

ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE
UNIVERSITÉ DU QUÉBEC

MÉMOIRE PRÉSENTÉ À
L'ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE

COMME EXIGENCE PARTIELLE
À L'OBTENTION DE LA
MAITRISE EN GÉNIE ÉLECTRIQUE
M.Eng.

PAR
SEYED SADREDDIN ABOUTORABI

CLIVAGE MÉCANIQUE DES FIBRES OPTIQUES MICROSTRUCTURÉES

MONTREAL, LE 30 NOVEMBRE 2006

© Droits réservés de Seyed Sadreddin Aboutorabi

CE MÉMOIRE A ÉTÉ ÉVALUÉ PAR
UN JURY COMPOSÉ DE :

Mme Véronique François, directrice de projet
Département de génie électrique à l'École de technologie supérieure

M David Bensoussan, Président du jury
Département de génie électrique à l'École de technologie supérieure

Mme Christine Tremblay, membre du jury
Département de génie électrique à l'École de technologie supérieure

IL A FAIT L'OBJET D'UNE PRÉSENTATION DEVANT CE JURY ET UN PUBLIC
LE 20 OCTOBRE 2006
À L'ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE

CLIVAGE MÉCANIQUE DES FIBRES OPTIQUES MICROSTRUCTURÉES

Seyed Sadreddin Aboutorabi

SOMMAIRE

Les structures des fibres optiques microstructurées (FMS) deviennent plus en plus complexes. Elles donnent des possibilités de guidage, de détection et de contrôle des paramètres linéaires et non linéaires très intéressantes et très utiles, qui n'étaient pas jusqu'alors accessibles. Malgré leurs avantages optiques, les FMS ne se clivent pas facilement, ce qui remet grandement leurs applications en question. La méthode mécanique est plus souvent utilisée dans les cliveuses conçues pour les applications sur le terrain ou dans les laboratoires. Six échantillons de fibres optiques microstructurées à double gaine ayant une ouverture numérique élevée sont ici étudiés. Elles sont clivées mécaniquement et leurs surfaces de clive sont méticuleusement observées. Les surfaces de clive sont photographiées et précisément examinées et les zones englobant des informations sont distinguées et classifiées. Afin de mieux comprendre les théories concernant la propagation des fissures dans les matériaux fragiles, d'abord les méthodes suggérées pour mesurer des paramètres reliés au clivage dans les matériaux fragiles sont étudiées. Ces méthodes sont appliquées aux échantillons de FMS ainsi qu'à la fibre standard SMF-28 à notre disposition et les paramètres mécaniques des fibres sont mesurés. Il s'agit de la *ténacité à la rupture*, K_{IC} , et de la *résistance à la rupture*, σ_{max} . Il existe deux théories qui expliquent la propagation des fissures et qui présentent un critère de propagation. Le critère de Griffith qui est basé sur le principe de conservation d'énergie et le critère d'Inglis qui est basé sur un seuil de résistance à la rupture. Il a été démontré que les deux critères, individuellement plausibles, ne sont guère cohérents sous certains aspects. Les types et les origines des fissures, ainsi que l'effet de la tension appliquée et la forme sont aussi étudiés. En élaborant un nouveau modèle contenant les deux théories, de nouvelles suppositions sont faites pour expliquer le patron des zones d'imperfection surfaciques. Chacune des zones sur la surface de clive des fibres est un sujet de discussion. Les explications qualitatives sont fournies pour les patrons de chacune des zones. Ces explications influencent la conception des microstructures. Les trois contributions majeures de l'étude présente dans le domaine des fibres optiques consistent en: 1) observer et à analyser les défauts surfaciques de la surface de clive des FMS, 2) définir un critère de propagation des fissures dans un milieu microstructuré, et 3) proposer un critère de conception de FMS mécaniquement robustes. Ce critère peut être aussi utilisé à des fins d'inspections des fibres déjà conçues. Le critère impose la distance entre les capillaires et leur positionnement dans la fibre, ainsi que la forme des capillaires. À notre connaissance, une étude de cette étendue est unique.

MECHANICAL CLEAVAGE OF MICROSTRUCTURED OPTICAL FIBERS

Seyed Sadreddin Aboutorabi

ABSTRACT

Microstructures in microstructured optical fibers become radically more complicated. These microstructures offer the possibilities of better detection and control of linear and nonlinear properties of the guiding medium, which were not possible to achieve before. Mechanical cleavage is the dominant method used to cut fibers in the field and in the laboratory. The major shortcoming of such microstructured fibers is that they can not be easily cleaved using the mechanical method; therefore their extensive application faces a great challenge. In the present study, six different double-clad microstructured optical fibers are studied. Their cleaved surfaces have been precisely examined and the zones containing useful information are identified, localized and classified. In order to get a better understanding of the mechanical cleavage method, the theories of fracture propagation in fragile materials, Griffith's and Inglis' theories, are studied. The first one is based on energetic considerations and the second one is based on material resistance. To verify these theories, the suggested methods to measure the parameters related to material failure are applied to the available optical fibers. Those parameters are fracture toughness, K_{IC} , and material resistance, σ_{max} . In order to get meaningful results these two theories should be merged. The effects of the crack origins, the applied stress and the body shape are studied. By merging two theories the imperfections on the cleaved surfaces are explained. Each imperfection zone is discussed individually and qualitative explanations are provided. The three major contributions of the present study in the field of microstructured optical fibers are: 1) to observe and analyze the cleaved surface imperfections of microstructured optical fibers, 2) to define a criterion for crack propagation in a microstructured medium, and 3) to propose a method to design a microstructured optical fiber robust to the mechanical cleavage. The latest can be used in order to inspect the robustness of the before-made microstructured optical fibers. It imposes the distance and the form of air capillaries.

REMERCIEMENTS

Ce travail de recherche a pu être réalisé et mené à son terme grâce au soutien, à l'aide et l'encouragement de plusieurs personnes physiques et morales. J'adresse mes plus sincères remerciements à mon directeur de mémoire, professeure Mme Véronique François. Elle est exigeante et précise, ce qui a fait de ce mémoire une bonne référence dans ce domaine de recherche. Je la remercie pour ses critiques pertinentes et ses conseils précieux tout au long de la recherche et de la rédaction.

Mes remerciements vont aussi à tous les professeurs qui m'ont aidé à approfondir mes connaissances de l'optique, de la photonique et du laser, ainsi que de la mécanique de rupture.

Je présente ma profonde gratitude et reconnaissance pour tout ce qu'ont fait mes parents, Parvin et Mansour, pour que je puisse continuer mes études à l'étranger. Je tiens à remercier le professeur M. Nasser Mirfakhraee et le professeur M. Hasan Azizi, professeurs au département de physique à l'Université Shahid Beheshti, Téhéran, Iran, qui m'ont toujours appuyé.

TABLE DES MATIÈRES

	Page
SOMMAIRE	i
ABSTRACT	ii
REMERCIEMENTS	iii
TABLE DES MATIÈRES	iv
LISTE DES TABLEAUX.....	vii
LISTE DES FIGURES.....	viii
LISTE DES ABRÉVIATIONS ET SIGLES	xii
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 INTRODUCTION AUX FIBRES OPTIQUES	8
1.1. Fonction des fibres optiques conventionnelles	10
1.1.1. Fibres optiques multimodes et monomodes.....	10
1.1.2. Fibres optiques à maintien de polarisation et polarisatrice	12
1.1.3. Fibres optiques à compensation de dispersion.....	15
1.1.4. Fibres optiques amplificatrices	18
1.1.5. Fibres optiques à double gaine.....	20
1.2. Fibres optiques microstructurées.....	22
1.2.1. Fonctions des fibres microstructurées.....	23
1.2.2. Fibres à structure simples ou non périodiques	25
1.2.3. Fibres à double gaine microstructurées.....	27
1.2.4. Fibres microstructurées à guidage par différence d'indice de réfraction.....	29
1.2.5. Fibres microstructurées à guidage par la bande interdite.....	32
1.2.5.1. Guidage à faible indice de réfraction	33
1.2.5.2. Guidage dans un cœur d'air	34
1.2.6. Méthodes d'analyse des fibres microstructurées.....	35
1.2.6.1. Méthode de l'indice de réfraction effectif.....	37
1.3. Importance du clivage.....	40
1.4. Présentation des échantillons des fibres optiques utilisés.....	42
1.4.1. Fibre monomode standard (SMF-28).....	42
1.4.2. Fibres microstructurées	43
CHAPITRE 2 MÉCANIQUE DE LA FRACTURE APPLIQUÉE.....	48
2.1. Introduction.....	48
2.1.1. Origines des fissures	49
2.1.2. Fiabilité et performance mécanique des fibres.....	50

2.1.3.	Performance optique	51
2.2.	Distribution de contrainte et déformation d'un matériau.....	52
2.2.1.	Nature structurelle des matériaux.....	56
2.3.	Patrons de rupture d'un matériau fragile.....	57
2.4.	Propagation des entailles et des fissures surfaciques	59
2.4.1.	Propagation des entailles à rayon de courbure fini : Théorie d'Inglis	59
2.4.2.	Propagation des fissures d'épaisseur nulle : Théorie de Griffith	62
2.5.	Désaccords des théories de Inglis et Griffith	69
2.6.	Paramètres de matériau	70
2.6.1.	Mesure de K_{fract}	70
2.6.2.	Mesure de la résistance à la rupture par la méthode du flexion.....	72
2.7.	Résumé.....	73

CHAPITRE 3 RÉSULTATS DU CLIVAGE DES FIBRES STANDARD ET MICROSTRUCTURÉES.....

3.1.	Équipements.....	75
3.1.1.	Appareil de mesure de la résistance à la rupture.....	75
3.1.2.	Cliveuse Ericsson EFC-11	78
3.1.3.	Microscope électronique à balayage	80
3.2.	Méthodologie de test et de mesure des paramètres.....	81
3.2.1.	Mesure de la résistance à la rupture, σ_{max}	81
3.2.2.	Clivage et observations	85
3.2.3.	Mesure de la constante du matériau, K_f	86
3.3.	Fractographie et statistiques des surfaces de clivage	87
3.3.1.	Fractographie et statistiques des fibres monomodes standard	88
3.3.2.	Fractographie des FMS	92
3.3.3.	Zone du point d'impact.....	101
3.3.3.1.	Zone de rupture finale	103
3.3.3.2.	Zone autours des capillaires	106
3.3.3.3.	Zone autours des ponts.....	108
3.4.	Résumé.....	112

DISCUSSION ET PROPOSITION D'UN CRITÈRE DE CONCEPTION DE FIBRES MICROSTRUCTURÉES ROBUSTES AU CLIVAGE.....

Propagation de la fissure initiale.....	113
Point d'impact	115
Imperfections au voisinage des capillaires.....	116
Rupture finale.....	119
Brisures des ponts	119
Critère de conception	123
Conception de ponts robustes.....	124

Conception d'une fibre à double gaine et à ouverture numérique élevée robuste.....	126
Minimisation des imperfections autour des capillaires.....	132
Minimisation des imperfections de la zone de la rupture finale	134
CONCLUSION	135
RECOMMANDATIONS.....	137
BIBIOGRAPHIE.....	138

LISTE DES TABLEAUX

		Page
Tableau I	Caractéristiques géométriques des fibres optiques étudiées	43
Tableau II	Les valeurs de σ_{\max} calculées à partir des tests effectués sur une fibre SMF-28 dégainée	82
Tableau III	Les valeurs de σ_{\max} calculées à partir des tests effectués sur l'échantillon dégainé de FMS #1	83
Tableau IV	Les valeurs de σ_{\max} calculées à partir des tests effectués sur SMF-28 non dégainé	84
Tableau V	Les valeurs de σ_{\max} calculées à partir des tests effectués sur FMS #1 non dégainé	84
Tableau VI	Profondeurs critiques calculées et mesurées dans une fibre SMF-28	91
Tableau VII	Profondeur mesurée versus profondeur calculée pour différents échantillons de FMS	102

LISTE DES FIGURES

	Page
Figure 1	Rapport de la taille du cœur et de la gaine dans les fibres 10
Figure 2	Fibres à maintien de polarisation (FMP)..... 13
Figure 3	Profils de fibres polarisatrices..... 14
Figure 4	Profils typiques de la constante de dispersion. 16
Figure 5	Profils d'indice de réfraction des fibres à dispersion nulle ou non décalée optimisées pour 1300 nm. 17
Figure 6	Profils d'indice de réfraction des fibres à dispersion décalée. 18
Figure 7	Profils d'indice de réfraction de fibres à dispersion aplanie. 18
Figure 8	Profil d'indice de réfraction d'une fibre optique à double gaine. 21
Figure 9	Fibre optique assistée par trous d'air. 25
Figure 10	Fibre optique ayant une différence d'indice de réfraction ajustable. 26
Figure 11	Fibre à un seul matériau. 26
Figure 12	Microstructures hautement non linéaire..... 27
Figure 13	Fibre à double gaine microstructurée..... 28
Figure 14	Coupe transverse d'une fibre optique microstructurée; 30
Figure 15	Fibres microstructurées à guidage par différence d'indice de réfraction 31
Figure 16	Fibre SMF-28. 42
Figure 17	Échantillon #1. 44
Figure 18	Échantillon #2. 44
Figure 19	Échantillon #3. 45
Figure 20	Échantillon #4. 45
Figure 21	Échantillon #5. 46
Figure 22	Échantillon #6. 46
Figure 23	Fissure d'épaisseur nulle dans une barre homogène 57
Figure 24	Fissure semi-elliptique à rayon de courbure fini..... 58

Figure 25	Un schéma exagéré d'une fissure elliptique.....	60
Figure 26	Surface S créée par la propagation de la fissure.	63
Figure 27	Surface de clive d'une SMF-28 standard clivée sous une large contrainte en ension.	71
Figure 28	L'appareil et les param`tres de test de flexion	76
Figure 29	Cliveuse Ericsson EFC11.....	79
Figure 30	Angle de l'axe avec l'intersection de la fibre (ou la surface de clive).....	80
Figure 31	Surface de clive d'une fibre monomode standard clivée sous une contrainte élevée.....	86
Figure 32	Surface de clive d'une SMF-28 clivée sous une contrainte élevée.....	87
Figure 33	Surface de clive d'une fibre SMF-28 : point d'impact de la lame de la cliveuse.....	88
Figure 34	Traces semi-circulaires au point d'impact d'une fibre monomode.....	89
Figure 35	Surface de clive de l'échantillon #1	93
Figure 36	Surface de clive de l'échantillon #2.....	93
Figure 37	Surface de clive de l'échantillon #3.....	94
Figure 38	Surface de clive de l'échantillon #4.....	94
Figure 39	Surface de clive de l'échantillon #5.....	95
Figure 40	Surface de clive de l'échantillon #5.....	96
Figure 41	Surface de clive de l'échantillon #6.....	97
Figure 42	Surface de clive de l'échantillon #6.....	97
Figure 43	Surface de clive de l'échantillon #6.....	98
Figure 44	Zones d'intérêt de la surface de clive.....	99
Figure 45	Les surface de clive des FMS : comparaison.....	100
Figure 46	Zones de point d'impact d'une FMS.....	101
Figure 47	Zone de la rupture finale	104
Figure 48	Propagation de la fracture initiée par l'impact de la lame dans une fibre microstructurée.....	105
Figure 49	Direction de propagation de deux fractures dans la gaine externe.....	105

Figure 50	La propagation globale de la fracture initiale causée par l'impact de la lame	106
Figure 51	Zone autour des capillaires. Les imperfections en forme des raies sont bien visibles.	107
Figure 52	Parcour des fractures autour d'un capillaire.....	108
Figure 53	Imperfections dans la zone autour des ponts.....	109
Figure 54	Un pont brisé et la profondeur de la fissure au point d'arrêt, P_0	110
Figure 55	Un pont brisé. Les traces d'arrêt et de propagation de la fissure sont visibles.	114
Figure 56	Collision de deux fronts de fissures se propagant.....	118
Figure 57	Surface de clive de l'échantillon #2. Les ponts sont détruits sous une contrainte élevée.....	121
Figure 58	Propagation d'une fissure dans un pont.	124
Figure 59	Propagation d'une fissure dans un pont	125
Figure 60	Zone où la fissure initiale ne peut pas entrer directement.....	126
Figure 61	Étendue angulaire des capillaires.....	129
Figure 62	Gaine interne et le cercle qui présente sa tolérance géométrique	130
Figure 63	Placement des ponts	131
Figure 64	Limite de capillaire du côté de la gaine externe.....	132
Figure 65	La forme finale du capillaire	133

LISTE DES GRAPHIQUES

	Page
Graphique 1	Comparaison entre la profondeur mesurée et la profondeur calculée...92
Graphique 2	Comparaison de la profondeur critique mesurée et de la profondeur critique calculée des fissures dans les échantillons de FMS..... 103
Graphique 3	Longueur des fractures dans les ponts pour l'échantillon #2..... 111
Graphique 4	Longueur des fractures dans les ponts pour l'échantillon #3..... 111

LISTE DES ABRÉVIATIONS ET SIGLES

σ_i et σ_{ij}	éléments de contrainte
σ_l	contrainte locale
σ_{app}	contrainte appliquée
σ_{s-max}	résistance statique à la rupture
σ_{S-Ult}	résistance statique à la rupture ultime
σ_{d-max}	résistance dynamique à la rupture
ε	déformation
ε_{ij}	éléments de la matrice de déformation
Λ	distance entre les capillaires
d	diamètre des capillaires d'air
d	diamètre de la fibre
d_{fnd}	diamètre de la fibre non dégainée
d_{fd}	diamètre de la fibre dégainée
D	diamètre de la courbure d'une fibre courbée
k	constante de ressort
Δl	élongation dans un ressort
E	module Young
μ	module de cisaillement
λ	module de traction
ν	ratio de Poisson
e_i	élongation
C_{ij}	coefficient d'élasticité
K_{IC}	ténacité à la rupture de matériau
D_{mist}	diamètre de la zone miroir qui est délimitée par la zone « mist »
K_f	coefficient d'intensité de contrainte
Y	coefficient de la forme
K_{int}	coefficient d'intensification de contrainte

r	rayon de l'extrémité d'une fissure
l	profondeur/longueur de fissure
W	énergie élastique du matériau
U	énergie de création d'une surface
γ	énergie spécifique de la surface
n	indice de réfraction
n_c	indice de réfraction de coeur
n_{cl}	indice de réfraction de la gaine
n_{eff}	indice de réfraction effective
$n_{cl,eff}$	indice de réfraction effective de la gaine
V_{eff}	fréquence normalisée effective
ρ	rayon effective du coeur
k	constante de propagation dans le vide
β	constante de propagation
β_{smf}	constante de propagation de la mode fondamental
π	égale à 3.14
x_i	longueur
F	force
FMS	fibre microstructurée
FCD	fibre à compensation de dispersion
FCP	fibre à cristaux photoniques

INTRODUCTION

Depuis longtemps, les signaux lumineux ont démontré leur capacité à transmettre de l'information codée. Les composants des premiers systèmes de communication étaient le soleil et un miroir. Cependant, au fur et à mesure que le télégraphe et la transmission par câble coaxial ont évolué, les techniques dites optiques de transmission d'information ont disparu.

L'invention du laser (plus spécifiquement du laser à semi-conducteurs) et surtout le développement des fibres optiques à faible atténuation ont redonné naissance aux communications optiques. Les fibres optiques sont plus immunes contre les bruits électromagnétiques même à faible niveau d'énergie lumineuse. Quant à l'énergie de transmission elles sont très économiques. L'énergie de transmission est l'énergie nécessaire afin d'établir la communication avec une qualité définie. Elles sont aussi économiques de point de vue du coût d'installation longue distance et du nombre de canaux possibles sur un seul lien. L'augmentation du débit de transmission, suite à la hausse du nombre de services envisageables demandés sur les fibres optiques, s'approche désormais des multi-terabits [1]. Ce débit est devenu accessible à l'aide de la technique dite de *multiplexage par répartition dense des longueurs d'ondes*, (DWDM, Dense Wavelength Division Multiplexing). Cette technique consiste à multiplexer un nombre maximum de canaux spectraux dans la bande passante de la fibre. Atteindre un débit plus élevé nécessite un meilleur contrôle de la polarisation, de la dispersion et des aspects non linéaires des fibres. Avec la technologie existante, il est très difficile et coûteux de réaliser des grands pas dans l'amélioration du contrôle de ces aspects non linéaires. Cette technique est basée sur le guidage par la différence des indices de réfractions dans la fibre, connue sous nom de guidage par l'indice de réfraction [2].

Les fibres microstructurées (FMS) fournissent potentiellement un meilleur contrôle des aspects de dispersion, de polarisation, ainsi que des aspects non linéaires des fibres

optiques. Elles permettent d'augmenter ou diminuer la taille du cœur et la différence d'indice de réfraction entre la gaine et le cœur au delà de ce qui était possible jusqu'à présent. En plus, elles présentent une autre façon de guider la lumière (guidage par l'effet de la bande interdite optique). Les résultats qui en découlent sont très utiles dans plusieurs domaines [2-5]. Elles font l'objet d'études théoriques et expérimentales, récentes et intensives, dans les laboratoires de recherche réputés dans le domaine de la photonique.

Les propriétés de guidage optique des fibres conventionnelles dépendent grandement du matériau utilisé, du dopage et de la taille de cœur. Dans les FMS, les propriétés optiques ne dépendent plus uniquement du matériau dont elles sont fabriquées, mais elles dépendent également de la géométrie et de la périodicité de la structure [2]. Il a déjà été démontré que l'arrangement périodique des unités structurelles peut, indépendamment du matériau, bien contrôler et dominer les propriétés optiques des fibres, à condition que le matériau soit transparent. Le guidage se fait soit par l'effet de bande interdite photonique, soit par l'effet de différence d'indice de réfraction entre le cœur et la gaine [2]. Les structures dites non périodiques ainsi que les structures périodiques peuvent servir aux applications où l'amélioration des propriétés optiques des fibres conçues à base de guidage par indice de réfraction est nécessaire [2].

Dans ce mémoire, des échantillons d'une catégorie de FMS dites *fibres à double gaine* [2, 6] sont clivées et leurs surfaces de clive sont étudiées. Ces fibres favorisent efficacement et uniformément le transfert énergétique des rayons lumineux de la pompe et du signal dans les fibres amplificatrices. La différence structurelle entre la version conventionnelle et la version FMS est que dans la version FMS une partie de la deuxième gaine est remplacée par une rangée circulaire de trous autour du cœur. Ces trous améliorent la différence de réfraction entre les deux gaines. Ceci nous permet d'atteindre une ouverture numérique plus élevée qu'avec les fibres à double gaine conventionnelles et facilite l'injection de la puissance lumineuse de la pompe. Le résultat procure une

efficacité d'injection et une uniformité plus élevée de la pompe. Réaliser des structures dans les FMS est un processus complexe et qui nécessite une expertise particulière [2]. Contrôler les aspects optiques sans affaiblir la résistance mécanique des fibres est un défi. Une fois la FMS réalisée, il faut s'assurer de son potentiel à être connectée aux autres composants optiques et photoniques [7-10].

Problématique

Les structures des FMS deviennent plus en plus complexes. Elles donnent des possibilités de guidage, de détection et de contrôle des paramètres linéaires et non linéaires très intéressantes et très utiles, qui n'étaient pas jusqu'alors accessibles. La technologie des FMS montre une grande capacité de répondre aux besoins de création des milieux non linéaires et d'amélioration de guidage [11]. Les pertes des FMS ont diminué au point d'être comparable à celles des fibres conventionnelles [12]. Elles peuvent être utilisées afin de choisir ou de convertir les modes de propagation [2] ou de produire une différence d'indice de réfraction au delà de la capacité la technologie existante [3, 13]. Cela permet de mieux contrôler l'ouverture numérique [14], l'aire du mode [13] et la dispersion [2] et ce même en présence de non linéarités [2]. La gamme des valeurs de biréfringence qui peut être produite par des FMS est plus étendue et mieux contrôlable que dans les fibres conventionnelles [11, 15]. Cela donne la possibilité de réaliser des fibres à maintien de polarisation plus précises et efficaces [2, 11, 15]. La conversion spectrale a une grande importance pour la réalisation de réseaux tout photoniques. À l'aide des FMS il est possible de faire cette conversion.

Malgré leurs avantages optiques, les FMS ne se clivent pas facilement, ce qui remet grandement leurs applications en question. Leur surface de clive n'est pas toujours lisse et même parfois elle est entièrement endommagée. Afin de profiter des avantages, il faut d'abord s'assurer de la qualité des connexions fibre-à-fibre et fibre à autres composants dans un système. Sans la capacité de produire des connexions de qualité et d'injecter efficacement de la lumière, les FMS sont inutiles. Si le clivage et les manipulations

associées sont complexes et difficiles à faire sur le terrain, malgré tous les avantages des FMS, elles seront inutiles. La qualité des connexions fibre-à-fibre et des connecteurs est une des causes importantes des pertes et de la hausse des coûts dans les systèmes de communications optiques. De plus, les interfaces de faible qualité et les interconnexions mal faites entraînent des pertes de couplage importantes.

Il existe des cliveuses à laser [16, 17] qui donnent des qualités supérieures de surface de clive. Elles sont extrêmement coûteuses, lourdes et impossibles à utiliser sur le terrain et de ce fait ne sont utilisées que dans les laboratoires ou des environnements de production. Les méthodes mécaniques sont donc préférables et avantageuses pour les applications sur le terrain. En utilisant les méthodes mécaniques pour cliver les FMS, il a été observé qu'elles ne produisent malheureusement pas toujours de bonnes surfaces de clive [8]. Afin d'améliorer les surfaces de clive et d'éliminer les imperfections de surface, la méthode de gravure chimique (etching) est souvent utilisée dans les laboratoires de recherche [18]. Cependant cette méthode délicate, lente et non respectueuse de notre environnement et de notre santé, ne peut pas être utilisée facilement sur le terrain.

La méthode mécanique est plus souvent utilisée dans les cliveuses conçues pour les applications sur le terrain ou dans les laboratoires. Ces appareils sont moins coûteux, moins lourds et plus flexibles que les cliveuses à laser. La qualité de la surface résultant du clivage mécanique d'une fibre optique standard (ne contenant aucune structure interne) est assez bonne pour assurer une fusion de bonne qualité ou un bon contact direct dans les connecteurs. Les résultats de clivage mécanique des FMS montrent par contre souvent des imperfections surfaciques importantes [18]. Ces imperfections sont assez grandes pour empêcher d'avoir une fusion efficace entre deux fibres ou produire un connecteur de qualité.

L'étude présente a pour but de comprendre le processus de clivage mécanique des FMS et d'en tirer des résultats afin de modifier et d'améliorer la conception des microstructures ainsi que leur procédé de clivage. Ces modifications et améliorations de conception doivent à terme diminuer la probabilité de présence d'imperfections sur les surfaces de clive d'une FMS. Il est aussi à noter que le coût élevé de la main d'oeuvre et la quantité de travaux manuels nécessaires pour cliver et raccorder des fibres, imposent de minimiser la répétition des clives. Donc, les défis de comprendre le processus de clivage mécanique des FMS et de réaliser systématiquement de bonnes clives sont la motivation de la présente étude.

Méthodologie

Six échantillons d'un même type de fibre optique microstructurée à double gaine ayant une ouverture numérique élevée, fournis par *OFS-Fitel, Denmark ApS*, un des plus grands fabricants mondiaux de fibres optiques spéciales, sont ici étudiées. Elles sont clivées et leurs surfaces de clive sont méticuleusement observées. Les surfaces de clive sont précisément examinées et les zones englobant des informations sont distinguées et classifiées. Lors du clivage, la gaine interne de certains échantillons brise à l'intérieur et ce de façon reproductible. Dans le cas d'un autre échantillon, la gaine externe est toujours arrachée et la gaine interne devient visible. La gaine interne d'un troisième échantillon, une fois clivé, se trouve avec une partie arrachée de la gaine externe et une surface de clive inclinée. Dans le cas de trois autres échantillons il existe des imperfections surfaciques, mais pas des brisures majeures. Afin de mieux comprendre les différents phénomènes en jeu, une étude de la propagation des fissures dans les matériaux fragiles, auxquels la silice appartient, est conduite. Une analyse des surfaces de clive selon les théories existantes de propagation des fissures est accomplie et les paramètres décrivant chaque zone sont quantifiés ou discutés. Afin de pouvoir vérifier la cohérence des études présentes avec les résultats des études faites auparavant par

d'autres chercheurs dans ce domaine, une fibre de type SMF-28 est prise comme échantillon témoin.

La base théorique du clivage des fibres est décrite par la théorie de rupture des matériaux fragiles. Pour bien comprendre les théories concernant la propagation des fissures dans les matériaux fragiles, les méthodes suggérées pour mesurer des paramètres reliés au clivage dans les matériaux fragiles sont d'abord étudiées. Ces méthodes sont appliquées aux échantillons de FMS ainsi qu'à la fibre standard SMF-28 à notre disposition et les paramètres mécaniques des fibres sont mesurés. Il s'agit de la *ténacité à la rupture*, K_{IC} , et de la *résistance à la rupture*, σ_{max} . Il existe deux théories qui expliquent la propagation des fissures et qui présentent un critère de propagation. Le critère de Griffith d'une part, est basé sur le principe de conservation d'énergie et le critère d'Inglis est basé d'autre part, sur un seuil de résistance à la rupture. Il a été démontré que les deux critères, individuellement plausibles, ne sont guère cohérents sous certains aspects. Les types et les origines des fissures, ainsi que l'effet de la tension appliquée et la forme d'objet sont aussi étudiés. En élaborant un nouveau modèle tenant compte des deux théories, de nouvelles suppositions sont faites pour expliquer le patron des zones d'imperfection surfaciques. Chacune des zones sur la surface de clive des fibres est un sujet de discussion. Les explications qualitatives sont fournies pour les patrons de chacune des zones. Ces explications pourraient influencer la conception des microstructures. Une partie de la contribution de la présente étude dans le domaine des fibres optiques consiste à observer et à analyser les défauts de la surface de clive des FMS et une autre partie consiste à définir un critère de propagation des fissures dans un milieu microstructuré. À notre connaissance, une étude de cet ordre est unique [19].

L'autre partie de la contribution de la présente étude au domaine des fibres optiques, qui représente d'ailleurs la contribution majeure de ce travail, consiste en la proposition d'un critère de conception de FMS robustes sur le plan de clivage mécanique. Ce critère peut être aussi utilisé à des fins d'inspection des fibres déjà conçues. Le critère permet de

déterminer la distance entre les capillaires et leur positionnement dans la fibre, ainsi que la forme des capillaires.

Plan du mémoire

Les caractéristiques optiques des fibres optiques conventionnelles et des fibres microstructurées sont présentées brièvement au chapitre 1. Ce chapitre contient également des informations sur l'application des divers types de fibres optiques en mettant l'accent sur les points de différenciation. Puis les deux théories principales de propagation des fissures sont traitées au chapitre 2. Il s'agit des théories de Griffith et d'Inglis. Elles présentent deux critères individuellement plausibles pour la propagation des fissures. Les points forts et faibles de chacune des deux théories sont discutés. Le chapitre 3 présente les observations expérimentales et les mesures effectuées sur les surfaces de clive des échantillons. Les zones d'imperfection de surface sont identifiées et classifiées. Les aspects quantifiables sont mesurés et les tendances sont dégagées. Les résultats sont commentés et discutés dans la section de discussion et un nouveau critère de propagation des fissures dans les FMS est déduit et présenté, ce qui permet de bien comprendre l'existence des zones d'imperfection et leurs différences. Une méthode de conception des microstructures est proposée afin d'améliorer la robustesse des FMS lors du clivage sans compromettre les aspects optiques des FMS. Ce critère proposé est à la fois utile lors de la phase de conception des microstructures et pour les analyses des surfaces des fibres clivées. L'auteur de ce mémoire pense que les informations et les analyses fractographiques présentées dans les chapitres 3 et la section de discussion peuvent potentiellement contribuer à l'amélioration de conception des fibres microstructurées. En effet, grâce aux résultats de cette recherche, des formes des microstructurées préférables afin d'assurer la robustesse de la FMS au clivage sont présentées. Et à la fin, l'auteur conclut ce mémoire et présente les avenues possibles pour des recherches plus poussées sur le sujet.

CHAPITRE 1

INTRODUCTION AUX FIBRES OPTIQUES MICROSTRUCTURÉES

À l'école de technologie supérieure (ETS), le but général de la recherche sur les FMS est d'acquérir le savoir-faire en matière de la conception optique et mécanique des FMS. La conception d'une fibre microstructurée amplificatrice à compensation de dispersion, robuste au clivage mécanique, est visée comme but spécifique.

Le rôle d'un canal de communication est de transporter le signal du transmetteur jusqu'au récepteur. La majorité des systèmes de communication basés sur la photonique, utilisent les fibres optiques comme milieu de transmission des signaux. Les faibles pertes d'énergie de transmission de signal, d'environ 0.2 dB/km, sont la raison majeure. Malgré la faible valeur des pertes de l'énergie de transmission, après 100 km seulement 1% de l'énergie du signal est transmise. Donc, il faut utiliser amplificateurs ou répéteurs pour les distances plus longues. Un autre paramètre important dans les fibres optiques est la dispersion. La dispersion est l'étalement temporel du signal dû à la variation de l'indice de réfraction avec la longueur d'onde. La différence d'indice de réfraction cause une différence de la vitesse de propagation pour les composants spectraux du signal. Cette différence de vitesse de propagation fait en sorte que les composantes spectrales se séparent au fur et à mesure de propagation, donc un étalement temporel des impulsions se produit. Cela dégrade sévèrement le signal transmis à mesure que la distance de transmission augmente. Les dispositifs pour compenser les pertes et la dispersion d'un système WDM sont complexes et très coûteux.

De plus, des fibres monomodes faites à base de la technologie existante possèdent certaines limites pour créer : 1) les non-linéarités, 2) une faible perte due aux courbures, 3) des grandes ouvertures numériques, 4) une large aire de mode, et 5) un meilleur

contrôle sur la dispersion. Dans ces fibres, la plage de la différence d'indice de réfraction est limitée et ne peut pas être diminuée autant qu'on le souhaite, d'ailleurs elle ne peut pas être facilement augmentée. Afin de produire les non-linéarités plus fortes, il est nécessaire d'augmenter et de mieux contrôler la différence d'indice de réfraction et de confiner, encore mieux, le rayon lumineux se propageant dans un petit volume. D'un autre côté, arriver à une aire de mode élevée exige une différence d'indice de réfraction faible. Les fibres microstructurées sont le milieu idéal pour produire une grande plage de différence d'indice de réfraction. Elles sont composées de silice pure et réalisées d'un arrangement périodique ou non périodique de trous d'air, parallèles au long de la fibre et disposés autour d'un cœur d'air ou de silice (dopée ou non). Il existe une vaste possibilité de microstructures permettant de réaliser des profils d'indice de réfraction complexes. On peut distinguer trois catégories des fibres microstructurées : 1) des fibres avec une structure non (ou peu) périodique [2]; 2) des fibres avec un seul anneau d'unités structurelles ayant une périodicité angulaire [2]; 3) des fibres avec plusieurs anneaux d'unités structurelles ayant une périodicité angulaire et radiale [2].

Un dispositif capable de compenser simultanément les deux effets d'atténuation et de dispersion aurait un impact majeur sur le prix des systèmes de télécommunication optiques. Avant d'entamer la conception d'un tel dispositif à base de FMS, il est important de bien connaître la base optique et les fonctionnements des divers types de fibres optiques. Ce chapitre est une revue des spectres optiques des fibres conventionnelles et microstructurées. D'abord, les fibres optiques dites conventionnelles sont présentées et les paramètres fondamentaux sont identifiés. Les caractéristiques des fibres à application spécifique sont résumées. Ensuite les FMS sont présentées. De plus, les méthodes mathématiques d'analyse des FMS sont revues, mais seule la méthode de l'indice de réfraction effectif est expliquée en détail. Les résultats de cette méthode d'analyse sont qualitatifs, mais fournissent une bonne évaluation du comportement des fibres microstructurées. Finalement, les FMS sont présentées et classifiées en fonction de leur fonctionnement et de la géométrie des microstructures constituants.

1.1. Fonctions des fibres optiques conventionnelles

Au fur et à mesure de l'évolution de la technologie des télécommunications optiques, plusieurs types de fibres optiques ont été fabriqués. Une fibre optique particulière se distingue par son profil d'indice de réfraction. Chacune des fibres existantes est conçue pour répondre à un besoin spécifique et possède son propre profil d'indice de réfraction. Dans le cadre de ce mémoire, il est pertinent de présenter leur principe de fonctionnement et les caractéristiques de leur profil d'indice de réfraction.

1.1.1. Fibres optiques multimodes et monomodes

Les fibres ayant une fréquence normalisée (paramètre V) plus grande que 2.405 sont multimodes. Les fibres multimodes actuellement utilisées dans l'industrie ont un diamètre du cœur d'environ 50 à 100 μm et un diamètre de la gaine d'environ 125 à 160 μm [20].

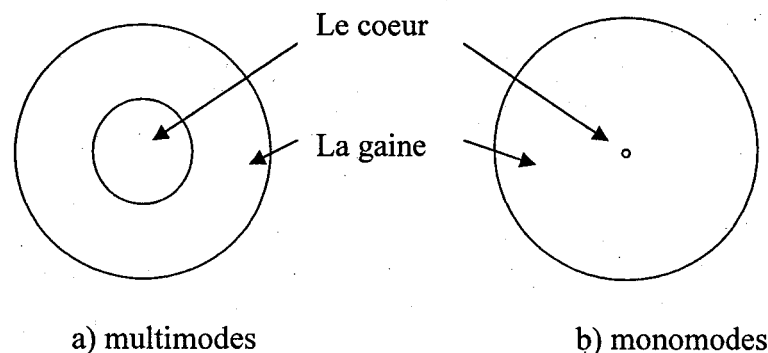


Figure 1 Rapport de la taille du cœur et de la gaine dans les fibres.

