Modulation d'un faisceau électronique issu d'une cathode à base de nanotubes de carbone - Applications aux tubes hyperfréquences.

Ludovic Hudanski

▶ **To cite this version:**

Ludovic Hudanski. Modulation d'un faisceau électronique issu d'une cathode à base de nanotubes de carbone - Applications aux tubes hyperfréquences.. Physique Numérique [physics.comp-ph]. Ecole Polytechnique X, 2008. Français. NNT : . pastel-00004268

HAL Id: pastel-00004268
https://pastel.hal.science/pastel-00004268

Submitted on 21 Jul 2010

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

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

ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Thèse présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'ECOLE POLYTECHNIQUE

Spécialité : Physique

Par

Ludovic Hudanski

Etude de la modulation d'un faisceau électronique issu d'une cathode à base de nanotubes de carbone. Applications tubes hyperfréquences.

Soutenue le 08 Septembre 2008 devant le jury composé de :

William I. MILNE	Cambridge University	Président du jury
Frédéric ANDRE	TED, Ulm	
Pierre LEGAGNEUX	TRT, Palaiseau	
Annick LOISEAU	ONERA, Châtillon	Rapporteur
Didier PRIBAT	PICM, Palaiseau	Directeur de Thèse
Stephen PURCELL	LPMCN, Lyon	Rapporteur
Jean-Michel ROQUAIS	TED, Vélizy	

Remerciements

Je tiens bien évidemment à remercier toutes les personnes que j'ai eues l'occasion de côtoyer durant ces trois années de thèse sur les sites de TRT Palaiseau, TED Vélizy et du PICM, tout particulièrement :

✓ Pierre Legagneux, mon responsable direct à TRT, pour ses conseils et la confiance qu'il a bien voulu m'accorder durant ces travaux de thèse.
✓ Didier Pribat, mon directeur de thèse, pour ses conseils également, ses remarques toujours pertinentes, mais aussi et surtout sa compréhension.
✓ Dominique Dieumegard, mon responsable à TED Vélizy, maintenant à la retraite, remplacé par Jean-Michel Roquais, pour son aide et l'autonomie qu'il m'a laissée pendant les mesures que j'ai effectuées à Vélizy.
✓ Mes compagnons de bureau, à Teureuteu : Steph le Koala, KA Miss N°1, 2, 1, 2 (ça s'discute, enfin je resterais quand même sur 1, aller…), LG (« j'suis à Cambridge cette semaine ! ») et Eric (N°2 en kart, hé oui mec…), sans oublier Gaelle, Pierrick, Nicolas, Paolo, Richard et Jean-Philippe. Merci encore à tous pour votre bonne humeur et votre soutien, surtout pendant la période de la rédaction où je n'ai pas toujours été des plus drôles.
✓ Mes compagnons de bureau de la Mezzanine à Vélizy : Rodolphe ZZ Top, Franck Peauger (aujourd'hui au CEA Saclay) l'artiste, JC le 3ème ligne, Sébastien, François « viens chez moi j'habite chez une copine », Christophe Lievin la Bible, David (fan récent de la Colombie) et Sylvie, désolé d'avoir tant squatté ton bureau pour le café du matin ;-).
✓ Ma RH préférée, Marie, sans qui je ne serais peut-être pas là aujourd'hui. De sacrés bons moments et rigolades durant des pauses café si « courtes » !

Un énorme merci également à tous les personnes de TRT qui ont eu l'occasion de m'aider ou me conseiller durant mes travaux : la plateforme techno (Patrick, Maryline, Didier…), Frederic Wiczisk, les opticiens, les secrétaires (Chantal, Michelle, Barbara…) et le « couloir à moquette » (Géraldine, Marie-Antoinette, Virginie…).

Enfin un autre grand merci à toutes les personnes de TED avec qui j'ai eu l'occasion d'interagir durant cette thèse : Frédéric André, le labo d'analyse (Ronan, Arnaud, Denis…), Virgile (horloges atomiques), A. Durand, N. Boualam, Ph. Denis, J.-L. Piquet, J.-F. David, J.-C. Tonnerre et tout ceux que je n'ai pas cité (Dieu me pardonne !)

Je tiens finalement à exprimer ma gratitude aux membres du Jury, notamment les rapporteurs, pour le temps passé et leur présence le jour J.

Je terminerai ces remerciements en ayant une pensée toute particulière pour ma famille, et mes amis extérieurs (le RC Chegar !) pour leur soutien, leurs encouragements et leur patience durant ces 3 années.

Table des matières

CHAPITRE 1. TUBES HYPERFREQUENCES 8

1.1. Introduction générale 8
1.1.1. Historique 8
1.1.2. Domaines d'application 9

1.2. Tubes à grille (triode) 9

1.3. Klystron 11
1.3.1. Historique 11
1.3.2. Principe du 1er klystron 11
1.3.3. Théorie de fonctionnement 12

1.4. Tube à onde progressive (TOP) 17
1.4.1. Historique 17
1.4.2. Généralités 17
1.4.3. Lignes à retard 18
1.4.4. Théorie des tubes à onde progressive 20
1.4.5. Largeur de bande de l'amplificateur à onde progressive 32
1.4.6. Puissance de sortie et rendement de l'amplificateur à onde progressive. 32
1.4.7. Théorie des larges signaux 33

1.5. Autres types de tubes 34
1.5.1. Tubes à onde régressive (carcinotrons) 34
1.5.2. Magnétrons 35
1.5.3. Gyrotrons 36

1.6. Source d'électrons : cathode thermoïonique 37
1.6.1. Principe de l'émission 37
1.6.2. Les différents matériaux utilisés 38
1.6.3. Limitations imposées par les cathodes chaudes en modulation directe 39

1.7. Intérêt de la modulation directe 40
1.7.1. Triodes hyperfréquences 41
1.7.2. Tubes à modulation de vitesse 41

CHAPITRE 2. LES CATHODES FROIDES 45

2.1. Contexte 45

2.2. L'émission de champ 45
2.2.1. La formule de Fowler-Nordheim 45
2.2.2. La distribution en énergie 49
2.2.3. L'effet de pointe 54

2.3. Les cathodes de type « Spindt » 55
2.3.1. Introduction 55
2.3.2. Développement des cathodes « Spindt » 55
2.3.3. Utilisation pour amplificateurs hyperfréquences 56

2.4. Les cathodes froides à CNTs 57
2.4.1. Propriétés structurelles des CNTs 57
2.4.2. Propriétés électroniques 59
2.4.3. Méthodes de croissance 60
2.4.4. Mécanismes de croissance 60
2.4.5. Les nanotubes de carbone comme source d'électrons – Etat de l'art 62
2.4.6. La croissance des nanotubes de carbone par PECVD 72
2.4.7. Fabrication des cathodes 77

2.5. Conclusion 83

CHAPITRE 3. MODULATION PAR CAVITE RESONANTE 91

3.1. Principe de la modulation par cavité résonante 91
3.1.1. Rappels sur les cavités résonantes 91
3.1.2. Modes de résonance 92
3.1.3. Coefficients de surtension 92
3.1.4. Cavité réentrantes 94

3.2. Modulation à 1.5 GHz 95
3.2.1. Conception de la cavité 95
3.2.2. Evaluation du champ électrique hyperfréquence 97
3.2.3. Banc de mesure 100
3.2.4. Spécificité des cathodes pour les mesures 1.5 GHz 101
3.2.5. Mesures à froid 102
3.2.6. Résultats de modulation diode 1.5 GHz 103

3.3. Modulation à 32 GHz 106
3.3.1. Conception des cavités 106
3.3.2. Dimensionnement des cavités 108
3.3.3. Temps de transit 120
3.3.4. Réalisation de la micro-triode 32 GHz 121
3.3.5. Banc de mesure 123
3.3.6. Spécificité des cathodes pour la triode 32 GHz 124
3.3.7. Prototype N°1 125
3.3.8. Prototype N°2 133

