle 88000. Mais cette 3^{ème} phase est succédée par une 4^{ème} phase où l'évolution de la résistance diminue et redevient non-linéaire. Pour expliquer l'évolution de la résistance en fonction du nombre de cycles, partons du principe que l'évolution linéaire de la résistance intervient lors de la propagation des fissures dans le volume. Nous avons vu sur les observations FIB que certaines fissures pouvaient arriver au niveau de l'interface $Al - SiO_2$ et bifurquer dans l'oxyde de silicium. Une fois que les fissures se propagent dans la céramique la résistance n'est plus autant modifiée par la propagation de celles-ci. La 4^{ème} phase pourrait alors nous informer de la bifurcation des fissures à l'interface Al/SiO_2 voire de la propagation des fissures dans l'oxyde de silicium.

III.2 Courant de saturation

III.2.1 Evolution au cours des cyclages

L'autre évolution "troublante" était l'augmentation du courant de saturation pendant les premiers milliers de cycles puis la diminution de celui-ci.

Pour analyser cette évolution, utilisons les conclusions du paragraphe précédent.

La figure III.66 représente simultanément l'évolution relative du courant de saturation et celle de la résistance réduite en fonction du nombre de cycle.

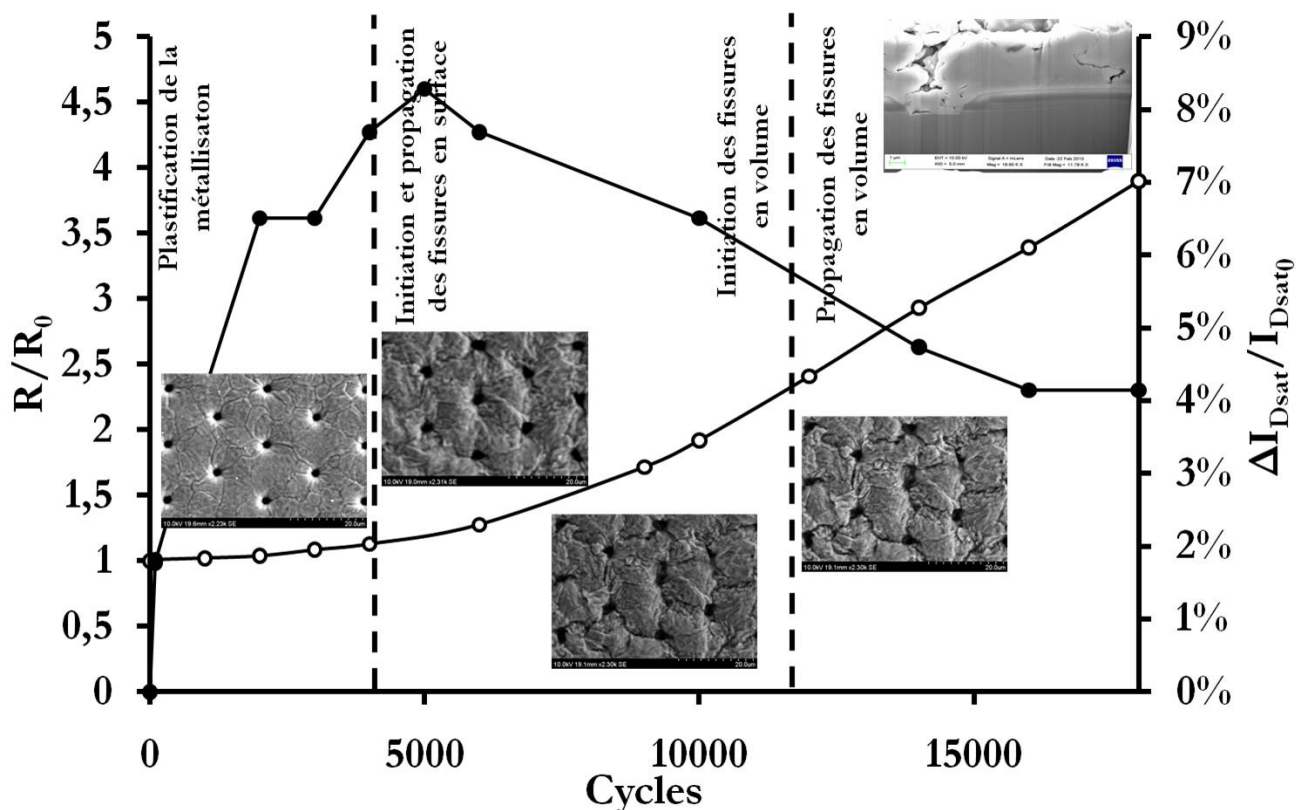


FIGURE III.66 – Représentation de l'évolution de la résistance réduite et du courant de saturation en fonction du nombre de cycle, mise en évidence des différents phénomènes pour un cyclage à énergie intermédiaire

A chaque court-circuit l'énergie dissipée provoque une élévation de la température. Du fait de la différence de coefficients de dilatation thermique, les matériaux se contraignent. L'aluminium se plastifie imposant des contraintes et déformations au niveau des interfaces $Al - SiO_2 - Si$. C'est aussi pendant ces premiers cycles que le courant de saturation du transistor COOLMOS augmente. Lorsque les fissures s'initient en surface (augmentation de la résistance de la métallisation), nous pouvons voir une diminution du courant de saturation.

Les causes de l'évolution du courant de saturation devraient être d'origine électromécanique, nous allons proposer une explication possible de cette évolution.

III.2.2 Hypothèse d'un effet piezorésistif

Les courbes obtenues sont semblables à des études traitant de l'effet piezorésistif dans les transistors MOS (figure III.67 d'après [Dor69]) :

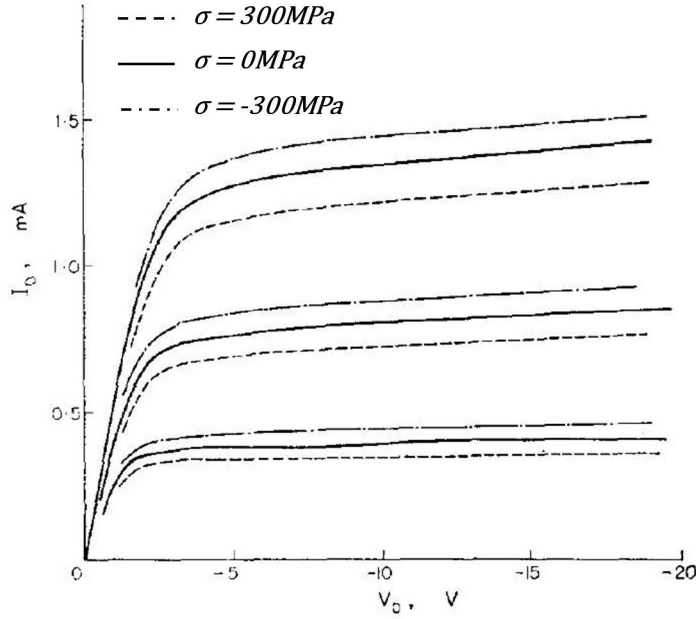


FIGURE III.67 – Effet d'une contrainte sur les caractéristiques statiques d'un transistor PMOS

Nous y observons une augmentation du courant de saturation pour des contraintes de compression dans le silicium et une diminution du courant de saturation pour des contraintes de traction. Dans notre cas le module testé est un transistor COOLMOS à canal N, l'évolution du courant de saturation en fonction des contraintes est inversée.

Reprenons l'expression simplifiée du courant de saturation exprimé au Chapitre I,

$$I_{Dsat} = \frac{1}{2} \frac{W}{L} C_{ox} \mu_{eff} (V_{GS} - V_T)^2.$$

En faisant l'hypothèse que les seules grandeurs perturbées par les contraintes sont la mobilité des porteurs (μ_{eff}) et la longueur du canal (L), on peut écrire l'expression de la variation de courant comme telle :

$$\begin{aligned} dI_{Dsat} &= \frac{\partial I_{Dsat}}{\partial \mu_{eff}} d\mu_{eff} + \frac{\partial I_{Dsat}}{\partial L} dL \\ &= \frac{1}{2} \frac{W}{L} C_{ox} (V_{GS} - V_T)^2 d\mu_{eff} - \frac{1}{2} \frac{W}{L^2} C_{ox} \mu_{eff} (V_{GS} - V_T)^2 dL \\ &= \frac{1}{2} \frac{W}{L} C_{ox} (V_{GS} - V_T)^2 \left(\frac{d\mu_{eff}}{\mu_{eff}} - \frac{dL}{L} \right) \end{aligned}$$

En posant $\frac{d\mu_{eff}}{\mu_{eff}} = -\pi\sigma$ avec π le coefficient de piezorésistivité et σ la contrainte imposé au canal et $\frac{dL}{L} = \varepsilon$, il vient :

$$\begin{aligned} dI_{Dsat} &= \frac{1}{2} \frac{W}{L} C_{ox} (V_{GS} - V_T)^2 (-\pi d\sigma - d\varepsilon) \\ &= -I_{Dsat} (\pi E + 1) d\varepsilon \end{aligned}$$

avec E le module de Young.

