

# UNIVERSITE DE LIMOGES

ECOLE DOCTORALE Science - Technologie - Santé

FACULTE des Sciences et Techniques

Année : 2003

Thèse N° 50.2003

## Thèse

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES**

Discipline / Spécialité : Electronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique

présentée et soutenue par

**Isabelle NIORT**

le 24 novembre 2003

**Contribution à la réalisation de microrésonateurs  
sur fibre optique de silice par faisceau  
d'électrons piloté en vue d'une application au  
multiplexage en longueur d'onde**

**Thèse dirigée par J. MARCOU  
et co-encadrée par C. DARRAUD**

**Rapporteurs**

L. MAKOVICKA

O. PARRIAUX

**Examineurs**

C. DARRAUD

J. MARCOU

G. MARTINELLI

D. PAGNOUX

B. POUHELLEC

F. REYNAUD

Professeur à l'Université de Franche-Comté, IRMA-CREST  
Professeur à l'Université de Saint-Etienne, TSI

Maître de conférence à l'Université de Limoges, IRCOM  
Professeur à l'Université de Limoges, IRCOM  
Maître de conférence à l'Université de Lille, PHLAM  
Chargé de Recherche à l'Université de Limoges, IRCOM  
Directeur de Recherche à l'Université de Paris Sud, LPCES  
Professeur à l'Université de Limoges, IRCOM

## CHAPITRE 1

## PRESENTATION DE LA SILICE ET DE L'ECRITURE ELECTRONIQUE

<u>INTRODUCTION</u> .....	7
<u>A. La silice</u> .....	7
<u>1. Description générale de l'organisation structurale de la silice pure</u> .....	7
<u>2. Propriétés</u> .....	8
<u>2.1. Propriétés optiques</u> .....	9
<u>2.1.1. Définition de l'indice de réfraction</u> .....	9
<u>2.1.2. Equation de dispersion</u> .....	10
<u>2.2. Propriétés mécaniques</u> .....	10
<u>2.2.1. Modules d'élasticité, de torsion, de compression et coefficient de Poisson</u> .....	10
<u>2.2.2. Constante photo-élastique</u> .....	11
<u>2.2.3. Dureté</u> .....	11
<u>2.3. Propriétés thermiques</u> .....	12
<u>2.3.1. Température inférieure de recuit</u> .....	12
<u>2.3.2. Température supérieure de recuit</u> .....	12
<u>2.3.3. Température de ramollissement</u> .....	12
<u>2.3.4. Température de transformation (<math>T_g</math>) et de limite d'allongement (<math>A_t</math>)</u> .....	12
<u>2.3.5. La dévitrification</u> .....	13
<u>2.4. Propriétés chimiques et dopage</u> .....	13
<u>2.4.1. Pureté chimique</u> .....	13
<u>2.4.2. Résistance à l'eau, aux acides et aux phosphates</u> .....	14
<u>2.5. Autres propriétés</u> .....	14
<u>2.5.1. Bulles et inclusions</u> .....	14
<u>2.5.2. Homogénéité</u> .....	14
<u>B. L'écriture par faisceau d'électrons</u> .....	15
<u>1. Les autres techniques de lithographie</u> .....	15
<u>1.1. La photolithographie optique conventionnelle</u> .....	15
<u>1.2. La lithographie par rayons X</u> .....	17
<u>1.3. La lithographie par des rayons EUV</u> .....	18
<u>2. L'écriture par faisceau d'électrons</u> .....	18
<u>2.1. Présentation générale</u> .....	18
<u>2.2. Le microscope électronique à balayage</u> .....	19
<u>2.2.1. Description du MEB Philips</u> .....	19
a) <u>Le canon à électrons</u> .....	20
b) <u>L'optique de focalisation</u> .....	23
c) <u>Le dispositif de balayage</u> .....	25
<u>2.2.2. Logiciels de pilotage du faisceau électronique et de conception de composants</u> .....	27
a) <u>Le logiciel XL control</u> .....	27
b) <u>Les logiciels XL Génèse et XL Pilot</u> .....	29
c) <u>Le logiciel Elphy Quantum</u> .....	35
<u>CONCLUSION</u> .....	36
<u>BIBLIOGRAPHIE</u> .....	37

## CHAPITRE 2

### ETUDE THEORIQUE ET MODELISATION DES INTERACTIONS ELECTRONS-SILICE

INTRODUCTION.....	43
A. Rappels sur les interactions électrons-matière .....	43
1. Interactions élastiques .....	43
1.1. Théorie élémentaire .....	43
1.2. Conséquences des interactions élastiques.....	44
1.2.1. Effet thermique .....	44
1.2.2. Effet chimique.....	44
1.2.3. Effet du déplacement atomique.....	45
1.3. Caractéristiques de la diffusion élastique .....	45
2. Interactions inélastiques .....	47
2.1. Théorie élémentaire .....	47
2.2. Conséquences des interactions inélastiques.....	47
2.2.1. Excitation des niveaux de conduction ou de valence.....	47
2.2.2. Excitation des niveaux atomiques profonds.....	48
2.2.3. Conversion en énergie électromagnétique .....	48
2.3. Caractéristiques de la diffusion inélastique .....	48
3. Bilan des pertes d'énergie .....	49
3.1. Perte d'énergie par ionisation et excitation .....	49
3.2. Perte d'énergie dans un milieu composé.....	50
3.3. Rayonnement de freinage : Bremsstrahlung.....	50
3.4. Perte d'énergie totale.....	51
4. Particules et rayonnements émis .....	51
B. Modélisation du dépôt d'énergie des électrons dans la silice .....	55
1. Le code EGS4.....	55
1.1. Description.....	55
1.2. Bases de fonctionnement .....	55
1.2.1. Les codes de classes I et I' .....	56
1.2.2. Les codes de classe II (ou mixtes) .....	56
1.3. Interactions gérées par EGS4.....	58
2. Résultats des simulations.....	58
3. Interprétations des résultats .....	60
CONCLUSION .....	64
BIBLIOGRAPHIE .....	65

## CHAPITRE 3

### INSCRIPTION TOPOGRAPHIQUE DE STRUCTURES SUR SILICE PAR FAISCEAU D'ELECTRONS

<u>INTRODUCTION.....</u>	<u>69</u>
<u>A. Etude bibliographique .....</u>	<u>69</u>
<u>B. Description et préparation des échantillons.....</u>	<u>73</u>
<u>1. Description des échantillons.....</u>	<u>73</u>
<u>1.1. Les pastilles de silice massive.....</u>	<u>73</u>
<u>1.2. Les tronçons de fibre .....</u>	<u>73</u>
<u>1.3. Les couches minces de silice dopées.....</u>	<u>75</u>

2. Préparation des cibles.....	75
C. Présentation des appareils de mesures.....	76
1. Description et principe de fonctionnement des différents profilomètres.....	76
1.1. Le profilomètre Sloan Dektak IIA.....	76
1.2. Les profilomètres interférométriques à glissement de phase.....	77
2. Résolution des appareils de mesure.....	78
D. Caractérisation des échantillons.....	78
1. Caractérisation avant irradiation.....	78
1.1. Rugosité des échantillons.....	78
1.1.1. Définition.....	78
1.1.2. Résultats des mesures.....	79
1.2. Mesure de la courbure intrinsèque.....	80
2. Caractérisation des modifications topographiques sur fibre et silice massive.....	81
2.1. Réalisation de trous à l'aide d'un faisceau électronique focalisé ( $\Delta WD = 0$ ).....	81
2.1.1. Evolution du diamètre du disque en fonction de la durée d'irradiation.....	84
2.1.2. Evolution de la profondeur d'impact en fonction de la durée d'irradiation.....	86
2.1.3. Etude de la reproductibilité et des effets cumulatifs des phénomènes.....	90
2.2. Réalisation de disques à l'aide d'un faisceau électronique défocalisé ( $\Delta WD \neq 0$ ).....	91
2.3. Réalisation de lignes à l'aide d'un faisceau focalisé ( $\Delta WD = 0$ ).....	92
2.4. Réalisation de lignes à l'aide d'un faisceau électronique défocalisé ( $\Delta WD \neq 0$ ).....	96
2.5. Réalisation de surface rectangulaire à l'aide d'un faisceau électronique focalisé.....	98
2.5.1. Influence de la vitesse de balayage.....	99
2.5.2. Evolution de la variation d'épaisseur en fonction de la surface irradiée.....	100
3. Caractérisation des modifications topographiques sur silice dopée.....	100
4. Synthèse des résultats et discussion.....	101
CONCLUSION.....	105
BIBLIOGRAPHIE.....	106

## CHAPITRE 4

### ETUDE THEORIQUE DE LA PROPAGATION D'UNE ONDE LUMINEUSE DANS DES GUIDES ET MICROGUIDES

INTRODUCTION.....	111
A. Rappel théorique de la propagation d'une onde lumineuse.....	111
1. Dans un guide plan parfait.....	111
1.1. Description.....	111
1.2. Théorie des rayons.....	112
1.2.1. Guide plan à saut d'indice.....	112
1.2.2. Guide plan à gradient d'indice.....	113
1.3. Théorie électromagnétique.....	113
1.3.1. Guide plan à saut d'indice.....	114
a) Equation de propagation.....	114
b) Définition des modes TE et TM.....	114
c) Equation de propagation des modes TE et TM.....	115
d) Répartition du champ électromagnétique.....	115
e) Relation de dispersion.....	115
f) Coupure du mode.....	116
g) Nombre de modes guidés.....	116

1.3.2. Guides plans à gradient d'indice.....	116
a) Equation de propagation dans le cas général.....	116
b) Etude des modes TE.....	117
b.1) Résolution de l'équation de propagation.....	117
b.2) Approximation WKB.....	118
b.3) Répartition du champ électromagnétique.....	118
b.4) Relation de dispersion.....	119
c) Etude des modes TM.....	119
d) Equivalence des guides à saut d'indice et à gradient d'indice.....	120
2. Dans un microguide parfait.....	120
2.1. Description.....	120
2.2. Théorie électromagnétique.....	121
2.2.1. Méthode de Marcatili.....	121
2.2.2. Méthode de l'indice effectif.....	125
<b>B. Méthode de caractérisation des structures guidantes.....</b>	<b>129</b>
1. Caractérisation de l'indice de surface.....	130
2. Caractérisation du couplage.....	132
2.1. Les différentes techniques de couplage.....	132
2.2. La spectroscopie des lignes noires.....	133
2.2.1. Principe.....	133
2.2.2. Condition d'excitation.....	134
2.2.3. Conditions expérimentales.....	135
2.2.4. Précision sur les mesures.....	136
2.3. Reconstruction du profil d'indice.....	136
2.4. Reconstruction du profil du champ électromagnétique.....	137
2.4.1. Méthode de Runge Kutta.....	138
a) Intégration d'un système de deux équations différentielles du premier degré... ..	138
b) Application à l'intégration d'une équation différentielle du second ordre.....	139
c) Application au tracé du champ optique dans un guide d'onde plan.....	139
d) Application à la détermination de l'indice effectif.....	140
2.4.2. Méthode des matrices caractéristiques.....	141
a) Modes TE.....	142
b) Modes TM.....	144
<b>CONCLUSION.....</b>	<b>145</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE.....</b>	<b>146</b>

## CHAPITRE 5

### REALISATION PRATIQUE DE GUIDES ET MICROCOMPOSANTS OPTIQUES

INTRODUCTION.....	151
A. Etude bibliographique.....	151
1. Les phénomènes mis en jeu.....	151
2. Quelques structures optiques.....	153
2.1. Les guides plans.....	153
2.1.1. Guides linéaires.....	153
a) Indices effectifs.....	153
b) Les pertes optiques.....	156
b.1) Silice massive.....	156
b.2) Couche de silice sur substrat de silicium.....	156

2.1.2. Les guides non linéaires .....	157
2.2. Structures à base de coudes .....	158
2.3. Microcavités.....	159
B. Réalisation pratique de guides sur silice massive par faisceau d'électrons .....	161
1. Caractérisation des échantillons avant irradiation.....	162
2. Caractérisation des échantillons après irradiation.....	162
2.1. Indice de surface.....	163
2.2. Indices effectifs .....	164
2.2.1. Résultats des mesures.....	164
2.2.2. Modélisation du profil d'indice .....	167
2.2.3. Détermination des indices effectifs par simulation .....	167
a) Résultats .....	168
b) Cartographie des champs .....	170
b.1) Tracés pour $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$ .....	171
b.2) Tracés pour $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ .....	172
2.2.4. Relation indice-énergie déposée .....	174
3. Conclusion.....	175
C. Réalisation pratique de guides sur film de silice dopé .....	175
1. Caractérisation avant irradiation .....	176
1.1. Résultats des mesures.....	176
1.2. Evolution des indices effectifs en fonction de l'ordre du mode.....	177
1.3. Résultats des simulations .....	178
2. Caractérisation après irradiation.....	179
2.1. Conditions d'irradiation .....	179
2.2. Résultats des mesures.....	180
2.2.1. Guide 1 .....	180
2.2.2. Guide 2 .....	184
2.2.3. Guide 3 .....	186
D. Vers la réalisation d'un premier prototype .....	187
1. Contexte .....	187
2. Polissage de la fibre.....	188
3. Faisabilité du microguide .....	189
3.1. Caractéristique de la fibre .....	189
3.2. Exploitation de la méthode de l'indice effectif.....	190
3.3. Faisabilité du guide plan associé.....	191
3.4. Faisabilité du microguide .....	192
3.5. Carte du champ.....	193
4. Faisabilité des réseaux de Bragg .....	196
4.1. Rappels sur l'évaluation de l'efficacité de réseaux de Bragg.....	196
4.2. Efficacité du réseau topographique .....	197
4.3. Efficacité du réseau d'indice.....	198
CONCLUSION .....	201
BIBLIOGRAPHIE .....	202
<b>CONCLUSION GENERALE</b> .....	<b>207</b>
<b>ANNEXES</b> .....	<b>211</b>

## REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé au sein des équipes C2M (Composants et Circuits Microélectroniques et Microoptiques) et OGI (Optique Guidée et Intégrée) de l'Institut de Recherche en Communications Optiques et Microndes (IRCOM) à Limoges. Je remercie leurs responsables respectifs pour m'avoir accueillie et guidée dans mes recherches.

J'exprime mes sincères remerciements et ma profonde gratitude à Madame Claire Darraud, Maître de Conférences, et Monsieur le Professeur Jacques Marcou, de l'Université de Limoges pour tout ce qu'ils m'ont apporté pendant ces années, tant sur le plan scientifique qu'humain, pour avoir partagé avec moi les moments de joie et de déception. Leur dynamisme, leur enthousiasme et leurs précieux conseils m'ont permis de mener à bien cette thèse.

Claire et Jacques, trouvez ici ma profonde reconnaissance. J'ai beaucoup appris à vos côtés.

Je remercie Monsieur François Reynaud, Professeur à l'Université de Limoges de me faire l'honneur de participer à ce jury.

Merci, François, de laisser de côté à cette occasion, ta radio commande et tes bouts de balsa !

Je tiens également à exprimer ma reconnaissance à :

- Monsieur Libor Makovicka, Professeur à l'Université de Franche-Comté, qui a accepté de faire l'analyse de ce travail comme rapporteur et participer au jury de cette thèse,
- Monsieur Olivier Parriaux, Professeur à l'Université de Sainte-Etienne, pour avoir bien voulu juger ce travail et en être le rapporteur.

Je tiens à remercier Monsieur Gilbert Martinelli, Maître de Conférences à l'Université de Villeneuve d'Ascq, pour la contribution scientifique qu'il apporte en faisant partie du jury.

Je suis très sensible à l'honneur que me font Monsieur Dominique Pagnoux, Chargé de Recherche HDR à l'Université de Limoges, et Monsieur Bertrand Poumellec, Directeur de Recherche à l'Université d'Orsay, en participant à ce jury et pour les fructueuses discussions que nous eûmes.

Merci Bertrand de votre amabilité, de m'avoir accueillie au sein de votre équipe et d'avoir mis à ma disposition le matériel nécessaire à la caractérisation topographique des structures réalisées par faisceau d'électrons.

Mes remerciements vont également à Messieurs Michel Clamadieu, Aimé Leblanc, Bernard Casteigneau, pour l'aide qu'ils m'ont apporté ainsi que pour leur gentillesse et leur disponibilité.

J'exprime ma profonde reconnaissance à Messieurs Fabrice Rossignol et Thierry Chartier, de l'ENSCI de Limoges, pour le temps qu'ils m'ont accordé lors de la caractérisation de certains échantillons par AFM.

A tous les (actuels et ex) membres des équipes C2M et OGI, j'exprime mes sincères remerciements pour leur aide et l'atmosphère amicale qu'ils font régner dans le quotidien. Je pense particulièrement à :

- Christine Restoin, Sandrine Massy et Luc Delage. J'ai beaucoup apprécié leur sens de l'humour, leurs éclats de rire et le soutien moral qu'ils m'ont apporté. Ce sont des êtres exceptionnels qui méritent d'être connus,

- Annie Bessaudou, Françoise Cosset, Annie Rochette et Cathy Di Bin pour leur gentillesse,

- Bruno Barelaud. Je te remercie du fond du cœur Bruno, pour m'avoir soutenue. Cela fait du bien de savoir qu'il existe au sein de notre société des gens comme toi,

- Philippe Roy, Jean-Louis Auguste, Philippe Di Bin et Jean-Marc Blondy pour leurs précieux conseils.

Mes remerciements vont aussi à mes compagnons de pause : Ben, Toto, Dardi, Seb, Pipo, Perrin sans qui les instants de détente auraient été bien monotones. Je garderai à vie de merveilleux souvenirs de ces moments passés ensemble.

Je tiens tout particulièrement à remercier mon fils. Aymeric, tu as été la source de mon inspiration. La tendresse et la confiance que tu m'as offertes m'ont donné beaucoup de forces. Tu as toujours cru en moi et je t'en remercie. Il n'a pas toujours été facile de mener la vie de maman et d'étudiante mais le dynamisme que tu dégages a fait que j'y suis arrivée. J'espère qu'un jour, tu entreprendras le même chemin que moi !

Qu'il me soit permis de témoigner mes remerciements aux membres du Club d'aéromodélisme de Gorre.

Vous êtes ma bouffée d'oxygène du weekend. J'apprécie quand le temps le permet, de voler avec vous et de refaire le monde autour d'un gâteau au chocolat ou d'une tarte aux pommes. Vous êtes ma seconde famille. Je pense tout particulièrement à Pierre-Yves Courtney, Olga et Luc Vollet, Didier Chirol, Mado et Francis Boudaud, Evelyne et Alain Defaye.

Avec le recul, mon très cher Pierre-Yves (pyromane récidiviste), c'est fou tout ce que nous avons pu partager ensemble. Tout comme mon fils, tu as cru en moi et tu as toujours été là dans les bons et mauvais moments de ma vie. Mais un conseil d'une scientifique : laisse tomber les allumettes, cela ne fait pas bon ménage avec le méthanol, la nitro et les avions !

Merci à ma mère et à tous mes amis : Sandrine Nouhaud et son ami Bertrand, Céline et Nicolas Tertrais, Catherine Gery, Sandrine Mathieu et Andreï Stachkevitch (un homme qui, tout comme moi, a beaucoup de tempérament et foi dans la recherche).

Je remercie également :

- la région Limousin et la Communauté Européenne pour avoir financé ces travaux de thèse,  
- le CNRS pour son apport financier lors d'une Action Coordonnée Optique, intitulée "Elaboration de guides optiques sur des substrats vitreux en utilisant l'interaction douce entre les électrons et la matière" ; action que l'équipe C2M a menée en collaboration avec Bertrand Poumellec et Anne Sophie Jacqueline du LPCES de l'Université d'Orsay.



## Liste des figures

- Figure 1 : architecture d'un filtre à bande passante très étroite intégrée sur la gaine polie d'une fibre.
- Figure 1.1 : structure de la silice.
- Figure 1.2 : allure de l'évolution de l'allongement  $\Delta L$  de la silice en fonction de la température.
- Figure 1.3 : schéma de principe de la lithographie conventionnelle.
- Figure 1.4 : les différentes étapes de la réalisation de composants par : (a) - photoinscription  
(b) - lithographie directe
- Figure 1.5 : les différentes étapes de la réalisation de composants par lithographie conventionnelle.
- Figure 1.6 : schéma de principe du banc de lithographie EUV.
- Figure 1.7 : système de lithographie électronique comportant plusieurs microcolonnes.
- Figure 1.8 : schéma de principe du microscope électronique à balayage.
- Figure 1.9 : schéma de principe du canon à émission thermoïonique.
- Figure 1.10 : évolution de la longueur d'onde en fonction de la tension d'accélération des électrons.
- Figure 1.11 : (a) - filament de tungstène sur son support  
(b) - extrémité du filament.
- Figure 1.12 : (a) - pointe de  $\text{LaB}_6$  sur son support.  
(b) - extrémité de la pointe.
- Figure 1.13 : extrémité de la pointe métallique de tungstène d'un canon à électron à effet de champ.
- Figure 1.14 : platine porte-échantillon du MEB XL20.
- Figure 1.15 : porte de l'enceinte.
- Figure 1.16 : porte-échantillon et de la cage de Faraday.
- Figure 1.17 : interface graphique du PC commandant le MEB.
- Figure 1.18 : schéma de principe permettant le pilotage du MEB.
- Figure 1.19 : interface graphique utilisateur.
- Figure 1.20 : distance de travail (WD).
- Figure 1.21 : profil de répartition des électrons obtenu par simulation avec les conditions suivantes :  $V = 25 \text{ kV}$ , diamètre du faisceau = 5 nm et  $\text{WD}_{\text{foc.}} = 10 \text{ mm}$ .
- Figure 1.22 : profil de répartition des électrons obtenu par simulation avec les mêmes conditions que pour la figure 1.21 mais en défocalisant le faisceau de 0,1 mm.
- Figure 1.23 : évolution du diamètre des disques en fonction de  $\Delta \text{WD}$ .
- Figure 1.24 : interface graphique utilisateur.
- Figure 2.1 : distance d'interaction entre un électron incident et un atome.
- Figure 2.2 : théorie élémentaire du choc élastique.
- Figure 2.3 : définition de la section efficace de diffusion.
- Figure 2.4 : diffusion inélastique. Valeurs approximatives aux petits angles.
- Figure 2.5 : les différents types de diffusion selon la distance entre l'électron incident et les électrons atomiques.
- Figure 2.6 : particules et rayonnements émis lors du bombardement électronique d'un matériau.
- Figure 2.7 : évolution des dimensions de la poire d'interaction en fonction de l'énergie des électrons incidents et du numéro atomique du matériau irradié.
- Figure 2.8 : dimensions de la poire d'interaction.
- Figure 2.9 : représentation schématique de l'histoire d'un électron selon le code de classe II.
- Figure 2.10 : décomposition de la cible en cellules élémentaires.
- Figure 2.11 : énergie déposée dans la silice par des électrons incidents pour  $V = 15 \text{ kV}$ .
- Figure 2.12 : énergie déposée dans la silice par des électrons incidents pour  $V = 20 \text{ kV}$ .
- Figure 2.13 : énergie déposée dans la silice par des électrons incidents pour  $V = 25 \text{ kV}$ .
- Figure 2.14 : énergie déposée dans la silice par des électrons incidents pour  $V = 30 \text{ kV}$ .
- Figure 2.15 : évolution de l'énergie déposée par un électron incident en fonction de la profondeur de pénétration dans la silice.
- Figure 2.16 : superposition de deux poires d'interaction.
- Figure 2.17 : superposition des énergies au sein des poires d'interaction.
- Figure 2.18 : balayage d'une surface rectangulaire.
- Figure 3.1 : profil 2D d'un microguide réalisé avec les conditions :  $V = 25 \text{ kV}$ , 100 nA et  $\phi = 5,6 \cdot 10^{18} \text{ e/cm}^2$ .
- Figure 3.2 : évolution de la variation d'épaisseur des impacts en fonction de la fluence pour différents types de silice.
- Figure 3.3 : mesures de la variation de volume et des contraintes induites en fonction de la fluence pour des électrons d'énergie égale à 18 keV. Les mesures de contraintes par la méthode de Norris et Eernisse sont aussi présentées.

Figure 3.4 : photographie : (a) d'un tronçon de fibre collé dans une lamelle de plexiglas  
(b) du bloc de polissage.

Figure 3.5 : les différentes étapes de polissage et calcul de l'épaisseur de gaine restante.

Figure 3.6 : configuration de l'échantillon de silice dopée.

Figure 3.7 : schéma de principe du banc de pulvérisation cathodique.

Figure 3.8 : profilomètre Dektak IIA.

Figure 3.9 : photographie : (a) banc de manipulation de microscopie interférométrique  
(b) bague du microscope interférométrique Fogale.

Figure 3.10 : méthode de mesure de la rugosité.

Figure 3.11 : (a) rugosité d'un échantillon de silice massive pure  
(b) image complémentaire de la figure (a).

Figure 3.12 : profil de la surface d'un échantillon de silice massive pure non irradié.

Figure 3.13 : série d'irradiations réalisées par faisceau d'électrons sur la gaine polie d'une fibre optique monomode, la durée d'irradiation varie de 5 s à 50 min.

Figure 3.14 : photographie d'un impact réalisé sur fibre optique avec un faisceau d'électrons de 500 nm de diamètre et une tension d'accélération de 30 kV. La durée d'irradiation est de 20 min.

Figure 3.15 : exemples de profils renversés 2D (a) et 3D (b) inversés d'une série d'impacts réalisée par e-beam.

Figure 3.26 : évolution du diamètre des impacts en fonction de la durée d'irradiation.

Figure 3.17 : évolution du diamètre des impacts en fonction de la durée d'irradiation.

Figure 3.18 : évolution du diamètre des impacts en fonction de la durée d'irradiation.

Figure 3.19 : évolution de la profondeur des impacts en fonction de la durée d'irradiation.

Figure 3.20 : évolution de la profondeur des impacts en fonction de la durée d'irradiation.

Figure 3.21 : évolution de la profondeur des impacts en fonction de la durée d'irradiation.

Figure 3.22 : images d'impacts réalisés sur la gaine d'une fibre monomode en silice par un faisceau d'électrons ( $V = 30 \text{ kV}$  et  $D_{\text{spot}} = 1 \mu\text{m}$ ).

Figure 3.23 : profil 3D d'un impact réalisé sur la gaine polie d'une fibre monomode en silice par e-beam ( $V = 30 \text{ kV}$  et  $D_{\text{spot}} = 1 \mu\text{m}$ ).

Figure 3.24 : exemple de profils 2D et 3D d'impacts réalisés par faisceau d'électrons sur fibre ( $V = 30 \text{ kV}$  et  $D_{\text{spot}} = 1 \mu\text{m}$ ).

Figure 3.25 : évolution de la profondeur des impacts en fonction de la fluence électronique.

Figure 3.26 : profil 3D renversé d'une ligne ( $V = 30 \text{ kV}$ ,  $\Delta\text{WD} = 0$  et  $t = 184 \text{ min}$ ).

Figure 3.27 : évolution de la profondeur des segments en fonction de la durée d'irradiation.

Figure 3.28 : profils 2D (a) et 3D (b) de lignes réalisées selon les conditions répertoriées dans le tableau 22.

Figure 3.29 : profils 2D (a) et 3D (b) de lignes réalisées selon les conditions répertoriées dans le tableau 3.23.

Figure 3.30 : photographie de sillons.

Figure 3.31 : évolution de la profondeur des sillons en fonction de la fluence.

Figure 3.32 : évolution de la variation d'épaisseur des motifs en fonction de la fluence.

Figure 3.33 : évolution de la variation d'épaisseur des surfaces en fonction de la durée de balayage d'une ligne.

Figure 4.1 : guide plan à symétrie de translation suivant Oy et Oz.

Figure 4.2 : guide plan à saut d'indice (a) profil d'indice  
(b) parcours d'un rayon lumineux représentant un mode guidé dans le sens de la propagation Oz.

Figure 4.3 : guide plan à gradient d'indice (a) profil d'indice  
(b) parcours d'un rayon lumineux représentant un mode guidé dans le sens de la propagation Oz.

Figure 4.4 : équivalence des guides à saut et à gradient d'indice.

Figure 4.5 : représentation d'un microguide.

Figure 4.6 : différentes régions diélectriques d'un microguide.

Figure 4.7 : abaque donnant l'indice normalisé N.

Figure 4.8 : configuration d'un microguide surélevé.

Figure 4.9 : comportement des zones centrale et extérieure lorsque  $b \rightarrow \infty$ .

Figure 4.10 : structure d'un microguide à analyser par la méthode de l'indice effectif.

Figure 4.11 : structure du microguide de la figure 4.10 lorsque  $y = y_1$ .

Figure 4.12 : structure du guide plan horizontal.

Figure 4.13 : structure du guide plan vertical.

Figure 4.14 : décomposition de la structure globale.

Figure 4.15 : montage utilisé pour la mesure des indices de surface par la méthode de Brewster.

Figure 4.16 : champ électrique polarisé dans le plan d'incidence.

Figure 4.17 : intensité lumineuse réfléchie en fonction de l'angle d'incidence dans un milieu d'indice de surface  $n_s = 1,5$ .

Figure 4.18 : montage permettant l'injection par la tranche.

Figure 4.19 : réflexion totale frustrée.

Figure 4.20 : visualisation des m-lines pour un guide multimode réalisé à l'aide d'un faisceau d'électrons d'énergie égale à 30 keV et une fluence électronique de  $6,24 \cdot 10^{18} \text{ e/cm}^2$  ( $1 \text{ C/cm}^2$ ). L'échantillon est constitué à l'origine par la superposition d'un film de silice dopée au germanium et au bore (obtenu par hydrolyse à la flamme), d'une couche tampon de silice pure et d'un substrat de silicium.

Figure 4.21 : montage utilisé pour la mesure des indices effectifs. Sur l'écran, la tache lumineuse est centrée sur le 3<sup>ème</sup> mode, les modes étant repérés de droite à gauche dans l'ordre croissant.

Figure 4.22 : allure du profil du champ électrique pour différentes valeurs de l'indice effectif.

Figure 4.23 : structure du guide multicouche à saut d'indice.

Figure 5.1 : évolution de l'indice effectif en fonction de la fluence pour un guide de type 1 réalisé à 25 kV.

Figure 5.2 : évolution de l'indice effectif en fonction de la fluence pour les trois différents types de guides en silice élaborés à 25 kV.

Figure 5.3 : variation d'indice de réfraction en fonction de la variation de volume.

Figure 5.4 : Variation d'indice en fonction de la fluence.

Figure 5.5 : indice effectif en fonction de la température de traitement pour des guides réalisés dans un substrat de silice du type 2 pour  $V = 25 \text{ kV}$  et  $\phi = 3,12 \cdot 10^{19} \text{ e/cm}^2$  ( $5 \text{ C/cm}^2$ ).

Figure 5.6 (a) : intensité du second harmonique (u.a) en fonction du courant du faisceau d'électrons (nA) pour un film fin de silice dopée au germanium  $^{[Na-1]}$  avec  $V = 25 \text{ kV}$  et  $\phi = 6,24 \times 10^{14} \text{ e/cm}^2$  ( $0,1 \text{ mC/cm}^2$ ).

Figure 5.6 (b) : intensité du second harmonique (u.a) en fonction de la fluence du faisceau d'électrons pour un film mince de silice dopée au germanium  $^{[Na-1]}$  avec  $V = 25 \text{ kV}$  et  $I = 3 \text{ nA}$ .

Figure 5.7 : schéma (a) de coudes en forme de S dos-à-dos, (b) d'un interféromètre de Mach-Zehnder, (c) d'un arbre à jonction en Y 1×4, et d'un coupleur directionnel.

Figure 5.8 : structure et trajet du rayon lumineux des modes : (a) quasi-radiaux et (b) de galerie  $^{[La-1]}$ .

Figure 5.9 : (a) schéma de la microcavité avec des fossés circulaires et (b) micrographie du disque central et des anneaux.

Figure 5.10 : spectres de la lumière collectée sélectivement sur la surface de filtrage des disques de différents pas  $\Lambda$  et des diamètres  $= 5\Lambda$ .

Figure 5.11 : évolution de la variation indicielle induite par irradiation en fonction de la fluence.

Figure 5.12 : évolution du profil d'indice pour différentes valeurs de la fluence.

Figure 5.13 : évolution du profil d'indice pour une fluence égale à  $6,5 \cdot 10^{18} \text{ e/cm}^2$  ( $1 \text{ C/cm}^2$ ).

Figure 5.14 : évolution des grandeurs  $l_m$  et  $w_m$  en fonction de la fluence.

Figure 5.15 : évolution du profil d'indice pour différentes valeurs de la fluence ( $V = 30 \text{ kV}$ ).

Figure 5.16 : exemple de décomposition d'un profil à gradient d'indice en 7 couches à saut d'indice.

Figure 5.17 : évolution des indices effectifs en fonction de la fluence pour  $\lambda = 0,6328 \text{ }\mu\text{m}$ .

Figure 5.18 : évolution des indices effectifs en fonction de la fluence pour  $\lambda = 1,55 \text{ }\mu\text{m}$ .

Figure 5.19 : (a) géométrie et (b) intensité du champ électromagnétique pour  $\phi = 0,62 \times 10^{18} \text{ e/cm}^2$  et  $\lambda = 0,6328 \text{ }\mu\text{m}$ .

Figure 5.20 : (a) géométrie et (b) intensité du champ électromagnétique.

Figure 5.21 : (a) géométrie et (b) intensité du champ électromagnétique.

Figure 5.22 : (a) géométrie et (b) intensité du champ électromagnétique.

Figure 5.23 : (a) géométrie et (b) intensité du champ électromagnétique.

Figure 5.24 : (a) géométrie et (b) intensité du champ électromagnétique.

Figure 5.25 : (a) géométrie et (b) intensité du champ électromagnétique.

Figure 5.26 : (a) géométrie et (b) intensité du champ électromagnétique.

Figure 5.27 : évolution de l'énergie déposée en fonction de la profondeur.

Figure 5.28 : Evolution de l'indice effectif en fonction de l'ordre (film non irradié).

Figure 5.29 : "Zoom" de la figure 3 sur les onze premiers modes.

Figure 5.30 : Evolution du champ des modes théoriques  $TE_0$ ,  $TE_1$ ,  $TE_2$  et  $TE_3$  en fonction de la profondeur et du profil d'indice.

Figure 5.31 : évolution de l'indice effectif en fonction de l'ordre (film irradié).

Figure 5.32 : évolution du champ des modes théoriques  $TE_0$  à  $TE_4$  en fonction de la profondeur et du profil d'indice.

Figure 5.33 : profil d'indice simulé dans le film de silice dopée et la couche tampon de silice pure avant et après irradiation.

Figure 5.34 : constitution de l'échantillon : (a) avant irradiation et (b) après irradiation.

Figure 5.35 : évolution de l'indice effectif en fonction de l'ordre (film irradié).

Figure 5.36 : profil d'indice simulé dans le film de silice dopée et la couche tampon de silice pure avant et après irradiation.

Figure 5.37 : évolution de l'indice effectif en fonction de l'ordre pour deux guides réalisés à 15 et 30 kV et une fluence électronique de  $1,24 \cdot 10^{18} \text{ e/cm}^2$  ( $0,2 \text{ C/cm}^2$ ).

Figure 5.38 : architecture du filtre optique.

Figure 5.39 : polissage latéral d'un fibre optique et détermination de l'épaisseur de gaine restante.

Figure 5.40 : décomposition de la structure guidante en deux guides d'après la méthode des indices effectifs.

Figure 5.41 : évolution de  $n_{e.g.p.}$  en fonction de  $b$ .

Figure 5.42 : carte du champ.

Figure 5.43 : répartition du champ dans demi-section du microguide.

## Liste des tableaux

- Tableau 1.1 : nom et caractéristiques de silice les plus employés en optique.
- Tableau 1.2 : valeurs des indices de réfraction, du coefficient de dispersion et de la dispersion principale dans le cas de la silice synthétique et naturelle.
- Tableau 1.3 : valeurs des différentes constantes intervenant dans la formule de Sellmeier.
- Tableau 1.4 : principales caractéristiques mécaniques de la silice naturelle et synthétique.
- Tableau 1.5 : principales caractéristiques thermiques de la silice naturelle et synthétique.
- Tableau 1.6 : quantités d'impuretés en ppm dans des échantillons de silice naturelle et synthétique.
- Tableau 1.7 : principales propriétés des sources utilisées dans les systèmes de lithographie e-beam.
- Tableau 1.8 : valeurs du diamètre des disques en fonction de  $\Delta WD$ .
- Tableau 2.1 : transfert d'énergie par choc élastique dans la silice pour des électrons incidents de différentes énergies.
- Tableau 2.2 : valeurs de la longueur de radiation et de l'énergie critique de différents matériaux irradiés.
- Tableau 2.3 : dimensions de la poire d'interaction en fonction de l'énergie des électrons incidents pour la silice dans le cadre de l'approximation.
- Figure 3.24 : exemple de profils 2D et 3D d'impacts réalisés par faisceau d'électrons sur fibre ( $V = 30$  kV et  $D_{spot} = 1 \mu m$ ).
- Tableau 2.4 : profondeur de pénétration des électrons incidents dans la silice.
- Tableau 2.5 : profondeur de pénétration des électrons incidents dans la silice.
- Tableau 3.1 : résolution de différents appareils de mesure de variations topographiques.
- Tableau 3.2 : résultats des mesures de rugosité des différents échantillons.
- Tableau 3.3 : rayon de courbure des échantillons par unité de longueur scannée.
- Tableau 3.4 : grandeurs primaires.
- Tableau 3.5 : résultats des mesures de la variation d'épaisseur et du diamètre en fonction de la durée d'irradiation.
- Tableau 3.6 : résultats des mesures de la variation d'épaisseur et du diamètre en fonction de la durée d'irradiation.
- Tableau 3.7 : résultats des mesures de la variation d'épaisseur et du diamètre en fonction de la durée d'irradiation.
- Tableau 3.8 : résultats des mesures de la variation d'épaisseur et du diamètre en fonction de la durée d'irradiation.
- Tableau 3.9 : résultats des mesures de la variation d'épaisseur et du diamètre en fonction de la durée d'irradiation.
- Tableau 3.10 : résultats des mesures de la variation d'épaisseur et du diamètre en fonction de la durée d'irradiation.
- Tableau 3.11 : résultats des mesures de la variation d'épaisseur et du diamètre en fonction de la durée d'irradiation.
- Tableau 3.12 : résultats des mesures de la variation d'épaisseur et du diamètre en fonction de la durée d'irradiation.
- Tableau 3.14 : résultats des mesures de la variation d'épaisseur et du diamètre en fonction de la durée d'irradiation.
- Tableau 3.15 : valeurs des coefficients  $a$  et  $K$  pour différentes valeurs de l'énergie et du diamètre du faisceau d'électrons.
- Tableau 3.16 : valeurs des coefficients  $a$  et  $K$  pour différentes valeurs de l'énergie et du diamètre du faisceau d'électrons.
- Tableau 3.17 : paramètres d'irradiation.
- Tableau 3.18 : résultats des mesures de la variation d'épaisseur d'impacts réalisés par e-beam sur fibre ( $V = 30$  kV et  $D_{spot} = 1 \mu m$ ).
- Tableau 3.19 : grandeurs primaires d'irradiation.
- Tableau 3.20 : résultats des mesures de la variation d'épaisseur des disques en fonction de la fluence électronique.
- Tableau 3.21 : paramètres d'irradiation utilisés lors de la réalisation de lignes avec un faisceau focalisé de  $1 \mu m$  de diamètre.
- Tableau 3.22 : paramètres d'irradiation utilisés lors de la réalisation de 3 lignes avec un faisceau focalisé de  $100$  nm de diamètre.
- Tableau 3.23 : paramètres d'irradiation utilisés lors de la réalisation de 3 lignes avec un faisceau focalisé de  $100$  nm de diamètre.
- Tableau 3.24 : résultats des mesures de la variation d'épaisseur des lignes en fonction de la durée d'irradiation.

Tableau 3.25 : résultats des mesures de la largeur et de la profondeur des lignes élaborées selon les conditions d'irradiation données des tableaux 22 et 23.

Tableau 3.26 : paramètres d'irradiation utilisés lors de la réalisation de lignes avec un faisceau défocalisé.

Tableau 3.27 : résultats des mesures de la variation d'épaisseur des sillons en fonction de la durée d'irradiation.

Tableau 3.28 : résultats des mesures de la variation d'épaisseur des sillons en fonction de la durée d'irradiation.

Tableau 3.29 : résultats des mesures de la variation d'épaisseur des sillons en fonction de la durée d'irradiation.

Tableau 3.30 : résultats des mesures de la variation d'épaisseur des sillons en fonction de la durée d'irradiation.

Tableau 3.31 : résultats des mesures de la variation d'épaisseur des sillons en fonction de la durée d'irradiation.

Tableau 3.32 : résultats des mesures de la variation d'épaisseur des sillons en fonction de la durée d'irradiation.

Tableau 3.33 : valeurs des coefficients  $a$  et  $K$  pour différentes valeurs de l'énergie du faisceau d'électrons.

Tableau 3.34 : paramètres d'irradiation employés lors de la réalisation de surfaces rectangulaires.

Tableau 3.35 : résultats de la mesure de la variation d'épaisseur des surfaces en fonction de la fluence.

Tableau 3.36 : paramètres d'irradiation employés lors de la réalisation de surfaces rectangulaires pour différentes valeurs de la vitesse de balayage d'une ligne.

Tableau 3.37 : résultats de la mesure de la variation d'épaisseur des aires homogènes en fonction de la durée de balayage d'une ligne.

Tableau 3.38 : résultats de la mesure de la variation d'épaisseur en fonction de la surface irradiée.

Tableau 3.39 : paramètres d'irradiation employés lors de la réalisation de surfaces rectangulaires (silice dopée).

Tableau 3.40 : résultats de la mesure de la variation d'épaisseur des surfaces en fonction de la fluence.

Tableau 3.41 : synthèse des résultats.

Tableau 5.1 : pertes optiques en fonction de la fluence pour trois sortes de silice pour  $V = 25$  kV

Tableau 5.2 : coefficients  $d_{31}$  et  $d_{33}$  de différents films de silice.

Tableau 5.3 : résultats des mesures des angles de Brewster pour une dizaine d'échantillons.

Tableau 5.4 : liste des paramètres d'irradiation qui demeurent constants lors de la réalisation de guides.

Tableau 5.5 : liste des paramètres d'irradiation qui varient d'une irradiation à une autre.

Tableau 5.6 : résultats des mesures de la variation indicielle induite par irradiation en fonction de la fluence.

Tableau 5.7 : résultats des mesures des indices effectifs.

Tableau 5.8 : valeurs expérimentales des paramètres  $l_m$  et  $w_m$  en fonction de la fluence.

Tableau 5.9 : résultats des simulations pour  $\lambda = 0,6328$   $\mu\text{m}$ .

Tableau 5.10 : résultats des simulations pour  $\lambda = 1,55$   $\mu\text{m}$ .

Tableau 5.11 : valeurs des indices effectifs calculés et mesurés.

Tableau 5.12 : résultats des mesures des indices effectifs (film non irradié).

Tableau 5.13 : valeurs théoriques et expérimentales des indices effectifs des modes TE ;  $n_0$ ,  $n_1$  et  $n_2$  représentent respectivement les indices de l'air, du film dopé et de la couche de silice non dopée. L'épaisseur  $h$  du film est égale à  $6$   $\mu\text{m}$ .

Tableau 5.14 : liste des paramètres d'irradiation qui demeurent constants lors de la réalisation de guides.

Tableau 5.15 : liste des paramètres d'irradiation qui varient d'une irradiation à une autre.

Tableau 5.16 : résultats des mesures des indices effectifs (film irradié).

Tableau 5.17 : valeurs théoriques et expérimentales des indices effectifs des modes TE.

Tableau 5.18 : résultats des mesures des indices effectifs (film irradié).

Tableau 5.19 : valeurs théoriques et expérimentales des indices effectifs des modes TE.

Tableau 5.20 : résultats des mesures des indices effectifs (film irradié).

Tableau 5.21 : coefficients intervenant dans la formule de Sellmeier.

## Liste des grandeurs expérimentales les plus employées

$\phi$  ( $e/cm^2$  ou  $C/cm^2$ ) : fluence électronique,  
 $I$  ( $nA$ ) : intensité du faisceau d'électrons,  
 $V$  ( $kV$ ) : tension d'accélération des électrons,  
 $D_{spot}$  ( $nm$ ) : diamètre du faisceau d'électrons,  
 $t$  ( $s$ ) : durée d'irradiation,  
 $S$  ( $cm^2$ ) : surface du motif visualisé à l'écran de contrôle du Microscope Electronique à Balayage (MEB),  
 $D_{impact}$  ( $nm$ ) : diamètre de l'impact observé à l'écran de contrôle du MEB,  
 $E_d$  ( $MeV$ ) : énergie déposée par les électrons incidents,  
 $WD$  ( $mm$ ) : distance de travail (distance entre la lentille objectif et la surface de l'échantillon),  
 $WD_{foc.}$  ( $mm$ ) : distance de focalisation (distance de mise au point),  
 $WD_{défoc.}$  ( $mm$ ) : distance de défocalisation,  
 $\Delta WD$  ( $mm$ ) : variation de la distance de travail ( $\Delta WD = WD_{foc.} - WD_{défoc.}$ ),  
 $\Delta e$  ( $nm$ ) : variation d'épaisseur de la structure irradiée visible à l'écran de contrôle du MEB,  
 $n$  : indice de réfraction,  
 $n_{em}$  : indice effectif du mode  $m$ ,  
 $n_s$  : indice de surface,  
 $\Delta n$  : variation indicielle (différence d'indice après et avant irradiation).

## Liste des abréviations

**MEB** : Microscope Electronique à Balayage,  
**MET** : Microscope Electronique à Transmission,  
**WDM** : Wavelength Division Multiplexing  
**WKB** : Wentzel Kramer Brillouin  
**R. K.** : Runge Kutta,  
**EUV** : Extrêmes Ultra Violets,  
**EDX** : Energy Dispersive X rays,  
**ACO** : Action Coordonnée Optique.

Depuis l'apparition du laser, l'optique a connu un profond renouveau, et ses développements récents sont remarquables par leur portée et leur diversité. La lumière est notamment devenue le support idéal pour la transmission des informations. Les télécommunications modernes utilisent de plus en plus les fibres optiques qui règnent de façon incontestée dans les transmissions sous-marines, les transmissions à grande distance, les transmissions inter-centraux. Les fibres entrent progressivement dans les réseaux de distribution téléphonique et de télévision par l'intermédiaire du câble. Pour faire face à une demande croissante, il est nécessaire de faire circuler dans une même fibre plusieurs longueurs d'onde et d'utiliser par conséquent des systèmes de multiplexage et démultiplexage (WDM), tout en veillant à obtenir des réseaux de communication flexibles et transparents avec des capacités importantes de routage en longueur d'onde. Le succès des réseaux WDM dépend étroitement de la disponibilité des nouvelles familles de composants optiques. Celles-ci incluent les ensembles émetteur-récepteur de faible coût, les connecteurs, les amplificateurs, les sources de lumière pour le WDM, les détecteurs, les circuits passifs optiques comme les filtres, les switches, les coupleurs et les systèmes à semi-conducteurs comme les lasers. Le filtrage des informations est principalement réalisé au moyen de cavités du type Fabry-Perot, placées à l'extrémité de la fibre, dont les coefficients de qualité sont de l'ordre de  $10^5$  à  $10^8$ . Un mauvais alignement de l'ensemble des composants optiques, dû à des effets mécaniques ou thermiques et à la présence de poussière, peut dégrader l'efficacité du filtre. Pour éviter ce problème et améliorer les opérations de démultiplexage, une possibilité intéressante réside dans l'utilisation des cavités résonantes intégrées directement sur la gaine polie d'une fibre. C'est dans ce contexte que s'inscrit l'étude engagée dans ce mémoire. L'idée directrice est d'utiliser la souplesse, la flexibilité et la résolution élevée d'un faisceau d'électrons délivré par un microscope électronique à balayage (MEB) pour inscrire, directement sur la gaine polie d'une fibre optique, une cavité suivant plusieurs possibilités d'architecture comme l'indique la figure 1 : un réseau de lignes à saut de phase, de trous avec présence d'un " défaut " dans la périodicité d'une fibre optique (au sens photonique et non structural) ou d'anneaux concentriques répartis autour d'un disque central. Le contrôle de la périodicité de ces réseaux a une influence primordiale sur la largeur de la bande-passante du filtre ainsi conçu.

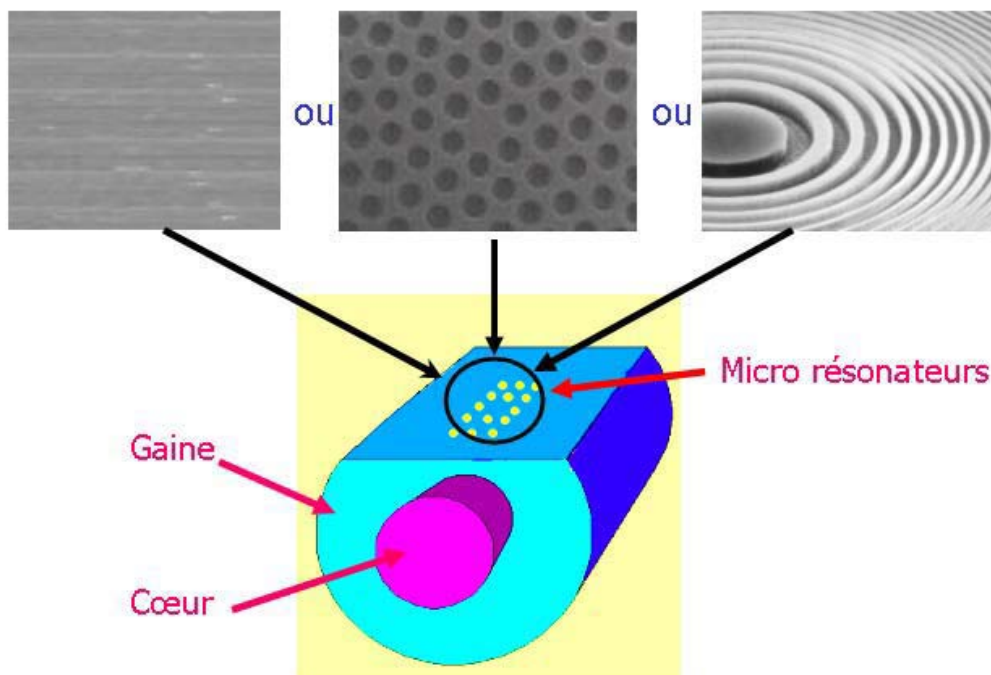


Figure 1 : architecture d'un filtre à bande passante très étroite intégrée sur la gaine polie d'une fibre



Avant d'aborder la réalisation pratique d'un tel filtre, il faut tout d'abord analyser le comportement de la silice soumise à un faisceau d'électrons dont l'énergie est de quelques dizaines de keV. L'irradiation électronique engendre diverses modifications, en particulier topographiques et indicielles du matériau cible. Afin de maîtriser et de quantifier les modifications induites par le faisceau d'électrons sur la silice, une étude expérimentale systématique a été effectuée. Des calculs théoriques relatifs à la conception des structures optiques visées ont été menés.

Parallèlement à ces travaux, nous nous sommes également intéressés à la réponse d'une structure guidante composée de trois milieux (film de silice dopée au germanium et au bore / couche tampon de silice pure / silicium) à un faisceau d'électrons. L'objectif est de déterminer si le dopage a une influence sur le comportement du matériau et de comparer ces résultats à ceux obtenus dans le cas de la silice pure dans la perspective de réaliser, à moyen terme, d'autres composants par faisceau d'électrons. Cette étude fait partie intégrante d'une Action Coordonnée Optique (ACO) entre l'IRCOM et le Laboratoire de Physico-Chimie de L'Etat Solide (LPCES) de l'Université d'Orsay, intitulée "Elaboration de guides optiques sur des substrats vitreux en utilisant l'interaction douce entre les électrons et la matière".

Afin d'éviter les répétitions et d'apporter un certain confort de lecture, nous utiliserons, tout au long de ce mémoire, les termes d'insolation, bombardement, écriture "e-beam", inscription, gravure directe ou électronique pour désigner l'irradiation électronique.

Ce mémoire se compose de cinq chapitres. Le premier est consacré à la présentation générale de la silice (structure et propriétés), du microscope électronique (le MEB) et des logiciels de pilotage du faisceau d'électrons qui lui sont associés pour réaliser des microcomposants optiques.

Les phénomènes mis en jeu lors des interactions électrons-silice sont abordés dans le chapitre 2.

Les modifications topographiques de la silice pure et dopée font l'objet du troisième chapitre. Diverses structures telles que des trous, lignes, disques et surfaces, sont réalisées au moyen d'un faisceau d'électrons focalisé ou défocalisé selon le motif désiré.

Une étude théorique sur guides plans et microguides et l'analyse des variations indicielles sont abordées respectivement au cours du troisième et quatrième chapitre. La faisabilité et la caractérisation de guides, de microguides et autres composants optiques sont exposées.

Le dernier chapitre est, quant à lui, dédié à la contribution à la réalisation d'une cavité résonnante sur la gaine polie d'une fibre optique. Après une étude bibliographique, les résultats concernant les variations indicielles de guides sont donnés. La faisabilité du filtre optique est analysée.

La présentation de ce mémoire se terminera sur une conclusion générale et sur la perspective de nos travaux à plus ou moins longs termes.

## **INTRODUCTION**

Ce chapitre présente, dans une première partie, le matériau sur lequel notre étude est menée. Elle a pour objectif de mettre en évidence des modifications topographiques, structurales, optiques et mécaniques après bombardement de la silice par un faisceau d'électrons, ainsi les principales propriétés de ce matériau sont-elles exposées après une brève description de son organisation structurale. La seconde partie de ce chapitre est, quant à elle, consacrée à la présentation du microscope électronique à balayage XL20 de la société Philips qui, associé à des logiciels de pilotage du faisceau d'électrons, nous permettra la réalisation des micro composants optiques.

### **A. La silice**

La silice est un matériau couramment utilisé dans les domaines des télécommunications optiques et notamment pour la réalisation des fibres optiques. Il existe deux sortes de silice : la silice dite "naturelle" obtenue par fusion de quartz cristallin et la silice dite "synthétique", élaborée par des procédés chimiques appropriés, à partir de chlorures de silicium de pureté élevée. Au cours de notre étude, nous utiliserons de la silice naturelle nommée Herasil 3 que nous présenterons plus en détails au paragraphe 2.

#### **1. Description générale de l'organisation structurale de la silice pure**

Quelle que soit sa nature, la structure du réseau de la silice est formée de tétraèdres  $\text{SiO}_4$  connectés entre eux par leurs sommets <sup>[Ev-1, Na-1, Pe-1]</sup>. Chaque atome d'oxygène, lié à deux atomes de silicium, assure l'interconnexion des unités structurales  $\text{SiO}_4$  adjacentes. Bien que le réseau soit non périodique, les distances interatomiques Si-O et O-O restent, respectivement, de 1,61 Å et 2,63 Å. A courte distance, l'angle entre deux atomes d'oxygène et un atome de silicium <sup>[Na-1, Wr-1]</sup> est estimé à 109,7°.

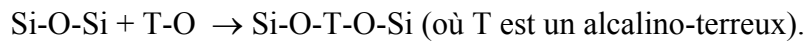
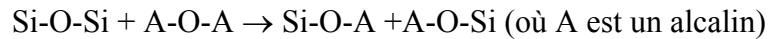
Le réseau de la silice peut être décrit, également, comme étant formé d'anneaux constitués d'atomes de silicium reliés entre eux par des atomes d'oxygène pontants (figure 1.1). Ces anneaux sont composés de 3 à 8 atomes de silicium et le réseau est constitué en grande majorité de cycles de six atomes de silicium <sup>[Hu-1, Ku-1]</sup>.

Le désordre structural de la silice est attribué principalement à la variation des angles Si-O-Si (distribution angulaire comprise entre 120 et 180°) et, dans une faible proportion, à la présence d'un plus petit ou plus grand nombre de tétraèdres  $\text{SiO}_4$  par anneau formé <sup>[Be-1]</sup>. L'angle moyen Si-O-Si, déterminé par Mozzi et Warren, est en général estimé à 144° <sup>[Mo-1]</sup>. La valeur moyenne de la distance interatomique entre deux atomes de silicium, extraite de la courbe de distribution radiale issue d'expérience de diffusion des rayons X est communément de l'ordre de 3,07 Å.



Figure 1.1 : structure de la silice <sup>[Hu-1]</sup>

Afin de respecter la stœchiométrie de la silice  $\text{SiO}_2$ , certains atomes d'oxygène ne sont liés qu'à un seul atome de silicium. Ces atomes d'oxygène sont appelés "oxygène non pontants". Ainsi, il est possible d'ajouter à la matrice de silice des oxydes alcalins ou des oxydes alcalino-terreux afin de modifier l'indice de réfraction. Moins il y a d'atomes d'oxygène communs à plusieurs tétraèdres  $\text{SiO}_4$  (diminution du rapport Si/O), et plus les éléments électropositifs (Na, K, Ca, Mg, Fe divalent,...) viennent compenser les valences libres <sup>[Pe-1]</sup>. Il est donc possible d'ajouter à la matrice de silice des oxydes alcalins (A) ou des oxydes alcalino-terreux (T). Ces processus peuvent être schématisés par les réactions suivantes :



La liaison O-A étant très faible, elle peut être facilement brisée. En revanche, la liaison O-T étant plus forte, elle peut renforcer la dureté du verre.

## 2. Propriétés

Les différents types silice constituent un ensemble extrêmement varié de produits dont les propriétés sont innombrables. Leur nom et les caractéristiques qui leur sont associées sont donnés tableau 1.1. Ils sont employés pour réaliser des éléments (lentilles, prismes, ...) ou des composants optiques (guides plans, microguides, ...).

catégorie	nom	caractéristiques
silice synthétique	Suprasil-P10	grande pureté, strié selon les trois directions, fortement conseillé pour réaliser des éléments optiques nécessitant une précision élevée
	Suprasil-P12	même caractéristiques que précédemment, résistance aux faisceaux laser, utilisé en lithographie excimer ArF
	Suprasil-P20	strié selon une seule direction, employé pour la fabrication d'éléments optiques (lentilles, ...)
	Suprasil-P22	même caractéristiques que P-20, résistance aux faisceaux laser, utilisé en lithographie excimer ArF
	Suprasil-P24	même caractéristiques que P-20, résistance aux faisceaux laser
	Suprasil-P30	excellent taux de transmission, employé pour réaliser des systèmes optiques
	Suprasil-P110	même caractéristiques que P-10, très grande homogénéité
silice naturelle	Homosil	obtenu à partir d'un seul type de quartz, pas de structure particulière, très bonne homogénéité, taux de transmission élevé dans le domaine des UV
	Herasil-1 Herasil-2 Herasil-3	transmission élevée, utilisé pour la fabrication de gaine de fibre optique. Le numéro de l'Herasil dépend de son taux d'homogénéité. Plus il est faible et plus le matériau est homogène.
	Infrasil-301 Infrasil-302	concentration en ions OH faible, transmission élevée de l'UV à l'IR

Tableau 1.1 : nom et caractéristiques de silice les plus employés en optique <sup>[So-1]</sup>

Les principales propriétés de la silice susceptibles d'être modifiées par l'irradiation électronique font l'objet de ce paragraphe.

## 2.1. Propriétés optiques

### 2.1.1. Définition de l'indice de réfraction

La grandeur essentielle qui caractérise un milieu transparent d'un point de vue optique est son indice de réfraction<sup>[Un-1]</sup>. La valeur de cet indice pour une radiation électromagnétique de fréquence déterminée est donnée par la relation (1.1).

$$n = \frac{c}{v_{\phi}} \quad (1.1)$$

où  $c$  et  $v_{\phi}$  sont les vitesses des ondes électromagnétiques dans le vide et le milieu considéré.

La vitesse de phase peut être déterminée à partir de la théorie de Maxwell, elle s'exprime par :

$$v_{\phi} = \frac{c}{\sqrt{\mu_r \epsilon_r}} \quad (1.2) \quad (\text{m/s})$$

où  $\epsilon_r$  et  $\mu_r$  sont respectivement la permittivité et la perméabilité magnétique relative du milieu.

Le matériau étudié étant de la silice, sa perméabilité magnétique est proche de 1, par conséquent (d'après les relations de Maxwell) :

$$\epsilon_r = n^2 \quad (1.3)$$

Afin de rendre compte de l'affaiblissement de l'onde qui se propage dans le milieu considéré, il est nécessaire d'introduire la notion d'indice de réfraction complexe :

$$\tilde{n} = n - j\chi \quad (1.4)$$

où :

- $n$  est l'indice de réfraction,
- $\chi$  est le coefficient d'atténuation.

Outre l'indice de réfraction, on donne le coefficient de dispersion  $v_d$ , défini par la relation (1.5)<sup>[So-1]</sup> :

$$v_d = \frac{n_d - 1}{n_f - n_c} \quad (1.5)$$

dans laquelle  $n_f$ ,  $n_d$  et  $n_c$  représentent les indices du matériau considéré pour des longueurs d'onde égales, respectivement, à 486, 588 et 656 nm. La différence  $n_f - n_c$  est appelée dispersion principale. Les valeurs des indices de réfraction, du coefficient de dispersion et de la dispersion principale, dans les cas de la silice synthétique et de la silice naturelle obtenue par fusion de quartz sont résumées dans le tableau 1.2.

	silice naturelle	silice synthétique
$n_c$ (656,27 nm)	1,45646	1,45637
$n_d$ (587,56 nm)	1,45857	1,45847
$n_f$ (486,13 nm)	1,46324	1,46314
$v_d$	67,6 ± 0,5	67,7 ± 0,5
$n_f - n_c$	0,00678	0,00677

Tableau 1.2 : valeurs des indices de réfraction, du coefficient de dispersion et de la dispersion principale dans le cas de la silice synthétique et naturelle<sup>[So-1]</sup>

### **2.1.2. Equation de dispersion**<sup>[Oh-1]</sup>

L'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde peut être calculé à l'aide de la formule de Sellmeier (équation (1.6)).

$$n^2(\lambda) - 1 = \frac{A_1 \lambda^2}{\lambda^2 - B_1} + \frac{A_2 \lambda^2}{\lambda^2 - B_2} + \frac{A_3 \lambda^2}{\lambda^2 - B_3} \quad (1.6)$$

Les constantes  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $A_3$ ,  $B_1$ ,  $B_2$  et  $B_3$  sont calculées par régression linéaire (méthode des moindres carrés) sur la base des indices de réfraction mesurés à des longueurs d'onde standards. La formule (1.6), est valable pour des longueurs d'onde comprises entre 185 et 1550 nm. La précision sur les résultats est d'environ  $5 \times 10^{-6}$ . Les valeurs des différentes constantes dans le cas de la silice naturelle sont données dans le tableau 1.3.

$A_1$	$A_2$	$A_3$	$B_1$	$B_2$	$B_3$
0,402850	0,261678	0,429086	7421,609980	12395,504050	7754,284638

Tableau 1.3 : valeurs des différentes constantes intervenant dans la formule de Sellmeier

## **2.2. Propriétés mécaniques**

### **2.2.1. Modules d'élasticité, de torsion, de compression et coefficient de Poisson**<sup>[Oh-1]</sup>

Les modifications de surface de la silice sous faisceau d'électrons sont intimement liées à l'élasticité de la cible supposée homogène et isotrope. Cette dernière est caractérisée par deux coefficients : le module de Young et le coefficient de Poisson. Si nous considérons une barre cylindrique de longueur  $L$ , de diamètre  $D$  et de section  $S$ , soumise à une force de traction longitudinale  $F$ , elle subit deux déformations : un allongement  $\Delta L$  et une diminution de diamètre  $\Delta D$ . En première approximation, la contrainte  $F/S$  est proportionnelle à l'allongement relatif  $\Delta L/L$  :

$$\frac{F}{S} = E \cdot \frac{\Delta L}{L} \quad (1.7) \quad (\text{N/m}^2)$$

où  $E$  est le module de Young.

Le rétrécissement relatif  $\Delta D/D$  est également proportionnel à l'allongement relatif :

$$\frac{\Delta D}{D} = \sigma \cdot \frac{\Delta L}{L} \quad (1.8) \quad (\text{N/m}^2)$$

$\sigma$  représente le coefficient de Poisson.

Le module de Young et le coefficient de Poisson permettent de déterminer d'autres coefficients caractéristiques des déformations (torsion, cisaillement et flexion).

Module d'élasticité ( $E$ ), module de torsion ( $G$ ) et coefficient de Poisson ( $\sigma$ ) sont calculés à l'aide des équations suivantes, avec une précision de  $\pm 1\%$  :

$$\text{Module de torsion :} \quad G = v_t^2 \cdot \rho \quad (1.9)$$

$$\text{Module d'élasticité :} \quad E = \frac{9KG}{3K + G} \quad (1.10) \quad (\text{N/m}^2)$$

$$\text{Module de compression :} \quad K = v_l^2 \cdot \rho - \frac{4}{3}G \quad (1.11) \quad (\text{N/m}^2)$$

Coefficient de Poisson : 
$$\sigma = \frac{E}{2G} - 1 \quad (1.12)$$

avec :

- $v_t$  : la vitesse des ondes transversales (m/s),
- $v_l$  : la vitesse des ondes longitudinales (m/s),
- $\rho$  : la densité du matériau.

### **2.2.2. Constante photo-élastique**<sup>[Ch-1]</sup>

Un matériau optiquement transparent est normalement dépourvu de tensions internes. Toutefois, s'il est exposé à une contrainte mécanique ou thermique, un effet désigné sous le nom de biréfringence par compression est observé. Contrainte  $F$  (Pa), différence de chemin optique  $\delta$  (nm) et épaisseur du verre  $d$  (cm) sont reliées par la relation (1.13).

$$\delta = \beta \cdot d \cdot F \quad (1.13) \quad (\text{nm.cm.10}^5 \text{ Pa})$$

dans laquelle, la constante  $\beta$  est appelée constante photo-élastique. C'est une grandeur qui dépend étroitement du degré de dopage. En effet, l'ajout de dopants au sein de la matrice d'un matériau pur a pour conséquence de modifier les forces interatomiques c'est pourquoi l'application d'une contrainte n'aura pas les mêmes répercussions. La constante photoélastique permet de calculer, à partir d'une contrainte donnée, la différence de chemin optique et vice versa.

### **2.2.3. Dureté**<sup>[Pa-1]</sup>

La résistance d'un matériau optique à la pénétration est définie à partir de tests de micro-dureté. La méthode consiste à appliquer sur une surface légèrement polie l'un des instruments suivants :

- une bille en acier spécial très dur : dureté Brinell (du nom de J. Brinell ,1924),
- une pyramide en diamant très aplatie et à base rectangulaire : dureté Knoop (du nom de F. Knoop, 1939),
- un diamant pyramidal dont l'angle au sommet entre 2 angles opposés est de 136°, sous une charge déterminée : dureté Vickers (du nom de la société Vickers, GB, 1920),

Lorsque la résistance à la pénétration a été mesurée par un des moyens cités ci-dessus, la dureté est exprimée par le rapport , affecté d'un coefficient, de la charge (N) sur la surface de l'empreinte (mm<sup>2</sup>).

- une bille ou un diamant conique présentant un angle au sommet de 120° et une extrémité sphérique de 0,2 mm de diamètre : dureté Rockwell,

La dureté est alors exprimée, dans ces conditions, par le rapport de la charge (N) sur la profondeur de l'empreinte (mm).

- en minéralogie, Friedrich Mohs (1773-1839) a déterminé une échelle de dureté, graduée de 1 à 10, définie par l'aptitude à rayer.
  - 1-2 : pierres tendres,
  - 3-6 : dureté moyenne,
  - 7-10 : pierres dures.

L'élément le plus dur est le diamant (10) et le plus tendre le talc (1).

Les diverses caractéristiques mécaniques de la silice synthétique et naturelle sont répertoriées dans le tableau 1.4 <sup>[So-1]</sup>.

propriétés	unité	silice naturelle	silice synthétique
Densité	g/cm <sup>3</sup>	2,203	2,201
Module d'élasticité	N/mm <sup>2</sup>	$7,25 \times 10^4$	$7 \times 10^4$
Module de torsion	-	$3,1 \times 10^4$	$3 \times 10^4$
Résistance à la compression	-	1150	1150
Résistance à la traction	-	50	50
Résistance à la flexion	-	67	67
Résistance à la torsion	-	30	30
Micro-dureté	-	8600 ... 9800	8600 ... 9800
Dureté Knoop à une charge de 1 N	-	5800 ... 6100	5800 ... 6200
Coefficient de Poisson	-	0,17	0,17
Dureté Mohs	-	5,5 ... 6,5	5,5 ... 6,5

Tableau 1.4 : principales caractéristiques mécaniques de la silice naturelle et synthétique <sup>[80-1]</sup>

### **2.3. Propriétés thermiques** <sup>[Oh-1]</sup>

La connaissance des propriétés thermiques est indispensable dès lors qu'un traitement thermique ou un recuit est envisagé. Tout laisse à croire que l'irradiation de la silice par un faisceau d'électrons engendre un échauffement local du matériau. Dans ce contexte, nous donnons brièvement les principaux paramètres thermiques qui peuvent participer, en partie, à l'explication des diverses modifications (topographiques, indicielles, ...) obtenues après bombardement. Les caractéristiques étudiées montrent, pour la silice, une évolution exceptionnellement continue en fonction de la température (figure 1.2). Il existe, cependant, des valeurs particulières de la température, citées ci-dessous, permettant le façonnage de la silice.

#### **2.3.1. Température inférieure de recuit**

La température inférieure de recuit correspond à la température la plus basse de la zone de recuit à laquelle, il n'y a plus de flux visqueux. A cette température, la viscosité de la silice est égale à  $10^{14,5}$  dPa.s (Poise).

#### **2.3.2 Température supérieure de recuit**

La température supérieure de recuit correspond à la température maximale de la zone de recuit pour laquelle la tension interne a, en partie, disparu. A cette température, la viscosité de la silice est de  $10^{13}$  dPa.s.

#### **2.3.3 Température de ramollissement**

La température de ramollissement est la température à laquelle la silice se déforme sous son propre poids. En ce point thermique particulier, la viscosité est égale à  $10^{7,65}$  dPa.s.

#### **2.3.4. Température de transformation ( $T_t$ ) et de limite d'allongement ( $A_t$ )**

La zone de transformation est le domaine de températures pour lequel la silice passe progressivement de l'état solide à l'état viscoplastique. Ce domaine est défini comme étant la température de transformation dont la valeur est déterminée à partir de la courbe de dilatation thermique. A cette température, la viscosité est voisine de  $10^{13}$  dPa.s.

La température de limite d'allongement est la valeur particulière pour laquelle la dilatation linéaire s'annule.

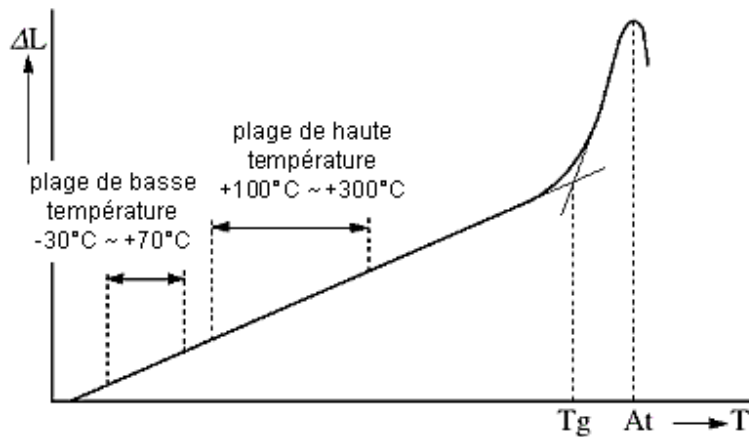


Figure 1.2 : allure de l'évolution de l'allongement  $\Delta L$  de la silice en fonction de la température <sup>[Oh-1]</sup>

Les diverses caractéristiques thermiques de la silice sont répertoriées dans le tableau 1.5.

	silice naturelle	silice synthétique
Température inférieure de recuit	1075°C	1025°C
Température supérieure de recuit	1180°C	1120°C
Température de ramollissement	1730°C	1600°C
Zone de transformation	1075 ... 1180°C	1025 ... 1120°C
Température de transformation	1700 ... 1300°C	1600 ... 2000°C

Tableau 1.5 : principales caractéristiques thermiques de la silice naturelle et synthétique <sup>[Oh-1]</sup>

### **2.3.5. La dévitrification** <sup>[So-1]</sup>

A haute température, la silice, comme tout verre, a tendance à passer de l'état amorphe à l'état cristallin et à acquérir une structure plus stable. La surface de la silice prend alors l'aspect du cristobalite. Ce phénomène est nommé dévitrification ou recristallisation. Il est provoqué par des germes locaux accidentels. La vitesse de recristallisation augmente avec la température et elle dépend considérablement des impuretés contenues dans l'enceinte du four et peut varier d'un facteur de 10 à 100. Puisque la pureté de la silice est très élevée, la dévitrification s'effectue à la surface des échantillons. Le dioxyde de silicium est très sensible aux ions alcalins et alcalino-terreux qui ont pour propriété d'attaquer la silice et de réduire le début de la phase de recristallisation de 200°C à 300°C. Il est donc important de nettoyer soigneusement les échantillons avec de l'alcool pur pour éviter tout phénomène de recristallisation. Par exemple, à 1280°C, les valeurs caractéristiques des vitesses de dévitrification de l'Herasil sont égales à 0,01  $\mu\text{m/h}$  lorsque l'atmosphère de four est pure et 1,0  $\mu\text{m/h}$  si l'enceinte du four est contaminée par des ions alcalins. En comparaison, à 1100°C, les vitesses de recristallisation sont 1000 fois moins élevées. A 1000°C, le phénomène de dévitrification n'apparaît que si l'intérieur du four est fortement contaminé.

## **2.4. Propriétés chimiques et dopage** <sup>[So-1]</sup>

### **2.4.1. Pureté chimique**

La pureté de la silice est très élevée. Les impuretés totales en éléments métalliques s'élèvent au maximum à 1 ppm dans le cas de la silice synthétique et à environ 50 ppm dans le cas de la silice obtenue par fusion de quartz cristallin. Il est particulièrement difficile de procéder à des analyses dans la gamme des ppm et ppb car les résultats des mesures sont très proches de la valeur minimale détectable par les appareils de mesure. L'inhomogénéité de la pureté, en tout point du matériau de



base choisi pour la réalisation de la silice, peut engendrer une variation des mesures.

Au cours du stockage, du processus de fabrication et de tout autre traitement de la silice, une attention particulière doit être portée sur la propreté de sorte à minimiser le risque de contamination. Les résultats obtenus à l'aide de méthodes basées sur la chimie en milieu aqueux, de spectrographie, et de mesures d'activation sont résumés dans le tableau 1.6.

Outre les impuretés métalliques spécifiées ci-dessus, les échantillons de silice contiennent de l'eau ou des ions OH. Dans le cas de l'Herasil, la teneur en ions OH est comprise entre 130 et 220 ppm.

élément	silice naturelle	silice synthétique
Aluminium (Al)	10 ... 50	0,1
Bore (B)	< 0,1	< 0,01
Or (Au)	0,0003	Non déterminé
Fer (Fe)	< 3	< 0,1
Potassium (K)	0,8	< 0,05
Calcium (Ca)	0,8 ... 3	0,1
Cuivre (Cu)	0,07	< 0,01
Lithium (Li)	0 ... 2	< 0,05
Sodium (Na)	< 3	< 0,01
Phosphore (P)	0,1	< 0,1
Titane (Ti)	0,8	< 0,1

Tableau 1.6 : quantités d'impuretés en ppm dans des échantillons de silice naturelle et synthétique <sup>[So-1]</sup>

### **2.4.2. Résistance à l'eau, aux acides et aux phosphates** <sup>[Oh-1, So-1]</sup>

La silice est reconnue pour être extrêmement résistante à l'eau, aux solutions salines et aux acides. Contrairement au verre ordinaire, ce matériau n'est pas hygroscopique. Seul l'acide fluorhydrique l'attaque. La silice n'est pas sensible aux métaux exempts d'oxydes, exceptés les alcalins et les alcalino-terreux. La moindre trace de ces derniers entraîne une accélération du processus de dévitrification à haute température. C'est pourquoi, il est important au cours des manipulations d'enlever les empreintes digitales avec de l'alcool si un traitement thermique au delà de 900 °C est envisagé. La sensibilité de la silice face à des agents alcalins et alcalino-terreux permet de réaliser au moyen d'un dopage des verres silicatés.

## **2.5. Autres propriétés**

### **2.5.1. Bulles et inclusions** <sup>[Oh-1, So-1]</sup>

L'objectif majeur d'un fabricant est la réalisation de matériaux, optiquement transparents, présentant une quantité minimale de bulles. Ces dernières sont classées, sur une échelle graduée de 0 à 8, selon une pré-norme allemande DIN 58927 donnée en référence [So-1]. Ce classement est obtenu par la détermination de la somme des sections (en mm<sup>2</sup>) des bulles individuelles du volume total par rapport à 100 cm<sup>3</sup>. Les inclusions telles que des cristaux sont également considérées comme des bulles. L'Herasil 3 présente des bulles de catégorie 3, c'est à dire que leur section totale est comprise entre 0,25 et 0,50 mm<sup>2</sup>/100 cm<sup>3</sup>. Pour ce qui concerne les inclusions, leur section est inférieure à 0,2 mm<sup>2</sup>/100 cm<sup>3</sup>.

### **2.5.2. Homogénéité** <sup>[So-1]</sup>

Selon son type et sa qualité, la silice peut présenter trois sortes de défauts d'homogénéité : une structure granulaire, des strates et des variations constantes de l'indice de réfraction, lesquelles

s'étendent le plus souvent sur l'ensemble de l'échantillon. Les strates sont des veines ou des tortillons filiformes. Elles sont le signe de variations brutales de la densité au sein du matériau. Leur présence et leur quantité dépendent essentiellement des méthodes de fabrication.

La structure granulaire et les strates sont facilement repérables par ombroscopie. Les strates les plus filiformes et les variations constantes de l'indice de réfraction ne peuvent être déterminées qu'au moyen d'un interféromètre ou de la méthode de Foucault. En comparaison, l'Herasil 1 et 2, l'Infrasil 2 et le Suprasil sont presque exempts de structures granulaires et présentent très peu de strates. L'Homosil, l'Ultrasil, l'Infrasil 1 et le Suprasil 1 sont, quant à eux, exempts de tout défaut granulaire et de strates.

La qualité de l'herasil 3 est suffisante pour la conception de la gaine optique de fibres monomodes et la réalisation de composants en vue d'une application à  $1,55 \mu\text{m}$  et une caractérisation à  $0,633 \mu\text{m}$ .

## **B. L'écriture par faisceau d'électrons**

Nous allons exposer dans ce paragraphe les différentes techniques de lithographie permettant la réalisation, la miniaturisation et l'intégration de plusieurs composants optiques sur un même substrat. Nous insisterons particulièrement sur la description de la lithographie électronique, technique que nous avons utilisée tout le long de notre étude pour la réalisation de guides d'onde et l'inscription de microrésonateurs sur la gaine d'une fibre de silice polie latéralement.

### **1. Les autres techniques de lithographie**

#### **1.1. La photolithographie optique conventionnelle**

Le principe de la lithographie rappelle celui de la photographie. Le composant est dessiné sur un masque de quartz servant de négatif. Un système optique approprié permet de projeter, à l'aide d'une source de photons, une image réduite, d'un facteur de 4 ou 5, de ce motif sur une couche de matériau photosensible, préalablement déposée sur un substrat (figure 1.3)<sup>[Ba-1, Bo-1, Le-1]</sup>.

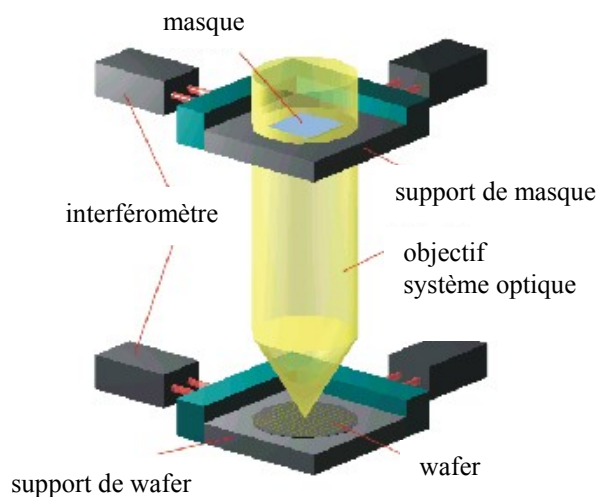


Figure 1.3 : schéma de principe de la lithographie conventionnelle<sup>[Bo-1]</sup>

La résine une fois insolée est rendue plus (ou moins) sensible à des solvants adéquats servant de développeurs. A la suite de ce développement, elle présente des fenêtres qui permettent d'attaquer chimiquement, par faisceau d'ions ou autres procédés, le matériau sous-jacent. Ceci peut permettre, par exemple, de graver des microguides dans une cible ayant la constitution initiale d'un guide plan comme dans le cas d'une structure composée de trois milieux : couche de silice dopée / silice pure / silicium. Les étapes suivantes de fabrication dépendent de la nature du composant à réaliser (guides, micro guides, lentilles, ....). Selon leur nombre, on parle de photoinscription (figure 1.4 a)<sup>[Ba-1]</sup>, de lithographie directe

(figure 1.4 b)<sup>[Ba-1]</sup> et lithographie conventionnelle (figure 1.5)<sup>[Ee-1, Sp-1]</sup>. La longueur d'onde des sources utilisées joue un rôle prépondérant sur la résolution obtenue. Plus elle est faible et plus la gravure sera fine. Généralement, l'industrie emploie des sources dont la longueur d'onde est égale à 248 nm<sup>[Pa-2]</sup>. Les nouvelles technologies, en cours de développement visent à utiliser des rayons de plus faibles longueurs d'onde tels que les EUV (extrêmes UV), les rayons X ou encore un faisceau focalisé de particules (électrons, ions, ...).

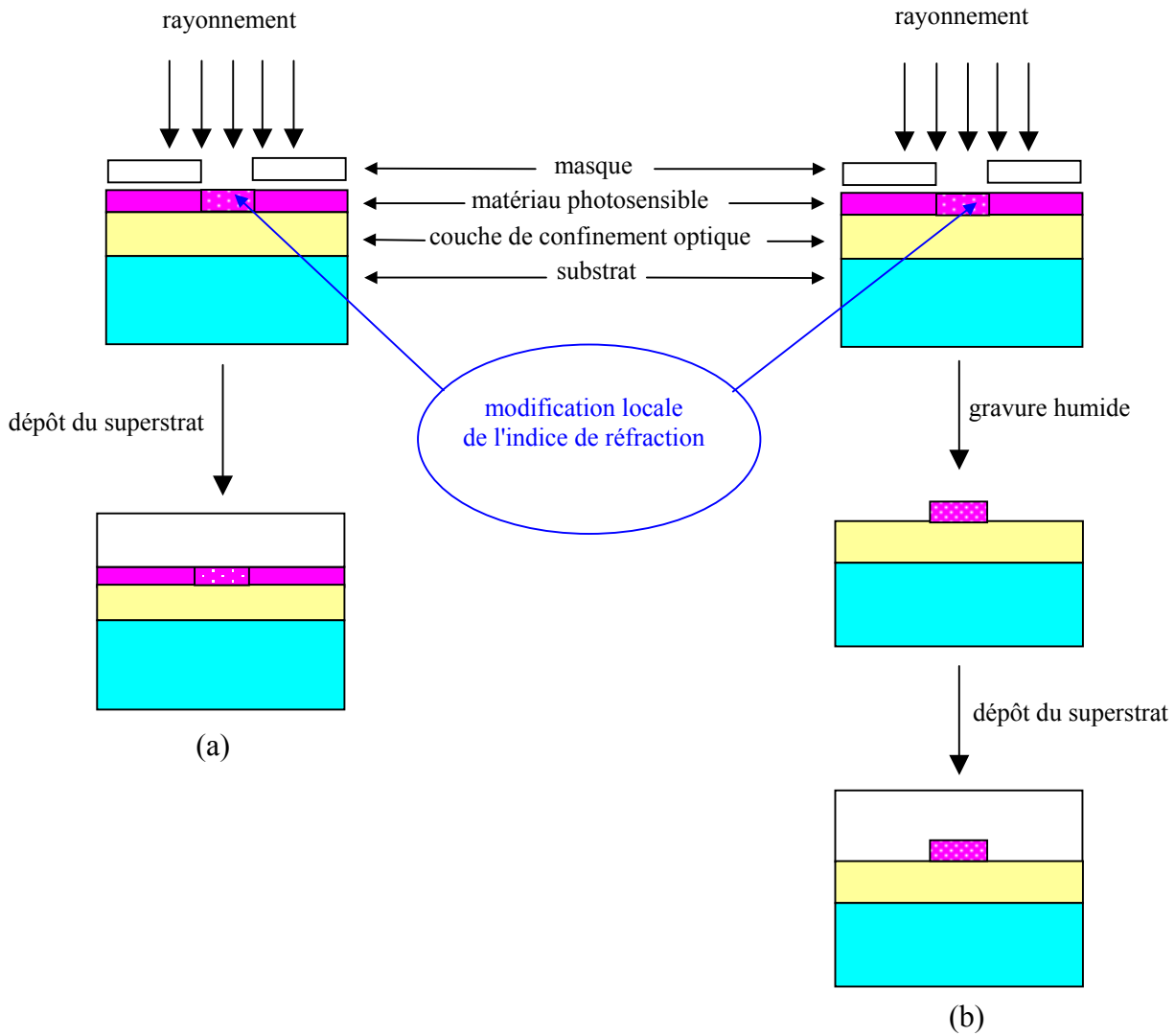


Figure 1.4 : les différentes étapes de la réalisation de composants par : (a) - photoinscription (b) - lithographie directe <sup>[Ba-1]</sup>

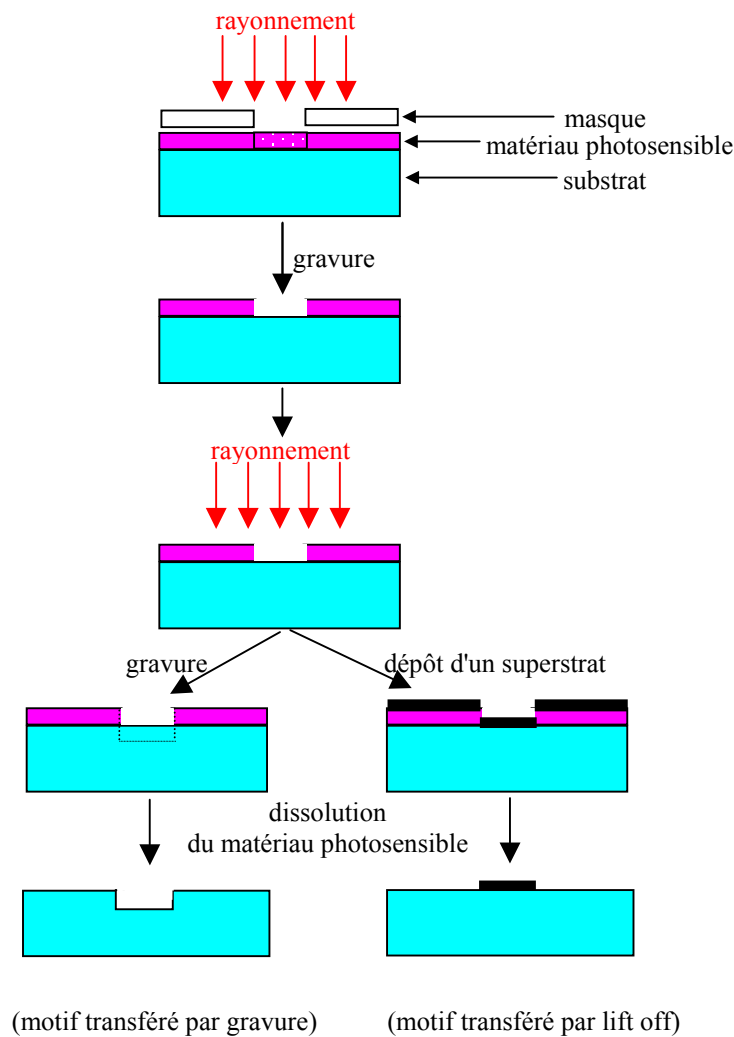


Figure 1.5 : les différentes étapes de la réalisation de composants par lithographie conventionnelle <sup>[Ee-1]</sup>

## **1.2. La lithographie par rayons X** <sup>[Le-1]</sup>

Cette technique repose sur l'utilisation d'un rayonnement de très courte longueur d'onde (inférieure à 1 nm) et permet d'atteindre une résolution théorique de l'ordre de 25 nm. Cependant, la difficulté associée à l'emploi de rayons X provient du fait qu'il n'existe pas de lentilles ou de miroirs capables de réduire l'image du masque. Le faisceau de particules passe ainsi directement à travers le masque et expose la résine (préalablement déposée sur le substrat), sans qu'il y ait de systèmes optiques de focalisation. Ceci implique une difficulté lors de la réalisation du masque car la taille de celui-ci doit être de la même dimension que le substrat. Compte tenu de cet inconvénient, cette technique semble mal appropriée à la réalisation de composants optiques.

### 1.3. La lithographie par des rayons EUV

La lithographie EUV est une technique en voie de développement. D'ores et déjà, l'utilisation de sources laser de longueurs d'onde égales à 157 et 193 nm permet d'atteindre des résolutions théoriques respectives de 50 et 70 nm<sup>[Bo-2]</sup>. Des études, actuellement en cours, laissent présager la réalisation de sources dont la longueur d'onde serait comprise entre 1 et 40 nm<sup>[Le-1]</sup>, ce qui permettrait ainsi, de diminuer considérablement la valeur théorique de la résolution. Comme dans le cas des rayons X, il n'existe aucun matériau capable de réfracter de telles longueurs d'onde, si bien que les lentilles conventionnelles ne peuvent être employées. Il est donc nécessaire d'utiliser une série de miroirs réfléchissants pour concentrer la lumière EUV (figure 1.6)<sup>[Hu-1]</sup>. En plus de cette contrainte, la surface de ces miroirs doit présenter une rugosité maximale de l'ordre du nanomètre.

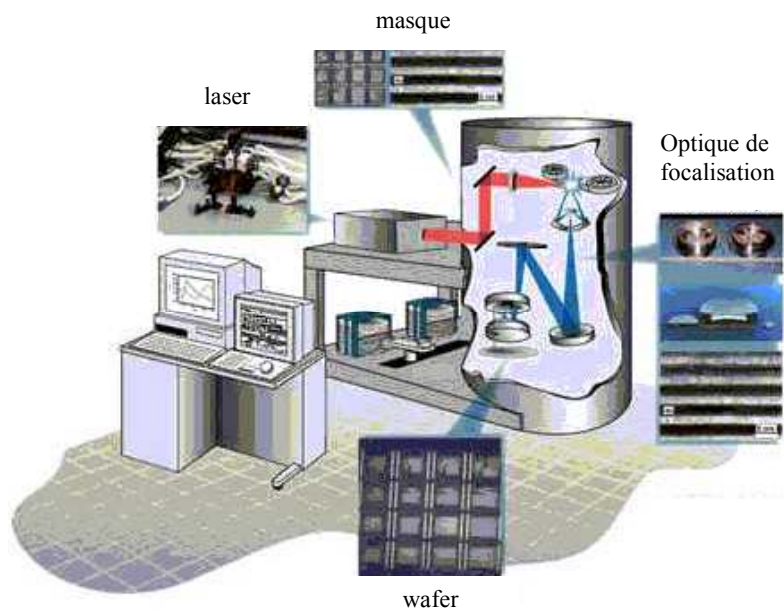


Figure 1.6 : schéma de principe du banc de lithographie EUV<sup>[Hu-1]</sup>

## 2. L'écriture par faisceau d'électrons

### 2.1. Présentation générale

La technique utilisée dans notre travail est qualifiée " d'écriture directe " par faisceau d'électrons car elle dérive de la lithographie mais elle est exempte d'étape de masquage. Ce paragraphe présente brièvement les différentes techniques de lithographie avant d'aborder notre outil d'écriture qui est le microscope électronique à balayage Philips XL20.

Il existe plusieurs variantes de lithographie électronique. L'approche la plus simple consiste à employer un faisceau d'électrons délivré par un microscope électronique à balayage (MEB) ou à transmission (MET)<sup>[Le-1, Pa-3, Vi-1]</sup>. Avec le développement récent de microscopes associés à des logiciels de pilotage du faisceau, il n'est plus nécessaire d'utiliser de masques. L'inscription du composant se fait directement sur le substrat. Si besoin, elle peut être modifiée par simple codage informatique. Le pilotage du faisceau électronique est particulièrement simple et il est possible de réaliser de nombreuses configurations comme des disques, des anneaux, des lignes, des aires homogènes, etc. En outre, comparée aux autres types de lithographie, cette méthode présente une résolution théorique particulièrement élevée, de l'ordre de 5 nm au minimum. Son inconvénient majeur réside dans sa lenteur mais le développement d'appareils comportant plusieurs microcolonnes permettrait de pallier ce désavantage (figure 1.7)<sup>[Ch-1, Ch-2]</sup>. L'énergie assez faible des électrons (de l'ordre de la dizaine de keV) réduit les risques d'endommagements irréversibles du matériau irradié.