La Figure 1-a montre le schéma simplifié d'une fibre multimode. Dans une fibre optique, en augmentant le paramètre V , le pourcentage de la portion d'énergie existante dans la gaine diminue et un meilleur confinement de la lumière dans le cœur est possible. Leur atténuation étant élevée, elles ont aussi besoin d'une quantité d'énergie de transmission plus grande. Les fibres multimodes souffrent aussi d'un taux de dispersion

élevé qui limite leur performance en termes de débit de transmission. L'origine de cette dispersion élevée est la dispersion intermodale. En conservant un seul mode et éliminant les modes d'ordre supérieur, la dispersion intermodale est éliminée, ce qui réduit efficacement la dispersion totale. Donc, tout naturellement, des fibres monomodes ont la capacité de transmission de débits plus élevés que des fibres multimodes. Pour arriver à une fibre optique monomode, la fréquence normalisée ou paramètre V de la fibre doit être inférieure de 2.405. La fréquence normalisée est proportionnelle à la racine de la différence d'indice de réfraction selon l'équation suivante :

$$V = \frac{2\pi r_c}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (1)$$

Où λ , n_1 et n_2 représentent respectivement la longueur d'onde, l'indice de réfraction du cœur et l'indice de réfraction de la gaine. Le paramètre r_c représente le rayon du cœur. Donc il faut diminuer soit la différence d'indice de réfraction entre le cœur et la gaine, soit le diamètre du cœur. Techniquement parlant, à cause de la complexité des procédures de dopage, la diminution de la différence d'indice de réfraction est plus complexe et coûteuse que la diminution de la taille du cœur. De plus, la diminution de la différence d'indice de réfraction rend l'ouverture numérique plus petite, ce qui est absolument non désirable. La diminution de l'ouverture numérique entraîne des pertes d'insertion plus élevée et une complexité d'interconnexion des fibres. La petite taille du cœur peut aussi entraîner certaines difficultés de connexion inévitables, mais vu que le V est directement proportionnel à la taille du cœur il est préférable de changer la taille du cœur, que la différence d'indice de réfraction.

Il en résulte que les fibres monomodes possèdent un cœur de 5 à 9 μm de diamètre. La Figure 1-b montre le schéma d'une fibre monomode. Les pertes de puissance lumineuse sont moins élevées chez les fibres monomodes que chez les fibres multimodes. Une faible perte de transmission ainsi qu'un taux de dispersion moins élevé pour que les

fibres multimodes font des fibres monomodes un milieu idéal pour les applications à haut débit de transmission jusqu'à 2.5 Gb/s.

Il est important de souligner que la différence d'indice de réfraction et le rayon du cœur sont les paramètres qui contrôlent le comportement multimodes ou monomode des fibres. La diminution de différence d'indice de réfraction diminue aussi l'ouverture numérique et augmente la perte provenant des microcourbures et de l'insertion [20, 21]. En diminuant le rayon du cœur, l'injection de lumière y est plus difficile et augmente la perte due aux modes guidés dans la gaine. Il est à remarquer que le diamètre du cœur ne peut pas être diminué infinitésimalement, car les effets non linéaires limiteraient la performance de la fibre. Les cœurs des fibres à compensation de dispersion, amplificatrices, à maintien de polarisation, à dispersion nulle et des fibres à dispersion décalée ou aplanie sont tous monomodes.

1.1.2. Fibres optiques à maintien de polarisation et polarisatrice

Afin d'arriver à des débits de transmission encore plus élevés sur une seule fibre, il faut éviter la dispersion de polarisation et transmettre un rayon lumineux ayant un seul mode de polarisation, préférablement de polarisation linéaire. La raison est la facilité de produire et de contrôler les polarisations linéaires dans les fibres optiques. Le guidage d'un seul mode linéairement polarisé est faisable en employant l'effet de biréfringence dans les fibres optiques. Les fibres à maintien de polarisation sont les fibres qui utilisent la biréfringence pour supprimer un mode de polarisation linéaire et favoriser la propagation de l'autre mode. Ainsi, elles maintiennent la polarisation du mode se propageant.

La biréfringence peut être induite géométriquement par le profil de dopage (fibre à cœur elliptique) ou mécaniquement par création de centre de contraintes internes permanentes

(Fibres Panda, Bow-Tie). La Figure 2 montre les schémas des profils des fibres à maintien de polarisation.

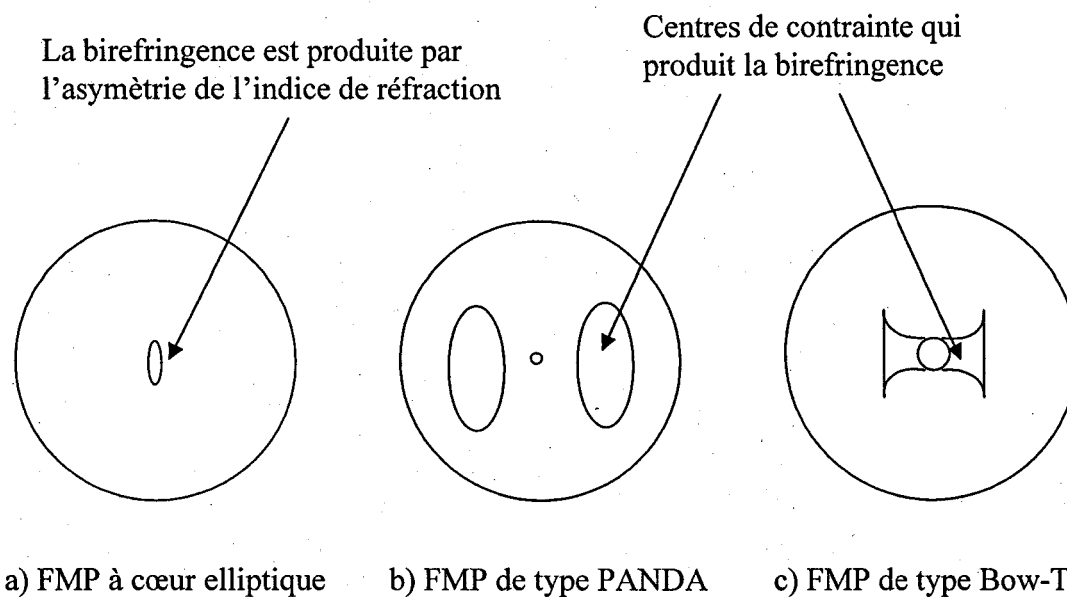


Figure 2 Fibres à maintien de polarisation (FMP).

Les fibres à cœur elliptique se réalisent par la formation d'une ellipse (soit le cœur) à l'aide du dopage par des impuretés. En d'autres mots, le profil du cœur formé par le dopage des impuretés est elliptique et l'indice de réfraction dans le plan transversal de la fibre n'est pas uniforme [21] dans toutes les directions. Les axes orthogonaux de l'ellipse ayant des indices de réfraction différents favorisent la propagation d'un seul mode polarisé linéairement. Dans la direction des axes principaux de l'ellipse se trouvent le minimum et le maximum d'indice de réfraction, appelés respectivement l'axe rapide et l'axe lent (car la vitesse de la lumière est différente dans les milieux ayant des indices de réfraction non identiques). Les fibres à maintien de polarisation démontrent une atténuation et des aspects non linéaires plus forts (de l'ordre de 4 dB/km [22, 23]) que les autres types de fibre. Elles sont utilisées extensivement dans les recherches en optique non linéaire, comme la production et transmission des *solitons*. Dans les fibres à maintien de polarisation faites à l'aide de contraintes mécaniques, on utilise le phénomène de *photoélasticité*. Si la contrainte n'est pas isotrope, une biréfringence se

produit. La biréfringence induite est une fonction de la contrainte appliquée. à partir de la contrainte appliquée, on peut calculer la biréfringence et donc les paramètres comme le rapport d'extinction etc. Deux profils des fibres polarisatrices sont illustrés dans la Figure 3. Les principes de fonctionnement des fibres polarisatrices sont identiques à ceux des fibres à maintien de polarisation. Les fibres à maintien de polarisation et polarisatrices démontrent une atténuation et des propriétés non linéaires plus fortes que les autres types de fibre.

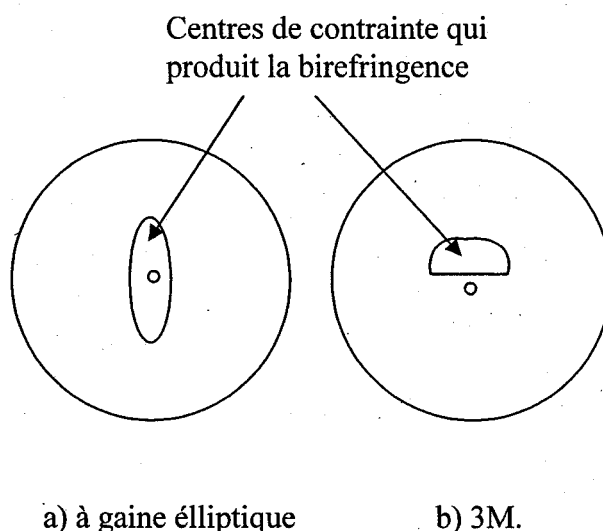


Figure 3 Profils de fibres polarisatrices.

Dans les fibres polarisatrices, la lumière à l'entrée n'est pas polarisée mais dû à la biréfringence tout le long de fibre elle devient polarisée. Par contre, à l'entrée des fibres à maintien de polarisation la lumière injectée est déjà polarisée. Dans les fibres polarisatrices la contrainte appliquée ou la biréfringence induite ont un ou deux axes de symétrie tandis que dans les fibres à maintien de polarisation on a essentiellement deux axes de symétrie.

1.1.3. Fibres optiques à compensation de dispersion

La différence de vitesse de groupe dans la largeur de la bande optique et la dispersion qui en découle sont les paramètres limitant la distance de transmission et le taux de transmission des signaux [21]. On se rappelle que la dispersion est causée par l'étalement du signal à cause de la différence d'indice de réfraction du cœur et de la gaine pour les longueurs d'onde différentes, donc la compensation de la dispersion de vitesse de groupe devient de plus en plus importante. Les filtres à compensation de dispersion [21, 23] et la conjugation de phase optique [21, 23] sont des méthodes utilisées afin de compenser de la dispersion. Pourtant, la technique la plus mature est la compensation par la fibre à compensation de dispersion (FCD) [21, 23]. Dans les liaisons à fibre optique à longue distance et à haut débit ($>10\text{Gb/s}$), la déformation du signal due à la dispersion du matériau et à la dispersion de guidage devient importante. Pour les systèmes WDM aux débits plus grands que 40 Gb/s même la compensation de la pente de la dispersion est désirable [24].

La courbe de dispersion en fonction de la longueur d'onde d'une fibre standard ressemble à celle montrée à la Figure 4. Pour compenser la dispersion à une longueur d'onde, on peut décaler le profil de dispersion de la fibre compensatrice pour arriver à un coefficient de dispersion négatif à la longueur d'onde désirée et ajouter une longueur nécessaire de cette fibre en série avec la fibre standard. En changeant le profil d'indice de réfraction, on peut même contrôler la pente de dispersion des fibres compensatrices. Ceci est désirable dans les systèmes DWDM.

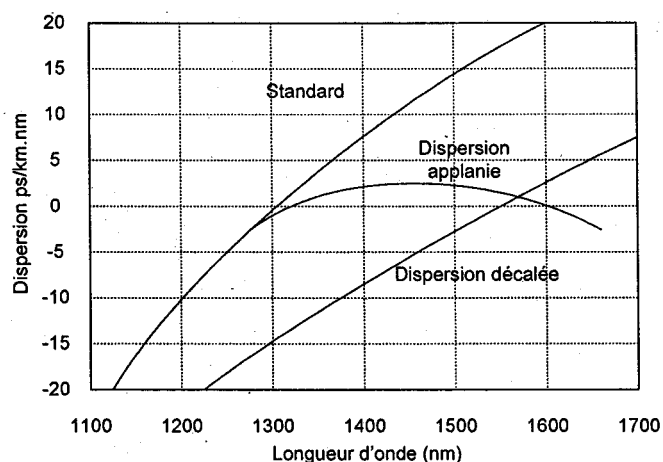


Figure 4 Profils typiques de la constante de dispersion.

Pour chaque fibre optique de profil d'indice de réfraction quelconque, il existe une longueur d'onde pour laquelle la dispersion est nulle. En haut de cette longueur d'onde, la dispersion est positive et en bas de cette valeur, elle est négative, ou vice-versa. La dispersion due à la propagation dans une guide d'onde est toujours négative et sa valeur peut être contrôlée et déterminée uniquement par le profil de guide d'onde. Dans une fibre, le profil d'indice de réfraction de fibre affecte l'ordre de grandeur de ce type de dispersion. La dispersion chromatique de la fibre peut être modifiée en employant la superposition des effets de dispersion de profil de guide d'onde et celle intrinsèque de la fibre. Ainsi, dans n'importe quelle zone du spectre guidé, une dispersion chromatique ayant une valeur et une pente de dispersion de zéro, positive ou négative, est réalisable.

Pour toutes les fibres optiques il existe une longueur d'onde où la dispersion est nulle. Les fibres à dispersion nulle autour de 1300 nm sont aussi connues sous le nom de fibres standard communément appelées SMF (Single Mode Fiber). Elles sont optimisées pour être utilisées autour de 1310 nm, mais sont aussi utilisées à longueur d'onde de 1550 nm. Évidemment, leurs coefficients de dispersion ne sont plus optimisés pour cette plage de longueur d'onde. Il faut effectuer une compensation de dispersion pour les débits×longueurs de lien élevés. Le coefficient de dispersion de matériau, D_m , pour la

silice passe par 0 à environ 1.270-1.310 μm . On l'appelle longueur d'onde de dispersion nulle. On a intérêt à travailler près de, mais pas tout à fait, à cette longueur d'onde. Le standard de cette fibre est codifié par la norme ITU-T G.652. La Figure 5 [21] illustre deux profils d'indice de réfraction typiques d'une fibre à dispersion nulle autour de 1.3 μm .

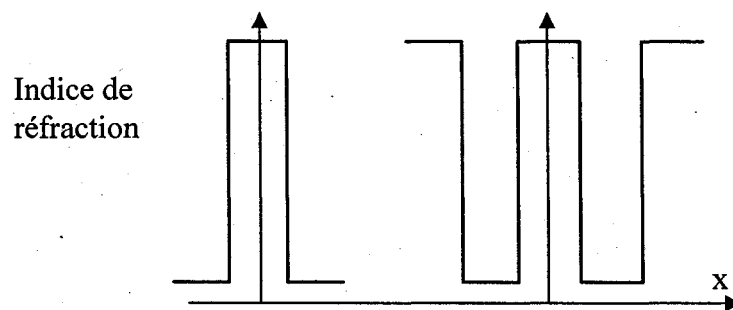


Figure 5 Profils d'indice de réfraction des fibres à dispersion nulle ou non décalée optimisées pour 1300 nm [23].

La dispersion chromatique est la somme de la dispersion de matériau, D_m , et la dispersion de guidage, D_g . D_m est connue si les matériaux dans le chemin des rayons lumineux sont connus. En ayant le profil d'indice de réfraction de la fibre on peut aussi calculer le coefficient de dispersion de guide d'onde, D_g . Il dépend seulement du profil d'indice de réfraction. Pour le profil simple d'une SMF-28, la longueur d'onde de dispersion nulle est autour de 1.3 μm . Des profils plus complexes peuvent avoir des longueurs d'onde de dispersion nulle différentes. Quelques profils répondus sont illustrés à la Figure 6. Une fibre ayant une longueur d'onde de dispersion nulle autour de 1.55 μm s'appelle une fibre à dispersion décalée. C'est notamment le cas des fibres optiques à gaine interne déprimée. Les Figure 6 et Figure 7 présentent quelques variétés de profils connus [21].

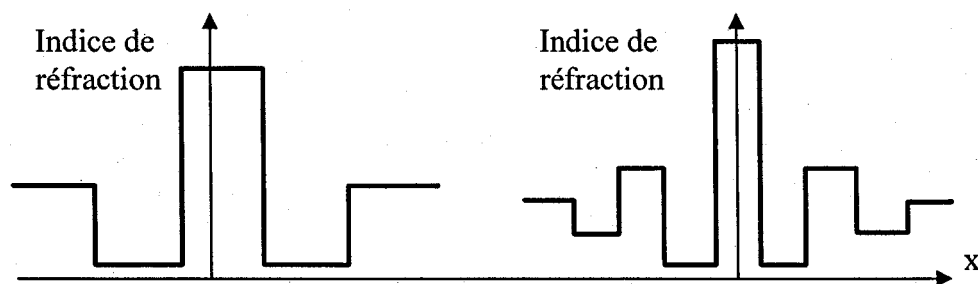


Figure 6 Profils d'indice de réfraction des fibres à dispersion décalée [23].

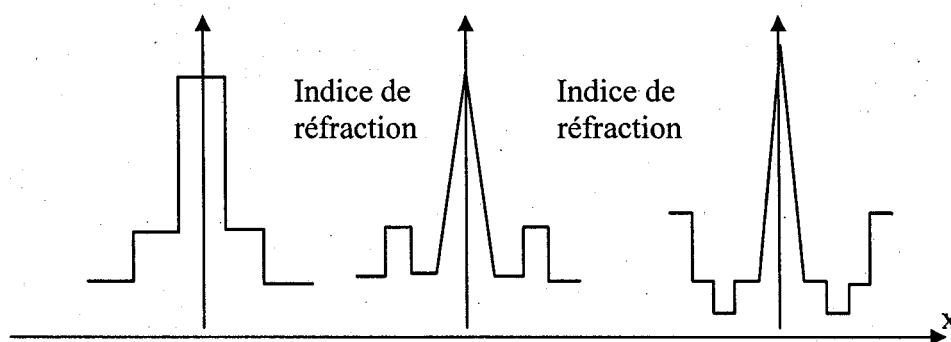


Figure 7 Profils d'indice de réfraction de fibres à dispersion aplanie [23].

1.1.4. Fibres optiques amplificatrices

Dans les systèmes de télécommunication par fibres optiques utilisés pour les liaisons transocéaniques et les réseaux terrestres à longue distance, on a besoin d'amplifier les signaux optiques. Cela se fait périodiquement le long du lien afin de compenser les pertes induites par la fibre. L'amplification se fait par des dispositifs optoélectroniques ou toutes optiques. Les dispositifs optoélectroniques sont très coûteux et complexes. Les dispositifs tout optiques utilisent des fibres optiques dopées aux ions de terres rares. Les caractéristiques des amplificateurs optiques et leur très large bande passante ont causé une révolution dans le domaine des télécommunications. La large bande passante des amplificateurs optiques à base de fibre dopée à l'erbium, EDFA (Erbium Doped Fiber Amplifiers) et les techniques de multiplexage de longueurs d'ondes, ont permis d'atteindre les débits de multi Tb/s [1] Les FMS sur lesquelles porte l'étude présente sont utilisées principalement comme fibres amplificatrices dopées aux terres rares.

L'invention et le développement des amplificateurs à fibre dopée a révolutionné les systèmes de télécommunications [25]. Ces dispositifs ont permis d'éliminer des étapes de conversion optique/électronique et électronique/optique dans les systèmes d'amplification optique. Ils fonctionnent dans la fenêtre spectrale autour de 1550 nm où l'atténuation des fibres est la plus faible. Cette technologie tout optique est basée sur le principe *d'émission stimulée* dans l'Erbium.

Parmi les limites actuelles des systèmes de transmission WDM, des étapes d'amplification multiple posent le problème de la largeur et de l'uniformité de la bande spectrale de gain. Pour les EDFA usuels, un profil de gain plat peut être obtenu dans les plages 1530-1560 nm (bande C) et 1570-1600 nm (bande L) par co-dopage de la fibre et au moyen des filtres égalisateurs de gain. Toutefois, pour les futurs réseaux de télécommunications, il est important d'élargir ou de diversifier les fenêtres spectrales d'amplification. La plage de longueurs d'ondes de 1.3 μm à 1.6 μm couvre la totalité des 40 THz de bande passante des fibres dans leur région de plus faible absorption. Afin d'arriver à cette largeur de bande passante d'amplification uniforme, les efforts de recherche se poursuivent. Des nouveaux amplificateurs "discrets", qui exigent l'incorporation de l'erbium dans d'autres matériaux hôtes, à base de silice ou d'un autre matériau, sont mis au point. Ils assurent l'élargissement spectral de 1520 et 1620 nm. L'emploi d'autres ions de terres rares, thulium pour les longueurs d'ondes de 1440 à 1490 nm (bande S), praséodyme pour l'intervalle spectral de 1290 à 1320 nm et des co-dopants incorporés dans divers types de matrices vitreuses (verres fluorés, tellurites, silicates) sont les sujets de recherche intenses.

L'effet Raman peut aussi être utilisé pour l'amplification du signal optique [26]. Cependant, il présente le désavantage d'avoir besoin d'un milieu non linéaire et d'un niveau de puissance lumineuse plus élevé pour se produire [26]. Cette méthode d'amplification facilite le choix de la longueur d'onde de pompe et possède une bande passante considérablement élargie et aplaniée [26]. Il existe une troisième méthode

d'amplification, appelée *amplification paramétrique*. Elle est le résultat du mélange non linéaire de quatre ondes ou « Four Wave Mixing (FWM) » [23, 27]. Dans cette méthode, la propriété non linéaire de la fibre optique est utilisée. Cette méthode consiste à produire des *harmoniques* provenant du mélange de la fréquence de la pompe et de celle du signal [23, 27].

1.1.5. Fibres optiques à double gaine

Dans la présente étude, on a travaillé sur une catégorie bien spécifique de fibres optiques appelée *les fibres optiques à double gaine*. Elles se distinguent par leur profil d'indice de réfraction qui améliore la performance d'amplification en permettant un pompage multimode beaucoup plus puissant que le pompage monomode des EDFA conventionnels.

L'intensité et l'uniformité de la distribution de puissance de l'onde pompe le long du cœur d'une fibre amplificatrice sont deux paramètres importants. C'est pourquoi les EDFA conventionnels utilisent de la fibre amplificatrice monomode. Toutefois, injecter la lumière de deux sources différentes (le signal et la pompe) dans le cœur dopé d'une fibre amplificatrice ayant un diamètre d'environ 5-9 μm avec une efficacité acceptable est compliqué. De plus, dans une telle fibre dopée, le faible diamètre du cœur de l'ordre 5 μm limite l'intensité maximum de la pompe et du signal. Afin de contourner ces problèmes et de mettre à profit les hautes puissances de pompage des lasers multimodes, un profil d'indice de réfraction spécifique est proposé. Il est illustré à la Figure 8.

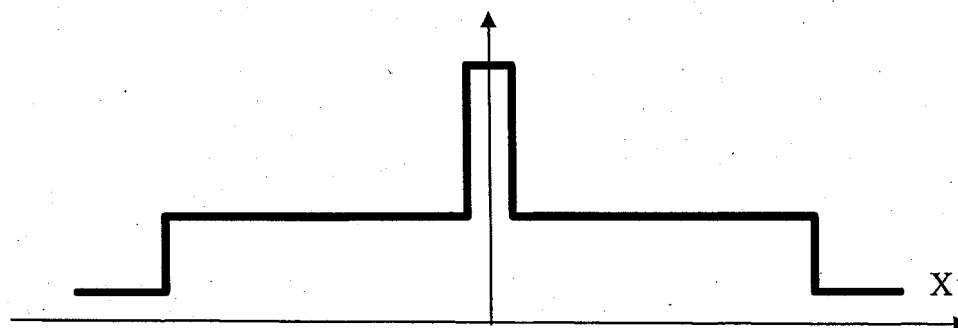


Figure 8 Profil d'indice de réfraction d'une fibre optique à double gaine [23].

Le profil d'indice peut être décrit comme suit. On place un cœur dopé aux terres rares et de faible diamètre au centre d'une fibre extrêmement multimode et on injecte le signal dans cœur dopé et la pompe dans le cœur de la fibre multimode. L'indice de réfraction du cœur dopé doit être plus grand que l'indice de réfraction du cœur de la fibre multimode. Le profil résultant est illustré dans la Figure 8. L'indice de réfraction du cœur de la fibre multimode est moins grand que celui du cœur dopé pour assurer la RTI. Le cœur dopé aux terres rares forme le cœur de la fibre résultante. Le cœur de la fibre multimode entoure le cœur dopé et il est *la gaine interne* de la fibre fabriquée ainsi. Et finalement la gaine de la fibre multimodes est appelée *la gaine externe*. Donc le cœur dopé et la gaine interne sont entourés par la gaine externe ayant un indice de réfraction moins élevée. Vu que la gaine interne a un diamètre de 5 à 10 fois plus grand que le cœur dopé la puissance permise de pompe est plus grande, donc des lasers plus puissants et multimode peuvent être utilisés. L'effet d'avoir une gaine interne extrêmement multimode est une distribution uniforme le long du cœur dopé de la fibre. Ces deux caractéristiques améliorent grandement la performance d'amplification d'une fibre amplificatrice. La gaine interne et le cœur dopé monomode guident simultanément la pompe et le signal. La plus grande ouverture numérique de cette catégorie de fibre optique facilite l'injection de la pompe et permet de mettre à profit les lasers à semi-conducteurs multimodes beaucoup plus puissants que leurs contreparties monomodes.

1.2. Fibres optiques microstructurées

Le domaine des fibres microstructurées a été initié par Russell, il y a quelques années [2, 28]. Les fibres microstructurées sont constituées d'un coeur de silice, pure ou dopée, ou d'air, entouré par des capillaires d'air qui courent sur toute la longueur de fibre. Le but initial était de réaliser des fibres qui seraient capables de guider la lumière en utilisant l'effet de bande interdite photonique [2]. Cependant, pour les premières fibres microstructurées, le processus de guidage n'était pas basé sur l'effet de bande interdite photonique mais sur une simple différence d'indice de réfraction comme pour les fibres optiques conventionnelles [23]. Toutefois, il y a d'importantes différences par rapport aux fibres standard [2]. Il existe des catégories distinctes de fibres microstructurées, classifiées par leur mécanisme de guidage : dans les fibres dites microstructurées, le guidage est assuré par la différence d'indice de réfraction alors que dans les fibres à bande interdite photonique, la lumière est guidée par une bande interdite photonique causée par la structure périodique de la fibre. Les premières FMS souffraient d'une atténuation forte, mais à l'heure actuelle des pertes aussi faibles que 0.37 dB/km sont typiques.

Dans les systèmes DWDM, le but est de compenser la dispersion de tous les canaux. L'atténuation est forte dans les fibres à compensation de dispersion. Donc afin d'éviter les pertes, il faut minimiser d'utilisation de fibre à compensation dispersion dans les liens de communications optiques. Ce fait impose de maximiser le coefficient de dispersion négatif de ces fibres dans la longueur d'onde de communication visée, mais un plus grand coefficient de dispersion limite la largeur du spectre ou la compensation est désirée [2, 23]. Certaines structures des FMS présentent un très grand coefficient de dispersion, sans limiter le spectre de compensation [2]. Les aspects uniques des FMS font d'elles le sujet d'intenses activités de recherche. Trois catégories de FMS sont présentées ci-dessous selon leurs géométries.

1.2.1. Fonctions des fibres microstructurées

Du point de vue de l'indice de réfraction du cœur, on peut citer deux catégories des FMS : 1) les FMS à faible indice de réfraction du cœur ou FMS à guidage par la bande interdite optique et 2) les FMS à l'indice de réfraction du cœur élevée ou FMS à guidage par différence d'indice de réfraction. On peut déjà envisager des applications pour la deuxième catégorie des FMS. Les FMS les plus répandues utilisant le guidage par l'indice de réfraction se classifient selon leurs applications comme suit [2, 29, 30] :

1. *FMS hautement non linéaire* : Grâce à une forte différence d'indice de réfraction qui permet de diminuer la taille du cœur, ces fibres offrent un meilleur confinement de la lumière. Cependant, l'ouverture numérique est aussi améliorée par rapport à une fibre conventionnelle ayant le même diamètre de cœur. Donc, une plus grande portion de la puissance lumineuse peut être injectée dans la fibre. Taille du cœur réduite et injection de plus de puissance se combinent pour réaliser un milieu hautement non linéaire. Ces fibres hautement non linéaires servent à la production de solitons [2], à la génération de supercontinuum [2] et à la fabrication des dispositifs et de capteurs non linéaires.
2. *FMS à large ouverture numérique* : Grâce à la forte différence d'indice de réfraction entre l'air et la silice, il est possible d'arriver à une ouverture numérique plus grande sans compromis sur les propriétés monomodes de la fibre. Il y a plusieurs applications en imagerie, et notamment en imagerie médicale, ainsi que dans le domaine des laser à haute puissance [2] pour ce type de fibres.
3. *FMS à large aire de mode* : Comme la dispersion peut déformer les impulsions se propageant, la non-linéarité de la fibre peut engendrer des effets d'automodulation ou de modulation croisée de la phase. Pour les éviter, on a

intérêt à grossir l'aire du mode afin de diminuer l'intensité par rapport au seuil d'apparition des effets non linéaires. La fibre FMS à large aire de mode grossit l'aire du mode en préservant sa caractéristique monomode [2].

4. *FMS à cœurs multiples* : Grâce à la présence de forte différence d'indice de réfraction un meilleur confinement est possible. Donc pour deux cœurs rapprochés le coefficient de couplage est plus faible, donc l'interférence et le couplage entre les cœurs sont moins forts ou mieux contrôlés. De plus, contrôle du profil de l'indice de réfraction dans une fibre au cœur multiple par les méthodes dites conventionnelles est difficile et parfois impossible. La technologie des fibres microstructurées et fabrication à l'aide des préformes facilite la réalisation des profils d'indice de réfraction complexe, donc les fibres au cœur multiple. Ces fibres peuvent être utiles pour le couplage des signaux ou pour séparer les deux polarisations dégénérées d'un mode [29].
5. *FMS à maintien de polarisation ou hautement biréfringent* : Dans les FMS, la forme du cœur peut être choisie de façon arbitraire. Une forme d'intérêt est un cœur elliptique. Dans une microstructure au cœur elliptique une plus grande biréfringence peut être réalisée grâce à un meilleur confinement et une plus grande différence d'indice de réfraction,
6. *FMS à double gaine* : Les fibres microstructurées à double gaine fonctionnent de la même manière que leurs antécédents conventionnels. Le contrôle de la différence d'indice dans les FMS à double gaine est plus facile. La différence d'indice peut théoriquement être infinitésimalement petit, ou assez grand par rapport à la technologie conventionnelle. Cela donne l'opportunité de produire des FMS à double gaine ayant une ouverture numérique plus grande [2, 14].

1.2.2. Fibres à structure simples ou non périodiques

Les fibres avec les structures simples ou non périodiques existaient avant l'apparition des FMS. La fibre à maintien de polarisation de type *PANDA* en est un exemple. La structure sert à appliquer une contrainte permanente afin de produire une biréfringence et donc à favoriser la propagation d'une seule polarisation.

En l'absence de périodicité et en présence d'un nombre minimal des trous autour d'un cœur d'un très petit diamètre, la structure sert à modifier le profil d'indice de réfraction de la gaine. Le principe de guidage est celui des *guides d'ondes assistés par trous d'air*. La fibre guide toujours la lumière sous l'effet de la réflexion totale interne. La Figure 9 représente schématiquement une telle fibre microstructurée [2]. Des fibres à structure simple ont aussi été utilisées afin de réaliser des capteurs ou pour contrôler le profil d'indice de réfraction. Ceci est possible car le milieu des trous de la structure peut être rempli par d'autres matériaux que l'air. Les fibres ayant une indice de réfraction de la gaine ajustable par la température [2] en sont un exemple. Dans cette application, les trous sont remplis par un matériau sensible à la température ou encore sont remplacés par de la silice dopée. La Figure 10 illustre la coupe transversale d'une telle fibre microstructurée [2]. Les trous sont remplis par un matériau sensible à la température.

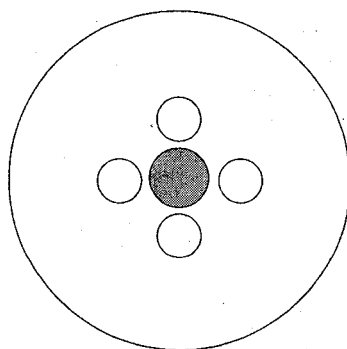


Figure 9 Fibre optique assistée par trous d'air. Reproduite de [2].

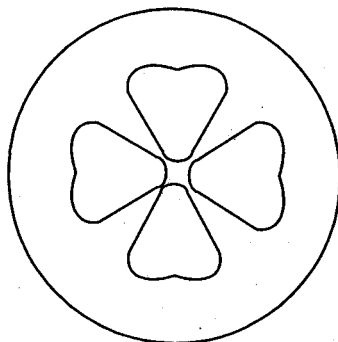


Figure 10 Fibre optique ayant une différence d'indice de réfraction ajustable. Reproduite de [2].

Les fibres à structures simples sont les résultats des premières tentatives pour réaliser les fibres à un seul matériau. Les fibres à une seule substance sont intéressantes de par la simplification du processus de fabrication et de production des fibres optiques. La Figure 11 en illustre un exemple.

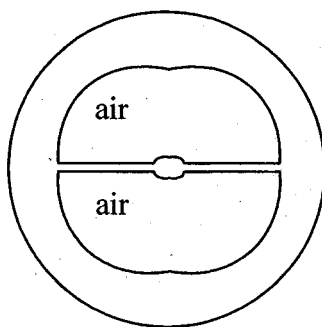


Figure 11 Fibre à un seul matériau.

Un des éléments de complexité au niveau de la fabrication des fibres optiques, qu'on a intérêt à éliminer, est le dopage nécessaire pour arriver aux profils d'indice de réfraction désirée. Donc, les fibres à seule substance sont revenues le centre d'intérêt de plusieurs chercheurs. La plus récente structure simple est illustrée à la Figure 12. Elle sert à produire une grande non-linéarité.

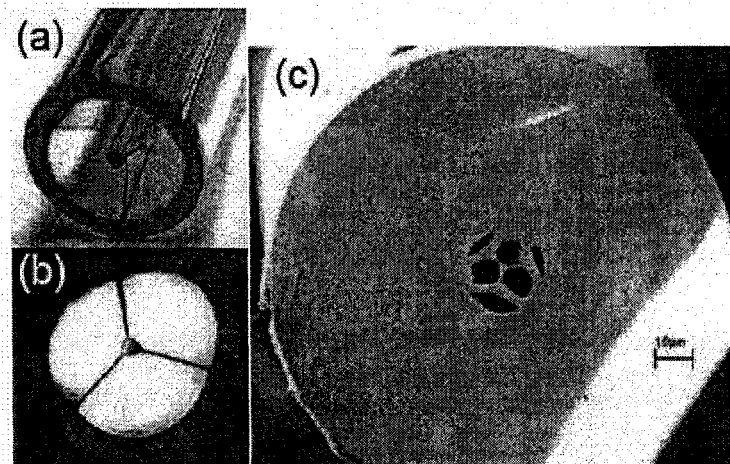


Figure 12 Microstructures hautement non linéaire [31].

1.2.3. Fibres microstructurées à double gaine

Cette catégorie de fibre microstructurée est principalement destinée aux fibres actives de type amplificateur. Un exemple de ces fibres est montré à la Figure 13. Le cœur dopé est placé au centre de la gaine interne. L'avantage de cette fibre est la possibilité d'avoir un guide multimode de grande ouverture numérique grâce à une grande différence d'indice de réfraction entre la gaine interne (la partie entourée par les trous d'air), et l'anneau formé par les trous d'air. Cet anneau, essentiellement fait d'air d'indice $n=1$, confine mieux la puissance lumineuse de la pompe dans la gaine interne que tout autre matériau transparent de faible indice de réfraction. Les trous et l'anneau qui en est fait peuvent avoir une forme autre que circulaire. Un anneau non circulaire de trous d'air permet d'éliminer les modes hélicoïdaux dans la gaine interne. Ces modes ont en effet le désavantage de ne pas traverser le cœur dopé de la fibre et de ne pas contribuer au processus de pompage et d'amplification. Afin d'augmenter l'efficacité d'amplification, on a intérêt à éliminer ces modes hélicoïdaux.

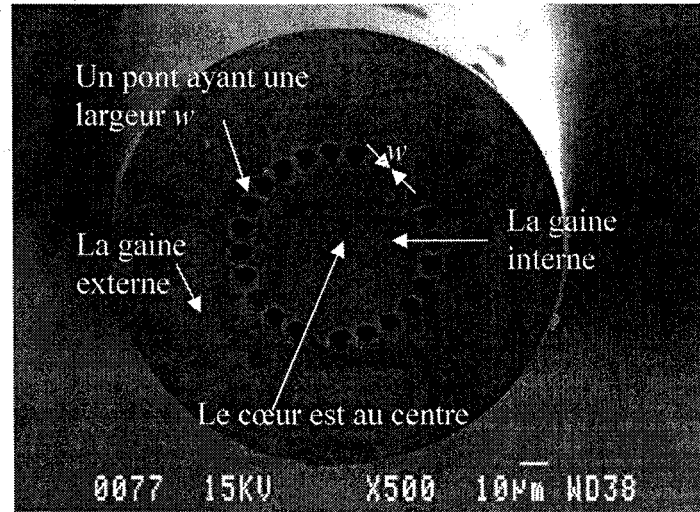


Figure 13 Fibre à double gaine microstructurée.