On remarque qu'il existe deux effets en compétition. Le premier est l'effet piezorésistif augmentant la mobilité des porteurs lorsque le matériau est en traction, le deuxième correspond à l'effet de l'allongement du canal.

Généralement le terme piezorésistif est prépondérant.

Le coefficient piezorésistif étant négatif, les contraintes au niveau du canal seraient des contraintes de traction pour expliquer les observations effectuées.

Nous pouvons exprimer simplement la variation du courant de saturation de la manière suivante :

$$\frac{dI_{Dsat}}{I_{Dsat}} = -\pi\sigma \quad (\text{III.2})$$

Pour résumer, le courant de saturation augmentant pendant la plastification de la couche d'aluminium, le canal devrait alors être globalement en traction. Après un grand nombre de cycle, les fissures initiées en surface pourraient provoquer une relaxation des contraintes au niveau du canal et ainsi une diminution du courant de saturation, ce que nous avons également observé.

III.3 Régime de faible inversion

Nous présentons pour la première fois dans ce manuscrit des résultats de caractérisation en régime de faible inversion effectués pendant le vieillissement. Plusieurs raisons peuvent expliquer la présentation tardive de ces résultats :

- Ces mesures ont été réalisées sur quelques transistors COOLMOS seulement.
- Le traceur de caractéristique est limité en nombre de points, il ne permet pas d'observer correctement le régime de faible inversion. Nous avons dû utiliser un picoampèremètre pour pouvoir mesurer convenablement le courant de drain en régime de faible inversion.

La figure III.69 représente les courbes $I_D = f(V_{DS})$ pour une faible valeur de la tension entre drain et source (régime de faible inversion).

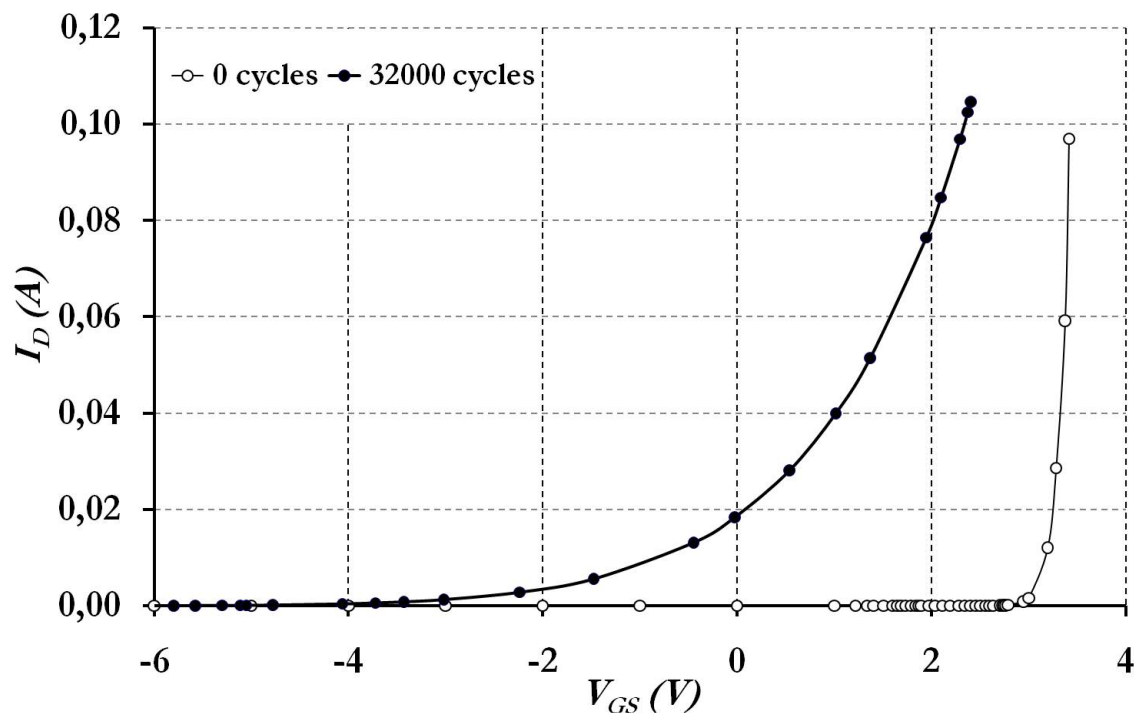


FIGURE III.68 – Représentation du courant de drain en fonction de la tension grille-source, pour un transistor COOLMOS neuf et transistor COOLMOS ayant subi 32000 court-circuit (énergie intermédiaire)

Nous pouvons voir une forte modification des propriétés du transistor COOLMOS testé ici en régime de faible inversion. Par exemple, pour une tension entre grille et source de 2 V, le courant de drain du transistor COOLMOS neuf vaut 30 nA, tandis que celui du transistor ayant subi 32000 cycles vaut 80 mA. La tension seuil semble avoir diminuée après de nombreux cycles, mais les courbes se rejoignent pour des tensions entre grille et source plus élevées. Pour cette raison il était difficile d'observer ces variations au traceur de caractéristiques.

Un autre phénomène a attiré notre attention, si l'on reprend l'expression du courant de drain en régime de faible inversion exprimée au Chapitre I,

$$I_D = I_S \exp\left(\frac{V_{GS} - V_T}{\phi_t}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{V_{DS}}{\phi_t}\right)\right)$$

nous pouvons considérer que le courant de drain évolue de manière exponentielle avec la tension entre grille et source.

En traçant le logarithme du courant de drain en fonction de la tension grille-source (figure), nous devrions logiquement retrouver une droite.

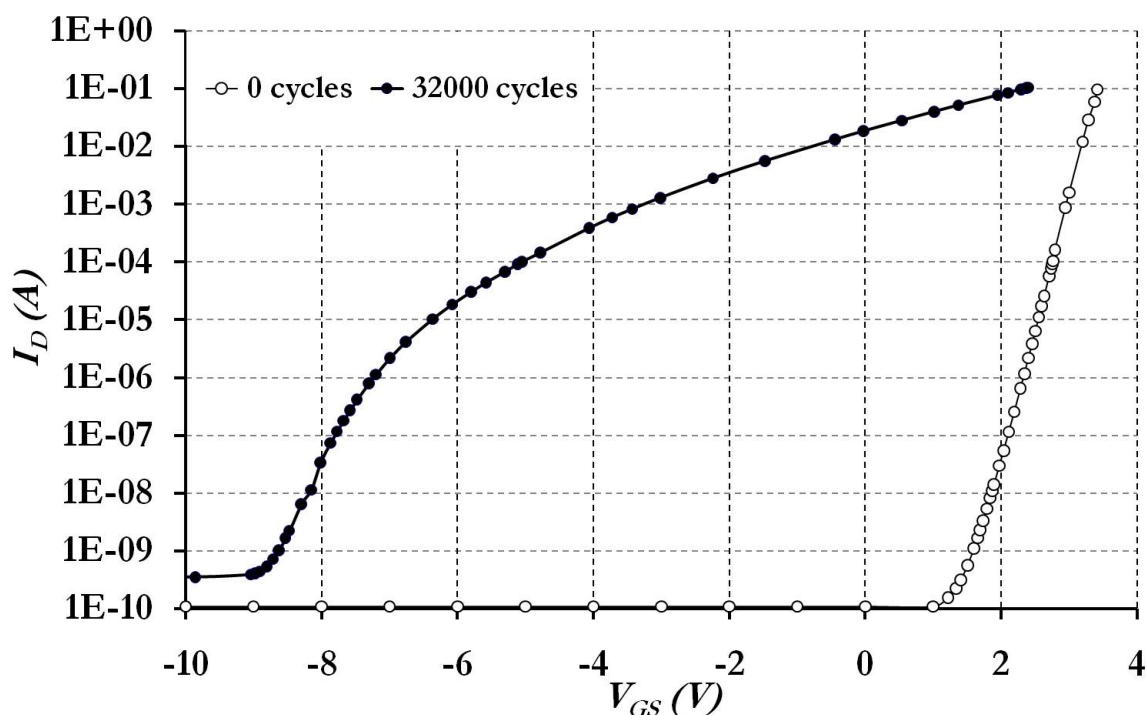


FIGURE III.69 – Représentation du logarithme du courant de drain en fonction de la tension grille-source, pour un transistor COOLMOS neuf et un transistor ayant subi 32000 court-circuit (énergie intermédiaire)

Nous pouvons remarquer que le courant de drain du transistor COOLMOS neuf respecte la théorie, au contraire, l'évolution du logarithme du courant de drain du transistor vieilli n'est pas linéaire avec la tension grille-source. Les raisons de cette non-linéarité restent pour l'instant inexpliquées.