3.4. Conclusion 140

CHAPITRE 4. MODULATION PAR VOIE OPTIQUE 142

4.1. Principe de la modulation optique 142

4.2. Simulations 143
4.2.1. Comparaison p-i-n locale / p-i-n étendue 144
4.2.2. Simulation de notre photocathode 146
4.2.3. Condition d'obscurité 147

4.3. Description de la photodiode 149
4.3.1. Principe de fonctionnement 149
4.3.2. Calcul du photocourant 150
4.3.3. Constante de temps de la photodiode 151

4.3.4. Cas de la photodiode p-i-n 151

4.4. Réalisation des photocathodes 152
4.4.1. Contexte et design 152
4.4.2. Process de fabrication 153

4.5. Caractérisation des structures p-i-n 166
4.5.1. Microscope à force atomique : rappel 166
4.5.2. Echantillons mesurés 167
4.5.3. Mesures AFM 169
4.5.4. Conclusion des mesures AFM 174

4.6. Description du banc de test d'émission de champ 175
4.6.1. Enceinte sous vide 175
4.6.2. Banc optique 179

4.7. Mesures d'émission de champ 184
4.7.1. Mesures en continu 184
4.7.2. Mesures de modulation 190

4.8. Mesures de dispersion en énergie 193
4.8.1. Principe 193
4.8.2. Mesures 194

4.9. Conclusion 200

CHAPITRE 5. CONCLUSION ET PERSPECTIVES 202

5.1. Synthèse 202
5.1.1. Modulation par cavité résonante 202
5.1.2. Modulation optique 206
5.1.3. Conclusions 206

5.2. Perspectives 207
5.2.1. Tubes à rayons X, projet SPIDERS 207
5.2.2. Canon pour TOP, projet CVED (ESA) 208
5.2.3. Photocathodes, projet PHOTOCAT 208
5.2.4. Photocathodes, autres applications 209

CHAPITRE 6. PUBLICATIONS, CONFERENCES, BREVETS 211

6.1. Publications 211

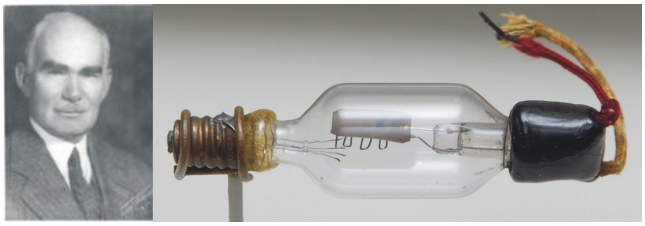
6.2. Conférences 211

6.3. Brevets 212

ANNEXES

Introduction

L'industrie de la communication moderne est née avec le développement des tubes électroniques à grille sous vide, aussi appelés triodes, dont on doit l'invention à un certain Lee De Forest en 1906 (photo). Ces tubes ont rendu possible la diffusion commerciale de la radio et de la télévision.



Pourtant lorsque les premiers transistors semiconducteurs ont été inventés par Bardeen, Brattain, et Shockley dans les années 1950[1], puis lorsque les circuits intégrés ont été développés par la suite dans les années 1960[2], les gens pensaient que la fin des tubes électroniques était venue. Ils étaient en effet encombrants, fragiles et inefficaces. Ils requéraient un environnement sous vide pour fonctionner et utilisaient une cathode qui devait être chauffées à ~1000°C pour fournir des électrons. Cependant, et paradoxalement, l'évolution des technologies de l'état solide a entraîné l'émergence de la microélectronique sous vide, ce qui a alors donné un nouvel engouement pour les tubes électroniques et ouvert de nouveaux domaines d'applications pour ces derniers.

Deux facteurs principaux ont permis l'avènement de la microélectronique sous vide moderne. Le premier fût l'ensemble des technologies de microfabrication issues de l'électronique des transistors à état solide. En effet, sachant qu'une triode assemblée manuellement il y a plus de 40 ans pouvait fonctionner à des fréquences aussi élevées que 4 GHz[3,4], il n'était pas difficile d'imaginer le gain en vitesse que la miniaturisation pouvait amener.

Le deuxième facteur fût l'utilisation avec succès d'émetteurs par effet de champ comme source d'électrons. L'émission par effet de champ est un phénomène quantique grâce auquel les électrons peuvent être émis par effet tunnel d'un matériau vers le vide. Contrairement aux cathodes thermoïniques utilisées classiquement qui nécessitaient un chauffage pour fonctionner, l'émission de champ fonctionnait à température ambiante sous l'application seule d'un champ électrique. L'émission de champ offrait alors plusieurs caractéristiques attractives, incluant temps de réponse instantanée à une variation de champ électrique, bonne résistance aux fluctuation de température et aux radiations, et relation courant – tension exponentielle, avec laquelle un petit changement de tension peut induire un grand changement de courant. Cependant, l'émission de champ requiert un très fort champ électrique, plus de 10 MV/cm, pour obtenir un courant raisonnable. La voie traditionnelle pour obtenir de tels champs était d'utiliser une très petite aiguille. Mais même avec cette configuration, des tensions de l'ordre de quelques centaines de volts furent nécessaires pour obtenir des courants raisonnables.

L'avènement des technologies de microfabrication permit alors de diminuer fortement les distances entre électrodes, diminuant ainsi les tensions de fonctionnement, et permis la fabrication de pointes beaucoup plus pointues que précédemment (dites pointes Spindt), conduisant à de plus fortes amplifications de champ au sommet. Par ailleurs il devint possible de fabriquer de larges réseaux de telles pointes et donc d'obtenir de forts courants et fortes densités de courant. Les propriétés novatrices de ces cathodes ont amené un renouveau dans la microélectronique sous vide à partir de 1970 et furent largement étudiées par la suite. Les deux

[1] J. Bardeen and W. H. Brattain, *Phys. Rev.*, Vol. **74,** 230 (1948).
[2] J. S. Kilby, *IEEE Trans. Electron Devices* ED-**23,** 648 (1976).
[3] J. A. Morton, *Bell Labs Res.* **27**, 166 (1949).
[4] J. W. Gewartowski and H. A. Watson, *Principles of Electron Tubes*, D. Van Norstrand, Co.: Princeton, NJ, p. 229, 1965.

principales applications à souligner sont les écrans plats à émission de champ[5], et les tubes électroniques sous vide[6,7]. Les écrans plats requiert une excellente uniformité d'émission, une densité de courant relativement faible (~ 0.01 $A.cm^{-2}$) et un procédé de fabrication compatible grande surface alors que l'application tubes électroniques requiert principalement une forte densité de courant (>1 $A.cm^{-2}$). Les cathodes de type Spindt délivrent une densité de courant suffisante pour les écrans plats mais ne sont guère compatibles avec des procédés de fabrications grande surface.

C'est ainsi qu'à partir des années 1990[8], sous l'impulsion de compagnies spécialisées dans les écrans (Pix-Tech, Candescent Technologies…), les efforts se tournèrent vers la recherche de nouveaux dispositifs plus robustes et plus faciles à fabriquer que les réseaux d'émetteurs de champ de type Spindt. Les études menées dans ce cadre profitèrent ainsi également aux applications tubes électroniques avec l'apparition de cathodes robustes capables d'émettre de fortes densités de courant sans se dégrader. C'est dans ce contexte que se développèrent les premières cathode basées sur les nanotubes de carbone[9,10].

Les travaux effectués durant cette thèse se situent dans ce contexte, puisqu'ils traitent de l'utilisation de cathodes à base de nanotubes de carbone comme future source d'électrons pour tubes hyperfréquences.

