

N° d'ordre : 3229

THESE

Présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

Pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Discipline : Electronique

Par

Rachid BOUTOUDJ

**Conception technologique et modélisations de réseaux
de micropointes à émission par effet de champ
sur matériau GaAs**

Soutenue le 29 novembre 2002 devant la Commission d'Examen :

Membres du Jury :

Mr. C. DRUON	Professeur à l'Université de Lille I	Président
Melle F. DUCROQUET	Chargée de Recherches au CNRS (INSA-Lyon)	Rapporteur
Mr J. BOUGDIRA	Professeur à l'Université de Nancy I	Rapporteur
Mr P. WALLER	Ingénieur à l'Agence Spatiale Européenne (Pays-Bas)	Examineur
Mr L. BUCHAILLOT	Chargé de Recherches CNRS	Examineur
Mr. A. VANOVERSCHELDE	Professeur à l'Université de Lille I	Directeur de thèse

*A mes parents,
mes sœurs et frères.
Avec toute mon affection.*

*A tous mes amis du Nord
de la France et de Kabylie.
Pour leur soutien.*

« Les gens sont comme des vitraux. Ils brillent tant qu'il fait soleil, mais, quand vient l'obscurité, leur beauté n'apparaît que s'ils sont éclairés de l'intérieur. »

Elisabeth Kubler-Ross.

« Vous savez, je suis né dans un petit village perdu dans la montagne où les joies de nos cœurs et l'élan de nos esprits sont à la mesure de nos horizons qui rencontrent tout de suite le ciel. Seules peut-être nos misères y sont infinies, mais qu'est ce que les misères du corps auprès de celles de l'esprit. »

Extrait du roman « Le sommeil du juste » de M.Mammeri

Remerciements

L'ensemble du travail présenté dans ce mémoire a été effectué au Département Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN) dirigé par Monsieur le Professeur A. Cappy.

Monsieur le Professeur C. Druon, me fait l'honneur de présider la commission d'examen et de juger ce travail ; qu'il trouve ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

Monsieur le Professeur A. Vanoverschelde m'a proposé ce sujet de recherches en m'accueillant au sein de son équipe « Microcathode froides » et en a assuré la direction. Je lui exprime ma profonde gratitude pour sa grande générosité et ses multiples encouragements. Ce travail n'aurait pu aboutir sans sa forte contribution et ses qualités scientifiques et humaines.

Mademoiselle F. Ducroquet, chargée de recherches au CNRS et Monsieur J. Bougdira, Professeur au LPMI de l'Université de Nancy I, me font l'honneur de juger ce travail. Qu'ils en soient ici remerciés.

Mes remerciements s'adressent également à Monsieur P. Waller, Ingénieur Hyperfréquence à l'Agence Spatiale Européenne et à Monsieur L. Buchaillot, Chargée de Recherches au CNRS et responsable de l'équipe Microsystèmes Silicium qui me font l'honneur de juger ce travail en tant qu'examineurs.

Ce travail n'aurait pu aboutir sans la contribution et la disponibilité des membres de la centrale de Technologie. Je remercie plus particulièrement, C. Legrand, A. Leroy, C.

Boyaval, M. Muller, M. François, J-C Pesant ainsi que le personnel de l'épitaxie.

J'adresse également ma reconnaissance à Monsieur P. Armant pour sa grande disponibilité et son dévouement et à Madame J. Louchard pour avoir assuré la reproduction de ce mémoire.

Je remercie infiniment P. Fall pour les nombreuses et fructueuses discussions que nous avons eues et pour avoir été un fidèle compagnon tout au long de nos déambulations dans le monde mystérieux des micropointes.

L'accomplissement de ma thèse à l'IEMN aura été un parcours inoubliable surtout sur le plan humain où j'ai pu côtoyer d'agréables personnes notamment au sein de l'équipe de Football. Je voudrais remercier vivement toutes les personnes du cercle de l'équipe de Foot (S. Bollaert A. Ebongué, T. Heim, M. Roger, Y Hernandez, C. Lethien., A. Elmoussati, Y. Guhel, T. Heim, M. Zegaoui., D Lauvernier, O. Rasson, J. Harari). J'adresse également mes remerciements à toutes les personnes suivantes du laboratoire avec qui j'ai pu passer d'agréables moments : M. Boudrissa, M. Werquin, N. Vellas, L. Breuil, K. Ziouche, V. Thomy, J. Carlier, M. Boutchich et V. Agache.

Je remercie également toutes les personnes du laboratoire qui de près ou de loin ont pu contribuer à l'aboutissement de ce travail (T. Heim, E. Paleczny, O. Yaradou, D. Bernard, S. Sylvestre, M. Zaknoune)

Plus particulièrement je tiens à saluer chaleureusement toutes les personnes suivantes de mon entourage qui ont toujours su être à mes côtés tout au long de mes études universitaires :

Ma famille : *Pour m'avoir encouragé à aller à la rencontre de mon étoile et pour n'avoir jamais douté de moi. Que mes parents, mes frères et sœurs trouvent ici l'expression de mon indéfectible profond amour.*

Milou et Myriam : *Leur bonté est exceptionnelle. Ils m'ont ouvert la porte de leur demeure et celle de leur cœur dès mes premiers pas en France. Quelques modestes lignes ne suffiront pas à les remercier car ils m'ont donné l'inestimable. Je leur fais part de ma plus profonde gratitude.*

Sidonie et Nicolas Davril : *Leur rencontre m'a ouvert bien des portes et m'a considérablement enrichi. Ils répandent autour d'eux un parfum d'amour, d'amitié et de*

fraternité. Je leur suis gré et leur dois beaucoup.

Yves Deman : *Fraternel, dévoué et d'un bon cœur, je souhaite à toute personne de croiser un jour sur son chemin une personne comme Yves. Je le remercie infiniment pour m'avoir encouragé face à l'adversité et pour tout ce qu'il m'a apporté dans bien des domaines. Il a bien voulu être le premier lecteur de ce manuscrit, ses commentaires bienveillants ont contribué à l'enrichir davantage.*

Alan et Pat Parker : *Ils ont œuvré par leur bonté à enrichir mes connaissances dans la langue de Shakespeare et m'ont naturellement ouvert les portes de leur demeure outre Manche. Je les remercie vivement.*

Camille et Sophie Leclercq : *Ils ont toujours su m'épauler et être présents tout au long de mes études. Je me suis abreuvé de leur soutien et de leurs encouragements. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma plus vive reconnaissance.*

Laurent Vandenhole et ses parents Marguerite et Maurice : *Pour tous leurs encouragements et le réconfort qu'ils m'ont chaleureusement apportés surtout dans les moments difficiles de mon exil, je les remercie et leur fais part de ma grande reconnaissance.*

Christophe Lozé « Le Coach » : *Hormis ses précieux conseils, il m'a naturellement tendu la main dans les moments difficiles et s'est « démené » pour me trouver un job. Il m'a accordé sa confiance aussi bien sur un terrain de football que dans la vie. Un immense MERCI à toi mon coach. J'associe au même titre à ces remerciements son épouse Sophie.*

M.S Hadjaz : *Il a toujours été présent à mes côtés tout au long de ces années de Fac. Nos voluptueuses évasions dans le fabuleux monde musical Berbère demeureront à jamais féériques . Nos guitares ne cesseront jamais de résonner ! Merci à toi l'artiste.*

Fred et Delphine Davril : *Ils m'ont appris que le cœur de ceux que nous aimons est notre vraie demeure. Leur générosité est sans égale . Je leur suis reconnaissant pour leurs multiples encouragements et l'amitié indéfectible qu'ils ont toujours su me témoigner.*

Olivier Davril et Sandrine Colin : *Par une magie qui leur est propre, ils ont toujours su « aquareller » de la joie et de la bonne humeur à chacune de nos rencontres. Je leur suis gré d'avoir égayé mes journées dans le nord de la France et à Aix-en-Provence.*

Jean-Philippe Deman : *Ses nombreux récits de ses périples autour de la planète m'ont toujours captivé. Sur un terrain de foot ou accoudé au comptoir d'un bar de « la rade de Lille », ce Marin a toujours su me prodiguer de bons conseils. Merci à vous « Capitaine ».*

Seb Ingarao : *Sa générosité et son sens de l'accueil dénotent cet élan d'amitié dont les gens*

du Nord sont naturellement pourvus. Je le remercie infiniment ainsi que Sabrina.

Nicolas Vérove : *Il a l'art de mettre des sourires dans la vie quand rien ne semble rose. Sa fidélité en amitié et sa présence m'ont beaucoup apporté. Je le remercie chaleureusement.*

David Laurent et Sophie Grand : *Ils m'ont montré que se battre pour un ami est un geste naturel. Je les remercie pour toute l'attention qu'ils ont toujours eue à mon égard.*

Enfin je remercie tous mes amis qu'ils ont toujours offert un intermède bienfaisant à travers de multiples évasions tout au long de ces trois années de thèse. Que ce soit une escapade dans les Vosges, une virée dans les Ardennes, une soirée football ou une simple partie de cartes, mes amis ont toujours su teindre ces moments de joie, de chaleur et de fructueuses conversations.

J'associe à tous ces remerciements mes amis A. Vercoutre, S. Herbinière, F. Aplencourt, C. Béague, M. Laoufi, T. Denicourt, A. Nowicki, L. Taubira, R. Elkhaddari, M et R. Oubninte, S. Cherkaoui, S. Hilario, M. Harouz, M. S Maïfi. C. et L. Chafai.

Table des matières

Introduction générale.....	1
-----------------------------------	----------

Chapitre I : Développements de la microélectronique du vide
--

I.1 Introduction.....	9
------------------------------	----------

I.2 Principes physiques de l'émission d'électrons et caractéristiques générales de l'émission de champ à partir de micropointes.....	10
---	-----------

I.2.1 Emission thermoïonique.....	10
I.2.2 Photoémission.....	11
I.2.3 Emission électronique secondaire.....	12
I.2.4 Emission ferroélectrique.....	12
I.2.5 Emission de champ.....	14
I.2.5.1 Emission à partir d'une surface plane.....	14
I.2.5.2 Intérêt et principe d'une émission à partir d'une pointe.....	16
I.2.5.3 Choix du matériau.....	17
a) <i>Les métaux</i>	17
b) <i>Les semiconducteurs</i>	18
c) <i>Les DLC (Diamond like Carbon)</i>	19
d) <i>Les nanotubes de carbone</i>	20
I.2.6 Technologies de réalisation de cathode à micropointes.....	21
I.2.6.1 Procédé technologique appliqué aux pointes métalliques (dit de Spindt).....	21
I.2.6.2 Technologies de sous gravure (Pointes semiconductrices).....	23

I.3 Domaines d'applications visés des microcathodes froides et état de l'art.....	25
--	-----------

I.3.1 Les afficheurs à écran plat.....	25
I.3.2 Les capteurs de pression.....	29
I.3.3 La lithographie à faisceaux multiples.....	30
I.3.4 Les tubes hyperfréquences à cathode froide.....	31
I.3.4.1 Introduction.....	32
I.3.4.2 Description et principe général de fonctionnement.....	32
a) <i>Les tubes à onde progressive (T.O.P)</i>	32
b) <i>Les Klystrons</i>	33
I.3.4.3 Situation des tubes hyperfréquences.....	34
I.3.4.4 Intégration d'une cathode froide dans les tubes hyperfréquences.....	36
a) <i>Paramètres spécifiques</i>	37
b) <i>Performances des prototypes</i>	39
c) <i>Principaux axes de développement et problèmes à résoudre</i>	43

I.4 Situation de l'activité « <i>microcathode froide</i> »	44
I.4.1 Présentation des résultats des investigations.....	44
I.4.2 Objectifs de la thèse.....	46
I.5 Conclusion	47
Bibliographie du Chapitre I	49

Chapitre II : Etude et Modélisation théorique de l'émission par effet de champ. Application à l'arséniure de gallium

II.1 Introduction	56
II.2 Emission par effet de champ, théorie de Fowler-Nordheim	57
II.2.1 Emission électronique à partir de surfaces métalliques parfaites	57
II.2.1.1 Densité de courant.....	57
II.2.1.2 Prise en compte de l'effet de correction image.....	60
II.2.2 Emission à partir de structures en pointe	62
II.2.2.1 Loi de Fowler-Nordheim modifiée.....	62
II.2.2.2 Détermination géométrique du facteur d'amplification de champ β	64
II.2.2.3 Influence de la géométrie de l'émetteur.....	65
II.2.2.4 Influence du travail de sortie.....	67
II.2.2.5 Influence de la température.....	68
II.2.2.6 Limitation par la charge d'espace.....	69
II.2.2.7 Effet d'un gaz adsorbé.....	70
II.2.2.8 Synthèse.....	70
II.3 Modélisation électrostatique de la barrière semiconducteur-vide	71
II.3.1.Introduction	71
II.3.2 Barrière de potentiel semiconducteur-vide	72
II.3.3 Evaluation du profil du potentiel dans le semiconducteur	73
II.3.3.1 Méthode de calcul : <i>Résolution de l'équation de Poisson</i>	74
II.3.3.2 Etude comparative des barrières de potentiel dans le GaAs et le Si.....	78
II.3.3.3 Influence du dopage.....	80

II.3.3.4	Prise en compte des états de surface.....	84
a)	<i>Origine des états de surface dans un semiconducteur.....</i>	84
b)	<i>Etats de surface dans les micropointes GaAs.....</i>	84
II.3.3.5	Distribution des charges dans le semiconducteur.....	89
II.3.3.6	Interprétations.....	91
II.3.4	Modification de la loi d'émission dans le cas des semiconducteurs.....	92
II.3.4.1	Densité de courant : Principe de calcul.....	92
II.3.4.2	Résultats et interprétations.....	93
II.4	Effet de l'introduction d'une couche résistive sur l'émission.....	100
II.4.1	Prise en compte d'une chute de potentiel volumique	100
II.4.2	Valeur approchée de la résistance d'une micropointe.....	101
II.4.3	Résultats et interprétations.....	103
II.5	Méthodes d'analyses et d'exploitations statistiques de l'émission.....	104
II.5.1	Introduction.....	105
II.5.2	Méthodes d'analyses des caractéristiques d'émission à partir d'un réseau.....	105
II.5.2.1	<i>Droite de Fowler-Nordheim.....</i>	105
II.5.2.2	<i>Modèle d'une distribution gaussienne.....</i>	106
II.5.2.3	<i>Modèle d'une distribution parabolique</i>	109
II.6	Conclusion.....	112
	Bibliographie du chapitre II.....	114

Chapitre III : Procédé de réalisations technologiques et outils de caractérisations
--

III.1	Introduction.....	118
III.2	Procédé de réalisation technologique des microémetteurs sur matériau GaAs.....	119
III.2.1	Technique de réalisation des microémetteurs GaAs.....	119
III.2.2	Solution de gravure chimique HCl:H ₂ O ₂ :H ₂ O (40:4:1).....	120
III.2.3	Analyse AFM de l'état de surface.....	122
a)	<i>Rappel du principe de l'AFM.....</i>	122
b)	<i>Analyse de la rugosité RMS de la surface.....</i>	123
III.2.4	Procédé de réalisation technologique.....	126
a)	<i>Définition des masques.....</i>	126
b)	<i>Gravure chimique.....</i>	128
III.3	Outils et caractérisations électriques.....	132

III.3.1 Bâti de caractérisations sous vide.....	133
III.3.2 Mesures préliminaires.....	136
a) <i>Acquisition des caractéristiques courant-tension</i>	136
b) <i>Influence du vide</i>	137
c) <i>Procédure de formations des émetteurs</i>	138
i. Principe d'opération.....	138
ii. Dérive en tension.....	140
iii. Croissance de sites émetteurs.....	140
III.4 Conclusion.....	143
Bibliographie du Chapitre III.....	144

Chapitre IV : Caractérisations des microémetteurs en émission de champ et exploitation des résultats

IV.1 Introduction et situation des objectifs.....	147
IV.2 Caractérisations de réseaux de micropointes sur GaAs n+ (4.10^{18}cm^{-3}).....	148
IV.2.1 Spécifications des structures de microémetteurs réalisés.....	148
IV.2.2 Résultats des caractérisations expérimentales.....	149
IV.3 Investigations des moyens d'activation de l'émission électronique	152
IV.3.1 Hydrogénation des micropointes.....	152
IV.3.1.1 <i>Effets de l'hydrogénation</i>	152
IV.3.1.2 <i>Résultats expérimentaux et exploitation</i>	152
IV.3.1.3 <i>Interprétations</i>	154
IV.3.2 Emission à partir de micropointes sur substrat dopé p.....	155
IV.4 Etude de l'influence du dopage du substrat.....	159
IV.4.1 Objectifs de la limitation du dopage du matériau pour l'émission.....	159
IV.4.2 Contrôle du dopage des micropointes par épitaxie.....	159
IV.4.3 Résultats en émission à partir de substrats dopé $2 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$	162
IV.4.3.1 <i>Caractéristiques courant-tension et interprétations</i>	162
IV.4.3.2 <i>Effets de la procédure de formation</i>	164
IV.4.3.3 <i>Mise en évidence de certains phénomènes limitatifs</i>	165
a) Saturation.....	165
b) Instabilité.....	168
IV.4.4 Emission à partir de réseaux d'émetteurs dopés à $5 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$	169
IV.4.4.1 <i>Contribution des propriétés optoélectroniques à l'émission</i>	171
a) Rappel sur la photocréation de porteurs.....	171
b) Résultats expérimentaux.....	172
IV.4.5 Synthèse et interprétations.....	174

IV.5 Analyse statistique des résultats des émissions.....	176
I.V.5.1 Analyse de l'effet de la procédure de formation.....	176
I.V.5.2 Analyse globale des données des émissions.....	178
I.V.5.3 Interprétations.....	180
IV.6 Conclusion.....	181
Bibliographie du Chapitre IV.....	183
Conclusion générale et perspectives.....	186

Introduction générale

Introduction générale

L'ensemble des dispositifs électroniques reposait exclusivement au début de l'ère électronique dans l'accomplissement des fonctions de base - modulation, amplification, détection - sur l'emploi de « lampes » ou « tubes » à vide. Ces « tubes » à vide présentaient deux inconvénients majeurs : une grande consommation de puissance électrique liée au chauffage et une difficulté d'intégration à grande échelle.

L'invention du transistor marqua l'émergence d'une nouvelle ère initiant l'avènement de la microélectronique des circuits intégrés. Les progrès technologiques fulgurants qui en ont découlé ont permis d'envisager une substitution progressive des tubes par des solutions à base de semiconducteurs. Cela a permis de répondre aux besoins (radiotélécommunications, radar, instrumentation, informatique...) sans cesse croissants d'intégration à grande échelle et de réduction drastique des consommations de puissance. Si les tubes classiques de type diodes, triodes, pentodes etc., supplantés par les composants microélectroniques à l'état solide, ont pratiquement disparu, sauf usages très spéciaux, l'électronique de grande puissance - émetteurs de télévision, radars, sonars, etc - doit en revanche continuer à se reposer sur l'emploi des tubes hyperfréquences de puissance. Certains de ces dispositifs sont même capables de générer des impulsions dont la puissance crête se compte en mégawatts. Certes, les technologies hyperfréquence état solide et tout particulièrement les technologies GaAs continuent de progresser. Ainsi, des puces de puissance GaAs atteignent aujourd'hui commercialement 1 W à 30 GHz mais d'autres technologies à base de nitrure de gallium semblent être en mesure de prendre le

relais. On assiste donc à la cohabitation de deux technologies dans le domaine de l'amplification de puissance en microondes. Cependant, face au secteur de l'état solide qui continue à être le théâtre d'innovations importantes, les tubes hyperfréquences restent et devraient rester pour longtemps incontournables[1] aux fortes énergies. Ces tubes ont d'ailleurs un énorme potentiel de progrès devant eux et affichent un challenge d'actualité. En effet, réduire l'encombrement excessif des tubes cathodiques, diminuer la consommation et le poids des tubes à ondes progressives embarqués dans les satellites restent autant de perfectionnements que doivent accomplir ces composants pour demeurer compétitifs en confortant leur part de marché.

En dépit de leurs grandes performances en puissance, les dispositifs hyperfréquences sous vide souffrent néanmoins de quelques handicaps liés d'une part au rendement énergétique, au poids et au volume importants et d'autre part à la source d'électrons, une cathode thermoionique, dont la durée de vie est fragilisée par les fortes températures d'opération mises en jeu. Celles-ci occasionnent par ailleurs l'évaporation du matériau constitutif de la cathode et engendrent de ce fait une pollution au sein de l'enceinte par conséquent la qualité du vide s'en trouve détériorée ce qui peut affecter les performances escomptées.

S'appuyant sur les progrès accomplis ces dernières décades par les technologies des semiconducteurs et les techniques du vide, les objectifs visant à perfectionner ces dispositifs sont devenus envisageables. En effet, il est possible de concevoir de nouvelles structures combinant les techniques de microfabrication et un transport électronique balistique dans le vide s'affranchissant des limitations imposées par les collisions dans le cas des dispositifs état solide. Ce nouveau concept repose sur une nouvelle cathode dite « froide » dont l'émission est générée par des structures de taille micrométrique qui exaltent le champ électrique[2] d'extraction des électrons. Ce nouveau principe d'injection des électrons constitue une alternative attractive aux cathodes thermoioniques traditionnelles utilisées dans les tubes de puissance.

Sous un autre aspect, l'intégration d'une cathode froide à micropointes comme source d'électrons a été démontrée avec succès dans la réalisation d'écrans plats[3] aboutissant aux premières commercialisations de ces dispositifs dans le domaine de l'affichage médical et plus récemment militaire. Cette illustration industrielle a ouvert la voie à un

regain d'intérêt pour ces microcathodes surtout pour les avantages que constituerait leur incorporation aux dispositifs hyperfréquences de puissance. Les atouts inhérents à de tels dispositifs se situent à la fois au niveau d'un gain énergétique, et à celui d'un nouveau « design » de la structure qui laissent présager des performances supérieures où il devient envisageable d'opérer une modulation directe du faisceau d'électrons par un signal RF.

De nombreux programmes de recherches ont ainsi été engagés dans ce domaine aux Etats-Unis, Japon, Russie mais aussi en France. Au sein de l'IEMN, l'activité « microcathodes froides » a bénéficié conjointement de la volonté du laboratoire de contribuer au développement de ces nouveaux composants et de l'aide financière de la DGA. Fort d'un savoir-faire dans le domaine des technologies de composants III-V et des dispositifs hyperfréquences, les études entreprises se sont orientées naturellement vers la conception de microcathodes sur matériau GaAs. Reconnu pour ses bonnes propriétés intrinsèques de transport électronique et optoélectronique associées à une grande souplesse technologique, ce matériau se présente comme un candidat attractif pour la réalisation de microcathodes destinées à des fonctionnalités en microondes.

La faisabilité d'une émission à partir de ce matériau ayant été démontrée[4-5], les premières investigations[6-9] au sein de l'IEMN ont conduit à des résultats fort encourageants. L'Equipe *Microcathode Froide* a développé notamment sur le plan théorique des méthodes de simulations électrostatiques des microémetteurs à partir du Logiciel *Catia*. Sur le plan technologique, les investigations ont porté sur la recherche d'une technologie et d'une géométrie d'émetteur capables de fournir de bonnes performances électriques. Ainsi, des structures en forme de lame, de pilier ou de micropointe ont été développées. L'étude menée dans le cadre de cette thèse s'inscrit donc dans la continuité des travaux engagés et œuvre pour définir une topologie d'émetteur capable de délivrer de forts courants électriques (supérieurs au mA) requis dans le domaine des applications de puissance en hyperfréquences.

Plan de thèse

Le plan de notre travail se divise en quatre parties qui s'articulent comme suit :

Dans un **premier chapitre**, après une description succincte des différents processus physiques de l'émission d'électrons dans le vide, on introduit l'émission par effet de champ de Fowler-Nordheim en mettant en avant les avantages émanants de structures en forme de pointes. Le choix du matériau constitutif des émetteurs est l'un des facteurs régissant l'émission de par son travail de sortie et sa sensibilité au milieu environnant. Les différentes technologies de réalisation qui se déclinent en deux catégories, technologie appliquée aux microcathodes métalliques et celle appliquée aux matériaux semiconducteurs, seront ensuite présentées. Ce chapitre sera complété par une présentation de l'état de l'art de l'activité microcathodes froides en passant en revue les principales applications où l'accent sera mis sur les applications potentielles dans les tubes hyperfréquences.

Le deuxième chapitre concerne l'aspect théorique relatif à l'émission de champ à partir de micropointes. Dans un premier temps, on étudiera les fondements théoriques aboutissant à l'établissement de la loi d'émission où on s'attachera à l'investigation du rôle des différents facteurs sur lesquels repose cette théorie. Ensuite, on insistera sur la distribution des paramètres gouvernant l'émission (champ électrique dans le matériau, répartition des charges surfaciques, profil du potentiel à l'interface...) à travers une modélisation électrostatique de l'interface matériau-vide. Nous verrons également que cette étude permet de reconsidérer à travers certains aménagements apportés à la loi d'émission, le cas d'un matériau émissif semiconducteur. Dans une seconde approche, on présentera les effets de l'introduction d'une couche résistive sur la loi d'émission. Ce modèle sera pris en considération dans le cadre des réalisations technologiques où cette résistivité sera modifiée grâce une modulation du dopage des structures.

Une dernière partie sera consacrée aux moyens d'analyses statistiques utilisées pour l'exploitation des caractéristiques courant-tension afin d'en extraire des paramètres tels que le rayon de courbure ou la surface émissive des micropointes.

Le troisième chapitre introduira dans un premier temps, le choix du procédé technologique et sera suivi d'une description des techniques de caractérisations des microémetteurs tant sur le plan électrique que physique. L'analyse de la morphologie de la surface des échantillons examinée au moyen de l'AFM (Atomic Force Microscope) permettra de conclure davantage sur les techniques de gravure du matériau. Par ailleurs, afin d'optimiser l'émission, un logiciel d'acquisition automatisée de données gérant les paramètres courant et tension, mis en œuvre par l'équipe sera présenté. La procédure usuelle de caractérisation montrera les premiers résultats des tests et nous mettrons en lumière la nécessité de l'adoption d'une procédure de formation des émetteurs.

Le quatrième chapitre traite de l'aspect caractérisations expérimentales de nos investigations technologiques. Les principales performances des microémetteurs réalisés seront présentées en mettant en lumière les effets bénéfiques de l'introduction d'une couche résistive. Cette dernière a été obtenue en mettant à profit les techniques de modulation du dopage du GaAs par épitaxie par jet moléculaire. Par ailleurs, des investigations sur l'effet de l'hydrogénation des émetteurs, leur comportement sous éclairage et l'émission à partir d'un substrat dopé p seront étudiés dans le souci d'analyser l'activation résultante de l'émission de champ. Dans le prolongement de ces caractérisations, une exploitation statistique des résultats obtenus est entreprise afin d'estimer les paramètres technologiques déterminants pour l'émission à savoir le facteur de rehaussement du champ électrique, le rayon de courbure et la surface émissive des microsources.

Bibliographie

- [1] **J. Y. Courtois,**
Comparaison des technologies tube/état solide : une situation dynamique,
Quels tubes hyperfréquences pour les systèmes de détection et télécommunications des années 2000?, Journée d'études, pp-45-49, Paris 18 octobre 2000.
- [2] **C. A Spindt,**
A thin-film field emission cathode,
J.Appl. Phys. 29, p.350, (1968),
- [3] **Meyer & al.,**
Microship fluorescent display,
Proc. of Japan Display 86, p.513 (1985).
- [4] **R. Z. Bakhtizin & al.,**
GaAs Field Emitter Arrays,
IEEE Trans. Electron. Dev.,38, 10, p.2398 (1991).
- [5] **K. Yamaguchi & al.,**
Fabrication of GaAs Microtips for Scanning Tunneling Microscopy by Wet Etching
J. Electrochem. Soc., 143, 8, p.2616 (1996).
- [6] **P. Kropfeld & al.,**
Etude de microcathodes froides sur AsGa profilées en pointes ou lames pour applications hyperfréquences,
Le vide, vo. 52, p.485, (1996).
- [7] **F. Ducroquet & al.,**
Arrays of ungated GaAs field emitters fabricated by wet or dry etching
J. Vac. Sci. Technol. B(17)4, p.1553, (1999).
- [8] **P. Kropfeld,**
Conception et caractérisation de réseaux de microémetteurs à effet de champ sur matériau GaAs,
Thèse de Doctorat d'électronique de l'université de Lille1, Novembre 1999.
- [9] **O. Yaradou,**
Simulation, conception et caractérisation de microcathodes à émission de champ sur arséniure de gallium : intégration d'une grille de commande,
Thèse de Doctorat d'électronique de l'université de Lille1, Janvier 2000.

Chapitre I

Développements de la microélectronique du vide

I.1 Introduction

I.2 Principes physiques de l'émission d'électrons et caractéristiques générales de l'émission de champ à partir de micropointes

I.3 Domaines d'applications visés des microcathodes froides et état de l'art

I.4 Situation de l'étude et présentation des objectifs de la thèse

I.5 Conclusion

CHAPITRE I

Développements de la microélectronique du vide

I.1 Introduction

La microélectronique du vide combine les avantages du transport électronique dans le vide et les techniques de microfabrication moderne des technologies état solide. En initiant un transport électronique balistique, les dispositifs issus de cette technologie s'affranchissent en principe des limitations imposées par les collisions affectant le transport de charges dans les composants semiconducteurs. L'émergence de la microélectronique sous vide a connu son essor suite à un regain d'intérêt enregistré par l'émission par effet de champ, facilitée par les structures en forme de micropointes. Après une brève description des principes physiques de l'émission d'électrons dans le vide, l'accent est mis dans ce chapitre sur l'injection par effet de champ dite de Fowler-Nordheim.

L'apport de la microtechnologie ouvre la voie à la conception d'une nouvelle topologie de sources électroniques dites « froides ». Cette nouvelle technique de génération d'un faisceau d'électrons peut se présenter alors comme un substitut aux cathodes classiques à émission thermoïonique. Ce concept d'émission d'électrons dans le vide a stimulé de nombreuses recherches appliquées à différents types de matériaux. Ainsi, en mettant à profit cette émission « froide » d'électrons, de nouvelles configurations de dispositifs, par exemple dans le domaine de l'affichage, ont été élaborées. Les principales applications des dispositifs réalisés seront donc présentées en mettant plus particulièrement en avant les potentialités de l'intégration de cette nouvelle cathode dans les tubes hyperfréquences de puissance. Ceci nous permettra alors de préciser les objectifs de ce travail.

I.2 Principes physiques de l'émission d'électrons et caractéristiques générales de l'émission de champ à partir de micropointes

Pour qu'un électron soit émis dans le vide à partir d'un corps solide, il lui faut un apport d'énergie nécessaire pour son extraction. Cette énergie peut avoir différentes origines et l'émission peut se manifester à la surface frontière lorsque celle-ci est soumise à l'action d'un échauffement thermique, d'un rayonnement, d'un bombardement par ions ou électrons, ou d'un champ électrique. Ainsi, en fonction de la nature énergétique de l'excitation, une forme d'émission prend naissance.

I.2.1 Emission thermoïonique

Pour pouvoir extraire un électron du matériau, une énergie au moins égale au travail de sortie ϕ de celui-ci est nécessaire. Porté à forte température, le solide devient ainsi le siège d'une agitation thermique intense où certains électrons acquièrent cette énergie suffisante pour pouvoir s'extraire du matériau. L'émission est appelée *émission thermoïonique*. L'expression de la densité de courant est alors donnée par la formule de Richardson[1] :

$$J = AT^2 \exp\left(-\frac{e\phi}{k_B T}\right) \quad (1.1)$$

avec $A=6 \cdot 10^{-3} \text{ A/m}^2 \text{ K}^2$.

T : température.

e : charge élémentaire de l'électron.

k_B : constante de Boltzmann.

ϕ : travail de sortie du matériau.

La dépendance exponentielle de cette loi avec la température et le travail de sortie impose, pour une émission optimale, le choix d'un métal à faible travail de sortie et à forte température de fusion. Ce choix se heurte à un obstacle car les métaux à faible travail de sortie affichent une température de fusion médiocre. A titre d'exemple, le césium a pour travail de sortie 1.7 eV alors que sa température de fusion ne dépasse pas 28 degrés. Parmi les métaux les plus utilisés pour constituer des cathodes thermoïoniques, on retrouve le baryum (1.8eV, 720°C) et le tungstène (4.6 eV, 3370°C).

I.2.2 Photoémission

L'émission spontanée d'électrons dans le vide résultant de l'action d'un rayonnement électromagnétique incident est appelée *émission photoélectronique*. Ce phénomène - découvert par Hertz en 1887 - est de nos jours utilisé dans de nombreux appareils photoélectriques (cellules photoélectriques, multiplicateurs photoélectriques...). Ce type d'émission permet par ailleurs la connaissance de la structure énergétique des solides ; dans ce domaine, on parle alors de spectroscopie photoélectronique. Les propriétés optoélectroniques de matériaux semiconducteurs sont souvent mises à profit dans le processus de photoémission[2] et dans ce domaine, le GaAs s'impose comme le matériau de référence pour la réalisation de photocathodes. Un dépôt d'une monocouche de césium, métal alcalin facilement ionisé, à la surface de ce cristal lui procure une affinité électronique négative[3]. Il suffit alors d'exciter par un photon d'énergie juste supérieure à E_g pour engendrer l'émission dans le vide. C'est sur ce principe que fonctionnent les cathodes de photomultiplicateurs GaAs, détecteurs lumineux très performants dont le rendement atteint 0.3 électron/photon. Ces sources d'électrons sont étudiées également pour la génération de faisceaux à faible dispersion énergétique[4].

I.2.3 Emission électronique secondaire

L'émission d'électrons à partir d'un corps solide (ou liquide) résultant de son bombardement par un faisceau d'électrons primaires est appelée *émission électronique secondaire*. Découvert par Austin et Starke[5], ce phénomène met en jeu des électrons primaires d'énergie allant de 100 eV à 100 keV. En heurtant, la surface les électrons cèdent leur énergie dans les collisions dont une grande partie est communiquée aux électrons voisins de la zone d'impact. Ce phénomène étant purement surfacique, une partie des électrons sont extraits du matériau donnant ainsi naissance à une émission dite secondaire. Le taux de rendement de cette émission dépend principalement des propriétés du matériau, de l'énergie des électrons incidents et de l'angle d'incidence. Un bombardement ionique peut également être à l'origine d'une émission électronique secondaire mais se révèle plus ou moins efficace car les ions mis en jeu sont plus lourds que les électrons.

I.2.4 Emission ferroélectrique

L'émission ferroélectrique est une source d'électrons rapportée pour la première fois en 1984 par Rosenman[6]. Elle connaît actuellement un large enthousiasme de la part de la communauté scientifique. Au contraire des autres émissions, les cristaux ferroélectriques (Titanate de baryum, Phosphate de potassium..) ont la faculté de générer des charges surfaciques suite à une perturbation externe qui peut être une variation de température, une pression mécanique ou une impulsion laser. Ces excitations induisent un brusque changement dans la polarisation du matériau conduisant à la création momentanée d'une forte densité de charges à la surface (figure I.1). Cette densité est telle que des électrons sont émis spontanément vers l'extérieur par la face du cristal chargée négativement. Une simple tension électrique appliquée à une anode permet alors de collecter le faisceau d'électrons. Cette source d'électrons peut trouver de multiples applications[7]. Des études envisagent d'en faire des cathodes pour les tubes hyperfréquences[8], une source électronique pour les générateurs de rayons X et plus récemment, elle a fait l'objet de cathodes dans les afficheurs à écrans plats[9].

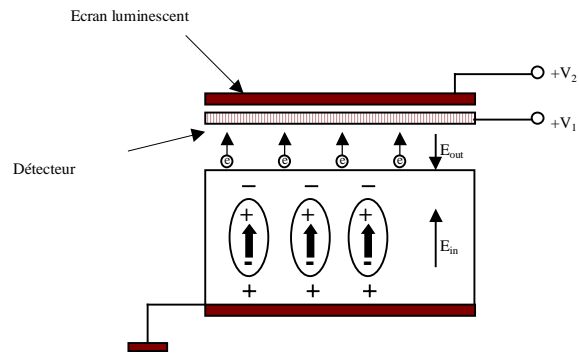


Figure I.1 : Principe de génération et de visualisation d'un courant d'émission ferroélectrique.

I.2.5 Emission de champ

I.2.5.1 Emission à partir d'une surface plane

Le phénomène d'émission des électrons qui se manifeste à la frontière entre le solide et le vide lorsque la surface émissive est soumise à l'action d'un champ électrique statique est appelé *émission de champ*, également « émission froide ». Wood[10] dont la motivation était la réalisation d'une source ponctuelle de rayons X en fait la première description en 1897. Schottky[11] expliqua le phénomène par un abaissement de la barrière mais il a fallu attendre 1928 pour que l'on puisse apporter des éléments décrivant le passage des électrons dans le vide. Fowler et Nordheim[12] ont ainsi élaboré la théorie de l'émission de champ par des surfaces planes en s'appuyant sur un processus propre à la mécanique quantique.

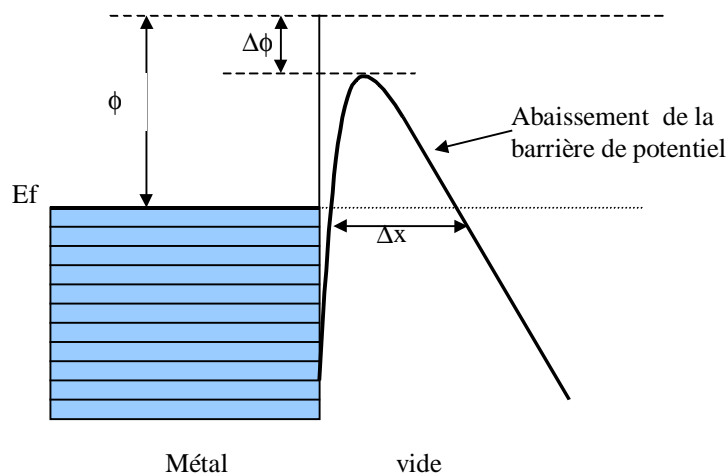


Figure I.2 : Diagramme de la distribution du potentiel à l'interface métal-vide en présence d'un fort champ électrique ($>10^7 \text{Vcm}^{-1}$).

A la surface, une émission spontanée d'électrons par un corps solide est empêchée par l'existence entre les deux milieux d'un échelon d'énergie potentielle. Cette barrière énergétique résulte des forces d'interaction des électrons qui se sont éloignés à des distances supérieures aux distances atomiques, et de la charge positive des ions du réseau. L'énergie cinétique maximale que les électrons de conduction peuvent posséder dans un métal au zéro absolu est égale à E_f (énergie de Fermi). Pour qu'un électron situé au niveau de Fermi E_f puisse s'échapper de la surface, il doit recevoir une énergie supplémentaire supérieure ou égale au travail de sortie du métal considéré. L'application d'un très fort champ électrique conduit à une triangularisation de la barrière métal-vide et l'émission spontanée ne peut alors se produire que si la largeur de cette barrière Δx devient suffisamment faible (quelques nanomètres). Les électrons peuvent alors la traverser par effet purement quantique similaire à l'effet tunnel. Les électrons qui ont franchi la barrière ne reçoivent de l'énergie de la part du champ électrique E que dans l'intervalle de vide émetteur-anode.

Plus l'intensité E du champ électrique extérieur est élevée, plus forte est la décroissance de la barrière d'énergie ($U(x)=-e.E.x$) avec la distance x à la surface, plus étroite est la barrière de potentiel Δx et donc plus grande est la densité du courant d'émission J qui dépend du coefficient quantique de transparence de la barrière.

Cette densité de courant émis est régie par la loi de Fowler-Nordheim dans le cas des surfaces planes qui est donnée par :

$$J = \frac{AE^2}{\phi} \exp\left(\frac{-B\phi^{\frac{3}{2}}}{E}\right) \quad (1.2)$$

avec :

A, B : constantes

ϕ : travail de sortie

E : champ électrique

Cette émission nécessite la mise en œuvre de champs électriques extrêmement forts ($>10^7$ Vcm⁻¹) dont la dépendance de la loi d'émission est exponentielle. La mise en œuvre de structures permettant l'obtention de telles valeurs de champ s'est heurtée à des difficultés techniques et Müller[13] a résolu le problème en développant une configuration avec une cathode en pointe placée en regard d'une anode plane, sous des conditions d'ultravide.

1.2.5.2 Intérêt et principe d'une émission à partir d'une pointe

L'effet de pointe contribue à un fort rehaussement du champ électrique à son apex, d'où l'émergence d'un concept original d'émission à partir de structures effilées. Une illustration de cet effet de pointe en est donné sur la figure I.3 pour une simulation de l'équation de Laplace effectuée à partir du logiciel Catia[14]. On constate un fort resserrement des lignes équipotentiels à l'apex de la pointe.

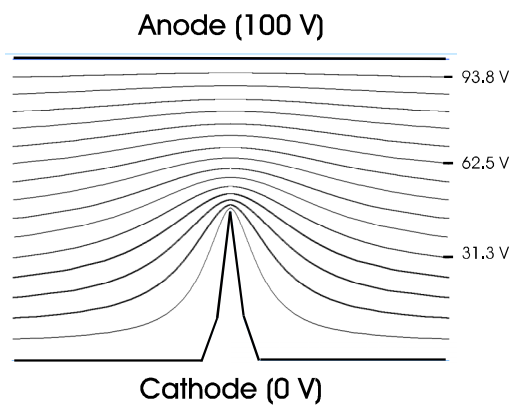


Figure I.3 : Illustration de l'effet de pointe, resserrement des lignes de potentiel à son apex.

Pour tenir compte notamment de l'effet géométrique mis en jeu dans le processus d'émission à partir d'une micropointe, Gomer[15] a introduit un paramètre β appelé facteur de champ local qui relie directement le champ électrique à la tension appliquée.

$$E = \beta \cdot V \quad (1.3)$$

Les émetteurs de champ fabriqués aujourd'hui par les techniques modernes (microélectronique, électrochimie et thermique) peuvent être extrêmement pointus avec des rayons de courbure atteignant quelques nanomètres[16] et même composés d'un seul atome[17]. Dans ce cas, la géométrie locale de la pointe devient un facteur primordial dans le mécanisme d'émission.

1.2.5.3 Choix du matériau

L'émission de champ est fortement tributaire du travail de sortie ϕ . Par conséquent, le choix du matériau et l'état chimique de la surface émissive peuvent s'avérer comme des facteurs essentiels gouvernant l'émission.

Le choix du matériau constitutif des microémetteurs conditionnera le comportement électrique et performances des microcathodes réalisées. Il est caractérisé par son travail de sortie et sa sensibilité intrinsèque à l'environnement qui peut affecter les propriétés physico-chimiques en surface. Un autre aspect à prendre en compte est la sensibilité des matériaux à la température. En effet, les fortes densités de courant émises aboutissent à un échauffement local pouvant conduire à une destruction thermique des micropointes.

a) les métaux

Les travaux précurseurs menés par Spindt[18] ont été conduits sur des métaux et notamment sur le molybdène, utilisé dans la micro-fabrication de réseaux de structures à émission de champ. Il demeure aujourd'hui largement utilisé dans la réalisation de réseaux à micropointes pour les applications afficheurs à écrans plats qui seront illustrés ultérieurement. Si ces émetteurs garantissent une émission de courant convenable, leur

sensibilité à l'environnement opératoire pourra s'avérer un élément important dans le vieillissement des microstructures et la dégradation de l'émission.

Pour pallier ces aléas, on retrouve l'utilisation de certains métaux réfractaires à base de carbures (ZrC, HfC ..) ou de nitrures (TaN...) déposés en fine couche par évaporation sur les pointes métalliques précédentes. Outre leur grande stabilité chimique et mécanique, ces structures présentent un faible travail de sortie (2-4eV). De multiples investigations[19-21] ont mis en évidence l'amélioration des performances des micropointes en terme de courant et de tension de fonctionnement.

b) Les semiconducteurs

Outre la relative faible sensibilité à l'environnement sous vide pour une émission de champ, les matériaux semiconducteurs affichent de nombreux avantages. Les progrès considérables de la microélectronique leur procurent une large souplesse au niveau des réalisations technologiques.

Le silicium, par son aptitude à former une couche d'oxyde de grande épaisseur (par suite d'un processus d'oxydation thermique, une couche de 5500Å peut être obtenue à 1000°C) demeure indiscutablement le matériau de référence dans le domaine de la microélectronique. Les avantages qu'offrent un couplage des dispositifs à base de transistors et la possibilité d'agir sur le dopage pour optimiser l'émission attribuent à ces matériaux des potentialités dans l'optique de la réalisation de sources froides d'électrons[22].

Le GaAs, jouit d'une grande maturité vu les progrès réalisés ces trente dernières années dans les nombreuses investigations mettant à profit ses spécificités[23] :

- une grande mobilité électronique assurant un transport intrinsèque nettement plus favorable que dans le cas du silicium
- des propriétés optiques (matériau à gap direct)
- une souplesse technologique et la possibilité d'incorporer des hétérostructures (ingénierie de la bande)

Vu ces considérations, l'arséniure de gallium s'est donc imposé comme matériau de base des composants en hyperfréquences. Les potentialités de microcathodes froides réalisées sur un tel matériau seraient alors exaltantes, notamment dans l'optique de leur intégration dans les dispositifs d'amplification de puissance sous vide (TOP, klystrons...) en hyperfréquences. C'est dans cette perspective que s'inscrivent les travaux de cette thèse.

Parallèlement aux investigations menées sur Silicium et GaAs, émerge un intérêt croissant pour d'autres semiconducteurs à grand gap ($>3\text{eV}$) comme les matériaux à base de nitrures (GaN...)[24-26]. Ceux-ci affichent intrinsèquement de fortes tensions de claquage.

c) Les DLC (Diamond-like Carbon)

Les investigations portées sur le recouvrement de micropointes par des films minces de DLC (Diamond-Like Carbon) ont abouti à des résultats très encourageants en termes de courant et de qualité d'émission. En effet, les avantages inhérents aux films de diamant sont caractérisés par :

- une affinité électrique négative (suivant certaines orientations cristallographiques)
- une grande stabilité physique de leur surface (chimiquement inerte)
- un grand gap (hautes tensions de claquage)
- une bonne conductivité thermique

Cependant l'émission électronique dépend non seulement de la hauteur de la barrière mais également de la fonction d'alimentation électronique qui est tributaire de la concentration de porteurs dans la bande de conduction. Sachant que le diamant est un matériau à grand gap, pour obtenir une émission de courant significative, il est nécessaire de peupler la bande de conduction par voie de dopage ou par injection d'électrons par un contact métallique [27]. Les résultats principaux rapportés dans la littérature sur le recouvrement de pointes métalliques ou semiconductrices par un DLC montrent une importante réduction des tensions de fonctionnement[28-29] pour l'obtention d'un courant identique aux autres structures. Ces améliorations sont alors en partie imputées à une réduction significative du travail de sortie.

d) Les nanotubes de carbone

Découverts en 1991 par Iijima[30], les nanotubes de carbone (NTC) se présentent comme la structure idéale dans l'optique de l'émission de champ ouvrant ainsi un récent et large champ d'investigations et suscitant un intérêt croissant pour la communauté scientifique.

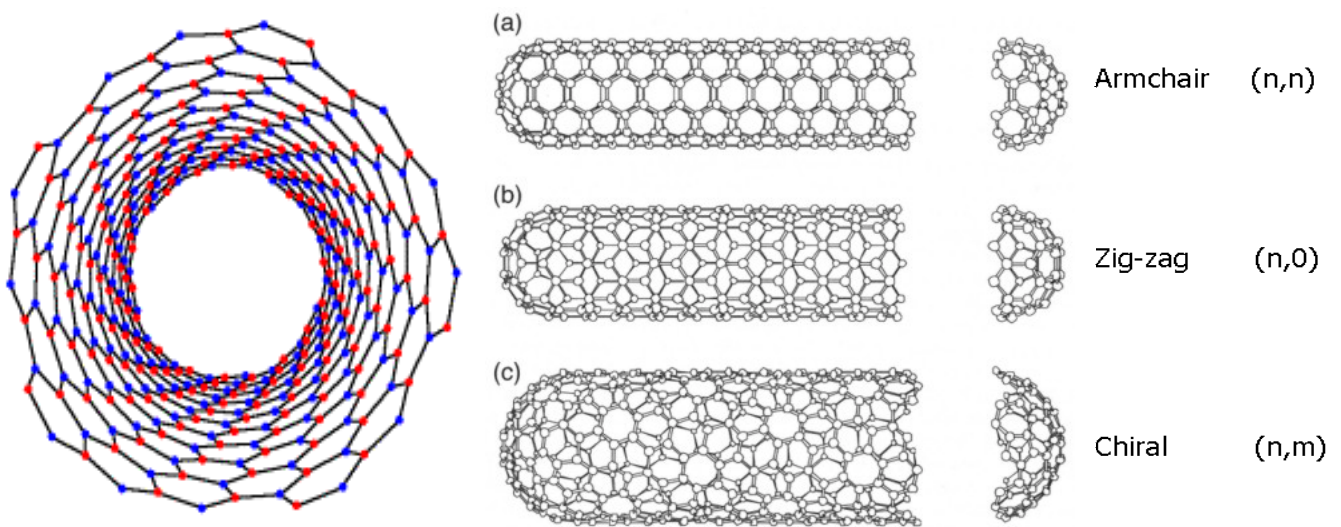


Figure I.4 : Les nanotubes de carbone.

La grande stabilité inhérente aux matériaux à base de carbone et leurs propriétés électriques et chimiques confèrent un large champ d'applications à ces nouvelles structures. Le nanotube de carbone monofeuillet consiste en un cylindre formé par l'enroulement sur lui-même d'un plan de base de graphite (feuillet de graphène, composé d'atomes de carbone hybridés et arrangés de manière à former des hexagones). Chaque extrémité du tube peut être fermée par un couvercle contenant 6 pentagones, de sorte que les couvercles forment un fullerène s'ils sont regroupés.

Inertes, rigides, avec un grand rapport d'aspect (une grande longueur $L \sim 1 \mu\text{m}$ et un faible diamètre $d \sim 1 \text{nm}$) et de très bonnes propriétés de conduction, les NTC se présentent comme les structures parfaites pour la réalisation d'une nouvelle génération de sources d'électrons[31].

Dans le domaine de l'émission de champ, les faibles rayons de courbure présentés par de telles géométries permettent une extraction aisée et conséquente des électrons. Ainsi des courants[32] de 10 mA pour un champ extracteur de $3.5 \cdot 10^4 \text{ Vcm}^{-1}$ ont été enregistrés. Avec de faibles tensions d'allumage, une meilleure luminosité et une grande stabilité de l'émission, cette nouvelle source d'électrons se présente comme un candidat[33] potentiel et attractif pour remplacer les cathodes à micropointes métalliques dites de Spindt classiquement utilisées dans les afficheurs à écran plat.

L'état de l'art en terme de courant est de l'ordre de 0.1mA pour un nanotube et une densité de 1A/cm^2 pour un film.

I.2.6 Technologies de réalisation de cathode à micropointes

Les techniques de réalisation de micropointes se sont inspirées d'un large panel de process technologiques résultant du riche savoir-faire de la microélectronique. Deux procédés de base sont ci-dessous évoqués.

I.2.6.1 Procédé technologique appliqué aux pointes métalliques (dit de Spindt)

On doit la première microfabrication d'un réseau d'émetteurs de champ aux travaux de C. A. Spindt[34] du Standfort Research Institute. La méthode de fabrication se base sur une technique d'évaporation dans laquelle le matériau constitutif de la pointe est déposé à travers un orifice dont le diamètre diminue au fur et à mesure que l'épaisseur du matériau évaporé augmente.

Le process de réalisation technologique se décline comme suit :

1. Dépôt d'une première couche d'isolant suivi d'un dépôt métallique, qui constitue l'électrode de grille
2. Définition par lithographie d'un réseau de trous de $2\mu\text{m}$ de diamètre issus de la gravure successive du matériau de grille et de la couche isolante
3. Dépôt d'une couche sacrificielle (Aluminium ou Nickel) sur la grille
4. Dépôt par évaporation et rotation simultanée du matériau constitutif de la pointe à travers l'orifice dont le diamètre diminue au fur et à mesure que l'épaisseur du matériau évaporé augmente (la cellule d'évaporation étant inclinée de 45° par rapport l'axe de rotation du substrat)
5. Lift off de la couche sacrificielle

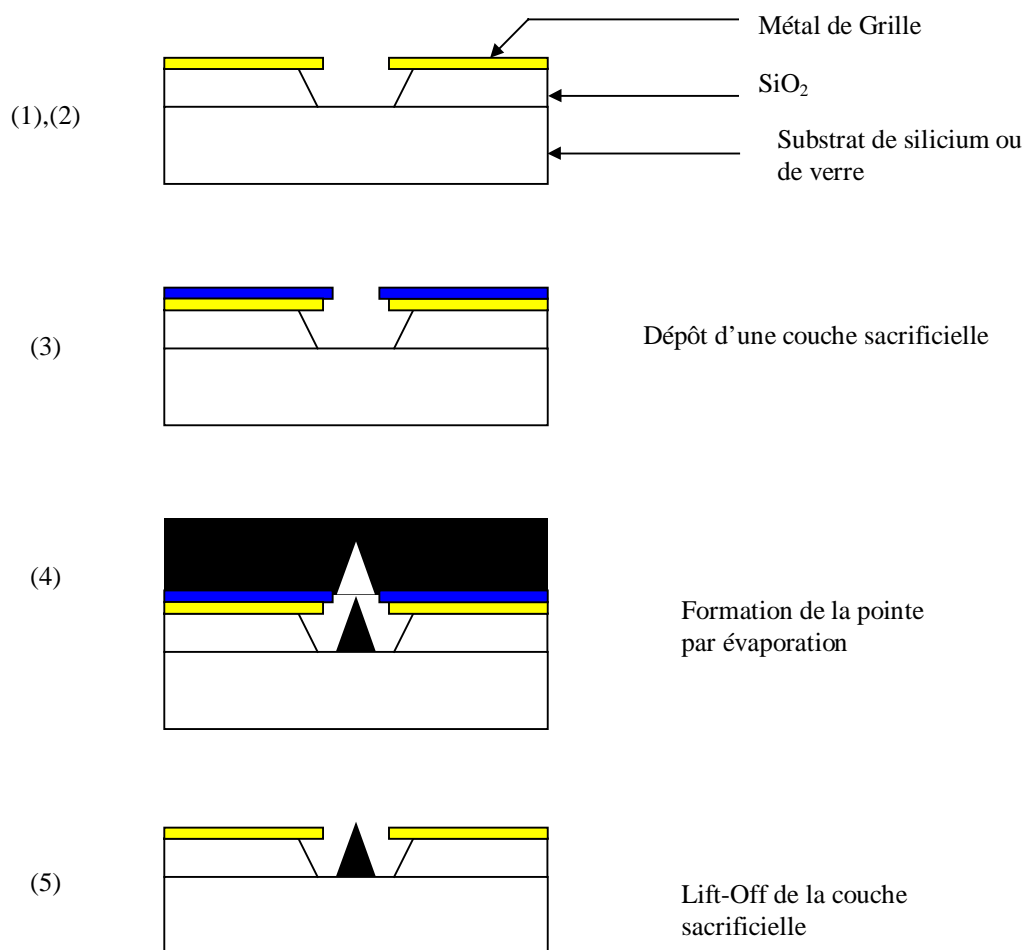


Figure I.5 : Représentation schématique du procédé technologique de Spindt.

I.2.6.2 Procédé technologique appliqué aux pointes semiconductrices

A partir des étapes technologiques de la microélectronique, de nouveaux procédés ont été élaborés afin de réaliser des micropointes semiconductrices. C'est ainsi qu'en 1974, R.N. Thomas et al[35] ont fabriqué des pointes en utilisant les techniques de gravure du silicium. Par la suite, en mettant à profit les propriétés d'oxydation thermique propre à ce matériau, des optimisations ont été apportées. Cette opération contribue non seulement à la formation de l'oxyde isolant de grille mais aussi à un amincissement substantiel jusqu'à des dimensions atomiques du profil de la pointe.