Une des perspectives de ces travaux pourrait ainsi être de chercher à comprendre ces évolutions.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Cette étude menée de façon générale sur la durée de vie des modules à semi-conducteur de puissance devait identifier et analyser certains modes de défaillance observés expérimentalement. Ces modes de défaillances étant d'origines diverses (électrique, mécanique et thermique) les laboratoires du SATIE et du LMT ont entamés des travaux communs dans le cadre de l'institut Farman.

L'étude a porté dans un premier temps sur le substrat DCB pour prolonger les travaux initiés dans la thèse de Laurent Dupont. La relative simplicité (en apparence) du substrat DCB permettait de se familiariser avec les concepts et les critères de la mécanique de la rupture.

L'intégrité du substrat DCB est en effet menacée par l'apparition de fissures. Ces fissures sont susceptibles de s'initier, d'une part au niveau de défauts aléatoirement distribués dans la céramique et d'autre part au niveau des émergences en surface des interfaces entre les matériaux constituant le substrat. Ces zones sont singulières et constituent de fait des sites privilégiés pour l'initiation de fissures. Les fissures initiées dans la céramique conduisent à la rupture fragile de celle-ci. Les fissures initiées à l'interface, peuvent conduire à la ruine immédiate du substrat ou bien se propager cycle à cycle et conduire à une rupture différée par fatigue.

Les différents matériaux composant le substrat DCB ont d'abord été caractérisés de manière à déterminer les paramètres des critères de rupture ou des modèles de comportement, utilisés pour les simulations numériques par éléments finis.

Des essais de flexion trois points sur différentes géométries ont ainsi permis de déterminer les paramètres de la loi de Weibull qui fournit la probabilité de rupture d'un matériau fragile dans le cadre de la théorie du maillon faible. Ces paramètres ont été déterminés pour différentes céramiques. L'effet de volume sur la robustesse a clairement été mis en évidence, la probabilité de rupture sous une contrainte donnée augmentant significativement avec le volume de matière sollicité. La plus grande robustesse du nitrure de silicium par rapport à au nitrure d'aluminium est une explication de la meilleure tenue mécanique des substrats DCB en Si₃N₄.

Le comportement mécanique du cuivre a été caractérisé à partir d'essais de traction monotone et cyclique. Ces essais ont permis d'identifier les paramètres d'un modèle isotrope de comportement élasto-plastique cyclique pour le cuivre. La distinction entre écrouissage cinématique et isotrope est importante pour les problèmes de fatigue. L'écrouissage cinématique est modélisé par une loi non-linéaire à deux paramètres d'Armstrong-Frederick, l'écrouissage isotrope par une loi non-linéaire de forme exponentielle.

Une fois les paramètres du modèle déterminés, nous avons pu étudier le comportement du substrat lorsque celui-ci est soumis à une variation de la température ambiante (cyclage passif) de grande amplitude. Le substrat est modélisé comme un assemblage multicouches, d'abord

dans un cadre unidimensionnel (modèle rhéologique) pour mettre en évidence les effets principaux, effets de l'épaisseur des couches, des paramètres matériaux, de l'amplitude thermique... , puis par des simulations numériques par éléments finis afin de tenir compte de la complexité géométrique du problème réel.

L'étude paramétrique unidimensionnelle a mis en évidence la nécessité de connaître précisément les propriétés physiques des matériaux (par exemple pour le cuivre la limite d'élasticité, le coefficient d'écroutissage cinématique...), mais aussi l'importance de prendre en compte l'évolution de ces propriétés avec la température (par exemple la variation du coefficient de dilatation thermique avec la température).

Les études numériques par éléments finis, réalisées pour deux géométries de substrat, ont permis de calculer les probabilités de rupture de la couche de céramique pour les différentes céramiques dont la loi de Weibull a été identifiée. Celles-ci sont relativement faibles, a priori le substrat DCB risque peu de subir de rupture fragile à partir d'un défaut initial présent dans la couche de céramique.

Dans les régions du substrat, dites singulières, où les gradients de contrainte et de déformation sont très grands, la loi de Weibull ne peut pas être utilisée. Une étude préalable a permis de montrer que l'ordre de la singularité des champs mécanique est très proche de -0.5 , ce qui correspond au cas d'une fissure "parfaite" dans un milieu homogène élastique et isotrope. Cela nous a permis d'appliquer les concepts de la mécanique linéaire de la rupture, et en particulier celui de facteur d'intensité des contraintes généralisé. Les facteurs d'intensité des contraintes ont alors pu être extraits des calculs par éléments finis en projetant les champs calculés numériquement sur les solutions analytiques de Westergaard.

L'évolution de ces facteurs d'intensité au cours du cyclage thermique permet de déterminer l'amplitude de la sollicitation de Mode I ou de Mode II au niveau de l'interface, qui induit de la fissuration par fatigue. Par ailleurs, on peut déterminer le plan subissant la plus grande contrainte d'ouverture et le niveau maximal du facteur d'intensité des contraintes de Mode I sur ce plan, qui induira une fissuration instable si ce niveau atteint la ténacité de la céramique.

Cette étude a permis de comparer les sollicitations subies par ces régions singulières pour différentes épaisseurs des couches de cuivre et expliquer la plus grande robustesse des substrats DCB ayant une épaisseur de cuivre plus fine. Il est fréquent en mécanique de réaliser des surcharges lors des tests d'épreuve avant la mise en service de composants subissant des sollicitations mécaniques cycliques. Ces surcharges permettent de plastifier localement les métaux au niveau des points singuliers, et d'induire des contraintes résiduelles de sens opposé aux contraintes subies en fonctionnement. Cet effet tend à améliorer la résistance ultérieure à la fissuration et la robustesse des composants vis à vis de sollicitations de fatigue. Un test d'épreuve virtuel a été appliqué sur le modèle éléments finis d'un substrat DCB AlN. Les simulations montrent qu'une épreuve initiale consistant à amener le substrat à une température ambiante très inférieure à la température minimale des cycles thermiques subis en service, jouerait le rôle de surcharge et permettrait d'abaisser le niveau de sollicitation des zones singulières en service. Néanmoins les simulations numériques montrent aussi que la diminution du facteur d'intensité des contraintes d'ouverture sur le plan le plus sollicité ne chute que de 9

Pour poursuivre et affiner cette étude, le modèle de comportement élasto-plastique cyclique de la nuance de cuivre utilisée dans les substrats DCB devrait être utilisé et il faudrait également tenir compte de l'effet de la variation du coefficient de dilatation thermique du cuivre avec la température. Une étude paramétrique pourrait être menée sur les propriétés du cuivre (équivalente à celle menée sur le modèle rhéologique). Nous pourrions ainsi déterminer le niveau de température minimal auquel le substrat doit être amené lors de l'application de la surcharge pour obtenir la chute maximale de l'amplitude du facteur d'intensité des contraintes et de son niveau maximum en service Enfin, il faudrait également déterminer la loi de Paris du cuivre

utilisé dans le substrat DCB, ainsi que la ténacité des céramiques pour avoir une estimation de la durée de vie du substrat DCB pour un profil de mission donné.