Les propriétés intrinsèques de ces cathodes ont déjà été étudiées dans de précédentes thèses. Les travaux développés dans ce manuscrit présenteront donc la suite de ces études, en se focalisant particulièrement sur l'avantage que possèdent de telles cathodes pour une utilisation comme source d'électrons dans les tubes hyperfréquences : la possibilité d'émettre un faisceau électronique directement modulable à la source.

La première partie du présent manuscrit sera dédiée à une présentation des tubes hyperfréquences et leur principe de fonctionnement. Il traitera notamment des cathodes et du point de vue théorique, des avantages que peut amener l'introduction de cathodes modulées, dans un tube électronique hyperfréquence.

La deuxième partie traitera de l'émission de champ, de l'ensemble des cathodes froides et se focalisera finalement sur les cathodes à base de nanotubes de carbone.

La troisième partie présentera les travaux effectués sur la modulation hyperfréquence par cavité résonante du faisceau d'électrons émis. Cette partie, scindée en deux, exposera les résultats obtenus à 1.5 GHz, puis 32 GHz.

La quatrième partie présentera une approche originale pour la modulation : l'utilisation de l'optique. Cette modulation est basée sur l'intégration d'éléments photosensibles avec les nanotubes qui rendent la cathode pilotable optiquement.

Finalement la dernière partie comparera les deux précédentes techniques de modulation et exposera les perspectives envisagées pour ces cathodes et photocathodes à base de nanotubes de carbone.

---

[5] J. L. Grand-Clement, Technology, applications and market analysis for field emission displays (FEDs), in *Proc. 6th IVMC*, Newport, RI, p. 3, 1993.
[6] I. Brodie and C. A. Spindt, *Appl. Surf. Sci.* **2**, 149 (1979).
[7] I. Brodie and C. A. Spindt, *Vacuum microelectronics, in Advances in Electronics and Electron Physics, Vol. 83* (P. W. Hawkes, Ed.), Academic Press: New York, p. 1, 1992.
[8] A. Ghis, R. Meyer, P. Rambaud, F. Levy, and T. Leroux, *IEEE Trans. Electron Devices* **38**, 2320 (1991).
[9] W. Zhu, C. Bower, O. Zhou, G. Kochanski, and S. Jin, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 873 (1999).
[10] K. A. Dean and B. R. Chalamala, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 375 (2000).

Chapitre 1. Tubes hyperfréquences

1.1. Introduction générale

1.1.1. Historique

Au début du 20ème siècle, une révolution s'amorce pour les télécommunications. Lorsque l'on transmet une onde électromagnétique, sa puissance diminue au cours de la propagation, ce qui rend nécessaire son amplification à différents relais. L'invention d'un amplificateur de puissance, la triode ou tube à grille, par Lee De Forest en 1906, est à l'origine de toute l'électronique qui a permis l'essor de la radio et des liaisons longues distances [1].

Les tubes pour hyperfréquences sont apparus entre 1930 et 1940 [2]. Ils ont permis aux radiocommunications de s'étendre vers des bandes de fréquences beaucoup plus élevées que celles couvertes alors par les tubes à grille. On peut citer dans cette famille : les tubes à onde progressive (TOP), les tubes à onde régressive (carcinotron), les klystrons, les gyrotrons et les magnétrons. Tous ces tubes fonctionnent bien sûr sous vide et sont constitués de la même façon : une source d'électron (cathode), une structure d'interaction faisceau d'électrons / onde hyperfréquence, un collecteur pour récupérer le faisceau d'électrons et un champ magnétique pour focaliser/collimater le faisceau d'électrons.

L'arrivée des transistors à état solide et des circuits intégrés rendit obsolète l'utilisation des tubes sous vide pour les applications petite puissance. Cependant, la technologie des semiconducteurs, même en utilisant des matériaux tels que le SiC ou le GaAs, ne parvient pas à égaler les caractéristiques des tubes sous vide pour les applications de puissance, en particulier à haute fréquence. Par exemple pour générer les 50-500 W requis dans les transmetteurs de station de télécommunication, les amplificateurs à état solide doivent utiliser plusieurs transistors en parallèle avec des circuits et un packaging thermique complexes. De leur côté, pour de nombreuses applications à forte puissance et haute fréquence, les tubes sous vide peuvent être compactes et efficaces.

Ainsi, les dispositifs à état solide, les tubes à grille et les tubes pour hyperfréquences coexistent toujours et se situent respectivement comme l'indique le diagramme puissance – fréquence de la Figure 1-1 [3].

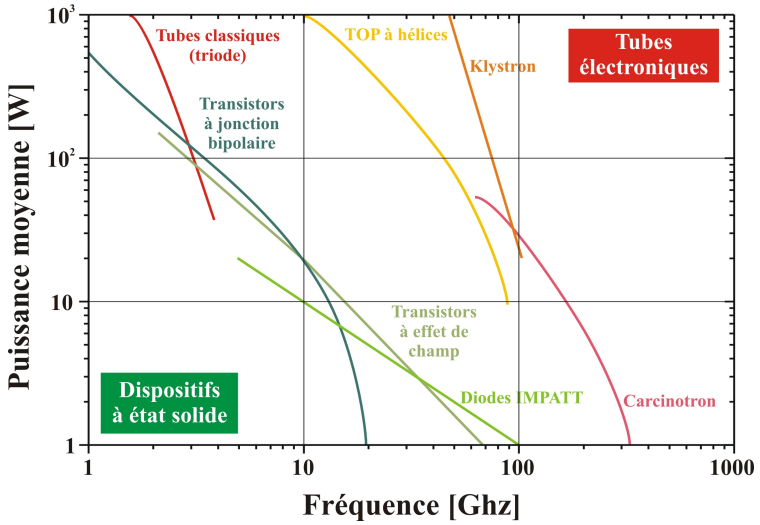


Figure 1-1 : Diagramme puissance – fréquence pour les tubes électroniques et les dispositifs à état solide.

1.1.2. Domaines d'application

Comme on vient de le voir, les tubes pour hyperfréquences sont toujours préférés aux dispositifs à état solide pour les applications de puissance. Actuellement, les trois principaux domaines d'application sont les télécommunications, les radars et l'instrumentation scientifique médicale et industrielle.

En télécommunication, de 1 à 30 GHz, nous citerons les liaisons hertziennes (10 à 100 W), les liaisons sol – satellites (1 à 5 kW) et satellites – sol (~100 W), les liaisons troposphériques (quelques kilowatts). A titre d'exemple, en télévision, entre 470 et 860 MHz (fréquences hertziennes), les puissances émises sont supérieurs au kilowatt et atteignent 100 parfois 200 kW.

Le domaine des radars civils et militaires est très vaste. Les radars fonctionnent soit en régime d'ondes entretenues (continu, CW), soit en régime d'impulsions, de quelques microsecondes par exemple. On distingue les radars au sol ou sur navires (contrôle du trafic aérien, atterrissages, surveillance du territoire, acquisition de cibles, conduites de tir…) et les radars embarqués sur avions, ainsi que sur missiles. Il est souvent important que les bandes passantes instantanées soient très larges : 10 à 15% au niveau du mégawatt crête émis et dans certains cas (notamment pour les contre-mesures et le brouillage) de plus d'une octave au niveau d'environ 100 W (CW). Les puissances requises s'échelonnent, suivant les applications, de quelques 10-100 W (CW) à plusieurs mégawatts crête et plusieurs dizaines de kilowatts moyens.