Le processus classique de réalisation se décline comme suit :

1. Oxydation thermique du matériau
2. Définition par lithographie optique de masques circulaires sur le dioxyde de silicium
3. Gravure du silicium protégé par un masque par gravure ionique réactive ou chimique suivie d'une oxydation thermique afin d'affiner les micropointes
4. Dépôt d'une couche d'isolant
5. Dépôt du métal de grille suivi d'un lift-off opéré par gravure de l'oxyde de silicium
6. Formation de la microcathode à commande de grille

Ces différentes étapes sont illustrées sur la figure I.6. En ce qui concerne les micropointes GaAs, les techniques de réalisation seront présentées ultérieurement dans le chapitre III.

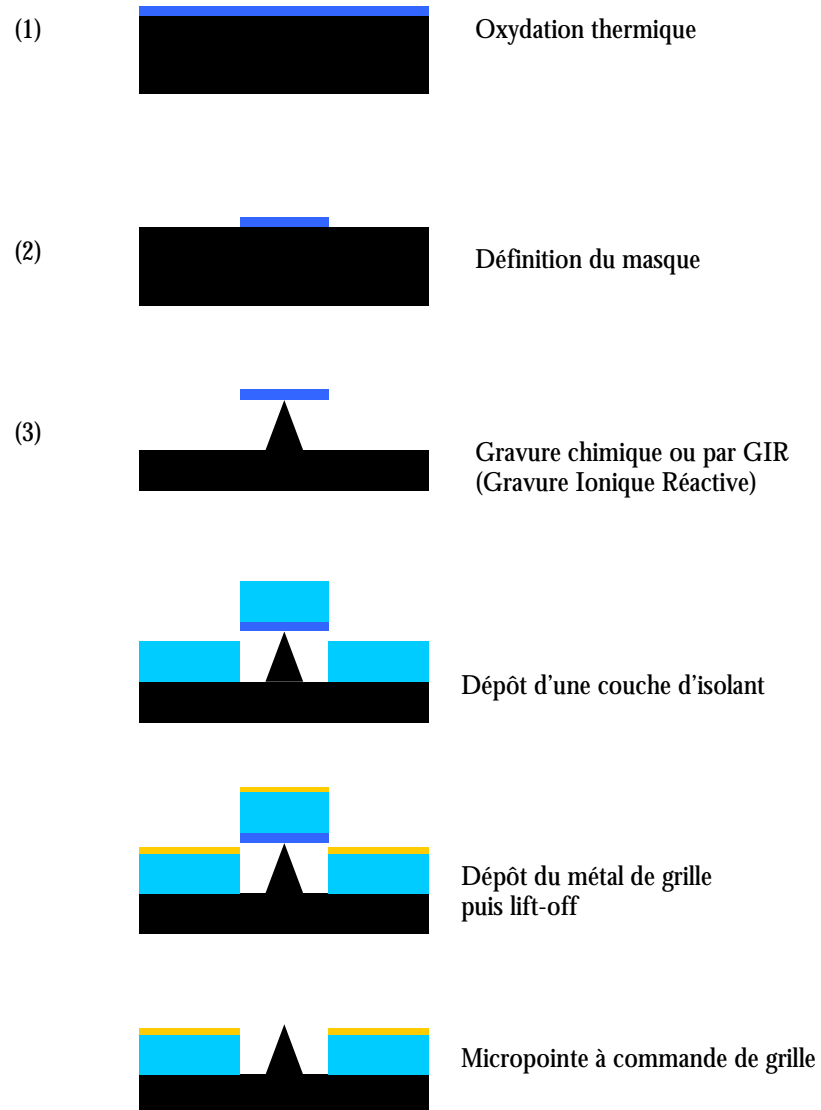


Figure I.6 : Procédé de réalisation technologique de micropointes avec grille de commande sur silicium.

I.3 Domaines d'applications visés et état de l'art

I.3.1 Les afficheurs à écran plat

Les technologies des systèmes de visualisation connaissent une grande mutation avec l'avènement des écrans plats. Grâce à leur portabilité et un faible encombrement, ils visent à reléguer au second plan les tubes cathodiques classiques (CRT, Cathodic Ray Tube). Des petits écrans de contrôle de caméscopes aux larges panneaux de télévisions de 100 cm de diagonale, en passant par les écrans de 40 cm des ordinateurs portables..., les écrans plats occupent d'ores et déjà une place importante dans notre vie quotidienne.

Différentes technologies sont mises en œuvre en fonction des segments de marché visés :

- Les écrans à cristaux liquides (LCD, Liquid Crystal Displays) dominent le marché des écrans plats grand public (ordinateurs portables ou de bureau, assistant personnel). Taille ~15"
- Les écrans à plasma (PDP, Plasma Discharge Panels) apparaissent dans les télévisions de grande dimension. Taille = 35" à 55"
- Les écrans électroluminescents (ou ELD, Electro-Luminescent Displays) s'adressent au marché de l'instrumentation. Taille ~10"
- Les écrans à émission de champ (FED, Field Emission Displays) sont commercialisés depuis peu dans le domaine de l'instrumentation médicale.

Cette dernière technologie utilise des réseaux émetteurs d'électrons constitués de micropointes métalliques. Bien que la faisabilité ait été démontrée pour la première fois par Spindt[34] dès 1968, les écrans plats à émission de champ n'ont eu de considération industrielle et commerciale qu'à partir de 1985 quand Meyer et al.[36] du CEA-LETI ont présenté le premier démonstrateur.

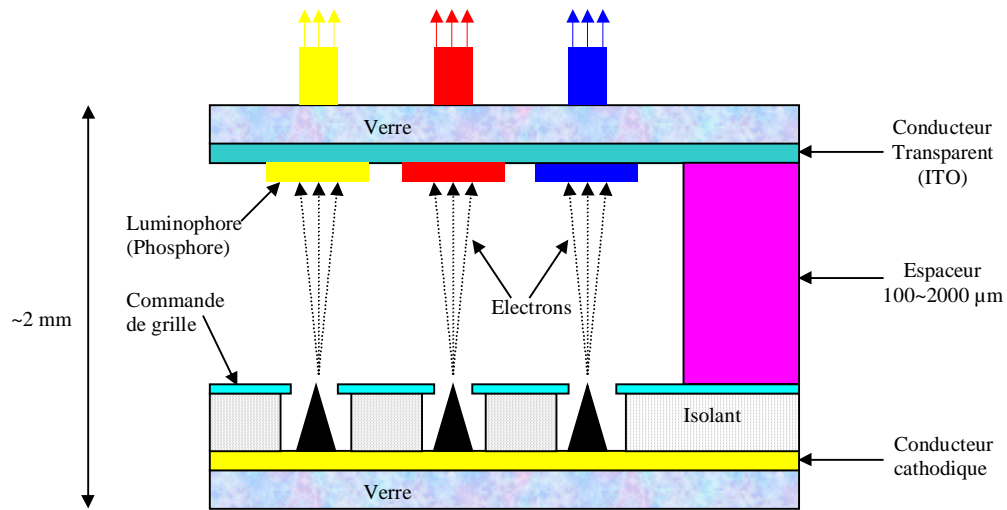


Figure I.7 : Principe de fonctionnement d'un écran plat à émission de champ

Le principe de ce dispositif est décrit sur la figure I.7. L'écran est constitué de deux parties, cathode et anode, scellées et mises sous vide. La cathode est constituée de millions de micropointes métalliques placées au centre de trous d'environ 1 µm de diamètre. Lorsque l'électrode de grille est portée à un potentiel de quelques dizaines de volts par rapport au conducteur cathodique, un fort champ électrique localisé au sommet de la pointe se trouve ainsi généré, qui engendre l'émission d'électrons. L'application d'une

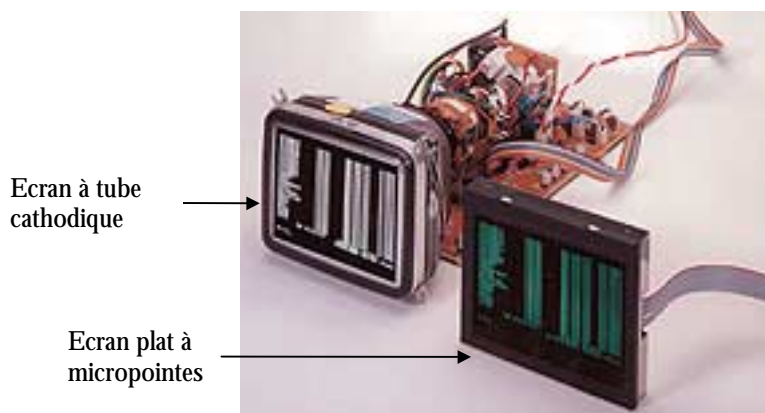


Figure I.8 : Comparaison à taille identique d'un écran cathodique et d'un écran plat à micropointes.

tension positive supplémentaire sur l'anode attire alors les électrons extraits. Celle-ci est recouverte de grains de luminophores cathodoluminescents, qui émettent de la lumière sous l'effet du bombardement électronique. Une image peut ainsi être visualisée.

La surface d'un pixel et le nombre de micropointes sont déterminés par la résolution et la luminescence désirées. Typiquement, chaque pixel est composé de 500 à 5000 micropointes et le courant requis pour un pixel varie de 0.1 à 10 μA .

Par rapport aux autres technologies, les FED présentent des avantages importants :

- ✓ Une grande qualité d'image (contraste, résolution supérieure aux LCD)
- ✓ Une faible consommation (meilleure que celle des LCD et des écrans à plasma)
- ✓ Une épaisseur de l'écran inférieure à 10 mm
- ✓ Un large angle de vision (180°) et une gamme de températures s'étendant de -45 à $+85$ $^\circ\text{C}$

Mais cette technologie se heurte aussi à des limitations :

- ❖ Le dépôt des pointes métalliques par évaporation condamne cette technique à des surfaces limitées (inférieures au m^2). A l'heure actuelle, les plus grands écrans fabriqués ont une diagonale de 38 cm.
- ❖ Une diminution des tensions d'adressage permettrait au FED de s'imposer plus rapidement sur le marché. La tension d'adressage V_g entre la grille et les pointes est de quelques dizaines de volts sur les écrans actuels. Diviser par 10 V_g diviserait cette consommation capacitive par 100. De plus, des tensions d'adressage inférieures à 15 V permettraient l'utilisation des composants de technologies CMOS, dont le coût est très faible.
- ❖ Enfin, la fiabilité des écrans est limitée par l'oxydation des pointes métalliques, qui fait chuter le courant d'émission. La principale source de cette oxydation est la désorption d'espèces depuis l'anode, sous l'effet du bombardement électronique.

Si ces afficheurs ne peuvent encore rivaliser avec les PDP en raison de ces limitations, ils concurrencent toutefois les écrans LCD pour des applications potentielles identiques notamment sur des surfaces moyennes. Pour accentuer et fédérer les efforts déployés dans le domaine de la recherche sur les FED, des objectifs ont été annoncés notamment lors de la conférence EuroFE 2000 (European Field Emission Symposium)[37] axés sur la réalisation d'écrans plats à micropointes de grande taille (BigFED) (28 pouces) pour le marché domestique afin de remplacer les CRT. La concrétisation de ces ambitions passe inévitablement par le développement de nouvelles sources électroniques adaptées à une technologie de réalisation à grande échelle. Cela implique non seulement des recherches accrues sur les matériaux constitutifs de la cathode (nanotubes, diamant, semiconducteurs...) et leur structures électriques mais également des efforts sur l'optimisation de la luminosité des écrans en améliorant la technologie du phosphore. Actuellement deux compagnies commercialisent les FED : Pixtech (France) et Futaba (Japon) qui centralisent leurs ventes sur des applications spécifiques médicales et militaires. Les principales caractéristiques des FED sont résumées dans le tableau ci-dessus.

Caractéristiques	Futaba	Pixtech
Taille de l'écran (diagonale) (pouce)	7.3	5.2
Nombre de pixels	40x480	320 x 240
Luminosité (Cd/m ²)	200	240
Angle de vision (°)	160	160
Consommation (W)	6	2.4
Poids (g)	340	200

Tableau I.1 : Principales caractéristiques des écrans plats FED.

I.3.2 Les capteurs de pression

Les domaines d'applications potentielles des micropointes à émission de champ s'avèrent assez larges. A titre d'illustration dès 1990[38], l'idée d'utiliser ces microstructures pour réaliser de nouveaux types de capteurs de pression a été avancée. Les dispositifs offrent les avantages[39-40] d'être insensibles à la température, miniaturisés, et d'une grande sensibilité. La figure I.9 illustre une configuration schématique de ce genre de capteur.

La déformation de la membrane qui constitue également l'anode, sous l'effet de la pression, influe directement sur la distance anode-cathode et par voie de conséquence sur l'intensité du courant cathodique émis. Ce type de dispositif peut trouver ses principales applications dans des structures où les vides requis avoisinent les 10^{-12} Torr.

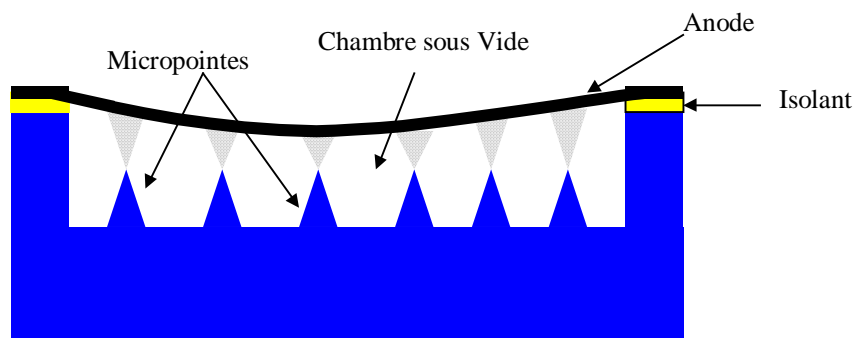


Figure I.9 : Principe d'un capteur de pression à micropointes.

Dans ces systèmes opérant dans l'ultra-vide (UHV), la technologie des micropointes pourrait trouver une autre application dans les jauges Bayard-Alpert . Classiquement, elles opèrent avec un filament de tungstène à émission thermoïonique.

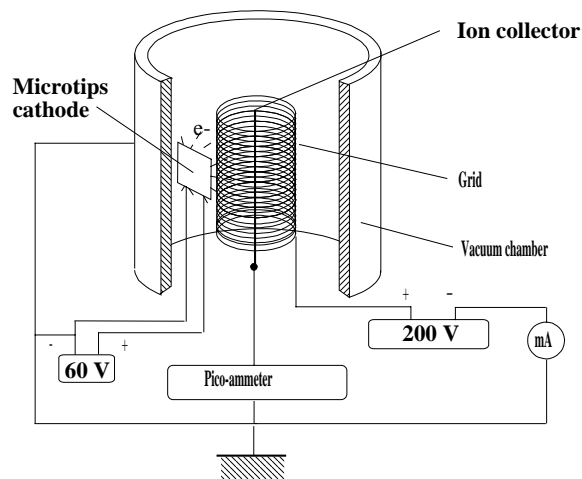


Figure I.10 : Vue d'une jauge Bayard-Alpert à cathode froide fonctionnant de 10^{-2} mbar à 10^{-12} mbar.

Le remplacement de cette source d'électrons par une émission de champ permettrait de pallier certains inconvénients inhérents à l'émission thermoionique tels que le dégazage, une grande dissipation de puissance et la fragilité de la structure mécanique. Les premiers essais[41] ont démontré une nette amélioration de la sensibilité de ces jauges et un accroissement conséquent de l'échelle de fonctionnement .

I.3.3 Lithographie à faisceaux multiples

Un autre champ d'application potentiellement attractif concerne la nanolithographie électronique à faisceaux multiples.

La lithographie électronique est une technique des plus performantes pour l'obtention de motifs de taille très réduite de quelques dizaines de nm. Cependant, les masqueurs électroniques conventionnels sont handicapés par leur vitesse d'écriture très lente, conséquence du balayage ligne à ligne de la surface. L'écriture parallèle en utilisant des réseaux de micropointes semble alors très prometteuse.

Des premiers tests effectués par Tohma et al[42] ont démontré la faisabilité de l'insolation d'une résine PMMA par un réseau de micropointes FEA (Field Emitter Array).

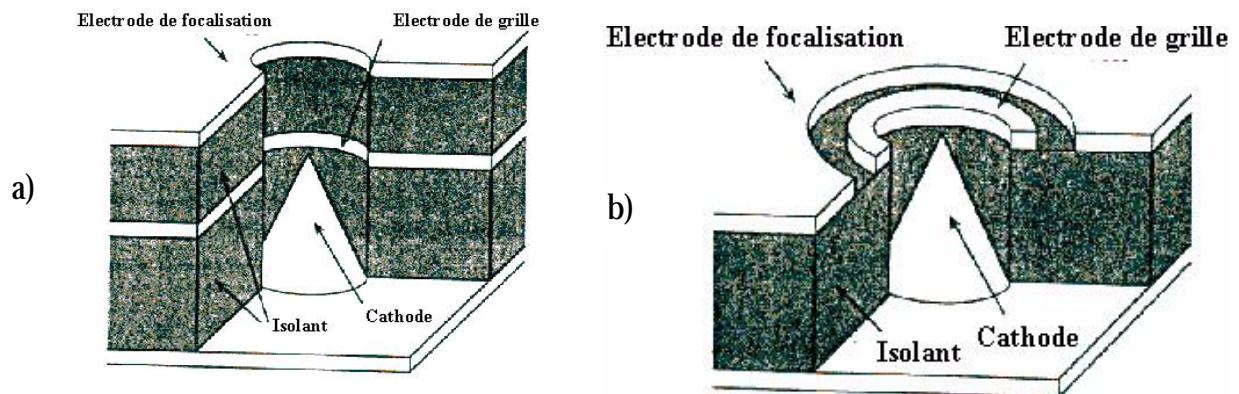


Figure I.11 : Triodes munies d'une électrode de focalisation.

a) au dessus de la grille.

b) dans le plan de la grille.

Une matrice de 5×5 micropointes a été employée où l'aire occupée par le réseau d'émetteurs est de $100 \mu\text{m}^2$. Les auteurs ont de plus démontré l'efficacité d'une deuxième grille (figure I.11.(a)) permettant la focalisation du faisceau électronique [43-44]. Un potentiel de 90 V a été appliqué à la grille d'extraction des électrons et un potentiel de 6 V à celle de focalisation. L'anode est localisée à environ 20 mm au dessus du réseau et polarisée à 5 kV. Après une dose d'exposition de 50 nC (5 nA pendant 10 secondes), la résine PMMA de $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur déposée préalablement sur l'anode a été révélée montrant ainsi une aire développée d'environ $100 \mu\text{m}^2$ ce qui coïncide avec les dimensions du réseau.

I.3.4 Les tubes hyperfréquences à cathode froide

Un autre domaine d'application pour les réseaux d'émetteurs de champ, particulièrement attractif, concerne les amplificateurs de puissance microondes sous vide. En effet, l'incorporation de cathodes froides capables de fournir de fortes densités de courant et d'excellentes transconductances permettra l'émergence de nouveaux dispositifs performants. Le paragraphe suivant passe en revue les avancées techniques obtenues dans ce domaine.

1.3.4.1 Introduction

Les tubes hyperfréquences ont permis aux radiocommunications de s'étendre progressivement vers des bandes de fréquences toujours plus élevées s'étendant du gigahertz à quelques centaines de GHz. Ces dispositifs constituent les composants clés d'équipements utilisés dans des domaines aussi différents que les radars, les contre-mesures, les télécommunications, le secteur médical, le scientifique ou l'industriel.

Dans le domaine des télécommunications (1 à 30 GHz) les puissances mises en œuvre vont de 10 à 100 W pour les liaisons hertziennes, pour atteindre 1 à 5kW pour les liaisons sol-satellite. Dans le domaine de la télévision (470 à 860 MHz), les puissances émises sont supérieures au kilowatt et peuvent atteindre 200 kW.

1.3.4.2 Description et principe de fonctionnement

a) Les tubes à ondes progressives (T.O.P)

Inventés en 1942[45], les tubes à ondes progressives sont constitués d'un canon à électrons à cathode thermoïonique, d'une hélice véhiculant le signal rf, et d'un collecteur (voir figure.I.12.). L'application d'un signal rf sur le conducteur axial en forme d'hélice génère un champ électrique en son centre. Le faisceau d'électrons à travers l'hélice se trouve ainsi soumis à l'action du champ. Ce champ alternatif induit une force alternativement accélératrice et décélératrice, phénomène qui occasionne une mise en paquet croissante des électrons au fur et mesure de leur transit dans celle-ci. Cette modulation génère un courant alternatif dans le vide qui excite l'hélice et induit l'amplification du signal propagé par l'hélice. Ce type d'amplificateur trouve ses applications dans les systèmes de télécommunications de moyenne puissance.

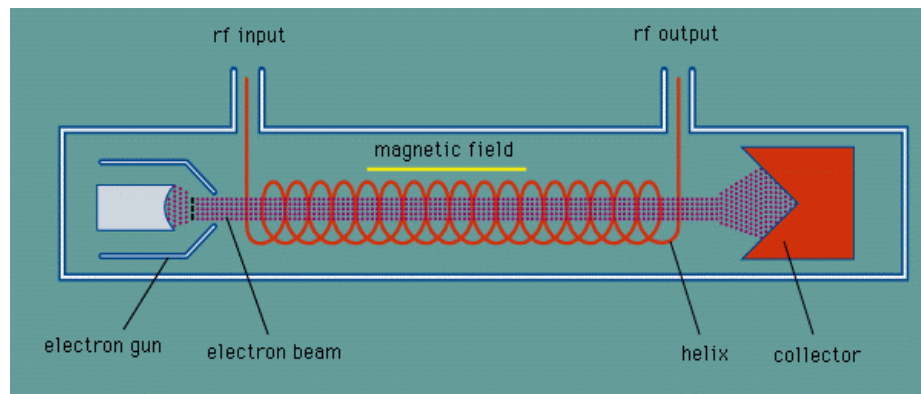


Figure I.12 : Tube à ondes progressives (T.O.P).

b) Les klystrons

Contrairement au T.O.P où l'interaction électron-onde est continue, le klystron[46](voir figure I.13) repose sur une action localisée au niveau de cavités résonantes, siège du couplage faisceau électronique champ électromagnétique. Le signal rf est appliqué à une première cavité transparente qui modulera en vitesse le faisceau d'électrons issu du canon. Ces électrons vont induire un signal dans la prochaine cavité qui à son tour accentuera la modulation des paquets d'électrons suivants. Au plus fort taux de modulation, un signal amplifié est induit dans une dernière cavité d'où il est extrait.

Leurs applications potentielles se trouvent notamment dans le domaine de l'émission en télévision, dans les liaisons terre-satellite et dans les radars de surveillance d'aéroport.

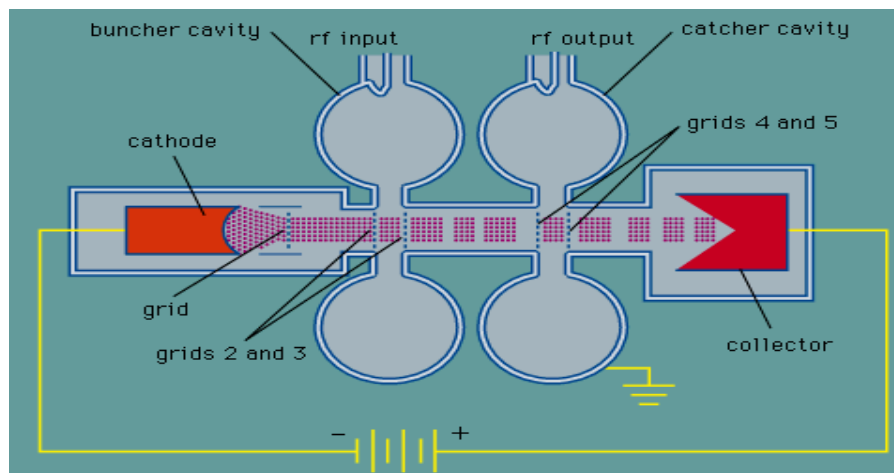


Figure I.13: Représentation schématique d'un klystron à 2 cavités

1.3.4.3 Situation des tubes hyperfréquences

Malgré la forte concurrence des semiconducteurs, les tubes hyperfréquences demeurent la référence dans les systèmes nécessitant la mise en jeu de fortes puissances. Toutefois la tendance générale des équipements électroniques à être les plus discrets possible impose aux futurs tubes des dimensions réduites et un faible poids. A titre d'exemple, le coût de la mise sur orbite[47] d'un satellite géostationnaire est de l'ordre de 30 k€ par kilogramme; et un satellite de télécommunications peut embarquer 50 TOP [48]. On imagine facilement les avantages et les économies engendrés par la réduction du poids du dispositif que ce soit au lancement ou en opération.. Des développements récents ont permis de réduire la masse d'un TOP 100 W-12 GHz en deçà de 500 g en mettant en œuvre des matériaux nouveaux par exemple des alliages de magnésium ou de béryllium.

La technologie de l'amplificateur sous vide demeure encore souveraine dans le domaine des télécommunications spatiales, les amplificateurs à l'état solide (SSPA Solide State Power Amplifiers) restant limités en puissance; en effet l'accroissement de puissance ne peut se faire que par la combinaison de plusieurs amplificateurs élémentaires, qui

s'effectue au détriment du rendement électrique et de la fiabilité. Ainsi à 4 GHz la puissance est pratiquement limitée à 50 W et à 20 W environ à 12 GHz. Aujourd'hui, au-delà de 30 W à 4 GHz et de 15 W à 12 GHz, les SSPA ne sont pratiquement plus utilisés sur satellites où leur fiabilité pose quelques problèmes[49].

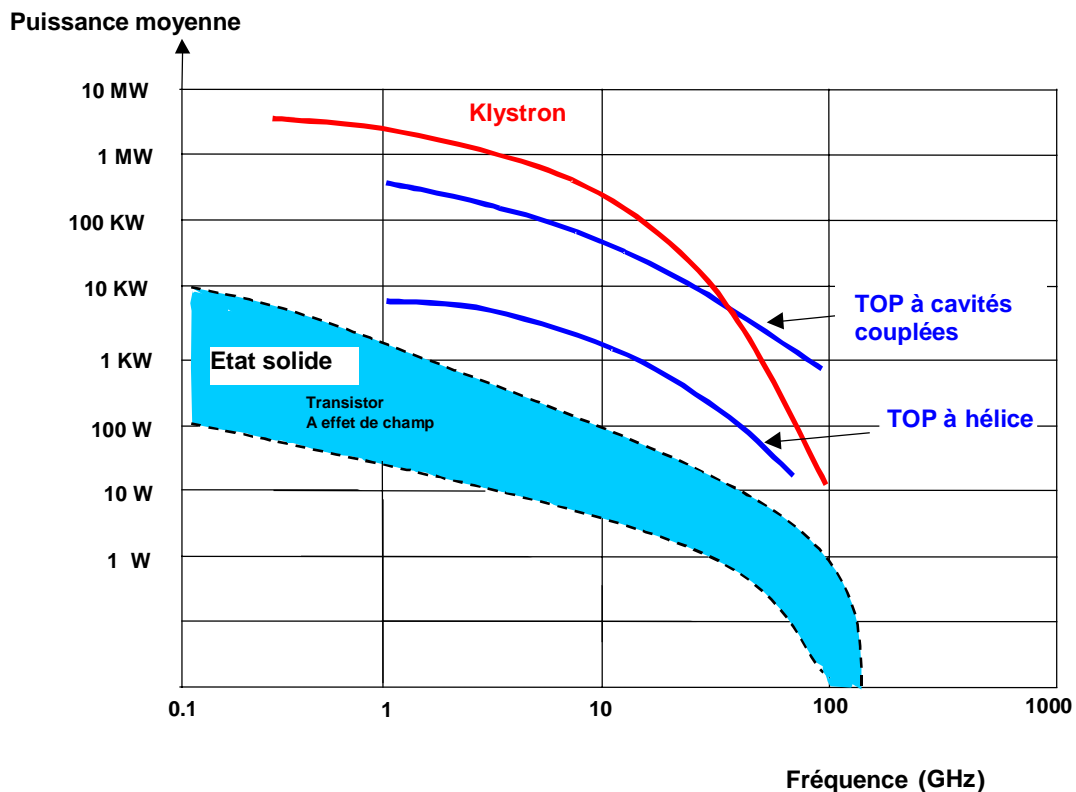


Figure I.14 : Caractéristiques puissance-fréquence des tubes hyperfréquences. Comparaison aux amplificateurs état solide[49].

La cathode peut constituer l'une des principales limitations des tubes sous vide où la croissance du courant est tributaire de l'augmentation de la température et les meilleures performances saturent à 5 A/cm². Le temps de transit élevé peut également constituer une autre limitation en terme de fréquence, car la majeure partie de la dimension de ces dispositifs sert à moduler le faisceau électronique.

En combinant l'apport des techniques de la microfabrication des composants à l'état solide dans la mise en œuvre d'une nouvelle topologie de cathode « froide », il est alors possible d'envisager la conception d'une nouvelle génération de tubes hyperfréquences, l'ensemble aboutissant à une remarquable miniaturisation des dispositifs. Ainsi, des dispositifs prototypes ont vu le jour à la fin des années 90 et présentent des avantages potentiels déterminants dans le domaine des applications spatiales.

I.3.4.4 Intégration d'une cathode froide dans les tubes hyperfréquences

Face au besoin accru de tubes notamment dans le domaine des systèmes de communications embarqués, les constructeurs CPI, NEC et THALES ELECTRON DEVICE..., portent un intérêt particulier à l'investigation de ce nouveau concept de canon à électrons. Ainsi, la substitution de la cathode thermoïonique traditionnelle par une cathode à micropointes s'articule autour d'avantages déterminants :

✓ Fortes densités de courant

Les performances des tubes traditionnels en puissance peuvent être nettement améliorées si les dispositifs réalisés peuvent se doter d'une cathode capable de générer des densités électroniques supérieures à 10 A/cm². Les microcathodes à émission de champ de taille micrométrique peuvent théoriquement fournir de telles densités.

En outre ces microstructures sont caractérisées par une émission instantanée du courant, et donc, un temps de réponse extrêmement faible.

✓ Gain énergétique

Outre les avantages liés au gain énergétique en partie dus à la simplicité du système d'alimentation et à la nature du processus d'émission avec l'absence de chauffage, l'environnement de fonctionnement sera ainsi dépourvu de pollution qui dans les cathodes thermoïoniques handicape la durée de vie du canon à électrons.

✓ *Faibles dimensions*

Issues des techniques de fabrication microélectronique, les cathodes froides à micropointes permettraient d'aboutir à des dispositifs miniaturisés qui pourraient se révéler attractifs notamment en terme de poids, et d'encombrement. Les émetteurs de taille micronique assureraient à l'ensemble du système des fonctionnalités en micro-ondes liées à un faible temps de transit.

✓ *Modulation directe du faisceau électronique*

Un autre avantage exaltant se situe au niveau de la modulation directe du faisceau d'électrons qui s'opérerait ainsi directement dans le plan de l'émission. Le processus classique de modulation de la densité d'électrons par la commande d'une grille placée au regard de la cathode thermoïonique se trouve en effet vite limité en fréquence à cause du temps de transit des électrons dans l'intervalle cathode-grille. Ainsi ces dispositifs ne peuvent guère opérer à des fréquences supérieures à 2 GHz. Par contre, les cathodes à micropointes présentent un espacement grille-plan d'émission extrêmement faible s'affranchissant des limitations dues au temps de transit et pouvant donc offrir un spectre de fréquences de fonctionnement très étendu atteignant théoriquement le THz.

a) Paramètres spécifiques

La technologie des microémetteurs à effet de champ se présente donc comme une alternative, fortement attractive, à l'émission thermoïonique exclusivement utilisée dans les amplificateurs hyperfréquences sous vide. Charbonnier[50] fut le premier à entreprendre des travaux dans cette perspective et dans la modulation directe du faisceau électronique, l'optimisation de paramètres s'impose pour répondre à certaines exigences notamment hyperfréquences.

Le schéma simplifié d'un microémetteur est donné sur la figure I.15 où la fréquence de coupure est donnée par l'expression :

$$f_T = \frac{g_m}{2\pi(C_{gc} + C_{gp})} \quad (1.4)$$

Cette fréquence sera conditionnée par les deux paramètres : transconductance g_m et capacités grille-cathode et grille-pointe..

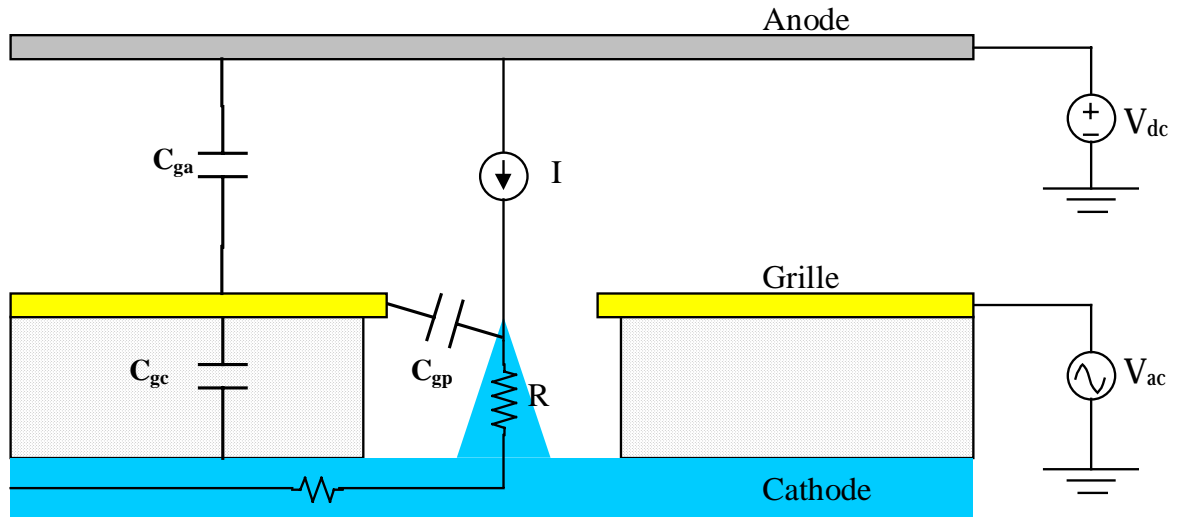


Figure I.15 : Circuit équivalent simplifié d'un microémetteur prenant en compte les paramètres physiques. Avec C_{gc} : capacité grille cathode, C_{gp} : capacité grille-pointe, C_{ga} : capacité anode-grille, R : résistance d'une micropointe, I : courant d'émission

La capacité présentée par la microsource à émission de champ est définie principalement par celle présentée par les deux plans parallèles de grille et de cathode:

$$C_{gc} = \epsilon \left(\frac{S}{d} \right) \quad (1.5)$$

Celle-ci dépend de la surface S de l'électrode de grille et de l'épaisseur d de la couche isolante. Pour une approche plus rigoureuse de la valeur de cette capacité, il faut tenir compte des dimensions de l'orifice de grille[51] et de la capacité grille-émetteur[52].

La transconductance g_m est directement liée aux performances en émission des réseaux de micropointes, ce qui implique que ce paramètre se trouve tributaire de l'aspect morphologique des émetteurs et du matériau constitutif.

$$g_m = \frac{\partial I}{\partial V_{ac}} = \frac{I}{V} \left(2 + \frac{B}{V} \right) \quad (1.6)$$

Le nombre de pointes constituant la microcathode contribue de la même façon aux variations de g_m (la transconductance globale évoluant proportionnellement au nombre N de sites émetteurs). Ainsi la capacité globale de la cathode C_{gc} n'influe pas sur la fréquence de coupure.

Pour un réseau composé de N pointes, l'expression de la fréquence de coupure devient :

$$f_T = \frac{g_m}{2\pi C_{gc}} = \frac{g_m / \text{pointe}}{2\pi C_{gc} / \text{pointe}} \quad (1.7)$$

b) Performances des tubes prototypes à cathode froide

Les études expérimentales portant sur l'incorporation de réseaux de microémetteurs à effet de champ FEA's dans des amplificateurs microondes sous vide se retrouvent principalement dans trois groupes de laboratoires : CPI (Communication and Power Industries), NEC et tout récemment NGC (North Grumman Corporation).

Résultats ARPA (1994-1997)

Les études entreprises au sein de CPI regroupent principalement quatre laboratoires (MIT, SRI, MCNC, VARIAN) qui ont concentré leurs efforts dans le projet ARPA (Advanced Research Project Agency) [53-54], lancé au début des années 1990. Les motivations initiales des recherches étaient axées sur la conception de différentes cathodes à micropointes qui seraient incorporées dans une nouvelle topologie de tubes appelés Twystrode et Klystrode (figure I.16). Les objectifs fixés en terme de performances étaient un courant minimum de 5 mA et un fonctionnement à une fréquence de 1GHz. Dans un second temps, les objectifs fixés aux deux types d'amplificateurs hyperfréquences ont été :

- ✓ Une fréquence de fonctionnement de 10 GHz
- ✓ Une puissance de sortie de 50 W
- ✓ Un gain de 10 dB
- ✓ Un rendement de 50 %

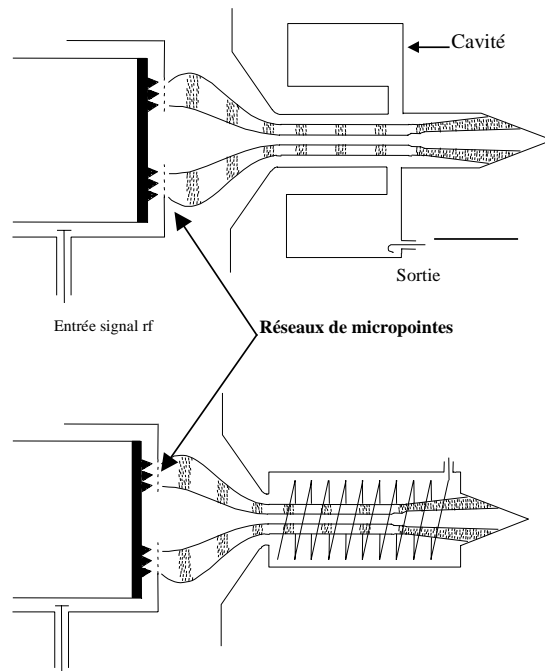


Figure I.16 : Topologies des microtubes hyperfréquences Klystrode et Twystrode[53-54].

Les principaux résultats obtenus par laboratoire sont résumés dans le tableau ci-après :

Caractéristiques	MIT	SRI	MCNC	VARIAN
Type de cathode	Molybdène recouvert de nickel	Molybdène	Silicium	Lames GaAs
Nombre de pointes	70300	3000	4200	--
Courant maximum (mA)	2.5 (pulse)	2 (DC)	0.5 (DC)	1.2
Courant/émetteur (μ A)	0.036	0.66	0.119	--
Puissance (mW)	2.2	4	0.5	2

Tableau I.2 : Tests d'opération de cathodes froides dans un environnement tube hyperfréquence (Klystrode)(1997).

Si une bonne modulation du faisceau a été enregistrée à 10 GHz, on constate que les puissances de sortie affichées n'excèdent pas quelques mW. Par ailleurs, les faibles valeurs de courant relevées sur les dispositifs prototypes demeurent assez médiocres par rapport aux performances enregistrées dans une station test de laboratoire optimisée (10^{-8} - 10^{-10} Torr). Cette détérioration est imputée aux conditions d'un vide moins poussé dans l'environnement tube (10^{-5} – 10^{-6} Torr). La nature du vide influe directement sur l'émission des micropointes et au vu de ces résultats, Charbonnier[55] reconsidère le choix du matériau constitutif des cathodes, qui nécessite un environnement extrêmement exigeant. Dès lors, les acteurs de ce programme se préoccupent de l'influence du milieu sur l'émission des microémetteurs et déploient des efforts dans des investigations sur des matériaux nécessitant un vide moins rigoureux.

Ces premiers résultats expérimentaux n'ont certes pas atteint les objectifs espérés mais ont contribué à l'essor des tubes à cathode froide et à encourager de nouvelles investigations entreprises par NEC et tout récemment par NGC (North Grumman Corporation) dont les résultats très encourageants sont exposés ci-dessous.

Résultats NEC (1997) et NGC (2000)

Les travaux entrepris chez NEC Corporation par Makishima et al [56] s'appuient sur l'incorporation d'une cathode de Spindt dans un TOP, la modulation du faisceau s'effectuant de façon traditionnelle par l'hélice comme décrit précédemment (Figure I.17). L'objectif étant donc ici simplement de remplacer la cathode thermoionique classique.

Chez NGC, Whaley et al [57] ont proposé un tube à ondes progressives à cathode froide de Spindt dépourvu d'hélice, par conséquent la modulation du faisceau électronique s'exécute au niveau du plan de l'émission.

Les principaux résultats et caractéristiques rassemblés dans le tableau I.3 illustrent la faisabilité et la potentialité de ces nouvelles structures.

	NGC (2000)	NEC (1997)
Courant maximum (mA)	91.4	58
Nombre de pointes	50.000	14520
Fréquence (GHz)	4.5	10.5
Puissance de sortie (W)	55	27.5
Rendement (%)	17	14
Gain (dB)	23.4	22

Tableau I.3 : Performances de prototypes de tubes à ondes progressives à cathode froide.

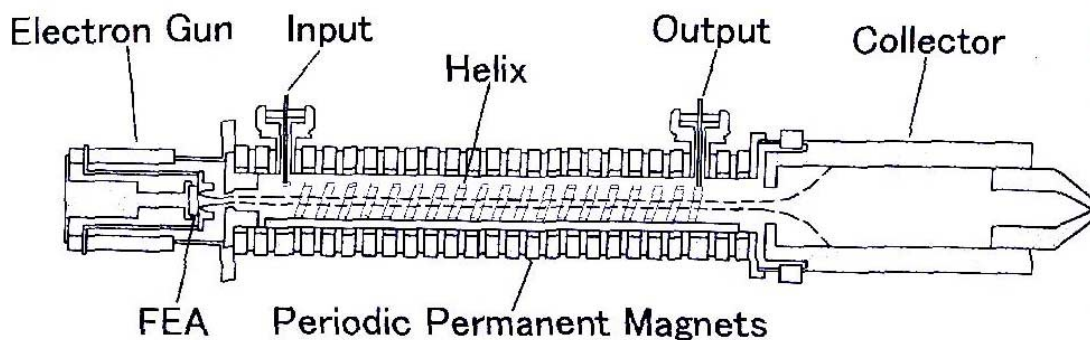


Figure I.17 : Structure de T.O.P à cathode froide où la modulation est opérée de façon traditionnelle par l'hélice.

c) Principaux axes de développement et problèmes à résoudre

Les cathodes à micropointes offrent des caractéristiques exaltantes en comparaison des canons à électrons traditionnellement utilisés dans les dispositifs d'amplification de puissance en hyperfréquences. Les premiers résultats issus des prototypes de tubes à cathode froide sont très encourageants. Toutefois, si une modulation des courants a été enregistrée expérimentalement, des efforts restent à consentir dans le développement de ces cathodes, afin de parvenir à une meilleure fiabilité en fonctionnement dans un environnement tube. Les principales améliorations possibles passent par l'amélioration des procédés de fabrication technologique, un choix de matériau capable de fournir de meilleurs courants électriques et la résolution des problèmes liés aux instabilités de l'émission. Ces objectifs peuvent être envisagés à travers des recherches dans une prospective sur l'étude de nouveaux matériaux.

En outre, destinés à un fonctionnement dans le domaine des microondes, ces nouveaux tubes sous vide doivent alors répondre à certaines exigences. Dans ce domaine, Calame[58] considère la cathode froide couplée à la grille d'extraction modulatrice comme une ligne de transmission quasi TEM. La faible dimension entre les électrodes grille et cathode, typiquement du micron, et l'épaisseur réduite de la métallisation de grille se traduisent par une ligne de transmission à pertes qui induit une répartition non uniforme du courant modulé sur la cathode. Cet effet sera circonscrit si la longueur de cette zone est faible. Mais, pour obtenir un courant suffisamment élevé, il faut alors introduire le nombre de pointes nécessaire et élargir cette zone, ce qui conduit à une grille en forme d'anneau structurée en quadrants. Les études ainsi entreprises ont montré que pour réaliser des dispositifs compétitifs des courants de l'ordre de 10-20 $\mu\text{A}/\text{pointe}$ seront nécessaires pour la conception de tubes 50-100 W.

L'activité microcathode froide n'est certes qu'à un stade embryonnaire et doit continuer sur le chemin de l'innovation afin de faire émerger cette technologie fort prometteuse. Par conséquent, de nombreuses recherches restent à mener et au sein du laboratoire IEMN, des efforts ont été engagés dans ce sens dont les principaux résultats sont présentés dans les paragraphes suivants.

I.4 Situation de l'activité « microcathode froide »

I.4.1 Présentation des résultats des investigations

Si l'intérêt de la communauté scientifique a été enregistré dès le début des années 1980 pour la microélectronique dans l'optique de la réalisation d'écrans plats, il a fallu attendre en revanche les années 90 pour voir émerger des projets concrets quant à l'exploitation de ce nouveau concept de canon à électrons dans les dispositifs pour amplification de puissance en hyperfréquences. Au sein de l'IEMN, l'activité « microcathodes froides » a bénéficié conjointement de la volonté du laboratoire à contribuer au développement de ces nouveaux composants et de l'aide financière de la DGA. Fort d'un savoir-faire riche dans le domaine des technologies de composants III-V et des dispositifs hyperfréquences, les études entreprises se sont orientées naturellement vers la conception de microcathodes sur matériau GaAs. Reconnu pour ses bonnes propriétés intrinsèques de transport électronique et d'optoélectronique associées à une grande souplesse technologique, ce matériau se présente comme un candidat attractif pour la réalisation de microcathodes destinées à des fonctionnalités en microondes.

Les premières investigations entreprises visaient à démontrer dans une première phase la faisabilité d'une émission à partir de l'arséniure[59]. Ensuite les efforts se sont focalisés sur la recherche de structures d'émetteurs pouvant conduire à une émission d'électrons conséquente et reproductible. Pour ce faire, l'Equipe *Microcathode Froide* a œuvré aussi bien sur le plan théorique qu'expérimental. Dans le domaine théorique, il a fallu au travers de simulations, définir la topologie d'émetteur « quasi idéal ». S'inspirant de ce travail, les investigations expérimentales devaient aboutir à des réalisations technologiques fournissant des courants électriques appréciables pour atteindre le mA.

Ainsi nous pouvons résumer les lignes significatives des investigations entreprises :

➤ **Modélisation**

L'étude, à travers une modélisation électrostatique[14] par le logiciel *CATIA*[®], a permis d'aboutir à la définition d'une structure la mieux adaptée pour l'émission de

champ et à mieux comprendre les effets de la présence d'une grille sur la caractéristique d'émission de champ. Le dimensionnement de la cathode a également permis de répondre à certaines conditions hyperfréquences notamment en termes d'effets capacitifs liés à la grille.

➤ **Technologies**

Gravure humide

Une première technologie de sous gravure a conduit à des réseaux denses de 10^6 pointes/cm² ou de 75000 lames/cm² à partir des solutions chimiques HCl/H₂O₂/H₂O ou HF/H₂O₂/H₂O. Ces structures présentent un profil très effilé ou pyramidal de hauteur micrométrique. Les rayons de courbures peuvent atteindre respectivement 5-10 nm et 20-30 nm. Les courants obtenus lors des caractérisations en configuration diode sont de l'ordre d'une centaine de μ A.

Gravure sèche

La deuxième technologie employée repose sur l'exploitation de l'anisotropie des gravures GIR (**G**ravure **I**onique **R**éactive) afin de concevoir des réseaux à très haute densité d'intégration[60]. La définition de masques de taille nanométrique (30-40 nm) a conduit à des réseaux aussi denses que $4 \cdot 10^9$ émetteurs/cm². Les émetteurs usuels présentent une morphologie en forme de pilier. Bien que ces structures se rapprochent du modèle théorique idéal (demi-sphère sur pilier), les niveaux de courant enregistrés s'alignent sur les résultats révélés par les réseaux obtenus par voie chimique, à quelques exceptions près où l'émission affichait un courant de plusieurs centaines de μ A à partir d'un réseau dense d'émetteurs.

A travers ces résultats, nous constatons que pour satisfaire aux exigences en termes de puissance des applications microondes visées, il faut entreprendre de nouvelles études pour permettre à ces structures de fournir de meilleurs courants.

I.4.2 Objectifs de la thèse

Les objectifs des travaux entrepris au cours de cette thèse s'inscrivent, à travers des investigations aussi bien théoriques que pratiques, dans une démarche axée sur une meilleure compréhension des mécanismes mis en jeu par une émission de champ à partir du GaAs et sur l'étude technologique des potentialités de ce matériau pour la génération de forts courants électriques ($>1\text{mA}$).

L'étude théorique à partir d'une modélisation électrostatique permettra d'abord de rendre compte au travers d'approches analytiques progressives, de l'influence de la distribution de différents paramètres (pénétration du champ, distribution des charges, états de surface...) et de définir le profil de la barrière de potentiel. L'étude appliquée au cas du GaAs sera ensuite menée pour permettre de mieux comprendre les spécificités d'une émission à partir de ce matériau afin d'orienter les réalisations technologiques. On établira notamment une étude comparative de la loi d'injection par rapport à un autre matériau semiconducteur, le silicium.

Dans le souci d'extraire de forts courants électriques à partir d'un réseau de microémetteurs, nos investigations technologiques se sont articulées autour de 3 axes.

Le premier porte sur l'étude de l'effet d'une passivation de la surface des émetteurs par l'hydrogène. En effet, ce gaz est reconnu pour favoriser les performances des émetteurs préalablement hydrogénés.

Le second concerne l'exploration des possibilités d'une émission à partir d'un substrat dopé p. L'émission à partir d'un tel substrat est rapportée comme étant plus stable et nécessitant de faibles champs électriques par rapport à un substrat de type n.

Enfin le troisième axe de nos investigations s'est focalisé essentiellement sur l'étude de l'influence de la modulation du niveau de dopage des micropointes sur le courant émis dans le vide. Conjointement l'influence d'un rayonnement optique sur les propriétés émissives des microcathodes en arséniure de gallium a été examinée.

I.5 Conclusion

Après un bref rappel des phénomènes liés à la physique de l'émission des électrons dans le vide, nous avons mis l'accent dans ce chapitre sur le développement des microcathodes froides à émission de champ.

Tout d'abord, nous nous sommes focalisés sur l'émission par effet de champ dont le fondement théorique de la loi de Fowler-Nordheim et son adaptation au cas de structures effilées ont été introduits.

Le choix du matériau constitutif des microémetteurs est alors abordé en termes de capacité émissive (travail de sortie), stabilité thermique (densité de courant élevée) et sensibilité à l'environnement. Il met en évidence un large éventail possible de solutions allant de surfaces métalliques (Mo), semiconducteurs (Si, GaAs) à d'autres structures plus récentes (DLC, nanotubes de carbone)

Ensuite l'intérêt s'est porté sur l'aspect technologique qui a largement bénéficié des remarquables progrès accomplis dans le domaine des techniques et process de microfabrication appliqués aux semiconducteurs.

L'essor de cette micro-source d'électrons est alors considéré notamment à travers certaines applications potentielles où l'attention s'est centralisée sur le domaine des afficheurs à écrans plats et les tubes hyperfréquences de puissance. Ces deux applications requièrent des performances différentes des réseaux de microémetteurs. Ainsi dans les afficheurs à écrans plat, la sources d'électrons ne nécessite que des valeurs modérées du courant ($<10 \mu\text{A}/\text{pointe}$).

Les tubes hyperfréquences de puissance à cathode thermoionique demeurent les dispositifs de référence capables de délivrer de très grandes puissances en microondes. Toutefois, les avantages liés à la substitution de la cathode traditionnelle par une cathode à effet de champ paraissent exaltants. Outre les fortes densités de courant attendues, ces nouveaux dispositifs offrent la possibilité d'opérer une modulation directe du faisceau d'électrons par le signal RF au niveau de la grille d'extraction. Cela conduirait à une grande simplification dans le design des tubes, une réduction de leur poids et de leur taille et un plus grand gain en puissance lié notamment à l'absence de chauffage.

Les premiers résultats publiés en modulation et en puissance sont honorables mais pour atteindre une maturité, cette nouvelle technologie requiert des investigations supplémentaires allant dans le sens d'une fiabilisation des microcathodes utilisées qui leur conférerait robustesse et une grande durée de vie. Cette démarche doit s'inscrire également dans la recherche de nouveaux matériaux qui seraient (chimiquement) peu sensibles aux conditions de l'environnement.

Bibliographie du chapitre I

- [1] **A.S. Gilmour,**
Microwave tubes,
Artech House, p.108, (1986).
- [2] **A. Aboubacar & al.,**
Silicon photocathodes with array of tips in a photo-injector,
Proceeding of the Inter.Vac. Elect Sources, Eindhoven, July 1-4, pp.246, (1996).
- [3] **S. Pastuszka & al.,**
Preparation and performance of transmission-mode GaAs photocathodes as a source for cold dc beam,
J. Appl. Phys, Vol.88(11), pp.6788, (2000).
- [4] **L. I. Antonova & al.,**
High efficient photocathodes on the NEA-GaAs basis,
Proceeding of the Inter.Vac. Elect Sources, Eindhoven, July 1-4, p.237, (1996).
- [5] **S. Fridrikov & S. Movnine,**
Bases physiques de la technique électronique,
Edition MIR. Moscou (1885).
- [6] **G. Rosenman & al.,**
Electron emission from ferroelectrics,
J. Appl. Phys., vol.88 (11), p.6109, (2000)
- [7] **H. Reige,**
Ferroelectric electron emission : Principles and technology,
Proc. Inter. Vac. Elec. Sources Conf 1996, Eindhoven, Juillet 1-4, p.324, (1996).
- [8] **Y.Hyashi & al.,**
TWT amplifier using a ferroelectric cathode for electron beam generation,
Proc. of Particule. Accelr. Conf, New York, p.3606, (1999).
- [9] **G. Rosenman & al.,**
Ferroelectric Electron Emission Flat Panel Display,
J. Appl. Phys., 79, p.7401 (1996).
- [10] **R. W. Wood,**
A new form of cathode discharge and the production of X-Rays, together with some notes on diffraction,
Phys. Rev. Vol 10 (series 1), p.1, (1897).
- [11] **W. Schottky,**

- Z. Physik vol.14, p. 80, (1923).
- [12] **R. H. Fowler & L. Nordheim,**
Electron emission in intense electric field,
Proc. Roy. Soc. London, A119, p.173 (1928).
- [13] **E. W. Müller,**
Phys. Rev.31 106, p.541, (1937).
- [14] **O. Yaradou,**
*Simulation, conception et caractérisation de microcathodes à émission de champ sur arséniure de gallium :
intégration d'une grille de commande,*
Thèse de Doctorat de l'université de Lille1, Janvier 2000.
- [15] **R. Gomer,**
Field emission and field ionization,
Harvard University Press
Cambridge, Massachusetts (1961).
- [16] **C.A Spindt & al.,**
Physical properties of thin-film field emission cathodes with molybdenum cones,
J. Appl. Phys., Vol 47, p.5248, (1976).
- [17] **V. T Binh & al.,**
Characterization of microtips for scanning tunneling microscope,
Surf. Sci. Lett., Vol.202, p.L539, (1988).
- [18] **C.A Spindt,**
A thin-film field emission cathode,
J. Appl. Phys. 29, p.3504, (1968).
- [19] **J.L. Shaw & al.,**
Field emission properties of coated silicon tips,
7th Int. Vacuum Microelec Conf, Grenoble, p.358, (1994).
- [20] **T. Xie & al.,**
Field emission from ZrC Films on Si and Mo single emitter arrays
J. Vac. Sci. Technol. B14, p. 2090, (1996).
- [21] **W.A Mackie & al.,**
Transition metal carbides to use as field emission cathodes,
J. Vac. Sci. Technol. B12, p.722, (1994).
- [22] **J. Itoh,**
Development and application of field emitter arrays in Japan,
Proc. Inter. Vac. Elec. Sources Conf, Eindhoven, Juillet 1-4, p94, (1996).
- [23] **S.M Szee,**
Physics of Semiconducteur Devices,
Wiley Inter Science 2nd Edition, (1981).