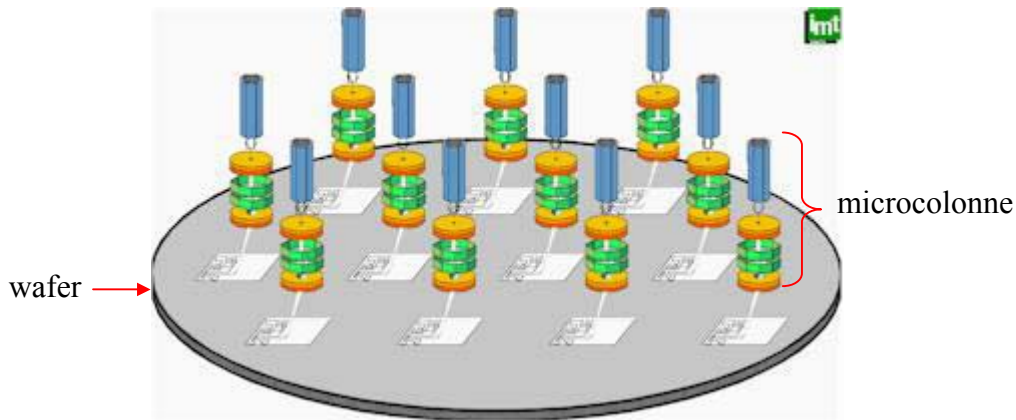


Figure 1.7 : système de lithographie électronique comportant plusieurs microcolonnes <sup>[Ch-1]</sup>

Les entreprises de micro et nano fabrication ont conjugué l'emploi de cette technique et l'utilisation de masques pour une production de masse. Dans ce contexte, on parle de lithographie par projection de faisceaux d'électrons EPL (Electron Projection Lithography)<sup>[Sp-1, Vi-1]</sup> ou encore SCALPEL (Scattering with Angular Limitation Projection Electron Beam Lithography)<sup>[Sp-1, Vi-1]</sup>. Cependant, le prix lié à la fabrication des masques demeure particulièrement élevé. Selon la quantité de structures à réaliser et la complexité du composant final, il est souvent préférable d'avoir recours à l'utilisation de microscope électronique à balayage. De plus, comme nous l'avons précisé en début de paragraphe, l'inscription du composant se fait directement sur le substrat sans avoir recours à une étape de masquage.

Nous présentons, dans la suite de ce chapitre, l'outil qui nous a permis de réaliser toutes nos structures optiques : le microscope électronique à balayage XL20, commercialisé par la société Philips.

## **2.2. Le microscope électronique à balayage**

Le Microscope Electronique à Balayage (MEB) est, à l'origine, employé comme appareil d'observation et d'analyse, pouvant fournir rapidement des informations sur la morphologie et la composition chimique d'un matériau solide. Son utilisation est courante en géologie, chimie, biologie, médecine, mécanique ainsi qu'en métallurgie. Le faisceau d'électrons ayant la particularité de modifier les propriétés d'un matériau, le MEB est également utilisé pour réaliser des composants qui trouvent des applications dans les domaines de la microélectronique et de la microoptique.

### **2.2.1. Description du MEB Philips**

Les principaux éléments constituant le MEB sont :

- une colonne optoélectronique,
- un circuit de pompage pour l'obtention d'un vide secondaire,
- des détecteurs dont le rôle est de capter les différents signaux émis par l'échantillon,
- un écran vidéo pour l'observation des images,
- un système d'analyse de composition (EDX),
- un système électronique de gestion de l'ensemble des fonctions.

La figure 1.8 représente un schéma général du MEB<sup>[Ch-3]</sup>.

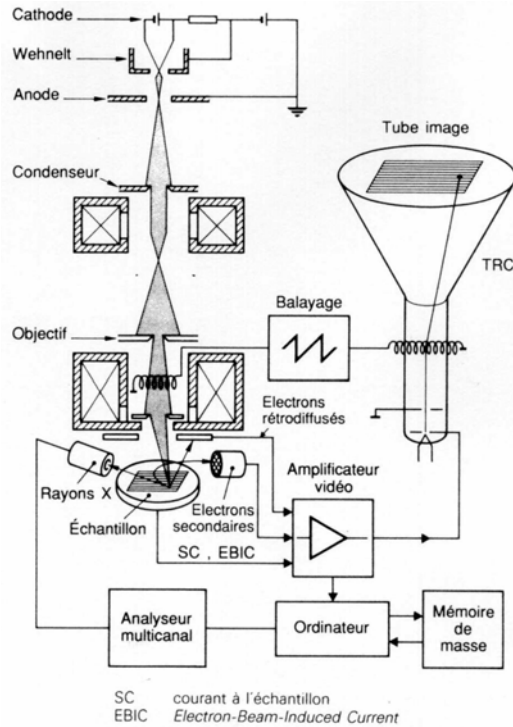


Figure 1.8 : schéma de principe du microscope électronique à balayage<sup>[Ch-3]</sup>

Par la suite, nous ne ferons qu'une brève description des principaux organes de la colonne optoélectronique sur lesquels nous agissons pour paramétrer et piloter le faisceau d'électrons. La colonne, élément primordial du MEB, est constituée de tous les éléments nécessaires à la production, la focalisation et le balayage du faisceau électronique. Elle est composée essentiellement d'un canon à électrons, d'une succession de lentilles électromagnétiques et d'un dispositif de balayage, l'ensemble de ces éléments se trouvant sous vide secondaire.

**a) Le canon à électrons**

**Schéma de principe**

Le canon à électrons (figure 1.9), situé au sommet de la colonne, est constitué d'une cathode (généralement un filament de tungstène), d'une électrode polarisée négativement (le wehnelt) et d'une anode qui va permettre d'accélérer les électrons<sup>[Bo-3]</sup>.

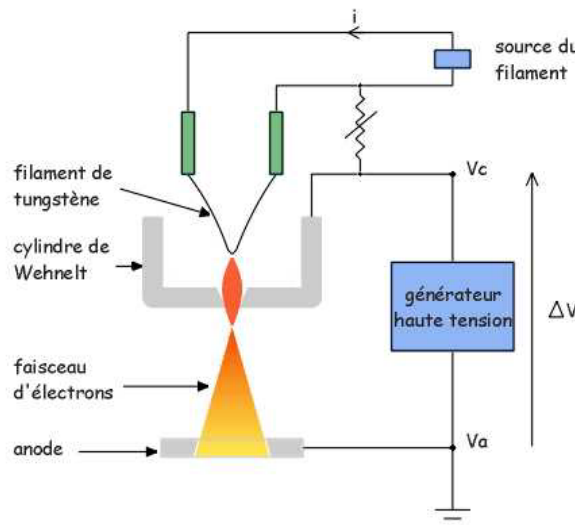


Figure 1.9 : schéma de principe du canon à émission thermoïonique<sup>[Bo-3]</sup>

## Principe de fonctionnement<sup>[Bo-3, Ka-1]</sup>

L'énergie nécessaire permettant aux électrons de franchir le mur de potentiel qui les maintient au filament est obtenue par agitation thermique. Lorsque le filament (figure 11 a et b) est porté à une température voisine de 2700 K, il émet une densité de courant : c'est l'émission thermoïonique. Les électrons sont ainsi extraits du métal dans toutes les directions selon une distribution de Maxwell et forment un nuage électronique entourant le filament. L'électrode du wehnelt est ensuite portée à un potentiel négatif de quelques centaines de Volts par rapport au filament, afin de focaliser les électrons sur une petite surface, nommée le cross-over. Les électrons sont alors accélérés en direction de l'anode par application d'une haute tension (de l'ordre de quelques kV). Le faisceau d'électrons sera d'autant plus accéléré que la différence de potentiel entre l'anode et le wehnelt sera importante.

L'application de cette différence de potentiel de  $x$  kV permet aux particules chargées d'acquérir, à la sortie de l'anode, une énergie de  $x$  keV  $\pm \Delta E$  (avec  $\Delta E$  : dispersion d'énergie) et par conséquent une vitesse  $v$  vérifiant le théorème de l'énergie cinétique :  $\frac{1}{2}mv^2 = q(V_{\text{cathode}} - V_{\text{anode}})$  (1.14) (J)

$$\text{soit : } v = \sqrt{\left[ \frac{2q(V_{\text{cathode}} - V_{\text{anode}})}{m} \right]} \quad (1.15) \quad (\text{m/s})$$

avec  $h = 6, 63.10^{-34}$  J.s (constante de Planck)  
 $m = 9, 11.10^{-31}$  kg (masse de l'électron)  
 $q = - 1,6.10^{-19}$  C (charge de l'électron).

Plus la tension d'accélération imposée est grande, plus la vitesse des électrons se rapproche de celle de la lumière et plus la longueur d'onde  $\lambda$  est courte (figure 1.10). Celle-ci est liée respectivement à la vitesse des électrons et à la différence de potentiel par les relations (1.16) et (1.17).

$$\lambda = \frac{h}{mv} \quad (1.16) \quad (\text{m}^{-1})$$

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2qm(V_{\text{cathode}} - V_{\text{anode}})}} \quad (1.17)$$

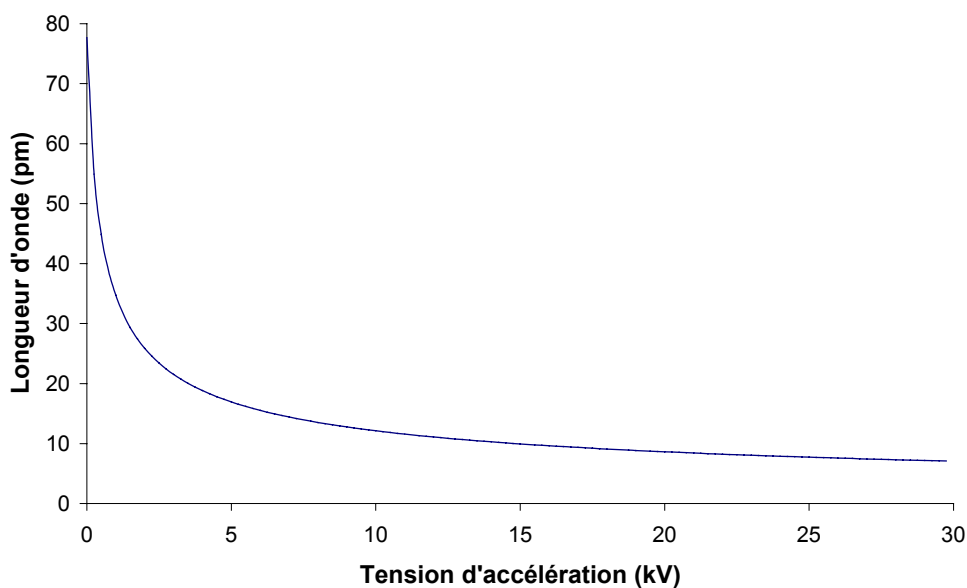


Figure 1.10 : évolution de la longueur d'onde en fonction de la tension d'accélération des électrons

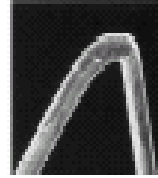


Remarque :

Le filament de tungstène a la forme d'une épingle à cheveux (figures 1.11 a et b) de sorte à localiser l'émission par effet de pointe pour obtenir une source plus ponctuelle et plus brillante <sup>[Bo-3]</sup>.



(a)



(b)

Figure 1.11 : (a) - filament de tungstène sur son support  
(b) - extrémité du filament <sup>[Bo-3]</sup>

Ce filament est souvent remplacé par une pointe de LaB<sub>6</sub> (figures 1.12 a et b) qui possède un meilleur rendement thermoélectronique (travail de sortie de 2,7 au lieu de 4,5 eV) <sup>[Ka-1]</sup>.



(a)



(b)

Figure 1.12 : (a) - pointe de LaB<sub>6</sub> sur son support  
(b) - extrémité de la pointe <sup>[Ka-1]</sup>

Dans les instruments les plus récents, l'émission d'électrons se fait par effet de champ. Une pointe métallique de tungstène (figure 1.13), amincie électrolytiquement, dont l'extrémité ne comporte que quelques atomes, permet d'obtenir un champ électrique local extrêmement intense puisque le champ est lié à l'inverse du rayon de courbure. Ainsi, le faisceau d'électrons extrait présente une brillance élevée et la source est beaucoup plus ponctuelle que dans le cas de l'émission thermoïonique.

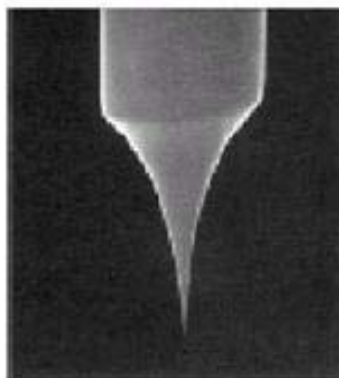


Figure 1.13 : extrémité de la pointe métallique de tungstène d'un canon à électron à effet de champ <sup>[Ka-1]</sup>

Il existe deux types d'émetteurs à effet de champ<sup>[Sp-1]</sup> :

- l'émetteur à champ froid : un champ électrique d'extraction très puissant de l'ordre de  $4 \times 10^9$  V/m est appliqué afin de permettre aux électrons de franchir la barrière de potentiel par effet tunnel,
- l'émetteur Schottky : un film de ZrO est déposé sur le monocristal (qui constitue la pointe de tungstène) afin d'abaisser le travail d'extraction. Cette pointe est chauffée à 1800 K et le champ électrique d'extraction nécessaire est 10 fois inférieur à celui de la cathode froide.

Ces deux types d'émetteurs ont leurs propres applications. Le premier est orienté vers l'ultra haute résolution notamment à basse tension (JEOL a réalisé une première mondiale avec une résolution de 1,5 nm à 1 kV) et le deuxième est plutôt axé vers de hautes résolutions couplées à de multiples méthodes d'analyse (EDX, cathodoluminescence, ...) grâce, notamment, à une intensité de courant de sonde très importante jusqu'à 400 nA.

### Grandeurs caractéristiques de la source d'électrons<sup>[Sp-1]</sup>

Les trois principales caractéristiques d'une source sont sa taille virtuelle (au niveau du wehnelt) , sa brillance et la dispersion d'énergie des électrons émis. La taille permet de définir, par le biais de lentilles, le diamètre minimal du faisceau sur l'échantillon, c'est-à-dire la résolution. La brillance de la source d'électrons est un paramètre comparable à la brillance optique d'une source lumineuse. Un faisceau électronique présentant une dispersion d'énergie importante (cas fort indésirable) est similaire à un pinceau de lumière blanche tandis qu'un faisceau à faible dispersion est assimilable à un faisceau monochromatique. Lorsque la dispersion d'énergie de la source est élevée, les interactions entre les électrons augmentent le phénomène de dispersion d'énergie du faisceau électronique le long de la colonne (effet Boersch).

Les principales propriétés des sources utilisées dans les systèmes de lithographie "e-beam" sont répertoriées dans le tableau 1.7.

Type de source	Brillance (A/cm <sup>2</sup> .Sr)	Résolution (nm)	Dispersion d'énergie (eV)	Vide nécessaire (mbar)
thermoïonique (Filament de tungstène)	$\approx 10^5$	5	4,5	$10^{-6}$
thermoïonique (Filament en LaB <sub>6</sub> )	$\approx 10^6$	3,5	2,7	$10^{-8}$
Emetteur à champ thermal (Schottky)	$\approx 10^8$	1,5	0,9	$10^{-9}$
Emetteur à champ froid	$\approx 10^9$	0,6	0,22	$10^{-10}$

Tableau 1.7 : principales propriétés des sources utilisées dans les systèmes de lithographie "e-beam"<sup>[Sp-1]</sup>

### b) L'optique de focalisation<sup>[Co-1]</sup>

La trajectoire d'un électron en mouvement peut être déviée par l'application :

- soit d'un champ magnétique :

$$\vec{F} = m \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} = -e \cdot \vec{v} \wedge \vec{B} \quad (1.18)$$

- soit par un champ électrique :

$$\vec{F} = -e \cdot \vec{E} \quad (1.19)$$

$\vec{F}$ ,  $m$ ,  $\vec{v}$ ,  $e$ ,  $\vec{B}$ ,  $\vec{E}$  représentent respectivement la force résultante, la masse, la vitesse et la charge de l'électron, le champ magnétique et le champ électrique. Généralement ce sont des lentilles

magnétiques qui sont utilisées en microscopie électronique à balayage car elles ont la particularité de présenter moins d'aberrations. Ces bobines sont constituées d'un enroulement, enfermé dans une armature en acier canalisant ainsi le flux, et comportant une ouverture. Le produit vectoriel entre  $\vec{v}$  et  $\vec{B}$  signifie que la force résultante est perpendiculaire à  $\vec{v}$ , donc à la trajectoire des électrons et donc que le travail de cette force est toujours nul ; en d'autres termes, cette force ne modifie en rien la vitesse et l'énergie des électrons durant leur traversée du champ. Seule la trajectoire est modifiée.

Pour focaliser les électrons, différentes lentilles électromagnétiques sont utilisées, chacune ayant leur propre rôle :

- les lentilles condenseurs qui permettent de réduire la dimension de la source apparente d'électrons par le biais de plusieurs ouvertures.
- la lentille objectif qui focalise le spot sur l'échantillon.

Comme en microscopie optique, ces lentilles induisent des aberrations qui se traduisent par un élargissement du spot représenté par le cercle de confusion<sup>[Co-1, Fo-1, Gr-1, Ha-1]</sup> :

- Diffraction électronique : à la nature corpusculaire de l'électron, il faut associer l'aspect ondulatoire, caractérisé par une longueur d'onde qui dépend de la tension d'accélération des électrons. Au niveau du diaphragme final, apparaît donc un phénomène de diffraction comme en optique photonique. Le diamètre du cercle de confusion  $d_d$  introduit par la diffraction électronique est :

$$d_d = 1,22 \cdot \frac{\lambda}{\alpha} \quad (1.20) \quad (m)$$

avec  $\alpha$  : le demi angle d'ouverture.

- Aberration chromatique : une variation  $\Delta E$  de l'énergie des électrons entraîne une modification des caractéristiques de la lentille électromagnétique (position des points focaux, distance focale, ...). Par conséquent, tous les électrons ne seront pas focalisés au même point mais dans un disque appelé disque de confusion dont le diamètre  $d_c$  est :

$$d_c = \frac{\Delta E}{E_0} C_c \alpha \quad (1.21) \quad (m)$$

où  $C_c$  et  $E_0$  représentent respectivement le coefficient d'aberration chromatique et l'énergie des électrons incidents.

- Aberration sphérique : la distance focale d'une lentille réelle diminue lorsque la trajectoire s'éloigne de l'axe. Ce phénomène contribue à transformer le point de focalisation en un disque de confusion de diamètre  $d_s$  égal à :

$$d_s = \frac{1}{2} C_s \alpha^3 \quad (1.22) \quad (m)$$

avec  $C_s$ , la constante d'aberration sphérique.

- Aberration d'astigmatisme : cette aberration résulte des défauts de symétrie de révolution de la lentille. La distance focale peut donc varier suivant la direction du faisceau ce qui a pour effet d'élargir l'image d'une source ponctuelle.

Le faisceau présente alors un diamètre minimal  $d_a$  tel que :

$$d_a = C_a \alpha \quad (1.23) \quad (m)$$

où  $C_a$  représente le coefficient d'aberration d'astigmatisme.

Des diaphragmes sont disposés dans la colonne afin d'atténuer ces aberrations.

Compte tenu de l'ensemble de ces aberrations, le faisceau d'électrons présente au final un diamètre  $d$  égal à :

$$d = \left[ \left( \frac{4i_0}{\Pi^2\beta} + 1,22\lambda^2 \right) \frac{1}{\alpha^2} + \frac{C_s^2 \alpha^6}{4} + \left( C_c^2 \frac{\Delta E}{E_0^2} + C_a^2 \right) \alpha^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.24) \quad (m)$$

### c) Le dispositif de balayage<sup>[Re-1]</sup>

Le balayage de la surface de l'échantillon par le pinceau électronique permet d'obtenir, par synchronisation avec un écran vidéo, une image de la zone exposée. Le contrôle du balayage est assuré par un double jeu de bobines déflectrices : deux pour le balayage d'une ligne et deux pour le balayage sur tout l'image. Il existe, par conséquent, une relation bi-univoque entre un point de la surface de l'échantillon et un point de l'écran. On définit alors la notion de grandissement qui correspond au rapport de la surface à l'écran vidéo sur l'aire irradiée. Le MEB est équipé d'une platine porte-échantillon commandée par un moteur pas à pas (figure 1.14) qui peut effectuer cinq déplacements<sup>[Re-1]</sup> :

- déplacement selon les axes  $Ox$  et  $Oy$ , piloté par un moteur pas à pas,
- déplacement selon l'axe  $Oz$  effectué manuellement,
- rotation piloté d'un angle compris entre  $0$  et  $360^\circ$
- inclinaison manuelle de  $75^\circ$  au maximum par rapport à la direction des  $z$ .



Figure 1.14 : platine porte-échantillon du MEB XL20

La platine porte-échantillon est fixée sur la porte de l'enceinte, qui peut prendre deux positions dites "haute" et "basse" (figure 1.15) et qui seront utilisées selon la manipulation effectuée.

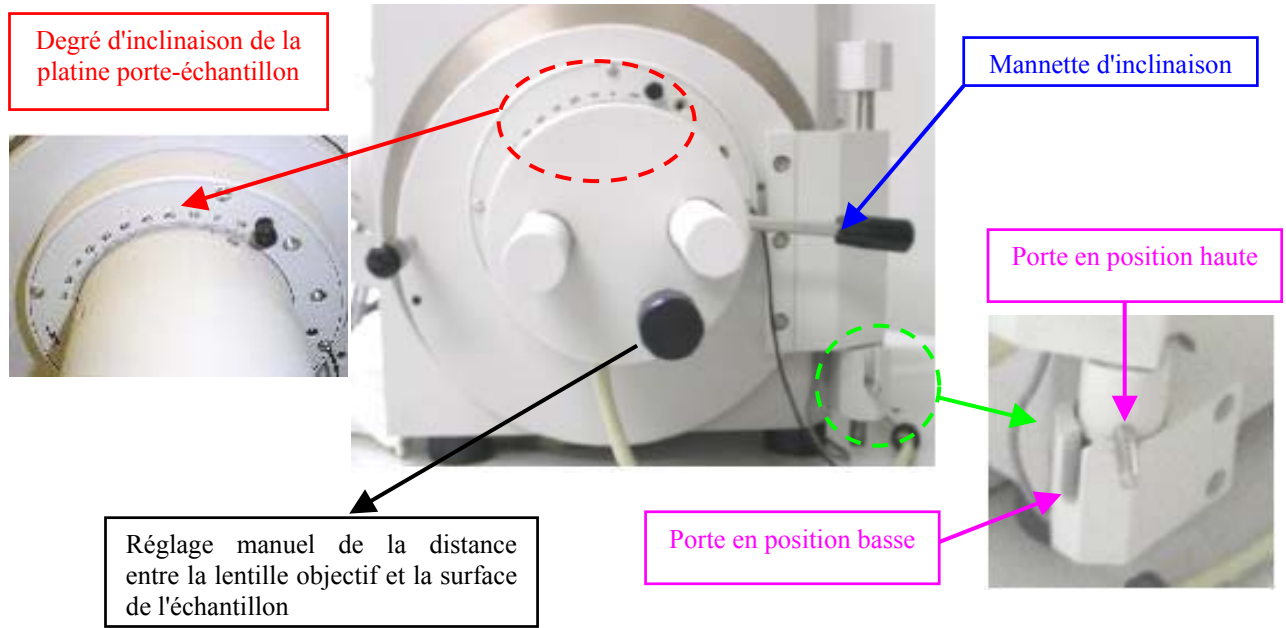


Figure 1.15 : porte de l'enceinte

Un certain nombre d'autres composants se trouvent dans la colonne comme la cage de Faraday reliée à un picoampéremètre (figure 1.16) qui permet de mesurer l'intensité du courant du faisceau électronique, des détecteurs d'électrons secondaires ou de rayons X dont le rôle sera décrit ultérieurement, des systèmes de calibration, etc. Selon les systèmes, la cage de Faraday peut être incorporée dans la colonne ou placée sur le porte-échantillon. Certains microscopes comportent une valve d'isolation autorisant la ventilation de la chambre lors de la maintenance tout en gardant le canon à électrons sous vide et opérationnel.

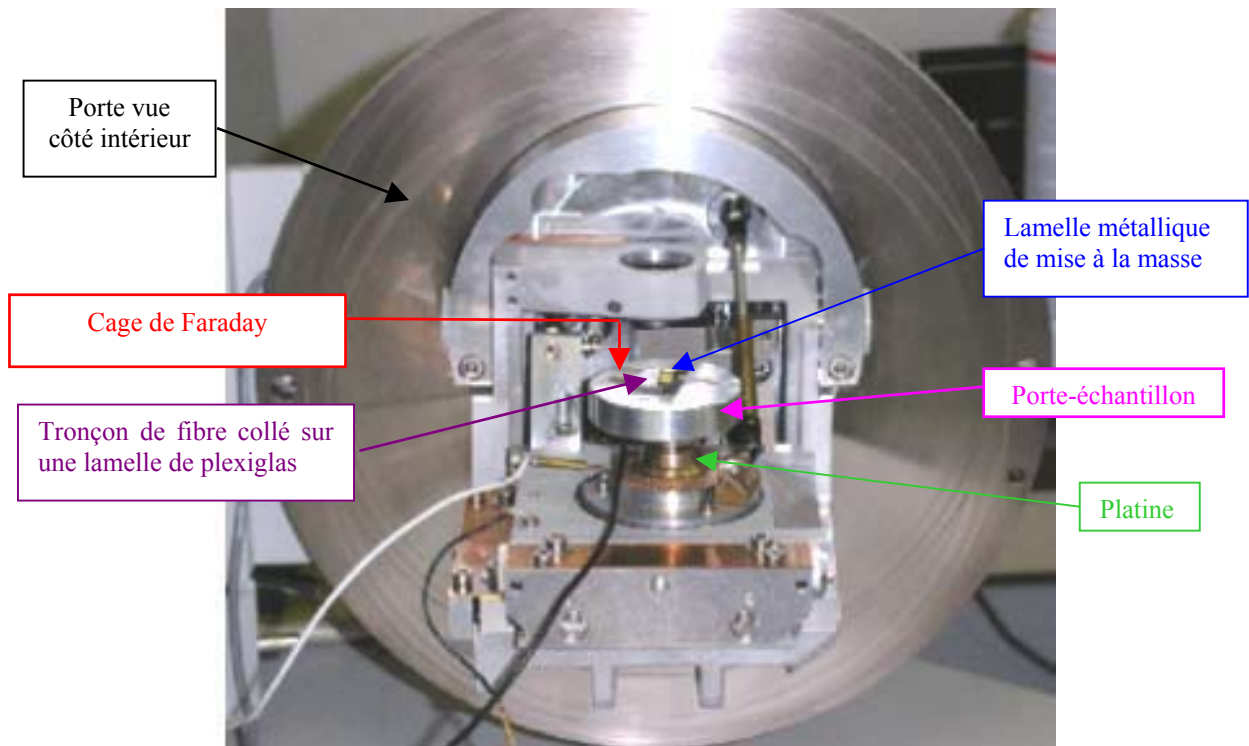


Figure 1.16 : porte-échantillon et de la cage de Faraday

Un électron a la particularité d'avoir une charge très faible ; c'est pourquoi il est facilement arrêté ou dévié par la matière et peut perdre une partie de son énergie à chaque collision <sup>[Co-1]</sup>. Afin de tirer au mieux avantage des propriétés des électrons, il est indispensable d'éviter toute interaction entre les électrons et les molécules contenues dans l'air de la colonne du MEB. Ceci n'est possible qu'à condition que l'ensemble de la colonne, du canon à électrons jusqu'au porte-échantillon, soit sous vide secondaire. De plus, ce vide secondaire permet également d'éviter l'oxydation de la source.

Les MEB les plus courants possèdent une pompe à diffusion d'huile couplée à une pompe primaire à palettes permettant d'atteindre  $10^{-5}$  à  $10^{-6}$  mbar. Les instruments les plus récents comportent une pompe supplémentaire (pompe ionique) au niveau du canon afin de prolonger la durée de vie de la pointe  $\text{LaB}_6$  ou de la pointe à effet de champ. L'introduction de l'échantillon se fait à travers un sas pour éviter de casser le vide dans la colonne.

Signalons l'apparition récente d'instruments "environnementaux" dans lesquels l'échantillon reste à pression atmosphérique, ce qui évite sa déshydratation. La colonne est munie d'une pompe différentielle, permettant de maintenir un gradient de pression entre le canon et le spécimen. Les MEB environnementaux comportent également une source haute tension continue, constituée d'un transformateur et d'un redresseur noyés dans une cuve étanche remplie d'huile afin d'éviter les phénomènes de claquage. L'échantillon est placé sur une platine micrométrique motorisée permettant des déplacements selon x, y et z, une rotation autour de sa normale et un basculement autour d'une direction perpendiculaire à l'axe optique. Cette platine est dite eucentrique car elle est conçue pour que les rotations n'affectent pas le point d'impact du faisceau. C'est également vrai pour notre outil d'irradiation.

### **2.2.2. Logiciels de pilotage du faisceau électronique et de conception de composants**

#### **a) Le logiciel XL control**<sup>[Ph-1]</sup>

Le microscope est contrôlé par un PC sur lequel est installé le logiciel de commande XL Control. Ce dernier s'exécute sous Windows 3.11 et bénéficie de toute la convivialité de l'interface graphique Windows (menu déroulant, utilisation de la souris,...) <sup>[Ph-1]</sup>.

La fenêtre d'application (figure 1.17) comporte plusieurs menus permettant l'observation, l'analyse chimique de composition d'échantillons et la sélection des paramètres d'irradiation (le grandissement, le diamètre du faisceau, le mode d'irradiation, tension d'accélération, distance de travail,...). Les menus utilisés le plus souvent sont brièvement décrits ci-dessous :

**Le menu Magn** : permet de sélectionner le grandissement dans une plage comprise entre 4 et 400.000. Les valeurs de ce grandissement dépendent essentiellement de la position du porte-échantillon (position haute ou basse de la porte), de la distance de travail WD (distance de focalisation), de la tension d'accélération et du diamètre du spot.

**Le menu Beam** : pour fixer le diamètre du faisceau d'électrons et la tension d'accélération. Contrairement au menu Magn, le diamètre du pinceau électronique ne peut prendre que des valeurs prédéfinies indexées de 1 à 8 et respectivement égales à :

$$5 - 10 - 20 - 50 - 100 - 200 - 500 - 1000 \text{ nm}$$

La tension d'accélération peut prendre des valeurs comprises entre 0,2 et 30 kV.

**Le menu Scan** : permet de choisir le mode d'irradiation (balayage ou ponctuel).

L'asservissement du faisceau peut se faire selon plusieurs modes<sup>[2]</sup> :

- en mode "spot", le faisceau est fixe, le matériau est irradié de façon ponctuelle,
- le faisceau en mode balayage "horizontal line" (HL) balaie horizontalement l'échantillon sur une ligne de largeur égale à celle de la fenêtre globale (plein écran). Cette dernière correspond à la surface maximale balayée, pour une valeur fixée du grandissement,
- les modes balayage "slow scan" et "TV" ne concernent que le balayage de la fenêtre globale. La vitesse de balayage, exprimée en ms/ligne peut prendre 12 valeurs différentes :

0,21 – 0,42 – 0,84 – 1,68 – 3,36 – 6,72 – 13,4 – 20 – 40 – 60 – 120 – 240

Le nombre de lignes par écran est fixé à 484 lignes en mode TV.

Le nombre de lignes par fenêtre peut prendre 8 valeurs prédéfinies :

484 – 968 – 1452 – 1936 – 2420 – 2904 – 3388 – 3872

L'utilisation d'une aire choisie ou "Selected Area" (SA) implique l'emploi du mode "slow scan".

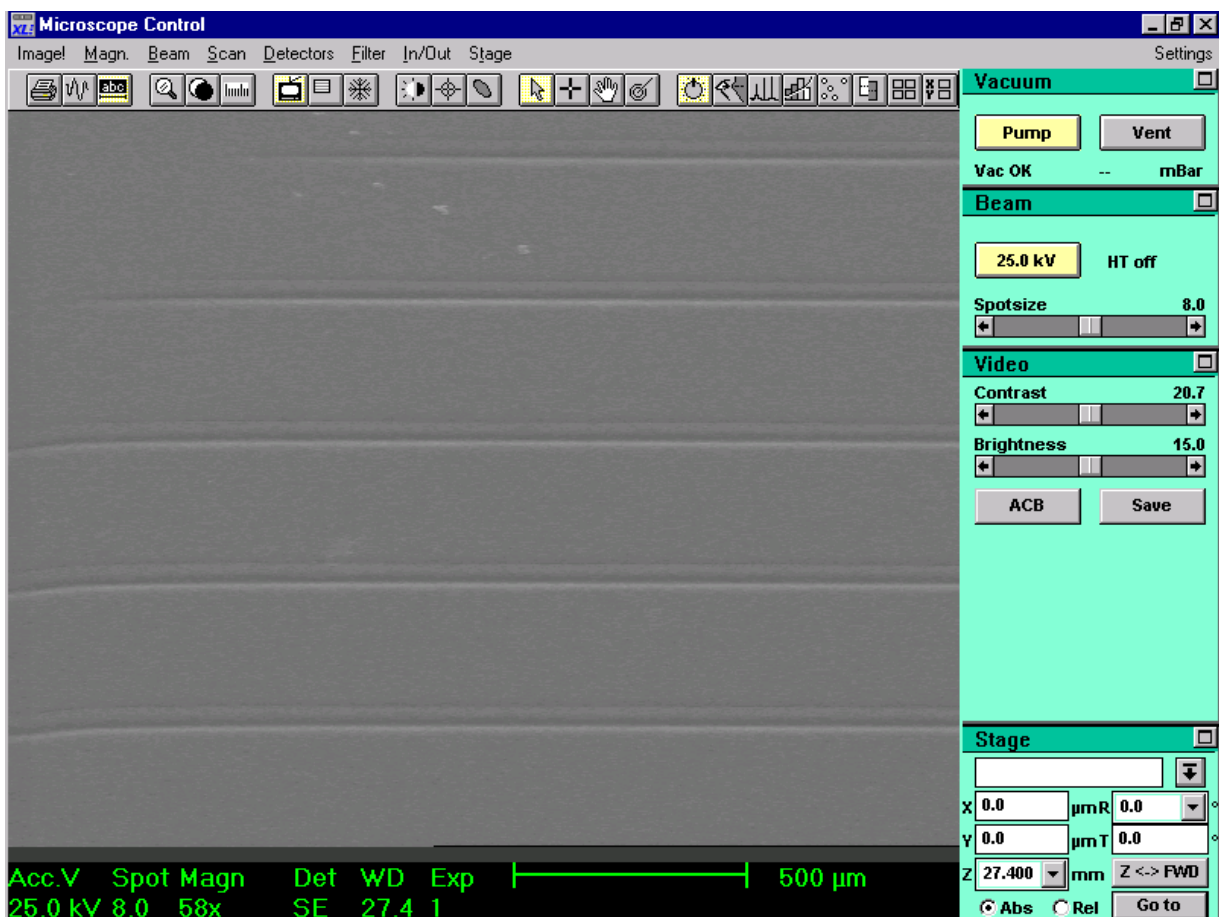


Figure 1.17 : interface graphique du PC commandant le MEB<sup>[Ph-1]</sup>

## **b) Les logiciels XL Génèse et XL Pilot** <sup>[Du-1]</sup>

C'est dans le cadre de son mémoire d'ingénieur CNAM que Philippe Ducourtieux a développé, en 1999, au sein de l'équipe C2M une application de conception de structures optiques et de pilotage du microscope électronique à balayage.

Un schéma de principe est donné ci-dessous :

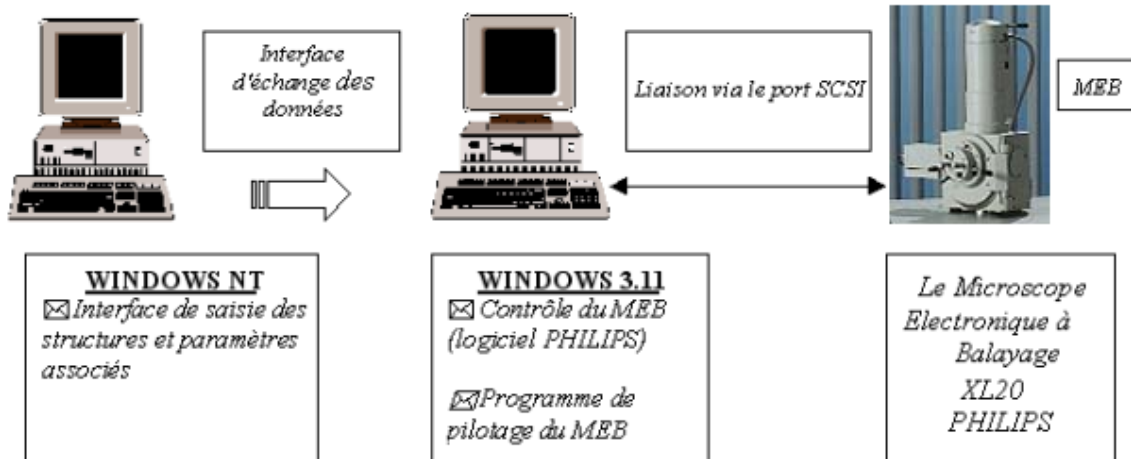


Figure 1.18 : schéma de principe permettant le pilotage du MEB <sup>[Du-1]</sup>

Les principales étapes nécessaires à la réalisation des structures visées sont présentées dans ce paragraphe. L'interface graphique utilisateur est illustrée figure 1.19. La fenêtre vue qui est associée au document est composée d'une grille représentant la "feuille de dessin".

Le menu contextuel affiché sur la figure 1.20 s'obtient par un simple clic sur le bouton droit de la souris en tout point de la feuille quadrillée.

La conception d'une structure se fait en trois étapes selon l'algorithme 1.1 présenté page 26 <sup>[Re-1]</sup> :

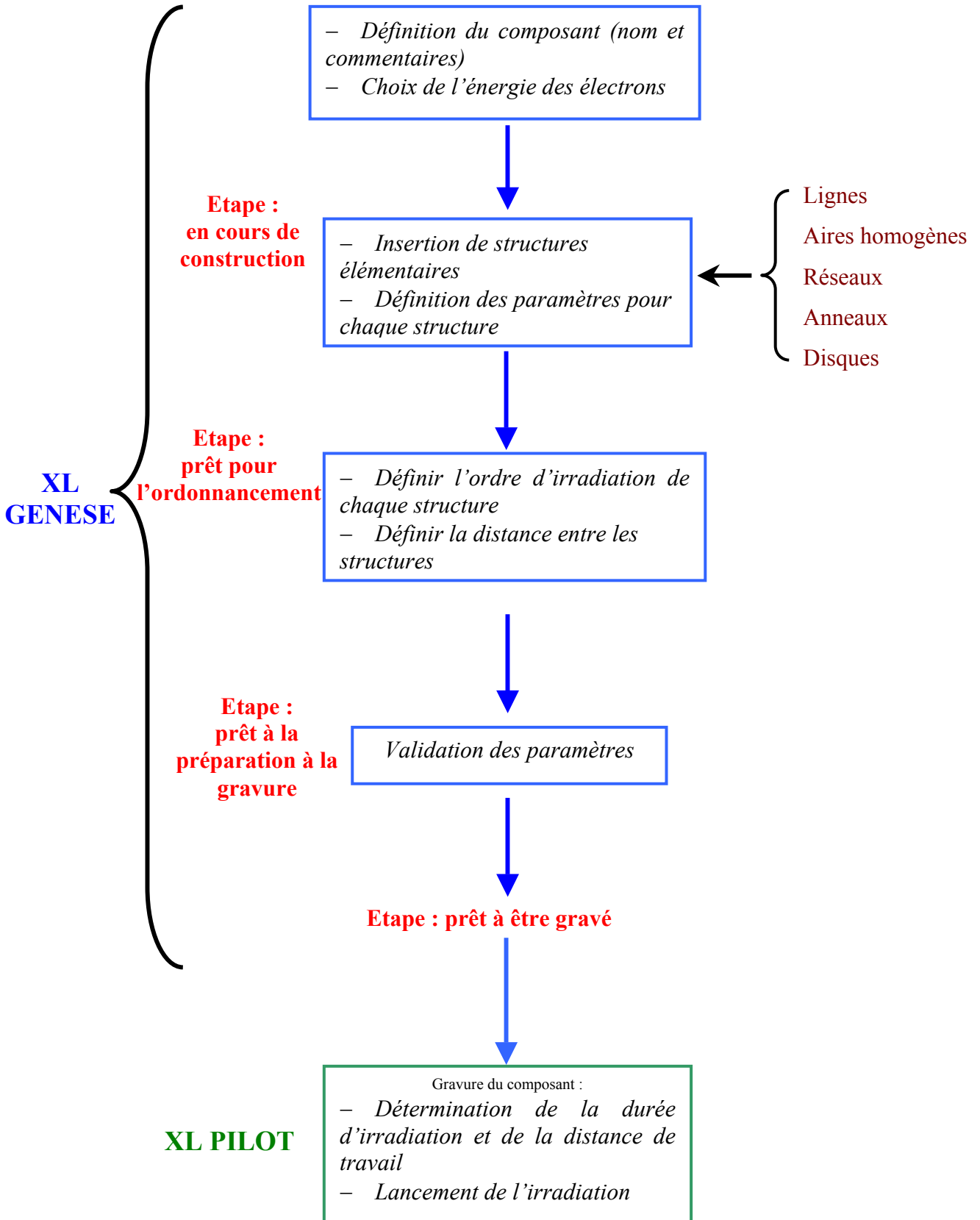
Une première étape de construction : l'utilisateur insère les différentes structures élémentaires du composant, tant en terme de géométrie qu'en terme de mode de fabrication,

Une seconde étape d'ordonnancement : l'utilisateur ordonnance les différentes structures et saisit la distance qui sépare le centre de chacune d'elles de celui de la première structure,

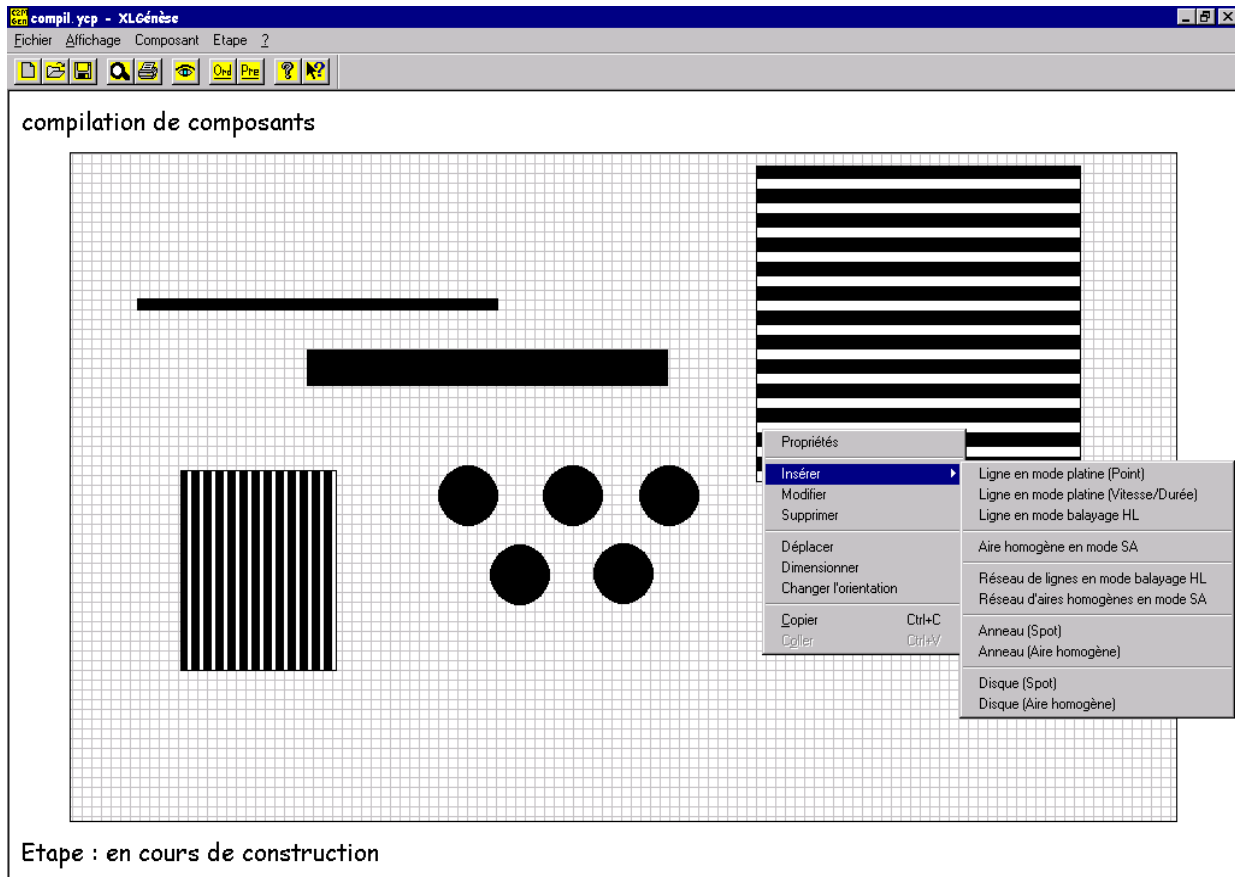
Une dernière de préparation : le système détermine automatiquement les coordonnées du faisceau et de la platine des centres de chaque structure. Si cette étape est validée, le composant devient " prêt à être gravé ".

Le passage d'une étape à la suivante est réalisé si tous les contrôles en cours ont été validés. Il est encore possible de revenir à une étape antérieure à tout moment.





Algorithme 1.1 : schéma résumant les différentes étapes pour graver un composant [Re-1]

Figure 1.19 : interface graphique utilisateur <sup>[Du-1]</sup>

Les structures élémentaires qu'il est possible de réaliser grâce à XL Génèse sont, par exemple, des lignes, des aires homogènes, des réseaux de lignes ou d'aires, des disques, ... Leur mode de réalisation est décrit ci-dessous :

La commande ***ligne en mode platine (point)*** permet de tracer une ligne par déplacement de la platine avec le faisceau en mode "spot" jusqu'à un point dont nous avons fixé les coordonnées.

La commande ***ligne en mode platine (vitesse/durée)*** permet aussi de tracer une ligne par déplacement de la platine avec le faisceau en mode "spot" jusqu'à un point d'arrivée.

Le résultat obtenu dans chaque cas n'est pas vraiment une ligne homogène mais une succession de points qui correspondent aux différentes marques laissées par le spot car la platine se déplace pas à pas.

La commande ***ligne en mode "horizontal line" HL*** permet de tracer des lignes en gardant la platine fixe. Le grandissement est choisi pour obtenir la longueur souhaitée, le diamètre du spot pour obtenir la largeur désirée.

Pour réaliser une ***aire en mode SA***, la largeur et la hauteur de l'aire sont rapportées à la largeur et à la hauteur de la fenêtre globale et exprimées en pourcentage de la surface totale. Nous choisissons la durée d'un balayage "***line time***". Enfin, le nombre de lignes sur l'écran est fixé de façon qu'il y ait un nombre de balayages horizontaux suffisant compte tenu de la taille du spot et ce pour garantir l'homogénéité de l'aire irradiée.

Pour réaliser un réseau, il existe deux possibilités :

- soit on réalise un réseau de lignes en mode balayage (HL) si la ligne a une largeur inférieure ou égale au diamètre du faisceau,
- soit on effectue un réseau d'aires homogènes si la largeur souhaitée de la ligne est supérieure à la taille maximale du spot.

Afin de réaliser un disque, nous utilisons une autre caractéristique essentielle du microscope électronique à balayage qui est la distance de travail (WD pour "Working Distance") (figure 1.20). Il s'agit de la distance entre l'échantillon et la lentille objectif. Lorsque cette distance est modifiée par rapport à la distance de mise au point, l'aire du motif ainsi inscrit est plus importante que celle dans le plan de focalisation. Le disque peut donc être réalisé en utilisant le mode "spot" ; son diamètre sera fonction de la distance de travail.

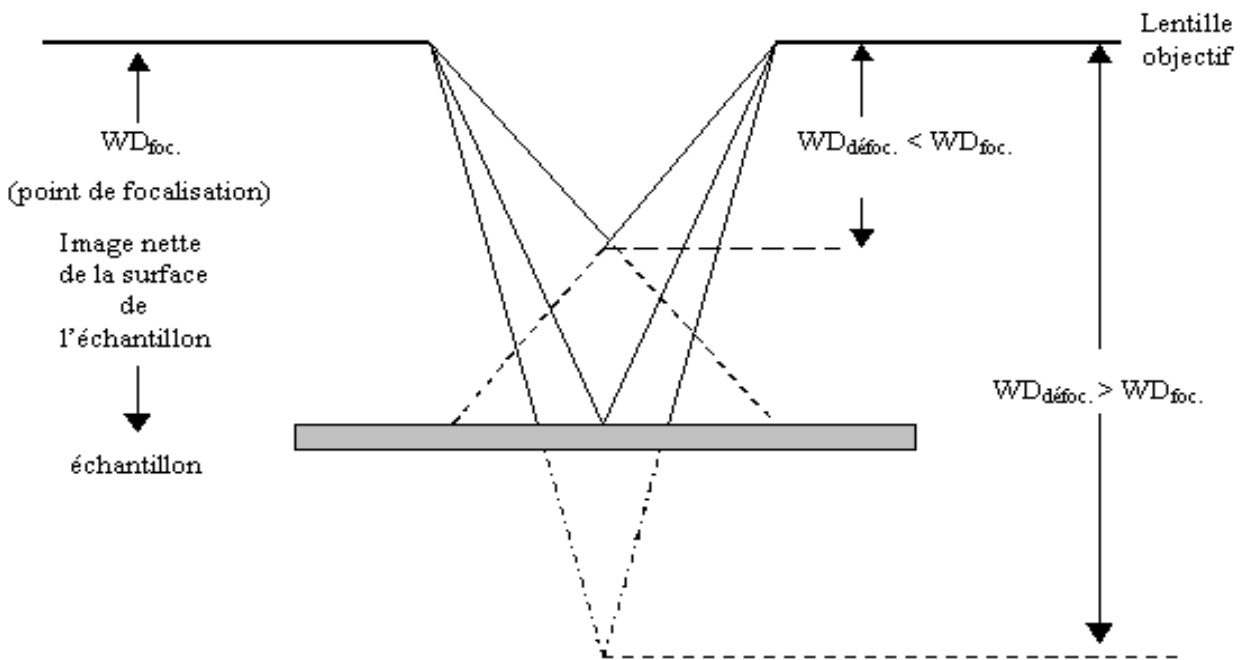


Figure 1.20 : distance de travail (WD) <sup>[Ph-1]</sup>

La WD est réglée par l'utilisateur grâce à une commande contenue dans le logiciel d'exploitation. Elle est calculée à partir des mesures d'intensité de courant traversant la lentille finale. Sa valeur est comprise entre 2 et 99 mm. Lorsque l'échantillon est positionné à la hauteur de focalisation  $WD_{foc}$ , la répartition des électrons a la forme d'une gaussienne et le faisceau a un diamètre prédéfini qui est pris à la mi-hauteur de cette gaussienne. Si l'échantillon se situe au-dessous ou au-dessus de cette hauteur  $WD_{foc}$ , le diamètre du motif mesuré à l'écran de contrôle du MEB est alors élargi et les électrons se répartissent uniformément sur cette zone. Les graphes présentés par les figures 1.21 et 1.22 illustrent ces situations.

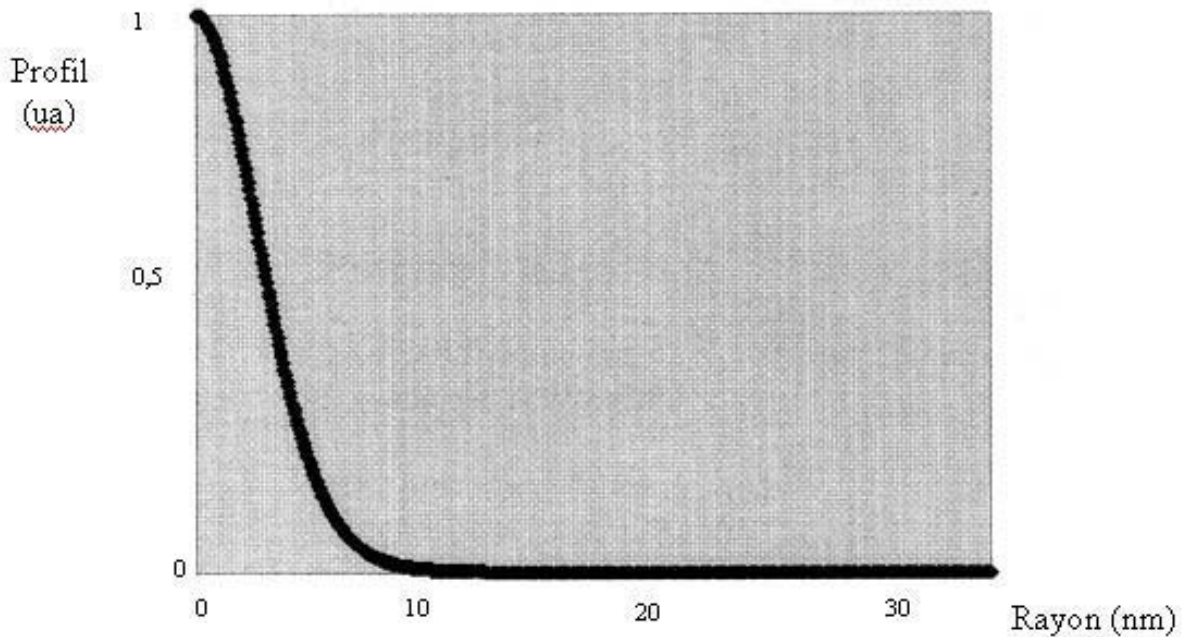


Figure 1.21 : profil de répartition des électrons obtenu par simulation avec les conditions suivantes :  $V = 25$  kV, diamètre du faisceau = 5 nm et  $WD_{\text{foc.}} = 10$  mm [Re-1]

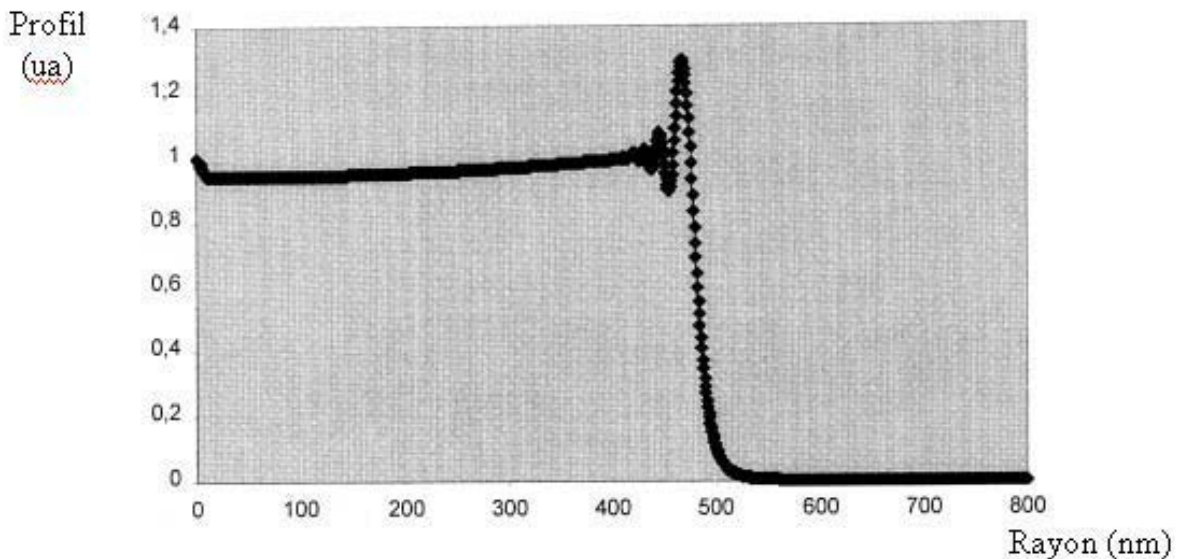


Figure 1.22 : profil de répartition des électrons obtenu par simulation avec les mêmes conditions que pour la figure 1.21 mais en défocalisant le faisceau de 0,1 mm [Re-1]

Ces graphes résultent de simulations effectuées par la société Philips. Ils ont été obtenus avec les conditions particulières indiquées figure 1.22, c'est à dire pour un diamètre du faisceau électronique et une tension d'accélération donnés. Nous ne possédons pas, pour l'instant, d'assez d'éléments pour déterminer quel est le profil de la répartition des électrons en fonction des divers paramètres d'irradiation (énergie, diamètre du spot, ...). Cependant, la réalisation sur un échantillon de silice massive pure (Herasil 3), d'une série de disques avec un diamètre égal à  $1 \mu\text{m}$  et une tension d'accélération de 30 kV nous a permis de tracer, figure 1.23, l'évolution diamètre du disque mesuré sur l'écran de contrôle du MEB en fonction de  $\Delta WD$  (différence entre WD de focalisation et de défocalisation). Les résultats des mesures sont répertoriés dans le tableau 1.8.

$\Delta WD$ (mm)	diamètre ( $\mu m$ )
20	204
15	117
10	65
6	36
4	24
-2	12
0 (point de focalisation)	1
- 2	6
- 4	14
- 7	26
- 10	41
- 20	65
- 30	81
- 40	94
- 50	108

Tableau 1.8 : valeurs du diamètre des disques en fonction de  $\Delta WD$  ( $= WD_{foc.} - WD_{defoc.}$ )

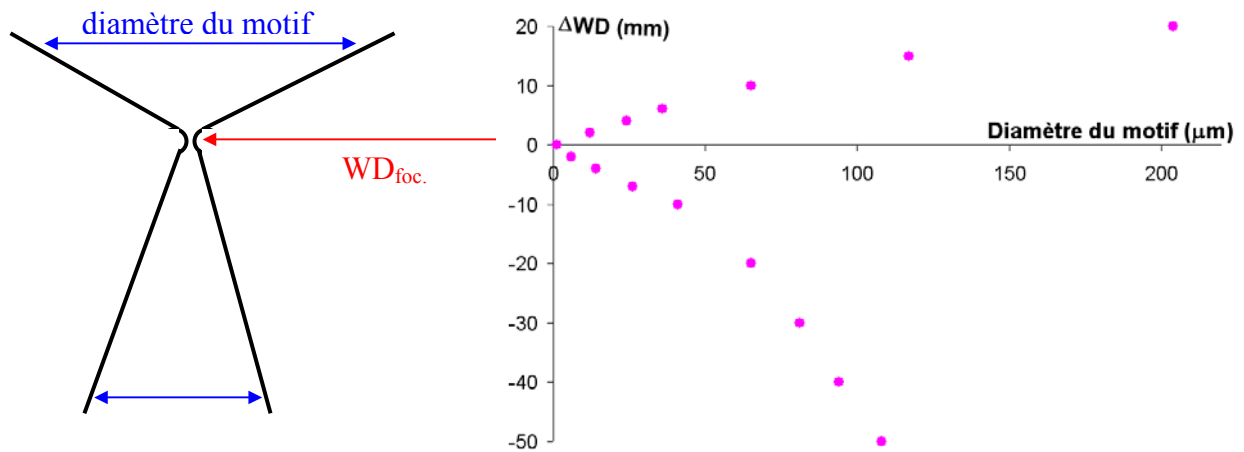


Figure 1.23 : évolution du diamètre des disques en fonction de  $\Delta WD$

La figure 1.24 montre clairement que, selon le domaine considéré (avant et après le point de focalisation), la loi de progression n'est pas la même. L'élargissement du motif mesuré à l'écran de contrôle du MEB croit plus rapidement lorsque  $\Delta WD > 0$  que lorsque  $\Delta WD < 0$ . Le diamètre du motif à la distance de focalisation dépend essentiellement de la durée d'irradiation. Nous reviendrons sur ce point ultérieurement lors du chapitre 3.

Lorsque le faisceau est défocalisé, il est possible de définir la notion de fluence dont l'expression est donnée relation 1.25. C'est un paramètre très important comme nous le verrons lors de la partie expérimentale de ce mémoire. Dans certains articles, elle est appelée dose et exprimée en  $C/cm^2$ . Au laboratoire, nous préférons adopter le terme fluence et nous consacrons le mot dose aux domaines nucléaire et médical. Suite à cette convention, la fluence  $\phi$  est exprimée en  $e/cm^2$ , on précisera néanmoins systématiquement sa valeur en  $C/cm^2$  ( $1 C/cm^2 = 6,24 \cdot 10^{18} e/cm^2$ ). Elle est déterminée en fixant la durée d'irradiation  $t$ , la surface  $S$  exposée et la valeur de l'intensité  $I$  du courant du faisceau dont nous contrôlons la stabilité pendant l'irradiation :

$$\phi (e/cm^2) = \frac{6,24 \cdot 10^9 \cdot I(nA) \cdot t(s)}{S(cm^2)} \quad (1.25)$$

Cette relation sous-entend que la répartition d'énergie du faisceau électronique est uniforme sur toute la surface affectée par les électrons, ceci est vrai uniquement lorsque  $\Delta WD \neq 0$ . En effet, lorsque le faisceau est focalisé sur l'échantillon, sa répartition d'énergie a la forme d'une gaussienne. La quantité d'électrons reçue par la cible n'est donc pas uniforme et il est difficile de calculer la valeur de la fluence.

### c) Le logiciel Elphy Quantum<sup>[Fr-1]</sup>

Récemment, l'équipe C2M a fait l'acquisition d'un nouveau logiciel de simulation Elphy Quantum, dont l'interface graphique est donnée figure 1.24. La préparation avant l'exposition brièvement exposée ci-dessous, se fait en quatre étapes dont les deux premières ne nécessitent pas la présence de l'échantillon dans l'enceinte du microscope.

Les deux premières étapes sont la conception des motifs avec la "dose" qui leur est associée à partir du module de dessin assisté par ordinateur (DAO) intégré au logiciel, et la mise en place de ces motifs dans un gestionnaire de tâche en stipulant l'ordre des motifs à exposer ainsi que la position relative sur l'échantillon.

Une fois l'échantillon inséré dans la chambre d'irradiation, les deux dernières étapes consistent à initialiser les coordonnées relatives pour le positionnement de l'échantillon grâce à la position absolue de deux points de l'échantillon judicieusement choisis, puis à entrer les paramètres d'exposition tels que le champ d'exposition, le diamètre du faisceau, le courant du faisceau, pour que le logiciel puisse adapter la vitesse de balayage aux fluences demandées pour les motifs. Des tests sont en cours actuellement au laboratoire.

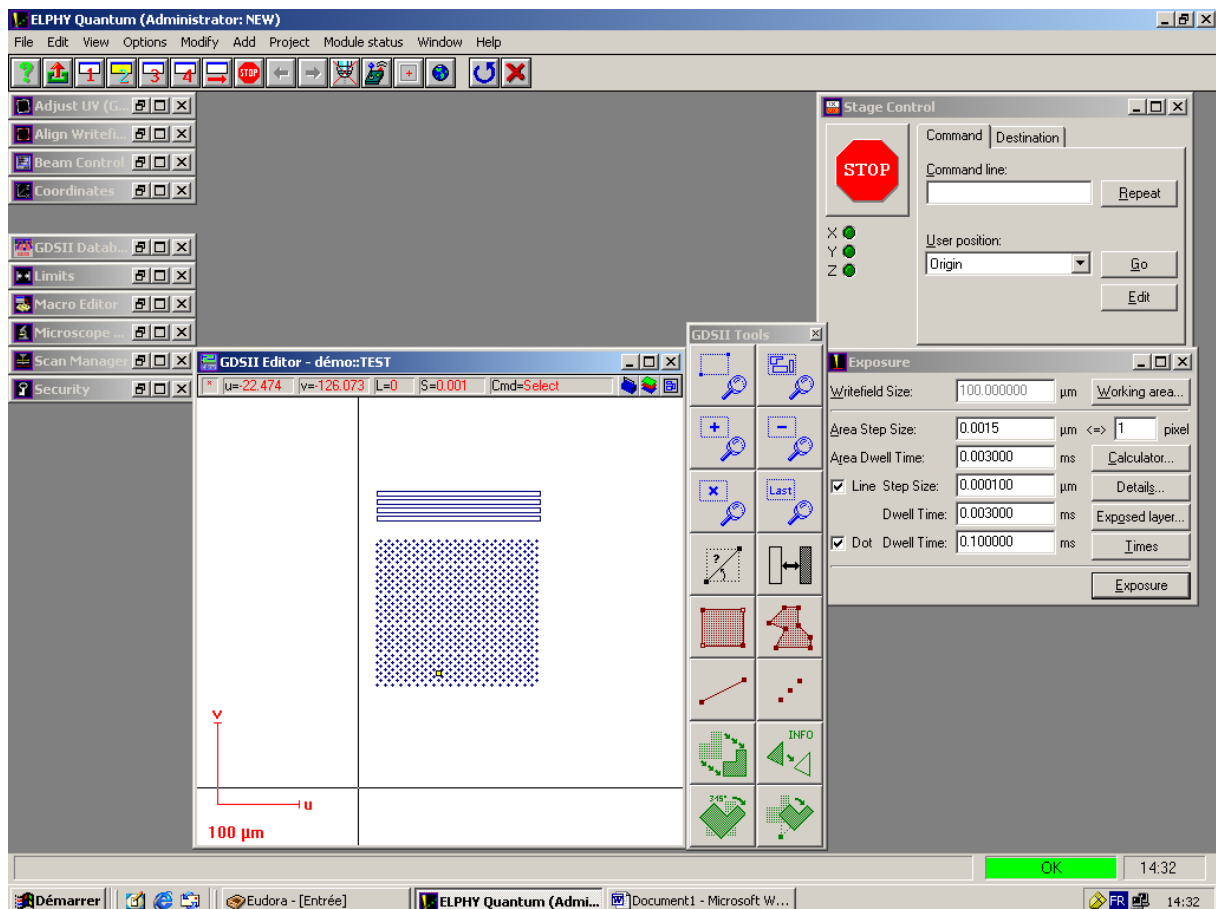


Figure 1.24 : interface graphique utilisateur

## **CONCLUSION**

Les principales propriétés de la silice naturelle sur laquelle porte notre étude ont été présentées dans la première partie de ce chapitre. Elles ont été comparées à la silice synthétique. Par la suite, le principe de quelques techniques de lithographie et une description de notre outil d'irradiation permettant la réalisation de composants et microcomposants optiques ont été exposés de la seconde partie de ce chapitre dont le rôle majeur était d'introduire certaines notions nécessaires à la compréhension de nos travaux de recherche. Les différentes interactions entre le matériau et les électrons font l'objet du prochain chapitre.

## **BIBLIOGRAPHIE**

- [Ba-1] T. Batté, "Optique intégrée en polymère à base de photoresist, deux voies possibles : photolithographie directe et photoinscription ", Recueil des JNOG 2002, p. 164-166.
- [Be-1] R. T. Bell, P. Dean, "Localisation of phonon in vitreous silica and related glasses", R. W. Douglas and B. Ellis Editions, International Conference on the Physics of Non Crystalline Solids, 3 rd, University of Sheffield, Wiley, New-York, 1972, p. 443-452.
- [Bi-1] V. Binsangou, "Modifications physiques du polymère CR39 sous faisceau d'électrons. Contribution à l'optique intégrée", Thèse n° 6-1999, Faculté des sciences de Limoges, janvier 1999.
- [Bo-1] H. Bosse, "Precision engineering", PTB, annual report, division 5, 2002.
- [Bo-2] O. Boulanger, "Changement d'ère pour le silicium", Les défis du CEA, N° 91, mai-juin 2002, p. 6-9.
- [Bo-3] N. Boisset, "La formation de l'image dans un microscope électronique", cours de DEA de biophysique moléculaire, laboratoire de minéralogie cristallographie, Université Paris 6 et 7, Jussieu.
- [Ch-1] T.H.P. Chang et al., J. Vac. Sci. Technol. B 7(6), 1855 (1989).
- [Ch-2] T.H.P. Chang, "Multiple electron-beam lithography", Microelectronic Engineering, vol. 57-58, sept. 2001, p. 117-135.
- [Ch-3] M. Champigny, "Pratique de la microscopie à balayage", les Editions de Physique, A1, 1985.
- [Co-1] C. Colliex, "Que sais-je ? : La microscopie électronique", éditions PUF, 1998.
- [Da-1] T. Daoud, "Modélisation d'un filtre optique pour les télécommunications et éléments de sa réalisation", Thèse n° 29-2000, Faculté des Sciences de Limoges, juillet 2000.
- [Du-1] P. Ducourtieux, "Contribution au développement d'une application CAO de circuits d'optique intégrée par irradiation en microscopie électronique à balayage", mémoire d'ingénieur, CNAM, Limoges, 1999.
- [Ee-1] EE-527 Microfabrication, Photolithography, R. B. Darling.
- [Ev-1] R.C. Evans, "Chimie et structure cristalline", éditions Dunod, p. 266-269.
- [Fo-1] G. Fontaine, "Microanalyse, microscope électronique à balayage", école d'été de Saint Martin d'Hères, 1, 1978.
- [Fr-1] A. Frey, "Lithographie électronique", rapport de stage de D.E.A. matière condensée, Université de Strasbourg, 2002.
- [Gr-1] P. Grivet, "Optique électronique", Bordas, tome 1, 34, 1995.



- [Ha-1] P. W. Hawkes, "Electron optics and electron microscopy", Taylor and Francis, Londres, 244, 1972.
- [Hu-1] G. Humbert, "Etude et réalisation de composants passifs tout-fibre : réseaux longue période par arc électrique", thèse, Université de Rouen, 2003.
- [Hu-2] S. Hunter, "Keeping the "More in Moore's Law", Science and Technology Review, 1998, p. 25.
- [Ka-1] B. E. Kahn, "Scanning Electron Microscopy (2076-572)", cours en ligne, Rochester Institute of Technology.
- [Ku-1] J. D. Kubicki, A.C. Lasaga, "Molecular dynamics simulations of SiO<sub>2</sub> melt and glass : ionic and covalent models, Amer. Mineral", 73, 1998, p. 941-955.
- [Le-1] D. Lebeau, "Aperçu de la recherche sur les nanotechnologies", document d'information, Conseil de la Science et de la Technologie, [www.est.gouv.qc.ca/est\\_publ.html](http://www.est.gouv.qc.ca/est_publ.html), 2001.
- [Mo-1] R. L. Mozzi, B. E. Warren, J. Appl. Crystallography, 2, 1969, p. 164.
- [Na-1] V. Nazabal, "La génération de seconde harmonique dans des verres oxydes polarisés thermiquement", Thèse n° 9916, Chimie du Solide - Sciences des Matériaux : Bordeaux I : 1999.
- [Oh-1] Ohara GmbH, Catalogue de verres, informations techniques, Nording 30 A, D-65719 Hofheim, Allemagne.
- [Pa-1] G. Palu, "La dureté", cours en ligne, Lycée Edouard Branly, <http://www.accreteil.fr/branlycreteil/>.
- [Pa-2] V. Paret, "Le programme français PREUVE sur la lithographie EUV", Photoniques, N° 3, p. 30-36, septembre 2001.
- [Pa-3] B. Pannetier : "Fabrication", Journée Nanosciences, Grenoble, février 2002.
- [Pe-1] M. Petitjean, "Etude de microrésonateurs optiques par modes de galerie couplés à des fibres polies sur le côté", Thèse n° 6-2000, Faculté des sciences de Limoges, 2000.
- [Wr-1] A. C. Wright, J. Non-Cryst. Solids, 129, 1991, p. 213.
- [Ph-1] Philips Electron Optics, "Microscope Electronique à Balayage série XL", manuel d'utilisation, Eindhoven, 1992.
- [Re-1] C. Restoin : "Inversion périodique de domaines ferroélectriques par faisceau d'électrons sur Ti : LiNbO<sub>3</sub>. Contribution à la réalisation d'un convertisseur en longueurs d'onde indépendant de la polarisation ( $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ )", Thèse n° 28-2000, 2000.
- [So-1] Société Heraeus : "Silice transparente et opaque", communications privées Q-A 1/112.2.
- [Sp-1] SPIE handbook of microlithography, micromachining and microfabrication, volume 1 : microlithography, <http://www.cnf.cornell.edu/spiebook/SPIE1.htm>.
- [Un-1] H. G. Unger, "Planar optical waveguides and fibres", Oxford Engineering Sciences Series, 1977.

[Vi-1] C. Vieu : "Fabrication of nanostructures and nanodevices by electron beam lithography", LAAS Report 00298, 2000.

## **INTRODUCTION**

Ce chapitre est consacré à la description des mécanismes d'interaction mis en jeu lors du bombardement de la silice par un faisceau d'électrons. Les différents types de collisions et leurs conséquences sur les pertes d'énergie des particules incidentes seront exposés dans la première partie de ce chapitre. La modélisation par la méthode de Monte Carlo du dépôt d'énergie des électrons dans le matériau fera l'objet de la seconde partie.

### **A. Rappels sur les interactions électrons-matière**<sup>[Co-1, Eb-1, Gr-1]</sup>

Lorsque des électrons pénètrent un matériau, ils subissent un certain nombre de collisions avec les atomes de la cible qui dépendent des caractéristiques relatives du faisceau d'électrons et de la nature du matériau irradié. Ces interactions peuvent être divisées en deux catégories :

- les collisions élastiques qui affectent la trajectoire des électrons sans modifier leur énergie,
- les collisions inélastiques qui se traduisent par un transfert d'énergie entre les électrons incidents et les atomes constituant la matière.

L'importance de ces deux catégories d'interactions dépend essentiellement de la distance d'interaction  $r$  entre l'électron primaire et le centre de l'atome visé de rayon  $r_0$  (figure 2.1).

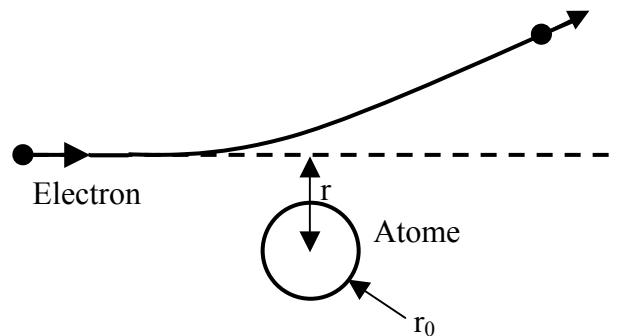


Figure 2.1 : distance d'interaction entre un électron incident et un atome

## **1. Interactions élastiques**

### **1.1. Théorie élémentaire**<sup>[Eb-1]</sup>

Lorsque la distance d'interaction  $r$  est grande par rapport au rayon  $r_0$  de l'atome, l'interaction a lieu entre l'électron incident et l'atome dans son ensemble (noyau et électrons). De façon élémentaire, cette interaction (dite élastique) est comparable à un choc élastique en mécanique ; il suffit pour cela de considérer que (figure 2.2) :

- l'électron primaire présente initialement une énergie  $E_0$ , une masse  $m_0$  au repos, une vitesse  $v_0$ , un vecteur d'onde  $k_0$  et qu'après le choc, sa vitesse est  $v$  et son vecteur d'onde  $k$ ,
- l'atome possède une masse  $M$  au repos et une vitesse  $V$  après choc.

D'après la théorie élémentaire du transfert d'énergie par choc élastique, la quantité de mouvement et l'énergie cinétique sont conservées. Puisque la masse de l'électron est très petite par rapport à celle de l'atome, le transfert d'énergie  $\Delta E/E_0$  est très faible. En première approximation,  $v = v_0$  et la longueur d'onde associée est conservée,  $\lambda = \lambda_0$ . L'électron est dévié d'un angle  $2\theta$ . La variation de mouvement subie par l'électron correspond à un vecteur parallèle au vecteur de diffusion défini par  $\vec{R} = \vec{k} - \vec{k}_0$  (avec  $|\vec{k}| = 1/\lambda$ ) et de module  $2 \cdot m_0 \cdot v \cdot \sin\theta = MV$ . L'énergie  $\Delta E$  transférée à l'atome est obtenue en exprimant la conservation de l'énergie cinétique.

L'énergie transférée maximale est obtenue pour  $\theta = \pi/2$ , c'est à dire pour  $\sin\theta = 1$  :

$$\Delta E = \frac{1}{2} MV^2 = \frac{2m_0^2 v^2 \sin^2\theta}{M} \Rightarrow \Delta E(\max) = \frac{2m_0^2 v^2}{M} \quad (2.1) \quad (\text{eV})$$

$$\frac{\Delta E}{E_0} = \frac{4m_0}{M} \sin^2\theta \Rightarrow \frac{\Delta E}{E_0} = \frac{4m_0}{M}$$

Puisque  $\frac{m_0}{M} \cong \frac{1}{1836A}$ , où  $A$  est la masse atomique de l'atome considéré, la relation précédente donnant la variation relative d'énergie devient, en première approximation :

$$\frac{\Delta E(\max)}{E_0} = \frac{2,17 \cdot 10^{-3}}{A} \sin^2\theta \quad (2.2)$$

Ce raisonnement élémentaire ne peut s'appliquer qu'aux électrons d'énergie  $E_0 < 100$  keV, ce qui correspond très largement à la gamme d'énergie utilisée en microscopie électronique à balayage.

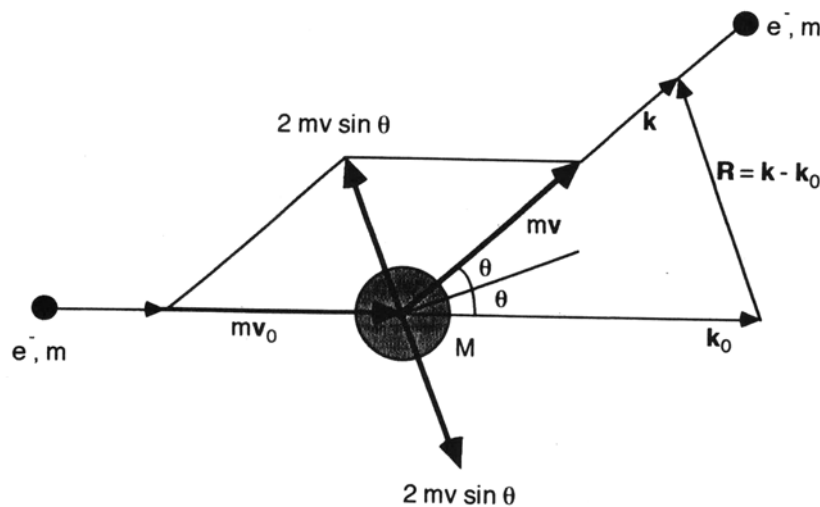


Figure 2.2 : théorie élémentaire du choc élastique<sup>[Eb-1]</sup>

## 1.2. Conséquences des interactions élastiques<sup>[Eb-1]</sup>

Le transfert d'énergie entre l'électron primaire et l'atome produit les effets suivants, par ordre d'énergie croissante :

### 1.2.1. Effet thermique

Si l'énergie transférée est de l'ordre de  $10^{-2}$  à  $10^{-1}$  eV, les atomes sont soumis à des oscillations autour de leur position d'équilibre. Ces oscillations peuvent se faire individuellement (effet Debye) ou collectivement, pour des états d'énergie quantifiés appelés phonons. La vibration des atomes se traduit par un dégagement de chaleur. Cet effet est utilisé industriellement dans les fours à bombardement électronique. Ceci représente un phénomène parasite pour les appareils à faisceau intense d'électrons comme les microscopes électroniques et les tubes à rayons X.

### 1.2.2. Effet chimique

Lorsque l'énergie transférée est comprise entre 3 et 5 eV, il peut se produire une rupture des liaisons chimiques, en particulier des liaisons faibles, comme les liaisons organiques.

### 1.2.3. Effet du déplacement atomique

Quand le transfert d'énergie est supérieur au seuil de déplacement  $E_d$  de l'atome, ce dernier peut sortir du puits de potentiel qui entoure sa position d'équilibre dans le solide ; généralement, l'énergie nécessaire est de l'ordre de 15 à 30 eV. Des dommages d'irradiation permanents peuvent ainsi être créés.

Le tableau 2.1 fournit quelques valeurs numériques approchées du transfert d'énergie par choc élastique, calculées à l'aide de l'équation (2.2), dans le cas de la silice (de masse atomique égale à 21,7 g), pour différentes énergies appartenant à notre domaine d'étude. Il montre, pour des angles  $\theta$  voisins de  $10^{-2}$  rad, que les valeurs du transfert d'énergie sont suffisamment faibles pour qu'il n'y ait que l'effet thermique à prendre en considération.

Energie (keV)	$\Delta E$ (eV) $\theta = 10^{-2}$ rad	$\Delta E$ (eV) $\theta = \pi/2$ rad
10	$10^{-4}$	1
15	$1,5 \times 10^{-4}$	1,5
20	$2 \times 10^{-4}$	2
25	$2,5 \times 10^{-4}$	2,5
30	$3 \times 10^{-4}$	3

Tableau 2.1 : transfert d'énergie par choc élastique dans la silice pour des électrons incidents de différentes énergies

### 1.3 Caractéristiques de la diffusion élastique<sup>[Gr-1]</sup>

Comme nous l'avons déjà signalé, la direction de l'électron incident peut être déviée lors d'une collision. Ce phénomène est appelé diffusion de l'électron. Considérons un faisceau incident de particules **a** dirigé vers un échantillon constitué de particules **b** comme l'indique la figure 2.3 et plaçons un détecteur afin de déterminer le nombre de particules **a** émises dans la direction  $(\theta, \varphi)$  par rapport au faisceau incident.

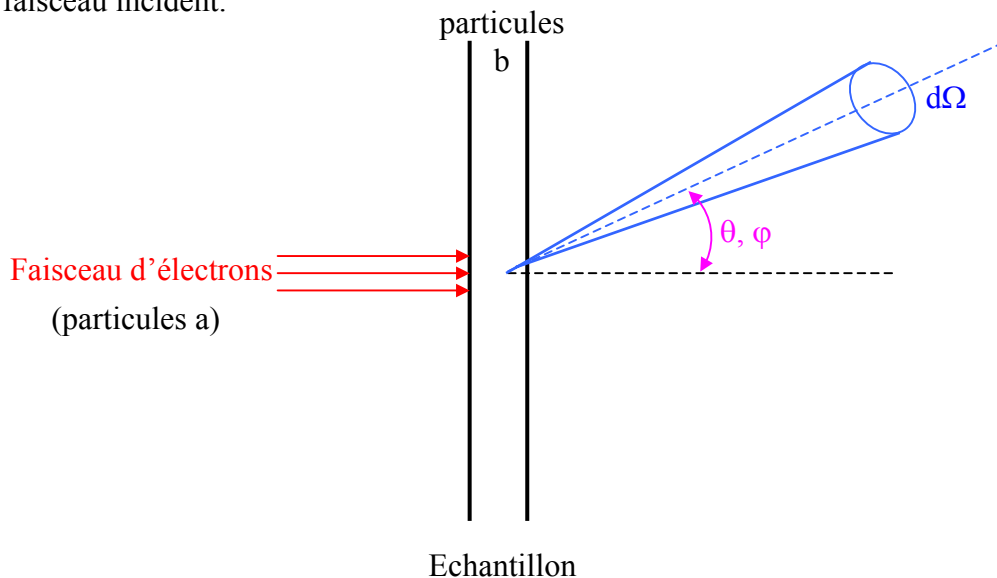


Figure 2.3 : définition de la section efficace de diffusion

Le détecteur définit un angle solide  $d\Omega$  à partir du centre de la cible. Si  $F_{ai}$  désigne le flux de particules **a** incidentes par unité de temps, et que l'échantillon est composé de  $N_b$  particules par unité de surface, le flux de particules diffusées  $F_{ar}$  dans l'espace a pour expression :

$$F_{ar} = F_{ai} \cdot N_b \cdot \sigma \quad (2.3)$$

dans laquelle  $\sigma$  représente la section efficace de réaction :

$$\sigma = \frac{F_{ar}}{F_{ai} \cdot N_b} \quad (2.4) \quad (\text{m}^2)$$

D'après Rutherford, son expression est de la forme :

$$\sigma(\theta) = \left[ \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0} \right]^2 \cdot \frac{1}{4E^2 \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (2.5)$$

avec :

- $e$  (C), la charge de l'électron,
- $E$  (J), l'énergie de l'électron incident,
- $Z$ , le numéro atomique,
- $\epsilon_0$ , la permittivité du vide,
- $\theta$  (rad), l'angle de diffusion.

Cette forme simplifiée de  $\sigma(\theta)$  n'est pas applicable aux petits angles car elle ne prend pas en compte le potentiel nucléaire. En introduisant l'écrantage de la charge nucléaire par les électrons atomiques, elle devient :

$$\sigma(\theta) = \left[ \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0} \right]^2 \cdot \left( \frac{m_e}{\hbar} \right)^2 \frac{1}{(k^2 + \mu^2)^2} \quad (2.6) \quad (\text{m}^2)$$

avec :

- $\hbar$  (J.s), la constante réduite de Planck,
- $k$  ( $\text{m}^{-1}$ ), le vecteur d'onde,
- $m_e$  (kg), la masse de l'électron,
- $\mu$  ( $\text{m}^{-1}$ ), le paramètre d'écran.

Elles est généralement exprimée en  $\text{m}^2$ ,  $\text{cm}^2$  ou encore en barn (b) ( $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ ). Le détecteur de la figure 2.3 n'occupe qu'un angle solide  $d\Omega$  bien défini et ne comptabilise donc pas toutes les particules diffusées ; seule une fraction  $dF_{ar}$  est enregistrée, ce qui correspond à une fraction  $d\theta$  de la section efficace. Généralement, les particules diffusées ne sont pas émises de façon isotrope, elles peuvent présenter une distribution angulaire  $f(\theta, \varphi)$ . Par conséquent, le nombre de particules détectées sera donc de :  $dF_{ar} = f(\theta, \varphi) \cdot d\Omega/4\pi$  (le facteur  $4\pi$  est introduit de sorte que le terme  $d\Omega/4\pi$  représente une fraction sans unité). Nous définissons ainsi la section efficace différentielle :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{f(\theta, \varphi)}{4\pi \cdot I_a \cdot N_b} \quad (2.7)$$

La section efficace est liée à la section efficace différentielle par la relation (2.8).

$$\sigma = \int_0^\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int_0^\pi \sin(\theta) d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (2.8)$$

Dans la plupart des expériences scientifiques, il est intéressant non seulement de connaître la probabilité de diffusion sous un certain angle mais également en fonction d'une énergie donnée. Nous faisons, dans ces conditions, référence à la section efficace différentielle partielle  $d^2\sigma/d\Omega dE$ .

## 2. Interactions inélastiques

### 2.1. Théorie élémentaire<sup>[Eb-1]</sup>

Lorsque la distance d'interaction est du même ordre de grandeur que le rayon de l'atome concerné, l'action du nuage électronique de ce dernier l'emporte. On parle alors d'interaction électron-électron<sup>[Tr-1, Tr-2]</sup>. Les masses des particules étant identiques, le transfert relatif d'énergie est loin d'être négligeable et a pour effet de modifier la structure et l'énergie interne de l'atome. Considérons un électron incident d'énergie  $E_0$  et de vecteur d'onde  $k_0$  (figure 2.4). Après interaction inélastique, son énergie et la longueur de son vecteur d'onde deviennent respectivement  $E = E_0 - \Delta E$  et  $k = k_0 - \Delta k$ , avec  $k = (2mE/h^2)^{1/2}$ .

Pour de faibles variations relatives ( $\Delta k \ll k_0$  et  $\Delta E \ll E_0$ ), il résulte, en première approximation :

$$\frac{\Delta k}{k_0} \cong \frac{\Delta E}{2E_0} \quad (2.9)$$

Le vecteur de diffusion  $\vec{R} = \vec{k} - \vec{k}_0$  ne peut s'annuler. La figure 2.4 montre que, pour des petits angles de diffusion, il est possible d'écrire l'approximation suivante :

$$R^2 \cong (\Delta k)^2 + (2\theta k_0)^2 \quad (2.10) \quad (m^{-2})$$

La valeur minimale du vecteur de diffusion atteinte quand l'angle de diffusion est nul est égale à  $\Delta k$ . Posons  $R_{\min} = \Delta k = k_0 \theta_E$  où  $\theta_E$  représente l'angle lié à la perte d'énergie considérée  $\Delta E$ . D'après l'équation (2.9), cet angle peut s'écrire :

$$\theta_E = \frac{\Delta k}{k_0} = \frac{\Delta E}{2E_0} \quad (2.11) \quad (\text{rad})$$

La longueur du vecteur de diffusion  $R$  devient alors :

$$R^2 = k_0^2 \left[ (2\theta)^2 + \theta_E^2 \right] \quad (2.12) \quad (m^{-2})$$

Pour une perte d'énergie donnée  $\Delta E$ , la section efficace différentielle a une demie largeur angulaire qui est de l'ordre de  $\theta_E$ .

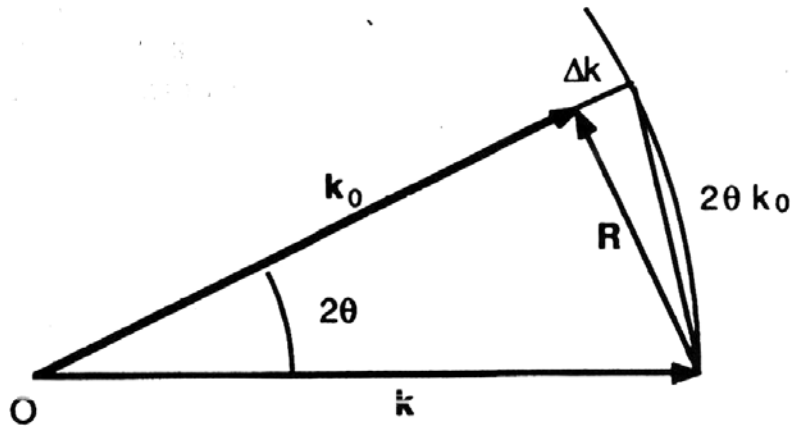


Figure 2.4 : diffusion inélastique. Valeurs approximatives aux petits angles<sup>[Eb-1]</sup>

### 2.2. Conséquences des interactions inélastiques<sup>[Eb-1]</sup>

Les interactions électrons-matière de type inélastique engendrent des modifications de la structure électronique interne des atomes de la cible bombardée.

#### 2.2.1. Excitation des niveaux de conduction ou de valence

L'excitation des niveaux de conduction est collective et quantifiée sous forme de plasmons ; elle se manifeste par des pertes d'énergie discrètes ( $\Delta E < 50$  eV) caractéristiques des éléments concernés, qui peuvent être utilisées à des fins analytiques.

### 2.2.2. Excitation des niveaux atomiques profonds

Les pertes d'énergie caractéristiques subies par les électrons ayant produits des excitations des niveaux atomiques profonds ( $\Delta E > 50$  eV) sont exploitées en spectroscopie de perte d'énergie. L'énergie transférée à l'atome se retrouve sous deux formes :

- énergie potentielle de l'atome excité. Le retour à l'état fondamental induit l'émission de rayonnements caractéristiques utilisés pour des analyses élémentaires ainsi que pour la production des rayons X.
- énergie cinétique des électrons éjectés, appelés électrons secondaires.

### 2.2.3. Conversion en énergie électromagnétique

Une conversion directe de l'énergie cinétique en énergie de rayonnement électromagnétique par freinage des électrons dans la cible est également observée.

### 2.3. Caractéristiques de la diffusion inélastique

L'importance de l'interaction inélastique, dans le cas des électrons, a conduit à de nombreuses études telles que, par exemple, Bethe en 1930, Lenz en 1945 ainsi que Colleix et Jouffrey en 1972. Pour modéliser le processus de diffusion inélastique, P. Trebbia a proposé deux approches <sup>[Tr-1]</sup> :

- soit l'échantillon est considéré comme étant un solide constitué d'un ensemble d'atomes sans interaction (hypothèse valable pour les orbitales atomiques profondes et donc pour des pertes d'énergie supérieures à 100 eV),
- soit la cible est représentée par un gaz d'électrons en interaction, libres de se déplacer au milieu d'un gel de charges positives. Ce modèle dit de "jellium" est une approche correcte pour l'étude des électrons de conduction (pertes d'énergie inférieure à 50 eV).

Selon le formalisme de Bethe et corrigé par Inokuti concernant la diffusion élastique par un atome isolé, la section efficace différentielle partielle peut s'écrire <sup>[In-1]</sup> :

$$\frac{d^2\sigma}{d(\Delta E)d\Omega} = \frac{2e^4}{mv^2\Delta E} \cdot \frac{1}{\theta^2 + \theta_E^2} \cdot \frac{df(\theta, \Delta E)}{d(\Delta E)} \quad (2.13) \quad \left( \frac{m^2}{\text{MeV} \cdot \text{str}} \right)$$

où :

- $\theta_E$  est l'angle de diffusion critique :

$$\theta_E = \frac{\Delta E}{2E} \quad (2.14) \quad (\text{rad})$$

- $\frac{df(\theta, \Delta E)}{d(\Delta E)}$  est la force d'oscillation généralisée pour une transition correspondant à une perte d'énergie  $\Delta E$  entre un état initial d'énergie  $E_0$  et un état final du continuum défini par son énergie  $E$  et par un ensemble de paramètres quantiques comme le moment angulaire,
- Dans le cas du modèle basé sur le gaz d'électrons, Pines et Nozières ont montré qu'il était possible d'exprimer la section efficace en fonction de la constante diélectrique complexe du matériau  $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1(\omega) + j\varepsilon_2(\omega)$  <sup>[Ma-1, Pi-1]</sup> permettant ainsi décrire correctement la réponse du gaz d'électrons à la perturbation extérieure créée par l'électron incident :

$$\frac{d^2\sigma}{d(\Delta E)d\Omega} = \frac{1}{2\pi E a_0} \cdot \frac{1}{\theta^2 + \theta_E^2} \cdot \text{Im} \left( -\frac{1}{\varepsilon(\theta, \omega)} \right) \quad (2.15)$$

où  $a_0$  est le rayon de Bohr.



Le terme  $\text{Im}\left(-\frac{1}{\varepsilon}\right)$ , nommé " fonction de perte d'énergie ", contient toute l'information concernant la réponse du gaz d'électrons à la perturbation. Il a pour expression :

$$\text{Im}\left(-\frac{1}{\varepsilon}\right) = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} \quad (2.16)$$

Les zéros de  $\varepsilon$  correspondent à l'excitation collective des électrons de valence et les maxima de  $\varepsilon_2$  à l'excitation de transitions entre les bandes. La diffusion élastique des électrons est essentiellement concentrée autour de la direction incidente comme l'indique la figure 2.5, alors que la diffusion inélastique est beaucoup plus étalée<sup>[Bo-1]</sup>.