Enfin, les tubes sont aussi utilisés pour des applications industrielles, scientifiques et médicales, on peut mentionner :

- les accélérateurs pour radiothérapie,
- les accélérateurs pour stérilisation,
- les accélérateurs pour durcissement,
- le chauffage et le séchage par micro-ondes,
- la physique des hautes énergies (accélérateurs linéaires e^- et e^+, synchrotrons e^- et p^+, anneaux de stockage, laser à e^- libres…),
- les sources d'ions,
- la fusion contrôlée, le chauffage et le contrôle du profil des plasmas.

1.2. Tubes à grille (triode)

Dans les premières triodes le faisceau d'électrons était extrait à partir d'une cathode, modulé par une grille et collecté par une plaque (anode) reliée à la masse à travers une charge.

Vinrent ensuite les triodes hyperfréquences basées sur des cavités résonantes [4] : une cavité cathode – grille et une cavité grille – anode.

Le principe d'amplification est le suivant : une faible tension $V_G \sin \omega t$ est appliquée à une grille de commande (Figure 1-2). Cela développe un champ électrique $(V_G/d)\sin \omega t$ dans l'espace cathode – grille distant de d. Ce champ module à la fréquence $f = \omega/2\pi$ le courant d'électrons émis par la cathode thermoïonique, lesquels se retrouvent dans l'espace grille – anode, toujours avec la même profondeur de modulation, mais avec une vitesse beaucoup plus grande, car accélérés par la tension d'anode V_A.

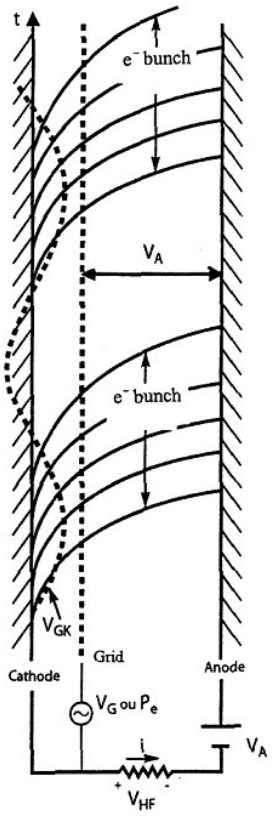


Figure 1-2 : Schéma de principe d'une triode.

Ce courant d'électrons modulés crée dans la cavité grille – anode un courant I_{HF} qui crée à travers l'impédance de charge Z_L une tension $V_{HF} = Z_L \times I_{HF}$. Dans cette cavité de sortie, les électrons sont donc accélérés par la tension V_A mais décélérés par la tension induite V_{HF}. Ainsi, les électrons cèdent de leur énergie cinétique à l'onde électromagnétique hyperfréquence (c'est à dire à V_{HF}).

Le temps de passage τ, dit temps de transit, des électrons entre la cathode et la grille est petit devant la période $T = 2\pi/\omega$, et les électrons voient un champ $(V_G/d)\sin\omega t$ presque constant. Leur vitesse finale v est reliée au potentiel V_G qui les accélère par :

$$v/c \approx \sqrt{V \sin \omega t}\,/16$$

où e et m sont la charge et la masse de l'électron, et c la vitesse de la lumière dans le vide. On suppose $v << c$.

La principale limitation en fréquence des tubes à grille est due à ce temps de transit τ, qui devient du même ordre de grandeur que $T = 1/f$ à des fréquences élevées. Dans ce cas, les électrons sont accélérés durant $T/2$, puis freinés durant $T/2$ (ou inversement), ils se mélangent et le tube ne fonctionne plus, comme cela est montré sur la Figure 1-3.

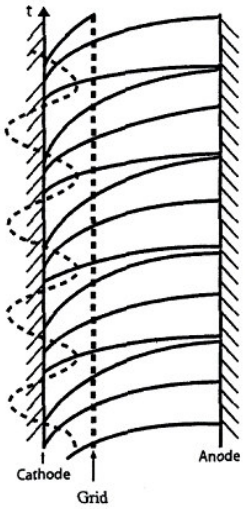


Figure 1-3 : Limite en fréquence de la triode.

A cause de la température élevée de la cathode, la grille ne peut être approchée infiniment près de la grille (moins de 100 µm) pour des raisons de dilatation de cette dernière. Il en découle des temps de transit des électrons relativement longs qui limitent la fréquence de fonctionnement Les triodes sont donc en pratique limitées à des fréquences de quelques GHz.

Plutôt que de créer, directement près de la cathode, une modulation de courant, l'idée de base est d'imprimer, sur un faisceau d'électrons animés d'une vitesse uniforme v_0, une modulation de vitesse $\Delta v \sin \omega t$, de façon que le long du tube les électrons lents soient rattrapés par les plus rapides du cycle précédent. Il y a ainsi formation de paquets d'électrons et la modulation de vitesse progressivement se transforme en modulation de densité, c'est-à-dire de courant.

Les tubes utilisant ce principe sont naturellement nommés tubes à modulation de vitesse. Les deux principaux, klystron et tube à onde progressive, sont décrits en détail ci-dessous.

1.3. Klystron

1.3.1. Historique

Il semble que le principe de la modulation de vitesse, grouper en paquets les électrons d'un faisceau primitivement homogène en faisant subir à leurs vitesses de petites variations suivant une loi périodique à la fréquence désirée, soit dû à A. Arsenjewa-Heil et O. Heil. Ils publièrent en 1935 leurs travaux: sur un oscillateur pour générer un signal RF [5], que l'on pourrait aujourd'hui considérer comme le premier tube à modulation de vitesse.

En 1937, les frères Varian [6], rejoints en 1939 par d'autres chercheurs américains, Hahn et Metcalf [7], publient les résultats de leurs travaux sur un dispositif plus performant, que l'on peut aujourd'hui véritablement considérer comme le tout premier klystron.

1.3.2. Principe du 1er klystron

Les premiers klystrons possédaient uniquement deux cavités. Le schéma de principe de ce tube est représenté sur la Figure 1-4.

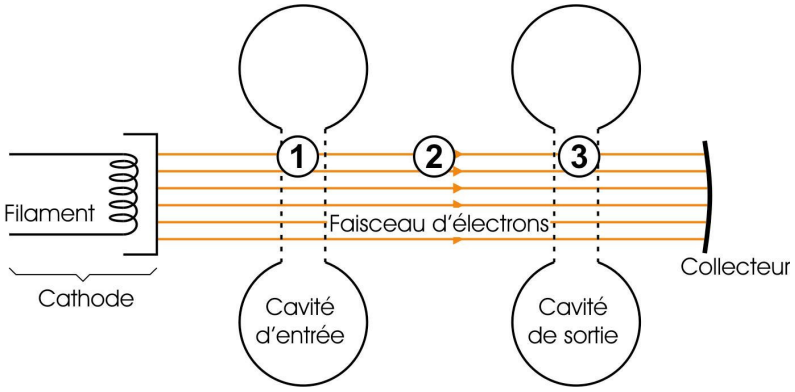


Figure 1-4 : Schéma du principe de fonctionnement du premier klystron.

Le klystron est composé d'une source d'électrons (cathode), d'un espace d'interaction (cavités d'entrée, de sortie, espace de glissement) et d'un collecteur. Les deux cavités sont des cavités résonantes réalisées de façon à avoir un champ électrique important à proximité du faisceau d'électrons. Elles sont couplées à un circuit extérieur pour pouvoir injecter le signal à amplifier (cavité d'entrée) et récupérer la puissance rf générée (cavité de sortie).