- [24] **T. Kozawa & al.**,
Fabrication of GaN field emitter arrays by selective area growth technique,
J. Vac. Sci. Tech. B16(2), p.883, (1998)
- [25] **R. Underwood & al.**,
GaN emitter array diode with integrated anode,
J. Vac. Sci. Tech. B16(2), p.822, (1998).
- [26] **S. A. Goodman & al.**,
Field-enhanced emission rate and electronic properties of a defect introduced in n-GaN by 5.4 MeV He-ion irradiation,
Appl. Phys. Lett. Vol 74, p.809, (1999).
- [27] **P. Lerner & al.**,
Model calculations of internal field emission and J-V characteristics of a composite n-Si and n-diamond cold cathode source,
J. Vac. Sci Techno. B16, p.900, (1998)
- [28] **S. Lee & al.**,
Self-aligned silicon tips coated with diamondlike carbon,
J. Vac. Sci Techno. B15, p 457, (1997).
- [29] **J. Liu & al.**,
Electron emission from Diamond coated silicon field emitters,
Appl. Phys. Lett.65 (22), p.2842, (1994).
- [30] **S. Ijima**,
Helical microtubules of graphitic carbon,
Nature (London) 354, p. 56, (1991).
- [31] **J.M. Bonard**,
Field emission from carbon nanotubes : perspectives for applications and clues to the emission mechanism,
Applied Physics A69, p.245, (1999).
- [32] **J.L. Kwo**,
Field emission characteristics of carbon nanotubes emitters synthesised by arc discharge,
12 th Inter Vac Microelec, Darmsdat, pp 308-309, (1999).
- [33] **W.B. Choi**,
Fully sealed, high-brightness carbon-nanotube field-emission display,
Appl.Phys.Lett. 75 20; pp.3129-31, (1999)
- [34] **C. A. Spindt**,
A thin-film field emission cathode,
J. Appl. Phys. vol. 39, pp. 3504-3505, (1968).
- [35] **R.N. Thomas & al.**,
Fabrication and some applications of large-area silicon field emission arrays,
Solid State Electron. 17, pp. 155-163 (1974).

- [36] **R. Meyer & al.**,
Microship fluorescent display,
Proc. of Japan Display 86, p.513 (1985).
- [37] **R. Baptist**,
BigFED-Action, time and vision,
2nd European Field Emission workshops (EUROFE2000), 25 - 29 Septembre, Segovia,
Espagne.
- [38] **H. C. Lee & al.**,
A theoretical study on field emission arrays for microsensors,
IEEE Trans. Electron Devices, Vol ED-39 , No.2, pp.313-324 (1992).
- [39] **S. Xia & al.**,
Vacuum microelectronic pressure sensor with novel cathode,
10 th Interna. Vacuum. Microelec. Conference., Proc of IVMC 97, Kyongju, corée du
sud, pp. 684-652 (1997).
- [40] **S. Xia & al.**,
Vacuum microelectronic pressure sensor with novel cathode,
10 th Int. Vac. Microelctron. Conference., Proc of IVMMC, Asheville, USA, pp 154-155
(1997).
- [41] **R. Baptiste & al.**,
Byard-Alpert vacuum gauge with microtips,
J. Vac. Sci. Tech. B 14(3), pp. 2119-2125 (1996).
- [42] **Y. Tohma & al.**,
Electron-beam characteristics of double-gated Si field emitter arrays,
J. Vac. Sci. Tech B14(3), 1902 (1996).
- [43] **W. D. Kesling & al.**,
Beam focusing for field-emission flat-panel displays,
IEEE Trans. Electron. Dev., 42, 2, 340 (1995).
- [44] **C. M. Tang & al.**,
Emission measurements and simulation of silicon field-emitter arrays with linear planar lenses,
J. Vac. Sci. Technol, B14(6), pp.3455 (1996).
- [45] **R.H Varian & S.F Varian**,
A high frequency oscilator and amplifier,
J. Appl. Phys, vol.10 (5), pp.3.21-327, (1939).
- [46] **A.S. Gilmour**,
Microwave tubes,
Artech House, pp.241, (1986).
- [47] **G. Faillon**,
Tubes pour hyperfréquences,
Techniques de l'ingénieur, Traité Electronique, Fiche E 2 355.

- [48] **G. Fleury & al.,**
la réponse « Tubes » aux nouvelles exigences des applications spatiales,
 Quels tubes hyperfréquences pour les systèmes de détection et télécommunications des années 2000 ?, Journée d'études, Paris 18 octobre 2000, pp-55-59.
- [49] **G. Faillon,**
Perspectives pour la prochaine décennie,
 Quels tubes hyperfréquences pour les systèmes de détection et télécommunications des années 2000 ?, Journée d'études, Paris 18 octobre 2000, pp-135-141.
- [50] **F.M. Charbonnier & al.,**
Basic and applied studies of field emission at microwave frequencies,
 Proc IEEE, Vol. 51, pp. 991-1004, (1963).
- [51] **H.F. Gray & al.,**
High frequency FEAs for rf power application,
 Proc. 10th Int. Vac. Microelectron. Conf., Kyongju, Korea, p220 (1997).
- [52] **J. Huyn & al.,**
Characteristics and circuit model of field emission triode,
 10 th Int. Vac. Microelectron. Conf., Proc of IVMC 97, Kyongju, Corée du sud, pp 321-325 (1997).
- [53] **R. K. Parker & al.,**
Field emitter array development for high frequency applications,
 Proc. 10th Int. Vac. Microelectron. Conf., Kyongju, Korea, 92 (1997).
- [54] **S. G. Bandy & al.,**
Application of gated field emitter arrays in microwave amplifier tubes,
 Proc. 11th Int. Vac. Microelectron. Conf., Asheville, NC USA, 132 (1998).
- [55] **Charbonnier & al.,**
Voltage breakdown in vacuum microelectronics microwave devices using field emitters arrays causes, possible solutions and recent progress,
 Proc. 10th Int. Vac. Microelectron. Conf., Kyongju, Korea, pp 7-16 (1997).
- [56] **H. Makishima & al.,**
Remarkable improvements of microwave electron tubes through the development of the cathode materials,
 Proc. 10th Int. Vac. Microelectron. Conf., Kyongju, Korea, 194 (1997).
- [57] **D.R. Whaley & al.,**
Application of field emitter arrays to microwave power amplifiers,
 8 th Special Issue on High Power Microwaves of IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 28, No. 3, pp. 727-747, (2000)
- [58] **J.P. Calame & al.,**
Analysis and design of microwave amplifiers employing field emitter arrays,
 J. Appl. Phys. 73(3), pp.1485-1504, (1993).

- [59] **F. Ducroquet & al.,**
Fabrication and emission characteristics of GaAs tip and wedge-shaped field emitter arrays by wet etching
J. Vac. Sci. Technol. B 16, p.787, (1998).
- [60] **P. Kropfeld,**
Conception et caractérisation de réseaux de microémetteurs à effet de champ sur matériau GaAs,
Thèse de Doctorat d'Electronique de l'Université de Lille1, Novembre 1999.

Chapitre II

Etude et modélisation de l'émission de champ : Application à l'arséniure de gallium

II.1 Introduction

II.2 Emission par effet de champ, théorie de Fowler-Nordheim

II.3 Modélisation électrostatique de la barrière de potentiel semiconducteur-vide

II.4 Effet de l'introduction d'une couche résistive sur l'émission

II.5 Méthodes d'analyses et d'exploitations statistiques de l'émission

II.6 Conclusion

CHAPITRE II

Etude et modélisation de l'émission de champ: Application à l'arséniure de gallium

II.1 Introduction

Ce chapitre expose l'aspect théorique de notre travail ciblé sur la modélisation électrique de l'émission de champ à partir de micropointes semiconductrices et se scinde en quatre parties. Dans une première étape, on rappelle la loi d'émission de champ en s'attachant à exposer les grandes lignes sur lesquelles s'articule son fondement théorique initié par R.H Fowler et L. Nordheim. Nous présenterons ensuite les spécificités d'une émission à partir d'une structure en forme de pointe où est prise en compte l'influence de la géométrie des émetteurs. Cette partie sera alors complétée par l'étude de l'influence des facteurs régissant l'émission tels que le travail de sortie, la température, la charge électronique d'espace et la qualité du vide environnant.

Pour prendre en compte les particularités d'une émission électronique à partir d'un matériau semiconducteur, nous présentons dans une seconde partie la modélisation unidimensionnelle du profil du potentiel de la barrière matériau-vide à travers un modèle basé sur la résolution de l'équation de Poisson. De cette approche découlent l'analyse de la pénétration du champ électrique dans le matériau, l'évolution du potentiel et la répartition des charges électriques près de la surface. Une investigation de l'influence du dopage du semiconducteur sur la structure de la barrière de potentiel et le rôle que jouent les états de surface seront examinés. Nous verrons que cette modélisation nous permettra de mieux apprécier les spécificités relatives à une émission à partir du matériau GaAs, ce qui nous conduira à justifier en outre ses avantages pour la réalisation de microcathodes froides.

Dans la troisième partie théorique, nous étudions l'influence du dopage sur l'émission et évaluons les effets d'une chute de potentiel volumique dans la structure même des micropointes. Cette approche vise à autolimiter la densité de courant émis pour les niveaux les plus élevés afin de protéger les micropointes de claquages intempestifs.

Enfin, dans une dernière partie, nous présentons les modèles mathématiques sur lesquels repos l'analyse statistique des performances en émission de nos émetteurs de champ. De cette approche résultent des investigations permettant d'accéder aux différents paramètres relatifs aux microémetteurs (rayon de courbure, facteur géométrique, surface émissive).

II.2 Emission par effet de champ, théorie de Fowler-Nordheim

II.2.1. Emission électronique à partir de surfaces métalliques planes

II.2.1.1 Densité de courant

L'émission spontanée d'électrons à la surface d'un métal dans le vide est empêchée par l'existence d'un échelon d'énergie potentielle résultant des forces d'interactions entre les électrons et les charges non compensées des ions du réseau.

Cependant, l'application d'un fort champ électrique ($>10^9$ V/m) à la surface du métal (Figure II.1.b) modifie la barrière de potentiel qui devient triangulaire.

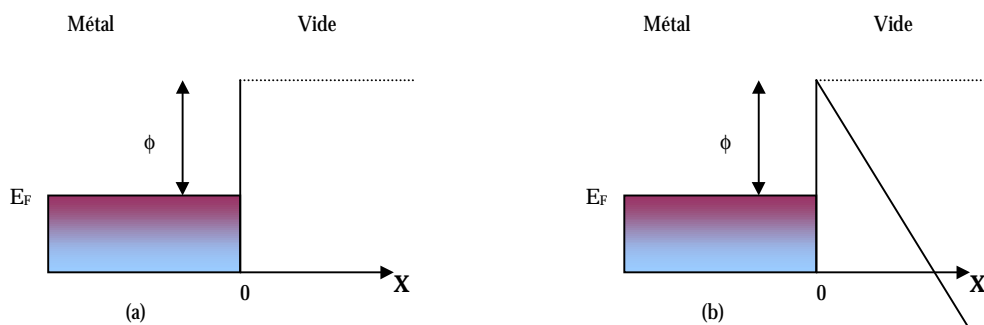


Figure II.1: Barrière de potentiel vue par un électron du métal.
 a : En l'absence de champ électrique.
 b : Avec un champ électrique appliqué vers l'interface.

Si la largeur de cette barrière se réduit à quelques nanomètres, les électrons peuvent alors la traverser par effet tunnel et une émission « froide » prend place.

Pour calculer la densité de courant extrait en fonction du champ électrique appliqué, Fowler et Nordheim[1] se sont basés sur le modèle de Sommerfeld, qui considère les électrons du métal comme un gaz de particules libres obéissant à la statistique de Fermi-Dirac. Ce modèle permet de calculer le flux $N(W)$ d'électrons dans la direction x perpendiculaire à la surface et ayant une énergie comprise entre W et $W+dW$.

$N(W)$ désigné comme fonction d'alimentation est donné par :

$$N(W) = \frac{m}{2\pi^2 \hbar^3} \int_W^{\infty} \frac{1}{1 + \exp\left(-\frac{E - E_F}{k_B T}\right)} dE \quad (2.1)$$

$$= \frac{mk_B T}{2\pi^2 \hbar^3} \ln \left[1 + \exp\left(-\frac{W - E_F}{k_B T}\right) \right] \quad (2.2)$$

$$= \frac{m}{2\pi^2 \hbar^3} (E_F - W) \quad \text{pour de faibles valeurs de la température} \quad (2.3)$$

S'appuyant sur le développement de la théorie quantique, Fowler et Nordheim ont ensuite calculé la probabilité $D(W)$ de passage par effet tunnel d'un électron d'énergie W à travers la barrière. $D(W)$ est désigné comme le coefficient de transmission et son calcul peut notamment se faire de façon simplifiée en utilisant l'approximation WKB[2] :

$$D(W) = \exp\left(-2\sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}} \int_0^l \sqrt{(V(x) - W)} dx\right) \quad (2.4)$$

$V(x)$ étant l'énergie potentielle de l'électron et W son énergie cinétique dans la direction normale à la barrière de largeur l .

La barrière ayant une forme triangulaire ($V(x) = \phi + E_f - e \cdot E \cdot x$), cette expression s'écrit :

$$D(W) = \exp\left(-\frac{4}{3} \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}} \frac{(\phi + E_f - W)^{3/2}}{eE}\right) \quad (2.5)$$

La densité de courant est alors obtenue en intégrant à l'ensemble des énergies possibles, le produit du coefficient de transmission $D(W)$ par la fonction d'alimentation $N(W)$:

$$J = e \int_0^{\infty} D(W) N(W) dW \quad (2.6)$$

En général, la borne inférieure d'intégration est loin en dessous du niveau de Fermi E_f , si bien qu'elle peut être prise égale à $-\infty$. L'intégration de l'équation (2.6) vaut alors:

$$J = \frac{e^3 E^2}{16\pi^2 \hbar \phi} \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m}(\phi)^{3/2}}{3e\hbar E}\right) \quad (2.7)$$

E étant le champ électrique (V/m), ϕ le travail de sortie en eV, \hbar la constante de Planck et m la masse de l'électron dans le vide.

II.2.1.2 Prise en compte de l'effet de correction image

En réalité, l'électron émis hors du métal subit une force électrostatique de rétention due à la charge positive laissée dans celui-ci. Son énergie potentielle est donc diminuée du

terme : $\frac{e}{4\pi\epsilon_0 4x}$ et s'exprime par :

$$U(x) = E_F + \phi - eE \cdot x - \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x} \text{ pour } x > 0. \quad (2.8)$$

Cette relation pour x supérieur à la première racine de l'équation $U(x)=0$.

La barrière de potentiel prend alors la forme schématisée sur la figure II.2.

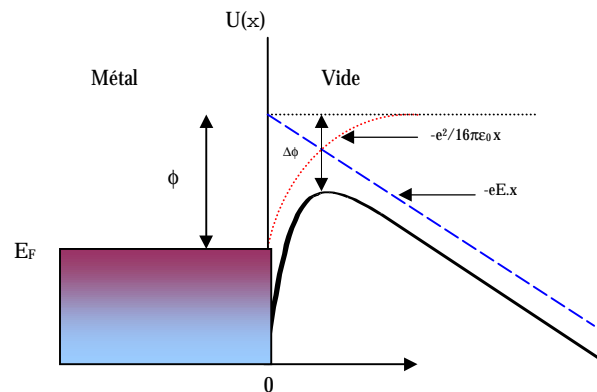


Figure II.2 : Barrière de potentiel Métal-Vide.

L'expression de l'abaissement $\Delta\phi$ de la barrière due à la force image est donnée par :

$$\Delta\phi = \sqrt{\frac{e^3 E}{4\pi\epsilon_0}} \quad (2.9)$$

L'évaluation de la densité de courant en prenant en compte la force image, fait intervenir des fonctions correctrices[3] $v(y)$ et $t(y)$ et conduit à l'expression de Fowler-Nordheim (en négligeant l'effet de la température, $T=0$ K) :

$$J = \frac{AE^2}{\phi t^2(y)} \exp\left(-\frac{B\phi^{3/2}}{E} v(y)\right) \quad (2.10)$$

$$A = \frac{e^3}{16\pi^2 \hbar} \quad (2.11)$$

$$B = \frac{4\sqrt{2m}}{3e\hbar} \quad (2.12)$$

En exprimant E en V/m et ϕ en eV et les autres constantes en unités SI , on obtient :

$$J = \frac{1.54 \times 10^{-6} E^2}{\phi t^2(y)} \exp\left(-\frac{6.83 \times 10^9 \phi^{3/2}}{E} v(y)\right) \quad (2.13)$$

$$y = \frac{\Delta\phi}{\phi} = \frac{1}{\phi} \sqrt{\frac{e^3 E}{4\pi\epsilon_0}} \quad (2.14)$$

y est l'abaissement relatif de Schottky du travail de sortie du matériau.

$$y = 3.79 \times 10^{-5} \frac{\sqrt{E}}{\phi} \quad (2.15)$$

Les valeurs de $v(y)$ et $t(y)$ sont tabulées[3] mais peuvent être approchées par les fonctions suivantes, pour une gamme de champ[4] et de travail de sortie couvrant les valeurs généralement utilisées :

Pour $10^9 \text{V.m}^{-1} \leq E \leq 10^{10} \text{V.m}^{-1}$

$$\begin{aligned} t^2(y) &= 1.1 \\ v(y) &= 0.95 - y^2 \end{aligned}$$

On a alors :

$$J = \frac{1.54 \times 10^{-6} \times E^2}{1.1\phi} \exp\left(\frac{6.83 \times 10^9 \times 1.44 \times 10^{-9}}{\phi^{1/2}}\right) \times \exp\left(-\frac{6.49 \times 10^9 \phi^{3/2}}{E}\right) \quad (2.16)$$

ce qui nous donne après simplification l'expression finale suivante :

$$J = \frac{1.54 \times 10^{-6} E^2}{\phi} \exp\left(\frac{9.84}{\phi^{1/2}}\right) \exp\left(-\frac{6.49 \times 10^9 \phi^{3/2}}{E}\right) \quad (2.17)$$

II.2.2 Emission à partir de structures en forme de pointe

II.2.2.1 Loi de Fowler-Nordheim modifiée

La théorie de Fowler et Nordheim est basée sur un modèle d'émetteur plan. Cependant, c'est sur des émetteurs en forme de pointes qu'a pu être vérifiée expérimentalement la loi de Fowler-Nordheim, par Müller[5], grâce au phénomène d'amplification du champ électrique illustré par le resserrement des lignes équipotentiellles (Figure II.3). Cet effet de pointe est très significatif puisque la théorie de Fowler-Nordheim prévoit des champs seuils de l'ordre de 10^9 V/m alors que l'émission froide est observée sur des pointes pour des polarisations plusieurs centaines de fois inférieures.

L'équation (2.17) doit donc être modifiée et on substitue au champ électrique E le terme $\beta_0 E_0$, où β_0 est le facteur d'amplification du champ, E_0 étant le champ électrique planaire. Par ailleurs, les mesures sont souvent faites en courant I et non en densité J , ce qui conduit finalement à une expression « pratique » de l'équation de Fowler-Nordheim :

$$I = \frac{1.54 \times 10^{-6} \times S \times (\beta_0 E_0)^2}{\phi} \exp\left(\frac{9.84}{\phi^{1/2}}\right) \exp\left(-\frac{6.49 \times 10^9 \phi^{3/2}}{\beta_0 E_0}\right) \quad (2.18)$$

S est la surface émissive.

E est exprimé en $V.m^{-1}$ et ϕ en eV.

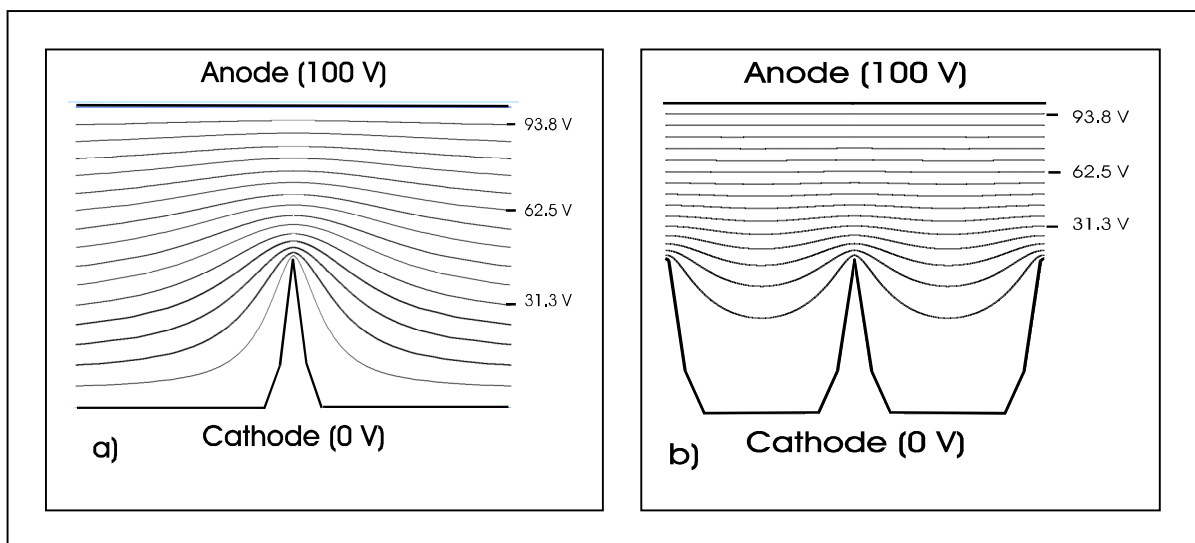


Figure II.3 : Lignes de potentiel.
a) sur une structure isolée.
b) au sein d'un réseau (distance inter-apex de 1 μm).

II.2.2.2 Détermination analytique du facteur d'amplification de champ β

Afin d'évaluer l'importance du facteur β de rehaussement du champ local, un modèle analytique dit de *la sphère flottante* considère une demi sphère reposant sur un pilier filaire, structure qui se rapproche du cas d'un émetteur de champ idéal. La demi sphère est maintenue au même potentiel que le substrat de référence (0V). Les équipotentiels dans une telle structure seront alors les mêmes que celles d'une sphère « flottante » polarisée au potentiel de la cathode (figure II.4).

Le champ électrique à la surface de la sphère a alors pour expression[6] :

$$E(\theta) = E_0 \left(\frac{h-r}{r} + 3 \cos(\theta) \right) \quad (2.19)$$

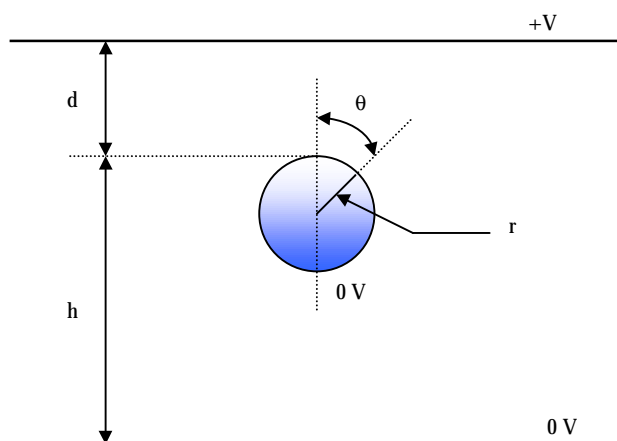


Figure II.4 : Modèle de la sphère flottante.

E_0 représente le champ électrique planaire dans l'espace interélectrodes, h est la position de la sphère par rapport à la cathode et r est le rayon de la sphère.

Pour $h \gg r$, le champ électrique maximal au sommet d'un émetteur sera donné par :

$$E_{\max} = \left(\frac{h}{r} + 3 \right) E_0 \approx \left(\frac{h}{r} \right) E_0 \quad (2.20)$$

avec $E_0 = V/D_{ak}$, D_{ak} distance anode-cathode.

On extrait de ce modèle une expression analytique approchée du facteur d'amplification de champ β défini par la relation $E = \beta V$,

où

$$\beta = \frac{h}{D_{ak} \times r} \quad (2.21)$$

Typiquement, l'exaltation du champ générée par une pointe de taille micronique et de rayon de courbure 10 nm atteint un facteur 100.

Le facteur β joue un rôle prépondérant dans le mécanisme d'émission qui se traduit par la relation :

$$J = A\beta^2 V^2 \exp\left(-\frac{B}{\beta V}\right) \quad (2.22)$$

Son influence sera traitée dans le paragraphe suivant.

II.2.2.3 Influence de la géométrie de l'émetteur

Le facteur de rehaussement du champ au sommet d'une pointe est lié directement à ses capacités émissives, au même ordre que le travail de sortie dont l'influence sera examinée par la suite. Au sein d'un réseau, le paramètre β est incontestablement la grandeur la plus difficilement reproductible. Sa valeur dépend du rayon de courbure à l'apex de chaque émetteur. Sur la figure II.5, est illustré le rôle important que joue le paramètre β .

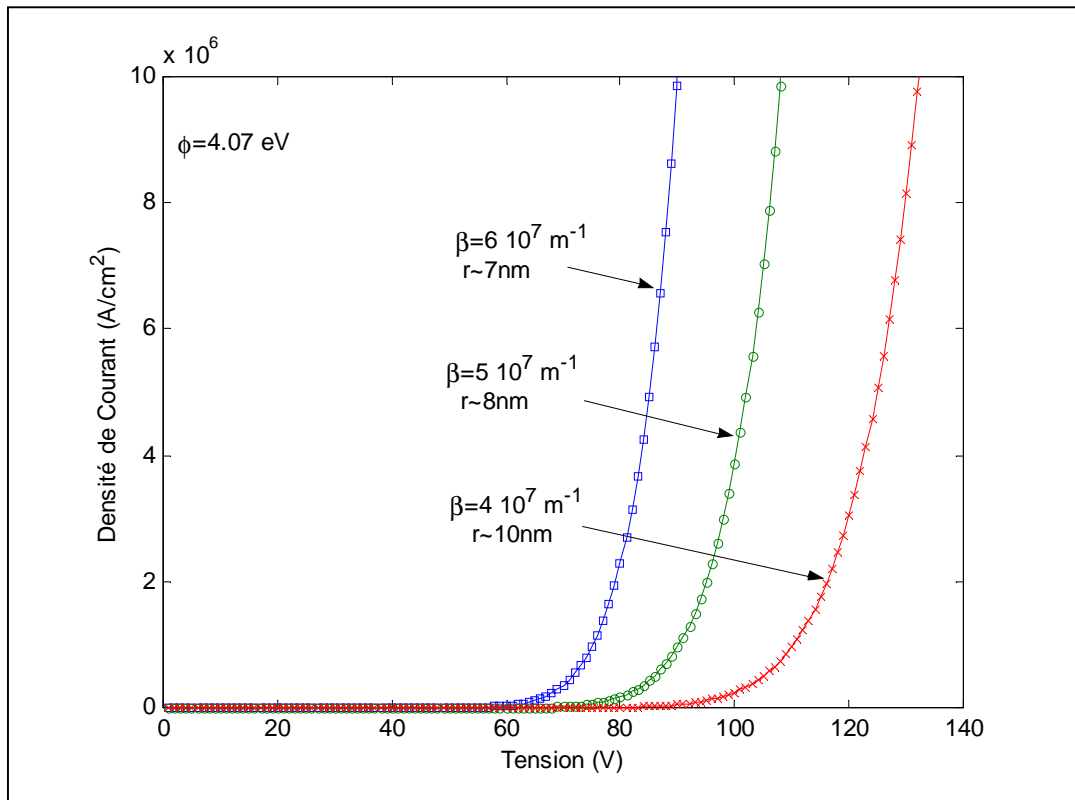


Figure II.5 : Influence du facteur d'amplification β .

Ainsi, l'émission est d'autant plus favorable que le facteur de rehaussement du champ est important, c'est à dire que le rayon de courbure est faible. Une dispersion de la valeur de ce paramètre engendre une variation très importante de la densité de courant. A titre d'illustration, pour un rayon de courbure passant de 10 à 7 nm, la densité de courant varie de 400 à $2 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$ respectivement pour une tension de 80 V. L'émission de champ se présente alors fondamentalement sélective.

Par ailleurs, si on assimile la surface émissive à πr^2 , le courant émis par une micropointe de 7 nm de rayon de courbure est alors de l'ordre de $6 \mu\text{A}$. Ces exemples fixent l'ordre de grandeur des valeurs des paramètres rencontrés expérimentalement.

II.2.2.4 Influence du travail de sortie ϕ

Le travail de sortie ϕ , fortement tributaire des propriétés de la surface des émetteurs, est un des facteurs les plus influents sur l'émission. La qualité du vide, l'adsorption éventuelle d'un gaz résiduel ou les conditions chimiques de réalisation technologique des microémetteurs sont autant d'éléments qui peuvent affecter sa valeur intrinsèque.

Sur la figure II.6 nous avons tracé, pour un facteur d'amplification de champ β fixé, la densité de courant pour plusieurs valeurs du travail de sortie.

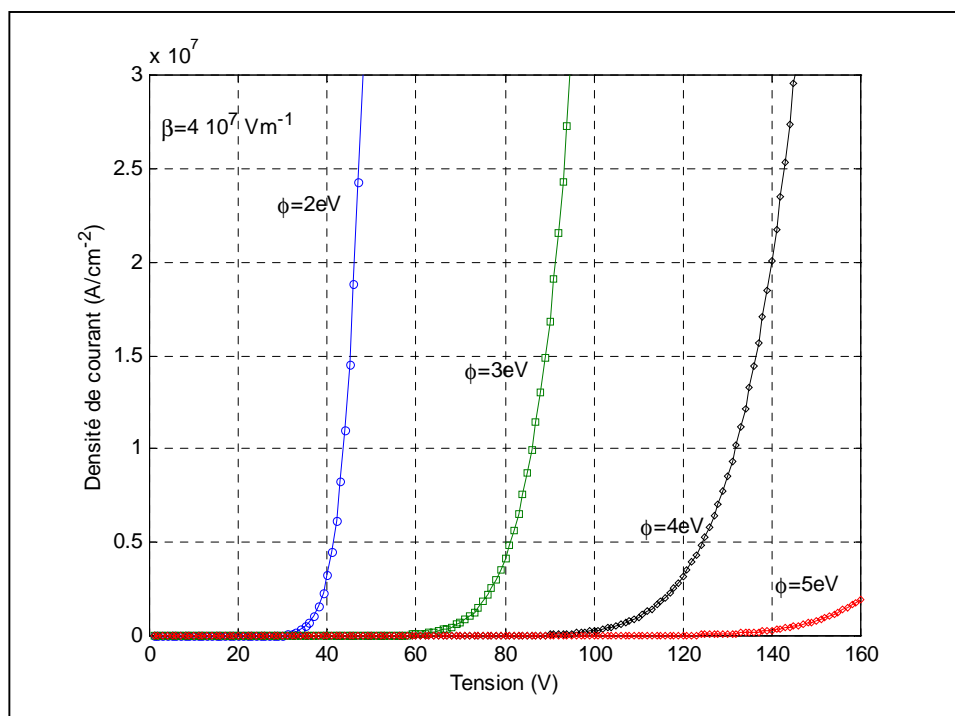


Figure II.6 : Influence du travail de sortie sur la loi d'émission

Les courbes mettent en évidence le rôle que joue ce facteur dans le processus de l'émission de champ où celle-ci est abondante et nécessite peu d'énergie pour les matériaux présentant des valeurs faibles du travail de sortie. Ces tracés illustrent également l'influence déterminante de cette grandeur localement à l'apex des émetteurs.

II.2.2.5 Influence de la température

Effet de la température sur l'émission

L'influence de la température n'est pas prise en compte dans la formulation de Fowler-Nordheim (équation 2.7). Elle a cependant pour effet de modifier la distribution de Fermi-Dirac des électrons où les états d'énergie supérieurs au niveau de Fermi ont une probabilité non nulle d'être occupés. Les électrons qui s'y trouvent peuvent "tunneller" au travers de la barrière de potentiel de hauteur et d'épaisseur moindres. A température élevée (au-delà de 1500 K) et pour de faibles champs électriques, ils contribuent alors majoritairement au flux d'électrons incidents : l'émission est alors thermoïonique.

A température ambiante, l'effet se traduit par une pondération[7-8] de l'expression de la densité de courant à 0 K telle que :

$$J(E, T) = J(E, 0) \frac{\frac{\pi k_B T}{\alpha}}{\sin\left(\frac{\pi k_B T}{\alpha}\right)} \quad (2.23)$$

où

$$\alpha = \frac{9.76 \times 10^{-11} E}{\phi^{1/2} t(y)} \quad (2.24)$$

$k_B T$, α et ϕ sont exprimés en eV.

Pour une gamme de champs électriques variant de $2 \cdot 10^9$ V/m à $6 \cdot 10^9$ V/m et pour

température de 300 K le terme $\frac{\frac{\pi k_B T}{\alpha}}{\sin\left(\frac{\pi k_B T}{\alpha}\right)}$ varie respectivement de 1.15 à 1.02 . Cette faible

variation justifie l'absence de la prise en compte de la température dans l'expression de Fowler-Nordheim (Eq.2.7).

Effet de l'émission sur la température

Indépendamment de cet effet, l'émission d'électrons s'accompagne d'un échange d'énergie entre les électrons de conduction et le réseau.

Deux phénomènes peuvent se produire :

- un effet thermique familier (l'effet Joule), lié à la résistivité du matériau, produit un échauffement lorsque le courant est important. La résistivité du métal augmente avec la température, ce qui conduit à une instabilité de l'émission.
- un autre effet résulte de la différence entre l'énergie moyenne des électrons émis $E_{\text{émis}}$ et l'énergie moyenne des électrons de remplacement fournie par le circuit E_{rempl} . Cet effet, connu sous le nom d'effet Nottingham[9], prévoit que la cathode soit chauffée pendant l'émission si E_{rempl} est supérieure $E_{\text{émis}}$ et inversement, refroidie lorsque E_{rempl} est inférieure à $E_{\text{émis}}$.

Ces procédés d'échanges sont importants pour déterminer la température locale à la surface de l'émetteur mais n'interviennent[10] que pour des températures et des champs très élevés, $T_i=1500$ K et $E \geq 5.10^9$ V/m.

II.2.2.6 Limitation par la charge d'espace

Certains auteurs[11-12] se sont intéressés au domaine de validité de la loi de Fowler-Nordheim lorsque la densité de courant devient très importante. Ainsi, Dyke et Trolan ont montré que les points expérimentaux s'écartaient de la représentation linéaire de Fowler-Nordheim pour une densité de courant proche de 10^7 A/cm², ce qui correspond à un champ de $6.5 \cdot 10^7$ V/cm (pour un travail de sortie $\phi= 4.5$ eV).

Dans le vide, la charge spatiale des électrons peut non seulement engendrer un champ transversal qui tend à faire diverger le faisceau, mais aussi un champ longitudinal qui tend à modifier le potentiel dans l'axe d'émission et à s'opposer au champ d'extraction.

La charge spatiale des électrons influence donc nécessairement l'émission électronique quand la densité de courant émise excède une valeur critique J_c . Ainsi, son effet se focalise dans un premier temps sur certaines zones de la surface de l'émetteur pour se répandre ensuite au niveau des surfaces émissives voisines. Ce phénomène intervient suite à l'accroissement de la tension appliquée, amenant la densité de courant à sa valeur critique J_c dans ces régions.

Dans le cadre des applications visées de puissance en hyperfréquences, des courants par pointe supérieures à $10\mu\text{A}$ sont requis, soit une densité de $3 \cdot 10^{10}$ A/cm². Dès lors, les effets de la charge d'espace pourront se manifester par une déviation de la caractéristique de

Fowler-Nordheim. Ces effets peuvent se traduire[13-15] dans le cas d'une structure à grille de commande par une déviation voire un bombardement de cette électrode ou plus généralement par la divergence du faisceau électronique.

II.2.2.7 Effet de gaz adsorbé

L'émission est aussi tributaire de l'environnement des émetteurs et certains gaz peuvent favoriser son efficacité.

En l'absence d'étuvage, la composition du gaz résiduel à l'intérieur de l'enceinte d'expérimentation sous vide est essentiellement constituée de vapeur d'eau, de monoxyde de carbone (CO) et d'hydrogène (H₂). Elle varie aussi selon la pression.

Les gaz rares et l'hydrogène présents peuvent être ionisés par le bombardement électronique au voisinage des émetteurs. L'impact de ces ions sur les sites dépend des pressions partielles locales et du courant d'ions[16]. Expérimentalement[17], à partir d'un niveau de courant, on constate qu'il y a progression de l'émission électronique alors que la valeur du facteur β est constante. L'évolution croissante de la surface émissive S au cours du temps jusqu'à un certain palier indique qu'il s'est produit un « nettoyage » complet de cette surface. Dans d'autres cas particuliers, des données expérimentales ont conféré certaines limitations à la loi d'émission. Des protrusions de taille nanométrique, ou des adsorbats en surface peuvent provoquer des déviations de la valeur de la densité de courant émis par rapport aux valeurs prévues[18].

II.2.2.8 Synthèse

Nous avons dans cette partie, d'une part exposé la théorie développée par Fowler-Nordheim pour expliquer l'émission d'électrons par effet de champ à partir de surfaces métalliques. D'autre part, nous avons abordé les différents facteurs et phénomènes dont cette loi d'émission est tributaire. Cependant, l'application de la loi de Fowler-Nordheim aux semiconducteurs nécessite la prise en compte des spécificités de ces matériaux. Nous développons dans la partie suivante la modélisation de l'émission appliquée à l'arséniure de gallium et au silicium à travers une simulation électrostatique des différents phénomènes mis en jeu à l'interface avec le vide.

II.3 Modélisation de la barrière de potentiel semiconducteur-vide

II.3.1 Introduction

Lorsqu'un champ électrique est appliqué à la surface d'un métal ou d'un semiconducteur, une accumulation de charges prend place près de celle-ci. Le bas de la bande de conduction peut s'abaisser à l'approche de la surface, ce qui implique une décroissance de l'énergie potentielle. Sachant que le niveau de Fermi demeure invariable, cela implique une augmentation (positive) de l'énergie de Fermi près de la surface. La variation maximum $\Delta\varepsilon_f$ induite sur cette énergie peut être évaluée en appliquant la continuité du champ E de part et d'autre de la barrière. Elle est donnée par :

$$\Delta\varepsilon_f = E \times \ell \quad (2.25)$$

ℓ étant la longueur de pénétration du champ électrique.

Dans les métaux[19], ℓ est de l'ordre de $3 \cdot 10^{-9}$ cm même pour des champs extrêmement forts ce qui signifie que $\Delta\varepsilon_f$ restera négligeable devant le travail de sortie.

Dans le cas d'un semiconducteur où la densité de charges n'est pas aussi élevée ($10^{22}/\text{cm}^3$ pour les métaux contre $10^{12} \sim 10^{18}/\text{cm}^3$ pour les semiconducteurs), la pénétration du champ électrique sera beaucoup plus grande sur plusieurs couches atomiques[20]. Ce phénomène, renforcé par un champ électrique élevé, modifie la distribution des électrons en créant une zone d'accumulation près de la surface et induit un abaissement significatif du travail de sortie. La bande de conduction subit une déformation près de la surface (figure II.7) et donne lieu à l'apparition d'un excès de charges électroniques. Le semiconducteur est dit « dégénéré ».

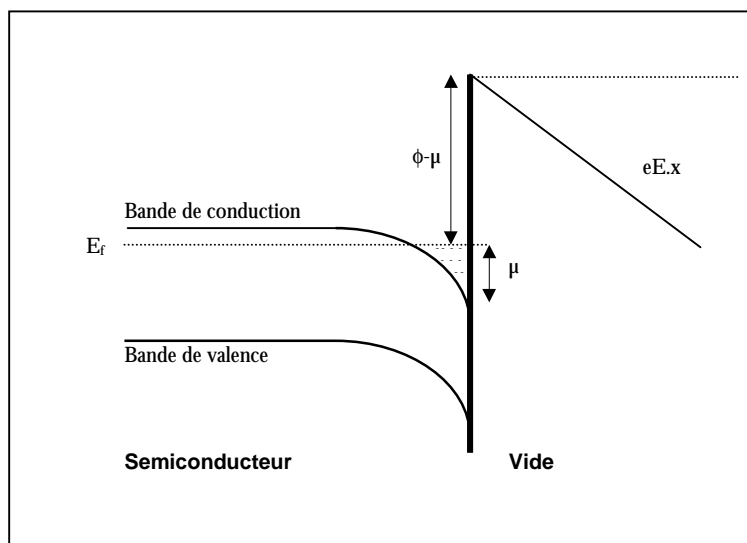


Figure II.7 : Représentation schématique du diagramme de bande d'énergie à l'interface semiconducteur-vide.

Afin d'évaluer les phénomènes mis en jeu à la frontière entre le GaAs et le vide, nous nous sommes intéressés à la modélisation électrostatique unidimensionnelle de cette structure à travers la résolution de l'équation de Poisson. De cette approche découleront des résultats sur l'évolution de la pénétration du champ électrique, la répartition des charges près de la surface et l'effet de la variation du dopage du matériau. La quantification de différents facteurs nous conduira par ailleurs à l'établissement de la loi d'émission appliquée aux matériaux semiconducteurs. Cette démarche nous permettra de mieux situer les spécificités d'une émission de champ à partir du GaAs par rapport à d'autres matériaux notamment le silicium.

II.3.2 Barrière de potentiel semiconducteur-vide

La barrière de potentiel que doivent franchir les électrons pour être émis dans le vide va dépendre :

- du travail de sortie ϕ du matériau émissif, (sa valeur est obtenue par soustraction du potentiel en surface $V(0)$ à l'affinité électronique χ).
- du potentiel de force image qui résulte de la force de rétention de l'électron émis par le matériau.
- du champ électrique extérieur E .

Son expression est donnée par :

$$V(x) = \chi - V(0) - eE \cdot x - \left(\frac{\epsilon_s - 1}{\epsilon_s + 1} \right) \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x} \quad (2.26)$$

Il faut noter qu'en présence d'un semiconducteur, la charge de potentiel image doit être multipliée par $(\epsilon_s - 1)/(\epsilon_s + 1)$ où ϵ_s représente la constante diélectrique relative du matériau. Toutefois, cette relation n'est valable que lorsque x est supérieur à la première racine de l'équation :

$$\chi - eE \cdot x - \left(\frac{\epsilon_s - 1}{\epsilon_s + 1} \right) \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x} = 0 \quad (2.27)$$

typiquement cette racine vaut 1 angström.

II.3.3 Evaluation du profil du potentiel dans le semiconducteur

Pour évaluer la forme exacte de la barrière, nous devons déterminer le potentiel présent à l'interface matériau-vide. Cependant, ces calculs se révèlent très complexes et nous ferons trois hypothèses :

✓ **Approximation à courant nul**

Pour le calcul du potentiel, nous considérerons que le courant émis est nul, ce qui entraîne l'absence de charges dans le vide, et une distribution de

celles-ci dans le semiconducteur qui suit la loi de Fermi. Cette approximation ne sera justifiée que pour des courants « faibles ».

✓ **Approximation unidimensionnelle**

Nous étudierons l'émission présentée par une structure plane de telle sorte que ne seront prises en compte que les distributions suivant l'axe perpendiculaire au plan de l'émetteur.

Une conséquence de ces deux approximations réside dans l'uniformité du champ à l'extérieur de l'émetteur.

✓ **Effets quantiques négligés**

La nature ondulatoire des électrons ne sera pas prise en compte.

II.3.3.1 Méthode de calcul : Résolution de l'équation de Poisson

Moyennant ces approximations[21], il est possible d'obtenir la répartition du potentiel à l'intérieur du matériau semiconducteur émissif en résolvant l'équation de Poisson :

$$\frac{d^2 V(x)}{dx^2} = \frac{\rho(x) - \rho_0}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (2.28)$$

où ρ_0 est la densité volumique de charges ionisées dans le cristal donnée par :

$$\rho_0 = \frac{N_d}{1 + 2e^{\frac{\mu_0 - E_d}{k_B T}}} \quad (2.29)$$

E_d étant l'énergie de l'état associé aux atomes donneurs mesurée à partir du bas de la bande de conduction. $E_d=0.058$ eV dans le cas du GaAs dopé Si. μ_0 représente le niveau de Fermi. $\rho(x)$ représente la densité d'électrons libres près de la surface dont l'expression est donnée par :

$$\rho(x) = N_c \frac{2}{\sqrt{\pi}} F_{1/2} \left(\frac{\mu(x)}{k_B T} \right) \quad (2.30)$$

$$F_{1/2} = \int_0^{\infty} \frac{\sqrt{\varepsilon} d\varepsilon}{1 + \exp(\varepsilon - \eta)} \quad (2.31)$$

$$\eta = \frac{E_F - E_c}{k_B T} = \frac{\mu_0}{k_B T} \quad (2.32)$$

$$\varepsilon = \frac{E - E_c}{k_B T} \quad (2.33)$$

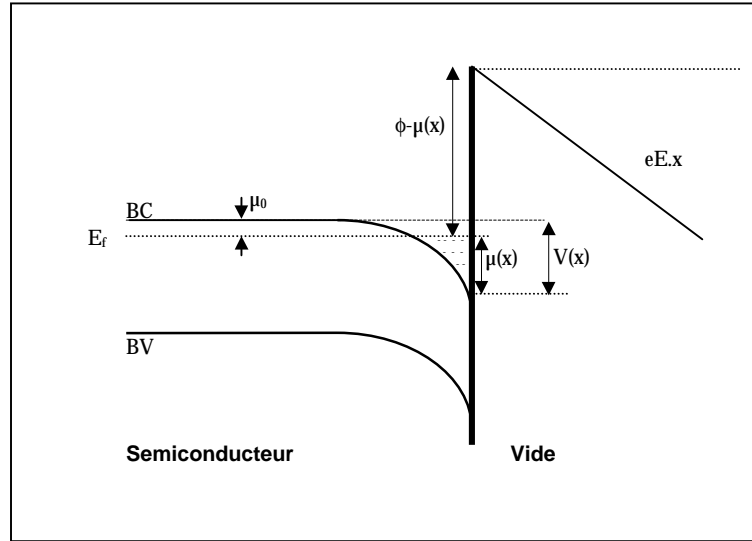


Figure II.8 : Représentation schématique des différents paramètres intervenant dans la modélisation de la barrière.

N_c est la densité d'états libres, $F_{1/2}$ est l'intégrale de Fermi-Dirac, $\mu(x) = \mu_0 + V(x)$ est la différence entre le niveau de Fermi et le bas de la bande de conduction, μ_0 étant cette différence en volume (indépendante du champ électrique extérieur) et $V(x)$ représente le potentiel. Ces différents paramètres sont illustrés schématiquement sur la figure II.8.

L'intégration de ces équations entre $-\infty$ et x à l'intérieur du semiconducteur, en supposant qu'en profondeur le champ électrique et potentiel sont nuls, permettra d'établir l'équation suivante liant le champ E au potentiel V en tout point x [20-21] :

$$E_{sc}(V) = \frac{\sqrt{2} \cdot k_B T}{q\lambda} \sqrt{-\frac{q \times V(x)}{k_B T} + \frac{2Nc}{\sqrt{\pi}\rho_0} \int_0^\infty \sqrt{\epsilon} \text{Ln} \left(\frac{1 + e^{\frac{\mu(x)-\epsilon}{k_B T}}}{1 + e^{\frac{\mu_0-\epsilon}{k_B T}}} \right) d\epsilon} \quad (2.34)$$

$$\text{avec : } \lambda = \sqrt{\frac{\epsilon_s \epsilon_0 k_B T}{\rho_0}}$$

L'illustration de cette relation entre le champ et le potentiel est donnée sur la figure II.9. En pratique, on impose un champ externe E_{ext} à l'interface semiconducteur-vide, on en déduit le potentiel en surface V_s en résolvant l'équation $E_{sc} \cdot \epsilon_s = E_{ext}$. Compte tenu de la nullité de E et de V en volume, on peut déterminer la répartition du champ et du potentiel en tout point. L'organigramme de la figure II.10 résume les différentes étapes de la méthode de calcul. Cet organigramme prend en compte l'introduction d'états d'interface qui seront développés dans II.3.3.4.

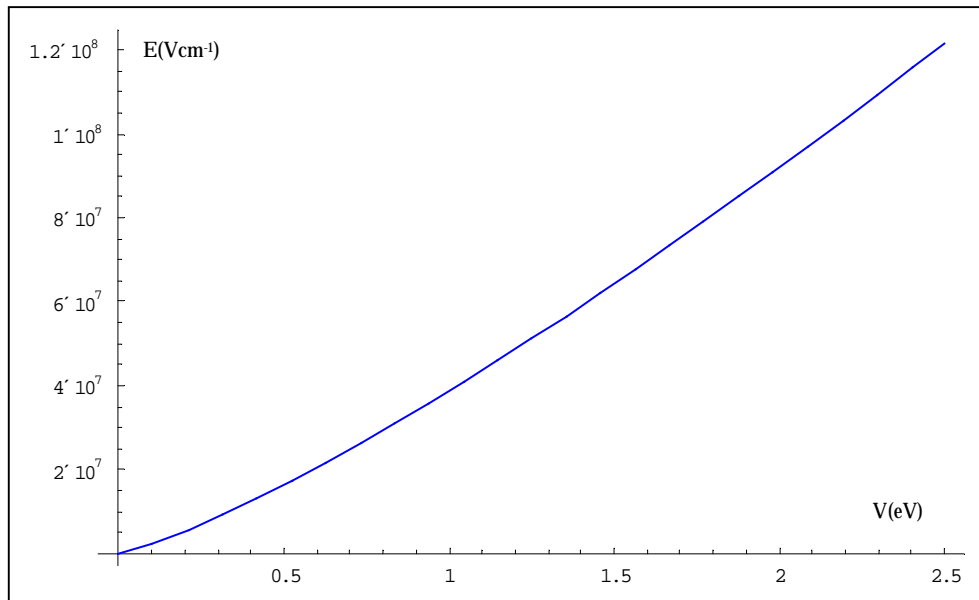


Figure II.9 : Evolution du champ électrique en fonction du potentiel en tout point.

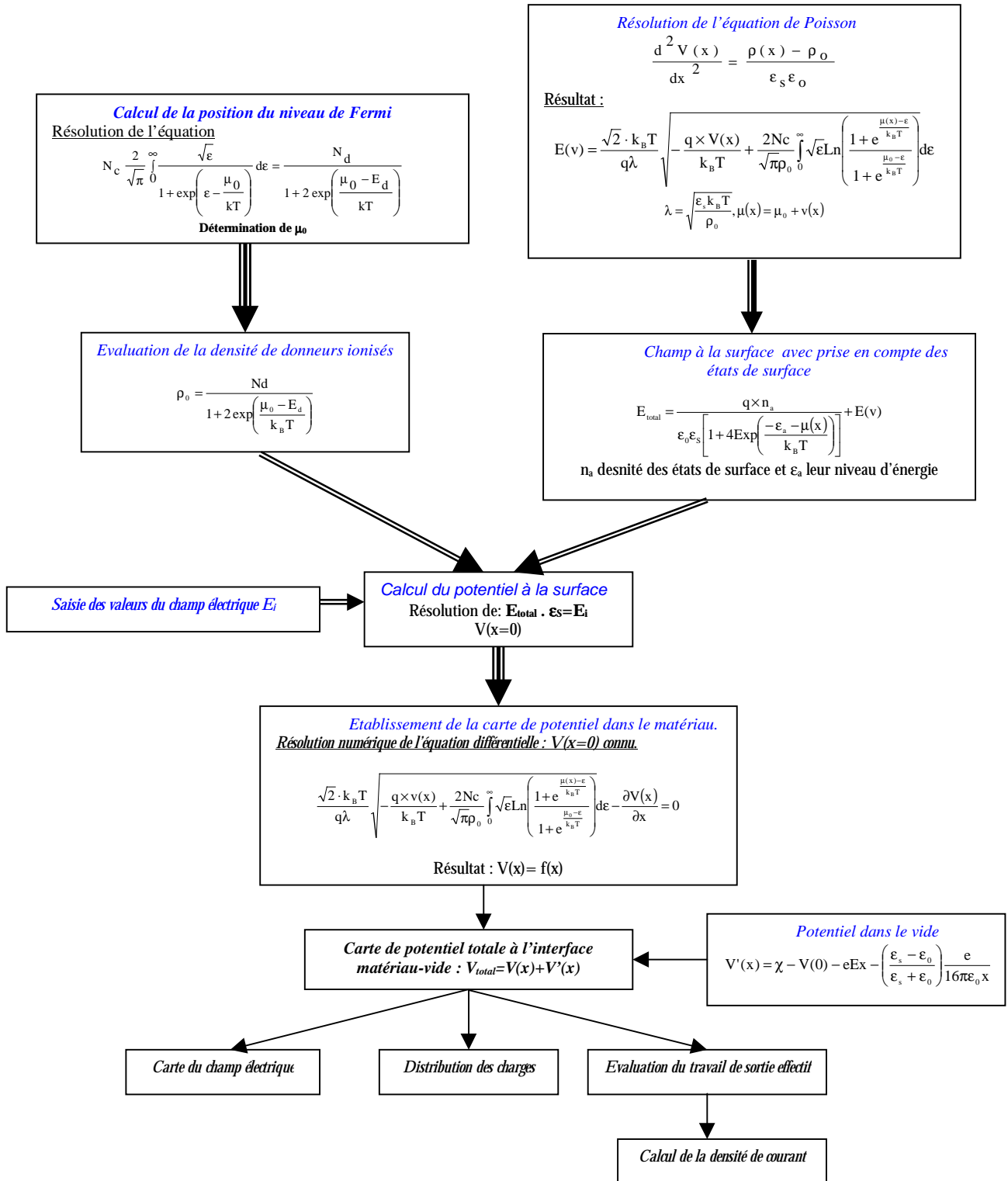


Figure II.10 : Organigramme illustrant les différentes étapes de la méthode de calcul.

La combinaison des différentes équations exécutées avec le logiciel *Mathematica* nous conduit à l'évaluation de la pénétration du champ électrique et à l'élaboration de la carte de potentiel pour différentes valeurs du champ extérieur appliqué.

II.3.3.2 Etude comparative des barrières de potentiel dans le GaAs et le Si

Suivant le code de calcul exposé précédemment, nous avons modélisé les barrières de potentiel dans le cas des semiconducteurs GaAs et Si.

Les propriétés physiques de ces deux matériaux prises en compte dans ces simulations sont résumées ci-dessous :

Paramètres	GaAs	Si
Densité d'états libres N_c (cm^{-3})	$4.7 \cdot 10^{17}$	$2.83 \cdot 10^{19}$
Travail de sortie ϕ (eV)	4.07	4.05
Permittivité relative ϵ_s	13.1	11.9
Dopage (cm^{-3}) (dopé n)	$2 \cdot 10^{18}$	$2 \cdot 10^{18}$
Niveau d'énergie des atomes donneurs (eV)	0.0058	0.045

Tableau II.1 : Paramètres physiques des matériaux semiconducteurs modélisés.

Avant d'évaluer la forme exacte de la barrière de potentiel vue par les électrons de la bande de conduction candidats au passage dans le vide, nous avons modélisé dans un premier temps la profondeur de pénétration du champ dans les deux matériaux.

Nous pouvons constater sur les figures II.11 et II.12, illustrant respectivement le comportement du champ au sein de l'arséniure de gallium et du silicium, que le champ électrique dans le matériau est très élevé (supérieur à 10^5 Vcm^{-1}) sur une épaisseur de quelques dizaines de nanomètres. Ces valeurs intenses vont engendrer une perturbation de la distribution spatiale des charges électriques qui va influencer fortement sur la forme de la barrière de potentiel.