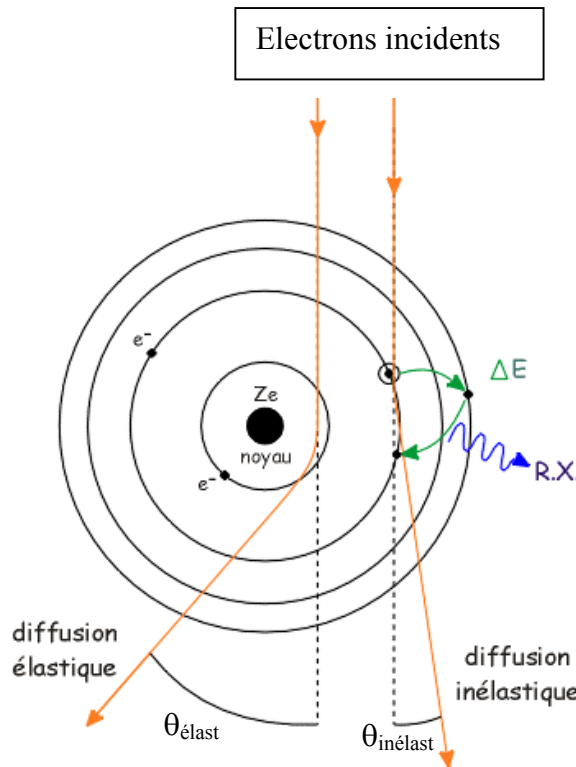


Figure 2.5 : les différents types de diffusion selon la distance entre l'électron incident et les électrons atomiques

### 3. Bilan des pertes d'énergie<sup>[Co-1]</sup>

L'électron transporte de l'énergie cinétique non quantifiée qu'il peut à tout moment céder par quantités aléatoires, dans des directions successives, ce qui a pour conséquence d'augmenter considérablement la section efficace d'interaction.

#### 3.1. Perte d'énergie par ionisation et excitation

La perte d'énergie de l'électron par ionisation et excitation s'exprime par :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{0,3071}{A} \cdot \frac{Z}{\beta^2} \cdot \rho \cdot \left[ \frac{1}{2} \ln\left(\frac{T m_e \beta^2 \gamma^2}{2I^2}\right) + \frac{1}{2\gamma^2} (1 - (2\gamma - 1)\ln 2) + \frac{1}{16} \cdot \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma}\right)^2 \right] \quad (2.17) \quad \left(\frac{\text{MeV}}{\text{cm}}\right)$$

où :

- T (eV) est l'énergie cinétique de l'électron incident,
- $m_e$ (g) est la masse de l'électron
- $\rho$  (g/cm<sup>3</sup>) est la masse volumique du matériau,
- Z et A (g) sont respectivement le numéro et la masse atomique du milieu,

- $\beta$  et  $\gamma$  sont les facteurs de Lorentz de la particule incidente,
- $I$  (eV) est l'énergie moyenne d'excitation caractérisant le milieu.

### 3.2. Perte d'énergie dans un milieu composé

Pour un électron se propageant dans un milieu composé, la perte d'énergie est donnée par la relation suivante :

$$\frac{dE}{dx} \approx \sum_i f_i \left. \frac{dE}{dx} \right|_i \quad (2.18) \quad \left( \frac{\text{MeV}}{\text{cm}} \right)$$

où :

- $f_i$  est le rapport massique de l'élément  $i$  ( $f_i = \frac{m_i}{m}$ ,  $\sum_i m_i = m$ ),
- $\left. \frac{dE}{dx} \right|_i$  est la perte d'énergie moyenne dans l'élément  $i$ . Cette formule ne tient pas compte des effets moléculaires qui peuvent intervenir à basse énergie.

### 3.3. Rayonnement de freinage : Bremsstrahlung

La perte d'énergie occasionnée par la décélération dans le champ électrique du noyau est donnée par la relation (2.19) :

$$-\frac{dE^{\text{rad}}}{dx} = 4N\alpha \frac{Z^2}{A} e^2 r_e^2 E \cdot \rho \cdot \ln \left( \frac{183}{Z^{1/3}} \right) \quad (2.19) \quad \left( \frac{\text{MeV}}{\text{cm}} \right)$$

dans laquelle :

- $N$  ( $\text{mol}^{-1}$ ) est le nombre d'Avogadro,
- $\alpha$  est la constante de structure fine (1/137),
- $r_e = \alpha/m$  (cm) est le rayon classique de la particule,
- $e$ ,  $m$  (g),  $E$  (MeV) sont respectivement la charge, la masse et l'énergie cinétique de la particule incidente.

En toute rigueur, il faut ajouter la contribution du rayonnement de freinage sur le cortège atomique. Pour cela,  $Z^2$  est remplacé par  $Z(Z+1)$  dans la relation 2.19 :

$$-\frac{dE^{\text{rad}}}{dx} = 4N\alpha \frac{Z(Z+1)}{A} e^2 r_e^2 \rho \cdot E \cdot \ln \left( \frac{183}{Z^{1/3}} \right) \quad (2.20) \quad \left( \frac{\text{MeV}}{\text{cm}} \right)$$

où  $r_e$  est le rayon de l'électron.

Cette équation peut être réécrite sous la forme :

$$-\frac{dE^{\text{rad}}}{dx} = \frac{E}{X_0} \quad (2.21) \quad \left( \frac{\text{MeV}}{\text{cm}} \right)$$

où  $X_0$  est la longueur de radiation du milieu. C'est la distance pour laquelle un électron voit son énergie réduite de 1/e de sa valeur initiale.

L'énergie moyenne rayonnée par un électron le long d'un parcours  $x$  est donné par :

$$E^{\text{rad}}(x) = E(1 - e^{-x/X_0}) \quad (2.22) \quad (\text{MeV})$$

dans laquelle  $x$  et  $X_0$  sont exprimées en cm.

A partir de l'expression 2.20, on obtient :

$$X_0 = \frac{A}{4\alpha NZ(Z+1)e^2 r_e^2 \rho \cdot \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right)} \quad (2.23) \quad (\text{cm})$$

Rigoureusement, il faudrait prendre en compte, dans le calcul de  $X_0$ , l'effet d'écrantage du champ électrique nucléaire introduit par les électrons atomiques :

$$X_0 = \frac{716,4.A}{Z(Z+1) \cdot \rho \cdot \ln\left(\frac{287}{Z^{1/2}}\right)} \quad (2.24)$$

Dans la littérature, les longueurs de radiation sont toujours données pour des électrons incidents. Lorsque le milieu est composé de  $N$  éléments, la longueur de radiation peut être approximée par la relation (2.25) :

$$X_0 = \left[ \sum_i \frac{f_i}{X_0^i} \right]^{-1} \quad (2.25)$$

où  $f_i$  et  $X_0^i$  sont respectivement la fraction de masse et la longueur de radiation de l'élément  $i$ .

L'énergie pour laquelle la perte d'énergie par ionisation est égale à la perte d'énergie par rayonnement est appelée énergie critique  $E_c$  :

$$\frac{dE^{\text{rad}}}{dx}(E_c) = \frac{dE^{\text{ionisation}}}{dx}(E_c) \quad (2.26)$$

Une valeur approximative de  $E_c$  à 10% près, peut être calculée au moyen de la relation :

$$E_c = \frac{610}{Z+1,24} \quad (2.27) \quad (\text{MeV})$$

Le tableau 2.2 donne les valeurs de l'énergie critique et de la longueur de radiation de divers milieux :

	Z	A (g)	$X_0$ (cm)	$E_c$ (MeV)
carbone	6	12,01	18,8	90
oxygène	8	16	24000	75
silicium	14	28,09	9,4	39
silice	11,2	21,7	12	57
air	7,3	14,4	30000	84

Tableau 2.2 : valeurs de la longueur de radiation et de l'énergie critique de différents matériaux irradiés

### **3.4. Perte d'énergie totale**

La perte d'énergie totale subie par l'électron s'exprime par :

$$\frac{dE^{\text{totale}}}{dx} = \frac{dE^{\text{ionisation}}}{dx} + \frac{dE^{\text{rad}}}{dx} \quad (2.28) \quad \left( \frac{\text{MeV}}{\text{cm}} \right)$$

### **4. Particules et rayonnements émis**

L'irradiation des échantillons, par un faisceau d'électrons, induit un certain nombre d'effets au sein du matériau comme la création de photons (X, UV, visibles ou IR) et l'émission d'électrons secondaires et rétrodiffusés [Vic-1, Sh-1]. Ces particules et ces rayonnements résultent des interactions élastiques et inélastiques et sont observables au microscope électronique à balayage équipé de détecteurs. L'émission des particules est primordiale pour notre étude car elle permet l'observation de la surface de l'échantillon et d'expliquer en partie les modifications topographiques issues de l'irradiation électronique.

Les électrons rétrodiffusés : sont des électrons du faisceau primaire qui ont réagi de façon quasi élastique avec les atomes de l'échantillon. Ils sont renvoyés dans une direction proche de leur direction d'origine avec une faible perte d'énergie. Ils sont attirés par un détecteur généralement placé à la verticale de l'échantillon dans l'axe du faisceau de sorte que le maximum de particules soit récolté. Compte tenu de cette position, le détecteur ne permettra pas d'observer correctement le relief de la cible. Cependant si l'échantillon est composé d'éléments chimiques possédant un numéro atomique élevé (charge positive du noyau plus grand), le nombre d'électrons rétrodiffusés sera plus grand. C'est pourquoi les régions avec numéro atomique élevé paraîtront à l'écran du microscope plus claires que celles ayant un numéro atomique faible. On appelle cela le contraste de phase. Cette particularité est fortement appréciée pour juger de l'homogénéité chimique d'un échantillon avant, par exemple, de l'analyser.

Les électrons secondaires sont émis lorsque le faisceau primaire, qui a perdu une partie de son énergie excite les atomes de l'échantillon. Les électrons secondaires possèdent une énergie faible (autour de 50 eV) suivant un large spectre, ce qui est une véritable qualité car ainsi, ils sont facilement déviés par l'application d'une ddp en direction du détecteur et permettent d'obtenir une image avec un bon rapport signal/bruit. De plus, ils ne peuvent parcourir qu'un faible trajet dans l'échantillon car ils sont très vite arrêtés et donc proviennent d'une zone proche du faisceau ce qui donne des images avec une très bonne résolution.

Le microscope électronique à balayage est également équipé d'un détecteur de rayons X qui permet de récolter les photons produits par le faisceau d'électrons primaires et de donner des informations sur la composition de la cible. Au cours de nos travaux, nous ne ferons pas de microanalyse par les rayons X car la silice est un matériau amorphe et donc difficilement caractérisable par cette méthode.

En plus des effets cités auparavant, le faisceau d'électrons engendre une augmentation locale de la température et conduit parfois, selon la nature de la cible et les conditions d'irradiation, à un endommagement du matériau (modification de la structure du matériau)<sup>[Ho-1]</sup>. Nous n'avons pas trouvé dans la littérature d'articles traitant directement du comportement thermique de la silice.

La pénétration des électrons primaires dans la matière s'accompagne d'un élargissement du faisceau en même temps qu'une perte progressive d'énergie. Le volume affecté est appelé familièrement "poire d'interaction" (figure 2.6). Les dimensions de cette poire (figure 2.7) dépendent de l'angle d'incidence, de l'intensité du courant reçu par l'échantillon, de l'énergie du faisceau ainsi que du nombre atomique moyen de la cible<sup>[Po-1]</sup>. Sous incidence oblique, la forme de la poire tend à s'allonger dans la direction du faisceau primaire.

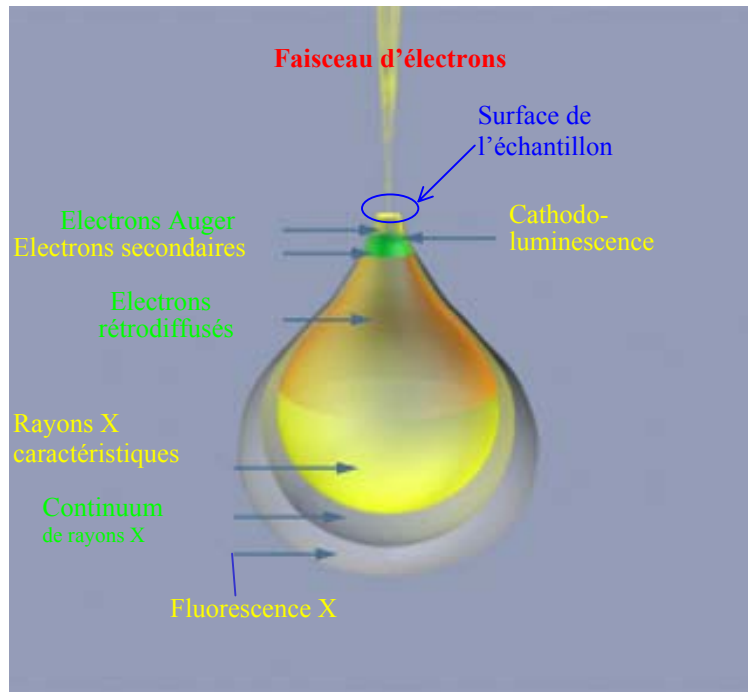


Figure 2.6 : particules et rayonnements émis lors du bombardement électronique d'un matériau <sup>[Sh-1]</sup>

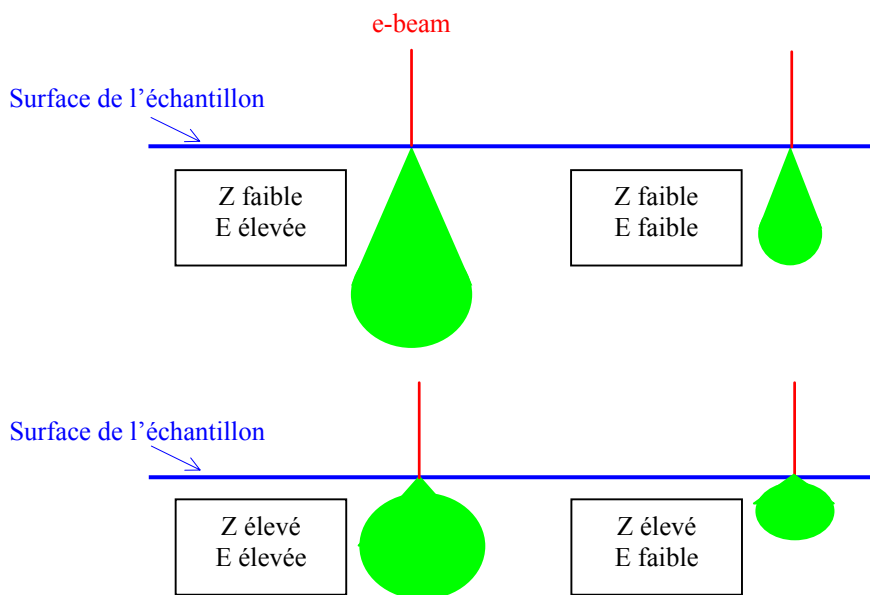


Figure 2.7 : évolution des dimensions de la poire d'interaction en fonction de l'énergie des électrons incidents et du numéro atomique du matériau irradié <sup>[Po-1]</sup>

Un électron primaire peut être fortement défléchi, sans qu'un autre électron ne soit éjecté <sup>[Ra-1]</sup> ; ce sera le cas, en général, par un choc élastique sur un noyau. Généralement, la grande majorité des collisions est de nature élastique et accompagnée d'une émission de photons de freinage. De ce fait, la trajectoire de l'électron comportera un certain nombre de coudes ; il faut bien distinguer la différence entre longueur de la trajectoire et parcours. Le parcours correspond à l'épaisseur de matière arrêtant le faisceau d'électrons d'énergie donnée. La longueur de la trajectoire représente la somme de toutes les longueurs des différents segments (figure 2.8). La succession des déflexions, petites ou grandes, est appelée diffusion multiple.

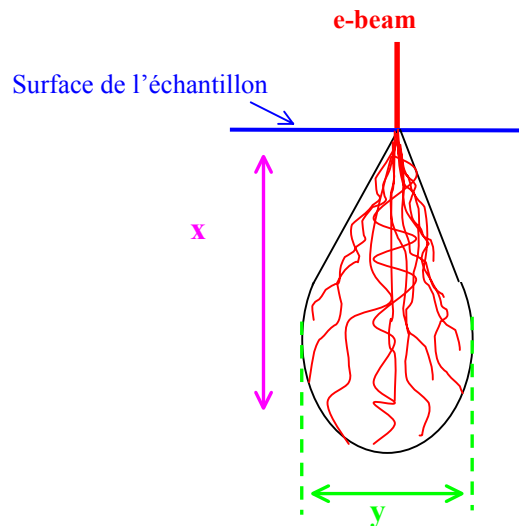


Figure 2.8 : dimensions de la poire d'interaction

D'après les travaux de Potts <sup>[Po-1]</sup>, la profondeur de pénétration  $x$  des électrons, sous incidence normale et la largeur  $y$  de la poire d'interaction peuvent être exprimées, en première approximation, par les relations suivantes:

$$x \text{ (}\mu\text{m)} = \frac{0,1 \times E^{1,5}}{\rho} \quad (2.29) \quad \text{et} \quad y \text{ (}\mu\text{m)} = \frac{0,077 \times E^{1,5}}{\rho} \quad (2.30)$$

où  $E$  et  $\rho$  représentent respectivement l'énergie du faisceau d'électrons et la densité du matériau. Les dimensions de la poire en fonction de l'énergie des électrons, dans le cas de la silice ( $\rho = 2,2 \text{ g/cm}^3$ ), sont répertoriées dans le tableau 2.3.

Energie des électrons (keV)	Profondeur ( $\mu\text{m}$ )	Largeur ( $\mu\text{m}$ )
10	1,44	1,11
15	2,64	2,03
20	4,06	3,13
25	5,68	4,37
30	7,47	5,75

Tableau 2.3 : dimensions de la poire d'interaction en fonction de l'énergie des électrons incidents pour la silice dans le cadre des approximations de Potts

Dans la littérature <sup>[Ba-1, Ev-1, Ka-1]</sup>, les profondeurs de pénétration des électrons sont comprises, selon les auteurs, dans les domaines indiqués tableau 2.4.

Energie (keV)	x ( $\mu\text{m}$ )		
	Everhart ( $\mu\text{m}$ )	Barbier ( $\mu\text{m}$ )	Kanaya ( $\mu\text{m}$ )
10	1,02	1,08	1,53
15	2,07	2,60	3,01
20	3,42	4,39	4,87
25	5,06	6,58	7,07
30	6,96	9,17	9,59

Tableau 2.4 : profondeur de pénétration des électrons incidents dans la silice

La différence existant entre les valeurs indiquées par les auteurs cités, de la portée des électrons (profondeur de la poire), pour une énergie donnée s'explique par le fait qu'elles sont le résultat de simulations basées sur la méthode de Monte Carlo avec des codes informatiques et des approximations différents. Les paramètres tels que l'énergie critique, le pas, ..., la prise en compte de divers phénomènes mis en jeu peuvent différer d'une étude à une autre. Ces résultats seront comparés avec ceux obtenus par le code EGS4 (tableau 2.5).

## **B. Modélisation du dépôt d'énergie des électrons dans la silice**

Les interactions entre les électrons et la silice étant la base de nos travaux de recherche, nous avons souhaité modéliser le transfert d'énergie des électrons à la matière. Plusieurs codes <sup>[Ni-1]</sup> existent pour effectuer ce type de modélisation comme par exemple ETRAN, PENELOPE et PRELGINE ; dans le cadre d'une collaboration entre l'équipe C2M et CREST (Centre de Recherche sur les Ecoulements, les Surfaces et les Transferts) de l'Université de Franche-Comté, nous avons utilisé le code EGS4 (Electron Gamma Shower version 4) basé sur la méthode de Monte Carlo.

### **1. Le code EGS4** <sup>[Bi-1, Du-1, Is-1, Na-1]</sup>

C'est un code macroscopique de type Monte Carlo permettant la simulation du transport de photons et d'électrons. Initialement développé pour résoudre des problèmes à haute énergie (jusqu'à quelques TeV), il a été associé à une procédure – PRESTA - qui permet d'affiner la simulation du parcours des électrons de faible énergie (< 50 keV).

#### **1.1. Description**

EGS4 est composé d'un programme et de deux sous-programmes primordiaux pour la modélisation :

- un programme principal qui définit un certain nombre de paramètres, comme la nature du milieu traversé, les énergies de coupure ou les caractéristiques initiales des particules incidentes, et qui fait appel à SHOWER, le sous-programme maître d'EGS4,
- un sous-programme, HOWFAR, qui gère la géométrie du problème en déterminant, entre autre, la position de la particule courante,
- un sous-programme, AUSGAB, qui gère l'extraction des informations utiles comme des paramètres courants de la simulation.

Afin d'accélérer l'exécution des programmes, un préprocesseur (PEGS4) a été adjoint au code. Son rôle est de précalculer tous les paramètres nécessaires au déroulement de la simulation dans des milieux et des gammes d'énergie définis par l'utilisateur, à partir de formules théoriques et empiriques. Le codage des sections efficaces est, par exemple, ajusté pour obtenir le meilleur découpage des gammes d'énergie définies par l'utilisateur afin de ne pas sacrifier la précision d'échantillonnage à la rapidité de calcul par des interpolations inappropriées.

#### **1.2. Bases de fonctionnement**

Le code EGS4, basé sur la méthode de Monte Carlo, consiste à tirer au sort le devenir de chacun des électrons incidents en fonction des probabilités des phénomènes physiques associés. Il donne des résultats précis à condition de simuler un nombre suffisant de particules incidentes. Compte tenu du nombre important de collisions élastiques avec les noyaux, la simulation d'interaction individuelle n'est pas possible et on a, par conséquent, recours à une histoire dite " condensée " où chaque étape est une suite d'événements (étapes de diffusions multiples) correspond au suivi de la cascade de particules engendrée par une particule incidente <sup>[Pa-1]</sup>. Plusieurs modes de regroupement des événements sont possibles selon la classification de Berger <sup>[Be-1]</sup>, qui envisage différents codes décrits ci-après.

### 1.2.1. Les codes de classes I et I'

Ils divisent l'histoire d'un électron en un certain nombre d'étapes dont la longueur du parcours ou l'énergie moyenne perdue est fixée. En classe I, la longueur du parcours est fixée et la perte d'énergie moyenne correspondante, est calculée à partir du pouvoir de ralentissement total (collision et radiation) dans l'hypothèse d'un ralentissement continu :

$$\Delta E_n = E_n - E_{n+1} = \int_{x_n}^{x_{n+1}} \left| \frac{dE}{dx} \right| \cdot dx$$

En classe I', c'est la perte d'énergie qui est fixée, la longueur de l'étape est alors échantillonnée en appliquant la théorie de diffusion multiple.

### 1.2.2. Les codes de classe II (ou mixtes)

Les codes de classe II permettent de dissocier la perte d'énergie continue et la perte d'énergie discrète appelée "événement catastrophique" qui se manifeste par la création d'un électron secondaire  $\delta$  (figure 2.9) d'énergie et de déflexion angulaire supérieures à un seuil fixé. Ils font appel à la notion de pouvoir de ralentissement restreint  $L_\Delta$  qui représente la perte d'énergie moyenne par unité de distance due aux collisions entraînant des transferts d'énergie,  $W$ , inférieurs à une énergie seuil  $\Delta$ . Chaque étape est un groupement de diffusions simples à faible perte d'énergie et faible déflexion angulaire. L'intérêt est, principalement, de mieux prendre en compte les fluctuations de perte d'énergie et d'assurer correctement la génération de particules secondaires au prix d'une durée de simulation plus longue. Sachant que le volume affecté par les électrons a la forme d'une poire, les pertes d'énergie se font selon plusieurs directions comme l'indiquent les zones hachurées de la figure 2.9.

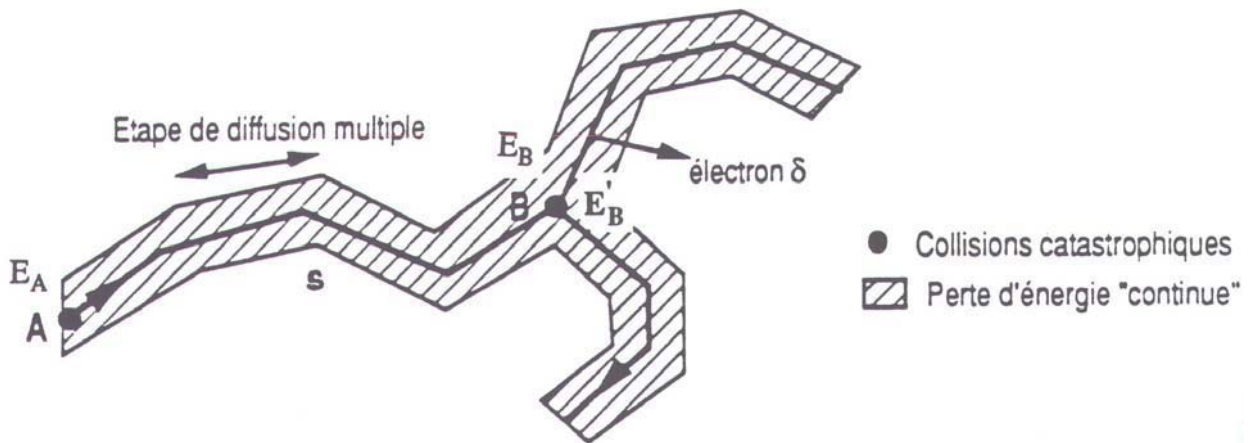
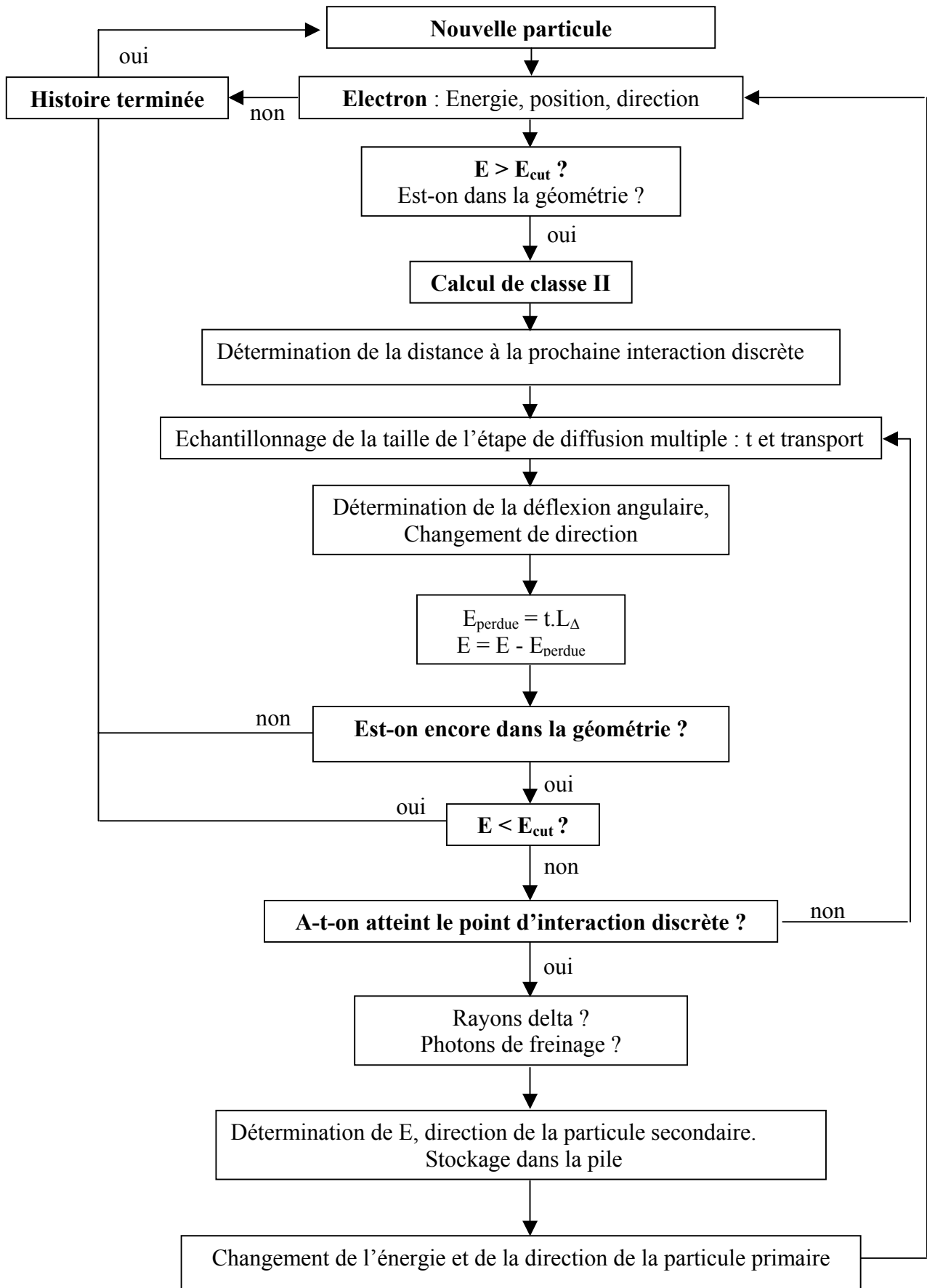


Figure 2.9 : représentation schématique de l'histoire d'un électron selon le code de classe II

Quel que soit le type de code choisi, les variables aléatoires sont les paramètres d'interaction (nature de l'interaction, transfert d'énergie, ...). Les distributions de probabilité correspondent aux différentes sections efficaces d'interaction et le critère d'arrêt est généralement une énergie de coupure. La simulation du transport des électrons nécessite un certain nombre d'approximations (choix du pas d'échantillonnage, des énergies seuil, ...) qui peuvent avoir des conséquences sur la validité des résultats.

Dans la suite de notre étude, ce sont les codes mixtes qui seront utilisés pour réaliser les simulations du dépôt d'énergie des électrons lors de leurs interactions avec la silice. L'algorithme de la page suivante décrit les étapes de la simulation du transport des électrons.





Algorithme 2.1 : Etapes du mécanisme de transport des électrons selon le code EGS4 (classe II) d'après Bielajew.  
avec :  $E_{cut}$  : Energie de coupure  
t : Taille de l'étape.

### 1.3. Interactions gérées par EGS4

Il prend en compte toutes les interactions possibles quelles que soient l'énergie et la particule suivie. Les différentes interactions gérées par ce code, dans le cas du transport des électrons, sont les suivantes :

- rayonnement de freinage (Bremsstrahlung),
- diffusion Bhabha ( $e^+e^-$ ),
- diffusion Möller ( $e^-e^-$ ),
- annihilation,
- diffusion multiple Molière,
- pertes par ionisation.

### 2. Résultats des simulations

Pour réaliser ces simulations, le volume de la cible est divisé en cellules de  $0,1 \times 0,1 \times 0,1 \mu\text{m}^3$ . Ces dimensions permettent d'obtenir des résultats qui correspondent à la limite de la validité du code EGS4.  $10^7$  électrons d'un faisceau ponctuel et stationnaire sont envoyés, perpendiculairement à la surface de l'échantillon, l'un après l'autre, sur la cellule centrale de la première couche en son milieu (figure 2.10).

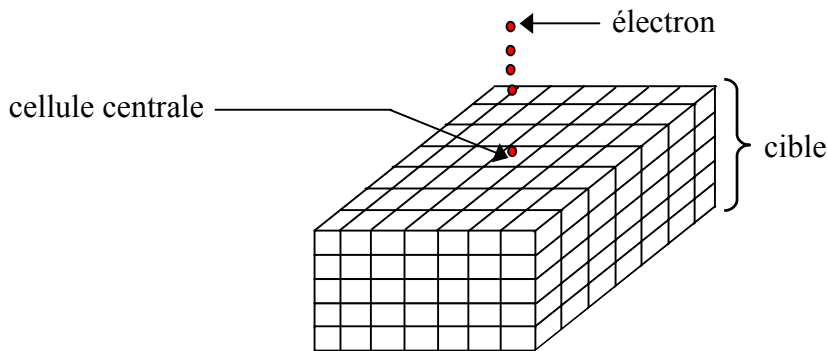


Figure 2.10 : décomposition de la cible en cellules élémentaires

Les figures 2.11 à 2.14 donnent les résultats des simulations de la répartition d'énergie déposée  $E_d$  dans la silice par des électrons incidents dont la tension d'accélération  $V$  varie respectivement entre 15 à 30 kV par pas de 5 kV, ainsi que les échelles de couleurs correspondantes <sup>[Ni-2]</sup>. L'axe des abscisses et celui des ordonnées donnent respectivement la position latérale parallèlement à la surface de l'échantillon et la profondeur ( $p$ ) sous cette surface des divers points de la cible. Il ne faut pas être surpris par l'unité employée pour quantifier la répartition énergétique (MeV). Il est crucial de noter la différence qui existe entre **la perte d'énergie** subie par une particule et **l'énergie déposée** dans le milieu cible <sup>[Co-1]</sup>. En effet, lors de la pénétration d'un électron dans la matière, une partie de son énergie cinétique est transférée à des particules secondaires énergétiques qui peuvent ensuite sortir du milieu considéré sans avoir déposé la totalité de leur énergie. Par exemple, lorsque  $10^7$  électrons d'énergie égale à 20 keV arrivent sur la surface d'une cellule, toute l'énergie incidente due à ce nombre élevé d'électrons ( $2 \times 10^5$  MeV) est ensuite répartie de façon inhomogène dans le volume affecté correspondant à un nombre de cellules lui aussi élevé (ordre de grandeur :  $2 \times \pi \times 0,04 \mu\text{m}^3 / 0,1 \times 0,1 \times 0,1 \mu\text{m}^3$ , soit environ 250 cellules). Il n'est donc pas étonnant que le maximum d'énergie déposée par cellule puisse atteindre des ordres de grandeur aussi importants que plusieurs centaines de MeV.

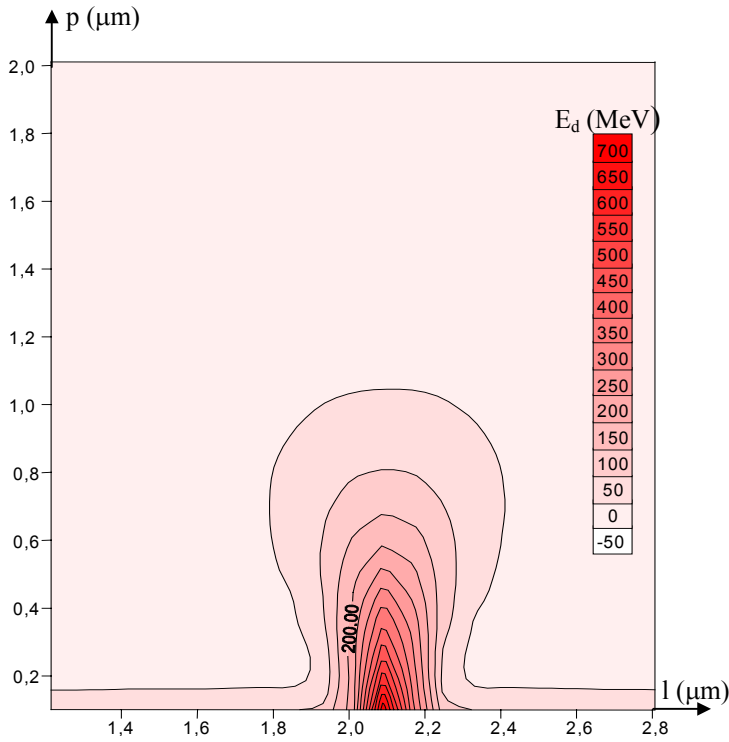


Figure 2.11 : énergie déposée dans la silice par des électrons incidents pour V = 15 kV

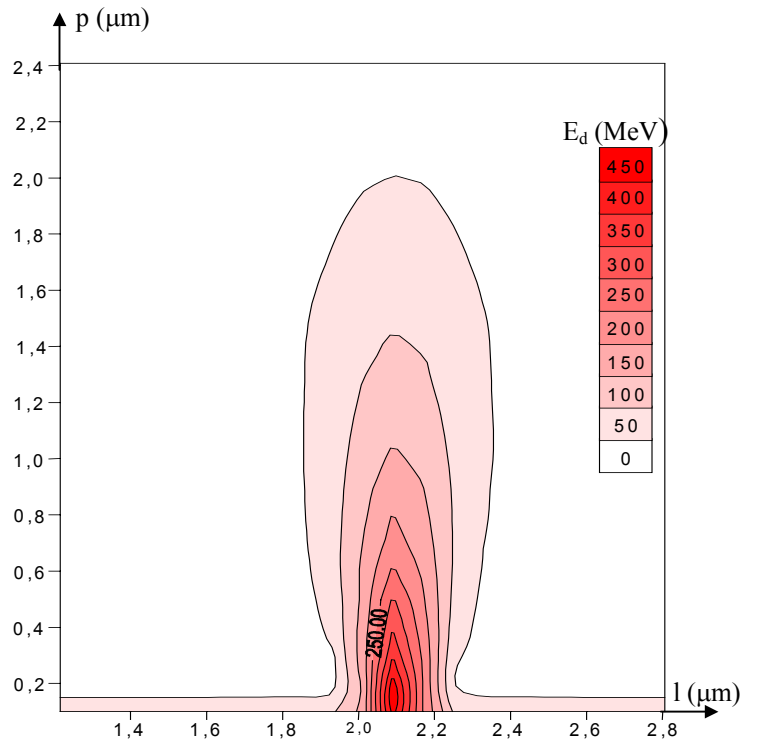


Figure 2.12 : énergie déposée dans la silice par des électrons incidents pour V = 20 kV

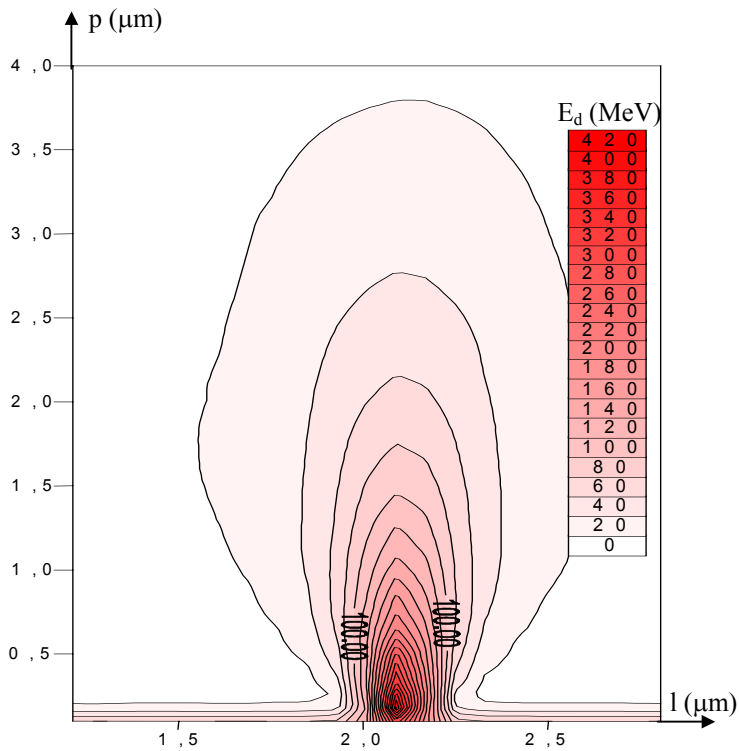


Figure 2.13 : énergie déposée dans la silice par des électrons incidents pour V = 25 keV

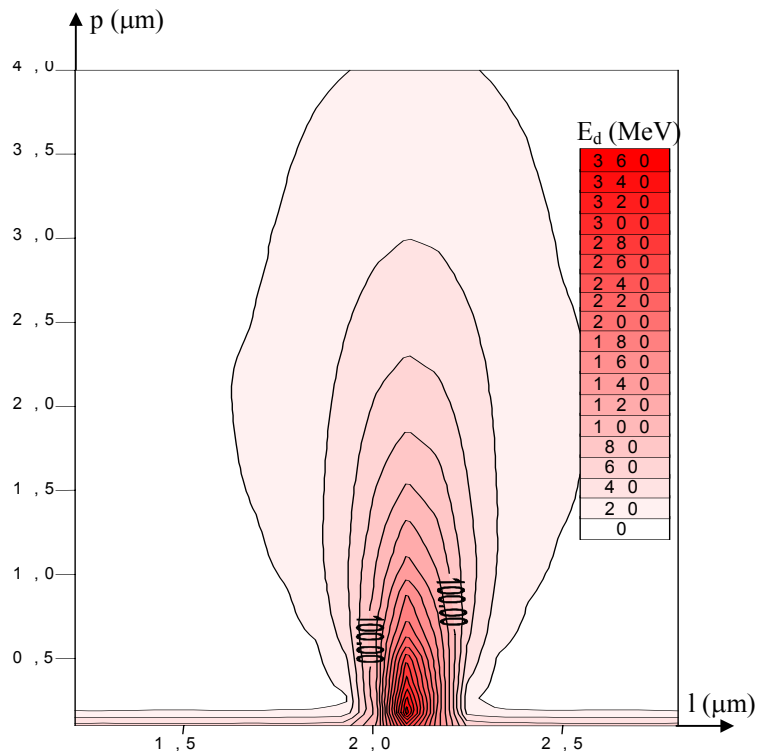


Figure 2.14 : énergie déposée dans la silice par des électrons incidents pour V = 30 keV

### 3. Interprétations des résultats

Les figures 2.11 à 2.14 montrent clairement l'influence de la tension d'accélération sur le dépôt d'énergie du faisceau primaire et sur les dimensions de la poire d'interaction : plus la tension d'accélération est élevée et plus le volume affecté par le faisceau électronique est grand. Ces figures nous ont permis de déterminer le parcours des électrons, en traçant l'évolution de l'énergie déposée par un électron primaire en fonction de la profondeur de pénétration pour différentes valeurs de la tension d'accélération et en prolongeant les différentes courbes jusqu'à ce qu'elles coupent l'axe des abscisses, nous obtenons au point d'intersection la valeur de la portée  $R_g$  de l'électron (figure 2.15). Les parcours ainsi déterminés ont conduit aux résultats consignés dans le tableau 2.5. Ces valeurs sont proches de celles obtenues par Barbier et Kanaya (tableau 2.4).

tension d'accélération (kV)	profondeur de pénétration ( $\mu\text{m}$ )
15	1,6
20	3,1
25	5,5
30	9

Tableau 2.5 : profondeur de pénétration des électrons incidents dans la silice

L'évolution de  $R_g$  en fonction de la tension d'accélération est "approximée" par la relation (2.31) :

$$R_g = 0,0019 \cdot V^{2,4848} \quad (2.31)$$

Il est à noter que les courbes de la figure 2.15 devraient toutes présenter un maximum, mais compte tenu de l'échelle des figures 2.11 et 2.12, il n'a pas été possible de déterminer leur position pour des tensions d'accélération égales à 15 et 20 kV. Cependant, l'ensemble de ces courbes laisse prévoir que plus la tension d'accélération est importante et plus le maximum du dépôt d'énergie se fait en profondeur.

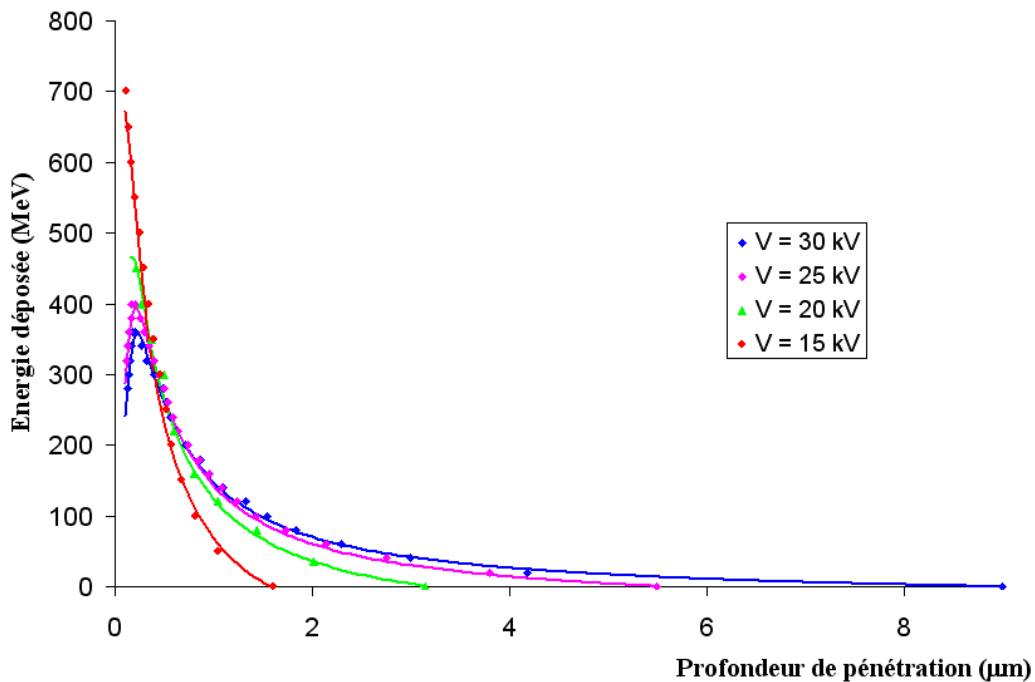


Figure 2.15 : évolution de l'énergie déposée par un électron incident en fonction de la profondeur de pénétration dans la silice

La fluctuation du dépôt d'énergie résulte de la nature stochastique des collisions des particules incidentes dans le milieu cible. Les formules données auparavant dans la première partie de ce chapitre concernant les pertes d'énergie ne permettent d'accéder qu'aux valeurs moyennes de cette grandeur. La perte d'énergie par des processus concurrentiels (ionisation, rayonnement de freinage, ...) est un phénomène très fluctuant, avec des amplitudes de fluctuations d'autant plus élevées que les transferts d'énergie considérés sont grands.

Dans la réalité, le faisceau n'est pas ponctuel mais présente un diamètre dont la valeur est comprise entre 5 et 1000 nm. Plusieurs électrons arrivent en même temps sur la surface. Nous assistons alors à une superposition de poires d'interaction (figure 2.16). Connaissant, les dimensions de la zone irradiée, il est possible de déterminer l'énergie réellement déposée dans cette zone en faisant l'intégration de toutes les "poires" d'interaction.

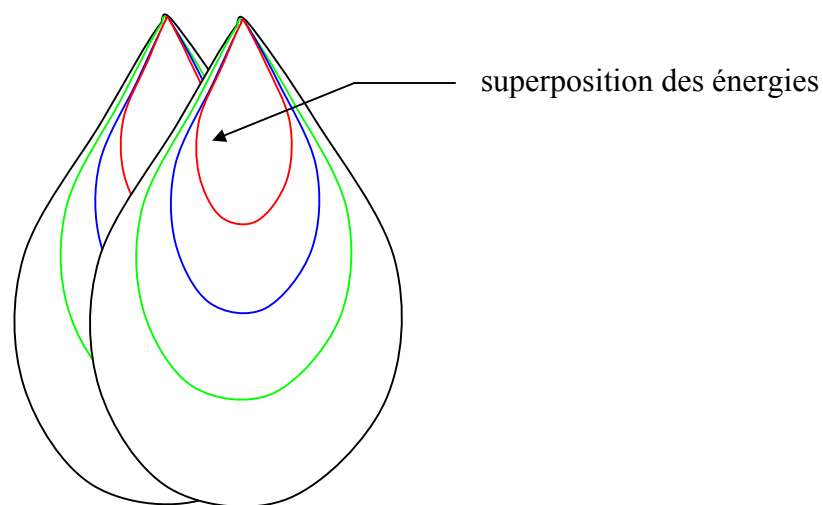


Figure 2.16 : superposition de deux poires d'interaction

Le faisceau peut être stationnaire ou balayer une surface. Il peut être focalisé ou défocalisé mais quelle que soit la situation, les énergies s'ajoutent comme l'indique la figure 2.17.

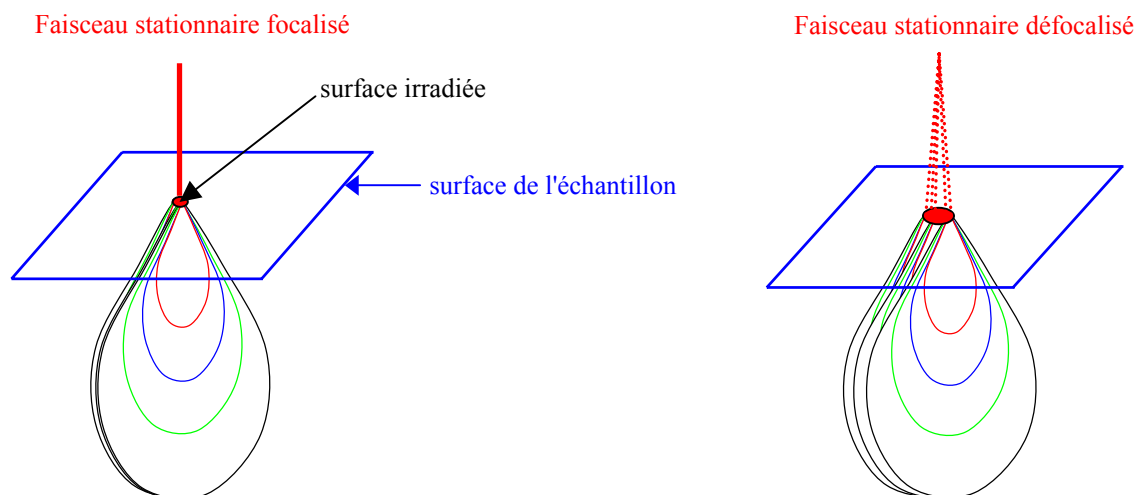


Figure 2.17 : superposition des énergies au sein des poires d'interaction

Compte tenu des valeurs de la vitesse de balayage ( $< 20$  ms), la réalisation d'une ligne nécessite plusieurs balayage de la même zone. Quand le faisceau arrive à l'extrémité de la ligne, il revient au point de départ pour commencer à nouveau un autre balayage. Pour ce qui concerne la réalisation de surface, le nombre de lignes par écran et le grandissement sont choisis de telle sorte à avoir la configuration illustrée figure 2.18. Le faisceau balaie la première ligne avec une vitesse de balayage fixe ; ensuite, il balaie la deuxième ligne et ainsi de suite jusqu'à la dernière. Après, il revient à la première ligne et recommence un cycle de balayage jusqu'à ce que l'on atteigne la fluence souhaitée.

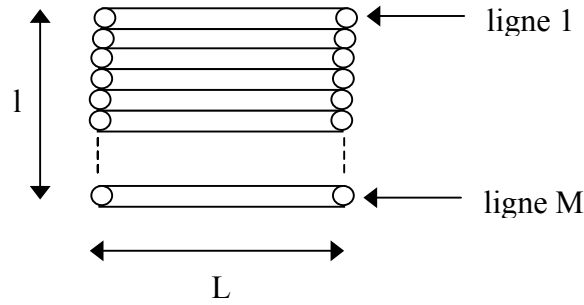


Figure 2.18 : balayage d'une surface rectangulaire

Au début du paragraphe, nous avons indiqué que le faisceau utilisé pour les simulations était ponctuel. Pour des raisons pratiques exposées ci-après, nous considérerons désormais qu'il irradie toute la surface de la cellule et qu'il est focalisé ayant un profil gaussien de demi largeur  $r_0$  centré sur l'origine des axes  $y$  et  $z$ . Cela implique que la fluence  $\phi$  reçue par la cellule est égale à  $10^{17}$  e/cm<sup>2</sup> (16 mC/cm<sup>2</sup>). Nous émettons l'hypothèse que l'évolution du dépôt d'énergie illustrée figures 2.11 à 2.14 reste la même.

Nous nous permettons de faire cette hypothèse dans la mesure où les simulations sont réalisées à la limite de la validité du code EGS4 avec, pour idée directrice est tout simplement de montrer comment on peut déterminer la loi d'évolution du dépôt d'énergie en fonction de la profondeur indépendamment des autres coordonnées lorsque la surface irradiée est grande devant les dimensions du faisceau.

La densité de courant considérée est de la forme :

$$\frac{dI}{dS} = \frac{d^2I}{dydz} = \frac{I}{\pi \cdot r_0^2} \cdot \exp\left[-\left(\frac{y^2 + z^2}{r_0^2}\right)\right] \quad (2.32)$$

avec :

$$I(x, y, z) = \iint \frac{d^2I}{dydz} = \frac{I}{\pi \cdot r_0^2} \cdot \iint \exp\left[-\left(\frac{y^2 + z^2}{r_0^2}\right)\right] dydz \quad (2.33)$$

L'énergie déposée en un point  $(y, z)$  par ce faisceau stationnaire centré à l'origine vaut :

$$Ed_{\text{faisceau}}(x, y, z) = \frac{I}{\pi \cdot r_0^2} \cdot \frac{\Delta t}{e \cdot 10^7} \cdot Ed_{\text{max}}(x) \iint \exp\left[-\left(\frac{y_0^2 + z_0^2}{r_0^2}\right)\right] \cdot \gamma(x, y, z) dy_0 dz_0 \quad (2.34)$$

dans laquelle  $e$  représente la charge de l'électron.  $Ed_{\text{max}}(x)$  correspond au dépôt d'énergie sur l'axe des  $x$ .

Nous utilisons l'hypothèse que la répartition d'énergie déposée par le faisceau élémentaire est une gaussienne :

$$\gamma(x, y, z) = \exp\left(-\left(\frac{y^2 + z^2}{w^2}\right)\right) \quad (2.35)$$

Le calcul de l'énergie déposée par le faisceau gaussien en tenant compte de cette dernière hypothèse peut se faire en introduisant les variables auxiliaires  $W$ ,  $w_f$ ,  $\chi$  tel que :

$$\begin{aligned} \frac{1}{W^2} &= \frac{1}{w^2} + \frac{1}{r_0^2} \\ w_f^2 &= r_0^2 + w^2 \\ \chi &= \frac{w^2}{w_f^2} \end{aligned}$$

Elles sont fonction de  $x$  par l'intermédiaire de  $w(x)$ . Il vient :

$$Ed_{\text{faisceau}} = \frac{I}{\pi \cdot r_0^2} \cdot \frac{\Delta t}{e \cdot 10^7} \cdot Ed_{\text{max}}(x) \iint \exp\left[-\left(\frac{(y - y_0)^2 + (z - z_0)^2}{r_0^2}\right)\right] \cdot \exp\left(-\left(\frac{y^2 + z^2}{w^2}\right)\right) dy_0 dz_0$$

Tous calculs faits, l'expression de l'énergie déposée par un faisceau fixe de profil gaussien et de rayon gaussien  $r_0$  est :

$$Ed_{\text{faisceau}}(x, y, z) = \frac{I}{\pi \cdot r_0^2} \cdot \frac{\Delta t}{10^7} \cdot \chi \cdot \exp\left(-\left(\frac{y^2 + z^2}{w_f^2}\right)\right) dy_0 dz_0 \quad (2.36)$$

Si l'on considère maintenant que le faisceau balaye une ligne de longueur  $l$  pendant la durée  $\tau$  avec la vitesse  $v$ . L'énergie qu'il dépose en chaque point est :

$$Ed_{\text{ligne}}(x, y, z) = \frac{I}{e \cdot 10^7} \cdot Ed_{\text{max}}(x) \cdot \chi \cdot \int_{-l/2}^{l/2} \exp\left[-\left(\frac{(y - y_0)^2 + z^2}{w_f^2}\right)\right] \frac{dy_0}{v} \quad (2.37)$$

$$Ed_{\text{ligne}}(x) = \frac{I \cdot \tau}{e \cdot 10^7 \cdot l} \cdot Ed_{\text{max}}(x) \cdot \chi \cdot \sqrt{\pi} \cdot w_f \cdot \exp\left[-\left(\frac{z^2}{w_f^2}\right)\right] \quad (2.38)$$

Passons maintenant à l'énergie déposée par balayage d'une surface formée de  $N_r$  fois le balayage de  $N_l$  lignes écartées de  $2r_0$  au moyen du faisceau gaussien précédent. L'énergie totale déposée est alors donnée par :

$$Ed_{\text{surface}}(x) = N_r \cdot \frac{I \cdot \tau}{e \cdot 10^7 \cdot l} \cdot Ed_{\text{max}}(x) \cdot \chi \cdot \sqrt{\pi} \cdot w_f \cdot \sum_{i=0}^{N_l-1} \exp\left[-\left(\frac{(z - i \cdot 2r_0)^2}{w_f^2}\right)\right] \quad (2.39)$$

Nous introduisons dans cette expression la durée totale de balayage  $\Delta t$  et l'aire de la surface  $S_{\text{surface}}$  :

$$\Delta t = N_r \cdot N_l \cdot \tau \quad \text{et} \quad S_{\text{surface}} = N_l \cdot 2r_0 \cdot l$$

$$\text{soit : } Ed_{\text{surface}}(x) = \frac{I \cdot \Delta t}{e \cdot 10^7 \cdot S_{\text{surface}}} \cdot Ed_{\text{max}}(x) \cdot \chi \cdot \sqrt{\pi} \cdot w_f \cdot \sum_{i=0}^{N_l-1} \exp \left[ - \left( \frac{(z - i \cdot 2r_0)^2}{w_f^2} \right) \right] \quad (2.40)$$

Cette relation fait directement intervenir la fluence  $\phi$  :

$$\phi = \frac{I \cdot \Delta t}{e \cdot S_{\text{surface}}}$$

Dans l'expression précédente de l'énergie totale déposée toutes les longueurs sont exprimées en  $\mu\text{m}$  alors que la fluence est exprimée en  $\text{e}/\text{cm}^2$ . En tenant compte de ces remarques l'énergie totale déposée peut s'exprimer sous la forme définitive :

$$Ed_{\text{surface}}(x) = \frac{\phi}{10^{15}} \cdot Ed_{\text{max}}(x) \cdot \chi \cdot \sqrt{\pi} \cdot w_f \cdot \sum_{i=0}^{N_l-1} \exp \left[ - \left( \frac{(z - i \cdot 2r_0)^2}{w_f^2} \right) \right] \quad (2.41)$$

à condition que la fluence soit exprimée en  $\text{e}/\text{cm}^2$  et les dimensions  $w_f$  et  $r_0$  en  $\mu\text{m}$ .

La fonction  $Ed_{\text{max}}$  est illustrée figure 2.15. L'utilisation du logiciel DataFit a montré, selon une première approche et en tenant pas compte du maxima des courbes, que ce produit peut être approximé, dans le domaine de notre étude par la fonction (2.42).

$$Ed_{\text{max}}(x) = \frac{A}{(B + x)^C} - D \quad (2.42)$$

La détermination de  $w(x)$  se fait en découpant en tranches les poires représentées figures 11 à 14. Cette fonction est modélisée par un polynôme du second degré (équation 2.43).

$$W(x) = a(b+x)^2 + cx + d \quad (2.43)$$

## **CONCLUSION**

Ce chapitre avait pour principal objectif d'introduire les principes théoriques qui permettent d'évaluer, dans le cas général, les pertes et le dépôt d'énergie des électrons incidents dans un matériau. Les résultats de la modélisation du dépôt d'énergie des électrons dans la silice ont montré l'influence prépondérante de l'énergie des électrons incidents sur les dimensions de la poire d'interaction et sur l'évolution du dépôt énergétique le long du parcours électronique. Il apparaît clairement dans cet aperçu non exhaustif des mécanismes engendrés par l'irradiation électronique, que les phénomènes mis en jeu sont individuellement complexes et étroitement liés entre eux. L'étude de l'évolution d'un matériau sous irradiation se révèle, par conséquent, relativement délicate.



**BIBLIOGRAPHIE**

- [Ba-1] D. Barbier, "Waveguide fabrication for integrated optics by electron beam irradiation of silica", *Journal of Lighthwave Technology*, vol.9, n°6, juin 1991, p. 715-720.
- [Be-1] M. J. Berger, "Monte Carlo Calculation of the penetration and diffusion of fast charged particles", in *Methods in Comput. Phys.*, edited by B. Alder, S. Fernbach, and M. Rotenberg, Vol. 1, p. 135 - 215, Academic, New York, 1963.
- [Bi-1] A.F. Bielajew, "Electron interactions and Monte Carlo transport", a course on electron and photon transport using the EGS4 Monte Carlo system, 25-28 september 1989, Lecture 7, National Physical Laboratory, Teddington, Middlesex, TW110LW.
- [Bo-1] N. Boisset, "La formation de l'image dans un microscope électronique", Cours de DEA, Universités Paris 6 et 7, Laboratoire de Minéralogie Cristallographie Paris.
- [Co-1] J. Collot, "Cours de physique expérimentale des hautes énergies", DEA de physique théorique, Rhône-Alpes, 2001.
- [Du-1] E. Duverger, "Quelques remarques pratiques pour les utilisateurs de EGS4 sous DOS 6.2", *Radioprotection*, Vol. 32(2) : 229-35, 1997.
- [Eb-1] J.P. Eberhart, "Analyse structurale et chimique des matériaux", Editions Dunod, 1997.
- [Ev-1] T.E. Everhart, "Determination of Kilovolt Electron Energy Dissipation vs Penetration Distance in Solid Materials", *J. Appl. Phys.* 42, 1971, p. 5837 - 5846 (1971).
- [Gr-1] C. Le Gressus, "Microscopie électronique à balayage", *Techniques de l'ingénieur*, P1, p. 865 (1-18), (1985).
- [In-1] M. Inokuti, *Rev. Mod. Phys.*, 43, p. 297 (1971).
- [Is-1] R. Isabey, "Theoretical and experimental study of the CR-39 behavior under electron beam", *Radiation Measurements*, Vol. 31, p. 85-88, 1999.
- [Ka-1] K. Kanaya, "Penetration and Energy loss theory of electrons in solid targets", *J Phys D: Appl. Phys.* 5: 43-58 (1972).
- [Ka-2] I. Kawrakow et al., "On the condensed history technique for electron transport", *Ionizing Radiation Standards*, NRCC, Ottawa, ON, K1A0R6, National Research Council of Canada, *Nucl. Instr. Method.*, B142, p. 253-280 (1998).
- [Ma-1] P. Mazières, "The theory of quantum liquids", Benjamin (1966).
- [Na-1] A.E. Nahum, "Electron interactions and Monte Carlo transport", a course on electron and photon transport using the EGS4 Monte Carlo system, 25-28 september 1989, Lecture 7, National Physical Laboratory, Teddington, Middlesex, TW110LW.
- [Ni-1] H. Nikjo et al., "Monte Carlo track structure for biology and space applications", *Physica Medica*, Vol. XVII, Supplement 1, p. 38-44 (2001).
- [Ni-2] I. Niort, "Modifications topographiques et indicielles de la silice par faisceau d'électrons en vue de l'intégration de composants sur fibres optiques", 21èmes Journées Nationales d'Optique guidée (session : composant), Dijon, 23/25 septembre 2002, recueil de communications, p. 184-186.
- [Pa-1] D. Paul, "Perturbation gamma dans un dosimètre neutronique à diodes", Thèse de doctorat de l'Université de Limoges, 1992.

- [Pi-1] D. Pines, "Elementary excitations in solids", Benjamin (1964).
- [Po-1] P.J. Potts, "A Handbook of Silicate Rock Analysis", Blackie : Glasgow, 1987.
- [Ra-1] P. Radvanyi, "Les rayonnements nucléaires", Presses Universitaires de France, 1995.
- [Sh-1] J. Shakya, "Scanning Electron Microscope (SEM) and Energy Dispersive X-ray Spectrometer (EDX)", a project of " Learning Technology " for " Nano Science and Technology " class, Spring 2001, KSU.
- [Tr-1] P. Trebbia, "Microanalyse quantitative par spectroscopie des pertes d'énergie", Microscopie électronique en Sciences des matériaux. Ecole d'été du CNRS, Bombanes, 1981.
- [Tr-2] M. Troyon, "Canon à électrons et illumination de l'échantillon", Microscopie électronique en sciences des matériaux, Ecole d'été du CNRS, Bombanes, 1981.
- [Vi-1] E. Viccaro, "Pratique de la microscopie électronique à balayage", Les éditions de la physique, Al, 1985.

## **INTRODUCTION**

L'emploi de l'irradiation électronique pour la fabrication de composants micro optiques nécessite non seulement la connaissance des aspects théoriques des phénomènes consécutifs à l'interaction électrons-matière mais également un certain nombre d'éléments de réponse sur le lien existant entre les paramètres d'irradiation et les modifications engendrées. Les travaux présentés dans ce chapitre s'effectuent en plusieurs étapes décrites ci-après :

- une étude bibliographique concernant le comportement de différents types de silice (pure ou dopée) soumis à un faisceau d'électrons,
- une description et la préparation des échantillons,
- une présentation des appareils de mesure,
- une caractérisation des échantillons avant irradiation (mesure de la rugosité et du rayon de courbure),
- la réalisation pratique et la caractérisation de structures (trous, disques, lignes, surfaces). Nous rappelons que par convention, nous appelons "motif" la structure visible à l'écran de contrôle du MEB, qui ne doit pas être confondu avec la surface (ou encore le volume) réellement affectée par les électrons. Comme cela a été expliqué au cours des précédents chapitres, l'écriture des lignes et des trous est effectuée respectivement en mode balayage et en mode stationnaire. Selon les dimensions du motif souhaitées, le faisceau peut être focalisé ( $\Delta WD = 0$ ) ou défocalisé ( $\Delta WD \neq 0$ ). Pour chaque série de réalisations, nous exposons sous forme de tableaux, les grandeurs primaires (ce sont les paramètres d'irradiation que nous fixons à partir de l'écran de contrôle du MEB : tension d'accélération, intensité du courant reçu, ...) et les grandeurs secondaires (durée d'irradiation, diamètre ou dimensions des motifs, fluence, ...). L'évolution des dimensions de l'ensemble des motifs est étudiée en fonction de la durée d'exposition lorsque  $\Delta WD = 0$  et de la fluence lorsque  $\Delta WD \neq 0$ . Par la suite, nous tenterons de donner des explications concernant les phénomènes mis en jeu dans le processus de déformation de la silice.

### **A. Etude bibliographique**

Depuis 1960, les déformations induites dans la silice par irradiation électronique <sup>[Ba-1, De-1, Ev-1, No-1]</sup>, sous implantation ionique <sup>[Hi-1, Na-1]</sup>, et par faisceau de neutrons de haute énergie <sup>[Pr-1]</sup> ont fait l'objet de nombreux travaux. Les différents types de silice étudiés ont été obtenus par :

- fusion de cristaux de quartz,
- fusion de silice obtenue à partir de l'hydrolyse par flamme de  $\text{SiCl}_4$  (FHD),
- PECVD,
- MCVD.

Le faisceau d'électrons utilisé est délivré par un MEB. La tension d'accélération des électrons est comprise entre 2 et 25 kV et la fluence varie de  $2,44 \cdot 10^{15}$  à  $5,62 \cdot 10^{19}$  e/cm<sup>2</sup> ( $3,9 \cdot 10^{-4}$  et 0,9 C/cm<sup>2</sup>). Ils sont préalablement recouverts d'une couche métallique (Al, Au/Pd, ...) dont l'épaisseur peut varier d'une dizaine à une centaine de nm afin d'éviter l'accumulation des charges lors de l'irradiation. Les motifs réalisés sont des trous ou des surfaces rectangulaires dont les dimensions varient, d'une étude à une autre, de quelques  $\mu\text{m}^2$  à quelques  $\text{mm}^2$ . L'ensemble des travaux menés mettent en évidence un phénomène de compaction mais très peu d'articles donnent les valeurs numériques de cette variation d'épaisseur. L'information recueillie porte éventuellement sur les phénomènes mis en jeu. Cependant, nous avons trouvé deux articles montrant la dépendance de la

modification topographique vis-à-vis de la fluence employée. Le premier est le résultat des travaux de R.R.A. Syms<sup>[Sy-1]</sup> et al. sur des couches de silice PECVD sur substrat de silicium. Un masque est déposé sur la surface de l'échantillon de sorte à réaliser des microguides. Il est constitué d'ouvertures présentant une longueur de 4 cm et une largeur comprise entre 4 et 7  $\mu\text{m}$  en vue de réaliser des microguides. L'irradiation d'une ouverture de 7  $\mu\text{m}$  par un faisceau d'électrons dont les paramètres d'irradiation sont :

- tension d'accélération :  $V = 25 \text{ kV}$ ,
- intensité  $I$  du courant reçu par l'échantillon :  $I = 100 \text{ nA}$ ,
- fluence :  $\phi = 5,6 \cdot 10^{18} \text{ e/cm}^2$  ( $0,9 \text{ C/cm}^2$ ),

conduit à une variation d'épaisseur maximale égale à 100 nm. Comme l'indique la figure 1, le matériau subit plusieurs déformations. Le profil obtenu est en forme de V. Sa largeur à mi-hauteur est égale à 5  $\mu\text{m}$ . La largeur maximale obtenue à la surface de l'échantillon vaut 25  $\mu\text{m}$ . L'article ne donne aucune information concernant les dimensions obtenues pour d'autres valeurs de fluence. Il n'indique pas non plus si le faisceau est focalisé ou non. A priori et compte tenu de la forme gaussienne du profil de la figure 3.1, le faisceau doit être focalisé.

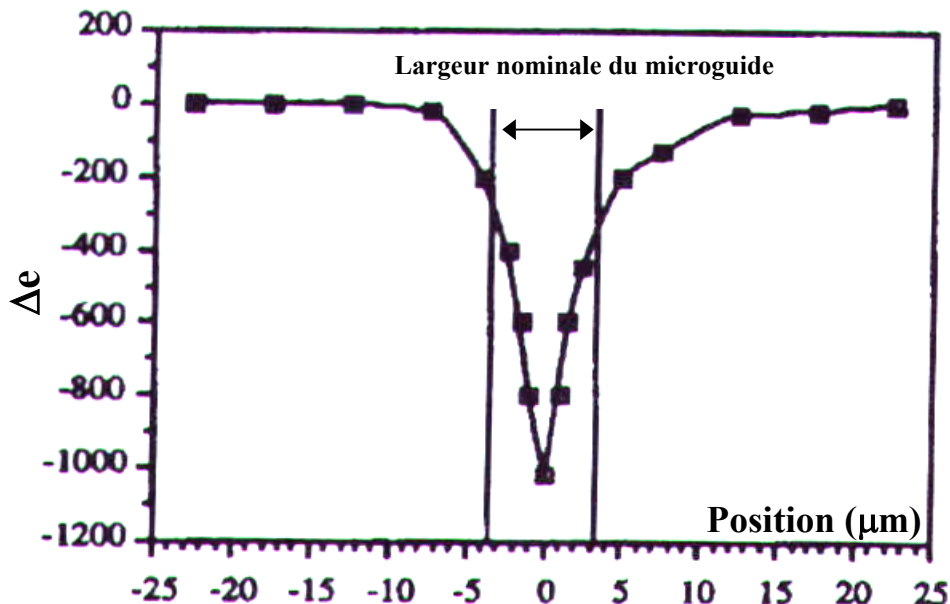


Figure 3.1 : profil 2D d'un microguide <sup>[Sy-1]</sup> réalisé avec les conditions :  $V = 25 \text{ kV}$ ,  $100 \text{ nA}$  et  $\phi = 5,6 \cdot 10^{18} \text{ e/cm}^2$

Le deuxième article trouvé concerne les résultats obtenus par Anne-Sophie Jacqueline, du laboratoire LPCES d'Orsay, au cours de ses travaux de thèse concernant l'étude du comportement de la silice dopée soumise à un faisceau d'électrons <sup>[Ja-1]</sup>. Ils font partie de l'ACO mentionnée lors de l'introduction générale. Les échantillons employés sont constitués de couches de silice dopée au Germanium déposées par MCVD ou FHD sur silicium et présentent différentes concentrations en Ge. Afin de connaître l'influence de la présence de dopants sur les variations topographiques enregistrées, des impacts sont réalisés à l'aide d'un faisceau d'électrons d'énergie 15 keV délivré par un MEB (LEO 260) et en faisant varier la fluence entre  $1,25 \cdot 10^{18} \text{ e/cm}^2$  et  $5,6 \cdot 10^{19} \text{ e/cm}^2$  ( $0,2$  et  $8 \text{ C/cm}^2$ ). A titre de comparaison, des irradiations sont également effectuées sur silice synthétique pure. Les modifications de la surface sont analysées par profilométrie sans contact. L'évolution de la profondeur des structures en fonction de la fluence est donnée figure 3.2. Les différentes courbes montrent clairement que l'augmentation en dopage Ge entraîne une réduction de la dépression de surface et que pour des concentrations supérieures à 13% en poids, il se produit un phénomène de dilatation.

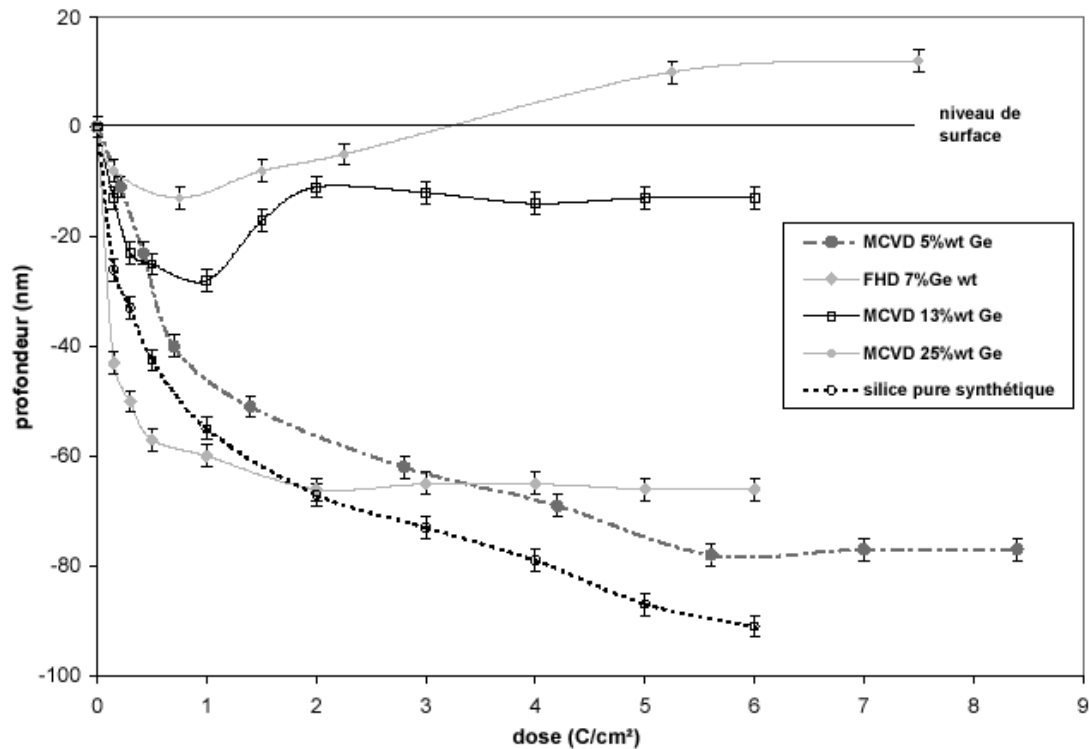


Figure 3.2 : évolution de la variation d'épaisseur des impacts en fonction de la fluence pour différents types de silice

D'après les travaux menés jusqu'à ce jour sur la silice soumise à un faisceau d'électrons, nous pouvons dire que sous irradiation électronique, la structure de la silice se modifie. Cette modification est étroitement liée à l'architecture irrégulière du matériau-cible. Cela s'explique par le fait que les atomes constituant la structure ne sont pas identiques et par conséquent qu'ils ont des énergies d'extraction différentes <sup>[Ev-2]</sup>. Il semblerait qu'au cours de l'irradiation, les distances entre les atomes soient modifiées et qu'en même temps les contraintes internes et les angles entre les différentes liaisons se trouvent en partie affectés, ces phénomènes induisant un arrangement plus compact <sup>[De-1]</sup>. Les comportements variables au sein des divers types de silice révèlent une interaction différente de la structure de la silice sous faisceau électronique. Par conséquent non seulement la nature du matériau intervient mais également son état de désordre et sa structure de défauts. Le phénomène de compaction est associé au mécanisme de relaxation induit par la rupture des liaisons Si-O dans le réseau de silice. Ce processus varie quasi-linéairement avec la densité d'énergie déposée lors de l'excitation électronique <sup>[Pr-2, Pr-3, Re-1]</sup>. Quel que soit le type de silice, le bombardement électronique d'énergie inférieure à 50 keV conduit à des variations de contraintes et du volume ainsi qu'à une modification de la densité <sup>[De-1]</sup>. Des études ont mis en évidence deux phénomènes de compaction <sup>[De-1]</sup>. L'un de ces phénomènes prédomine pour des fluences inférieures à environ  $5.10^{16}$  électrons/cm<sup>2</sup> et s'accompagne de génération de contraintes tandis que l'autre prédomine pour des fluences supérieures à environ  $5.10^{16}$  électrons/cm<sup>2</sup> et a lieu sans génération de contraintes (figure 3.3).

Il a été montré qu'une compaction non-uniforme et une génération de contraintes associées apparaissent parce que le parcours des électrons est beaucoup moins important que l'épaisseur de l'échantillon <sup>[De-1]</sup>. En général, une région irradiée tend à se compacter tridimensionnellement, cependant selon les deux dimensions parallèles à la surface, la contraction est moindre à cause des forces élastiques dans le substrat non irradié, beaucoup plus épais. Dans la direction perpendiculaire à la surface, la région est libre de se compacter.

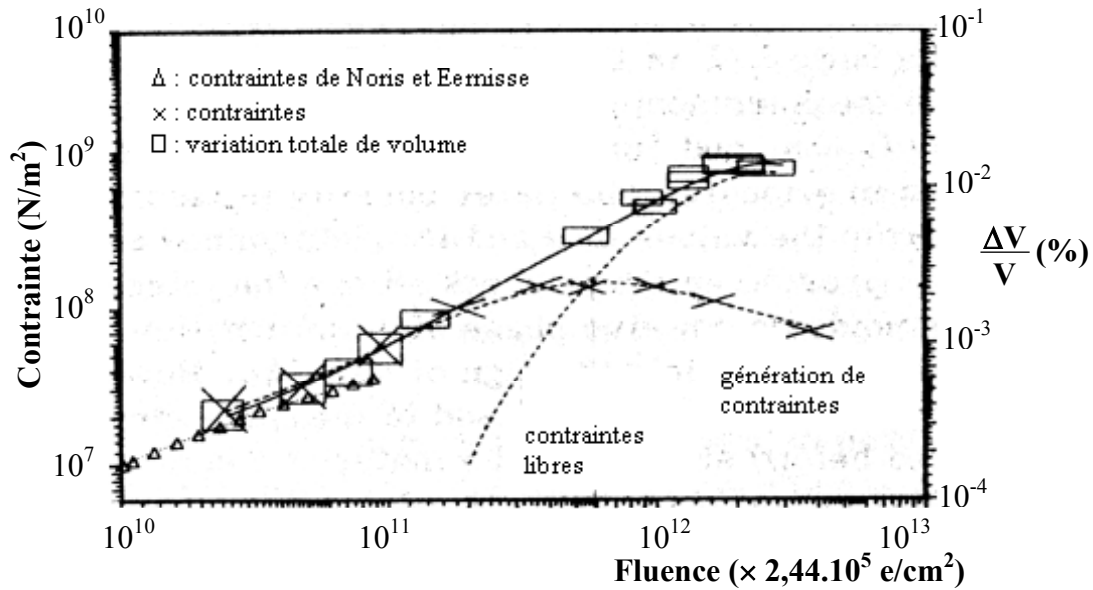


Figure 3.3 : mesures de la variation relative de volume et des contraintes induites en fonction de la fluence pour des électrons d'énergie 18 keV. Les mesures de contraintes par la méthode de Norris et Eernisse sont aussi présentées <sup>[De-1]</sup>.

Sous l'effet de l'irradiation, les contraintes qui existent dans le matériau se modifient entraînant une courbure du substrat. Il a été montré que la contrainte moyenne  $T$  dans la couche compactée est reliée au rayon de courbure  $R$  par la relation 3.1 <sup>[De-1]</sup> :

$$T = \frac{Y \cdot t^2}{6 \cdot R \cdot l} \quad (3.1)$$

où  $Y$  est le module d'Young ( $7,0 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$ ),

$t$ , l'épaisseur de l'échantillon,

$l$ , le parcours de l'électron.

La variation de volume  $\Delta V$  à une dimension associée à la contrainte mesurée peut être calculée à partir de la relation 3.2 <sup>[De-1]</sup> :

$$\Delta V = \frac{(1 + \nu) T \cdot V}{Y} \quad (3.2)$$

où  $\nu$  est le rapport de Poisson.

$\Delta V$  peut être évalué pour des films minces à partir de la hauteur de la dépression de surface  $d$  et de l'épaisseur de la zone irradiée  $l$  <sup>[De-1]</sup> :

$$\Delta V = \frac{3 \cdot d}{l} \quad (3.3)$$

Une étude bibliographique portant sur d'autres matériaux (PADC, chalcogénures, ...) soumis à un faisceau d'électrons est présentée en référence [Re-1]. Il en résulte que la silice vitreuse, les polymères et les verres de chalcogénures présentent un comportement similaire : une modification topographique dépendant des paramètres d'irradiation.

## **B. Description et préparation des échantillons**

### **1. Description des échantillons**

Le matériau utilisé lors de notre étude est de la silice. Il se présente sous différentes formes : des pastilles de silice massive pure, des tronçons de fibre monomode polie latéralement et des films de silice dopée au germanium et au bore (collaboration avec Anne-Sophie Jacqueline et Bertrand Poumellec du LPCES de l'Université d'Orsay).

#### **1.1. Les pastilles de silice massive**

Elles ont été découpées, à l'aide d'une scie à diamant, dans un barreau de silice naturelle nommée Herasil 3 servant à la préforme des fibres optiques monomodes. Après un polissage industriel à  $\lambda/4$ , elles présentent un diamètre égal à 1 cm et une épaisseur de 1 mm.

#### **1.2. Les tronçons de fibre**

Des tronçons de fibre de 1,5 cm de longueur ont été polis latéralement jusqu'à quelques  $\mu\text{m}$  du cœur. Pour ce faire, des morceaux de fibre sont collés avec de la Cyanolyt sur une lamelle de plexiglas sur laquelle a été préalablement usinée une rainure en V comme l'indique la figure 3.4. Après séchage, l'ensemble est maintenu par un bloc de 5 cm d'épaisseur afin d'être poli à l'aide d'une polisseuse ESC 200 (société ESCIL) et des disques d'alumine présentant des grains de diamètre de plus en plus petit, compris entre 9 et 0,1  $\mu\text{m}$ . La figure 3.5 montre les différentes étapes de polissage. L'application du théorème de Pythagore associée à la mesure au microscope optique de la largeur de la zone érodée permet de contrôler l'épaisseur de gaine restante.

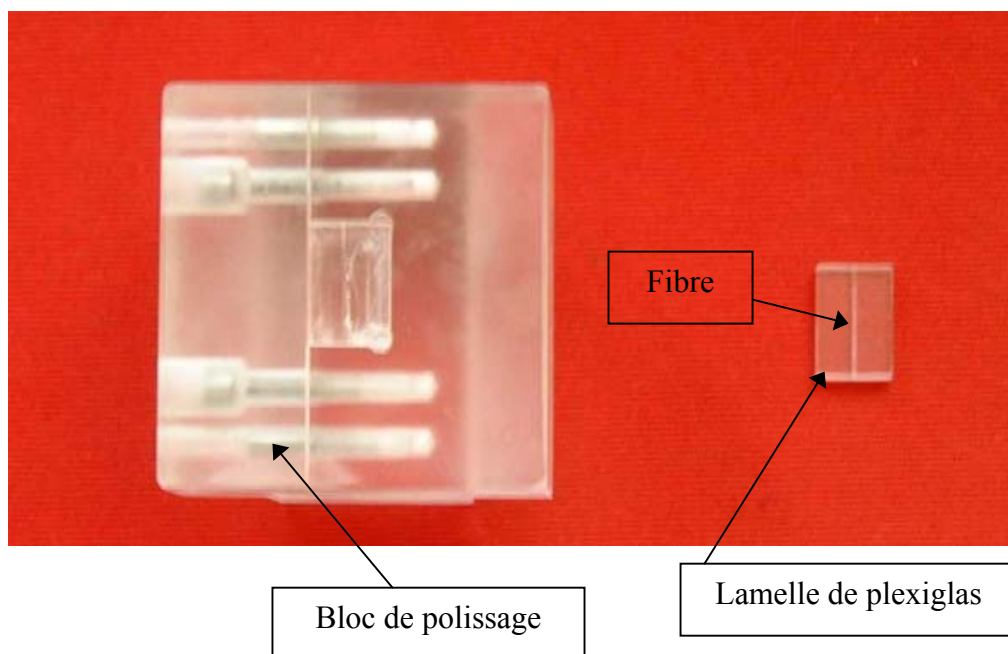
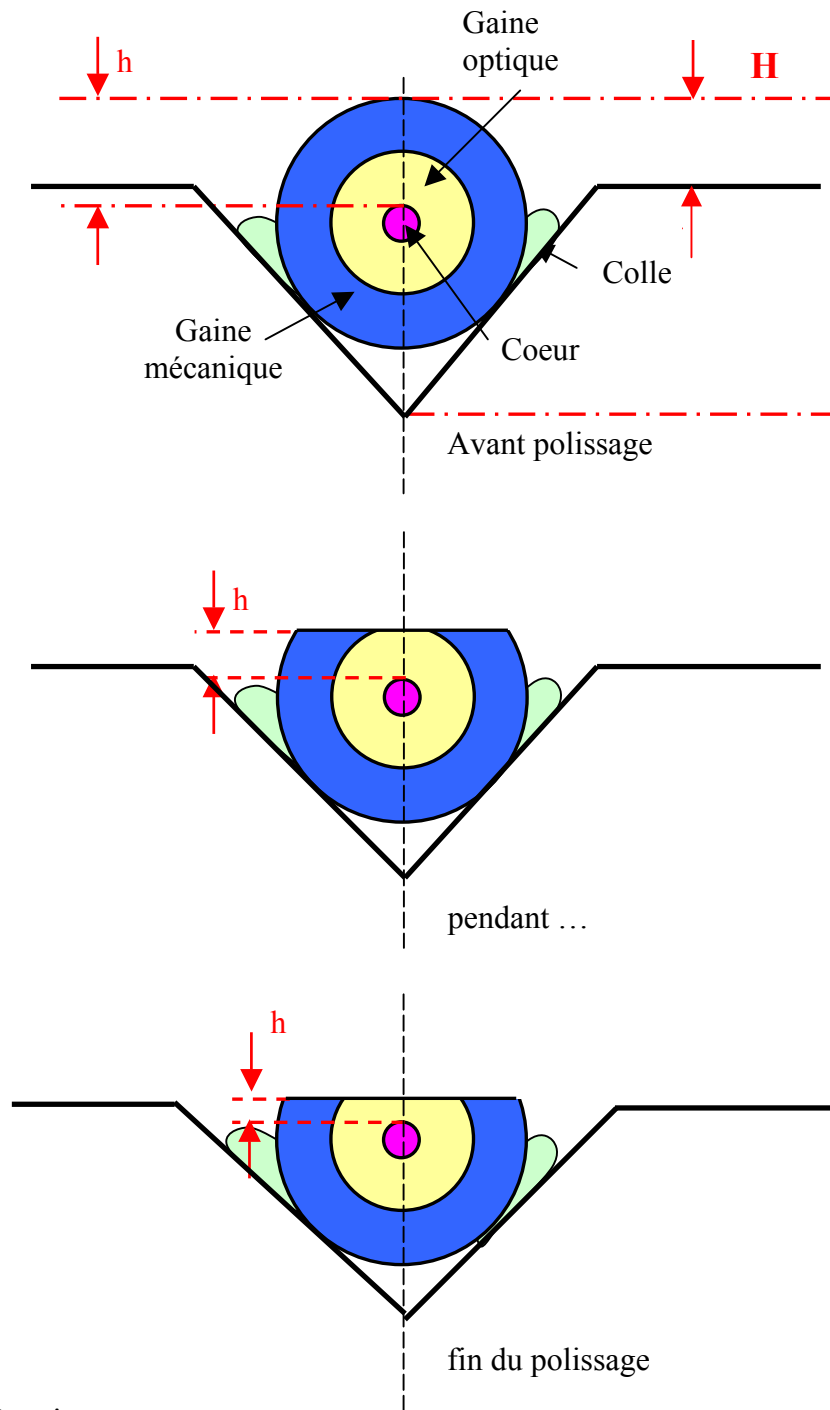
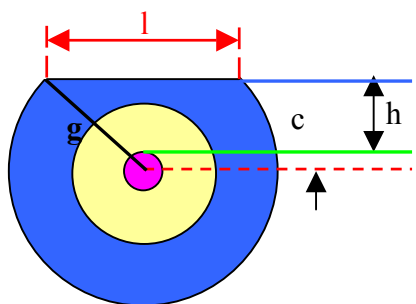


Figure 3.4 : photographie : (a) d'un tronçon de fibre collé dans une lamelle de plexiglas  
(b) du bloc de polissage



Relations mathématiques :



$$l = 2\sqrt{g^2 - (c+h)^2}$$

avec  $g = g_{\text{mécanique}} + g_{\text{optique}}$

$$h = -c \pm \frac{1}{2}\sqrt{4g^2 - l^2}$$

Figure 3.5 : les différentes étapes de polissage et calcul de l'épaisseur de gaine restante



### **1.3. Les couches minces de silice dopées**

Dans le cadre de l'Action Coordonnée Optique (ACO), intitulée "Elaboration de guides optiques sur des substrats vitreux en utilisant l'interaction douce entre les électrons et la matière", en collaboration avec B. Poumellec et A.S. Jacqueline du LPCES de l'Université d'Orsay, nous nous sommes également intéressés à l'étude de la réponse topographique de la silice dopée soumise à une irradiation électronique. Les échantillons sont constitués par la superposition de trois milieux diélectriques dont les valeurs des indices de réfraction sont données à  $\lambda = 633 \text{ nm}$  (figure 3.6) :

- un film de silice dopée au germanium et au bore, obtenu par dépôt hydrolyse à la flamme présentant indice de réfraction  $n_1$  inconnu et une épaisseur de  $6 \mu\text{m}$ ,
- une couche tampon de silice pure, d'indice  $n_2 (= 1,4582)$  et d'épaisseur égale à  $14 \mu\text{m}$ ,
- un substrat de silicium d'indice de réfraction  $n_3 (= 3,6)$ .

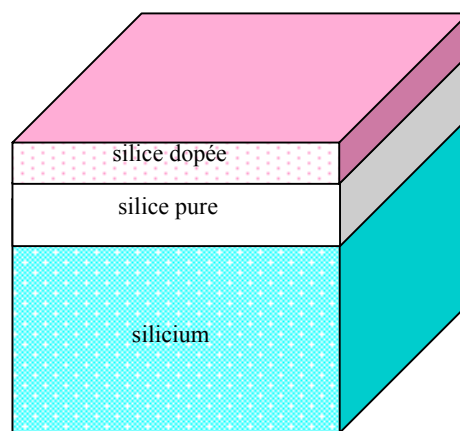


Figure 3.6 : configuration de l'échantillon de silice dopée

### **2. Préparation des cibles**

Avant irradiation, l'ensemble des échantillons est nettoyé minutieusement avec de l'alcool puis recouvert d'une couche d'or/palladium d'environ  $20 \text{ nm}$ . La fonction de ce film métallique est de rendre la surface du matériau conductrice et d'éliminer ainsi les charges lors de l'irradiation, sans nuire à la pénétration des électrons dans la cible <sup>[Fr-1, Gr-1]</sup>. Il est à noter que même des échantillons métalliques nécessitent parfois une métallisation soit à la suite d'une attaque, soit en raison de la présence d'inclusions non conductrices. Il existe de nombreuses méthodes permettant le dépôt d'un film mince (évaporation thermique, électrodéposition, ...). Dans le cadre de nos manipulations, nous utilisons la pulvérisation cathodique qui consiste à bombarder une cathode, sous faible pression ( $< 1 \text{ mBar}$ ) et haute tension ( $1 \text{ kV}$ ), par un faisceau ionique provoqué par la décharge d'un gaz (généralement de l'argon). Sous l'effet du bombardement, des atomes de la cathode sont arrachés. Soumis à des chocs répétés, ils sont fortement déviés créant ainsi un nuage qui se dépose sur les parois de l'enceinte et sur la surface de l'échantillon. La figure 3.7 montre le schéma de principe du banc de manipulation. L'épaisseur de la couche métallique déposée est contrôlée au moyen de la durée du bombardement, via des abaques fournis par les fabricants des pulvérisateurs.

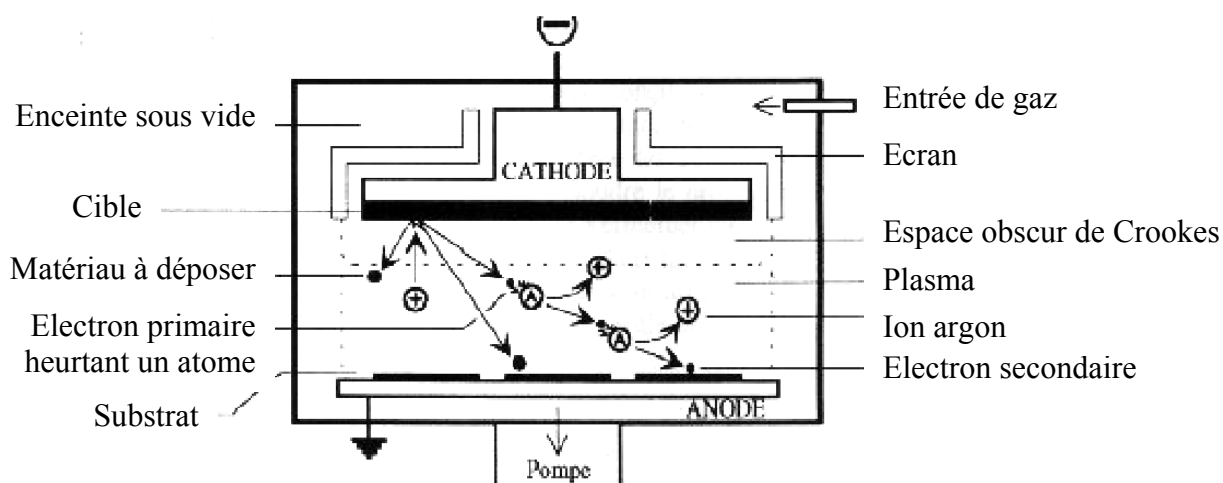


Figure 3.7 : schéma de principe du banc de pulvérisation cathodique <sup>[Fr-1]</sup>

La cathode employée au laboratoire est constituée d'or et de palladium. Lors des manipulations, il faut prendre soin d'assurer la continuité électrique entre la surface métallisée et le support d'échantillon au moyen d'une petite languette métallique.