Lorsqu'une tension positive V_0 est appliquée entre la cathode et l'ensemble des autres électrodes, un faisceau homogène d'électrons est émis. Il vient traverser un premier espace (1) où règne un champ alternatif. Pendant les demi-périodes où ce champ est négatif (c'est-à-dire dirigé en sens inverse du faisceau), les électrons, de charge négative, seront accélérés, et pendant les demi-périodes positives, ils seront au contraire freinés. Il se produit ainsi une « modulation de vitesse », la vitesse des électrons se trouvant modifiée suivant une loi périodique, dont la période est celle du champ alternatif. A la sortie de l'espace de modulation, le faisceau pénètre dans un espace (2), dit espace de glissement ou de groupement, dans lequel aucun champ continu ou alternatif n'est appliqué. Les électrons de vitesses différentes à l'entrée se groupent en paquets, les plus rapides rattrapant les électrons qui ont été freinés. A un instant donné, la densité du faisceau électronique n'est plus la même tout le long de l'espace de glissement et les différences deviennent de plus en plus importantes, au fur et à mesure que le faisceau avance à l'intérieur de l'espace de glissement et que le groupement s'accentue. On obtient à la sortie de cet espace, grâce à la modulation initiale de vitesse et après parcours d'une distance convenable, une modulation de densité. Les paquets d'électrons traversent alors un troisième espace (3) dit de captation et, par un mécanisme apparenté aux phénomènes d'influence ou d'induction, de l'énergie rf peut apparaître dans la cavité accordée sur la fréquence considérée.

Si le champ qui règne dans l'espace de modulation (1) est produit par un signal alternatif injecté dans la cavité d'entrée, on pourra recueillir ainsi un signal amplifié : le klystron fonctionnera en amplificateur. Si l'on couple les cavités d'entrée (1) et de sortie (3) de façon qu'une partie de l'énergie disponible dans la cavité de sortie vienne entretenir le phénomène de modulation, on aura un klystron oscillateur.

1.3.3. Théorie de fonctionnement

1.3.3.1. Hypothèses

On considère que le temps de transit dans les espaces de modulation et de captation (respectivement 1 et 3) sont négligeables devant la période du champ rf. Cette condition est

beaucoup plus facile à réaliser que dans les triodes car les électrons sont préalablement accélérés par la tension V_0 qui peut être considérable.

L'influence sur les mouvements électroniques du champ créé par la charge d'espace (c'est-à-dire par les électrons du faisceau) peut être négligée.

L'amplitude de la tension alternative de modulation V devant V_0, et en général de toutes les grandeurs alternatives devant les grandeurs continues est faible.

1.3.3.2. Equations d'interaction

La vitesse des électrons à la traversée de l'espace (1) est liée au potentiel V_0 par la relation de l'énergie cinétique :

$$v_0 = \sqrt{\frac{2eV_0}{m}}$$

Équation 1-1

Si une différence de potentiel alternative $V \sin \omega t$ existe dans l'espace (1), la même relation de l'énergie cinétique est applicable, puisque les temps de transit à travers cet espace sont supposés négligeables et que la tension alternative peut être considérée comme invariante pendant cette traversée.

Posons $V/V_0 = 2\mu$. D'après la troisième hypothèse, $\mu << 1$. Les électrons entrés dans l'espace de modulation à un instant t_1 possèdent à la sortie de (1) une composante alternative de vitesse $v \sin \omega t_1$ et une vitesse globale v qui en se limitant au premier ordre en μ, a pour valeur :

$$v = v_0 + v \sin \omega t_1 = \sqrt{\frac{2e}{m}} \sqrt{V_0 (1 + 2\mu \sin \omega t_1)} \approx \sqrt{\frac{2eV_0}{m}} (1 + \mu \sin \omega t_1) = v_0 (1 + \mu \sin \omega t_1)$$

La vitesse v est variable suivant les électrons et plus précisément suivant le moment de la période où ils traversent l'espace (1).

Les électrons correspondant à des instants t_1 successifs vont suivre des lois de mouvement différentes dans l'espace de glissement (2). Ils parcouront une distance x de (2) dans un temps :

$$t - t_1 = \frac{x}{v} = \frac{x}{v_0 (1 + \mu \sin \omega t_1)} \approx \frac{x}{v_0} (1 - \mu \sin \omega t_1)$$

Les courbes *t(x)* sont des droites, dont la pente est fonction de t_1 : elles ont été représentées sur le diagramme de la Figure 1-5 connu sous le nom de diagramme d'Applegate, qui met en évidence de façon très expressive le mécanisme de groupement et les zones de groupement optimales. Pour être plus précis, déterminons l'intensité du courant électronique au travers d'un plan d'abscisse x.

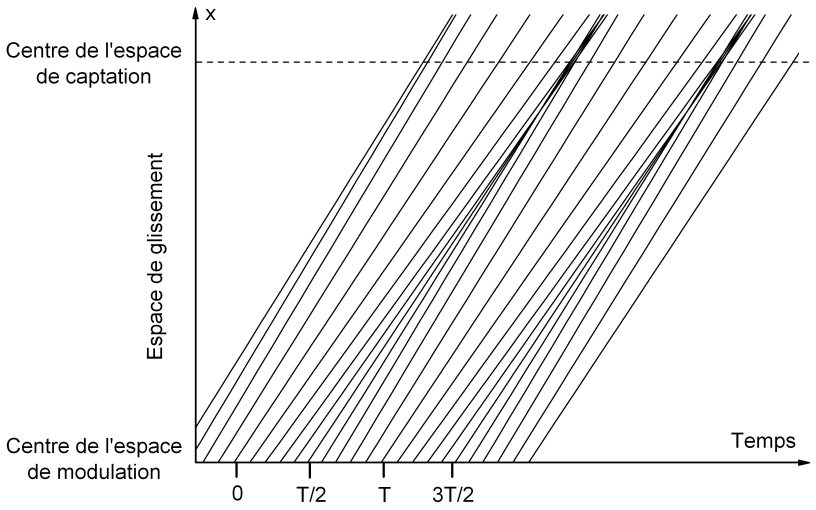


Figure 1-5 : Diagramme d'Applegate.

Un groupe d'électrons qui a pénétré dans l'espace (1) entre des instants voisins t_1 et t_1+dt_1 franchit l'abscisse x entre les instants t et $t+dt$, t étant défini par la relation :

$$t = t_1 + \frac{x}{v_0}(1 - \mu \sin \omega t_1)$$

Si I_0 désigne l'intensité initiale du faisceau homogène à l'entrée de (1), l'intensité *i(x, t)* au passage du plan *(x)* satisfait à la relation $I_0 dt_1 = i dt$.

Cette relation traduit la conservation de la charge électrique pour le groupe considéré d'électrons. Soit d la longueur de l'espace de glissement (2), d/v_0 sera le temps de transit moyen τ des électrons dans cet espace et $\alpha = \omega\tau$ l'angle de transit correspondant. Le courant rf induit dans la cavité de sortie est égal au courant électronique *i(d, t_2)* dans l'espace de captation (3) en désignant par t_2 l'instant où les électrons entrés au temps t_1 sortent de l'espace (2). Seule nous intéresse d'ailleurs la composante alternative de ce courant à la pulsation ω sur laquelle le circuit de captation est supposé accordé. Elle est donnée, en notation complexe, par une intégrale classique depuis Fourier et vaut, en appelant T la période :

$$I e^{j\omega t} = e^{j\omega t} \frac{2}{T} \int_0^T i(d, t_2) e^{-j\omega t_2} dt_2$$

On en déduit :

$$I = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} I_0 e^{-j[\omega t_1 + \alpha(1 - \mu \sin \omega t_1)]} d\omega t_1$$

Or $\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} I_0 e^{\pm j[\varphi - \xi \sin \varphi]} d\varphi = J_1(\xi)$ où J_1 désigne la fonction de Bessel d'ordre 1.