La zone entre deux capillaires s'appelle un *pont*. Les fibres à double gaine microstructurées peuvent être caractérisées par l'épaisseur de leur ponts [14]. En considérant les ponts comme des guide d'onde plans, on trouve que les paramètres gouvernant le guidage de la lumière dans les ponts sont [14]:

$$W = U \tan(U) \quad (2)$$

$$U^2 = \left(\frac{w}{2}\right)^2 (k^2 n_1^2 - \beta^2) \quad (3)$$

$$W^2 = \left(\frac{w}{2}\right)^2 (\beta^2 - k^2 n_2^2) \quad (4)$$

Où w est la largeur du pont, β est la constante de propagation de l'onde dans le pont, n_1 et n_2 sont respectivement les indices de réfraction du pont et des capillaires, k est la constante de propagation dans le vide et U et W sont des paramètres sans dimension du

guide d'onde plan. La *largeur normalisée du pont* est définie comme $2\rho = w/\lambda$. Donc les équations 3 et 4 peuvent être réécrites comme :

$$U^2 = (2\pi\rho)^2(n_1^2 - n_w^2) \quad (5)$$

$$W^2 = (2\pi\rho)^2(n_w^2 - n_2^2) \quad (6)$$

Où n_w est l'indice de réfraction du mode fondamental. Mais l'ouverture numérique de la fibre à saut d'indice équivalente est :

$$NA = \sqrt{n_1^2 - n_w^2} \quad (7)$$

Donc on peut en déduire une méthode de conception pour arriver à une ouverture numérique donnée. Par exemple pour fabriquer deux fibres de silice ($n_1=1.456$) ayant des ouvertures numériques respectives de 0.6 et 0.5, en utilisant l'équation (7) on trouve que n_w doit respectivement être égal à 1.32663 et 1.36746. Résolution simultanée des équations 2, 5 et 6, pour le milieu silice, les capillaires remplis d'air, et l'indice de réfraction effectif (n_w) donnée détermine la largeur normalisée des ponts, 2ρ . On obtient respectivement $\rho=0.256896$ et $\rho=0.343538$. Donc si on fonctionne à une longueur d'onde $\lambda=980$ nm la largeur des ponts doit être respectivement plus petite que $w=503$ nm et que $w=673$ nm.

1.2.4. Fibres microstructurées à guidage par différence d'indice de réfraction

Une classe de fibre microstructurée consiste en des fibres ayant plusieurs couches d'anneaux de microstructures périodiques autour d'un cœur de silice ou de silice dopée de telle sorte que l'indice de réfraction effectif de la zone microstructurée est moins grand que celui du cœur. Dans ce cas la lumière est guidée selon l'effet de réflexion totale interne. Une structure est souvent formée par les capillaires d'air. Les capillaires

peuvent être circulaire, hexagonaux ou avoir une forme arbitraire. La structure consiste en une juxtaposition d'*unités structurelles* qui sont les plus petits éléments de la structure qui se répètent sur toute la largeur de la structure. Ils sont des tubes en silice Ce sont souvent des triangles ou des hexagones pour une structure (en forme de nid d'abeilles) formés par des capillaires. La structure est caractérisée par l'espacement périodique, Λ , entre les trous d'air, ainsi que par le diamètre des trous d'air, d . La Figure 14 montre une section transversale d'une fibre à cristaux photoniques à guidage par différence d'indice de réfraction.

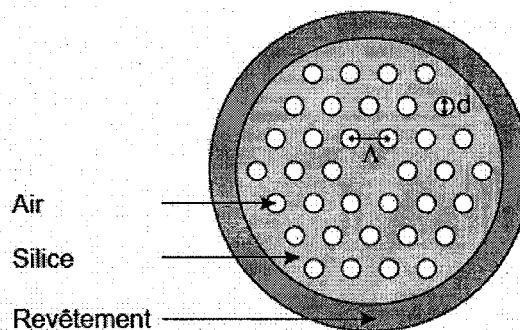
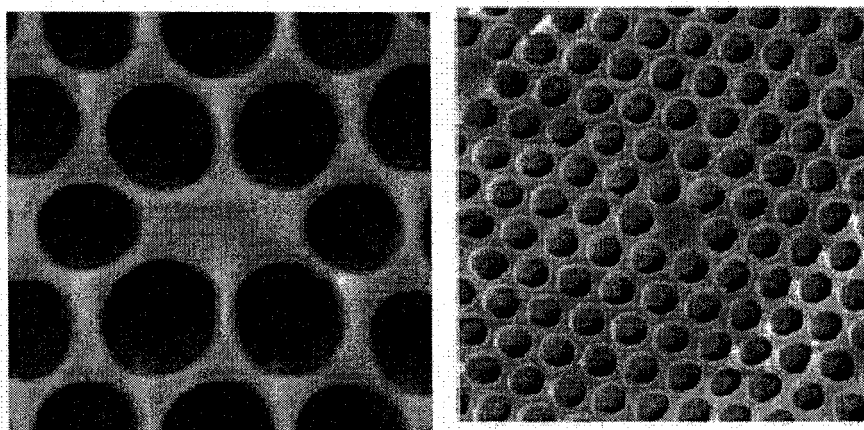


Figure 14 Coupe transversale d'une fibre optique microstructurée; les trous d'air sont arrangés en réseaux hexagonaux [2].

La taille des trous d'air pouvant varier, le coefficient de remplissage, d/Λ , peut être très petit ou très grand. Cet arrangement des trous modifie l'indice de réfraction du milieu structuré. L'indice de réfraction modifié est appelé *l'indice de réfraction effectif*. Si le cœur possède un indice de réfraction plus grand que l'indice de réfraction effectif du milieu environnant, le guidage se fait par le phénomène de RTI, c'est le *guidage par la différence d'indice de réfraction*. Afin de contrôler efficacement les propriétés optiques d'une fibre et d'observer l'effet d'une structure périodique, plusieurs couches de microstructures sont nécessaires. Il faut au moins 5 couches périodiques, mais des résultats avec 3 couches sont aussi annoncés [2].

La valeur de coefficient de remplissage d/Λ peut varier de quelques pourcents à presque 90 pourcent [2]. Elle est limitée plutôt par la résistance mécanique de la fibre. L'ordre de grandeur de Λ est normalement de 1 à 25 μm [2]. Un changement de ces valeurs peut produire des fibres ayant des propriétés hautement linéaires ou hautement non linéaires [2]. Du point de vue des pertes dues à la courbure de fibre, les FMS sont plus performantes [2].



a) à cœur biréfringent

b) hautement non linéaire

Figure 15 Fibres microstructurées à guidage par différence d'indice de réfraction [11].

Par analogie avec les fibres monomodes, les unités structurales possèdent une différence d'indice de réfraction plus élevée ce qui les rend plus résistantes aux micro- et macrocourbures. La méthode de calcul des pertes provenant de macrocourbures est présentée dans la référence [2].

Pour une fibre ayant un petit coefficient de remplissage d'air, la courbe de dispersion en fonction de la longueur d'onde ressemble à la courbe de dispersion du matériau. En augmentant le coefficient de remplissage d'air, l'effet de la dispersion de guidage devient plus important. Les fibres à cristaux photoniques peuvent avoir une plage de longueur d'onde ayant un coefficient de dispersion aplani et proche de zéro [2]. Le

pouvoir de contrôler l'aire du mode guidé dans les fibres monomodes a une importance particulière, plus spécifiquement dans les applications de transmission des rayons lumineux de haute puissance. Dans ces applications, il est important d'éviter les effets non linéaires et de produire une seule mode ayant une distribution spatiale bien définie [2]. Donc, il faut augmenter l'ouverture numérique et le diamètre du coeur, ce qui peut compromettre la caractéristique monomode de la fibre ou augmenter les pertes de guidage dans la gaine. Dans les FMS on peut augmenter l'ouverture numérique sans introduire de pertes ou de modes supplémentaires [2].

1.2.5. Fibres microstructurées à guidage par la bande interdite

Considérons une structure périodique des couches diélectriques, comme un réseau Bragg, sur la direction de la propagation d'un faisceau lumineux. Supposons que l'épaisseur des couches est comparable à la longueur d'onde du faisceau incident. Cette structure réfléchit la lumière peu importe l'indice de réfraction des couches si le nombre de périodes est assez grand. On peut dire qu'elle montre « une bande interdite optique » unidirectionnelle qui ne laisse pas passer la lumière. Le défi majeur des recherches sur les FMS est sans doute l'emploi du guidage par effet de bande interdite optique [2, 29]. Dans un plan à 2D, il s'agit du confinement de la lumière causé par l'impossibilité de propagation de la lumière à l'extérieur de la structure. En fait, les équations Maxwell n'ont aucune solution à l'extérieur de la structure pour une intervalle de constantes de propagation [2]. Ce phénomène est dû à la structure périodique et non dû au changement de l'indice de réfraction [2]. Ce phénomène est indépendant du milieu d'où le rayon lumineux vient. Des structures périodiques bidimensionnelles, les fibres à cristaux photoniques en particulier, peuvent confiner la lumière peu importe le matériau transparent qui constitue le guide d'onde [29]. Les fibres à cristaux photoniques ayant 1) un coefficient de remplissage élevé et 2) plus de cinq périodes d'unités structurales, ont la capacité de guider par effet de bande interdite [2]. Pour un arrangement donné des trous, le largeur spectral dans lequel le guidage par effet de bande interdite se produit

est très mince et pour un espacement constant des trous, sa largeur diminue rapidement quand la largeur des trous diminue. Comme c'est le cas pour les FMS à guidage par différence d'indice de réfraction, la largeur de la bande spectrale guidée et à longueur d'onde centrale dépendent largement du rapport entre la largeur des trous d et leur espacement Λ .

1.2.5.1. Guidage à faible indice de réfraction

Un exemple de guidage à faible indice de réfraction consiste en une structure en nid d'abeilles autour d'un cœur ayant un trou. Cette structure en nid d'abeilles est devenue très répandue [2]. Les FMS à structure en nid d'abeilles peuvent démontrer une caractéristique de dispersion aplaniée et presque nulle dans un large intervalle spectral [2]. Cette caractéristique est nécessaire pour certaines applications non linéaires [2]. Dans une structure bien définie autour du cœur, un défaut ou un changement de grandeur des trous peut introduire de la biréfringence. La grandeur de la biréfringence diminue avec la longueur d'onde ou l'accroissement de la période de la structure, Λ [2]. D'un autre côté, la biréfringence augmente avec l'accroissement du coefficient de remplissage [2]. Il est aussi possible de concevoir une structure telle qu'un seul état de polarisation soit présent dans la bande interdite [2]. L'intérêt de concevoir une telle fibre est de diminuer le taux d'erreur des bits reçu (BER) en éliminant la dispersion de polarisation dans les systèmes de communications optiques cohérents ou la conception de capteurs. Dans une structure en nid d'abeilles à un seul mode guidé, une symétrie idéale de la structure laisse deux modes dégénérés ayant des polarisations orthogonales se propager. Cette symétrie idéale ne peut pas exister en réalité et donc une biréfringence est toujours présente. Introduire un défaut (par exemple un trou qui perturbe la périodicité) produit une forte biréfringence [2] qui est fortement désirable pour les fibres à maintien de polarisation.

1.2.5.2. Guidage dans un cœur d'air

Si le cœur d'une préforme est lui-même un capillaire d'air entouré par un réseau périodique d'autres capillaires de plus de 5 couches, la fibre qui en résulte s'appelle *fibre à cristaux photoniques (FCP) à cœur d'air*. Sous certaines conditions, cette structure montre une *bande interdite optique bidimensionnelle* normale à l'axe de la fibre. C'est-à-dire que la lumière est confinée par la bande interdite bidimensionnelle dans les directions x et y et se propage dans la direction parallèle à l'axe de la fibre [2]. La forme des trous et la structure peuvent être arbitraires [2]. Afin de réaliser une FCP au cœur d'air il faut que la structure de la gaine présente au moins une seule bande interdite spectrale. Le choix des structures qui montrent une bande interdite n'est pas évident. Mais les structures triangulaires et en nid d'abeille ayant un *coefficient de remplissage* élevé, sont les structures les plus répandues [2]. Un coefficient de remplissage air/silice de plus de 0.45 est requis.

Lors de l'injection de la lumière dans une FCP, plusieurs modes peuvent se propager. De plus en raison de la présence des ponts (l'espace entre capillaires), il existe une fuite d'énergie lumineuse en fonction de la largeur associée aux ponts. Cette fuite d'énergie est négligeable pour certains modes, mais importante pour d'autres. Vu que l'ampleur des pertes est fonction de l'ordre des modes, on peut parler de *fuite de mode*. Au fur et à mesure de la propagation dans la fibre, les modes ayant une fuite considérable disparaissent. Pour avoir une guide d'onde sans fuite, il faut avoir une distribution infinie des structures autour du cœur. Il est possible que la fuite du mode fondamental soit plus large que la fuite des modes supérieurs, donc au fur et à mesure de la propagation le mode fondamental disparaît plus vite que les modes supérieurs. Il est aussi possible que les modes supérieurs montrent une fuite plus forte que le mode fondamental. Donc en choisissant une structure appropriée, il est possible de séparer les modes ou sélectionner le mode se propageant [2, 15]. On les appelle les fibres à propagation de mode sélective. Dans les fibres à propagation de mode sélective, une

longueur d'onde spécifique ne peut produire qu'un seul mode d'un ordre voulu. C'est-à-dire que, dans certaines structures, le mode se propageant varie selon la fréquence. Alors, pour chaque longueur d'onde, seulement un mode se propage.

Les FCP à cœur d'air sont aussi convenables pour la transmission des lasers à haute puissance, car la non linéarité de l'air est presque nulle. Dans les dernières cinq années une grande réduction de perte a été réalisée pour les fibres à indice de réfraction faible du cœur (de 1000 à 0.5 dB/km à 1550nm) [2]. L'uniformité de la structure le long de la fibre est un paramètre déterminant pour la diminution de la perte.

1.2.6. Méthodes d'analyse des fibres microstructurées

Dans cette sous-section, nous citons les méthodes d'analyse des fibres microstructurées et on présente le calcul de l'ouverture numérique par la méthode de l'indice de réfraction effectif. La méthode de l'indice de réfraction effectif sert à donner une description qualitative du fonctionnement d'une fibre microstructurée selon les structures. Le but de cette section n'est pas de détailler la théorie des fibres microstructurées mais plutôt de familiariser le lecteur à l'effet des structures et au positionnement des unités structurales sur les caractéristiques de la fibre. Les détails théoriques des méthodes d'analyse des fibres microstructurées sont exposés en détails dans [2]. Différentes méthodes d'analyse plus ou moins complexe permettent de modéliser le comportement des fibres microstructurées, en particulier [26] :

- Méthode de l'indice de réfraction effectif : nous la présentons un peu plus tard dans cette section. Cette méthode consiste à déterminer l'indice de réfraction moyen ou effectif de la gaine percée de capillaires. Ensuite on remplace dans les calculs la gaine microstructurée par une gaine homogène ayant cet indice de réfraction effectif. La largeur de cette gaine est considérée infinie.

- Méthode de l'indice moyen équivalent : c'est une méthode récente qui fournit des informations qualitatives. C'est une méthode scalaire. Elle considère la périodicité angulaire de la structure des anneaux et elle calcule la transformée de Fourier du profil de l'indice de réfraction et du champ électrique de la structure périodique. Ensuite elle fait un simple calcul de moyenne de l'indice de réfraction et du champ électrique dans une unité structurelle.
- Méthode des différences finies : C'est la méthode numérique des *différences finies* appliquée à la résolution des équations de Maxwell de propagation des ondes dans une structure spatiale complexe. Selon cette méthode, on calcule le champ électrique de l'onde optique partout dans le guide et on obtient ainsi les paramètres et les informations de propagation. Elle demande beaucoup de calculs numériques et donc beaucoup de temps.
- Méthode des éléments finis : C'est la méthode numérique des *éléments finis* appliquée à la résolution des équations de Maxwell de propagation des ondes dans une structure spatiale complexe. Cette méthode est bien structurée et peut être vectorielle ou scalaire.
- Méthode de propagation de rayons lumineux [2]: Cette méthode utilise *les équations couplées de propagation* et les résoud de façon itérative.
- Méthode d'expansion vectorielle en ondes planes [2]: cette méthode est la méthode la plus précise et la plus compliquée à résoudre. Elle suppose que l'onde se propageant est une onde plane. Elle donne la valeur exacte du champ électrique dans le milieu de propagation.
- Méthode de fonctions localisées ou « localized basis functions » : cette méthode suppose que les modes sont des fonctions mathématiques qui sont localisées dans l'entourage du cœur de la fibre. En définissant plusieurs fonctions localisées, on les égalise à l'équation de forme du mode provenant des équations de Maxwell et on trouve les paramètres qui les satisfont. Donc après avoir résolu un nombre modeste des fonctions, on peut estimer les paramètres de la fibre.

- Méthode de vecteurs biorthonormaux (biorthonormale basis vectors) : cette méthode est toute vectorielle. Elle tient compte directement dans les équations de propagation que l'indice de réfraction et la dispersion sont des fonctions de la fréquence.
- Pôles multiples [2] : les méthodes citées plus haut supposent implicitement que les conditions aux frontières sont à 100% périodiques, donc elles ne sont pas capables de calculer les pertes de confinement (perte du à la fuite aux ponts). Cette méthode permet d'expliquer pourquoi les pertes de confinement diminuent à même que le nombre d'anneaux augment.
- Décomposition de Fourier [2] : à part la méthode des pôles multiples, les autres méthodes utilisent les condition aux frontières périodiques ou nulles pour résoudre les équations différentielles décrivant le comportement optique des microstructures. Donc elles ne permettent pas de calculer les pertes de confinement. Cette méthode considère les pertes de confinement comme étant intrinsèques aux FMS non dopées. Les équations sont évaluées dans un cercle comportant les trous et le cœur où l'indice de réfraction est une fonction de la position dans un système de coordonnées cylindriques. On évalue le champ à l'extérieur de cette zone par une méthode qui ressemble à la méthode des fonctions localisées.

1.2.6.1. Méthode de l'indice de réfraction effectif

Cette méthode a été développée afin d'obtenir description qualitative du comportement des fibres microstructurées. Cette méthode consiste à associer un indice de réfraction effectif au milieu structuré et ensuite à remplacer la structure par un matériau hypothétique ayant un indice de réfraction égal à l'indice de réfraction effectif calculé [2, 3]. Une géométrie de type fibre à saut d'indice en résulte. Vu que les équations décrivant le comportement des fibres à saut d'indice sont bien connues, on peut utiliser ce modèle pour estimer le comportement des fibres microstructurées.

L'idée principale est d'évaluer les paramètres de ce modèle et de résoudre les équations Maxwell dans l'approximation scalaire. Les suppositions majeures sont : 1) que l'espacement entre les capillaires, Λ , est moins grand que la longueur d'onde d'opération de la fibre, λ , 2) que le faisceau se propageant est une onde plane et 3) que la zone microstructurée autour du cœur est infiniment étendue. Dans ces conditions on associe un *indice de réfraction effectif*, n_{eff} , au milieu microstructuré, qui satisfait :

$$n_{eff} = \frac{\beta_{mf}}{k} \quad (8)$$

Où β_{mf} est la *constante de propagation du mode fondamental qui remplit l'aire de l'unité structurelle*. On remplace le milieu structuré par un milieu continu ayant un indice de réfraction égal à l'indice de réfraction effectif, obtenant ainsi une fibre à saut d'indice équivalente. Cette fibre approxime le comportement optique de la fibre originale. Elle est caractérisée par une ouverture numérique égale à :

$$NA = \sqrt{n_c^2 - n_{eff}^2} \quad (9)$$

Dans une FMS faite de Silice (SiO_2) à structure hexagonale de capillaires d'air, tel qu'illustré à la Figure 14, l'indice de réfraction effectif est une fonction du diamètre des trous, d , et de l'espacement entre les trous, Λ . Le cœur a un diamètre de $2\Lambda - d$ et il est fait de SiO_2 dont l'indice de réfraction, fonction de la longueur d'onde, est déterminé par la formule de Sellmeier [32]:

$$n^2 = 1 + \sum_{i=1}^3 \frac{A_i \lambda^2}{\lambda^2 - B_i} \quad (10)$$

A_i et B_i sont des constantes de Sellmeier données pour chaque matériau et n est l'indice de réfraction. Les constantes de Sellmeier pour la silice se trouvent dans [32]. Malgré

des nombreuses suppositions et la nature qualitative du résultat de la méthode de l'indice effectif, elle peut être utile pour la compréhension des propriétés des fibres microstructurées. La constante de propagation du mode fondamental peut être déterminée par les méthodes qui sont citées plus haut. Pour une longueur d'onde constante, cet indice de réfraction effectif augmente si le coefficient de remplissage diminue [2]. De plus, l'indice de réfraction effectif s'approche de l'indice de réfraction du matériau si la longueur d'onde diminue [2]. Si $n_{g,eff}$ est l'indice de réfraction effectif de la gaine, le nombre des modes guidés se calcule par [2]:

$$N \approx \frac{(k\rho)^2 (n_c^2 - n_{g,eff}^2)}{4} \quad (11)$$

Où ρ est le rayon effectif du cœur, k est la constante de propagation de l'onde dans l'air et n_c est l'indice de réfraction du cœur. Au cas où seul un mode se propage, la condition ci-dessous est vérifiée :

$$n_{g,eff} > \frac{\beta}{k} > n_c \quad (12)$$

Où β est la constante de propagation du mode guidé. Cela donne la possibilité de concevoir une fibre monomode pour une pratiquement toutes les longueurs d'ondes de bleu à l'infrarouge moyen, à condition que d/λ soit plus petit que 0.45 [2]. Pour les FMS, la valeur équivalente de la fréquence normalisée devient [2, 3] :

$$V_{eff} = \rho \sqrt{k^2 n_c^2 - \beta_{fsm}^2} \quad (13)$$

Les sections présentées précédemment nous permettent de mieux comprendre les propriétés optiques des FMS. Mais afin d'utiliser les fibres optiques, il faut pouvoir assurer la qualité des interconnexions fibre à fibre et fibre aux autres composants. La

section suivante présente l'importance du clivage qui joue un rôle important dans la qualité des interconnexions optiques des fibres microstructurées.

1.3. Importance du clivage

L'efficacité optique d'une fusion de deux fibres est exprimée par la perte et la réflectivité. La qualité de la surface de la fibre à son extrémité, qui est le point de fusion, affecte la perte et la réflectivité. La performance supérieure des liens à fibre optique nécessite une qualité supérieure des surfaces aux points de fusion. Dans le jargon du domaine, « clivage » est le nom de la procédure de coupage des fibres pour arriver à une surface lisse et miroir. Le processus de clivage consiste en l'application d'une contrainte de traction parallèle à l'axe de la fibre et à la production d'une entaille sur la périphérie de la fibre qui se propage vers l'intérieur jusqu'à la rupture finale de la fibre. Tout au long de ce mémoire, la surface créée à l'extrémité de la fibre due au clivage sera appelée *la surface de clive*. La surface de fibre au point de fusion, donc la surface de clive, doit être lisse et perpendiculaire à l'axe de la fibre. Il existe deux méthodes de clivage, a) le clivage mécanique et b) le clivage à l'aide d'un laser. La méthode mécanique consiste en la création d'une fissure contrôlée sur la périphérie de la fibre et en la faire propager jusqu'à la rupture de la fibre. La méthode de clivage à l'aide d'un laser emploie le laser comme un couteau.

L'étude des surfaces de clive réalisées mécaniquement montre qu'elles ne sont pas toujours parfaitement lisses et contiennent des imperfections surfaciques. Lors de la fusion, ces imperfections peuvent produire un désalignement des cœurs des fibres fusionnées, des cœurs non fusionnés, des centres de diffusion et de réflexion, etc., qui rend la fusion impossible, ou donc le lien inutilisable. La fusion s'effectue en mettant en contact les surfaces de clive des deux fibres et en chauffant le point de jonction. L'existence d'un angle entre la surface de clive et l'axe de la fibre durant l'échauffement et la fusion entraîne une force de cisaillement [22]. Ceci peut déformer le cœur au point

de fusion et augmenter les pertes, donc diminuer la qualité de la jonction. La qualité de la surface de clive peut aussi affecter la qualité de la fusion d'une autre façon. Par exemple, elle peut diminuer l'efficacité des routines de traitement d'image dédiées à l'alignement des fibres dans les fusionneuses en ajoutant du bruit à l'image. Les imperfections surfaciques sur la surface de clive sont à l'origine des déformations géométriques des fibres au point de fusion et diminuent particulièrement la performance des fibres fonctionnant en régime monomode. Elles entraînent aussi des pertes supplémentaires dues à la diffusion autour des bulles d'air ou de vide formées au point de fusion ainsi qu'aux impuretés qui y sont logées. Les pertes optiques des fibres identiques fusionnées avec la même fusionneuse démontrent un certain écart-type provenant des variations de la qualité de la surface et du clivage. Polir une fibre, par les méthodes chimiques ou mécaniques, améliore la qualité de la surface de clive, mais augmente les coûts de production. En plus, ceci est difficile à faire sur le terrain. Considérant le fait qu'il y a toujours une certaine hésitation à utiliser les méthodes chimiques et que les matériaux chimiques utilisés sont hautement corrosifs, la méthode chimique est plus désavantageuse. D'un autre côté, les cliveuses à laser donnent des résultats de haute qualité, mais elles sont également plus chères, inflexibles, lourdes et pas faites pour les utilisations sur le terrain. Une perte modeste introduite par fusion de fibre optique est de l'ordre de 0.01 à 0.1 dB. Dans le cas des surfaces de clive dégradées, cette perte peut augmenter très rapidement. L'importance d'avoir une qualité supérieure de la surface de clive, est encore plus prononcée dans le cas de la fusion des fibres dopées à l'erbium (FDE) ou des fibres à compensation de dispersion (FCD). Dans les FCD la moindre misalignement ou déformation des cœurs des fibres entraîne des pertes considérables. Dans les FDE, même une réflexion minimale provenant du point de fusion dégrade considérablement la propriété d'amplification de la fibre et donc la qualité du signal ou du laser. Les imperfections à la surface de clive ont tendance à être plus prononcées dans les fibres microstructurées.

1.4. Présentation des échantillons des fibres optiques utilisés

Six échantillons d'une catégorie de FMS appelées à *double gaine* sont étudiés. La géométrie et la dimension des fibres et des trous, ainsi que le positionnement de trous sont différents. A titre de comparaison, une fibre monomode standard, la SMF-28, est utilisée comme témoin.

1.4.1. Fibre monomode standard (SMF-28)

Afin d'obtenir un point de repère et pour comparer les résultats de tests avec les études faites auparavant, on étudie aussi la surface de clive d'une fibre monomode standard de type SMF-28.

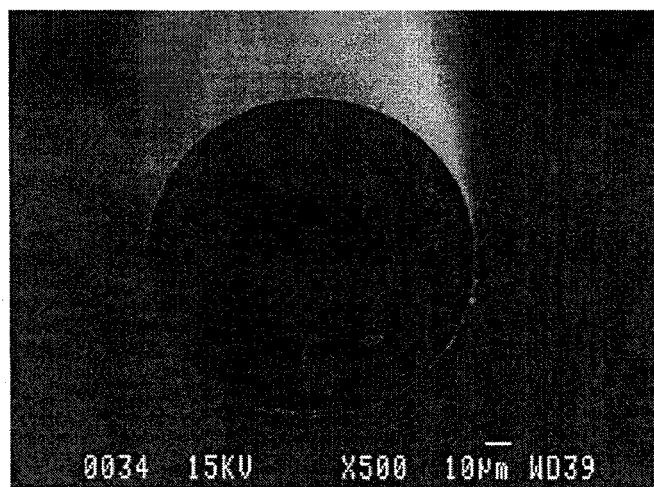


Figure 16 Fibre SMF-28.

Le diamètre externe est de 125 μm et le diamètre du cœur est de 9 μm .

La fibre standard possède un diamètre externe de 125 μm et un diamètre du cœur de 9 μm . Des essais et des mesures analogues ont été faits sur les FMS et la fibre monomode standard.

1.4.2. Fibres microstructurées

Les échantillons des fibres microstructurées sont fournis par *OFS-Fitel ApS, Danemark* dans le cadre d'une collaboration visant à résoudre les problèmes de fragilité au clivage de leurs FMS à double gaine de grande ouverture numérique. Il s'agit de six échantillons de fibres microstructurées à double gaine toutes fabriquées du même matériau et dans les mêmes circonstances environnementales.

Tableau I

Caractéristiques géométriques des fibres optiques étudiées

	Éch. 1	Éch. 2	Éch. 3	Éch. 4	Éch. 5	Éch. 6	SMF
Diamètre externe (μm)	168	135	170	280	125	125	125
Diamètre de la gaine interne (μm)	60	48	57	196	38	38	0
Longueur de trou (μm)	8,5	11	17	20	9	7	0
Épaisseur des ponts (μm)	~0,5	~0,4	~0,4	~0,4	~0,4	~0,4	0
Aire de la gaine externe (μm^2)	15400	10500	16200	17800	9800	10150	12300
Aire de la gaine interne (μm^2)	2800	1800	2550	30100	1150	1150	0
Aire des trous (μm^2)	1660	1880	3700	220	50	32	0

Les caractéristiques géométriques de ces fibres sont résumées au Tableau I. Les paramètres géométriques qui décrivent cette catégorie des FMS sont le diamètre de la fibre, l'épaisseur de la gaine externe, le diamètre de la gaine interne, la longueur et l'épaisseur (ou le rayon) des capillaires et l'épaisseur des ponts. Les figures suivantes (Figure 17 à Figure 22) montrent des coupes transversales de ces échantillons.

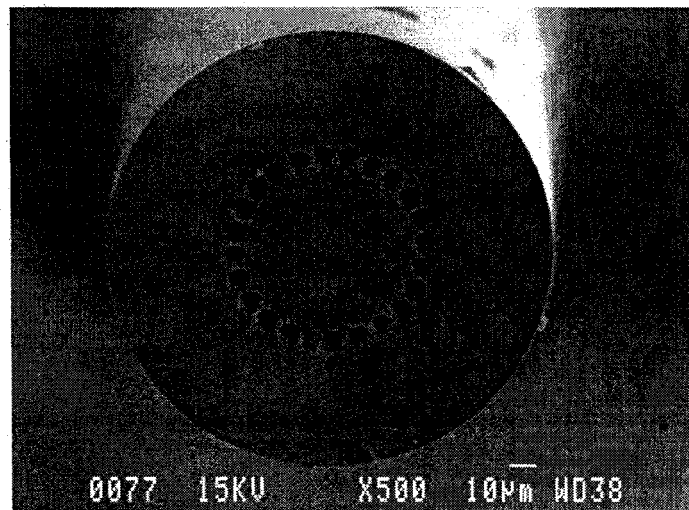


Figure 17 Échantillon #1.

La surface de clive est relativement lisse. Elle possède des imperfections surfaciques.

L'ouverture numérique de la fibre est égale à 0.5.

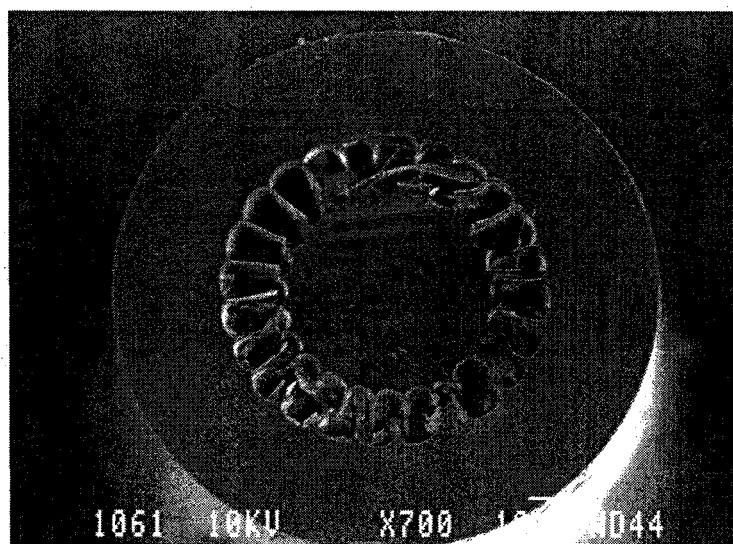


Figure 18 Échantillon #2.

La gaine externe est presque toujours arrachée et le niveau de la gaine interne est toujours plus haut que celui de la gaine externe.

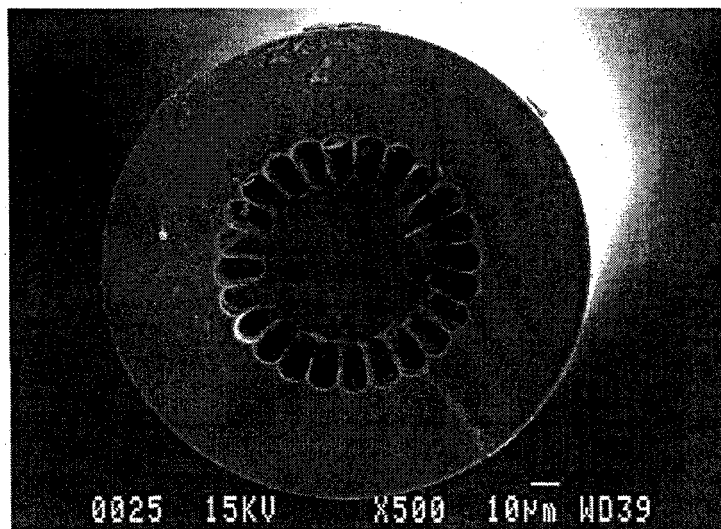


Figure 19 Échantillon #3.

Le niveau de la gaine externe est toujours plus haut que celui de la gaine interne.

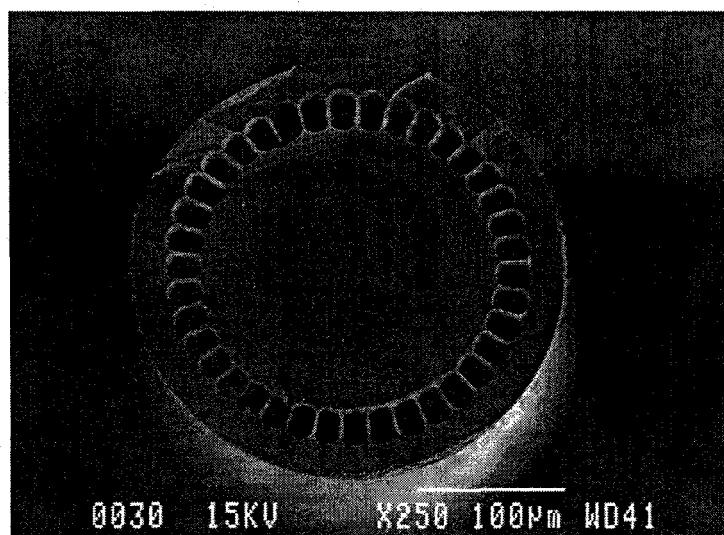


Figure 20 Échantillon #4.

La surface de la gaine interne est miroir, mais inclinée. De plus, la moitié de la gaine externe est toujours brisée et l'autre est miroir, mais inclinée.

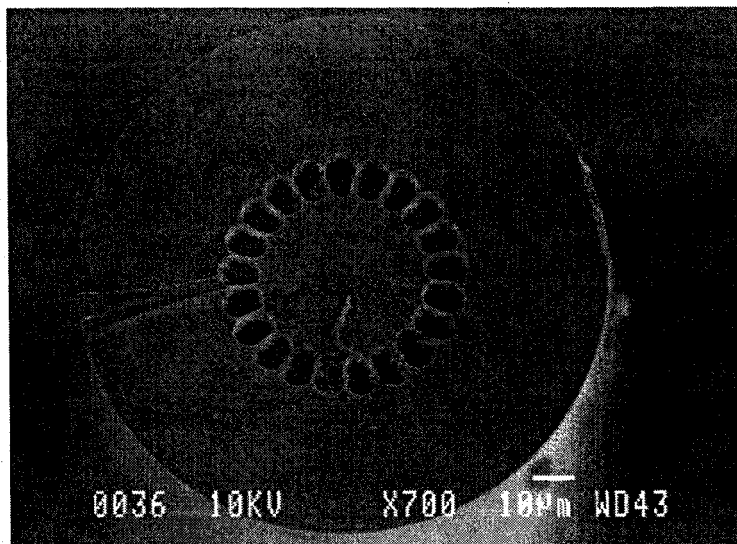


Figure 21 Échantillon #5.

La surface de clive est toujours relativement lisse, mais elle possède des imperfections surfaciques dans la gaine interne, ainsi que dans la gaine externe.

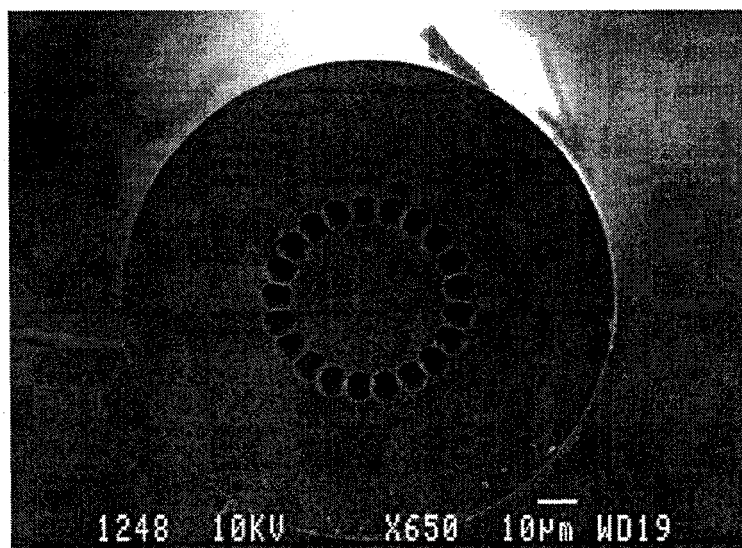


Figure 22 Échantillon #6.