## **C. Présentation des appareils de mesures**

Afin de caractériser l'état de surface des différents échantillons avant et après irradiation, plusieurs types de profilomètres sont utilisés : un profilomètre de contact (Sloan Dektak IIA) et deux profilomètres interférométriques à glissement de phase sans contact (Shift Phase Technology (société Texas, USA) et Fogale (société Fogale Nanotech)). Une description et le principe de fonctionnement de ces appareils sont donnés dans la première partie. Leur résolution comparée à d'autres types d'appareils de mesure fait l'objet de la seconde partie.

### **1. Description et principe de fonctionnement des différents profilomètres**

#### **1.1. Le profilomètre Sloan Dektak IIA** <sup>[Ve-1]</sup>

Le Dektak IIA est un profilomètre de contact muni d'un stylet en diamant dont l'extrémité présente un diamètre de 12,5  $\mu\text{m}$  permettant de mesurer des variations topographiques comprises entre 10 nm et 65  $\mu\text{m}$ . L'épaisseur de l'échantillon à étudier ne doit pas dépasser 20 mm. Sous l'action d'une force, la pointe épouse les modulations de surface de l'échantillon générant ainsi un signal analogique qui est ensuite converti en un signal digital stocké, analysé et observable sur un écran. Cet appareil de mesure se compose de deux parties : un organe de commande et un organe de balayage (figure 3.8). Un clavier permet de sélectionner les paramètres de balayage (choix entre trois vitesses, longueur à balayer, ...) et d'analyser les résultats (étude de la rugosité, du rayon de courbure, mise en forme des courbes, ...). Un écran et une imprimante lui sont associés pour avoir une représentation graphique des résultats. La tête de balayage contient une caméra, une pointe commandée par un moteur et des éléments électroniques pour détecter et amplifier le signal.

Figure 3.8 : profilomètre Dektak IIA <sup>[Ve-1]</sup>

## **1.2. Les profilomètres interférométriques à glissement de phase** <sup>[Fo-1, Fr-1]</sup>

Les profilomètres Shift Phase Technology (société Texas, USA) et Fogale (société Fogale Nanotech) sont des appareils de mesure sans contact. Leur principe de fonctionnement repose sur la création d'interférences entre un rayon de référence et un rayon réfléchi par la surface de l'échantillon. Le phénomène d'interférence résulte du couplage de deux ondes lumineuses monochromatiques issues d'une même source et parvenues en un même point par deux chemins optiques différents. La différence de chemin optique  $\delta$  entre ces deux rayons engendre un déphasage local  $\Delta\delta$  donné par la relation (3.4) <sup>[Fo-1, Fr-1]</sup> :

$$\Delta\delta = \frac{2\pi\delta}{\lambda} + n\pi \quad (3.4)$$

dans laquelle  $n\pi$  ( $n$  entier) représente le déphasage caractéristique pouvant intervenir après une réflexion. Les deux sortes d'objectifs interférentiels employés sont les objectifs Michelson et Mirau. Quel que soit l'objectif, le principe de la mesure demeure identique. Deux faisceaux de même intensité sont créés à partir de la source monochromatique cohérente. L'un des rayons rencontre un miroir de référence, tandis que l'autre est envoyé sur l'échantillon, incliné d'un angle  $\alpha$ . Des franges d'interférences sont ainsi créées entre les rayons réfléchis par le miroir et l'échantillon. L'interférogramme est visualisé et enregistré à l'aide d'une caméra CCD reliée par une carte vidéo à un ordinateur. Un logiciel de traitement de l'image permet ensuite l'exploitation des résultats et met en évidence les variations de relief permettant par conséquent de mesurer l'épaisseur et les dimensions transversales. Les profilomètres interférométriques Shift Phase Technology et Fogale sont associés respectivement aux logiciels MapVue et Mountains. Cette technique de profilométrie sans contact n'entraîne aucune détérioration des échantillons. Cependant la silice présente un faible pouvoir de réflexion qui peut poser quelques problèmes de contraste des figures d'interférence. C'est pourquoi, il est intéressant de déposer une couche de métal sur les échantillons à analyser.

Un profilomètre interférométrique se compose principalement de quatre éléments essentiels comme l'indique la photographie illustrée figure 3.9 (a) :

- un microscope interférométrique,
- un écran de contrôle de la position sur l'échantillon et du balayage des franges,
- une unité d'acquisition,
- une interface graphique.

La différence entre les deux microscopes interférométriques utilisés dans notre étude est que l'un d'eux est muni d'une bague (figure 3.9 (b)) dont le rôle est d'augmenter le contraste d'intensités sur la surface de l'échantillon, c'est à dire le rapport signal à bruit. Ainsi, par le biais de cette optimisation, il est possible de distinguer des variations de surface de l'ordre de quelques nanomètres.



(a)



(b)

Figure 3.9 : photographie<sup>[Fo-1]</sup> : (a) banc de manipulation de microscopie interférométrique  
(b) bague du microscope interférométrique Fogale

## 2. Résolution des appareils de mesure <sup>[Wy-1]</sup>

Lors de nos manipulations le profilomètre de contact sera utilisé pour caractériser topographiquement de surfaces rectangulaires dont les dimensions sont supérieures au diamètre de la pointe ( $> 12,5 \mu\text{m}$ ). La résolution de cet appareil dépend étroitement du diamètre de l'extrémité du stylet, de la vitesse et de la longueur de balayage. Pour ce qui concerne les deux autres profilomètres, ils seront employés pour caractériser des structures de plus petites dimensions. La résolution théorique de ces différents profilomètres est donnée tableau 3.1. A titre de comparaison, la résolution d'autres appareils de mesure est également indiquée.

	contact ou sans contact	résolution	
		latérale	verticale
profilomètre à stylet	contact	1-2 $\mu\text{m}$	5 nm
profilomètre optique	sans contact	1 $\mu\text{m}$	0,5-1 nm
microscope électronique à balayage	-	2-4 nm	10-20 nm
microscope à transmission	-	0,3 nm	0,02 nm

Tableau 3.1 : résolution de différents appareils de mesure de variations topographiques <sup>[Wy-1]</sup>

## D. Caractérisation des échantillons

### 1. Caractérisation avant irradiation

La rugosité et le rayon de courbure des échantillons sont caractérisés avant irradiation respectivement par profilométrie sans et avec contact.

#### 1.1. Rugosité des échantillons <sup>[Ve-1]</sup>

##### 1.1.1. Définition

De nombreuses définitions peuvent rendre compte de la rugosité. Celle que nous utilisons principalement dans ce mémoire est la rugosité arithmétique moyenne  $R_a$ , qui est égale à la valeur moyenne de la hauteur  $|y|$  crête à crête des pics sur toute la longueur  $L$  d'analyse (figure 3.10).

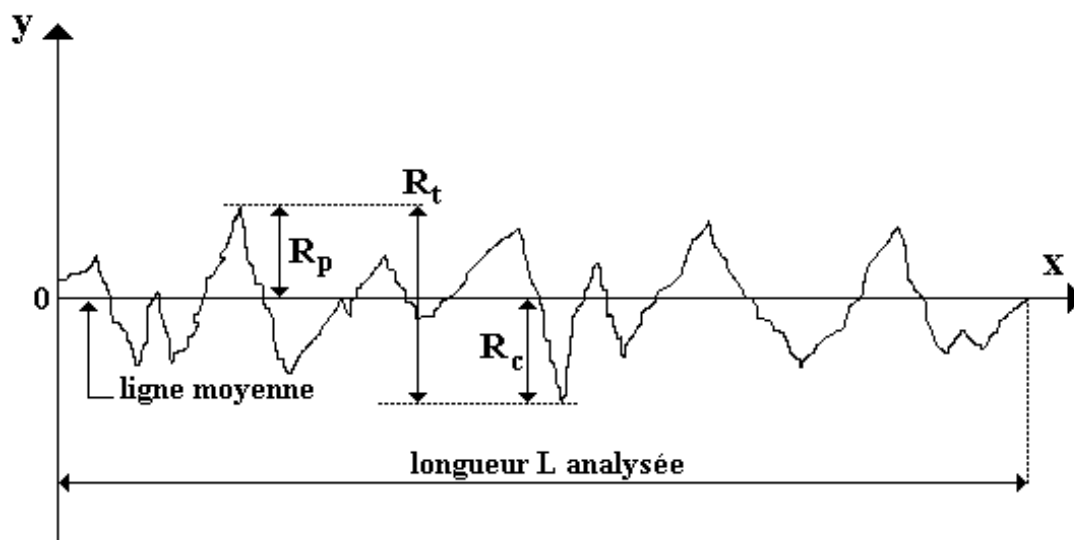


Figure 3.10 : méthode de mesure de la rugosité

La mesure de rugosité permet également d'accéder sur la portion analysée :

- à la hauteur  $R_p$  du pic le plus élevé :  $R_p = y_{\max}$  ;
- à la profondeur  $R_c$  du creux le plus profond :  $R_c = |y_{\min}|$  ;
- à la rugosité totale  $R_t = R_p + R_c$ .

### 1.1.2. Résultats des mesures

Les résultats des mesures effectuées sur des échantillons de silice massive, des couches de silice dopée et tronçons de fibre sont donnés tableau 3.2.

	Ra (nm)
silice massive pure	9,4
couche de silice dopée	7,5
tronçon de fibre	100

Tableau 3.2 : résultats des mesures de rugosité des différents échantillons

Les tronçons de fibre présentent une rugosité plus importante que les autres échantillons. Ceci est dû à la qualité du polissage. En effet, le diamètre minimal des grains des disques de polissage que nous avons employé est de 100 nm. Les figures 3.11 (a) et (b) montrent l'état de surface des échantillons de silice massive pure avant irradiation. La figure 3.11 (b) est la complémentaire de la figure 3.11 (a). Ces figures mettent en évidence la présence de creux qui correspondent à des bulles présentes à l'origine dans le barreau de préforme. Généralement, les bulles d'air apparaissent dans le verre au cours de la phase de refroidissement. Selon la vitesse à laquelle a lieu ce refroidissement et le choc thermique rencontré par le matériau, la présence de bulles est plus ou moins importante. De plus, si le matériau est soumis à son propre poids lors des phases de fusion puis de refroidissement, la forme des bulles n'est plus circulaire mais prend un aspect allongé. Cela est le cas du barreau que nous avons utilisé. Comparés aux pastilles de silice massive, les tronçons de fibre présentent quelques artefacts de polissage et beaucoup moins de bulles. Les pertes optiques dues à l'état de surface seront donc plus importantes pour des microguides réalisés dans les mêmes conditions d'irradiation sur silice massive que sur fibre polie.

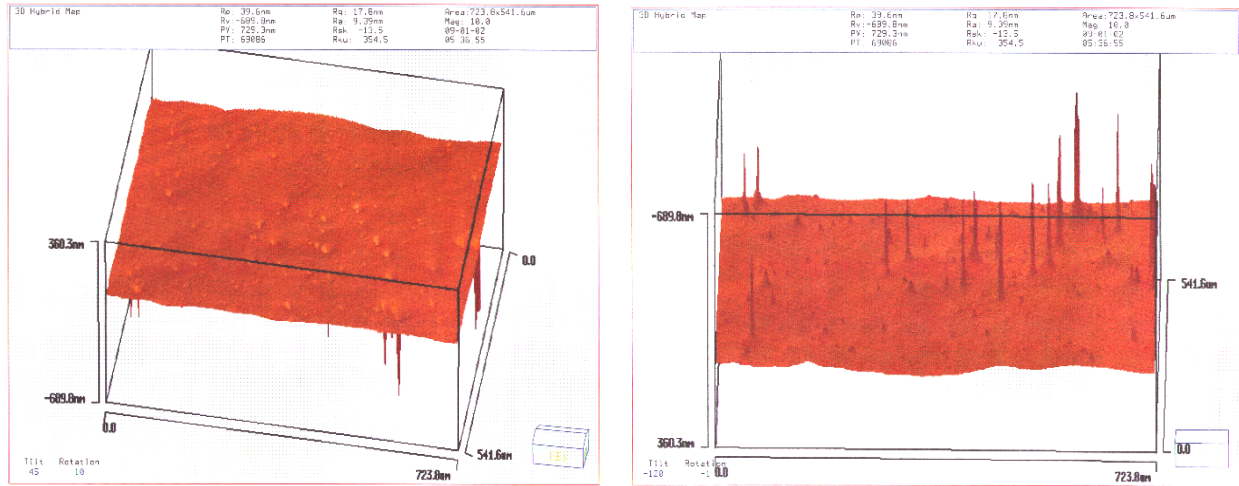


Figure 3.11 : (a) rugosité d'un échantillon de silice massive pure  
(b) image complémentaire de la figure (a)

**1.2.Mesure de la courbure intrinsèque**

Le rayon de courbure de quelques échantillons est mesuré au moyen du profilomètre DekTak IIA. Il est engendré par la découpe ou bien par l'empilement de couches dans le cas des échantillons fournis par B. Poumellec et A.S. Jacqueline du LPCES. Les résultats sont donnés tableau 3.3, de même que ceux obtenus pour une plaquette de verre employée en microscopie optique. La distance balayée par la pointe est égale à 8 mm. Comme l'indique la figure 3.12, la courbure moyenne d'un échantillon de silice est de 0,34  $\mu\text{m}$  soit 0,04  $\mu\text{m}/\text{mm}$ .

	rayon de courbure par unité de longueur scannée ( $\mu\text{m}/\text{mm}$ )
silice massive	0,04
couche de silice dopée	0,02
plaquette microscope	0,06

Tableau 3.3 : rayon de courbure des échantillons par unité de longueur scannée

Ces résultats montrent que le rayon de courbure d'un échantillon de silice massive est plus élevé que celui d'un échantillon constitué de trois couches (silice dopée / silice pure / silicium), cela est dû à la présence de contraintes internes.

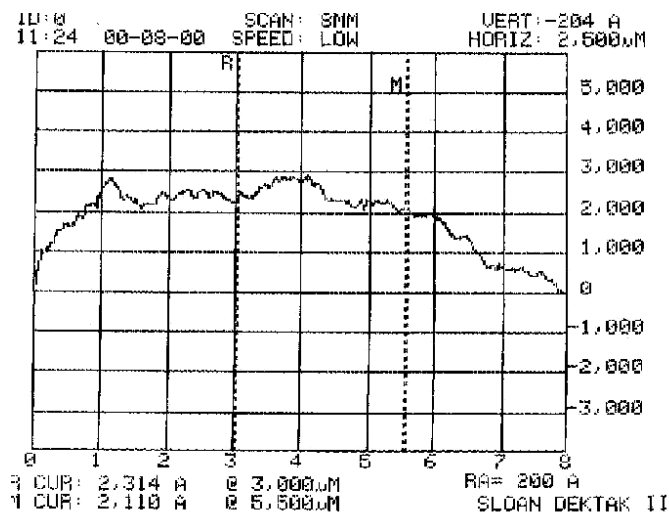


Figure 3.12 : profil de la surface d'un échantillon de silice massive pure non irradié

## **2. Caractérisation des modifications topographiques sur fibre et silice massive**

Afin de déterminer la loi d'évolution des modifications de surface subies par la silice en fonction de différents paramètres d'insolation "e-beam" tels que le diamètre du faisceau d'électrons et l'énergie des électrons incidents, plusieurs séries d'irradiations conduisant à la réalisation de disques, lignes et surfaces sont effectuées en utilisant un faisceau d'électrons focalisé ou défocalisé et en faisant varier la durée d'irradiation. Ainsi, en maintenant constante la valeur de la tension d'accélération des électrons ou le diamètre du faisceau fixe, il est possible de mener une analyse de la progression topographique pour différentes valeurs du second paramètre. Pour ce qui concerne l'irradiation sur des surfaces circulaires, ces travaux sont effectués aussi bien sur des échantillons de silice que sur des tronçons de fibre dont la gaine a été polie latéralement jusqu'à une dizaine de micromètres du cœur.

### **2.1. Réalisation de trous à l'aide d'un faisceau électronique focalisé ( $\Delta W D = 0$ )**

Une image prise au microscope électronique à balayage d'une série d'impacts effectués sur la gaine polie d'une fibre optique avec un faisceau d'électrons de diamètre de  $1 \mu\text{m}$  et une tension d'accélération de 30 kV et en faisant varier la durée d'irradiation, est donnée à titre d'exemple figure 3.13.

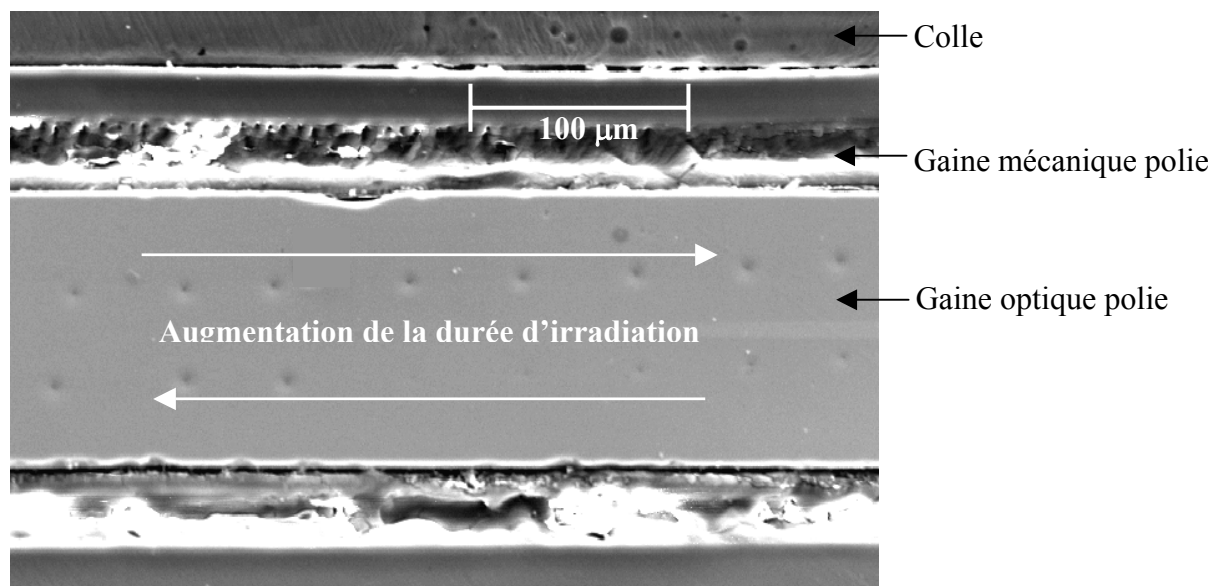


Figure 3.13 : série d'irradiations réalisées par faisceau d'électrons sur la gaine polie d'une fibre optique monomode, la durée d'irradiation varie de 5 s à 50 min

Après irradiation, l'ensemble des structures est caractérisé. Leur diamètre est mesuré par microscopie électronique à balayage. Pour ce faire, seule la partie centrale la plus sombre, comme l'indique la figure 3.14, est considérée comme correspondant à l'impact du faisceau sur le matériau. Le pourtour de cette zone est, quant à lui, apprécié comme étant une réaction de la silice due à l'émission de particules secondaires et rétrodiffusés, point sur lequel nous reviendrons ultérieurement.

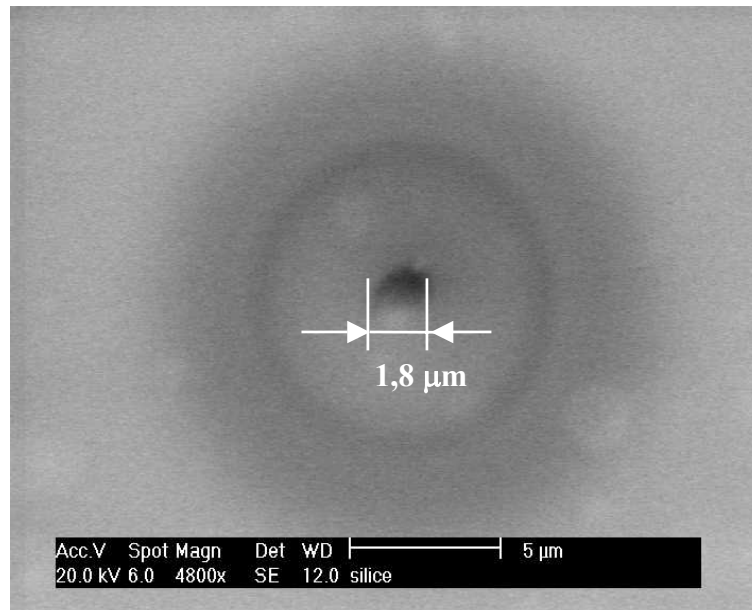


Figure 3.14 : photographie d'un impact réalisé sur fibre optique avec un faisceau d'électrons de 500 nm de diamètre et une tension d'accélération de 30 kV. La durée d'irradiation est de 20 min

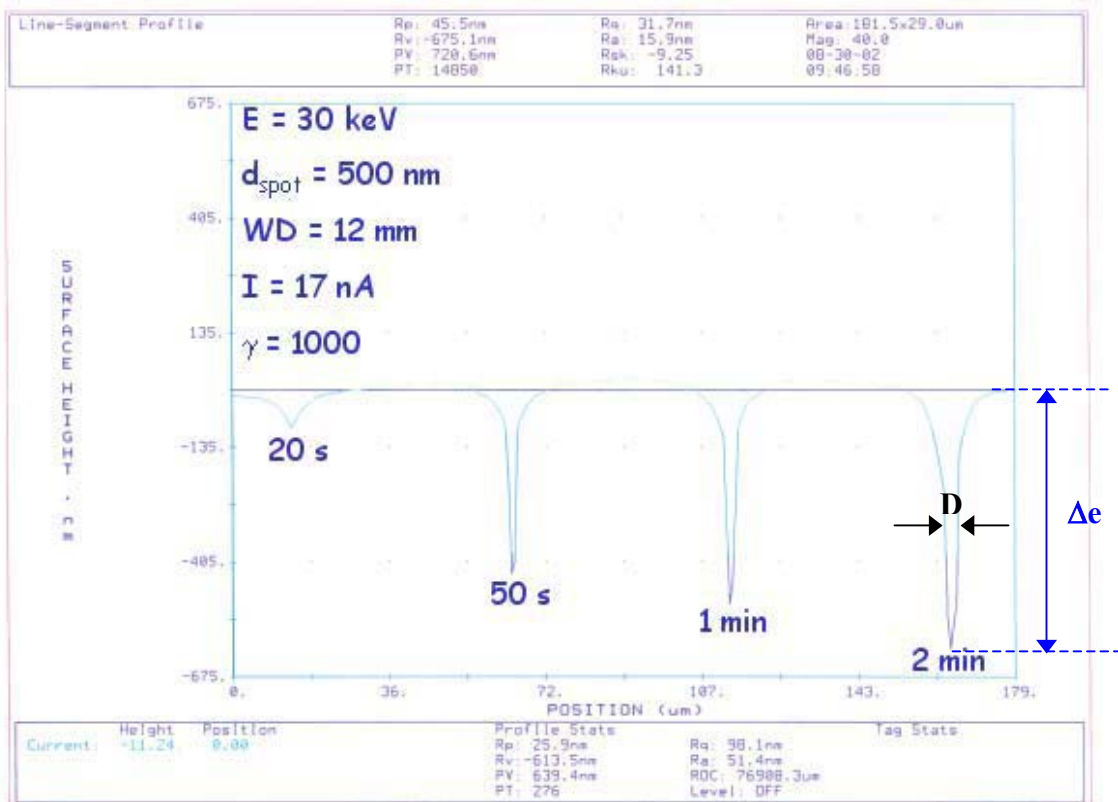
La forme de certaines structures s'apparente à celle d'un grain de riz. En première approximation, nous pourrions croire que c'est la conséquence d'une instabilité des éléments de la colonne du microscope. Cependant, d'une manipulation à l'autre, l'irradiation d'une série d'impacts ne conduit pas à une réponse similaire. Ce phénomène peut donc être attribué à une très légère inclinaison de l'échantillon par rapport à la position initialement horizontale par rapport au faisceau d'électrons. Des exemples de profils 2D et 3D renversés d'une série de bombardements sont donnés figures 3.15 (a) et (b) ainsi que les valeurs des paramètres expérimentaux. Le diamètre  $D$  du disque mesuré est une valeur moyenne de la petite et de la grande dimension de l'ellipse. Il s'agit du diamètre pris à mi-hauteur de la profondeur d'impact  $\Delta e$ . Pour ce qui concerne la mesure de  $\Delta e$ , elle est quantifiée par profilométrie à glissement de phase.

tension d'accélération (kV)	15 à 30
diamètre du faisceau (nm)	100 à 1000
intensité du courant reçu par l'échantillon (nA)	1,1 à 68,3
grandissement	1000
$\Delta WD$ (mm)	0

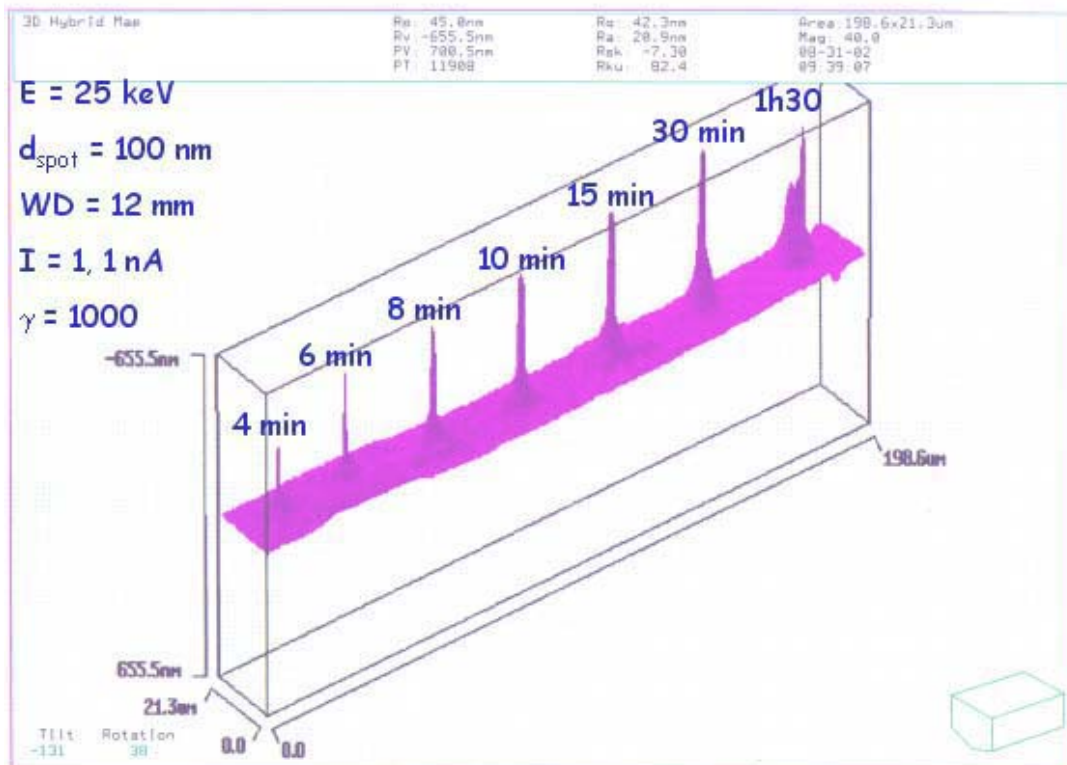
Tableau 3.4 : grandeurs primaires

Nous définissons, pour chaque série d'impacts, un tableau de paramètres d'irradiation et le tableau 3.4 est un résumé de l'ensemble de ces tableaux. Les grandeurs primaires et les résultats des mesures du diamètre et de la profondeur des impacts (nommés grandeurs secondaires) sont répertoriés dans les tableaux 3.5 à 3.14 donnés en annexe. Compte tenu de la reproductibilité des mesures, l'incertitude expérimentale concernant les mesures est estimée à  $\pm 10$  nm pour ce qui concerne le diamètre des impacts et  $\pm 10$  % pour les profondeurs  $\Delta e$ . La précision sur les mesures de diamètre dépend essentiellement du contraste de l'image observée sur l'écran du MEB. L'incertitude portant sur les variations d'épaisseur est étroitement liée à la régularité de la forme du fond du trou.





(a)



(b)

Figure 3.15 : exemples de profils renversés 2D (a) et 3D (b) inversés d'une série d'impacts réalisée par "e-beam"

### 2.1.1. Evolution du diamètre du disque en fonction de la durée d'irradiation

Ce paragraphe est dédié à l'étude des variations du diamètre des impacts. Plusieurs séries de trous sont réalisées en maintenant constante la tension  $V$  d'accélération des électrons et en faisant varier le diamètre  $D_{\text{spot}}$  du faisceau ou réciproquement. L'évolution du diamètre des impacts en fonction de la durée d'irradiation est illustrée sur les figures 3.16 à 3.18.

- $V = 25 \text{ kV}$

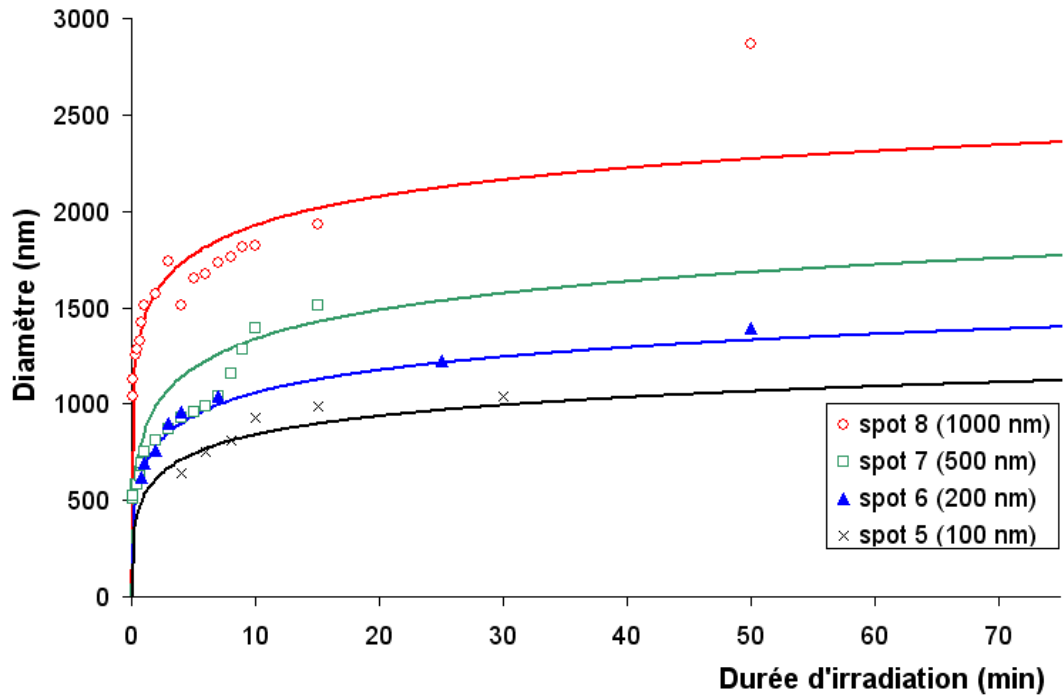


Figure 3.16 : évolution du diamètre des impacts en fonction de la durée d'irradiation

- $V = 30 \text{ kV}$

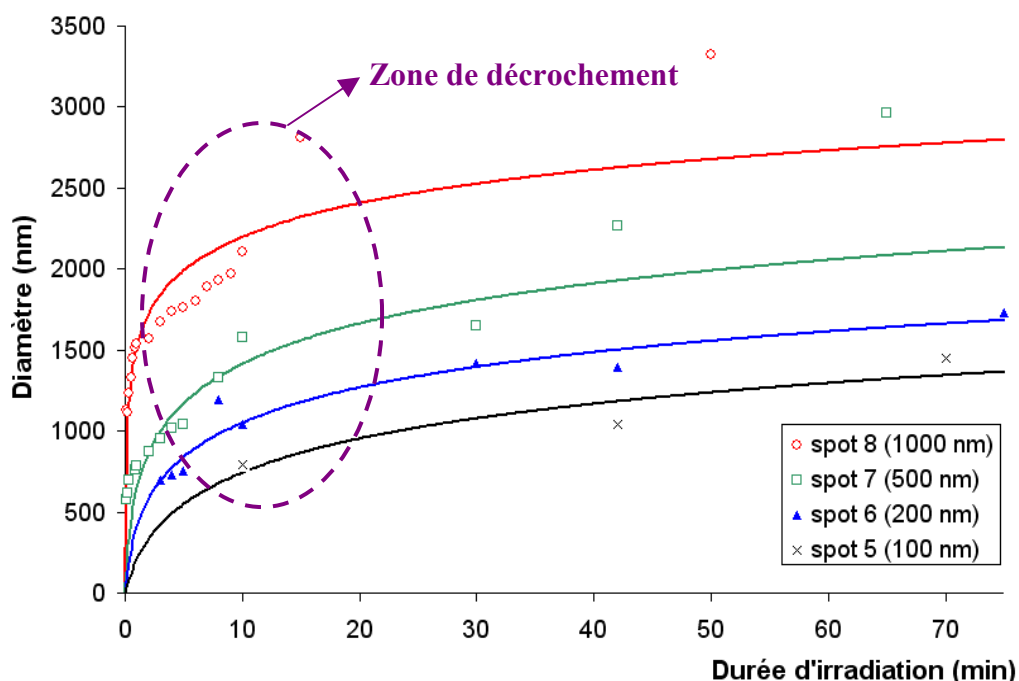


Figure 3.17 : évolution du diamètre des impacts en fonction de la durée d'irradiation

Les figures 3.16 et 3.17 montrent que, pour une tension d'accélération donnée des électrons, plus le diamètre du faisceau est faible et moins le diamètre de l'impact est élevé. Quelle que soit la tension d'accélération, le diamètre des impacts augmente rapidement en fonction de la durée d'exposition électronique jusqu'à une valeur seuil ; au delà, son évolution est beaucoup plus lente.

- $D_{\text{spot}} = 1 \mu\text{m}$

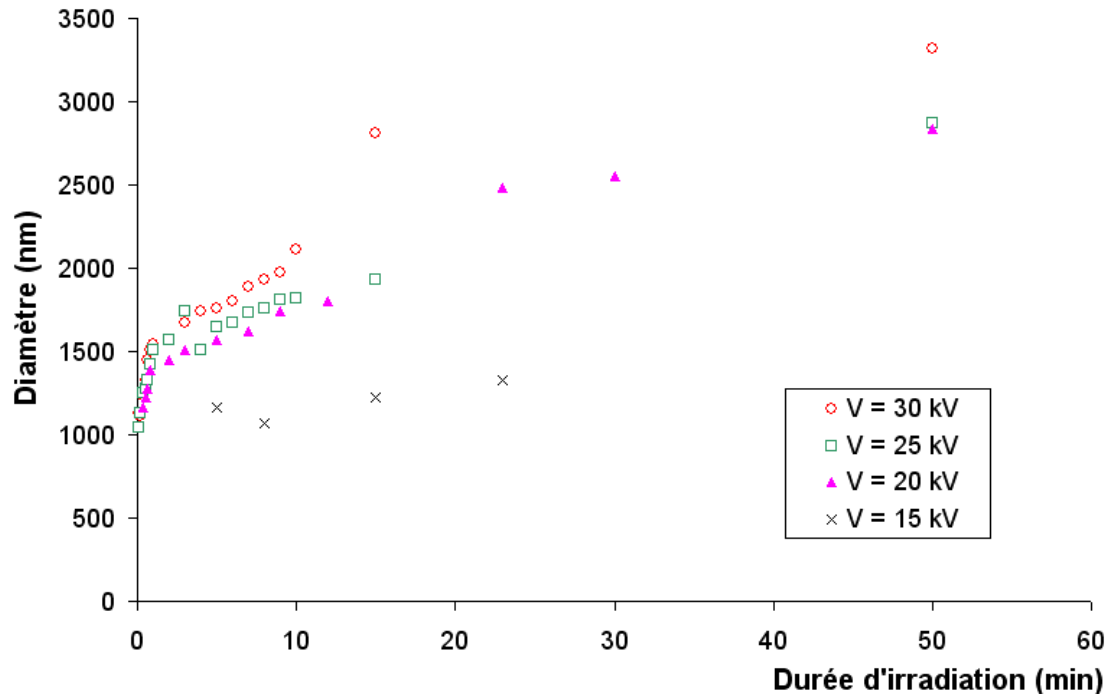


Figure 3.18 : évolution du diamètre des impacts en fonction de la durée d'irradiation

La figure 3.18 est plus difficilement interprétable. Les résultats obtenus laissent penser que plus les électrons sont accélérés et plus le diamètre du motif est élevé. Pour des durées d'irradiation inférieures à 10 min, les points expérimentaux, obtenus pour des tensions d'accélération comprises entre 20 et 30 kV, sont proches les uns des autres. Cependant, il n'en est pas de même pour  $V = 15 \text{ kV}$ . Nous n'avons pas d'explication précise concernant ce phénomène, qui peut être dû à une erreur de mesure, à la quantité d'électrons secondaires et rétrodiffusés mis en jeu et également à l'énergie déposée par les électrons au sein du matériau.

A l'aide d'un logiciel de régression (DataFit), nous avons déterminé quelle pourrait être la loi d'évolution du diamètre en fonction de la durée d'irradiation. Nous avons opté pour une progression logarithmique dont l'équation se présente sous la forme donnée équation (3.5) :

$$D_{\text{impact}} = K \cdot \ln(a \cdot t + 1) \quad (3.5)$$

dans laquelle  $D_{\text{impact}}$  (nm) et  $t$  (min) représentent respectivement le diamètre de l'impact et la durée d'irradiation.  $a$  et  $K$  sont deux grandeurs qui dépendent de la tension d'accélération et du diamètre du faisceau. Il est souhaitable de relativiser un peu l'utilisation de cette formule en remarquant qu'un certain nombre de courbes présente un point d'inflexion, notamment pour un diamètre de spot égal à 500 et 1000 nm et une tension d'accélération égale à 25 et 30 kV, et ce pour une durée d'irradiation comprise entre 5 et 10 min. Une explication des phénomènes mis en jeu sera donnée ultérieurement. Les valeurs des coefficients  $a$  et  $K$  pour chacune des énergies du faisceau d'électrons sont répertoriées dans le tableau 3.15.

Tension d'accélération (kV)	diamètre du faisceau (nm)	a (min <sup>-1</sup> )	K (nm)
15	1000	47	193
20	1000	70	307
25	100	40	140
	200	50	170
	500	50	215
	1000	811	214
30	100	0,9	323
	200	2,6	319
	500	5	360
	1000	164	297

Tableau 3.15 : valeurs des coefficients a et K pour différentes valeurs de l'énergie et du diamètre du faisceau d'électrons

### 2.1.2. Evolution de la profondeur d'impact en fonction de la durée d'irradiation

La détermination des lois d'évolution de la profondeur des impacts en fonction du temps valables quelle que soit la tension d'accélération et le diamètre du spot électronique est capitale pour la perspective de nos travaux. Nous effectuons, au cours de ce paragraphe, le même type d'étude que celle précédemment décrite. L'évolution du diamètre des impacts en fonction de la durée d'irradiation est illustrée figures 3.19 à 3.21.

- **V = 25 kV**

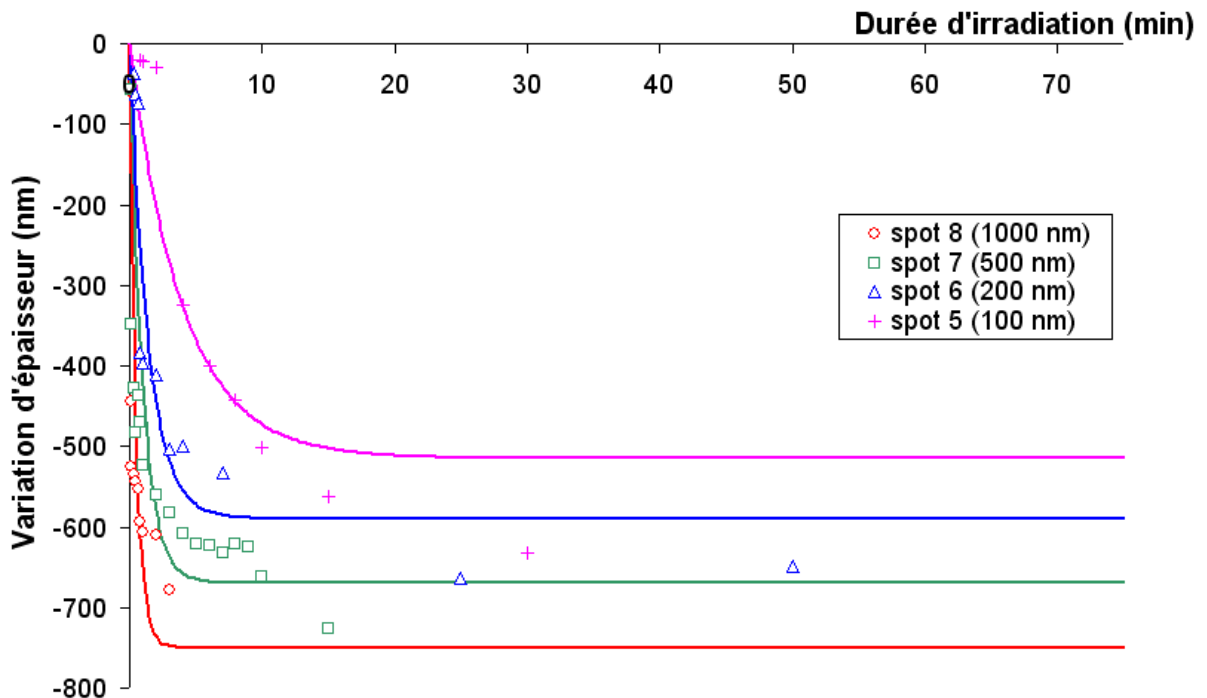


Figure 3.19 : évolution de la profondeur des impacts en fonction de la durée d'irradiation

- $V = 30 \text{ kV}$

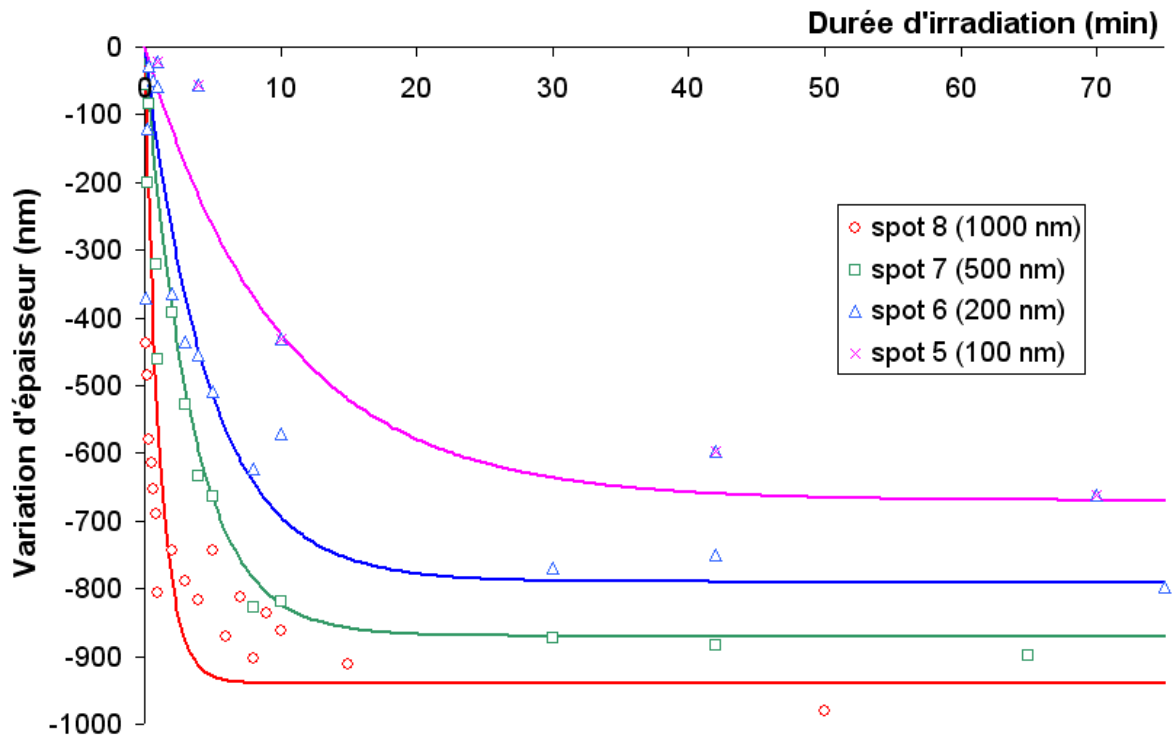


Figure 3.20 : évolution de la profondeur des impacts en fonction de la durée d'irradiation

- $D_{\text{spot}} = 1 \mu\text{m}$

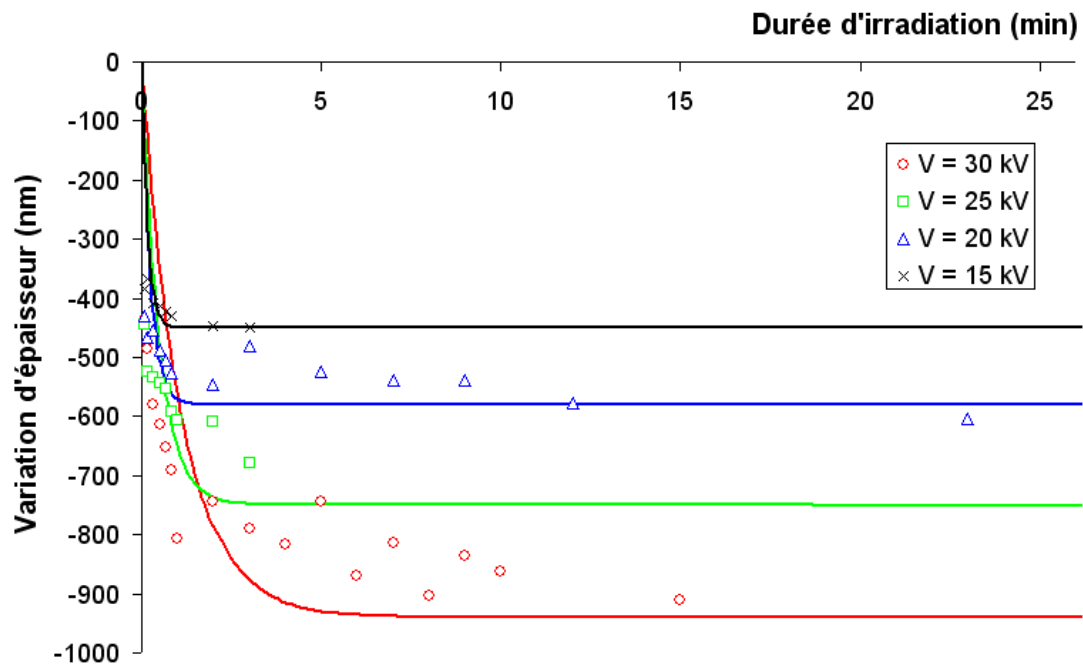


Figure 3.21 : évolution de la profondeur des impacts en fonction de la durée d'irradiation

Pour une valeur constante de  $V$  ou de  $D_{\text{spot}}$ , la profondeur des impacts augmente rapidement en fonction de l'exposition électronique. Cependant à partir d'une valeur seuil de la durée d'irradiation, l'évolution est beaucoup plus lente et tend vers une limite mettant en évidence un phénomène de saturation. Comme l'ont montré Nordman et alii <sup>[No-1]</sup> sur un chalcogénure et Binsangou et alii sur le PADC <sup>[Bi-1]</sup>, l'équation des différentes courbes représentées figures 3.18 à 3.20 est de la forme :

$$\Delta e \text{ (nm)} = - K \cdot (1 - \exp(-a \cdot t(\text{min}))) \quad (3.6)$$

dans laquelle  $\Delta e$  représente la variation d'épaisseur de l'impact. Les valeurs des coefficients  $a$  et  $K$  pour chacune des énergies du faisceau d'électrons sont donnés tableau 3.16, ont été estimées au moyen du logiciel DataFit par régression linéaire. Il nous n'a pas été possible de trouver une meilleure approximation.

tension d'accélération (kV)	diamètre du faisceau (nm)	$a$ ( $\text{min}^{-1}$ )	$K$ (nm)
15	1000	6	450
20	1000	4	580
25	100	0,25	515
	200	0,7	590
	500	1	670
	1000	2	750
30	100	0,1	670
	200	0,21	790
	500	0,29	870
	1000	0,75	950

Tableau 3.16 : valeurs des coefficients  $a$  et  $K$  pour différentes valeurs de l'énergie et du diamètre du faisceau d'électrons

Comme dans le cas de l'étude du diamètre des impacts, le nombre de couples ( $a$ ,  $K$ ) ne permet pas de déterminer les lois d'évolution de ces grandeurs en fonction des paramètres d'irradiation.

Par suite, l'emploi du profilomètre interférométrique Fogale à glissement de phase muni d'une bague dont le rôle est d'optimiser l'efficacité d'enregistrement des déformations surfaciques, permet de visualiser de façon plus précise la topographie des régions touchées par le bombardement électronique. Ainsi, il est mis en évidence que non seulement le matériau est compacté à l'endroit de l'interaction avec le faisceau mais subit, selon la durée d'irradiation, sur le pourtour de cette zone, un gonflement et un fossé (figures 3.22 et 3.23). Plusieurs explications sont possibles (répartition des électrons rétrodiffusés, ablation, propagation d'une onde mécanique, etc.). Nous reviendrons sur ce point lors de la fin de ce chapitre lorsque nous ferons le bilan des manipulations.

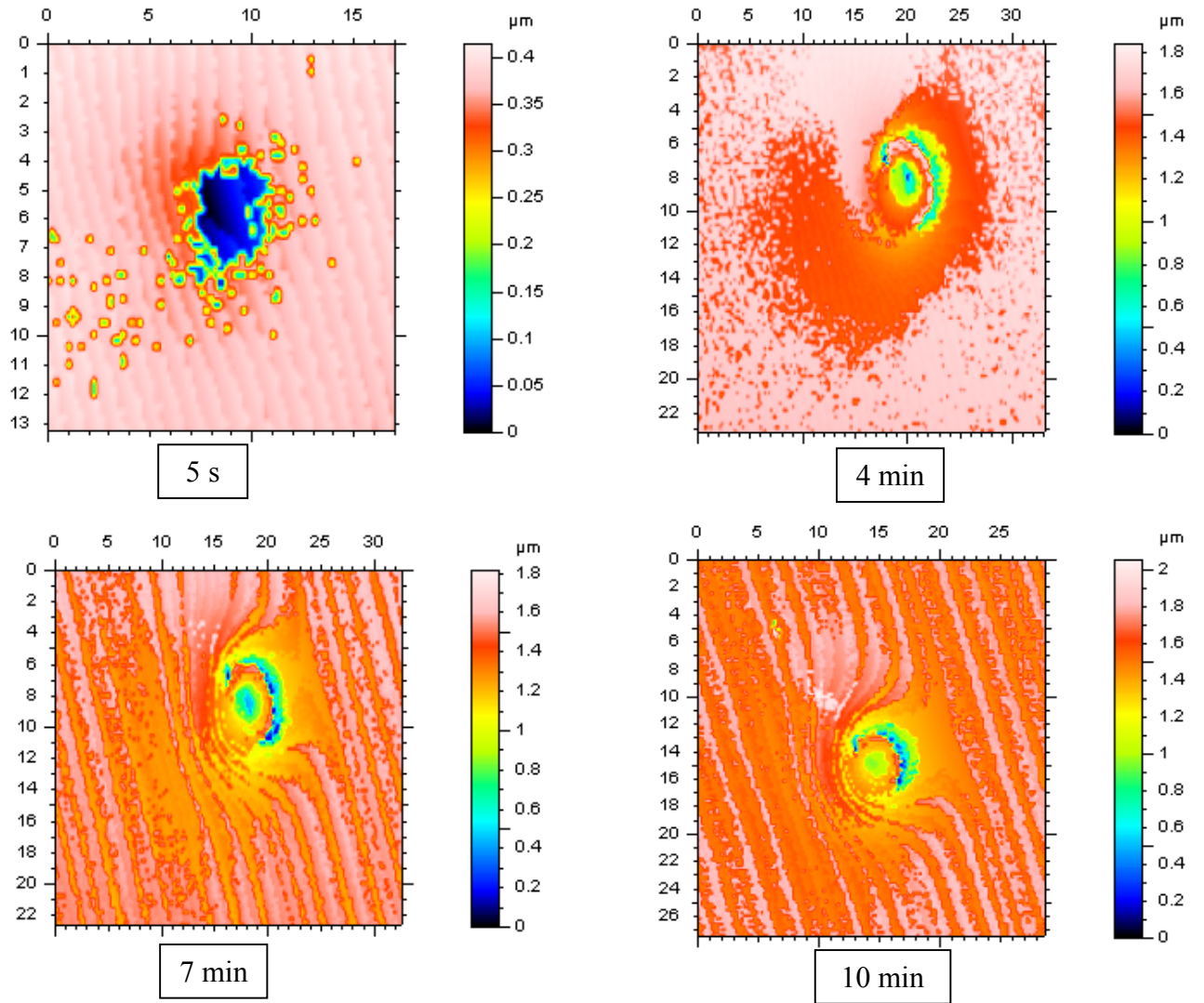


Figure 3.22 : images d'impacts réalisés sur la gaine d'une fibre monomode en silice par un faisceau d'électrons ( $V = 30 \text{ kV}$  et  $D_{\text{spot}} = 1 \text{ }\mu\text{m}$ )

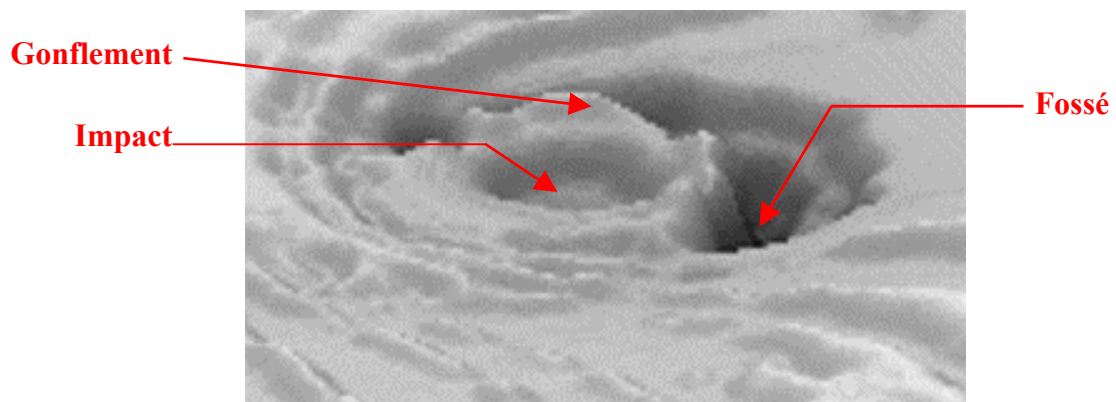


Figure 3.23 : profil 3D d'un impact réalisé sur la gaine polie d'une fibre monomode en silice par "e-beam" ( $V = 30 \text{ kV}$  et  $D_{\text{spot}} = 1 \text{ }\mu\text{m}$ )

### 2.1.3. Etude de la reproductibilité et des effets cumulatifs des phénomènes

Afin d'étudier si les phénomènes mis en jeu lors des irradiations sont reproductibles et peuvent se cumuler, nous avons réalisé avec les mêmes conditions expérimentales, deux disques sur la gaine polie d'une fibre pour une durée déterminée du bombardement électronique puis nous avons réalisé deux autres impacts avec des durées d'irradiation différentes et ainsi de suite. La somme des temps d'insolation est identique pour les différents essais. La profondeur des impacts est mesurée par profilométrie interférométrique. Les paramètres d'irradiation et les résultats des mesures sont donnés respectivement dans les tableaux 3.17 et 3.18.

tension d'accélération (kV)	30
diamètre du faisceau ( $\mu\text{m}$ )	1
intensité du courant reçu par l'échantillon (nA)	74
grandissement	1000
$\Delta\text{WD}$ (mm)	0

Tableau 3.17 : paramètres d'irradiation

Durée d'irradiation (min)	$\Delta e$ (nm)
1 $\times$ 10 min	-852
	-857
2 $\times$ 5 min	-850
	-850
5 $\times$ 2 min	-853
	-861
10 $\times$ 1 min	-875
	-854
(1 + 2 + 3 + 4) min	-846
	-840

Tableau 3.18 : résultats des mesures de la variation d'épaisseur d'impacts réalisés par e-beam sur fibre ( $V = 30$  kV et  $D_{\text{spot}} = 1$   $\mu\text{m}$ )

Des exemples de profils 2D et 3D renversés des motifs réalisés sont illustrés respectivement figures 3.24 (a) et (b).

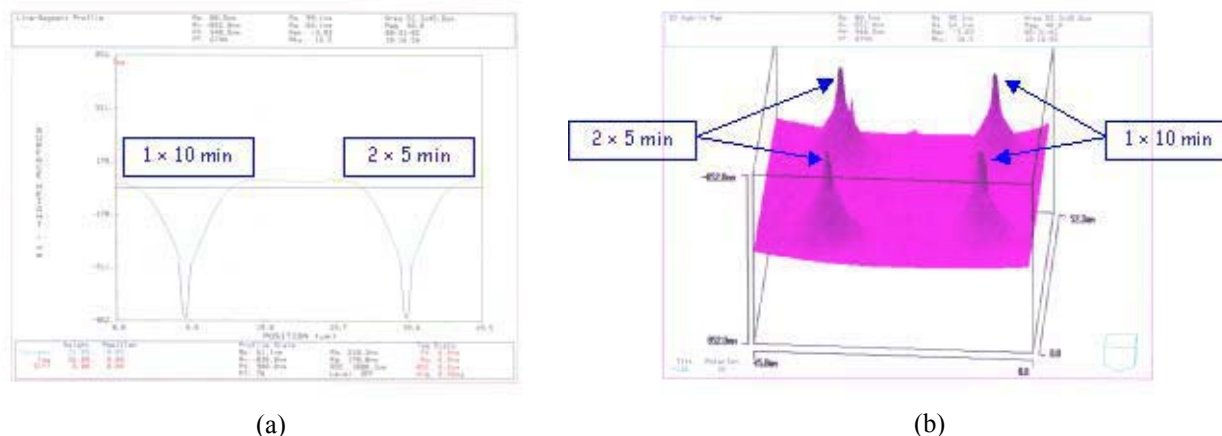


Figure 3.24 : exemple de profils 2D et 3D d'impacts réalisés par faisceau d'électrons sur fibre ( $V = 30$  kV et  $D_{\text{spot}} = 1$   $\mu\text{m}$ )



Les résultats du tableau 3.17 et les figures 3.23 (a) et (b) indiquent que les effets des irradiations sont cumulatifs et reproductibles.

Les résultats exposés dans les paragraphes 2.2.1 à 2.2.3. montrent que les modifications de surface dépendent des paramètres d'irradiation employés. Plus la tension d'accélération et / ou le diamètre du faisceau d'électrons sont élevés et plus les variations de profondeur et du diamètre du motif sont importantes. Les profils 2D des motifs ont une forme gaussienne, tout comme la répartition des électrons au sein du faisceau.

## **2.2. Réalisation de disques à l'aide d'un faisceau électronique défocalisé ( $\Delta WD \neq 0$ )**

Afin de connaître l'influence de la défocalisation du spot électronique sur les modifications topographiques engendrées sur silice, une série de disques est réalisée selon les paramètres primaires d'irradiation donnés dans le tableau 3.19.

tension d'accélération (kV)	30
diamètre du faisceau ( $\mu\text{m}$ )	1
intensité du courant reçu par l'échantillon (nA)	49,6
grandissement	600
$\Delta WD$ (mm)	- 18

Tableau 3.19 : grandeurs primaires d'irradiation

Le choix de  $\Delta WD$  est guidé par le fait que le diamètre de l'impact doit avoir une valeur supérieure au diamètre de la pointe du profilomètre de contact qui est de  $12,5 \mu\text{m}$ . Le diamètre du motif réalisé est égal à  $57 \mu\text{m}$ . Les résultats sont répertoriés dans le tableau 3.20. La précision sur les mesures est de l'ordre de 7 %. L'évolution de  $\Delta e$  en fonction de la fluence est tracée figure 3.25.

fluence ( $\times 10^{18} \text{ e/cm}^2$ )	fluence ( $\text{C/cm}^2$ )	$\Delta e$ (nm)
1,1	0,18	-65
1,4	0,22	-72
2,2	0,35	-87
2,9	0,46	-110
5,8	0,93	-147

Tableau 3.20 : résultats des mesures de la variation d'épaisseur des disques en fonction de la fluence électronique

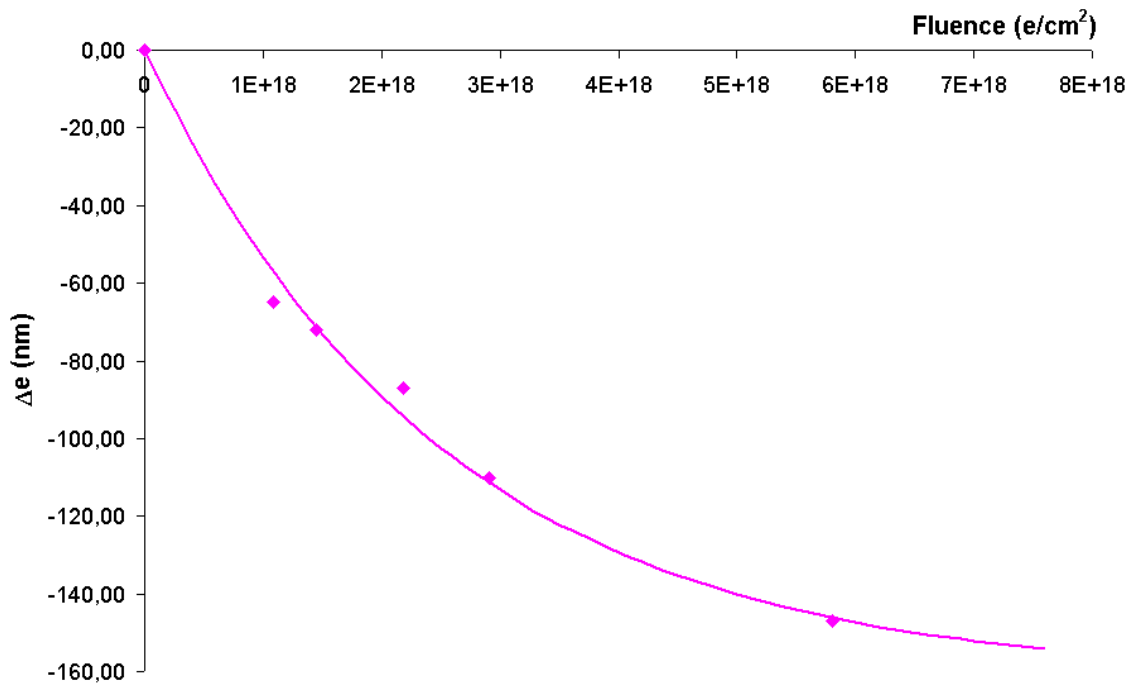


Figure 3.25 : évolution de la profondeur des impacts en fonction de la fluence électronique

Il résulte de l'ensemble des mesures que le diamètre des disques demeure constant quelle que soit la durée de l'irradiation. L'équation de la courbe d'évolution de la profondeur  $\Delta e$  (nm) des disques en fonction de la fluence  $\phi$  (e/cm<sup>2</sup>) est :

$$\Delta e = -162.(1-\exp(-4.10^{-19}.\phi)) \quad (3.7)$$

### **2.3. Réalisation de lignes à l'aide d'un faisceau focalisé ( $\Delta WD = 0$ )**

Le mode d'irradiation diffère par rapport aux études précédentes. Désormais, le faisceau d'électrons n'est plus stationnaire mais balaie un segment dont la longueur est égale, pour un grandissement donné, à la largeur de l'écran de contrôle du MEB. Une série de lignes est réalisée à l'aide d'un faisceau de diamètre égal à 1  $\mu\text{m}$ . Seule la durée d'irradiation varie d'une ligne à une autre. Par suite, trois lignes et un réseau sont élaborés avec un faisceau de 100 nm de diamètre. Les conditions d'irradiation sont résumées dans les tableaux 3.21 à 3.23.

tension d'accélération (kV)	30
diamètre du faisceau ( $\mu\text{m}$ )	1
intensité du courant reçu par l'échantillon (nA)	56,2
durée de balayage d'une ligne (ms)	20
longueur d'une ligne ( $\mu\text{m}$ )	47
grandissement	2500
$\Delta WD$ (mm)	0

Tableau 3.21 : paramètres d'irradiation utilisés lors de la réalisation de lignes avec un faisceau focalisé de 1  $\mu\text{m}$  de diamètre

tension d'accélération (kV)	30
diamètre du faisceau (nm)	100
intensité du courant reçu par l'échantillon (nA)	1,3
durée de balayage d'une ligne (ms)	20
durée totale d'irradiation d'une ligne (s)	5
longueur d'une ligne ( $\mu\text{m}$ )	196
grandissement	600
$\Delta\text{WD}$ (mm)	0

Tableau 3.22 : paramètres d'irradiation utilisés lors de la réalisation de 3 lignes avec un faisceau focalisé de 100 nm de diamètre

tension d'accélération (kV)	30
diamètre du faisceau (nm)	100
intensité du courant reçu par l'échantillon (nA)	1,0
durée de balayage d'une ligne (ms)	0,21
durée totale d'irradiation d'une ligne (s)	8
longueur d'une ligne ( $\mu\text{m}$ )	50
pas du réseau ( $\mu\text{m}$ )	1,85
grandissement	52
$\Delta\text{WD}$ (mm)	0

Tableau 3.23 : paramètres d'irradiation utilisés lors de la réalisation de 3 lignes avec un faisceau focalisé de 100 nm de diamètre

La profondeur de la série de lignes réalisée avec un faisceau de 1  $\mu\text{m}$  de diamètre est caractérisée par profilométrie interférométrique. La présence d'une rainure provoquée lors du polissage ne permet pas de mesurer la largeur des lignes. Les résultats des mesures sont répertoriés dans le tableau 3.24.

durée d'irradiation (min)	$\Delta e$ (nm)
5	- 83
7	-148
9	- 178
12	- 196
15	- 231
25	- 241
100	- 247
184	- 273

Tableau 3.24 : résultats des mesures de la variation d'épaisseur des lignes en fonction de la durée d'irradiation

Le profil 3D renversé d'une ligne élaborée avec une durée d'irradiation de 184 min est donné figure 3.26.

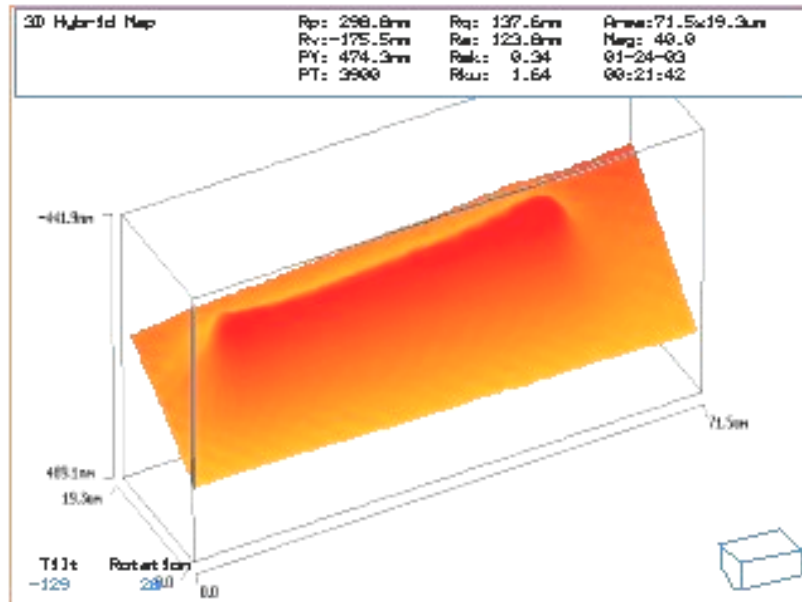


Figure 3.26 : profil 3D renversé d'une ligne (V = 30 kV, ΔWD = 0 et t = 184 min)

Une vue en coupe de ce profil selon une direction parallèle à la largeur de la ligne, a mis en évidence le caractère gaussien de la répartition des électrons au sein du faisceau.

La courbe d'évolution de Δe (nm) en fonction de la durée d'irradiation est représentée figure 3.27. Son équation est :

$$\Delta e = - 275.(1-\exp(-0,11.t)) \quad (3.8)$$

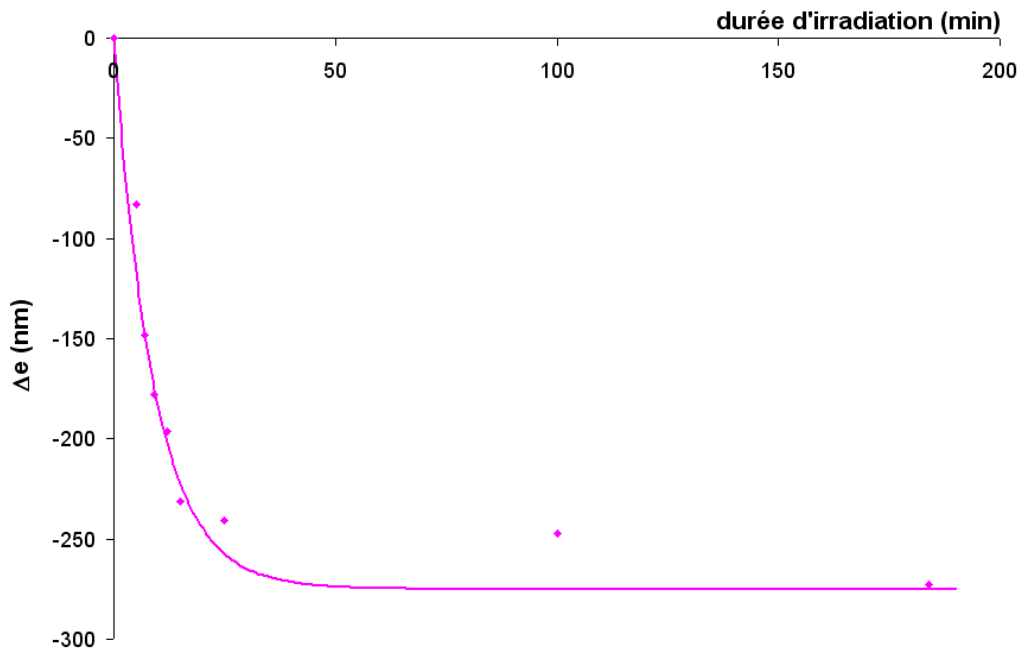


Figure 3.27 : évolution de la profondeur des segments en fonction de la durée d'irradiation

La caractérisation des trois lignes et du réseau ne peut être effectuée par profilométrie sans contact en raison de leurs faibles dimensions. Un Microscope à Force Atomique est par conséquent employé. Les résultats des mesures sont donnés dans le tableau 3.25.

	fluence ( $\times 10^{16}$ e/cm <sup>2</sup> )	fluence (mC/cm <sup>2</sup> )	largeur d'une ligne (nm)	$\Delta e$ (nm)
3 lignes	4,1	6,6	500	3
réseau	20,7	33,2	500	15

Tableau 3.25 : résultats des mesures de la largeur et de la profondeur des lignes élaborées selon les conditions d'irradiation données des tableaux 3.22 et 3.23

Les profils 2D et 3D de lignes réalisées selon les conditions répertoriées dans les tableaux 3.22 et 3.23 sont illustrés respectivement figures 3.28 (a et b) et 29 (a et b).

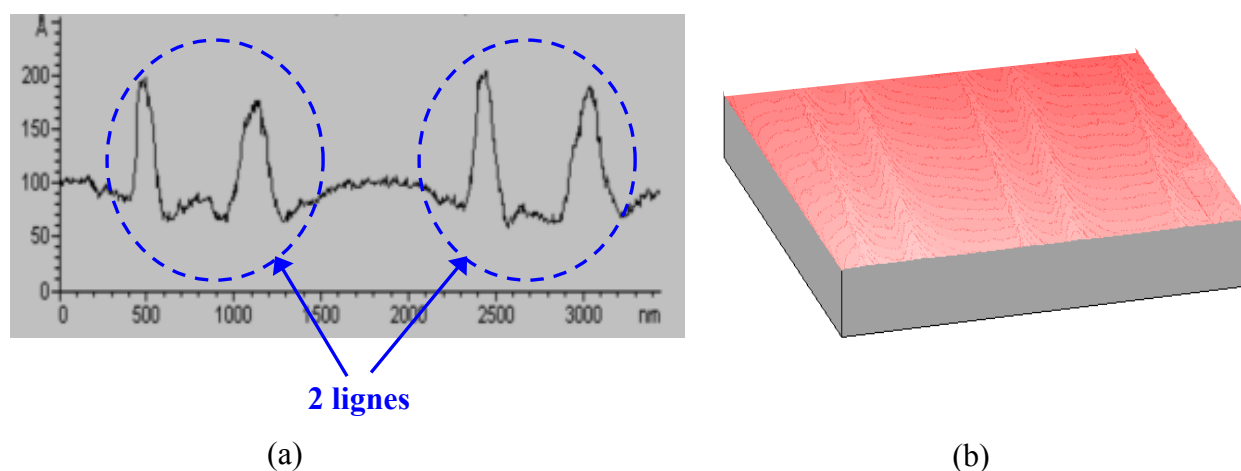


Figure 3.28 : profils 2D (a) et 3D (b) de lignes réalisées selon les conditions répertoriées dans le tableau 22

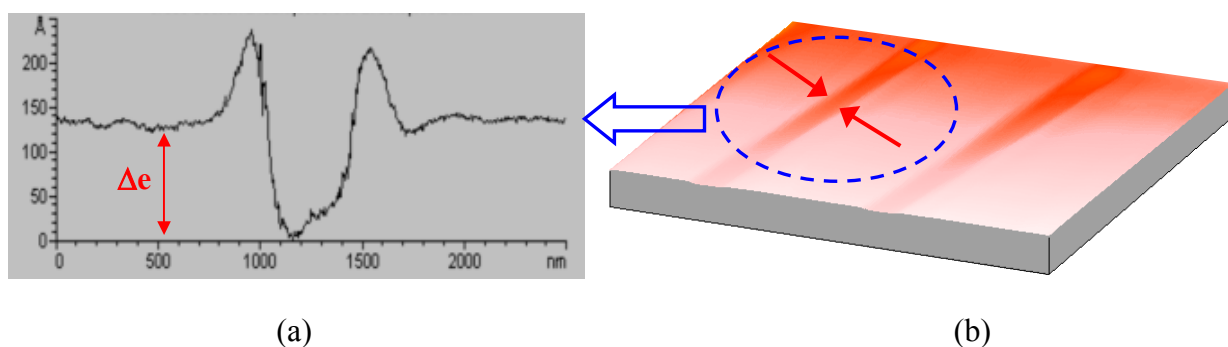


Figure 3.29 : profils 2D (a) et 3D (b) de lignes réalisées selon les conditions répertoriées dans le tableau 3.23

Ces profils montrent non seulement que le faisceau d'électrons engendre une compaction mais également un gonflement sur le pourtour de la ligne.

## **2.4. Réalisation de lignes à l'aide d'un faisceau électronique défocalisé ( $\Delta WD \neq 0$ )**

Les conditions d'irradiation sont données dans le tableau 3.26.

tension d'accélération (kV)	10 à 30
diamètre du faisceau ( $\mu\text{m}$ )	1
intensité du courant reçu par l'échantillon (nA)	33 à 67
durée de balayage d'une ligne (ms)	20
grandissement	300
$\Delta WD$ (mm)	-18

Tableau 3.26 : paramètres d'irradiation utilisés lors de la réalisation de lignes avec un faisceau défocalisé

Compte tenu de la défocalisation du faisceau, les motifs réalisés sont des sillons de dimensions égales à  $57 \times 388 \mu\text{m}^2$ . Une photographie de quelques lignes prise au MEB est donnée figure 3.30. Plus la fluence est élevée, plus les motifs ont une profondeur importante et apparaissent plus sombres sur l'image.

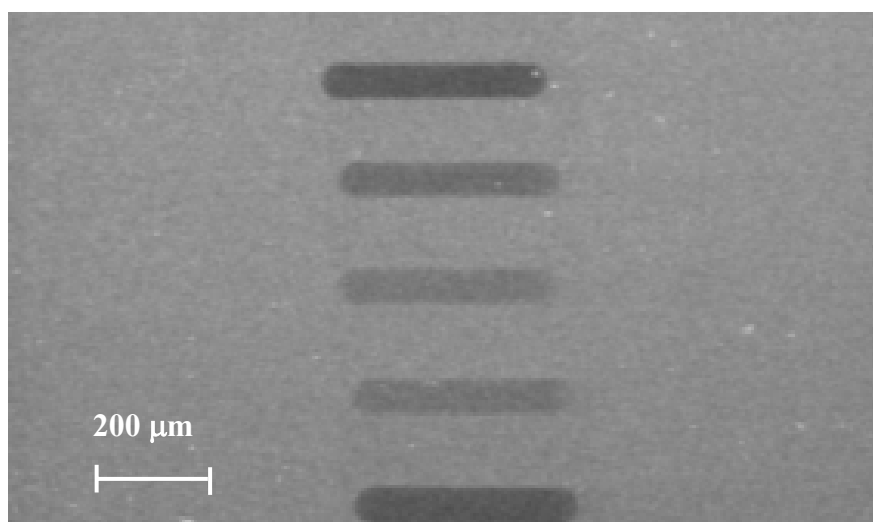


Figure 3.30 : photographie de sillons

Les mesures de largeur et de profondeur sont effectuées par profilométrie de contact. Pour déterminer la précision avec laquelle elles sont réalisées, nous calculons la variation d'épaisseur moyenne ( $\Delta e_{\text{moy.}}$ ) et les valeurs des différences  $\Delta e_{\text{max.}} - \Delta e_{\text{moy.}}$  et  $\Delta e_{\text{moy.}} - \Delta e_{\text{min.}}$  (où  $\Delta e_{\text{max.}}$  et  $\Delta e_{\text{min.}}$  sont les valeurs maximale et minimale de la variation d'épaisseur). La moyenne de ces deux différences est calculée afin d'obtenir l'incertitude moyenne puis l'incertitude relative (= incertitude moyenne  $\times$  100 /  $\Delta e_{\text{moy.}}$ ). Nous calculons ainsi pour un même échantillon et une même tension d'accélération la valeur moyenne de l'ensemble des incertitudes relatives. Nous obtenons respectivement pour 10, 15, 20, 25 et 30 kV les pourcentages d'erreurs suivants : 16%, 15%, 15%, 8% et 7%. Ces résultats montrent que pour une tension d'accélération des électrons de 10 à 20 kV, le pourcentage d'erreurs est quasiment deux fois plus grand que ceux obtenus à 25 et 30 kV. Ceci est dû au fait que, pour une même fluence, plus la tension d'accélération est faible et moins l'empreinte du faisceau sur l'échantillon est nette. L'incertitude sur la largeur du sillon est de l'ordre de 1% (à cause du diamètre de la pointe du profilomètre). Les tableaux récapitulatifs 3.27 à 3.32, présentés

en annexe, donnent les valeurs de la différence d'épaisseur moyenne pour des sillons élaborés avec différentes valeurs de fluence. La figure 3.31 montre la variation d'épaisseur  $\Delta e$  obtenue pour un diamètre de sonde de 1  $\mu\text{m}$  en fonction de la fluence en électrons pour différentes valeurs de la tension d'accélération du faisceau.

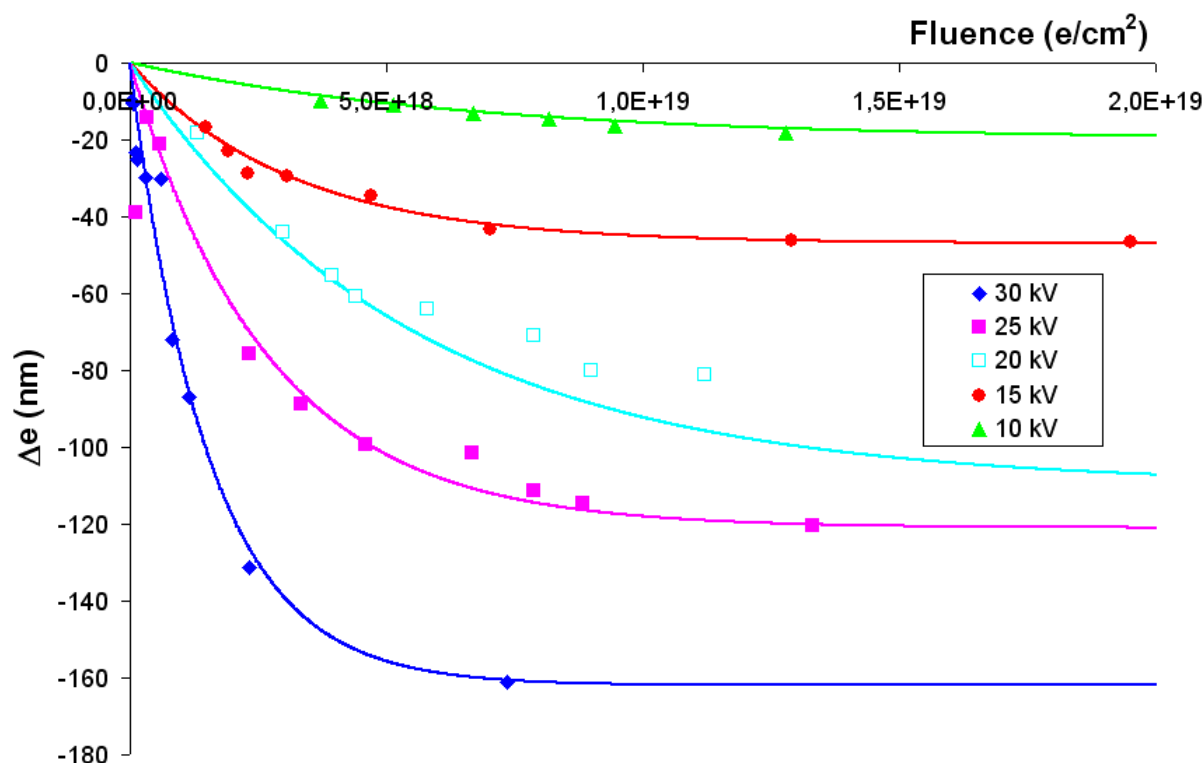


Figure 3.31 : évolution de la profondeur des sillons en fonction de la fluence

Nous constatons, comme dans les études précédemment effectuées sur un polymère (PADC), que la fluence en électrons ou encore la durée d'irradiation a un effet sur la profondeur du sillon mais pas sur sa largeur. Plus la fluence est élevée et plus la variation d'épaisseur est importante.

Quelle que soit la valeur de la tension d'accélération, nous observons que la différence d'épaisseur augmente rapidement en fonction de la fluence en électrons d'une façon quasi-linéaire et qu'au-delà d'une certaine valeur de fluence, elle tend vers une limite. Le phénomène de variation topographique du matériau-cible semble tendre vers une saturation. La variation d'épaisseur en fonction de la fluence évolue selon une loi du type  $^{[Bi-1, No-1]}$  :

$$\Delta e = K[1 - \exp(-a\phi)]$$

où  $\Delta e$  (nm) représente la différence d'épaisseur et  $\phi$  ( $e/cm^2$ ) la fluence en électrons. Les valeurs des coefficients  $a$  et  $K$  pour chacune des énergies du faisceau d'électrons sont répertoriées dans le tableau 3.33.

tension d'accélération (kV)	$a$ ( $\times 10^{-19} (e/cm^2)^{-1}$ )	$K$ (nm)
10	1,5	20
15	3,2	47
20	1,825	110
25	3,7	121
30	6,5	162

Tableau 3.33 : valeurs des coefficients  $a$  et  $K$  pour différentes valeurs de l'énergie du faisceau d'électrons

## 2.5. Réalisation de surface rectangulaire à l'aide d'un faisceau électronique focalisé

Des surfaces de dimensions  $1,55 \times 1,94 \text{ mm}^2$  sont irradiées à l'aide d'un faisceau d'électrons dont les paramètres sont donnés dans le tableau 3.34.

tension d'accélération (kV)	30
diamètre du faisceau ( $\mu\text{m}$ )	1
intensité du courant reçu par l'échantillon (nA)	72,6
durée de balayage d'une ligne (ms)	20
Durée d'irradiation d'une structure (h)	15 à 90
grandissement	60
nombre de lignes par écran	1936
$\Delta\text{WD}$ (mm)	0

Tableau 3.34 : paramètres d'irradiation employés lors de la réalisation de surfaces rectangulaires

Les variations d'épaisseur  $\Delta e$  obtenues sur des surfaces rectangulaires ainsi irradiées sont indiquées tableau 3.35. La courbe d'évolution de la variation d'épaisseur en fonction de la fluence électronique est donnée figure 3.32.

fluence ( $10^{18} \times e/\text{cm}^2$ )	fluence ( $\text{C}/\text{cm}^2$ )	$\Delta e$ (nm)
1,2	0,19	- 41
3	0,48	- 75
3,9	0,62	- 81
6	0,96	- 100
6,5	1,04	- 105

Tableau 3.35 : résultats de la mesure de la variation d'épaisseur des surfaces en fonction de la fluence

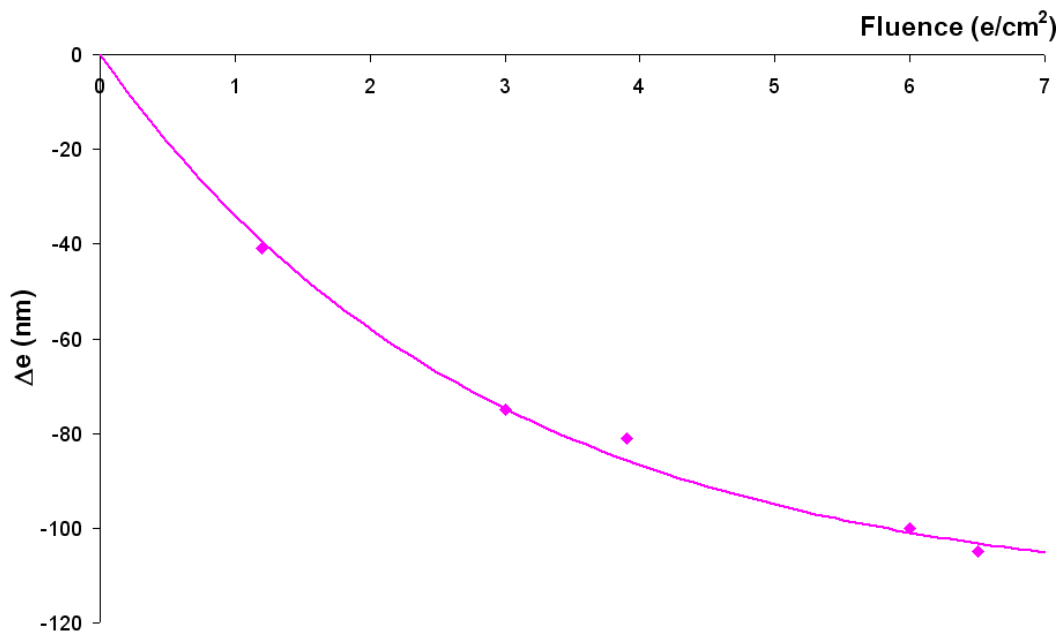


Figure 3.32 : évolution de la variation d'épaisseur des motifs en fonction de la fluence



L'équation de la courbe d'évolution de la variation d'épaisseur  $\Delta e$  (nm) en fonction de la fluence électronique  $\phi$  ( $e/cm^2$ ) est :

$$\Delta e = - 0,115.(1-\exp(-35.10^{-20}.\phi))$$

La profondeur maximale obtenue avec un faisceau d'électrons dont  $V = 30$  kV et  $D_{spot} = 1 \mu m$  sur une surface de  $1,55 \times 1,94 \text{ mm}^2$  est de 115 nm. Cette valeur est légèrement inférieure à celle obtenue pour un sillon de surface  $57 \times 388 \mu m^2$  qui est de 165 nm.

### **2.5.1. Influence de la vitesse de balayage**

Des surfaces de  $22,2 \times 27,7 \mu m^2$  sont irradiées pendant 20 min avec des vitesses de balayage exprimées en ms/ligne et les paramètres d'irradiation confinés dans le tableau 3.36.

tension d'accélération (kV)	30
diamètre du faisceau ( $\mu m$ )	1
intensité du courant reçu par l'échantillon (nA)	61,5
durée de balayage d'une ligne (ms)	0,21 à 240
grandissement	4200
nombre de lignes par écran	968
$\Delta WD$ (mm)	0

Tableau 3.36 : paramètres d'irradiation employés lors de la réalisation de surfaces rectangulaires pour différentes valeurs de la vitesse de balayage d'une ligne

La fluence calculée est de l'ordre de  $7,5 \cdot 10^{19} e/cm^2$  ( $12 C/cm^2$ ). Plusieurs séries de mesures des variations d'épaisseur sont effectuées et donnent des résultats reproductibles répertoriés dans le tableau 3.37. La précision sur les mesures est de  $\pm 5$  nm. L'évolution de la profondeur en fonction de la durée de balayage d'une ligne est représentée figure 3.33. Les résultats obtenus montrent que la durée de balayage a une influence sur la compaction. Plus elle est faible et plus la profondeur de la structure est importante.

durée de balayage d'une ligne (ms)	$\Delta e$ (nm)
0,21	- 220
20	- 212
60	- 200
120	- 191
240	- 186

Tableau 3.37 : résultats de la mesure de la variation d'épaisseur des aires homogènes en fonction de la durée de balayage d'une ligne

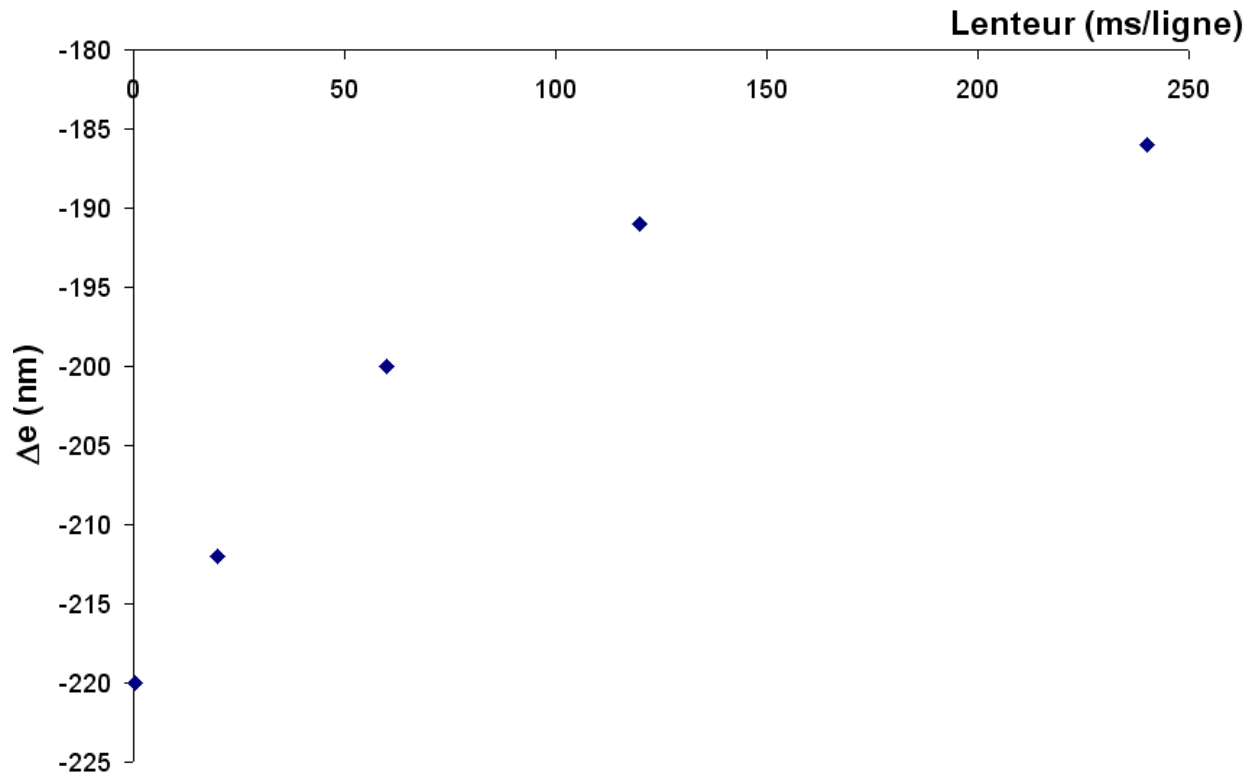


Figure 3.33 : évolution de la variation d'épaisseur des surfaces en fonction de la durée de balayage d'une ligne

### **2.5.2. Evolution de la variation d'épaisseur en fonction de la surface irradiée**

Les résultats obtenus lors des deux derniers paragraphes montrent que plus la surface irradiée est faible et plus le seuil de compaction de la silice est élevé. Par exemple, pour une fluence égale à  $7,5 \cdot 10^{19}$  e/cm<sup>2</sup> et une durée de balayage d'une ligne de 20 ms, nous obtenons les résultats donnés dans le tableau 3.38.

variation d'épaisseur (μm)	surface irradiée (μm <sup>2</sup> )
0,212	615
0,162	22116
0,115	3007000

Tableau 3.38 : résultats de la mesure de la variation d'épaisseur en fonction de la surface irradiée

Ces résultats confirment qu'il y a un lien entre les dimensions de la surface irradiée et la compaction. Ceci est dû au fait que les charges ne se répartissent pas de la même façon au sein du matériau cible.