On a donc :

$$I = 2 I_0 J_1(\alpha \mu) e^{-j\alpha}$$

Équation 1-2

Finalement, en l'absence de charge d'espace, le courant alternatif obtenu par un glissement de longueur d consécutif à l'application d'une modulation de vitesse sinusoïdale μ est donné par :

$$i = 2I_0 J_1(\alpha\mu)e^{j(\omega t-\varphi)} = 2I_0 J_1\left(\frac{\mu\omega d}{v_0}\right)e^{j(\omega t-\varphi)}$$

Équation 1-3

En présence de charge d'espace, ce résultat est encore approximativement valable en remplaçant $\omega d/v_0$ par $(\omega/\omega_q)\sin(\omega_q d/v_0)$.

1.3.3.3. Tubes à plusieurs cavités, coefficients de couplage

Les klystrons actuels sont constitués de plusieurs cavités (4, 5, 6…) séparées par des espaces de glissement. La cavité d'entrée est reliée à la source à amplifier, la cavité de sortie à l'organe d'utilisation. Les cavités intermédiaires sont parfois amorties de façon à élargir leur bande passante. La première cavité est excitée par le signal à amplifier, qui provoque une modulation de la vitesse du faisceau. Dans le premier espace de glissement cette modulation se transforme en modulation de densité et donne un courant alternatif de la forme :

$$I = I_0 + I_1 e^{j\omega t} + \ldots$$

Ce courant excite les oscillations de la deuxième cavité, créant entre ses bornes une tension alternative V_c qui soumet le faisceau à une nouvelle modulation $V_f = MV_c$ avec $M = M_a M_r$ appelé coefficient de couplage où M_a est le couplage axial et M_r le couplage radial. Ces deux termes sont définis comme suit :

$$M_a \approx \frac{\sin\dfrac{\omega d}{2v_0}}{\dfrac{\omega d}{2v_0}} \quad ; \quad M_r = \frac{J_0^2\left(\dfrac{\omega b}{\gamma v_0}\right) - J_1^2\left(\dfrac{\omega b}{\gamma v_0}\right)}{J_0^2\left(\dfrac{\omega a}{\gamma v_0}\right)}$$

avec J_0 et J_1 fonctions de Bessel modifiées de premier espèce, $\gamma = \left[1-\left(\dfrac{v_0}{c}\right)^2\right]^{-1/2}$, d la distance entre les becs de la cavité, v_0 la vitesse du faisceau, b le diamètre du faisceau et a le diamètre du glissement.

Comme le champ électrique n'est pas parfaitement uniforme entre les becs de la cavité, on comprend aisément que tout le faisceau d'électrons n'est pas identiquement soumis au champ électrique. Ces coefficients (≤ 1) représentent ainsi l'efficacité d'interaction entre le champ électrique de la cavité et le faisceau électronique.

Dans le deuxième espace de glissement, le faisceau, déjà groupé et soumis aux modulations de vitesse provoquées par les premières et deuxième cavités, subit un nouveau groupement et transporte un courant alternatif qui excite la troisième cavité. Ce mécanisme se poursuit jusqu'à la cavité de sortie où la tension induite est telle qu'elle freine, parfois complètement, les paquets d'électrons très denses fabriqués précédemment par les autres cavités et glissements. Lors de ce freinage, l'énergie cinétique des électrons est convertie avec un bon rendement en énergie électromagnétique qui constitue l'énergie hyperfréquence de sortie.

1.3.3.4. Gain, rendement et bande passante

1.3.3.4.a. Gain et bande passante

Lorsque la fréquence ne varie pas pendant le fonctionnement (accélérateurs linéaires, chauffage industriel), on peut accorder toutes les cavités presque à la même fréquence et l'on obtient un gain assez important (40 à 50 dB). La bande passante est alors étroite (quelques ‰). Dans d'autres cas, au contraire, la bande passante désirée doit être très large pour les émetteurs de télévision ou les applications militaires du radar (10 à 15%). On ajuste alors les fréquences d'accord des cavités, les longueurs des espaces de glissement ainsi que les facteurs R/Q et les coefficients de qualité ou de surtension Q des cavités.

1.3.3.4.b. Rendement

La puissance alternative recueillie aux bornes de l'espace de captation est $-\frac{1}{2}V_s.I^*$. On s'arrange généralement pour placer la cavité de sortie à l'endroit où le courant alternatif est maximal. Dans les tubes à fréquence fixe ou à bande étroite, le couplage Q_x de cette cavité au guide d'ondes la reliant à l'utilisation est alors tel que la tension crête développée dans le gap (espace d'interaction) et que voient les électrons :

$$V_s = M^2 i_{\max}(R/Q)Q_x$$

est très proche de V_0, leur tension d'accélération. En effet, si V_s était plus grand que V_0, certains électrons seraient non seulement freinés ou arrêtés mais renvoyés vers la cathode et plus ou moins focalisés. Ce phénomène est cause de certaines oscillations parasites dans les klystrons, ainsi que de certains échauffements intempestifs des tubes de glissement en sortie. Avec cette valeur maximale de la tension et si on s'arrange pour que V_s et I soient en opposition de phase (c'est-à-dire le circuit de sortie accordé sur la fréquence de fonctionnement), le rendement a pour expression :

$$\eta = \frac{V}{V_0} J_1(\alpha\mu)$$

puisque la puissance continue d'alimentation est I_0V_0. J_1 est maximum et vaut 0.58 pour $\alpha\mu$ = 1.84. Le rendement théorique maximum du klystron est donc ($V_s = V_0$) :

$$\eta = 58\%$$

Équation 1-4

Ce rendement est le rendement maximum théorique, il est moins élevé en réalité à cause des pertes dans la cavité de sortie, de l'interception du faisceau avant son entrée dans cette cavité, etc.

L'impédance shunt du circuit de captation doit être alors :

$$Z_p = \frac{V}{I} = \frac{V_0}{2 \times 0.58 I_0} = \frac{Z_0}{1.16}$$

c'est-à-dire voisine de l'impédance du faisceau. Comme toujours il doit y avoir adaptation de la charge au faisceau électronique.

1.4. Tube à onde progressive (TOP)

1.4.1. Historique

Le klystron ayant comme gros inconvénient une faible bande passante, des études sur un amplificateur à très large bande d'un type nouveau ont été entreprises en 1942 à l'Université de Birmingham, puis continuées en 1944 à l'Université d'Oxford par R. Kompfner [8]. Le tube à onde progressive était né.

Par la suite, J. Pierce étudia l'interaction entre un faisceau électronique et un champ électromagnétique de vitesses voisines. Il développa de façon très poussée la théorie des petits signaux [9,10], et réalisa en 1946, aux laboratoires Bell, un tube de performances déjà remarquables Par la suite, les performances ne cessèrent de progresser.

1.4.2. Généralités

Dans la plupart des tubes électroniques comme le klystron par exemple, les champs alternatifs auxquels se trouve soumis le faisceau électronique sont des champs stationnaires, c'est-à-dire des champs dont la phase est à un instant donné la même en tout point du domaine (V) d'interaction entre champs et faisceau (Figure 1-6).

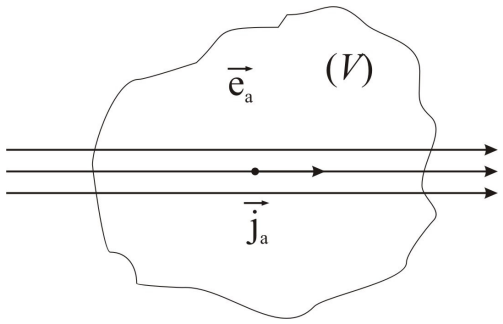


Figure 1-6 : Interaction entre un faisceau électronique et un champ alternatif.