La seconde partie de l'étude traite de la métallisation sur la puce. Les études précédentes menées sur la métallisation montraient le changement d'état de la microstructure (recristallisation, fissures...), mais aucune ne s'est intéressée à la fois à son évolution morphologique pendant le vieillissement et aux évolutions simultanées des propriétés électriques du composant s'articulant autour d'une puce semi-conductrice. Les modules testés intégraient des puces silicium de transistors COOLMOS. Pour chercher à suivre l'effet du vieillissement de la métallisation sur les caractéristiques électriques du composant, nous avons réalisé un suivi des caractéristiques électriques des transistors COOLMOS testés et une observation régulière de la microstructure par MEB lors de phases répétitives de vieillissement. Ce sont des régimes de courts-circuits répétitifs qui ont été utilisés pour vieillir la couche de métallisation. Différents essais correspondant à des énergies dissipées (et donc des variations de température) différentes ont été effectués.

Les observations MEB nous ont permis de constater la plastification intense et la restructuration complète de la couche de métallisation pendant les premiers milliers de cycles. L'étude des déformations par corrélation d'images durant les premiers cycles nous a permis de mettre en évidence une contraction volumique significative de la couche de métallisation dans le plan parallèle à l'interface.

Des fissures s'initient ensuite au niveau des puits de source. Elles se propagent et tendent à se rejoindre lors de la répétition des cycles de vieillissement. A partir d'un certain nombre de cycles, l'état de surface n'évolue plus significativement mais la corrélation d'images a montré que les fissures étaient en mode d'ouverture. Les sollicitations mécaniques sur les lèvres des fissures facilitent leur propagation dans le volume de la métallisation. Cette hypothèse a été confirmée par les observations FIB qui mettent en évidence cette propagation des fissures dans le volume de la métallisation après la propagation en surface. Ces observations ont également montré que certaines fissures pouvaient atteindre l'oxyde de silicium et bifurquer dans celui-ci.

L'évolution de la résistance électrique de la métallisation a été corrélée à la microstructure de la métallisation. L'évolution lente de la résistance électrique correspond à la phase pendant laquelle se produit la plastification de la couche de métallisation. Après plusieurs milliers de cycles, une variation plus importante est constatée, elle est liée cette fois aux fissures qui s'initient en surface. La " plongée " des fissures dans le volume provoque ensuite une variation relativement linéaire de résistivité de la couche d'aluminium avec le nombre de cycles.

L'évolution de la résistance de la métallisation est extrêmement intéressante car elle traduit l'évolution de la microstructure. De plus, l'évolution linéaire de la résistance est un indicateur de dégradation sévère de la couche de métallisation et pourrait être utilisé comme critère de vieillissement.

L'effet de la répétition des régimes de court-circuit sur les caractéristiques électriques peut se traduire par une diminution du courant de court-circuit (phénomène qui avait été observé lors de précédentes campagnes expérimentales). Cet effet sur le courant de court-circuit a été ici expliqué par l'inhomogénéité du potentiel de source. Pour une disposition des fils de bonding donnée, le potentiel de source de certaines cellules augmente lorsque la métallisation est parcourue par le courant de court-circuit. La tension grille-source perçue par les cellules diminue alors au cours des cycles, diminuant ainsi la charge d'inversion et la capacité des cellules à faire circuler le courant. Pour valider cet effet, il faudra cependant pouvoir observer la chute de tension entre grille et source expérimentalement. Cette observation pourra se faire en déplaçant l'électrode de mesure de la source. De cette manière, nous pourrions comparer la tension entre grille et source imposée par la commande de celle perçue par des cellules ou groupes de cellules différemment localisés sur la puce.

Nous n'avons pas observé d'évolution de la résistance à l'état passant des transistors COOLMOS testés lors de cette étude au cours des cycles. La résistance de la couche de métallisation malgré son augmentation lors de la répétition des cycles reste négligeable devant la résistance à l'état passant et l'effet n'est pas ici mesurable à travers la résistance à l'état passant.

L'augmentation du courant de saturation pendant les premiers milliers de cycles a été observée sur tous les transistors testés. Ces évolutions ont été observées pour de faibles tensions entre grille et source, légèrement supérieures à la tension de seuil. Nous avons pensé à des effets électromécaniques qui pourraient provoquer l'augmentation du courant de saturation. L'hypothèse d'un effet piezo-électrique a été écartée à cause du caractère amorphe du SiO_2 lui retirant toutes propriétés piezo-électriques.

Nous avons donc songé à un effet piezo-résistif, qui a déjà été observé sur des composants semi-conducteurs (principalement de signal). La valeur des coefficients piezo-résistifs indiquerait que l'augmentation du courant de saturation serait dû à une contrainte positive parallèle au flux d'électrons (contrainte de traction) ou/et une contrainte négative perpendiculaire au flux d'électrons (contrainte de compression). Des simulations par éléments finis pourraient être réalisées afin de vérifier cette hypothèse. Cette perspective se heurte à la difficulté de connaître les caractéristiques de la fine couche de métallisation en aluminium.

Des éprouvettes spécifiques réalisées au LAAS pourront être testées sur une micromachine de traction permettant une détermination des propriétés mécaniques du matériau ainsi qu'une observation MEB des éprouvettes in-situ. Une possibilité pour mettre en valeur l'effet piezo-résistif serait d'utiliser une puce dont la nature des porteurs est opposée à celle des puces à transistor COOLMOS. Autrement dit, il faudrait utiliser une puce dont le courant est assuré par les trous et non par les électrons (transistor MOSFET canal P par exemple). La réaction des différents porteurs suite à une contrainte étant différente, on devrait alors s'attendre à une diminution du courant de saturation pendant les premiers milliers de cycles.

De nombreuses études cherchent à associer des micro-capteurs à des systèmes et des composants afin de suivre l'évolution de leurs caractéristiques. Dans notre étude le composant sous test est son propre capteur. Grâce à un câblage adéquat, nous avons pu suivre l'évolution des différentes caractéristiques du transistor COOLMOS et de la couche de métallisation.

Dans tout type d'applications, les assemblages électroniques doivent satisfaire à un cahier des charges (capacité en courant, tenue en tension ...). Les matériaux et la structure de ces assemblages électroniques sont choisis pour satisfaire à ce cahier des charges, mais celui-ci ne prend que rarement en compte les contraintes extérieures auxquels ces assemblages font face. Il faut tenir compte de l'interaction entre les assemblages électroniques et le milieu environnant dans le choix des matériaux et de la structure pour améliorer la robustesse et la fiabilité de ces assemblages.

ANNEXE : MICROSCOPE ELECTRONIQUE À BALAYAGE

I Principe

Ce microscope ne demande aucune préparation de la surface à observer n'est nécessaire si l'échantillon est un conducteur électrique ; lorsque le métal contient de fortes proportions de matériaux non conducteurs, une métallisation de la surface est alors indispensable. Un fin faisceau d'électrons primaires, fortement accéléré par des tensions pouvant aller jusqu'à 30 kV, est focalisé sur la surface puis balaie la zone à analyser. Suite au bombardement de ces électrons, différents électrons ou rayonnements sont alors réémis par la surface, qui peuvent être exploités à différentes fins. On distingue principalement les électrons rétrodiffusés et les électrons secondaires qui permettent d'observer le relief de l'échantillon, mais aussi les électrons d'Auger et les émissions de rayons X qui permettent de distinguer les éléments constitutifs superficiels de l'échantillon. Ce type de microscope permet d'atteindre des grossissements jusqu'à 50 000 avec une profondeur de champ 100 fois supérieure à celle d'un microscope optique, d'où son utilisation pour l'observation de surfaces présentant des reliefs comme des faciès de rupture [Baï00].

II Structure

Le schéma de principe du microscope électronique à balayage est représenté figure 70, les éléments qui le composent sont [Paq] :

- Colonne électronique :
Générateur et accélérateur d'électrons sont habituellement composés d'une cathode émissive, portée à un potentiel négatif, d'une électrode (le Wehnelt) légèrement plus négative que la cathode, et d'une anode au potentiel zéro ; un système auxiliaire permet l'alignement mécanique et électromagnétique avec l'axe de la colonne.
La source d'électrons du MEB disponible à l'ENS est obtenue en chauffant à haute température (environ 2 800 K) un filament de tungstène en forme de pointe.
- Système de lentille électronique :
Généralement, une colonne électronique comporte trois lentilles électromagnétiques. L'en-

semble des deux premiers condenseurs, le plus souvent constitué d'un seul bobinage et d'un double système de pièces polaires, a pour rôle essentiel de former une image réglable très réduite de la source (plus exactement du cross-over) et d'adapter l'intensité du faisceau électronique.