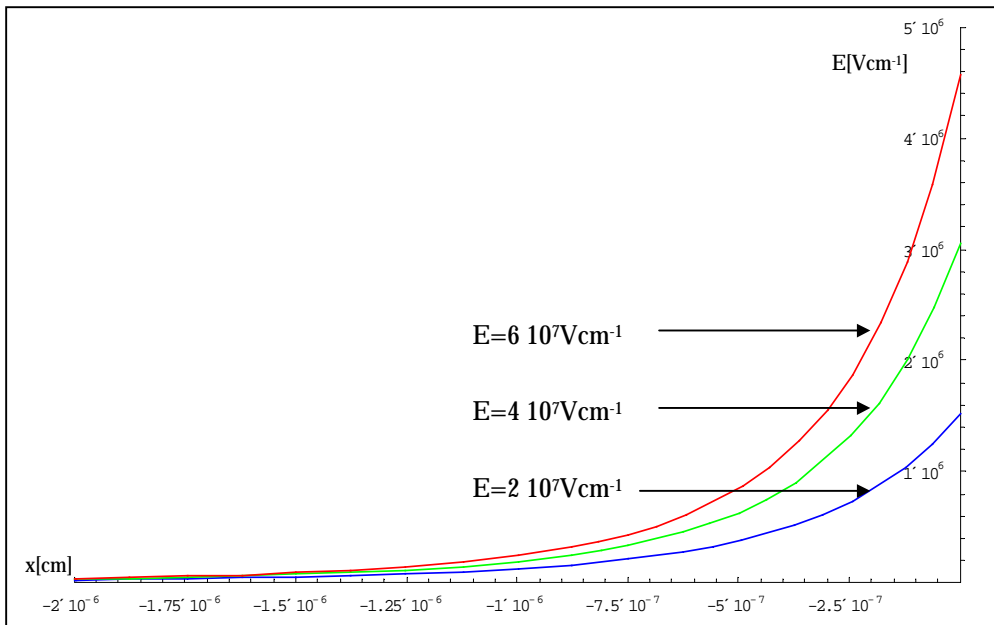


Figure II.11 : Pénétration du champ électrique dans le GaAs.

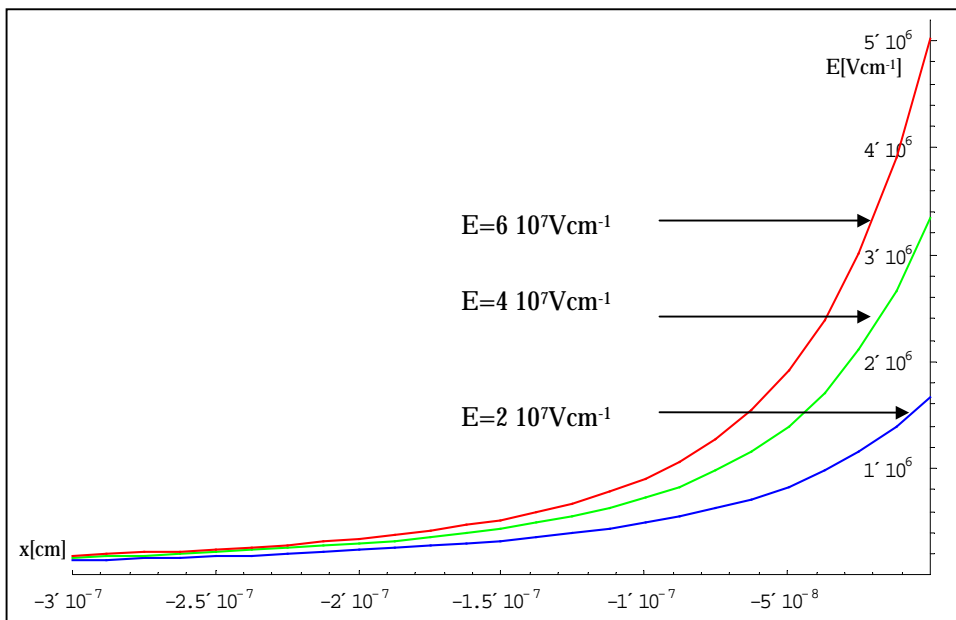


Figure II.12 : Pénétration du champ électrique dans le Silicium.

On observe (compte tenu des échelles différentes) une pénétration du champ beaucoup plus prononcée dans le cas du GaAs. En effet, pour un champ électrique externe de $6 \cdot 10^7 \text{ V.cm}^{-1}$, la valeur du champ pénétrant dans le semiconducteur décroît à une valeur de $5 \cdot 10^5 \text{ V.cm}^{-1}$ sur une profondeur de 7 nm dans le GaAs contre 1.5 nm dans le Si.

La modélisation de la forme de la barrière de potentiel pour ces deux matériaux est représentée sur les figures II.13 et II.14. On constate que si l'allure générale des courbes est bien identique, à valeurs de champ égales, le potentiel de surface est bien plus important dans le cas du GaAs et donc la barrière de potentiel sera notablement réduite.

II.3.3.3 Influence du dopage

Afin d'évaluer l'influence du dopage du semiconducteur sur la forme de la barrière de potentiel, nous avons modélisé le profil du potentiel pour trois densités d'impuretés différentes : 10^{15} cm^{-3} , 10^{17} cm^{-3} , 10^{19} cm^{-3} . Les résultats sont illustrés sur la figure II.15.

On constate qu'une pénétration du champ électrique plus profonde en volume est observée pour les faibles valeurs du dopage. Pour un champ électrique extérieur de $2 \cdot 10^7 \text{ Vcm}^{-1}$, la courbure des bandes d'énergie en surface vaut respectivement $V_s = -0.72 \text{ eV}$, -0.61 eV , -0.54 eV pour $N_d = 10^{15}$, 10^{17} , 10^{19} cm^{-3} . L'effet du dopage sur la distribution du potentiel est donc circonscrit à quelques dizaines de meV.

La comparaison entre les matériaux GaAs et Si (figure II.16) pour un dopage identique montre que la différence observée est bien imputable à la nature même du matériau. Ainsi l'analyse des expressions 2.30 et 2.34 nous conduit à conclure à l'influence de la densité d'états libres : $4.7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ pour le GaAs contre $2.8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ pour le silicium. Une densité d'états libres faible implique en effet un potentiel plus fort pour permettre une accumulation de charges équivalente. D'autre part, s'il l'on compare les structures de bande[22], celle-ci est moins évasée dans le cas du GaAs. Cela implique qu'au sein de ce cristal, une énergie plus importante soit requise pour accumuler un nombre de porteurs équivalent. Cette plus grande difficulté à accumuler les charges implique aussi une pénétration plus profonde du champ électrique dans le semiconducteur. Par exemple, pour revenir à un niveau de potentiel de 0.1 eV, il faut pénétrer approximativement sous la surface de 10 nm dans le cas du GaAs contre 3 nm pour le cas du silicium.

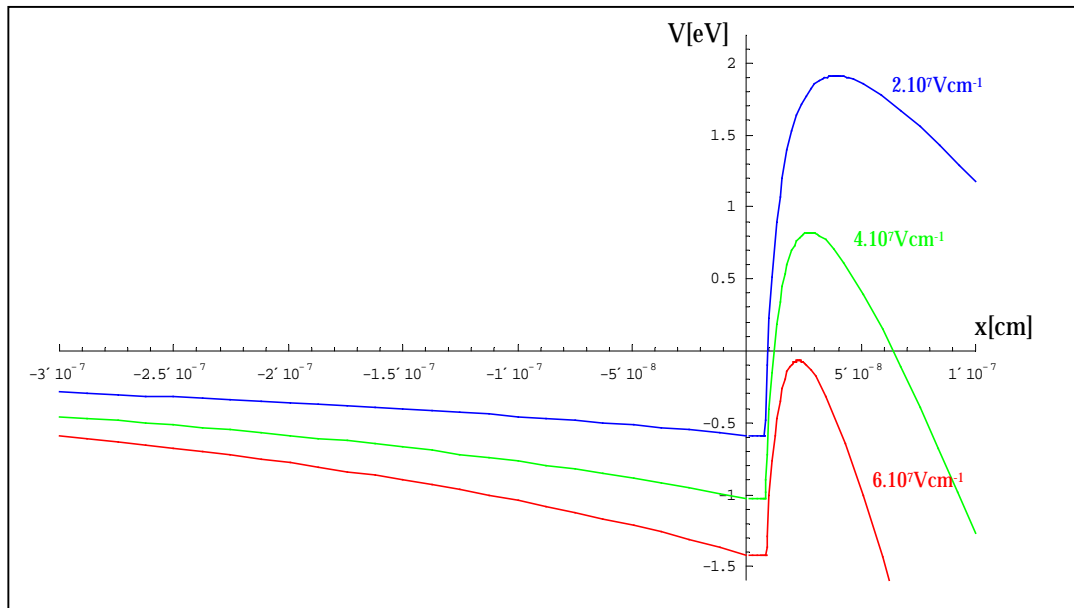


Figure II.13 : Distribution du profil de la barrière de potentiel à l'interface GaAs-vide.

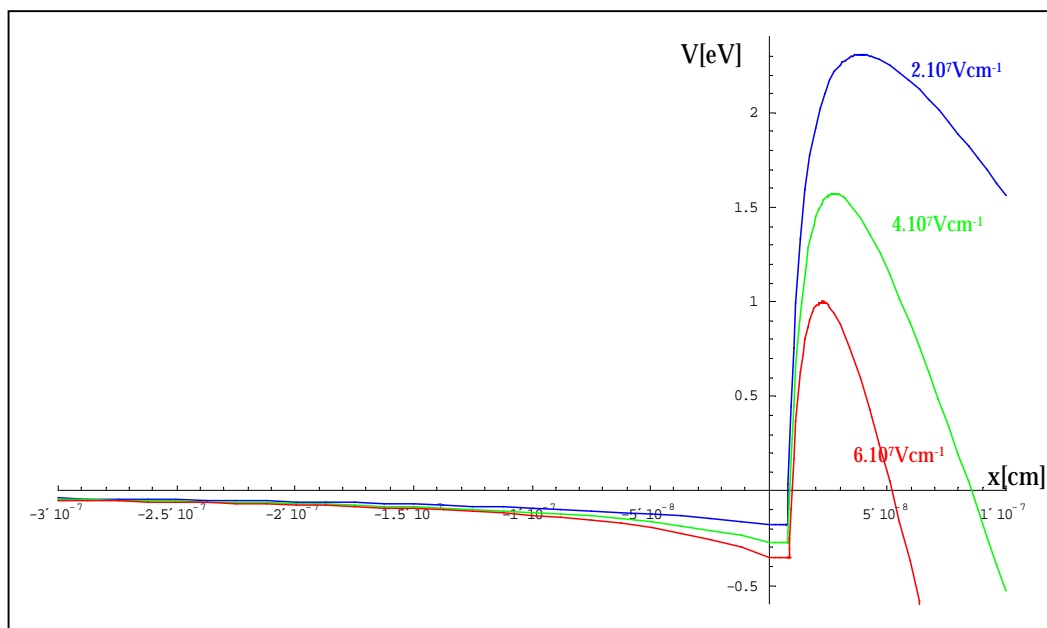


Figure II.14 : Distribution du profil de la barrière de potentiel à l'interface Silicium-vide.

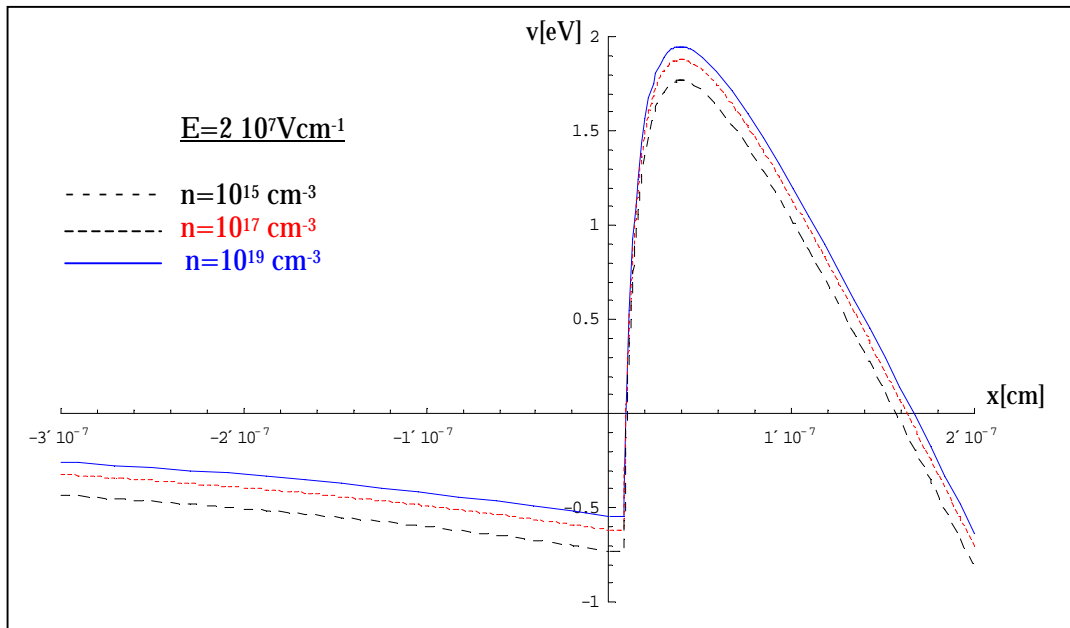


Figure II.15 : Influence du dopage sur la distribution du potentiel dans le semiconducteur GaAs pour trois niveaux de dopage : 10^{19} cm^{-3} , 10^{17} cm^{-3} , 10^{15} cm^{-3} .

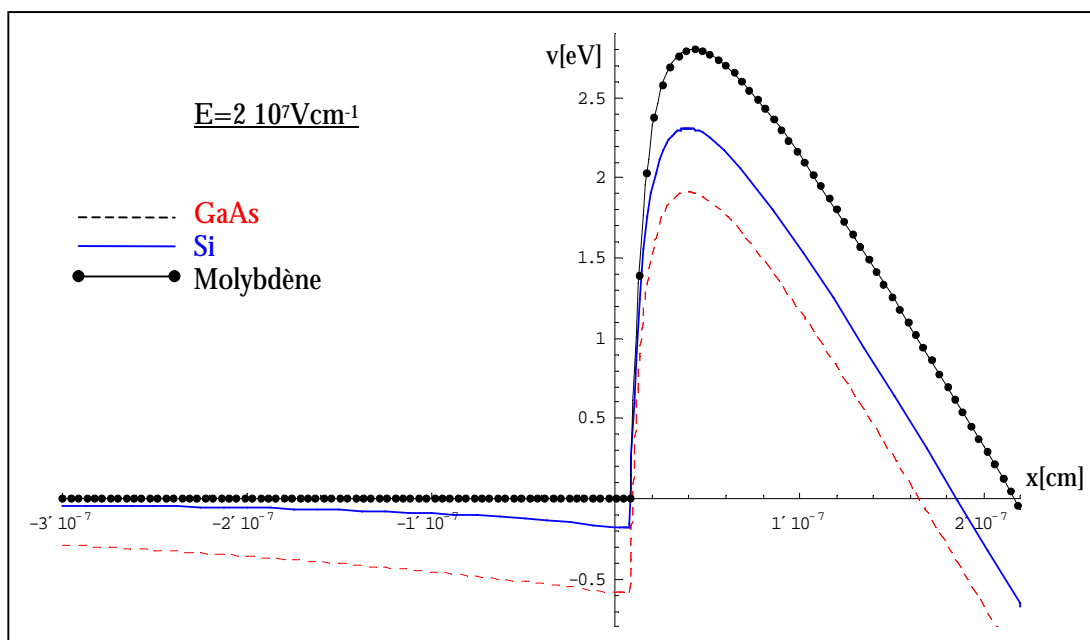


Figure II.16 : Comparaison de la distribution de l'énergie potentielle dans les matériaux arséniure de gallium, silicium et Molybdène pour un même dopage : $N_d = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

La profondeur de pénétration du champ électrique plus favorable dans le GaAs révèle par ailleurs un travail de sortie effectif moins important ($\phi_{\text{eff}} = \phi - \mu_0 - V_0$, pour un matériau dégénéré). En conséquence, la loi d'émission, fortement tributaire de cette barrière, pourra bénéficier de ces avantages, aspect qui sera examiné dans la suite (partie II.3.4) de ce chapitre.

Nous avons donc établi à travers une modélisation unidimensionnelle la carte de potentiel à la frontière entre un semiconducteur et le vide. Toutefois, pour étendre cette étude à une approche plus réaliste des spécificités des semiconducteurs, il est nécessaire d'affiner ces résultats en tenant compte notamment des états de surface possibles à l'interface avec le vide.

II.3.3.4 Prise en compte des états de surface

a) Origine des états de surface dans un semiconducteur

A la surface du semiconducteur, les états électroniques dépendent d'une part des caractéristiques intrinsèques au matériau et d'autre part de l'influence de l'environnement gazeux ou chimique. Dans le volume, chaque atome établit des liaisons avec ses voisins.

En surface, la rupture de périodicité entraîne l'existence de liaisons pendantes. A ce phénomène, il faut ajouter des perturbations extrinsèques résultant de l'adsorption à la surface d'atomes étrangers dont les plus courants sont les atomes d'oxygène qui entraînent une oxydation de la surface. Dans le cas de l'émission par effet de champ, en partie gouvernée par les propriétés physico-chimiques de la surface, il semble donc indispensable de tenir compte de ces effets dans la modélisation électrostatique des phénomènes à la frontière semiconducteur-vide.

b) Etats de surface dans les micropointes GaAs. Application à la modélisation de la barrière de potentiel GaAs-vide

Durant le process technologique, les réseaux de micropointes GaAs exposés à l'air ambiant, peuvent adsorber certains atomes créant ainsi dans la bande interdite du semiconducteur des états électroniques supplémentaires. Ces états piègent les électrons libres, ce qui se traduit par la courbure des bandes de conduction et de valence et l'accrochage « pinning » du niveau de Fermi sous la bande de conduction.

Classiquement, ce résultat se traduit par la création de défauts accepteurs qui accrochent le niveau de Fermi 0.7 eV sous la bande de conduction. L'introduction de cet effet consiste à supposer la présence d'une densité surfacique d'accepteurs comparable à celle mesurée[23] pour une exposition du GaAs à l'oxygène : $n_a=5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ située à un niveau d'énergie $\epsilon_a=0.73 \text{ eV}$ sous la bande de conduction.

La quantité d'électrons occupant effectivement ces défauts s'obtient par la relation :

$$n_{ss} = \frac{n_a}{1 + 4 \exp\left(\frac{-\epsilon_a - \mu(x)}{kT}\right)} \quad (2.35)$$

La première conséquence de ces états de surface est la réduction du champ électrique E en surface ($x=0$) de la quantité $E_{ss} = e \frac{n_{ss}}{\epsilon_s \epsilon_0}$ par rapport au champ externe appliqué.

Intégré dans notre code de calcul, l'étape initiale consistera à déterminer le potentiel vérifiant l'équation de continuité du champ à l'interface :

$$E_{ext} = \epsilon_s (E_{sc}(V) - E_{ss}(V)) \quad (2.36)$$

Comme précédemment, la connaissance du potentiel et du champ à l'interface compte tenu des conditions de nullité en volume permettra la détermination de la répartition du champ et du potentiel en tout point.

La figure II.17 représente l'évolution de ce champ avec le potentiel déduit de l'équation 2.34, avec et sans états de surface. On constate que la densité d'états introduite se traduit par une baisse du potentiel de 0.2 eV ou encore, qu'un champ de $9 \cdot 10^6 \text{ Vcm}^{-1}$ est nécessaire pour supprimer l'accrochage du niveau de Fermi.

En absence de champ électrique externe E_{ext} , le potentiel de surface vaut 0.73 eV et son évolution à l'intérieur du semiconducteur est représentée sur la figure II.18. Les charges liées au dopage sont neutralisées par les états de surface sur une épaisseur de 50 nm environ (figure II.19) à l'interface semiconducteur-vide.

A faible polarisation extérieure, une réduction du champ électrique interne au semiconducteur et une barrière de potentiel supérieure résultent de la présence de ces états d'interface (figures II.20 et II.21).

On voit donc le rôle primordial que peuvent jouer le processus technologique et l'environnement, notamment sur la densité de ces états de surface des sites émissifs qui affectent le mécanisme d'émission.

Compte tenu de ces considérations, nous pouvons éditer la distribution définitive des cartes de potentiel (figure II.22) en fonction du champ électrique extérieur.

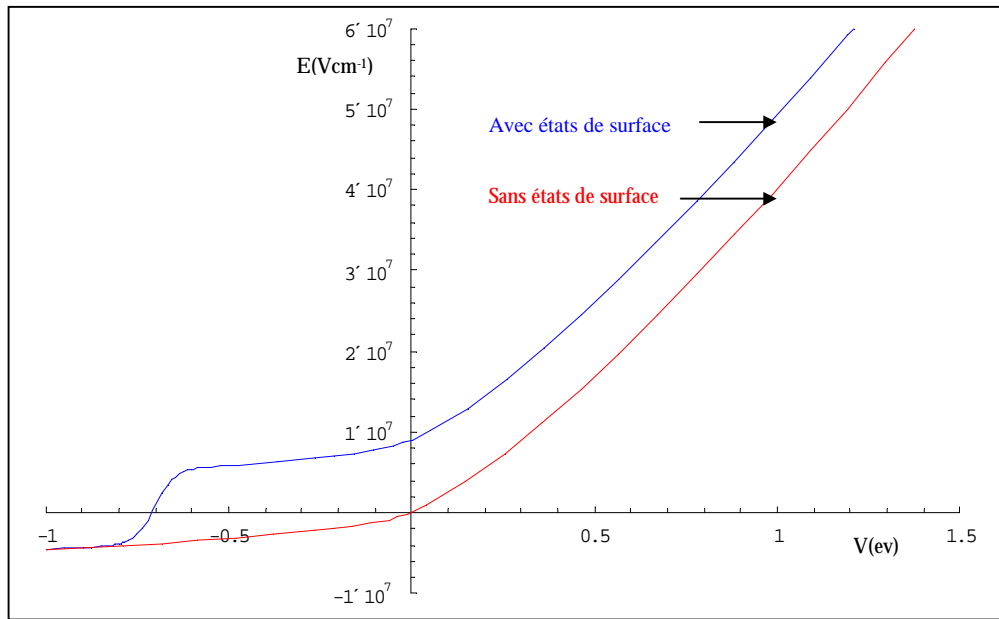


Figure II.17 : Evolution du champ E électrique en fonction du potentiel V à l'interface. Matériau GaAs, $N_d=2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

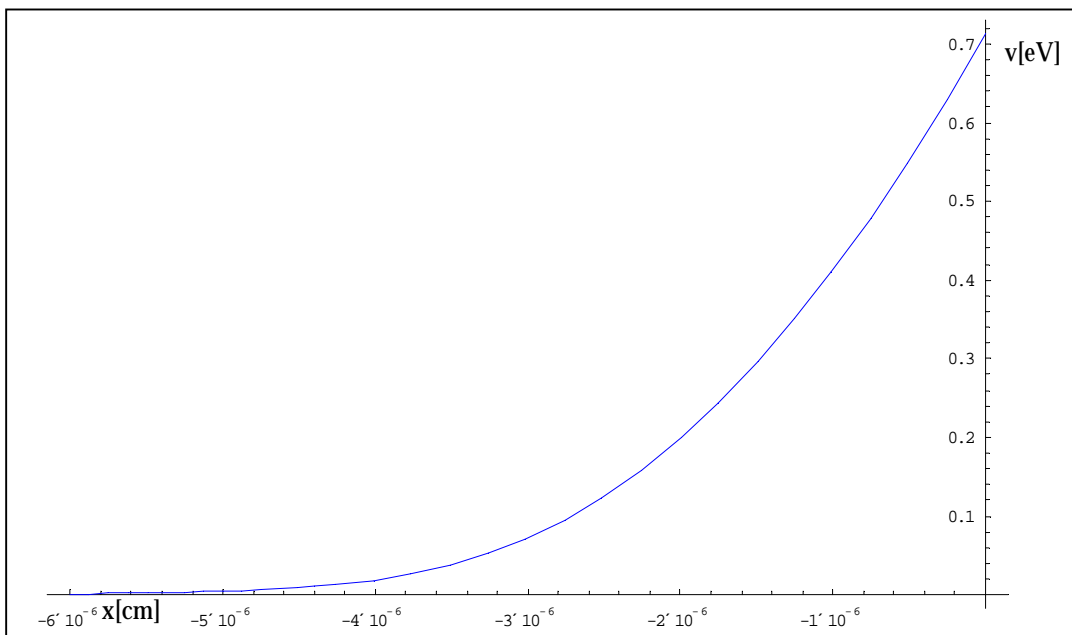


Figure II.18 : Potentiel de surface dans le GaAs. Sans champ externe.

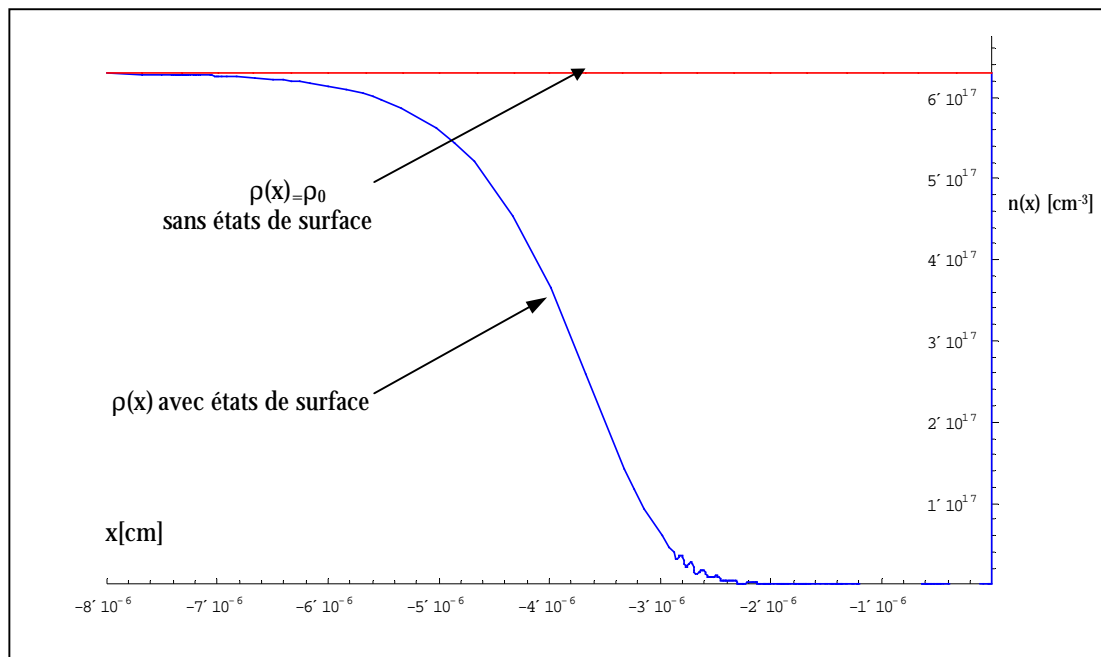


Figure II.19 : Répartition des charges près de la surface du cristal de GaAs sans champ électrique externe. Prise en compte des états de surface.

On observe (figure II.22) que l'introduction de ces états révèle une baisse du potentiel interne suffisante pour contribuer à une modification de la hauteur de la barrière et par voie de conséquence, du travail de sortie effectif intervenant directement dans la loi d'émission tunnel. Les états d'interface sont donc un facteur influant sur le mécanisme d'émission de champ; certaines études[24] ont même démontré qu'aux faibles champs les électrons émis dans le vide sont majoritairement issus des niveaux d'énergie relatifs à ces états de surface.

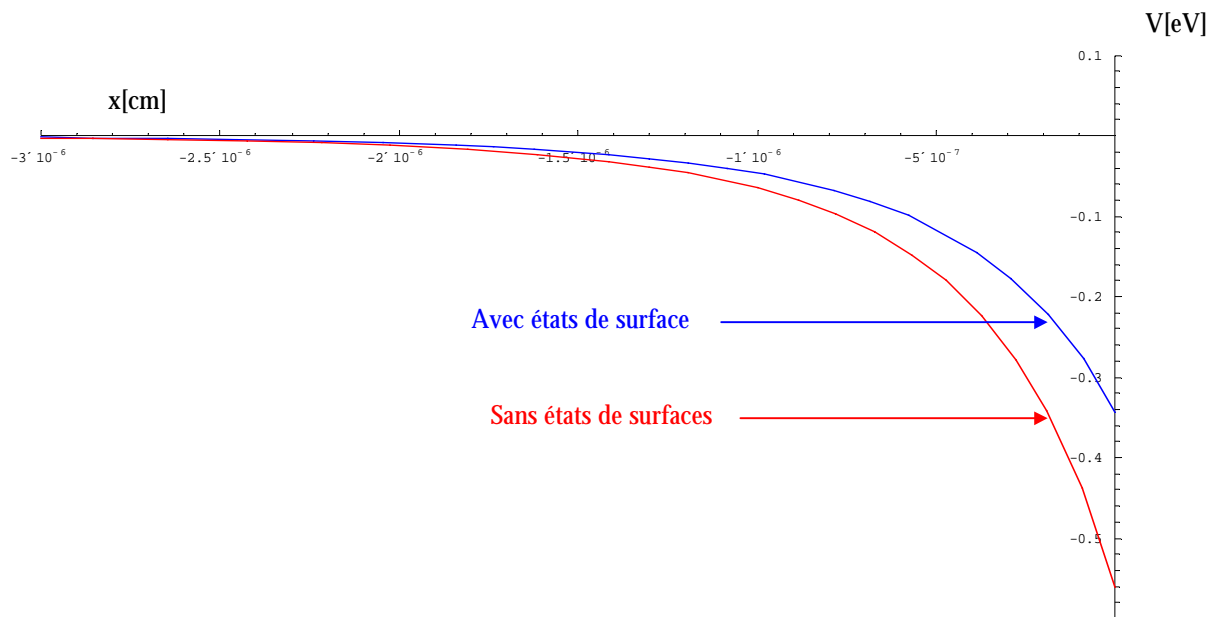


Figure II.20 : Influence des états de surface sur l'évolution du potentiel dans le cristal de GaAs pour un champ électrique extérieur de $2 \cdot 10^7 \text{ V cm}^{-1}$.

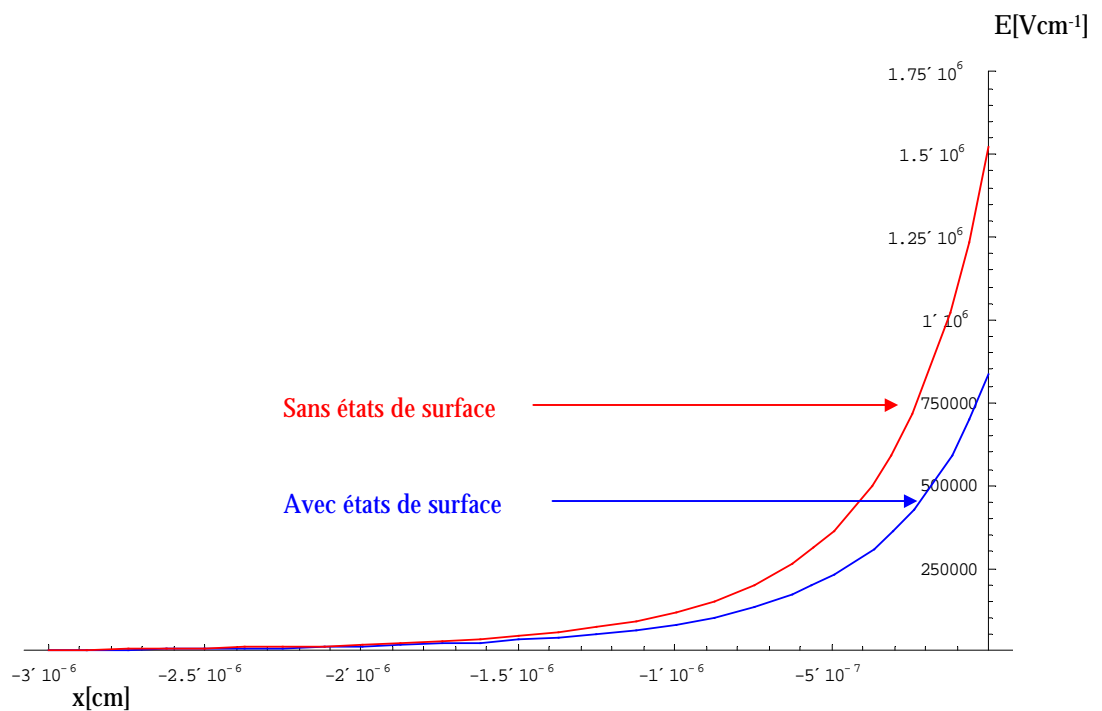


Figure II.21 : Réduction du champ électrique dans le GaAs suite à l'introduction des états de surface. $E=2 \cdot 10^7 \text{ V cm}^{-1}$.

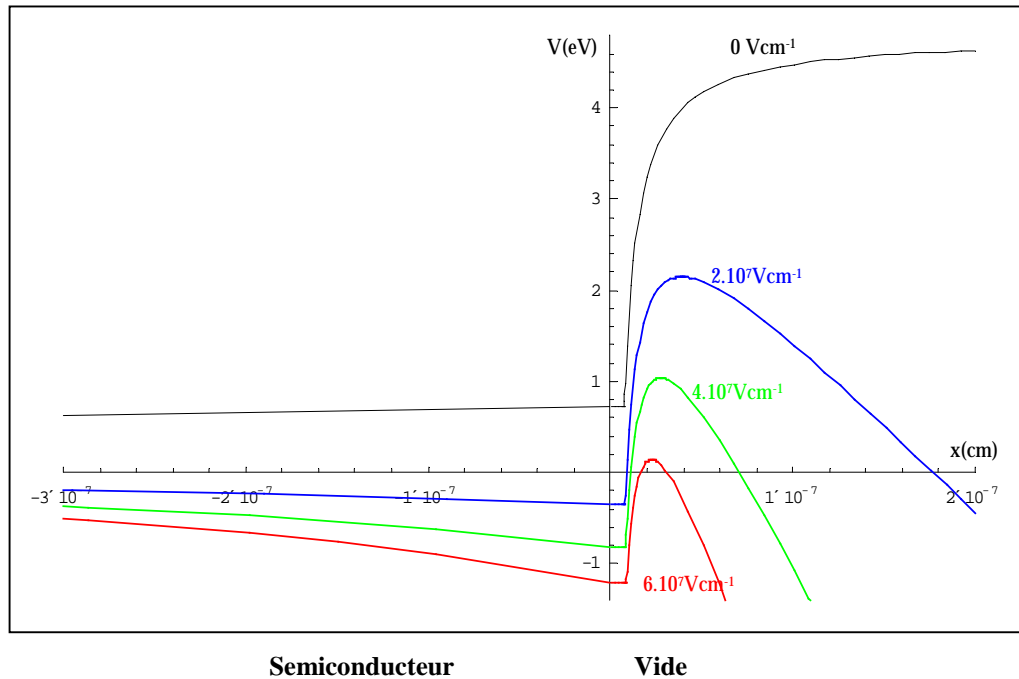


Figure II.22 : Profil de la barrière de potentiel à l'interface GaAs-vide. Avec prise en compte des états de surface. $N_d = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

II.3.3.5 Distribution des charges dans le semiconducteur

La pénétration du champ électrique a pour conséquence principale une forte accumulation des charges à proximité de la frontière. En partant de l'équation de Poisson, on détermine cette densité donnée par $n(x) = \rho(x) + \rho_0$. Cette concentration de charges près de la surface se révèle nettement plus élevée que le dopage du matériau; par conséquent cela justifie que celui-ci n'intervienne que faiblement dans la distribution du potentiel à l'intérieur du matériau.

Les figures II.23 et II.24 illustrent la distribution des charges successivement pour le cas GaAs et celui du silicium. Elles indiquent que l'accumulation de porteurs est nettement plus élevée dans le silicium. Pour un champ $E = 2 \cdot 10^7 \text{ V.cm}^{-1}$, la concentration d'électrons près de la surface est de $1.8 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ pour le Si alors qu'elle n'est que de $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ pour le GaAs, mais ceci sera compensé par une barrière nettement plus faible pour le GaAs.

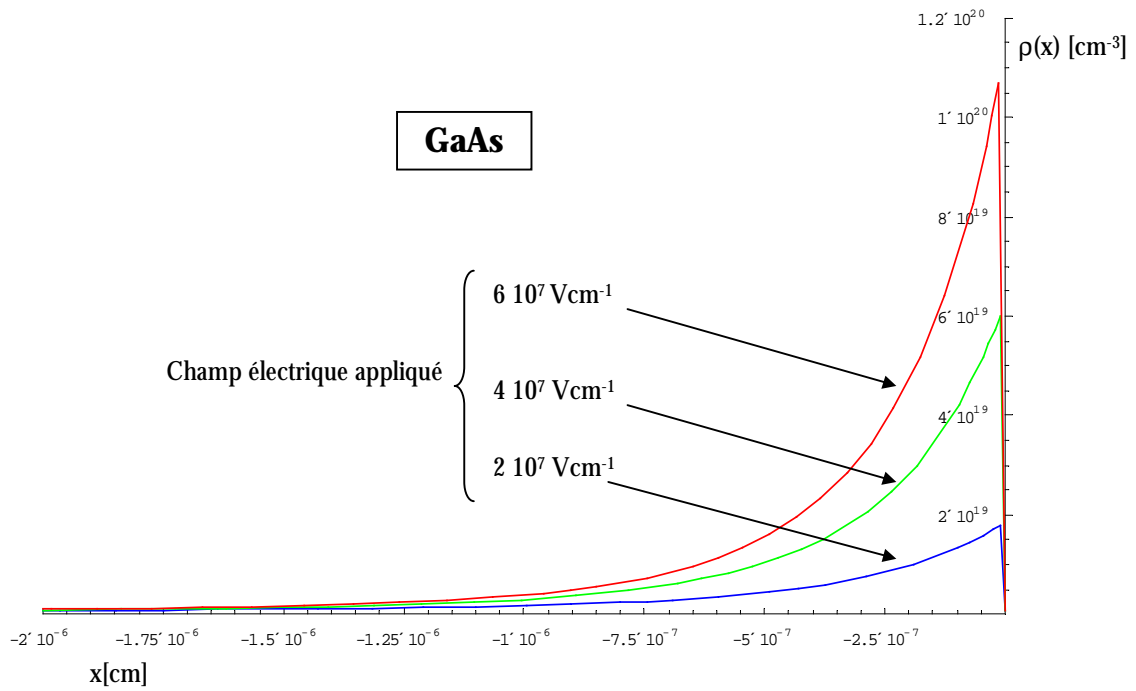


Figure II.23 : Evolution de la densité de charges accumulées près de la surface en fonction du champ électrique appliqué dans l'arséniure de gallium.

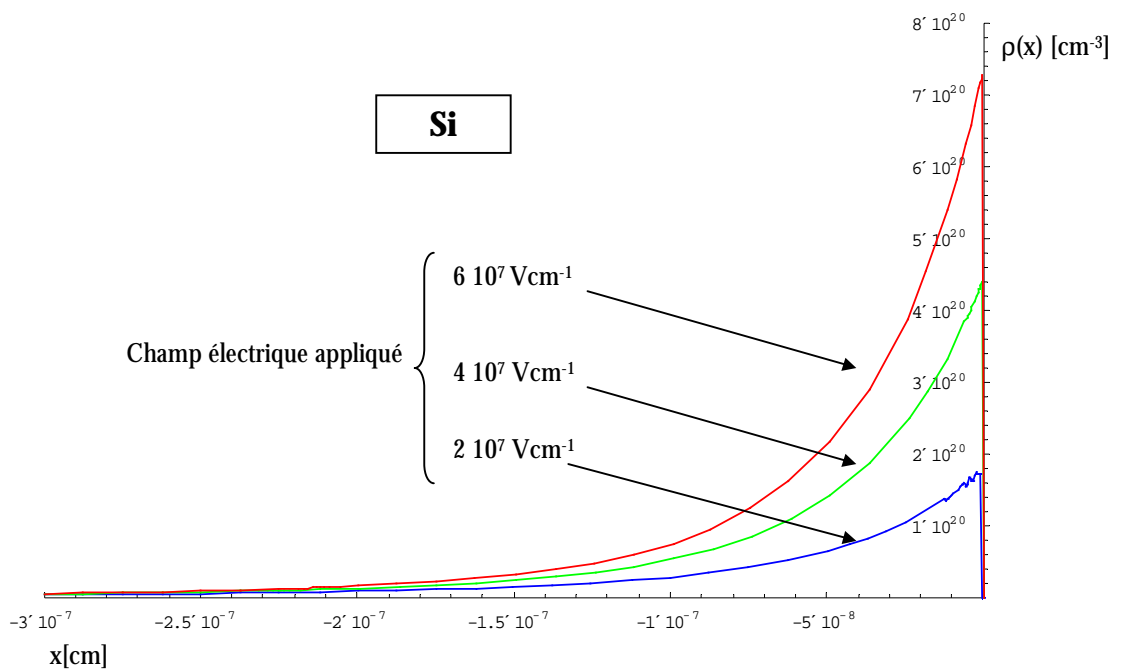


Figure II.24 : Evolution de la densité de charges accumulées près de la surface en fonction du champ électrique appliqué dans le matériau silicium.

II.3.3.6 Interprétations

L'approche faite de la barrière semiconducteur-vide repose sur l'approximation d'un courant nul. Celle-ci suppose d'une part que le taux d'électrons émis dans le vide n'est qu'une partie infime de ceux venant frapper la barrière et d'autre part qu'un électron émis est immédiatement remplacé par un autre électron. Pour que cette hypothèse soit réaliste, il est nécessaire qu'une barrière de potentiel existe à proximité de toute zone d'accumulation de charges. Ceci ne sera plus réalisé (voir figure II.22) pour des champs électriques supérieurs à $6 \cdot 10^7 \text{ Vcm}^{-1}$ où la barrière de potentiel devient très faible et étroite. Dans ce cas de figure, le taux d'électrons franchissant la barrière sera supérieur à celui de remplacement. Par conséquent ces valeurs du champ semblent prohibitives et dans un souci de rigueur, il faudra garder une certaine défiance pour les valeurs proches.

Nous pouvons constater également (figure II.11), que le champ électrique dans le cristal de GaAs est supérieur à 10^5 Vcm^{-1} sur une épaisseur d'une dizaine de nanomètres. On peut alors penser qu'il n'est nécessaire d'étendre l'étude aux électrons des vallées satellites L et X. De plus, nous nous rapprochons alors des conditions correspondant aux phénomènes d'avalanche dans le semiconducteur.

II.3.4 Modification de la loi d'émission pour les semiconducteurs

Le calcul de la densité du courant d'émission par effet champ a été introduit dans la partie II.2 pour les métaux. Mais l'application de cette théorie au cas des matériaux semiconducteurs nécessite quelques aménagements apportés notamment par K.L Jensen[21]. S'appuyant sur les résultats de la modélisation de la barrière de potentiel établis précédemment, nous allons, dans cette partie, étudier l'évolution de la densité de courant émise à partir d'un matériau semiconducteur.

II.3.4.1 Densité de courant : Principe de calcul

Classiquement l'expression de la densité dérive de la relation :

$$J_{FN} = e \int_0^{\infty} D(W) \times N_0(W) dW \quad (2.37)$$

Pour le terme $N_0(W)$ traduisant la fonction d'alimentation, il est nécessaire dans le cas du semiconducteur d'une part de prendre en compte la masse effective dans le cristal, d'autre part la variation du potentiel chimique près de l'interface que nous avons déterminé précédemment ($\mu(x) = \mu_0 + V(x)$).

En ce qui concerne le coefficient de transmission de la barrière $D(W)$, son développement analytique (qui est basé sur l'approximation WKB où l'émission a lieu essentiellement autour du niveau de Fermi E_f) nécessite quelques extensions dans le cas d'un semiconducteur.

Une formulation de l'émission de champ étendue au cas des semiconducteurs a ainsi été déterminée par Jensen dont l'expression est donnée par :

$$J = J_{FN} \cdot \frac{M_c r}{2} G \left(\frac{3}{2} \frac{Bt(y)\mu(0)\sqrt{\Phi}}{E} \right) \quad (2.38)$$

Cette relation comportent deux termes :

- ◆ l'un de forme classique Fowler-Nordheim

$$J_{\text{FN}} = \frac{e^2 E^2}{16\pi^2 \hbar \Phi_{\text{eff}} t(y)^2} \exp\left(-\frac{Bv(y)\phi_{\text{eff}}^{3/2}}{E}\right) \quad (2.39)$$

dans lequel la hauteur de la barrière effective $\phi_{\text{eff}} = \phi - \mu(0)$ prend en compte l'effet de la pénétration du champ électrique.

avec $y = \sqrt{\frac{\hbar c E}{137 \Phi^2} \left(\frac{\epsilon_s - 1}{\epsilon_s + 1}\right)}$ (abaissement relatif de la barrière pour les semiconducteurs)

- ◆ l'autre plus spécifique aux semiconducteurs où

$$G(x) = 1 - (x+1)e^{-x} \quad (2.40)$$

avec $B = \frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m}}{\hbar}$

r est le rapport de la masse effective transverse sur la masse de l'électron dans le vide (0.067 pour le GaAs et 0,19 pour le Si).

M_c la dégénérescence des vallées électroniques ($M_c=1$ pour le GaAs car la masse effective est isotrope, matériau à gap direct. $M_c=6$ pour le Si, le minimum de la bande de conduction est situé dans la direction [100] et par symétrie dans les directions équivalentes $\langle 100 \rangle$ il y a donc 6 minimums de la bande de conduction).

L'étude précédente nous permet de déterminer le potentiel dans le semiconducteur et par conséquent d'évaluer le terme G en fonction du champ appliqué. Dans la gamme de champs utilisés, on peut constater (figure II.25) que ce terme correcteur peut être considéré comme sensiblement constant.

II.3.4.2 Résultats et interprétations

Intégré à notre code de calcul du potentiel électrostatique dans la structure, nous pouvons ainsi évaluer la densité de courant émise compte tenu du travail de sortie effectif dû à la

courbure de la bande de conduction près de la surface. $\phi_{\text{eff}} = \chi - \mu_0 - V_0$, V_0 étant le potentiel à la surface.

Afin d'évaluer la pertinence de ces résultats, nous les avons comparés aux données issues de la résolution de l'équation de Schrödinger[21] comme indiqué sur la figure II.26.

Nous pouvons constater que l'utilisation de la formulation 2.38 adaptée au cas du silicium semble bien plus satisfaisante que la loi de Fowler-Nordheim classique. Par ailleurs, ces valeurs sont relativement proches d'une modélisation numérique plus rigoureuse solutionnant l'équation de Schrödinger.

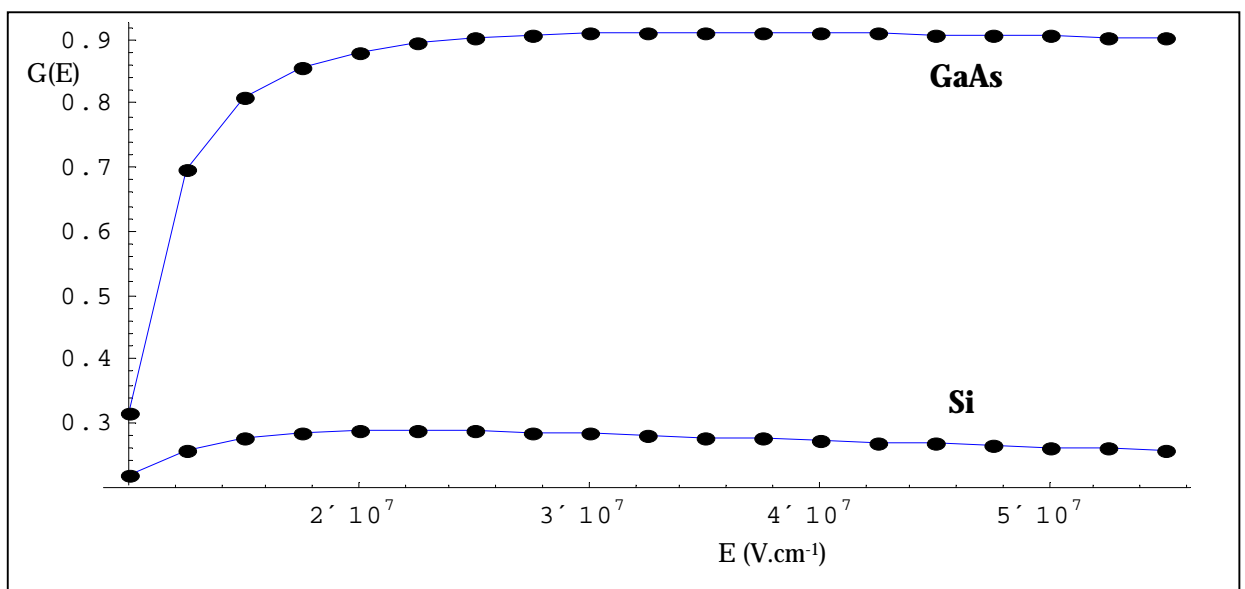


Figure II.25 : Evolution du terme correcteur $G(E)$ pour les matériaux Si et GaAs.

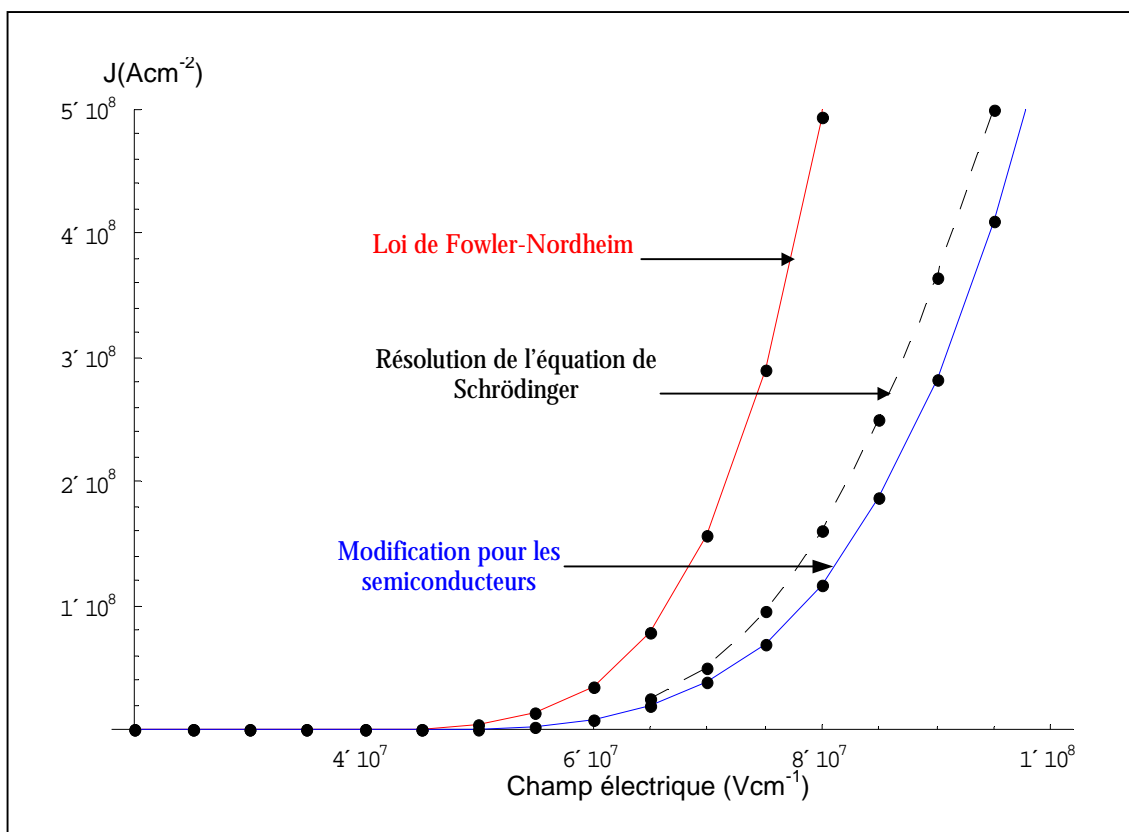


Figure II.26 : Densité de courant en fonction du champ électrique. Loi d'émission de Fowler-Nordheim : classique; adaptée; résolution de l'équation de Schrödinger. Application au matériau silicium.

Nous avons alors étendu cette analogie au cas du matériau GaAs et avons établi une comparaison de l'émission à celle obtenue à partir du silicium et du métal (molybdène) avec prise en compte de la pénétration du champ électrique dans le semi-conducteur.

On peut constater qu'une émission à partir du GaAs est sensiblement plus importante que celle obtenue dans le cas du silicium. L'abaissement de la barrière de potentiel, plus important dans le GaAs, semble donc un effet plus souhaitable qu'une bonne fonction d'alimentation en faveur du silicium en termes de densité d'états libres ou encore de masse effective. En effet, sur une gamme de champ allant de $2 \cdot 10^7$ à $7 \cdot 10^7 \text{ Vcm}^{-1}$ le potentiel à la surface varie respectivement de -0.56 à -1.55 eV pour le GaAs soit 1 eV alors que cette variation n'est que de 0.2 eV pour le silicium.

Ainsi, on peut remarquer que l'ensemble du terme correctif spécifique aux semiconducteurs est environ 5 fois supérieur pour le silicium et qu'il demeure sensiblement indépendant du champ appliqué.

On peut souligner que l'abaissement de la barrière prime devant ce terme dans l'évaluation de la densité de courant.

En comparaison avec une émission à partir d'une surface métallique où seul l'abaissement de la barrière dû à la force image intervient, les semiconducteurs permettraient d'obtenir des densités de courant plus fortes.

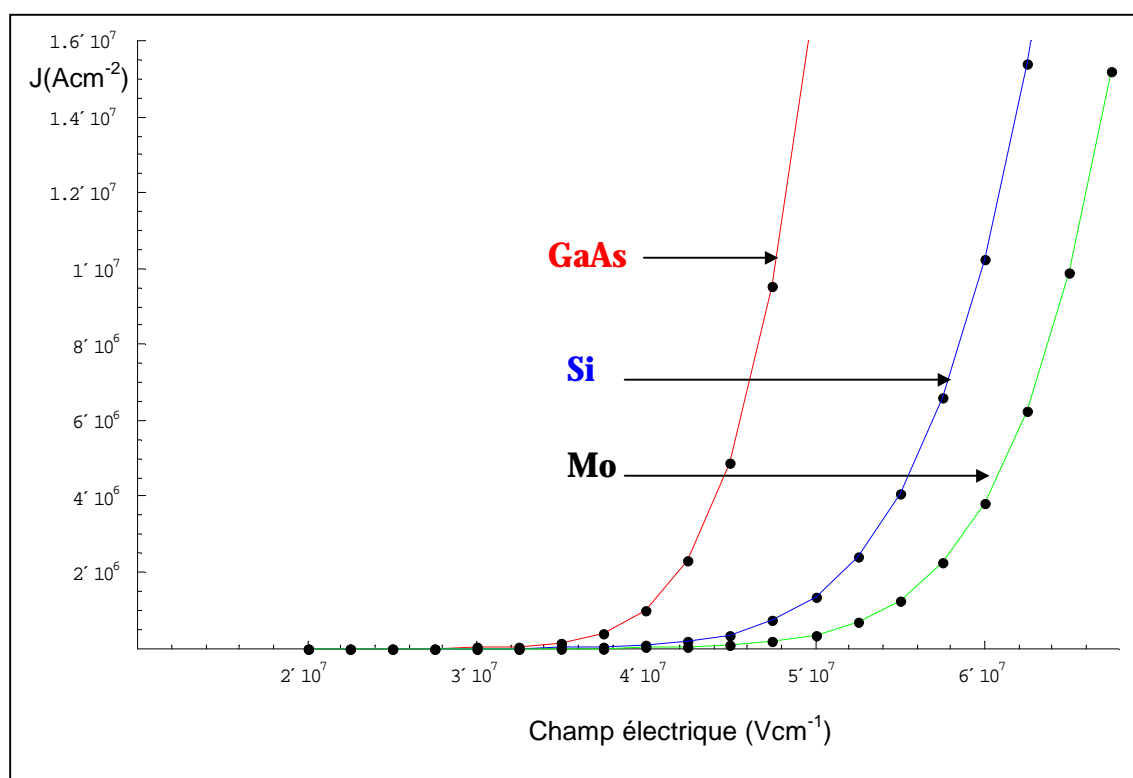


Figure II.27 : Comparaison des densités de courant en fonction du champ électrique pour l'arséniure de gallium ($N_d = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), le silicium ($N_d = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) et le molybdène ($\phi = 4.5 \text{ eV}$).