L'onde attachée au faisceau (ou plus précisément à la composante alternative J de la densité de courant électronique) est au contraire une onde progressive dont la vitesse de propagation est celle du faisceau. Si le faisceau se déplace suivant une direction Oz avec une vitesse v_0, cette composante sera, en notation complexe, de la forme :

$$J = J_z e^{j\omega(t-z/v_0)} = J_z e^{j(2\pi/\lambda)(t-z/v_0)}$$

(J_z étant l'amplitude du vecteur densité de courant).

La puissance alternative produite à l'intérieur d'un volume (V) dans lequel il y a échanges d'énergie entre un champ électrique alternatif E et un faisceau électronique, est égale à la partie réelle du produit :

$$-\int_V \frac{E.J^*}{2} dV$$

où le signe * désigne l'imaginaire conjugué.

Pour un champ électronique alternatif E et des intensités électroniques d'amplitudes données, cette puissance sera maximum lorsque E et J seront en opposition de phase.

Si le domaine (V) est de dimensions importantes devant $\lambda_e = v_0\lambda/c$, qui représente en quelques sorte la longueur d'onde électronique, la densité de courant J prend toutes les phases possibles à

un instant donné dans le volume (V), alors que la phase du champ est partout la même. Dans ces conditions, les régions où champ et densité de courant sont presque en phase absorbent de l'énergie, énergie qui vient se soustraire de celle qui est produite dans les régions où ils sont presque en opposition de phase. On voit apparaître l'influence néfaste du temps de transit dans le volume (V). On ne pourra l'éviter qu'en diminuant au maximum les dimensions du volume d'interaction, c'est-à-dire le temps de transit, de façon que la phase des courants électroniques puisse y être considérée comme presque constante, et, si le fonctionnement est satisfaisant, sensiblement opposée à celle du champ. C'est la raison pour laquelle, alors que le temps de transit est utilisé dans l'espace de glissement d'un klystron pour grouper les électrons en paquets, on cherche à le réduire au minimum dans l'espace de captation où l'on prélève l'énergie de ces paquets.

Il y a un moyen d'éviter l'influence parasite du temps de transit dans la captation d'énergie, de même qu'on évite et même utilise cette influence pour grouper les électrons en paquets et moduler le faisceau électronique dans les tubes à temps de transit comme le klystron. Pour que champ alternatif et courant électronique restent en phase en tout point du volume d'interaction (V), il suffit que l'onde de champ, au lieu d'être stationnaire, soit progressive et de vitesse voisine de celle du faisceau. Si on peut trouver des circuits constituant des « lignes à retard » tels que la vitesse de propagation du champ puisse être ramenée à une valeur v très inférieure à c. On pourra faire cheminer le faisceau électronique à une vitesse voisine, en l'accélérant par un potentiel continu convenable (quelques kilovolts). Le champ électrique et l'intensité électronique pourront alors rester en opposition de phase sur un long trajet, puisque se propageant à la même vitesse, et l'on ne sera plus obligé de limiter le domaine d'interaction. Au contraire, plus long sera ce domaine, plus l'énergie captée sera grande.

1.4.3. Lignes à retard

1.4.3.1. Généralités

Les lignes à retard ont en commun la périodicité dans l'espace, elles sont constituées par un réseau linéaire à structure périodique de cellules ou d'éléments de types variés (cavités couplées, hélice…).

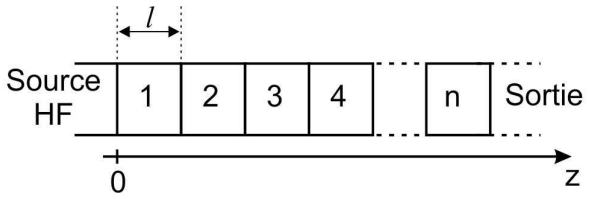


Figure 1-7 : Schéma général d'une ligne à retard à structure périodique.

Ces lignes possèdent comme les guides d'ondes, une infinité de modes de propagation et, comme dans les filtres, chacun de ces modes n'existe, sous forme non évanescente, que dans une bande de fréquences qui est la bande passante du mode considéré. Les lignes sont en général utilisées sur le mode correspondant à la bande passante de plus basse fréquence, qui doit être disjointe des bandes supérieures, afin d'éviter des oscillations parasites par couplage entre modes. La caractéristique de périodicité de la ligne permet d'écrire que, dans un mode donné, on a pour le champ électrique en deux points situés identiquement dans deux cellules séparées par un nombre entier de p fois le pas l :

$$E(x,y,z+pl) = E(x,y,z)e^{-jp\phi}$$

où ϕ est le déphasage que chaque cellule introduira entre les champs (ϕ est réel à l'intérieur de la bande passante d'une ligne sans pertes). Dans ces conditions on peut montrer que l'onde (ou le champ) se propageant sur la ligne peut être décomposée en une somme d'ondes progressives élémentaires :

$$E(x,y,z) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} E_n(x,y)e^{-j\gamma_n z}$$

l'axe de coordonées Oz étant parallèle à la ligne et le coefficient γ_n, la constante de propagation (la ligne étant considérée sans pertes), tel que l'on ait :

$\gamma_n = \dfrac{\phi + 2n\pi}{l}$, n entier négatif, positif ou nul.

L'amplitude relative des ondes composantes est fonction de la structure de la ligne, dont le choix permet de favoriser l'une ou l'autres d'entre elles. Les ondes élémentaires se déplacent avec des vitesses de phase :

$v_n = \dfrac{\omega}{\gamma_n} = \dfrac{\omega l}{\phi + 2n\pi}$, n entier négatif, positif ou nul.

La vitesse de l'onde fondamentale (n = 0) est positive ou négative suivant le signe de ϕ. Ces ondes n'ont pas d'existence individuelle car, si elles satisfont aux équations de Maxwell, leur superposition seule satisfait aux conditions aux limites sur les parois. L'énergie électromagnétique de chacune de ces ondes partielles se propage avec une vitesse connue sous le nom de « vitesse de groupe », qui n'est autre que la vitesse de propagation d'un signale modulant :

$$v_g = \frac{d\omega}{d\gamma_n} = l\frac{d\omega}{d\phi}$$

La vitesse de l'énergie est donc la même pour toutes les ondes partielles. Si, comme nous le supposons, la ligne est alimentée à partir de la gauche, la vitesse de l'énergie est forcément positive et l'on a :

$$\frac{d\omega}{d\phi} > 0 \qquad v_g > 0$$

En prenant comme sens positif le sens de la vitesse de groupe, on remarque, d'après la formule donnant la vitesse de phase que les vitesses de phase peuvent être positives ou négatives. Les vitesses de phase peuvent donc être dirigées dans le même sens (ondes directes ou progressives) ou en sens inverse (ondes inverses ou régressives) de la circulation énergétique.

1.4.3.2. Cas de l'hélice

Un fil métallique enroulé en forme d'hélice est une structure simple qui permet de ralentir la vitesse axiale de propagation des ondes.

La dispersion est la variation de la vitesse de phase avec la fréquence. Cette dispersion est complètement déterminée par la connaissance des variations de ϕ avec ω.

Lorsqu'une ligne est non dispersive (ou peut être considérée comme telle, c'est le cas de l'hélice), l'expérience montre que, dans une gamme de fréquence assez étendue, l'onde fondamentale se propage à une vitesse de phase voisine de la vitesse de la lumière c, le long du fil d'hélice.

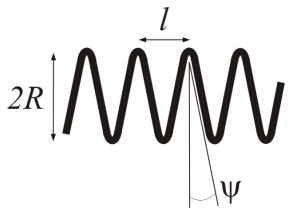


Figure 1-8 : Schéma d'une hélice.

La vitesse axiale correspondante est alors :

$$v = c \sin\psi = c\, l / 2\pi R$$

où l est le pas de l'hélice et R son rayon.