- Système à balayage :

À l'intérieur de la colonne, on place un dispositif de déflexion du faisceau, constitué par un double jeu de bobines électromagnétiques, alimentées par un générateur de tensions en "dent de scie". Cela permet ainsi de balayer une zone de l'échantillon ligne par ligne à une vitesse réglable depuis le balayage très rapide du type télévision (625 lignes en 1/50 s) jusqu'à des balayages beaucoup plus lents (1 600 lignes en 100 s par exemple). Dans les générations de microscopes "analogiques", le générateur de balayage commande également simultanément le balayage d'un écran vidéo dont le signal était modulé directement par celui qui provient du détecteur d'électrons (figures 1 et 20). Dans les microscopes actuels (qualifiés de "numériques", le signal détecté est directement stocké dans une mémoire d'écran électronique sous la forme d'un fichier numérique où chaque pixel est enregistré avec ses coordonnées "ligne-colonne", afin d'être restitué sur un écran d'ordinateur, soit en direct, soit en temps différé.

- Détecteur des électrons secondaires :

Les systèmes de détection sont plus ou moins complexes selon l'équipement mais ils possèdent tous a minima un détecteur d'électrons du type "Everhart et Thornley" [Eve60]. Ce détecteur est constitué d'un collecteur dont le potentiel peut varier dans une gamme de +300 à -300 V pour attirer ou repousser les électrons secondaires ; en fonctionnement ordinaire, elle est polarisée positivement afin de les attirer. Polarisée négativement, elle les repousse et transforme le détecteur en détecteur d'électrons rétrodiffusés à faible angle de collection et en incidence rasante. Une conversion électron-photon est alors assurée par un scintillateur puis un guide d'onde chargé de transmettre sans perte les photons jusqu'à un photomultiplicateur, qui convertit, par une photocathode, le flux de photons en électrons et assure une amplification du signal d'entrée (le flux d'électrons recueillis), proportionnelle, très rapide, à très haut gain (de 10^5 à 10^7) et à bas bruit.

- Détecteur des électrons rétrodiffusés :

Les microscopes électroniques actuels sont souvent équipés d'un détecteur spécifique adapté aux électrons rétrodiffusés. Le plus courant est un détecteur annulaire constitué d'une jonction semi-conductrice (diode), disposée au-dessus de l'échantillon, sous les pièces polaires de l'objectif. Il possède un angle solide de détection important et orienté dans la direction d'émission rétro-diffusée maximale. Il est le plus souvent divisé en secteurs (de 2, 4 ou 6) polarisables indépendamment.

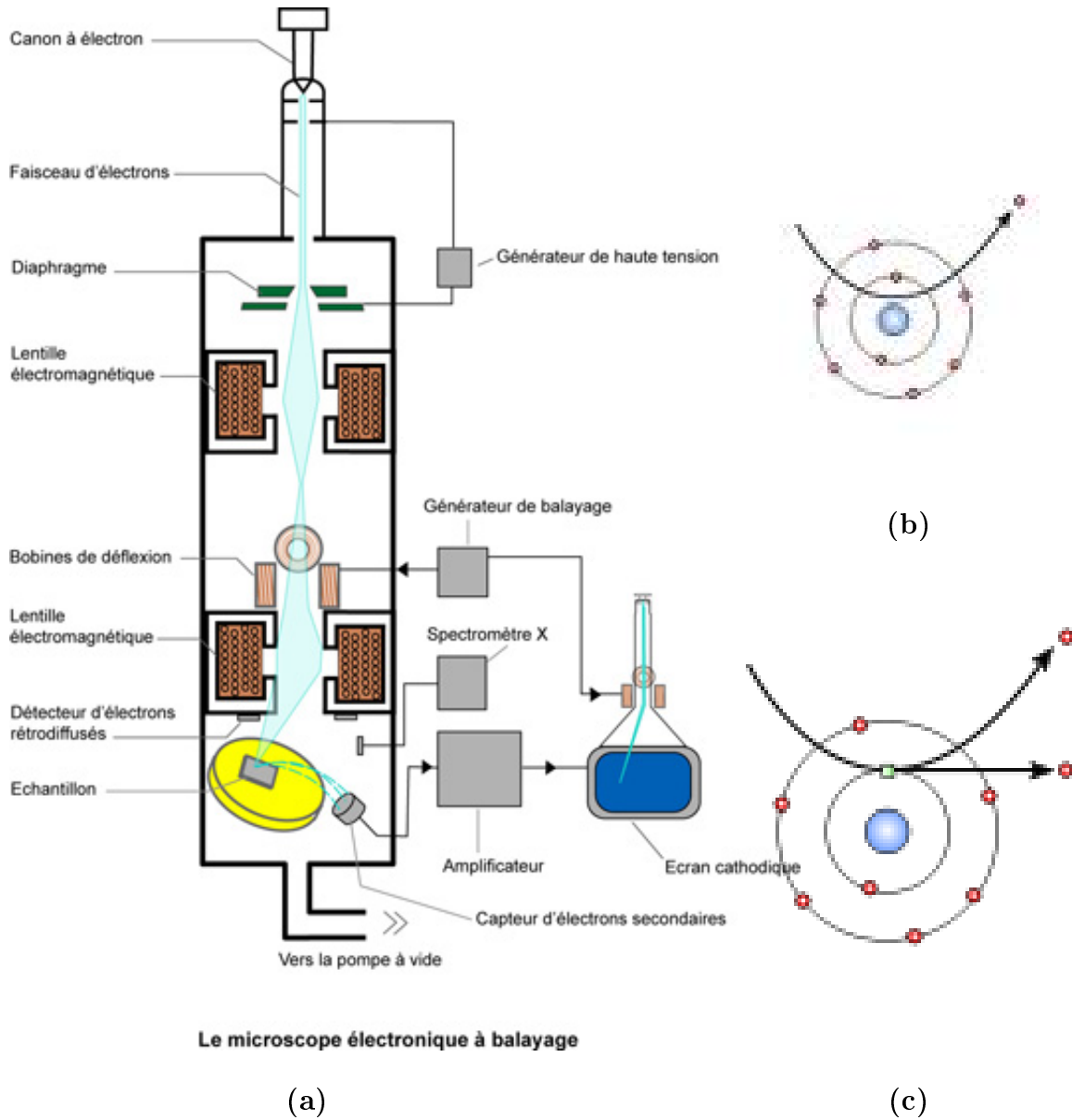


FIGURE 70 – Schéma de principe d'un microscope électronique à balayage

BIBLIOGRAPHIE

- [Amm98] A. Ammous. *Modélisation électrothermique de l'IGBT (Transistor Bipolaire à Grille Isolée) : Application à la simulation du court-circuit*. Ph.D. thesis, INSA de Lyon, Octobre 1998.
- [And66] O.L. Anderson. Derivation of watchman's equation for the temperature dependence of elastic moduli of oxide compounds. *Physical Review*, **volume 144(2)** :pages 553–557, Avril 1966.
- [Ara07] Mohand Arab, Stéphane Lefebvre, Zoubir Khatir and Serge Bontemps. Investigations on ageing of igbt transistors under repetitive short-circuits operations. In *PCIM*. Nuremberg, 2007.
- [Arm66] P.J. Armstrong and C.O. Frederick. A mathematical representation of the multiaxial bauschinger effect. Technical Report RD/B/N 731., G.E.G.B, 1966.
- [Ash02] N.W. Ashcroft and N.D. Mermin. *Physique des Solides*. EDP Sciences, 1^{ère} édition, 2002.
- [Baï00] J.P. Baïlon and J.M. Dorlot. *Des Matériaux*. Presses internationales Polytechniques, 2000.
- [BB08] Mounira Bouarroudj-Berkani. *Etude de la fatigue thermo-mécanique de modules électroniques de puissance en ambiance de températures élevées pour des applications de traction de véhicules électriques et hybrides*. Ph.D. thesis, LTN Inrets et SATIE ENS Cachan, 2008.
- [Bec98] Paul.F. Becher, Ellen.Y. Sun, Kevin.P. Plucknett, Kathleen.B. Alexander, Chun-Hway Hsueh, Hua-Tay Lin, Shirley.B. Waters and C.Gary Westmoreland. Microstructural design of silicon nitride with improved fracture toughness : I, Effects of grain shape and size. *Journal of American Ceramic Society*, **volume 81(11)** :pages 2821–2830, 1998.
- [Bij54] D. Bijl and H. Pullan. A new method for measuring the thermal expansion of solids at low temperatures ; the thermal expansion of copper and aluminium and the Grüneisen rule. *Physica*, **volume 21** :pages 285–298, 1954.