### **3. Caractérisation des modifications topographiques sur silice dopée**

Lors de notre collaboration avec B. Poumellec et A.S. Jacqueline du LPCES, nous avons réalisé des surfaces de  $1,55 \times 1,94$  mm<sup>2</sup>, destinées à des mesures optiques, sur des couches de silice présentant 7% de Ge selon les conditions résumées dans le tableau 3.39.

tension d'accélération (kV)	15 et 30
diamètre du faisceau ( $\mu\text{m}$ )	1
intensité du courant reçu par l'échantillon (nA)	44 (à 15 kV) 71,7 (à 30 kV)
durée de balayage d'une ligne (ms)	20
Durée d'irradiation d'une structure (h)	32 à 122
grandissement	60
nombre de lignes par écran	1936
$\Delta\text{WD}$ (mm)	- 1,9

Tableau 3.39 : paramètres d'irradiation employés lors de la réalisation de surfaces rectangulaires (silice dopée)

Les résultats des mesures de  $\Delta e$ , effectuées par profilométrie de contact, sont donnés dans le tableau 3.40.

tension d'accélération (kV)	fluence ( $\times 10^{18}$ e/cm <sup>2</sup> )	fluence (C/cm <sup>2</sup> )	$\Delta e$ (nm)
15	1,2	0,19	- 23
30	1,2	0,19	- 42
	6,24	1	- 110

Tableau 3.40 : résultats de la mesure de la variation d'épaisseur des surfaces en fonction de la fluence

Les résultats montrent, pour une même tension d'accélération des électrons, que la variation d'épaisseur  $\Delta e$  est du même ordre de grandeur, à 10 nm près, que celle obtenue nous lors de la réalisation de surfaces rectangulaires sur silice massive pure. Comme l'indique le tableau 3.40, la compaction dépend de la tension d'accélération utilisée. Plus elle est faible et moins  $\Delta e$  est élevée.

#### **4. Synthèse des résultats et discussion**

Nous proposons dans ce paragraphe de faire une synthèse des résultats obtenus concernant les variations topographiques. Le tableau 3.41 donne la compaction maximale qu'il est possible d'obtenir en fonction de la tension d'accélération des électrons et du motif réalisé.

motifs	tension d'accélération (kV)	diamètre du faisceau (nm)	$\Delta e_{\max}$ (nm)
Trous (faisceau focalisé)	15	1000	- 450
	20	1000	- 580
	25	100	- 515
		200	- 590
		500	- 670
		1000	- 750
	30	100	- 670
		200	- 790
500		- 870	
1000		- 950	
Disques (faisceau défocalisé) diamètre = 57 $\mu\text{m}$	30	1000	- 162
Lignes (faisceau focalisé) longueur = 47 $\mu\text{m}$	30	1000	-275
Sillons (faisceau défocalisé) longueur = 388 $\mu\text{m}$ largeur = 57 $\mu\text{m}$	10	1000	- 20
	15	1000	- 47
	20	1000	- 110
	25	1000	- 121
	30	1000	- 162
Surfaces (faisceau focalisé) longueur = 1940 $\mu\text{m}$ largeur = 1550 $\mu\text{m}$	30	1000	-115

Tableau 3.41 : synthèse des résultats

Plusieurs points sont mis en évidence dans ce tableau :

- un faisceau stationnaire engendre une compaction plus importante qu'un faisceau qui balaie une ligne lorsque  $\Delta\text{WD} = 0$ ,
- la remarque précédente n'est plus valable lorsque  $\Delta\text{WD} \neq 0$ ,
- plus les dimensions du motif réalisé sont faibles et plus la compaction est élevée,
- pour un faisceau balayé :  

$$\Delta e_{\max} (\text{obtenue pour } \Delta\text{WD} = 0) > \Delta e_{\max} (\text{obtenue pour } \Delta\text{WD} \neq 0).$$

Si nous observons de plus près les déformations de surface engendrées par un faisceau focalisé, nous constatons qu'elles sont étroitement liées à la tension d'accélération des électrons primaires et à la durée d'exposition choisies. L'explication de la réponse de la silice à un faisceau d'électrons réside dans une combinaison de plusieurs phénomènes :

- fluidité des électrons primaires au sein de la matrice vitreuse <sup>[Hi-2, No-2, Ta-1, Yo-1]</sup>. Un électron primaire n'a pas de trajectoire prédéfinie. Son parcours est une ligne brisée. Selon la nature de la collision électron-électron, la distance parcourue par un électron incident au sein de la cible est plus ou moins grande,
- émission, génération et recombinaison de particules <sup>[Ak-1, Ba-1, De-1, No-1, No-4, Pi-1, Pr-1]</sup>. Lorsque les électrons du faisceau pénètrent dans la matière, ils entrent en collision avec les électrons périphériques des atomes de la cible permettant ainsi, par exemple, l'émission d'électrons secondaires et rétrodiffusés,
- rupture de liaisons Si-O à condition que l'énergie apportée par les électrons du faisceau primaire soit suffisante <sup>[Ev-1, Ev-2]</sup>,
- réorganisation de la répartition des angles et des distances interatomiques <sup>[Ev-1, Ev-2, De-1]</sup>,
- création ou mutation de défauts structuraux <sup>[Be-1, Du-1, Sk-1, Sp-1, Sy-2, Uc-1]</sup>. Tout matériau présente des défauts (lacunes, excès, etc.). Un défaut peut alors être comblé par la rupture d'une liaison Si-O voisine donnant ainsi naissance à un autre,
- répartition de l'énergie au sein du matériau. Selon, le mode d'irradiation employé et le volume affecté par les électrons, l'intégrale de recouvrement des poires d'interaction diffère,
- migration d'ions <sup>[Du-1, No-1, No-4, Yo-1]</sup>,
- libération d'espèces moléculaires comme l'O<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, etc. <sup>[Du-1, Fi-1, Sp-1]</sup>. Ce phénomène dépend de la teneur en ions OH et de la quantité d'impuretés contenues dans le réseau de la silice.

Cette liste de manifestations n'est pas complète et certaines d'entre elles restent encore à découvrir.

Pour ce qui concerne le gonflement de la silice sur le pourtour de la collision primaire, il peut résulter non seulement de la génération d'électrons rétrodiffusés mais également de trois autres facteurs :

- une expansion de l'espace interatomique et du dépôt de matière <sup>[Hi-2, Yo-1]</sup> suite à une ablation,
- une accumulation de charges négatives. La couche de métal déposée sur la surface de l'échantillon a pour rôle d'éviter une accumulation trop rapide des charges lors de l'irradiation ; cependant une grande partie des électrons du faisceau pénètre dans la silice. L'effet de gonflement est alors lié aux forces électrostatiques et à la fluidité électroinduite. Les électrons provenant du faisceau primaire chargent négativement la zone irradiée. Ils sont alors piégés par des sites localisés donnant ainsi naissance à des forces répulsives. Associé à une diffusion chimique et à une restructuration de la matière, ce phénomène a pour conséquence d'accroître le volume de la zone irradiée.
- une ablation <sup>[Ko-1]</sup>. Il y aurait, dans une faible proportion et pour une énergie inférieure à celle mise en jeu dans le processus d'ablation laser avec le phénomène d'ablation laser.

La question qui se pose est "**l'irradiation électronique est-elle associée un processus thermique ?**".

**Si la réponse est oui**, il serait alors possible de comparer, avec un certain nombre de réserves, le comportement de la silice soumise à un faisceau laser avec celui du même matériau bombardé par une impulsion longue (> 10 ps) <sup>[Lo-1]</sup>. Le rayonnement est absorbé par les électrons

périphériques engendrant une conduction thermique et un transfert de l'énergie des électrons "chauffés" vers le réseau atomique. Cet apport de chaleur localisé et prolongé provoque la fusion puis la vaporisation du matériau. La matière en interaction est expulsée et se retrouve sur le pourtour de la zone bombardée. Compte tenu de la diffusion thermique, la zone de vaporisation, la zone de resolidification et la zone affectée thermiquement (ZAT) s'étendent au-delà des dimensions du faisceau d'électrons. La vitesse d'ablation et l'étendue de la ZAT diminuent avec la durée d'irradiation. Ce processus thermique s'accompagne d'effets indésirables. Une onde acoustique, résultant de l'augmentation brutale de la température et de l'impulsion mécanique liée au départ de la matière, se propage de la surface vers le corps du matériau provoquant des contraintes mécaniques et décohésion. L'ampleur de cette onde est liée au volume vaporisé et à la quantité de chaleur apportée par le faisceau d'électrons.

**Si la réponse est non** alors une comparaison peut être faite avec une ablation laser à impulsions ultra-brèves ( $< 500$  fms) <sup>[L0-1]</sup>. Le processus d'ablation implique des phénomènes non linéaires. Cependant contrairement à l'ablation laser, la nature athermique de ce processus n'est pas liée à la brièveté des impulsions et à leur forte intensité mais à une durée d'irradiation élevée et une faible intensité du faisceau. "L'échauffement des électrons" par absorption fait appel à un processus de type Bremsstrahlung inverse. Les premiers électrons éjectés vont transmettre leur énergie aux autres électrons du réseau d'atomes par chocs et provoquer une avalanche d'ionisation, laquelle sera suivie d'une expulsion de matière. Le terme athermique est un peu abusif car une élévation de température doit exister. La matière est éjectée sans qu'il y ait diffusion de chaleur hors du volume irradié. La ZAT et la zone fondue existent mais elles sont considérablement réduites.

Pour l'instant, nous ne pouvons qu'émettre l'hypothèse d'un processus d'ablation. Pour confirmer son existence, il est nécessaire d'étudier l'évolution du diamètre et de la profondeur des impacts en fonction de la température afin de déterminer s'il y a une perte de matière et réaliser une analyse de thermoluminescence dans la perspective d'identifier un échauffement local de la silice. Cependant le calcul suivant laisse présager qu'il doit exister un effet thermique.

Considérons que nous irradiions une surface de dimensions  $100 \times 100 \mu\text{m}^2$  avec les conditions d'irradiation suivantes :

- $V = 30$  kV,
- $I = 50$  nA,
- $t = 180$  s.

La densité de puissance  $D_p$  est égale à :  $D_p = \frac{V \cdot I}{S}$

Soit :  $D_p = 15$  MW/m<sup>2</sup>

La densité d'énergie  $D_E$  est égale à :  $D_E = D_p \cdot t$

D'où :  $D_E = 200$  MJ/m<sup>2</sup>.

La valeur de la densité d'énergie étant élevée, l'hypothèse de la présence d'effets thermiques semble pertinente.

## **CONCLUSION**

L'écriture par faisceau d'électrons met en évidence deux effets de surface opposés correspondant à des expansions et à des dépressions. Ces modifications topographiques dépendent des méthodes de fabrication, de la concentration des dopants dans la matrice de silice et en particulier des conditions d'irradiation. Les paramètres les plus influents sont la durée d'irradiation, l'énergie des électrons primaires, l'intensité du courant reçu par l'échantillon et le diamètre du faisceau d'électrons. Le phénomène de compaction est associé au mécanisme de relaxation induit par rupture de liaisons Si-O au sein du réseau de silice ; ce processus varie quasi-linéairement avec la quantité d'énergie déposée lors de l'excitation électronique. La variation de volume engendrée est d'autant plus élevée que la tension d'accélération des électrons est grande. La présence de dopants en grande quantité s'avère être un facteur limitatif : par exemple, des ions Ge peuvent se substituer à des ions Si et ainsi le réseau se trouve agrandi par expansion de l'oxyde.

Les variations topographiques ont une influence directe sur les propriétés de la propagation de faisceaux lumineux. Leur contrôle permet de réaliser des composants optiques comme nous le verrons au cours des prochains chapitres.

## **BIBLIOGRAPHIE**

- [Ak-1] B. Akamastu, "Effects of electron beam irradiation followed by thermal chlorine etching on InAs", *European Physical Journal Applied Physics*, Vol. 2, p. 151-155, 1998.
- [Ba-1] D. Barbier, "Waveguide Fabrication for Integrated Optics by Electron Beam Irradiation of Silica", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 9, N° 6, p. 715-720, 1991.
- [Be-1] A. Benyagoub, "Radiation-induced compaction and plastic flow of vitreous silica", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, Vol. 146, p. 449-454, 1998.
- [Bi-1] V. Binsangou, "Modifications physiques du polymère CR39 sous faisceau d'électrons. Contribution à l'optique intégrée", Thèse n° 6-1999, Faculté des sciences de Limoges, janvier 1999.
- [De-1] T. A. Dellin, "Volume, index-of refraction, and stress changes in electron irradiated vitreous silica", *Journal of Applied Physics*, Vol. 48, N° 3, p. 1131-1138, 1977.
- [Du-1] Y. V. Dudko, "Electron-beam modification of silicate glass surfaces", *Journal of Non-Crystalline Solids*, Vol. 188, 1995, p. 87-92.
- [Ev-1] T. E. Everhart, "Determination of Kilovolt Electron Energy Dissipation vs Penetration Distance in Solid Materials", *Journal of Applied Physics*, Vol. 42, N° 13, p. 5837-5846, 1971.
- [Ev-2] R. C. Evans, "chimie et structure cristalline", éditions Dunod, p. 266-269.
- [Fi-1] H. J. Fitting, "Electron beam induced optical and electrical properties of SiO<sub>2</sub>", *Materials Science and Engineering*, Vol. B71, p. 109-114, 2000.
- [Fo-1] Fogale Microsurf 3D, "Mode d'emploi version 1.2", [http://www.fogale.fr/acrobat/manuel\\_microsurf\\_fr.pdf](http://www.fogale.fr/acrobat/manuel_microsurf_fr.pdf)
- [Fr-1] A. Frey, "Lithographie électronique", Rapport de stage de DEA matière condensée, 2002.
- [Gr-1] F. Grillon, "Préparation des échantillons et artefacts associés", *Pratique de la microscopie à balayage*, les Editions de Physique, A1, p. , 1985.
- [Hi-1] R. L. Hines, *Phys. Rev.*, Vol. 119, p. 623, 1960.
- [Hi-2] H. Hisakuni, "Giant photoexpansion in AS<sub>2</sub>S<sub>3</sub> glass", *Applied Physics Letters*, Vol. 65 (23), p. 2925-2927.
- [Ja-1] A. S. Jacqueline, "Changement de volume spécifique induisant une modification de l'indice de réfraction après irradiation électronique dans deux types de verre de silice (FHD, MCVD)", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 80, N° 11, p. 2005-2007, 2002.



[Ko-1] S. D. Kovaleski, " Dynamics of electron beam ablation of silicon dioxide measured by dye laser resonance absorption photography ", Applied Physics Letters, Vol. 73, N°18, p. 2576-2578, 1998.

[Lo-1] J. Lopez, "Micro-usinage nanoseconde UV ou femtosceonde : état de l'art et comparaison", Intérêt Industriel des Lasers UV et Femtosceonde, Université de Bordeaux, <http://www.nanodata.com/doc/2002/micro-usinagenano-femto1102.htm>

[Na-1] S. Namba, Journal of vacuum science technology, Vol. 10, p. 936, 1973.

[No-1] C. B. Norris, "Ionization dilatation effects in fused silica from 2 to 18 keV electron irradiation", Journal of Applied Physics, Vol. 45, N° 9, p. 3876-3882, 1974.

[No-2] O. Nordman, " Electron beam induced changes in the refractive index and film thickness of amorphous  $As_xS_{100-x}$  and  $As_xSe_{100-x}$  films", Journal of Applied Physics, Vol. 84, N° 11, p. 6055-6058, 1998.

[No-3] N. Nordman, "Thickness variations in amorphous  $As_2S_3$  films induced by electron beam", Solid State Communications, Vol. 100, N°4, p. 241-244, 1996.

[No-4] O. Nordman, "Electron and photon induced metal diffusion in amorphous  $As_{50}Se_{50}$  thin films coated with two metal layers", Optics Communications, Vol. 193, p. 147-151, 2001.

[Pi-1] F. Piao, "The mechanism of radiation-induced compaction in vitreous silica", Journal of Non-Crystalline Solids, Vol. 276, p. 61-67, 2000.

[Pr-1] W. Primak, Phys. Rev., Vol. 110, p. 1240, 1958.

[Pr-1] W. Primak, Journal of Applied Physics, Vol. 39, p. 5651, 1968.

[Pr-1] W. Primak, Journal of Applied Physics, Vol. 43, p. 2745, 1972.

[Re-1] C. Restoin : "Inversion périodique de domaines ferroélectriques par faisceau d'électrons sur  $Ti : LiNbO_3$ . Contribution à la réalisation d'un convertisseur en longueurs d'onde indépendant de la polarisation ( $\lambda = 1,55 \mu m$ )", Thèse n° 28-2000.

[Sk-1] L. Skuja, "Color Centers and Their Transformations in Glassy  $SiO_2$ ", POWAG 2000, Giens, 2000.

[Sp-1] S. Spaargren, "Characterization of Defects in Waveguides Formed by Electron Beam Irradiation of Silica-on-Silicon", Journal of Lightwave Technology, Vol. 18, N° 4, p. 555-561, 2000.

[Sy-1] R.R.A Syms, "Near-Infrared Channel Waveguides formed by Electron-Beam Irradiation of Silica Layers on Silicon Substrates", Journal of Lightwave Technology, Vol. 12, N° 12, p. 2085-2090, 1994.

[Sy-2] R.R.A. Syms, "Reduction of propagation loss in silica-on-silicon channel waveguides formed by electron beam irradiation", *Electronics Letters*, Vol. 30, N° 18, p. 1480-1481, 1994.

[Ta-1] K. Tanaka, "Electron Beam induced reliefs in chalcogenide glasses", *Applied Physics Letters*, Vol. 70 (2), p. 261-263, 1997.

[Uc-1] T. Uchino, "Ab initio cluster calculations on point defects in amorphous SiO<sub>2</sub>", *Current Opinion in Solid State and Materials Science*, p. 1-7, 2002.

[Ve-1] Veeco, Sloan Technology Division, manuel d'utilisation du profilomètre Sloan Dektak II, 1988.

[Wy-1] J. C. Wyant, "Development of a Tree-Dimensional Noncontact Digital Optical Profiler", *Journal of Tribology*, Vol. 108, p. 1-8, 1986.

[Yo-1] N. Yoshida, "Direct fabrication of microrelief patterns by electron-beam exposure in Ag-As-S glasses", *Applied Physics Letters*, Vol. 70 (6), p. 779-781, 1997.

[Yo-2] N. Yoshida, " Photoinduced Ag migration in Ag-As-S glasses ", *Applied Physics Letters*, Vol. 78 (3), p. 1745-1750.

## INTRODUCTION

Dans la première partie de ce chapitre, nous ferons un rappel théorique de la propagation d'une onde lumineuse dans un guide plan et un microguide, supposés parfaits, c'est à dire sans pertes. Nous présenterons ensuite, dans une seconde partie, les différentes techniques permettant la caractérisation de ces composants optiques et les méthodes d'excitation des modes guidés, notamment celle du couplage par prisme que nous avons tout particulièrement utilisée dans le cadre de ce travail. Nous décrirons, également, les procédures théoriques appliquées pour reconstruire les profils de l'indice et du champ électromagnétique.

### A. Rappel théorique de la propagation d'une onde lumineuse <sup>[Be-1, Da-1, Mi-1, Ur-1]</sup>

#### 1. Dans un guide plan parfait

##### 1.1. Description <sup>[Be-1, Da-1, Mi-1, Ur-1]</sup>

Dans leur forme la plus simple, les guides plans sont constitués par la superposition de trois couches diélectriques représentées figure 4.1 :

- un milieu d'indice de  $n_0$  nommé superstrat qui est en général de l'air ( $n_0 = 1$ ),
- une zone guidante, d'épaisseur  $h$  et d'indice  $n_1$  constant ou variable selon la direction  $Ox$ ,
- un milieu d'indice  $n_2$  appelé substrat.

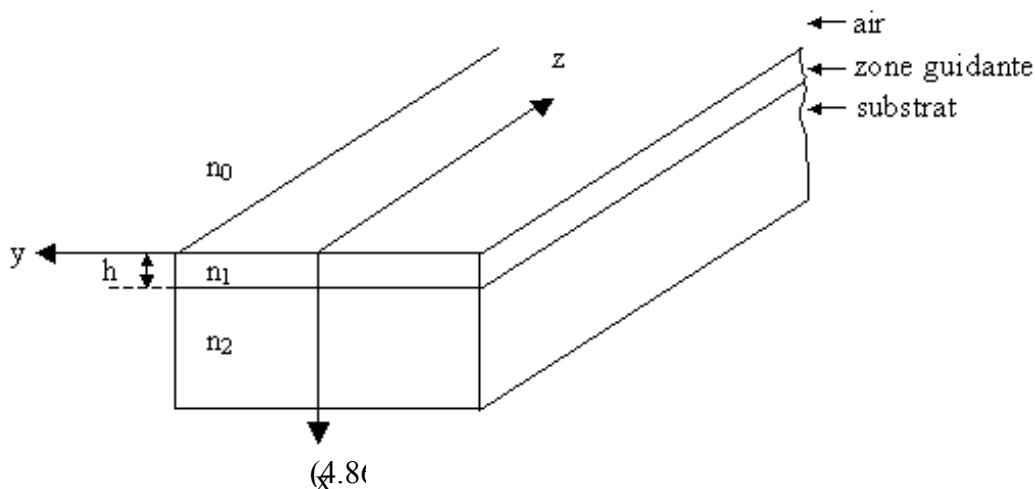


Figure 4.1 : guide plan à symétrie de translation suivant  $Oy$  et  $Oz$

Les trois milieux sont des diélectriques supposés isotropes, sans pertes et d'épaisseur constante. Pour que l'énergie lumineuse puisse être confinée dans le guide d'indice  $n_1$  (constant ou variable), deux conditions doivent être respectées :

- les indices de réfraction des trois milieux constituant le guide plan doivent vérifier la condition  $n_1 > n_2$  et  $n_1 > n_0$ ,
- l'épaisseur du guide ne doit pas être inférieure à une limite critique en dessous de laquelle il n'y a plus de guidage.

Les guides plans ont une structure géométrique présentant, pour l'indice de réfraction, deux symétries de translation, l'une suivant l'axe de propagation (repérée par l'axe  $Oz$ ), l'autre suivant une direction transverse (suivant l'axe  $Oy$ ).

**1.2. Théorie des rayons** [Be-1, Da-1, Mi-1, Ur-1]

Il est classique de distinguer les guides plans à saut d'indice et à gradient d'indice.

**1.2.1. Guide plan à saut d'indice**

Un guide est dit à saut d'indice si son indice est constant dans chaque région (figure 4.2).

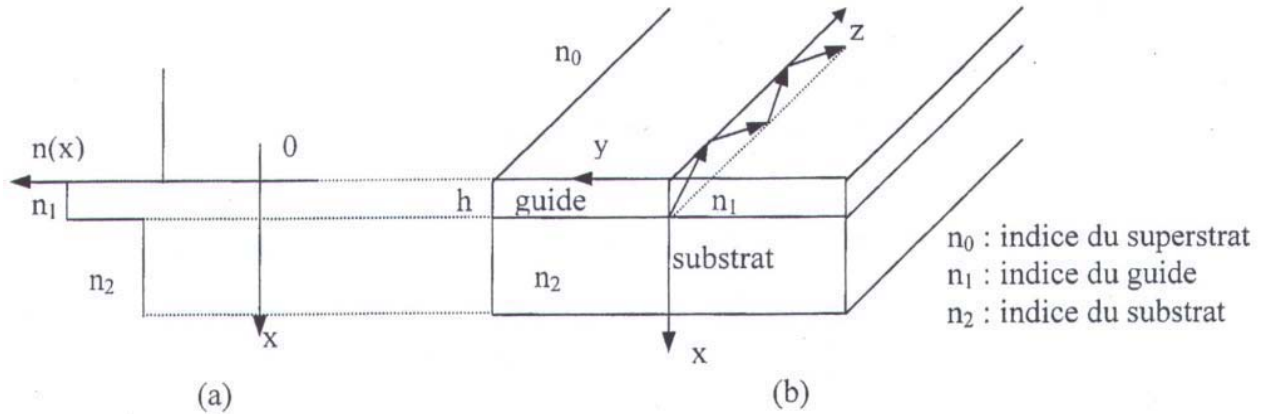


Figure 4.2 : guide plan à saut d'indice (a) profil d'indice  
(b) parcours d'un rayon lumineux représentant un mode guidé dans le sens de la propagation Oz [Da-1]

L'approche la plus simplifiée de la propagation d'un rayon lumineux dans un tel guide consiste en sa réflexion totale ou partielle aux interfaces guide-substrat et guide-superstrat. Le rayon est guidé lorsque son angle d'incidence  $\theta$  par rapport à la normale aux interfaces est inférieur à  $\pi/2$  et est supérieur aux angles critiques  $\theta_{sub}$  et  $\theta_{sup}$  définis par :

$$\theta_{sub} = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (4.1) \quad \text{et} \quad \theta_{sup} = \arcsin\left(\frac{n_0}{n_1}\right) \quad (4.2)$$

Lorsque cette condition n'est pas respectée, les modes ne sont plus guidés, on parle alors de modes à fuite ou rayonnés. Dans le cas d'ondes planes associées aux rayons dans la zone guidante, les différents modes guidés sont caractérisés par leur constante de propagation  $\beta = k \sin\theta$  où  $k$  est le module du vecteur d'onde  $\vec{k}$ , normal à la surface du plan d'onde de chacune des ondes. Le module de  $\vec{k}$  peut s'écrire :

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right) \cdot n_1 = k_0 \cdot n_1 = \frac{\omega}{v_{guide}} \quad (4.3)$$

- avec  $k_0$  : module du vecteur d'onde dans le vide,
- $\lambda_0$  : longueur d'onde dans le vide,
- $\lambda$  : longueur d'onde dans le guide
- $v_{guide}$  : vitesse de propagation dans le guide.

Nous introduisons la notion d'indice effectif  $n_{em}$  d'un mode d'ordre  $m$  représentant la constante de propagation normalisée.

$$n_{em} = n_1 \cdot \sin\theta = \frac{\beta}{k_0} \quad (4.4)$$

Cet indice doit vérifier la condition :

$$n_2 < n_{em} < n_1 \quad (4.5)$$

Et par conséquent :

$$k_0 \cdot n_2 < \beta < k_0 \cdot n_1 \quad (4.6)$$

**1.2.2. Guide plan à gradient d'indice**

Pour ce type de guide, l'indice de réfraction  $n_1$  varie graduellement en fonction de la profondeur  $x$  (figure 4.3), depuis l'interface guide-superstrat jusqu'à l'indice du substrat. Le profil d'indice peut prendre différentes formes analytiques (parabolique, exponentielle, gaussienne, ...) qui dépendent de la méthode de fabrication et de la nature du matériau utilisé.

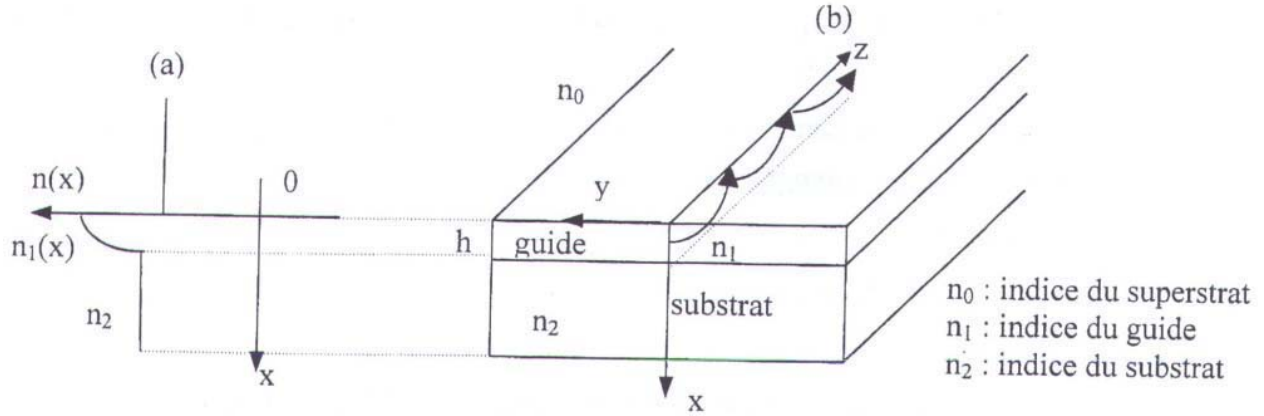


Figure 4.3 : guide plan à gradient d'indice (a) profil d'indice (b) parcours d'un rayon lumineux représentant un mode guidé dans le sens de la propagation Oz [Da-1]

La lumière guidée est représentée par un rayon lumineux se propageant suivant un chemin courbe périodique limité par des points de rebroussement plus ou moins profonds dans la couche guidante (qui dépendent du profil d'indice et du mode de propagation), et éventuellement par des réflexions totales successives à l'interface guide-superstrat.

Ces guides plans à gradient d'indice sont utilisés en optique intégrée et ils retiennent particulièrement notre attention puisque c'est cette configuration de guides que nous avons réalisée en pratique au cours de notre travail.

Cette approche géométrique a le défaut de ne pas prendre en compte des déphasages induits lors des réflexions aux interfaces. Il faut donc recourir à la théorie électromagnétique, basée sur la résolution des équations de Maxwell, qui permet de définir un ensemble de modes de propagation orthogonaux.

**1.3. Théorie électromagnétique**

Lorsque l'épaisseur du guide devient du même ordre de grandeur que la longueur d'onde, l'étude des guides planaires à partir des équations de Maxwell s'avère nécessaire et beaucoup plus rigoureuse. La résolution de ces équations se ramène à une équation aux valeurs propres. Elle admet pour solution une suite discrète de modes orthogonaux pouvant se propager dans le guide. Ces valeurs propres sont des constantes de propagation fonction de la longueur d'onde et des caractéristiques opto-géométriques selon une relation dite de dispersion [Be-1, Co-1, Co-2, Co-3, Da-1, Ho-1, Lo-1, Me-1, Mi-2, Ma-1, Ur-1, Nè-1, Su-1, Ta-1, Ur-2, Wa-1]

Dans un milieu isotrope homogène, les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\text{rot}\vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (4.7) \quad \text{div}\vec{E} = 0 \quad (4.8)$$

$$\text{rot}\vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (4.9) \quad \text{div}\vec{H} = 0 \quad (4.10)$$

où  $\mu_0$  et  $\varepsilon = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r$  désignent respectivement la perméabilité du vide et la permittivité du milieu considéré. La constante diélectrique relative est liée à l'indice de réfraction par la relation  $n = (\varepsilon_r)^{0.5}$ .

### **1.3.1. Guide plan à saut d'indice**

Dans ce paragraphe, nous imposons par convention :

- $x = 0$  : interface air / zone guidante,
- $x = h$  : interface zone guidante / substrat.

#### **a) Equation de propagation**

Le développement des équations de Maxwell en milieu diélectrique non magnétique ( $\mu_r = 1$ ) d'indice  $n_i$  ( $i = 0, 1, 2$ ) montre que les ondes électromagnétiques susceptibles de se propager dans des guides plans à saut d'indice sont régies par l'équation de propagation des champs  $\vec{E}$  ou  $\vec{H}$  qui a pour forme générale :

$$\Delta\Psi + k_0^2 \cdot n_i^2 \cdot \Psi = 0 \quad (4.11)$$

où :  $n_i = n_0$  quand  $x < 0$ ,

$n_i = n_1$  si  $0 < x < h$ ,

$n_i = n_2$  lorsque  $x > h$ ,

et :  $k_0^2 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ , constante de propagation dans le vide.

En considérant la symétrie de translation des guides plans suivant la coordonnée transverse ( $y$ ) ( $\frac{\partial\Psi}{\partial y} = 0$ ), deux groupes d'équations correspondant à deux séries de modes propres de propagation (l'un de type TE, l'autre de type TM) peuvent être mis en évidence grâce au développement des équations de Maxwell.

#### **b) Définition des modes TE et TM**

Le mode transverse électrique (TE) caractérise la propagation d'une électromagnétique dont le champ électrique ne présente qu'une seule composante selon l'axe  $O_y$ ,  $\vec{E} = (0, E_y, 0)$  et dont le champ magnétique associé est tel que  $\vec{H} = (H_x, 0, H_z)$ .

Le mode transverse magnétique (TM) correspond à la propagation d'une onde dont les champs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  sont définis par les composantes suivantes :

$$\vec{H} = (0, H_y, 0) \text{ et } \vec{E} = (E_x, 0, E_z)$$

La géométrie de translation étant selon l'axe  $O_y$ , la répartition transverse des composantes non nulles des champs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  pour le mode TE et TM ne dépend que de la seule coordonnée  $x$ .

L'invariance du guide suivant  $z$  permet d'écrire le champ électromagnétique sous la forme :

$$\vec{E}(x, y, z) = E_y(x) \cdot e^{j(\omega t - \beta z)} \cdot \vec{u}_y \quad (\text{modes TE}) \quad (4.12)$$

$$\vec{H}(x, y, z) = \vec{H}_y(x) \cdot e^{j(\omega t - \beta z)} \cdot \vec{u}_y \quad (\text{modes TM}) \quad (4.13)$$

où  $\beta$  est la constante de propagation du mode considéré. Pour des raisons de continuité, elle est la même dans les trois milieux constituant le guide plan.

### **c) Equation de propagation des modes TE et TM**

L'équation de propagation des modes TE et TM est obtenue en injectant les formes modales (4.12) et (4.13) dans l'équation (4.11). Nous obtenons ainsi l'équation (4.14).

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + (k_0^2 \cdot n_i^2 - \beta^2) \cdot \Psi = 0 \quad (4.14)$$

où  $\Psi = E_y(x)$  dans le cas des modes TE

$\Psi = H_y(x)$  pour les modes TM.

En faisant intervenir l'indice effectif  $n_{em}$ , l'équation (14) prend la forme suivante :

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + (n_{em}^2 - n_i^2) \cdot \Psi = 0 \quad (4.15)$$

Selon la valeur de  $n_{em}$ , les solutions de cette équation correspondent soit à des modes de rayonnement, soit à des modes guidés. Les premiers ne sont pas intéressants pour le guidage.

Parmi les modes de rayonnement, il faut distinguer :

- les modes de substrat ( $n_0 \leq n_{em} \leq n_2$ )
- les modes d'air ( $0 \leq n_{em} \leq n_0$ ).

### **d) Répartition du champ électromagnétique**

Les solutions de l'équation différentielle (4.15) s'écrivent dans les différents milieux :

- $\Psi = A_0 \cdot e^{k_0 \sqrt{n_{em}^2 - n_0^2} x}$  pour  $x < 0$  (dans l'air),
- $\Psi = A_1 \cdot \cos\left[\left(k_0 \sqrt{n_1^2 - n_{em}^2}\right)x + \Phi\right]$  pour  $0 < x < h$  (dans la zone guidante),
- $\Psi = A_2 \cdot e^{-k_0 \sqrt{n_{em}^2 - n_2^2} x}$  pour  $x > h$  (dans le substrat).

où  $A_0, A_1, A_2$  et  $\Phi$  sont des constantes à déterminer.

Le raccordement des champs tangentiels  $E_y$  et  $H_z$  pour les modes TE ainsi que les composantes  $H_y$  et  $E_z$  pour les modes TM conduit à un système de 4 équations permettant ainsi de déterminer les différentes constantes  $A_0, A_1, A_2$ , et d'écrire l'équation de dispersion caractérisant les modes TE et TM.

### **e) Relation de dispersion**

La relation de dispersion des modes TE et TM pour un guide plan à saut d'indice est donnée par :

$$k_0 h \sqrt{n_1^2 - n_{em}^2} = \varphi_{10} + \varphi_{12} + m\pi \quad (4.16)$$

où  $\varphi_{10}$  représente la demi-avance de phase, due à la réflexion totale du rayon, à l'interface guide-superstrat :

$$\varphi_{10} = \arctg \left[ \left( \frac{n_1}{n_0} \right)^{2\gamma} \sqrt{\frac{n_{em}^2 - n_0^2}{n_1^2 - n_{em}^2}} \right] \quad (4.17)$$

et  $\varphi_{12}$  définit la demi-avance de phase due à la réflexion totale du rayon à l'interface guide-substrat :

$$\varphi_{12} = \text{arctg} \left[ \left( \frac{n_1}{n_0} \right)^{2\gamma} \sqrt{\frac{n_{em}^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_{em}^2}} \right] \quad (4.18)$$

avec :

- $\gamma = 0$ , pour les modes TE,
- $\gamma = 1$ , pour les modes TM.

$m$  est un entier positif ou nul qui représente l'ordre du mode, l'ordre 0 étant le mode fondamental.

### **f) Coupure du mode**

L'épaisseur limite, notée  $h_{lim}$ , en dessous de laquelle il n'y a plus guidage, sauf dans le cas du guide symétrique ( $n_0 = n_2$ ), s'appelle hauteur de coupure. Dans le cas général (TE et TM), l'épaisseur minimale du guide nécessaire pour qu'un mode d'ordre  $m$  soit guidé est donnée relation (4.19).

$$h_{lim} = \frac{\text{arctg} \left\{ \left( \frac{n_1}{n_0} \right)^{2\gamma} \sqrt{\frac{n_2^2 - n_0^2}{n_1^2 - n_2^2}} \right\} + m\pi}{k_0 \sqrt{n_1^2 - n_2^2}} \quad (4.19)$$

### **g) Nombre de modes guidés**

Le nombre total de modes guidés peut être déterminé à partir de l'équation de dispersion (4.16) en cherchant le mode guidé d'indice  $n_{em}$  le plus proche de la coupure. Ceci revient à prendre la valeur minimale de l'indice effectif  $n_{em}$  compatible avec un mode à la coupure  $n_{em} = n_2$  qui correspondrait alors au mode d'ordre le plus élevé vérifiant la relation (4.16). Dans ces conditions, le nombre total de modes  $M$  vérifie la relation (4.20).

$$M = m_{\max} + 1 = \text{Partie entière} \left[ \frac{k_0 h \sqrt{n_1^2 - n_2^2} - \text{arctg} \left\{ \left( \frac{n_1}{n_0} \right)^{2\gamma} \sqrt{\frac{n_2^2 - n_0^2}{n_1^2 - n_2^2}} \right\}}{\pi} \right] + 1 \quad (4.20)$$

## **1.3.2. Guides plans à gradient d'indice**

### **a) Equation de propagation dans le cas général**

La présence du gradient d'indice qui caractérise ce genre de guide complique l'équation de propagation. Celle-ci ne présente pas la même forme selon que l'on considère le champ électrique  $\vec{E}$  ou le champ magnétique  $\vec{H}$ .

Le développement des équations de Maxwell pour un milieu d'indice variable  $n(x)$  conduit aux relations (4.21) et (4.22).

Pour le champ  $\vec{E}$  :



$$\Delta \vec{E} + \overrightarrow{\text{grad}} \left[ \frac{2 \overrightarrow{\text{grad}} n(x) \cdot \vec{E}}{n(x)} \right] + k_0^2 n^2(x) \cdot \vec{E} = \vec{0} \quad (4.21)$$

Pour le champ  $\vec{H}$  :

$$\Delta \vec{H} + \overrightarrow{\text{grad}} \left[ \frac{2 \overrightarrow{\text{grad}} n(x) \wedge \overrightarrow{\text{rot}} \vec{H}}{n(x)} \right] + k_0^2 n^2(x) \cdot \vec{H} = \vec{0} \quad (4.22)$$

### **b) Etude des modes TE**

En considérant les symétries de translation selon les axes  $O_y$  et  $O_z$  et dans l'hypothèse d'une propagation en mode TE, l'équation (4.21) est réduite à la relation (4.23).

$$\Delta \vec{E} + k_0^2 n^2(x) \vec{E} = \vec{0} \quad (4.23)$$

En supposant que les solutions sont de la forme :  $\vec{E}(x, z, t) = \vec{E}_y(x) \cdot e^{j(\omega t - \beta z)}$ , l'équation d'onde qui régit les modes TE est telle que :

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} + (k_0^2 n^2(x) - \beta^2) E_y = 0 \quad (4.24)$$

La résolution de l'équation (4.24) est plus compliquée que dans le cas des guides plans à saut d'indice. Les solutions analytiques exactes peuvent être obtenues que pour un nombre limité de profils d'indice. Dans le cas général, beaucoup de chercheurs préfèrent employer la méthode approchée WKB ou des méthodes numériques.

#### **b.1) Résolution de l'équation de propagation** <sup>[Ho-1]</sup>

La marche à suivre pour résoudre l'équation (4.24) consiste à remarquer que sa forme est similaire à celle de l'équation de Schrödinger en mécanique quantique. Afin de retrouver la forme de l'équation de Schrödinger :

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U(x)) \phi = 0 \quad (4.25)$$

Il suffit de faire la correspondance :  $E \rightarrow -\left(\frac{\beta}{k_0}\right)^2 = -n_{em}^2$

$$U(x) \rightarrow -n^2(x)$$

$$\frac{2m}{\hbar} \rightarrow k_0^2$$

soit :

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} + k_0^2 [n^2(x) - n_{em}^2] \cdot E_y = 0 \quad (4.26)$$

### **b.2) Approximation WKB** <sup>[Ho-1]</sup>

Un moyen de résoudre l'équation (4.26) consiste, selon l'approximation WKB, à chercher des solutions de la forme :

$$E_y(x) = e^{jk_0 S(x)} \quad (4.27)$$

L'injection de  $E_y(x)$  dans la relation (4.26) conduit à l'écriture d'une équation différentielle du second ordre en  $S(x)$  :

$$jS''(x) - k_0 S'(x)^2 + k_0 (n^2(x) - n_{em}^2) \cdot S(x) = 0 \quad (4.28)$$

En considérant le développement limité de  $S(x)$  et en se limitant au premier ordre,  $S(x)$  peut s'écrire:

$$S(x) = S_0(x) + \frac{1}{k_0} S_1(x) \quad (4.29)$$

En reportant l'expression de  $S(x)$  dans l'équation (4.28), nous obtenons un polynôme que nous pouvons ordonner suivant les valeurs de  $k_0$  et  $k_0^2$ . Afin de vérifier la relation (4.28), les coefficients des termes  $k_0$  et  $k_0^2$  doivent être nuls. Ceci conduit au système à deux équations suivant :

$$\begin{cases} \frac{1}{k_0} - S_0'(x)^2 + (n^2(x) - n_{em}^2) = 0 \\ j \frac{1}{k_0} S_0''(x) - 2S_0'(x) \cdot S_1'(x) = 0 \end{cases}$$

Les solutions de ce système sont de la forme :

$$\begin{cases} S_0(x) = \pm \int (n^2(x) - n_{em}^2)^{1/2} dx + C_1 \\ S_1(x) = j \frac{1}{2} \ln(n^2(x) - n_{em}^2)^{1/2} + C_2 \end{cases}$$

### **b.3) Répartition du champ électromagnétique** <sup>[Ho-1]</sup>

D'après l'approximation WKB, les solutions approchées du champ  $E_y$  (cas des modes TE) peuvent s'écrire sous la forme :

$$E_y(x) = C \frac{\exp\left(jk_0 \int_0^x (n^2(x) - n_{em}^2)^{1/2} dx\right)}{(n^2(x) - n_{em}^2)^{1/4}} \quad (4.30)$$

Le champ électrique transverse  $E_y$  est décrit, dans les différents milieux considérés, par les relations suivantes :

$$E_y(x) = A_0 \exp\left(k_0 \sqrt{n_{em}^2 - n_0^2} x\right) \quad \text{pour } x < 0$$

$$E_y(x) = \frac{2A_1}{\sqrt{K_1(x)}} \cos\left[\int_x^{x_m} K_1(x) dx - \frac{\pi}{4}\right] \quad \text{pour } 0 < x < x_m$$

$$E_y(x) = \frac{A_1}{\sqrt{K_2(x)}} \exp\left(-\int_{x_m}^x K_2(x) dx\right) \quad \text{pour } x > x_m$$

$$\text{où : } K_1(x) = k_0 \left(n^2(x) - n_{em}^2\right)^{1/2} \quad \text{pour } n(x) > n_e,$$

$$K_2(x) = k_0 \left(n_{em}^2 - n^2(x)\right)^{1/2} \quad \text{pour } n(x) < n_e.$$

#### **b.4) Relation de dispersion** <sup>[Ho-1]</sup>

Les relations de continuité des composantes tangentielles  $E_y$  et  $H_z$  en  $x = 0$ , dans le cas des modes TE, permettent d'écrire les expressions suivantes :

Pour le champ  $E_y$  :

$$A_0 = \frac{2A_1}{\sqrt{K_1(0)}} \cos\left(\int_0^{x_m} K_1(x) dx - \frac{\pi}{4}\right)$$

Pour le champ  $H_z$  :

$$A_0 k_0 \sqrt{n_{em}^2 - n_0^2} = A_1 \frac{K_1'(0)}{K_1(0)^{3/2}} \cos\left(\int_0^{x_m} K_1(x) dx - \frac{\pi}{4}\right) + 2A_1 \sqrt{K_1(0)} \sin\left(\int_0^{x_m} K_1(x) dx - \frac{\pi}{4}\right)$$

Puisque l'indice est supposé varier lentement, on considère en première approximation que  $K_1'(0) = 0$ . On aboutit ainsi, à l'équation de dispersion approchée des modes TE :

$$k_0 \int_0^{x_m} \sqrt{n^2(x) - n_{em}^2} dx \approx \frac{\pi}{4} + \arctg \sqrt{\frac{n_{em}^2 - n_0^2}{n^2(0) - n_{em}^2}} + m\pi \quad (4.31)$$

#### **c) Etude des modes TM** <sup>[Co-1]</sup>

La même démarche peut être adoptée pour traiter la propagation des modes TM. Pour cela, il suffit de considérer des solutions de la forme :

$$\vec{H}(x, z, t) = \vec{H}_y(x) e^{j(\omega t - \beta z)}$$

Compte tenu du caractère TM des champs propagés, la relation (4.22) se réduit, suite à une projection selon l'axe  $O_y$ , à une équation à une dimension :

$$\frac{d^2 H_y}{dx^2} = \frac{2}{n(x)} \frac{dn(x)}{dx} \frac{d(H_y)}{dx} + [k_0^2 n^2(x) - \beta^2] H_y = 0 \quad (4.32)$$

En considérant que la variation d'indice  $n(x)$  est lente sur des distances de l'ordre de la longueur d'onde, l'équation (4.32) prend la forme approchée :

$$\frac{d^2 H_y}{dx^2} + (k_0^2 n^2(x) - \beta^2) H_y = 0 \quad (4.33)$$

Ainsi, la relation de dispersion, obtenue de la même façon que celle des modes TE, s'écrit :

$$k_0 \int_0^x \sqrt{n^2(x) - n_{em}^2} dx = \frac{\pi}{4} + \varphi_{10} + m\pi \tag{4.34}$$

où :

$$\varphi_{10} = \arctg \left( \frac{n(0)}{n_0} \right)^2 \sqrt{\frac{n_{em}^2 - n_0^2}{n^2(0) - n_{em}^2}} \tag{4.35}$$

**d) Equivalence des guides à saut d'indice et à gradient d'indice**

L'étude des guides à gradient d'indice étant plus complexe que celle des guides à saut d'indice, il semble astucieux de remplacer le profil à gradient d'indice par un profil en escalier (figure 4.4). Le guide à gradient d'indice est alors équivalent à un guide à saut d'indice composé d'un grand nombre de couches. Cette équivalence se traduit par l'égalité des indices effectifs et la très grande similitude des répartitions des champs transverses modaux <sup>[Me-1, Mi-2Ta-1]</sup> ; pour ce faire, il faut faire appel à des programmes de simulations du calcul des indices effectifs s'appuyant sur la théorie des matrices de transfert appliquée à des guides à saut d'indice <sup>[Lo-1, Ur-2]</sup>.

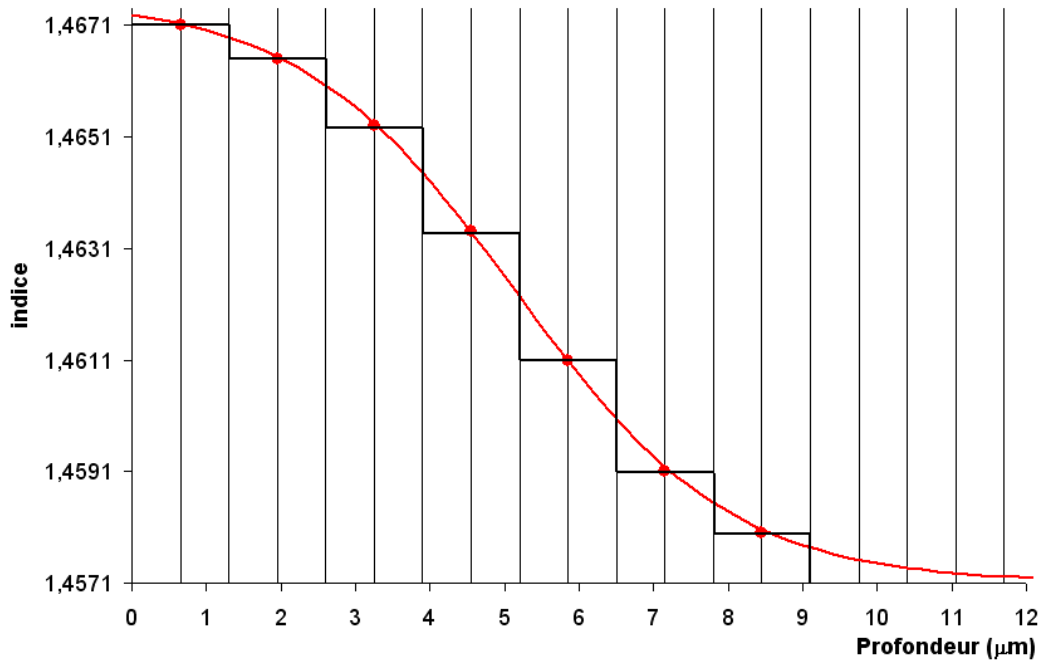


Figure 4.4 : équivalence des guides à saut et à gradient d'indice  
 — guide à gradient d'indice  
 — guide à saut d'indice

**2. Dans un microguide parfait** <sup>[Ba-2, Da-1, Ho-1, Jo-1, Ma-1, Ma-2, Ra-1]</sup>

**2.1. Description** <sup>[Ba-2, Da-1, Ho-1, Jo-1, Ma-1, Ma-2, Ra-1]</sup>

Les guides plans sont des composants très utilisés en optique intégrée. Cependant, ils assurent un confinement de l'énergie uniquement selon la profondeur. De sorte que ce confinement soit également assuré suivant la deuxième dimension transverse (y), il est nécessaire d'utiliser des microguides.

Un microguide peut être schématisé par une « tige » diélectrique, de section rectangulaire dans les cas les plus simples, entourée par des milieux, également diélectriques, d'indices plus faibles (figure 4.5). Il présente une structure géométrique mettant en évidence, pour l'indice de réfraction, une symétrie de translation uniquement suivant la direction de propagation  $O_z$ . Les conditions de propagation dans une telle structure sont plus difficiles à étudier que dans le cas des guides plans. La répartition des champs transverses des modes guidés dépend des deux coordonnées  $x$  et  $y$ . En fonction du mode de réalisation, un microguide peut être diffusé, enterré, surélevé, en arête ou à couche surchargée.

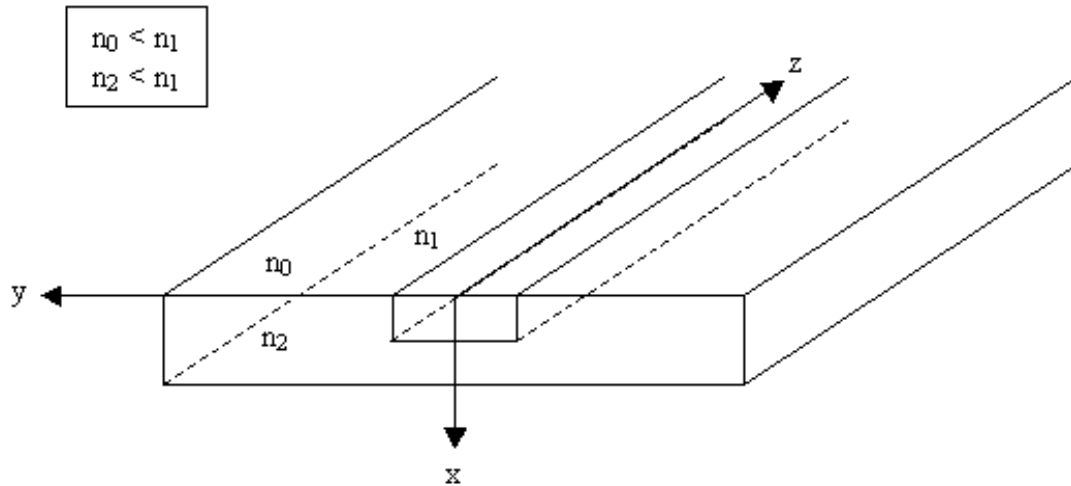


Figure 4.5 : représentation d'un microguide

## 2.2. Théorie électromagnétique

### 2.2.1. Méthode de Marcatili<sup>[Da-1, Ma-1]</sup>

L'analyse de Marcatili est une méthode très utilisée dans le domaine de l'optique intégrée car elle conduit, pour une géométrie donnée, à des solutions analytiques de forme relativement simple.

Considérons un microguide rectangulaire dont la constitution, illustrée figure 4.6, consiste en un cœur d'indice constant  $n_1$  entouré de quatre milieux d'indices  $n_2, n_3, n_4$  et  $n_5$ . Les indices des zones grisées ne sont pas spécifiés et les champs dans ces régions ne sont pas pris en compte. Ceci est bien justifié lorsque les conditions suivantes sont satisfaites :

$$\frac{n_1}{n_i} - 1 \ll 1 \text{ avec } 2 \leq i \leq 5$$

Compte tenu de ces approximations, deux ensembles de modes sont susceptibles de satisfaire les conditions aux limites. L'un d'eux, appelé  $E_{ml}^y$ , présente des composantes  $E_y$  et  $H_x$  prépondérantes. L'autre, nommé  $E_{ml}^x$ , est caractérisé par des composantes prépondérantes  $E_x$  et  $H_y$ .

Le développement des équations de Maxwell, contenant l'opérateur rotationnel, n'est pas aussi simple que dans le cas planaire car les champs guidés sont maintenant de la forme :

$$\vec{E}(x, y, z) = \vec{E}(x, y) \cdot e^{j(\omega t - \beta z)} \tag{4.36}$$

$$\vec{H}(x, y, z) = \vec{H}(x, y) \cdot e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (4.37)$$

Les modes guidés ne sont pas purement TE ou TM. En toute rigueur, les champs présentent toujours des composantes longitudinale électrique  $E_z$  et magnétique  $H_z$ . Ainsi, pour ce qui concerne le mode  $E_{ml}^x$ , les composantes des champs E et H non nulles sont :  $E_x$ ,  $E_y$ ,  $E_z$ ,  $H_y$  et  $H_z$  et pour le mode  $E_{ml}^y$ , ce sont  $E_y$ ,  $E_z$ ,  $H_x$ ,  $H_y$  et  $H_z$ .

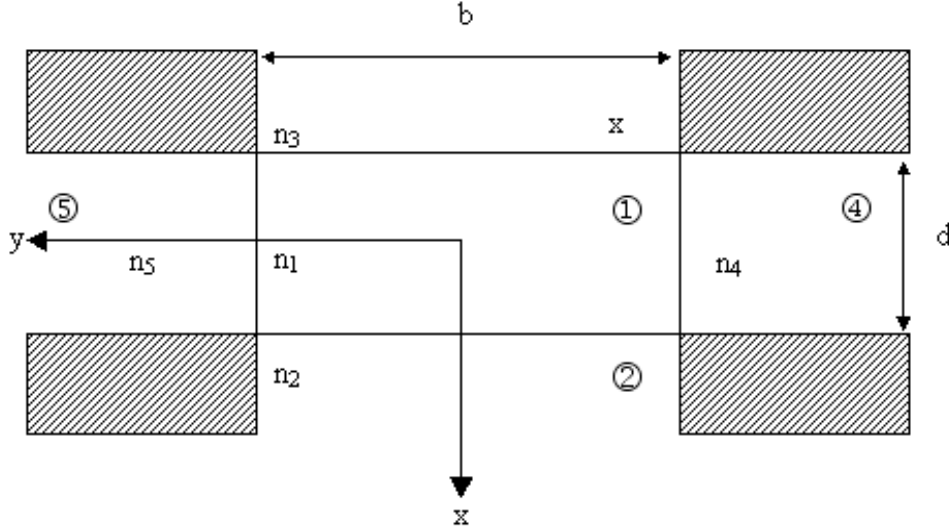


Figure 4.6 : différentes régions diélectriques d'un microguide

Comme dans le cas des guides plans, les ondes électromagnétiques susceptibles de se propager dans les différentes zones à saut d'indice, illustrées figure 4.6, sont régies par l'équation de propagation. En faisant une résolution par variables séparables, l'équation de l'amplitude du champ électromagnétique devient :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + (k_0^2 n_i^2 - \beta^2) E = 0 \quad (4.38)$$

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} + (k_0^2 n_i^2 - \beta^2) H = 0 \quad (4.39)$$

En développant les équations de Maxwell, dans le cas d'une analyse des modes  $E_{ml}^y$ , nous pouvons déterminer les relations entre  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  :

$$E_x = 0,$$

$$E_y \neq 0,$$

$$E_z = j \frac{1}{\beta} \frac{\partial E_y}{\partial y},$$

$$H_x = \frac{\varepsilon \omega}{\beta} E_y - \frac{1}{\mu_0 \omega \beta} \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2},$$

$$H_y = \frac{1}{j\beta} \frac{\partial H_z}{\partial y} = \frac{1}{\mu_0 \omega \beta} \frac{\partial^2 E_y}{\partial x \partial y},$$

$$H_z = \frac{j}{\mu_0 \omega} \frac{\partial E_y}{\partial x},$$

où  $\mu_0$  représente la perméabilité dans le vide.

Ces relations nous montrent qu'il suffit de calculer la composante  $E_y$  pour déterminer les autres composantes électromagnétiques de  $E$  et  $H$ . Pour ce faire, il est astucieux de décomposer, dans chaque région, le champ  $E_y$  sous la forme :

$$E(x, y) = g(x) \times f(y) \quad (4.40)$$

Dans chacune des régions 1 à 5 de la figure 4.6, le champ  $E_y$  a pour expression :

$$\text{milieu 1 : } E_y = A_1 \cos(px + \varphi) \cos(qy + \Psi),$$

$$\text{milieu 2 : } E_y = A_2 \cos(qy + \psi) \cdot \exp\left[-\gamma_2 \left(x + \frac{d}{2}\right)\right],$$

$$\text{milieu 3 : } E_y = A_3 \cos(qy + \psi) \cdot \exp\left[\gamma_3 \left(x - \frac{d}{2}\right)\right],$$

$$\text{milieu 4 : } E_y = A_4 \cos(px + \varphi) \cdot \exp\left[\gamma_4 \left(y - \frac{b}{2}\right)\right],$$

$$\text{milieu 5 : } E_y = A_5 \cos(px + \varphi) \cdot \exp\left[-\gamma_5 \left(y + \frac{b}{2}\right)\right],$$

avec :

$$k_0^2 n_1^2 = \beta^2 + p^2 + q^2$$

$$k_0^2 n_2^2 = \beta^2 - \gamma_2^2 + q^2$$

$$k_0^2 n_3^2 = \beta^2 - \gamma_3^2 + q^2$$

$$k_0^2 n_4^2 = \beta^2 + p^2 - \gamma_4^2$$

$$k_0^2 n_5^2 = \beta^2 + p^2 - \gamma_5^2$$

En utilisant les conditions de raccordement entre la région 1 et les zones 2 et 3 d'une part et avec les régions 4 et 5 d'autre part, nous obtenons de façon approchée quatre relations :

$$\operatorname{tg}\left(p \frac{d}{2} + \varphi\right) = \frac{\gamma_2}{p} \quad \text{et} \quad \operatorname{tg}\left(-p \frac{d}{2} + \varphi\right) = -\frac{\gamma_3}{p}$$

$$\operatorname{tg}\left(q \frac{b}{2} + \psi\right) \cong -\frac{n_1^2}{2} \frac{\gamma_4}{q} \quad \text{et} \quad \operatorname{tg}\left(-q \frac{b}{2} + \psi\right) \cong \frac{n_1^2}{2} \frac{\gamma_3}{p}$$

où :

- $p$  correspond à la constante de propagation transverse. Elle fait référence aux modes TE d'un guide d'épaisseur  $d$  et d'indice  $n_1$  compris entre deux milieux d'indices de réfraction  $n_2$  et  $n_3$ .
- $q$  est également une constante de propagation qui se réfère aux modes TM d'un guide plan d'épaisseur  $b$ , d'indice  $n_1$  compris entre des milieux d'indice  $n_4$  et  $n_5$ .
- $\beta^2 = k_0^2 n_{em}^2$ ,  $n_{em}$  représentant l'indice effectif vérifiant la relation :  $n_2, n_3, n_4, n_5 < n_{em} < n_1$ .

Pour déterminer l'indice effectif  $n_{em}$  d'un microguide, il faut commencer par calculer les constantes de propagation  $p$  et  $q$ . Ensuite, il est nécessaire de résoudre le système suivant :

$$\begin{cases} k_0^2 n_1^2 = \beta^2 + p^2 + q^2 \\ \beta^2 = k_0^2 n_{em}^2 \end{cases}$$

Le calcul se fait en trois étapes :

1.  $b$  tend vers  $\infty$ . Ainsi, nous obtenons un guide plan d'indice effectif  $n'_{em}$  et la constante  $p$  est calculée au moyen de la relation (4.1) :

$$p = k_0 \sqrt{n_1^2 - n_{em}'^2} \quad (4.41) \quad \text{où} \quad k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$$

2.  $d$  tend vers  $\infty$ . Le guide considéré présente un indice effectif  $n''_{em}$  et nous déterminons la constante  $q$  par :

$$q = k_0 \sqrt{n_1^2 - n_{em}''^2} \quad (4.42)$$

3. nous considérons la structure globale :

$$k_0^2 (n_{em}^2)_{3D} = k_0^2 n_1^2 - p^2 - q^2$$

$$k_0^2 (n_{em}^2)_{3D} = k_0^2 n_1^2 - k_0^2 n_1^2 + k_0^2 n_{em}'^2 - k_0^2 n_1^2 + k_0^2 n_{em}''^2$$

$$k_0^2 (n_{em}^2)_{3D} = k_0^2 n_{em}'^2 - k_0^2 n_1^2 + k_0^2 n_{em}''^2$$

$$(n_{em}^2)_{3D} = n_{em}'^2 - n_1^2 + n_{em}''^2$$

Remarques :

- lors des deux premières étapes, les indices effectifs  $n'_{em}$  et  $n''_{em}$  sont déterminés à l'aide des courbes  $N = f(V)$  données figure 4.7 qui représentent l'évolution de la constante normalisée  $N$  en fonction de la fréquence normalisée. Les paramètres propres à ces courbes sont définis au moyen des relations suivantes :

$$N = \frac{n_{em}^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2} \quad \text{indice normalisé,}$$

$$V = k_0 h \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad \text{fréquence normalisée,}$$

$$a = \frac{n_2^2 - n_0^2}{n_1^2 - n_2^2} \quad \text{facteur de dissymétrie,}$$

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad \text{nombre d'onde.}$$

- afin d'étudier les modes TM ( $E_{ml}^x$ ), il est nécessaire d'utiliser le théorème de dualité, donné en référence [Da-1].



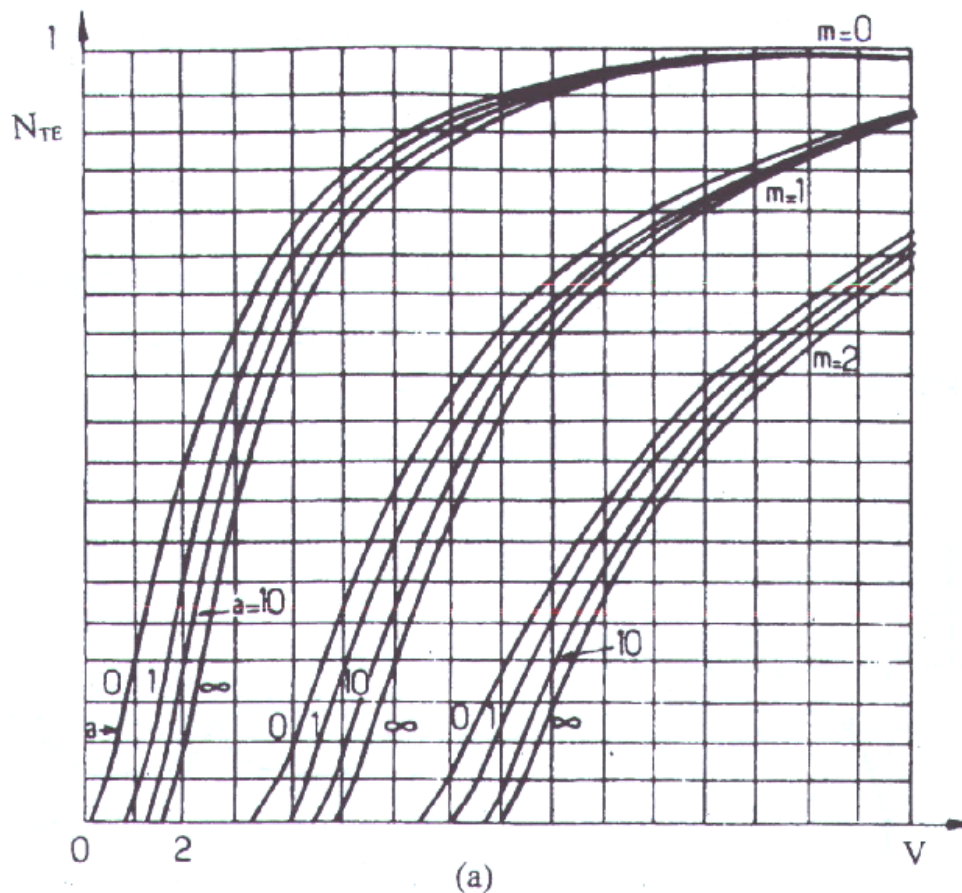


Figure 4.7 : abaque donnant l'indice normalisé N

### 2.2.2. Méthode de l'indice effectif [Da-1, Ma-2]

La méthode de Marcatili est très bien adaptée pour des sections simples, mais pour des sections plus complexes, comme celle présentée figure 4.8, elle n'est pas satisfaisante. Dans le cas précis de cette figure, les plans verticaux placés en  $y = \pm b/2$  ne séparent plus des régions d'indice différents (comme dans le cas de la figure 4.6), mais délimitent des épaisseurs différentes de la couche d'indice le plus élevé. Pour expliquer la possibilité d'un confinement transverse de la puissance guidée, on peut dans un premier temps s'intéresser à un seul plan de discontinuité, par exemple celui en  $y = b/2$ , et considérer provisoirement que les deux structures dont il sert d'interface sont illimitées suivant  $+y$  ou  $-y$ . Chacune de ces structures forme un guide plan ayant respectivement pour épaisseur  $h$  ou  $e$  (figures 4.9 (a) et (b)). Alors un mode qui se propagerait dans le guide plus épais suivant une direction oblique par rapport à l'axe  $Oz$  pourrait éventuellement ne pas pouvoir se propager dans le second guide par suite de la réduction d'épaisseur. Dans ce cas, le mode est réfléchi dans le premier. Pour la structure complète représentée figure 4.8, deux réflexions du type précédent peuvent se produire sur les deux plans verticaux situés en  $y = \pm b/2$ . Ces réflexions assurent alors le confinement transverse de la puissance guidée dans la zone centrale.

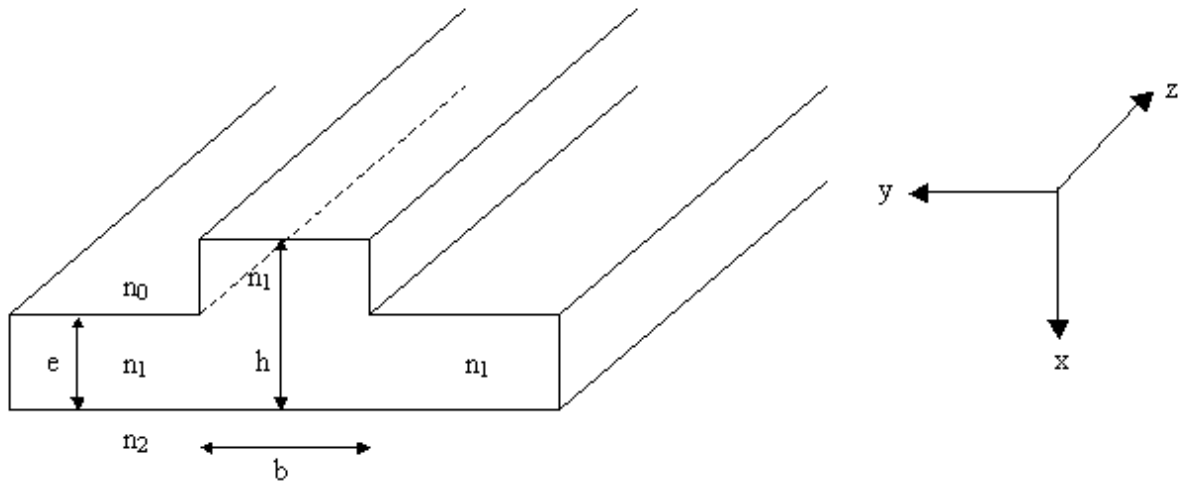


Figure 4.8 : configuration d'un microguide surélevé



Figure 4.9 : comportement des zones centrale et extérieure lorsque  $b \rightarrow \infty$ ,  
 (a) région centrale,  
 (b) zone extérieure

Par la suite, nous allons utiliser une autre méthode. Considérons la structure, illustrée figure 4.10 dans laquelle l'indice de la région centrale  $n'$  est pas fixé mais dépend des coordonnées  $x$  et  $y$ , variant de façon importante en fonction de  $x$  et lentement avec  $y$ .

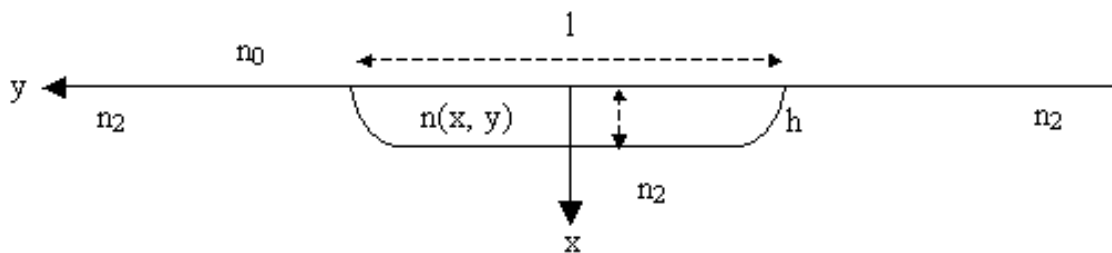


Figure 4.10 : structure d'un microguide à analyser par la méthode de l'indice effectif

Le champ recherché est de la forme :

$$\vec{E}(x, y, z) = \vec{E}(x, y) \cdot e^{j(\omega t - \beta z)} \tag{4.43}$$

Sachant que les autres composantes du champ électromagnétique se déduisent de l'unique composante  $E_y$ , nous pouvons écrire :

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial y^2} + (k_0^2 n_i^2 - \beta^2) E_y = 0 \tag{4.44}$$

Nous recherchons, par la suite, des solutions de la forme :

$$E_y = f(x, y) \times g(y)$$

dans laquelle f varie rapidement en fonction de x et lentement avec y.

Ceci nous mène à la relation (45) :

$$g \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + f \frac{\partial^2 g}{\partial y^2} + 2 \frac{\partial f}{\partial y} \cdot \frac{\partial g}{\partial y} + k_0^2 (n^2(x, y) - n_{em}^2) \cdot f \cdot g = 0 \quad (4.45)$$

Suite au comportement de f en fonction des différentes coordonnées, nous pouvons considérer que :

$$2 \frac{\partial f}{\partial y} \cdot \frac{\partial g}{\partial y} \approx 0,$$

$$g \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} \approx 0.$$

Par conséquent :

$$g \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + f \frac{\partial^2 g}{\partial y^2} + k_0^2 (n^2(x, y) - n_{em}^2) \cdot f \cdot g = 0 \quad (4.46)$$

La relation (46) peut être décomposée en deux équations :

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + k_0^2 [n^2(x, y_1) - n_{em}^2(y_1)] \cdot f = 0$$

$$\frac{\partial^2 g}{\partial y^2} + k_0^2 [n_e^2(y) - n_{em}^2] \cdot g = 0$$

Comme la dépendance de la fonction f par rapport à y est supposée faible, nous considérons cette coordonnée comme un paramètre constant  $y = y_1$  (figure 4.11) pour la première équation. La variable supplémentaire  $n_{em}'(y)$  introduite pour permettre la décomposition s'interprète ainsi comme l'indice effectif d'un mode d'un guide plan qui aurait le même profil d'indice que celui rencontré dans le plan  $y = y_1$  de la structure réelle. En donnant à y toutes les valeurs possibles, on peut établir la loi de variation de  $n_{em}'(y)$ . L'observation de la seconde équation montre qu'elle peut s'interpréter comme celle d'un autre guide dont le profil est décrit justement par  $n_{em}'(y)$ .

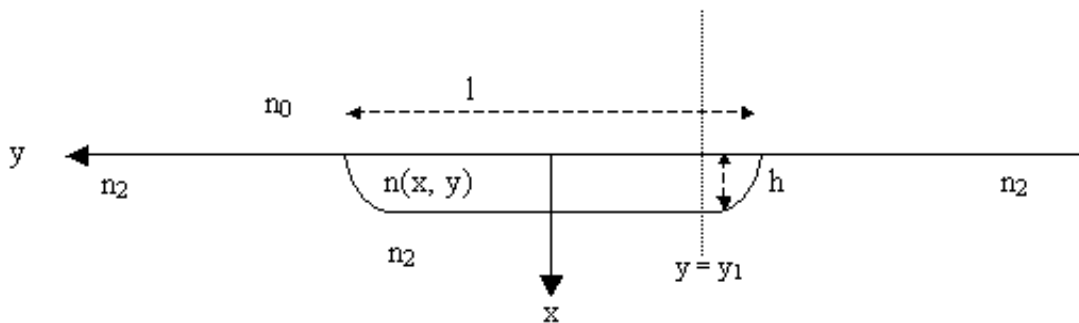


Figure 4.11 : structure du microguide de la figure 4.10 lorsque  $y = y_1$

Nous commençons par décomposer la structure en deux guides plans : l'un horizontal et l'autre vertical. Nous calculons dans un premier temps l'indice effectif  $n'_{em}(y_1)$  du guide d'épaisseur  $h$  figure (4.12).

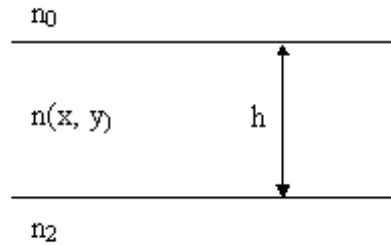


Figure 4.12 : structure du guide plan horizontal

Après avoir calculé l'indice  $n'_{em}(y)$ , nous déterminons l'indice effectif  $n_e$  de la structure globale (figure 4.13).

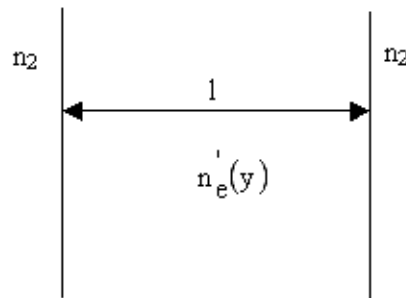


Figure 4.13 : structure du guide plan vertical

Pour ce qui concerne l'analyse de la structure présentée figure 4.8 et redessinée figure 4.14 (A), nous considérons deux plans verticaux dont les tracés sont les droites 1-1' et 2-2'. Ensuite pour chaque région, les indices effectifs ( $n_{ea}$ ,  $n_{eg}$ ) sont déterminés. Nous obtenons ainsi une nouvelle structure constituée d'une partie centrale prise en sandwich entre deux nouvelles zones d'indice  $n_{eg}$  (figure 4.14). Les indices effectifs des guides sont calculés à partir des courbes  $N = f(V)$ .

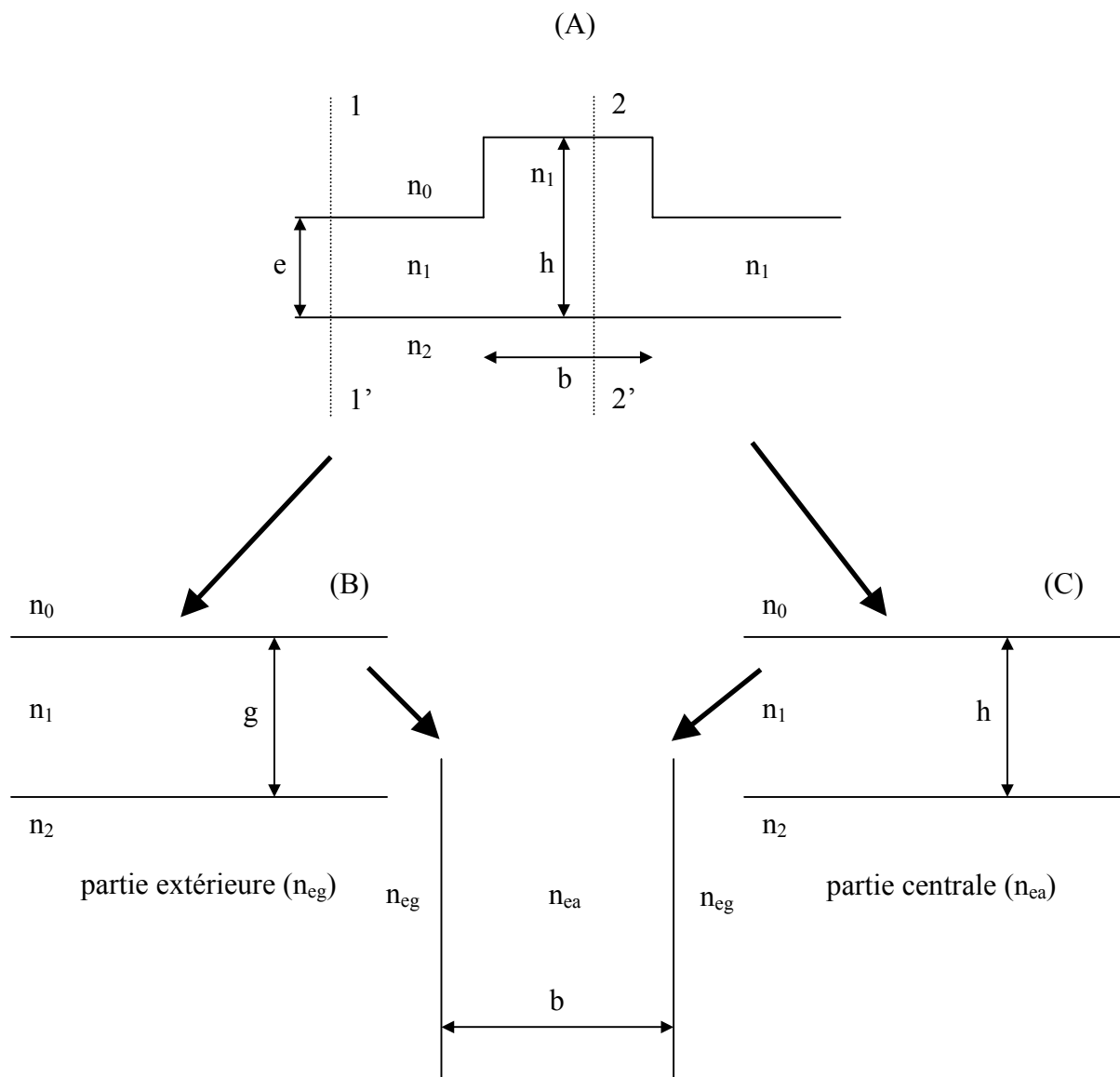


Figure 4.14 : décomposition de la structure globale

L'irradiation par faisceau d'électrons permet d'envisager la réalisation d'une multitude de composants sur un même substrat. Parmi les structures réalisables, il est possible d'inscrire des microguides en arrêt. La méthode de l'indice effectif permet, dans ce cas, d'appréhender la propagation des modes guidés.

## **B. Méthode de caractérisation des structures guidantes**<sup>[He-1, Ul-1, Ti-4, Ti-5]</sup>

Les différentes techniques permettant la caractérisation des guides et des microguides, avant et après irradiation par faisceau d'électrons, sont présentées au cours de cette partie.

## 1. Caractérisation de l'indice de surface<sup>[He-1]</sup>

Une des méthodes les plus simples pour mesurer l'indice de réfraction est la méthode de Brewster, qui consiste à utiliser le dioptre air- surface du matériau. Pour effectuer les mesures, nous disposons du matériel suivant :

- une source de lumière polarisée (laser He-Ne,  $\lambda_0 = 0,6328 \mu\text{m}$ ),
- une lentille dont la distance focale est égale à 200 mm,
- un goniomètre de précision ( $\pm 2'$ ),
- un écran.

Une photographie du banc de manipulation est donnée figure 4.15.

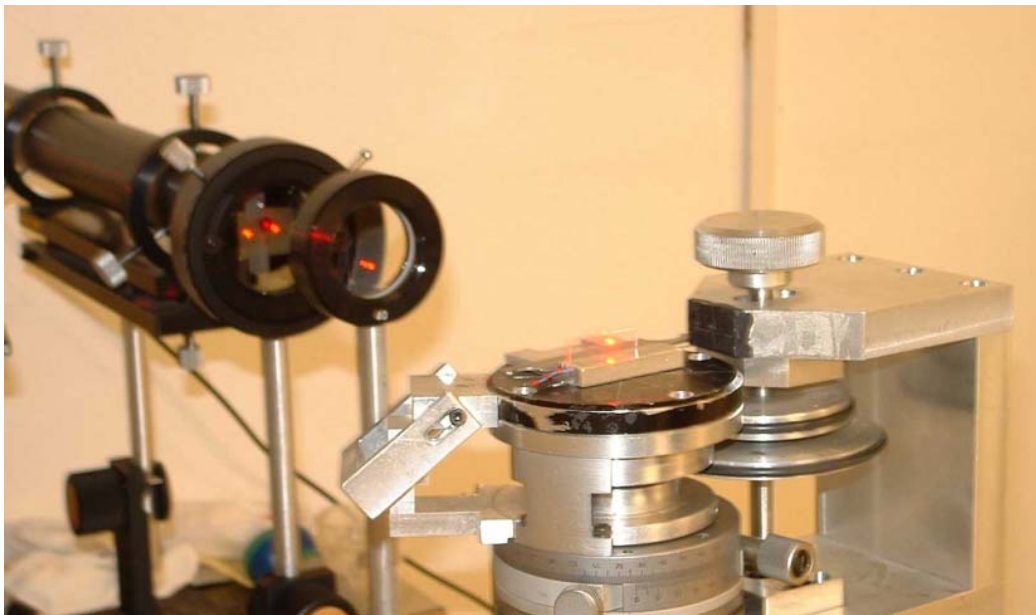


Figure 4.15 : montage utilisé pour la mesure des indices de surface par la méthode de Brewster

Cette méthode s'applique très bien lorsque les dimensions du composant à caractériser sont supérieures ou égales au diamètre du faisceau laser focalisé (de l'ordre de  $100 \mu\text{m}$ ), utilisé pour procéder à la caractérisation. Son principe consiste à faire réfléchir un faisceau parallèle de lumière polarisée sur la surface du matériau utilisé (figure 4.16). Si la lumière du faisceau incident est polarisée dans le plan d'incidence (formé par les rayons incident et réfléchi), nous montrons, en considérant le rapport des intensités de la lumière réfléchie  $I_r$  et de la lumière incidente  $I_i$  (formule de Fresnel), qu'il existe une valeur particulière  $i_B$  de l'angle d'incidence pour laquelle l'intensité lumineuse du rayon réfléchi est nulle. Cette condition est définie par :  $i_B + r_B = \pi/2$ .

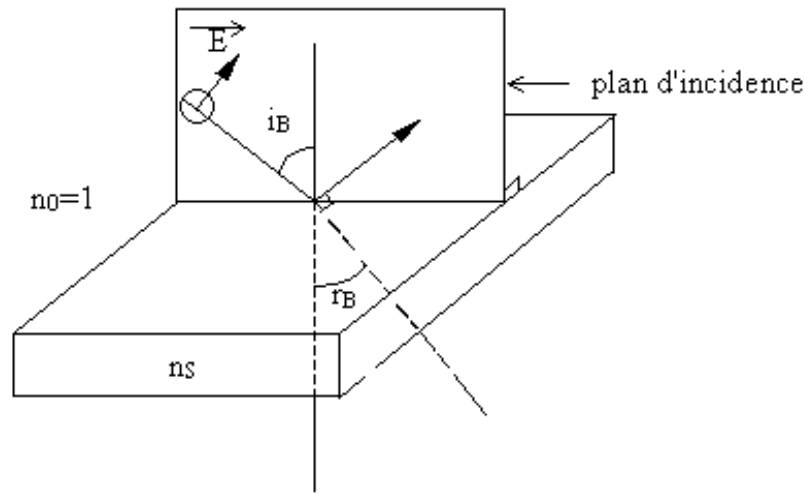


Figure 4.16 : champ électrique polarisé dans le plan d'incidence <sup>[He-1]</sup>

Nous obtenons, par suite, d'après la loi de Descartes :

$$n_s = \tan i_B \tag{4.47}$$

avec  $n_s$  : indice de surface  
 $i_B$  : angle de Brewster.

Dans la pratique, l'état de surface n'étant pas parfait, le rayon réfléchi ne s'éteint pas complètement mais l'intensité lumineuse passe par une valeur minimale qui correspond aux réflexions dues aux irrégularités de surface. Il est à noter également, que nous n'observons pas un seul unique mais deux sur l'écran. Le deuxième correspond, à la réflexion sur la face arrière de l'échantillon. Pour réaliser les mesures, nous considérons que le point correspondant à la face avant est celui qui est le plus lumineux.

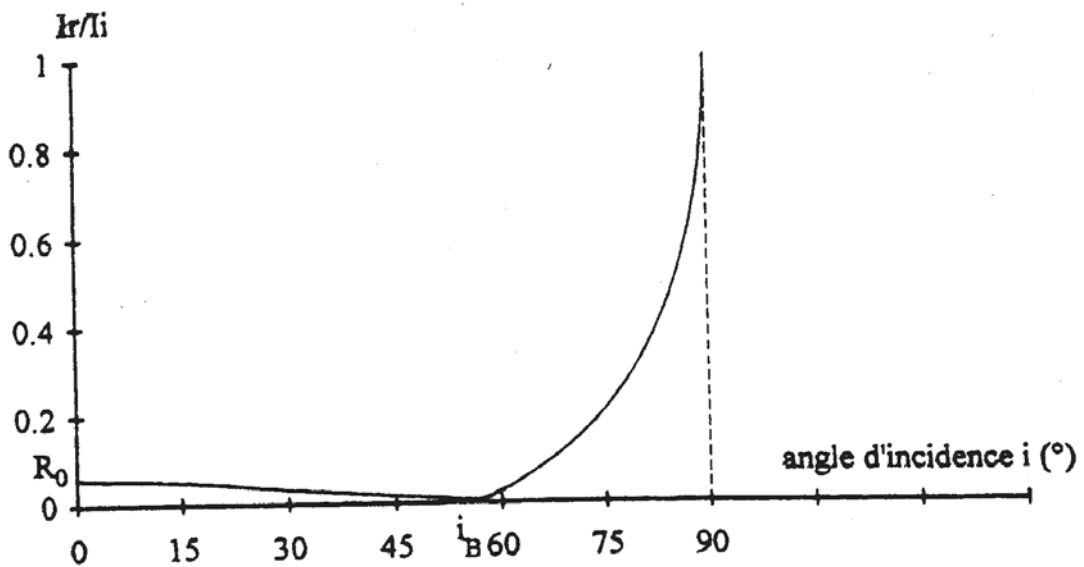


Figure 4.17 : intensité lumineuse réfléchi en fonction de l'angle d'incidence dans un milieu d'indice de surface  $n_s = 1,5$

L'incertitude théorique sur  $n_s$  est donnée par :

$$\Delta n_s = (1+n_s^2) \Delta i_B \tag{4.48}$$

## **2. Caractérisation du couplage**<sup>[Da-2, Ti-1, Ti-2, Ti-3, Ti-4, Ti-5, Ul-1]</sup>

### **2.1. Les différentes techniques de couplage**

Pour confiner la lumière dans le guide ou un microguide, quatre techniques sont généralement utilisées.

#### **L'injection par la tranche**<sup>[Ti-1]</sup>

Le faisceau incident est focalisé sur la tranche du guide d'onde (figure 4.18). Le couplage peut s'effectuer à partir d'une source laser, d'une fibre optique, ou par l'intermédiaire d'un second guide. Cette méthode est couramment utilisée en optique intégrée surtout pour les microguides et paraît, à première vue, relativement simple d'emploi. Toutefois, sa mise en œuvre nécessite une bonne stabilité et un très précis alignement des éléments constituant le banc optique. Elle requiert également un polissage de grande qualité des tranches d'entrée et de sortie du guide. Il est à noter que cette technique ne permet pas de sélectionner un mode guidé puisqu'elle excite tous les modes en même temps. La méthode du couplage par la tranche impose que la longueur du guide soit la même que celle de l'échantillon. Ceci peut représenter un inconvénient majeur dans le cas d'un guide réalisé par faisceau d'électrons car il est nécessaire de faire un compromis entre la durée d'irradiation et surface balayée par les électrons. Il apparaît dans le cadre de notre étude que cette méthode est mieux adaptée à la caractérisation des microguides puisque les dimensions obtenues sont faibles (quelques micromètres).

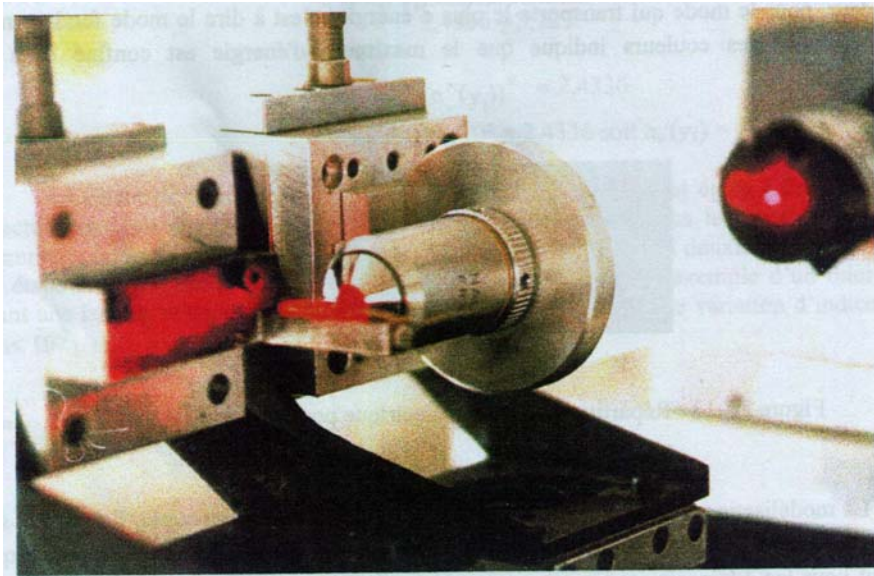


Figure 4.18 : montage permettant l'injection par la tranche

#### **Le couplage par biseau**<sup>[Ti-2]</sup>

Cette méthode consiste à polir l'extrémité du guide en forme de biseau sur une distance égale à 10 à 100 fois la longueur d'onde utilisée. Cette méthode est particulièrement intéressante pour caractériser des guides à fort indice (comme dans le cas du GaAs) pour lesquels il est difficile de trouver un prisme d'indice élevé et transparent à la longueur d'onde utilisée. Cette technique est très peu utilisée car elle est difficile à mettre en œuvre et ne permet pas d'exciter sélectivement les modes guidés. De plus, l'efficacité théorique du couplage n'est que de l'ordre de 40%.



### Le couplage par réseau<sup>[Da-2, Ti-3]</sup>

Cette technique consiste à graver un réseau à la surface du guide<sup>[30]</sup>. Le faisceau incident est alors diffracté par le réseau et peut être couplé à des modes guidés dès lors que la condition d'accord de phase est réalisée<sup>[31]</sup> : le réseau présente l'avantage de constituer un coupleur permanent et sélectif. Sa mise en œuvre est aisée mais c'est la fabrication du réseau qui est délicate et nécessite un appareillage et des techniques particulières. L'efficacité dépend fortement du pas et de la profondeur du réseau, des caractéristiques du faisceau incident et de la zone de couplage.

### Le couplage par prisme<sup>[Ul-1]</sup>

Cette méthode est couramment utilisée en optique guidée compte tenue de sa facilité de mise en œuvre. Elle est détaillée dans le paragraphe suivant et sera employée dans toute la partie expérimentale de ce travail pour caractériser les guides réalisés par bombardement électronique.

## 2.2. La spectroscopie des lignes noires<sup>[Ti-4, Ti-5, Ul-1]</sup>

Les mesure des indices effectifs vont nous permettre de reconstruire le profil d'indice des guides plans. Nous allons décrire et utiliser la méthode de couplage par prisme qui repose sur la notion de réflexion totale frustrée (ou effet tunnel optique).

Le principe, les conditions d'excitation d'un mode, la présentation du banc de mesure et la reconstruction des profils d'indice sont exposés ci-après.