La surface de clive est toujours relativement lisse, mais elle possède des imperfections surfaciques dans la gaine interne, ainsi que dans la gaine externe.

La surface de clive de l'échantillon #1 montré dans la Figure 17, sur vingtaine de clive, était toujours relativement lisse, mais elle possède des imperfections surfaciques mineures autour des capillaires et dans la gaine externe. La gaine externe de l'échantillon #2, comme il l'illustre la Figure 18, est presque toujours arrachée et le niveau de la gaine interne est toujours plus haut que celui de la gaine externe. Dans le cas de l'échantillon #3, montré à la Figure 19, le niveau de la gaine externe est toujours plus élevé que celui de la gaine interne. La Figure 20 montre que l'échantillon #4 possède une surface miroir, mais inclinée, de la gaine interne. De plus, la moitié de la gaine externe est toujours brisée et l'autre est miroir, mais inclinée. Les Figure 21 et Figure 22 montrent les échantillons #5 et #6. Leur surface de clive est toujours relativement lisse, mais elle possède des imperfections surfaciques dans la gaine interne, ainsi que dans la gaine externe. On expliquera dans les sections suivantes ces observations plus en détail. À part l'échantillon #1, les autres échantillons possèdent ou sont conçus pour avoir une ouverture numérique égale à 0.6 ou plus.

CHAPITRE 2

MÉCANIQUE DE LA FRACTURE APPLIQUÉE AUX FIBRES OPTIQUES

2.1. Introduction

Comme il a été expliqué dans le chapitre 2, le succès du clivage de fibres optiques est indispensable pour assurer leurs applications futures [7, 12, 18]. Le clivage des fibres optiques est basé sur les théories de propagation de fissures [22]. Selon ces théories, dans les matériaux fragiles, il existe toujours des microfissures de surface dans un matériau [33]. Dans un matériau ayant une structure amorphe comme le verre des fibres optiques, la taille minimale de ces fissures est de l'ordre de la distance moléculaire ou atomique. Les effets environnementaux comme la température, l'humidité et les contraintes et les forces périodiques, peuvent aider ces fissures à grossir [33-35]. Il existe des méthodes de traitement thermique qui minimisent la présence et la taille des fissures [22, 33], mais elles ne peuvent pas les éliminer à cent pour cent, ni pour toujours.

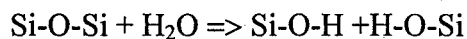
Du point de vue de la rupture, les matériaux se divisent en trois groupes : a) les matériaux ayant un comportement élastique pur; b) les matériaux ayant un comportement plastique pur; et c) les matériaux qui sont ni purement élastique ni purement plastique. Ces derniers peuvent, sous certaines circonstances et avec un degré différent, manifester un comportement élastique ou plastique [33, 36, 37]. Les deux premières catégories correspondent, respectivement, aux matériaux fragiles et plastiques. Les matériaux élastiques se déforment sous contrainte, mais une fois la contrainte enlevée, le matériau reprend sa forme initiale. Les matériaux plastiques conservent leur forme finale. Dans le troisième cas, le niveau de la contrainte en tension appliquée est

décisif pour déterminer l'étendue du comportement élastique ou plastique du matériau [36, 37].

La théorie de rupture des matériaux fragiles, dont le verre et les fibres optiques font partie, est basée sur l'existence des microfissures. L'existence des microfissures a un effet majeur sur la qualité mécanique et sur le niveau de pertes optiques dans le verre [9, 10]. La qualité mécanique se manifeste dans les paramètres comme la durée de vie, la résistance à la rupture et la ténacité à la rupture. Ces paramètres seront présentés plus tard dans cette section. La qualité du clivage des fibres est grandement affecté par l'existence et la taille des microfissures [9].

2.1.1. Origines des fissures

Les fissures sont des brisures ou des discontinuités de densité dans la structure d'un matériau [38]. Les origines naturelles de ces discontinuités sont : a) intrinsèques au matériau, b) causées par l'environnement et c) causées par les défauts de surface engendrés par des contacts avec les objets rigides de son environnement [22]. La structure des matériaux, même dans leur forme la plus pure, n'est pas parfaite et il existe toujours des discontinuités de densité [38]. Les substances flottant dans l'air et l'environnement de fabrication ou d'installation sont souvent corrosives, ou plus ou moins actives sur le plan chimique. Par exemple, l'existence de molécule d'eau dans les fibres et leur spectre d'atténuation dans les fibres optiques a déjà été confirmée [21, 25, 39]. L'eau peut participer au processus de création des fissures par la réaction chimique suivante [22] :



Les changements de température causent des contractions et dilatations qui entraînent des contraintes locales, donc le grossissement des fissures [22]. Les contacts de la surface du matériau avec d'autres objets produisent aussi des défauts surfaciques. Un

contact simple d'une fibre avec le coin d'une table de travail produit des défauts surfaciques relativement longs et d'une profondeur de l'ordre de quelques micromètres. Dans une procédure de clivage, une fissure contrôlée est produite sur la périphérie de la fibre, ce qui cause une rupture immédiate, mais contrôlée de la fibre [22, 35]. Dans les matériaux amorphes, soit en l'absence d'une structure cristalline, ce qui est le cas de la silice (SiO_2) qui compose les fibres optiques, les liaisons moléculaires brisées peuvent être considérées comme des fissures [40]. De telles fissures, même très petites, peuvent se développer, se propager, et former une plus grande fissure. Les inhomogénéités venant des impuretés et des dopants (introduits afin de contrôler l'indice de réfraction) peuvent également être à l'origine de fissures [40]. Les forces de traction surfaciques participent au processus d'allongement de la profondeur des fissures [40].

2.1.2. Fiabilité et performance mécanique des fibres

Les fissures dans les matériaux fragiles peuvent se propager si la contrainte en tension locale est supérieure à une valeur seuil, σ_{\max} [9, 38]. Cette valeur de seuil est une fonction de l'ordre de grandeur de la taille des fissures existantes dans le matériau [22, 41-43]. Dans un matériau fragile, donc dans une fibre optique, plus large est la fissure, moins élevé est le seuil, et donc plus facile est la rupture de la fibre [22, 41]. Même si la contrainte locale ne dépasse pas le seuil, si elle s'applique périodiquement à la fissure, cela peut causer à la longue une rupture de la fibre [38]. De plus, pendant la fusion des fibres optiques, la présence de vapeur d'eau ou l'alcool ou d'autres substances de nettoyage dans les fissures peuvent dégrader les fibres plus vite et aider les fissures à allonger [22]. La raison est simple : ces substances peuvent participer à des processus qui développent des contraintes locales [22].

Les fibres optiques, une fois installées, subissent des contraintes environnementales périodiques. Ces forces font allonger les fissures et résultent donc après un certain temps en la rupture des fibres. Ce temps est appelé *durée de vie*. Vu que l'installation des fibres

optiques est très coûteuse, particulièrement dans les liaisons sous-marines, il est très important d'atteindre une durée de vie de 20 ans ou plus. Cela nécessite la production de fibres de qualité avec un nombre minimum de microfissures de la plus petite profondeur possible garantissant donc un seuil élevé de contrainte en tension. Afin d'améliorer la durée de vie des fibres optiques faites à base de verre, une couche acrylique est déposée sur la périphérie de fibre. L'épaisseur et les propriétés mécaniques de la couche acrylique font en sorte que les microfissures existantes dans la fibre optique sont moins exposées aux contraintes environnementales, ce qui améliore la durée de vie.

2.1.3. Performance optique

Un changement de densité du verre induit un changement d'indice de réfraction [33, 40]. Les microfissures étant associées à des changements de densité, elles entraînent donc un changement d'indice de réfraction. Les rayons lumineux, face à un changement d'indice de réfraction, sont réfléchis, diffusés ou causent de l'absorption supplémentaire qui augmente la température localement aux endroits où l'intensité de la puissance lumineuse est importante [13, 22, 44]. De plus, dépendamment des propriétés optiques du matériau, des impuretés, le rayon lumineux peut éventuellement être atténué en introduisant une nouvelle bande ou nouveaux pic d'absorption dans la bande passante de la fibre optique [39].

Les fissures et les imperfections à la surface des extrémités des fibres optiques peuvent aussi être à l'origine de déformations du cœur de la fibre lors, et au point de fusion [18, 22]. Les imperfections de surface typique sont :

- les surfaces de clive non perpendiculaires à l'axe de fibre comme illustré à la Figure 30

- les imperfections causées par les contraintes trop élevées (c'est-à-dire les effets de « mist » et de « hackle » qui seront décrits en détail plus tard à la section 3.6.1)
- les imperfections causées autour des zones hautement dopées ou composées d'un autre matériau

ont le potentiel de déformer les fusions de fibres et de désaligner les cœurs des fibres [22].

2.2. Distribution de contrainte et déformation d'un matériau

Dans un ressort soumis à une force, la déformation (de type extension) est une fonction de la constante de ressort et suit l'équation suivante :

$$\Delta l = \frac{F}{k} \quad (14)$$

où,

k : la constante de ressort

F : la force appliquée

Δl : l'élongation

Un matériau quelconque peut être simulé par un réseau tridimensionnel de ressorts [33] dans lequel la déformation est une fonction linéaire ou non linéaire de la contrainte appliquée, σ_{app} [41]. Dans le cas linéaire et dans un milieu continu, les déformations sont décrites par les paramètres suivants [33, 41]:

E : module de Young (correspond à k, constante de ressort)

σ_{app} : contrainte en tension appliquée (correspond à la force appliquée à un ressort)

ε : déformation relative (correspond à Δl , l'élongation du ressort)

Dans le cas 3D, le déplacement, u_i , est une fonction à 3 variables. Les directions x , y , z sont désignés par les indices de 1, 2 et 3. Si le point (x_1, x_2, x_3) est déplacé à $(x_1+e_1, x_2+e_2, x_3+e_3)$, (e_1, e_2, e_3) représente le *vecteur de déplacement*. Pour chaque paire de points d'un objet soumis à une contrainte, le déplacement peut être identique. Dans ce cas, le centre de masse de l'objet bouge dans le système de coordonnées. Si le déplacement des points de l'objet soumis à la contrainte n'est pas identique, une déformation se produit. Dans le cas des déformations, le vecteur de déplacement (e_1, e_2, e_3) est une fonction de la position (x_1, x_2, x_3) . On a :

$$k\vec{x} = \begin{bmatrix} k_{11} & k_{12} & k_{13} \\ k_{21} & k_{22} & k_{23} \\ k_{31} & k_{32} & k_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e_1 \\ e_2 \\ e_3 \end{bmatrix} \quad (15)$$

Où chaque k_{ij} est la *constante de proportionnalité du déplacement* du point x_j dans la direction x_i . Autrement dit, chaque k_{ij} représente le niveau d'élasticité directionnel. Généralement la valeur de k_{ij} est une fonction des contraintes et des cisaillements [33] mais dans le cas des matériaux fragiles, on peut l'estimer comme une constante. La *déformation de traction*, ε_{ii} , dans un matériau est le changement relatif de la distance entre deux points sur l'axe d'application de contrainte. Elle est définie par la relation :

$$\varepsilon_{ii} = \frac{e_i}{x_i} = \frac{\text{élongation}}{\text{longueur originale}} \quad (16)$$

Le *coefficient de cisaillement* dans un matériau est le changement relatif de la distance entre deux points qui ne sont pas sur l'axe d'application de contrainte. Il est défini par :

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (17)$$

Le module de Young se définit comme la constante qui relie la contrainte appliquée et la déformation en traction. De sorte que la contrainte appliquée et la déformation sont reliées par la relation linéaire ci-dessous :

$$\sigma_{app} = E\varepsilon \quad (18)$$

On peut définir le tenseur de déformation comme suit :

$$\varepsilon = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} \end{bmatrix} \quad (19)$$

En régime linéaire $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji}$, on aura donc:

$$\varepsilon = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{12} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{13} & \varepsilon_{23} & \varepsilon_{33} \end{bmatrix} \quad (20)$$

Pour les 6 valeurs restantes ε_{ij} , et de façon analogue à la définition du module de Young, on peut écrire :

$$\begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & C_{15} & C_{16} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} & C_{24} & C_{25} & C_{26} \\ C_{31} & C_{32} & C_{33} & C_{34} & C_{35} & C_{36} \\ C_{41} & C_{42} & C_{43} & C_{44} & C_{45} & C_{46} \\ C_{51} & C_{52} & C_{53} & C_{54} & C_{55} & C_{56} \\ C_{61} & C_{62} & C_{63} & C_{64} & C_{65} & C_{66} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} \\ \varepsilon_{22} \\ \varepsilon_{33} \\ \varepsilon_{12} \\ \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{23} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sigma_{11} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{33} \\ \sigma_{12} \\ \sigma_{13} \\ \sigma_{23} \end{bmatrix} \quad (21)$$

Où les C_{ij} sont les coefficients d'élasticité. Il est à noter que, dans un matériau homogène, $C_{ij}=C_{ji}$, et C_{ii} représente le module de Young. Cette condition d'égalité provient du fait que la densité de l'énergie de déformation est unique dans un matériau homogène. Il existe des procédures bien établies pour mesurer les coefficients C_{ij} . Ils sont déterminés pour plusieurs matériaux [33, 37]. Dans le cas d'un matériau homogène et isotrope on a :

$$\begin{bmatrix} \lambda+2\mu & \lambda & \lambda \\ \lambda & \lambda+2\mu & \lambda \\ \lambda & \lambda & \lambda+2\mu \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \varepsilon_3 \end{bmatrix} = [\lambda] \times \vec{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \end{bmatrix} \quad (22)$$

Où la matrice 3×3 de $[\lambda]$ est la matrice réduite de la matrice C [33]. Les valeurs des constante de Lamé, μ et λ , sont reliées au module de Young, E, et au ratio de Poisson, ν , par :

$$E = \frac{\mu(3\lambda+2\mu)}{(\mu+\lambda)} \quad (23)$$

Et

$$\nu = \frac{\lambda}{2(\lambda+\mu)} \quad (24)$$

Les quantités E et ν sont mesurables de sorte que les constantes μ et λ peuvent être calculées par :

$$\mu = \frac{E}{2(1+\nu)} \quad (25)$$

Le constante μ s'appelle le module de cisaillement. Le constante λ est relié au module de Young par la relation :

$$\frac{\lambda}{\mu} = \frac{2\nu}{1-2\nu} \quad (26)$$

Les paramètres μ et λ dans l'équation (10) et le ratio de Poisson, ν , étant toujours positifs, la valeur de ν se trouve necessairement dans l'intervalle $[0, 0.5]$. Le ratio de Poisson représente le rapport entre les contractions latérales et la dilatation longitudinale.

Les informations présentées dans cette section suffisent pour trouver la distribution de contrainte dans les fibres optiques sous clivage. En ayant les paramètres ν et E , le calcul de la distribution de la contrainte en tension devient possible.

2.2.1. Nature structurelle des matériaux

Dans les matériaux fragiles qui ont subi un traitement thermique, la taille et le nombre des microfissures sont très petits. À la limite, les fissures ont une profondeur de comparable à la longueur des liens intermoléculaires du matériau. Ces liens intermoléculaires se brisent au-delà d'un seuil de contrainte [22, 43, 45], σ_{Ult} , nommé *résistance ultime à la rupture*, qui dépend de la taille des liens intermoléculaires. Plus la taille des microfissures est petite, plus la résistance à la rupture du matériau est grande et proche de σ_{Ult} [22, 41]. Au contraire, si la taille moyenne des microfissures augmente, la

résistance à la rupture du matériau diminue et s'éloigne de σ_{Ult} . En réalité, il existe plusieurs microfissures de dimension supérieure à la taille des liens intermoléculaires. Donc la valeur de la résistance à la rupture, σ_{max} , est plus petite que σ_{Ult} . Dans le cas du verre, $\sigma_{Ult}=20$ GPa [22, 46] et $\sigma_{max}=0.8-1.5$ GPa [22].

2.3. Patrons de rupture d'un matériau fragile

Dans un barreau fait d'un matériau homogène fragile, tel qu'illustré à la Figure 23, et sous certaines conditions optimales, la fracture produit une surface de fracture lisse comme un miroir. On suppose qu'une seule fissure puisse produire une seule surface lisse avant de venir en collision avec une autre fissure. Ce concept sera expliqué dans le chapitre 5. La condition nécessaire pour obtenir une telle surface de fracture lisse est qu'une *seule fissure* se propage tout au long de la section du matériau. C'est-à-dire qu'avant de commencer à se propager, la profondeur de cette fissure doit être plus grande que celle des autres fissures existantes par au moins un ordre de grandeur. De plus, durant sa propagation, aucune autre fissure ne doit commencer à se propager. On utilise le mot *fissure active* pour désigner une telle fissure. Puisqu'en photonique on cherche toujours à avoir des interfaces parfaitement planes (de type miroir), il ne faut avoir qu'une seule fissure active lors de la clive.

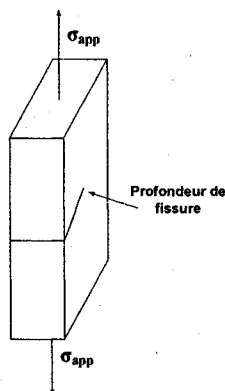


Figure 23 Fissure d'épaisseur nulle dans une barre homogène.

Dans un objet fait d'un matériau homogène sans défaut surfacique majeur dominant, il existe toujours plusieurs microfissures de même ordre de grandeur [37]. La taille minimale ultime de ces microfissures est de l'ordre de la distance intermoléculaire. Chacune d'entre elles peut se propager indépendamment [37]. La longueur de ces fissures est distribuée aléatoirement dans un intervalle mince autour d'une valeur moyenne. La brisure d'un tel objet soumis à une contrainte en tension uniforme résulte en une surface de clive irrégulière [37, 38, 47, 48]. Elle est constituée de plusieurs surfaces lisses et miroirs juxtaposés. Chacune de ces surfaces lisses peut être considérée comme le résultat de la propagation d'une fissure indépendante. Dans le cas d'une fibre optique sur laquelle on applique une grande contrainte en traction sans introduire une entaille dominante à la périphérie de la fibre, la fibre se déchire. Le fait que les deux surfaces créées ne sont pas tout à fait compatibles et qu'il existe des résidus de fibre, montre que de telles microfissures se propagent indépendamment. Autrement dit, elles sont devenues indépendamment actives. Alors : 1) plusieurs fissures existent et 2) en l'absence d'une fissure dominante, sous l'influence d'une force de traction, plusieurs microfissures peuvent être activées.

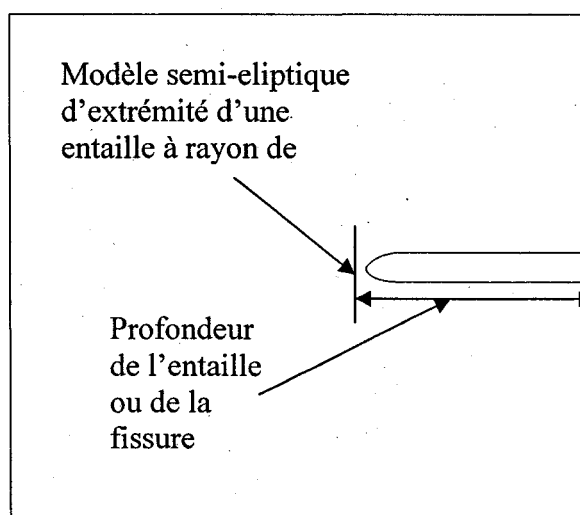


Figure 24 Fissure semi-elliptique à rayon de courbure fini.

Il y a deux façons théoriques d'aborder la description des fissures : a) Soit en considérant la fissure comme ayant un rayon de courbure fini non nul comme le montre la Figure 24. Dans ce cas l'entaille possède un rayon de courbure fini, de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de longueurs de liens moléculaires. b) Soit en considérant la tête de fissure comme un point de « singularité », c'est-à-dire ayant une ouverture presque nulle à sa tête, comme dans le cas illustré à la Figure 23. Dans ce cas, l'ouverture de la fissure est de l'ordre de la longueur d'un lien moléculaire et tend vers zéro. Les critères proposés pour la propagation de ces deux types de fissure sont différents.

2.4. Propagation des entailles et des fissures surfaciques

Les Figure 23 et Figure 24 illustrent les deux types d'entailles surfaciques possibles dont la propagation nécessite un ensemble de conditions qui ne sont pas identiques dans les deux cas. Dans la sous-section suivante les conditions de propagation des deux types de fissure sont examinées en détail.

2.4.1. Propagation des entailles à rayon de courbure fini : Théorie d'Inglis

Inglis a modélisé une microfissure existante à *l'intérieur* d'un objet comme une ellipse. La Figure 25 illustre le schéma de ce modèle où une feuille de matériau comportant un trou elliptique est soumise à une contrainte uniforme appliquée en champ lointain. Il a résolu de manière analytique le problème de la distribution des contraintes près de l'extrémité de l'ellipse [33, 46].

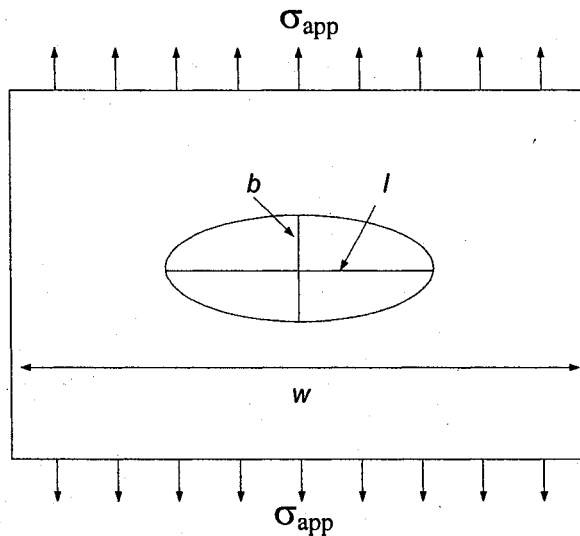


Figure 25 Un schéma exagéré d'une fissure elliptique.

La contrainte s'intensifie aux extrémités d'ellipse.

Il a ainsi montré que la valeur locale de contrainte sur les bords de l'ellipse, σ_l , est différente de σ_{app} . Le rapport σ_l/σ_{app} , appelé *le coefficient d'intensification de contrainte*, est une fonction de la longueur des axes principaux de l'ellipse [41, 48].

$$\text{Coefficient d'intensification de contrainte} = \frac{\sigma_l}{\sigma_{app}} = k_{int} = 1 + 2 \frac{l}{b} \quad (27)$$

Où l et b sont respectivement les longueurs des axes long et court de l'ellipse. Inglis a généralisé sa théorie en prenant le rayon de courbure à l'extrémité de l'ellipse comme paramètre principale qui peut être calculé par :

$$r = \frac{b^2}{l} \quad (28)$$

par conséquent,

$$\text{Coefficient d'intensification de contrainte} = \frac{\sigma_l}{\sigma_{app}} = k_{int} = 1 + 2\sqrt{\frac{l}{r}} \quad (29)$$

Le coefficient d'intensification de contrainte est donc une fonction de la largeur du rayon de l'extrémité d'ellipse et de la longueur de son axe principal [41, 48]. À la limite, une entaille peut être décrite comme une demi-ellipse ayant un demi-axe long très grand par rapport au demi-axe court. Si on applique ce modèle à une entaille faite sur la périphérie d'un objet, l représentera la profondeur de l'entaille. Vu que la forme des entailles n'est pas tout à fait elliptique, la moitié de l'épaisseur de l'entaille tout près au fond peut être prise pour représenter r . Mais il est laborieux, sinon impossible, de mesurer la valeur de r pour chaque essai. Comme on voit plus tard, dans le procédé de clivage des fibres optiques on utilise une lame aiguisée pour produire une entaille sur la surface de fibre et donc on estime la valeur de r par le rayon de la pointe de la lame. Les hypothèses majeures dans cette transition sont:

1. que la forme de l'entaille est presque semi-elliptique,
2. et que la distribution des contraintes autour de l'extrémité de la demi-ellipse est identique à celle d'une ellipse.

La première hypothèse est valide. L'erreur potentielle qu'elle introduit est de l'ordre de l'erreur qu'introduit le choix de la forme elliptique dans le modèle original pour une fissure interne. La deuxième hypothèse est aussi acceptable à cause de la symétrie du modèle elliptique. Le rapport σ_l/σ_{app} appelé *le coefficient d'intensification de contrainte* est une fonction du rayon de l'extrémité de fissure et sa profondeur [41, 48]. Vu que généralement la lame est bien aiguisée (petit r) et que la profondeur de la fissure produite par l'impact de la lame est grande, on peut considérer $l \gg r$, donc $1 \ll 2(1/r)^{1/2}$. Par conséquent, la contrainte locale est souvent estimée par :

$$\sigma_l = 2\sigma_{app} \sqrt{\frac{l}{r}} \quad (30)$$

Selon la théorie d'Inglis, une fissure se propage si et seulement si la contrainte en tension à l'extrémité de la fissure excède la valeur de la résistance à la rupture propre au matériau donc l'objet est fait, c'est-à-dire si $\sigma_l > \sigma_{max}$. Dans le cas du clivage d'une fibre optique faite à l'aide d'une cliveuse mécanique EFC11, le rayon typique de courbure de l'extrémité de l'entaille produite par la lame est égal à 0.7 μm . Si l'on prend la profondeur des traces de point d'impact pour modéliser l'entaille, on peut déterminer le coefficient d'intensification de contrainte. Pour une SMF-28 ayant une entaille de profondeur typique d'environ 6.3 μm , le coefficient d'intensification est alors égal à environ 6. Si la résistance à la rupture du matériau est égale à 0.85 GPa [49], selon l'approche d'Inglis et l'équation (30) une contrainte moyenne en tension de 0.14 GPa est nécessaire pour que la fissure en question se propage. Comme on verra plus tard au chapitre 4, 0.14 GPa est de l'ordre de grandeur de la contrainte nécessaire en pratique.

2.4.2. Propagation des fissures d'épaisseur nulle : Théorie de Griffith

La Figure 23 illustre une fissure qui possède un point de *singularité* à sa tête. Le nom de *point de singularité* vient du fait que, pour ces fissures, selon le critère de propagation précédent, la valeur de la contrainte en tension devient infinie à cause du rayon de courbure qui tend vers zéro. Dans ce cas, le coefficient d'intensification tend vers l'infini, et le critère prévoit la propagation des fissures pour toute valeur de contrainte. La méthode de seuil de la contrainte donne donc des faux résultats et ne peut pas s'appliquer à ces fissures. Griffith a proposé en 1920 un critère basé sur les considérations énergétiques pour résoudre ce problème [41, 50].

Dans la nature, il est absolument nécessaire que durant un phénomène l'énergie potentielle du système propre au phénomène diminue pour que le phénomène

devienne *autoentretenu* [41]. Il y a deux mécanismes pour minimiser l'énergie potentielle : 1) se déplacer dans un champ de force, 2) augmenter l'entropie par une déformation. Un matériau élastique, soumise à une contrainte en tension, qui ne peut avoir ni translation ni rotation (comme une fibre fixée et tirée), se déformera (ou se dilatera) pour augmenter l'entropie du système et arriver à un état d'équilibre énergétique [41]. L'état d'équilibre énergétique, correspond à l'énergie potentielle minimale et peut être un équilibre stable ou instable.

Introduire une fissure sur la surface périphérique d'une fibre optique correspond à augmenter son énergie potentielle. L'application d'une contrainte, elle aussi, augmente le niveau d'énergie potentielle. Selon la taille de la fissure et la contrainte en tension appliquée, la fibre peut conserver sa forme ou entrer dans un état de non équilibre, ou état instable, qui correspond à la propagation de la fissure. Si la propagation de la fissure devient autoentretenu, elle cause la rupture de l'objet. Dans ce cas, la rupture totale de l'objet est le nouvel état d'équilibre [33, 38, 41]. Griffith a étudié ce phénomène et trouvé la condition pour laquelle la fissure devienne autoentretenu. Pour ce faire, il a fait appel à la notion d'énergie spécifique de surface d'un matériau, γ [J/m^2].

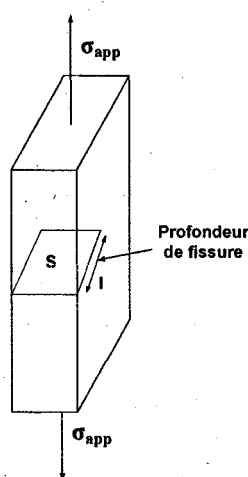


Figure 26 Surface S créée par la propagation de la fissure.

L'énergie spécifique de surface est la quantité d'énergie qui est nécessaire afin de créer une surface de dimension unitaire. Une rupture partielle crée deux surfaces, S , égales, qui augmentent l'énergie potentielle totale du système par $2\gamma S$. Pour un barreau d'épaisseur unitaire, l'énergie libérée sera $2\gamma l$, où l est la profondeur de la fissure. Cette énergie est nécessaire pour conserver les liens intermoléculaires à la surface du matériau.

De plus, suite à la création des deux surfaces, une quantité d'énergie élastique conservée est libérée [33, 41]. La présence d'une contrainte dans un matériau élastique augmente l'énergie totale du système en ajoutant une quantité d'énergie potentielle élastique. Cette énergie élastique se libère lors de la propagation de la fissure. Afin d'obtenir une fissure autoentretenu en propagation, menant à la rupture, le taux de libération d'énergie élastique doit être supérieur au taux d'énergie absorbée par la création des surfaces. Autrement dit, le taux net de libération d'énergie doit être positif. Le travail nécessaire pour créer les surfaces est :

$$U = 2\gamma l \quad (\text{J/m}) \quad (\text{par unité d'épaisseur}) \quad (31)$$

Dans l'équation 31, γ est l'énergie spécifique de surface du verre exprimée en J/m^2 , et l est la profondeur de fissure, en m. L'énergie élastique disponible est [41]:

$$W = \frac{\pi l^2 \sigma_{app}^2}{2E} \quad (\text{J/m}) \quad (\text{par unité d'épaisseur}) \quad (32)$$

σ_{app} est la contrainte appliquée en N/m^2 ou Pascal. E est le module de Young du verre en N/m^2 . Donc, le bilan énergétique du système est donné par [41]:

$$W - U = \frac{\pi l^2 \sigma_{app}^2}{2E} - 2\gamma l \quad (33)$$

Pour que la propagation devienne autoentretenue, le taux de libération d'énergie dans l'équation énergétique du système, l'équation 33, doit être positif. À la limite on a :

$$\frac{\partial}{\partial l}(W - U) = 0 \quad (34)$$

ou

$$\frac{\pi l \sigma_{app}^2}{E} - 2\gamma = 0 \quad (35)$$

Pour faire propager une fissure de profondeur l , la contrainte nécessaire doit donc être égale à :

$$\sigma_{app} = \sqrt{\frac{2\gamma E}{\pi l}} \quad (36)$$

Une fissure de profondeur l sous une contrainte σ sera autoentretenue en propagation si elle satisfait cette dernière équation. Il a été supposé que l'épaisseur de la fissure est plus grande que le *rayon d'action moléculaire*. Sous cette condition, la valeur de γ reste constante [33, 41]. Sans cette considération, pour trouver la valeur exacte du paramètre γ , il faut connaître la relation précise entre la contrainte et la déformation du matériau [41]. Dans les études portant sur la rupture des fibres optiques, la valeur moyenne de γ a toujours été utilisée [22]. La valeur de $(2\gamma E)^{1/2}$ est une constante qui s'appelle la *ténacité à la rupture du matériau*, K_{IC} . Pour du verre utilisé dans la fabrication des fibres

optiques elle est autour de $0.73 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{1/2}$ [51]. En général, on peut réécrire l'équation 24 sous la forme :

$$K_f = \sigma_{app} \sqrt{\pi l} = \sqrt{2\gamma E} = K_{IC} \quad (37)$$

Le terme de gauche, K_f , est le *coefficient d'intensité de contrainte* et il est une mesure de l'habilité d'une fissure à se propager. Sa forme générale est :

$$K_f = \sigma_{app} Y \sqrt{l} \quad \text{N/m}^{3/2} \quad (38)$$

Y est le coefficient de forme du matériau et sans dimension. σ_{app} est la contrainte en tension appliquée et l est la profondeur de la fissure. Une valeur élevée de K_f rend la propagation de la fissure plus probable. K_f est directement proportionnel à la racine de la profondeur de la fissure et à la contrainte en tension appliquée. Y varie en fonction de la forme de l'objet. De nombreuses études ont été conduites au sujet de la détermination de Y dans les cas particuliers [22, 41]. Il est accepté que Y est une fonction de (l/W) [41], où dans le cas d'une propagation de fissure unidimensionnelle comme dans une barre, l est la profondeur de fissure et W est la largeur de la barre, tel qu'illustré à la Figure 25. Autrement dit, dans un objet de forme complexe, W est la largeur de l'objet dans la direction d'élargissement de la fissure. La valeur de W peut donc varier selon la direction. De cette façon, on tient compte de la largeur finie de l'objet et de son rapport avec la profondeur de la fissure se propageant. Dans le cas d'une fissure se propageant dans un plan perpendiculaire à la direction de la contrainte appliquée, on peut dire que [19, 52]:

$$f\left(\frac{l}{W}\right) = 1.12 - 0.231\left(\frac{l}{W}\right) + 10.55\left(\frac{l}{W}\right)^2 - 21.72\left(\frac{l}{W}\right)^3 + 30.39\left(\frac{l}{W}\right)^4 \quad (39)$$

Pour une fibre FMS à double gaine, W est le diamètre de la gaine externe. Cette fonction, pour les petites fissures sur la périphérie d'un objet ($l \rightarrow 0$ ou $W \rightarrow \infty$), prend la valeur de 1.12, donc $Y = 1.12 \times (\pi)^{1/2}$. L'équation 39 est obtenue pour une fissure dans une tige (une fissure unidimensionnelle) mais en générale, la forme de $f(l/W)$ dans l'équation 39 peut varier selon la forme d'objet. Les études faites auparavant montrent que $f(l/W)$ a une valeur supérieure à 1 [41]. Donc une estimation pesimiste de la profondeur critique necessairement assume $f(l/W) = 1$, ce qui donne (dans le cas d'une seule fissure interne) un Y égal à $(\pi)^{1/2}$ [41]. Pour les fissures internes et dominantes qui sont assez séparées l'une de l'autre, la valeur de Y pour une seule fissure isolée peut être utilisée. Une fissure isolée est une fissure bien séparée l'unes les autres de sorte que leur croissance de taille de l'une n'influence pas la distribution locale de contrainte autour des autres.

La propagation des fissures dans l'étude présente se fait à deux dimensions; on modélise donc chacune des directions de propagation indépendamment à partir du modèle du barreau. Étant donné qu'on recherche le cas extrême où la longueur des fissures intrinsèques du matériau est la plus grande, on prend la petite valeur de Y , donc le $(\pi)^{1/2}$. *Si, pour une fissure, la valeur de K_f excède la valeur de K_{IC} , la fissure se propage.*

Ce modèle présente cependant des faiblesses. Il ne tient pas compte de la forme et de l'épaisseur de la fissure. La forme et l'épaisseur de la fissure affectent l'énergie élastique libérée [33, 37, 40, 41]. En plus, les entailles ayant un rayon de tête fini ont un effet d'intensification de contrainte [33, 41]. Selon le critère de Griffith, le rayon de têtes des fissures est infiniment petit et les deux surfaces créées sont toujours à leur place respective même après la rupture [33, 41, 48]. Le modèle ne considère donc pas l'effet d'ouverture de la fissure [41, 48]. Alors, sous une valeur de contrainte en tension donnée, la théorie de Griffith sous-estime la longueur de l'entaille ayant un rayon en pointe fini nécessaire pour que la fissure devienne autoentretenu en propagation. Cet effet est discuté dans la section suivante.

Anderson [50] a amélioré la théorie de Griffith. Il a montré que l'équation d'énergie d'une fissure se propageant sous une contrainte plane est :

$$\frac{\partial}{\partial l} \left(-\pi \frac{\sigma_{app}^2 l^2}{E} + \frac{1}{2} k \rho \left(\frac{\partial l}{\partial t} \right)^2 \frac{\sigma_{app}^2 l^2}{E^2} + 4\gamma l \right) = 0 \quad (40)$$

Où ρ est la densité du matériau, k est un paramètre géométrique qui dépend de la forme de la fissure. Le terme d/dt représente la vitesse de propagation de la fissure. Les trois termes de l'équation (40) présentent respectivement (de gauche à droite) l'énergie de déformation libérée, l'énergie cinétique associée à la propagation de la fissure et l'énergie nécessaire pour la création des surfaces. Au fur et à mesure de la propagation, plus d'énergie de déformation se libère et se transforme en énergie cinétique faisant ainsi augmenter la vitesse de propagation de la fissure. La vitesse de propagation de la fissure ne peut pas excéder une valeur maximale, V_f , égale au tiers de la vitesse de son dans le matériau. Anderson conclut qu'après avoir atteint cette vitesse maximale, l'excès d'énergie est consommé par la création de surfaces de fracture supplémentaires, donc la zone de « *hackle* » se produit. La zone « *hackle* » est distinguée de la zone miroir par sa surface irrégulière bien prononcée. La zone qui sépare les zones de miroir et *hackle* est connue sous le nom de la zone mist. Autrement dire la zone mist n'est qu'une zone de transition.