- [Bil77] B.A. Bilby, G.E. Cardew and I.C. Howard. Stress intensity factors at the tips of kinked and forked cracks. *Fracture*, **volume 3**, 1977.
- [Boc00] Philippe Boch. *Propriétés et applications des céramiques*. Hermès Science, 2000.
- [Bog71] D.B. Bogy. On the plane elastostatic problem of a loaded crack terminating at a material interface. *Journal of Applied Mechanics*, (**38**) :pages 911–918, 1971.
- [Bou07] M. Bouarroudj, Z. Khatir, J.P. Ousten, F. Badel, L. Dupont and S. Lefebvre. Degradation behavior of 600 v-200 a igbt modules under power cycling and high temperature environment conditions. *Microelectronics reliability*, **volume 47** :pages 1719–1724, 2007.
- [Bou09] Narjès Boughrara, Sabrine Moumen, Stéphane Lefebvre, Zoubir Khatir and Jean-Claude Faugière. Robustness of sic jfet in short circuit mode. *IEEE Electron device letters*, **volume 30(1)** :pages 51–53, 2009.
- [Bow04] A.F. Bower and E.A. Wininger. A two dimensional finite element method for simulating the constitutive response and microstructure of polycrystals during high temperature plastic deformation. *Journal of Mechnaics and Physics of Solids*, **volume 52** :pages 1289–1317, 2004.
- [Bru67] K. Brugger and T.C. Fritz. Grüneisen gamma from elastic data. *Physical Review*, **volume 157(3)** :pages 524–531, May 1967.
- [Bru01] R.J. Bruls, H.T. Hintzen, G. de With and R. Metselaar. The temperature dependence of the young’s modulus of $mg\sin_2$, aln and si_3n_4 . *Journal of the European Ceramic Society*, **volume 21(3)** :pages 263–268, March 2001.
- [Cal95] François Calmon. *Participation à l’étude du comportement électrothermique des IGBT*. Ph.D. thesis, INSA de Lyon, Juillet 1995.
- [Can79] C. Canali, G. Ferla, B. Morten and A. Taroni. Piezoresistivity effects in mos-fet useful for pressure transducers. *Journal of Physics D : Applied Physics*, **volume 12**, 1979.
- [Cat02] J. Catala, G.Q. Lu and C. Luechinger. Evaluation of interconnect technologies for power semiconductor devices. *Proceedings of IEEE Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems*, pages 1089–1096, June 2002.
- [Cho95] R.S. Chokhawala, J. Catt and L. Kiraly. A discussion on igbt short-circuit behavior and fault protection schemes. *IEEE transactions on industry applications*, **volume 31(2)**, March 1995.
- [Cia02] Mauro Ciappa. Selected failure mechanisms of modern power modules. *Microelectronics Reliability*, **volume 42** :pages 653–667, 2002.
- [Cob63] R.L. Coble. A model for boundary diffusion controlled creep in polycrystalline materials. *Journal of Applied Physics*, **volume 34(6)** :pages 1679–1682, June 1963.
- [Coq99] G. Coquery, R. Lallemand and al. Reliability improvement of the soldering thermal fatigue with alsic technology on traction high power igbt modules. In *EPE*. Lausanne, 1999.

- [Cot80] B. Cotterell and J.R. Rice. Slightly curved or kinked cracks. *International Journal of Fracture*, **volume 16** :pages 155–169, 1980.
- [Det04] Th. Detzel, M. Glavanovics and K. Weber. Analysis of wire bond and metallization degradation mechanisms in dmos power transistors stressed under thermal overload conditions. *Microelectronics Reliability*, **volume 44** :pages 422–428, 2004.
- [D.L71] D.Lee and F. Zavenl Jr. A generalized strain rate dependent constitutive equation for anisotropic metals. *Acta Metallurgica*, **volume 29**, 1771.
- [Dor69] A.P Dorey and T.S Maddern. The effect of strain on mos transistors. *Solid-State Electronics*, **volume 12** :pages 185–189, 1969.
- [Dup06] Laurent Dupont. *Contribution à l'étude de la durée de vie des assemblages de puissance dans des environnements haute température et avec des cycles thermiques de grande amplitude*. Ph.D. thesis, ENS CACHAN, Juin 2006.
- [Dup07] Laurent Dupond, Stéphane Lefebvre, Mounira BOUARROUDJ, Zoubir Khatir and Jean-Claude Faugière. Failure modes on low voltage power mosfets under high temperature application. *Microelectronics Reliability*, **volume 47(9-11)** :pages 1767–1772, 2007.
- [Eve60] T.E. Everhart and R.F.M. Thornley. Wide band detector for micro-ampere low energy electrons currents. *Journal of Scientific Instruments*, **volume 37** :pages 246–248, 1960.
- [Fra01] Hervé Frayssignes. *Étude des effets non-linéaires et des pertes dans les moteurs ultrasonores*. Ph.D. thesis, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon (INSA), Lyon, Novembre 2001.
- [Ful68] W. Fulkerson, J.P. Moore, R.K. Williams, R.S. Graves and D.L. McElroy. Thermal conductivity, electrical resistivity, and seebeck coefficient of silicon from 100 to 1300k. *Physical Review*, **volume 167(3)** :pages 765–782, 1968.
- [Ger97] Maurice Gerl and Jean-Paul Issi. *Physique des Matériaux*, volume 8 of *Traité des Matériaux*. Presses Polytechnique et Universitaire de Romandes PPUR, 1^{ère} edition, 1997.
- [Gib58] D.F. Gibbons. Thermal expansion of some crystals with diamond structure. *Physical review*, **volume 112(1)**, Octobre 1958.
- [Gla64] C.J. Glassbrenner and G.A. Slack. Thermal conductivity of silicon and germanium from 3k to the melting point. *Physical Review*, **volume 134(4A)** :pages 1058–1069, 1964.
- [Grü26] Eduard Grüneisen. *Handbuch der Physik*, volume 10. VERLAG JULIUS SPRINGER, Berlin, 1926.
- [Gre98] D.J. Green. *An introduction to the mechanical properties of ceramics*. Cambridge solid state science. Cambridge University Press, 1998.
- [Gri21] A.A Griffith. The phenomenon of rupture and flow in solids. *Philosophical Transactions of the Royal Society*, **volume A(221)** :pages 163–198, 1921.

- [Gui05] Thomas Guillaume. *Influence des contraintes mécaniques non-intentionnelles sur les performances des transistors MOS à canaux ultra-courts*. Ph.D. thesis, Institut de Microélectronique, Electromagnétisme et Photonique IMEP, Grenoble, Décembre 2005.
- [Gut03] B. Gutschmann, P. Kanschat, M. Münzer, M. Pfaffenlehner and T. Laska. Repetitive short-circuit behaviour of trench-field-stop igbts. In *Proceedings of PCIM Nuremberg*. 2003.
- [Hal51a] E.O. Hall. The deformation and ageing of mild steel : II characteristics of the lüders deformation. *Proceedings of the Physical Society Section B*, **volume 64** :pages 742–747, 1951.
- [Hal51b] E.O. Hall. The deformation and ageing of mild steel : III discussion of results. *Proceedings of the Physical Society Section B*, **volume 64** :pages 747–753, 1951.
- [Ham99] A. Hamidi, N. Beck and al. Reliability and lifetime evaluation of different wire bonding technologies for high power igt modules. *Microelectronics Reliability*, **volume 39(6-7)** :page 1153, 1158 1999.
- [Hau05] Jean-Marie Haussonne, Claude Carry, Paul Bowen and James Barton. *Céramiques et Verres*, volume 16 of *Traité des Matériaux*. Presse Polytechniques et Universitaires de Romandes PPUR, 1 edition, 2005.
- [Her97] E. Herr, T. Frey and al. Substrate to base solder joint reliability in high power igt modules. *Microelectronics Reliability*, **volume 37(10/11)** :pages 1719–1722, 1997.
- [Hul99] Robert Hull. *Properties of crystalline silicon*, volume 20. The Institution of Electrical Engineers, 1999.
- [Hut68] J.W Hutchinson. Singular behaviour at the end of a tensile crack in a hardening material. *Journal of Mechanics Physics of Solids*, **volume 16** :pages 13–31, 1968.
- [inf] www.infineon.com.
- [Irw57] Georges Irwin. Analysis of stresses and strains near the end of a crack traversing a plate. *Journal of Applied Mechanics*, **volume 24** :pages 361–364, 1957.
- [Jr80] J.H Cantrell Jr. Generalized grüneisen tensor from solid nonlinearity parameters. *Physical review B*, **volume 21(10)** :pages 4191–4195, May 1980.
- [Kha05] Zoubir Khatir, Frederic Richardeau and Stéphane Lefebvre. Reliability challenges of power electronic modules in automotive environment. In *SENSACT*. 2005.
- [Kho07] B. Khong, M. Legros, P. Tounsi, Ph. Dupuy, X. Chauffeur, C. Levade, G. Vanderschaeve and E. Scheid. Characterization and modelling of ageing failures on power mosfet devices. *Microelectronics Reliability*, **volume 47** :pages 1735–1740, 2007.
- [Kit07] Charles Kittel. *Physique de l'état solide*. Dunod, 8^{ème} edition, 2007.
- [Kor74] S.K. Kor, P.K. Mishra and N.D. Tripathi. Ultrasonic attenuation in pure and doped n-type silicon. *Physical review B*, **volume 10(2)** :pages 775–778, July 1974.