La loi d'émission de courant adaptée aux semiconducteurs conserve donc une formulation de type Fowler-Nordheim où la barrière effective dépend du champ externe. Dans le cas de l'arséniure de gallium et en l'absence d'états de surface, l'abaissement du potentiel chimique $\mu(0)$ à l'interface semiconducteur-vide peut être modélisé en fonction du champ appliqué par l'équation (voir figure II.28) :

$$\mu(E) = -\alpha E - 0,1963 \quad (2.41)$$

soit encore pour la hauteur de barrière effective :

$$\phi(E) = \chi - \alpha E \quad (2.42)$$

avec $\alpha = 2 \cdot 10^{-8} \text{ eV/V.cm}^{-1}$ et $\chi = 4.07 \text{ eV}$.

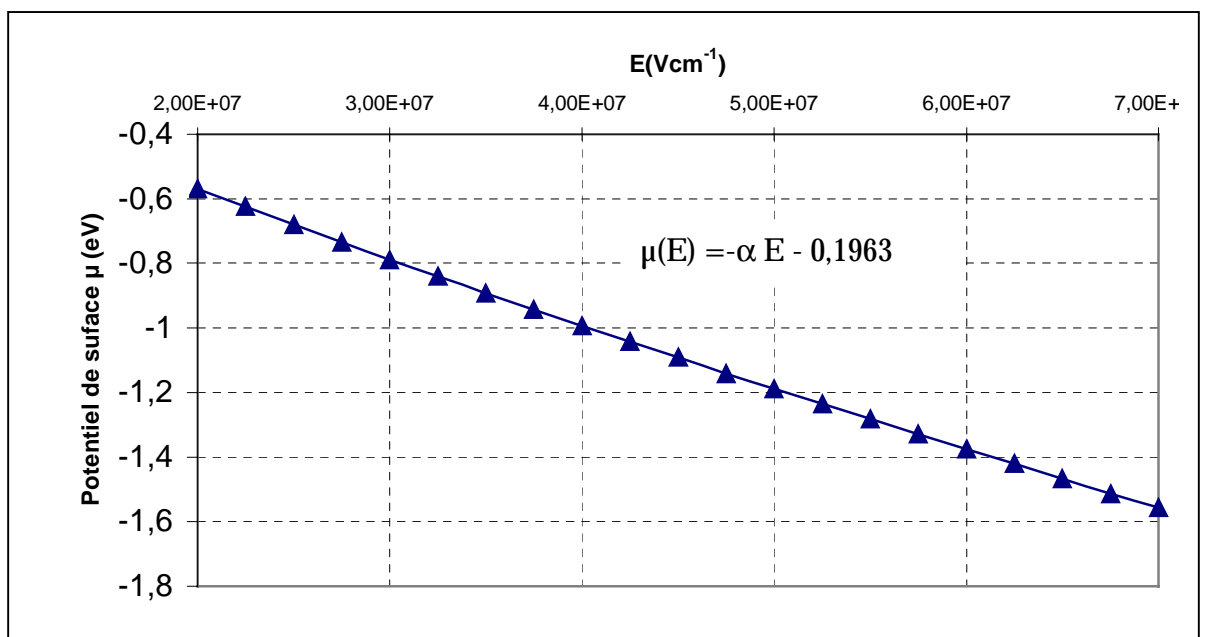


Figure II.28 : Evolution du potentiel chimique en fonction du champ électrique externe à la surface. $N_d = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

De façon analogue au cas de la surface métallique, nous avons représenté sur la figure II.29 l'évolution de $\ln(J/E^2)$ en fonction de $1/E$.

La comparaison avec la loi classique de Fowler-Nordheim (ϕ constant) met en évidence une pente du tracé sensiblement identique à celle correspondant à la barrière de potentiel du GaAs sans champ externe. Les spécifications propres au semiconducteur (pénétration du champ, masse effective...) se réduisent donc pratiquement par une translation du tracé de Fowler-Nordheim.

Une justification analytique peut être apportée par l'expression :

$$\ln\left(\frac{J}{E^2}\right) = \ln\left(\frac{k.A}{\phi_{\text{eff}}}\right) - \frac{B\phi_{\text{eff}}^{3/2}}{E} \quad (2.43)$$

où les variations du terme $\ln\left(\frac{k.A}{\phi_{\text{eff}}}\right)$ demeurent faibles avec le champ électrique.

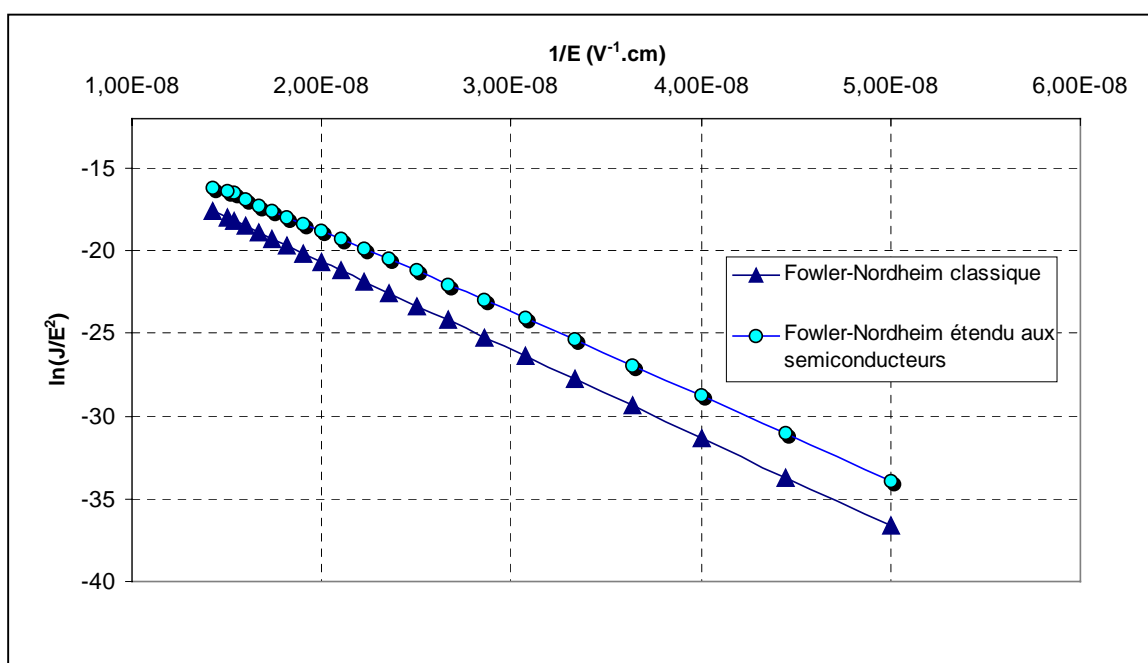


Figure II 29 : Tracés de Fowler-Nordheim :classique ; modification pour les semiconducteurs. Application au GaAs.

Ainsi, théoriquement, un tracé linéaire de Fowler-Nordheim validera une émission par effet de champ soit à partir d'un matériau métallique ou encore à partir d'un semiconducteur.

En ce qui concerne l'influence du dopage, la faible dépendance du potentiel chimique à la surface $\mu(0)$ (figure II.15) de ce paramètre, quelques dizaines de meV pour une variation du dopage d'une décade, résulte en une insignifiante amélioration de la densité de courant émis.

A titre d'illustration, pour un champ électrique de $4 \cdot 10^7 \text{ Vcm}^{-1}$, le passage d'un niveau de

dopage de $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ à $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ne s'accompagne que d'une croissance de la densité de courant de $4.77 \cdot 10^5 \text{ A.cm}^{-2}$ à $4.87 \cdot 10^5 \text{ A.cm}^{-2}$ (soit environ 2 %). Une amélioration de quelques dizaines de meV de la pénétration en fonction du dopage est en effet compensée par une énergie de Fermi plus faible, ce qui laisse le travail de sortie effectif pratiquement inchangé ($\phi_{\text{eff}} = \chi - \mu_0 - V_s$).

Ce résultat s'explique par la diminution de la barrière de potentiel et le rôle prépondérant joué par la couche d'accumulation des électrons à la surface. Il met aussi en évidence la possibilité d'une émission à partir d'un matériau semiconducteur même non dégénéré.

II.4 Effet de l'introduction d'une couche résistive sur l'émission

II.4.1 Prise en compte d'une chute de potentiel volumique

Nous avons vu qu'un champ appliqué extérieur pénètre dans le semiconducteur sur une profondeur d'environ 10 nm pour le GaAs, mais le processus d'effet tunnel des électrons à travers la barrière de potentiel ne diffère en rien de celui mis en œuvre pour les métaux.

La population électronique y est cependant nettement moins élevée et si le semiconducteur présente une forte résistivité, le mécanisme d'émission peut être le siège d'une saturation du courant d'émission. Ceci a lieu quand la vitesse d'arrivée des électrons venant des régions profondes de l'échantillon vers la surface n'est pas suffisante pour compenser les électrons de la couche superficielle émis dans le vide[25].

Le niveau de dopage des émetteurs peut ainsi influencer sur l'émission de champ.

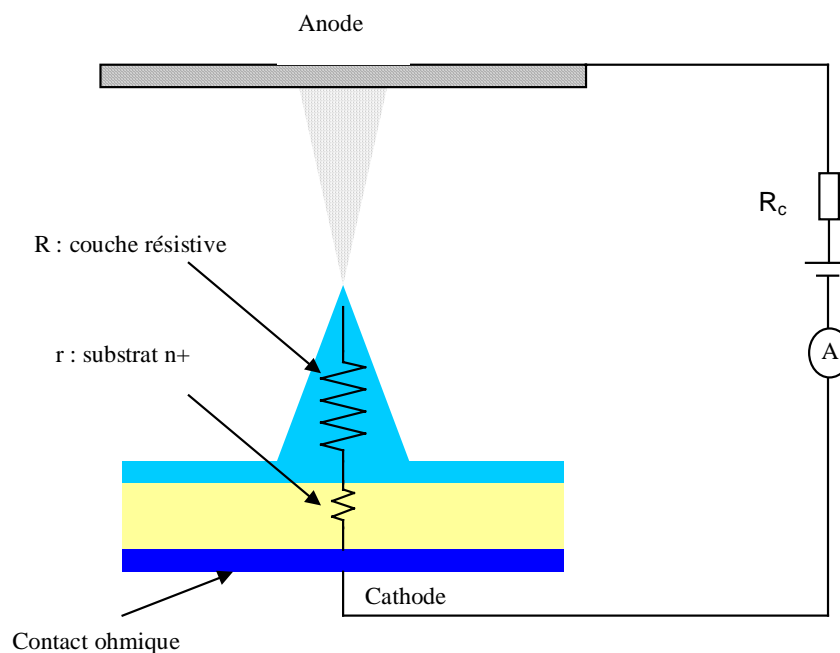


Figure II.30 : Représentation des résistances mises en jeu dans une micropointe à couche résistive.

La description de l'émission régie par une loi de type Fowler-Nordheim présente une dépendance du courant en fonction de la tension, fortement exponentielle. Aussi, une limitation du courant s'impose pour assurer une protection des émetteurs contre claquage et destruction causés par une émission excessive. En effet, sans système de régulation, l'émission localisée sur les émetteurs les plus fins occasionnerait des courants locaux extrêmement forts pouvant conduire au claquage si l'intensité excède une valeur critique qui dépend du matériau.

Certains travaux ont montré que l'introduction d'une couche résistive[26] à la base de la cathode des réseaux d'émetteurs permet de se prémunir de ces claquages. D'autres ont envisagé l'introduction de limiteurs de courants verticaux[27] en introduisant des caissons isolants entre l'ensemble des microémetteurs.

Dans le cadre de ce travail, nous proposons d'étudier expérimentalement l'influence du dopage sur l'émission dans l'optique d'une autolimitation du courant. Pour évaluer cet effet, examinons les conséquences de la prise en compte dans la loi classique d'émission d'une chute de potentiel introduite par une résistivité volumique (figure II.30).

Le courant s'écrit alors:

$$I = \frac{1.44 \times 10^{-6} \times S \times \beta^2 \times (V - R_{\text{tip}} \times I)^2}{\phi} \exp\left(\frac{9.81}{\sqrt{\phi}}\right) \exp\left(-\frac{6.83 \times 10^9 \phi^{3/2}}{\beta(V - R_{\text{tip}} \times I)}\right) \quad (2.44)$$

R_{tip} représente la résistance présentée par la micropointe.

II.4.2 Valeur approchée de la résistance d'une micropointe

Une expression analytique de la résistance présentée par une micropointe est issue d'un modèle[28] assimilant la pointe à un cône de hauteur h , de rayon de la base R , et de rayon de courbure r (figure II.31). Sa formulation est donnée par :

$$R_{\text{tip}} = \frac{\rho h}{\pi R r} \quad (2.45)$$

où ρ représente la résistivité du semiconducteur.

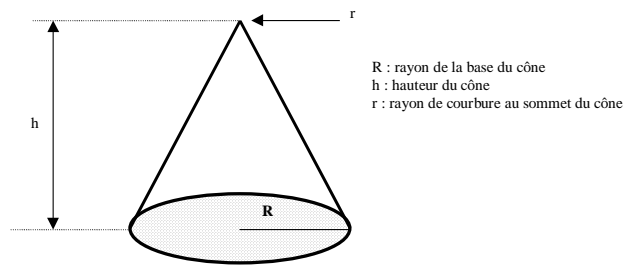


Figure II.31 : Approximation d'une micropointe par une forme géométrique conique.

Pour son évaluation, nous prenons en compte les caractéristiques issues des émetteurs réalisés au cours des processus technologiques, à savoir :

- ✓ Hauteur=2.5 μm
- ✓ Rayon de courbure $r=5 \text{ nm}$
- ✓ Rayon de la base $R=2.5 \mu\text{m}$

Dans la relation de Fowler-Nordheim, nous avons opté pour une surface émissive de 1 nm^2 et un facteur d'amplification $\beta=10^8 \text{ m}^{-1}$ (valeurs proches des paramètres expérimentaux). Les constantes A et B de la relation $I = AV^2 \exp\left(-\frac{B}{V}\right)$ valent alors successivement $5 \cdot 10^{-7} AV^{-2}$ et 533 V.

II.4.3 Résultats et interprétations

Nous avons étudié l'effet d'une chute de potentiel sur la loi d'émission pour trois valeurs de résistances 248.8Ω, 4.97kΩ et 19.8kΩ correspondant à des niveaux de dopage respectivement de $4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

Paramètres	$Nd_1=4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	$Nd_2=2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	$Nd_3=5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
Résistivité $\rho(\Omega\text{cm})$	$3.9 \cdot 10^{-4}$	$7.81 \cdot 10^{-3}$	$3.12 \cdot 10^{-2}$
Résistance de la pointe $R_{ip}(\Omega)$	248.8	$4.97 \cdot 10^3$	$19.86 \cdot 10^3$

Tableau II.2 : Valeurs des résistances présentées par une micropointe en arséniure de gallium.

On observe d'emblée sur la figure II.32 représentant le tracé I(V) que l'influence du dopage se manifeste significativement au-delà d'un courant supérieur à une centaine de μA pour lequel la réduction de celui-ci avoisine 10%.

Notons par ailleurs, que la prise en compte d'une chute de potentiel dans la loi d'émission s'avère négligeable pour un dopage supérieur à $4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. En revanche, pour un dopage moins élevé ($2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$), la caractéristique I-V commence à s'écarter du tracé de la loi d'émission « idéale », écart qui devient significatif avec un dopage de $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

Dans la pratique, ce résultat pourra être mis à profit pour autolimiter le courant émis et ainsi prévenir les claquages intempestifs qui aboutissent à la destruction thermique des émetteurs[29].

Dans le chapitre IV consacré aux réalisations technologiques, l'introduction d'une variation du dopage des micropointes sera analysée dans cette perspective de protection des microémetteurs.

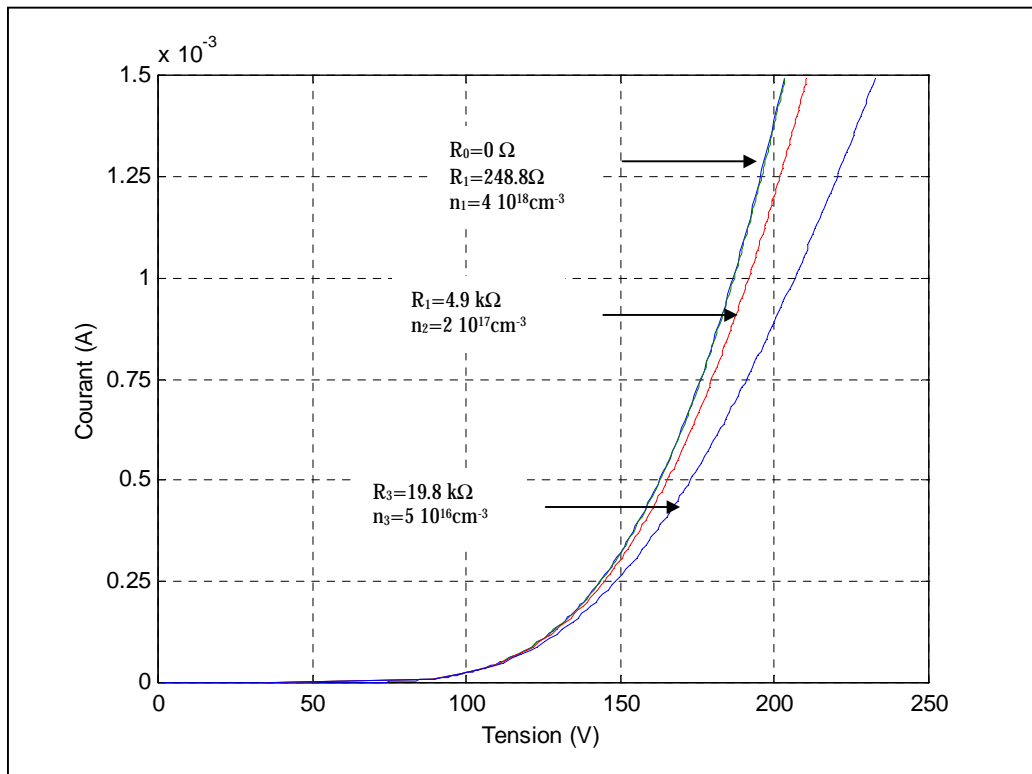


Figure II.32 : Influence de la résistivité du semiconducteur sur l'émission d'une micropointe. A noter que les courbes pour $R=0 \Omega$ et $R_1=248.8 \Omega$ sont confondues.

II.5. Méthode d'exploitation statistique de l'émission d'un réseau d'émetteurs

II.5.1 Introduction

Les conditions de réalisation technologique et les propriétés spécifiques au matériau rendent pratiquement impossible l'élaboration d'une géométrie d'émetteurs rigoureusement uniforme sur l'ensemble des sites.

En pratique, cela se traduit par une dispersion inévitable sur les paramètres de chaque microémetteur: rayon de courbure à l'apex, hauteur, travail de sortie. Aussi, si l'on veut effectuer une exploitation des résultats en émission, il incombe de considérer que certains termes, notamment le facteur géométrique β , se différencient d'un site émetteur à un autre. Par conséquent, pour une approche réaliste de l'émission, il convient de considérer une distribution statistique des paramètres propres aux émetteurs pour mieux comprendre l'exploitation expérimentale de l'émission à partir de ces sites.

II.5.2 Procédures d'analyses statistiques expérimentales de l'émission

II.5.2.1 Droite de Fowler-Nordheim

L'analyse de base des tests d'émission électronique s'effectue à l'aide d'un tracé approprié à la formulation de Fowler-Nordheim. Ainsi, l'expression de la caractéristique $I(V)$ d'émission déduite en remplaçant E par βV s'écrit :

$$I = \frac{AS(\beta V)^2}{\phi} \exp\left(-\frac{B\phi^{3/2}}{\beta V}\right) \quad (2.46)$$

le tracé de

$$\ln\left(\frac{I}{V^2}\right) = \ln\left(\frac{AS\beta^2}{\phi}\right) - \frac{B\phi^{3/2}}{\beta V} \quad (2.47)$$

permet à partir de la pente de la droite de Fowler-Nordheim d'extraire le coefficient d'amplification de champ β et à partir de l'ordonnée à l'origine la surface d'émission S .

Dans le cas du semiconducteur, les particularités dues au matériau se sont traduites pratiquement uniquement par le décalage du tracé de Fowler-Nordheim (Figure II.29).

Cela signifie donc que dans l'exploitation des caractéristiques d'émission des pointes semiconductrices, on peut considérer que la pente obtenue soit représentative du seul coefficient d'amplification β . L'ordonnée à l'origine prendra en compte la correction introduite par le semiconducteur (Equation. 2.38).

Mais l'incurvation de la droite de Fowler-Nordheim, observée dans certaines régions, conduit à introduire d'autres modèles d'analyses statistiques plus développés.

II.5.2.2 Modèle d'une distribution gaussienne

En reprenant le modèle simple idéal de la sphère flottante, $\beta = \frac{h}{D_{ak} r}$ (avec $r \ll h$), on peut écrire:

$$\frac{I_{tot}}{V^2} = N_{eq} \times 2\pi r^2 A \left(\frac{h}{r \times D_{ak}} \right)^2 \exp\left(-\frac{B \times D_{ak} \times r}{hV} \right) \quad (2.48)$$

avec $I_{tot} = N_{eq} \times I_{pointe}$ (N_{eq} représente le nombre total de sites émetteurs)

expression que l'on peut mettre sous la forme :

$$\frac{I_{tot}}{V^2} = \exp\left(A_0 - \frac{B'}{V} \right) \quad (2.49)$$

avec : $\exp(A_0) = 2\pi N_{eq} \times A \left(\frac{h}{D_{ak}} \right)^2$ et $B' = \frac{B \times D_{ak} \times r}{h}$

Comme nous l'avons vu et discuté dans la partie II.2.2.3, une légère variation du rayon de courbure induit une importante répercussion sur le facteur géométrique β et le courant émis s'en trouve ainsi affecté. Aussi, le rayon de courbure est le paramètre technologique le plus difficile à reproduire d'un émetteur à l'autre. Pour prendre en compte ses fluctuations, nous introduirons une répartition de type gaussienne[30] sur le terme B' tel que:

$$\frac{\bar{I}_T}{V^2} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(A_0 - \frac{B'}{V}\right) \exp\left(-\frac{(B' - B_0)^2}{2\sigma_{B'}^2}\right) dB'}{\int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{(B' - B_0)^2}{2\sigma_{B'}^2}\right) dB'} \quad (2.50)$$

L'expression (2.47) permet une résolution exacte quand les bornes d'intégration sont prises égales à $\pm\infty$ et le résultat conduit alors à :

$$\ln\left(\frac{\bar{I}_{tot}}{V^2}\right) = A_0 - \frac{B_0}{V} + \frac{\sigma_{B'}^2}{2V^2} \quad (2.51)$$

Au vu de cette expression, on pourra donc extraire par interpolation polynomiale du second ordre du tracé de Fowler-Nordheim, les valeurs A_0 , B_0 et $\sigma_{B'}$. Cette exploitation donnera des informations sur le rayon de courbure moyen r_0 des micropointes, la surface S d'émission et la dispersion σ_r de ce rayon :

$$r_0 = \frac{B_0 \times h}{D_{ak} \times B}$$

$$\sigma_r = \frac{\sigma_{B'} \times h}{B \times D_{ak}}$$

$$S = \frac{\exp(A_0)}{A} \times \left(\frac{D_{ak} \times r_0}{h}\right)^2$$

h étant la hauteur des émetteurs, D_{ak} la distance anode-cathode, et A et B sont des constantes universelles de la loi d'émission Fowler-Nordheim.

A titre d'illustration, nous avons tracé sur la figure II.34 le diagramme de Fowler-Nordheim pour différents écarts types du rayon de courbure σ_r . On peut constater l'incurvation du tracé de Fowler-Nordheim qui s'éloigne d'autant plus de l'évolution linéaire que l'écart type σ_r est grand et dont l'effet se fait particulièrement sentir aux niveaux d'émission les plus faibles. Ces évolutions ont été approximées par une interpolation polynomiale à partir de laquelle les valeurs A_0 , B_0 et σ_B permettront de remonter aux paramètres géométriques des émetteurs. (Les bornes d'intégration étant égales $\pm 3\sigma$ ce qui correspond à 99.7% de la distribution du paramètre).

Cependant, cette exploitation peut conduire à des erreurs car la solution de l'équation n'est exacte qu'avec des bornes d'intégration égales à $\pm\infty$.

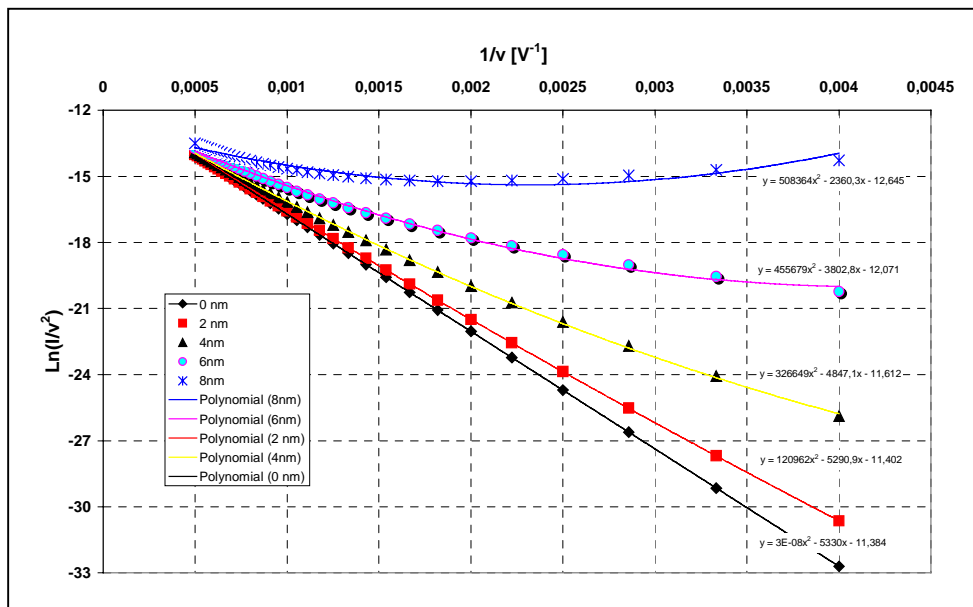


Figure II.33 : Interpolation polynomiale des courbes de Fowler-Nordheim calculées numériquement suivant le modèle gaussien.
 $h=1 \mu\text{m}$, $D_{ak}=5\mu\text{m}$, $r_0=20 \text{ nm}$.

Lorsque la statistique s'applique à un paramètre tel que le rayon de courbure, qui intervient au numérateur du terme exponentiel, le fait d'imposer physiquement une limite inférieure oblige à tronquer la loi gaussienne dans une région où les rayons de courbure sont très faibles mais pour laquelle la contribution au courant est importante[31]. Ainsi, plus l'écart-type est grand, plus la gaussienne sera tronquée et plus ce modèle pourra conduire à des erreurs comme l'illustre le tableau ci-dessous relatif à la figure II.33.

Ecart type σ (nm)	Interpolation polynomiale $y=cx^2-bx-a$			Valeurs extraites de l'approximation	
	a	b	c	r_0(nm)	σ_r (nm)
0	11.38	5330	0	20	0
2	11.40	5290	120962	19.84	1.84
4	11.61	4847	326649	18.18	3.03
6	12.07	3802	455679	14.42	3.58
8	12.64	2360	508364	8.85	3.78

Tableau II.3 : Extraction du rayon de courbure r_0 et de l'écart type σ_r des courbes à partir de la figure II.34.

On constate qu'à forte dispersion, l'interpolation polynomiale ne conduit plus à retrouver le rayon de courbure fixé à 20 nm.

II.5.2.3 Modèle d'une distribution parabolique

Etant donné l'accommodation du modèle gaussien qui se restreint aux faibles écarts-type σ_r , Nicolaescu[30] suggère de remplacer la distribution gaussienne tronquée par une distribution parabolique symétrique s'annulant en r_1 et r_2 ($r_2 > r_1$) et maximale en $r_0 = (r_1 + r_2)/2$, tout en supposant que la contribution au courant total des émetteurs les plus émoussés soit négligeable.

L'expression du courant moyen pour une pointe s'écrit alors:

$$\frac{\bar{I}_{\text{pointe}}}{V^2} = \frac{\int_{r_1}^{r_2} SA \left(\frac{h}{D_{ak} r} \right)^2 \exp\left(-\frac{BD_{ak} \times r}{hV} \right) (r - r_1)(r - r_2) dr}{\int_{r_1}^{r_2} (r - r_1)(r - r_2) dr} \quad (2.52)$$

Si l'on suppose $r_2 \gg r_1$, la contribution des émetteurs de rayon de courbure r_2 devient alors négligeable, et l'équation (2.52) devient pour un réseau de N_{eq} émetteurs :

$$\frac{\bar{I}_{tot}}{V^2} = 2\pi N_{eq} A \left(\frac{h}{D_{ak}} \right)^2 \frac{6}{(r_2 - r_1)^3} \left(\frac{hV}{BD_{ak}} \right)^3 \left(\frac{BD_{ak}(r_2 - r_1)}{hV} - 2 \right) \exp\left(-\frac{BD_{ak} \times r_1}{hV} \right) \quad (2.53)$$

Cette expression devient en négligeant le coefficient 2 devant le terme voisin (étant donné les ordres de grandeur mis en jeu) :

$$\frac{\bar{I}_{tot}}{V^4} = 2\pi N_{eq} A \left(\frac{h}{D_{ak}} \right)^2 \frac{6}{(r_2 - r_1)^2} \left(\frac{h}{BD_{ak}} \right)^2 \exp\left(-\frac{BD_{ak} \times r_1}{hV} \right) \quad (2.54)$$

Cette approximation de la loi de répartition gaussienne tronquée par une parabole semble convenable comme nous le montre la comparaison établie sur la figure II.34 pour différentes valeurs de limite inférieure du rayon de courbure r_1 .

Par ailleurs, cette formulation révèle qu'un tracé $\ln(I/V^4)=f(1/V)$ conduit à une droite dont la pente est proportionnelle à r_1 (rayon inférieur) et où l'ordonnée à l'origine donne r_0 , rayon de courbure moyen.

En conclusion, pour caractériser l'émission d'un réseau de micropointes, nous nous appuierons sur une étude comparative de l'évaluation statistique de l'émission de courant à l'aide de ces différents modèles, car compte tenu de la dispersion inévitable et indéterminée entre les rayons de courbure, nous ne pouvons déterminer a priori le modèle le mieux adapté.

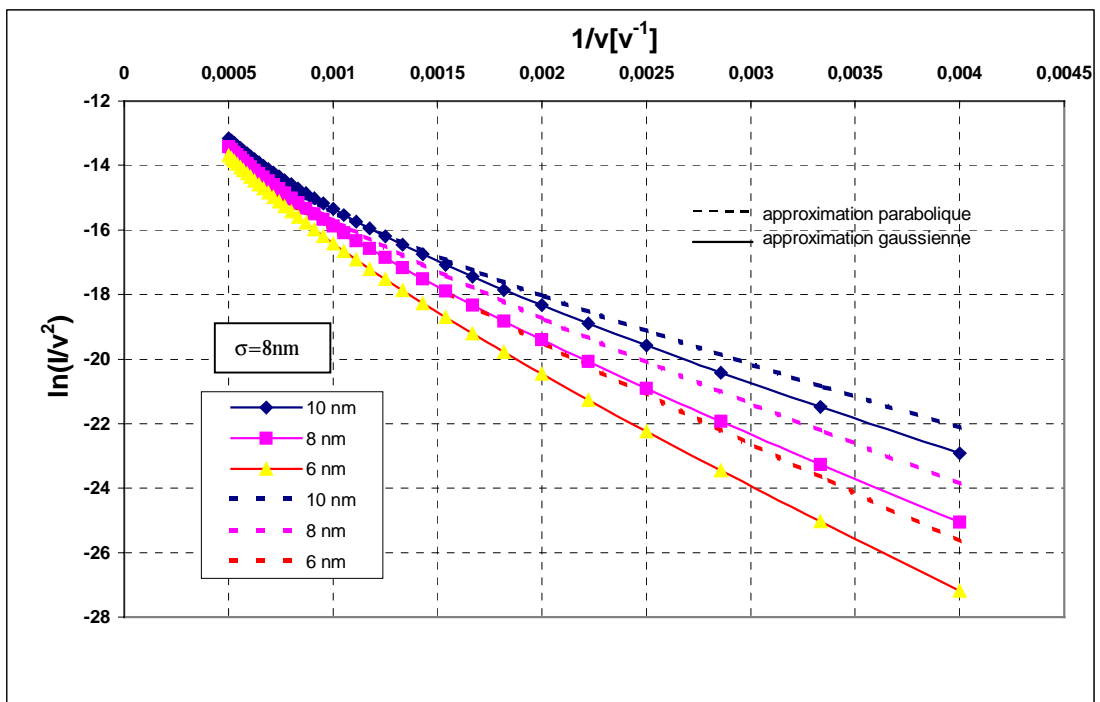


Figure II.34 : Comparaison des tracés de Fowler-Nordheim de la distribution gaussienne et de la distribution parabolique pour différentes valeurs de r_1 (rayon de courbure minimal).

II.6 Conclusion

Dans ce second chapitre, nous avons abordé l'étude de l'injection des électrons dans le vide à partir d'un matériau sous l'action d'un champ électrique très élevé ($>2 \cdot 10^7 \text{ Vcm}^{-1}$). Cette approche est basée sur le modèle établi par Fowler et Nordheim pour une émission froide d'électrons à partir d'une surface métallique parfaite.

Dans les structures en pointe, la géométrie permet d'amplifier le champ local pour répondre à l'exigence de champs électriques intenses requis dans le processus de l'émission tunnel. La transposition de l'équation d'émission tient compte du rehaussement géométrique du champ qui s'opère par l'insertion d'un facteur de forme β dans la formulation théorique. L'introduction d'un modèle analytique dit de « la sphère flottante » nous a permis de prendre en compte de façon réaliste, de la morphologie de l'émetteur afin d'évaluer analytiquement la valeur de ce champ électrique local.

L'exploitation de la loi fondamentale de l'émission a par ailleurs mis en lumière la forte dépendance de la densité de courant d'une part au facteur d'amplification de champ β (et par conséquent à la géométrie des sites émissifs), et d'autre part au travail de sortie du matériau considéré comme directement tributaire de l'état de la surface. Ainsi, un gaz adsorbé perturbe l'émission électronique de par son action sur la modification de la barrière de potentiel.

Le choix du GaAs comme support pour la réalisation technologique de nos microémetteurs nous a conduits à mener une étude de l'émission de champ à partir d'un matériau semiconducteur. Contrairement au cas du métal, la population électronique nettement moins élevée facilite la pénétration du champ électrique dans le cristal semiconducteur. Ce phénomène influence considérablement la barrière de potentiel vue par les porteurs qui constituent une couche d'accumulation près de la surface.

Ce modèle nous a permis de revoir la loi d'émission dont l'applicabilité à un matériau semiconducteur nécessite certains aménagements qui résultent de la dépendance de la barrière de potentiel « effective » au champ appliqué. Cette démarche nous a conduit à entreprendre une étude comparative entre semiconducteurs : GaAs et Si. Si l'arséniure de gallium affiche une barrière de potentiel plus faible liée à une meilleure pénétration du champ électrique, le silicium est caractérisé par une meilleure accumulation des porteurs près de la surface et donc par une bonne fonction d'alimentation. Cependant, les résultats favorables au matériau GaAs révèlent qu'une hauteur de la barrière réduite est préférable pour l'émission.

L'influence du dopage qui potentiellement autorise un niveau de courant constant, par la prise en compte d'une chute de potentiel dans les sites émissifs peut être un moyen de contrôle de l'émission à partir d'un semiconducteur. L'effet peut en effet être régulateur, ce qui offre une assurance contre les claquages prématurés et la destruction thermique des micropointes.

Enfin, en vue de l'exploitation statistique des performances des microémetteurs caractérisés électriquement, nous avons présenté trois modèles qui nous permettront d'analyser les résultats expérimentaux : un tracé approprié de la loi de Fowler-Nordheim ; le modèle de la répartition gaussienne ; la méthode à approximation parabolique. Ces outils conduiront à quantifier les paramètres du réseau d'émetteurs : rayon de courbure des micropointes, surface émissive, facteur de forme β des sites.

Bibliographie du chapitre II

- [1] **R. H. Fowler & L. Nordheim,**
Electron emission in intense electric field,
Proc. Roy. Soc. London, A119,173 (1928).
- [2] **A. Modinos,**
Field , thermionic, secondary emission spectroscopy
Plenum Press, New York, p.6, (1984)
- [3] **R.E. Burgess & H. Kroemer,**
Corrected values of Fowler-Nordheim field emission functions $v(y)$ et $s(y)$
Physical. Review, vol.90 (4), p.515, (1953).
- [4] **C. A. Spindt & al.,**
Physical properties of thin-film field emission cathodes with molybdenum cones,
J. Appl. Phys. , Vol.47 (12), pp.5248-5263 (1976).
- [5] **E. W. Müller,**
Phys. Rev.31 106, pp 541-550 (1937).
- [6] **T. Utsumi,**
Keynote address vacuum microelectronics: What's new and exciting
IEEE Trans. Electron. Dev., 38, 10, 276 (1991).
- [7] **E.L Murphy & R. H. Good,**
Thermoionic emission, field emission, and the transition region,
Phys. Rev., 102, pp. 1464-1, 473, (1956).
- [8] **R. H. Good & E.W. Müller,**
Field emission,
Handbuch der Physik, Bd. 21, pp. 177-231 (1956).
- [9] **W. Nottingham,**
Remarks on energy losses attending thermionic emission of electrons from metals
Phys. Rev., 59, pp 906-907, (1941).
- [[10] **F. M. Charbonnier & al.,**
Nottingham effect in field and T-F Emission : Heating and cooling domains, and inversion temperature,
Phys. Rev. Lett. 13(13), pp. 397-401, (1964).
- [11] **J.P. Babour & al.,**
Space-charge effects in field emission,
Phys. Rev.,92, pp45-51, (1953)
- [12] **W.P. Dyke & J. K. Trolan,**
Field emission : Large current densities, space charge and the vacuum arc,

- Phys. Rev., 89, pp799-808, (1953).
- [13] **H. Imura & al.,**
Electron gun design for traveling wave tube (TWTs) using a field emitter array (FEA) cathode,
IEDM, pp. 721-724, (1997).
- [14] **K.L. Jensen .& al.,**
Space charge effects on the current-voltage characteristics of gated field emitter arrays,
J. Appl. Phys. 82(2), pp.845-854, (1997)
- [15] **W.A. Anderson,**
Role of space charge in field emission cathodes ;
J. Vac. Sci. Technol. B 11(2), Mar/Apr 1993, pp. 383-386.
- [16] **A. Zeitoun-Fakiris & B. Jünter,**
J. Phys. D: Appl. Phys. p.960 (1988).
- [17] **A. Zeitoun-Fakiris & B. Jünter,**
Effect of gas liberation on prebreakdown current in vacuum,
IEEE Trans. Elect. Insul. Vol. 23(1), p.83 (1988).
- [18] **P.R Schwoebel & al.,**
Field emitter array performance enhancement using hydrogen glow discharges,
Appl. Phys. Lett. 63, 33 (1993).
- [19] **H. Y. Fan,**
Contacts between metals and between metal and a semiconductor,
Physical Review, vol. 62, pp.388-394, (1942).
- [20] **A. Modinos,**
Field , thermionic, secondary emission spectroscopy
Plenum Press, New York, (1984).
- [21] **K.L Jensen,**
Numerical simulation of field emission from silicon
J. Vac.Sci Technol. B11(2), p.371 (1993).
- [22] **S.M Sze,**
Physics of Semiconducteur Devices,
Wiley Inter Science 2nd Edition, (1981).
- [23] **H.H Wieder,**
Surface fermi level of III-V compound semiconductor-dielectric interfaces,
Surface science 132, pp.390-405, (1983).
- [24] **Q.-An Huang,**
Field emission from surface states of silicon,
J. App. Phys. vol.81(11), pp.7589-7594, (1997).

- [25] **L.M Baskin & al.,**
General features of field emission from semiconductors,
Phys. Stat. Sol. (b)47,49 , pp.49-62, (1971).
- [26] **R. Baptist & al.,**
Microtips and resistive sheet: A theoretical description of the emissive properties of this system,
J.Vac.Sci Technol. B15(2), p.385 (1997).
- [27] **Hisashi & al.,**
A Novel Current Limiter Fabricated with a Deep Trench Forming Technology for Reliable Field Emitter Arrays
IEDM, p.709 (1997).
- [28] **J.H. Nam & al.,**
Characteristics and circuit model of field emission triode,
Proc.10th Int. Vac. Microelect Conf Kyonghu, pp321-325, (1997).
- [29] **S. Fridrikhov & S. Movine,**
Bases physiques de la technique électronique,
Editions MIR, Moscou, (1982).
- [30] **J. D. Levine & al.,**
Statistical analysis of field emitter emissivity : Application to flat displays,
J. Vac. Sci. Technol. B13(2), 553 (1995).
- [31] **D. Nicolaescu & al.,**
Technological parameters distribution effects on the current-voltage characteristics of field emitter arrays,
J. Vac. Sci. Technol. B12(2), 759 (1994).

Chapitre III

Procédé de réalisation technologique et outils de caractérisations des microémetteurs

III.1 Introduction

III.2 Procédé de réalisations technologiques des microémetteurs sur matériau GaAs

III.3 Outils et procédure de caractérisation électrique

III.4 Conclusion

Chapitre III

Procédé de réalisation technologique et outils de caractérisations des microémetteurs

III.1 Introduction

Le présent chapitre expose dans un premier temps l'ensemble des étapes sur lesquelles s'articule la réalisation technologique de nos microémetteurs sur matériau GaAs.

Dans cette première partie, le choix de notre orientation technologique sera justifié.

Dans un second temps, on présentera les différents outils employés dans le processus de caractérisations physique et électrique.

Cette partie sera complétée par quelques résultats de tests préliminaires en émission des réseaux de micropointes : on verra notamment que des dispositions particulières doivent être respectées afin d'optimiser les potentialités d'émission de courant dans le vide.

III.2 Procédé de réalisation technologique des microémetteurs sur matériau GaAs

III.2.1 Techniques de réalisation des microémetteurs GaAs

Les gravures du matériau GaAs reposent généralement sur l'oxydation de la surface suivie d'une dissolution de cet oxyde en utilisant des agents adéquats. Parmi les oxydants communément utilisés, on trouve le peroxyde d'Hydrogène (H_2O_2) et l'acide nitrique HNO_3 , mais la réaction ne pourrait se produire sans l'association d'un acide (HCl , HF , H_2SO_4 , HNO_3 , H_3PO_4) ou d'une base (NH_4OH , $NaOH$) approprié pour assurer le processus de dissolution.

La présence d'un diluant (eau désionisée) permet de contrôler la cinétique de la réaction.

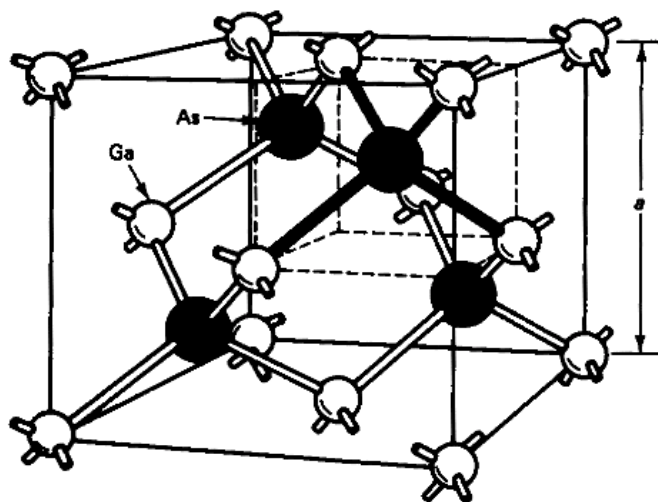


Figure III.1 : Structure cristallographique du GaAs.

La structure cristallographique de type zincblende du GaAs conduit à des gravures chimiques anisotropiques, qui conditionnent la morphologie de la structure qui en résultera.

De nombreux travaux[1-6] sur la gravure du GaAs montrent qu'il est possible d'obtenir les morphologies les plus variées.

Le tableau III.1 présente les profils obtenus suivant la composition chimique des agents composant la solution d'attaque[7]. Dans le cadre de notre application - axée sur la réalisation de micropointes - le profil de gravure à forte concentration d'HCl est particulièrement intéressant puisqu'il permet d'obtenir une forme parabolique des flancs et par conséquent un profil très effilé à l'apex, conditions très favorables pour l'obtention de champs électriques élevés à l'extrémité des pointes. Par ailleurs, certaines compositions chimiques ont fait l'objet d'investigations dans le cadre de la réalisation d'émetteurs de champ sur GaAs mais les résultats rapportés[8-10] en terme de qualité d'efficacité d'émission ne permettent pas de conclure nettement en faveur d'un procédé de réalisation donné.

Notre choix s'est porté par conséquent sur une gravure du GaAs par une solution composée par le système HCl:H₂O₂:H₂O. Cette composition chimique assure une bonne isotropie et une reproductibilité fort satisfaisante pour la réalisation de micropointes. Par ailleurs, les émetteurs réalisés au moyen de cette composition ont affiché de bonnes statistiques[11-12] pour le courant d'émission par rapport aux autres solutions de réalisation.

III.2.2 Solution de gravure chimique : HCl:H₂O₂:H₂O (40:4:1)

L'attrait de la composition HCl:H₂O₂:H₂O (40:4:1) réside dans sa faculté à produire des profils incurvés. De plus, la gravure fortement isotropique et indépendante des directions cristallines azimutales affiche un intérêt certain pour la sous gravure de masques circulaires, ce qui peut convenir davantage aux objectifs de notre étude pour la réalisation de réseaux de micropointes. Les proportions en volume de cette solution ont été définies en fonction de la littérature[13]; la présence de l'eau permet de modérer les vitesses de gravure et favorise l'anisotropie.

ACID	VOLUME RATIOS *	CONCENTRATION (mol/l)		RATIO OF UNDERCUT TO ETCHED DEPTH			RELATIVE ANISOTROPY	ETCH RATE (100) ($\mu\text{m min}^{-1}$)	CROSS-SECTIONAL PROFILES	
		ACID	H ₂ O ₂	<011>	<011>	<100>			(011) SECTION	(01 $\bar{1}$) SECTION
H ₂ SO ₄	1:8:1	1.8	8.0	0.30	0.30	0.90	1.0	14.6		
H ₂ SO ₄	1:8:40	0.36	1.6	0.89	0.68	1.2	0.55	1.2		
H ₂ SO ₄	1:8:80	0.20	0.90	0.62	0.62	0.86	0.32	0.54		
H ₂ SO ₄	1:8:160	0.10	0.47	0.71	0.71	0.93	0.27	0.26		
H ₂ SO ₄	1:8:1000	0.018	0.079	0.82	0.76	0.95	0.22	0.038		
H ₂ SO ₄	1:1:8	1.8	1.0	0.77	0.53	1.0	0.61	1.3		
H ₂ SO ₄	4:1:5	7.1	1.0	0.49	0.29	0.70	0.83	5.0		
H ₂ SO ₄	8:1:1	14.0	1.0	0.52	0.43	0.61	0.35	1.2		
H ₂ SO ₄	3:1:1	11.0	2.0	0.44	0.44	0.53	0.19	5.9		
HCl	1:4:40	0.27	0.87	0.51	0.28	0.97	1.1	0.22		
HCl	1:1:9	1.1	0.89	0.22	0.18	0.37	0.69	0.20		
HCl	40:4:1	10.6	0.87	0.54	0.54	0.54	~ 0	> 5.0		
HCl	80:4:1	11.2	0.46	0.7	0.7	0.7	~ 0	1.1		

* ACID (CONCENTRATED): H₂O₂(30%): H₂O

Tableau III.1 : Caractéristiques des solutions de gravure du GaAs à base de peroxyde (H₂O₂)[13].

Si cette solution est présentée comme théoriquement avantageuse notamment en terme de reproductibilité géométrique, elle peut néanmoins se révéler inefficace si certaines dispositions ne sont pas prises.

En effet, de par son caractère fortement exothermique, cette solution occasionne des gradients de température à la surface du matériau entraînant une disparité des vitesses d'attaque. Cela se traduit à l'échelle macroscopique par l'apparition de cratères handicapant l'homogénéité recherchée des micropointes. Ces dégradations pourront être largement atténuées en maintenant les échantillons horizontaux pendant la gravure.

Son instabilité engendre aussi une augmentation importante de la vitesse de gravure dans les premières minutes de l'attaque. Pour un meilleur contrôle de ces vitesses, il nous a

paru nécessaire de procéder à un vieillissement préalable de la solution pour lui conférer une certaine stabilité. Mais, ces conditions entraînent une réduction significative de la vitesse de gravure et favorisent donc une croissance de couche d'oxydes, ce qui peut se révéler comme un handicap pour les performances des émetteurs en émission de courant. Un compromis a été trouvé en réchauffant et en réglant à 40°C la solution stabilisée. La vitesse de gravure initialement de 1.2 $\mu\text{m}/\text{min}$ (60°C) se réduit à 0.6 $\mu\text{m}/\text{min}$. Ces dernières opérations n'affectent pas le profil de gravure initial des structures et permettent d'observer une meilleure uniformité des réseaux obtenus.

III.2.3 Analyse AFM de l'état de la surface

Afin de rendre compte de l'influence des conditions de gravure sur l'état de la surface, nous avons entrepris une analyse de la surface du matériau par microscopie AFM. Cela nous permettra par ailleurs de définir les paramètres de la gravure et nous conduira à une meilleure compréhension et une maîtrise du système d'attaque choisi.

a) Rappel du principe de l'AFM (Microscope à force atomique)

Le microscope à force atomique (AFM) fait partie de la famille d'instruments appelés microscopes à sonde locale, utilisés pour l'analyse des propriétés de surface des matériaux sur une gamme allant de la résolution atomique jusqu'à des échelles de la dizaine de micromètres. Une pointe fixée à l'extrémité d'un microlevier (cantilever) subit sous l'effet des forces s'exerçant entre celle-ci et la surface, une déflexion proportionnelle à ces forces. La détection des mouvements s'effectue grâce à un faisceau laser focalisé sur le dos du cantilever qui, après réflexion, est recueilli par un détecteur à photodiodes. La déflexion du cantilever est alors représentée par la variation de la position du spot sur le détecteur (figure III.2). En fait, la position de l'échantillon sous la pointe est asservie grâce à un support piézo-électrique et l'image de la surface est alors reconstituée à partir des déplacements horizontaux et verticaux du tube.

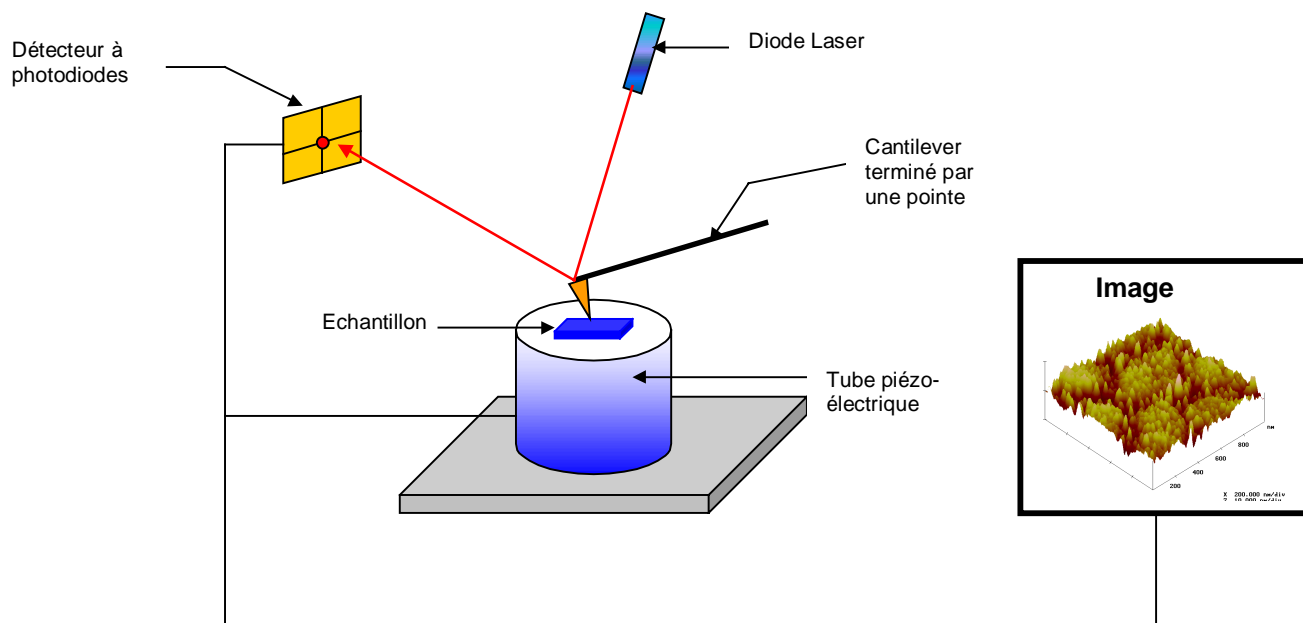


Figure III.2 : Représentation schématique du principe de fonctionnement de l'AFM.

b) Analyse de la rugosité RMS de la surface

Comme nous l'avons évoqué précédemment, la solution chimique utilisée affiche souvent des vitesses de gravure trop violentes qui peuvent aboutir à des détériorations de la surface. Nous avons alors entrepris une campagne de caractérisation AFM de la surface des échantillons en fonction du temps de stabilisation de la solution chimique. Les résultats les plus significatifs sont présentés ci-après.

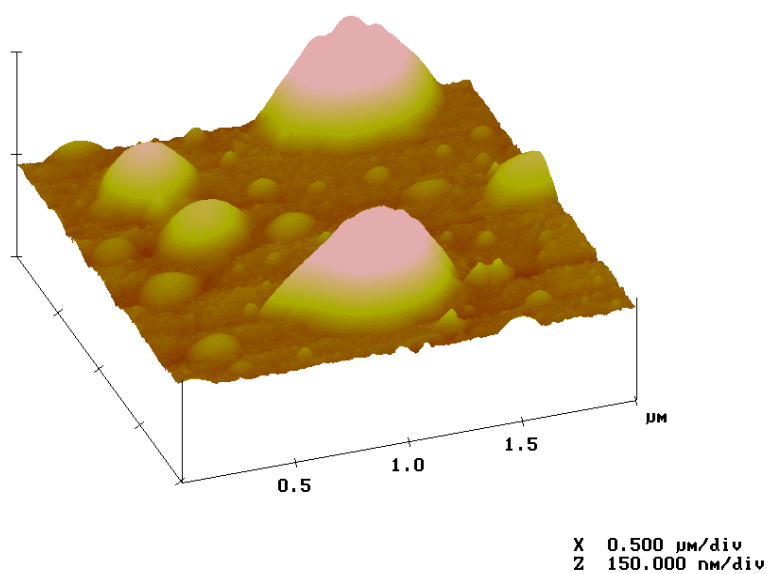


Figure III.3 : Profil AFM de la surface du GaAs suite à l'attaque HCl:H₂O₂:H₂O (40 :4 :1).
Temps de repos de la solution : 10 min.
Durée de la gravure : 1min.