### 2.2.1. Principe

Le faisceau lumineux focalisé d'un laser He-Ne polarisé verticalement est injecté dans le guide plan grâce à un prisme de fort indice ( $n_p = 1,7326$ ) (figure 4.19). La lumière étant focalisée, elle attaque le guide selon plusieurs angles d'incidence.

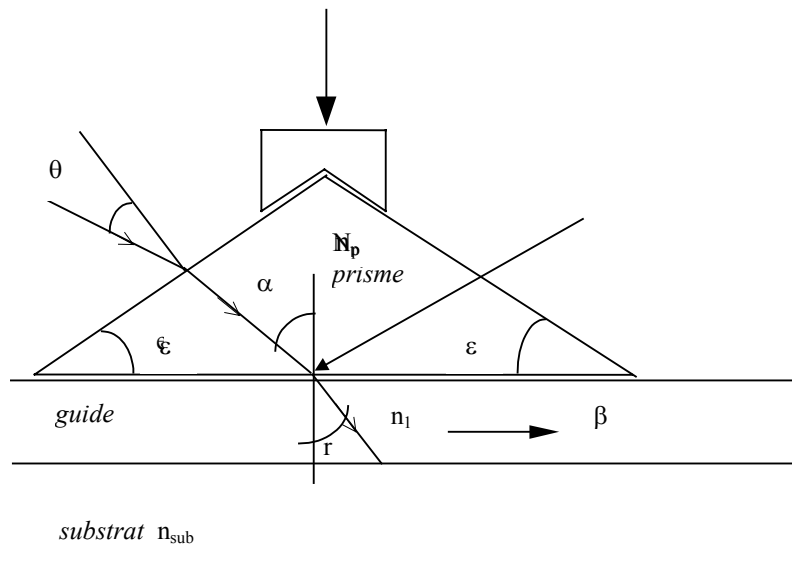


Figure 4.19 : réflexion totale frustrée<sup>[Da-1]</sup>

Pour un angle d'incidence particulier  $\theta$ , la lumière peut exciter un mode TE dont l'indice effectif est donné par la relation :

$$n_{em} = n_p \sin \alpha \quad (4.49)$$

Pour un large domaine d'angle  $\theta$ , la lumière introduite dans le prisme présente pour la face hypoténuse un angle d'incidence qui correspondrait à une réflexion totale en l'absence de guide. Par contre, si ce guide est amené très près, l'onde évanescente (créée dans l'air) peut exciter un mode pourvu que la condition de synchronisation (4.49) soit satisfaite. Celle-ci correspond à une valeur particulière de l'angle  $\theta$ . Dans le cas contraire, où la synchronisation n'est pas réalisée, la lumière ne pénètre pas dans le guide, est réfléchiée dans le prisme et ressort dans l'air de façon symétrique.

Le prisme rectangulaire isocèle avec sa face hypoténuse en contact avec le guide permet de récupérer :

- d'une part, la lumière non guidée réfléchiée par le guide,
- d'autre part, une fraction de la lumière guidée qui peut se recoupler avec le prisme.

Nous visualisons sur un écran la lumière issue du prisme. La figure observée est une tache lumineuse correspondant au faisceau laser réfléchi sur le guide, striée de lignes sombres appelées m-lines, qui correspondent à la lumière guidée se propageant jusqu'à la face de sortie du guide (figure 4.20). A cause de la diffusion, ces lignes sombres se transforment en lignes brillantes sur fond sombre à l'extérieur de cette tache. En mesurant l'angle qui correspond à une ligne noire, c'est à dire pour un mode excité, nous pouvons remonter à l'indice effectif de ce mode guidé, en utilisant la relation (4.55). Les lignes observées permettent de caractériser les modes qui se sont propagés dans le guide avec précision égale à  $2 \times 10^{-3}$  (cf. paragraphe B.2.2.4)).

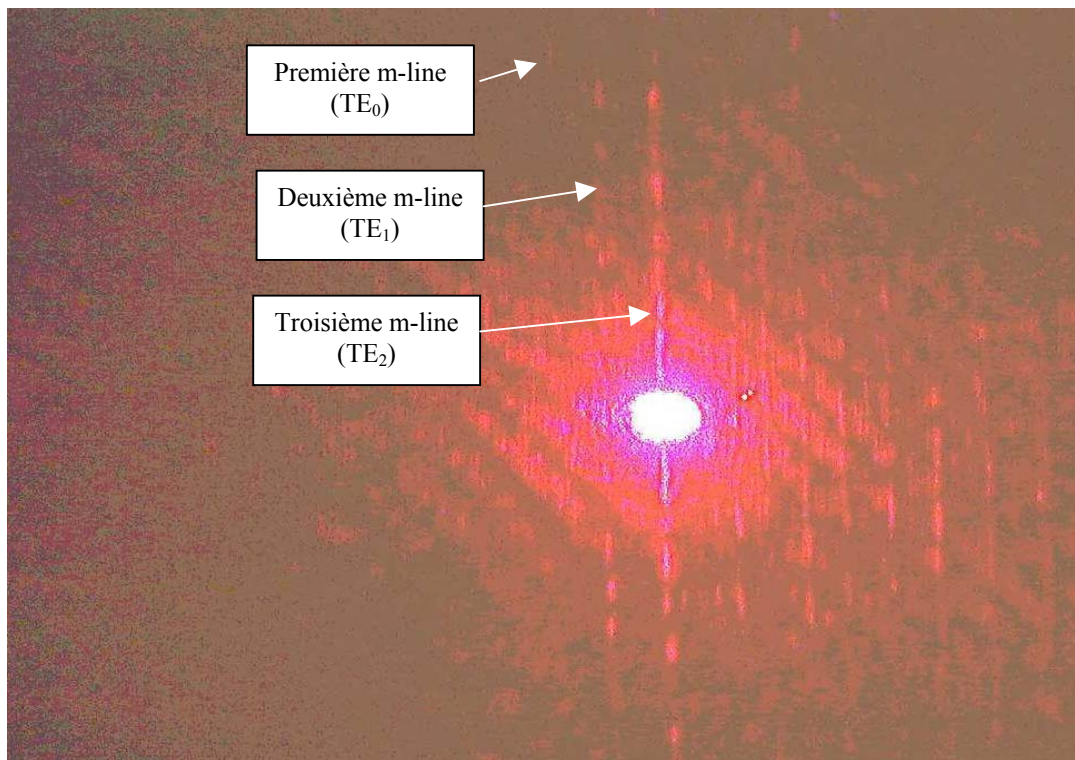


Figure 4.20 : visualisation des m-lines pour un guide multimode réalisé à l'aide d'un faisceau d'électrons d'énergie égale à 30 keV et une fluence électronique de  $6,24 \cdot 10^{18}$  e/cm<sup>2</sup> (1 C/cm<sup>2</sup>). L'échantillon est constitué à l'origine par la superposition d'un film de silice dopée au germanium et au bore (obtenu par hydrolyse à la flamme), d'une couche tampon de silice pure et d'un substrat de silicium

### 2.2.2. Condition d'excitation

Pour déterminer cette condition, il suffit d'appliquer la relation de Descartes au point où a lieu la réflexion totale frustrée (figure 4.19) :

$$n_p \sin \alpha = n_1 \sin r \quad (4.50)$$

La condition d'excitation établit l'égalité des composantes longitudinales du vecteur d'onde défini dans le prisme ( $k_0 n_p \sin \alpha$ ) et dans le guide ( $k_0 n_1 \sin r$ , noté  $\beta$ ). Nous obtenons cette condition en multipliant l'expression précédente par  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  d'où :

$$k_0 n_p \sin \alpha = k_0 n_1 \sin r = \beta \quad (4.51)$$

Si nous faisons intervenir l'indice effectif  $n_e$ , nous obtenons alors :

$$n_p \sin \alpha = \frac{\beta}{k_0} = n_e \quad (4.52)$$

Pour le mode d'ordre  $m$ , l'indice effectif est lié à l'angle  $\alpha_m$  par la relation :

$$n_{em} = n_p \sin \alpha_m \quad (4.53)$$

Il est plus commode d'exprimer l'indice effectif en fonction de l'angle d'incidence  $\theta$ . Après un calcul simple faisant intervenir  $\varepsilon$ , l'angle du prisme, nous obtenons la relation suivante :

$$n_e = \sin \theta \cdot \cos \varepsilon + (n_p^2 - \sin^2 \theta)^{1/2} \cdot \sin \varepsilon \quad (4.54)$$

Dans notre montage, le prisme a un angle  $\varepsilon$  égal à  $45^\circ$ , d'où :

$$n_{em} = \frac{\sqrt{2}}{2} \left[ \sin \theta_m + (n_p^2 - \sin^2 \theta_m)^{1/2} \right] \quad (4.55)$$

### **2.2.3. Conditions expérimentales**

Nous disposons du matériel suivant :

- un laser He-Ne ( $\lambda_0 = 0,6328 \mu\text{m}$ )
- un polariseur
- une lentille de focale de 200 mm
- un prisme d'indice de réfraction  $n_p = 1,7326$
- un goniomètre de précision ( $\pm 2'$ )

Le banc de mesure se présente de la façon suivante :

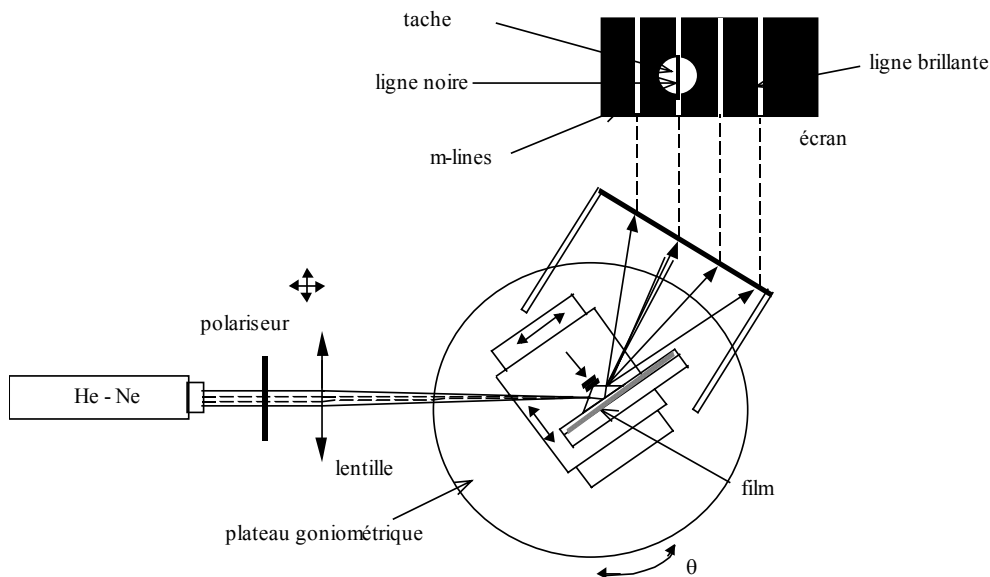


Figure 4.21 : montage utilisé pour la mesure des indices effectifs. Sur l'écran, la tache lumineuse est centrée sur le 3<sup>ème</sup> mode, les modes étant repérés de droite à gauche dans l'ordre croissant [Da-1]

Pour assurer un couplage important entre le prisme et le guide, nous exerçons une pression contrôlée sur le substrat en face du point d'impact du faisceau incident.

La lumière issue du faisceau laser polarisé est focalisée au moyen d'une lentille de distance focale de 200 mm au voisinage prisme - guide. L'interface est donc éclairée par un faisceau convergent sous une collection d'angles  $\theta$  compris dans un domaine angulaire  $\Delta\theta$  de quelques degrés.

Le guide et son prisme d'injection sont montés sur un plateau goniométrique lui-même installé sur une unité de déplacement x-y. Ainsi, nous pouvons amener le point de convergence du faisceau en coïncidence avec le point de contact prisme – guide, ou mieux juste devant là où existe un film très fin d'air entre eux, et faire varier  $\theta$  dans un large domaine angulaire.

### **2.2.4. Précision sur les mesures**

La précision sur les indices effectifs et les épaisseurs d'un guide ou d'un microguide dépend essentiellement de l'incertitude sur les mesures des angles  $\theta_m$  et des caractéristiques du prisme utilisé. Les imprécisions de mesure sont d'autant plus importantes que les lignes noires sont épaisses, et donc que la lecture sur la valeur de  $\theta_m$  délicate. A partir de la relation (4.55), il est facile de calculer l'incertitude  $\Delta n_e$  commise sur l'indice effectif  $n_e$  d'un mode d'ordre  $m$  :

$$\Delta n_{em} = \left( \frac{\partial n_{em}}{\partial n_p} \right) + \left( \frac{\partial n_{em}}{\partial \theta_m} \right) + \left( \frac{\partial n_{em}}{\partial \varepsilon} \right) \quad (4.56)$$

Rappelons que :

$$n_{em} = \sin\theta_m \cdot \cos\varepsilon + (n_p^2 - \sin^2\theta_m)^{1/2} \cdot \sin\varepsilon$$

Nous obtenons donc :

$$\frac{\partial n_{em}}{\partial n_p} = \sin\varepsilon \cdot \frac{n_p}{(n_p^2 - \sin^2\theta_m)^{1/2}} \quad (4.57)$$

$$\frac{\partial n_{em}}{\partial \theta_m} = \cos\theta_m \left( \cos\varepsilon - \sin\varepsilon \cdot \frac{\sin\theta_m}{(n_p^2 - \sin^2\theta_m)^{1/2}} \right) \quad (4.58)$$

$$\frac{\partial n_{em}}{\partial \varepsilon} = -\sin\theta_m \cdot \sin\varepsilon + (n_p^2 - \sin^2\theta_m)^{1/2} \cdot \cos\varepsilon \quad (4.59)$$

Nous estimons l'erreur globale commise sur l'angle  $\theta$  à 10', elle tient compte :

- de celle sur la position sur la m-line (centrage du spot sur la m-line),
- de celle sur la position de la normale à la face du prisme (lorsque la normale à la face d'entrée du prisme est recherchée par auto-collimation),
- du décalage des m-lines d'une série de mesures à une autre (plusieurs mesures d'angle sont réalisées pour différentes positions sur le guide ; ensuite, pour une m-line donnée, nous faisons la moyenne des angles mesurés aux différents endroits).

Ceci nous conduit, en négligeant les imprécisions sur  $n_p$  et  $\varepsilon$ , à une incertitude sur l'indice effectif de  $2 \times 10^{-3}$  en moyenne.

### **2.3. Reconstruction du profil d'indice** <sup>[Ma-2]</sup>

Une fois les indices mesurés, le profil d'indice est reconstruit en utilisant la méthode WKB inverse. La relation de dispersion dans le cas d'un guide à gradient d'indice est :

$$k_0 \int_0^{x_m} \sqrt{n^2(x) - n_{em}^2} dx = \Phi_{10} + \frac{\pi}{4} + m\pi \quad (4.60)$$

où  $n_{em}$  et  $x_m$  sont respectivement l'indice effectif et la profondeur du mode  $TE_m$ , l'objectif étant de déterminer  $x_m$ . Nous nous intéressons à un guide qui présente au total  $N$  modes d'indice effectif  $n_{em}$  tel que :

$$n(x = x_m) = n_{em}.$$

Le profil d'indice est défini de façon approchée par la connaissance de  $n_1$  et des couples  $(n_{em}, x_m)$ . Nous transformons cette relation de dispersion au moyen de différentes hypothèses détaillées dans l'annexe. Grâce à ces hypothèses, nous pouvons déterminer la profondeur du  $m^{\text{ème}}$  mode en connaissant celle du  $(m-1)^{\text{ème}}$ . Dans le cas du premier mode,  $m = 0$ , nous obtenons la profondeur  $a_0$ , définie par :

$$= \frac{9\lambda_0}{16\sqrt{n_1 - n_0} \sqrt{\frac{n_0 + n_1}{2} + n_0}} \quad (4.61)$$

Nous avons donc appliqué cette méthode à tous les guides réalisés expérimentalement.

Les profondeurs  $x_m$  ( $m \geq 1$ ) sont déterminées par récurrence de la façon suivante :

$$x_m = x_{m-1} + \frac{3}{2\sqrt{n_{em} - n_{em-1}} \sqrt{\frac{n_{em} + n_{em-1}}{2} + n_{em}}} \times [A + B + C] \quad (4.62)$$

avec :  $A = \frac{(3 + 4m)\lambda_0}{8}$ ,

$$B = - \sum_{k=1}^{m-1} \frac{2}{3} \sqrt{\frac{n_{ek} + n_{ek-1}}{2} + n_{em}} \frac{x_k - x_{k-1}}{n_{ek-1} - n_{ek}} \left[ (n_{ek-1} - n_{em})^{\frac{3}{2}} - (n_{ek} - n_{em})^{\frac{3}{2}} \right],$$

$$C = - \frac{2}{3} \sqrt{\frac{n_{e0} + n_{em}}{2} + n_{em}} \frac{x_0}{n_1 - n_0} \left[ (n_1 - n_{em})^{\frac{3}{2}} - (n_{e0} - n_{em})^{\frac{3}{2}} \right].$$

Un programme réalisé sous Excel donné en annexe permet de reconstruire le profil d'indice .

## **2.4. Reconstruction du profil du champ électromagnétique**

Pour reconstruire le profil du champ électromagnétique, il existe plusieurs méthodes. Parmi les plus connues, nous pouvons citer les méthodes de Runge Kutta (RK), WKB Inverse et des matrices caractéristiques. La première est relativement simple à exploiter et fournit le tracé en tout point du guide, en revanche, la méthode WKBI ne s'applique pas à la région où l'indice du milieu est égal à l'indice effectif du mode étudié. De plus, cette approche permet de déterminer, par étapes successives, l'indice effectif du mode. Un avantage supplémentaire est que la recherche du mode et le tracé du champ correspondant se font simultanément. C'est pourquoi, par la suite, que nous utiliserons la méthode de Runge Kutta. Parallèlement, nous emploierons des programmes de simulation basés sur la théorie des matrices caractéristiques afin de faciliter l'étude des guides plans à gradient d'indice.

### **2.4.1. Méthode de Runge Kutta**

Afin de comprendre le principe de la méthode de RK, nous proposons dans un premier temps, à titre d'exemple, d'intégrer un système de deux équations différentielles du premier degré. Ensuite, nous appliquerons cette méthode à l'intégration d'une équation différentielle du second degré et au tracé du champ optique dans un guide d'onde plan.

#### **a) Intégration d'un système de deux équations différentielles du premier degré**

Les équations différentielles à résoudre sont de la forme :

$$\frac{du}{dx} = G(x, y, u) \quad \text{et} \quad \frac{dy}{dx} = F(x, y, u)$$

Puisque ces équations dépendent des mêmes variables, elles sont couplées. Nous cherchons à les intégrer sur un intervalle  $\Delta x$ . Pour ce faire, nous utilisons la méthode de Runge Kutta qui consiste à découper cet intervalle en  $p$  pas de longueur  $h$  petite. Les valeurs de  $u$  et  $y$  sont calculées à la fin de chaque pas à partir des valeurs en début. Par étapes successives, tout le domaine peut ainsi être décrit. Les conditions initiales sont les valeurs des coordonnées  $u$  (soit  $u_0$ ) et  $y$  ( $y_0$ ) au début de cet intervalle, prises arbitrairement à l'origine en  $x = 0$ .

Posons :  $x_n = p \cdot h$

Aux extrémités de chaque pas, les inconnues  $u$  et  $y$  prennent les valeurs :

- $u_n$  et  $y_n$  en  $x_n$ ,
- $u_{n+1}$  et  $y_{n+1}$  en  $x_{n+1}$ .

Afin de procéder à l'intégration, il est nécessaire de définir auparavant pour chacun des pas (c'est-à-dire pour chaque valeur particulière de  $n$ ) et de façon successive, les quantités suivantes :

$m_0 = h \cdot G(x, y, u),$	$k_0 = h \cdot F(x, y, u)$
$m_1 = h \cdot G\left[\left(x_n + \frac{h}{2}\right), \left(y_n + \frac{k_0}{2}\right), \left(u_n + \frac{m_0}{2}\right)\right]$	$k_1 = h \cdot F\left[\left(x_n + \frac{h}{2}\right), \left(y_n + \frac{k_0}{2}\right), \left(u_n + \frac{m_0}{2}\right)\right]$
$m_2 = h \cdot G\left[\left(x_n + \frac{h}{2}\right), \left(y_n + \frac{k_1}{2}\right), \left(u_n + \frac{m_1}{2}\right)\right]$	$k_2 = h \cdot F\left[\left(x_n + \frac{h}{2}\right), \left(y_n + \frac{k_1}{2}\right), \left(u_n + \frac{m_1}{2}\right)\right]$
$m_3 = h \cdot G[(x_n + h), (y_n + k_2), (u_n + m_2)]$	$k_3 = h \cdot G[(x_n + h), (y_n + k_2), (u_n + m_2)]$

A partir des valeurs  $m_0, \dots, m_3, k_0, \dots, k_3$ , il est possible de calculer les valeurs  $u_{n+1}$  et  $y_{n+1}$  prises par les inconnues en fin de pas à partir des valeurs  $u_n$  et  $y_n$  en début de pas. Nous obtenons ainsi :

$$u_{n+1} = u_n + \frac{1}{6}(m_0 + 2m_1 + 2m_2 + m_3)$$

$$y_{n+1} = y_n + \frac{1}{6}(k_0 + 2k_1 + 2k_2 + k_3)$$

Ces relations permettent ainsi de déterminer, pas à pas, les valeurs de  $u$  et  $y$  pour différentes positions correspondantes au découpage du domaine de variation de  $x$ .

**b) Application à l'intégration d'une équation différentielle du second ordre**

L'équation du second degré à résoudre est de la forme :

$$\frac{d^2y}{dx^2} + H(x, y) = 0$$

Introduisons la variable secondaire  $u$  définie comme étant la dérivée première de  $y$  :

$$u = \frac{dy}{dx}$$

Ce qui implique :

$$\frac{du}{dx} = -H(x, y)$$

La correspondance avec le paragraphe précédent permet d'écrire :

$$\frac{du}{dx} = G(x, y, u) = -H(x, y) \quad \text{et} \quad \frac{dy}{dx} = F(x, y, u) = u$$

Les quantités  $m_0, \dots, m_3, k_0, \dots, k_3$  deviennent alors :

$m_0 = -h \cdot H(x_n, y_n),$	$k_0 = h \cdot u_n$
$m_1 = -h \cdot H\left[\left(x_n + \frac{h}{2}\right), \left(y_n + \frac{k_0}{2}\right)\right]$	$k_1 = h \cdot \left(u_n + \frac{m_0}{2}\right)$
$m_2 = -h \cdot H\left[\left(x_n + \frac{h}{2}\right), \left(y_n + \frac{k_1}{2}\right)\right]$	$k_2 = h \cdot \left(u_n + \frac{m_1}{2}\right)$
$m_3 = -h \cdot H[(x_n + h), (y_n + k_2)]$	$k_3 = h \cdot \left(u_n + \frac{m_2}{2}\right)$

La formule de calcul pas à pas de  $u$  (dérivée première de  $y$ ) reste la même :

$$\left(\frac{dy}{dx}\right)_{n+1} = \left(\frac{dy}{dx}\right)_n + \frac{1}{6}(m_0 + 2m_1 + 2m_2 + m_3)$$

Celle du calcul de l'inconnue  $y$  se simplifie en :

$$y_{n+1} = y_n + h \cdot \left(\frac{dy}{dx}\right)_n + \frac{h}{6}(m_0 + m_1 + m_2)$$

**c) Application au tracé du champ optique dans un guide d'onde plan**

L'amplitude  $E$  du champ correspondant au mode TE d'un guide satisfait l'équation scalaire (4.63) :

$$\frac{d^2E}{dx^2} + k_0^2 [n^2(x) - n_{em}^2] \cdot E = 0 \quad (4.63)$$

L'application du paragraphe précédent donne :

$$H(x, y) = k_0^2 [n^2(x) - n_{em}^2] \cdot E = 0 \quad (4.64)$$

Les quantités  $m_0, \dots, m_3, k_0, \dots, k_3$  se calculent alors à partir de la valeur de l'indice effectif  $n_e$  (supposée connue) et de la valeur du champ  $E_n$  en début de pas, c'est-à-dire en  $x_n$ .

$m_0 = -h \cdot k_0^2 \left[ n^2(x_n) - n_{em}^2 \right] \cdot E_n$	$k_0 = h \cdot \left( \frac{dE}{dx} \right)_n$
$m_1 = -h \cdot k_0^2 \left[ n^2 \left( x_n + \frac{h}{2} \right) - n_{em}^2 \right] \cdot \left( E_n + \frac{k_0}{2} \right)$	$k_1 = h \cdot \left[ \left( \frac{dE}{dx} \right)_n + \frac{m_0}{2} \right]$
$m_2 = -h \cdot k_0^2 \left[ n^2 \left( x_n + \frac{h}{2} \right) - n_{em}^2 \right] \cdot \left( E_n + \frac{k_1}{2} \right)$	$k_2 = h \cdot \left[ \left( \frac{dE}{dx} \right)_n + \frac{m_1}{2} \right]$
$m_3 = -h \cdot k_0^2 \left[ n^2(x_n + h) - n_{em}^2 \right] \cdot (E_n + k_2)$	$k_3 = h \cdot \left[ \left( \frac{dE}{dx} \right)_n + m_2 \right]$

Les calculs du champ et de sa dérivée se font grâce aux formules (4.65) et (4.66) :

$$\left( \frac{dE}{dx} \right)_{n+1} = \left( \frac{dE}{dx} \right)_n + \frac{1}{6} (m_0 + 2m_1 + 2m_2 + m_3) \quad (4.65)$$

$$E_{n+1} = E_n + h \cdot \left( \frac{dE}{dx} \right)_n + \frac{h}{6} (m_0 + m_1 + m_2) \quad (4.66)$$

Pour effectuer ces calculs, il est nécessaire de fixer des conditions initiales. Il est commode de se donner arbitrairement la valeur unité en début du domaine d'intégration. Il faut également préciser la valeur initiale de la dérivée première. Comme le guide plan étudié présente un superstrat d'indice constant et connu (généralement de l'air :  $n_0 = 1$ ) s'étendant jusqu'à l'infini, il est pratique de prendre comme position initiale le plan d'interface entre cette région et la zone guidante. Dans la région supérieure d'indice constant, le tracé du champ correspond à une exponentielle croissante, si l'axe des  $x$  est dirigé vers le substrat.

Dans ces conditions et avec l'hypothèse d'un champ initial égal à l'unité, la dérivée première se calcule aisément par :

- $E_{x=0} = 1$ ,
- $\left( \frac{dE}{dx} \right)_{x=0} = \gamma_0$  avec  $\gamma_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{n_{em}^2 - n_0^2}$

#### **d) Application à la détermination de l'indice effectif**

Le paragraphe précédent supposait que la valeur de l'indice effectif  $n_e$  du mode considéré était connue. Cependant, une difficulté rencontrée avec cette méthode de détermination progressive tient au fait que, dans le substrat, la solution générale de l'équation de l'amplitude est formée par la combinaison de deux exponentielles, l'une croissante et l'autre décroissante. L'existence a priori de ces deux solutions est utile pour la détermination de la bonne valeur de l'indice effectif. Si la valeur testée n'est pas correcte, alors, au sein du substrat et suffisamment loin de la région centrale, l'exponentielle croissante devient très importante, ce qui rend difficile la visualisation de la partie la plus intéressante (celle proche de la zone guidante) de la courbe d'évolution de l'amplitude. Ceci implique, dans ces conditions, qu'il n'y a plus de convergence de l'amplitude du



champ au fur et à mesure que l'on s'éloigne du substrat. Ceci est illustré sur les figures (4.22 (a) et (c)). La divergence de l'amplitude vers + ou -  $\infty$  dépend du fait que la valeur est supérieure ou inférieure à la valeur exacte. La figure 4.22 (a) correspond au cas à une **valeur testée trop forte** tandis que la figure 4.22 (c) à une **valeur trop faible**. Il est donc possible, par essais successifs, de converger vers la valeur exacte et ce, avec une précision fixée par avance. Ainsi, si la valeur testée de l'indice effectif est la bonne alors le coefficient multipliant l'exponentielle croissante est nulle (ou au moins très petit). Il est donc nécessaire de limiter initialement le domaine de variation de la coordonnée  $x$  dans la région du substrat, quitte à l'augmenter ensuite pour assurer une meilleure précision sur la détermination de l'indice effectif. Pour cette raison, il est préférable de se donner une valeur raisonnable sur la précision (de l'ordre de  $10^{-4}$ ) avec laquelle la valeur de l'indice effectif doit être trouvée.

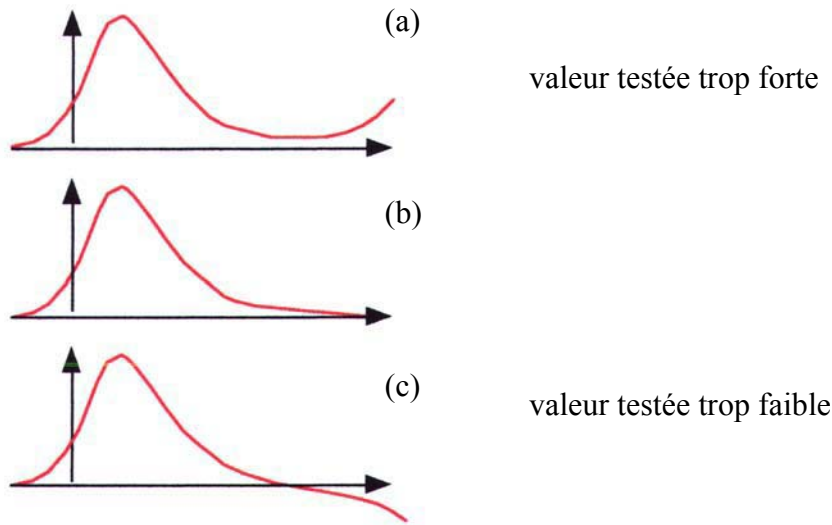


Figure 4.22 : allure du profil du champ électrique pour différentes valeurs de l'indice effectif

### 2.4.2. Méthode des matrices caractéristiques <sup>[Ur-2]</sup>

Cette méthode consiste à déterminer l'équivalence entre un guide à gradient d'indice et un guide à saut d'indice multicouche présentant  $p+2$  couches comme cela est illustrée sur la figure 4.23. La lumière se propage selon la direction des  $z$  positifs. L'indice des différents milieux est considéré invariant tout au long de cet axe de propagation.

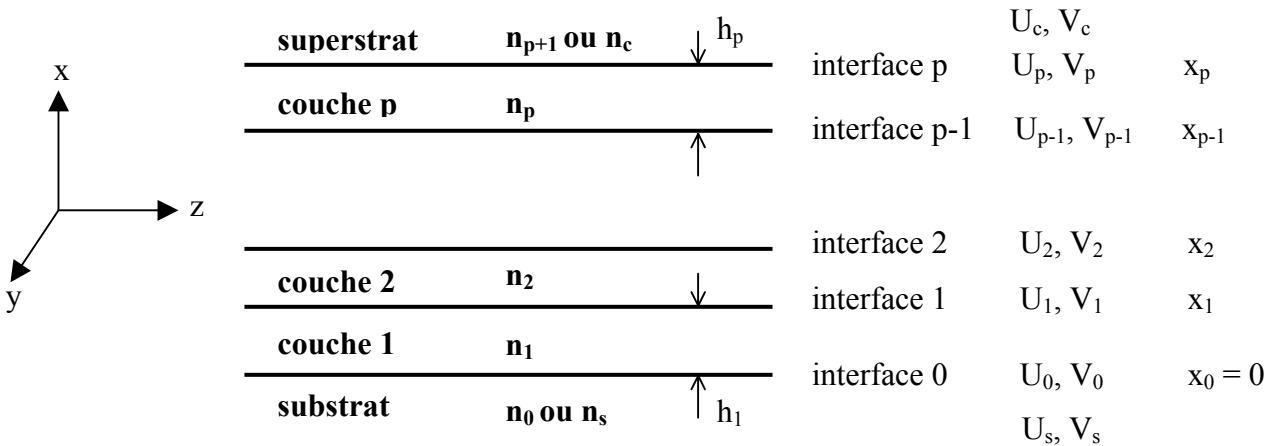


Figure 4.23 : structure du guide multicouche à saut d'indice

Pour simplifier l'analyse, les modes TE et TM sont considérés séparément.

### a) Modes TE

Dans le cas d'une polarisation TE, les équations de Maxwell conduisent aux relations suivantes :

$$H_x = -\frac{\beta}{\omega\mu} E_y \quad (4.67)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -j\omega\mu H_z \quad (4.68)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} + j\beta H_x = -j\omega\epsilon_0 n^2 E_y \quad (4.69)$$

Posons maintenant  $U = E_y$  et  $V = \omega\mu H_z$ , les équations (4.67) à (4.68) deviennent :

$$U' = -jV \quad (4.70)$$

$$U'' + k^2 U = 0 \quad (4.71)$$

dans lesquelles :  $U' = \partial U / \partial x$ ,  $U'' = \partial^2 U / \partial x^2$ ,  $k^2 = k_0^2 n^2 - \beta^2$  et  $k_0 = 2\pi / \lambda_0$ .

Les solutions de l'équation (71) dans une couche sont de la forme :

$$U(x) = A \exp(-jkx) + B \exp(jkx) \quad (4.72)$$

$$V(x) = k[A \exp(-jkx) + B \exp(jkx)] \quad (4.73)$$

En appliquant les conditions aux limites, nous pouvons relier  $U$  et  $V$  d'une interface à une autre adjacente au moyen d'une matrice caractéristique du milieu :

$$\begin{bmatrix} U_i \\ V_i \end{bmatrix} = M_i \begin{bmatrix} U_{i-1} \\ V_{i-1} \end{bmatrix} \quad (4.74)$$

dans laquelle  $M_i$  représente la matrice caractéristique dont l'expression est donnée ci-dessous :

$$M_i = \begin{bmatrix} \cos(k_i h_i) & \frac{j \sin(k_i h_i)}{k_i} \\ -jk_i \sin(k_i h_i) & \cos(k_i h_i) \end{bmatrix} \quad (4.75)$$

Ainsi, l'équation (74) peut s'écrire sous la forme (4.76).

$$\begin{bmatrix} U_i \\ V_i \end{bmatrix} = M_i \begin{bmatrix} U_0 \\ V_0 \end{bmatrix} \quad (4.76)$$

où :

$$M_i = M_i \dots M_1 = \begin{bmatrix} m_{i11} & m_{i12} \\ m_{i21} & m_{i22} \end{bmatrix} \quad (4.77)$$

Dans le substrat, le champ est évanescent ; par conséquent le coefficient  $B$  dans les relations (4.72) et (4.73) doit être nul. Par convention, nous posons  $A_s = A$ . Les équations (4.72) et (4.73) peuvent s'écrire sous la forme :

$$U_s(x) = A_s \exp(\gamma_s x) \quad (4.78)$$

$$V_s(x) = j\gamma_s U_s \quad (4.79)$$

où :  $\gamma_s^2 = \beta^2 - n_s^2 k_0^2$ . A l'interface 0, nous obtenons :

$$U_0 = U_s(0) = A_s$$

$$V_0 = V_s(0) = j\gamma_s A_s \quad (4.91)$$

Les valeurs de  $U$  et  $V$  pour n'importe quelle valeur de  $x$  comprise entre  $x_i$  et  $x_{i+1}$  peuvent s'exprimer en fonction de  $U_0$  et  $V_0$  en imaginant une interface virtuelle en  $x$ . Nous obtenons alors :

$$\begin{bmatrix} U(x) \\ V(x) \end{bmatrix}_{x_i \leq x \leq x_{i+1}} = \begin{bmatrix} \cos(k_{i+1}(x-x_i)) & \frac{j \sin(k_{i+1}(x-x_i))}{k_{i+1}} \\ -jk_{i+1} \sin(k_{i+1}(x-x_i)) & \cos(k_{i+1}(x-x_i)) \end{bmatrix} \times M_i \begin{bmatrix} U_0 \\ V_0 \end{bmatrix}$$

Ce qui entraîne :  $U(x)_{x_i \leq x \leq x_{i+1}} = f(x)_{x_i \leq x \leq x_{i+1}} A_s$

avec :  $f(x)_{x_i \leq x \leq x_{i+1}} = (m_{i11} + j\gamma_s m_{i12}) \cos(k_{i+1}(x-x_i)) - \frac{j(m_{i21} + j\gamma_s m_{i22}) \sin(k_{i+1}(x-x_i))}{k_{i+1}}$

Les valeurs de  $U$  et  $V$  dans le superstrat peuvent être déterminées de manière similaire en écrivant :

$$U_c(x) = B_c \exp(-\gamma_c x)$$

$$V_c(x) = -j\gamma_c U_c$$

où :  $\gamma_c^2 = \beta^2 - n_c^2 k_0^2$ . A l'interface  $p$ , nous avons :

$$\begin{bmatrix} U_p \\ V_p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B_c \exp(-\gamma_c x_p) \\ -j\gamma_c B_c \exp(-\gamma_c x_p) \end{bmatrix} = M_p \begin{bmatrix} U_0 \\ V_0 \end{bmatrix}$$

Ce qui implique :

$$U_c(x) = g \cdot \exp(-\gamma_c x) \cdot A_s$$

où :  $g = \frac{j\gamma_c m_{p11} - \gamma_c \gamma_s m_{p12} - m_{p21} - j m_{p22} \gamma_s}{2j\gamma_c \exp(-\gamma_c x_p)}$

En utilisant l'équation (4.87), nous obtenons l'équation de dispersion (4.90) dans le cas des modes TE :

$$j(\gamma_s m_{p22} + \gamma_c m_{p11}) = \gamma_s \gamma_c m_{p12} - m_{p21}$$

L'établissement de la relation de dispersion se fait quelle que soit la valeur initialement donnée au coefficient  $A_s$  en début de calcul. Il est d'usage de normaliser les champs modaux. Pour un guide plan, la manière la plus simple est de considérer comme unitaire la puissance  $P_z$  transportée par le mode étudié au travers d'une bande normale à la direction de propagation, ayant une largeur unité suivant la direction transverse  $y$ , celle parallèle aux couches, et s'étendant à l'infini suivant l'autre direction transverse  $x$ .

$$P_z = \frac{\beta}{2\mu\omega} \int_{-\infty}^{+\infty} |E_y|^2 dx = 1$$

ou plus explicitement :

$$P_z = \frac{\beta}{\omega\mu} A_s^2 \left[ \int_{-\infty}^0 [\exp(\gamma_s x)]^2 dx + \sum_{k=1}^p \int_{x_{k-1}}^{x_k} [f_k(x)]^2 dx + \int_{x_p}^{+\infty} [g \cdot \exp(-\gamma_c x)]^2 dx \right] = 1$$

Le coefficient  $A_s$  a par conséquent pour expression :

$$A_s = \left[ \frac{2\omega\mu}{\beta} \left( \int_{-\infty}^0 [\exp(\gamma_s x)]^2 dx + \sum_{k=1}^p \int_{x_{k-1}}^{x_k} [f_k(x)]^2 dx + \int_{x_p}^{+\infty} [g \cdot \exp(-\gamma_c x)]^2 dx \right)^{-1} \right]^{1/2} \quad (4.93)$$

### **b) Modes TM**

Pour ce qui concerne la polarisation TM, nous adoptons les notations suivantes :

$$U = H_y \quad (4.94)$$

$$V = \varepsilon_0 \omega E_z \quad (4.95)$$

Ce qui conduit aux solutions de l'équation d'onde :

$$U(x) = A \exp(-jkx) + B \exp(jkx) \quad (4.96)$$

$$V(x) = -\frac{k}{n^2} [A \exp(-jkx) - B \exp(jkx)] \quad (4.97)$$

La matrice caractéristique est donnée par :

$$M_i = \begin{bmatrix} \cos(k_i h_i) & \frac{j n_i^2 \sin(k_i h_i)}{k_i} \\ \frac{j k_i \sin(k_i h_i)}{n_i^2} & \cos(k_i h_i) \end{bmatrix} \quad (4.98)$$

Dans le substrat, nous pouvons écrire :

$$U_s(x) = A_s \exp(\gamma_s x) \quad (4.99)$$

$$V_s(x) = -\frac{j}{n_s^2} \gamma_s U_s = -\frac{j}{n_s^2} \gamma_s A_s \exp(\gamma_s x) \quad (4.100)$$

En appliquant les mêmes notations que dans le cas de l'étude des modes TE :

$$U(x)_{x_1 \leq x \leq x_{i+1}} = f(x)_{x_1 \leq x \leq x_{i+1}} A_s \quad (4.101)$$

avec :

$$f(x)_{x_1 \leq x \leq x_{i+1}} = \left( m_{i11} - j \frac{\gamma_s m_{i12}}{n_s^2} \right) \cos(k_{i+1}(x-x_1)) + \frac{n_{i+1}^2}{k_{i+1}} \left( j m_{i21} + \frac{\gamma_s}{n_s^2} m_{i22} \right) \sin(k_{i+1}(x-x_1)) \quad (4.102)$$

De même dans le superstrat :

$$U_c(x) = g \cdot \exp(-\gamma_c x) \cdot A_s \quad (4.103)$$

avec :

$$g = \left( m_{p11} - j \frac{\gamma_s}{n_s^2} m_{p12} \right) \exp(\gamma_c x_p) \quad (4.104)$$

L'équation de dispersion correspondante est :

$$-j \left( \frac{m_{p22} \gamma_s}{n_s^2} + \frac{m_{p11} \gamma_c}{n_c^2} \right) = \frac{\gamma_s \gamma_c m_{p12}}{n_s^2 n_c^2} - m_{p21} \quad (4.105)$$

La condition de normalisation conduit à :

$$A_s = \left[ \frac{2\omega\epsilon_0}{\beta} \left( \int_{-\infty}^0 \left[ \frac{\exp(\gamma_s x)}{n_s} \right]^2 dx + \sum_{k=1}^p \int_{x_{k-1}}^{x_k} \left[ \frac{f_k(x)}{n_k} \right]^2 dx + \int_{x_p}^{+\infty} \left[ \frac{g \cdot \exp(-\gamma_c x)}{n_c} \right]^2 dx \right)^{-1} \right]^{1/2} \quad (4.106)$$

## **CONCLUSION**

Nous avons étudié, dans ce chapitre, la théorie des rayons dans un guide diélectrique plan à saut et à gradient d'indice. Après avoir mis en évidence les modes propres susceptibles de se propager dans une telle structure, nous avons étendu ces résultats à l'étude des microguides en exposant deux méthodes analytiques pour déterminer l'indice effectif d'un mode guidé. L'ensemble de ces analyses théoriques a pour objet d'appréhender la réalisation pratique de composants optiques sur substrat de silice par un faisceau d'électrons.

## **BIBLIOGRAPHIE**

- [Ba-1] J. Q. Bartling, *Journal of the Franklin Institute*, vol. 287, 5, p. 389-387, 1967.
- [Ba-2] M. K. Barnoski, "Introduction to integrated optics", Plenum Press, New York, 1974.
- [Be-1] B. Bennamane, "Réalisation de guides optiques dans un polymère CR39 par faisceau d'ions", Thèse de doctorat de l'Université de Limoges, N° 47-1988, 1988.
- [Co-1] R. E. Collin, "Field theory of guided waves", Mac Graw Hill, New York, 1960.
- [Co-2] E. M. Conwell, *Appl. Phys. Letters*, 23, p. 328-329, 1973.
- [Co-3] E. W. Conwell, *IEEE Journal of quantum electronics*, QE-11, 6, p. 217-218, 1975.
- [Da-1] T. Daoud, "Modélisation d'un filtre optique pour les télécommunications et éléments de sa réalisation", Thèse n° 29-2000, Faculté des Sciences de Limoges, juillet 2000.
- [Da-2] M. L. Dask, "Grating coupler for efficient excitation of optical guided waves in thin films", *Appl. Phys. Lett.*, 16 : 144, 1970.
- [Go-1] J. E. Goell, *Bell Syst. Techn. J.*, 48, 7, p. 2133-2160, 1969.
- [He-1] L. Henke, *Analytica Chimica Acta* 433, p. 31-34, 2001.
- [Ho-1] G. B. Hocker, "Modes in diffused optical waveguides of arbitrary index profile", *IEEE Journal of quantum electronics*, QE-11, 6, p. 270-276, 1975.
- [Ho-2] G. B. Hocker, *Appl. Optics*, 16, 1, p. 113-118, 1977.
- [Jo-1] M. Jouvét, Thèse de doctorat de l'Université de Limoges, 1986.
- [Lo-1] M. Lohmeyer, "Guided waves in rectangular integrated magnetic devices", Thèse de doctorat de l'Université d'Osnabrück, 1999.
- [Ma-1] E. A. Marcatili, *The Bell system technical journal*, 48, 7, p. 2071-2103, 1969.
- [Ma-2] J. Marcou, Cours d'optoélectronique de D.E.A., Limoges, 1999-2000.
- [Me-1] J. P. Meunier, "A numerical technique for the determination of propagation characteristics of inhomogeneous planar optical waveguides", *Opt. Quantum electron*, 15, p. 77-85, 1983.
- [Mi-1] S. E. Miller, "Integrated optics : an introduction", *Bell Syst. Tech. J.*, 48, p. 2059-2069, 1969.
- [Mi-2] P. K. Mishra, "Analysis of single mode inhomogeneous planar waveguide", *J. of lightwave technol.*, LT-4, 2, p. 204-211, 1986.
- [Ne-1] D. F. Nelson, "Electromagnetic modes of anisotropic dielectric at p-n junction", *J. Appl. Phys.*, 38, p. 4057, 1957.
- [Ra-1] V. Ramaswamy, *J. Lightwave Tech.*, LT-1, p. 408-417, 1983.

- [Sc-1] W. Schlosser, "Partially Filled Waveguides and Surface Waveguides of Rectangular Cross-Section", *Advances in Microwaves*, New York, Academic Press, p. 319-387, 1966.
- [Sh-1] C. B. Shaw, Scientific Rapport n° 2, Contract AF449 (638)-1504 AD 625/501, Autonetics Rapport n° C7- 929/501, p. 13-44.
- [Su-1] Y. Suematsu, "Transmission sur fibres optiques", *Technologie générale*, Tech. Masson, 1984.
- [Ta-1] H. F. Taylor, "Dispersion characteristics of diffused channel waveguides", *IEEE Journal of quantum electronics*, QE-12, p. 748-752, 1976.
- [Ti-1] P.K. Ti "Light waves in thin films and integrated optics", *Appl. Opt.*, 10(11) : 2395, 1971.
- [Ti-2] P.K. Tien, "Experiments on light waves in a thin tapered film and a new light wave coupler", *Appl. Phys. Lett.*, 18 : 146, 1971.
- [Ti-3] K. Tiefenthaler, "Preparation of planar optical SiO<sub>2</sub> – TiO<sub>2</sub> and LiNbO<sub>3</sub> waveguides with a dip coating method and an embossing technique for fabrication grating couplers and channel waveguides", *Proc. Soc. Photo. Opt. Instrum. Eng.*, 401 : 165, 1983.
- [Ti-4] P. K. Tien, *Appl. Phys. Letters*, 14, p. 291, 1969.
- [Ti-5] P. K. Tien, *Rev. Mod. Phys.*, 49, p. 361, 1977.
- [Ul-1] R. Ulrich, *Appl. Optics*, 12, p. 2901, 1973.
- [Ur-1] C. Urlacher-Lecuyer, "Correlation entre microstructure, propriétés de guide optique de ZrO<sub>2</sub> et couches de PbTiO<sub>3</sub>, Thèse de doctorat de l'Université de Lyon, 1996.
- [Ur-2] H. P. Uranus, *Proc. Of the International Conf. On Electrical, Electronics, Communications, and Information (CECI)*, Jakarta – Indonesia, march 7<sup>th</sup> – 8<sup>th</sup>, 2001.
- [Wa-1] D. J. Walter, *Thin solid films*, 52, p. 461-476, 1978.

## **INTRODUCTION**

Dans le cadre d'une étude préliminaire à l'inscription et l'intégration de composants directement par écriture "e-beam" sur silice (tronçons de fibre polie, substrat de silice massive pure et films de silice dopée) et dans l'objectif d'écriture des microrésonateurs sur la gaine polie d'une fibre optique monomode en vue de réaliser un filtre optique, nous présentons dans ce chapitre les résultats des mesures des variations indicelles sur ce matériau engendrées par irradiation électronique. Des guides plans et microguides, réalisés grâce à un microscope électronique à balayage en contrôlant les paramètres d'irradiation, sont caractérisés optiquement par la technique des m-lines à 633 nm. Après avoir présenté dans une première partie une étude bibliographique, nous donnons respectivement dans la deuxième et troisième partie de ce chapitre, les résultats de la caractérisation des guides sur silice massive et sur couches de silice dopée réalisés avec notre technologie "e-beam". L'analyse de l'origine des différents modes relevés expérimentalement et de l'évolution de leur indice effectif permet de préciser ceux correspondant effectivement aux guides plans objets de l'étude. Un programme d'intégration de l'équation de répartition des champs par la méthode de Runge Kutta permet, par recherche d'ajustement avec les valeurs expérimentales, d'accéder à l'indice de surface. Nous illustrerons cette étude par les résultats obtenus avec des guides optiques élaborés avec une tension d'accélération des électrons de 15 et 30 kV. L'étude de la faisabilité d'un filtre optique à bande passante très étroite est étudiée dans la dernière partie de ce chapitre.

### **A. Etude bibliographique**

Nous exposons brièvement dans la première partie de ce paragraphe les mécanismes responsables de la variation de l'indice de réfraction. Un éventail de quelques structures susceptibles d'être réalisées par faisceau d'électrons est présenté dans la seconde partie.

#### **1. Les phénomènes mis en jeu**

De nombreux travaux <sup>[Ba-1, Wo-1]</sup> suggèrent que le changement des propriétés optiques dans différents matériaux est dû principalement à une modification de la densité qui résulte d'une restructuration créée par l'irradiation. Selon que le processus de dépôt d'énergie induit une augmentation ou une diminution de la densité, l'indice de réfraction augmente ou diminue respectivement. Pour décrire la dépendance entre la variation d'indice et la variation de la densité du matériau irradié, différents auteurs <sup>[Ba-1, Wo-1]</sup> ont utilisé un modèle analytique approché qu'ils ont appliqué notamment à la silice fondue et aux verres de chalcogénures. Ce modèle s'appuie sur l'équation de Lorentz-Lorenz. Son principe est décrit ci-après.

Dans la matière, la relation entre le déplacement électrique  $\vec{D}$  et le champ électrique  $\vec{E}$  s'écrit :

$$\vec{D} = \varepsilon \cdot \vec{E} = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \vec{E} = \varepsilon_0 \cdot \vec{E} + \vec{P}$$

où :  $\vec{P}$  désigne la polarisation électrique,  
 $\varepsilon$ , la permittivité électrique,  
 $\varepsilon_0$ , la permittivité du vide,  
 $\varepsilon_r$ , la permittivité relative du matériau.



Sous l'action d'un champ électrique  $\vec{E}$ , chaque molécule du milieu isotrope acquiert un moment dipolaire  $\vec{p}$  lié à la polarisation électrique  $\vec{P}$  par la relation :

$$\vec{P} = N \cdot \vec{p} = \epsilon_0 \cdot N \cdot \alpha \cdot \vec{E}_{\text{local}}$$

avec :

- $\alpha$  : la polarisabilité moyenne de chaque molécule du milieu isotrope,
- $N$  : la densité de molécules, c'est-à-dire le nombre de molécules par unité de volume,
- $\vec{E}_{\text{local}}$  : le champ local responsable de la polarisation.

Si on introduit  $\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0 = \tilde{n}^2$  et si on considère le matériau comme un milieu condensé isotrope, le champ  $\vec{E}_{\text{local}}$  est égal à la somme du champ incident et du champ dû à la polarisation du milieu :

$$\vec{E}_{\text{local}} = \vec{E} + \frac{\vec{P}}{3\epsilon_0}$$

d'où :

$$\vec{P} = \epsilon_0 \cdot N \cdot \alpha \cdot \left( \vec{E} + \frac{\vec{P}}{3\epsilon_0} \right)$$

et finalement :

$$\epsilon_r = 1 + \frac{3 \cdot N \cdot \alpha}{3 - N \cdot \alpha}$$

soit :

$$\frac{\tilde{n}^2 - 1}{\tilde{n}^2 + 2} = \frac{N \cdot \alpha}{3}$$

où :  $n$  est l'indice de réfraction complexe. Son expression est  $\tilde{n} = n - j\chi$  dans laquelle  $n$  et  $\chi$  sont respectivement l'indice de réfraction et  $\chi$  le coefficient d'extinction.

La relation de Lorentz-Lorenz est obtenue lorsque le coefficient d'extinction est négligé :

$$\alpha = \frac{3}{N} \cdot \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \quad (5.1)$$

La polarisabilité  $\alpha$  étant considérée constante, on introduit la notion d'invariant de réfraction spécifique  $R$  donné par l'expression :

$$R = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}$$

où  $\rho$  est la masse volumique du matériau.

On accède à la réfraction molaire  $R_M$  du milieu en multipliant cet invariant par la masse molaire  $M$  du matériau, ce qui permet de calculer l'indice de réfraction de la cible étudiée :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{\rho R_M}{M} \quad (5.2)$$

En remplaçant dans l'équation (1) la densité des molécules par son expression en fonction du volume, on aboutit à la variation de l'indice de réfraction en fonction de la variation de polarisabilité et de volume.

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{6n^2} \left( -\frac{\Delta V}{V} + \frac{\Delta \alpha}{\alpha} \right)$$

On utilisera cette expression pour établir une première relation entre la variation d'indice de réfraction obtenue sous faisceau d'électrons et la variation d'épaisseur subie par la cible.

Plusieurs mécanismes sont responsables des modifications indicielles induites par bombardement électronique. L'un de ces facteurs est la libération de molécules<sup>[Du-1, Fi-1, Sp-1]</sup> telles que H<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O et O<sub>2</sub>, qui diffusent et interagissent avec des défauts<sup>[Be-1, Du-1, Sk-1, Sp-1, Sy-2, Uc-1]</sup> déjà présents dans la silice. Un autre mécanisme est la relaxation des liaisons entre les différents atomes. Lorsque la silice est exposée à un faisceau d'électrons, il se produit des ruptures de liaisons Si-O mais également un déplacement atomique qui a pour effet de modifier les distances et les angles interatomiques. Sous l'effet de certaines forces, des tétraèdres SiO<sub>4</sub> peuvent même subir une rotation. Au cours des collisions, les électrons incidents viennent perturber le nuage électronique des atomes impliquant ainsi une nouvelle distribution des charges. Les mécanismes prédominants dans la variation de l'indice de réfraction sont la compaction et la création de défauts à partir de précurseurs déjà présents dans la silice.

## 2. Quelques structures optiques

### 2.1. Les guides plans

#### 2.1.1. Guides linéaires

##### a) Indices effectifs

La faisabilité de guides par faisceau d'électrons a été démontrée par plusieurs auteurs. Les indices des modes guidés sont mesurés grâce à la méthode des m-lines à  $\lambda = 633$  nm, présentée au cours du chapitre précédent.

L'irradiation de la silice obtenue par fusion de cristaux de quartz (type 1) avec des fluences variant de  $0,624$  à  $56,16 \cdot 10^{18}$  e/cm<sup>2</sup> ( $0,1$  à  $9$  C/cm<sup>2</sup>) et une tension d'accélération égale à  $25$  kV donne les indices effectifs des modes TE illustrés sur la figure 5.1<sup>[Ba-1]</sup>.

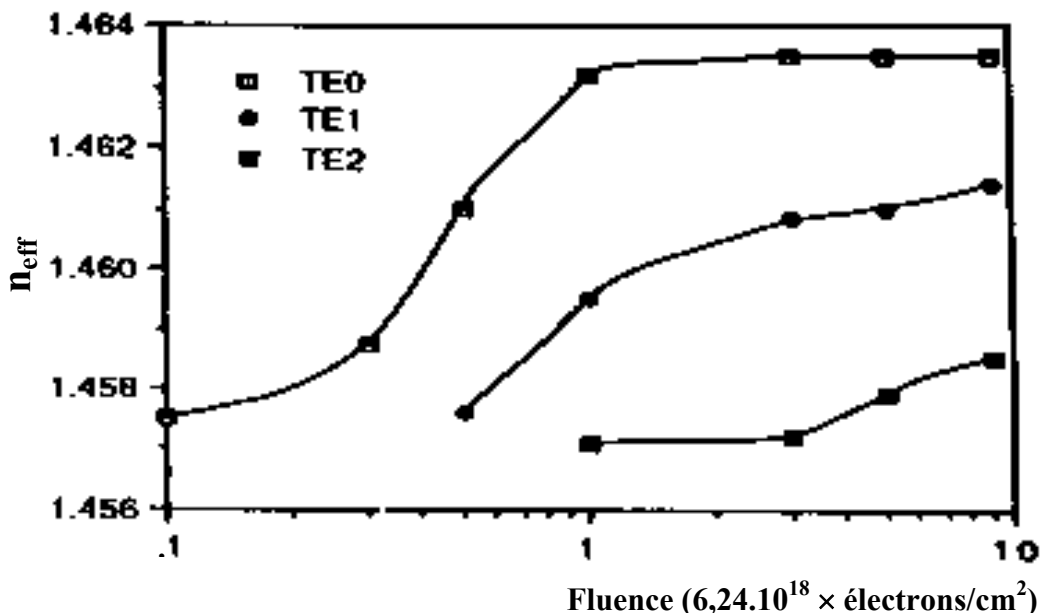


Figure 5.1: évolution de l'indice effectif en fonction de la fluence pour un guide de type 1 réalisé à  $25$  kV<sup>[Ba-1]</sup>.

Cette figure montre que le guide devient bimode pour des fluences  $\phi$  supérieures à  $3,12 \cdot 10^{18}$  e/cm<sup>2</sup> ( $0,5$  C/cm<sup>2</sup>) et présente un palier de saturation à partir de  $6,24 \cdot 10^{18}$  e/cm<sup>2</sup> ( $1$  C/cm<sup>2</sup>). La variation d'indice effectif maximale mesurée est de  $6,5 \cdot 10^{-3}$ . Les résultats pour les modes TM sont très similaires à ceux des modes TE. L'évolution des indices des guides en fonction de la fluence pour trois types de guides en silice (guides obtenus par fusion de cristaux de quartz (type 1), par fusion

de la silice obtenue à partir de l'hydrolyse par flamme du  $\text{SiCl}_4$  (type 2) ou à partir de silice PECVD (type 3)) (figure 5.2) a également été étudiée.

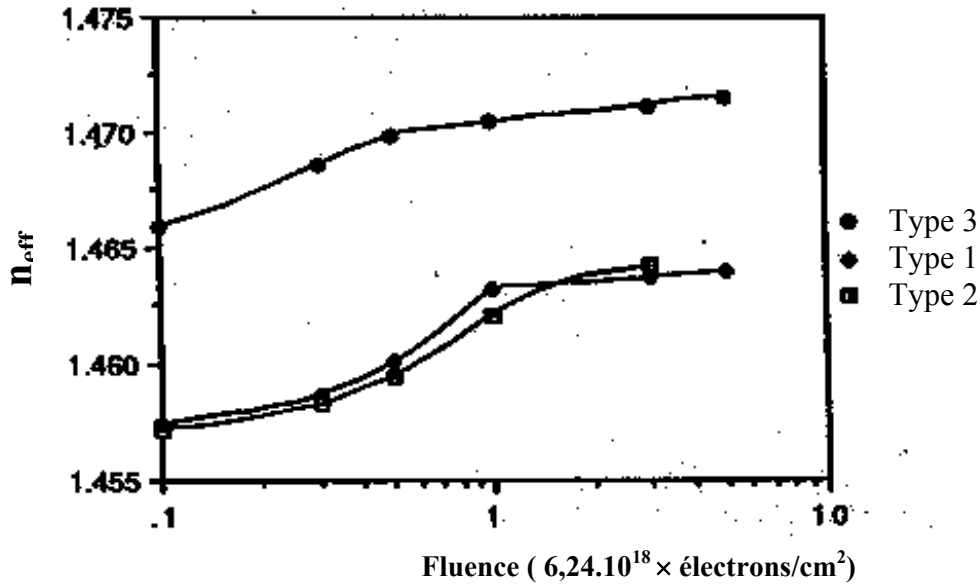


Figure 5.2 : évolution de l'indice effectif en fonction de la fluence pour les trois différents types de guides en silice élaborés à 25 kV [Ba-1].

Les conséquences sur les types 1 et 2 semblent similaires. En ce qui concerne le type 3, l'effet à faible fluence est plus important et le seuil de saturation n'est pas aussi bien défini. La variation d'indice dans le cas de la silice de type 3 est de  $8,3 \cdot 10^{-3}$ .

Parallèlement à ces travaux, la caractérisation d'un guide monomode en silice commerciale du type TO8 soumis à des fluences variant de  $6,1 \cdot 10^{15}$  à  $7,32 \cdot 10^{17} \text{ e/cm}^2$  (1 à 1,2 mC/cm<sup>2</sup>) et à une tension d'accélération de 18 kV, a donné les résultats illustrés par les figures 5.3 et 5.4 [De-1]. La courbe de la figure 4.8 est obtenue en considérant que la variation de polarisabilité est nulle [De-1] :

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{6n^2} \left(-\frac{\Delta V}{V}\right)$$

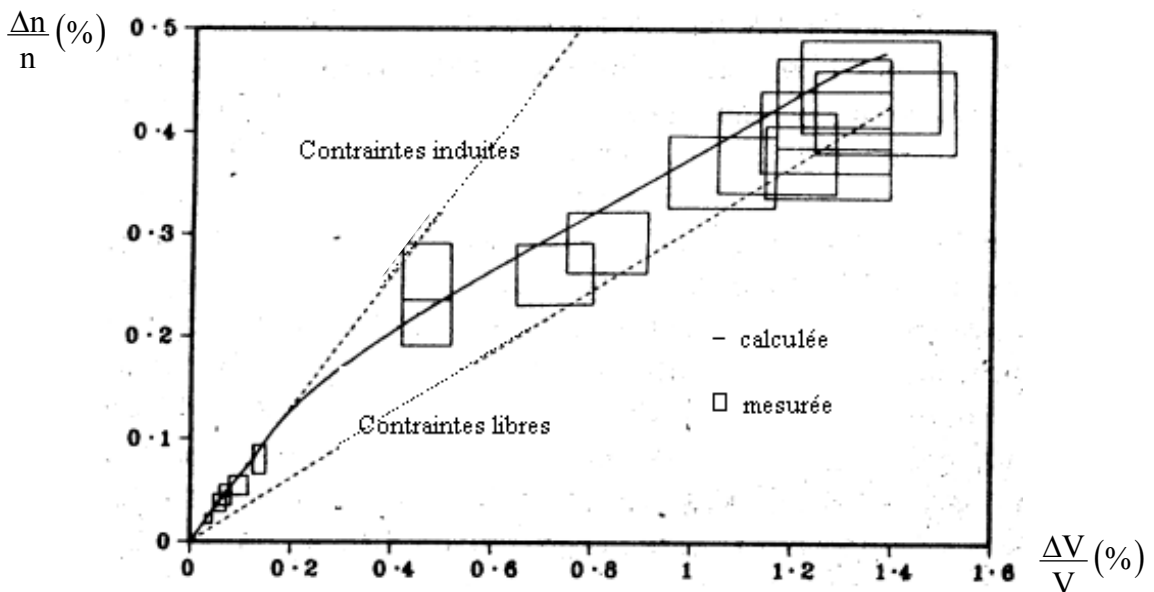


Figure 5.3 : variation relative d'indice de réfraction en fonction de la variation relative de volume [De-1].

Les données de la variation relative d'indice en fonction de la variation relative de volume sont compatibles avec le mécanisme de compaction à deux processus.

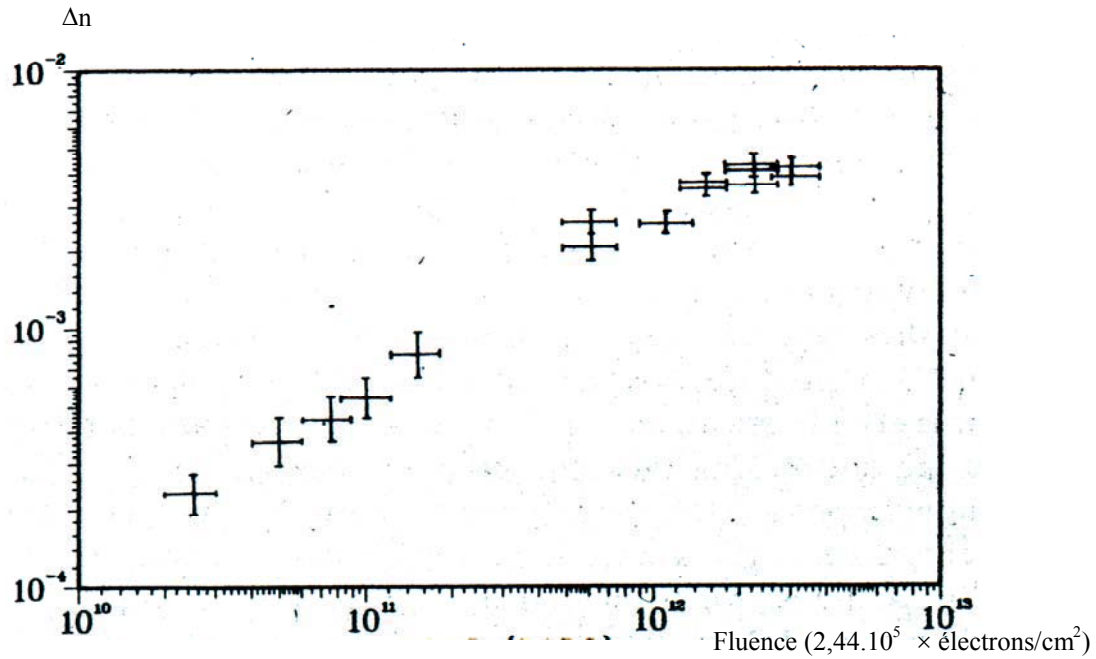


Figure 5.4 : Variation d'indice en fonction de la fluence [De-1]

La stabilité des guides réalisés après des traitements thermiques est étudiée. Le comportement de la silice du type 2 soumise à un faisceau de 25 kV et une fluence de  $3,12 \cdot 10^{19} \text{ e/cm}^2$  ( $5 \text{ C/cm}^2$ ) est analysé. Le guide monomode est soumis à une loi thermique "en escalier", c'est-à-dire porté à une température de 100°C pendant une heure, puis refroidi. L'indice effectif du mode TE<sub>0</sub> est alors mesuré ; ensuite, ce guide est porté à 200°C pendant une heure, puis refroidi et n<sub>eff</sub> du mode TE<sub>0</sub> est de nouveau mesuré ; etc... jusqu'à 900°C.

Les mesures de l'indice effectif en fonction de la température pour le mode TE<sub>0</sub> sont représentées sur la figure 5.5. Elles montrent que les guides sont thermiquement stables jusqu'à 400°C. Au delà de cette température, n<sub>eff</sub> décroît jusqu'à sa valeur initiale.

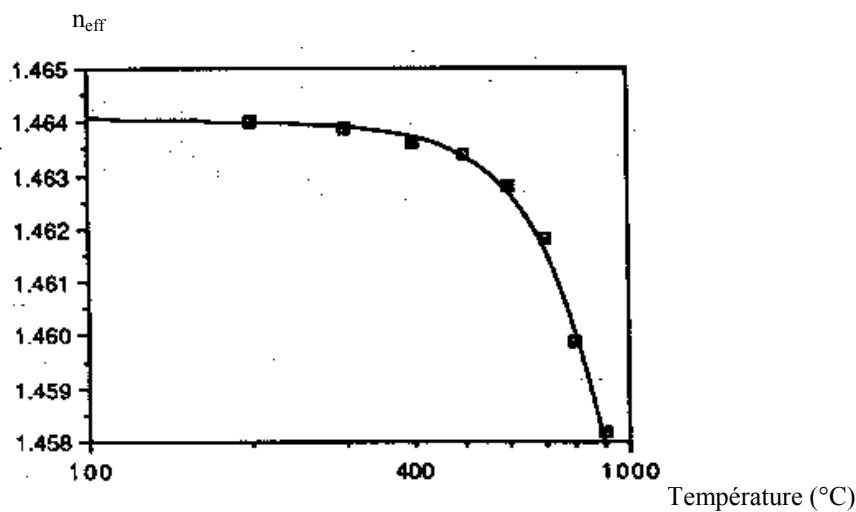


Figure 5.5 : indice effectif en fonction de la température de traitement pour des guides réalisés dans un substrat de silice du type 2 pour  $V = 25 \text{ kV}$  et  $\phi = 3,12 \cdot 10^{19} \text{ e/cm}^2$  ( $5 \text{ C/cm}^2$ ) [Ba-1]

## **b) Les pertes optiques**

### **b.1) silice massive**

Une étude menée par Barbier et alii concernant les mesures de pertes pour des guides monomodes de dimensions de l'ordre de 50 mm de long sur 2 mm de large et de 2 à 7  $\mu\text{m}$  de profondeur <sup>[Ba-1]</sup> est présentée. Plusieurs types de silice (obtenues par fusion de cristaux de quartz (type 1), par fusion de la silice obtenue à partir de l'hydrolyse par flamme du  $\text{SiCl}_4$  (type 2) ou à partir de silice PECVD (type 3)) sont employés. Quelques unes des données obtenues pour le mode  $\text{TE}_0$  pour divers guides et une énergie de faisceau de 25 keV sont répertoriées dans le tableau 5.1.

silice	fluence ( $\times 10^{18}$ e/cm <sup>2</sup> )	Fluence (C/cm <sup>2</sup> )	pertes en présence d'air (dB/cm)	pertes en présence d'huile (dB/cm)
type 1	0,62	0,1	2,5	-
	3,12	0,5	1,7	0,5
	31,2	5,0	1,2	-
type 2	2,50	0,4	0,7	0,3
	3,12	0,5	0,6	-
	4,99	0,8	0,6	0,5
	6,24	1,0	0,4	-
type 3	0,62	0,1	1,2	
	1,87	0,3	1,3	
	3,12	0,5	0,8	
	18,72	3	0,3	

Tableau 5.1 : pertes optiques en fonction de la fluence pour trois sortes de silice pour  $V = 25$  kV <sup>[Ba-1]</sup>

La lumière diffusée par le guide est visualisée en utilisant un microscope libre de se déplacer le long du guide, associé à une photodiode. Un faisceau de lumière d'un laser He-Ne à 632,8 nm est envoyé au travers d'un prisme. La courbe donnant l'intensité de la lumière diffusée en fonction de la position sur le guide permet de calculer les pertes optiques avec une précision estimée à  $\pm 0,1$  dB/cm. Il a été mis en évidence que les pertes diminuent lorsque la fluence croît, cela étant dû au fait que plus la variation d'indice est élevée et plus fort est le confinement du mode, avec un abaissement conséquent de l'énergie optique à l'interface air-silice. Ces pertes optiques peuvent être encore diminuées en utilisant de l'huile d'indice  $n = 1,40$  comme couche gainante qui réduit les effets d'imperfection de surface. Les pertes peuvent varier de 0,3 à 2,5 dB/cm d'un type de silice à un autre, compte-tenu essentiellement de l'état de surface des guides. A titre d'exemple, le type 1 est une silice standard polie optiquement tandis que le type 2, utilisé pour réaliser des masques de contact par photolithographie présente un poli de meilleure qualité.

Des recuits réalisés à 300°C pendant 2 heures sur des guides du type 2 réalisés avec des fluences égales à  $0,62 \cdot 10^{18}$  (0,1 C/cm<sup>2</sup>),  $3,12 \cdot 10^{18}$  (0,5 C/cm<sup>2</sup>) et  $6,24 \cdot 10^{18}$  e/cm<sup>2</sup> (1 C/cm<sup>2</sup>) ne conduisent à aucune variation de pertes. Les pertes proviennent majoritairement des imperfections de surface à l'interface silice-air puisque les structures réalisées ne sont pas enterrées profondément.

### **b.2) couche de silice sur substrat de silicium**

Parmi l'ensemble des facteurs existants, deux ont un effet primordial sur les pertes : la présence du substrat de silicium et la contamination résiduelle de l'échantillon par l'hydrogène. Le nombre de m-lines dépend de l'état de polarisation TE ou TM <sup>[Sy-1, Sy-2]</sup>. Ce phénomène est dû à la présence du silicium. Pour diminuer, voire annuler les pertes dues au substrat, il est nécessaire d'augmenter l'épaisseur de la couche tampon en silice pure. Ainsi, le nombre de m-lines ne dépendra plus du choix de la polarisation. Les pertes dues à la contamination par l'hydrogène peuvent être réduites en effectuant un recuit thermique avant irradiation de sorte à déshydrater la silice. Cependant, l'effet de

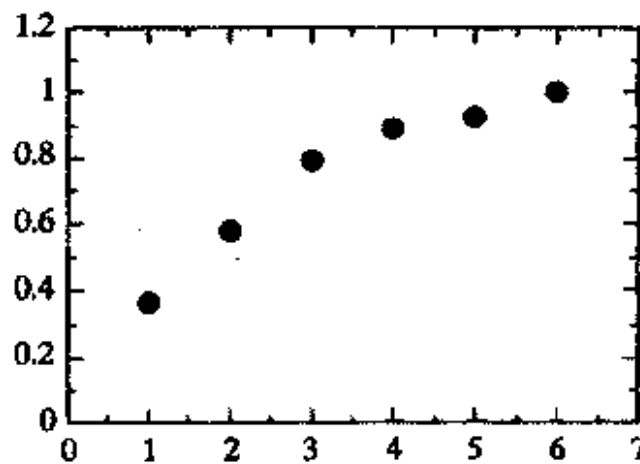
ce recuit dépend étroitement de la composition même du matériau cible. Aux pertes citées auparavant, il faut ajouter également celles dues aux vibrations harmoniques des liaisons O-H et N-H. Les pertes ne dépendent pas exclusivement de l'état de surface et du mode de fabrication des échantillons. Elles sont également fonction des conditions d'irradiation. Il a été montré, dans le cas d'une couche de silice déposée par PEVCD sur un substrat de silicium, que pour des fluences proches de  $1,6 \cdot 10^{18}$  e/cm<sup>2</sup>, les pertes décroissent lorsque l'énergie des électrons augmente alors que pour des fluences d'environ  $2,6 \cdot 10^{18}$  e/cm<sup>2</sup>, l'effet de l'énergie est moins marqué et les pertes sont minimales à 25 keV.

### 2.1.2. Les guides non linéaires<sup>[Na-1]</sup>

Une des applications de la technique de l'irradiation par faisceau d'électrons est la réalisation de guides non linéaires en verre de silice dopée au germanium pour des systèmes à quasi-accord de phase et des modulateurs large bande.

Le verre ne devrait normalement pas donner lieu à une génération du second harmonique. Cette dernière ne peut se produire que dans les cristaux non centro-symétriques présentant une susceptibilité non linéaire d'ordre 2 [ $\chi^{(2)}$ ] mais de récentes études ont montré que l'irradiation par faisceau d'électrons crée cette susceptibilité qui est mesurée par la génération de second harmonique. Le coefficient de non-linéarité maximal obtenu est  $d_{33} = 0,33$  pm/V pour un film mince de silice ayant un pourcentage moléculaire en GeO<sub>2</sub> de 14%. La non-linéarité est homogène à travers toute l'épaisseur du film et dépend étroitement non seulement de la concentration en Ge mais aussi du courant et de la fluence du faisceau d'électrons. Des courbes donnant l'intensité du second harmonique en fonction du courant et de la fluence pour une tension d'accélération de 25 kV dans le cas de la silice dopée au germanium sont illustrées figures 5.6 a et b :

Intensité du second harmonique (u.a)



Intensité du courant du faisceau d'électrons (nA)

Figure 5.6 (a) : intensité du second harmonique (u.a) en fonction du courant du faisceau d'électrons (nA) pour un film fin de silice dopée au germanium<sup>[Na-1]</sup> avec  $V = 25$  kV et  $\phi = 6,24 \times 10^{14}$  e/cm<sup>2</sup> ( $0,1$  mC/cm<sup>2</sup>)

Intensité du second harmonique (u.a)

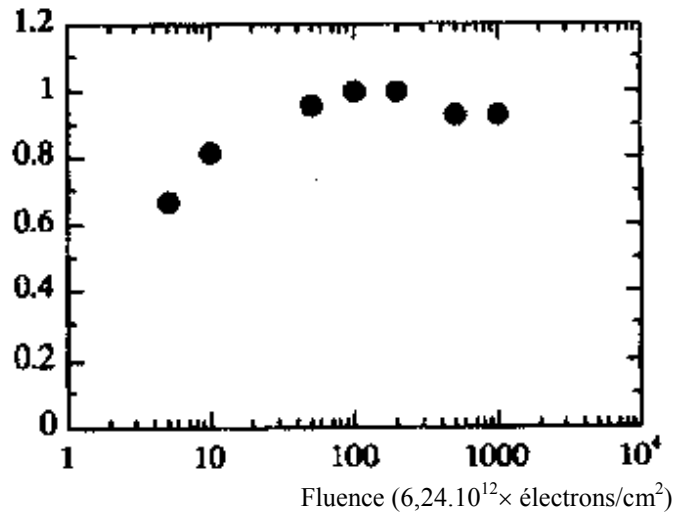


Figure 5.6 (b) : intensité du second harmonique (u.a) en fonction de la fluence du faisceau d'électrons pour un film mince de silice dopée au germanium <sup>[Na-1]</sup> avec  $V = 25 \text{ kV}$  et  $I = 3 \text{ nA}$

Des analyses comparatives des coefficients de non-linéarité d'échantillons de silice dopés ou non dopés sur un substrat en silice synthétique ou en verre ont été réalisées (tableau 5.2). C'est dans le cas de la silice dopée au germanium que le coefficient maximal a été obtenu.

film mince	substrat	SHG	$d_{33}$ (pm/V)	$d_{31}$ (pm/V)
SiO <sub>2</sub> dopée au Ge	silice synthétique	O	0,33	0,09
SiO <sub>2</sub> dopée au Ti	-	-	0,12	0,04
SiO <sub>2</sub> non dopée	-	-	0,15	0,05
Corning 7059	-	-	0,22	0,07
Aucun film	-	N		
-	silice fondue	O		
-	pyrex	N		
-	soude-chaux	-		

Tableau 5.2 : coefficients  $d_{31}$  et  $d_{33}$  de différents films de silice <sup>[Na-1]</sup>

où O et N représentent respectivement oui et non.

## 2.2. Structures à base de coudes

Nous donnons ici quelques exemples de structures réalisables par faisceau d'électrons. Ce sont des coudes sinusoïdaux en forme de S, des interféromètres de Mach-Zehnder, des arbres de jonctions en Y et des coupleurs directionnels ainsi qu'à des microcavités (qui sont au cœur de notre projet) et à des guides non linéaires. Ces éléments font partie entière des réseaux de transmission optique. La figure 5.7 montre un certain nombre de composants construits à partir de la géométrie de base de coudes sinusoïdaux et en utilisant une épaisseur de couche de silice de  $32 \mu\text{m}$  sur un substrat de silicium. La largeur du guide est de  $7 \mu\text{m}$ , la tension d'accélération est fixée à  $25 \text{ kV}$  et la fluence à  $4,6 \cdot 10^{18} \text{ e/cm}^2$  ( $0,7 \text{ C/cm}^2$ ). Après fabrication, les guides sont clivés à  $32 \text{ mm}$  de long.

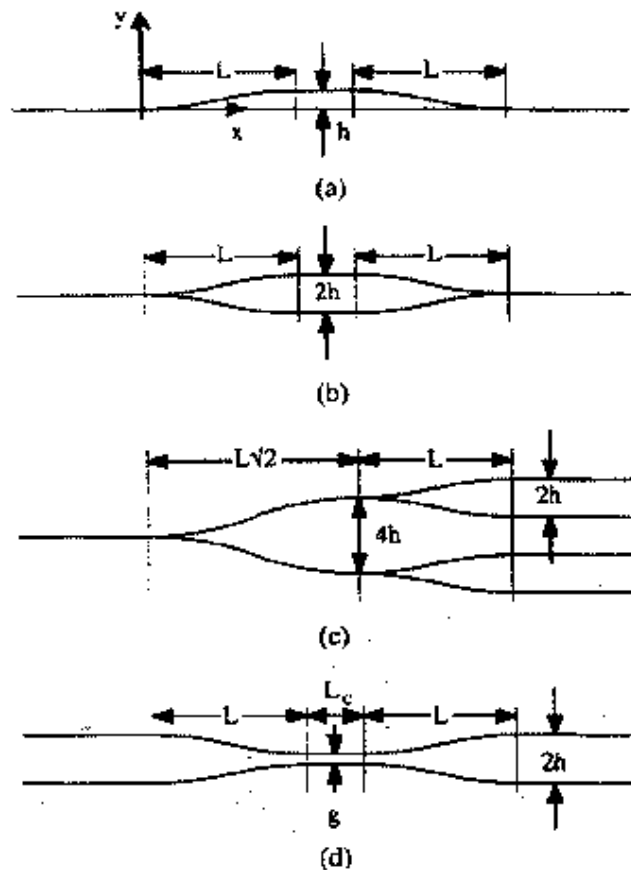


Figure 5.7 : schéma (a) de coudes en forme de S dos-à-dos, (b) d'un interféromètre de Mach-Zehnder, (c) d'un arbre à jonction en Y 1×4, et d'un coupleur directionnel [Sy-1]

### 2.3. Microcavités

Nous nous intéressons tout particulièrement aux microcavités à base d'anneaux, de réseaux et à cristaux photoniques réalisables par faisceau d'électrons car celles-ci sont au cœur de notre étude. Jusqu'à ce jour, à notre connaissance, aucune publication n'a recensé de travaux concernant la fabrication de telles structures en silice par faisceau d'électrons. A défaut, nous exposons ci-dessous une étude faite sur d'autres matériaux.

Des microcavités composées d'anneaux concentriques et d'un disque de surface d'environ  $10 \mu\text{m}^2$  sont réalisées en gravant par faisceau d'électrons des fossés concentriques verticaux profonds dans une structure guidante GaAs/AlGaAs [La-1]. Le facteur de qualité jusqu'à  $Q = 650$  indique des réflexions approchant les 90%. Les fossés forment un réflecteur de Bragg circulaire qui confine la lumière selon les deux dimensions horizontales [La-1]. Les modes se propageant dans la microcavité sont caractérisés par les nombres quantiques  $m$  (azimutal) et  $n$  (radial). Il en existe deux espèces : les modes quasi-radiaux caractérisés par  $m \ll n$  et les modes de galerie pour lesquels  $m \gg n$ . Pour ce qui concerne les modes de galerie, leur vecteur d'onde  $\vec{k}$  est essentiellement tangentiel et nous avons  $k_\phi \approx k$ . Tandis que pour les modes quasi-radiaux, nous avons  $k_\phi \ll k$  (figure 5.8) [Be-2, La-1].



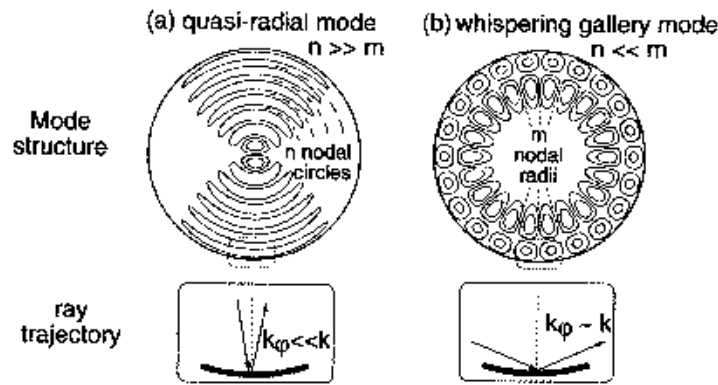


Figure 5.8 : structure et trajet du rayon lumineux des modes : (a) quasi-radiaux et (b) de galerie <sup>[La-1]</sup>

Une photographie du disque central et des anneaux est montrée figure 5.9 (b) <sup>[La-1]</sup>. La structure planaire est le cœur d'un guide en GaAs d'épaisseur  $0,24 \mu\text{m}$  (c1) enrobé de couches d'InAs. Une couche (c2) de  $0,34 \mu\text{m}$  forme la couche de surface. Les fossés circulaires sont gravés jusqu'à une profondeur d'environ  $0,8 \mu\text{m}$ . Les diamètres internes des anneaux sont de  $2R = 2,9\text{-}3,2 \mu\text{m}$ . Les filtres consistent en huit fossés de largeur typique de  $70 \text{ nm}$  et espacés de  $\Lambda = 580\text{-}640 \text{ nm}$ . Le réseau agit de deux façons. A l'ordre 4, il sert de réflecteur pour les ondes envoyées dans la cavité tandis qu'à l'ordre 2 il sert de coupleur de sortie. Des pics de résonances de largeur  $\Delta\lambda = 1,5\text{-}5 \text{ nm}$  sont observés (d'où des facteurs de qualité jusqu'à  $Q = 650$ ) à partir de la surface filtrante (figure 5.10). Ces pics ont tendance à disparaître avec les longueurs d'onde courtes pour  $\Lambda = 640 \text{ nm}$  et pour des longueurs d'onde longues pour  $\Lambda = 580 \text{ nm}$ .

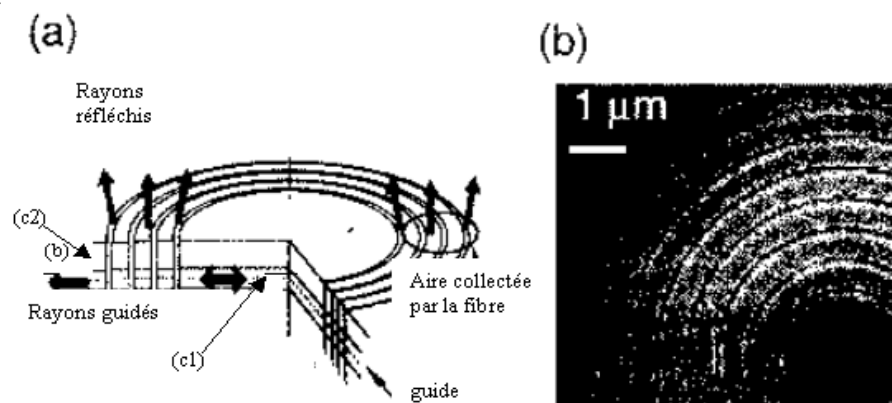


Figure 5.9 : (a) schéma de la microcavité avec des fossés circulaires et (b) micrographie du disque central et des anneaux <sup>[La-1]</sup>

La photoexcitation est produite par une diode laser à  $678 \text{ nm}$  focalisée de diamètre  $2 \mu\text{m}$ . Ensuite, une fibre localisée dans le plan image de l'objectif conduit le signal collecté à un spectromètre de façon à améliorer la photoluminescence localisée avec une résolution d' $1 \mu\text{m}$ . La présence des pics est attribuée aux résonances des modes quasi-radiaux rayonnant dans l'air à travers le réseau. Ce type de filtrage représente une nouvelle solution pour le confinement latéral de la lumière et le contrôle de l'émission spontanée, allant au-delà de la limite de la réflexion totale interne qui confine seulement les modes de galerie.

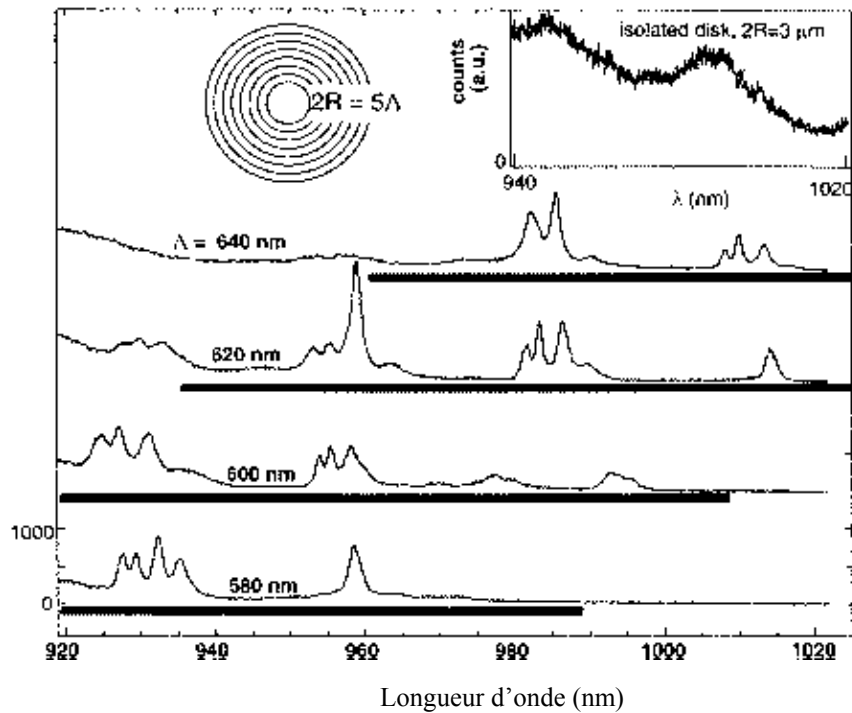


Figure 5.10 : spectres de la lumière collectée sélectivement sur la surface de filtrage des disques de différents pas  $\Lambda$  et des diamètres  $= 5\Lambda$  <sup>[La-1]</sup>

L'étude ci-dessus montre que la possibilité de gravure par faisceau d'électrons d'anneaux ou de disques sur de la silice nous permettrait de réaliser des résonateurs optiques qui pourraient être utilisés pour stabiliser la fréquence des diodes laser à contre-réaction distribuée et comme démultiplexeur dans des systèmes de transmission à multiplexage en longueur d'onde <sup>[Li-1, Od-1]</sup>. Le taux élevé de contraste d'indice entre les anneaux ou les disques et le milieu extérieur rehausserait la forte réflectivité et la sélectivité du mode de la cavité. Ainsi les ondes se propageant vers l'extérieur de l'anneau ou du disque dans la région environnante de faible indice seraient évanescentes. Il a été montré que les résonateurs à anneaux et à disques jouent le même rôle. Un résonateur à double anneaux constitué de deux résonateurs à simple anneau de rayons différents et de trois coupleurs directionnels permettrait d'obtenir un domaine spectral libre beaucoup plus important que celui d'un résonateur à simple anneau. Ainsi le résonateur à double anneaux aura une bande de transmission plus importante et une forme plus rectangulaire <sup>[Od-1]</sup>. Ceci est très important car le nombre de canaux dans des systèmes de multiplexage fréquentiel est déterminé par le domaine spectral libre et la finesse.

## **B. Réalisation pratique de guides sur silice massive par faisceau d'électrons**

Afin d'étudier les changements de propriétés optiques et quantifier la variation indicielle induite, il est nécessaire de caractériser les échantillons avant et après irradiation. Le cheminement de notre étude est le suivant. Les indices de surface des échantillons sont mesurés avant et après irradiation, à  $\lambda = 633 \text{ nm}$ , par la méthode de Brewster exposée dans le chapitre précédent. Les indices effectifs des modes guidés sont relevés expérimentalement par la technique des m-lines. Ces mesures permettent ensuite de reconstruire le profil d'indice expérimental propre à chaque guide réalisé par bombardement électronique. La loi d'évolution du profil d'indice valable quelle que soit la fluence est recherchée. Une fois cette détermination effectuée, une modélisation des profils expérimentaux est réalisée.

L'application de la théorie des matrices caractéristiques et l'utilisation d'un logiciel de simulation disponible en ligne à l'adresse électronique :

<http://wwwhome.math.utwente.nl/~hammer/oms.html>.

permettent de déterminer numériquement les indices effectifs à partir de la modélisation des modèles de profils pour deux longueurs d'onde, l'une ayant servi aux mesures des indices. La cartographie des champs est ensuite donnée.

### **1. Caractérisation des échantillons avant irradiation**

Pour déterminer l'indice de surface, nous sélectionnons une dizaine d'échantillons présentant une rugosité moyenne minimale. Nous effectuons, au moyen de la méthode de Brewster à  $\lambda = 633 \text{ nm}$ , pour chacun d'eux plusieurs mesures de l'angle  $i_B$  pour lequel le faisceau lumineux réfléchi passe par un minimum. Nous calculons ensuite les valeurs des indices de réfraction de surfaces  $n_s$  ( $n_s = \tan i_B$ ) et de l'indice moyen. Quelques résultats sont donnés tableau 5.3. Nous obtenons ainsi une valeur moyenne de l'indice de surface avec une précision de quelques  $10^{-3}$ .

$i_B$ (°)	Indice de surface
55, 62	1, 461
55, 55	1, 458
55, 50	1, 455
55, 48	1, 454
55, 55	1, 458
55, 58	1, 459
55, 55	1, 458
55, 62	1, 461
55, 52	1, 456
55, 47	1, 453
55, 55	1, 458
Valeur moyenne de l'indice de surface : 1, 457	

Tableau 5.3 : résultats des mesures des angles de Brewster pour une dizaine d'échantillons

D'après les données du fabricant, l'indice de réfraction des échantillons de silice (Herasil 3) est de  $1,458 \pm 0,005$ .

### **2. Caractérisation des échantillons après irradiation**

Trois guides de dimensions  $1,55 \times 1,94 \text{ mm}^2$  sont réalisés. Les paramètres d'irradiation qui restent constants d'une réalisation à une autre sont donnés dans le tableau 5.4. Les paramètres variables sont résumés dans le tableau 5.

tension d'accélération (kV)	30
diamètre du faisceau ( $\mu\text{m}$ )	1
vitesse de balayage d'une ligne (ms/ligne)	20
grandissement	60
nombre de lignes par écran	1936
$\Delta\text{WD}$ (mm)	0

Tableau 5.4 : liste des paramètres d'irradiation qui demeurent constants lors de la réalisation de guides

Guide 1	intensité du courant reçu par l'échantillon (nA)	63,5
	durée d'irradiation (h)	21h15
	fluence (e/cm <sup>2</sup> )	1,2.10 <sup>18</sup>
	fluence (C/cm <sup>2</sup> )	0,2
Guide 2	intensité du courant reçu par l'échantillon (nA)	71,3
	durée d'irradiation (h)	45h32
	fluence (e/cm <sup>2</sup> )	3.10 <sup>18</sup>
	fluence (C/cm <sup>2</sup> )	0,5
Guide 3	intensité du courant reçu par l'échantillon (nA)	75,1
	durée d'irradiation (h)	90h38
	fluence (e/cm <sup>2</sup> )	6,5.10 <sup>18</sup>
	fluence (C/cm <sup>2</sup> )	1

Tableau 5.5 : liste des paramètres d'irradiation qui varient d'une irradiation à une autre

Dans la mesure où la zone irradiée est une aire dont les dimensions sont de l'ordre de quelques millimètres, nous avons choisi le diamètre du faisceau maximal qui nous fournit, en outre, l'intensité du courant la plus élevée.