-
- [Kub09] Haruka Kubo, Mauro Ciappa, Takayuki Masunaga and Wolfgang Fichtner. Multiscale simulation of aluminum thin films for the design of highly-reliable mems devices. *Microelectronics Reliability*, **volume 49** :pages 1278–1282, 2009.
- [Kuw08] Akihide Kuwabara, Katsuyuki Matsunaga and Isao Tanaka. Lattice dynamics and thermodynamical properties of silicon nitride polymorphs. *Physical Review B*, **volume 78**, 2008.
- [Lan00a] Lev Landau and Evguéni Lifchitz. *Statistical Physics Part 1*, volume 5 of *Course of Theoretical Physics*. Butterworth Heinemann, 3rd edition, 2000.
- [Lan00b] Lev Landau and Evguéni Lifshitz. *Theory of Elasticity*, volume 7 of *Course of Theoretical Physics*. Butterworth Heinemann, 3rd edition, 2000.
- [Leb95] A.B. Lebedev, Yu.A. Burenkov, A.E. Romanov, V.I. Kopylov, V.P. Filonenko and V.G. Gryaznov. Softening of the elastic modulus in submicrocrystalline copper. *Materials Science and Engineering A*, **volume 203(1-2)** :pages 165–170, November 1995.
- [Leb03] Jean-Baptiste Leblond. *Mécanique de la rupture fragile est ductile. études en mécanique des matériaux et des structures*. Lavoisier, hermes edition, 2003.
- [Lem09] Jean Lemaître, Jean-Louis Chaboche, Ahmed Benallal and Rodrigue Desmorat. *Mécanique des matériaux solides*. Dunod, 3^{ème} edition, 2009.
- [Let00] Philippe Leturcq. Tenue en tension des semi-conducteurs de puissance. *Technique de l'Ingénieur*, (**D3104**), Novembre 2000.
- [Lor99] L. Lorenz, G. Deboy, A. Knapp and M. März. Coolmos - anewmilestone in high voltage power mos. In *ISPSD 99*, pages 3–10. Toronto (Canada), 1999.
- [Lor04] Leo Lorenz, Gerald Deboy and Ilia Zverev. Matched pair of coolmos transistor with sic-schottky diode - advantages in application. *IEEE transaction on Industry Applications*, **volume 40(5)** :pages 1265–1272, September-October 2004.
- [Man00] J.V. Manca, W. Wondrak and al. Reliability aspects of high temperature power mosfet. *Microelectronic Reliability*, **volume 40** :pages 1679–1682, 2000.
- [Mar09] D. Martineau, T. Mazeaud, M. Legros, Ph. Dupuy, C. Levade and G. Vanderschaeve. Characterization of ageing failures on power mosfet devices by electron and ion microscopies. *Microelectronics Reliability*, **volume 49** :pages 1330–1333, 2009.
- [Mat09] Henry Mathieu and Hervé Fanet. *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*. Dunod, 6^{ème} edition, 2009.
- [McC98] P. McCluskey, D. Das and al. Packaging of power electronics for high temperature applications. *Advancing Microelectronics*, **volume Jan/Fev** :pages 19–24, 1998.
- [Mel94] S. Melin. Accurate data for stress intensity factors at infinitesimal kinks. *Journal of Applied Mechanics*, **volume 61(467-470)**, 1994.
- [Mor08] Hadis Morkoç. *Handbook of Nitrides Semiconductors and Devices*, volume 1 : Materials Properties, Physics and Growth. WILEY, 2008.
-

- [Mou06] Mireille Mouis. *Contraintes mécaniques en micro, nano et optoélectronique*. Traité EGEM. Lavoisier, hermès edition, 2006.
- [Mur87] Y. Murakami. *Stress Intensity Factors Handbook*. Pergamon Press, Oxford, 1987.
- [Nix41] F.C. Nix and D. MacNair. The thermal expansion of pure metals : Copper, gold, aluminum, nickel, and iron. *Physical Review*, **volume 60**, October 1941.
- [Occ97] M. Occhionero, R. Adams and K. Fennessy. A new substrate for electronics packaging : aluminium-silicon carbide (alsic) composites. In *Proceedings of the Annual Portable by Design Conference*, pages 393–403. 1997.
- [Occ01] M. Occhionero, K. Fennessy, R. Adams and G. Sundberg. Alsic baseplates for power igbt modules : design, performance and reliability. In *Proceedings of Process Conversion Intelligent Motion*, pages 172–177. PCIM, September 2001.
- [Oka97] M. Okaji, N. Yamada, H. Kato and K. Nara. Measurements of linear thermal expansion coefficients of copper srm 736 and some commercially available coppers in the temperature range 20-300 k by means of an absolute interferometric dilatometer*. *Cryogenics*, **volume 37(5)** :pages 251–254, May 1997.
- [Onu00] J. Onuki, Y. Chonan and al. A new void free soldering process in large-area, high power igbt modules. In *ISPSD*. 2000.
- [Ots03] M. Otsuki, Y. Onozawa, H. Kanemaru, Y. Seki and T. Matsumoto. A study on the short-circuit capability of field-stop igbts. *IEEE Transaction On Electron Devices*, **volume 50(6)**, 2003.
- [Paq] Henri Paqueton and Jacky Ruste. Microscopie électronique à balayage.
- [Par61] P.C. Paris, M.P. Gomez and W.P. Anderson. A rational analytic theory of fatigue. *The Trend is Engineering*, **volume 13** :pages 9–14, 1961.
- [Pas04] W. Paszkowicz, R. Minikayev, P. Piszora, M. Knapp, C. Bähitz, J.M. Recio, M. Marques, P. Mori-Sanchez, L. Gerward and J.Z. Jiang. Thermal expansion of spinel-type si_3n_4 . *Physical Review B*, **volume 69**, 2004.
- [Pat70] P.D. Pathak and N.G. Vasavada. Thermal expansion and the law of corresponding states. *Journal of Physics C : Solid State Physics*, **volume 3(2)** :pages 44–48, 1970.
- [Pet53] N.J. Petch. The cleavage strength of polycrystals. *Journal of the Iron and Steel Institute*, **volume 5** :page 25, 1953.
- [Pie09a] Sylvain Pietranico, Sylvie Pommier, Stéphane Lefebvre and Zoubir Khatir. Rupture fragile et fatigue des substrats dbc. *European Journal of Electrical Engineering EJEE*, **volume 12(2)** :pages 271–289, Mars-Avril 2009.
- [Pie09b] Sylvain Pietranico, Sylvie Pommier, Stéphane Lefebvre, Zoubir Khatir, Serge Bon-temps and JC Faugieres. Thermal fatigue and failure of power device substrates. In *Power Conversion Intelligent Motion*. Nuremberg, Mai 2009.
- [Pie09c] Sylvain Pietranico, Sylvie Pommier, Stéphane Lefebvre and Stéphane Pattofatto. A method to improve the reliability and the fatigue life of power device substrates. In *International Conference on Fracture ICF*. Ottawa Canada, Juillet 2009.