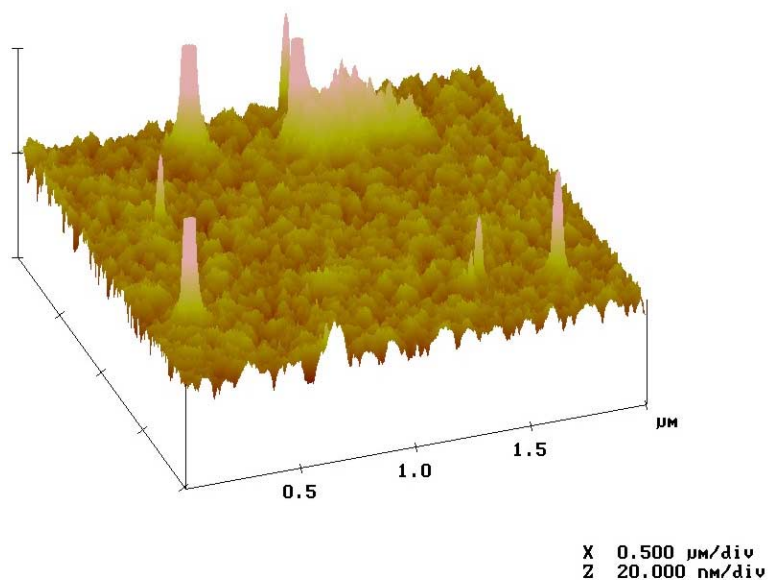


Figure III.4 : Profil AFM de la surface GaAs suite à l'attaque HCl:H₂O₂:H₂O (40 :4 :1).
Temps de repos de la solution : 60 min.
Durée de la gravure : 1min.

La grandeur d'analyse considérée est la rugosité quadratique moyenne dont les valeurs sont résumées dans le tableau III.2 . Celle-ci est définie comme suit :

$$R_{\text{rms}} = \sqrt{\frac{\sum(Z_i - Z_{\text{moyen}})^2}{N}}$$

avec Z_{moyen} la moyenne des hauteurs Z dans l'aire considérée, Z_i la valeur courante et N le nombre de points dans l'aire.

	Temps de stabilisation de la solution (mn)	Vitesse de gravure ($\mu\text{m}/\text{mn}$)	Temps de gravure (mn)	Aire observée (μm^2)	Rugosité RMS (nm)
Echantillon1 (figure III.3)	10	1.2	1	1	25
Echantillon2 (figure III.4)	60	0.6	1	2	2

Tableau III.2 : Rugosité RMS à la surface pour différents temps de stabilisation de la solution.

Sur les images AFM précédentes, on observe une nette corrélation entre l'état de la surface et les conditions de gravure. La figure III.3 révèle un état de surface extrêmement perturbé, observations confortées par des mesures RMS de la rugosité de la surface. En revanche, la figure III.4 indique un état de surface plus homogène et plus stable dont la rugosité RMS n'est que de 2 nm contre 25 nm dans le premier cas (figure III.3).

Ces analyses nous conduisent à laisser davantage vieillir la solution d'attaque pour obtenir un état de surface moins perturbé par les conditions de gravure. Cette démarche permet par ailleurs de mieux contrôler le processus en réduisant les vitesses de gravure. Toutefois un compromis doit être trouvé car un temps de gravure long génère la croissance d'une couche d'oxyde. Ce phénomène sera néanmoins pallié par une opération de désoxydation qui sera présentée par la suite (III.2.4.b).

III.2.4 Procédé de réalisation technologique

Le procédé de conception technologique de nos micropointes - qui repose sur la sous gravure d'un masque circulaire réalisé sur un substrat GaAs - implique que ce masque soit inerte à la solution d'attaque et présente une excellente adhérence au substrat.

a) Définition des masques

La première phase du process consiste donc à définir un réseau de masques par lithographie optique. La qualité des masques fixant directement les caractéristiques géométriques des émetteurs, il est nécessaire d'opter pour des diélectriques présentant une bonne adhérence sur le GaAs. Ainsi, puisque les résines optiques classiques n'offrent généralement pas les bonnes conditions d'accrochage nécessaires sur le GaAs, nous avons opté pour le dépôt d'un diélectrique pour cette gravure. Le nitrure de silicium Si_3N_4 (d'indice $n = 1.45$) déposé par PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) nous permet d'obtenir des couches possédant une excellente adhérence avec des masques qui, en effet, ne se décrocheront du substrat qu'en toute fin de gravure. L'observation de ces masques circulaires est illustrée sur la figure III.5.

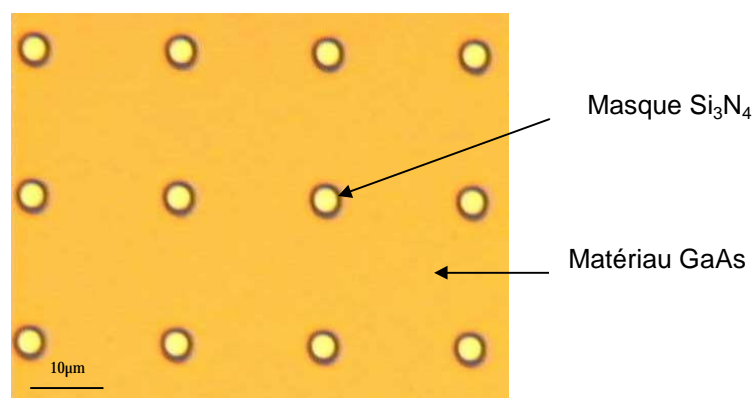


Figure III.5 : Observation au microscope optique des masques de nitrure de silicium.

La procédure de réalisation des masques de Si_3N_4 est présentée dans le tableau III.3.

<u>Etape</u>	<u>Opérations</u>
1	Dépôt de 1500 Å de Si_3N_4 par PECVD
2	Dépôt de 1.4 µm de résine AZ5214 à la tournette avec les paramètres suivants accélération = 4000 rpm/sec vitesse = 3000 rpm temps = 7 sec recuit de la résine 60 sec à 120 °C sur plaque
3	masquage à l'aide d'un masque optique insolation aux U.V. de 3 sec recuit 60 sec à 120 °C sur plaque
4	Exposition totale de la résine pendant 30 sec Etape permettant de valider l'inversion de la résine
5	Elimination de la résine masquée dans l'étape 3 par le révélateur (15 sec) AZ 726 MIF
6	Gravure Ionique Réactive (GIR) du Si_3N_4 avec les paramètres suivants : Gaz : CF_4 (40 sccm), CHF_3 (25 sccm) Puissance RF : 100 W Pression : 100 mTorr Temps : ~5 min
7	Elimination de la résine par GIR Gaz : O_2 (50 sccm) Puissance RF : 100 W Pression : 100 mTorr Temps : ~10 min

Tableau III.3 : Protocole de réalisation des masques de Si_3N_4

L'élimination de la résine s'opère également par gravure ionique réactive car les procédés classiquement utilisés - immersion dans l'acétone puis l'alcool - ne sont pas satisfaisants

dans notre cas. En effet, cette dernière immersion polymérise et s'étale sur la surface, ce qui rend son élimination pratiquement impossible.

Cette phase du procédé technologique aboutit à la conception de masques circulaires de Si_3N_4 de 4 μm de diamètre et de 1500 Å d'épaisseur. A la suite de cette étape, l'attaque chimique du substrat est entreprise.

b) Gravure chimique

Les principales opérations sont résumées sur la figure III.6 et s'articulent comme suit :

1. Réalisation d'un masque circulaire en résine par lithographie optique en utilisant un masque en verre (voir tableau III.3).
2. Utilisation du masque précédemment conçu pour réaliser un masque en nitrure de silicium (Si_3N_4) par gravure ionique réactive.
3. Sous gravure isotropique des masques de Si_3N_4 par la solution $\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ (40 :4 :1).
4. Elimination des masques de nitrure. Obtention du réseau de micropointes.

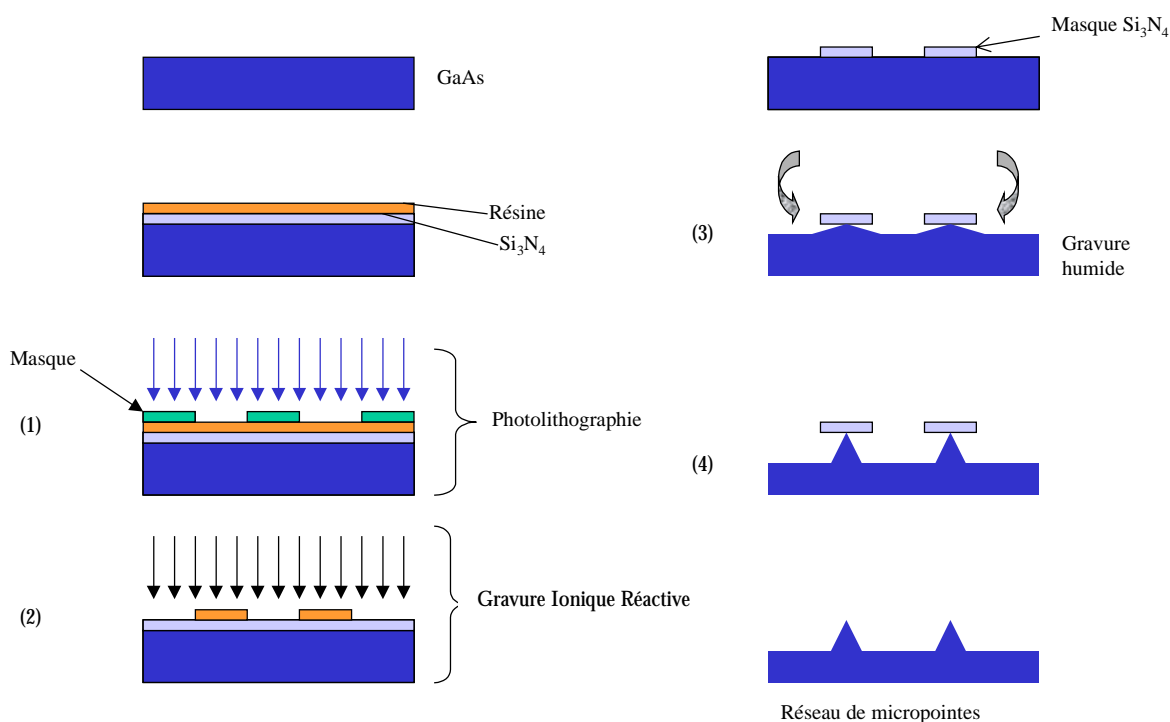


Figure III.6 : Les différentes étapes du procédé de réalisation technologique.

Phase	opération
1	Introduction des composés
2	Agitation (1min)
3	Stabilisation (1h)
4	Chauffage de la solution sur plaque (40°C)
5	Gravure de l'échantillon avec agitation simultanée par barreau magnétique (~4 min). Vitesse de gravure : 0.6 $\mu\text{m}/\text{min}$
6	Retrait des masques (dissolution HF, 15 s)
7	Désoxydation préliminaire ($\text{NH}_4\text{OH}/\text{H}_2\text{O}$ 1:1, 1 min)
8	Recuit au four sous flux d'azote (1 h, 400°C)

Tableau III.4 : Mode opératoire de la conception technologique de microémetteurs de champ sur GaAs.

Le chauffage de la solution à 40°C après une phase de stabilisation d'une heure contribue à une légère activation de la vitesse de sous gravure (0.5 $\mu\text{m}/\text{min}$), car un temps de gravure long génère une épaisse couche d'oxyde susceptible de causer une inhibition totale de l'émission électronique.

L'agitation par barreau aimanté (parallèlement à la gravure chimique) permet d'atténuer considérablement l'effet d'ébullition de la solution sur la surface. En effet, cette ébullition favorise l'inhomogénéité de la surface gravée et dans certains cas occasionne une forte détérioration.

Le mode opératoire relatif à la solution de gravure est décrit dans le tableau III.4. Les phases 7 et 8 contribuent à une désoxydation significative de la surface des micropointes réalisées et sont classiquement employées sur le matériau arséniure de gallium.

Par souci d'une recherche de reproductibilité optimale, la gravure est visualisée au microscope optique tout au long du process (voir figure III.8).

Les micropointes obtenues à la fin de ce process sont présentées sur la figure III.10.

A ce stade, des opérations de caractérisations sont entreprises et la technique et les outils nécessaires seront présentés dans le paragraphe suivant.

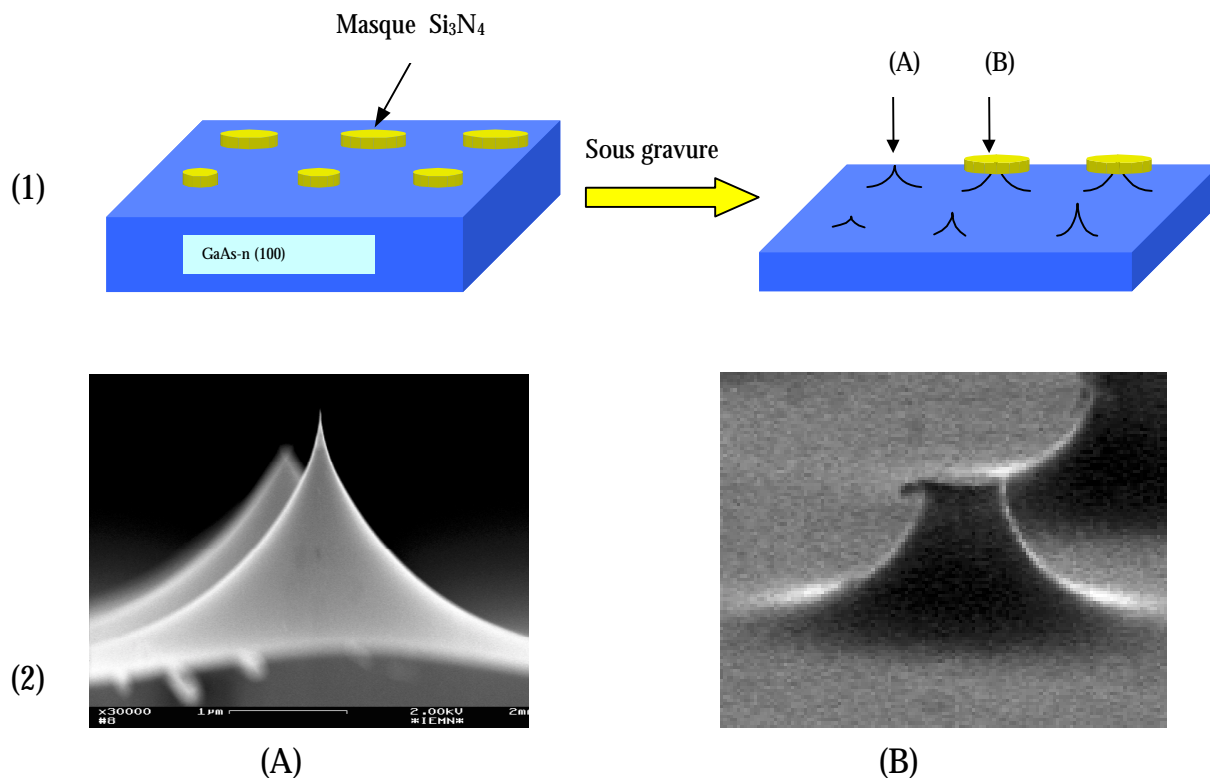


Figure III.7 : Influence de la taille du masque sur la fabrication des micropointes.
 (1).Illustration schématique de la méthode de gravure.
 (2).Images vues au MEB des micropointes obtenues
 A et B correspondent aux indications portées sur (1).

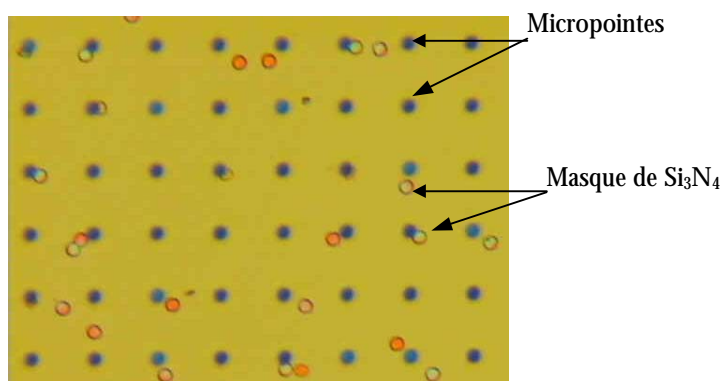


Figure III.8 : Observation au microscope optique de la fin de l'attaque chimique. La sous gravure ayant abouti à la formation des pointes. On observe la chute des masques de Si₃N₄.

Observations au MEB (Microscope Electronique à Balayage)

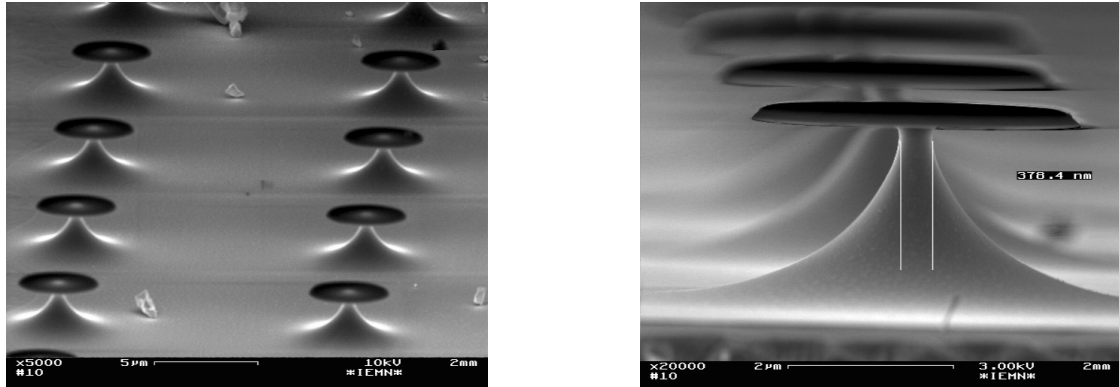


Figure III.9 : Observation au MEB de la sous gravure des masques de nitrure de silicium.

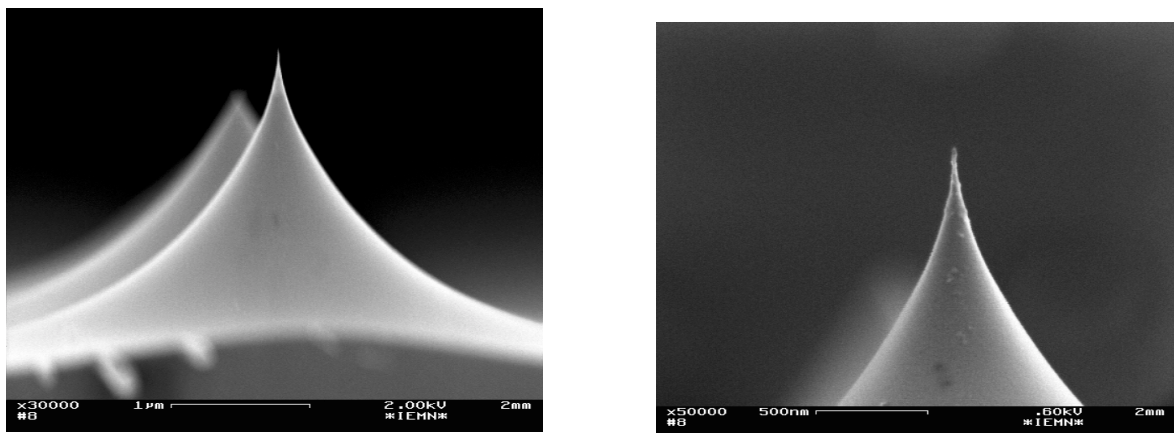


Figure III.10 : Observation au MEB des micropoints obtenues par gravure chimique.

III.3 Outils de caractérisations électriques

L'étude expérimentale d'une émission électronique requiert un environnement en ultraviolet. Cette exigence est non seulement nécessaire pour assurer une injection d'électrons optimale à partir des émetteurs mais aussi pour éviter toute interaction entre des molécules résiduelles et le faisceau d'électrons qui peut se révéler destructeur pour la cathode.

Les mesures des courants électriques de ces microémetteurs exigent en outre des appareils de mesures électriques d'une très grande sensibilité permettant des mesures de courant allant du pA à quelques mA. Cette gamme de mesures est nécessaire pour assurer la détection des courants les plus infimes amorçant l'émission et pour « former » progressivement la surface à l'émission de courants à plus forts niveaux d'émission.

Un dispositif de caractérisation dans une configuration diode a été élaboré (voir figure III.11). Les dimensions microniques des pointes imposent un espacement anode-cathode de quelques microns et exigent l'utilisation d'électrodes de grande planéité présentant une rugosité minimale. De plus, compte tenu des champs électriques mis en jeu, le dispositif devra assurer une excellente isolation anode-cathode.

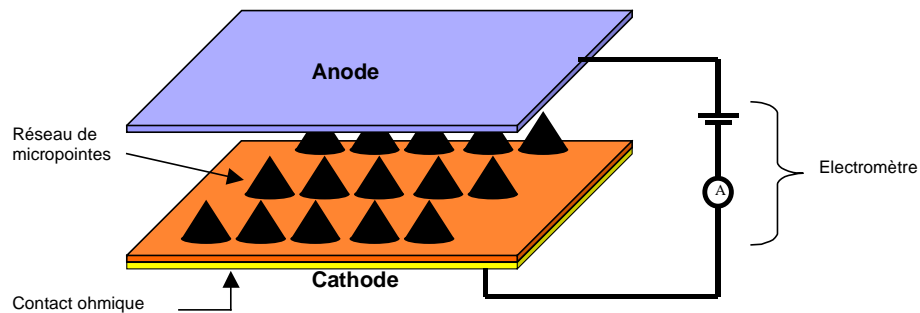


Figure III.11 : Représentation schématique de la configuration de caractérisation des micropointes en mode « diode ». Le contact ohmique en face arrière est composé de Ni/Ge/Au/Ti/Au(150/195/390/500/2000 Å).

III.3.1 Bâti de caractérisations sous vide

Les caractérisations des réseaux d'émetteurs à effet de champ s'opèrent dans une enceinte sous vide afin de minimiser les effets de gaz résiduel. L'existence de molécules neutres ou ionisées d'un gaz dans l'enceinte provoque le bombardement de la surface des émetteurs. Ce phénomène peut provoquer l'adsorption de gaz à la surface qui occasionne un changement dans le travail de sortie et un bombardement de la cathode par des ions générés par l'ionisation par impact des molécules de gaz résiduel par les électrons émis. Notre système de mesure est équipé d'un bâti sous vide qui permet d'assurer des caractérisations dans un environnement d'assez bonne qualité de 10^{-7} à 10^{-9} Torr, qui est satisfaisant dans le cadre de notre application. Il est doté d'une pompe primaire, d'une pompe secondaire à zéolite (la zéolite possède d'excellentes qualités d'adsorption) et d'une pompe ionique. Il est relié à un électromètre Keithley 617 piloté par ordinateur via une interface de programme[14] (figure III.12).

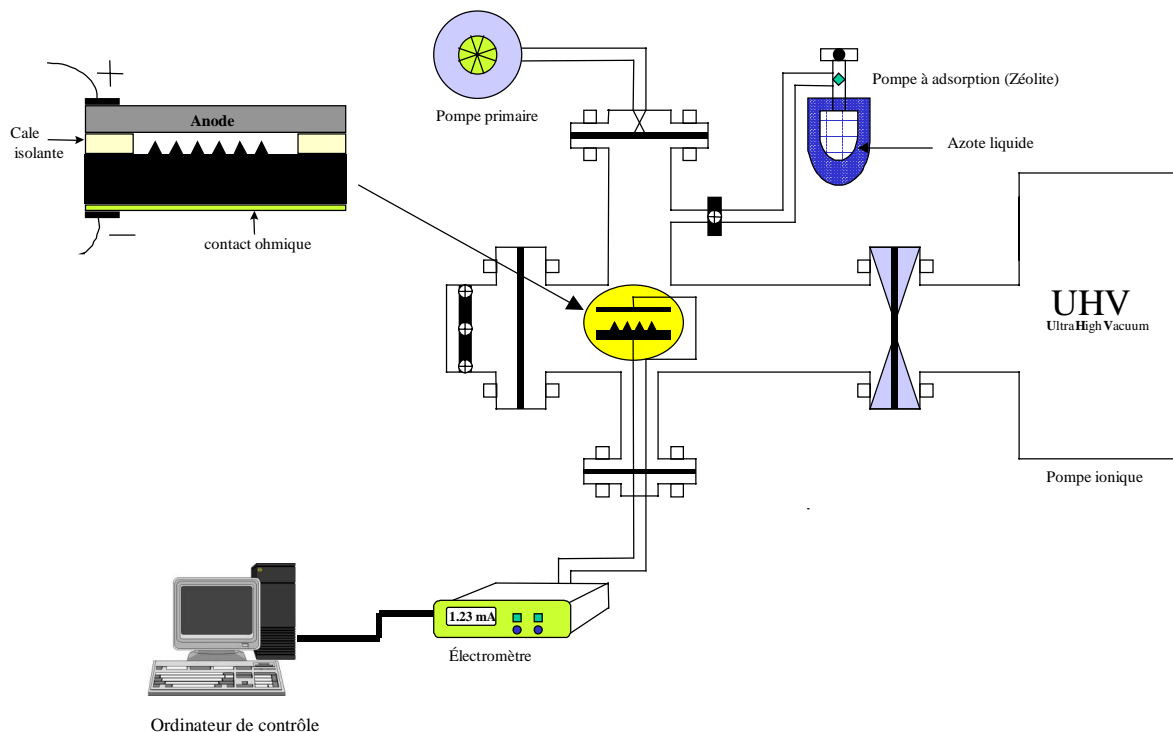


Figure III.12 : Ensemble du dispositif de caractérisation.

Comme indiqué sur la figure III.11, le contact cathodique est pris sur la face arrière du substrat semiconducteur sur laquelle a été préalablement réalisé un contact ohmique (Ni/Ge/Au/Ti/Au). L'anode, de grande planéité, est constituée d'un substrat de silicium sur lequel est déposée par évaporation une couche de palladium d'une épaisseur de 2000 Å. Outre un dégazage réduit au minimum, l'anode doit par ailleurs supporter de fortes températures occasionnées par le bombardement électronique qui peut être à l'origine de production d'ions et molécules pouvant affecter la surface émissive. Le matériau d'isolation entre l'anode et la cathode est constitué d'un film de Kapton de 6~10 µm d'épaisseur sur lequel sont pratiquées des ouvertures pour le réseau de micropointes. Ce diélectrique présente d'excellentes capacités d'isolation, quelques pA pour des tensions allant jusqu'à 400 V. La figure III.13 illustre l'isolation du film utilisé. Ce film est par conséquent jugé satisfaisant pour notre application où les tensions mises en jeu sont classiquement inférieures à 100 V.

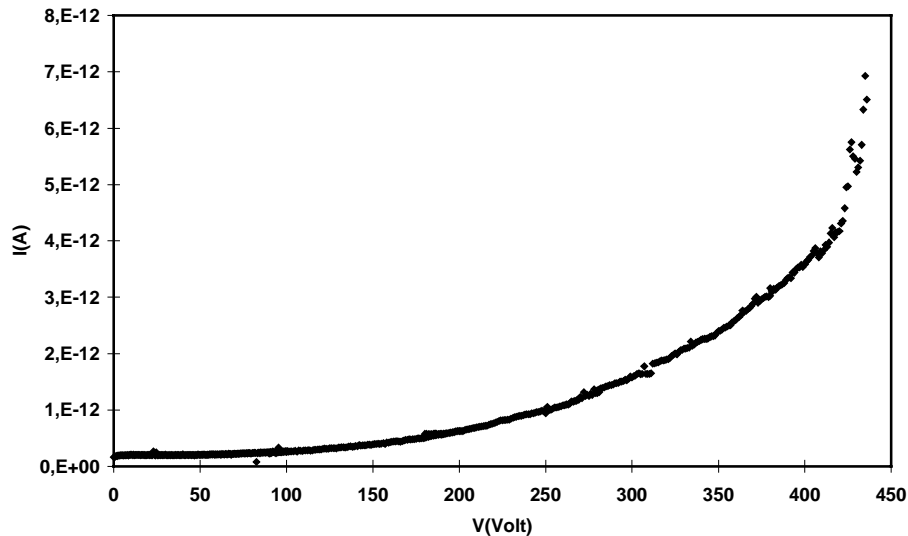


Figure III.13 : Courant de fuite à travers un film isolant de Kapton de 6 µm d'épaisseur.

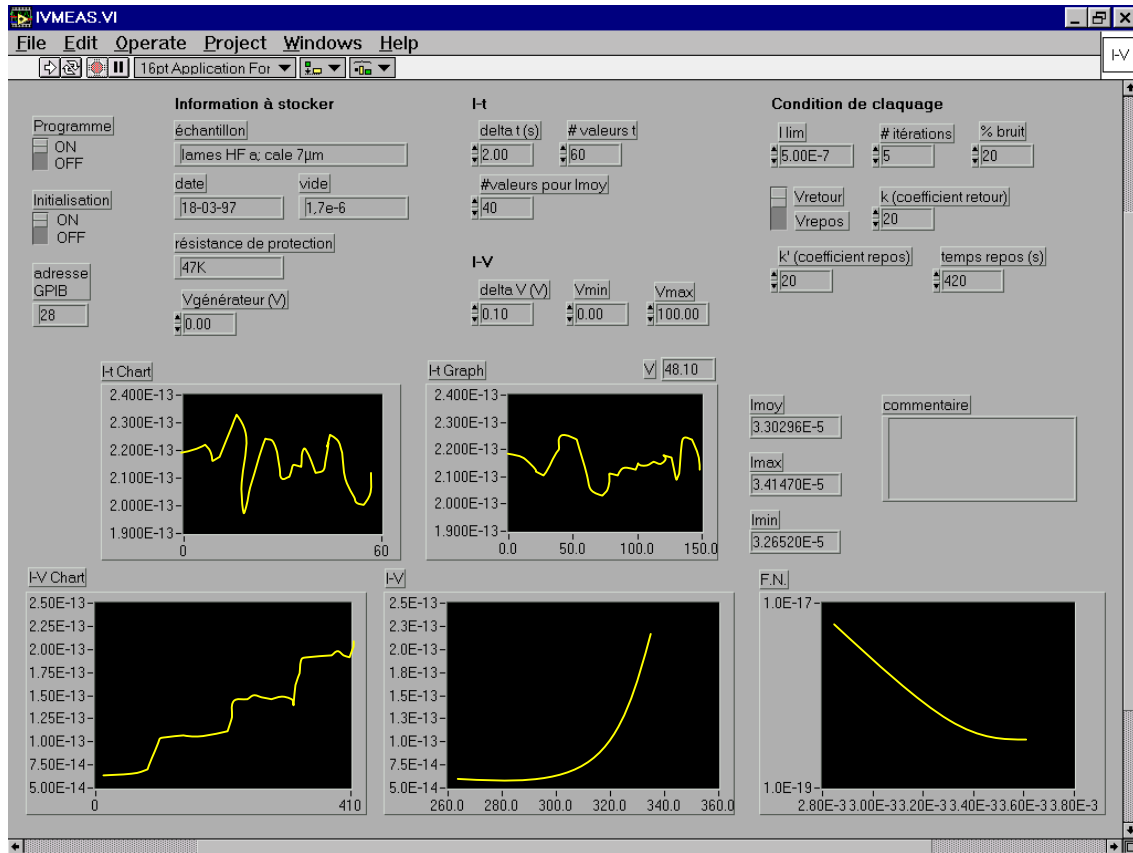


Figure III.14 : Présentation de la fenêtre du programme d'acquisition de données sous Labview et du tracé de la caractéristique d'émission.

III.3.2 Mesures préliminaires

III.3.2.1 Acquisition des caractéristiques courant-tension

Les premiers tests en émission ont été effectués sur des réseaux de 400 micropointes de 2.5 μm de hauteur espacée de 10 μm . Les caractéristiques relevées montrent un coude de démarrage « turn-on » de l'émission vers 10 V (figure III.15 A). Le tracé de Fowler-Nordheim $\ln(I/V^2)=f(1/V)$ révèle à fort niveau de courant une droite validant ainsi l'émission de champ des électrons dans le vide. A faible tension, on observe que la caractéristique s'écarte notablement de la droite. Ce phénomène répétitif peut être attribué à l'effet de réseau (dispersion des paramètres caractéristiques des micropointes) et à

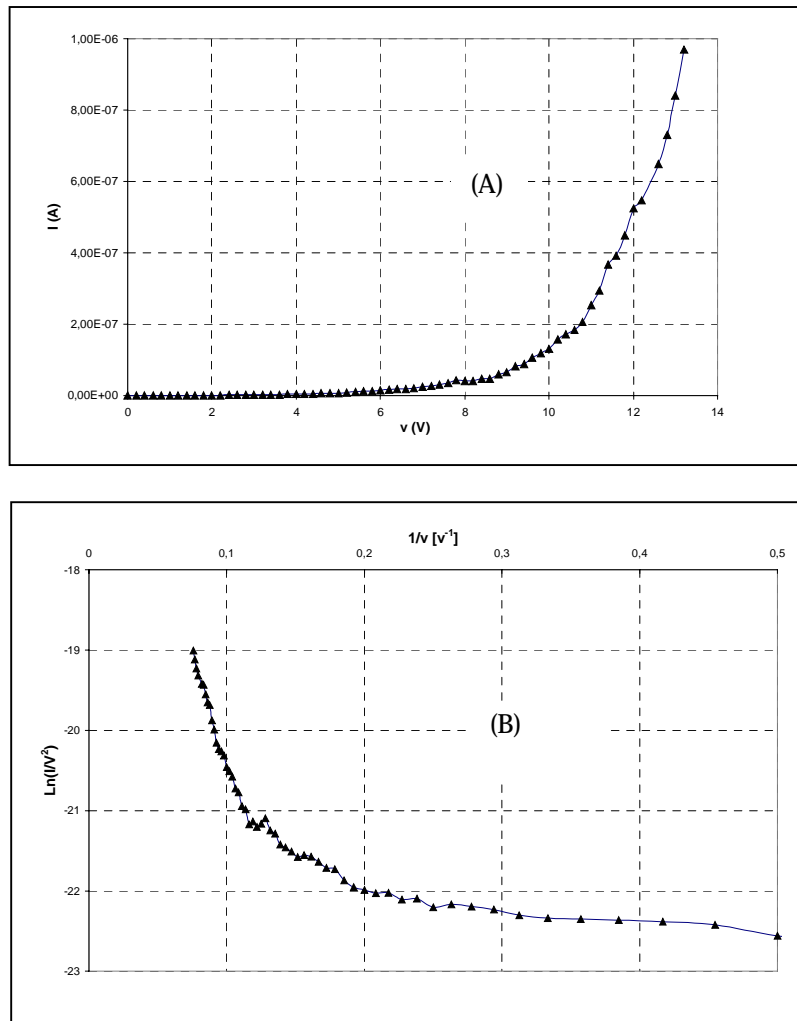


Figure III.15 : Tests préliminaires en émission de champ d'un réseau de 400 micropointes de 2.5 μm de hauteur séparées de 10 μm . (A) caractéristique I-V. (B) tracé de Fowler-Nordheim correspondant.

l'évolution progressive de la géométrie ou de la partie active à l'apex des émetteurs.

II.3.2.2 Influence du vide

Afin de s'assurer de l'origine de l'émission du courant et du rôle de l'environnement sous vide, nous avons étudié dans une caractérisation préliminaire, l'influence de ce dernier sur la stabilité du courant émis (figure III.16).

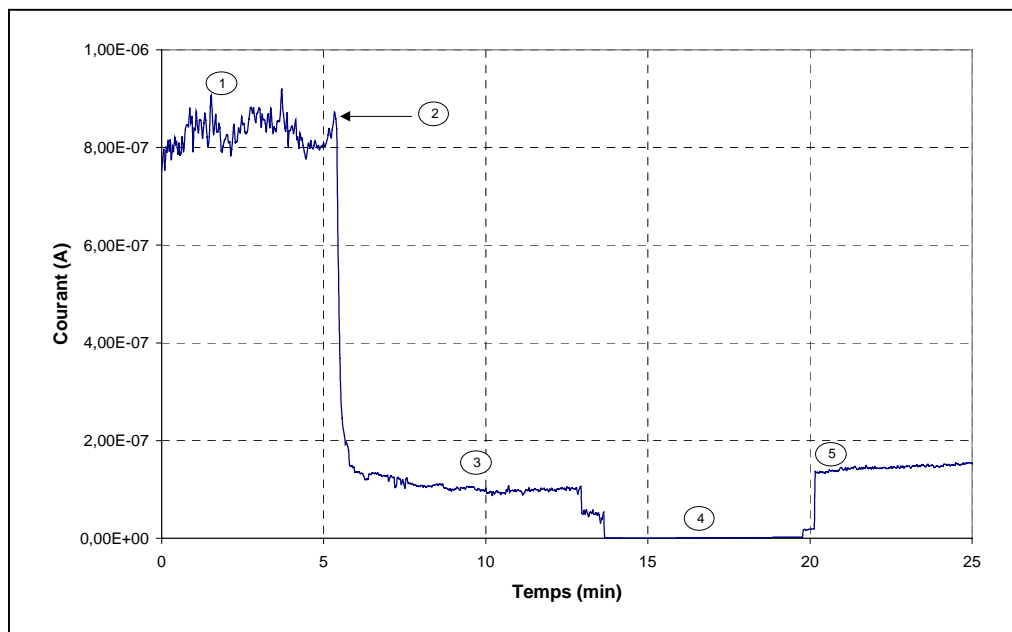


Figure III.16 : Influence du vide sur l'émission de champ.

Nous pouvons alors diviser la courbe enregistrée en 5 parties présentées comme suit :

- 1) Le courant est maintenu à une valeur fixe de $8 \cdot 10^{-7}$ A sous un vide de $3 \cdot 10^{-8}$ Torr.
- 2) Une coupure du vide est amorcée. On observe une brusque chute du courant de $8 \cdot 10^{-7}$ A à 10^{-7} A. Cette brutale décroissance du courant est directement liée à la dégradation du vide.

- 3) La valeur du courant se maintient fixe à 10^{-7} A sur un plateau d'une dizaine de minutes. Ceci est corrélé à notre avis à la pression ambiante et à l'existence d'un vide résiduel dans la cavité formée par le système en « sandwich » du dispositif de caractérisation.
- 4) La valeur du courant retombe à 0 A. Retour à la pression atmosphérique.
- 5) Au cours de cette étape, on réamorçe le pompage par une pompe secondaire pouvant conduire à un vide de $5 \cdot 10^{-3}$ Torr. On distingue nettement la croissance du courant. La dégradation du courant est donc réversible.

Cette mesure nous conduit à valider une émission de courant par effet de champ dans le vide. Elle met par ailleurs en lumière la nécessité de travailler dans un environnement propre sous un bon vide. Notre bâti de caractérisation est doté d'un système de pompage dont le vide atteint 10^{-8} Torr. Bien que pour un environnement optimal il est nécessaire de se placer dans une enceinte sous ultravide ($\sim 10^{-12}$ Torr), nous pouvons estimer que nos conditions d'opérations sont satisfaisantes pour mener à bien les caractérisations électriques de nos microémetteurs.

III.3.2.3 Procédure de formation des émetteurs

i. Principe d'opération

L'émission de champ à partir d'une surface se produit généralement à partir des zones les plus effilées. A la surface du GaAs, après le processus technologique de gravure, apparaissent des protrusions conduisant à une rugosité du matériau. Ces zones sont bien souvent le siège des prémices d'une émission de champ. Ce phénomène aboutit parfois à de très fortes densités de courant localisées dont le résultat peut s'avérer destructeur pour l'ensemble du réseau. En effet, ces valeurs excessives de la densité de courant locale peut générer des arcs et provoquer l'arrêt brutal de l'émission par claquage.

Pour pallier ces aléas, une « procédure de formation » des émetteurs a été mise en œuvre. Elle consiste à modérer le champ électrique en agissant sur la tension de polarisation de façon à la faire croître par palier tout en limitant la valeur du courant émis. Le résultat de cette opération est illustré sur la figure III.17. Cette procédure est facilitée

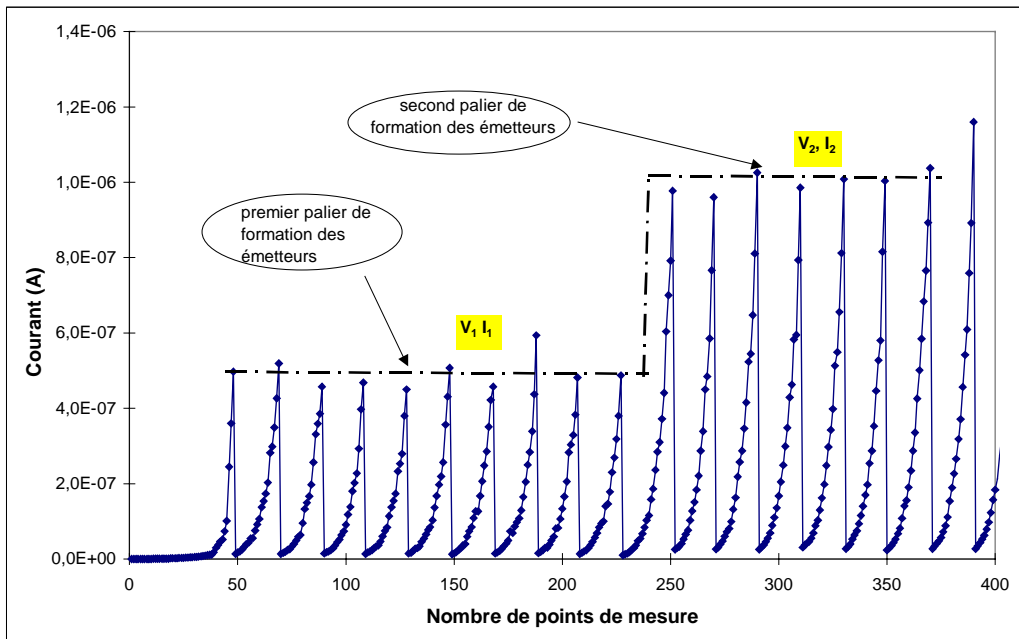


Figure III.17 : Illustration de la procédure de formation par limitation en courant.

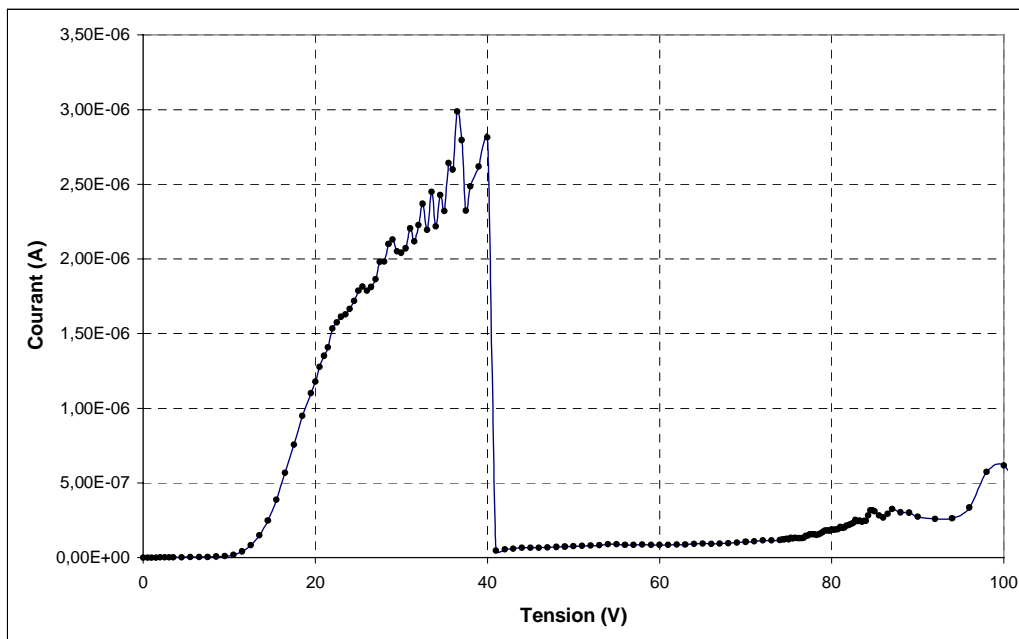


Figure III.18 : Extinction suivie d'une réémission partielle. Mise en évidence de l'absence d'une procédure de conditionnement des microémetteurs.

par un système automatisé d'acquisition de données. Cela permet de maîtriser d'une part l'incrémentation de la tension de polarisation (50~500mV/min) et d'autre part d'éviter un échauffement trop important des émetteurs à fort niveau de courant. Si une forte croissance du courant est enregistrée, la tension d'opération est alors décrétementée à une tension de repos où elle est maintenue fixe pendant un certain temps avant de poursuivre la caractérisation vers des courants d'un niveau supérieur.

L'absence d'une période de formation des micropointes conduit dans la majorité des cas à l'extinction de l'émission parfois suivie d'une réémission partielle comme cela est illustré sur la figure III.18. Cette opération de formation des pointes est donc nécessaire à la mise en condition favorable des sites émetteurs. La durée requise par cette opération est déterminée par le temps imposé à chaque palier et peut prendre 36 à 48 heures.

ii. Dérive en tension

Le démarrage de l'émission est dans la majorité des cas tributaire de l'état de surface des structures. Cette hypothèse est confortée par l'observation du comportement des courants émis en fonction de la tension de polarisation. On assiste après une période de formation à une dérive du courant qui s'opère vers des polarisations décroissantes jusqu'à atteindre une valeur limite au-delà de laquelle le niveau de courant devient reproductible (voir figure III.20). Ce phénomène pourrait être lié au perçage de la couche d'oxyde [15] conduisant à une meilleure activation de l'émission sur des sites participant à l'émission et à l'amorçage de l'émission à partir de sites nouveaux. Inversement, cette dérive en tension peut s'opérer vers des polarisations croissantes lorsque les émetteurs s'émoussent progressivement. On assiste donc à un changement incontestable de l'état de la surface qui conduit corrélativement à une évolution dans la géométrie locale des émetteurs d'une part et à une variation du travail de sortie effectif de la surface émissive d'autre part[16-17].

iii. Croissance de sites émetteurs

En raison de l'absence d'une parfaite homogénéité dans la géométrie des micropointes due aux conditions et à la qualité de la gravure, une forte dispersion des rayons de courbure des pointes se révèle inévitable sur certains réseaux(voir figure III.19).

En pratique, cela se traduit par une différence dans le champ maximal nécessaire à l'extraction des électrons d'un site émetteur à un autre. La contribution à l'émission des micropointes est alors progressive. L'émission s'amorce en premier lieu à partir des microémetteurs les plus effilés. Cette croissance dans l'activation des sites émissifs se traduit sur la caractéristique $I(V)$ par de brusques augmentations successives du courant émis. Ce phénomène est illustré clairement par la figure III.21.

Par ailleurs, il est à noter que l'échauffement aux forts courants des sites émetteurs génère une migration du matériau au niveau de l'apex. On peut supposer que la matière échauffée localement (proche de la fusion) aurait tendance à suivre la trajectoire des électrons favorisant ainsi un profil effilé et une polarisation d'extraction plus faible à courant constant. Dans tous les cas, après plusieurs balayages en tension, ce processus doit converger vers un état d'équilibre thermodynamique qui conduit à une stabilisation du courant d'émission et à une reproductibilité de la mesure.

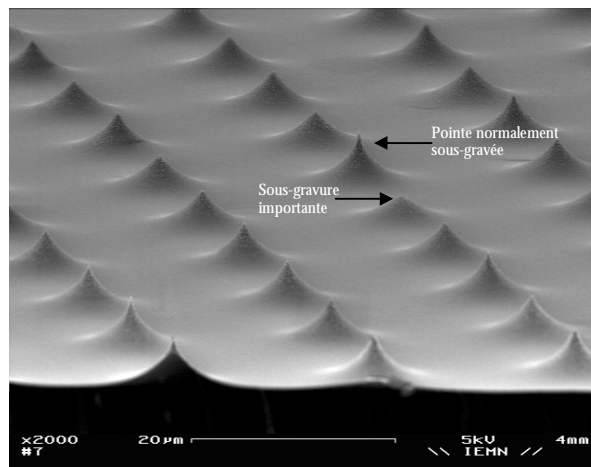


Figure III.19 : Exemple de l'observation d'une dispersion géométrique sur un réseau de micropointes.

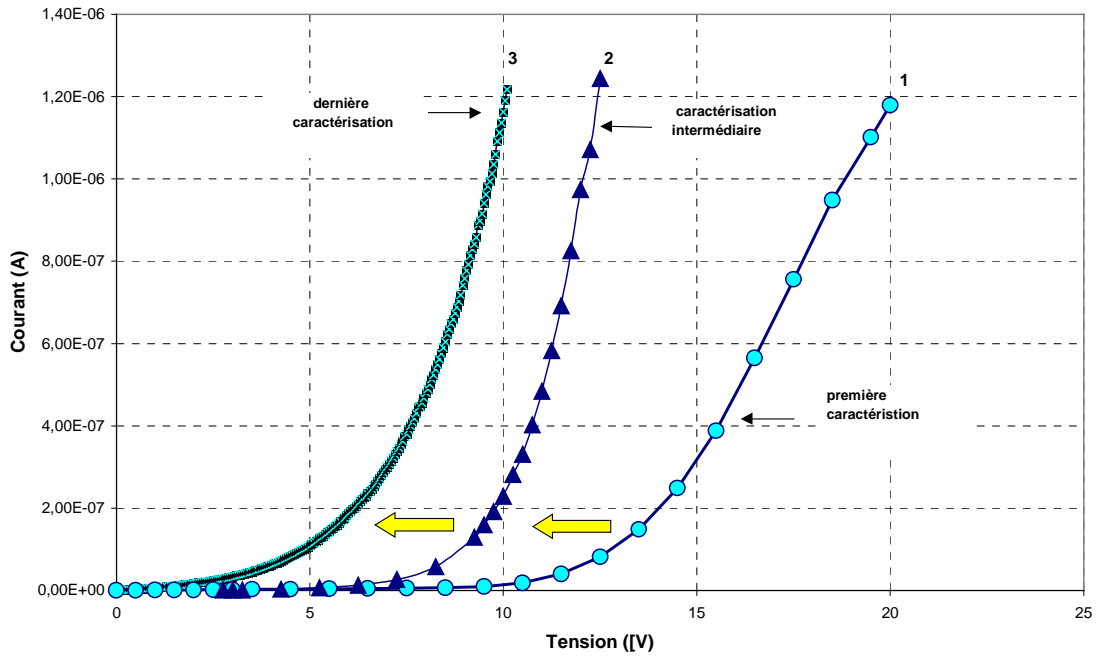


Figure III.20 : Effet de la procédure de formation sur les micropointes. On observe une diminution de la tension seuil de 10 V en comparant le première émission (1) et la dernière (3).

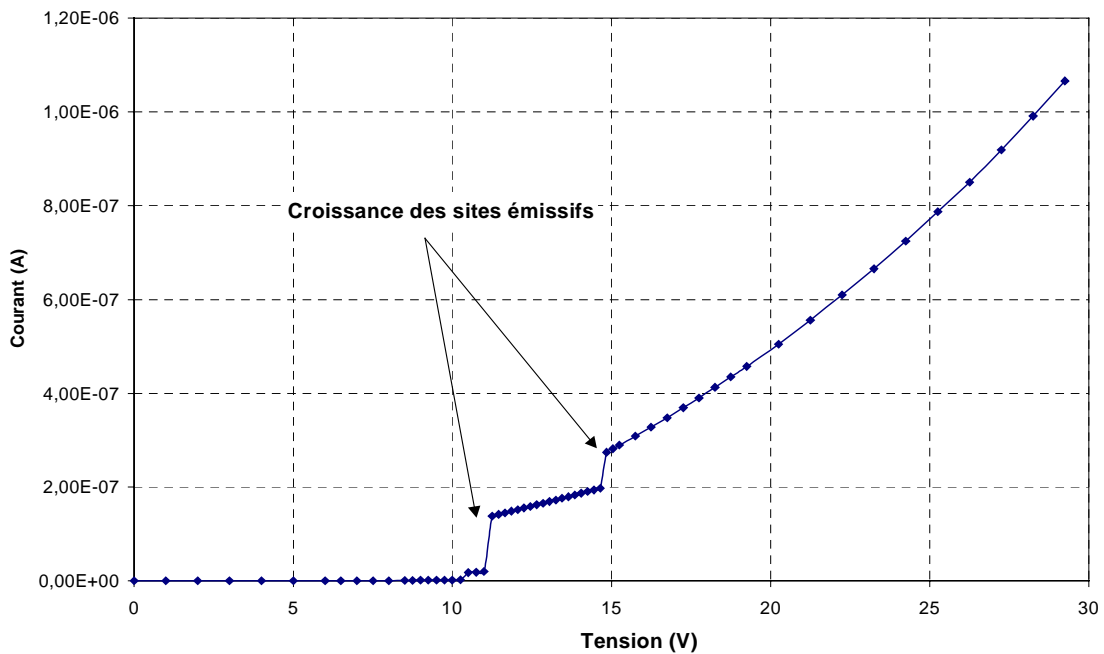


Figure III.21 : Illustration de la croissance de sites émissifs au cours d'un cycle de balayage en tension.

III.4 Conclusion

La réalisation de réseaux de microémetteurs en arséniure de gallium s'appuie tout d'abord sur le choix d'une orientation technologique capable de répondre au cahier des charges : morphologie des émetteurs, dimensions, contrôle de gravure. La confrontation progressive aux aléas qui découlent de la mise en pratique du procédé de réalisation technologique révèle - grâce notamment à une analyse fine de la surface par AFM - qu'une procédure d'optimisation s'avère nécessaire. La conception de nos microémetteurs repose sur une méthode de réalisation par voie chimique par immersion du substrat dans une solution à base d'acide chlorhydrique, d'oxydant et d'eau : $\text{HCl}/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$. Il en résulte une sous gravure isotrope des masques définis sur le matériau de base procurant une morphologie effilée d'émetteur en pointe qui convient davantage à notre application.

Le cheminement des opérations de caractérisation a nécessité la mise en œuvre de moyens capables de répondre aux exigences requises pour des mesures optimales de courants émis dans le vide. D'une part un bâti sous ultravide capable de fournir un environnement de travail sain, et d'autre part l'automatisation du système de mesure contribuent amplement à une mise en condition favorable des opérations d'émission électronique.

Les caractérisations préliminaires dans une configuration diode ont démontré une émission de champ de Fowler-Nordheim validée notamment par une forte dépendance des conditions du vide. L'émission prend souvent naissance à partir des parties les plus fines des émetteurs. En conséquence, sans protection particulière, le courant peut accuser une croissance trop brutale susceptible d'être fatale aux émetteurs. Pour s'en prémunir, une procédure de formation facilitée par le système d'acquisition automatisé a été appliquée.

L'ensemble des équipements pour les réalisations technologiques et les caractérisations électriques ainsi que les résultats encourageants des premiers tests en émission nous permettent d'envisager une étude plus étendue des potentialités de l'émission de champ à partir de nos microémetteurs en arséniure de gallium, et ce dans le souci d'améliorer les niveaux de courants émis. Cela fera l'objet du chapitre suivant.

Bibliographie du chapitre III

- [1] **T. Takebe & al.,**
Fundamental Selective Etching Characteristics of HF + H₂O₂ + H₂O Mixtures for GaAs,
J. Electrochem. Soc., 140, 4, 1169 (1993).
- [2] **B. Tuck & al.,**
Chemical Etching of (100) GaAs in the HNO₃-HF-H₂O System,
J. Mat. Sci., 11, 847 (1976).
- [3] **D. F. Kyser & al.,**
Etching of Gallium Arsenide with Nitric Acid,
J. Electrochem. Soc., 128, 4, 874 (1981).
- [4] **J. J. Gannon & al.,**
A chemical etchant for the selective removal of GaAs through SiO₂ masks,
J. Electrochem. Soc. , Vol.121, pp. 1215-1219, (1194).
- [5] **M. Otsubo & al.,**
Preferential etching of GaAs through photoresist masks,
Electrochem. Soc., Vol. 123 (5), pp.676-680, (1996).
- [6] **D. N. MacFadyen & al.,**
On the preferential etching of GaAs by H₂SO₄-H₂O₂-H₂O system,
J. Electrochem. Soc., Vol.130 (9), pp. 1510-1514, (1974).
- [7] **R. E. Williams,**
Gallium Arsenide Processing Techniques,
Artech Housse (1984).
- [8] **R. Z. Bakhtizin & al.,**
GaAs Field Emitter Arrays,
IEEE Trans. Electron. Dev.,38, 10, 2398 (1991).
- [9] **K. Yamaguchi, S. Tada,**
Fabrication of GaAs Microtips for Scanning Tunneling Microscopy by Wet Etching
J. Electrochem. Soc., 143, 8, 2616 (1996).
- [10] **F. Ducroquet & al.,**
Arrays of ungated GaAs field emitters fabricated by wet or dry etching
J. Vac. Sci. Technol, B17(4), p.1553 (1999).
- [11] **O. Yaradou,**
*Simulation, conception et caractérisation de microcathodes à émission de champ sur arséniure de gallium :
intégration d'une grille de commande*
Thèse de Doctorat de l'université de Lille1, Janvier 2000.