### **2.1. Indice de surface**

L'application de la méthode de Brewster conduit aux résultats répertoriés dans le tableau 5.6. La courbe d'évolution de la variation indicielle  $\Delta n$  (qui est la différence des indices de surface après et avant irradiation) en fonction de la fluence  $\phi$  (e/cm<sup>2</sup>) est donnée figure 5.11. Elle a pour équation :

$$\Delta n = 0,0135 \cdot \left(1 - \exp\left(-2 \cdot 10^{-19} \cdot \phi\right)\right)$$

fluence ( $\times 10^{18}$ e/cm <sup>2</sup> )	fluence (C/cm <sup>2</sup> )	Indice de surface	$\Delta n$
1,2	0,19	1,459	0,001
3	0,48	1,462	0,005
3,9	0,62	1,464	0,007
6	0,96	1,467	0,01
6,5	1,04	1,467	0,01

Tableau 5.6 : résultats des mesures de la variation indicielle induite par irradiation en fonction de la fluence

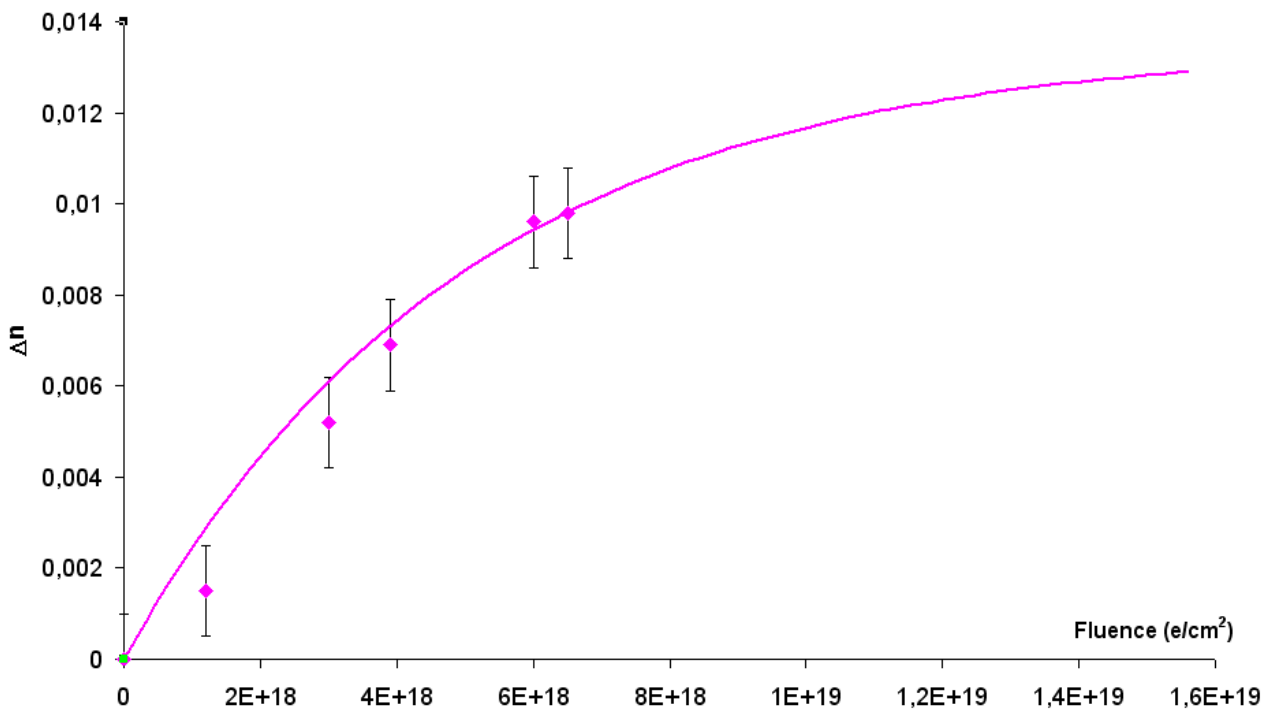


Figure 5.11 : évolution de la variation indicielle induite par irradiation en fonction de la fluence

D'après ces résultats, le changement indiciel progresse selon une loi exponentielle et tend vers une limite mettant en évidence un phénomène de saturation. La variation indicielle maximale obtenue dans les conditions de notre étude est égale à 0,013. D'après le chapitre 3 concernant l'étude de la variation d'épaisseur en fonction de la fluence, le phénomène de saturation de la compaction du matériau cible apparaît pour la même valeur de fluence. Ceci est cohérent dans la mesure où la variation d'indice est directement liée à la compaction du matériau-cible. Compte tenu de l'analyse des variations topographiques effectuée au chapitre 3, tout laisse à croire que la variation de l'indice de réfraction dépendra également de la tension d'accélération employée. Plus celle-ci sera élevée et plus les modifications indicielles seront importantes.

## **2.2. Indices effectifs**

### **2.2.1. Résultats des mesures**

Après chaque irradiation, le nombre de modes TE guidés dans ces structures ainsi que leur indice effectif ( $n_{em}$ ) sont déterminés par la méthode des m-lines. 1 à 3 modes sont observés pour des fluences comprises entre  $1,2$  et  $6,5 \cdot 10^{18}$  e/cm<sup>2</sup> ( $0,2$  et  $1$  C/cm<sup>2</sup>). La profondeur  $x_m$ , pour laquelle les rayons lumineux propres à chaque mode s'incurvent (par définition  $n_{eff,m} = n(x_m)$ ), est calculée au moyen de la méthode WKB inverse permettant ainsi de reconstruire le profil d'indice des guides. Les résultats des mesures sont répertoriés dans le tableau 5.7. L'incertitude sur les mesures d'indices est majorée à  $2 \times 10^{-3}$ . Une illustration de trois profils est donnée figure 5.12. Lorsque nous observons le graphe, les courbes obtenues à  $\phi = 3$  et  $6,5 \cdot 10^{18}$  e/cm<sup>2</sup> se coupent. Théoriquement, il ne devrait y avoir aucune intersection mais on attribue au fait que plus le nombre de modes est faible et plus il est difficile de déterminer avec exactitude les lois d'évolution. A cela s'ajoute l'incertitude sur les mesures.

fluence ( $\times 10^{18}$ e/cm <sup>2</sup> )	nombre de modes	indice de surface	indice effectif	profondeur ( $\mu\text{m}$ )
1,2	1	1,4586	1,4577 (TE <sub>0</sub> )	5,57
3	2	1,4623	1,4601 (TE <sub>0</sub> ) 1,4585 (TE <sub>1</sub> )	4,67 7,96
6,5	3	1,4664	1,4640 (TE <sub>0</sub> ) 1,4610 (TE <sub>1</sub> ) 1,4585 (TE <sub>2</sub> )	4,00 5,67 7,87

Tableau 5.7 : résultats des mesures des indices effectifs

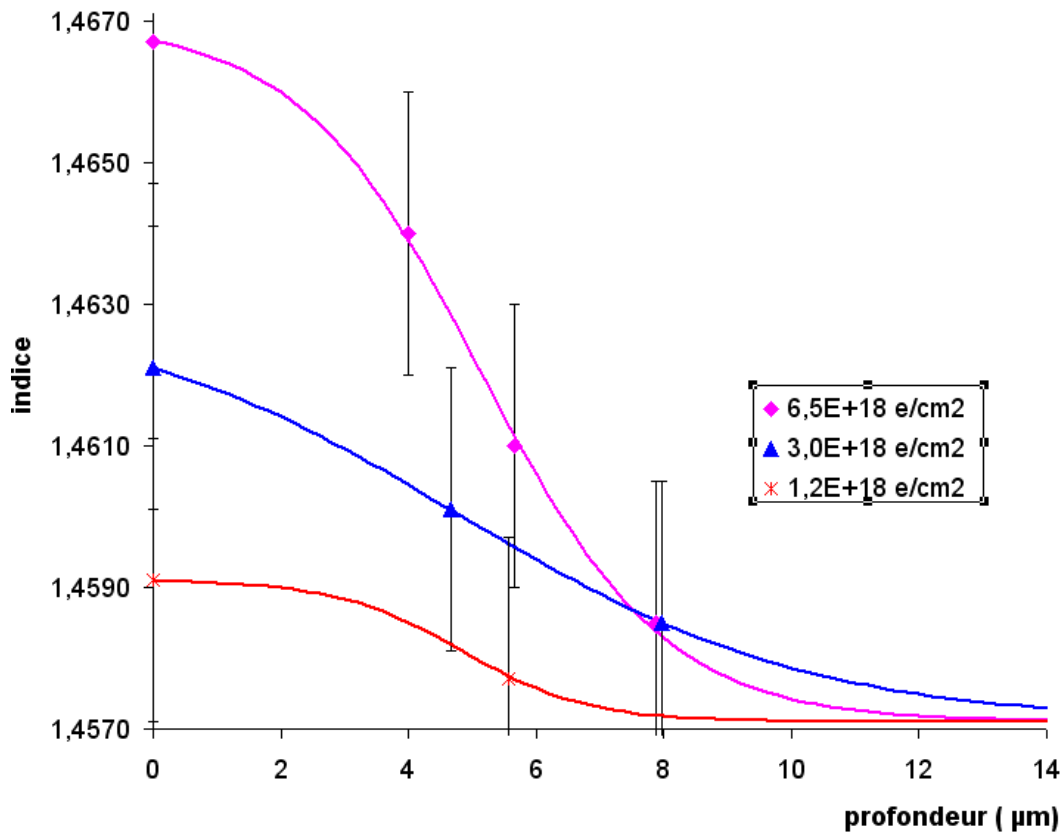


Figure 5.12 : évolution du profil d'indice pour différentes valeurs de la fluence

Comme dans le cas du PADC <sup>[Da-1]</sup>, nous avons montré que la variation d'indice en fonction de la profondeur pouvait être modélisée au mieux par une équation de Boltzmann et non pas par une fonction de Gauss comme l'illustre la figure 5.13. Les courbes représentatives du profil d'indice sont régies par une loi de la forme :

$$n(x) = n_s + \Delta n \cdot \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{x - l_m}{w_m}\right)} \quad (5.3)$$

dans laquelle  $n_s$  représente l'indice de surface après irradiation et  $\Delta n$ , la différence entre les indices de surface du film après et avant bombardement électronique.  $l_m$  et  $w_m$  sont deux grandeurs qui dépendent de la tension d'accélération et de la fluence. Leurs valeurs pour trois guides sont données dans le tableau 5.8.

fluence ( $\times 10^{18}$ e/cm <sup>2</sup> )	fluence (C/cm <sup>2</sup> )	$l_m$ ( $\mu\text{m}$ )	$w_m$ ( $\mu\text{m}$ )
1,2	0,2	4,85	0,99
3	0,5	4,77	2,74
6,5	1	5,13	1,43

Tableau 5.8 : valeurs expérimentales des paramètres  $l_m$  et  $w_m$  en fonction de la fluence

Le tracé de leur évolution en fonction de la fluence est représenté figure 5.14. Ces résultats permettent de déterminer ainsi les lois d'évolution des deux grandeurs et par conséquent de tracer le profil d'indice quelle que soit la valeur de la fluence  $\phi$ . Nous obtenons ainsi les équations (5.4) et (5.5) ci-dessous :

$$l_m = 5,15 \cdot \left( 1 - \exp\left(- 0,85 \times 10^{-18} \cdot \phi\right) \right) \quad (5.4)$$

$$w_m = 1,45 \left( 1 - \exp\left(- 10^{-18} \cdot \phi\right) \right) \quad (5.5)$$

dans laquelle  $\phi$  est exprimée en  $e/cm^2$ . Sur la figure 5.14, il y a pour les deux courbes (et plus particulièrement celle de  $l_m$ ) un point sur trois qui s'éloigne de la courbe proposée. Ceci est en relation avec les imprécisions indiquées auparavant pour les indices effectifs. Il est donc souhaitable de relativiser les formules données. Ces relations ont pour objectif de donner des tendances d'évolution plutôt que des valeurs précises.

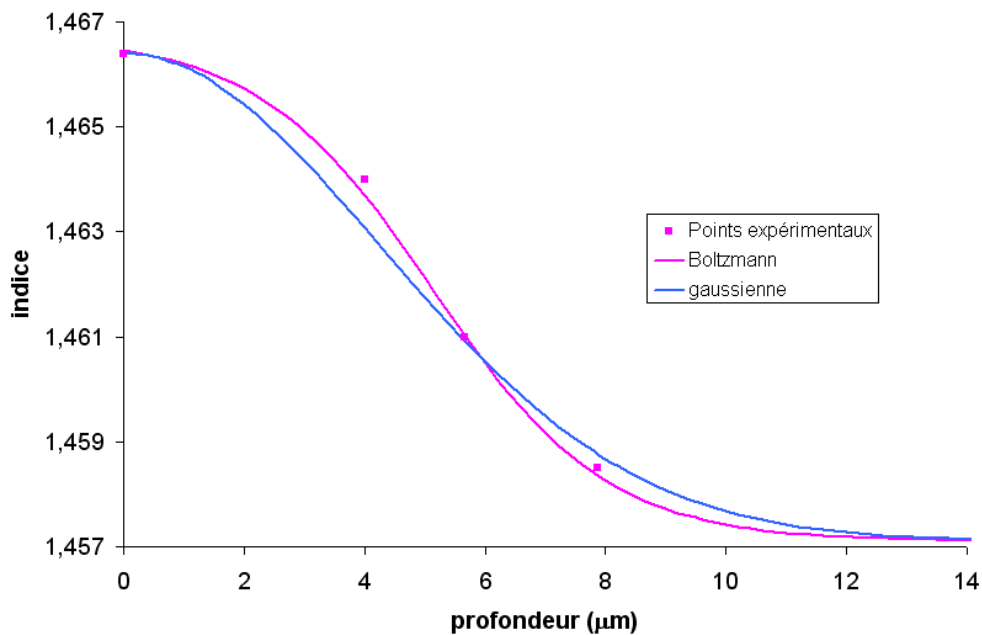


Figure 5.13 : évolution du profil d'indice pour une fluence égale à  $6,5 \cdot 10^{18} e/cm^2$  ( $1 C/cm^2$ )

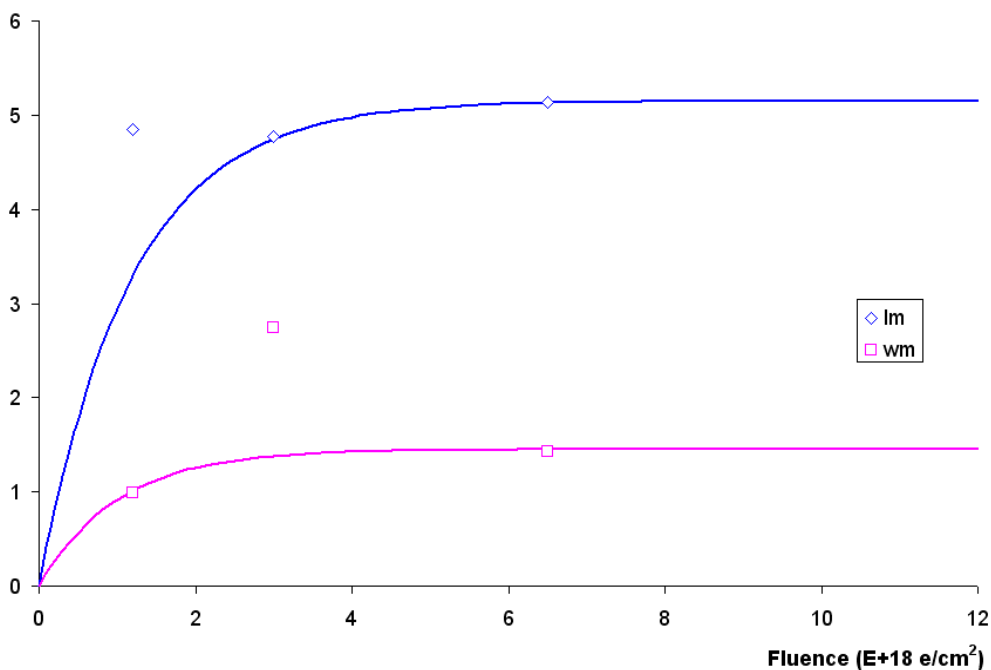


Figure 5.14 : évolution des grandeurs  $l_m$  et  $w_m$  en fonction de la fluence

### 2.2.2. Modélisation du profil d'indice

La substitution des grandeurs  $I_m$  et  $w_m$  par leur expression dans la relation (5.3) permet la modélisation du profil d'indice (figure 5.15) pour une tension d'accélération égale à 30 kV et une gamme de fluences comprises entre  $0,62$  et  $7,49 \cdot 10^{18}$  e/cm<sup>2</sup> ( $0,1$  et  $1,2$  C/cm<sup>2</sup>).

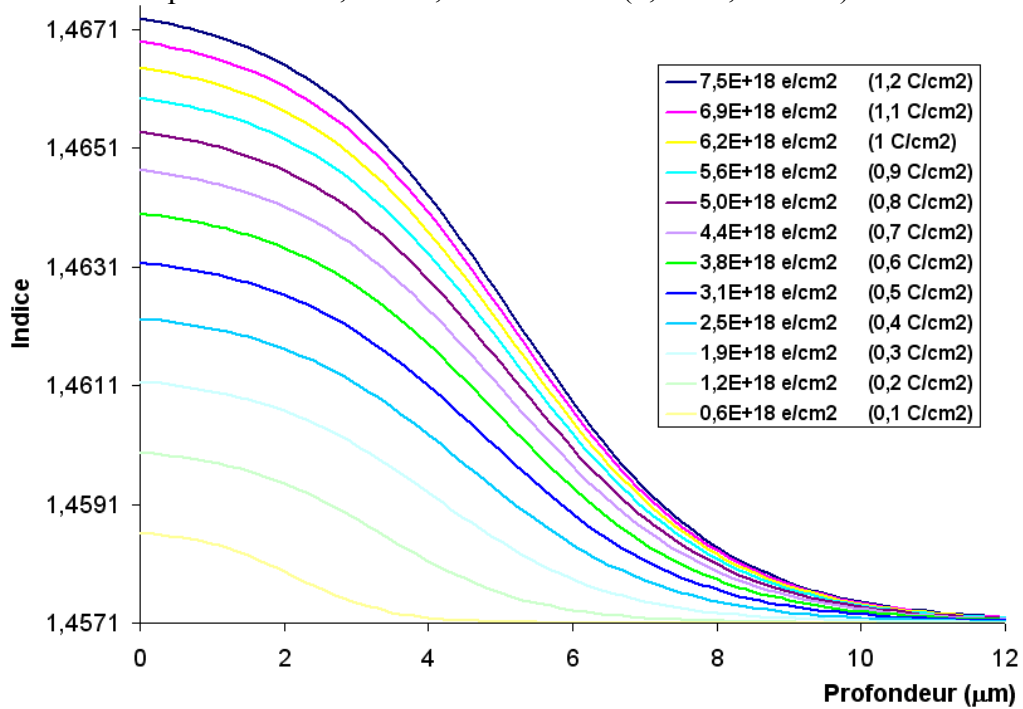


Figure 5.15 : évolution du profil d'indice pour différentes valeurs de la fluence ( $V = 30$  kV)

La figure 5.15 montre que plus la fluence est élevée et plus les courbes se rapprochent l'une de l'autre. Ceci est en cohérence avec le phénomène de saturation de la compaction de la silice.

Des mesures d'indice de surface et d'indices effectifs ont été effectuées plusieurs mois après l'irradiation et ont montré la stabilité de ces valeurs.

### 2.2.3. Détermination des indices effectifs par simulation

A partir du profil d'indice obtenu sur une gamme donnée de fluences, nous avons pu déterminer les indices effectifs au moyen du logiciel déjà cité lors de l'introduction de la partie B. Pour cela, nous considérons que le guide à gradient d'indice à étudier peut être approximé par une superposition de couches dans chacune desquelles l'indice de réfraction est constant. Les différentes valeurs de cet indice et les différentes épaisseurs des couches sont choisies de façon à ce que le profil d'indice en escalier (donc avec un nombre important de sauts d'indice) ainsi obtenu se rapproche au mieux du profil réel du guide à considérer. La détermination du guide équivalent à profil en escalier est effectuée au moyen de la méthode des matrices caractéristiques décrites dans le chapitre 4. Les indices effectifs et les champs modaux que cette méthode fournit seront d'autant plus voisins de ceux exacts du guide à gradient d'indice que le profil en escalier approxime au mieux le profil réel.

Le logiciel permet de décomposer au maximum le profil d'indice du guide en sept milieux. Puisque la portée des électrons est égale à environ  $9 \mu\text{m}$ , l'épaisseur des milieux est fixée à  $1,3 \mu\text{m}$  (figure 5.16). Les indices des différentes couches caractérisant le guide correspondent à ceux du profil expérimental pris au milieu de chaque intervalle.



Cette étude est menée pour deux longueurs d'onde : 0,6328 et 1,55  $\mu\text{m}$ . Les simulations à 1,55  $\mu\text{m}$  sont effectuées en considérant que le supplément d'indice est le même quelle que soit la longueur d'onde employée. L'indice de surface de la silice non irradiée à 1,55  $\mu\text{m}$  est pris égal à 1,444. Cette hypothèse est adoptée dans la mesure où nous ne savons pas si la variation indicielle obéit à la loi de Sellmeier.

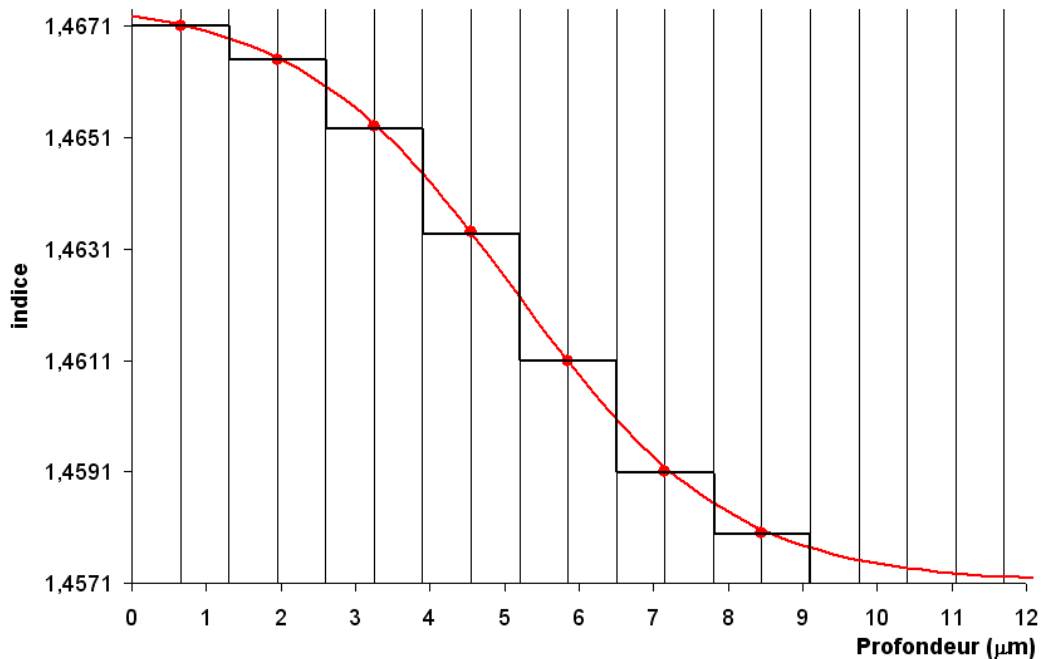


Figure 5.16 : exemple de décomposition d'un profil à gradient d'indice en 7 couches à saut d'indice

**a) Résultats**

Les résultats des simulations sont consignés, pour les deux longueurs d'onde de l'étude, respectivement dans les tableaux 5.9 et 5.10.

fluence ( $\times 10^{18}$ e/cm <sup>2</sup> )	fluence (C/cm <sup>2</sup> )	TE0	TE1	TE2	TE3	TM0	TM1	TM2	TM3
0,6	0,1	1,4571	-	-	-	-	-	-	-
1,2	0,2	1,4581	-	-	-	1,4581	-	-	-
1,9	0,3	1,4593	1,4573	-	-	1,4593	1,4573	-	-
2,5	0,4	1,4603	1,4580	-	-	1,4602	1,4579	-	-
3,1	0,5	1,4612	1,4587	1,4571	-	1,4611	1,4587	1,4571	-
3,7	0,6	1,4620	1,4593	1,4573	-	1,4619	1,4593	1,4573	-
4,4	0,7	1,4626	1,4599	1,4576	-	1,4625	1,4598	1,4576	-
5,0	0,8	1,4632	1,4603	1,4579	-	1,4631	1,4603	1,4579	-
5,6	0,9	1,4637	1,4608	1,4583	-	1,4637	1,4607	1,4582	-
6,2	1,0	1,4641	1,4611	1,4585	-	1,4641	1,4611	1,4584	-
6,8	1,1	1,4646	1,4615	1,4587	-	1,4645	1,4614	1,4587	-
7,5	1,2	1,4649	1,4618	1,4589	1,4571	1,4648	1,4617	1,4589	1,4571
9,4	1,5	1,4657	1,4624	1,4594	1,4573	1,4657	1,4624	1,4594	1,4573
30,0	4,8	1,4675	1,4639	1,4606	1,4579	1,4674	1,4639	1,4605	1,4579
50,2	8,0	1,4675	1,4639	1,4606	1,4579	1,4674	1,4638	1,4605	1,4579

Tableau 5.9 : résultats des simulations pour  $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$

fluence ( $\times 10^{18}$ e/cm <sup>2</sup> )	fluence (C/cm <sup>2</sup> )	TE0	TE1	TM0	TM1
0,6	0,1	-	-	-	-
1,2	0,2	-	-	-	-
1,9	0,3	1,4443	-	1,4443	-
2,5	0,4	1,4450	-	1,4449	-
3,1	0,5	1,4457	-	1,4456	-
3,7	0,6	1,4462	-	1,4461	-
4,4	0,7	1,4468	-	1,4467	-
5,0	0,8	1,4472	-	1,4471	-
5,6	0,9	1,4477	-	1,4475	-
6,2	1,0	1,4480	-	1,4479	-
6,8	1,1	1,4484	-	1,4482	-
7,5	1,2	1,4486	-	1,4485	-
9,4	1,5	1,4493	-	1,4492	-
30,0	4,8	1,4508	1,4442	1,4506	1,4440
50,2	8,0	1,4508	1,4442	1,4506	1,4441

Tableau 5.10 : résultats des simulations pour  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$

Les résultats des simulations montrent que, selon la valeur de la fluence, dans le guide à gradient d'indice ou bien son équivalent à saut d'indice, le nombre de modes guidés varie entre 1 et 4 à  $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$  et entre 1 et 2 pour  $1,55 \mu\text{m}$ . De plus, pour des fluences inférieures ou égales à  $1,2 \cdot 10^{18} \text{ e/cm}^2$  ( $0,2 \text{ C/cm}^2$ ), la simulation montre qu'il n'existe aucun guidage à  $1,55 \mu\text{m}$  contrairement à  $0,6328 \mu\text{m}$ . C'est un élément très important pour notre étude car le composant final, un filtre optique, doit fonctionner à une longueur d'onde égale à  $1,55 \mu\text{m}$ . L'évolution des indices effectifs en fonction de la fluence pour les deux longueurs d'onde de l'analyse est donnée figures 5.17 et 5.18. Comme dans le cas de l'étude de la progression des variations topographiques et de l'indice de surface, l'évolution des indices effectifs croît de façon quasi-linéaire pour des fluences inférieures à  $6,24 \times 10^{18} \text{ e/cm}^2$  ( $1 \text{ C/cm}^2$ ) et tend ensuite vers un palier de saturation.

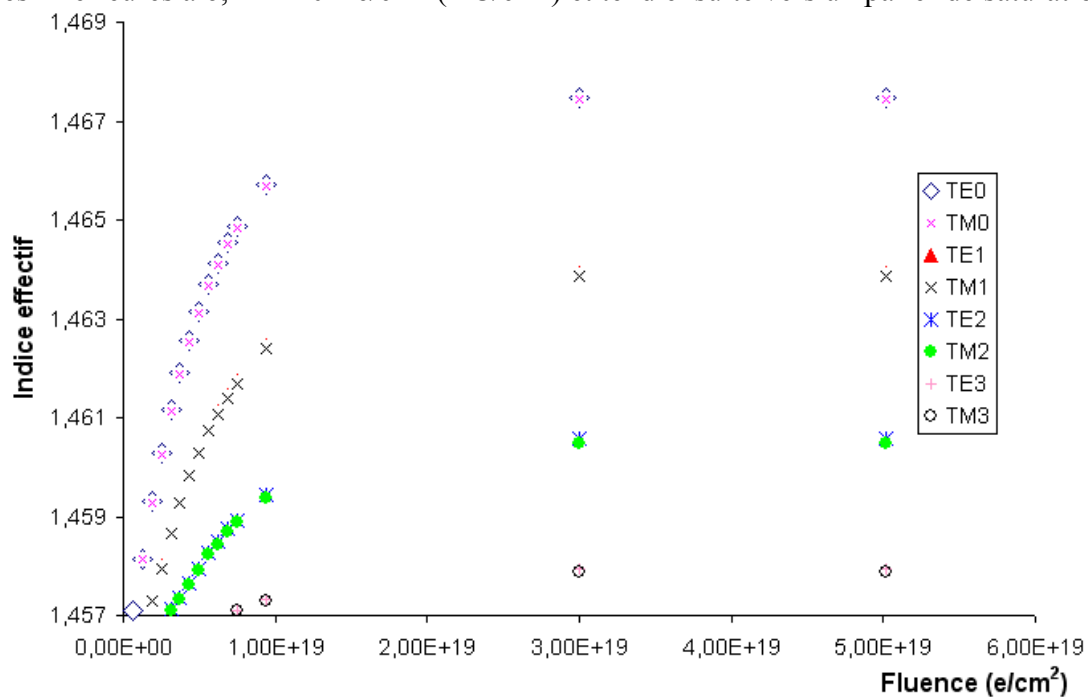


Figure 5.17 : évolution des indices effectifs en fonction de la fluence pour  $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$

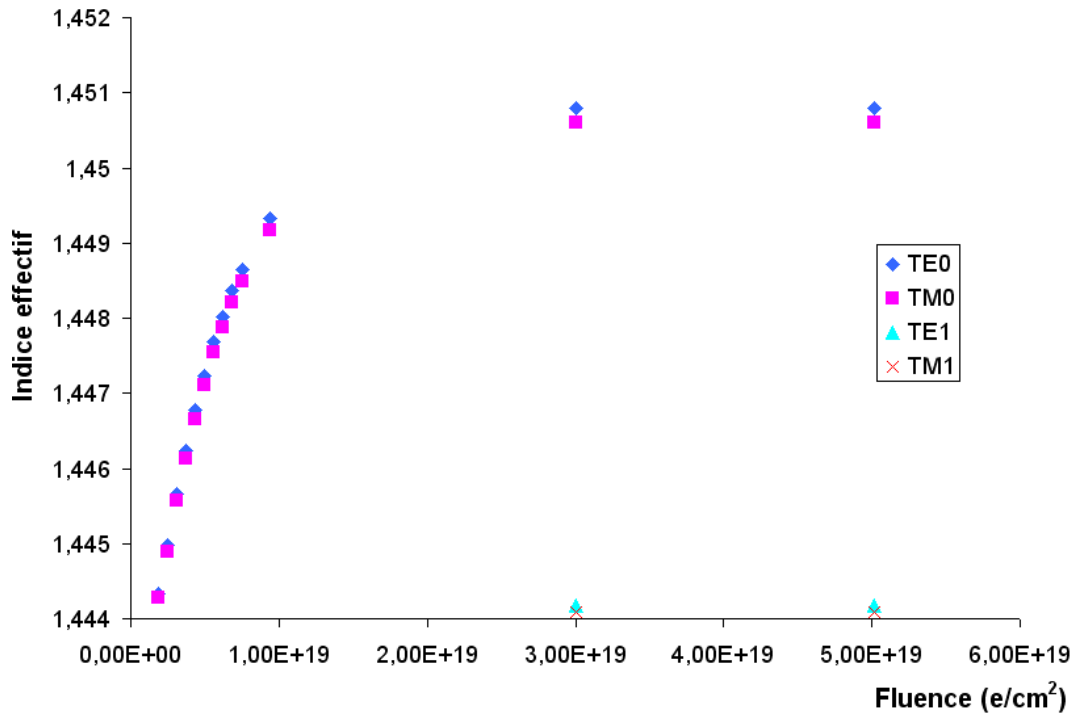


Figure 5.18 : évolution des indices effectifs en fonction de la fluence pour  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$

Si l'on compare ces résultats à ceux obtenus lors d'une étude menée sur d'autres types de silice pour des énergies inférieures ou égales à  $25 \text{ keV}^{[\text{Ba-1}]}$ , l'irradiation avec une énergie de  $30 \text{ keV}$  implique, pour une même gamme de fluence, la génération d'un mode supplémentaire.

Les valeurs des indices effectifs calculés et mesurés sont rappelées dans le tableau 5.11.

fluence ( $\times 10^{18} \text{ e/cm}^2$ )	fluence ( $\text{C/cm}^2$ )	mode	indice effectif mesuré	indice effectif calculé
1,2	0,2	TE <sub>0</sub>	1,4577	1,4571
3	0,5	TE <sub>0</sub>	1,4601	1,4611
		TE <sub>1</sub>	1,4585	1,4587
6,5	1	TE <sub>0</sub>	1,4640	1,4643
		TE <sub>1</sub>	1,4611	1,4613
		TE <sub>2</sub>	1,4585	1,4586

Tableau 5.11 : valeurs des indices effectifs calculés et mesurés

Ce tableau montre que la méthode des matrices caractéristiques est suffisamment précise pour retrouver numériquement les valeurs des indices effectifs que nous avons mesurés.

**b) Cartographie des champs**

Le logiciel de simulation permet également de tracer la géométrie et l'intensité du champ en fonction de la profondeur et cela quelle que soit la polarisation. A titre d'exemple, plusieurs tracés significatifs sont donnés, dans le cas des modes TE, figures 5.19 à 5.26, pour différentes valeurs de la fluence et de la longueur d'onde.

**b.1) Tracés pour  $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$**

- $\phi = 0,62 \cdot 10^{18} \text{ e/cm}^2$  (0,1 C/cm<sup>2</sup>)

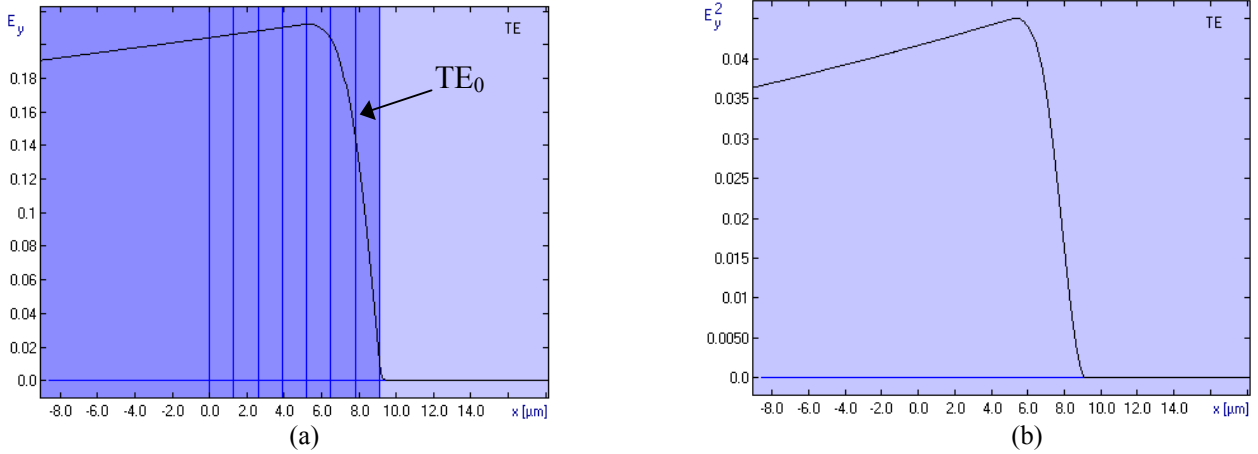


Figure 5.19 : (a) géométrie et (b) intensité du champ électromagnétique

- $\phi = 2,5 \cdot 10^{18} \text{ e/cm}^2$  (0,4 C/cm<sup>2</sup>)

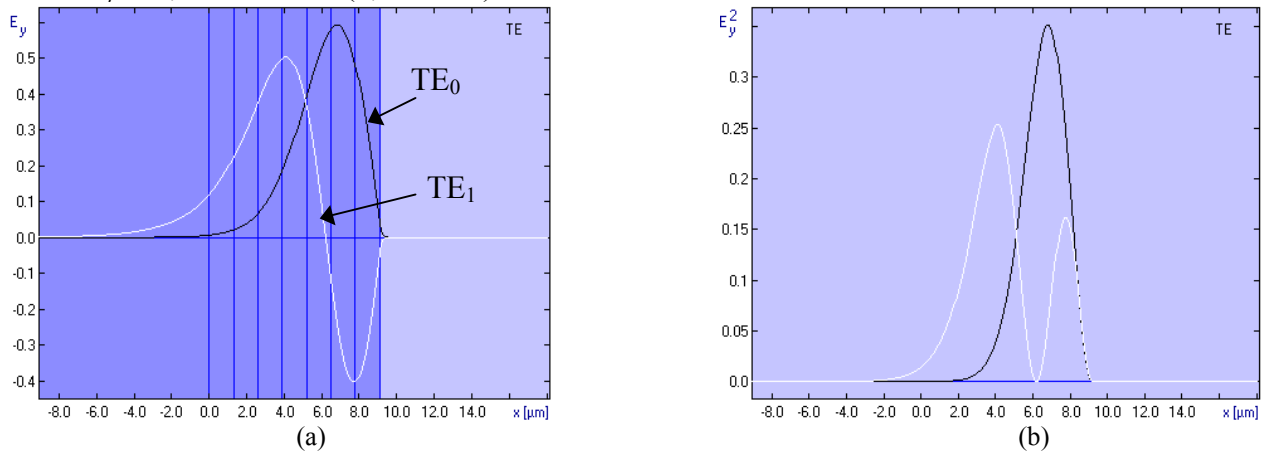


Figure 5.20 : (a) géométrie et (b) intensité du champ électromagnétique

- $\phi = 3 \cdot 10^{18} \text{ e/cm}^2$  (0,5 C/cm<sup>2</sup>)

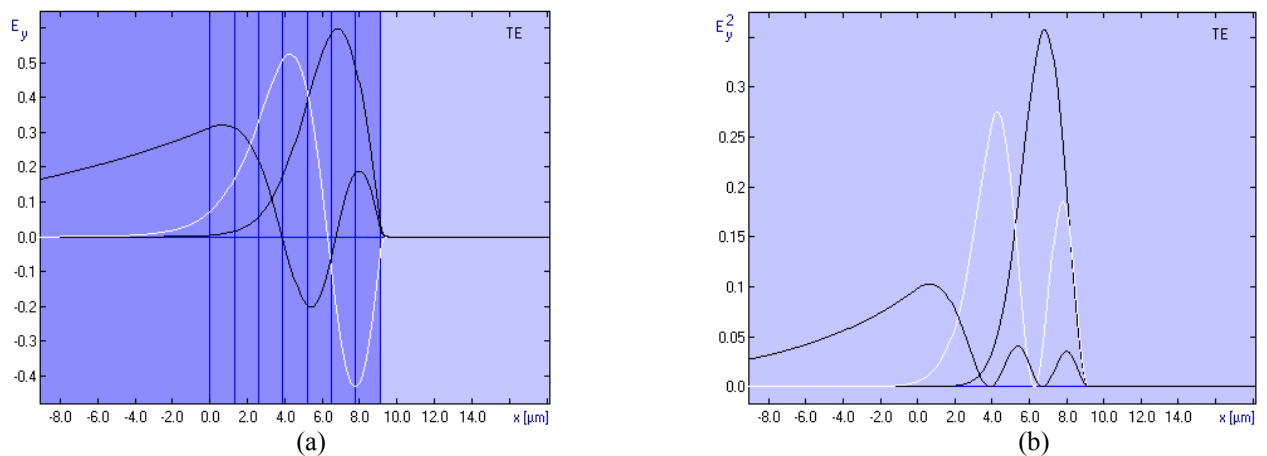


Figure 5.21 : (a) géométrie et (b) intensité du champ électromagnétique

- $\phi = 6,24 \cdot 10^{18} \text{ e/cm}^2$  (1 C/cm<sup>2</sup>)

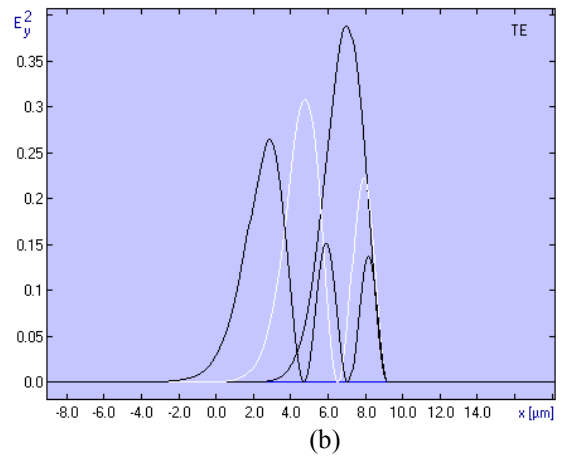
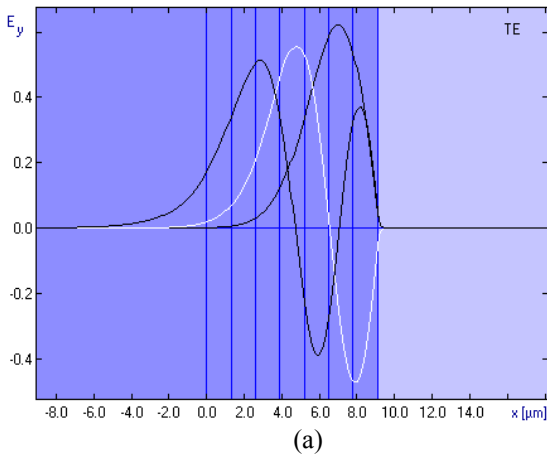


Figure 5.22 : (a) géométrie et (b) intensité du champ électromagnétique

- $\phi = 5,02 \cdot 10^{19} \text{ e/cm}^2$  (8 C/cm<sup>2</sup>)

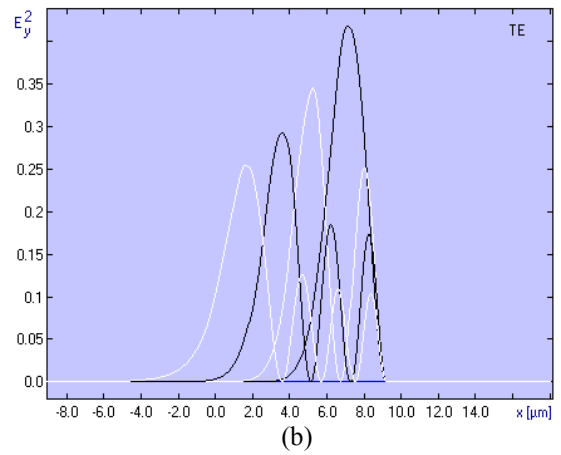
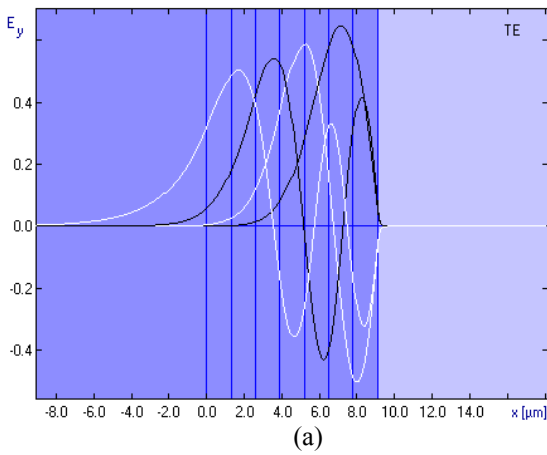


Figure 5.23 : (a) géométrie et (b) intensité du champ électromagnétique

**b.2) Tracés pour  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$**

- $\phi = 3 \cdot 10^{18} \text{ e/cm}^2$  (0,5 C/cm<sup>2</sup>)

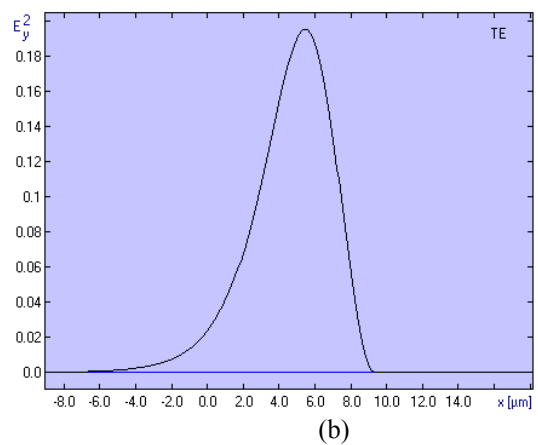
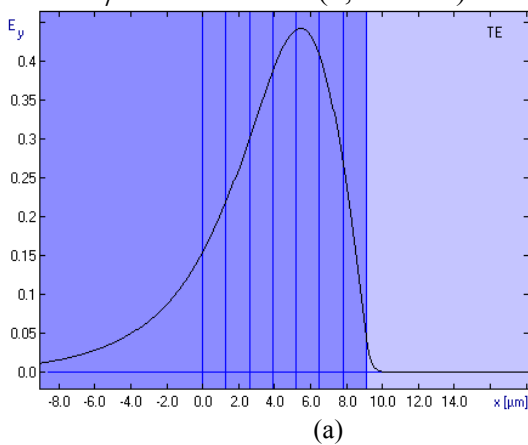


Figure 5.24 : (a) géométrie et (b) intensité du champ électromagnétique

- $\phi = 6,24 \cdot 10^{18} \text{ e/cm}^2 \text{ (1 C/cm}^2\text{)}$

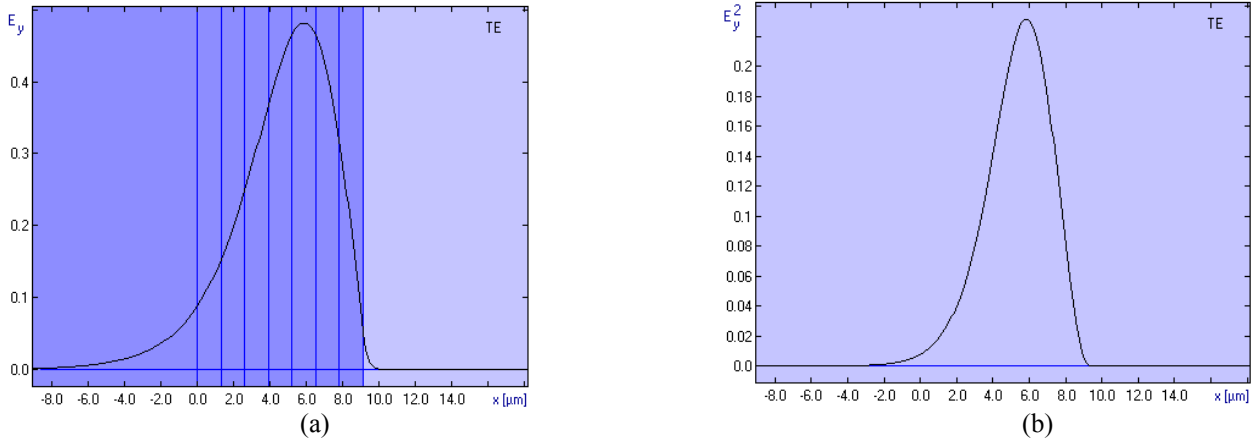


Figure 5.25 : (a) géométrie et (b) intensité du champ électromagnétique

- $\phi = 5,02 \cdot 10^{19} \text{ e/cm}^2 \text{ (8 C/cm}^2\text{)}$

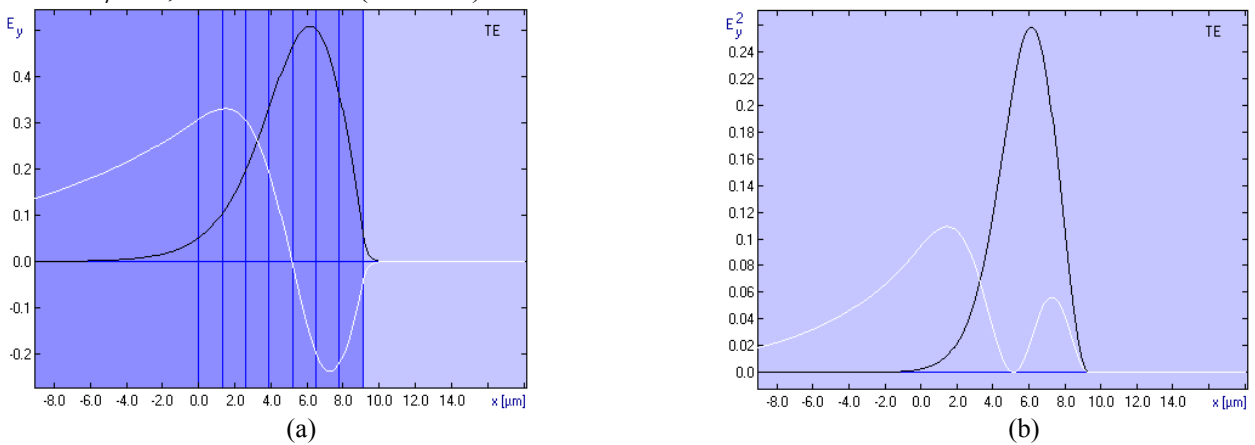


Figure 5.26 : (a) géométrie et (b) intensité du champ électromagnétique

L'ensemble des simulations montre que plus la fluence est élevée et plus le champ est concentré dans la zone guidante. Le champ dans l'air demeure toujours très faible. Ceci est dû au caractère multicouche du guide et aura une incidence sur l'efficacité d'un réseau de Bragg envisagé à l'interface air/silice irradiée. En première approximation, celle-ci sera proportionnelle au rapport :

$$\frac{\int_{l_R} E^2 dx}{\int_{l_G} E^2 dx}$$

avec :

- $\int_{l_G} E^2 dx$  : l'intégrale de l'intensité du champ sur toute l'épaisseur  $l_G$  du guide
- $\int_{l_R} E^2 dx$  : l'intégrale de l'intensité du champ sur toute l'épaisseur  $l_R$  du réseau.

Dans le cas d'un guide monomode prévu pour être utilisé à  $1,55 \mu\text{m}$ , il y a donc intérêt, pour augmenter cette efficacité, à utiliser une forte fluence.

### 2.2.4. Relation indice-énergie déposée

Nous avons vu à la fin du chapitre 2 que l'énergie totale déposée lors du bombardement d'une aire rectangulaire pouvait s'exprimer sous la forme :

$$Ed_{\text{surface}} = \sqrt{\pi} \cdot \frac{\phi}{10^{15}} \cdot Ed_{\text{max}} \cdot \chi \cdot 2r_0 \cdot w_f \cdot \sum_{i=0}^{N_1-1} \exp\left[-\left(\frac{(z - i \cdot 2r_0)^2}{w_f^2}\right)\right]$$

Les conditions expérimentales citées ci-après permettent d'avoir un ordre de grandeur de l'énergie déposée :

- domaine de fluence compris entre  $1,2$  et  $6,5 \cdot 10^{18}$  e/cm<sup>2</sup> ( $0,2$  et  $1$  C/cm<sup>2</sup>),
- faisceau focalisé de rayon gaussien :  $r_0 = 0,5$  μm,
- écartement entre les lignes :  $2 \cdot r_0 = 1$  μm permettant avec 1940 lignes d'obtenir une surface de  $1550 \times 1940$  μm<sup>2</sup>.

La quantité  $w_f$  est une fonction de  $x$ . Etant donné que  $w$  se situe entre  $0,1$  et  $0,3$  μm<sup>2</sup> et que  $r_0 = 0,5$  μm, la quantité  $w_f$  varie entre  $0,56$  et  $0,6$  μm. Sa dépendance avec  $x$  est donc faible. Elle peut en première approximation être confondue avec  $r_0$ . La série, placée à la fin de l'expression de l'énergie déposée, engendre une légère modulation de période  $2r_0$ . Par la suite, nous considérons cette modulation négligeable et la série est remplacée par l'unité.

La quantité  $\chi$  varie entre  $1/3$  et  $1/25$  et dépend de  $x$ .

Avec les modélisations antérieures :

$$w(x) = 0,2 - 0,04 \cdot x - 0,05 \cdot (2+x)^2$$

$$Ed_{\text{max}}(x) = \frac{200}{(0,1 + x)^{0,75}} - 40$$

il résulte pour  $\chi$  :

$$\chi(x) = \frac{\left[0,2 - 0,4 \cdot x - 0,05 \cdot (2 + x)^2\right]^2}{r_0^2 + \left[0,2 - 0,4 \cdot x - 0,05 \cdot (2 + x)^2\right]^2}$$

La fluence est considérée par la suite égale à  $10^{18}$  e/cm<sup>2</sup> ( $0,2$  C/cm<sup>2</sup>). L'évolution de l'énergie déposée dans ce cas devrait être modélisée par :

$$Ed_{\text{surface}} \approx \sqrt{\pi} \cdot 10^3 \cdot \left[ \frac{200}{(0,1 + x)^{0,75}} - 40 \right] \cdot 2r_0^2 \cdot \frac{\left[0,2 - 0,4 \cdot x - 0,05 \cdot (2 + x)^2\right]^2}{r_0^2 + \left[0,2 - 0,4 \cdot x - 0,05 \cdot (2 + x)^2\right]^2}$$

Le tracé correspondant (figure 5.27) montre qu'elle passe par un maximum pour une valeur comprise entre  $1$  et  $2$  μm. Ce maximum traduit le produit de la fonction  $Ed_{\text{max}}(x)$ , fonction toujours décroissante et de  $\chi(x)$  qui est maximale pour  $x = 2,5$  μm.

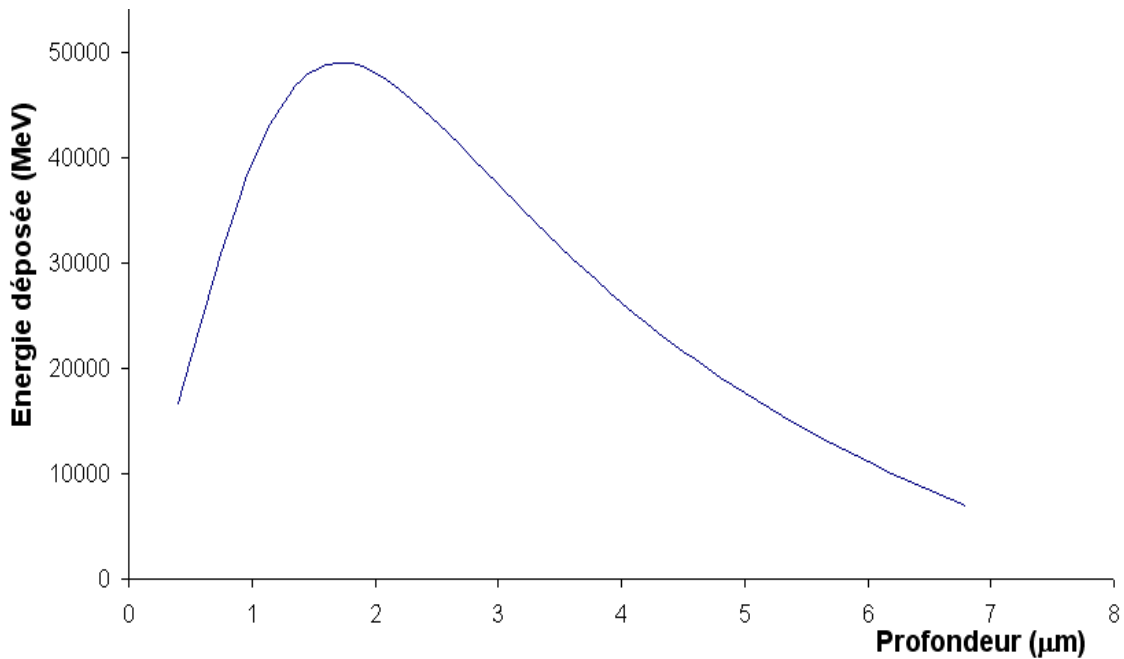


Figure 5.27 : évolution de l'énergie déposée en fonction de la profondeur

En conclusion, l'évolution de l'énergie déposée (passant par un maximum) en un point et celle de la variation d'indice (fonction de Boltzmann) semblent difficiles à relier, au moins par une relation bi-univoque simple. Une même valeur de l'énergie déposée peut donner deux valeurs différentes pour la variation d'indice. Il faut noter que la modélisation adoptée de l'énergie déposée tient compte de la fluence uniquement par un effet de proportionnalité et non pas au travers des grandeurs  $w$ ,  $w_f$  et  $\chi$ . Elle ne prend pas en considération la compaction du matériau, qui compte tenu de la géométrie, peut avoir une évolution différente de celle de l'énergie déposée. Ces travaux devront être poursuivis afin de déterminer une relation entre variation d'indice, énergie déposée et compaction.

### **3. Conclusion**

En conclusion, les résultats obtenus montrent la faisabilité de guides à gradient d'indice directement par faisceau d'électrons en agissant sur la fluence électronique et cela sans avoir recours à une étape de masquage. La variation de l'indice de surface maximale enregistrée est de l'ordre de  $10^{-2}$ . Le nombre total de modes mesurés par la méthode des m-lines varie entre 1 et 3 pour une gamme de fluences comprise entre 1,2 et  $6,25 \cdot 10^{18}$  e/cm<sup>2</sup> (0,2 à 1 C/cm<sup>2</sup>). Les profils d'indice ont été reconstruits grâce à la méthode WKB inverse. Ils ont été "approximés" par une fonction de Boltzmann, ce qui a permis de modéliser d'autres profils pour différentes fluences dont les indices effectifs ont pu être déterminés par un logiciel de simulation basé sur la théorie des matrices caractéristiques. Les mécanismes par lesquels s'effectuent les modifications indicielles sont particulièrement complexes et certains restent encore à découvrir. Ces travaux seront poursuivis afin d'étudier les effets des paramètres d'irradiation (énergie, vitesse de balayage, surface exposée, taille du spot, ...) sur les variations de l'indice de réfraction.

### **C. Réalisation pratique de guides sur film de silice dopé**

Suite à une collaboration avec l'Université d'Orsay dans le cadre de l'ACO déjà évoquée, nous sommes également intéressés à la variation indicielle induite, sur film de silice dopé, par



faisceau d'électrons. Rappelons que l'échantillon est constitué par la superposition de trois milieux diélectriques dont les valeurs des indices de réfraction sont données à  $\lambda = 633 \text{ nm}$  :

- un film de silice dopée au germanium et au bore, obtenu par dépôt hydrolyse à la flamme présentant indice de réfraction  $n_1$  inconnu et une épaisseur de  $6 \mu\text{m}$ ,
- une couche tampon de silice pure, d'indice  $n_2 (= 1,4582)$  et d'épaisseur égale à  $14 \mu\text{m}$ ,
- un substrat de silicium d'indice de réfraction  $n_3 (= 3,6)$ .

Comme dans le cas de l'étude des guides réalisés sur silice massive, la couche dopée est caractérisée, avant et après irradiation, par spectroscopie des lignes noires à  $633 \text{ nm}$ . Un nombre élevé de m-lines est comptabilisé (50 avant exposition "e-beam"). La majorité des lignes observées est due à la forte différence d'indice entre la couche tampon et le silicium. La méthode de Brewster confirme ce phénomène et permet, pour une même longueur d'onde, d'observer sur un écran, avant et après irradiation, une succession de lignes verticales périodiquement espacées, dues aux multiples réflexions sur l'interface silice pure/silicium. Tout se passe comme si l'onde rencontrait, au sens optique, "un mur magnétique ou électrique" et seuls les modes ayant un indice effectif supérieur à l'indice de réfraction de la silice non dopée sont guidés. Tous les autres modes correspondent à des modes à fuites. Afin de connaître le nombre exact de modes guidés, l'évolution des indices effectifs en fonction de l'ordre du mode pour un état de polarisation TE, est tracée. La mise en évidence d'une rupture de pente peut alors être interprétée (et confirmée par la simulation présentée au prochain paragraphe) comme séparant les modes guidés par la structure et ceux dus à la présence du silicium.

## **1. Caractérisation avant irradiation**

### **1.1. Résultats des mesures**

Toutes les mesures sont effectuées en déposant une goutte d'eau désionisée (d'indice de réfraction de l'ordre de 1,3) sur l'échantillon afin de diminuer les pertes dues à la rugosité de surface des échantillons. L'intensité lumineuse des m-lines en polarisation TE est beaucoup plus importante qu'en polarisation TM. Nous avons observé 50 m-lines en polarisation TE et 11 en polarisation TM. Les résultats des mesures des indices effectifs par la méthode des m-lines pour les douze premiers modes sont répertoriés dans le tableau 5.12. Le tableau complet est donné en annexe.

Ordre du mode	Indice effectif (polarisation TE)	Indice effectif (Polarisation TM)
0	1,4697	1,4697
1	1,4673	1,4673
2	1,4632	1,4634
3	1,4600	1,4602
4	1,4585	1,4588
5	1,4573	1,4576
6	1,4547	1,4550
7	1,4526	1,4532
8	1,4505	1,4511
9	1,4482	1,4490
10	1,4448	1,4454
11	1,4413	

Tableau 5.12 : résultats des mesures des indices effectifs (film non irradié)

La différence entre le nombre de modes TE et TM peut s'expliquer par le fait qu'il y a plus de pertes en polarisation TM comme cela a été indiqué au cours de l'étude bibliographique.

## 1.2. Evolution des indices effectifs en fonction de l'ordre du mode

L'évolution des indices effectifs en fonction de l'ordre du mode pour un état de polarisation TE, est tracée (figure 5.28). Elle est illustrée figure 5.29 pour les onze premiers modes et met en évidence une rupture de pente entre les ordres 3 et 4. Par conséquent, seuls les quatre premiers modes peuvent être considérés comme étant guidés, les autres étant des modes à fuite.

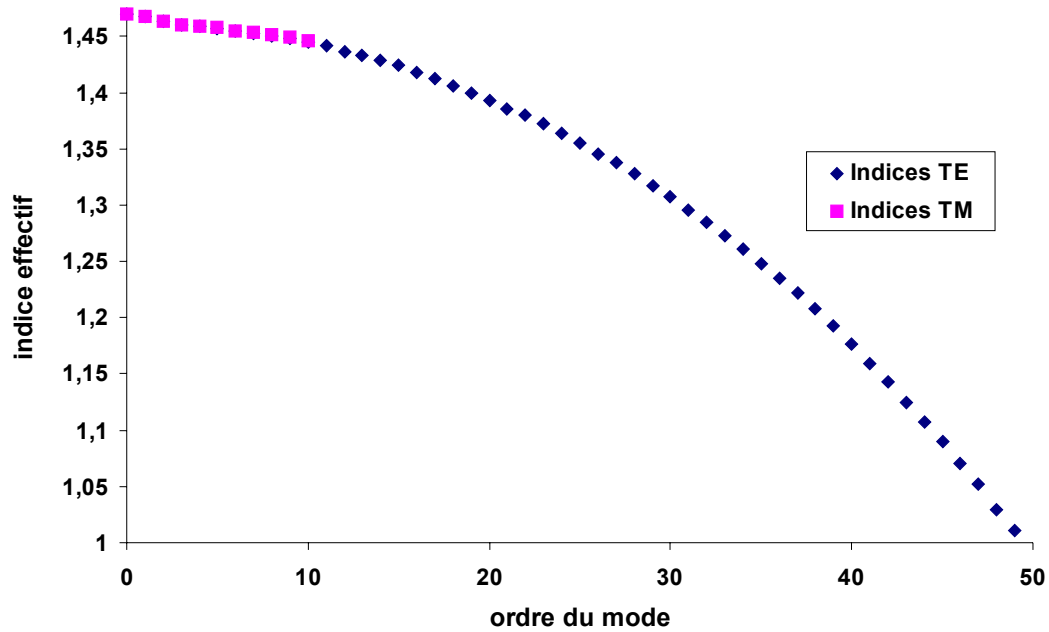


Figure 5.28 : Evolution de l'indice effectif en fonction de l'ordre (film non irradié)

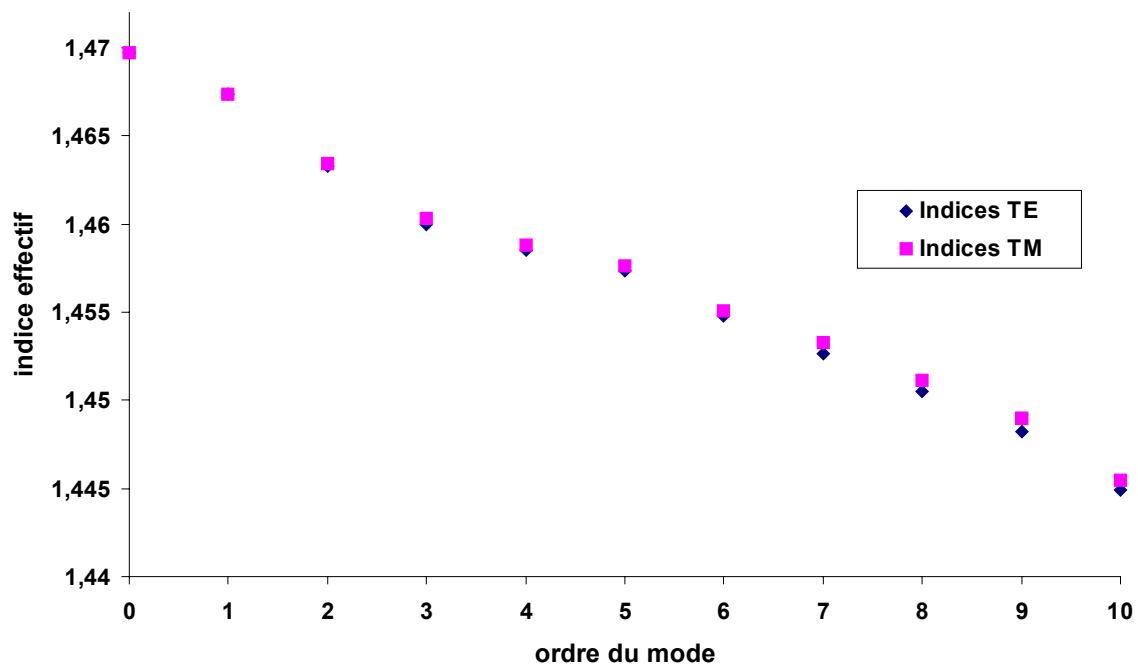


Figure 5.29 : "Zoom" de la figure 3 sur les onze premiers modes

### 1.3. Résultats des simulations

La méthode WKB inverse, introduite lors du précédent chapitre ne convient pas, par principe, pour les guides à saut d'indice. Elle suppose en effet une relation non ambiguë entre l'indice effectif d'un mode et la profondeur où l'indice de réfraction est égal à cet indice effectif. Par conséquent, pour confirmer le nombre de modes susceptibles d'exister dans le guide non irradié et déterminer l'indice de surface du film, nous avons recours à des simulations basées sur l'intégration de l'équation de répartition des champs par la méthode de Runge Kutta. Pour cela, nous supposons que l'épaisseur de la couche de silice non dopée était très grande (et non pas de 14  $\mu\text{m}$ ). Cette épaisseur "infinie" supprime alors l'existence des modes à fuite. Ces simulations permettent d'obtenir une égalité des valeurs des indices effectifs théoriques et expérimentaux, au mieux à  $10^{-4}$  près, par ajustement de l'indice de surface. Les résultats pour une polarisation TE sont répertoriés dans le tableau 5.13. Ils montrent clairement que les indices effectifs des trois premiers modes expérimentaux ( $\text{TE}_0$ ,  $\text{TE}_1$  et  $\text{TE}_2$ ) sont assez proches des valeurs théoriques lorsque la valeur de l'indice de la silice dopée est prise égale à 1,4705. Pour ce qui concerne le mode expérimental  $\text{TE}_3$ , sa valeur s'écarte un peu de la théorie, ceci est peut être dû à un problème de précision de la mesure lorsque le mode est proche de la coupure. En revanche, aucun mode théorique  $\text{TE}_4$  n'a été obtenu.

$n_0$		1	Résultats expérimentaux
$n_1$		1,4705	
$n_2$		1,4582	
Valeurs théoriques	$\text{TE}_0$	1,4697	1,4697
	$\text{TE}_1$	1,4673	1,4674
	$\text{TE}_2$	1,4635	1,4633
	$\text{TE}_3$	1,4585	1,4600

Tableau 5.13 : valeurs théoriques et expérimentales des indices effectifs des modes TE ;  $n_0$ ,  $n_1$  et  $n_2$  représentent respectivement les indices de l'air, du film dopé et de la couche de silice non dopée. L'épaisseur  $h$  du film est égale à 6  $\mu\text{m}$ .

Le tracé du champ électromagnétique montre que les modes  $\text{TE}_0$ ,  $\text{TE}_1$  et  $\text{TE}_2$  sont fortement localisés dans la région de la silice dopée et un peu dans la silice pure. En revanche, pour les trois premiers modes, le champ est quasiment nul à la profondeur (6 + 14  $\mu\text{m}$ ) où est en réalité située l'interface silice pure/silicium. Ainsi, cette interface est en fait sans influence sur ces modes. Ceci n'est pas vrai pour le mode  $\text{TE}_3$ . Cependant, la perturbation due en réalité à cette interface doit rester faible. L'allure de l'évolution de l'indice en fonction de la profondeur est également représentée sur la figure 5.30 (profil à saut d'indice).

En employant la même procédure, nous avons étudié l'évolution du champ correspondant aux modes supérieurs d'indice inférieur à celui de la silice pure. Pour cela, les hypothèses effectuées sont les suivantes :

- l'indice du silicium est égal à 3,6 sans tenir compte de l'atténuation,
- le raccordement du champ et de sa dérivée se fait au niveau de l'interface silice pure/silicium,
- les modes à fuite sont ceux pour lesquels la répartition du champ a une oscillation minimale dans le silicium.

Pour effectuer ces simulations, seules les valeurs théoriques des indices effectifs ont été prises en compte. Elles ont montré que le champ est essentiellement localisé dans la silice pure, peu dans la silice dopée et très peu dans le silicium.

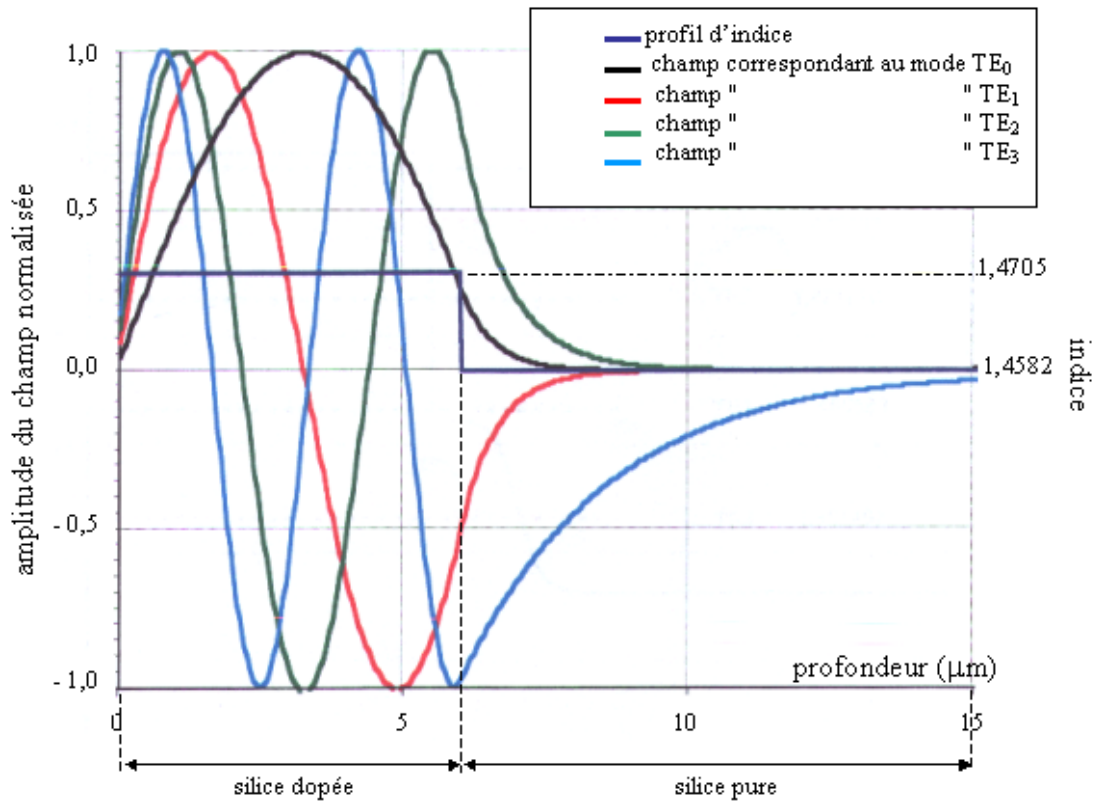


Figure 5.30 : Evolution du champ des modes théoriques TE<sub>0</sub>, TE<sub>1</sub>, TE<sub>2</sub> et TE<sub>3</sub> en fonction de la profondeur et du profil d'indice

**2. Caractérisation après irradiation.**

**2.1. Conditions d'irradiation**

Trois guides de dimensions 1,55 × 1,94 mm<sup>2</sup> sont réalisés. Les paramètres d'irradiation qui restent constants d'une réalisation à une autre sont donnés dans le tableau 5.14. Les paramètres variables sont résumés dans le tableau 5.15.

diamètre du faisceau (µm)	1
vitesse de balayage d'une ligne (ms/ligne)	20
grandissement	60
nombre de lignes par écran	486
ΔWD (mm)	- 1,8

Tableau 5.14 : liste des paramètres d'irradiation qui demeurent constants lors de la réalisation de guides

Guide 1	tension d'accélération (kV)	30
	intensité du courant reçu par l'échantillon (nA)	71,18
	durée d'irradiation (h)	122
	fluence ( $e/cm^2$ )	$6,24 \cdot 10^{18}$
	fluence ( $C/cm^2$ )	1
Guide 2	tension d'accélération (kV)	30
	intensité du courant reçu par l'échantillon (nA)	72,17
	durée d'irradiation (h)	32h24
	fluence ( $e/cm^2$ )	$1,2 \cdot 10^{18}$
	fluence ( $C/cm^2$ )	0,2
Guide 3	tension d'accélération (kV)	15
	intensité du courant reçu par l'échantillon (nA)	44
	durée d'irradiation (h)	37
	fluence ( $e/cm^2$ )	$1,2 \cdot 10^{18}$
	fluence ( $C/cm^2$ )	0,2

Tableau 5.15 : liste des paramètres d'irradiation qui varient d'une irradiation à une autre

Le faisceau d'électrons est défocalisé et son diamètre est de l'ordre de  $7 \mu m$ , de sorte à pouvoir réaliser des caractérisations physico-chimiques. Il est à noter que pour des raisons techniques (changement du filament et stabilité de l'émission des électrons), l'irradiation n'est pas effectuée en continu mais en fractionné.

## **2.2. Résultats des mesures**

### **2.2.1. Guide 1**

Nous visualisons au total 51 m-lignes en polarisation TE et 16 en polarisation TM. Compte tenu des pertes importantes, nous n'effectuons qu'une partie des mesures. Les résultats sont donnés tableau 5.16.

Ordre du mode	Indice effectif (Polarisation TE)	Indice effectif (Polarisation TM)
0	1,4773	1,4773
1	1,4762	1,4760
2	1,4742	1,4740
3	1,4705	1,4705
4	1,4672	1,4672
5	1,4617	1,4617
6	1,4585	1,4594
7	1,4576	1,4579
8	1,4568	1,4568
9	1,4535	1,4535
10	1,4509	1,4508
11	1,4487	1,4487

12	1,4444	1,4436
13	1,4411	1,4407
14	1,4374	1,4371
15	1,4322	1,4322
16	1,4290	
17	1,4225	
18	1,4162	
19	1,4116	
20	1,4049	
21	1,3987	
22	1,3918	
23	1,3836	

Tableau 5.16 : résultats des mesures des indices effectifs (film irradié)

L'évolution des indices effectifs en fonction de l'ordre du mode est illustrée figure 5.31. Elle met en évidence un changement de pente au voisinage de l'ordre 5. La courbe ne permet pas, à elle seule, de déterminer le nombre exact de modes guidés. Il faut, pour cela, recourir au même type de simulations que dans le cas de l'étude du film non irradié.

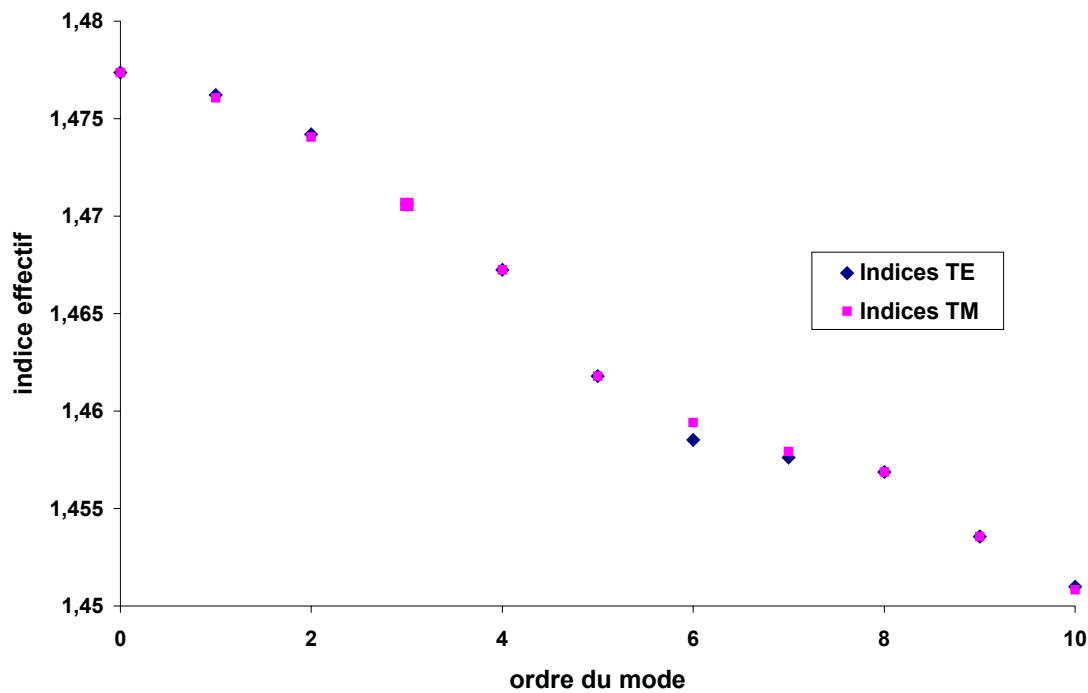


Figure 5.31 : évolution de l'indice effectif en fonction de l'ordre (film irradié)

Afin de réaliser les simulations, nous considérons à nouveau que le profil d'indice évolue selon une loi de la forme :

$$n_{\text{irr}}(x) = n_{\text{init}} + \Delta n \cdot \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{x - l_m}{w_m}\right)}$$

dans laquelle  $n_{\text{init}}$  représente l'indice de surface avant irradiation,  $n_{\text{irr}}$ , l'indice de surface après

irradiation, et  $\Delta n$ , le supplément d'indice maximal entre  $n_{irr}$  et  $n_{init}$ .  $l_m$  ( $\mu\text{m}$ ) et  $w_m$  ( $\mu\text{m}$ ) sont deux grandeurs qui dépendent de l'énergie du faisceau d'électrons et de la fluence électronique employées. Les valeurs de  $\Delta n$ ,  $l_m$  et  $w_m$  sont déterminées par tâtonnement jusqu'à obtenir l'égalité des valeurs théoriques et expérimentales des modes effectifs à  $10^{-4}$  près. Les résultats des simulations, dans le cas d'une polarisation TE, sont données dans le tableau 5.17. Ils mettent en évidence que les indices effectifs des modes TE<sub>0</sub> à TE<sub>4</sub> sont relativement proches des valeurs expérimentales. L'ensemble des simulations montre qu'il n'existe pas, théoriquement, de mode TE<sub>5</sub>. Par conséquent, nous pouvons en conclure que seuls les 5 premiers modes sont guidés par la structure, les autres modes étant des modes à fuite.

	valeurs théoriques	résultats expérimentaux
TE <sub>0</sub>	1,4762	1,4762
TE <sub>1</sub>	1,4741	1,4742
TE <sub>2</sub>	1,4708	1,4705
TE <sub>3</sub>	1,4669	1,4672
TE <sub>4</sub>	1,4623	1,4617

Tableau 5.17 : valeurs théoriques et expérimentales des indices effectifs des modes TE

L'allure du profil d'indice et l'évolution du champ des modes théoriques TE<sub>0</sub> à TE<sub>4</sub> sont illustrés figure 5.32.

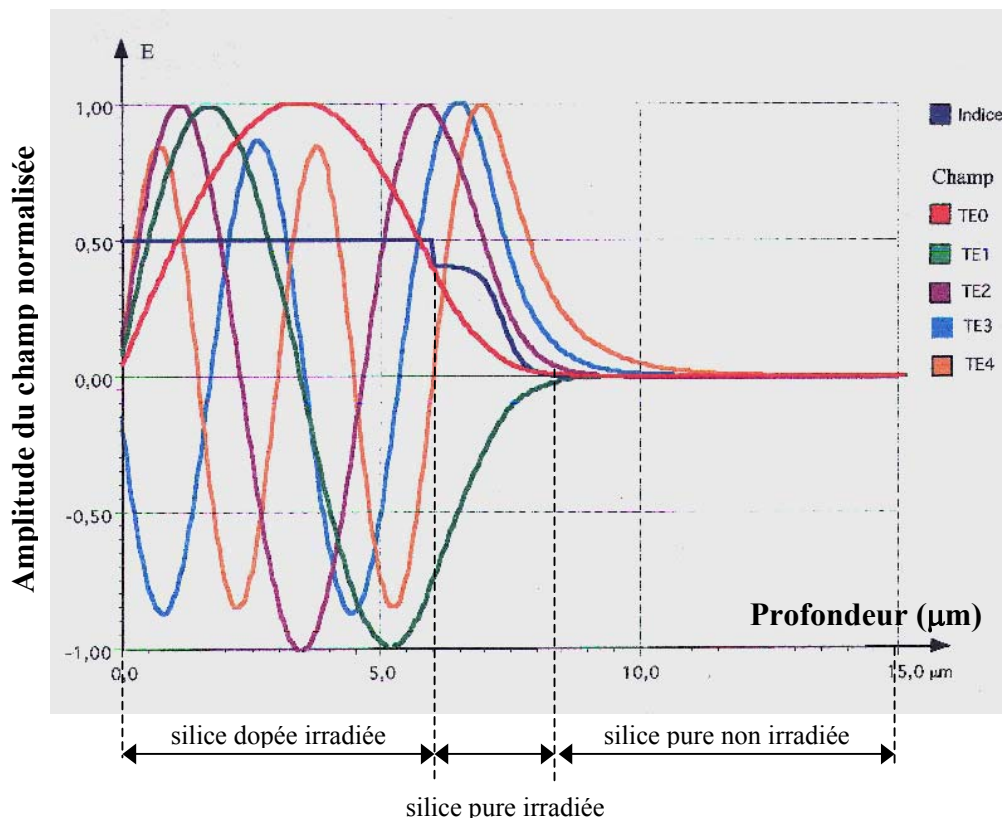


Figure 5.32 : évolution du champ des modes théoriques TE<sub>0</sub> à TE<sub>4</sub> en fonction de la profondeur et du profil d'indice

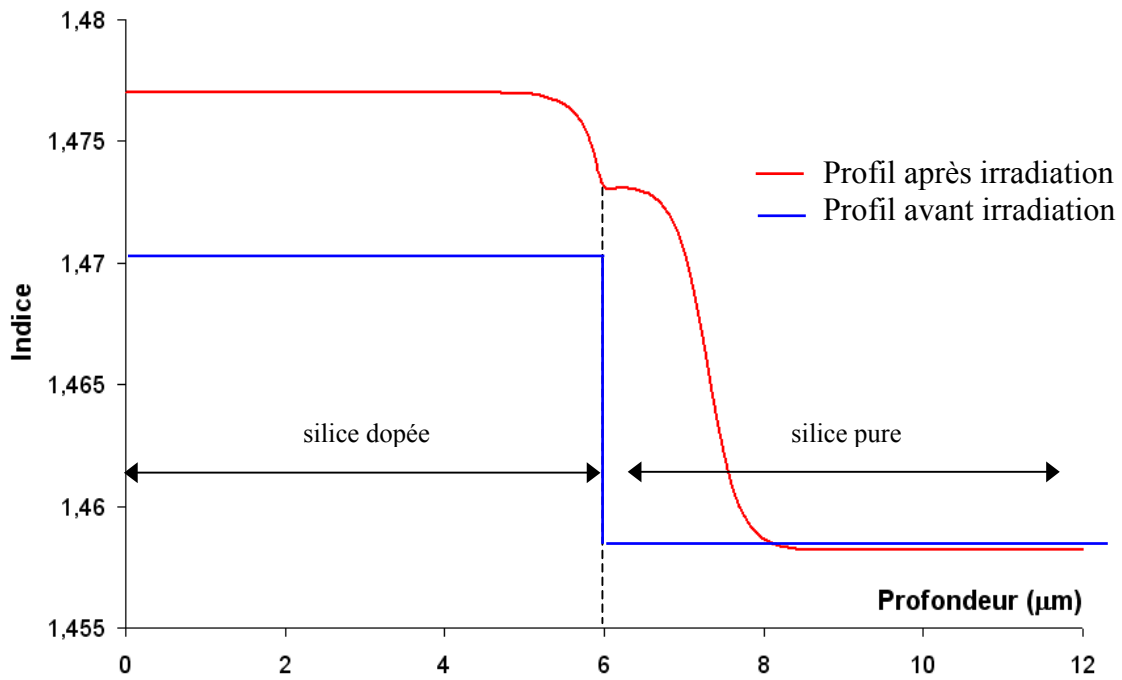


Figure 5.33 : profil d'indice simulé dans le film de silice dopée et la couche tampon de silice pure avant et après irradiation

D'après la figure 5.33, nous constatons que le mode TE<sub>0</sub> présente un champ localisé principalement dans la région de la silice dopée irradiée tandis que le mode TE<sub>4</sub> a un champ important dans la silice pure irradiée. Ceci est dû au fait que le mode TE<sub>4</sub> est proche de la coupure. Les équations régissant l'évolution de l'indice en fonction de la profondeur sont :

$$n(x) = 1,4705 + 0,0065 \cdot \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{x - 6}{0,2}\right)} \quad \text{pour } x < 6 \mu\text{m}$$

$$n(x) = 1,4582 + 0,015 \cdot \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{x - 7,3}{0,2}\right)} \quad \text{pour } x > 6 \mu\text{m}$$

Les électrons traversent toute la couche de silice dopée et une faible épaisseur de la silice pure. Par conséquent, la structure étudiée passe d'un guide à trois couches à un guide à quatre couches après irradiation (figure 5.34) :

- le film de silice dopée irradié,
- une couche de silice pure affectée par les électrons,
- une couche de silice pure non affectée par les électrons,
- un substrat de silicium.

film de silice dopée	$n_1$	film de silice dopée irradié	$n_1(x)$
couche de silice pure	$n_2$	couche de silice pure irradiée	$n_2(x)$
silicium	$n_3$	couche de silice pure	$n_2$
<b>(a)</b>		<b>(b)</b>	

Figure 5.34 : constitution de l'échantillon : (a) avant irradiation et (b) après irradiation



Cette étude montre que quatre modes sont guidés par la couche de silice dopée avant irradiation et cinq après irradiation (quatre dans le film dopé exposé et un dans la silice pure exposée). L'indice de réfraction de la couche de silice dopée est égal à 1,4705 avant bombardement électronique et la variation indicielle engendrée par l'irradiation électronique est égale à 0,0065. Avant irradiation, l'indice de réfraction de chaque milieu est constant alors qu'après, l'indice évolue graduellement dans les deux premières couches et reste constant dans les deux autres milieux.

### 2.2.2. Guide 2

La spectroscopie des lignes noires montre 50 m-lignes pour une polarisation TE et 12 pour une polarisation TM. Suite à l'étude menée précédemment, nous ne nous intéressons qu'aux premiers modes. Les résultats des mesures sont résumés dans le tableau 5.18.

ordre du mode	indice effectif (Polarisation TE)	indice effectif (Polarisation TM)
0	1,4723	1,4723
1	1,4693	1,4693
2	1,4648	1,4650
3	1,4604	1,4601
4	1,4577	1,4576
5	1,4565	1,4567
6	1,4546	1,4545

Tableau 5.18 : résultats des mesures des indices effectifs (film irradié)

La représentation de l'évolution des indices effectifs en fonction de l'ordre du mode est donnée figure 5.35. Le changement de pente a lieu entre les ordres 4 et 5. Par conséquent, 4 modes sont guidés par la structure. Les simulations le confirment et leurs résultats sont donnés tableau 5.19.

	valeurs théoriques	résultats expérimentaux
TE <sub>0</sub>	1,4723	1,4723
TE <sub>1</sub>	1,4690	1,4693
TE <sub>2</sub>	1,4650	1,4648
TE <sub>3</sub>	1,4597	1,4648

Tableau 5.19 : valeurs théoriques et expérimentales des indices effectifs des modes TE

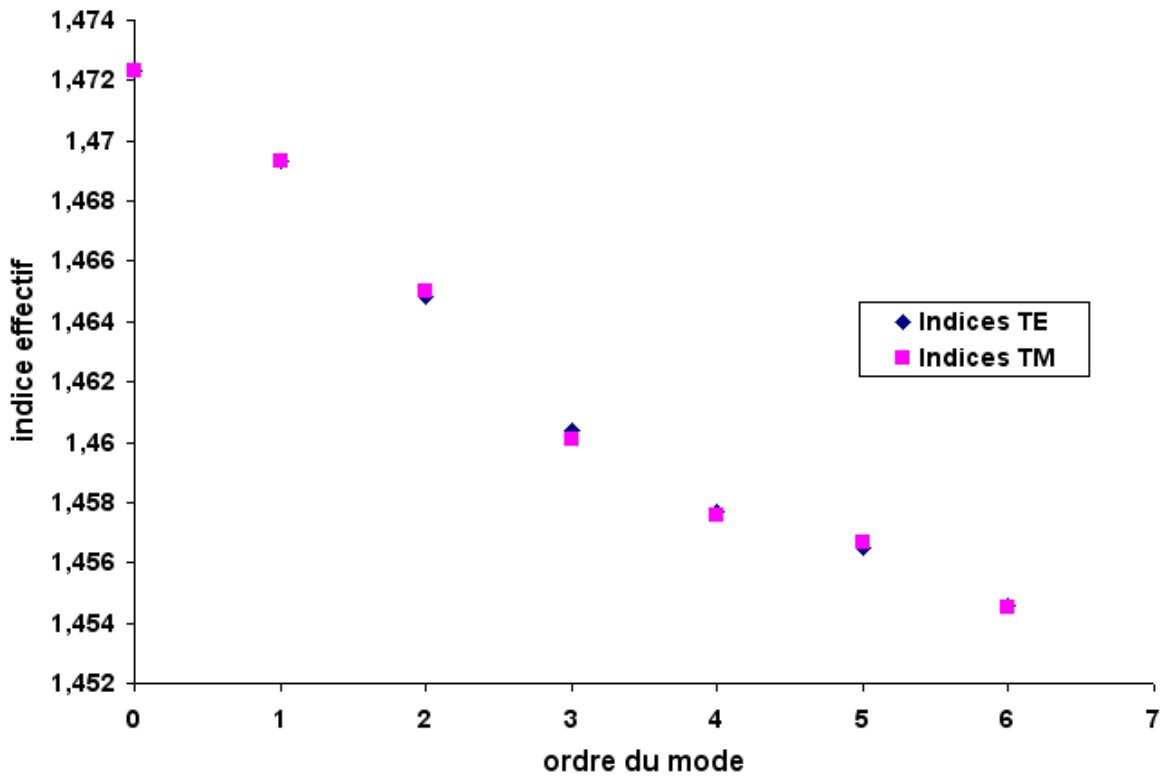


Figure 5.35 : évolution de l'indice effectif en fonction de l'ordre (film irradié)

L'allure du profil d'indice est illustrée figure 5.36.