En ayant V_f il a calculé la valeur de $\sigma_{app}^2 l$ et il a trouvé que cette valeur est constante et peut être calculé par :

$$\sigma_{app}^2 l = \frac{4\gamma E}{2\pi - \frac{k\rho V_f^2}{E}} = \text{constante} = K_{fract}^2 \quad (41)$$

Cette constante est déterminée expérimentalement pour les différents types de verre et elle prend les valeurs entre 1.8 à 2.3 MPa.m^{-3/2} [16, 22, 38, 50]. Dans la présente étude et au chapitre 3, on mesure cette constante par la mesure de l'étendue de la zone miroir où les effets de mist et hackle sont présents. Tout au long de ce mémoire on l'appelle K_{fract} .

2.5. Désaccords des théories d'Inglis et de Griffith

Les deux théories présentées dans ce chapitre réussissent à expliquer les phénomènes de rupture dans les matériaux [33, 41, 48]. Elles ont été validées et vérifiées dans plusieurs cas [33, 41, 48]. Pourtant, selon la situation et la problématique, souvent seule une des deux est utilisée [41]. La théorie d'Inglis explique la redistribution de contrainte locale en fonction de la profondeur de fracture. Elle considère que la propagation se produit là où la contrainte excède une valeur de seuil, mais elle n'explique pas comment une propagation devient autoentretenu. Il est à noter qu'elles peuvent donner des résultats assez différents [41]. La théorie de la rupture d'Inglis, basée sur le seuil de contrainte, tient compte du rayon de la fissure ou de l'entaille, tandis que dans la théorie de Griffith, le rayon de courbure n'a pas d'importance. Pour comprendre mieux les désaccords dans les prédictions de longueur de fissure critique, les exemples suivants peuvent être utiles. Si on considère que le racine du produit de l'énergie de surface et le module Young respectif est 0.73 GPa.m^{3/2} [51] et une résistance à la rupture de 0.85 GPa [49, 51], selon la théorie de Griffith et l'équation (37), sous une contrainte en tension de 150 MPa, on obtient une profondeur critique de fissures de l'ordre de 7.5 µm. Cette valeur est indépendante de l'ouverture de fissure. Mais, selon le critère de concentration de contrainte de Inglis et l'équation (30), si la fissure a un rayon d'ouverture de 0.7 µm (comparable au rayon de la tête de lame de cliveuse), sous la même contrainte en tension, la profondeur minimum des fissures se propageant devient 5.4 µm. Le désaccord sur les valeurs calculées de la taille minimale de fissure potentiellement capable de se propager dans le verre est de l'ordre de 30%. Ce désaccord dépend grandement de la valeur de la contrainte appliquée. Si la contrainte diminue à 180 MPa,

la profondeur minimale des fissures qui peuvent se propager, prédites par les théories de Griffith et de Inglis (les équations 37 et 30), est respectivement 5 et 4 μm . Dans ce cas il y a 20% d'incertitude. Il est à noter qu'une entaille ayant une ouverture non nulle ne conserve pas sa forme. En fait, à la tête d'une telle entaille, l'accumulation de contrainte déchire le matériau et produit une fissure ayant un rayon en pointe quasiment nul [33, 41]. Donc, pour améliorer l'accord des deux théories et tenir en compte du changement de la forme d'une entaille à une fissure il est nécessaire de combiner les deux théories. À cette fin, en se basant sur les résultats expérimentaux présentés au chapitre 3, on utilise la théorie de Griffith pour expliquer le patron de la zone de point d'impact et le comportement de la fracture à la largeur de la fibre.

2.6. Paramètres de matériau

Afin d'analyser les caractéristiques en rupture d'un matériau, il faut d'abord définir et acquérir les paramètres décrivant le comportement du matériau. Dans cette section on détermine le paramètre K_{fract} . De plus, on mesure la résistance à la rupture du matériau, σ_{max} . Dans le cas des fibres optiques, il y a déjà des procédures bien établies pour mesurer ces deux paramètres. Les procédures de mesure sont présentées en détail dans les sous-sections qui suivent.

2.6.1. Mesure du paramètre K_{fract}

Sous les conditions d'une large contrainte en tension et de la propagation d'une seule fissure, après une certaine distance, la qualité de la surface de clive se dégrade. La dégradation de la qualité de surface est due à la vitesse de propagation de la fissure [18, 41] et à l'ouverture de la fissure [41]. Tout dépendamment de la largeur de l'objet et la contrainte appliquée, trois zones ayant des caractéristiques distinctes sont potentiellement observables. Ces zones sont nommées *miroir*, « *mist* » et « *hackle* » et sont identifiées à la Figure 27.

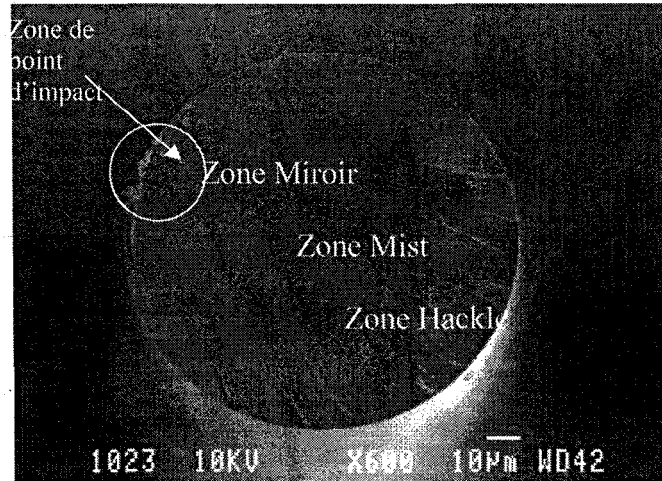


Figure 27 Surface de clive d'une SMF-28 standard clivée sous une large contrainte en tension.

La surface de la zone miroir est lisse et très réfléchissante. La zone « *hackle* » possède une surface non lisse avec des hauts et des bas prononcés. La zone « *mist* » est la zone de transition entre la zone miroir et la zone hackle. Ces trois zones peuvent être reproduites dans certaines conditions qu'on les voit dans les sections suivantes [22]. L'équation décrivant ce phénomène est donnée dans la section 3.4.2. Dans une fibre optique standard, afin de trouver la valeur de K_{fract} on peut utiliser l'équation suivante [22, 41] :

$$K_{fract} = \sigma_{app} \sqrt{D_{mist}} \quad \text{N/m}^{3/2} \quad (42)$$

σ_{app} est la contrainte en tension appliquée, D_{mist} est la profondeur de la zone miroir qui est la distance du point d'impact de la lame et la zone « *mist* » sur le diamètre de la fibre. Les zones de la surface de clive sont illustrées sur la Figure 27. Si la contrainte appliquée et le diamètre de la zone miroir sont respectivement égaux à 250 MN/m^2 et $76 \text{ }\mu\text{m}$, K_{fract} sera égal à $2.18 \text{ MN/m}^{3/2}$. Selon les constituants du matériau et les traitements thermiques, K_{fract} peut varier entre 1.8 et $2.32 \text{ MN/m}^{3/2}$ [22, 50].

2.6.2. Mesure de la résistance à la rupture par la méthode de flexion

La méthode du flexion peut être utilisée afin de déterminer expérimentalement la résistance à la rupture σ_{\max} [42, 43, 45]. Cette méthode consiste à plier la fibre de sorte qu'un demi-cercle se forme. Si l'axe de la fibre est pris comme la ligne de repère, flexion de la fibre entraîne une contrainte en tension dans la zone extérieure de la fibre [22]. Dans la partie intérieure de la fibre, une contrainte en compression se développe [22]. En diminuant le rayon de la courbure de la fibre pliée, les contraintes en tension et en compression s'intensifient. Au delà d'une valeur critique de contrainte, la fibre brise. Cette valeur de seuil est la résistance à la rupture de la fibre [42, 43] et correspond à un rayon de courbure mesurable dont la valeur pour une fibre dégainée, peut être calculée par l'équation suivante [22] :

$$\sigma_{\max} = \frac{d}{D} E \quad (43)$$

Dans cette équation, E est le module de Young du matériau et D et d sont respectivement le diamètre de courbure et le diamètre de la fibre. Dans le cas d'une fibre non dégainée une autre relation peut être utilisée pour trouver le σ_{\max} . Si le diamètre de la fibre dégainée, de la fibre non dégainée et du demi-cercle fait par la fibre pliée sont désignés respectivement par d_{fd} , d_{fnd} et D, la contrainte de rupture de flexion, donc la résistance à la rupture, se calcule par la relation [9]:

$$\sigma_{\max} = 1.198 \frac{d_{fd}}{D - d_{fnd}} E \quad (44)$$

E est le module de Young du matériau. Cette méthode permet de déterminer la résistance du matériau dans le cas où la fibre est recouverte par une couche protectrice d'acrylique

et où il n'y a aucune fissure plus importante que les microfissures intrinsèques du matériau.

Il est à noter que ces deux méthodes de mesure de σ_{\max} sont de nature statistique. Donc la valeur calculée pour σ_{\max} varie d'un essai à l'autre. Afin de trouver la *probabilité de rupture* de la fibre sous une contrainte donnée, on peut répéter ce test et calculer les σ_{\max} , puis utiliser la statistique de Weibull pour obtenir par régression la courbe la plus convenable [9].

2.7. Résumé

Il existe deux théories expliquant la propagation des fissures, a) la théorie de Griffith basée sur les considérations énergétiques et b) la théorie géométrique de seuil de contrainte établie par Inglis. Chacune explique la propagation d'un point de vue différent. Individuellement, elles ne donnent pas des résultats identiques dans certains cas. Le désavantage de l'approche par seuil de contrainte est qu'elle n'explique pas comment une fissure devient autoentretenu en propagation. En plus, calculer la distribution et la concentration de contrainte dans un objet est une tâche complexe, mais faisable juste à l'aide des ordinateurs et les logiciels de simulation.

Les théories en question utilisent certains paramètres du matériau pour modéliser le phénomène de la rupture, notamment la résistance à la rupture, la ténacité à la rupture, le module de Young et l'énergie spécifique de la surface. De nombreuses méthodes existent pour déterminer la résistance à la rupture. Parmi les méthodes existantes, la méthode de flexion est l'une des plus connues et reconnues. La ténacité à la rupture peut être mesurée à partir de l'étendue de la zone miroir [22].

Les études théoriques et les méthodes expérimentales présentées ici, ainsi que les résultats des tests effectués et présentés dans le chapitre suivant, seront utilisés à fin

d'élaborer le concept d'arrêt d'une fissure se propageant et pour en déduire le critère de conception d'une structure robuste au clivage. Elles seront aussi utilisées comme la base théorique pour expliquer des imperfections de la surface de clive, ainsi que pour justifier le choix de la forme des capillaires.

CHAPITRE 3

RÉSULTATS DU CLIVAGE DES FIBRES STANDARD ET MICROSTRUCTURÉES

Ce chapitre est dédié à la présentation de la méthodologie des tests et des observations effectuées. Dans un premier temps, les échantillons de fibre standard SMF-28 et de FMS sont dégainés et clivés. Les surfaces de clive sont ensuite observées et photographiées au microscope électronique à balayage. Les zones d'imperfections surfaciques sont alors diagnostiquées et classifiées. Les informations qualitatives et quantitatives sur chacune des zones sont dérivées. Les résultats sont présentés en détail.

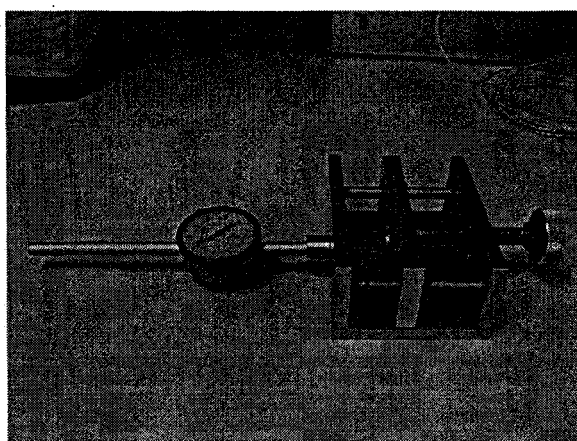
3.1. Équipement

Trois catégories d'équipement sont utilisées dans la présente étude : a) l'équipement de mesure de la résistance à la rupture des fibres; b) les équipements de clivage de fibre optique; et c) les équipements d'observation. L'équipement de test de la résistance à la rupture du matériau est un appareil qui emploie la méthode de flexion expliquée dans le chapitre précédent, section 2.6.2. Les équipements de clivage englobent le dégaineur, le solvant chimique et la cliveuse mécanique. Finalement, afin d'observer les surfaces de clive, un microscope électronique à balayage et un appareil de dépôt de couche conductrice sont utilisés.

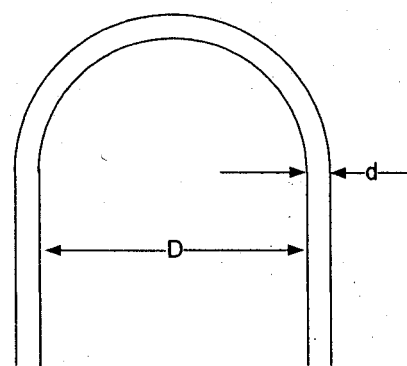
3.1.1. Appareil de mesure de la résistance à la rupture

La résistance à la rupture d'une fibre optique peut être bien estimée par la contrainte de rupture lors du flexion [9, 22]. Un appareil de mesure de la résistance à la rupture d'une fibre, fabriqué au laboratoire de photonique de l'ETS, est illustré à la Figure 28. L'appareil a été fabriqué en s'inspirant de la référence [9, 22]. Il utilise la méthode de

flexion. Cette méthode peut être utilisée avec les fibres dégainées et non dégainées. Dans le cas d'une fibre optique dégainée, la fibre est cintrée et placée dans les rainures en V situées sur les deux facettes de l'appareil illustré à la Figure 28. Donc la fibre prend la forme de U. La contrainte appliquée est contrôlée manuellement par le vissage et le dévissage d'une vis située à droite sur la Figure 28(a). Après s'être assuré de l'absence de torsion, de pression et de traction, la fibre est fixée dans ces rainures.



a) l'appareil fabriqué



b) le schéma présentant les paramètres

Figure 28 L'appareil et les paramètres de test de flexion.

En diminuant la distance entre les deux plaques de l'appareil, le diamètre de courbure de la fibre (D) diminue. Au moment où la fibre se casse, la distance entre les deux plaques de la fibre donne le D dans l'équation 43. Si d représente le diamètre de la fibre et que D représente le diamètre du demi-cercle fait par la fibre pliée, la contrainte de rupture en flexion, donc se calcule, comme nous l'avons présenté au chapitre 2, par la relation [9, 43, 53]:

$$\sigma_{\max} = \frac{d}{D} E \quad (45)$$

Où E est le module de Young du matériau. Cette méthode fournit la résistance du matériau dans le cas où il n'y a aucune fissure se propageant. Pour la silice, E est égal à 73 GPa et, pour une fibre monomode standard, $d=125 \mu\text{m}$. Les fibres standard monomodes non dégainées, une fois courbées, cassent lorsque leur rayon de courbure devient égal à 5.4 mm ou leur diamètre de courbure, D , devient égal à 10.8 mm. Dans ce cas l'équation 45 prédit une σ_{max} égale à 845 MPa. D'ici la fin de ce mémoire, la résistance du matériau calculée par (45) formule est appelée la résistance à la rupture.

Comme nous l'avons expliqué au chapitre 2, une autre équation est proposée dans la littérature afin de trouver le σ_{max} sans avoir besoin de dégainer la fibre. Dans le cas d'une fibre optique non dégainée, si les diamètres de la fibre dégainée et non dégainée et celui du demi-cercle fait par la fibre pliée sont désignés respectivement par d_{fd} , d_{fnd} et D , la contrainte de rupture de flexion, donc la résistance à la rupture se calcule par la relation [9, 43, 53]:

$$\sigma_{\text{max}} = 1.198 \frac{d_{fd}}{D - d_{fnd}} E \quad (46)$$

Cette équation fournit la résistance du matériau dans le cas d'une fibre recouverte par une couche protectrice d'acrylique. Pour une fibre couverte par une couche acrylique on peut dire qu'il n'y a que les microfissures intrinsèques du matériau sur la surface de la fibre. Pour une fibre monomode standard, $d_{fd}=125 \mu\text{m}$ et $d_{fnd}=250 \mu\text{m}$. Pour un D typique de 2.2 mm, rencontré durant les tests, σ_{max} est égale à 5.6 GPa. La différence entre les résultats des calculs effectués sera discutée dans la section 4.2.1, mais il est à noter que la deuxième méthode fournit la valeur ultime de σ_{max} dans le cas où la taille des rainures sur la périphérie de la fibre tend vers zéro. Donc, dans ce cas, les microfissures internes du matériau qui sont considérablement plus petites deviennent

dominantes. Vu que les FMS sont faites du même matériau, on a besoin d'effectuer les tests seulement sur un échantillon pour calculer le σ_{\max} .

3.1.2. Cliveuse Ericsson EFC11

Les fibres optiques de silice utilisées dans l'industrie sont protégées par une gaine acrylique mécaniquement résistante aux contaminations et aux contraintes. Afin de cliver les fibres, il faut d'abord les dégainer, processus consistant à enlever la gaine protectrice en acrylique. Dans la méthode de clivage mécanique, une pince à dégainer, qui fonctionne comme un dénudeur de câble électrique, est utilisée pour enlever la gaine acrylique recouvrant les fibres.

Dans le cas d'une FMS, la méthode de dégainage chimique est préférable afin de ne pas détruire la structure interne de la fibre lors de sa manipulation : on utilise alors un solvant corrosif pour dissoudre la gaine protectrice. Le solvant Poly Super StrippaTM disponible en quincaillerie a été utilisé pour les présents tests. La méthode mécanique, dans le cas où elle serait mal faite, risquerait d'introduire des défauts surfaciques sur la périphérie de la fibre. En utilisant la méthode chimique, ce risque est diminué.

La Figure 29 montre une cliveuse de précision de type Ericsson EFC11. Ses composantes sont indiquées sur la photo. Dans un premier temps, la fibre est maintenue en place par deux pinces comportant une rainure en V, et une force parallèle à l'axe de la fibre est appliquée par un mécanisme de ressort. Ensuite une lame bien aiguisée frappe la fibre et produit une entaille superficielle qui pourra se propager sous l'effet de la tension appliquée.

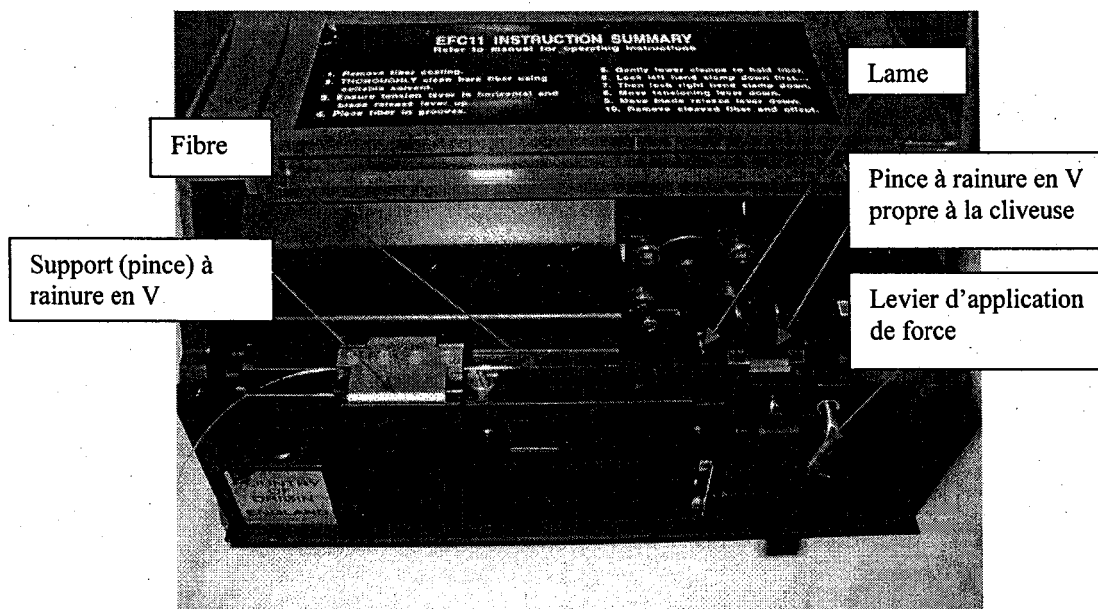


Figure 29 Cliveuse Ericsson EFC11.

Dans une cliveuse EFC11, la force appliquée est mesurée par gram-force (gf) et peut varier entre 80 gf et 310 gf. En système métrique ces deux forces équivalent, respectivement, à $0.08 \text{ kgf} \times 9.81 \text{ N/kg} = 0.78 \text{ N}$ et à $0.31 \text{ kgf} \times 9.81 \text{ N/kg} = 3.0 \text{ N}$. La contrainte ainsi produite est répartie uniformément dans la fibre. Afin de produire des surfaces de clive de qualité, il est absolument nécessaire que les rainures en V soient bien nettoyées. Une toute petite poussière peut affecter l'uniformité de la distribution de la contrainte et produire donc des imperfections sur la surface de clive. La qualité optique d'une fusion de deux fibres clivées dépend grandement de la taille des imperfections sur les surfaces de clive.

Par exemple, les imperfections de surface peuvent introduire des trous d'air, un désalignement latéral ou angulaire des cœurs. La différence maximale acceptable des niveaux des imperfections est de $1 \mu\text{m}$. En termes d'angle de surface de clive avec l'intersection de la fibre, cette différence se traduit par un intervalle d'angle de $90 \pm 1^\circ$ [22]. Cet angle se calcule comme le montrent la Figure 30 et l'équation 47.

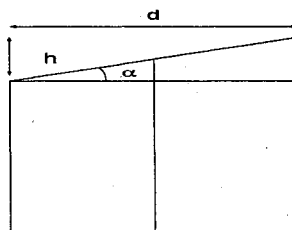


Figure 30 Angle de l'axe avec l'intersection de la fibre (ou la surface de clive).

$$\tan \alpha = \frac{h}{d} \quad (47)$$

Dans cette équation, h est la différence de hauteur sur la surface de clive telle qu'elle est montrée dans la Figure 30, et d est le diamètre de la fibre. Cet angle doit être inférieur à 1° . Donc, pour une fibre SMF-28 ayant un diamètre de $125 \mu\text{m}$, la hauteur maximale h est égale à $2.2 \mu\text{m}$.

3.1.3. Microscope électronique à balayage

Un microscope électronique à balayage est utilisé pour observer les surfaces de clive des fibres. Son grandissement peut aller jusqu'à $300000\times$. Cette méthode de microscopie nécessite de produire une décharge électrique entre l'échantillon et la tête de microscopie. Autrement dit, un courant faible doit passer de la tête de microscopie à l'échantillon. Dans le microscope, ce courant est en forme d'un faible courant d'électrons focalisé qui porte la forme d'un faisceau. Pour obtenir une image claire, précise et sans bruit, il faut éviter de disperser les électrons du faisceau d'électrons en question. Donc, pour les matériaux non conducteurs comme la silice, il est nécessaire de déposer une couche conductrice très mince sur l'échantillon pour faciliter la décharge électrique et minimiser la dispersion des électrons. Le matériau conducteur utilisé pour produire la couche mince durant l'étude présente est un mélange de palladium et d'or. L'épaisseur de la couche mince déposée est de l'ordre de $30\text{-}40 \text{ nm}$. Le dépôt de la

couche conductrice dure de 3 à 4 minutes sous une pression de 100 mbar et un courant de 10 mA.

3.2. Méthodologie de test et mesure des paramètres

Après avoir été clivées avec la cliveuse EFC11, les fibres sont nettoyées avec de l'éthanol et une pellicule anti-statique. Une couche mince conductrice est déposée sur la surface de clive des fibres à l'aide d'un système spécialisé. Les surfaces de clive sont observées au microscope électronique à balayage. Les zones qui peuvent contenir des informations sont identifiées et méticuleusement observées. Les paramètres qui décrivent les surfaces de clive et la propagation des fissures dans les fibres optiques sont déterminés et mesurés.

3.2.1. Mesure de la résistance à la rupture, σ_{\max}

Afin de vérifier les données provenant des travaux antérieures et dans le but de comparer les FMS et la SMF-28, on a conduit les tests d'évaluation de σ_{\max} sur la SMF-28. En utilisant la méthode de flexion et l'appareil fabriqué à l'ETS basé sur les travaux de [9] présenté à la section 3.1.1, la contrainte de rupture de flexion d'une fibre dégainée de type SMF-28 est mesurée. Ce test a été répété avec huit échantillons de fibre monomode et les valeurs de D (la distance entre les plans parallèles) ont été prises en note.

Tableau II

Les valeurs de σ_{max} calculées à partir des tests effectués sur une fibre SMF-28 dégainée.

Test de flexion : SMF-28	
D (mm)	σ_{max} (MPa)
10,9	837
10,8	845
10,5	869
10,6	861
10,5	869
10,5	869
10,8	845
10,8	845
Moyenne	855

La contrainte de rupture en flexion, donc la résistance à la rupture, a été calculée à l'aide de l'équation 45. Afin de prendre en compte la profondeur des rainures de 0.4 mm sur deux plaques d'appareil, les valeurs de σ_{max} sont évaluées pour un diamètre de courbure de $D+0.8-d_{fd}=D+0.7$ mm à lieu de D. Donc d_{fd} est égale au diamètre de la fibre clivée, qui vaut 0.125 mm pour la SMF-28. Les résultats sont présentés au Tableau II. La moyenne des valeurs calculées pour σ_{max} est égale à 0.85 GPa. Les valeurs calculées sont dans l'intervalle de $\pm 4.2\%$ de la valeur moyenne. Durant les mesures, la vitesse de rapprochement des plaques a été maintenue supérieure à 2 mm/s (2 tours par second).

Pour l'échantillon #1 des FMS (pour $E=73$ GPa, et $d=168$ μm), les résultats de mesures effectuées sont présentés au Tableau III. La valeur moyenne de σ_{smax} est 0.85 GPa et, en considérant les erreurs de mesure elle s'accorde parfaitement à la valeur calculée pour les fibres monomodes standard.

Tableau III

Les valeurs de σ_{\max} calculées à partir des tests effectués sur l'échantillon dégainé de FMS #1.

Test de flexion : FMS échantillon #1	
D (mm)	σ_{\max} (MPa)
14,1	854
14,1	854
13,8	873
14,5	831
14,5	831
13,9	867
Moyenne	851

Les valeurs calculées sont dans l'intervalle de $\pm 3\%$ de la valeur moyenne de 0.85 GPa. Ainsi, cette valeur est en accord avec les valeurs données par les fabricants pour les autres types de fibres, valeur qui est autour de 800 MPa. Le fabricant des fibres nous a précisé que le verre utilisé est toujours le même dans tous les échantillons qu'il nous a fournis et qu'il n'y pas autant de différence, du point de vue des caractéristiques mécaniques, avec les autres produits sur le marché. Donc nous pouvons conclure qu'il n'est pas nécessaire de mesurer le valeur de σ_{\max} pour les autres échantillons.

Pour les fibres non dégainées, les valeurs calculées pour σ_{\max} données aux tableaux IV et V, sont beaucoup plus élevées. Pour la SMF-28, les valeurs calculées de σ_{\max} sont à $\pm 5.4\%$ de la valeur moyenne de 5.62 GPa. Pour la FMS #1, les valeurs calculées de σ_{\max} sont à $\pm 4.1\%$ de la valeur moyenne de 5.66 GPa. Les valeurs obtenues pour la SMF-28 et la FMS encore une fois sont comparables et sont en accord avec les données issues d'autres laboratoires [9, 18, 22]

Tableau IV

Les valeurs de σ_{\max} calculées à partir des tests effectués sur SMF-28 non dégainée.

Test de flexion : SMF-28	
D (mm)	σ_{\max} (GPa)
2,2	5,61
2,2	5,61
2,2	5,61
2,1	5,91
2,3	5,33
2,2	5,61
2,1	5,91
2,1	5,91
Moyenne	5,69

Tableau V

Les valeurs de σ_{\max} calculées à partir des tests effectués sur FMS #1 non dégainée.

Test de flexion : FMS échantillon #1	
D (mm)	σ_{\max} (GPa)
2,9	5,45
2,8	5,66
2,9	5,45
2,8	5,66
2,7	5,89
2,8	5,66
Moyenne	5,63

La différence entre les résultats sur les fibres dégainées et non dégainées peut être expliquée ainsi : les rainures et les défauts sur la périphérie des matériaux sont normalement plus significatifs que les microfissures intrinsèques du matériau. Ils sont produits par des poussières, par l'humidité de l'air, par les contacts physiques et par les effets thermiques locaux; ils sont donc à l'origine de zones de concentration et de changements de densité. Leur taille est généralement plus grande que celle des

microfissures intrinsèques du matériau; ils sont donc dominants. En recouvrant les fibres par la gaine acrylique, des rainures et des défauts surfaciques qui pourraient potentiellement jouer le rôle de fissure dominante ont remplis. Ainsi, l'énergie et la contrainte en tension nécessaires pour leur propagation augmentent et s'approchent de l'énergie et de la contrainte respectivement nécessaires pour la propagation des microfissures intrinsèques du matériau. Autrement dit, vu que la valeur de σ_{\max} est proportionnelle à la grandeur des fissures dominantes, on s'attend à une valeur de σ_{\max} plus grande pour les fibres non dégainées.

3.2.2. Clivage et observations

La fibre partiellement dégainée sur 2 pouces de long est placée dans un support ayant une rainure en V bien nettoyée. Les supports assurent l'absence de torsion, de mouvement ou de déformation durant le clivage. Le support est installé dans la place prévue sur la cliveuse et le bout dégainé de la fibre est maintenu dans la rainure en V par le support propre à la cliveuse. Une force de traction est appliquée sur la fibre par le déplacement de cette dernière pince. Une lame ayant une pointe aiguisée frappe la fibre avec une énergie bien contrôlée et produit une entaille. Le rayon de la pointe de la lame est d'environ de $0.7 \mu\text{m}$. La fente ainsi produite s'étend et se propage (sous certaines conditions) et cause la rupture de la fibre.

Tout de suite après le clivage, les échantillons clivés sont nettoyés à l'éthanol puis ils sont placés dans le système de dépôt de couche conductrice pendant 3 à 4 minutes. En général, le temps nécessaire pour obtenir à une épaisseur donnée de couche métallique dépend du matériau, de la tension appliquée et du courant électrique. Les échantillons sont placés dans l'enceinte du microscope à balayage qui est ensuite mise sous vide. Les paramètres qui contrôlent la qualité des photos sont le courant et la tension utilisés pour la décharge de surface. Ils sont déterminés selon la distance entre la tête du microscope et les échantillons.

3.2.3. Mesure de la constante du matériau, K_f

La Figure 31 illustre un exemple de surface de clive d'une fibre monomode standard qui ne se qualifierait pas pour une fusion. La fibre a été clivée sous une contrainte élevée. Sous une contrainte en tension élevée, au fur et à mesure de la propagation de la fissure initiale et après une certaine distance de point d'impact, la qualité de la surface de clive se dégrade. Dans ce cas, les trois zones distinguables s'appellent la zone de miroir, la zone de « *mist* » et la zone de « *hackle* ». La SMF-28 et FMS sont fait de mêmes matériaux. Elles possèdent donc le même K_f donc, le K_f calculé pour les fibres monomode est aussi valide pour les FMS.

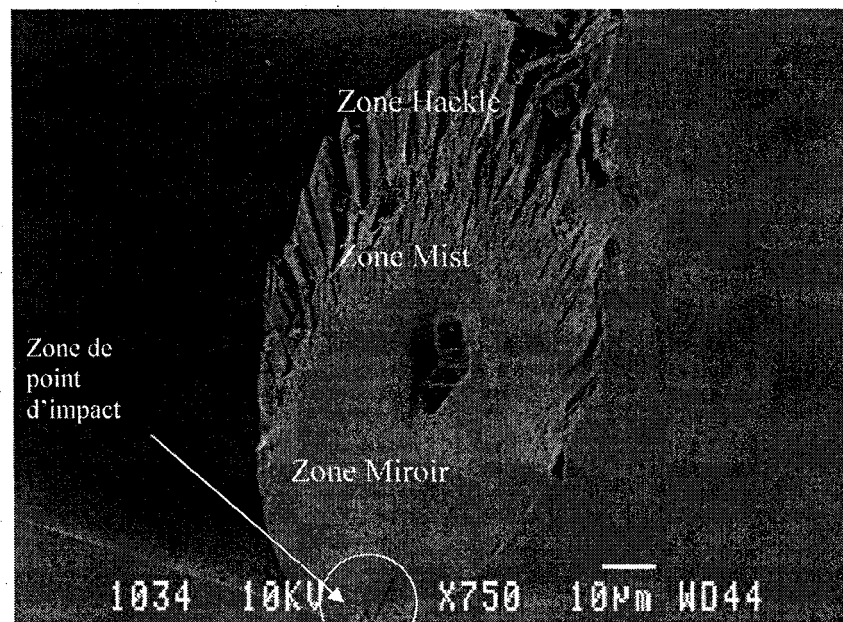


Figure 31 Surface de clive d'une fibre monomode standard clivée sous une contrainte élevée.

Dans une fibre monomode standard de diamètre de $D=2r=125 \mu\text{m}$, une contrainte de l'ordre de $\sigma_{\text{app}}=250 \text{ MPa}$ peut produire cet effet. Donc une force de traction, F_{app} , de :

$$F_{app} = \pi r^2 \sigma_{app} = \pi (62.5 \times 10^{-6})^2 (250 \times 10^6) = 3.066 \text{ N ou } 3.066/9.81 = 310 \text{ g}$$

suffit pour provoquer les effets de « *mist* » et de « *hackle* ». Le processus de clivage sous une force de 300 g à 320 g est répété plusieurs fois pour une fibre monomode standard. En se basant sur les résultats des études présentées dans le chapitre précédent, la valeur de K_f peut être déterminée. Ayant la valeur de la contrainte en tension, il suffit de mesurer la profondeur de la zone miroir. Pour une force de 310 g et la SMF-28, de 125 μm de diamètre, la profondeur de la zone miroir est environ de 77 μm comme il est illustré dans la Figure 32. Il s'agit d'une moyenne d'une dizaine de mesures avec un écart type de $\pm 3 \mu\text{m}$. Les valeurs de K_f sur dizaine de mesure, sont dans $\pm 4\%$ de 2.18 $\text{MPa.m}^{-3/2}$.

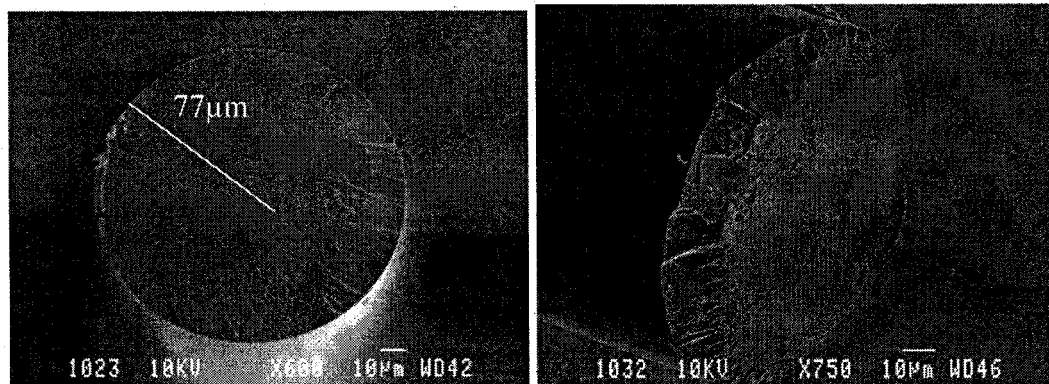


Figure 32 Surface de clive d'une SMF-28 clivée sous une contrainte élevée.

Lorsqu'on regarde perpendiculairement à la surface de clive, on constate que le niveau de la zone miroir est toujours plus haut que celui de la zone « Hackle ».

3.3. Fractographie et statistiques des surfaces de clivage

La fractographie est l'étude des les surfaces fracturées. Elle vise à expliquer les mécanismes de propagation des fissures ainsi que ses mécanismes de rupture dans un matériau. Les seuls moyens pour y arriver sont les traces des imperfections surfaciques.

La forme des traces change en fonction des propriétés mécaniques (élasticité ou plasticité) du matériau. Alors, les interprétations des surfaces dépendent largement de l'élasticité et de la plasticité des matériaux. Dans le cas des fibres optiques, le matériau utilisé est la silice, qui est un matériau fragile. C'est-à-dire que son coefficient de plasticité est égal à zéro. Un matériau fragile est purement élastique d'un point de vue mécanique.

3.3.1. Fractographie et statistiques des fibres monomodes standard

Comme première étape, la surface de clive des fibres SMF-28 est étudiée. Cette approche permet de mieux comprendre le processus de clivage dans les fibres monomodes standard et de distinguer les phénomènes propres aux FMS.