- [12] **O. Yaradou, F. Ducroquet, P. Kropfeld,**
Emission capabilities of GaAs Field Emitter Arrays fabricated using a HCL:H₂O₂:H₂O solution,
Proc. 21th Int. Sem. Conf., 2, 361, Sinaia Romania (1998).
- [13] **D.W. Shaw,**
Localised GaAs etching with acidic hydrogen peroxide solutions,
J. Electrochem. Soc. : Solid-state science and technology, vol. 128, No.4, pp. 874-880.
- [14] **M. C. Cano Garcia,**
Automatisation d'un système d'acquisition des caractéristiques d'émission de réseaux de microémetteurs à effet de champ sur AsGa,
Stage de fin d'Etudes d'Ingénieur, Université de Lille 1 (1997).
- [15] **G. Gang & al.,**
Electron field emission through a thin oxide layer,
IEEE Trans, Elect. Device, Vol.38, No 10, pp.2373-2376, (1991).
- [16] **I. Brodie & al.,**
Vacuum microelectronics,
Adv. Electron. Electron Phys. 83, pp. 1-106, (1992).
- [17] **P. R. Schwoebel & al.,**
Surface Science Aspect of Vacuum Microelectronics,
J. Vac. Sci. Technol. B(13), pp.1391-1410, (1995)

Chapitre IV

Réalisations technologiques, caractérisations et exploitation des résultats

IV.1 Introduction et situation des objectifs

IV.2 Caractérisations électriques de réseaux de micropointes sur GaAs n+ ($4 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$)

IV.3 Investigations des moyens d'activation de l'émission électronique

IV.4 Etude de l'influence du dopage du substrat

III.5 Analyse et exploitation statistique des résultats

III.6 Conclusions et perspectives

CHAPITRE IV

Réalisations technologiques, caractérisations et exploitation des résultats

IV.1 Introduction et situation des objectifs

L'objectif technologique de ce travail est axé sur l'activation de l'émission électronique en vue d'obtenir des courants d'un ordre de grandeur appréciable requis dans le domaine des applications d'amplification de puissance.

Les précédents travaux effectués à l'IEMN ont conduit à la réalisation de structures de microémetteurs originales et fort variées (pointes, lames, piliers, murs...)[1-2]. Ces prospections n'ont toutefois pas abouti à de forts courants et dans le cadre de cette thèse, notre contribution vise à répondre à la question suivante : *Comment obtenir de forts courants électriques (supérieurs au mA) en émission de champ à partir du matériau GaAs ?*

Pour y répondre, nous nous sommes proposés d'entreprendre diverses investigations.

Premièrement, après avoir prospecté les potentialités de l'émission électronique par effet de champ à partir d'un substrat de base n+, nous avons mis l'accent sur l'étude de l'environnement et plus précisément l'influence de l'hydrogénation des micropointes sur le courant émis. En second lieu, nous avons focalisé l'étude sur l'investigation des effets de la nature du dopage (n ou p) du matériau émissif, étape où nous nous sommes proposés de

prospector les éventuels avantages d'un contrôle de la population électronique au sein du matériau GaAs afin d'en mesurer les effets sur le courant émis. Enfin, nous avons examiné les effets de l'éclairement des réseaux de microémetteurs pour mettre en évidence l'influence de la photosensibilité du matériau GaAs sur l'émission de courant. Les résultats obtenus sont examinés et discutés au travers des modèles statistiques introduits dans le chapitre II dans l'optique d'analyser les effets de la procédure de formation des micropointes à l'émission et d'estimer les grandeurs caractéristiques des microsources.

IV.2 Caractérisations des réseaux de micropointes GaAs n+ ($4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)

V.2.1 Spécifications des structures de microémetteurs réalisés

L'ensemble de nos investigations a porté sur des réseaux de 400 micropointes dont les caractéristiques sont les suivantes :

- Hauteur des pointes : $2 \mu\text{m}$
- Séparation entre émetteurs individuels : $20 \mu\text{m}$
- Rayon de courbure : $10\sim 20 \text{ nm}$ (estimé d'après les images MEB)
- Surface occupée par un réseau : 0.15 mm^2

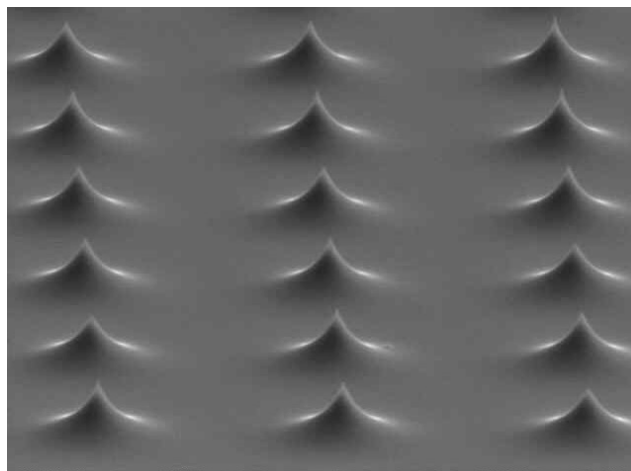


Figure IV.1 : Observation typique au MEB d'une partie d'un réseau de micropointes.

Le protocole du processus de réalisation et de caractérisation des microémetteurs a été présenté précédemment. La morphologie des émetteurs et leur nombre résultent des investigations précédemment entreprises au sein de l'équipe. Elles visent avant tout à établir un élément de comparaison reproductible optimal dans les résultats enregistrés.

IV.2.2 Résultats des caractérisations expérimentales

Les premiers résultats expérimentaux sont issus d'une étude de l'émission de champ à partir du matériau GaAs dopé n+ ($4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). L'allure typique d'une émission à partir de ces structures révèle des extinctions intempestives et le maximum de courant n'excède pas une centaine de μA . Les observations indiquent notamment qu'au-delà d'une certaine valeur de courant, l'émission affiche une caractéristique I-V instable qui se présente dans la majorité des résultats comme l'amorçage d'un claquage suivi de l'échec total de l'émission. Ces observations sont clairement illustrées par les figures IV.2 et IV.3. On observera par ailleurs sur ces courbes que la partie de l'enregistrement précédent l'extinction, est extrêmement abrupte ce qui précise que la croissance du courant est alors très rapide et le coude de l'évolution exponentielle est de plus en plus prononcé.

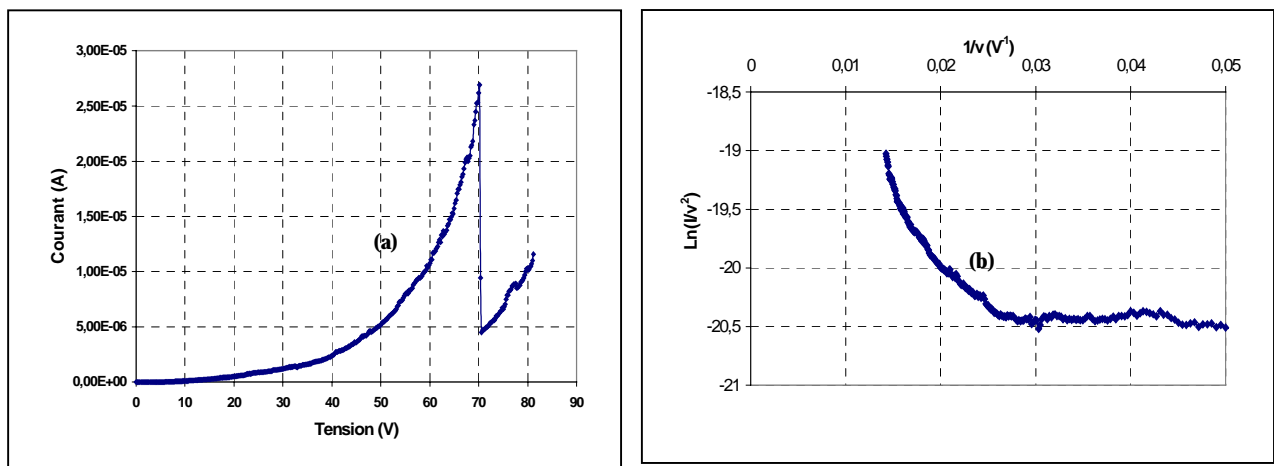


Figure IV.2 : (a) : Caractéristique I-V de 400 points. Observation du phénomène de claquage suivi d'une extinction partielle. (b) :Tracé du diagramme de Fowler Nordheim correspondant.

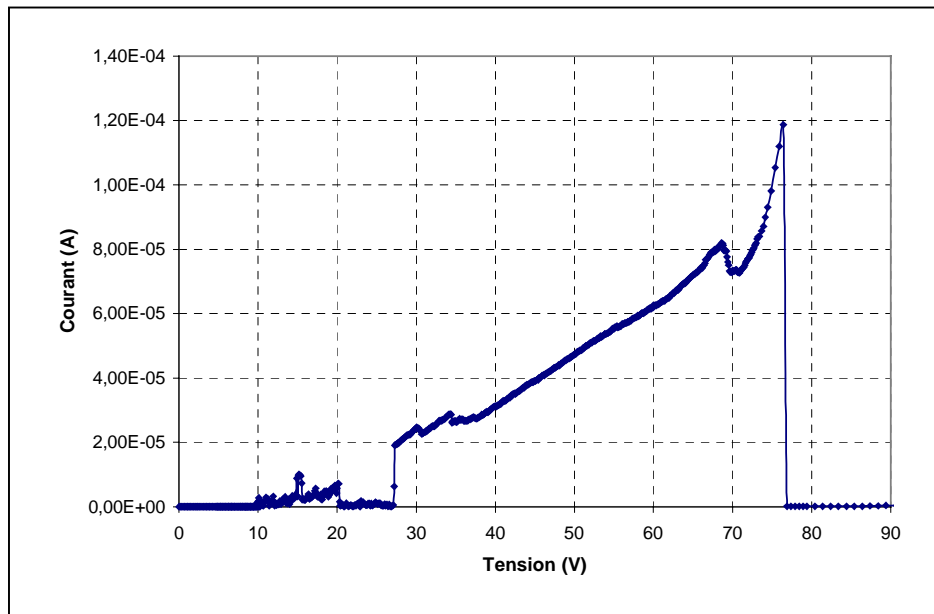


Figure IV.4 : Caractéristique I-V mettant montrant une brusque croissance du courant suivi d'une extinction à 120 μ A pour une tension de 76 V.

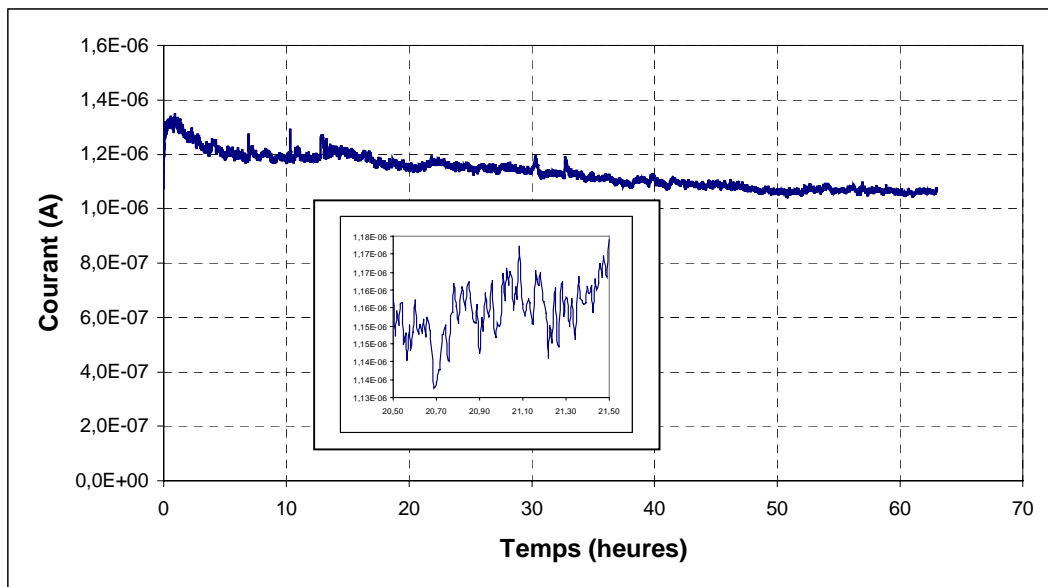


Figure IV.5 : Stabilité temporelle du courant.

En revanche, l'examen du comportement des deux échantillons indique deux allures distinctes. En effet, si le claquage est suivi par une extinction totale pour le réseau présenté sur la figure IV.4, les émetteurs de la figure IV.2 affichent une activité résiduelle au-delà du stade du claquage. Ce constat révèle que ce phénomène de claquage peut soit impliquer la globalité des émetteurs ou simplement une partie du réseau.

Stabilité

L'étude du courant émis en fonction du temps (figure IV.5) indique une décroissance d'environ 18% de la valeur initiale après 50 heures de fonctionnement. Sur certains émetteurs, l'émission prend probablement naissance à partir de certaines zones ponctuelles qui entrent en fusion suite à l'échauffement. Ce phénomène pourrait être à l'origine de cette dégradation. Au-delà d'une durée de plus de 50 heures, une bonne stabilité est par ailleurs enregistrée. Cet effet traduit la tendance à l'homogénéisation de l'émission des sites actifs au niveau de la surface et le rôle de la procédure de formation y contribue fortement.

Dans le souci de parvenir à des niveaux de courants appréciables à partir de ce matériau, notre démarche s'est orientée dans un premier temps sur l'investigation de l'influence d'un traitement de surface par l'hydrogénation. Le choix de ce procédé n'est pas fortuit car l'hydrogène est reconnu dans la littérature pour sa faculté à décontaminer la surface des émetteurs.

IV.3 Investigations des moyens d'activation de l'émission électronique

IV.3.1 Hydrogénation des réseaux de micropointes

IV.3.1.1 Effet de l'hydrogénation

Les effets de l'hydrogène[3] sur les semiconducteurs sont nombreux. Citons notamment la passivation des défauts, des impuretés et des centres. Ces effets sont d'autant plus intéressants qu'ils s'accompagnent généralement d'une modification des caractéristiques du matériau. En surface, les effets attendus peuvent se manifester sous forme d'une réduction du travail de sortie du matériau ce qui permettra d'engendrer une certaine aisance au processus d'extraction des électrons dans le vide.

L'exposition à l'air libre des microcathodes induit la formation d'une couche d'oxyde et une présence de défauts accepteurs d'électrons créant ainsi dans la bande interdite des états électroniques appelés états de surface. Ces états de surface piègent les électrons libres, ce qui se traduit par une courbure des bandes de conduction et de valence ainsi que la présence d'une différence de potentiel entre la surface et le volume du semiconducteur. La couche d'oxyde sur la surface est formée principalement des composés Ga_2O_3 et As_2O_5 . Les travaux de Z. Lu[4] ont démontré qu'un plasma d'hydrogène décontamine ainsi la surface. En effet les atomes de ce gaz réagissent avec l'oxygène contenu dans ces molécules assurant par conséquent une désoxydation de la surface.

Par ailleurs, des études entreprises sur des micropointes en molybdène[5-8] indiquent que l'hydrogène permet également une augmentation de 35 % à 70 % du nombre maximum de pointes qui émettent. On pourrait donc supposer que certaines pointes n'ayant pas participé à l'émission auparavant puissent être activées sous l'effet de l'hydrogène.

IV.3.1.2 Résultats expérimentaux et exploitation

(droite de Fowler-Nordheim)

Afin de quantifier ces effets sur nos microémetteurs une opération d'hydrogénation a été accomplie dans un bâti dédié à l'hydrogénation des semiconducteurs au sein du laboratoire. Ce processus repose sur l'exposition des échantillons à un flux d'hydrogène dont les conditions expérimentales sont les suivantes :

- ✓ Pression : 1mbar
- ✓ Température : 200°C
- ✓ Temps d'exposition : 60min

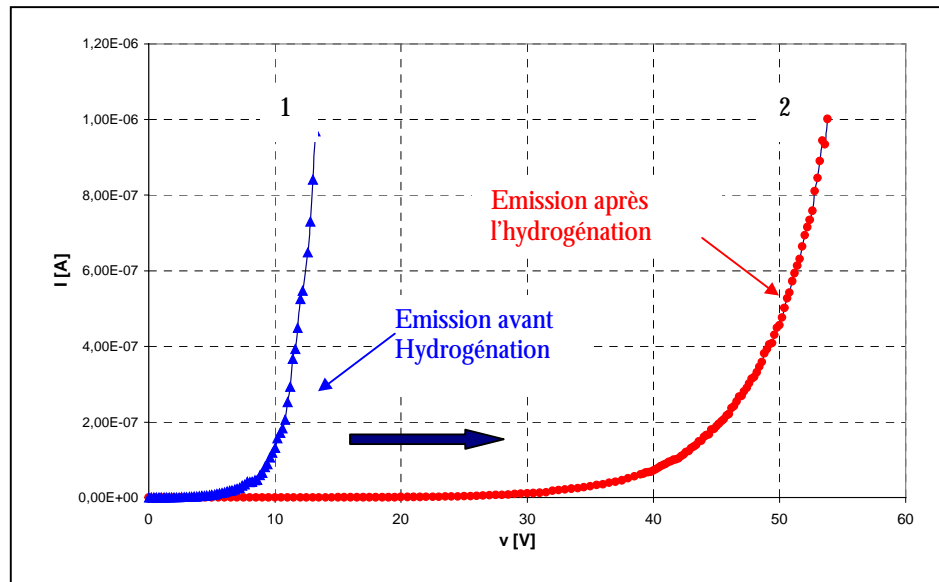


Figure IV.6 : Caractéristique I-V représentant les effets de la passivation de la surface des émetteurs par un flux d'hydrogène.

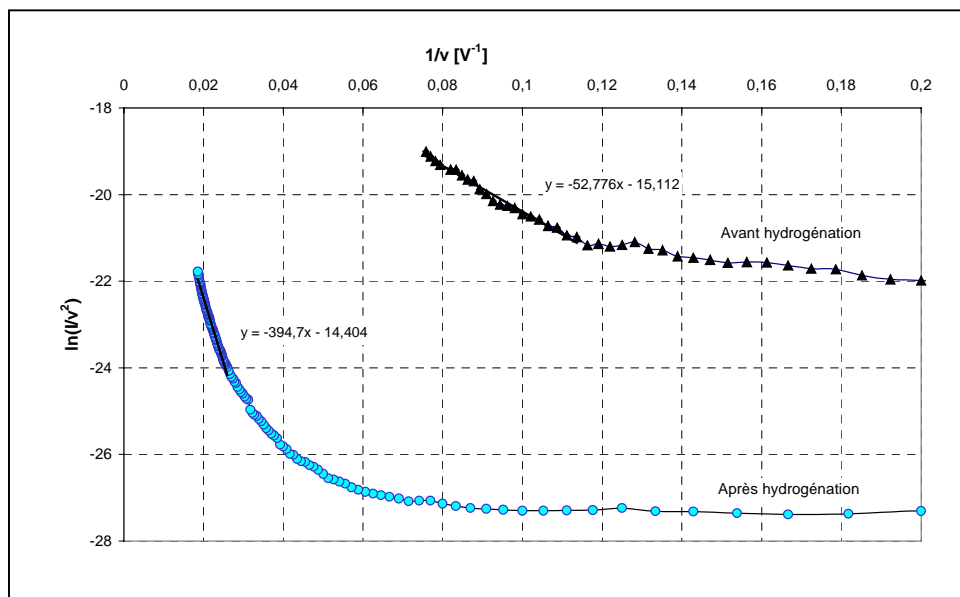


Figure IV.7 : Tracé de Fowler-Nordheim avant et après hydrogénation des micropointes.

Les principaux résultats enregistrés révèlent un comportement typique qui se traduit par une dérive du coude de démarrage de l'émission vers de fortes polarisations. Ces observations expérimentales sont illustrées par la figure IV.6. On constate que les échantillons traités par un flux d'hydrogène indiquent une caractéristique I-V récurrente où des champs électriques plus importants sont nécessaires pour un courant identique.

Ces résultats étant contraires à l'effet escompté, nous nous sommes demandés d'une part si le résultat de l'émission obtenu avant le traitement ne pouvait pas prendre naissance à partir de nanosites dus à des protrusions et d'autre part si une modification de l'état de la surface ne serait pas occasionnée par le traitement. En effet, l'observation comparative des deux tracés de Fowler-Nordheim (figure IV.7) indique des pentes différentes pour la partie linéaire de ce diagramme. L'exploitation de la droite de Fowler-Nordheim qui permet d'extraire le facteur d'amplification β et le rayon de courbure r des pointes en supposant que le travail de sortie demeure constant est illustrée sur le tableau IV.1.

$$\ln\left(\frac{I}{V^2}\right) = \ln(A) - \frac{B}{V} \text{ droite de Fowler-Nordheim.}$$

$$\beta = \frac{6.49 \cdot 10^9 \phi^{\frac{3}{2}}}{B} = \frac{h}{D_{ak} r} \quad (h=2.5 \mu\text{m et } D_{ak}=6 \mu\text{m})$$

où h est la hauteur des micropointes, D_{ak} la distance anode-cathode, r le rayon de courbure et β le facteur géométrique.

	A(origine) (A.V ⁻²)	B (pente) (V)	β (m ⁻¹)	r (m)	$S_{\text{totale}}(\text{m}^2)$ émissive
Avant traitement H ₂	-15.12	-52.8	10 ⁹	4 10 ⁻¹⁰	4 10 ⁻²¹
Après traitement H ₂	-14.4	-394.7	1.3 10 ⁸	3.1 10 ⁻⁹	3.8 10 ⁻²⁰

Tableau IV.1 : Données extraites des tracés de Fowler-Nordheim de la figure IV.4

IV.3.1.3 Interprétations

L'exploitation du tracé de Fowler-Nordheim révèle un facteur de rehaussement du champ de 10⁹ m⁻¹ avant exposition, paramètre qui baisse à 1.3 10⁸ m⁻¹ après un traitement

des micropointes par un flux d'hydrogène. En premier lieu, une diminution du travail de sortie est contraire au glissement observé de la tension d'amorçage d'émission après hydrogénation. Cela suppose alors un changement dans la géométrie locale des émetteurs. Les rayons de courbure extraits de l'exploitation (en supposant le travail de sortie constant) confirment par ailleurs cette hypothèse. En effet, ceux-ci sont beaucoup plus grands après le traitement de la surface ce qui permet d'expliquer l'application d'une tension électrique beaucoup plus forte pour l'obtention d'un courant identique.

Une évolution dans l'état physique de la surface semble donc indiscutable.

Remarquons cependant que les opérations d'hydrogénation et de caractérisations électriques n'ont pas pu être accomplies in situ. En effet, les deux procédures sont réalisées dans deux bûts différents ce qui occasionne l'exposition à l'air libre des échantillons. On peut donc penser que cette étape handicape les effets de la passivation par l' H_2 et accentue l'oxydation de la surface. Les conditions expérimentales ne sont donc pas idéales pour mener à bien ce type d'investigations.

IV.3.2 Emission à partir d'un substrat dopé p

Dans la continuité de la recherche de moyens d'accroissement des performances en courant émis par les réseaux de micropointes sur GaAs, nous nous sommes proposés de prospecter les effets dus au changement de la nature du dopant du matériau. Ainsi, nous avons réalisé des micropointes sur substrat dopé p, suivant les mêmes modes opératoires que ceux décrits précédemment.

Le processus de l'émission tunnel à partir d'un semiconducteur dopé p ne diffère en rien de celui d'un substrat n[9-10] exception faite de la différence dans la distribution de la charge spatiale près de la surface. Si dans le cas de semiconducteurs dopés n, la concentration d'électrons décroît en partant de la surface vers l'intérieur du cristal (chapitre II, II.3.3.5), pour le type p, il se crée à la surface une zone d'inversion et une zone de déplétion entre le volume de nature p et la surface de nature n. A champ faible, le courant émis est constitué des électrons de la couche d'inversion. Par contre, à plus fort champ, l'alimentation en électrons ne sera pas suffisante pour assurer une croissance du courant. De ce fait, l'émission de champ sera limitée essentiellement par la conductivité de cette zone.

Une campagne de caractérisations électriques a été menée sur ce type de structures. De nombreuses difficultés ont été rencontrées dans la mise en œuvre de l'émission de champ à partir de ce substrat. La reproductibilité statique de l'émission étant très faible, seuls quelques rares résultats ont pu être relevés. Le comportement typique des émetteurs est illustré par la figure IV.8 où un courant de 1.4 μA à 40V a été obtenu avant l'extinction du réseau.

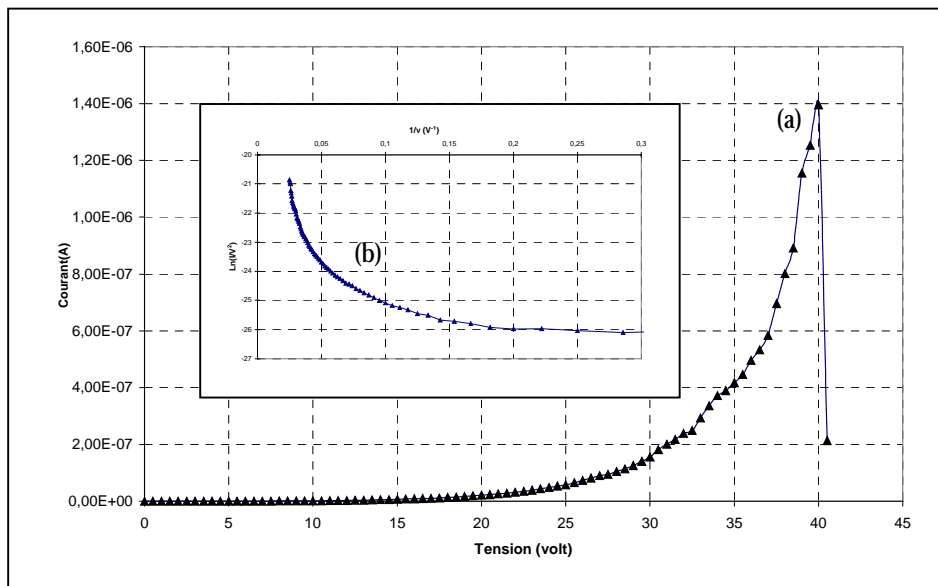


Figure IV.8 : (a) :Emission de courant à partir d'un substrat GaAs dopé p.
(b) : Diagramme de Fowler-Nordheim correspondant.

Dans la littérature[11], il est fait référence aux faibles niveaux de courants obtenus à partir des semiconducteurs dopés p et une tendance à la saturation limite grandement le courant émis. En l'absence de génération de paires électrons-trous, l'alimentation en électrons du processus d'injection tunnel dans le vide est par conséquent limitée et des niveaux maximums de courant de 2 μA sont observés. Pour nos échantillons, la saturation du courant émis n'a cependant pas pu être obtenue.

Sur la figure IV.9 est tracée l'évolution temporelle des courants extraits à partir de deux échantillons de type n et p. Le comportement est manifestement identique avec une tendance à une meilleure stabilisation au-delà de 6 heures d'opération. Ces observations nous

informent en outre que l'émission de courant à partir du substrat p n'est, à notre avis, pas entrée en régime de quasi-saturation car dans ce cas une bonne stabilité devrait être observée.

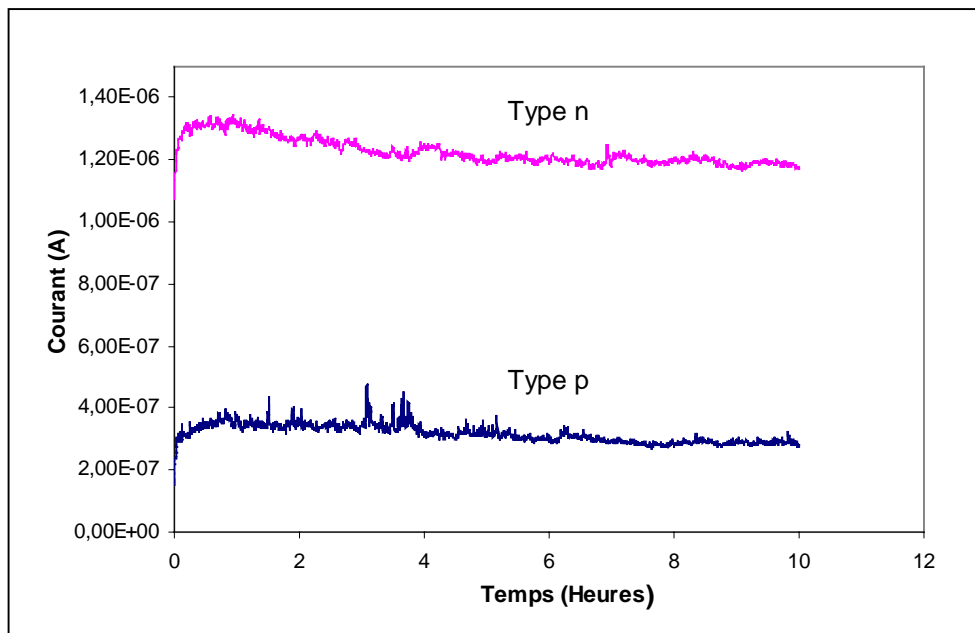


Figure IV.9 : Comparaison de la stabilité du courant émis pour deux réseaux de microémetteurs de type n et p.

Signalons également que l'étude des effets de l'hydrogénation des réseaux obtenus à partir d'un substrat dopé p n'a pas conduit à des résultats probants dans le cadre de l'amélioration des capacités émissives de ces micropointes sur arséniure de gallium. Aussi, nous mettons l'accent dans les investigations qui suivent, sur l'influence du niveau de dopage du matériau sur l'émission à partir d'échantillons de type n+.

Ainsi, les premiers résultats obtenus (IV.2.2) sur substrat n+ ont révélé de faibles performances électriques, où les courants maximums sont de l'ordre d'une centaine de μA . La mise en œuvre de l'émission à partir de ce substrat semble donc difficile et émaillée de nombreux claquages limitatifs.

L'observation de la partie des enregistrements précédant le claquage nous informe de la croissance quasi verticale du courant. A ce stade, on estime que cette augmentation excessive est à l'origine d'une destruction thermique des émetteurs[12]. Très dopés et donc peu résistifs, les émetteurs s'emballent littéralement au passage du courant.

Théoriquement, le dopage n'a pas une influence déterminante sur la barrière de potentiel, et nous avons pu estimer que son rôle n'influe pas sur le mécanisme de l'émission des électrons dans le vide sans exclure toutefois son action sur la vitesse d'accumulation près de la surface, des porteurs candidats au franchissement de la barrière. On peut se demander alors si la croissance rapide du courant aboutissant au claquage du composant n'est pas liée à une faible résistivité volumique du matériau, donc directement corrélée au dopage du cristal semiconducteur.

IV.4 Etude de l'influence du dopage du substrat

IV.4.1 Objectifs de la limitation du dopage du matériau pour l'émission

Les résultats exposés dans la partie IV.2 ont mis en lumière les difficultés de mise en œuvre d'une émission électronique abondante à partir de microémetteurs présentant un fort niveau de dopage ($4 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$). Une croissance trop brutale et incontrôlable du courant est supposée être à l'origine des claquages intempestifs tant les observations affichaient un caractère répétitif.

Nous avons alors entrepris de prospecter les potentialités d'une émission de champ à partir de substrats GaAs dont le dopage de la zone active constituant l'émetteur sera réduit et contrôlé par épitaxie. Les conséquences de la variation de la résistivité des émetteurs ont été en partie développées théoriquement dans le chapitre II (II.5). D'un point de vue physique, sans système de régulation ou de limitation en courant, l'émission localisée sur les émetteurs les plus fins génère[12] des courants locaux extrêmement forts qui seraient à l'origine d'un claquage si l'intensité du courant excède une certaine valeur intrinsèque au matériau.

Dans le cadre de ce travail, nous avons étudié expérimentalement l'influence du dopage sur l'émission dans le souci de limiter ce courant. La mise en œuvre technologique de cette démarche a été facilitée par les moyens de l'épitaxie par jet moléculaire dont une brève présentation fait l'objet du paragraphe suivant.

IV.4.2 Contrôle du dopage des micropointes par épitaxie

L'épitaxie par jets moléculaires a contribué très fortement au développement des composants hyperfréquences III-V de la microélectronique. Cette technique consiste à envoyer des molécules à la surface d'un substrat dans un vide très poussé (10^{-10} Torr) afin d'éviter tout choc ou contamination sur le parcours; le principe de la source est l'évaporation sous vide par chauffage. Les sources d'évaporation peuvent être de nature et de dopage différents ; pour chaque élément évaporé, il faut adapter la puissance de chauffe des cellules mais aussi celle du porte-substrat. Par le contrôle des cellules d'évaporation, on crée alors un jet de molécules en direction de ce substrat. De même, il existe d'autres systèmes d'épitaxie

par jets moléculaires à source gazeuse. Ces derniers utilisent des sources d'éléments V sous la forme d'arsine (AsH_3) et de phosphine PH_3 alors que l'élément III (Ga, Al, In) et le dopant (Si, Be) sont sous forme solide. Le bâti est équipé d'une cellule spéciale qui craque les hydrures (AsH_3) pour produire un flux moléculaire d'arsenic.

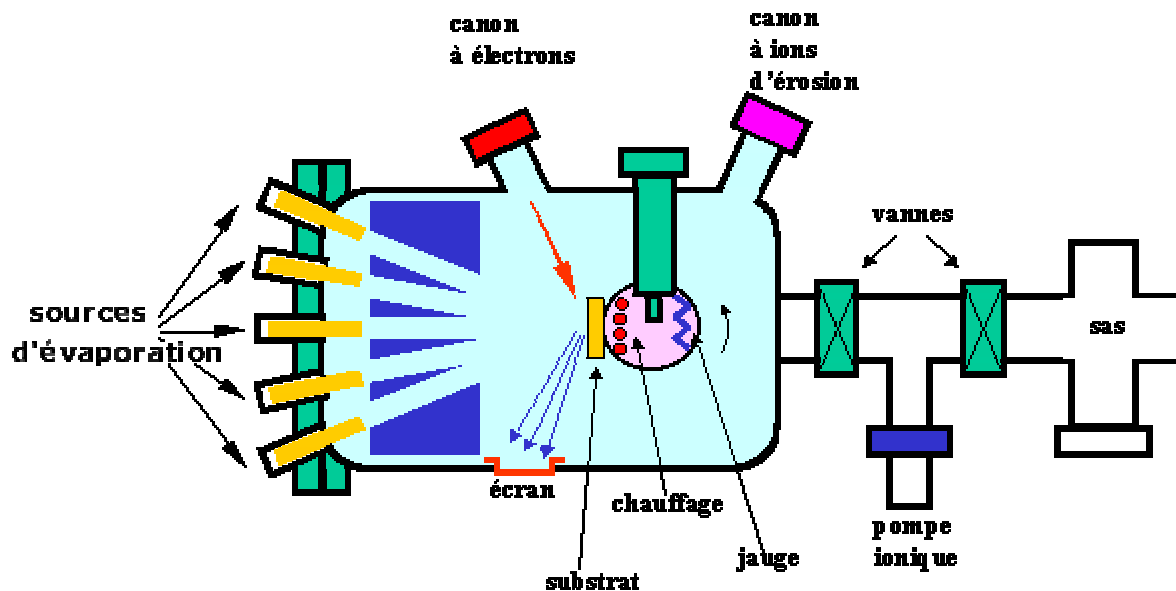


Figure IV.9 : Bâti d'épitaxie par jets moléculaires

Par ces techniques, on réalise couche par couche des structures très complexes telles que les super réseaux, les diodes laser, les transistors HEMT à forte mobilité d'électrons. On obtient ainsi une très grande précision de croissance, des jonctions très abruptes, mais cette opération est très lente et ne concerne qu'un seul substrat à la fois.

Par le biais de cette technique, nous avons réalisé nos couches à dopages variables dont les principales étapes technologiques sont résumées ci-après :

Etapes de réalisation de couches épitaxiées :

- La première étape consiste à recuire le substrat de base à forte température pour opérer une désoxydation. Ce dernier est caractérisé par une épaisseur de $450 \mu m$

et affiche un dopage de $4 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$. Cette opération dite "epi-ready", consiste à préparer d'une façon optimale la surface pour réaliser une croissance cristalline.

- La croissance d'une couche de 2000 Å de GaAs ayant le même dopage que le substrat de base ($4 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$) constitue une couche tampon et permet d'enterrer les défauts cristallins du substrat.
- Croissance d'une couche active de 2.5 µm de GaAs de dopage Nd_1 (dopants Si).

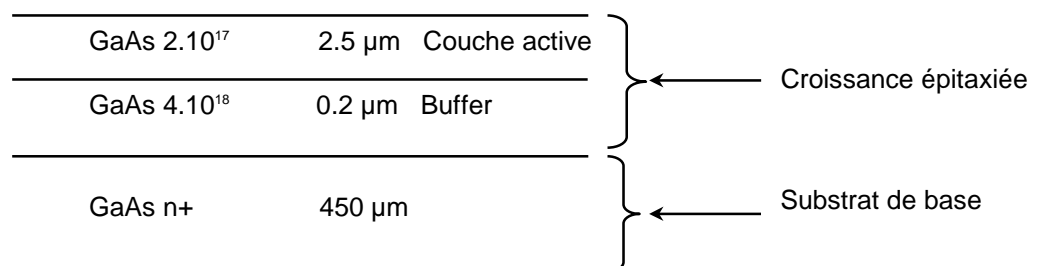


Figure IV.10 : Représentation schématique des différentes couches composant le substrat de GaAs épitaxié.

Les micropointes obtenues à la fin du process de réalisations technologiques seront constituées quasi intégralement de la couche épitaxiée comme illustré sur la figure IV.11.

Le choix de l'épaisseur épitaxiée implique d'une part que l'intégralité de la pointe soit résistive et d'autre part que la réduction du dopage assure une certaine isolation entre chaque émetteur.

S'appuyant sur ce procédé, nous avons focalisé nos investigations sur deux niveaux différents de dopage. La première campagne de réalisations s'est effectuée sur une première couche présentant un dopage $\text{Nd}_1 = 2 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$, quant à la deuxième elle sera axée sur une concentration $\text{Nd}_2 = 5 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$.

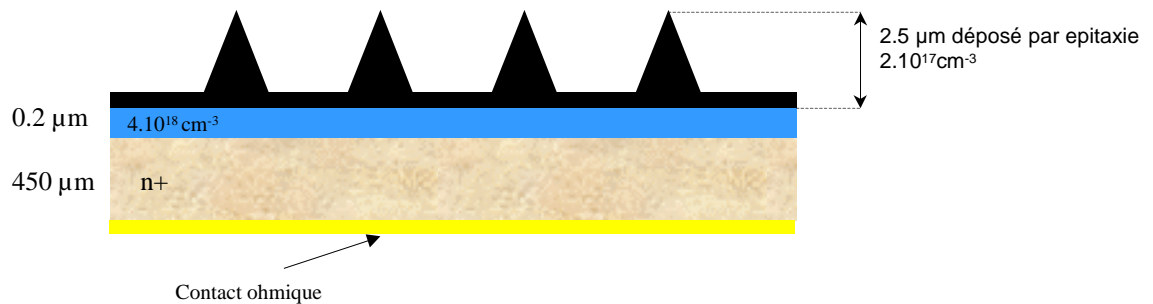


Figure IV.11: Représentation de la structure des micropointes tenant compte de l'introduction d'une couche active à dopage réduit.

IV.4.3 Résultats en émission à partir de substrats GaAs dopé $2 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$

IV.4.3.1 Caractéristiques courant-tension et interprétations

Les premiers résultats issus des caractérisations sur les micropointes de type dopées $2 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$ affichent des propriétés électriques nettement meilleures. En effet, les courants obtenus à partir de ces nouvelles structures avoisinent le mA. La figure IV.12 indique un courant émis dans le vide supérieur à 1 mA avant le claquage du réseau d'émetteurs, initié par de fortes instabilités de l'émission. La figure IV.13 correspond au tracé de Fowler-Nordheim de ce résultat. La partie linéaire qui s'étend sur plusieurs décades valide ainsi une émission de champ. Il faut toutefois noter que le changement dans la pente de la droite est corrélé à une évolution de l'état de surface d'une part et une modification progressive de la géométrie des apex des sites émissifs[13].

A partir de ce résultat, on constate que même aux courants élevés, les pertes ohmiques (4 k Ω) conservent un effet négligeable sur la caractéristique d'émission.

Cet enregistrement illustre l'influence essentielle du niveau de dopage du matériau. Ainsi, le rôle du peuplement électronique du cristal semiconducteur semble influencer considérablement le processus d'émission. Bien que son effet sur le profil d'énergie potentielle au niveau de la barrière semiconducteur-vide soit relativement modeste (de

l'ordre de 100 meV pour une variation de dopage de 10^{17} et 10^{19}cm^{-3}), il semble toutefois que les faibles performances des émetteurs très fortement dopés soient liées au niveau de dopage du semiconducteur.

Deux effets antagonistes influencent l'émission électronique dans le vide[14] : la fonction d'alimentation et le coefficient de transmission. Ainsi, si le dopage N_d croît, la transmission diminue tandis que la fonction d'alimentation augmente. Dans notre cas, l'émission apparaît plus favorable à partir des structures moins dopées mais pour confirmer cette tendance, il sera nécessaire de considérer d'autres expérimentations notamment à partir de substrats moins dopés.

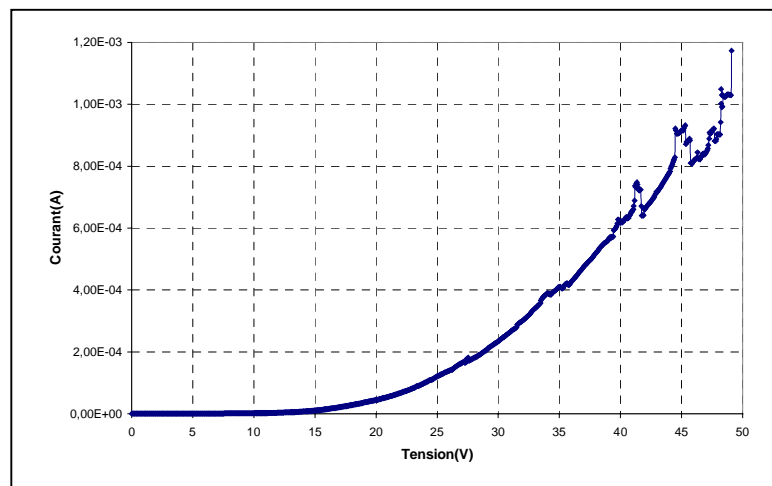


Figure IV.12 : Caractéristique d'émission d'un réseau de 400 micropoints sur substrat GaAs dopé à $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

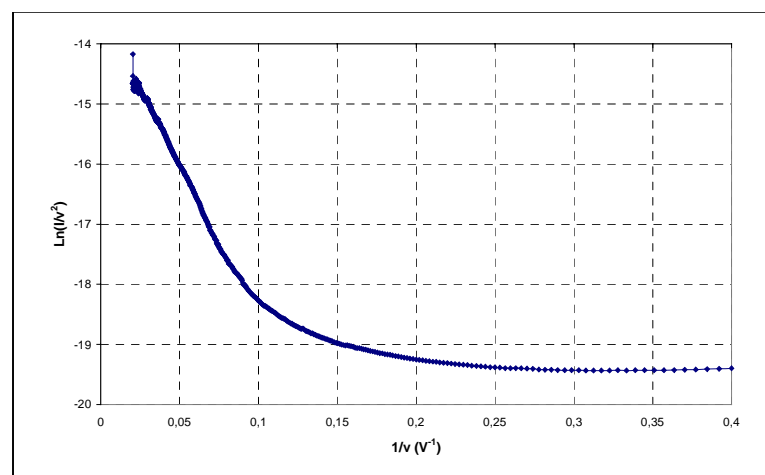


Figure IV.13 : Tracé du diagramme de Fowler-Nordheim correspondant à la caractéristique I-V présentée sur la figure IV.12. La partie linéaire contribue à la validation de l'émission de champ.

IV.4.3.2 Effets de la procédure de formation

L'émission prend souvent naissance à partir des parties les plus fines de la surface résultant des protrusions et de la rugosité des apex des émetteurs induites par la perturbation de la surface durant les différentes étapes du process technologique de fabrication. Ce fait est clairement illustré par la figure IV.14 où l'on observe la forte contribution de la procédure de formation à la stabilisation et à la reproductibilité de la caractéristique I-V. Les indications (a) et (b) portées sur la figure IV.14 témoignent de deux extinctions partielles qui peuvent être corrélées à une disparition progressive de sites émissifs les plus effilés. Ce résultat est lié à l'échauffement local généré par une forte croissance du courant. La dérive en tension vers des polarisations croissantes, observée après la phase de conditionnement nous informe sur l'évolution de la morphologie des pointes qui ont tendance à s'arrondir.

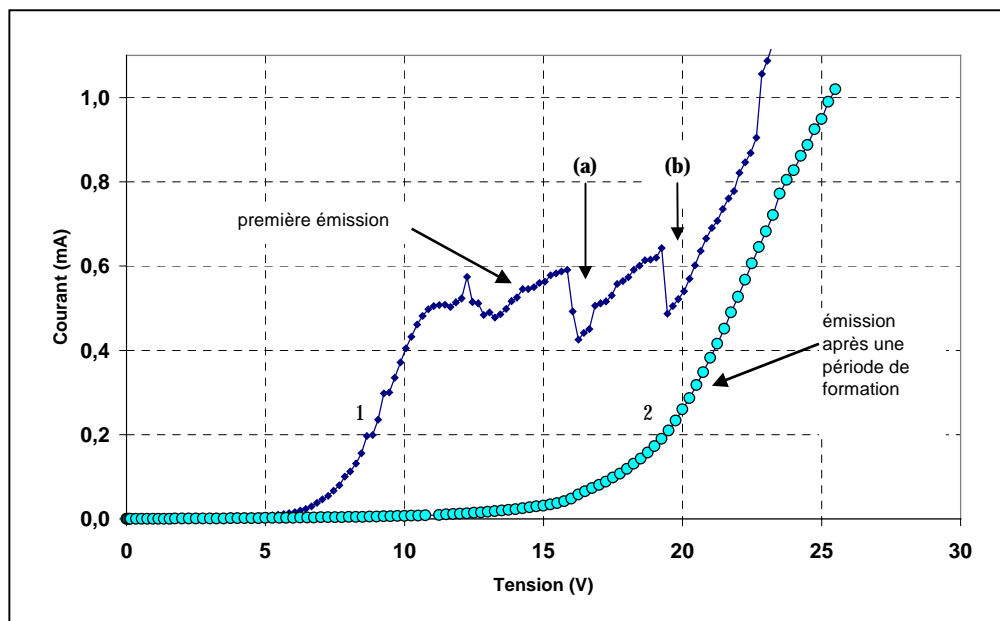


Figure IV.14 : Observation de l'effet d'une procédure de formation sur la caractéristique I-V. (a) et (b) indiquent l'extinction de l'émission provenant de la rugosité de la surface et des protrusions.

Un champ électrique plus fort sera requis en raison de l'augmentation du rayon de courbure et après avoir opéré plusieurs balayages en tension croissante, la procédure de formation conduit à un état d'équilibre observé sur la deuxième caractéristique I-V.

Ces résultats ont été observés sur plusieurs réseaux d'émetteurs différents et ont révélé deux niveaux de courant supérieurs à 1 mA. Ces enregistrements confortent d'une part l'hypothèse de la forte dépendance du courant émis avec le niveau de dopage du matériau et soulignent d'autre part les réelles potentialités de l'émission à partir du GaAs.

Afin de mieux cerner les effets majeurs de la réduction du dopage sur l'émission, nous nous sommes proposés d'en étudier les éventuelles limitations notamment en terme de claquage et de stabilité.

IV.4.3.3 Mise en évidence de certains phénomènes limitatifs

a) Saturation

Certains échantillons dont les performances en courant avoisinent 2.5 mA révèlent un palier observé sur la caractéristique courant-tension. Une saturation est alors enregistrée sur une demi dizaine de volts avant le claquage des émetteurs. Cet effet est clairement illustré par la caractéristique I-V tracée sur la figure IV.15 où on observe un « plateau », c'est à dire que l'augmentation de la tension anodique est sans effet sur la valeur du courant. Ces observations rejoignent certains résultats de l'émission de champ à partir du silicium ou du germanium à forte résistivité. L'interprétation qualitative de ces observations s'articule autour de deux points discutés dans la littérature :

- i. La première explication repose sur l'hypothèse d'une augmentation de la chute de potentiel dans l'émetteur due à la forte croissance du courant à travers les pointes. Cette idée, suggérée par Apler et Taft[15], a été largement reprise pour interpréter les phénomènes liés à la saturation dans l'émission de champ. Cet aspect a été notamment analysé dans le chapitre II (II.5) où nous avons étudié l'influence de la réduction du champ électrique effectif sur le comportement de la loi d'émission.

- ii. La seconde interprétation de l'apparition d'une zone de saturation concerne une restriction dans la vitesse d'arrivée des électrons de l'intérieur vers la surface du semiconducteur[16]. Dans ces conditions, la concentration des électrons de la couche superficielle diminue, par conséquent la profondeur de pénétration du champ électrique augmente et la chute de tension dans la résistance volumique du semiconducteur s'accroît.

La croissance brutale du courant suivant la zone de saturation observée sur la figure IV.15 pourrait être imputée à l'activation d'une nouvelle source d'électrons[17] venant de l'intérieur vers la surface qui peut être constituée par l'ionisation par choc des électrons de la bande de valence ou l'auto-ionisation des électrons occupant les niveaux donneurs. Ces effets sont responsables de la croissance rapide du courant d'émission de champ qui précède la destruction thermique des microémetteurs. Sur la figure IV.16 on observe au microscope électronique à balayage (MEB), les dégâts causés au réseau de micropointes à forts niveaux de courant. Les émetteurs sont littéralement endommagés par l'entrée en fusion à leur apex. Ces dégradations ne sont néanmoins enregistrées qu'à partir des courants supérieurs au mA. Si le degré de dopage est un facteur indiscutablement influant sur l'émission de champ à partir d'un matériau semiconducteur, on est ici confronté à une seconde limitation de l'émission due à une saturation de l'alimentation.

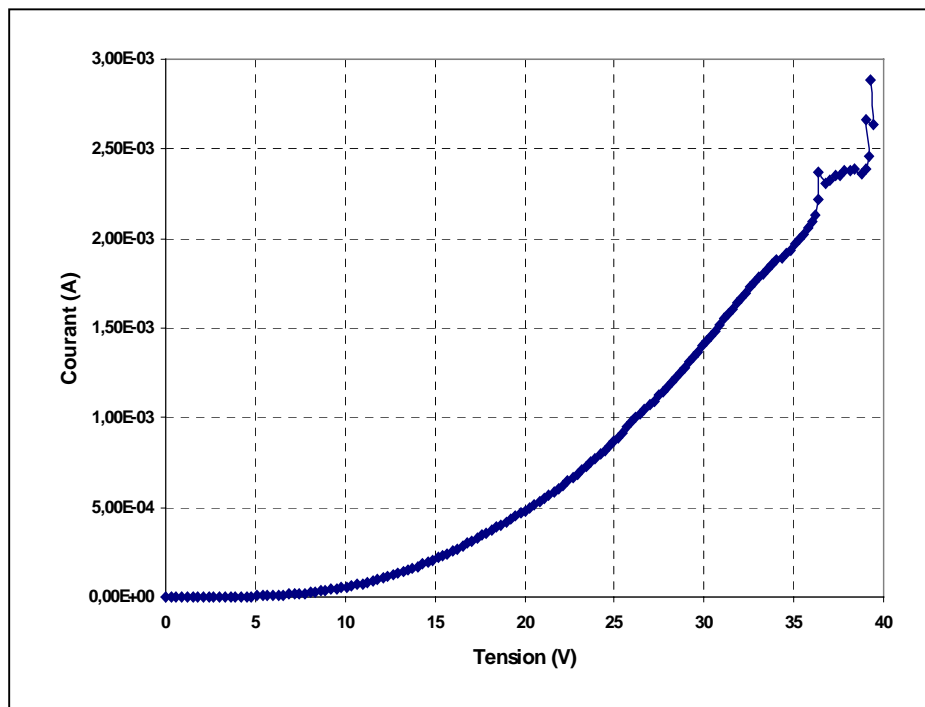


Figure IV.15 : Observation d'un palier de saturation à fort niveau de courant à partir d'un réseau de 400 micropointes.

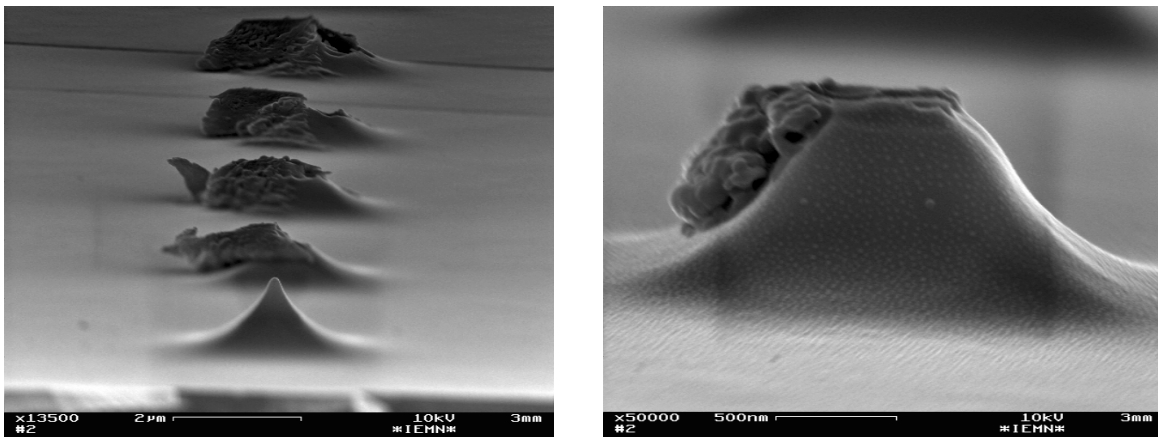


Figure. IV.16 : Observations MEB de la dégradation des émetteurs après émission. La destruction thermique semble être à l'origine de l'extinction.

b) instabilité

Pour étudier la stabilité de l'émission à partir de ces réseaux, nous avons procédé à des enregistrements du courant sous polarisation fixe. Les caractéristiques typiques révèlent de fortes instabilités qui se manifestent notamment par des pics de courant considérables (voir figure IV.17) et une dégradation de l'émission d'environ 7% de l'émission sur une période de dix heures. Ces instabilités[18] sont issues dans la majorité des cas de courants parasites provenant de perturbations localisées à l'extrémité de l'apex des émetteurs émanant de la rugosité du matériau. Ces fluctuations peuvent de ce fait être imputées à une contamination de la surface et à une formation dynamique des protrusions et leur érosion tout au long du processus d'émission.

Bien souvent, les débuts d'émission, donnent lieu à des densités de courants intenses induisant une migration de nanoprotusions (rugosité, impuretés...) qui naissent et disparaissent par réarrangement de la surface sous l'influence d'un échauffement thermique mais aussi du bombardement ionique pouvant conduire à des phénomènes excessifs d'arcs et de claquages.

A cette échelle, ces imperfections résultent des technologies employées lors de la réalisation mais également de l'imperfection du vide environnant (désorption, stabilisation chimique...). De nombreuses littératures[19-20] illustrent ce dernier phénomène par les effets que procurent l'introduction de gaz (O_2 , N_2 ...) dans le bâti pendant l'émission de courant (dégradations par impact, modification du travail de sortie,...)