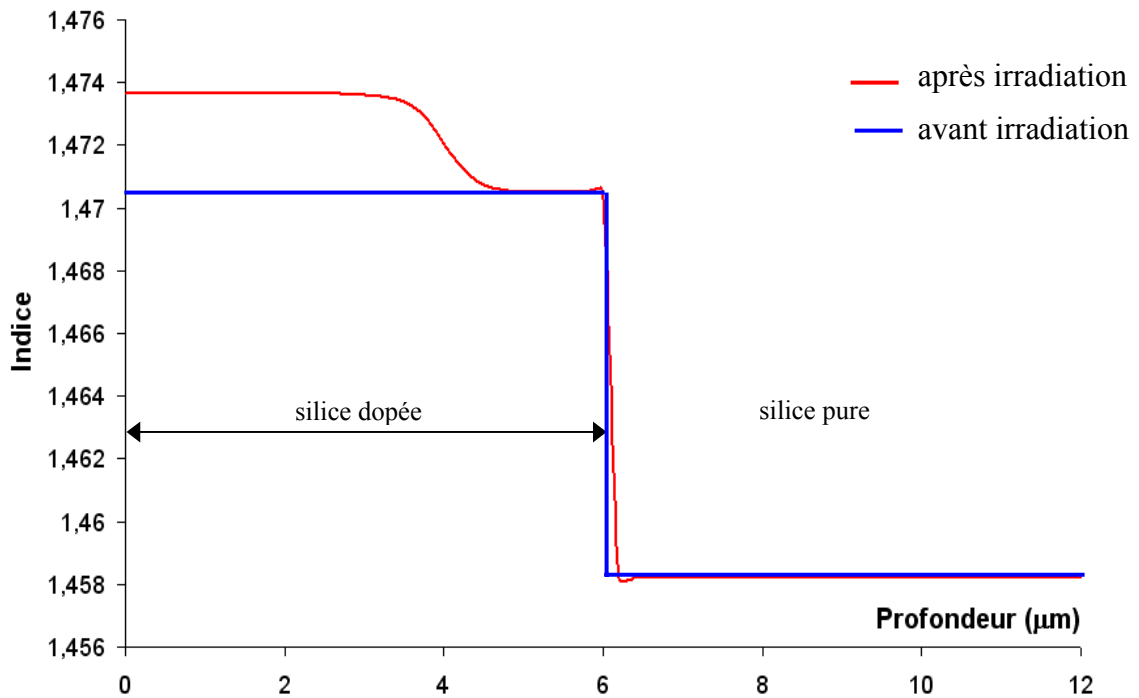


Figure 5.36 : profil d'indice simulé dans le film de silice dopée et la couche tampon de silice pure avant et après irradiation

Les équations régissant l'évolution de l'indice en fonction de la profondeur sont :

$$n(x) = 1,4705 + 0,00314 \cdot \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{x - 4}{0,2}\right)} \quad \text{pour } x < 6 \mu\text{m}$$

$$n(x) = 1,4582 \quad \text{pour } x > 6 \mu\text{m}$$

Une difficulté rencontrée ici réside dans le fait que la recherche numérique du profil pour une fluence de  $1,2 \cdot 10^{18} \text{ e/cm}^2$  ( $1 \text{ C/cm}^2$ ) et une tension d'accélération égale à 30 kV situe le gradient d'indice dans la silice dopée et non pas dans la silice pure comme dans le cas du guide 1. Cela signifie, en d'autres termes, que la valeur de  $l_m$  a diminué avec la fluence (de 7,5 à 4  $\mu\text{m}$ ).

### **2.2.3. Guide 3**

Les mesures par la méthode des m-lignes des tout premiers modes TE et TM conduisent aux résultats donnés tableau 5.20. L'évolution des indices effectifs des modes TE en fonction de l'ordre pour les deux guides réalisés à 15 et 30 kV et pour une fluence égale à  $1,24 \cdot 10^{18} \text{ e/cm}^2$  ( $0,2 \text{ C/cm}^2$ ) est représentée figure 5.37. Elle met en évidence l'influence de l'énergie sur la valeur des indices effectifs. Quatre modes sont guidés. Plus l'énergie des électrons est élevée et plus les indices effectifs ont des valeurs fortes. La différence de niveau entre les deux évolutions est dû à la vitesse d'impacts des électrons et par conséquent à la quantité d'énergie déposée par ces électrons lors de leur pénétration dans le matériau. Le profil d'indice présentera un gradient d'indice situé dans la silice dopée, localisé dans les deux premiers  $\mu\text{m}$ , compte tenu des résultats exposés dans le chapitre 2 concernant la portée des électrons.

Ordre du mode	Indice effectif (Polarisation TE)	Indice effectif (Polarisation TM)
0	1,4710	1,4710
1	1,4684	1,4682
2	1,4642	1,4641
3	1,4600	1,4603
4	1,4554	1,4553
5	1,4511	1,4510
6	1,4484	1,4485

Tableau 5.20 : résultats des mesures des indices effectifs (film irradié)

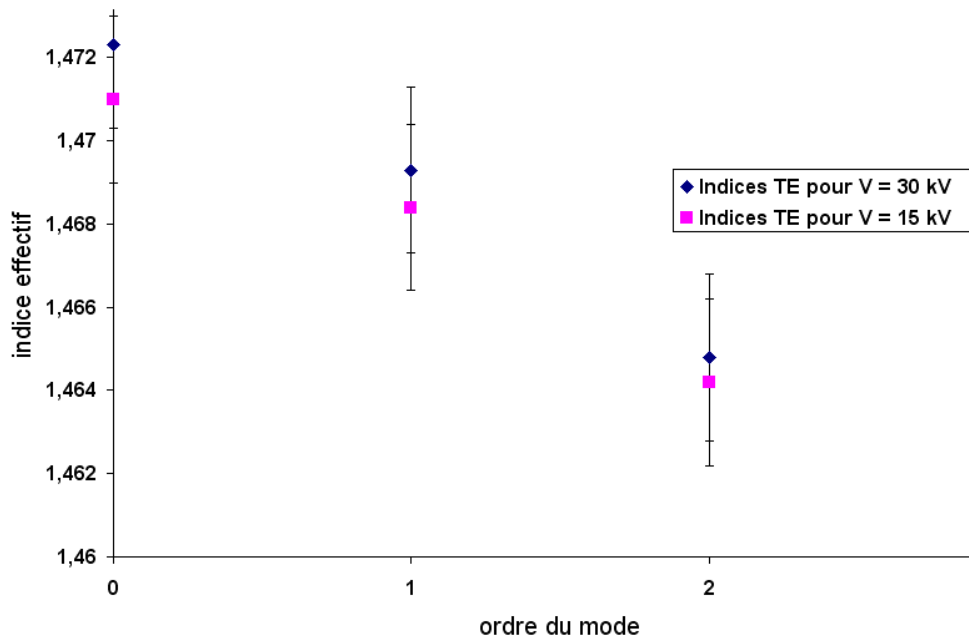


Figure 5.37 : évolution de l'indice effectif en fonction de l'ordre pour deux guides réalisés à 15 et 30 kV et une fluence électronique de  $1,24 \cdot 10^{18} \text{ e/cm}^2$  ( $0,2 \text{ C/cm}^2$ )

En conclusion, avant irradiation, l'indice de réfraction est égal à 1,4705 et demeure constant sur toute l'épaisseur du film. Après irradiation, l'indice évolue graduellement en fonction de l'épaisseur. Les études antérieures, menées sur la silice pure, ont montré que, pour une tension d'accélération égale à 30 keV, la profondeur de pénétration des électrons dans la silice est proche de  $9 \mu\text{m}$ . Le film présentant une épaisseur de  $6 \mu\text{m}$ , les électrons le traversent en totalité et finissent leur parcours dans la couche tampon de silice pure impliquant ainsi une évolution graduelle de l'indice dans les premiers microns. La structure étudiée passe d'un guide à trois couches à un guide à quatre couches après irradiation. Des études sont en cours pour déterminer l'influence de l'énergie des électrons sur l'allure du profil d'indice au sein du film de silice dopée et de la couche tampon en silice pure.

Les différents travaux effectués montrent que pour une même gamme de fluence et de tension d'accélération, la variation d'indice au sein de la silice pure est plus élevée que celle obtenue dans des couches de silice dopée au germanium. Par conséquent, le dopage a une réelle influence sur les résultats obtenus.

## **D. Vers la réalisation d'un premier prototype**

### **1. Contexte**

Les travaux présentés ici, ont été menés dans la perspective de réaliser un filtre à bande passante très étroite pour application aux réseaux WDM à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ . Sa conception consiste à inscrire directement par faisceau d'électrons une cavité résonante sur la gaine d'une fibre optique SMF 28 polie latéralement. Nous avons vu au cours de l'introduction générale que cette cavité pouvait avoir diverses configurations (réseaux de lignes ou de trous, anneaux concentriques). En nous référant à des résultats bibliographiques, nous avons un projet très ambitieux qui consistait à l'écriture d'anneaux concentriques répartis autour d'un disque central. Le but initial de cette thèse était principalement une application technologique et non pas la caractérisation, au sens strict, des modifications engendrées sur silice par irradiation électronique. La réalisation et la caractérisation topographique de structures de faibles dimensions de l'ordre de quelques micromètres a mis en évidence des déformations de surface inattendues qui pouvaient selon les paramètres d'irradiation être gênantes pour l'élaboration du filtre.

Le succès de la conception passe donc par la maîtrise de ces variations de surface. Avec le recul, nous avons décidé d'aborder la réalisation d'une structure simple comme cela est indiqué figure 5.38.

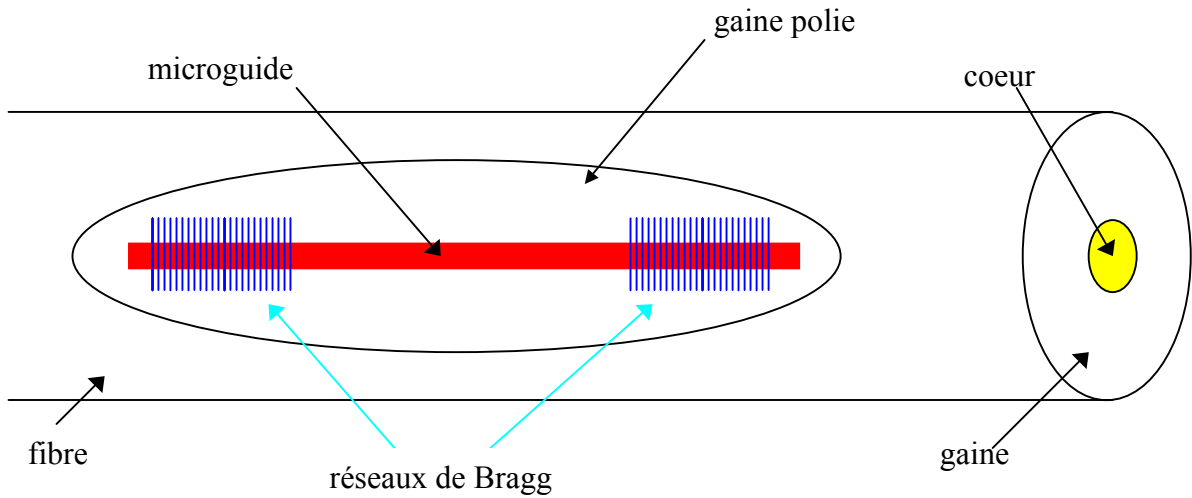


Figure 5.38 : architecture du filtre optique

Nous présentons dans les prochains paragraphes les différentes étapes conduisant à la conception de ce filtre. La première étape consiste à polir la fibre et à déterminer l'épaisseur de gaine restante. Les autres étapes concernent l'étude de la faisabilité du microguide puis des réseaux de Bragg.

## 2. Polissage de la fibre

La fibre considérée est collée dans un bloc de plexiglas présentant une rainure en V incurvée de 25 cm de diamètre. Nous utilisons la même procédure de polissage que celle décrite au chapitre 3. Le rayon de courbure de la fibre causée par la rainure engendre un érodage en forme d'ellipse. Des mesures effectuées régulièrement, des dimensions de cette ellipse au cours du polissage, permettent de déterminer l'épaisseur  $h$  de gaine restante comme cela est illustré figure 5.39.

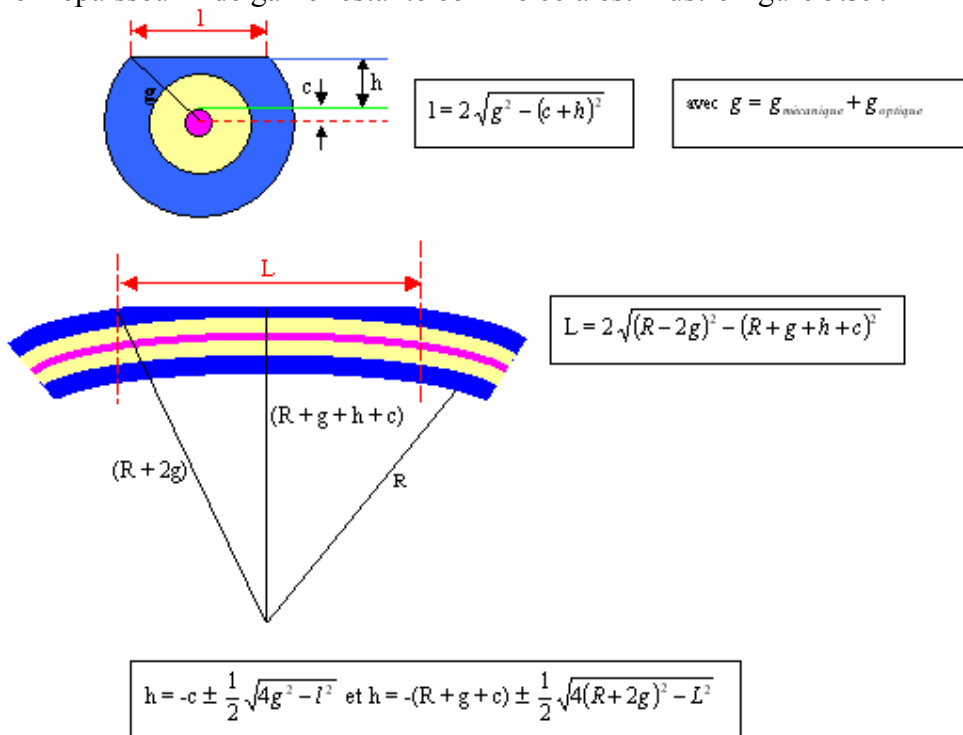


Figure 5.39 : polissage latéral d'un fibre optique et détermination de l'épaisseur de gaine restante

### 3. Faisabilité du microguide

Afin d'assurer le couplage maximal avec le mode de la fibre, le microguide doit avoir un seul mode (suivant les deux directions transverses) dont l'indice effectif a même valeur que celui du mode de la fibre. Pour cette raison l'étude de faisabilité ci-dessous est décomposée selon les étapes suivantes :

- rappel des caractéristiques de la fibre optique
- exploitation de la méthode de l'indice effectif
- faisabilité du guide plan associé
- faisabilité du microguide

#### 3.1. Caractéristique de la fibre

Les caractéristiques de la fibre SMF 28 sont les suivantes pour la longueur d'onde 1,55  $\mu\text{m}$  :

- indice de cœur :  $n_1 = n_2 + 4 \cdot 10^{-3} = 1,4484$
- rayon du cœur :  $a = 4 \mu\text{m}$
- indice de gaine :  $n_2 = 1,4444 - 0,5 \cdot 10^{-3} = 1,4439$

L'indice de gaine a été évalué à partir de la formule de Sellmeier (cf. chapitre 1) en considérant que la silice a été refroidie brutalement, avec pour paramètres caractéristiques  $A_i$  et  $B_i$  les valeurs suivantes <sup>[Ad-1]</sup> (tableau 5.21) :

$A_1$	$A_2$	$A_3$	$B_1$	$B_2$	$B_3$
0,69675	0,408218	0,890815	0,069066	0,115662	9,900559

Tableau 5.21: coefficients intervenant dans la formule de Sellmeier

Les paramètres opto-géométriques de la fibre fixent sa fréquence normalisée  $V$

$$V = k_0 a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = 1,85$$

De cette valeur peut être déduite la constante de propagation normalisée  $B$  définie par

$$B = \frac{n_e^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2}$$

et donc l'indice effectif du mode  $n_e$ . Ceci peut être fait grâce à la formule approchée de Rudolph Neuman :

$$B = \left( 1,1428 - \frac{0,996}{V} \right)^2$$

Nous en déduisons la valeur numérique  $B = 0,365$ .

En conclusion l'indice effectif du mode de la fibre suivante et donc celui souhaité pour celui du microguide est  $n_e = 1,44555$ .

### 3.2. Exploitation de la méthode de l'indice effectif

La méthode de l'indice effectif (cf paragraphe 2.2.2 du chapitre 4) permet d'évaluer un microguide à partir de deux guides plans, l'un à géométrie horizontale, l'autre verticale. Afin de simplifier les calculs relatifs à la répartition de l'indice de réfraction, deux hypothèses sont faites dans la suite.

- l'irradiation n'a modifié l'indice de réfraction que dans une région rectangulaire
- le gradient d'indice dans la région modifiée ne dépend que de la profondeur (coordonnée  $x$ )

Pour exploiter la méthode, le premier guide plan à déterminer est celui qui possède le même profil vertical que la région centrale (figure 5.40). Il est à géométrie horizontale et sera choisi de manière à être monomode. L'indice effectif de son mode est noté  $n_{e\text{ g.p.}}$ . Le second est à saut d'indice, à géométrie verticale et de largeur  $b$ . Il doit être également monomode. L'indice effectif de son mode est celui du mode du microguide.

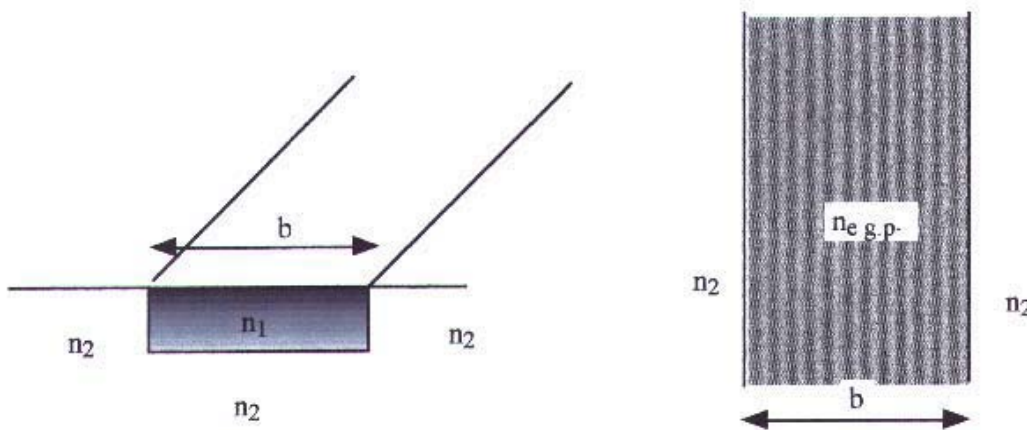


Figure 5.40 : décomposition de la structure guidante en deux guides d'après la méthode des indices effectifs

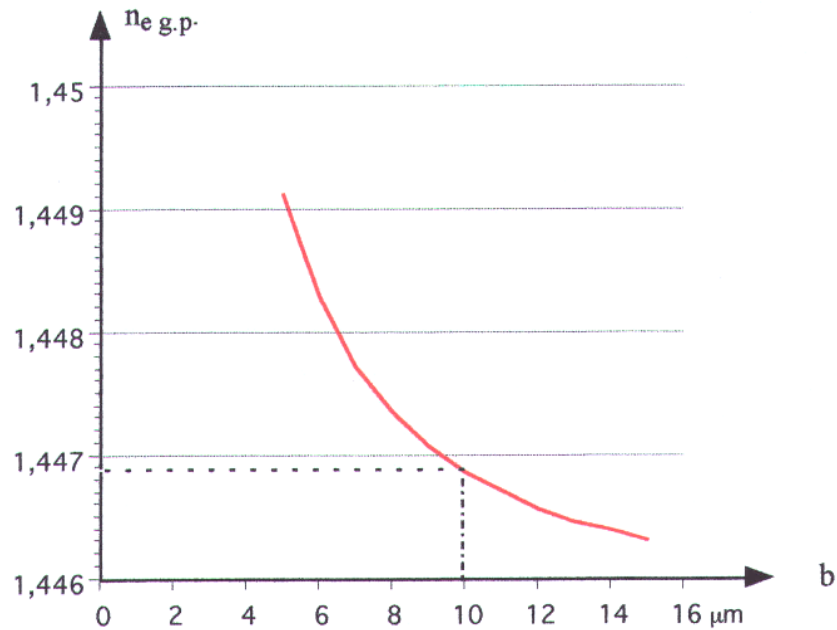
Le second guide plan satisfait la relation de dispersion suivante :

$$k_o b \sqrt{n_{e\text{ g.p.}}^2 - n_{e\mu}^2} = 2\varphi + m\pi$$

avec :

$$\varphi = \arctg\left(\frac{\sqrt{n_{e\mu}^2 - n_2^2}}{\sqrt{n_{e\text{ g.p.}}^2 - n_{e\mu}^2}}\right)$$

L'application de cette relation de dispersion avec les valeurs numériques précédemment indiquées montre que le caractère monomode n'existe que si la largeur  $b$  est inférieure à  $16\ \mu\text{m}$ . Elle permet en outre de déterminer les couples de valeurs : indice de la région centrale  $n_{e\text{ g.p.}}$  et largeur  $b$  du guide donnant la valeur souhaitée  $n_{e\mu} = 1,4455$  (figure 5.41).

Figure 5.41 : évolution de  $n_{e \text{ g.p.}}$  en fonction de  $b$ 

Nous faisons ici le choix a priori de la valeur de  $b = 10 \mu\text{m}$ . Elle pourrait être modifiée si nécessaire. La valeur correspondante de l'indice effectif du guide plan à gradient d'indice et géométrie horizontale est donc :  $n_{e \text{ g.p.}} = 1,44673$ .

### 3.3. Faisabilité du guide plan associé

Dans le début de ce chapitre, nous avons indiqué que le profil d'indice obtenu lors de la réalisation de guide a la forme d'une fonction de Fermi soit :

$$n(x) = n_s + \Delta n \cdot \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{x - l_m}{w_m}\right)}$$

avec les évolutions suivantes des paramètres  $\Delta n$ ,  $l_m$  et  $w_m$  avec la fluence  $\phi$ , lorsque la tension d'accélération des électrons est de 30 kV :

$$\Delta n = 0,0135 \cdot [1 - \exp(-2 \cdot 10^{-19} \cdot \phi)]$$

$$l_m = 5,15 \cdot [1 - \exp(-0,85 \cdot 10^{-18} \cdot \phi)]$$

$$w_m = 1,45 \cdot [1 - \exp(-10^{-18} \cdot \phi)]$$



Il convient de faire ici deux remarques :

1°) les deux dernières expressions doivent être considérées comme donnant uniquement un ordre de grandeur, compte tenu des difficultés d'évaluation de  $l_m$  et  $w_m$ ,

2°) une autre imprécision existe sur la signification de  $\Delta n$ . En effet en toute rigueur il est nécessaire de faire la différence entre  $\Delta n$  coefficient multiplicatif de la fonction de Fermi Dirac et  $\Delta'n$  écart entre l'indice de surface après irradiation, soit  $n(x=0)$ , et l'indice du matériau  $n_s$  avant irradiation.

$$n(x=0) - n_s = \Delta n' = \Delta n \cdot \frac{1}{1 + \exp\left(-\frac{l_m}{w_m}\right)}$$

Ces deux quantités  $\Delta n$  et  $\Delta'n$  diffèrent si la fonction de Fermi n'atteint pas sa valeur de saturation sur la surface, c'est à dire en  $x=0$ . La figure 12 montre que c'est le cas pour les fluences au moins supérieures à  $3 \cdot 10^{18}$  e/cm<sup>2</sup>. Les mesures effectuées après irradiation concernent donc en fait la différence  $\Delta'n$ . Aussi, pour être plus exacte, l'évolution avec la fluence du coefficient multiplicatif de la fonction de Fermi Dirac peut être corrigée par :

$$\Delta n = 0,0135 \cdot \left[1 - \exp(-2 \cdot 10^{-19} \cdot \phi)\right] \cdot \left[1 + \exp\left(-\frac{l_m}{w_m}\right)\right]$$

$$\text{avec : } l_m = 5,15 \cdot \left[1 - \exp(-0,85 \cdot 10^{-18} \cdot \phi)\right]$$

$$w_m = 1,45 \cdot \left[1 - \exp(-10^{-18} \cdot \phi)\right]$$

Grâce à ces évolutions, la méthode de Runge Kutta (utilisée par essais successifs) permet de déterminer la fluence conduisant à un guide plan dont l'indice effectif à la valeur souhaitée  $n_{e \text{ g.p.}}$  (= 1,44687). La valeur de la fluence trouvée est de  $\phi = 4,19 \cdot 10^{18}$  e/cm<sup>2</sup> (0,67 C/cm<sup>2</sup>). Cette valeur se situe dans le domaine expérimenté au début du chapitre.

### **3.4. Faisabilité du microguide**

La largeur du microguide  $b=10 \mu\text{m}$  doit pouvoir être réalisée au moyen d'un faisceau défocalisé en traçant une seule ligne comme cela a été présenté dans la partie B du chapitre 3.

Les conditions d'irradiation devraient être les suivantes :

- Tension d'accélération                      30 kV
- Diamètre du faisceau                        1  $\mu\text{m}$
- Intensité du faisceau incident            65 nA
- $\Delta\text{WD}$                                             - 3 mm
- Vitesse de balayage                         20 ms/ligne

La durée de balayage associée à la longueur du microguide  $L$  entre les deux réseaux de Bragg est fonction des caractéristiques spectrales recherchées pour le résonateur. Celles-ci dépendent en outre

de celles de miroirs de Bragg étudié plus loin.

### **3.5. Carte du champ**

L'application de la méthode de l'indice effectif permet de tracer de façon approximative la répartition transversale du champ. Pour cela le champ du mode du guide plan à saut d'indice et géométrie horizontale déterminé ci-dessus est modélisé au moyen des expressions suivantes :

- dans l'air, c'est à dire pour  $x > 0$  :

$$E_{g.p.} = E_{\max} \cdot \cos(3,4 \cdot p) \cdot \exp(-\gamma_0 \cdot x)$$

avec :

$$\gamma_0 = k_0 \cdot \sqrt{n_{e.g.p.}^2 - 1}$$

- dans la silice près de l'interface, pour  $x > -3,4 \mu\text{m}$  :

$$E_{g.p.} = E_{\max} \cdot \cos(3,4 \cdot p + x)$$

avec :

$$p = 0,43 \mu\text{m}^{-1}$$

- dans la silice loin de l'interface, pour  $x < -3,4 \mu\text{m}$  :

$$E_{g.p.} = E_{\max} \cdot \exp\left[-\left(\frac{3,4 + x}{\beta}\right)\right]$$

avec :

$$\beta = 4,4 \mu\text{m}^{-1}$$

Les valeurs de  $p$  et  $\beta$  ont été déterminées de façon approchée afin d'adapter les modélisations à la répartition calculée par la méthode de Runge Kutta. Les approximations sont exactes près de l'interface et moins au delà comme le montre la figure 5.42.

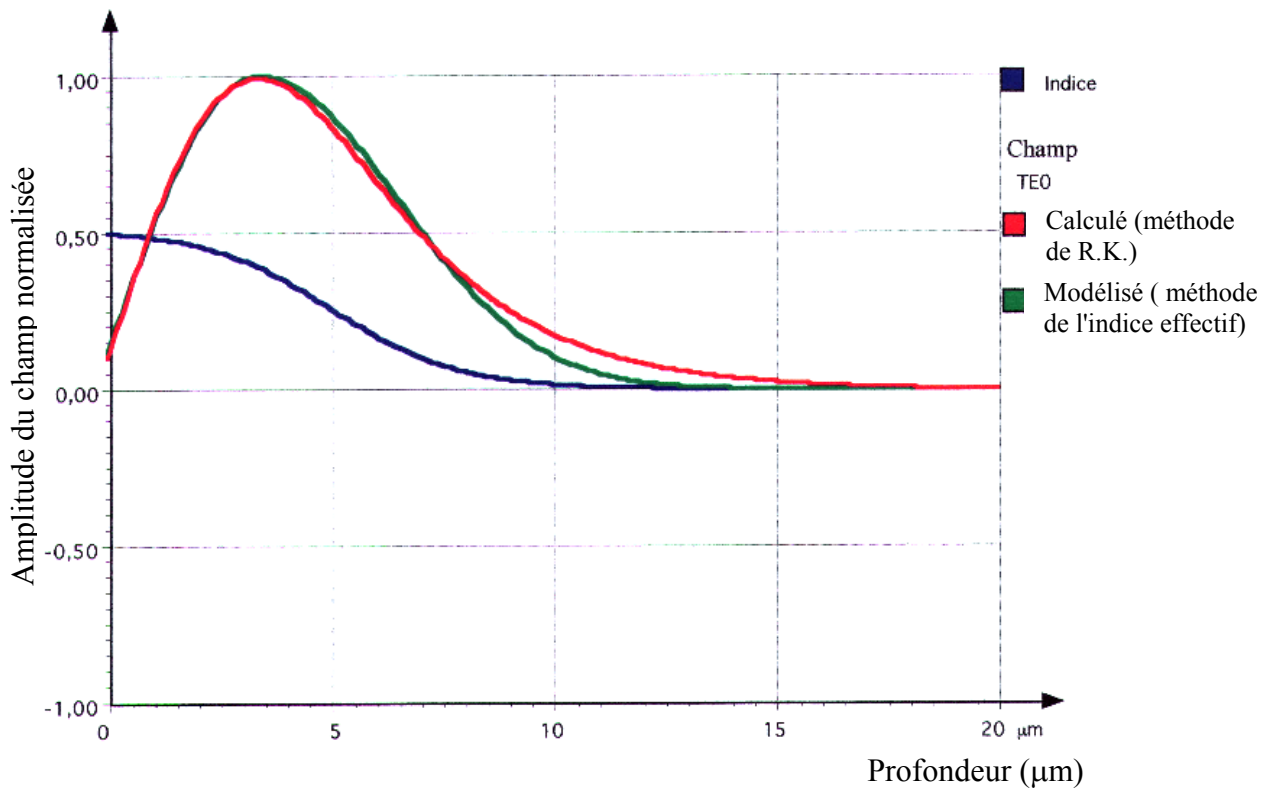


Figure 5.42 : carte du champ

Pour modéliser le champ du microguide, on utilise les hypothèses utilisées ci-dessus pour la détermination de la répartition d'indice. Leur validité est approximativement assurée en remarquant que le débordement maximal de la poire d'interaction, indiqué au paragraphe chapitre 2 est égal à  $2,57 \mu\text{m}$  et donc modéré par rapport à la largeur  $b = 10 \mu\text{m}$  du microguide. Dans ces conditions, nous pouvons modéliser la répartition du champ du microguide de la façon suivante :

Dans la région centrale :  $|y| < 5 \mu\text{m}$

$$E_{\mu} = E_{g.p.} \cdot \cos(q \cdot y)$$

avec :

$$q = k_0 \sqrt{n_{g.p.}^2 - n_{\mu}^2} = 0,237 \mu\text{m}^{-1}$$

Au-delà de la région centrale :

$$|y| > 5 \mu\text{m}$$

$$E_{\mu} = E_{g.p.} \cdot \exp(-\gamma_2 \cdot |y|)$$

avec :

$$\gamma_2 = k_0 \sqrt{n_{\mu}^2 - n_2^2} = 0,257 \mu\text{m}^{-1}$$

La figure 5.43 donne (avec une légère erreur des coefficients  $q = 0,233$  au lieu de  $0,237$  et  $\gamma_2 = 0,257$  au lieu de  $0,28$ ), l'allure de la répartition du champ dans la demi-section du microguide.

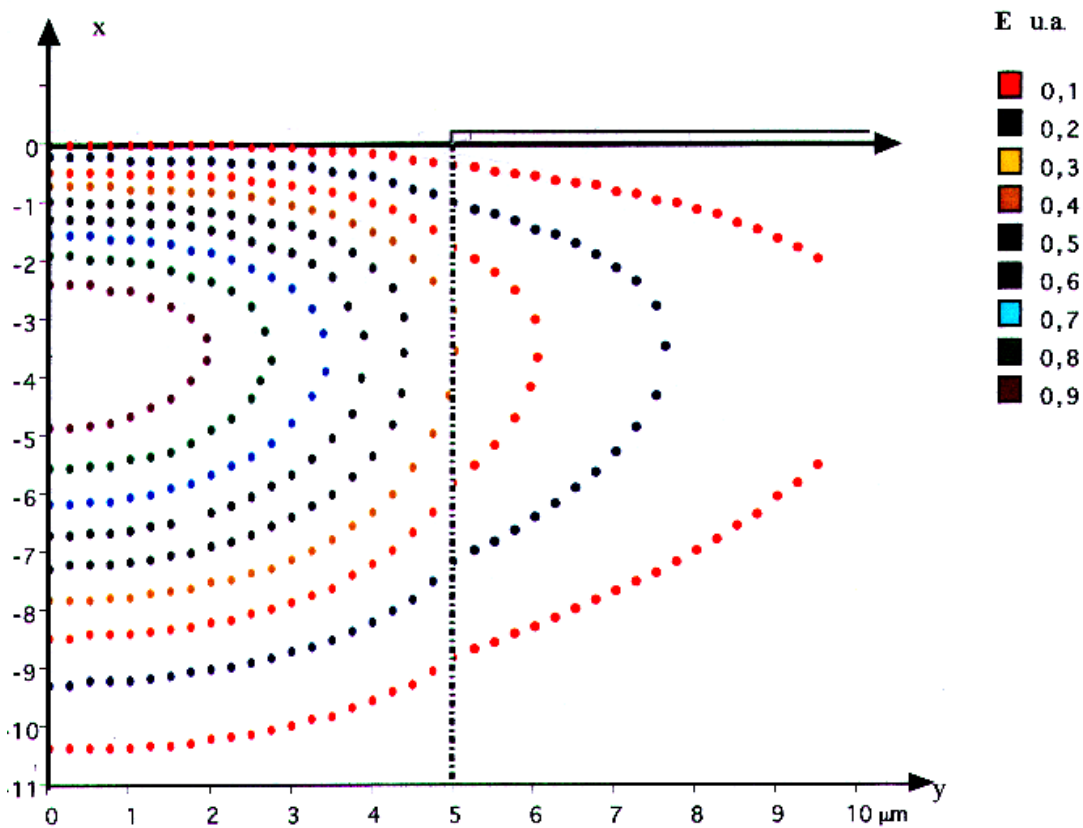


Figure 5.43 : répartition du champ dans demi-section du microguide

Plusieurs remarques peuvent être faites au sujet de cette répartition.

1°) La courbe iso-amplitude ( $E_m = 0,1.E_{max}$ ) montre que la champ est très faible, très près de l'interface. Ceci est en accord avec les résultats déjà indiqués pour les guides plans similaires étudiés au paragraphe B.2.2.3. Les calculs précédents ont été faits sans tenir compte de la modification topographique de la surface irradiée. Prendre en compte cette modification topographique revient à décaler l'interface air/guide parallèlement à l'axe des x, là où celle-ci n'a pas été irradiée. Les résultats du chapitre 2 montrent que pour une tension d'accélération des électrons égale à 30 kV, la variation d'épaisseur correspondante reste inférieure à  $0,15 \mu\text{m}$ . Compte tenu de la faible valeur du champ sur l'interface et de l'allure de la courbe iso-amplitude, il est raisonnable de penser que la modification topographique influence peu la répartition du champ et donc la valeur de l'indice effectif du mode.

Cette faible valeur du champ sur l'interface et sa décroissance rapide dans l'air conduisent à penser que la modification topographique doit peu contribuer à l'efficacité des réseaux de diffraction étudiés plus loin.

2°) Le champ s'étale profondément dans la silice. Cette caractéristique est en accord avec les résultats du paragraphe B.2.2.3. Elle est favorable à une bonne efficacité de couplage du microguide avec la fibre tout en conservant une distance notable entre ces deux guides et donc une épaisseur résiduelle importante de la gaine après polissage. Grâce à ceci, le mode de la fibre optique n'est pas perturbé.

#### **4. Faisabilité des réseaux de Bragg**

Ce paragraphe concerne la faisabilité des réseaux disposés aux extrémités du micro-guide précédent et réalisés par des irradiations suivant des lignes normales à l'axe de la fibre optique. Comme indiqué dans ce chapitre mais également dans le chapitre 3, ces irradiations produisent à la fois une modification topographique de la surface séparant l'air de la silice ("réseau topographique") et une modification d'indice de la silice sous la surface ("réseau d'indice").

##### **4.1. Rappels sur l'évaluation de l'efficacité de réseaux de Bragg**

Les réseaux de Bragg considérés ici doivent être tels qu'ils agissent comme miroirs à la longueur d'onde de travail. Leur périodicité est donc imposée par la relation :

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \cdot n_{\text{eff}}} = 0,536 \mu\text{m}$$

Le fonctionnement des réseaux de Bragg est décrit par la théorie des modes couplés. Les équations de cette théorie font intervenir le coefficient de couplage

$$k = -j \frac{\omega \epsilon_0}{4 P_\mu} \iint \delta n^2 E_\mu^2 dx dy$$

la quantité  $P_\mu$  est la puissance transportée par le mode du microguide. Cette quantité  $P_\mu$  une fois normalisée (c.à.d. si  $P_\mu = 1$ ) précise l'amplitude maximale du champ. Par ailleurs la quantité  $\delta n^2$  est le terme fondamental de la décomposition de Fourier de la perturbation d'indice assurant le couplage.

Si l'irradiation est faite selon des lignes de longueur supérieure à la largeur du microguide, les variations topographiques et d'indice résultantes sont indépendantes de la coordonnée transversale  $y$ . Cette indépendance permet de simplifier l'expression du coefficient de couplage dans la mesure où l'expression du champ est supposée à variables séparées, comme il a été fait dans l'étude précédente de la cartographie des champs. Il vient alors :

$$k = -j \frac{\omega \epsilon_0}{4 P_{\text{g.p.}}} \int \delta n^2 E_{\text{g.p.}}^2 dx$$

Cette expression est celle de l'efficacité du même réseau agissant sur le mode du guide plan associé mode dont la condition de normalisation est :

$$P_{\text{g.p.}} = \frac{\beta}{2\mu_0\omega} \int_{-\infty}^{+\infty} E_{\text{g.p.}}^2 dx = 1$$

La modélisation du champ par des fonctions exponentielle, sinusoïdale et gaussienne déjà utilisées au paragraphe 3.5 conduisent à l'expression de la puissance guidée :

$$P_{\text{g.p.}} = \frac{\beta}{2\mu_0\omega} \left[ \frac{E_{\text{max}}^2}{2} \right] \cdot \left[ \frac{\cos^2(px_{\text{max}})}{\gamma_0} + x_{\text{max}} - \frac{\sin(2px_{\text{max}})}{2p} + \sqrt{\pi} \cdot \beta \right]$$

Grâce aux valeurs numériques des paramètres valeurs  $p = 0,43 \mu\text{m}^{-1}$ ,  $\beta = 4,6 \mu\text{m}^{-1}$ , cette expression se réduit à :

$$P_{g.p.} = \frac{\beta}{2\mu_0 \omega} \left[ \frac{E_{\max}^2}{2} \right] \cdot 11,8$$

A partir de cette évaluation numérique, le coefficient de couplage peut être exprimé par :

$$k = -j \frac{k_0}{n_{egp}} \cdot \frac{\int \delta n^2 E_{g.p.}^2 dx}{E_{\max}^2} \cdot 11,8$$

#### **4.2. Efficacité du réseau topographique**

Le réseau topographique résultant de l'irradiation concerne une couche mince à l'interface air/silice. Le détail du calcul numérique précédent de la puissance guidée confirme à nouveau que comme cela était prévisible des évaluations précédentes de la répartition de champ, que la puissance transportée dans l'air est négligeable, au moins  $10^3$  fois plus faible que la puissance transportée dans la silice. Ce résultat laisse penser que le réseau topographique sera a priori peu efficace. Afin de confirmer cela, on considère, non pas un réseau topographique tel qu'il résulte effectivement de l'irradiation, mais un réseau très simplifié. Ce dernier a une profondeur  $\Delta e$  de  $0,15 \mu\text{m}$  ; le profil de ses dépressions est rectangulaire; leur largeur est égale  $\Lambda/2 = 0,27 \mu\text{m}$ . Ainsi l'indice rencontré dans la couche d'épaisseur  $\Delta e$  est alternativement celui de l'air et celui de la silice (pratiquement  $n(x=0)$ ). L'épaisseur  $\Delta e$  étant faible, on néglige l'évolution du champ du champ au niveau de ce réseau. Le coefficient de couplage vaut alors :

$$k = -j \frac{\pi}{2} \cdot \frac{n^2(x=0) - 1}{n_{egp}} \cdot \cos^2(px_{\max}) \cdot \frac{1}{11,8}$$

L'ordre de grandeur de ce coefficient de couplage évalué avec les valeurs numériques suivantes :

- $n(x=0) = 1,452$ ,
- $n_{egp} = 1,447$ ,
- $\Delta e = 0,15 \mu\text{m}$

est :

$$k = -j 12 \cdot 10^{-4} \mu\text{m}^{-1}$$

Cette valeur très faible signifie, que, pour qu'un tel miroir ait une efficacité proche de 100 % (c.à.d. donne une réflexion quasi totale du mode guidé), il faudrait que sa longueur  $L$  soit de l'ordre de  $2,6 \text{ cm}$  ( $kL \approx 3$ ), ce qui correspondrait à  $48\,000$  traits.

En conclusion, les réseaux topographiques ont par eux même une efficacité très faible. S'ils étaient les seuls à être produits lors de l'irradiation, le composant recherché ne pourrait pas être réalisé avec des conditions raisonnables, notamment à cause de la durée d'irradiation nécessaire.

### 4.3. Efficacité du réseau d'indice

Le même type de calcul que le précédent doit être effectué, avec cette fois, un le réseau d'indice dans la silice occupant une profondeur importante sur laquelle le champ présente une évolution notable. La répartition exacte de la perturbation d'indice doit être évaluée. Pour ce faire, on considère que le réseau est réalisé en l'absence préalable de microguide.

L'expression du coefficient de couplage indiquerait que l'efficacité du réseau sera d'autant plus grande que la valeur maximale de la perturbation est grande. Pour cette raison, l'évaluation du paramètre de couplage devrait être faite en considérant la plus grande intensité possible pour un faisceau ayant le plus faible diamètre 0,1  $\mu\text{m}$ . La tension d'accélération choisie est de 30 kV.

On détermine la répartition de la modification d'indice en s'intéressant tout d'abord à la répartition suivant la direction et la profondeur de l'énergie déposée par un faisceau ponctuel balayant une ligne, puis celle résultant du balayage périodique d'un grand nombre de lignes. De cette répartition périodique de l'énergie déposée, on en déduira la répartition de la modification d'indice. Enfin sera extrait le terme fondamental de la perturbation d'indice rendant alors possible le calcul de l'efficacité du réseau.

Le chapitre 2 a fourni la répartition de l'énergie déposée pour un faisceau ponctuel (0,1 x 0,1  $\mu\text{m}^2$ ), produisant  $10^7$  électrons. Celle de l'énergie déposée pour des électrons incidents de 30 kV est représentée sur les figures 3.14 et 3.15. Elle est notée  $E_{d\max}(x)$ .

$$E_d = E_{d\max}(x) \cdot \gamma(x)$$

Les valeurs numériques données par la figure 2.15 correspondent à une irradiation de  $10^7$  électrons par cellule élémentaire. On fait l'hypothèse que l'énergie déposée est proportionnelle au nombre d'électrons.

Lorsque le faisceau d'intensité  $I$  est déplacé suivant une ligne de longueur  $l$  parallèle à l'axe des  $y$  pendant la durée  $\tau$ , l'énergie totale déposée dans une cellule centrée autour du point  $y, z, x$  à la suite de ce balayage vaut :

$$E_{d\text{ligne}}(x) = \frac{I \cdot \tau}{10^7 \cdot e \cdot l} \cdot E_{d\max}(x) \cdot \int_{-\frac{1}{2}}^{+\frac{1}{2}} \gamma(y - y_0, z, x) dy_0$$

La lettre  $e$  représentant ici la charge de l'électron. En un point suffisamment éloigné de ces extrémités (distance très supérieure à la valeur maximale prise par  $w(x)$ ), les limites d'intégration peuvent être remplacées par  $+\infty$  et  $-\infty$ . L'énergie déposée est alors fonction uniquement de la profondeur  $x$  et de la coordonnée longitudinale  $z$  dans la direction du microguide.

Si, lors de la fabrication d'un réseau  $N_l$  lignes identiques à la précédente, sont tracées avec la périodicité  $\Lambda$ , et si ce processus est répété  $N_r$  fois afin d'obtenir la fluence souhaitée alors l'énergie totale déposée dans la cellule autour du point de coordonnées  $x, y, z$  peut alors être exprimée sous la forme :

$$E(x)_{d\text{réseau}} = \frac{I \cdot \tau}{10^7 \cdot e \cdot l} \cdot E_{d\max}(x) \cdot N_r \cdot \sum_{i=0}^{N_l-1} \int_{-\frac{1}{2}}^{+\frac{1}{2}} \gamma(y - y_0, z - i\Lambda, x) dy_0$$

Si une relation de proportionnalité  $\Gamma$  entre l'énergie totale déposée par cellule  $E_d$  et la modification d'indice  $\Delta n$  ( $\Gamma = \Delta n/E_d$ ) est établie, il serait alors possible d'évaluer le terme fondamental  $\delta n^2$  de la décomposition en série de Fourier de la perturbation d'indice due au réseau sous la silice.

$$\delta n^2(x) = \Gamma \cdot \frac{I \cdot \tau}{10^7 \cdot e \cdot l} \cdot E_{d \max}(x) \cdot N_r \cdot \frac{1}{\Lambda} \int_0^\Lambda \left\{ \sum_{i=0}^{N_1-1} \int_{-1/2}^{+1/2} \gamma(y - y_o, z - i\Lambda, x) dy_o \right\} \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right) dz$$

Cette dernière relation s'exprime au moyen des paramètres expérimentaux  $I, l, \Lambda, N_r, N_1$ , de grandeurs connues au moins numériquement par simulation et du rapport modification d'indice/énergie déposée. Cette relation permet donc en théorie d'évaluer la faisabilité d'un réseau ayant une efficacité tout en ne présentant pas une trop grande longueur.

Afin de procéder à des calculs plus détaillés, une modélisation approchée a consisté à représenter la répartition de l'énergie déposée par un faisceau élémentaire (figures 3.14 et 3.15) sous forme d'une fonction gaussienne des coordonnées transversales  $y$  et  $z$  satisfaisant la symétrie de révolution :

$$\gamma(x) = \exp\left\{-\left[\frac{y^2 + z^2}{w^2(x)}\right]\right\}$$

L'adaptation de cette formule aux résultats de figures 3.14 et 3.15 montre que le coefficient caractéristique  $w$  exprimé en microns satisfait est approximativement égal à :

$$w(x) = 0.2 - 0.04x - 0.05(2 + x)$$

et que l'énergie  $E_{d \max}$  déposée sur l'axe du faisceau et exprimée en MeV satisfait :

$$E_{d \max}(x) = \frac{200}{(0.1 + x)^{0.75}} - 40$$

à condition de ne pas se placer trop près de la surface (c.à.d. si  $x < 0,3 \mu\text{m}$ )

Dans ces conditions, le terme fondamental de la perturbation d'indice a pour expression :

$$\delta n^2(x) = \sqrt{\pi} \cdot \Gamma \cdot \frac{I \cdot \tau}{10^7 \cdot e \cdot l} \cdot E_{d \max}(x) \cdot N_r \cdot w \cdot \frac{1}{\Lambda} \int_0^\Lambda \left\{ \sum_{i=0}^{N_1-1} \exp\left[-\left(\frac{z - i\Lambda}{w(x)}\right)^2\right] \right\} \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right) dz$$

Les relations précédentes montrent que, dans un plan parallèle à l'interface air/silice, l'existence plus ou moins prononcée d'un réseau d'indice est d'abord lié au rapport  $\Lambda/w$  entre la période ( $0,536 \mu\text{m}$ ) et le paramètre caractéristique  $w$  (au moins inférieur à  $0,3 \mu\text{m}$ ) de la gaussienne. Pour la poursuite du calcul il est utile de déterminer la dépendance avec  $x$  de l'intégrale en  $z$  intervenant dans l'expression ci-dessus. Elle est notée  $F(x)$  dans la suite et son évaluation numérique montre qu'elle satisfait sensiblement l'expression :

$$F(x) = 0,08 + 0,03 \cdot (2,4 + x)^2$$



Compte tenu des expressions déjà données pour  $E_{d\max}(x)$  et  $w(x)$ , le terme fondamental de la perturbation d'indice peut être exprimé sous la forme :

$$\delta n^2(x) = G(x) \cdot \Gamma \cdot \frac{I \cdot \tau}{10^7 \cdot e \cdot l} \cdot E_{d\max}(x) \cdot N_r$$

avec 
$$G(x) = \sqrt{\pi} \cdot E_{d\max}(x) \cdot w(x) \cdot F(x) C$$

où C représente une constante.

Cette dernière quantité exprimée en  $\text{MeV} \cdot \mu\text{m}^3$  satisfait pratiquement, dans le domaine utile ( $x < -05 \mu\text{m}$ ,  $x > -4 \mu\text{m}$ ) la relation :

$$G(x) = 13,5 \cdot \exp(0,7 x)$$

En exploitant ces diverses approximations numériques, il est alors possible de donner un coefficient de couplage. Ceci nécessite au préalable d'évaluer l'intégrale :

$$J = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{G(x) \cdot E_{g.p}^2}{E_{\max}^2} dx$$

en tenant compte des modélisations précédentes du champ. On trouve pratiquement :

$$J = 7 \text{ MeV} \cdot \mu\text{m}^3$$

En définitive, on aboutit à l'expression finale du coefficient de couplage exprimé en  $\mu\text{m}^{-1}$

$$k = -j \cdot \Gamma \cdot \frac{I \cdot \tau}{1 \cdot \Lambda} \cdot N_r$$

à condition que l'intensité I soit exprimée en nA,  
la durée de balayage  $\tau$  en ms  
les longueurs l et L en  $\mu\text{m}$   
la rapport indice /énergie  $\Gamma$  en  $\text{MeV}^{-1}$

La condition  $kL > 3$  nécessaire pour avoir un réseau presque totalement réfléchissant se traduit alors par la condition :

$$kL = k \cdot N_l \cdot \Lambda = k \cdot \Gamma \cdot \frac{I \cdot \tau}{1} \cdot N_r \cdot N_l > 3 ,$$

Ce qui donne une condition sur la durée totale de fabrication du réseau :

$$\tau \cdot N_r \cdot N_l > 3 \cdot \frac{1}{I \cdot \Gamma}$$

La difficulté de la détermination d'une relation entre l'énergie déposée et l'indice, déjà évoquée lors du paragraphe B.2.3.5. empêche pour l'instant le calcul numérique du coefficient de couplage. Nous devons donc à l'avenir rechercher la relation indice-énergie déposée. Il est par conséquent nécessaire de faire d'autres simulations concernant l'évolution de la quantité d'énergie déposée au sein de la silice. En parallèle, des réseaux seront fabriqués en faisant varier les conditions d'irradiation dans le but de déterminer la participation de la variation topographique dans la recherche de la relation entre l'énergie déposée et le profil d'indice.

## **CONCLUSION**

L'irradiation de la silice par un faisceau d'électrons implique une modification locale de son indice de réfraction directement liée à la variation de polarisabilité et au changement de volume. Le supplément d'indice maximal enregistré est égal à  $10^{-2}$ . Des charges sont piégées par le matériau, des défauts sont créés ou se transforment en un autre type de défauts. La restructuration du matériau demeure cependant l'explication prépondérante de la variation indicielle. La méthode des m-lignes a montré, pour un domaine de fluence compris entre 1,2 et  $6,5 \cdot 10^{18}$  e/cm<sup>2</sup> (0,2 et 1 C/cm<sup>2</sup>), que 1 à 3 modes sont guidés par le guide. Le tracé et la détermination des équations des profils d'indice expérimentaux ont permis la modélisation du profil valable quelle que soit la valeur de la fluence. A partir des profils modélisés, il a été possible de trouver les indices effectifs correspondants grâce à un logiciel basé sur la théorie des matrices caractéristiques, qui consiste à remplacer le profil à gradient d'indice par un profil en escalier. Les résultats théoriques et expérimentaux coïncident à  $10^{-4}$  près. La recherche d'une relation entre le profil d'indice et l'énergie déposée par les électrons du faisceau au sein du matériau a montré que l'indice n'évolue pas linéairement en fonction de l'énergie déposée et qu'une simple relation bi-univoque ne peut être établie. La compaction n'a pas été prise en compte dans notre raisonnement. Des travaux vont être poursuivis afin de déterminer l'influence des variations topographiques.

Les travaux présentés dans ce chapitre ont montré que la technique d'inscription par faisceau d'électrons est très bien adaptée à la réalisation de microguides. Pour ce qui concerne l'élaboration de guides, elle limite la quantité de structures réalisées compte tenu de la durée importante d'irradiation. A la fin de ce chapitre, nous avons abordé la faisabilité d'un filtre optique. La réalisation du microguide étant possible, nous nous sommes intéressés à la faisabilité d'un réseau de Bragg. Des calculs ont montré que le coefficient d'efficacité du réseau topographique est faible. Celui du réseau indiciel est plus difficile à déterminer en raison de la difficulté de trouver une relation bi-univoque entre l'énergie déposée et le profil d'indice.

**BIBLIOGRAPHIE**

- [Ad-1] M. J. Adams, "An Introduction to Optical Waveguides", Chichester : John Wiley & Sons, p.2497-2457, 1981.
- [Ba-1] D. Barbier, "Waveguide Fabrication for Integrated Optics by Electron Beam Irradiation of Silica", Journal of Lightwave Technology, Vol. 9, N° 6, p. 715-720, 1991.
- [Be-1] A. Benyagoub, " Radiation-induced compaction and plastic flow of vitreous silica ", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Vol. 146, p. 449-454, 1998.
- [Be-2] H. Benisty, C. Weisbuch, D. Labilloy, M. Rattier, C.J.M. Smith, T.F. Krauss, R.M. De la Rue, R. Houdré, U. Oesterle, C. Jouanin and D. Cassagne, « Optical and confinement properties of two-dimensional photonic crystals », Journal of Lightwave Technology, vol. 17, n°11, p.2063-2073, 1999.
- [Da-1] C. Darraud-Taupiac, "Direct writing of optical waveguides on PADC substrate by e-beam", International Conference on Application of Photonic Technology (ICAPT2000) - Québec - 12/16 juin 2000.
- [De-1] T.A. Dellin, D.A. Tichenor, and E.H. Barsis, « Volume, index-of-irradiation, and stress changes in electron-irradiated vitreous silica », Journal of Applied Physics, vol.48, n°3, p.1131-1138, 1977.
- [Du-1] Y. V. Dudko, " Electron-beam modification of silicate glass surfaces ", Journal of Non-Crystalline Solids ", Vol. 188, 1995, p. 87-92.
- [Fi-1] H. J. Fitting, "Electron beam induced optical and electrical properties of SiO<sub>2</sub>", Materials Science and Engineering, Vol. B71, p. 109-114, 2000.
- [La-1] D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch, T.F. Krauss, C.J.M. Smith, R. Houdré and U. Oesterle, « High-finesse disk microcavity based on a circular Bragg reflector », Applied Physics Letters, vol. 73, n°10, p. 1314-1316, 1998.
- [Li-1] B.E. Little, S.T. Chu, H.A. Haus, J. Foresi and J.P. Laine, « Microring resonator channel dropping filters », Journal of Lightwave Technology, vol. 15, n°6, p. 998-1005, 1997.
- [Na-1] M. Nakanishi, « Electron beam irradiation-induced nonlinearity in silicate glass films and fabrication of nonlinear optical gratings », Journal of Applied Physics, vol.86, n°5, septembre 1999, p. 2393-2396.
- [Od-1] K. Oda, Norio Takato and Hiromu Toba, "A wide-FSR waveguide double ring resonator for optical FDM transmission systems », Journal of Lightwave Technology, vol. 9, n°6, p. 728-736, 1991.
- [Sk-1] L. Skuja, "Color Centers and Their Transformations in Glassy SiO<sub>2</sub>", POWAG 2000, Giens, 2000.
- [Sp-1] S. Spaargren, "Characterization of Defects in Waveguides Formed by Electron Beam Irradiation of Silica-on-Silicon", Journal of Lightwave Technology, Vol. 18, N° 4, p. 555-561, 2000.

[Sy-1] R.R.A. Syms, T.J. Tate, and Richard Bellerby, « Low-loss near-infrared passive optical waveguide components formed by electron beam irradiation of silica-on-silicon », Journal of Lighthwave Technology, vol.13, n°8, p.1745-1749, 1995.

[Sy-2] R.R.A. Syms, "Reduction of propagation loss in silica-on-silicon channel waveguides formed by electron beam irradiation", Electronics Letters, Vol. 30, N° 18, p. 1480-1481, 1994.

[Uc-1] T. Uchino, "Ab initio cluster calculations on point defects in amorphous SiO<sub>2</sub>", Current Opinion in Solid State and Materials Science, p. 1-7, 2002.

[Wo-1] E. Wolf, "Principles of Optics", sceond section, p. 87-88, Pargamon Press, 1964.

Les travaux encourageants présentés dans ce mémoire, dont l'objectif est la réalisation, par faisceau d'électrons d'un filtre à bande passante très étroite, sur fibre silice, pour application aux réseaux WDM, révèlent un caractère pluridisciplinaire, qui a nécessité les compétences des équipes C2M (Composants et Circuits Microélectroniques et Microoptiques) et OGI (Optique guidée et intégrée).

En effet, l'équipe C2M dispose d'un savoir-faire en matière d'interactions électrons-matière, les électrons étant délivrés par un Microscope Electronique à Balayage (MEB). Elle a développé, par exemple, un logiciel de conception de composants et de pilotage du faisceau du MEB, ce qui lui a permis de réaliser des microguides et des réseaux sur le polymère PADC. Le principe des applications XL Génèse et XL Pilot ainsi que les possibilités qu'elles offrent ont été développés dans la premier chapitre.

L'équipe OGI, quant à elle, a développé des compétences dans le domaine de la réalisation, la caractérisation et la modélisation de fibres optiques. Elle s'est spécialisée dans l'élaboration des fibres dites à cristaux photoniques.

Le filtre envisagé consiste en une cavité résonante inscrite directement par faisceau d'électrons sur la gaine polie d'une fibre monomode selon plusieurs architectures possibles : réseau de lignes, de trous ou d'anneaux concentriques.

Au cours des années 1960, il a été montré que la silice soumise à un faisceau d'électrons dont l'énergie est de quelques dizaines de keV, subit des modifications indicielles et topographiques, plus précisément une augmentation de l'indice de réfraction et une compaction. La faisabilité de guides a été démontrée.

Nous inspirant de ces travaux, nous avons étudié les modifications des propriétés de la silice du type Herasil 3 sous faisceau électronique. Nous nous sommes tout d'abord intéressés aux mécanismes d'interaction électrons-matière. Des simulations, effectuées à l'aide du logiciel EGS4, basé sur la méthode de Monte Carlo, ont conduit à l'évolution du dépôt d'énergie au sein de la cible et à la portée des électrons pour différentes valeurs de la tension d'accélération. Le parcours des électrons dans la silice, pour des tensions d'accélération comprises entre 15 et 30 kV varie entre 1,6 et 9  $\mu\text{m}$ .

En fonction des conditions d'irradiation, les déformations de surface sont plus ou moins prédominantes. Des mesures systématiques du profil surfacique ont été effectuées sur l'ensemble des échantillons bombardés. Des trous, des "lignes", des disques et des surfaces rectangulaires ont été ainsi réalisés et caractérisés. Nous avons montré que la diminution d'épaisseur  $\Delta e$  n'est pas linéaire en fonction de la fluence mais tend plutôt vers un palier qui rend compte d'une saturation de la compaction. Plusieurs points ont été mis en évidence :

- un faisceau stationnaire engendre une compaction plus importante qu'un faisceau qui balaie une ligne lorsque le faisceau est focalisé ( $\Delta WD = 0$ ),
- la remarque précédente n'est plus valable lorsque le faisceau est défocalisé ( $\Delta WD \neq 0$ ),
- plus les dimensions du motif réalisé sont faibles et plus la compaction est élevée,
- pour un faisceau balayé :

$$\Delta e_{\text{max}} (\text{obtenue pour } \Delta WD = 0) > \Delta e_{\text{max}} (\text{obtenue pour } \Delta WD \neq 0).$$

La variation topographique de la zone irradiée s'accompagne d'une augmentation de l'indice de réfraction. Le supplément indiciel de la silice, mesuré par la méthode de l'incidence brewstérienne, est au maximum égal à  $10^{-2}$ . Il est suffisant pour des applications à l'optique

intégrée. Plusieurs guides ont été élaborés avec une tension d'accélération de 30 kV, et caractérisés par la méthode des m-lignes qui a permis de déterminer le nombre de modes guidés et les indices effectifs. 1 à 3 modes sont guidés pour des fluences comprises entre 1,2 et  $6,5 \cdot 10^{18}$  e/cm<sup>2</sup> (0,2 et 1 C/cm<sup>2</sup>). Les profils d'indice ont été reconstruits en appliquant la méthode WKB inverse. Leurs évolutions obéissent à une loi de Boltzmann dont les coefficients dépendent de la fluence. Cette dépendance a été quantifiée puis exploitée, et a permis de modéliser le profil d'indice pour n'importe quelle valeur de la fluence. Les indices effectifs des profils d'indice, ainsi modélisés, ont été déterminés pour  $\lambda = 0,6328$  et  $1,55 \mu\text{m}$  au moyen d'un logiciel basé sur la méthode des matrices caractéristiques dont le principe repose sur l'équivalence entre un guide à gradient d'indice et un guide à saut d'indice multicouche. La caractérisation de guides sur films dopés au Ge a montré, pour des conditions d'irradiation identiques, que le supplément d'indice est inférieur à celui de la silice pure.

La faisabilité d'un filtre optique a été abordé. Compte tenu des résultats et de l'ampleur des travaux effectués pour caractériser les modifications engendrées, nous avons choisi une configuration simple à réaliser : inscription d'un microguide avec deux réseaux de Bragg à ses extrémités. Nous avons étudié la faisabilité d'un microguide et d'un réseau. Les calculs ont montré qu'il était possible de réaliser un microguide ayant un indice effectif égal à celui de la fibre optique SMF 28. L'irradiation électronique engendre, en même temps, un réseau topographique et un réseau indiciel. La détermination de leurs efficacités a montré que le réseau topographique présente un faible coefficient d'efficacité. Pour ce qui concerne le réseau d'indice, l'efficacité dépend du coefficient de proportionnalité entre l'énergie déposée et la variation d'indice. Nous avons montré qu'il n'existait pas de relation simple bi-univoque entre ces deux grandeurs.

L'ensemble de ces résultats montre que la technique d'irradiation par faisceau d'électrons (« e-beam ») permet de réaliser des microstructures, avec une grande précision, sans avoir à faire appel à des étapes de masquage et de gravure. C'est une technique prometteuse qui trouvera beaucoup d'applications en optique photonique pour la réalisation de cristaux à bandes interdites photoniques. En effet, avec les logiciels de pilotage du faisceau, il est facile d'introduire un défaut. La durée d'irradiation limite l'emploi de la technique « e-beam ».

De nombreuses perspectives sont envisagées. Des motifs doivent être réalisés afin de déterminer s'il existe un phénomène d'ablation. Une étude de thermoluminescence permettra de déterminer si ce phénomène est associé à un processus thermique. Il faut également étudier l'influence de l'épaisseur et de la nature de la métallisation déposée sur les échantillons avant irradiation. Les effets de proximité devront être abordés. L'utilisation de méthode destructive et de sonde par micro analyse est envisagée pour reconstruire le profil d'indice avec une meilleure précision. L'évolution de la variation d'indice sera étudiée en fonction de la fluence et de la tension d'accélération. Nous souhaitons établir une relation entre variation indicielle, compaction et dépôt d'énergie afin de déterminer l'efficacité des réseaux d'indice.

La maîtrise du comportement de la silice en fonction des paramètres d'irradiation nous permet d'envisager la réalisation de toute une gamme de composants (lentilles, microguides, cristaux photoniques, ...) et l'intégration simultanée de plusieurs composants sur un même substrat.

## ANNEXE DU CHAPITRE 3

### D.2.1. Réalisation de trous à l'aide d'un faisceau d'électrons focalisé

Tableaux des grandeurs primaires et des résultats relatifs au paragraphe D.2.1.

tension d'accélération (kV)	15
diamètre du faisceau (nm)	1000
intensité du courant reçu par l'échantillon (nA)	56,6
grandissement	1000
$\Delta$ WD (mm)	0

grandeurs primaires

durée d'irradiation (min)	$\Delta$ e (nm)	diamètre (nm)
0,08	-384	-
0,17	-367	-
0,33	-409	-
0,5	-413	-
0,67	-423	-
0,83	-430	-
2	-447	-
3	-450	-
5	-	1160
8	-	1070
15	-	1220
23	-476	1330
64	-	1570
102	-	1660

Tableau 3.5 : résultats des mesures de la variation d'épaisseur et du diamètre en fonction de la durée d'irradiation

tension d'accélération (kV)	20
diamètre du faisceau (nm)	1000
intensité du courant reçu par l'échantillon (nA)	64,4
grandissement	1000
$\Delta$ WD (mm)	0

grandeurs primaires

durée d'irradiation (min)	$\Delta$ e (nm)	diamètre (nm)
0,083	-429	-
0,17	-466	-
0,33	-455	1160
0,5	-487	1220
0,67	-504	1280
0,83	-527	1390
2	-546	1450
3	-480	1510
5	-524	1570
7	-538	1620
9	-539	1740
12	-577	1800
23	-603	2479
30	-604	2550
50	-	2840

Tableau 3.6 : résultats des mesures de la variation d'épaisseur et du diamètre en fonction de la durée d'irradiation



tension d'accélération (kV)	25
diamètre du faisceau (nm)	100
intensité du courant reçu par l'échantillon (nA)	1,1
grandissement	1000
$\Delta$ WD (mm)	0

grandeurs primaires

durée d'irradiation (min)	$\Delta e$ (nm)	diamètre (nm)
0,83	-21	-
1	-22	-
2	-30	-
4	-324	638
6	-400	754
8	-442	812
10	-501	928
15	-562	986
30	-632	1040
90	-	1280

Tableau 3.7 : résultats des mesures de la variation d'épaisseur et du diamètre en fonction de la durée d'irradiation

tension d'accélération (kV)	25
diamètre du faisceau (nm)	200
intensité du courant reçu par l'échantillon (nA)	3,6
grandissement	1000
$\Delta$ WD (mm)	0

grandeurs primaires

durée d'irradiation (min)	$\Delta e$ (nm)	diamètre (nm)
0,33	-38	-
0,5	-62	-
0,67	-73	-
0,83	-383	620
1	-397	696
2	-410	756
3	-502	896
4	-499	957
7	-532	1040
25	-664	1220
50	-648	1390

Tableau 3.8 : résultats des mesures de la variation d'épaisseur et du diamètre en fonction de la durée d'irradiation

tension d'accélération (kV)	25
diamètre du faisceau (nm)	500
intensité du courant reçu par l'échantillon (nA)	15,2
grandissement	1000
$\Delta$ WD (mm)	0

grandeurs primaires

durée d'irradiation (min)	$\Delta$ e (nm)	diamètre (nm)
0,08	-57	508
0,17	-348	522
0,33	-428	580
0,5	-482	580
0,67	-437	630
0,83	-471	696
1	-524	754
2	-561	812
3	-583	870
4	-608	928
5	-621	957
6	-623	986
7	-633	1040
8	-622	1160
9	-625	1280
10	-662	1390
15	-726	1510
91	-	1860

Tableau 3.9 : résultats des mesures de la variation d'épaisseur et du diamètre en fonction de la durée d'irradiation

tension d'accélération (kV)	25
diamètre du faisceau (nm)	1000
intensité du courant reçu par l'échantillon (nA)	68,3
grandissement	1000
$\Delta$ WD (mm)	0

grandeurs primaires

durée d'irradiation (min)	$\Delta e$ (nm)	diamètre (nm)
0,083333333	-445	1040
0,166666667	-524	1130
0,333333333	-534	1250
0,5	-544	1280
0,666666667	-553	1330
0,833333333	-593	1420
1	-606	1510
2	-609	1570
3	-679	1740
4	-408	1510
5	-360	1650
6	-365	1670
7	-362	1730
8	-368	1760
9	-357	1810
10	-341	1820
15	-297	1930
50	-	2870

Tableau 3.10 : résultats des mesures de la variation d'épaisseur et du diamètre en fonction de la durée d'irradiation

tension d'accélération (kV)	30
diamètre du faisceau (nm)	100
intensité du courant reçu par l'échantillon (nA)	1,15
grandissement	1000
$\Delta$ WD (mm)	0

grandeurs primaires

durée d'irradiation (min)	$\Delta e$ (nm)	diamètre (nm)
1	-21,51	-
4	-56,71	-
10	-431,65	791
42	-597,85	1040
70	-662,38	1450

Tableau 3.11 : résultats des mesures de la variation d'épaisseur et du diamètre en fonction de la durée d'irradiation

tension d'accélération (kV)	30
diamètre du faisceau (nm)	200
intensité du courant reçu par l'échantillon (nA)	4,1
grandissement	1000
$\Delta$ WD (mm)	0

grandeurs primaires

durée d'irradiation (min)	$\Delta e$ (nm)	diamètre (nm)
0,083333333	-371,03	-
0,166666667	-120	-
0,333333333	-28,84	-
0,666666667	-49,86	-
1	-57,68	-
2	-364,67	-
3	-435,56	696
4	-455,6	725
5	-508,39	754
8	-622,78	1190
10	-571,45	1040
30	-769,92	1420
42	-750,37	1390
75	-797,3	1730

Tableau 3.12 : résultats des mesures de la variation d'épaisseur et du diamètre en fonction de la durée d'irradiation

tension d'accélération (kV)	30
diamètre du faisceau (nm)	500
intensité du courant reçu par l'échantillon (nA)	17,2
grandissement	1000
$\Delta$ WD (mm)	0

grandeurs primaires

durée d'irradiation (min)	$\Delta e$ (nm)	diamètre (nm)
0,08	-57	580
0,17	-201	620
0,33	-84	696
0,83	-321	757
1	-462	783
2	-393	870
3	-527	957
4	-634	1020
5	-664	1040
8	-827	1330
10	-820	1580
30	-874	1650
42	-883	2270
65	-898	2960

Tableau 3.13 : résultats des mesures de la variation d'épaisseur et du diamètre en fonction de la durée d'irradiation

tension d'accélération (kV)	30
diamètre du faisceau (nm)	1000
intensité du courant reçu par l'échantillon (nA)	64,7
grandissement	1000
$\Delta$ WD (mm)	0

grandeurs primaires

durée d'irradiation (min)	$\Delta e$ (nm)	diamètre (nm)
0,08	-437	1130
0,17	-484	1110
0,33	-581	1230
0,5	-614	1330
0,67	-652	1450
0,83	-691	1510
1	-806	1540
2	-744	1570
3	-789	1670
4	-816	1740
5	-744	1760
6	-870	1800
7	-813	1890
8	-903	1930
9	-836	1970
10	-862	2110
15	-911	2810
50	-980	3320

Tableau 3.14 : résultats des mesures de la variation d'épaisseur et du diamètre en fonction de la durée d'irradiation



Tableaux des grandeurs primaires et des résultats relatifs au paragraphe D.2.5.

tension d'accélération (kV)	10
diamètre du faisceau (nm)	1000
intensité du courant reçu par l'échantillon (nA)	33
grandissement	300
$\Delta$ WD (mm)	- 15,8

grandeurs primaires

fluence ( $e/cm^2$ )	fluence ( $C/cm^2$ )	variation d'épaisseur (nm)
$9,10 \cdot 10^{17}$	0,14	-
$1,22 \cdot 10^{18}$	0,19	-
$2,20 \cdot 10^{18}$	0,35	-
$2,80 \cdot 10^{18}$	0,45	-
$3,72 \cdot 10^{18}$	0,60	- 9,8
$5,13 \cdot 10^{18}$	0,82	- 11
$6,69 \cdot 10^{18}$	1,07	- 13
$8,17 \cdot 10^{18}$	1,31	- 14
$9,44 \cdot 10^{18}$	1,51	- 16
$1,28 \cdot 10^{19}$	2,05	- 18

Tableau 3.27 : résultats des mesures de la variation d'épaisseur des sillons en fonction de la durée d'irradiation

tension d'accélération (kV)	15
diamètre du faisceau (nm)	1000
intensité du courant reçu par l'échantillon (nA)	46
grandissement	300
$\Delta$ WD (mm)	- 15,3

grandeurs primaires

fluence (e/cm <sup>2</sup> )	fluence (C/cm <sup>2</sup> )	variation d'épaisseur (nm)
1,48.10 <sup>18</sup>	0,24	- 17
1,92.10 <sup>18</sup>	0,31	- 23
2,29.10 <sup>18</sup>	0,37	- 29
3,06.10 <sup>18</sup>	0,49	- 29
4,69.10 <sup>18</sup>	0,75	- 34
7,03.10 <sup>18</sup>	1,13	- 43
1,29.10 <sup>19</sup>	2,07	- 46
1,95.10 <sup>19</sup>	3,12	- 47
2,84.10 <sup>19</sup>	4,55	- 47

Tableau 3.28 : résultats des mesures de la variation d'épaisseur des sillons en fonction de la durée d'irradiation

tension d'accélération (kV)	20
diamètre du faisceau (nm)	1000
intensité du courant reçu par l'échantillon (nA)	54,2
grandissement	300
$\Delta$ WD (mm)	- 14,8

grandeurs primaires

fluence ( $e/cm^2$ )	fluence ( $C/cm^2$ )	variation d'épaisseur (nm)
$4,94 \cdot 10^{17}$	0,08	-
$6,00 \cdot 10^{17}$	0,10	-
$9,61 \cdot 10^{17}$	0,15	-
$1,30 \cdot 10^{18}$	0,21	- 18
$2,97 \cdot 10^{18}$	0,47	- 44
$3,94 \cdot 10^{18}$	0,63	- 55
$4,41 \cdot 10^{18}$	0,70	- 61
$5,78 \cdot 10^{18}$	0,92	- 64
$7,86 \cdot 10^{18}$	1,25	- 71
$9,00 \cdot 10^{18}$	1,44	- 80
$1,12 \cdot 10^{19}$	1,79	- 81
$1,60 \cdot 10^{19}$	2,56	- 84
$2,34 \cdot 10^{19}$	3,75	- 86

Tableau 3.29 : résultats des mesures de la variation d'épaisseur des sillons en fonction de la durée d'irradiation

tension d'accélération (kV)	25
diamètre du faisceau (nm)	1000
intensité du courant reçu par l'échantillon (nA)	66,6
grandissement	300
$\Delta$ WD (mm)	- 16,5

grandeurs primaires

fluence ( $e/cm^2$ )	fluence ( $C/cm^2$ )	variation d'épaisseur (nm)
5, $57.10^{16}$	0,5	-
9, $29.10^{16}$	0,8	-
1, $21.10^{17}$	1,08	-
1, $44.10^{17}$	1,25	-
2, $88.10^{17}$	2,5	-
3, $33.10^{17}$	3	- 14
5, $76.10^{17}$	5	- 21
1, $16.10^{18}$	10	- 39
2, $33.10^{18}$	20	- 76
3, $33.10^{18}$	30	- 89
4, $58.10^{18}$	40	- 99
6, $68.10^{18}$	60	- 101
7, $87.10^{18}$	70	- 111
8, $83.10^{18}$	80	- 115
1, $33.10^{19}$	120	- 120

Tableau 3.30 : résultats des mesures de la variation d'épaisseur des sillons en fonction de la durée d'irradiation

tension d'accélération (kV)	30
diamètre du faisceau (nm)	1000
intensité du courant reçu par l'échantillon (nA)	64,8
grandissement	300
$\Delta$ WD (mm)	- 14,4

grandeurs primaires

fluence ( $e/cm^2$ )	fluence ( $C/cm^2$ )	variation d'épaisseur (nm)
2, 94.10 <sup>16</sup>	0,005	- 10
5, 88.10 <sup>16</sup>	0,009	- 11
1, 17.10 <sup>17</sup>	0,02	- 23
1, 47.10 <sup>17</sup>	0,02	- 25
2, 94.10 <sup>17</sup>	0,04	- 29
5, 90.10 <sup>17</sup>	0,94	- 30
8, 30.10 <sup>17</sup>	0,13	- 72
1, 15.10 <sup>18</sup>	0,18	- 87
2,33.10 <sup>18</sup>	0,37	- 131
7, 35.10 <sup>18</sup>	1,18	- 161

Tableau 3.31 : résultats des mesures de la variation d'épaisseur des sillons en fonction de la durée d'irradiation

**Remarque :** Nous avons également irradié une surface de  $234 \times 340 \mu\text{m}^2$ . Les valeurs des courants moyens d'émission et d'échantillon, du grandissement et de WD étaient respectivement de  $51 \mu\text{A}$ ,  $69 \text{nA}$  (avec des fluctuations de  $\pm 2 \text{nA}$ ),  $95$  et  $50 \text{mm}$  (distance de mise au point :  $33,5 \text{mm}$ ).

fluence ( $\text{e}/\text{cm}^2$ )	fluence ( $\text{C}/\text{cm}^2$ )	variation d'épaisseur (nm)
$1,55 \cdot 10^{19}$	2,48	- 160

Tableau 3.32 : résultats des mesures de la variation d'épaisseur des sillons en fonction de la durée d'irradiation

## ANNEXE DU CHAPITRE 4

### 2.3. Reconstruction du profil d'indice

Une fois les indices mesurés, le profil d'indice est reconstruit en utilisant la méthode WKB inverse. La relation de dispersion dans le cas d'un guide à gradient d'indice est :

$$k_0 \int_0^{x_m} \sqrt{n^2(x) - n_{em}^2} dx = \Phi_{10} + \frac{\pi}{4} + m\pi$$

où :

$$\Phi_{10} = \text{arctg} \sqrt{\frac{n_{em}^2 - n_0^2}{n_1^2 - n_{em}^2}}$$

avec  $n_{em}$  et  $x_m$  sont respectivement l'indice effectif et la profondeur du mode  $TE_m$ , l'objectif étant de déterminer  $x_m$ .

Nous nous intéressons à un guide qui présente au total N modes d'indice effectif  $n_{em}$  tel que :

$$n(x = x_m) = n_{em}.$$

Le profil d'indice est défini de façon approchée par la connaissance de  $n_1$  et des couples  $(n_{em}, x_m)$ . Nous transformons cette relation de dispersion au moyen de différentes hypothèses :

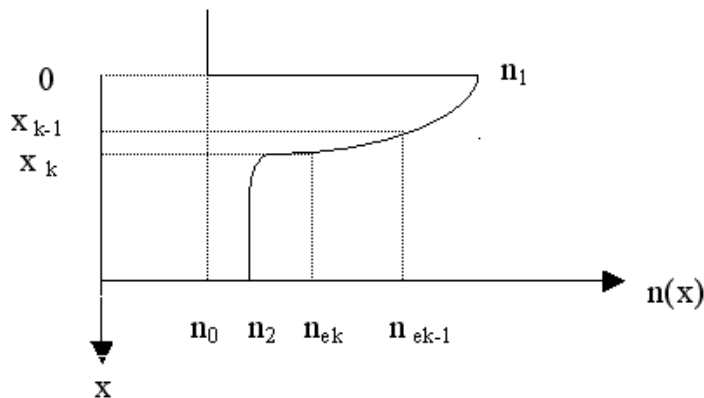
1°)  $n_0 \ll n_2 < n_e < n_1$ . Nous nous plaçons dans le cas où le superstrat est de l'air,  $n_0 = 1$ .

Ainsi, nous obtenons :  $\phi_{10} \approx \pi/2$ .

Et donc :

$$\frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \int_0^{x_m} \sqrt{n^2(x) - n_{em}^2} dx = \frac{(3 + 4m) \cdot \pi}{4}$$

2°) Le profil est "approximé" linéairement par morceaux entre deux profondeurs consécutives.



Pour  $x_{k-1} < x < x_k$ , l'indice a pour expression :

$$n(x) = n_{e_k} + \left( n_{e_{k-1}} - n_{e_k} \right) \cdot \frac{(x_k - x)}{x_k - x_{k-1}}$$

Sur le segment particulier  $[0, x_0]$ , l'indice a pour expression :

$$n(x) = n_{e_0} + \left( n_1 - n_{e_0} \right) \cdot \frac{x_0 - x}{x_0}$$

3°) Nous faisons une approximation de  $n(x)$  au sein de la somme  $n(x) + n_{em}$ . Puisque dans le segment  $[x_{k-1}; x_k]$ ,  $n(x)$  varie entre  $n_{e_k}$  et  $n_{e_{k-1}}$ , nous prenons la valeur moyenne de  $n(x)$  lorsque cet indice intervient dans une somme avec un autre indice effectif.

$$\text{Par conséquent, } n(x) = \frac{(n_{e_k} + n_{e_{k-1}})}{2} \text{ pour } x_{k-1} < x < x_k.$$

Cette approximation intervient notamment dans :

$$(n^2(x) - n_{em}^2)^{1/2} = (n(x) + n_{em})^{1/2} \cdot (n(x) - n_{em})^{1/2} \text{ qui peut "s'approximer" par :}$$

$$(((n_{e_{k-1}} + n_{e_k})/2) + n_{em})^{1/2} \cdot (n(x) - n_{em})^{1/2}$$

Ces trois hypothèses conduisent à l'approximation de la relation de dispersion suivante :

$$\sum_{k=0}^m \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot S_{k,m} \cdot \int_{x_{k-1}}^{x_k} \sqrt{n_{e_k} + \frac{n_{e_{k-1}} - n_{e_k}}{x_k - x_{k-1}} \cdot (x_k - x) - n_{em}} dx = \frac{(3 + 4m) \cdot \pi}{4}$$

$$\text{Avec : } S_{k,m} = (((n_{e_{k-1}} + n_{e_k})/2) + n_{em})^{1/2} \text{ et } S_{m,m} = (((n_{e_{m-1}} + n_{e_m})/2) + n_{em})^{1/2}$$

Dans le cas particulier du premier segment, nous avons :

$$\begin{aligned} x_k &= x_0 & \text{et} & & n_{e_k} &= n_{e_0} \\ x_{k-1} &= 0 & & & n_{e_{k-1}} &= n_1 \end{aligned}$$

Grâce à ces hypothèses, nous pouvons déterminer la profondeur du  $m^{\text{ème}}$  mode en connaissant celle du  $(m-1)^{\text{ème}}$ . Dans le cas du premier mode,  $m = 0$ , nous obtenons la profondeur  $x_0$ , définie par :

$$x_0 = \frac{9\lambda_0}{16\sqrt{n_1 - n_0} \sqrt{\frac{n_0 + n_1}{2} + n_0}}$$

Nous avons donc appliqué cette méthode à tous les guides réalisés expérimentalement sur silice pure massive.

Les profondeurs  $x_m$  ( $m \geq 1$ ) sont déterminées par récurrence de la façon suivante :



$$x_m = x_{m-1} + \frac{3}{2\sqrt{n_{em} - n_{em-1}} \sqrt{\frac{n_{em} + n_{em-1}}{2} + n_{em}}} \times [A + B + C]$$

$$\text{avec : } A = \frac{(3 + 4m) \cdot \lambda_0}{8},$$

$$B = - \sum_{k=1}^{m-1} \frac{2}{3} \sqrt{\frac{n_{ek} + n_{ek-1}}{2} + n_{em}} \frac{x_k - x_{k-1}}{n_{ek-1} - n_{ek}} \left[ (n_{ek-1} - n_{em})^{3/2} - (n_{ek} - n_{em})^{3/2} \right],$$

$$C = - \frac{2}{3} \sqrt{\frac{n_{e0} + n_{em}}{2} + n_{em}} \frac{x_0}{n_1 - n_0} \left[ (n_1 - n_{em})^{3/2} - (n_{e0} - n_{em})^{3/2} \right].$$

Nous avons réalisé un programme sous Excel afin de reconstruire le profil d'indice . La feuille de calcul des profondeurs des modes TE excités est illustrée ci-dessous. Les valeurs indiquées sont celles obtenues pour un guide quelconque. Les diverses lignes de commande ne sont pas présentées ici compte tenu de leur nombre important.

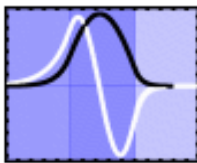
CARACTERISTIQUES DU GUIDE	VALEUR		VALEUR
longueur d'onde en micron	0,6328		
indice maximal n1 du guide	1,5560	profondeur correspondante en micron	0
indice effectif n <sub>e0</sub>	1,5486		2,34979111
indice effectif n <sub>e1</sub>	1,5431		4,19021316
indice effectif n <sub>e2</sub>	1,5369		4,78043348
indice effectif n <sub>e3</sub>	1,5309		5,79078763
indice effectif n <sub>e4</sub>	1,5242		6,16193069
indice effectif n <sub>e5</sub>	1,5181		7,09857710
indice effectif n <sub>e6</sub>	1,5126		7,94538486
indice effectif n <sub>e7</sub>	1,5058		7,91658330
indice effectif n <sub>e8</sub>	1,5015		9,86125181

## ANNEXE DU CHAPITRE 5

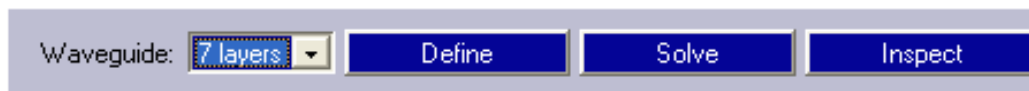
### Présentation de l'interface graphique du logiciel et conditions de simulation (paragraphe B.2.3.)

L'interface graphique du logiciel de simulation est illustrée ci-dessous. Elle est composée de quatre menus :

- layer : permet de fixer le nombre de couches du guide planaire,
- define : sert à caractériser chaque couche (épaisseur et indice de la couche),
- solve : sa fonction est d'exposer les résultats des simulations,
- inspect : permet de visualiser les champs électromagnétiques de chaque mode ou de l'ensemble des modes quelle que soit la polarisation.



#### **1-D multilayer slab waveguide mode solver**

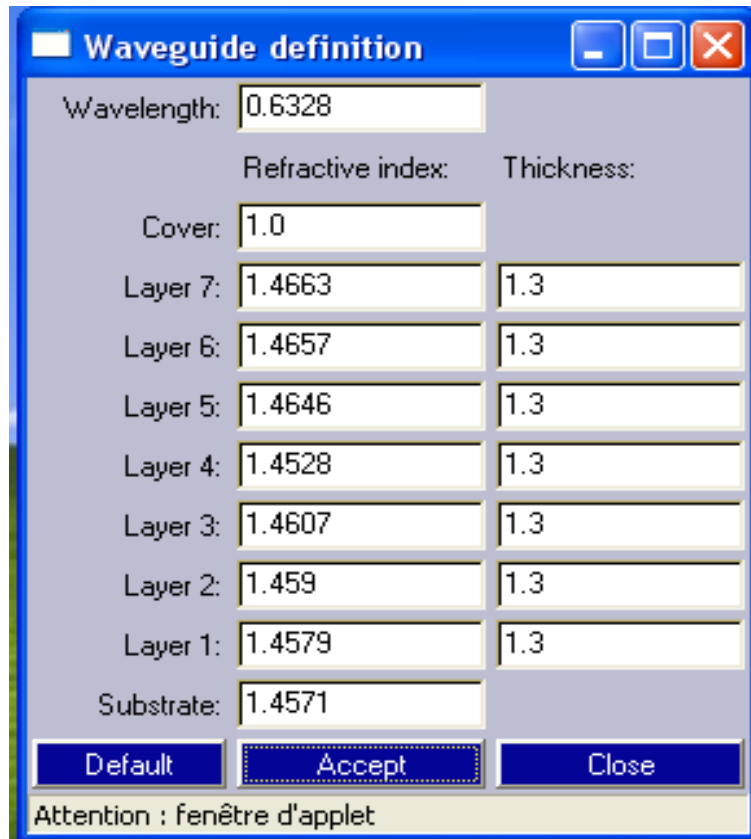


Select a number of inner waveguide layers. *Define* opens a window that accepts the waveguide data. *Solve* invokes the mode solver. A frame reports on the properties of guided modes. *Inspect* pops up a dialog for selecting components for mode profile plots. Choose *Plot* to view the figure. Should work properly for **reasonable** inputs ...

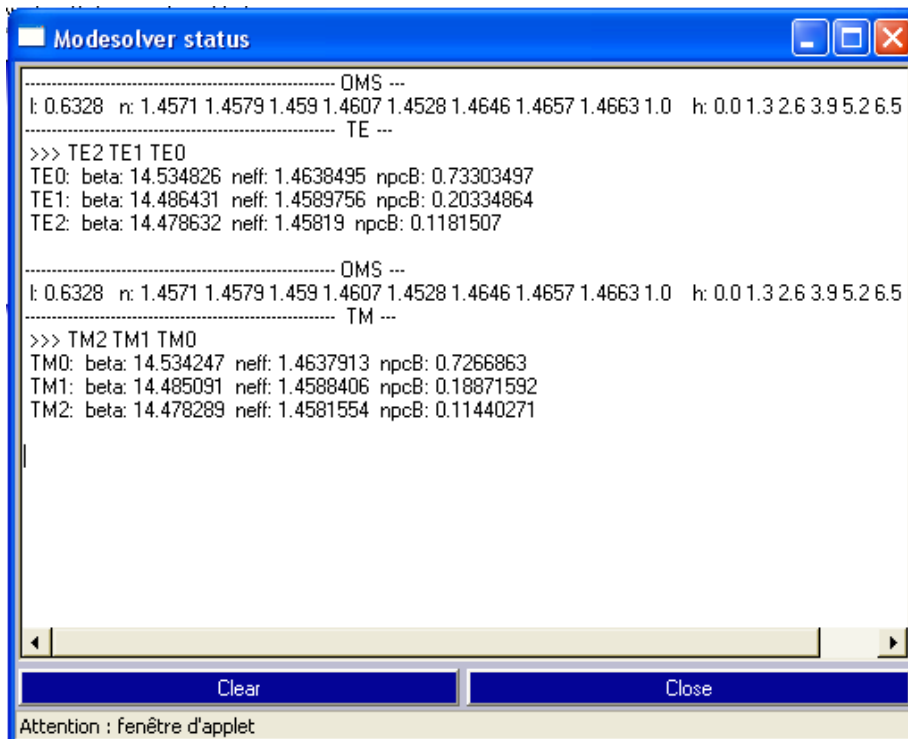
[Technical remarks](#)   [An earlier version](#)   [Comments and bug reports are welcome !](#)

Interface graphique du logiciel de simulation

Les fenêtres correspondant aux menus **definition** et **solve** sont données ci-après :



Fenêtre correspondant au menu **definition**



Fenêtre correspondant au menu **solve**

Tableau des résultats des mesures des indices effectifs relatifs au paragraphe C.1.1.

Ordre du mode	Indice effectif (polarisation TE)	Indice effectif (Polarisation TM)
0	1,4697	1,4697
1	1,4673	1,4673
2	1,4632	1,4634
3	1,4600	1,4602
4	1,4585	1,4588
5	1,4573	1,4576
6	1,4547	1,4550
7	1,4526	1,4532
8	1,4505	1,4511
9	1,4482	1,4490
10	1,4448	1,4454
11	1,4413	
12	1,4368	
13	1,4332	
14	1,4287	
15	1,4238	
16	1,4178	
17	1,4125	
18	1,4057	
19	1,3999	
20	1,3930	
21	1,3859	
22	1,3797	
23	1,3719	
24	1,3632	
25	1,3545	
26	1,3457	
27	1,3382	
28	1,3277	
29	1,3177	
30	1,3078	
31	1,2960	
32	1,2848	

33	1,2730	
34	1,2607	
35	1,2481	
36	1,2353	
37	1,2214	
38	1,2079	
39	1,1924	
40	1,1765	
41	1,1587	
42	1,1424	
43	1,1245	
44	1,1068	
45	1,0899	
46	1,0706	
47	1,0516	
48	1,0297	
49	1,0107	

Tableau 5.12 : résultats des mesures des indices effectifs (film non irradié)

## Résumé

La silice, soumise à un faisceau d'électrons d'énergie de l'ordre de quelques dizaines de keV, subit des modifications topographiques et indicielles permettant d'envisager la réalisation de micro composants optiques, sans avoir recours à des étapes de masquage ou d'attaque chimique. L'outil d'irradiation utilisé est un microscope électronique à balayage associé à des logiciels de pilotage du faisceau. Dans le but, à terme, de réaliser un filtre optique à bande-passante très étroite constitué d'une cavité résonnante inscrite directement par faisceau d'électrons sur la gaine polie d'une fibre optique monomode en silice, nous consacrons ce mémoire à la caractérisation métrologique et optique de ces variations. Des trous, des disques, des « lignes » et des surfaces ont été élaborés à l'aide d'un faisceau focalisé ou défocalisé. Cette étude expérimentale a permis d'apporter plusieurs éléments de réponse concernant les phénomènes mis en jeu lors des interactions électrons-silice. La caractérisation par les méthodes de Brewster et des m-lignes de surfaces de quelques  $\text{mm}^2$  a montré la faisabilité de guides et de microguides. La méthode WKBI a conduit à la reconstruction du profil d'indice. L'ensemble de ces caractérisations a conduit à une première ébauche du composant final.

Mots clé : silice, faisceau d'électrons, fibre optique, communications optiques, guide, microguide, cavité résonnante, demi-coupleur, filtre.

## Abstract

Silica, under electron beam (EB) of a few tens of keV, undergoes topographic and indicial modifications. Hence, it allows to consider the fabrication of micro optical components without having recourse to masking stage or chemical etching. The irradiation tool is a Scanning Electron Microscope (SEM) associated with driving softwares of the beam. With the aim, in the long term, to realize a very narrow filter made of a resonant cavity directly written by EB on the polished cladd of a monomode silica optical fiber, we devote this memory to the metrological and optical characterization of these changes. Holes, discs, lines, rectangular surfaces were elaborated using a focalized or defocalized beam. This experimental study made it possible to bring several answers concerning the phenomena on electron-silica interactions. The characterization of a few  $\text{mm}^2$  surfaces by the m-lines and Brewster methods showed the feasibility of waveguides and micro waveguides. The IWKB method led to the reconstruction of the index profil as a function of the irradiation parameters. All these characterizations led to a first outline of the final component.

Key words : silica, electron beam, optical fiber, optical communications, waveguide, microwaveguide, resonant cavity, half coupler, filter.