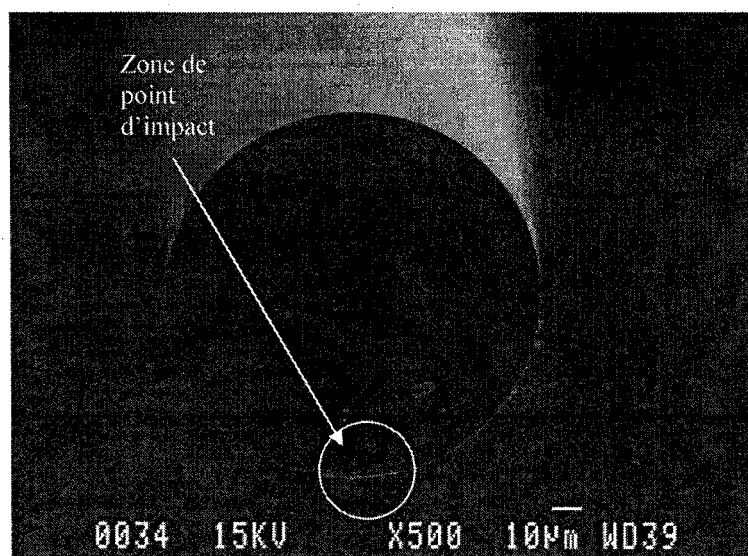


Figure 33 Surface de clive d'une fibre SMF-28 : point d'impact de la lame de la cliveuse.

La Figure 33 montre la surface de clive d'une SMF-28 ayant le niveau de qualité minimum pour une fusion acceptable. La zone entourant le point d'impact de la lame

démontre les imperfections surfaciques les plus importantes. C'est la zone de départ pour la propagation de la fissure créée par l'impact de la lame.

Les SMF-28 clivées sous une contrainte appropriée possèdent une caractéristique intéressante autour du point d'impact de la lame. Dans cette zone, des imperfections surfaciques ont une forme semi-circulaire. Les imperfections semi-circulaires ont leur centre au point d'impact de la lame.

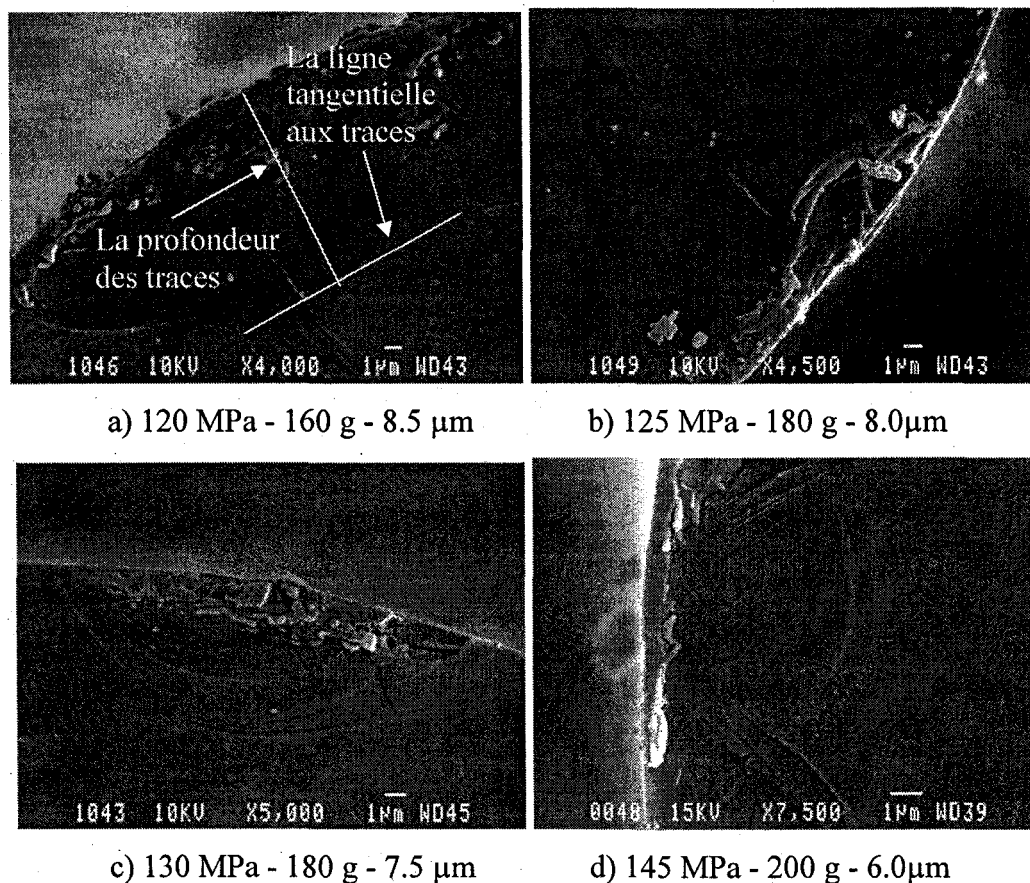


Figure 34 Traces semi-circulaires au point d'impact d'une fibre monomode.

Les contraintes, les forces et les profondeurs des traces (le rayon des traces) sont données pour chaque image.

Il est aussi observé que le rayon des traces semi-circulaires diminue avec l'augmentation de la contrainte en tension comme le montrent les images dans la Figure 34. Il est à noter que la profondeur des imperfections (dans la direction perpendiculaire à la page) diminue en pénétrant dans la fibre. Autrement dit, le niveau de la surface délimitée par les traces semi-circulaires est toujours plus bas que la surface miroir produite.

Les traces semi-circulaires illustrées à la Figure 34, ne sont pas les seules traces présentes sur la surface de clive. La zone de point d'impact contient toujours un autre patron régulier. Il s'agit des traces de forme linéaire émergeant du point d'impact. En augmentant la contrainte en tension, les traces semi-circulaires disparaissent et les traces linéaires deviennent plus prononcées. La longueur des traces linéaires émises du point d'impact est aléatoire. Le point d'impact en réalité n'est pas un seul point, mais il a la forme d'une ligne. Dans l'intervalle de la contrainte en tension appliquée, de 120 à 200 MPa, des traces linéaires mineures accompagnent les traces semi-circulaires comme illustré à la Figure 34.

La théorie de Inglis présentée au chapitre 2 est applicable à la propagation de l'entaille créée par la lame de la cliveuse puisqu'on a une entaille ouverte de rayon de courbure fini r estimée par r_{tip} , où r_{tip} est le rayon de courbure de la lame. La théorie d'Inglis prédit que la fracture va se propager et provoquer la fissure si et seulement si la contrainte locale $\sigma_l = \sigma_{max}$ [41]:

$$\sigma_l = 2\sigma_{app} \sqrt{\frac{l}{r}} = \sigma_{max} \quad (48)$$

Où σ_{max} est la résistance à la rupture de la fibre dénudée. Alors on peut réécrire cette équation sous la forme suivante :

$$l_c = \frac{\sigma_{max}^2 r_{tip}}{4\sigma_{app}^2} \quad (49)$$

Qui met en évidence le besoin d'une profondeur de fracture minimum, nommée la profondeur de fracture critique, l_c , qui permet la propagation de la fracture sous la contrainte appliquée, σ_{app} .

Nous avons effectué le calcul de l_c en utilisant l'équation (48) pour la SMF-28 avec les valeurs expérimentales $r_{tip}=0.7 \mu\text{m}$ et $\sigma_{max} = 0.85 \text{ GPa}$. Les résultats sont compilés au Tableau VI, de même que les valeurs mesurées des traces semi-circulaires au point d'impact.

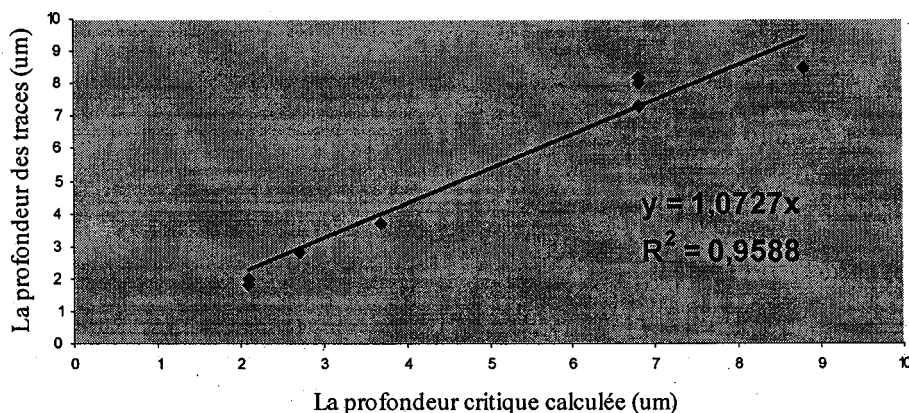
Tableau VI

Profondeurs critiques calculées et mesurées dans une fibre SMF-28.

Numéro de l'essai	Profondeur mesurée (μm)	Force appliquée (g)	Contrainte appliquée (MPa)	Profondeur critique calculée (μm)
1	2,00	310	248	2,06
2	1,80	310	248	2,06
3	2,80	270	216	2,71
4	3,70	230	184	3,74
5	8,00	170	136	6,84
6	8,20	170	136	6,84
7	7,30	170	136	6,84
8	8,50	150	120	8,78

On observe une excellente concordance entre les deux séries de valeurs sur toute la gamme des contraintes appliquées, comme un témoin la régression linéaire des

valeurs présentée au Graphique 1. On peut donc en conclure que la profondeur de traces semi-circulaires au point d'impact de la lame représente la profondeur de fracture critique initiale prédite par la théorie d'Inglis.



Graphique 1 Comparaison de la profondeur mesurée versus la profondeur calculée.

3.3.2. Fractographie des FMS

Les photos des surfaces de clive prises des 6 échantillons de FMS à notre disposition sont montrées ci-dessous. Les patrons de clive présentés dans cette section sont reproductibles et toujours avec le même ordre de grandeur. La surface de clive de l'échantillon #1 est celle montrée à la Figure 35. Le clivage de cet échantillon donne une surface de clive assez lisse. Pourtant elle contient des imperfections surfaciques.

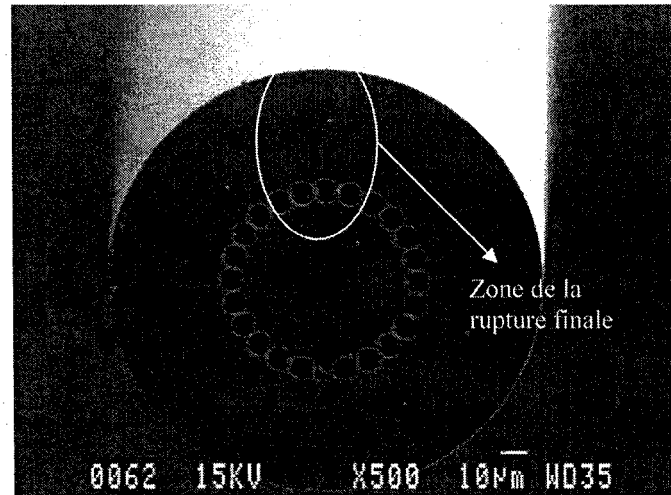


Figure 35 Surface de clive de l'échantillon #1.

La taille et la forme de ces imperfections ne sont pas comparables avec ce qu'on verra plus tard avec les échantillons #2 et #3, mais demeurent toujours bien visibles. Elles peuvent dégrader la qualité du raccordement. Il est évident que les zones importantes de la surface de clive sont la zone de point d'impact de la lame et la zone de la rupture finale. La taille des imperfections surfaciques dans l'échantillon #1 clivé est environ 2-3 μm .



Figure 36 Surface de clive de l'échantillon #2.

Le clivage des échantillons #2 et #3 provoque la destruction des microstructures comme l'illustrent les Figure 36 et Figure 37. Soit le cœur de fibre brisé à l'intérieur de la gaine externe (échantillon #3), soit la gaine externe est arrachée de la gaine interne (échantillon #2). Dans le cas de l'échantillon #2 les ponts sont totalement endommagés et détruits. Étrangement, la zone de point d'impact et la zone de la rupture finale n'existent plus sur la gaine externe de l'échantillon #2 clivé. Elles sont toujours présentes sur la surface de clive d'échantillon #3.

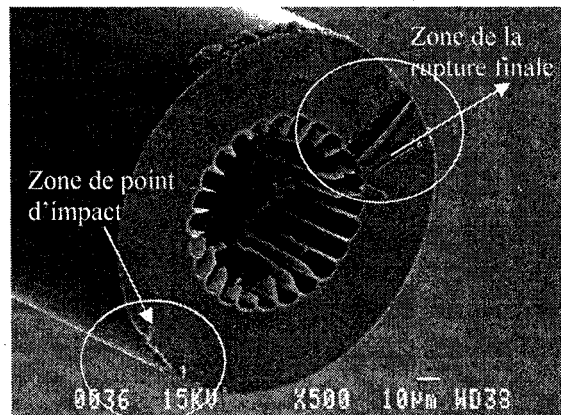


Figure 37 Surface de clive de l'échantillon #3.

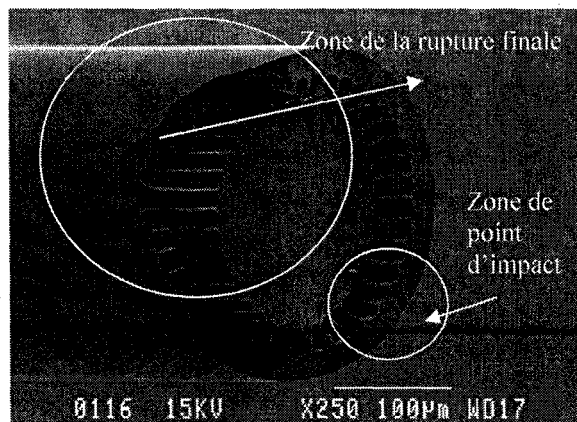


Figure 38 Surface de clive de l'échantillon #4.

L'échantillon #4 possède un patron particulier. La fissure dévie du plan initial de propagation. La Figure 38 montre que la surface de clive s'incline au fur et à mesure de sa propagation. Comme dans le cas de l'échantillon #1, la zone de point d'impact et la zone de rupture finale sont visibles. On voit que les ponts brisés possèdent des surfaces lisses, même aux endroits où il y a cassure abrupte. Dans le cas de l'échantillon #5 des défauts structurels de fabrication sont présents. Certains capillaires se trouvent bouchés aléatoirement le long de la fibre. Quand tous les capillaires sont ouverts, leurs surfaces de clive montrent les caractéristiques de l'échantillon #1 comme le montre la Figure 39. Quand presque tous les capillaires sont fermés, comme c'est le cas à la Figure 40, les surfaces de clive sont relativement lisses comme une SMF-28. Toutefois cette surface possède un patron des imperfections de surface moins prononcé mais qui ressemblent au patron de la surface de clive de l'échantillon #1.

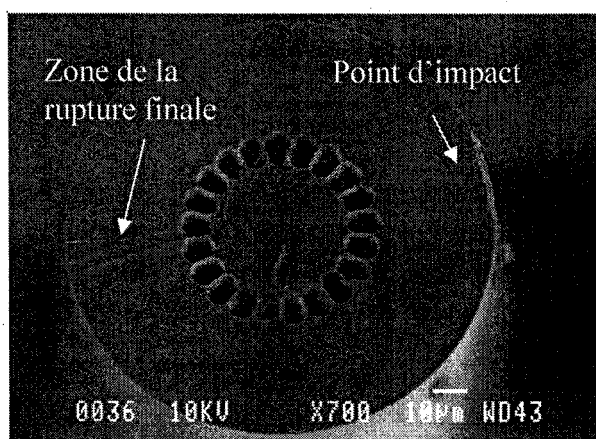


Figure 39 Surface de clive de l'échantillon #5.

Cas où les capillaires sont ouverts.

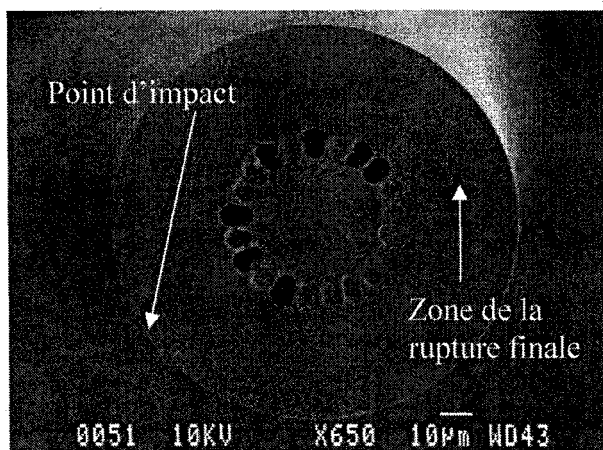


Figure 40 Surface de clive de l'échantillon #5.
Cas où la plupart des capillaires sont fermés.

L'échantillon #6 possède aussi des défauts structuraux. Certains capillaires se trouvent bouchés aléatoirement le long de la fibre. Quand tous les capillaires sont ouverts, leurs surfaces de clive démontrent les caractéristiques de l'échantillon #1 comme le montre la Figure 41. Quand presque tous les capillaires sont fermés comme c'est le cas à la Figure 42, les surfaces de clive devient plus lisse et ressemble à celle d'une SMF-28 en patron des imperfections surfaciques. Dans le cas de l'échantillon #6, les ponts dans la fibre sont si robustes qu'elle ne s'endommage pas sous une contrainte de tension élevée. Ils sont assez épais pour ne pas introduire beaucoup de délai ou ne pas perturber la propagation et donc ne pas introduire la déformation du front de la fracture. Alors, les effets de mist et de hackle sont visibles pour un clivage sous une tension élevée comme le montre la Figure 43.

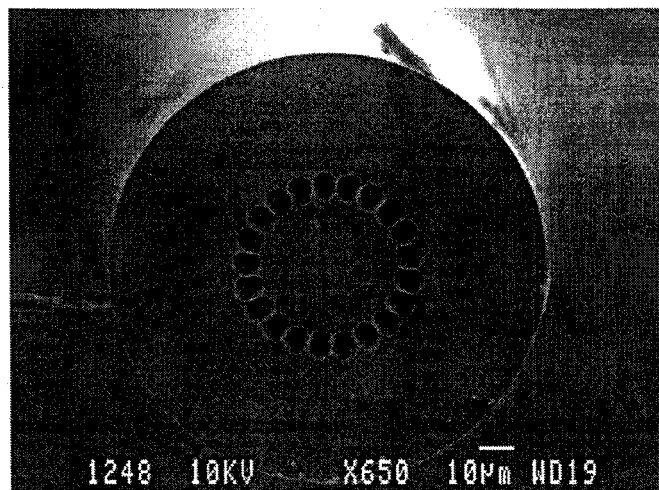


Figure 41 Surface de clive de l'échantillon #6.
Les capillaires sont tous ouverts.

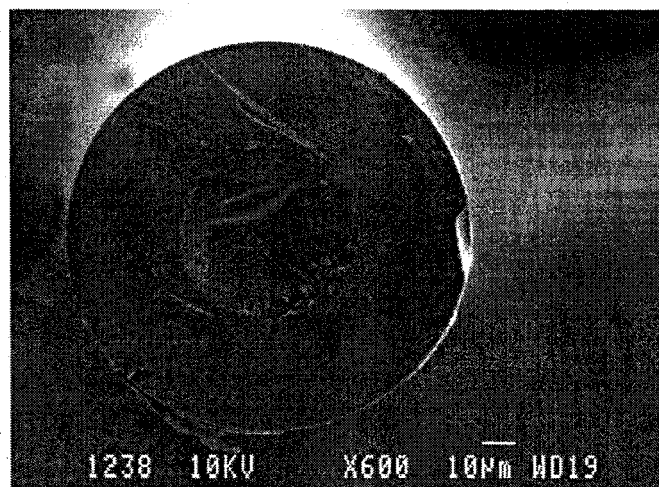


Figure 42 Surface de clive de l'échantillon #6.
Les capillaires sont tous bouchés.

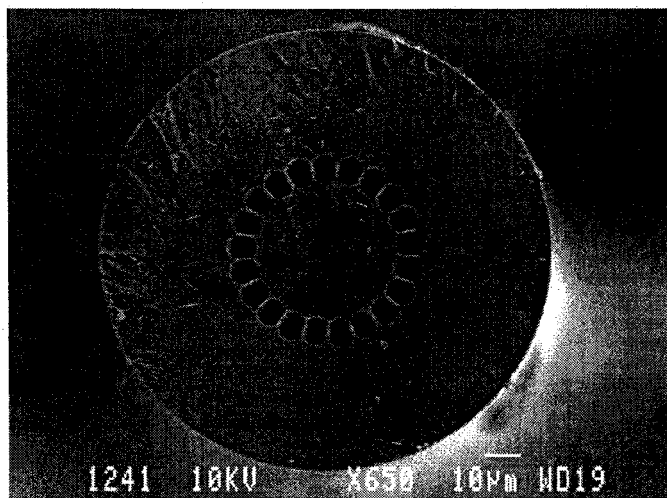


Figure 43 Surface de clive de l'échantillon #6.

Les capillaires sont ouverts et les effets de mist et de hackle sont visibles.

En résumé, les zones importantes de surface de clive des fibres sont : 1) la zone de point d'impact de la lame, 2) la zone de la rupture finale, 3) la zone autour des capillaires ayant des imperfections, et 4) la zone autour des ponts. Chacune de ces zones contient des informations sur la propagation de fissure initiale dans la fibre.

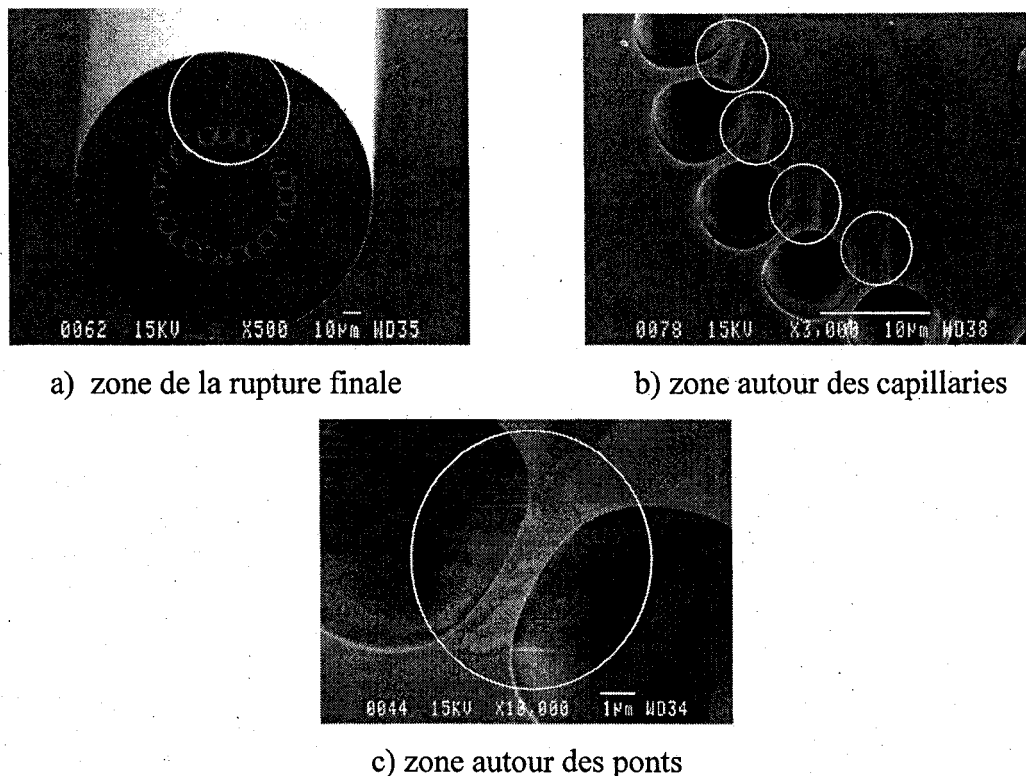
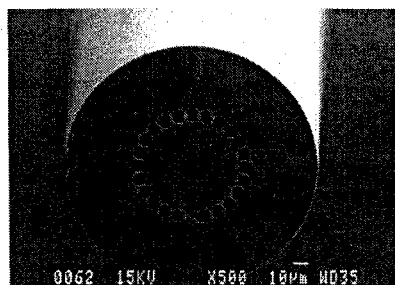
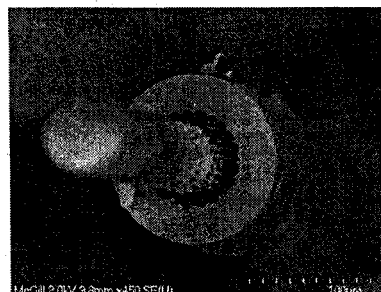


Figure 44 Zones d'intérêt de la surface de clive.

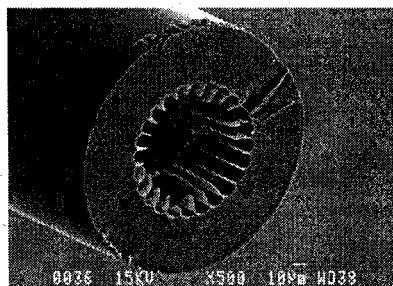
À des fins de comparaison, les photos des surfaces de clive des échantillons sont regroupées à la Figure 45. Les capillaires de l'échantillon #5 sont parfois bouchés telqu'illustré à la Figure 45f. Dans ce cas, la surface de clive devient plus lisse. Les capillaires de l'échantillon #6 sont aussi parfois bouchés. Les ponts sont plus robustes. La fibre clivée sous une contrainte élevée montre un patron de surface contenant les zones miroir, mist et hackle, comme le montre la Figure 45h. Tous ces patrons illustrés à la Figure 45 sont reproductible independamment de la tension appliquée.



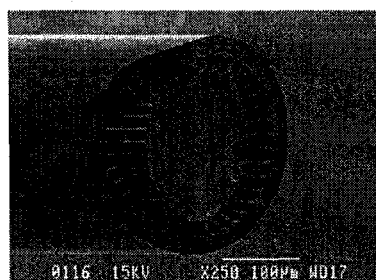
a) #1



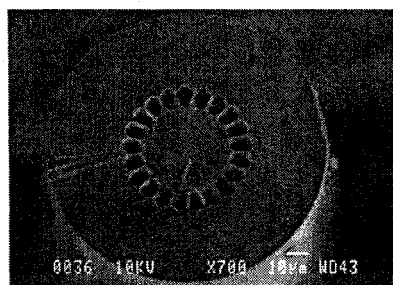
b) #2



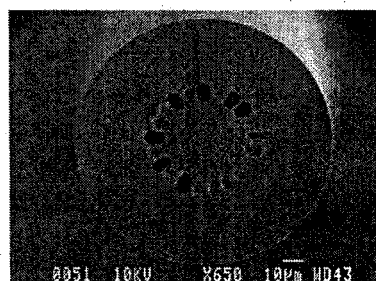
c) #3



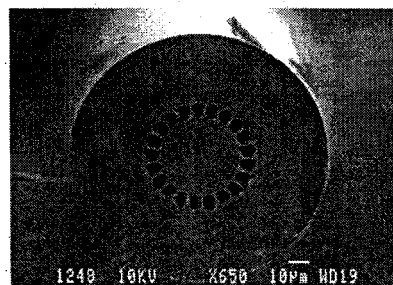
d) #4



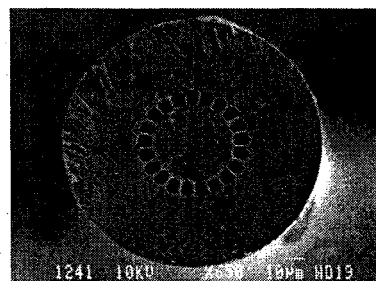
e) #5



f) #5



g) #6



h) #6

Figure 45 Les surface de clive des FMS : comparaison.

3.3.3. Zone du point d'impact

La zone de point d'impact contient toujours un (ou deux) patron régulier des imperfections surfaciques comme le montrent la Figure 46. Il s'agit soit des traces de forme semi-circulaire ayant leur centre au point d'impact ou des traces de forme linéaire partant du point d'impact. Toutefois, la longueur des traces linéaires émises du point d'impact est aléatoire. Le point d'impact en réalité n'est pas un seul point, mais il a la forme d'une ligne.

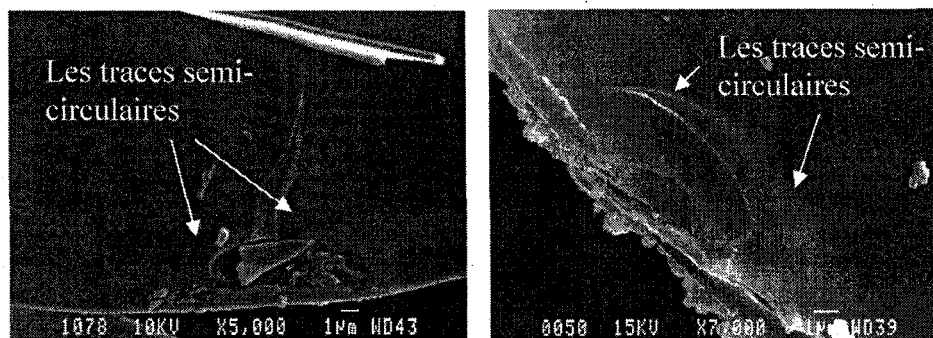


Figure 46 Zones de point d'impact d'une FMS.

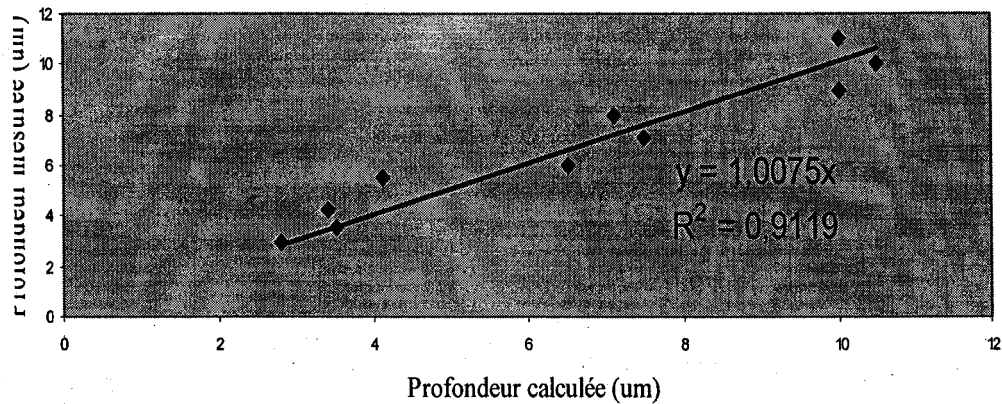
L'équation 49 (p.90) est établie pour une SMF-28. Supposons qu'elle soit toujours valide pour une FMS, malgré la présence des capillaires d'air et bien que la formule ait été calculée pour un matériau homogène. Le Tableau VII compare les profondeurs de fissure mesurées et calculées au point d'impact de la lame. Le terme de profondeur de fissure au point d'impact se réfère à la définition illustrée à la Figure 34 (section 3.3.1) et plus loin à la Figure 54 (p.110). Une marge d'erreur de $\pm 30\%$ est observée qui est due au nombre limité de mesures. Dans une SMF-28, si le rayon maximum des traces semi-circulaires au point d'impact est pris comme la longueur critique, l_c , les contraintes en tension calculées par les équations 30 (modèle d'Inglis avec $r=0.7 \mu\text{m}$), 36 (modèle Griffith) et la relation de $\sigma=F/A$ (contrainte appliquée=force-appliquée/aire de la fibre) concordent (section 3.3.1, p.91 et 92).

Tableau VII

Profondeur mesurée versus profondeur calculée pour différents échantillons de FMS.

	Échantillon	Profondeur mesurée au point d'impact (μm)	Force appliquée (g)	Contrainte appliquée (MPa)	Profondeur calculée au point d'impact (μm)
1	#1	8	240	133	7,12
2	#1	10	220	110	10,5
3	#3	6	280	140	6,47
4	#3	7	260	130	7,50
5	#4	9	280	112	10,1
6	#4	11	280	112	10,1
7	#5	3,5	180	191	3,45
8	#5	3	200	213	2,79
9	#6	4,2	220	194	3,38
10	#6	5,5	200	176	4,09

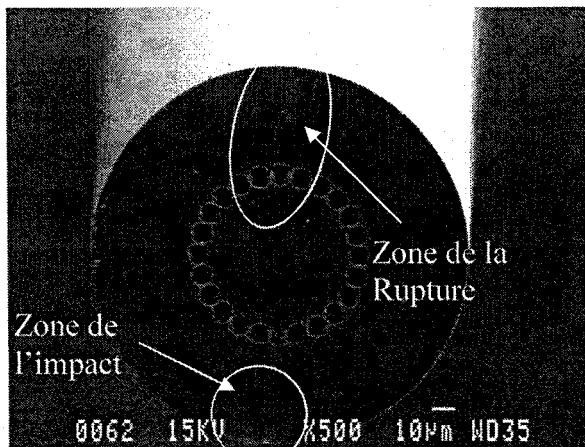
De même, dans une FMS, les contraintes calculées selon les modèles de Inglis et de Griffith (les équations 30 et 36, respectivement) concordent avec la formule « contrainte appliquée=force-appliquée/aire » si et seulement si « l'aire de la fibre » est égale à la surface de la gaine externe. Cette concordance est mise en évidence dans le Tableau VII et le Graphique 2. C'est-à-dire qu'il semble que la force appliquée soit totalement amortie dans la gaine externe. C'est donc cette seule surface de la gaine externe qui est utilisée dans les prochains calculs de la profondeur critique l_c selon le modèle d'Inglis, à la section 3.3.1, p.91.



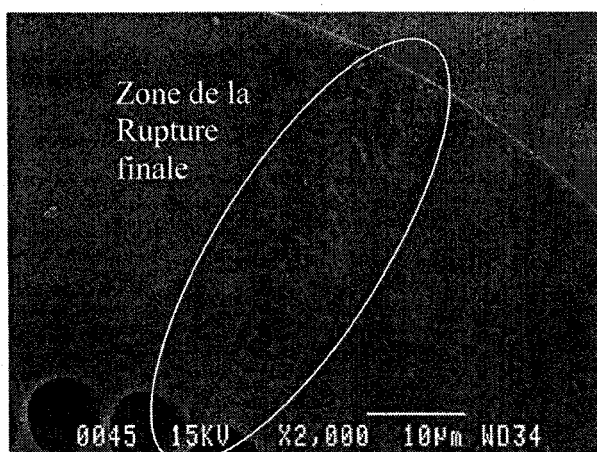
Graphique 2 Comparaison de la profondeur critique mesurée et de la profondeur critique calculée des fissures dans les échantillons de FMS.

3.3.3.1. Zone de rupture finale

Dans les échantillons de FMS à double gaine #1, #5 et #6, une imperfection surfacique en forme d'une ligne droite qui traverse l'épaisseur de la gaine externe est observée comme illustré à la Figure 47. Les surfaces des deux côtés de cette imperfection montrent une différence de niveau. La Figure 48, obtenue au microscope optique par une mise au point légèrement hors foyer montre clairement les traces de la propagation de la fissure initiale. De plus, elle illustre clairement que la zone de la rupture finale est située où les fronts des fissures voyageant de deux côtés de la gaine interne s'affrontent.



a) l'axe de l'imperfection passe par le point d'impact de la lame



b) la zone de la rupture finale et son aspect de surface

Figure 47 Zone de la rupture finale.

La Figure 48, obtenue au microscope optique par une mise au point légèrement hors foyer montre clairement les traces de la propagation de la fissure initiale. De plus, elle illustre clairement que la zone de la rupture finale est située où les fronts des fissures voyageant de deux côtés de la gaine interne s'affrontent.

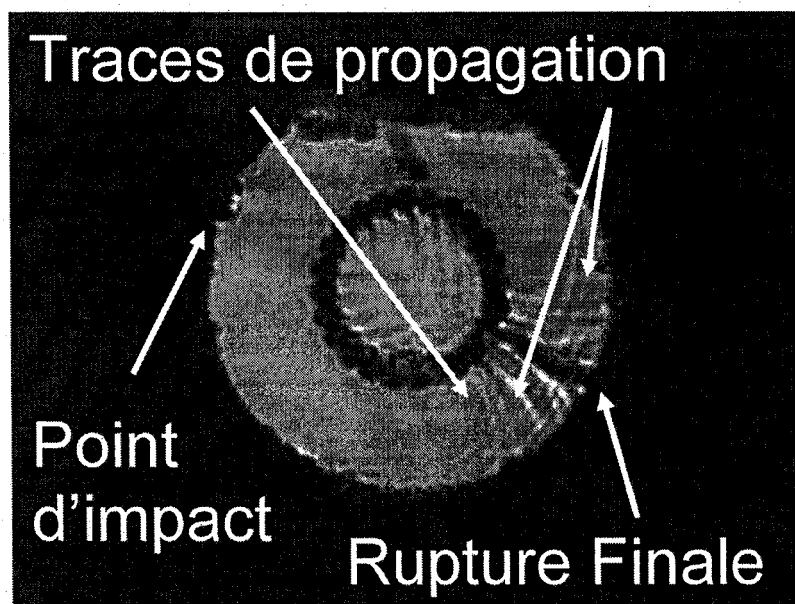


Figure 48 Propagation de la fracture initiée par l'impact de la lame dans une fibre microstructurée.

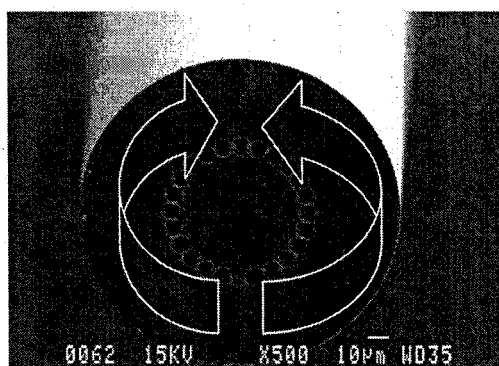


Figure 49 Direction de propagation de deux fractures dans la gaine externe.