Ces observations d'instabilité de courant soulignent le rôle déterminant des propriétés de la surface active des émetteurs et nous informent que pour assurer un fonctionnement optimal d'un réseau de micropointes, une stabilisation du courant émis sera requise sur une longue durée qui sera supérieure à la dizaine d'heures.

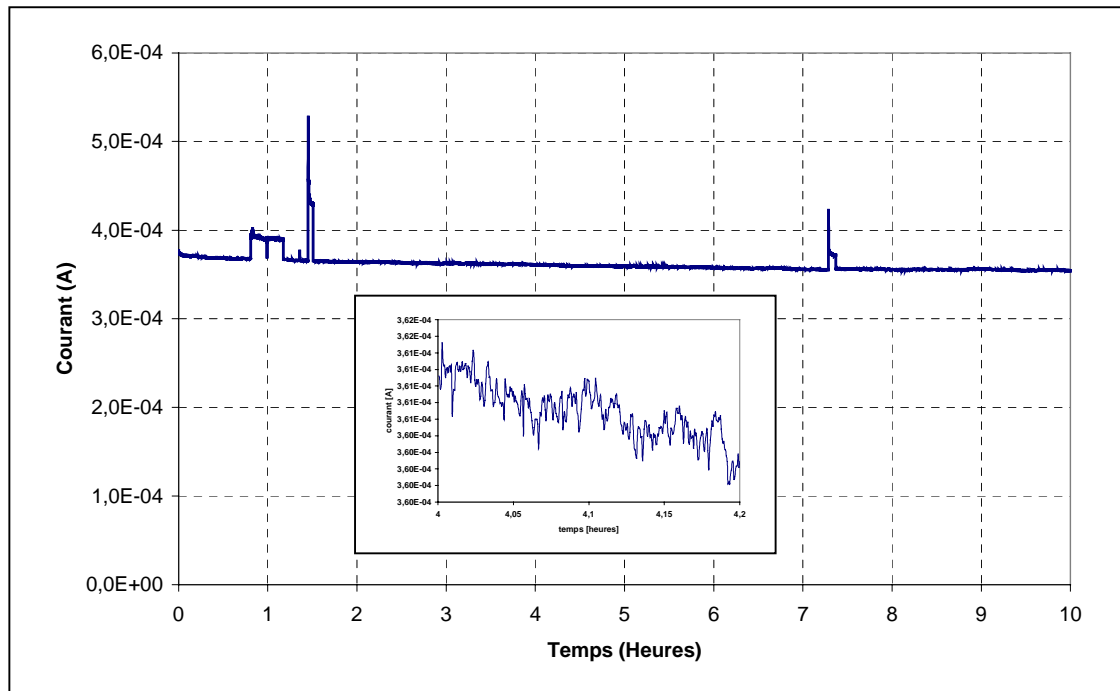


Figure IV.17 : Courbe de stabilité de l'émission à partir d'un réseau de 400 micropoints sur matériau GaAs dopé à $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

IV 4.4 Emission à partir de réseaux d'émetteurs dopés à $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

L'étude prospective de l'émission de champ à partir d'un matériau GaAs dopé à $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ a conduit à des performances en courant largement supérieures à celles enregistrées à partir d'un matériau très fortement dopé à $4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Pour étendre l'étude vers un matériau à plus forte résistivité, nous avons entrepris des investigations sur l'émission à partir d'un substrat GaAs dopé à $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Les paramètres de la couche épitaxiée sont identiques à ceux appliqués précédemment.

Les résultats des caractérisations de réseaux de 400 points révèlent de très faibles courants (200 nA) pour des tensions d'opérations nettement plus élevées ($\sim 250 \text{ V}$). Sur la figure IV.19 est représenté le comportement typique d'une caractéristique courant-tension. On y observe, outre le faible niveau de courant, une émission très instable qui se manifeste par paliers successifs. Ce résultat illustre une certaine difficulté de mise en œuvre d'une émission de champ à partir de ces nouvelles structures. Ce comportement pourrait être lié à notre avis à

la trop faible concentration de porteurs libres dans le matériau corrélée à une forte résistivité handicapant le processus de déplacement de charges.

Il semble donc qu'une concentration en impuretés trop faible – inférieure à 10^{17}cm^{-3} – limite la fonction d'alimentation électronique et handicape ainsi l'obtention d'un niveau de courant appréciable.

Lors de ces explorations, nous nous sommes toutefois aperçus d'une forte dépendance du courant émis à un rayonnement lumineux incident et nous proposons d'en étudier ici les principaux effets.

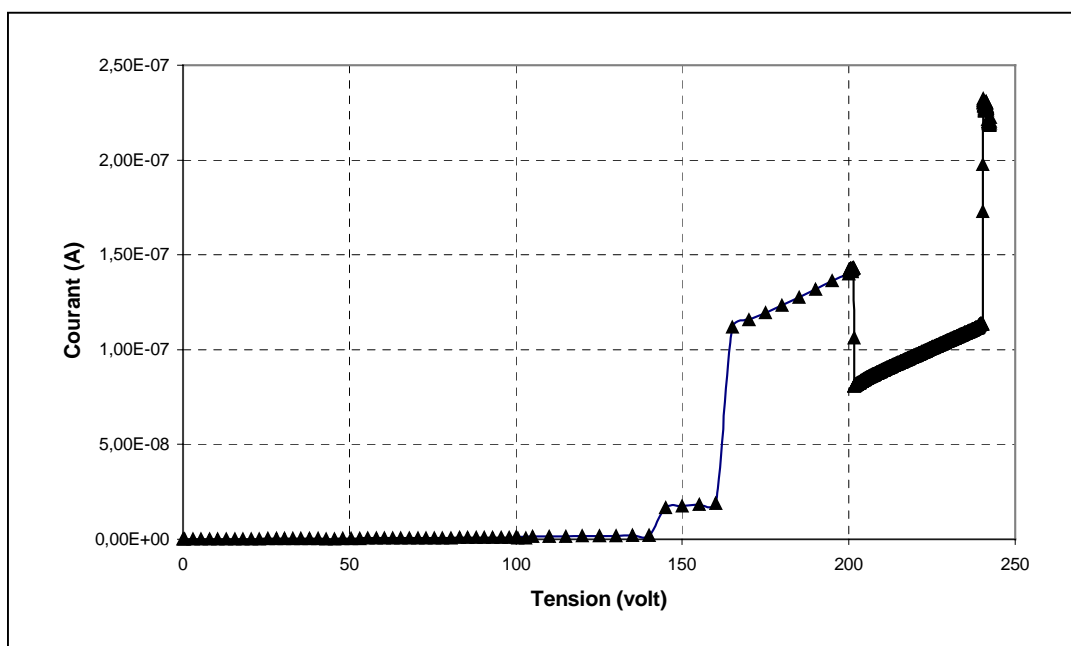


Figure IV.19 : Caractéristique typique en courant-tension d'un réseau de 400 micropointes sur un substrat dopé à $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

IV.4.4.1 Contribution des propriétés optoélectroniques à l'émission

a) Rappel sur la photocréation de porteurs

Dans le cristal GaAs, un rayonnement lumineux peut constituer une source de génération d'électrons supplémentaires au sein du matériau, les transitions optiques étant directes, avec conservation du vecteur d'onde. Dans ce processus de mise à profit de l'effet photoélectrique, on parle alors d'émission de champ assistée ou *d'émission photoélectrique de champ*.

Ainsi, pour que le matériau semiconducteur absorbe l'énergie d'un rayonnement lumineux il faut que l'énergie $h\nu$ des photons soit telle que :

$$h\nu \geq E_g$$

où h est la constante de Planck, ν la fréquence de la radiation lumineuse et E_g l'énergie de la bande interdite du semiconducteur.

En terme de longueur d'onde, cette relation s'écrit encore :

$$\lambda \leq \frac{hc}{E_g}$$

où c est la célérité de la lumière.

Appliquée au matériau GaAs ($E_g=1.42$ eV) à 300 K, on trouve que ce matériau possède une longueur d'onde de coupure d'absorption de $0.873 \mu\text{m}$ qui est comprise dans le spectre d'émission de la lampe utilisée dans les expérimentations. Si la longueur d'onde du rayonnement incident est supérieure à λ_c , le phénomène de photocréation ne peut avoir lieu ; le matériau est dit alors transparent à l'onde optique.

Nous avons donc étudié cet effet en éclairant nos réseaux de micropointes. Les expériences ont été réalisées dans la configuration diode sous un vide de 10^{-8} Torr. La source optique est constituée d'une lampe incandescente dont une partie du spectre d'émission est présentée sur la figure IV.20.

Les investigations sur l'effet de l'éclairement ont été entreprises sur deux niveaux de dopage des émetteurs précédemment présentés.

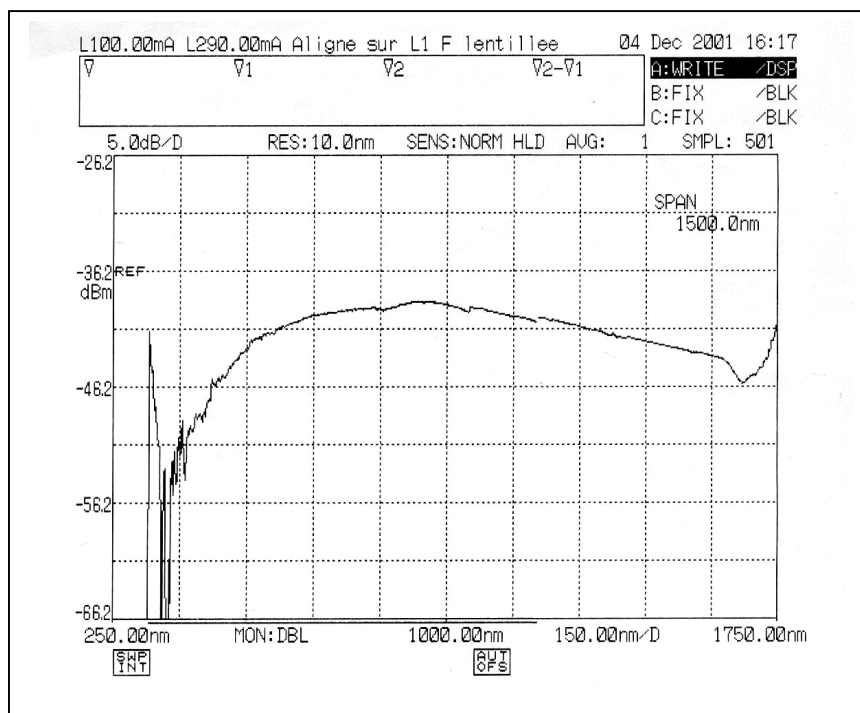


Figure IV.20 : Spectre d'émission de la lampe à incandescence.

b) Résultats expérimentaux

L'illumination des échantillons à forte résistivité (dopés n, $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) a permis d'enregistrer une croissance significative du courant d'émission. Cet effet est clairement illustré sur la figure IV.21 où, pour une polarisation de 100 V et sous éclairement pendant 1 minute, le courant généré passe de $4 \cdot 10^{-8} \text{ A}$ à environ $2 \cdot 10^{-5} \text{ A}$. Le taux de courant supplémentaire imputé à l'effet de l'éclairement est de $20 \mu\text{A}$.

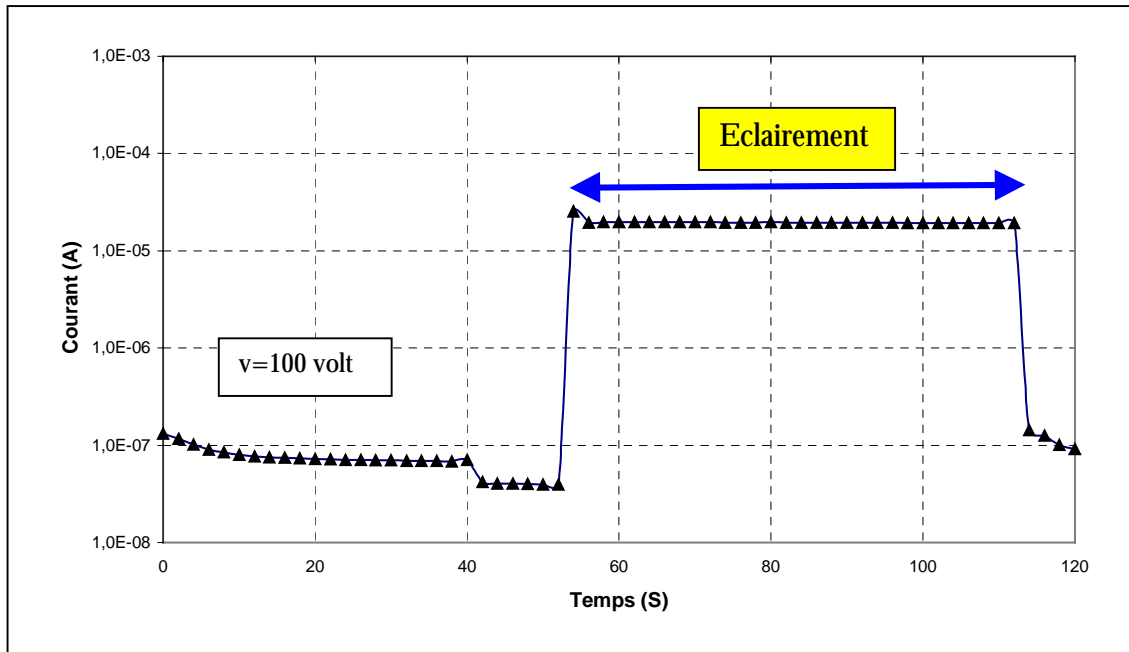


Figure IV.21 : Effet de l'éclairement d'un réseau de 400 émetteurs dopé $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ sous une tension de polarisation de 100 V.

Sur la figure IV.22 est tracée la caractéristique I-V mettant en évidence l'effet déterminant de l'éclairement. Compte tenu de la largeur du spectre lumineux, on peut supposer que deux processus fondamentaux activent la forte croissance du courant :

- ✓ la création de paires électron-trou. Le phénomène se traduit par l'excitation des électrons de la bande de valence engendrant leur passage dans la bande de conduction[21]. Une augmentation de la densité de porteurs participant à la conduction serait donc à l'origine de la croissance du courant ; dans ce contexte l'amélioration des résultats en émission de champ serait liée à une variation de la conductivité volumique au sein du matériau semiconducteur.
- ✓ le dépiégeage des électrons au niveau de la surface. Cet effet peut contribuer à la croissance des électrons notamment près de la surface, c'est à dire des porteurs directement candidats au passage dans le vide.

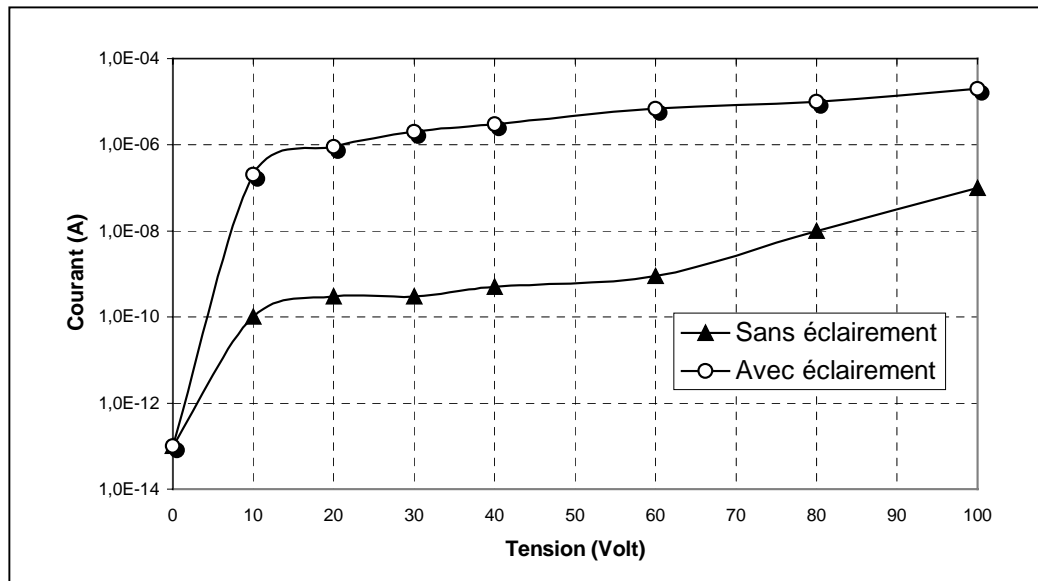


Figure IV.22 : Conséquence de l'éclairnement d'un échantillon de 400 micropoints sur la caractéristique courant-tension. L'échelle portée en ordonnée étant logarithmique.

En ce qui concerne l'illumination des émetteurs dopés à $4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, les résultats obtenus n'ont pas permis d'observer une augmentation notable du courant. L'effet de l'éclairnement est alors sans conséquence sur l'émission de champ.

Pour ces échantillons à faible résistivité, lorsque le gaz électronique est fortement dégénéré, le courant d'émission ne varie pratiquement pas avec l'illumination[20].

La mise en évidence de l'effet photoélectrique dans l'émission de champ à partir du matériau GaAs est certaine. Mais pour fiabiliser les hypothèses posées sur l'origine des sources de génération des électrons entrant en jeu, il serait souhaitable de travailler avec un rayonnement monochromatique. Mais cette démarche n'a pu être accomplie pour des raisons techniques.

IV.4.5 Synthèse et interprétations

A travers les résultats exposés, on s'aperçoit incontestablement que le niveau de dopage des structures influe considérablement sur le processus et la qualité de l'émission d'électrons dans le vide. Si un dopage très élevé ($4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) conduit à de multiples

claquages au-delà de 100 μA , une faible concentration en impuretés ($5 \cdot 10^{16}\text{cm}^{-3}$) ne permet d'extraire qu'un faible niveau de courant ($\sim 200 \text{ nA}$). Ainsi, c'est avec un dopage intermédiaire ($2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) que nous avons enregistré les résultats les plus significatifs ($>1\text{mA}$). La figure IV.23 résume les meilleures performances relevées pour chaque niveau de dopage et révèle qu'un dopage optimal pour l'émission serait autour de $3 \cdot 10^{17}\text{cm}^{-3}$.

Ces résultats confirment les potentialités d'une émission à partir du matériau GaAs. Dans la littérature, M. S Chung[22] confirme à partir d'une modélisation théorique de l'émission, un aspect favorable de l'émission au profit du GaAs par rapport à d'autres semiconducteurs comme le Si, le GaN, ou le Ge. L'auteur souligne que cette singularité est typique au matériau III-V, dans laquelle l'émission de champ est favorisée par la faible masse effective. En effet, ce paramètre conditionne le processus d'alimentation en électrons vers la barrière .

En revanche, la décroissance du courant observée pour un fort niveau de dopage, est probablement induite par un flux élevé des électrons à travers la barrière, phénomène qui aboutit à la destruction des émetteurs. La réduction du niveau de dopage semble donc un moyen efficace de contrôle de l'émission.

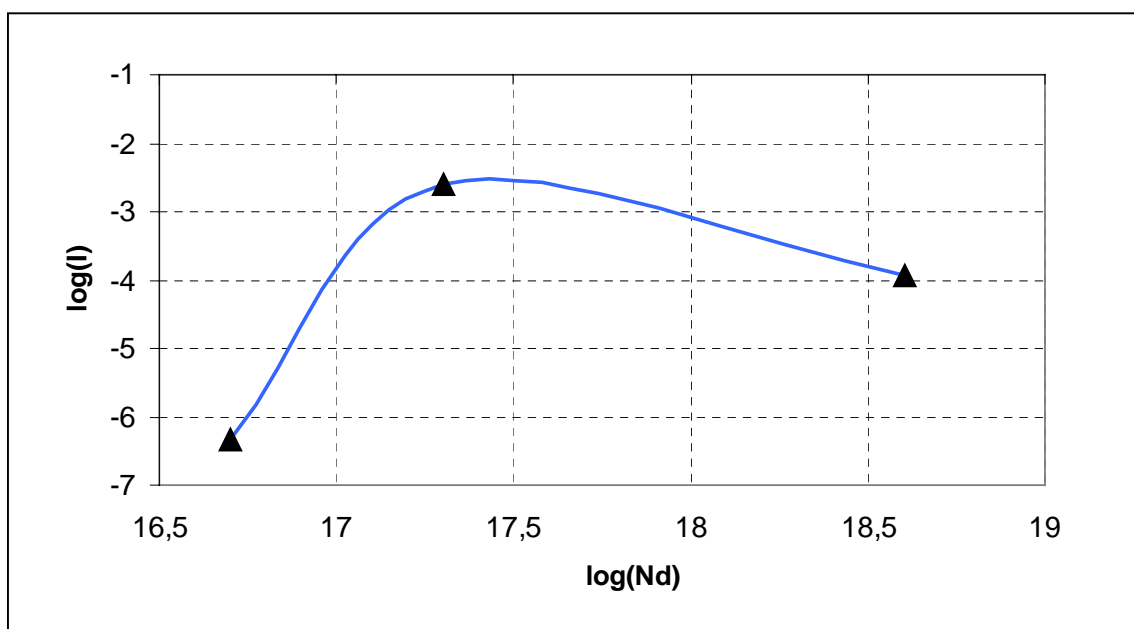


Figure IV.23 : Caractéristique du courant I en fonction du dopage Nd.

IV.5 Analyse statistique des résultats des émissions

Les procédures d'exploitation statistique sur lesquelles nous nous appuyons pour analyser les caractéristiques expérimentales relevées ont été développées dans le chapitre II. En premier lieu, il nous paraît judicieux d'appliquer ces méthodes au cas concret de la procédure de formation des microémetteurs. Notre démarche vise à quantifier les variations induites sur les différents paramètres physiques : le facteur d'amplification de champ β , le rayon de courbure à l'apex des émetteurs r et la surface émissive S de façon à tenter d'analyser les effets de la procédure de conditionnement.

I.V.5.1 Analyse de la période de formation des émetteurs

Dans cette étude, nous prenons le résultat d'une émission obtenue à partir d'un réseau de 400 micropointes sur un substrat dopé n ($2 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$). La caractéristique I-V et le tracé de Fowler-Nordheim équivalent sont représentés sur la figure IV.24.

Les données extraites de l'analyse de ce résultat sont reportées dans les tableaux IV.2, IV.3, IV.4 successivement pour une distribution de Fowler-Nordheim, gaussienne et parabolique.

Pour cette exploitation, la dépendance de la hauteur de la barrière de potentiel avec la polarisation, spécifique au semiconducteur, a été prise en compte.

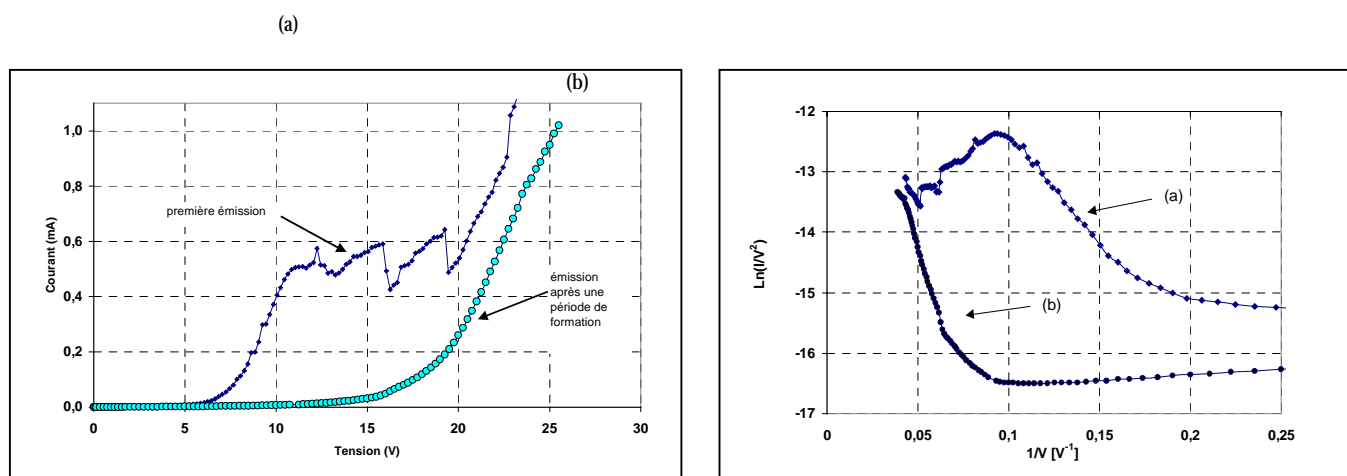


Figure IV.24 : Caractéristique de l'émission d'un réseau de 400 micropointes et le tracé de Fowler-Nordheim correspondant.

En nous appuyant sur les résultats obtenus par la simulation (chapitre II (II.3.4)), une dépendance linéaire du facteur $\phi^{3/2}$ avec la tension a été introduite dans le terme exponentiel de l'expression de Fowler-Nordheim en vue de son adaptation à l'exploitation des émissions enregistrées.

Référence	a (ordonnée à l'origine)	b (pente)	$\beta(m^{-1})$	$r_0(m)$	$S_{totale}(m^2)$	$S(m^2)/pointe$
Figure IV courbe (a)	-9.5	-30.3	$1.7 \cdot 10^9$	$2.4 \cdot 10^{-10}$	$1.4 \cdot 10^{-17}$	$3.5 \cdot 10^{-20}$
Figure IV courbe (b)	-9.1	-101.7	$5.2 \cdot 10^8$	$8 \cdot 10^{-10}$	$1.4 \cdot 10^{-16}$	$3.5 \cdot 10^{-19}$

Tableau IV.2 : Détermination du facteur β , du rayon de courbure moyen et la surface émissive à partir du tracé de Fowler-Nordheim ($\ln(I/V^2)=f(1/V)$).

Référence	A_0	B_0	C_0	$\beta(m^{-1})$	$r_0(m)$	σ_B	$\sigma_r (m)$	$S (m^2)$	$S(m^2)/pointe$
Figure (a)	-9	-43.4	67.2	$1 \cdot 10^9$	$5 \cdot 10^{-10}$	11.1	$1.3 \cdot 10^{-10}$	$1 \cdot 10^{-16}$	$2.5 \cdot 10^{-19}$
Figure (b)	-8.4	-142.2	480.8	$3.7 \cdot 10^8$	$1.6 \cdot 10^{-9}$	31	$3.6 \cdot 10^{-10}$	$1.3 \cdot 10^{-15}$	$3.25 \cdot 10^{-18}$

Tableau IV.3 : Détermination du facteur β , du rayon de courbure moyen et la surface émissive à partir de l'interpolation polynomiale (modèle gaussien) ($\ln(I/V^2)=A-B_0/V-C_0/V^2$).

Référence	pente	Ordonnée à l'origine	$\beta(m^{-1})$	$r_{min}(m)$	$r_0(m)$	$(r_0-r_{min}) (m)$	$S (m^2)$	$S(m^2)/pointe$
Figure (a)	-19.43	-15.03	$2.74 \cdot 10^9$	$1.51 \cdot 10^{-10}$	$4.88 \cdot 10^{-10}$	$3.37 \cdot 10^{-10}$	$4.3 \cdot 10^{-17}$	$1.1 \cdot 10^{-19}$
Figure (b)	-62.71	-17.09	$8.49 \cdot 10^8$	$4.9 \cdot 10^{-10}$	$9.61 \cdot 10^{-10}$	$4.71 \cdot 10^{-10}$	$1.2 \cdot 10^{-16}$	$3 \cdot 10^{-19}$

Tableau IV.4 : Détermination du facteur β , du rayon de courbure moyen et la surface émissive à partir du tracé ($\ln(I/V^4)=f(1/V)$) résultant d'une distribution parabolique.

A travers ces résultats, nous pouvons constater qu'indépendamment de la méthode utilisée, la procédure de formation joue un rôle primordial dans l'évolution des paramètres physiques sur lesquels repose le fondement expérimental de l'émission. Le conditionnement a non seulement pour effet de décaler la distribution des géométries r_0 vers des rayons de courbure moyens plus élevés (également pour le rayon minimal) mais aussi d'étendre la zone d'émission à une surface plus large au détriment de la tension de fonctionnement qui s'élève (voir figure IV.24 tracé de I-V).

Parmi les trois méthodes d'investigations des résultats, les valeurs les plus fortes, qui semblent les plus plausibles en terme de rayon de courbure et de surface d'émission, sont extraites de l'interpolation polynomiale. En effet, cela peut justifier la prise en compte de

l'incurvation du tracé de Fowler-Nordheim qui témoigne d'une évolution dans la géométrie de l'apex des sites émetteurs au cours du processus d'émission. A l'opposé, l'extrapolation de la droite de Fowler-Nordheim (1ere méthode) pour les courants les plus élevés peut inclure des effets limitatifs de saturation du courant et de ce fait réduire les valeurs extraites des paramètres rayon de courbure et surface d'émission.

Par ailleurs, nous pouvons noter que les rayons de courbure conservent des valeurs faibles de l'ordre du nm. Ceci peut être lié d'une part à une exploitation très optimiste du facteur d'amplification β à partir d'une configuration idéale dite de la sphère flottante, d'autre part à la localisation privilégiée de la densité de courant sur des nanosites. Ces résultats rejoignent des exploitations obtenues à partir des pointes métalliques[23].

IV.5.2 Analyse globale des données des émissions

Afin de conclure à une éventuelle généralisation des résultats obtenus, nous avons appliqué les mêmes méthodes d'analyses statistiques à certains des résultats les plus significatifs dont les tracés des diagrammes de Fowler-Nordheim sont représentés sur la figure IV.25.

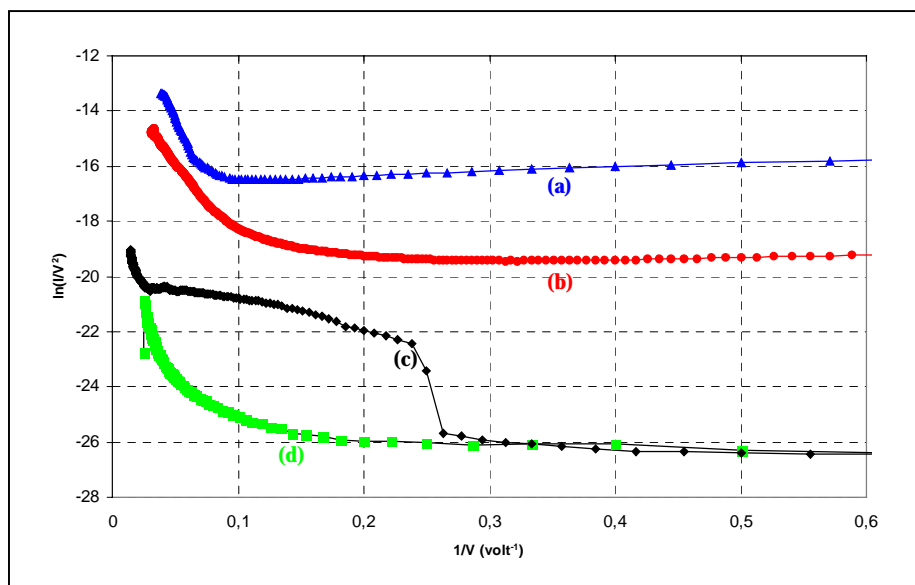


Figure IV.25 : Tracés des diagrammes de Fowler-Nordheim pour différents réseaux d'émetteurs : (a) – (b) Micropointes sur matériau dopé $n=2 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$; (c) Micropointes sur matériau dopé $n=4 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$; (d) Micropointes sur matériau dopé p.

Référence	Courant maximum (A)	Tension (V)	a (ordonnée à l'origine)	b (pente)	$\beta(m^{-1})$	$r_0(m)$	S(m ²)	S(m ²)/pointe
(a)	10 ⁻³	25.5	-9.13	-101.71	5.25 10 ⁸	8 10 ⁻¹⁰	1.4 10 ⁻¹⁶	3.5 10 ⁻¹⁹
(b)	1.17 10 ⁻³	50	-12.7	-73.64	7.23 10 ⁸	5 10 ⁻¹⁰	4.8 10 ⁻¹⁸	1.2 10 ⁻²⁰
(c)	26.9 10 ⁻⁶	70.2	-17.4	-127.6	4.1 10 ⁸	1 10 ⁻⁹	1.7 10 ⁻¹⁹	4.2 10 ⁻²²
(d)	1.4 10 ⁻⁶	40	-18.25	-125.65	4.24 10 ⁸	9.82 10 ⁻¹⁰	2.5 10 ⁻²⁰	6.2 10 ⁻²³

Tableau IV.5 : Détermination de β , r et S à partir de l'exploitation des diagrammes de Fowler-Nordheim tracés sur la figure IV.25.

Référence	A ₀	B ₀	C ₀	$\beta(m^{-1})$	$r_0(m)$	$\sigma_r(m)$	S (m ²)	S (m ²)/pointe
(a)	-8.3	142.2	480.8	3.7 10 ⁸	1.6 10 ⁻⁹	3.6 10 ⁻¹⁰	1.3 10 ⁻¹⁵	3.25 10 ⁻¹⁸
(b)	-13.1	69.5	199.27	7.7 10 ⁸	8.85 10 ⁻¹⁰	2.3 10 ⁻¹⁰	2.8 10 ⁻¹⁸	7 10 ⁻²¹
(c)	-16	299.5	5031.7	1.77 10 ⁸	3.51 10 ⁻⁹	1.17 10 ⁻⁹	3 10 ⁻¹⁹	7.5 10 ⁻²²
(d)	-18.4	161.6	1081.8	3.29 10 ⁸	1.89 10 ⁻⁹	5.45 10 ⁻¹⁰	2 10 ⁻²⁰	5 10 ⁻²³

Tableau IV.6 : Détermination de β , r, S et de l'écart-type σ_r à partir de l'interpolation polynomiale $\ln(I/V^2)=A_0-B_0/V+C_0/V^2$ des tracés de Fowler-Nordheim portés sur la figure IV.25.

On peut d'emblée remarquer que la surface émissive moyenne par pointe est corrélée au niveau de courant enregistré. En effet, plus le courant augmente, plus la zone active à la surface des sites émetteurs s'élargit. Cette tendance est confortée par les différentes méthodes d'analyse des résultats. Par ailleurs, on note une relative reproductibilité du facteur géométrique β dans les différents cas présentés, valeur relativement élevée comparativement aux prévisions théoriques.

A partir des grandeurs extraites de la caractéristique d'émission, on peut estimer le nombre de microémetteurs actifs. Pour cela, on effectue le rapport de la surface S déterminée par l'exploitation à celle calculée (πr_0^2) à partir du rayon de courbure. On peut estimer approximativement, pour la référence (a), qu'une centaine de sites émetteurs sont activés. Cette évaluation est tout à fait convenable compte tenu de la dispersion inévitable des microstructures et des problèmes liés à la cellule de mesure. Pour la structure de

dopage élevé (c), le faible niveau de courant recueilli $26\mu\text{A}$ confirme la quasi unicité du site émissif et une procédure de formation non optimale en raison d'un claquage prématuré. Pour le composant de type p, le très faible courant obtenu ne nous a pas amenés à adapter notre modèle d'exploitation et notamment l'influence de la pénétration du champ qui est particulière du matériau.

IV.5.3 Interprétations

A travers une confrontation des données expérimentales et des valeurs basées sur un modèle de simulation, nous pouvons conclure qu'au regard de l'exploitation des tracés courant-tension expérimentaux, les différents paramètres fondamentaux (S , r et β) qui gouvernent la mise en œuvre expérimentale de l'émission de champ s'écartent notablement des valeurs théoriquement pressenties. Les faibles surfaces émissives, les forts coefficients géométriques et les faibles rayons de courbure justifient l'hypothèse que le courant d'émission n'émane qu'à partir de certains sites atomiques qui forment des zones de protrusions à la surface des émetteurs. Ces zones ponctuelles engendrent par conséquent un fort rehaussement du champ électrique.

Précisons également que ces données sont extraites d'une loi électronique très dépendante du champ électrique et par conséquent très sélective avec le rayon de courbure ou la surface à champ maximum. Ceci est confirmé, dans une certaine mesure, par une dispersion σ_r sur ce rayon de r_0 relativement faible.

Ajoutons également que les niveaux de courants élevés obtenus ne peuvent être attribués à une valeur faible du travail de sortie qu'il faudrait choisir bien en deçà des valeurs physiquement envisageables compte tenu d'éventuelles contaminations de la surface.

IV.6 Conclusion

Dans ce chapitre, les objectifs ciblés se sont articulés autour de la recherche d'une topologie de micropointes capable de fournir des courants électriques supérieurs au mA à partir d'un réseau de 400 sites émetteurs. Pour y parvenir plusieurs axes d'investigations ont été engagés.

L'étude initiale de l'émission à partir de microémetteurs sur substrat n+ n'a pas abouti à de résultats probants en terme de courant. En effet, au-delà d'une centaine de μA , le comportement typique des microcathodes a révélé de fortes instabilités récurrentes induisant des claquages intempestifs. Avant de mettre en cause l'éventuel rôle du dopage du matériau, nous avons entrepris de prospecter parallèlement l'influence de l'hydrogénation de la surface du matériau et l'étude d'une émission à partir d'un substrat dopé p. Si dans le premier cas, les résultats des expériences n'ont pas permis de parvenir à d'excellentes performances en raison notamment des conditions expérimentales, dans le second cas, l'émission ne parvenait guère à s'apprécier au-delà de quelques μA .

L'étape suivante du travail a reposé sur l'investigation de l'influence du niveau de dopage du semiconducteur sur la valeur du courant. Les réalisations technologiques s'appuient sur le dépôt d'une couche de $2.5 \mu\text{m}$ par épitaxie par jets moléculaires de telle sorte que l'intégralité de chaque micropointe soit constituée du semiconducteur à dopage réduit.

Les premiers tests effectués sur un dopage de $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ont permis d'enregistrer des courants supérieurs à 2mA de façon reproductible, soit un courant moyen de $2.5 \mu\text{A}$ par pointe. En revanche, des réseaux à faible dopage ($5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) ont affiché des courants électriques nettement plus faibles ($\sim 200\text{nA}$). Cet ensemble de résultats permet de souligner le rôle important que joue la densité de dopants dans le matériau émissif.

Sur les échantillons dont le courant émis dépasse le mA, certaines limitations ont pu être observées. Ces dernières sont principalement une saturation suivie d'un claquage au-delà de 2mA et une nécessité de fonctionnement plus de 10 heures avant de noter une bonne stabilité temporelle du courant.

La mise en évidence du rôle du peuplement électronique du semiconducteur et la décroissance du courant aux faibles concentrations en impuretés conduisent à estimer un niveau de dopage optimal pour l'émission de champ à partir du GaAs. Ce taux de dopant se situe autour de $3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

L'investigation de l'effet photoélectrique a permis de constater un accroissement significatif du courant émis dans le vide d'autant plus prononcé que le matériau présente un faible dopage (dopage $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$). On parle alors d'émission photoélectrique de champ. L'excitation lumineuse peut en effet engendrer la création de paires électrons-trous en volume ou un dépiégeage des électrons en surface.

Les diagrammes de Fowler-Nordheim associés à l'ensemble des caractéristiques I-V tendent à présenter une linéarité sur plusieurs décades, signe d'une bonne homogénéité des structures. Néanmoins, les valeurs géométriques extraites de l'analyse statistique s'avèrent faibles en surface active et rayon de courbure ce qui laisserait supposer une émission à caractère très localisé au niveau de l'apex de chaque émetteur actif.

Des courants maximum supérieurs au mA ont été enregistrés de façon reproductible confirmant les réelles potentialités[24] d'une émission de champ à partir de l'arséniure de gallium. Cette étude montre que ces structures ont un intérêt pour promouvoir l'émission à partir de ce type de matériau.

En outre, sur certains échantillons, des courants moyens de $2.5 \mu\text{A}$ par pointe ont été obtenus. On pourrait donc naturellement supposer que de plus fortes valeurs de courant soient atteintes à partir d'un réseau de micropointes plus dense. Néanmoins cela implique que la microcathode ainsi réalisée soit équipée d'une grille d'extraction placée dans le plan de l'émission et que celle-ci soit auto-alignée avec chacun des sites émetteurs élémentaires. Cette étape s'inscrit dans une perspective de l'incorporation de ces cathodes froides dans un dispositif d'amplification sous vide.

Bibliographie du chapitre IV

- [1] **F. Ducroquet & al.,**
Arrays of ungated GaAs field emitters fabricated by wet or dry etching,
J. Vac. Sci. Technol. B 17(4), pp. 1553-1560, (1999).
- [2] **F. Ducroquet & al.,**
Fabrication and emission characteristics of GaAs tip and wedge-shaped field emitter arrays by wet etching
J. Vac. Sci. Technol. B 16, pp. 787-9, (1998).
- [3] **N. NG Ching Hing,**
Réalisation de transistors à effet de champ par neutralisation de dopants par l'hydrogène atomique et par déneutralisation localisée des complexes Si-H,
Thèse de Doctorat de l'université de Lille I, (1995).
- [4] **Z. Lu & al.,**
GaAs surface oxidation and deoxidation using electron cyclotron resonance oxygen and hydrogen plasma,
J. Vac. Sci. Technol. A9 (3), (1991).
- [5] **M.R. Rakhshandehroo & S.W. Pang,**
High Current Si Field Emission Devices with Plasma Passivation and HfC Coating
10th Int. Vac. Microelectron. Conf., Kyongju, Korea, August 17-21 p 291, (1997).
- [6] **M.S. Mousa,**
A study of the effect of hydrogen plasma on microfabricated field-emitter arrays
Vacuum, volume 45, numbers 2/3 pp.235-239, (1994).
- [7] **P.R. Schwoebel & C.A. Spindt,**
Field-emitter array performance enhancement using hydrogen glow discharges,
App. Phys. Lett 63 (1), p.33, (1993).
- [8] **A. Zeitoun-Fakiris & B. Jünter,**
Effect of gas liberation on prebreakdown current in vacuum,
IEEE Trans. Electr Insul., Vol 23 (1), p.83, (1988).
- [9] **Q-A. Huang & al.,**
A field-enhanced generation model for field emission from p-type silicon,
IEEE Electron Device Letters, Vol. 18, No.12, p.616, (1997).
- [10] **L. M. Baskin & al.,**
General features of field emission from semiconductors,
Phys. Stat. Sol.(b)47,49 (1971)

- [11] **T. Hirano & al.,**
Emission current saturation of p-type silicon gated field emitter array,
J. Vac. Sci. Technol. B14(5), p.3357, (1996).
- [12] **R. Boutoudj & A. Vanoverschelde**
Increased emission current from ungated GaAs microtips for microwave applications,
2nd IEEE Int. Vac. Elect. Conf, Noodrwijk, The Netherlands, april 2-4 , pp.361-364,
(2001)
- [13] **D. Temple,**
Recent progress in field emitter array developpement for high performance applications,
Mat. Sci. Engi R24 , pp.185-239, (1999).
- [14] **A. Modinos,**
Field , thermionic, secondary emission spectroscopy
Plenum Press, New York, (198)4
- [15] **L. Apker & E.A Taft,**
Field emission from photoconductors,
Phys. Rev. Vol. 88, pp.1037-1038, (1952).
- [16] **L.M Baskin & al.,**
General features of field emission from semiconductors,
Phys. Stat. Sol. (b)47,49 pp.49-62, (1971).
- [17] **S. Fridrikov & S. Movnine,**
Bases physiques de la technique électronique,
Edition MIR. Moscou (1985).
- [18] **T. T. Tsong,**
Dynamic behaviour and instability of field emitter surfaces,
IEEE Trans. Electron Devices, vol.38, 10, pp. 2317-2319, (1991).
- [19] **M. Takai & al.,**
Effect of gas ambient on improvement in emission behaviour of Si field emitter arrays,
10th Int. Vac. Microelectron. Conf., Kyongju, Korea, August 17-21 pp. 419-422, (1997).
- [20] **B. R. Chalamala & al.,**
Effect of O₂ on the electron emission characteristics of active molybdenum field emission cathode arrays,
J. Vac. Sci. Technol. B 16(5), pp. 2859-2865, (1998).
- [21] **Y. Ohno & al.,**
Field emission from p-type GaAs and GaP crystals,
Surface Science 91, pp.636-654, (1980).
- [22] **M. S Chung & al.,**
Carrier concentration-dependance of field emission from semiconductors,
Applied Surface Science 146, pp.138-142, (1999).
- [23] **C.A. Spindt & al.,**
Physical properties of thin film emission cathodes with molybdenum cones,

J. Appl. Phys., Vol. 47, No.12 (1976).

[24] **F. Charbonnier,**

Voltage breakdown in vacuum microelectronics microwave devices using field emitter arrays causes, possible solutions and recent progress,

10th Int. Vac. Microelectron. Conf., Kyongju, Korea, August. 17-21 pp.7-13 (1997).

Conclusion générale

Conclusion générale

L'association des technologies de microfabrication électronique et des techniques du vide a abouti à l'émergence de la microélectronique sous vide. Cette synergie, forgée sur la conception de microcathodes froides, est illustrée industriellement par la réalisation d'écrans plats à micropointes. Son champ d'application peut s'étendre à d'autres domaines et le secteur mis en perspective dans ce travail concerne l'amplification de puissance en hyperfréquences. Dans ce domaine, on assiste à une coexistence de deux technologies concurrentes : les composants à semiconducteurs et les tubes sous vide.

Le projet dans lequel s'inscrit ce travail vise donc à démontrer les potentialités de l'application des microcathodes froides en arséniure de gallium dans le domaine de l'amplification hyperfréquence de puissance. Les objectifs présentés dans ce mémoire, portent sur la conception technologique et la modélisation de réseaux de micropointes à émission par effet de champ sur matériau GaAs.

Le choix du matériau arséniure de gallium repose d'une part sur les compétences et les connaissances acquises à l'IEMN sur le cristal III-V, d'autre part sur ses bonnes propriétés intrinsèques de transport électronique et optoélectronique associées à une grande souplesse technologique. Ce matériau se présente de ce fait, comme un candidat attractif pour la réalisation de microcathodes destinées à des fonctionnalités en microondes.

L'étude théorique de l'émission de champ a été abordée sous un aspect général suivant le fondement de la théorie de Fowler-Nordheim. Cette émission, tributaire de champs électriques très élevés ($> 2 \cdot 10^7 \text{V/cm}$), est facilitée notamment par l'utilisation de

microstructures effilées où l'effet de pointe se traduit par un fort rehaussement du champ électrique. Cette amplification du champ, localisée à l'apex de chaque émetteur, est prise en compte dans l'expression de la densité de courant par l'introduction d'un facteur β . L'évolution de la densité de courant a mis en lumière l'importance de ce paramètre ainsi que celui du travail de sortie du matériau émissif.

Le processus d'injection des électrons dans le vide par effet tunnel appliqué aux surfaces semiconductrices affiche certaines spécificités et son étude a été établie à partir d'une modélisation électrostatique unidimensionnelle. Ainsi, dans le cas du semiconducteur où la densité de charges n'est pas aussi élevée que dans les métaux, la pénétration du champ électrique s'étend sur plusieurs couches atomiques à l'intérieur du substrat. Il en résulte un profil de l'énergie potentielle variable en fonction de la polarisation. Une étude comparative entre l'arséniure de gallium et le silicium a mis en lumière un effet de pénétration plus prononcé dans le GaAs qui induit une diminution de la hauteur de la barrière propice aux porteurs candidats au passage dans le vide. L'étude de la densité de courant a révélé un comportement plus favorable à partir du matériau GaAs, ce qui nous amène à conclure que l'effet de l'abaissement de la barrière est préférable à une bonne fonction d'alimentation.

L'introduction des états de surface au modèle a permis de rendre compte du rôle capital qu'ils peuvent jouer sur le mécanisme d'émission en réduisant la pénétration du champ dans le semiconducteur s'ils sont de nature accepteurs d'électrons.

La prise en compte d'une chute de potentiel dans la loi d'émission de Fowler-Nordheim, liée directement au niveau de dopage, affiche un comportement intéressant dans la mesure où celui-ci permettrait de limiter le flux de courant émis dans le vide. Par conséquent, cette méthode peut être un moyen de se prémunir contre une croissance excessive du courant.

La mise en œuvre d'une émission électronique par effet de champ capable de fournir un courant suffisamment important repose sur la conception de réseaux constitués de 400 microémetteurs. Le processus de réalisation technologique s'appuie sur une sous gravure

chimique du matériau GaAs facilitée par le dépôt préalable d'un masque en nitrure de silicium. La gravure s'opère en utilisant une solution HCl (40), H₂O₂(4) et H₂O(1) élaborée selon un processus d'optimisation qui convient davantage à notre application en nous fournissant les formes incurvées souhaitables. Les dimensions typiques des microstructures obtenues sont des hauteurs de 2.5µm pour des rayons de courbure de 5~10 nm. La caractérisation en émission des réseaux de micropointes est alors effectuée dans un bâti sous ultra vide (10⁻⁸ Torr) équipé d'un logiciel automatisant les mesures électriques.

Les premières caractérisations électriques effectuées à partir de microémetteurs réalisés sur un substrat de dopage 4 10¹⁸ cm⁻³ ont permis d'enregistrer des courants typiques d'une centaine de µA. Le comportement instable, les claquages intempestifs couplé à une difficulté de mise en œuvre nous ont conduits à entreprendre des recherches sur les méthodes et les moyens d'activation du mécanisme d'émission. Les effets de l'hydrogénation des émetteurs ont révélé un décalage des caractéristiques courant-tension vers des polarisations plus élevées dû à une probable évolution de l'état de surface étant donné que les opérations n'ont pu être accomplies in situ.

Les investigations portées sur l'émission à partir d'un substrat dopé p n'ont permis d'obtenir que des courants électriques ne dépassant guère 2µA avant l'extinction des composants, valeurs limitées probablement par la faible quantité des électrons aptes à être émis dans le vide.

Nous avons alors été amenés à nous interroger sur le rôle du niveau de dopage sur les performances émissives des microcathodes en GaAs.

A l'aide des techniques de l'épitaxie par jets moléculaires, des échantillons de plus faibles dopages ont été réalisés. Ainsi, suivant la même procédure de caractérisation, nous avons étudié des composants présentant les dopages suivants : 2 10¹⁷ cm⁻³ et 5 10¹⁶ cm⁻³.

Les résultats obtenus à partir d'une concentration de 2 10¹⁷ cm⁻³ ont affiché de forts niveaux de courant. Des valeurs de 1 mA ont été régulièrement enregistrées à partir de

réseaux de 400 émetteurs et dans certains cas, les performances atteignent 2 mA avant l'extinction du réseau.

En revanche, l'émission à partir d'une concentration en impuretés de $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ est beaucoup plus médiocre ne dépassant que très rarement la centaine de nA pour des tensions de fonctionnement nettement plus élevées ($>200\text{V}$). Dans ce cas de figure à faible dopage, les échantillons affichent une forte sensibilité au rayonnement lumineux qui engendre une croissance significative du courant passant de quelques centaines de nA à une vingtaine de μA . La photosensibilité a pour conséquence d'assister le mécanisme d'émission de champ dans ces échantillons à forte résistivité.

Les conditions de réalisations technologiques impliquent une dispersion inévitable des paramètres géométriques d'un émetteur à un autre et notamment du rayon de courbure. Dans ce contexte, différents modèles de distributions statistiques associés à des méthodes d'exploitation des mesures en émission ont été présentés en prenant en compte notamment la non linéarité du tracé de Fowler-Nordheim à faible niveau. A forts courants, la linéarité du tracé de Fowler-Nordheim valide toujours l'émission tunnel à partir du matériau semiconducteur compte tenu de la dépendance de la barrière de potentiel avec la tension appliquée.

L'exploitation des outils d'analyse adaptée aux spécificités d'une surface émissive semiconductrice a permis d'estimer le rayon de courbure moyen présenté par le réseau, le facteur de rehaussement du champ et aussi d'approcher la surface d'émission. Ces investigations permettent de conclure que la zone effective d'émission est réduite et circonscrite à quelques sites « atomiques » sur la surface de chaque émetteur actif.

Ainsi, fondée sur une modélisation unidimensionnelle des phénomènes mis en jeu à la frontière cathode-vide, l'étude théorique a permis de comprendre davantage les spécificités de l'émission par effet de champ à partir des semiconducteurs notamment le GaAs.

Les réalisations technologiques ont mis en évidence l'importance du contrôle du niveau de dopage des microémetteurs afin d'assurer une autorégulation du courant émis. Les résultats obtenus forts encourageants en terme de courant placent les microcathodes en arséniure de gallium en position favorable dans la course à la réalisation de microtubes à ondes progressives pour l'amplification de puissance en hyperfréquences. Mais, avant d'envisager la concrétisation de cette perspective, les microémetteurs nécessitent d'une part l'adjonction d'une grille de commande afin d'assurer la modulation du faisceau d'électrons ce qui devrait permettre d'exalter leurs capacités. Cette étape technologique qui semble prioritaire requiert notamment une bonne optimisation du dimensionnement de l'ouverture de grille, une bonne tenue d'isolation du diélectrique. D'autre part, d'autres études restent à entreprendre et notamment la mise à profit des propriétés intrinsèques au matériau GaAs telles que les hétérostructures à partir desquelles une ingénierie appropriée de la structure de bande peut permettre de jouer considérablement sur la barrière de potentiel, mais aussi sur le contrôle de la fonction d'alimentation de l'émission.

Ces possibilités complètent les projections menées actuellement sur l'utilisation d'autres supports notamment les nanotubes de carbone et ceci dans une perspective commune de développement de la microélectronique du vide.

Résumé en français

Ce travail concerne l'étude des potentialités de réseaux de microémetteurs à émission par effet de champ réalisés sur GaAs pour les applications de puissance en hyperfréquences dans les tubes à ondes progressives.

Stimulées par les avancées de la microtechnologie, des micro-sources électroniques basées sur une émission par effet de champ ont émergé donnant naissance à *la microélectronique du vide*. Si la première illustration industrielle en est la réalisation d'écrans plats à micropointes, cette discipline continue à être le théâtre d'innovations importantes. Ainsi, dans le domaine de l'amplification de puissance pour systèmes embarqués de télécommunications, la substitution de l'émission thermoïonique par une émission froide enregistre un vif intérêt notamment en raison du gain énergétique potentiel, de la montée en fréquence et de la réduction de l'encombrement de ces composants.

La réalisation technologique et la modélisation de microcathodes froides sur GaAs sont étudiées ici en vue de montrer les avantages de l'émission électronique à partir de ce matériau.

Dans une démarche théorique, une modélisation de l'émission par effet de champ appliquée aux semiconducteurs a permis d'estimer et de quantifier les différents phénomènes mis en jeu à l'interface matériau-vide. La mise en œuvre technologique de microcathodes nous a conduit à mettre en évidence le rôle essentiel de la densité d'électrons sur le mécanisme d'émission afin d'exalter le niveau de courant extrait. Les résultats obtenus fort encourageants positionnent le GaAs comme un candidat attractif pour la réalisation de microcathodes froides destinées à des fonctionnalités en micro-ondes.

Mots-clés

Emission effet champ - Micropointes – Théorie Fowler-Nordheim - Cathode froide – Barrière semiconducteur-vide –Substrat gallium arséniure - Gravure chimique.

Titre en Anglais

Technological Processing and Modelling of arrays of GaAs Field Emitting Microtips

Abstract

This work is devoted to the capabilities of GaAs field emitter arrays for high power microwave applications in travelling wave tubes.

The microfabrication techniques have stimulated processing of field emitting cold cathodes leading to the emergence of *vacuum microelectronics*. One of the industrial illustration in this activity is the flat Field Emitter Displays (FED). Nowadays, the field emitters arrays FEA's involve a large area of innovations and there is a growing interest in these devices particularly for microwave applications where they allow low energy consuming, high operating frequencies and weight reduction.

Technological processing and simulations of GaAs microcathodes are studied in this work for the investigations of the capabilities of field emission from this material.

A theoretical part consists on a 1D electrostatic simulations of field emission from semiconductors by modelling the material-vacuum barrier. A technological part is dedicated to the fabrication of the microemitters. The electrical characterisations led to underline the effect of doping to obtain high current densities. The promising results confirm the high emission potentialities of GaAs for the fabrication of cold cathodes for microwave applications.

Key words

Field emission – Microtips - Fowler-Nordheim – Cold cathodes – Semiconductor-vacuum barrier – Chemical etching.