-
- [Pie09d] Sylvain Pietranico, Sylvie Pommier, Stéphane Lefebvre and Stéphane Pattofatto. Thermal fatigue and failure of electronic power devices substrates. *International Journal of Fatigue*, **volume 31** :pages 1911–1920, Mars 2009.
- [Pom01] Sylvie Pommier. A study on the relationships between relationships between variable amplitude fatigue crack growth and the cyclic constitutive behaviour of an alloy. *International Journal of Fatigue*, **volume 23** :pages 111–118, 2001.
- [Pra49] W. Prager. Recent developments in the mathematic theory of plasticity. *Journal of Applied Physics*, **volume 20** :page 235, 1949.
- [Pui03] J. Puigcordé, A. Vilà and J.R. Morante. Thermal fatigue modelling of micromachined gas sensor. *Sensors and Actuators*, **volume B(95)** :pages 275–281, 2003.
- [Ram98] S. Ramminger, P. Türkes and G. Wachutka. Crack mechanism in wire bonding joints. *Microelectronics Reliability*, **volume 38(6-8)** :pages 1301–1305, June-August 1998.
- [Ram00] S. Ramminger, N. Seliger and G. Wachutka. Reliability model for al wire bonds subjected to heel crack failures. *Microelectronics Reliability*, **volume 40(8-10)** :pages 1521–1525, August-October 2000.
- [Ree96] R.R. Reeber and K. Wang. Thermal expansion and lattice parameters of group iv semiconductors. *Materials Chemistry and Physics*, **volume 46** :pages 259–264, 1996.
- [Ric68a] J.R Rice. A path independent integral and the approximate analysis of strain concentrations by notches and cracks. *Journal of Applied Mechanics*, **volume 35** :pages 379–386, 1968.
- [Ric68b] J.R Rice and G.F Hutchinson. Plane strain deformation near a crack tip in a power-law hardening material. *Journal of Mechanics Physics of Solids*, **volume 16** :pages 1–12, 1968.
- [Roc08] Florent Rochette. *Etude et caractérisation de l'influence des contraintes mécaniques sur les propriétés du transport électronique dans les architectures mos avancées*. Ph.D. thesis, Institut de Microélectronique, Electromagnétisme et Photonique IMEP, Grenoble, Septembre 2008.
- [Sch03] U. Scheuermann. Advanced power modules with aln substrates extending current capability and lifetime. In *PCIM*. 2003.
- [SE04] Frédéric Saint-Eve. *Influence des régimes extrêmes de fonctionnement sur la durée de vie des composants semi-conducteurs de puissance*. Ph.D. thesis, ENS Cachan, Juillet 2004.
- [sem04] ECPE seminar, editor. *T. Stockmeier and P. Beckedahl*. 2004.
- [SH98] J. Schultz-Harder and K. Exel. Process for producing a ceramic-metal substrate. Technical report, Curamik Electronics GmbH, Germany, Juillet 1998.
- [SH00] J. Schultz-Harder. Dcb substrates as a base for power mcm's. In *EPTC*, pages 315–320. Singapour, 2000.
- [SH03] J. Scultz-Harder. Advantages and new development of direct bonded copper substrates. *Microelectronic Reliability*, **volume 43** :pages 359–365, 2003.
-

- [Sha63] H.R. Shanks, P.D. Maycock, P.H. Sidles and G.C. Danielson. Thermal conductivity of silicon from 300 to 1400k. *Physical Review*, **volume 130(5)** :pages 1743–1748, 1963.
- [Sha00] J. Shackelford and W. Alexander. *The Crc materials science and engineering handbook*, volume 3. CRC Press, 2000.
- [Sim63] R.O. Simmons and W. Balluffi. Measurements of equilibrium concentrations of vacancies in copper. *Physical Review*, **volume 129(4)** :pages 1533–1544, 1963.
- [Sis07] Filip Siska, Samuel Forest, Peter Gumbsch and Daniel Weygand. Finite element simulations of the cyclic elastoplastic behaviour of copper thin films. *Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering*, **volume 15** :pages 217–238, 2007.
- [Sko00] Thomas Skotnicki. transistor mos et sa technologie de fabrication. *Techniques de l'Ingénieur*, **volume E(2430)** :pages 1–37, Février 2000.
- [Smi54] C.S Smith. Piezoresistance effect in germanium and silicon. *Physical Review*, **volume 94(1)** :pages 42–49, 1954.
- [Sne07] L.L. Snead, Takashi Nozawa, Yutai Katoh, Thak-Sang Byun, Sosuke Kondo and D.A. Petti. Handbook of sic properties for fuel performance modeling. *Journal of nuclear materials*, **volume 371** :pages 329–377, 2007.
- [Sol10] Siamak SoleymaniShishvan and Erik Van der Giessen. Distribution of dislocation source length and the size dependent yield strength in freestanding thin films. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, **volume 58** :pages 678–695, 2010.
- [Sun98] Ellen.Y. Sun, Paul.F. Becher, Kevin.P. Plucknett, Chun-Hway Hsueh, Kathleen.B. Alexander and Shirley.B. Waters. Microstructural design of silicon nitride with improved fracture toughness : II, Effects of yttria and alumina additives. *Journal of American Ceramic Society*, **volume 81(11)** :pages 2831–2840, 1998.
- [Sun09] C.Q. Sun. Thermo-mechanical behavior of low-dimensional systems : The local bond average approach. *Progress in Materials Science*, **volume 54** :pages 179–307, 2009.
- [Tad00] Hiroshi Tada, Paul Paris and George Irwin. *The Stress Analysis of Cracks Handbook*. American Society of Mechanical Engineers, 3^{ème} edition, 2000.
- [Tri98] M. Trivedi and K. Shenai. Igbt dynamics for clamped inductive switching. *IEEE Transactions On Electron Devices*, **volume 45(12)**, Decembre 1998.
- [Tri99] M. Trivedi and K. Shenai. Failure mechanisms of igbt under short-circuit and clamped inductive switching stress. *IEEE transactions on power electronics*, **volume 14(1)** :pages 108–115, January 1999.
- [Vei09] Amélie Veillere. *Drains thermiques adaptatifs : Cuivre allié / Fibres de carbone*. Ph.D. thesis, Institut de Chimie de la Matière Condensée de Bordeaux (ICMCB), Bordeaux, Septembre 2009.
- [Wac61] J.B. Wachtman, W.E.Jr Tefft, D.G.Jr. Lam and C.S. Apstein. Exponential temperature dependence of young's modulus for several oxides. *Physical Review*, **volume 20** :page 1754, 1961.

- [Wal98] D.C. Wallace. *Thermodynamics of Crystals*. Dover, 1998.
- [Wei39] Wallodi Weibull. A statistical theory of the strength of materials. *Ingeniörsvetenskapsakademiens Handlingar*, **volume A(151)**, 1939.
- [Wei94] Siqing Wei, Changling Li and M.Y. Chou. Ab initio calculation of thermodynamic properties of silicon. *Physical Review B*, **volume 50(19)**, November 1994.
- [Wes39] H.M. Westergaard. Bearing pressures and cracks. *Journal of Applied Mechanics*, **volume A(61)** :pages 49–53, 1939.
- [Wil42] A.J.C. Wilson. The thermal expansion of aluminium : further experiments. *Proceedings of the Physical Society*, **volume 54(6)** :pages 487–491, 1942.
- [Won99] W. Wondrak. Physical limits and lifetime limitations of semiconductor devices at high temperatures. *Microelectronics Reliability*, **volume 39(6-7)** :pages 1113–1120, Juin-Juillet 1999.
- [Wor65] J.J. Wortman and R.A. Evans. Young's modulus, shear modulus, and poisson's ratio in silicon and germanium. *Journal of Applied Physics*, **volume 36(1)** :pages 153–156, 1965.
- [Xu91] C.H. Xu, C.H. Wang, C.T. Chan and K.M. Ho. Theory of thermal expansion of si and diamond. *Physical review B*, **volume 43(6)** :pages 5024–5027, February 1991.
- [Yam94] J. Yamashita, H. Haruguchi and H. Hagino. A study on the igbts turn-off failure and inhomogeneous operation. In *6th International Symposium on Power Semiconductor Devices and Ics*. Davos, Switzerland, 31 may - 2 june 1994.
- [Yam07] Y. Yamada, Y. Takaku, Y. Yagi, I. Nakagawa, T. Atsumi, M. Shirai, I. Ohnuma and K. Ishida. Reliability of wire-bonding and solder joint for high temperature operation of power semiconductor device. *Microelectronics Reliability*, **volume 47(12)** :pages 2147–2151, December 2007.
- [Zha06] H. Zhang and C.T. Sun. A multiscale mechanics approach for modeling textured polycrystalline thin films with nanothickness. *International Journal of Mechanical Science*, **volume 48** :pages 899–906, 2006.
- [Zim03] John Michael Ziman. *Electrons and Phonons*. Oxford University Press, 2003.