Donc, il est possible de dire que la fissure initiée par l'impact de la lame se propage comme il est illustré à la Figure 49. La Figure 50 illustre le schéma simplifié de la propagation de la fissure initiale. La fissure initiale pénètre dans la gaine interne par entremise des ponts. La courbure du front des fractures se propageant dans la gaine externe change au fur et à mesure de la propagation.

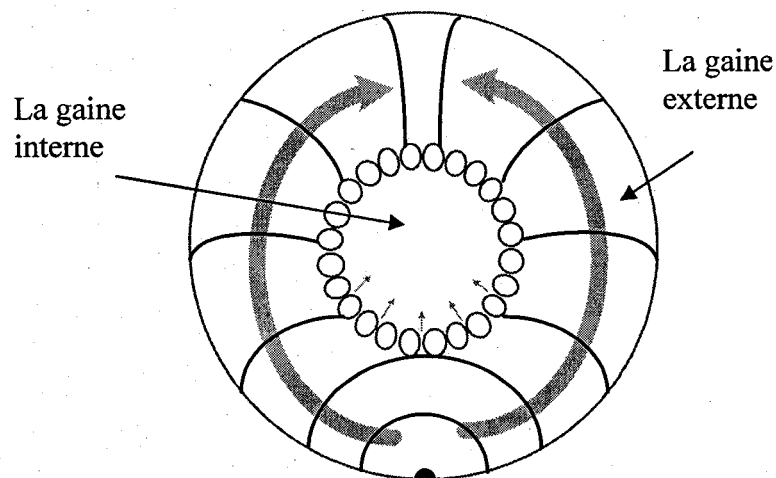


Figure 50 La propagation globale de la fracture initiale causée par l'impact de la lame.

Il existe une différence de niveau au point de la rupture finale. On observe que le niveau de la surface pour la fracture voyageant dans le sens des aiguilles d'une montre est toujours plus haut. C'est un effet reproductible qui se manifeste dans les échantillons #1, #5 et #6. À cause de l'endommagement majeur des surfaces de clive, ce phénomène ne peut pas être observé dans les échantillons #2, #3 et #4. L'étendue et la hauteur de cette zone sont différentes pour chaque échantillon clivé. Dans les clives soigneusement réalisées, cette zone est très mince (1 à 5 μm de largeur), avec une hauteur de 1 à 3 μm . La contrainte en tension appliquée n'influe pas sur la taille de cette imperfection.

3.3.3.2. Zone autour des capillaires

Dans la gaine interne des FMS à double gaine, tout juste à côté des capillaires, des imperfections en forme de rayons sortant des capillaires et dirigés vers le cœur sont observées. La Figure 51 montre ces imperfections. Ce type d'imperfection a déjà été rapporté [8]. C'est un effet reproductible qui se manifeste dans tous les échantillons et autour de tous les capillaires. Chacun des capillaires possède une seule imperfection de

ce genre. La contrainte en tension appliquée n'influe qu'un peu sur leur taille. L'angle qu'elles font avec l'axe qui va du point d'impact à la fracture finale varie selon le positionnement des capillaires, mais toutes pointent vers la fracture finale, indiquant la direction générale de propagation de la fracture. La fracture pénètre successivement dans chacun des ponts autour d'un capillaire, donnant lieu à 2 fronts de fracture comme le montre la Figure 51. Les 2 fronts étant indépendants, ils peuvent se propager dans des plans légèrement différents. En se rencontrant à l'arrière du capillaire, ces 2 fronts de fracture sur des plans de hauteur différente créent une raie qui est le défaut observé. Toutes ces imperfections pointent aussi vers le point où la fracture voyageant dans la gaine externe touche les capillaires respectifs. Ces imperfections sont produites à cause de l'affrontement de deux fronts comme il est montré dans la Figure 52.

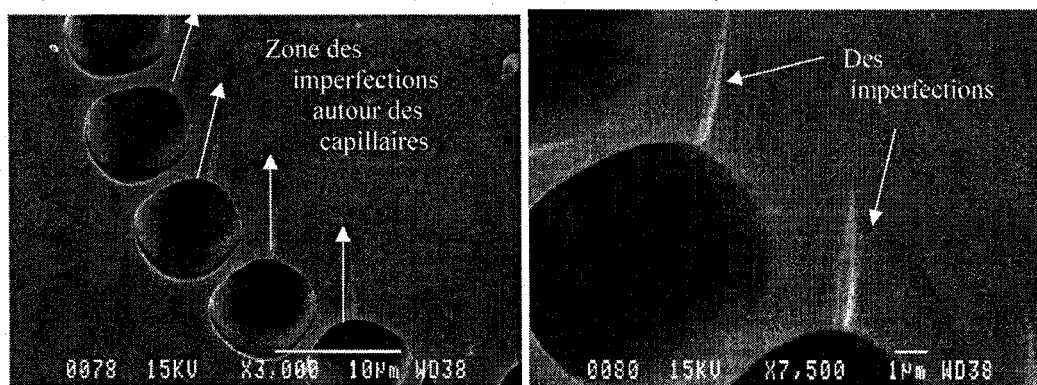


Figure 51 Zone autour des capillaires. Les imperfections en forme des raies sont bien visibles.

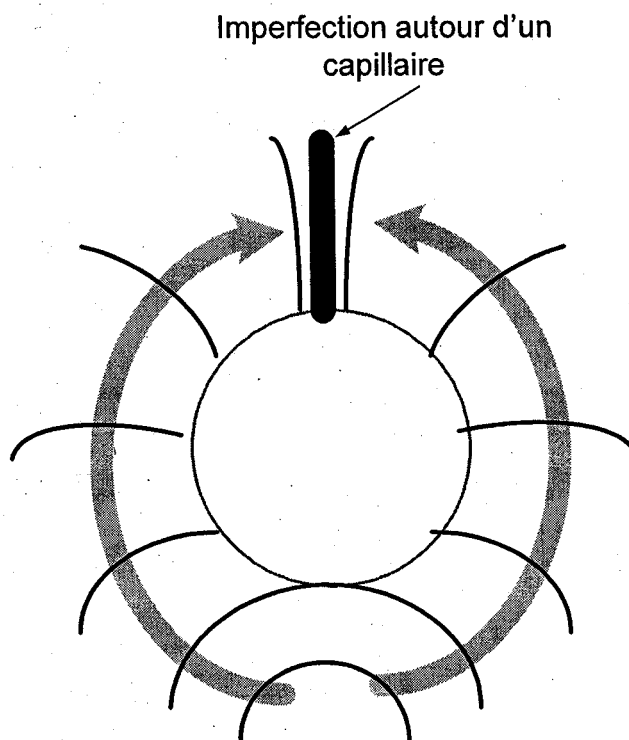
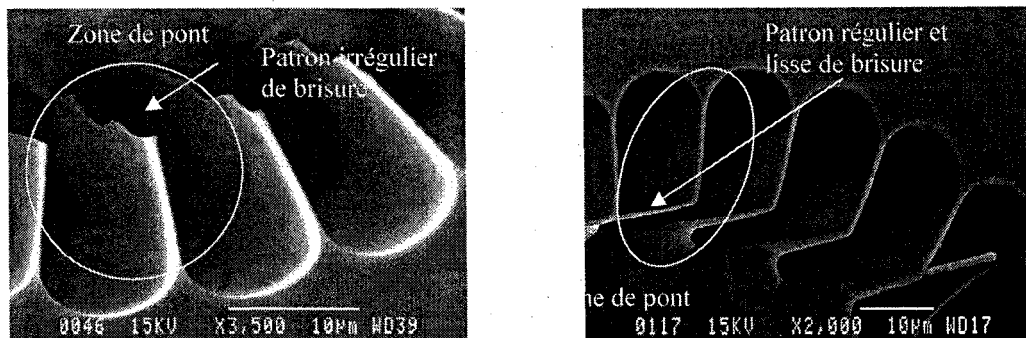


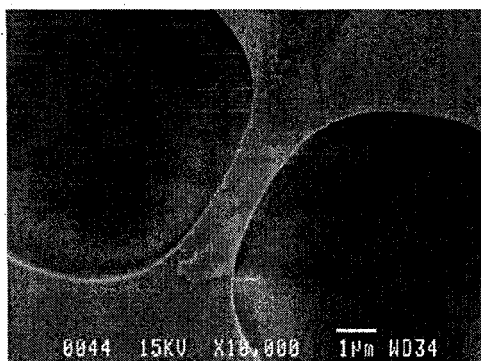
Figure 52 Parcours des fractures autour d'un capillaire.

3.3.3.3. Zone autour des ponts

Les profils de brisure des ponts et les imperfections autour de ceux-ci sont divers. Trois catégories importantes de profils d'imperfections peuvent être distingués : a) la brisure brusque et catastrophique illustrée à la Figure 53-a, b) la brisure qui possède une surface lisse avec changement graduel du niveau de surface dans les ponts, illustrée à la Figure 53-b et c) des imperfections mineures, illustrées à la Figure 53-c. Ces profils peuvent apparaître sur la surface d'une même clive.



a) brisures aléatoires dans l'échantillon #3 b) brisures lisses dans l'échantillon #4



c) imperfections mineures dans les échantillons #1, #5 et #6

Figure 53 Imperfections dans la zone autour des ponts.

Dans le cas de brisures brusques et catastrophiques, comme dans les surfaces de clive des échantillons #2 et #3, la longueur des ponts brisés varie selon leur positionnement relatif par rapport au point d'impact de la lame. En règle générale, les ponts brisés de l'échantillon #3 sont plus longs que les ponts brisés de l'échantillon #2. Les ponts de l'échantillon #2 brisent près de la gaine externe tandis que les ponts de l'échantillon #3 brisent près de la gaine interne ou au milieu des ponts. Dans les ponts brisés des échantillons #2 et #3, le patron de la surface de brisure est aléatoire et irrégulier comme la montre la Figure 53-a.

De l'échantillon #4 résulte un autre patron de brisure des ponts. Les brisures des ponts sont lisses et graduelles dans l'échantillon #4 comme il est illustré à la Figure 53b. La fracture semble plutôt dévier de son chemin. Le patron de brisure des ponts est partout et toujours lisse.

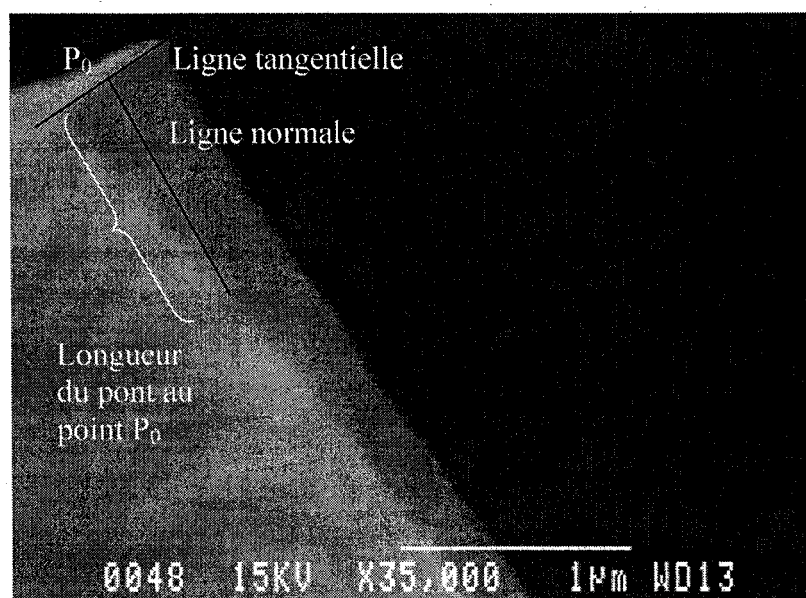
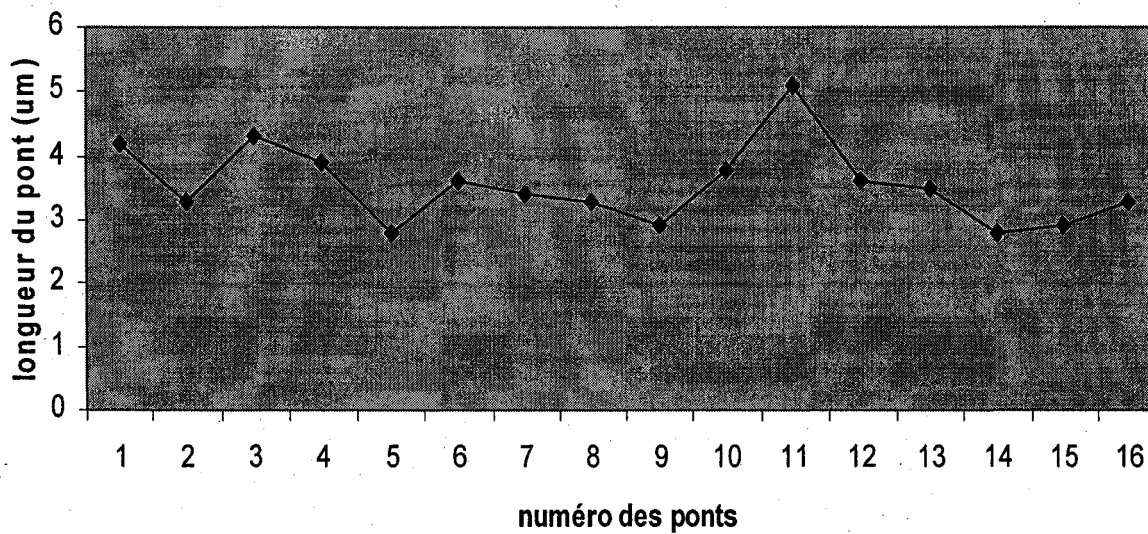


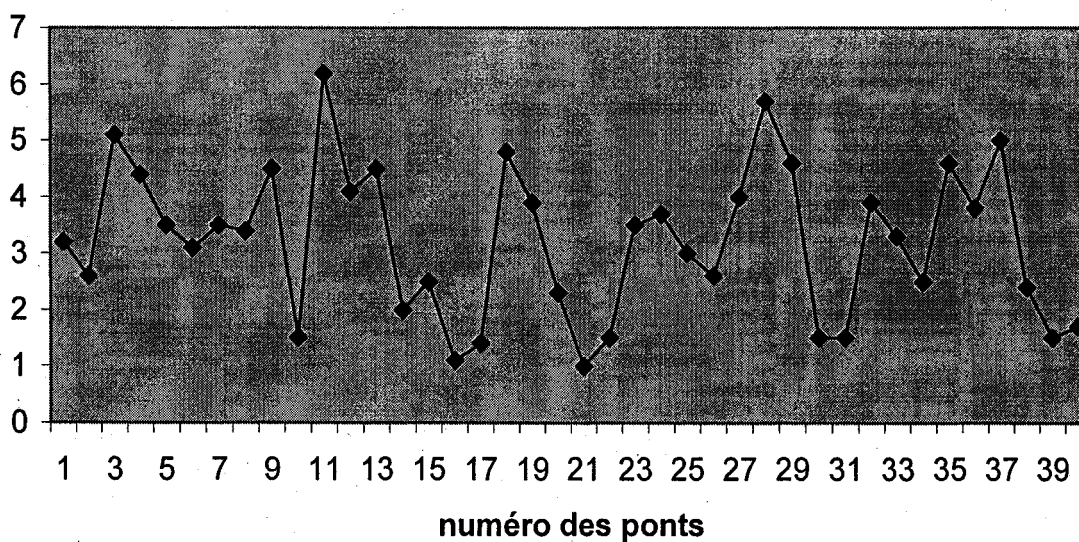
Figure 54 Un pont brisé et la profondeur de la fissure au point d'arrêt, P_0 .

La longueur des ponts des échantillons #2 et #3 est mesurée. La méthode utilisée pour mesurer la longueur des fractures dans les ponts a une importance particulière. La définition de la longueur des fractures dans les ponts est illustrée à la Figure 54. Les arêtes des ponts sont généralement courbées et représentent le front de fracture dans le pont. Au point P_0 sur l'arête d'un pont, on trace une ligne tangentielle, cette ligne est donc tangente au front de fracture dans le pont. Ensuite, on trace en P_0 une ligne normale au front de fracture; cette normale correspond à la direction de propagation de la fracture. En effet la propagation se fait en ligne droite dans un milieu homogène. Mais les interfaces air/silice constituent des inhomogénéités qui font en sorte que le front de fracture dévie et que la courbure du front de la fracture change. La longueur maximale des normales ainsi tracées pour tout points de l'arête d'un pont brisé est prise comme la

longueur de fracture dans le pont. Les résultats des mesures prises en appliquant cette méthode sont donnés au Graphique 3 et au Graphique 4.



Graphique 3 Longueur des fractures dans les ponts pour l'échantillon #2.



Graphique 4 Longueur des fractures dans les ponts pour l'échantillon #3.

Il est très important de noter que les points de mesure illustrés dans les Graphique 3 et Graphique 4 sont obtenus en choisissant les trois ponts les plus longs de chaque clive.

3.4. Résumé

La procédure optimale de clive a été pratiquée. Les surfaces de clive reproductibles ont été obtenues et les zones importantes des surfaces de clive des échantillons ont été identifiées. Il est apparu qu'il y a une corrélation significative entre la contrainte appliquée et la géométrie des traces surfaciques au point d'impact dans les fibres monomode standard et les FMS. Autrement dit, les formes et les tailles des traces des imperfections surfaciques au point d'impact changent en fonction de la contrainte appliquée. Les observations directes des zones des surfaces clivées ont été commentées. Ces résultats seront discutés et comparés avec des études préalables afin de déduire un critère de conception de FMS robustes au clivage dans les pages qui suivent.

DISCUSSION ET PROPOSITION D'UN CRITÈRE DE CONCEPTION DE FIBRES MICROSTRUCTURÉES ROBUSTES AU CLIVAGE

Propagation de la fissure initiale

Supposons que la lame de la cliveuse touche la fibre seulement en un point sur sa périphérie et qu'elle produise et initie la propagation d'une fissure ayant un front semi-circulaire. La Figure 50, illustre la propagation de la fissure initiée. On a déjà vu au chapitre 3 et à travers les théories d'Inglis et de Griffith que, pour un matériau et une contrainte donnés, il existe une longueur critique de fissure au-delà de laquelle la fissure continue à se propager sans avoir besoin d'énergie supplémentaire ou de contrainte appliquée. Un point sur le front d'une fissure est défini comme étant *autoentretenu* si la profondeur de la fissure à ce point est supérieure à la valeur critique calculée pour le matériau et la contrainte donnée. La profondeur de la fissure se définit comme il a été expliqué dans le chapitre 3 : *la profondeur de la fissure à un point sur le front d'une fissure est égale à la longueur de la normale au front de la fissure*. Une fissure devient *autoentretenu en propagation* s'il existe un *point autoentretenu en propagation* sur son front. Une fissure ayant un point autoentretenu en propagation sur son front se prolonge, donc elle est *active*. De plus, les fissures qui n'ont pas au moins un point en commun sur leur front sont *indépendantes et se propagent indépendamment*.

La rupture d'un objet est de façon générale considérée comme une chaîne de propagation, d'arrêts, de déformation et encore de propagation des fissures comme l'illustre la Figure 55.

Quand une fissure arrête de se propager, une déformation s'ensuit pour redistribuer la contrainte. Si cette nouvelle distribution de contrainte favorise la propagation de la fissure, la fissure reprend sa propagation, généralement dans un plan de propagation différent. Le plan de propagation est perpendiculaire à la direction de contrainte et contient la courbe du front de fissure.

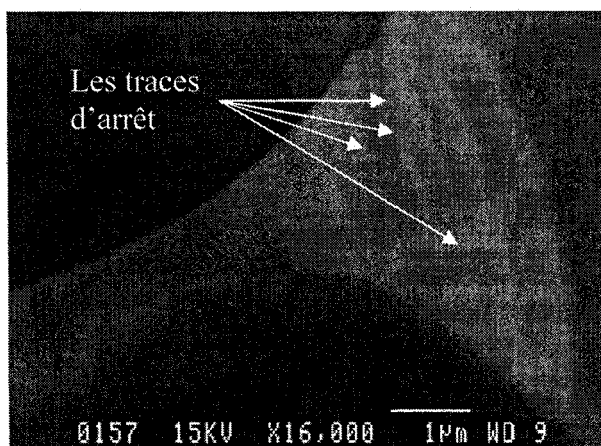


Figure 55 Un pont brisé. Les traces d'arrêt et de propagation de la fissure sont visibles.

Donc en général on peut expliquer la propagation de la fissure créée par la lame comme suit. Les traces semi-circulaires créées par l'impact de la lame présentent la forme du front de fissure. La fissure se propage en gardant sa même forme de front jusqu'à ce qu'elle arrive au premier capillaire. Ici le front de la fissure initiale se divise à deux fronts indépendants. Les deux fronts continuent à se propager séparément et arrivent aux premiers ponts et ensuite à un autre capillaire. Donc, comme il est illustré à la Figure 50, elle laisse dans son chemin, des fronts indépendants, au l'interface de la gaine externe et l'anneau des capillaires appelée « le début de pont ». « La fin d'un pont » est située à l'interface de l'anneau des capillaires et la gaine interne.

Afin d'avoir une surface de clive lisse et sans défaut, il faut que tous les fronts ainsi créés se propagent avec cohérence, c'est-à-dire qu'ils ne doivent pas être déviés, arrêtés ou retardés sur leur chemin jusqu'à la rupture finale de la fibre. Dans ce chapitre, on analyse et discute le comportement du front des fissures dans chacune des zones d'intérêt. Les résultats présentés dans le chapitre 3 servent à expliquer et élaborer un modèle pour les particularités de chaque zone.

Au chapitre 2, il a été expliqué que la théorie de Griffith surestime la profondeur critique par rapport à la théorie d'Inglis. La raison est que la théorie de Griffith ne considère pas

l'effet de l'intensification de la contrainte. D'un autre cote, la théorie d'Inglis sous-estime la profondeur critique nécessaire pour une fissure autoentretenu en propagation. La raison est que la théorie d'Inglis ne tient pas compte de l'effet de l'énergie libérée par la propagation d'une fissure. Autrement dit la théorie d'Inglis ignore le phénomène d'inertie dans la propagation de fissure. Donc en appliquant les deux théories on obtient un intervalle des valeurs possibles de la profondeur critique.

Point d'impact

Deux phénomènes reliés aux traces au point d'impact sont :

- Les imperfections en forme de raie illustrées à la Figure 46
- Les traces demi-circulaires.

La présence des raies peut être expliquée par l'activation de deux ou plusieurs fissures. Deux fissures se propageant produisent les imperfections aux endroits où elles s'affrontent. L'étendue de l'imperfection en forme d'une raie peut être estimée si la forme des fronts est connue au moment de la collision des deux fissures.

L'existence des raies peut être reliée à la loi de conservation de l'énergie. Considérons un élément de longueur infinitésimal sur le front de fissure. Lors de la propagation, une partie de l'énergie élastique libérée est absorbée par la surface lisse créée et une autre partie par la propagation de la fissure, c'est-à-dire par l'énergie cinétique de la fissure. Le taux d'absorption de l'énergie par la surface lisse créée et par la fissure est déterminé pour une contrainte et une profondeur de fissure données. Donc, la libération d'énergie supplémentaire nécessite la création d'une surface plus large. Ceci n'est possible que si la surface s'incline et qu'une plus grande surface est créée.

Selon les chapitres 2 et 3, ces raies sont plus présentes et plus prononcées lors d'un clivage sous une grande contrainte où le taux de libération d'énergie élastique est supérieur. Donc pour éviter ces raies il faut bien choisir l'énergie de l'impact de la lame en fonction de la contrainte appliquée. *L'énergie de l'impact de la lame doit être diminuée si la contrainte appliquée augmente.*

Au chapitre 3, il a été montré que la profondeur des traces semi-circulaires dans une SMF-28 est proportionnelle à la contrainte appliquée. Il a été également montré que, pour les FMS, cette proportionnalité suit la formule obtenue pour le SMF-28 si et seulement si la contrainte appliquée est égale à la force appliquée divisée par la superficie de la gaine externe uniquement. Vu que les matériaux des deux types de fibres sont les mêmes, on peut déduire que la majorité de la force appliquée aux FMS est distribuée dans la gaine externe. Au point d'impact la profondeur des traces semi-circulaires suit donc l'équation (49) présentée dans le chapitre 3. Dans le cas d'une SFM-28, σ_{app} est égal à la tension appliquée divisée par l'aire totale de la fibre alors que dans un FMS σ_{app} est égal à la tension appliquée divisée uniquement par l'aire de la gaine externe. Selon la théorie de Griffith la profondeur critique vaut :

$$l_c = \frac{2\gamma E}{\pi\sigma_{app}^2} = \frac{K_{IC}^2}{\pi\sigma_{app}^2} \quad (50)$$

Pour les spécifications données aux chapitres 2 et 3 sur la cliveuse et le verre et pour une contrainte de 180 MPa, la profondeur critique se situe entre 4 et 5 μm .

Imperfections au voisinage des capillaires

Les imperfections au voisinage d'un capillaire sont le résultat de la collision des fronts des deux fissures voyageant de part et d'autre d'un capillaire. Leur taille peut être estimée par la méthode suivante. Considérons deux fronts de fissure qui se propagent.

Les directions de la propagation sont perpendiculaires aux fronts. Si on représente la direction de propagation par un vecteur, on peut définir la *trace de collision* comme suit :

Si A_B est la projection du vecteur de propagation d'un front A sur le vecteur de propagation de l'autre front B. Un point est sur la trace de collision si et seulement si le vecteur A_B est opposé au vecteur B.

La Figure 56 illustre les détails d'une collision de deux fronts de fissure. F_1 et F_2 sont des fronts courbés de deux fissures se propageant. TF_1 et TF_2 sont des lignes tangentiels aux fronts F_1 et F_2 , au point de rencontre des deux fronts, P. NTF_1 et NTF_2 sont les normales à TF_1 et TF_2 au point P et représentent la direction de propagation des fissures au point P. Les vecteurs EP- NTF_2 et EN- NTF_2 sont les composantes orthogonales de NTF_2 respectivement parallèle et normale à NTF_1 .

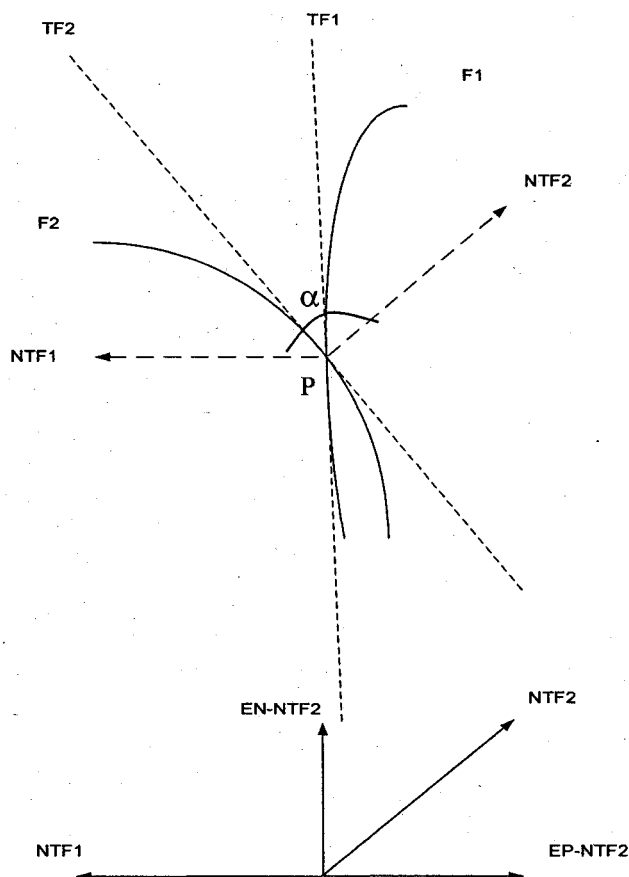


Figure 56 Collision de deux fronts de fissures se propagent.

Les raies représentent les traces des collisions de deux fissures. Dans ce cas, le point P est placé sur la trace de collision de deux fronts si et seulement si la direction de EP-NTF₂ est opposée à NTF₁. Si la trace de collision, c'est-à-dire le vecteur EP-NTF₂, possédait la même direction que NTF₁, le point P ne serait pas sur une imperfection. On observe que cette dernière condition est satisfaite si l'angle entre NTF₁ et NTF₂, α , est plus petit que 90° . Donc, la fin d'une imperfection en forme de raie, qui est le point le plus loin des capillaires, se situe où cet angle devient égal à 90° , c'est-à-dire les fronts de fracture sont perpendiculaires.

Rupture finale

L'imperfection de la zone de la rupture finale est comparable à une imperfection autour des capillaires, mais à plus grande échelle. Donc, il faut éviter que les fronts des fissures voyageant dans la gaine externe ne s'affrontent. Vu qu'il est, en pratique, difficile d'éviter cette collision, on suggère d'appliquer, lors de clivage, une plus faible, mais suffisante, contrainte. C'est-à-dire qu'il faut appliquer pour cliver la fibre la plus faible contrainte qui produit un surface de clive de qualité. Cette contrainte est unique pour chacune des fibres. On peut aussi minimiser la taille de collision des deux fissures se propageant dans la gaine externe en faisant des arrangements de trous de forme autre que circulaire, par exemple hexagonale.

Brisures des ponts

Selon les critères de Griffith et d'Inglis, une fois qu'une fissure commence à se propager, elle ne s'arrête jamais si la contrainte appliquée reste uniforme. Ce fait peut être expliqué comme suit :

- 1- Dans la théorie de Griffith, l'équation 50 indique qu'une fois que la profondeur critique est atteinte, si la contrainte appliquée est constante, le taux d'énergie libérée est assez grand pour que la fissure devienne autoentretenu.
- 2- Dans la théorie d'Inglis, l'équation 51 indique qu'une fois que la profondeur critique est atteinte, la contrainte locale est toujours supérieure à la résistance à la rupture du matériau. Cela est valide même si on suppose que l'entaille conserve sa forme semi-elliptique.

Lors de la propagation d'une fissure, le plan de propagation est toujours perpendiculaire à la direction de la contrainte. Donc, la fissure dévie si et seulement si la direction de la contrainte change. Le changement de direction de la contrainte est le signe de

déformation. Une déformation se produit lorsqu'aucune fissure ne se propage. Les observations des ponts confirment que le processus de propagation de la fissure dans les ponts brisés n'est pas continu, c'est à dire que la surface de clive créée consiste en une alternance de traces de propagation et de déformations, donc de propagation et d'arrêts. Ces traces sont illustrées à la Figure 55.

Ainsi et contrairement aux prédictions des théories de rupture existantes, une fissure peut arrêter de se propager. Les deux scénarios suivants peuvent conduire à un arrêt de propagation de la fissure :

- 1- une diminution de la contrainte appliquée, donc de la contrainte locale, perpendiculaire au plan de propagation dans le chemin de propagation de la fissure;
- 2- l'absence de la profondeur critique nécessaire pour un niveau de contrainte donné.

Calculer la contrainte locale dans les ponts n'est possible qu'à l'aide de logiciels de simulation spécialisés. De plus, au chapitre 3 il a été montré que la contrainte appliquée s'amortit dans la gaine externe et que par conséquent la gaine interne ne subit initialement aucune contrainte. Au fur et à mesure de la propagation de la fissure, la contrainte dans les ponts et dans la gaine interne change de manière dynamique. *Dans la présente étude, on suppose que la contrainte lointaine appliquée au moment où la fissure arrive au pont est égal à la contrainte lointaine initiale appliquée à la gaine externe.*

Au chapitre 3, il a été démontré que le front d'une fissure se déforme en passant à proximité des capillaires. Donc, il est possible que la profondeur de fissure tombe au-dessous de la longueur critique au milieu d'un pont et que la fissure arrête ainsi de se

propager. Afin d'éviter l'arrêt de la fissure, *il faut s'assurer qu'il existe toujours un point autoentretenu en propagation sur le front de fissure dans chaque pont.*

Si les fissures arrêtent de se propager au début des ponts, la tension de clive est distribuée en grande partie sur la surface des ponts, y causant une contrainte élevée. La contrainte qui en résulte est trop élevée par rapport à la résistance à la rupture de matériau, σ_{\max} , et la déformation qui suit fait en sorte que le pont se brise au milieu, c'est-à-dire là où le pont est plus faible, car il est moins épais qu'au début du pont. La Figure 36 montre ces ponts détruits sous ce type de contrainte élevée. La gaine interne reste donc intacte et la gaine externe se détache de la gaine interne. C'est le cas de l'échantillon #2 où la contrainte appliquée sur la gaine interne après l'arrêt de propagation de la fissure dans les ponts est autour 1.1 GPa. Cette contrainte est calculée en divisant la tension de clive par la surface de la gaine interne.



Figure 57 Surface de clive de l'échantillon #2. Les ponts sont détruits sous une contrainte élevée.

Si la fissure arrête de se propager au milieu ou à la fin d'un pont, la tension de clive est distribuée sur toute la gaine interne. La contrainte qui en découle est assez élevée pour que la gaine interne se brise. La déformation qui s'ensuit fait en sorte que la fissure

dévie vers l'intérieur, et donc le cœur brise à l'intérieur de la gaine externe. C'est le cas de l'échantillon #3, illustré à la Figure 37.

La contrainte appliquée à la gaine interne est de l'ordre de 850 MPa. Si la contrainte n'est pas assez grande pour que le cœur se brise et que la déformation modifie la direction de la propagation, la surface de clive ressemble à celle montrée à la Figure 38 obtenue avec l'échantillon #4. La contrainte appliquée est autour de 550 MPa.

Les échantillons #2 et #3 sont respectivement clivés sous une contrainte de presque 180 et 150 MPa. Sous ces contraintes, la profondeur critique maximale, selon la théorie de Griffith, devient respectivement 5.3 et 7.6 μm , et selon la théorie d'Inglis la profondeur critique devient 3.9 et 5.7 μm .

Les mesures de la profondeur des fissures présentées dans la section 3.3.3.3 du chapitre 3 montrent que les valeurs mesurées sont presque toujours inférieures aux valeurs calculées de profondeur selon les théories d'Inglis et de Griffith. Afin des comparaisons ces résultats sont encore une fois représentés aux Graphique 3 et Graphique 4 (p.111).

Le Graphique 3 illustre les mesures de profondeur des fissures dans un pont pour l'échantillon #2. Cette figure montre que 100% des profondeurs mesurées sont inférieures à 5.7 μm , 19% sont entre 3.9 μm et 5.7 μm et 81% sont inférieures à 3.9 μm . Le Graphique 4 illustre les mesures de profondeur des fissures dans un pont pour l'échantillon #2. Cette figure montre que 100% des profondeurs mesurées sont inférieures à 7.6 μm , 10% sont entre 5.3 μm et 7.6 μm et 90% sont inférieures à 5.3 μm . Donc on peut en déduire que dans le cas des échantillons #2 et #3 :

- Les fissures ayant pénétré dans les ponts n'ont pas la profondeur suffisante pour continuer à se propager. On peut dire que leur propagation est perturbée par la présence des trous.

- Les fissures arrêtent de se propager dans les ponts.
- Les théories de Griffith et d'Inglis peuvent être utilisées afin de prédire l'intervalle de profondeur des fissures nécessaire pour avoir une propagation non-perturbée par la présence des trous d'air.
- Il faut que la profondeur d'une fissure se propageant dans un pont soit plus grande que la profondeur critique calculée par les théories de Griffith et d'Inglis.

Critère de conception

Le critère de conception d'une FMS proposé consiste à déterminer la forme des capillaires en fonction des contraintes géométriques imposées par les conditions optiques. Ce critère doit considérer l'amélioration de toutes les zones d'imperfection, y compris la zone au voisinage des capillaires, la zone de la rupture finale et la zone des ponts. Pour minimiser les deux premières, il faut parvenir à éviter la collision des fronts des fissures se propageant. Donc, on se concentre sur le critère de la conception des ponts. Pour une propagation continue d'une fissure dans une FMS, il faut que la fissure initiale :

1. Entre dans le pont. C'est-à-dire que la fissure indépendante dans le pont en question doit être autoentretenu en propagation à l'entrée d'un pont.
2. Se propage dans le pont jusqu'à la fin du pont. C'est-à-dire que la fissure indépendante dans le pont en question doit être autoentretenu en propagation durant sa propagation le long de tout le pont.
3. Traverser la gaine interne et entre dans les ponts de l'autre côté.

La discussion présentée dans ce chapitre et les théories introduites dans les chapitres précédents permettent d'élaborer une méthode de conception de microstructures robustes au clivage. Ce critère est expliqué ci-dessous.

Conception de ponts robustes

Pour une forme donnée de capillaire, il faut s'assurer que le front de la fissure pénétrant dans le pont restera toujours autoentretenu en propagation. C'est-à-dire qu'il faut qu'au moins un point sur le front de fissure se propageant ait une profondeur égale ou supérieure à la profondeur critique. La Figure 58 illustre un pont. A est le point d'impact de la lame de la cliveuse. La fissure se propage en ligne droite vers B où l'onde de choc est déviée tangentiellment au bord du capillaire C_1 . Le segment de droite ABC à la Figure 58 montre le trajet du front de fissure du point d'impact de la lame jusqu'à son entrée dans un pont.

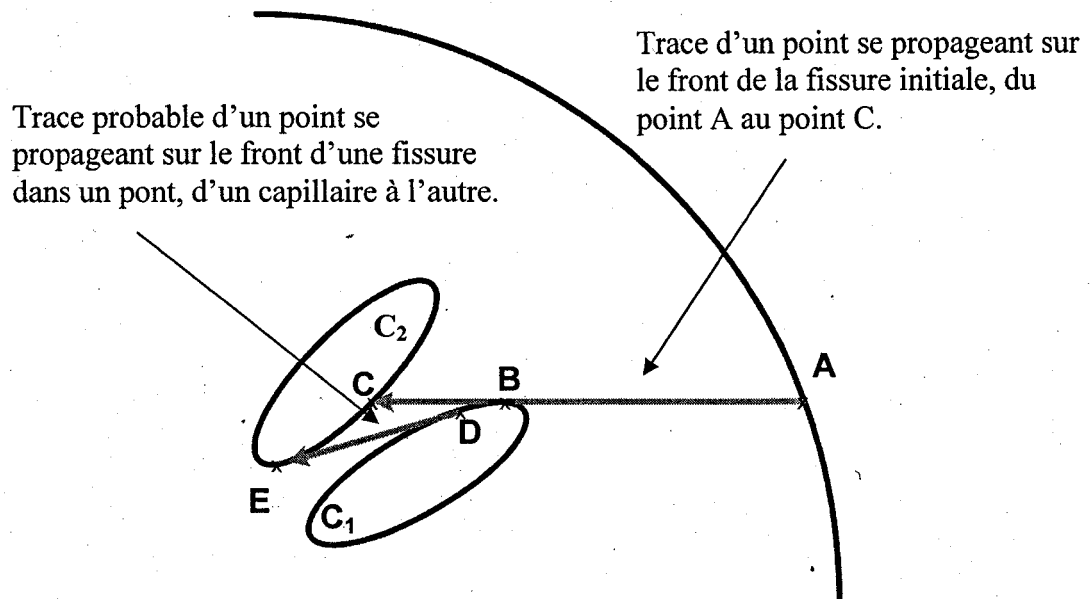


Figure 58 Propagation d'une fissure dans un pont.

Pour que la propagation soit d'autoentretenu, la longueur de la ligne tangentielle dessinée de chaque point sur le capillaire C_2 vers le capillaire C_1 doit être plus grande que la longueur critique, donc BC et $ED > l_c$. C'est-à-dire que pour un point B' juxtaposé au point B et à l'intérieur du pont, l'existence d'une profondeur critique sur le front de

fissure est assurée. La Figure 59 illustre le cas des capillaires polygones. Deux zones pour lesquelles la propagation est différente sont indiquées. Dans une de ces zones la fissure ne rencontre aucun obstacle pour se propager tandis que dans l'autre il est possible que la propagation s'arrête. Mais aussitôt que $BC > l_c$ la propagation dans cette zone devient aussi sans difficulté.

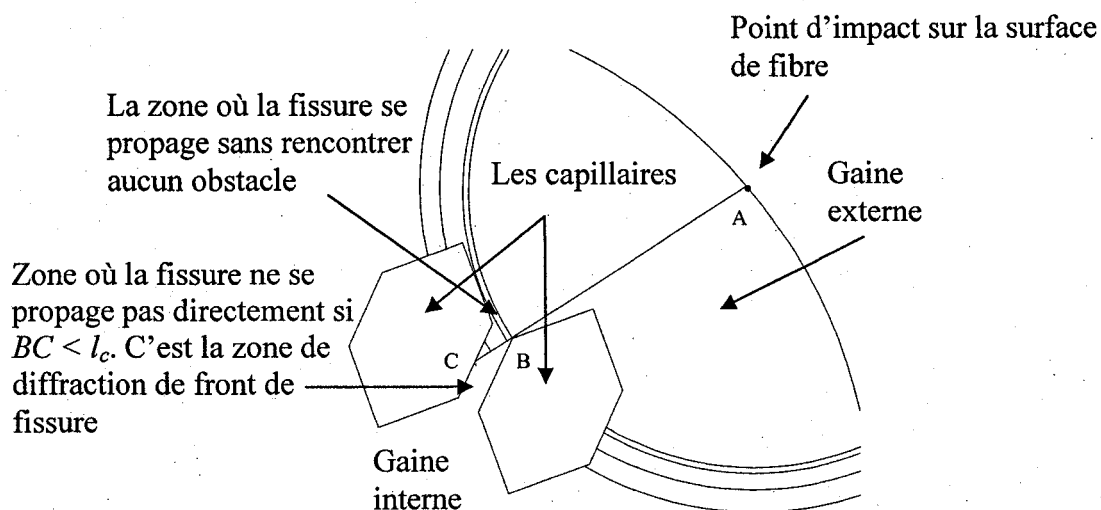


Figure 59 Propagation d'une fissure dans un pont.

Dans le cas des capillaires courbés, même si $BC > l_c$ est satisfaite, la fissure peut arrêter de se propager, car il se peut qu'existent des points qui n'ont pas la profondeur critique nécessaire dû à la courbure des capillaires. Dans le cas des capillaires polygones et convexes, une fois cette condition satisfaite, la fissure se propage dans le pont et le traverse complètement, comme il est illustré dans la Figure 60.

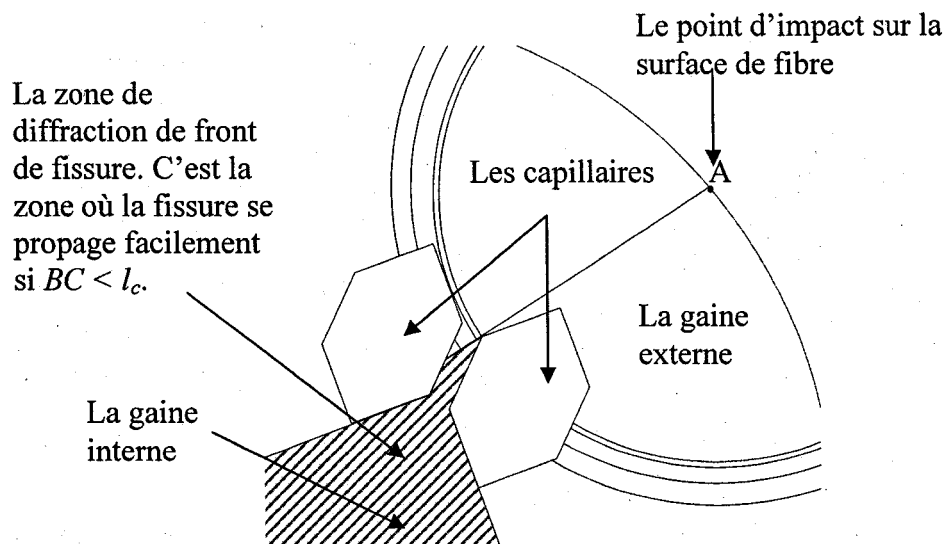


Figure 60 Zone où la fissure initiale ne peut pas entrer directement.

Au milieu d'un pont, selon la forme du capillaire au milieu d'un pont, la fissure peut refuser de se propager. Afin d'éviter l'arrêt de la fissure au milieu d'un pont, il faut que la longueur de la ligne simultanément tangentielle à deux capillaires adjacents soit plus grande que la longueur critique. La ligne DE à la Figure 58 est tangentielle aux capillaires C_1 et C_2 et sa longueur doit être plus grande que la profondeur critique. Ainsi pour tous les points sur un capillaire l'existence d'une profondeur critique sur le front de fissure est assurée. Dû à la courbure des capillaires, on ne peut pas être assuré que la longueur de toutes les lignes tangentielles de C_2 à C_1 est supérieure à la profondeur critique. À la sortie d'un pont, le critère est le même que dans le cas à l'entrée des ponts. En réalité, cette condition doit être satisfaite pour que la fissure se propageant dans la gaine interne puisse entrer dans les ponts de l'autre côté en traversant de la gaine interne.

Conception d'une fibre à double gaine et à ouverture numérique élevée robuste

Selon la discussion de la section précédente, une conception performante minimise la taille des imperfections autour des capillaires, la taille de la zone de la rupture finale et la probabilité de brisure des ponts. Les contraintes de conception ci-dessous sont choisies pour être dans l'ordre de grandeur des échantillons présentés dans ce mémoire. Pourtant,

certaines d'entre elles sont légèrement différentes, dans le but de montrer la généralité du critère. Les contraintes de conception sont :

- 1- Diamètre de la fibre : 135 μm (presque égale au diamètre d'échantion #1)
- 2- Diamètre de la gaine interne : 50 μm (presque égale au diamètre d'échantion #1)
- 3- λ d'opération (longueur d'onde de pompage) : 970 nm (identique à l'échantion #1)
- 4- Ouverture numérique : 0.6 (NA minimale recherché dans les FMS)
- 5- La longueur du pont : 3λ (pour pouvoir prendre les ponts comme les guides d'onde planaire)
- 6- Nombre des capillaires : 24 (choisi afin d'être conforme avec l'échantillon #1 et #2)

En ayant le diamètre de la fibre désirée, on trouve d'abord la contrainte appliquée maximale acceptable. Ceci est limité par la production de l'effet de mist et de hackle et l'équation 42. Donc il faut que la contrainte appliquée soit égale ou inférieure à :

$$K_{fract} = \sigma_{app} \sqrt{D_{mist}} \Rightarrow \sigma_{app} = \frac{K_{fract}}{\sqrt{1.1D_{mist}}} \Rightarrow \sigma_{app} = \frac{2.18 \times 10^6}{\sqrt{1.1 \times 135 \times 10^{-6}}} = 178 \text{ MPa} \quad (51)$$

On cherche à obtenir une valeur minimale de la profondeur critique. Dans ce calcul une marge de sécurité de 10% est prise pour le diamètre de la fibre. Donc, selon l'équation 36 du chapitre 3, la profondeur critique est égale à :

$$\sigma_{app} \sqrt{\pi l_c} = \sqrt{2\gamma E} = K_{IC} \Rightarrow l_c = \frac{K_{IC}^2}{\pi \sigma_{app}^2} \Rightarrow l_c = \frac{(0.73 \times 10^6)^2}{\pi (180 \times 10^6)^2} = 5.3 \mu\text{m} \quad (52)$$

À ce point, on a obtenu la contrainte mécanique de conception d'une fibre robuste au clivage mécanique : *une profondeur de fissure supérieure à 5.3 μm doit être garantie pour toutes les fissures se propageant à tout moments durant le clive.*

Ensuite, on cherche à satisfaire la condition d'ouverture numérique voulue. Selon le modèle optique présenté au Chapitre 1, la condition d'ouverture numérique détermine l'épaisseur maximale des ponts. Avec un indice de réfraction $n_1=1.456$ pour la silice et une ouverture numérique égale à 0.6, l'indice effectif de la zone microstructurées est :

$$NA = \sqrt{n_1^2 - n_w^2} \Rightarrow 0.6 = \sqrt{1.456^2 - n_w^2} \Rightarrow n_w = 1.327 \quad (53)$$

Donc avec des trous d'air ($n_2=1$)

$$\frac{W}{U} = \tan(U) \Rightarrow \frac{\sqrt{n_w^2 - n_2^2}}{\sqrt{n_1^2 - n_w^2}} = \tan(2\pi\rho\sqrt{n_1^2 - n_w^2}) \Rightarrow \rho = 0.2788 \text{ nm} \quad (54)$$

et $2\rho=w/\lambda$ et donc l'épaisseur maximale des ponts est égale à $w=540 \text{ nm}$. Le nombre des capillaires détermine l'étendue de l'angle (mesuré au centre de fibre) où chaque capillaire se trouve. Donc pour un ensemble de 24 capillaires, la largeur de l'angle est 15° . Comme il est illustré à la Figure 61, l'angle entre les lignes solides est 15° et également l'angle entre les lignes hachurées.

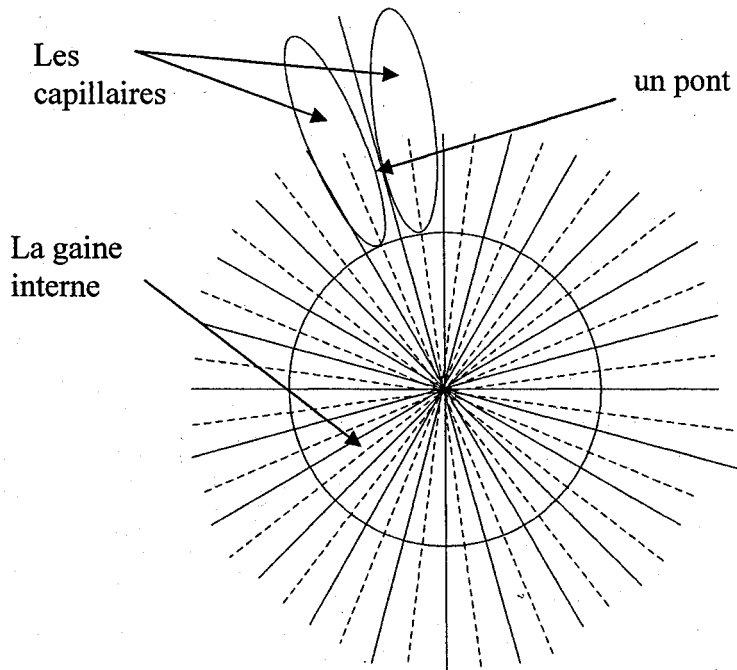


Figure 61 Étendue angulaire des capillaires.

Les lignes hachurées présentent les axes des capillaires et les lignes solides représentent les lignes de symétrie le long des ponts.

Afin de concevoir une fibre à double gaine, d'abord on dessine un cercle ayant un diamètre égal au diamètre de la gaine interne désirée comme l'illustre la Figure 61. Ensuite, on dessine les lignes qui déterminent la répartition angulaire des capillaires. Ces lignes sont aussi présentées à la Figure 61.

Un cercle ayant un diamètre légèrement plus grand que le diamètre de la gaine interne et le même centre est aussi dessiné. Ce cercle représente la tolérance géométrique du diamètre de la gaine interne comme le montre la Figure 62.

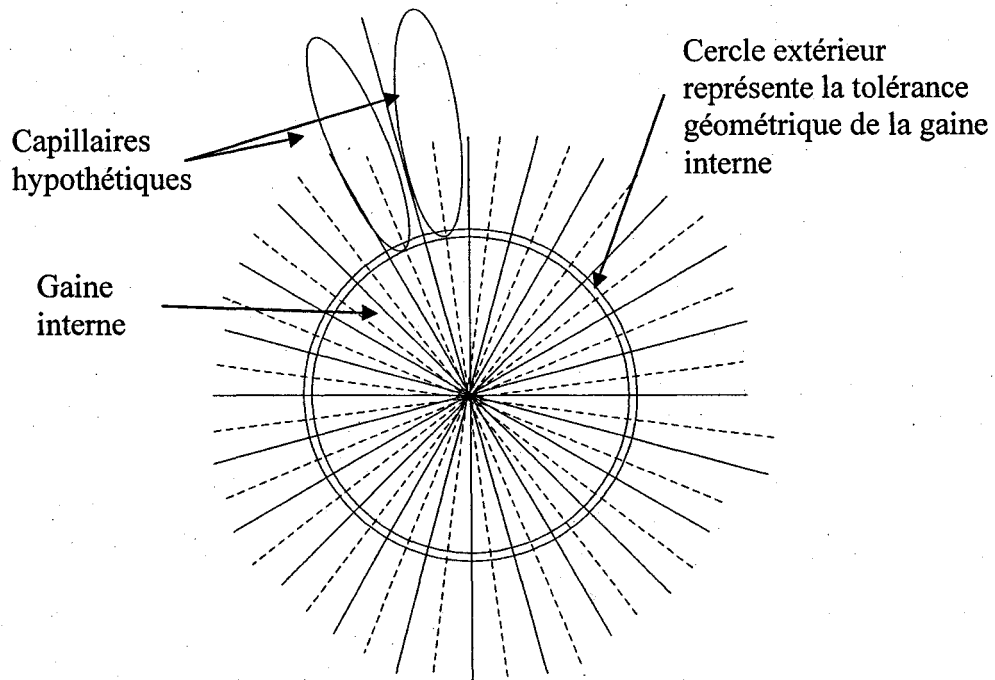
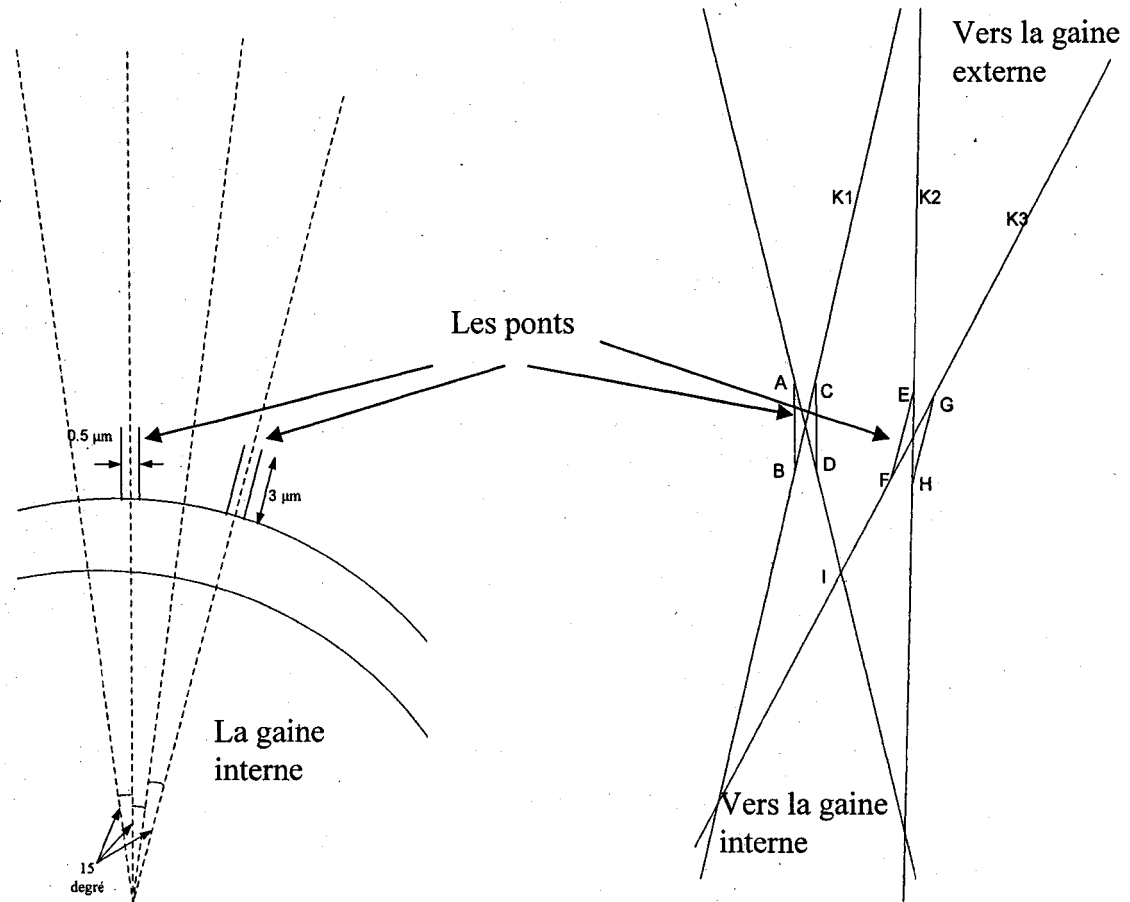


Figure 62 Gaine interne et le cercle qui présente sa tolérance géométrique.

Les ponts commencent à partir de l'espace entre deux cercles dessinés. La longueur des ponts doit être choisie de sorte que le modèle de guide d'onde planaire soit valide. Donc on a choisi une longueur égale à 3λ . Donc on dessine deux lignes parallèles et symétriques des deux cotés des lignes solides comme il est illustré à la Figure 63a. La distance entre ces lignes est plus petite que l'épaisseur du pont calculé par un facteur de 5 à 10% pour assurer que l'épaisseur du pont ne dépasse pas la valeur voulue. La zone de pont est agrandie dans la Figure 63b. Les paires de lignes (AB, CD) et (EF, GH) constituent deux ponts. Les paires de lignes (BC, AD) et (FG, EH) délimitent les parties externes et internes des capillaires. Par exemple, dans la Figure 63b, les capillaires sont limités par CDIFE. De point de vue mécanique, la longueur du pont doit être minimisée



- a) Placement de la partie la plus mince de ponts b) Agrandissement de la zone des ponts.

Figure 63 Placement des ponts.

Si on suppose qu'il n'y a pas de contraintes technologiques pour réaliser les capillaires ayant des lignes droites et les angles éguisés, la condition de la ligne tangentielle à deux capillaires est toujours satisfaite, peu importe la longueur de BC, AD, FG et EH. C'est-à-dire que par exemple la position des points K_1 et K_2 sur BC et EH en sorte que BK_1 et HK_2 soient plus long que la profondeur critique, n'a pas d'importance car cette condition est automatiquement satisfaite, peu importe la position des points K_1 et K_2 . S'il existe des contraintes technologiques pour réaliser les lignes droites, il faut trouver le point K_1 de sorte que, par exemple BK_1 et HK_2 soient plus grandes que la profondeur critique.

Donc, la bordure du capillaire ne doit pas toucher la ligne BK_1 ou HK_2 avant les point K_1 et K_2 .

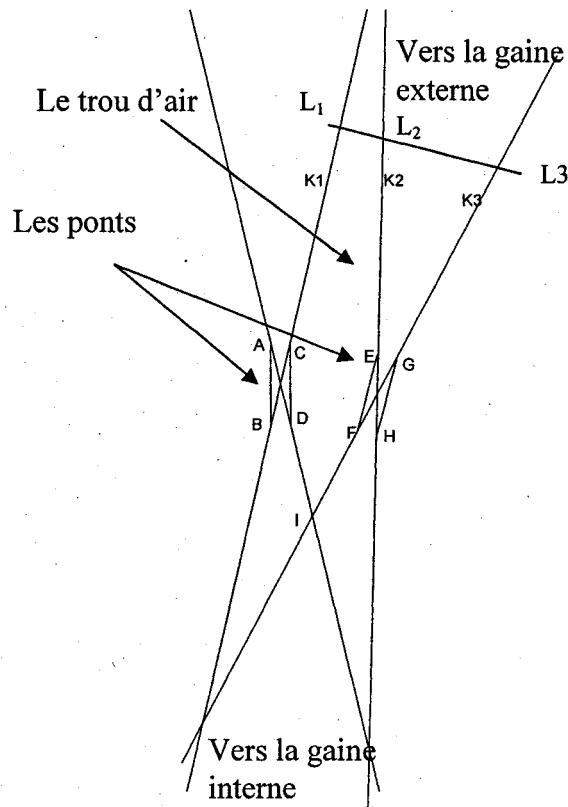


Figure 64 Limite de capillaire du côté de la gaine externe.

Minimisation des imperfections autour des capillaires

Après avoir déterminé la forme des ponts et les limites des capillaires, on détermine la forme de la tête des capillaires à côté de la gaine interne. Comme il est expliqué dans la section « Imperfections au voisinage des capillaires », l'angle entre les vecteurs de propagation des fronts au point d'incidence doit être moins grand que 90° . Donc, le critère pour trouver la limite du capillaire du côté de la gaine interne est d'éviter la collision des deux fronts voyageant de deux côtés du capillaire. Les emplacements des points où l'angle d'incidence est 90° est un demi-cercle de diamètre DF. Mais le cas

idéal est d'avoir un rayon de courbure le plus petit possible dans cette zone, donc on peut avancer dans la zone entre le cercle qui représente la bordure de la gaine interne et celui qui est un peu plus grand. Ce critère assure l'absence de collision des deux fronts voyageant des deux côtés du capillaire lorsqu'ils se joignent.

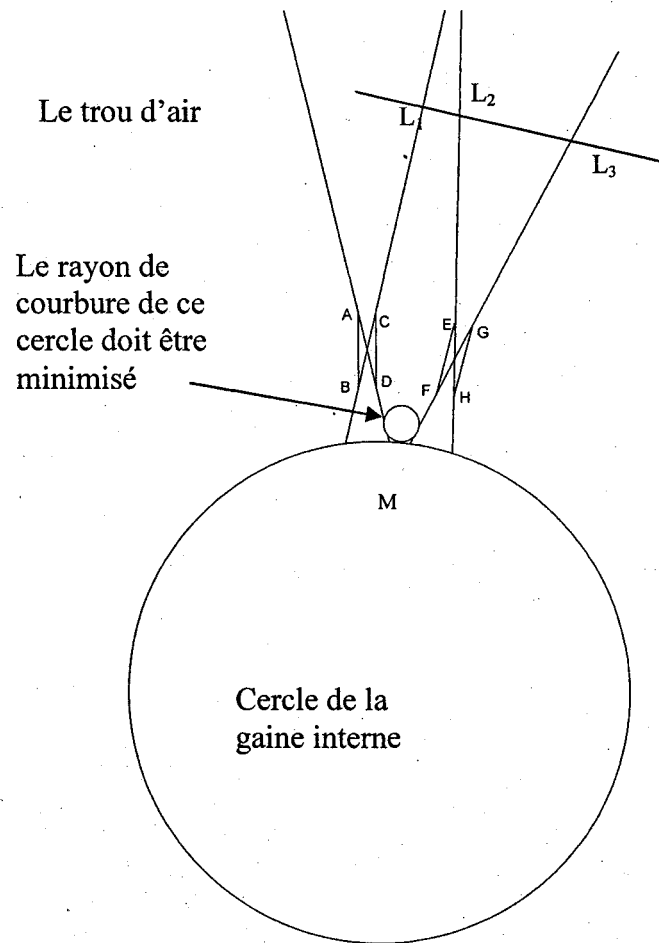


Figure 65 La forme finale du capillaire.

Afin de trouver la limite du capillaire du côté de la gaine externe, il faut trouver les points L_1 de sorte que L_2L_3 soit plus grande que la profondeur critique. La ligne L_2L_3 est le cas extrême où on peut réaliser les capillaires ayant des bordures en lignes droite. La Figure 64 illustre la ligne $L_1L_2L_3$.

Ensuite on peut dessiner un demi-cercle qui soit tangentiel à la gaine interne. Vu que le point I dans la Figure 64 peut dépasser le cercle représentant de la gaine interne, on cherche une courbe dans la zone DFI qui soit tangentielle au cercle de la gaine interne comme il est illustré à la Figure 65. La forme finale des limites des capillaires est donc L_1L_2EFMDC . Les dimensions des lignes sont :

$$EF=DC=3 \mu\text{m}$$

$$\text{Rayon du cercle qui définit le point M} = 0.5-0.7 \mu\text{m}$$

$$CL_1=EL_2= 5 \mu\text{m}$$

Minimisation des imperfections de la zone de la rupture finale

Après avoir déterminé la forme des ponts, on détermine la forme de l'anneau des trous d'air pour éviter les imperfections présentes à la zone de la rupture finale. L'explication donnée à la section de « Imperfections au voisinage des capillaires » impose que l'angle entre les vecteurs de propagation des fronts au point d'incidence soit moins grand que 90° . Afin d'éviter les effets de polarisation il est préférable de choisir une forme d'anneau qui approxime bien un cercle, donc un anneau en forme d'un polygone convexe. Mais les polygones convexes, font en sorte que les fronts des vecteurs de propagation des fronts de deux fissures s'affrontent avec un angle de plus grand que 90° . Parmi les polygones convexes, les hexagones produisent un angle d'incidence moins grand que les autres, car ils possèdent des angles de 120° qui est le plus petit angle et la plus proche à 90° parmi les angles des polygones. Il est aussi moins compliqué à réaliser.

CONCLUSION

Dans le cadre de la recherche présentée dans ce mémoire, nous avons étudié le clivage mécanique de fibres optiques microstructurées à double gaine. L'objectif était de pouvoir exploiter les avantages optiques des fibres microstructurées tout en assurant leur robustesse face au clivage mécanique. Cette robustesse assure une connexion de qualité des fibres microstructurées aux autres dispositifs, ce qui est primordial dans les applications des ces fibres.

En premier lieu, les divers types de fibres optiques ont été présentés ainsi que leurs profils d'indice de réfraction qui déterminent leur fonctionnement. Cette étude des aspects optiques des fibres conventionnelles a fourni les informations nécessaires pour un meilleur choix de la forme des capillaires, de leur positionnement et de la combinaison des formes dans les fibres optiques microstructurées. Vu que les échantillons des fibres microstructurées qui nous ont été fournis par *OFS-Fitel ApS* sont de type fibres à double gaine, nous nous sommes concentrés sur les aspects optiques et mécaniques de cette catégorie de fibres optique microstructurées. La méthode de conception optique des fibres microstructurées à double gaine est extraite de la littérature [14] et la contrainte imposée par les caractéristiques optiques désirées (une grande ouverture numérique) sur l'épaisseur des ponts est déterminée.

D'un autre côté, la théorie de la rupture des matériaux fragiles a été étudiée. La théorie de la rupture est à la base du fonctionnement des cliveuses mécaniques qui sont le plus souvent utilisées pour cliver les fibres optiques en laboratoire et sur le terrain. Les deux théories existantes de la propagation des fissures, respectivement d'Inglis et de Griffith, ont été méticuleusement étudiées. De plus, les surfaces de clive de six échantillons de type de fibres microstructurées à double gaine ont été très attentivement observées. Les zones ayant des imperfections surfaciques importantes ont été distinguées et analysées. Le mode de propagation des fissures dans la gaine externe, dans les ponts et autour des

BIBLIOGRAPHIE

1. T. Miyakawa, et al., *2.56 Tbit/s (40Gb/s x 64WDM) unrepeated 230km Transmission with 0.8 bits/Hz Spectral Efficiency Using Low-Noise Fiber Raman Amplifier and 170 μm^2 A_{eff} Fiber*. OSA, Optical amplifiers and their Applications Proceedings, 2002. **77**: p. 270-273.
2. A. Bjarklev, J. Broeng, and A.S. Bjarklev, *Photonic Crystal Fibers*. 2003, Norwell, Massachusetts: Kluwer Academic Publishers.
3. T.A. Birks, J. C. Knight, and P.S.J. Russell, *Endlessly single-mode photonic crystal fiber*. Optics letters, 1997. **22**(13): p. 961-963.
4. Zenteno, L., *High-Power Double-Clad Fiber Lasers*. Journal of Lightwave Technology, 1993. **11**(9): p. 1435-1446.
5. V.A. Kozlov, et al., *Silica-Air Double-Clad Optical Fiber*. IEEE Photonics Technology Letters, 2000. **12**(8): p. 1007-1009.
6. C. Simonneau, et al., *High-power air-clad photonic crystal fiber cladding-pumped EDFA for WDM applications in the C-band*. Electronics letters, 2003.
7. J. T. Lizier and G.E. Town, *Splice losses in holey optical fibers*. Photonics Technology letters, 2001. **13**(8): p. 794-796.
8. S. T. Huntington, K. Lyytikainen, and J. Canning, *Crack generation and removal in cleaved air-silica structured optical fibers*. Proceedings SBMO, 2003: p. 997-1000.
9. C.P. Chen and T.H. Chang, *Fracture mechanics of optical fibers*, in Elsevier, 2001.
10. B. Bourliaguet, et al., *Microstructured fiber splicing*. Optics Express, 2003. **11**(25): p. 3412-3417.
11. A. O. Blanch, et al., *Ultrahigh Birefringent Nonlinear Microstructured Fiber*. IEEE Photonics Technology Letters, 2004. **16**(7): p. 1667-1669.
12. K. Tajima, et al., *Ultralow Loss and Long Length Photonic Crystal Fiber*. Journal of Lightwave Technology, 2004. **22**(1): p. 7.
13. T.Schreiber, et al., *High-power air-clad large-mode-area photonic crystal fiber laser*. IEEE Photonics Technology letters, 2003.
14. W. J. Wadsworth, et al., *Very High Numerical Aperture Fibers*. IEEE Photonics Technology Letters, 2004. **16**(3): p. 843-845.
15. L. Zhang and C. Yang, *A Novel Polarisation Splitter Based on the Photonic Crystal Fiber With Nonidentical Dual Cores*. IEEE Photonics Technology letters, 2004. **16**(7): p. 1670-72.
16. G. V. Steenberge, et al., *Laser Cleaving of Glass Fibers and Glass Fiber Arrays*. Journal of Lightwave technology, 2005. **23**(2): p. 609-614.
17. J. H. Chong and M.K. Rao, *Development of a system for laser splicing photonic crystal fiber*. Optics Express, 2003. , Vol. **11**(No. 12): p. 1365-1370.
18. S. T. Huntington, K. Lyytikainen, and J. Canning, *Analysis and removal of fracture damage during and subsequent to holey fiber cleaving*. Optics Express, 2003. **11**(6): p. 535-540.

19. V. François and S.S. Aboutorabi, *A mechanical criterion for the design of readily cleavable microstructured optical fibers*. Optics Express, 2006. 14(16): p. 7312-7318.
20. Goff, D.R., *Fiber Optic Reference Guide: a practical guide to communications technology*. Third ed. 2002: Focal Press.
21. Keiser, G., *Optical fiber communication*. Third ed. 2000: Mc Graw Hill.
22. Yablon, A.D., *Optical Fiber Fusion Splicing*. 2005, Germany: Springer.
23. G. P. Agrawal and C. Headley, *Fiber-Optic Communication Systems*. Third ed. 2002, New York: John Wiley & sons Inc.
24. E. J. Gualada, L.C. Gomez-Pavon, and J.P. Torres, *Compensation of third order dispersion in a 100 gb/s single channel system with in-line fiber Bragg grating*. Modern Optics, 2005. 51(19): p. 1197-1206.
25. Desurvire, E., *Erbium Doped Fiber Amplifiers: Principles and Applications*. 1994, New York, New York: John Wiley & Sons, Inc.
26. C. Headley and G.P. Agrawal, *Raman Amplification in Optical Fiber Communication Systems*. 2005, San Diego: ELSEVIER ACADEMIC PRESS.
27. Agrawal, G.P., *Application of Nonlinear Fiber optics*. 2001, Orlando, Florida: Academic Press.
28. J. Knight, et al., *New Solutions in Fiber Optics*. Optics & Photonics News, 2002: p. 26-30.
29. Buczynski, R., *Photonic Crystal Fiber*. Acta physica polonica, 2004. 106(2): p. 141-167.
30. B. Bourliaguet, C. Paré, and A. Proulx, *Application des fibres microstructurées*: Québec.
31. L. Tartara, I. Cristiani, and V. Degiorgio, *Efficient infrared-to-blue conversion in the propagation of ultrashort pulses in a microstructured fiber*. Optical Society of America, 2000.
32. Kasap, S.O., *Optoelectronics and Photonics: Principles and Practices*. 2001, Upper Saddle River, New Jersey: Prentice Hall.
33. Knott, J.F., *Fundamentals of Fracture Mechanics*. 1981, London: Butterworths.
34. K. Yoshida, et al., *Fracture origins of optical fibers Fabricated by hybridized process*. Journal of Lightwave Technology. Vol. 14(No. 11).
35. J. J. Carr and S.L. Saikkonen, *The principles of strength and fracture in optical fibers*. p. 294.
36. D. K. Felbeck and A.G. Atkins, *Strength And Fracture of Engineering Solids*. Second ed. 1996, Upper Saddle River, New Jersey: Prentice Hall.
37. Courtney, T.H., *Mechanical behavior of materials*. 2000: McGraw-Hill.
38. Ritchie, R.O., *Mechanics of fatigue-crack propagation in ductile and brittle solids*. International journal of fracture, 1999(100): p. 55-83.
39. Lecoy, P., *Télécoms sur fibres optiques*. Deuxième ed. 1997, Paris: HERMES.
40. Fellows, A.J., *Fractography and atlas of fractographs*. Vol. vol.9. 1974, Ohio: American Society of metals. p. 29.
41. Sanford, R.J., *Principles of Fracture Mechanics*. 2003, Upper Saddle River: Prentice Hall.

42. G. Camilo and J. Matthewson, *Tensile strength of high speed proof tested fiber optics*. Proceedings, 1997: p. 631-6.
43. G. M. Camilo and J. Matthewson, *Tensile Strength of High Speed Proof tested Fiber optics*. Proceedings SBMO, 1997: p. 631-636.
44. T. Kuwabara, et al., *Optical Loss Features due to fiber fracturing at splice*. Electronics letters, 1991. **27**(19): p. 1774-1776.
45. Holloway, D.G., *The fracture of glass*. 2001.
46. Cherepanov, G.P., *Fracture : A Topical Encyclopedia of current knowledge*. 1998, Malabar, Florida: Krieger publication company.
47. Phalippou, J., *Verres, Proprietes et applications*: Universite de montpellier II.
48. J. Masounave, C. Bathias, and I. Dickson, *Rupture, Controle, Surete*. 1985, Boucherville: Conseil national de recherches Canada, 1985.
49. G.S. Glaesemann, et al., *High Tensile Strength Testing of Optical Fiber*. Corning internal publications.
50. D. Gloge, et al., *Optical Fiber End Preparation for Low-Loss Splices*. The Bell system technical journal, 1973. **52**(9): p. 1579-88.
51. NIST, *NIST Property Data Summaries*.
52. H. Tada, P.C. Paris, and G.R. Irwin, *The Stress Analysis of Cracks Handbook*. 3rd ed. 2000, New York: American Society of Mechanical Engineers Press.
53. T. Haibara, M. Matsumoto, and M. Miyauchi, *Design and developpement of an automatic cutting tool for optical fibers*. Lightwave technology, 1986. **LT-4**(9): p. 1434-1439.