L'hélice permet ainsi de ralentir la vitesse de phase des ondes dans la direction Oz. Mais son design est aussi tel que la résultante du champ électrique est dirigée suivant l'axe Oz.

On définit pour une ligne donnée, parcourue par une puissance P et une tension V, l'impédance Z :

$$Z = \frac{V^2}{2P}$$

Si V est une tension qui varie de manière périodique comme $\exp(j\omega t - \Gamma z)$, alors on a :

$$E = -\frac{\partial V}{\partial z} = \Gamma V \text{ et } Z = \frac{|E|^2}{2|\Gamma|^2 P}$$

Ce terme est appelé impédance (ou résistance) de couplage, il détermine l'action sur le faisceau du champ de la ligne. Plus sa valeur sera élevée, plus grand sera le gain par unité de longueur et plus fort sera le rendement d'interaction.

Un des avantages du tube à onde progressive est le fait de ne pas adapter la ligne à retard à l'impédance électronique interne. Le rapport de la tension au courant du tube $Z_0 = V_0 / I_0$ est de l'ordre de la centaine de milliers d'ohms ou du million d'ohms. Adapter la ligne à l'impédance électronique conduirait à choisir des lignes à retard présentant au faisceau une impédance considérable, et donc formées d'éléments résonants à forte surtension et à faible bande. Cette adaptation est une nécessité dans un tube comme le klystron où il s'agit de prélever dans un volume étroit le maximum d'énergie disponible dans le faisceau modulé. Mais dans un tube à onde progressive, la captation d'énergie se fait sur un long trajet d'interaction. Même si localement le rendement énergétique est très mauvais, le fait d'avoir un prélèvement continu sur une longueur importante permet un assez bon rendement global.

1.4.4. Théorie des tubes à onde progressive

L'onde électromagnétique cheminant le long de la ligne de retard agit, sur le faisceau électronique de vitesse voisine, un peu comme la brise produit des ondulations sur un courant d'eau. Elle forme, dans un faisceau primitivement homogène, des ondulations, par groupement des électrons en paquets.

1.4.4.1. Hypothèses

Supposons qu'un faisceau homogène qui se déplace le long d'un axe avec une vitesse constante pénètre dans une région où il est freiné. Si 2 électrons se présentent successivement dan cette région, la vitesse du premier s'y trouve toujours inférieure à celle du second, puisqu'il a été davantage freiné. Autrement dit, le second se rapproche du premier et cela jusqu'au moment où cesse le freinage. Les régions de freinage sont donc des régions de groupement des électrons, le groupement passant par son maximum à la sortie de ces régions. Au contraire et par un raisonnement analogue, on montrerait que les régions d'accélération sont des régions de dégroupement.

Dans un premier temps, on suppose que sont négligeables les effets de charge d'espace dans le faisceau en l'absence de champ alternatif, c'est-à-dire que la densité de charge continue ρ_0 est faible. Dans ces conditions le faisceau restera homogène dans tout le tube en l'absence de champ alternatif. Il pourra être défini par l'intensité I_0 du courant électronique et par sa vitesse v_0 le long de l'axe Oz. La vitesse v_0 est supposée positive, c'est-à-dire dirigée dans le sens Oz. La Figure 1-9 montre le schéma d'un tube à onde progressive, avec les différentes notations, composé d'une source d'électrons (cathode), d'une ligne d'interaction (hélice) et d'un collecteur pour récupérer le faisceau d'électrons.

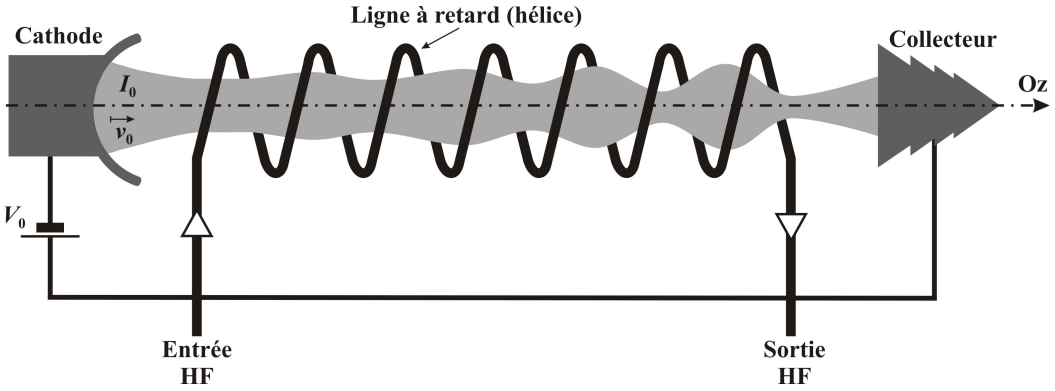


Figure 1-9 : Théorie du tube à onde progressive : schéma du tube et notations.

Le circuit du tube à onde progressive est une ligne à retard conduisant à une propagation des champs parallèlement à Oz avec la vitesse de phase axiale positive v en l'absence de faisceau. Cette ligne sera supposée dans un premier temps sans pertes. Par raison de symétrie, une onde de vitesse $-v$ peut également se propager sur la ligne. L'onde de champ de vitesse $-v$ sera une onde directe ou une onde inverse suivant qu'elle correspondra à un flux d'énergie s'écoulant dans le sens du faisceau ou en sens inverse. Pour satisfaire au principe même des tubes à onde progressive, nous supposerons la vitesse du faisceau v_0 voisine de celle du champ v : $|v_0 - v| << v_0$.

Il n'y a pas, même en présence de champ alternatif, de mouvements transversaux des électrons du faisceau. Ceci peut être réalisé en focalisant le faisceau par un champ magnétique longitudinal continu assez intense, obtenu par exemple en plongeant le tube dans une bobine sinusoïdale. La condition énoncée est aussi remplie approximativement si la ligne à retard produit un champ à symétrie axiale autour de l'axe Oz, et si le tube comporte un faisceau de faible diamètre également axé sur Oz. Un électron situé sur Oz est alors, en raison de la symétrie existante, soumis à une force dirigée suivant cet axe ; on peut considérer qu'il en est ainsi pour tous les

électrons du faisceau, dont la distance à l'axe reste par hypothèse minime. Le faisceau ne se déforme donc pas transversalement.

Enfin, on fera une théorie de petits signaux, c'est-à-dire qu'on supposera les grandeurs alternatives (vitesses, densités, champs) de faibles amplitudes devant celles des grandeurs continues correspondantes, qui définissent le fonctionnement en l'absence de champs alternatifs (faisceau non modulé). Les termes du second ordre par rapport aux grandeurs alternatives peuvent alors être négligés et toutes les équations (équations de Maxwell et équations des mouvements électroniques) deviennent linéaires et homogènes par rapport à ces grandeurs. On pourra chercher des solutions pour les grandeurs alternatives qui soient de la forme $\exp(j\omega t - \Gamma z)$, correspondant à une propagation d'ondes le long du tube parallèlement à l'axe Oz.

La théorie de Pierce est la théorie de base du phénomène d'amplification dans les tubes à onde progressive, en petits signaux. Elle est maintenant bien connue et souvent utilisée, c'est pourquoi nous allons la rappeler ici, notamment pour les différents paramètres utilisés par Pierce qui sont souvent repris dans la littérature : *C*, *b*, *x*, *y*, *d* et *QC*.

1.4.4.2. Equations de la ligne

Le problème est ici de déterminer la propagation des champs électriques dans la ligne à retard en fonction des courants électroniques alternatifs dans le faisceau. Pour faire cela Pierce considère que le champ électrique est associé à une ligne de transmission, le long de laquelle les ondes se propagent à une vitesse petite devant la vitesse de la lumière. La forme exacte de la ligne n'est pas importante mais celle que Pierce utilise est simple et classique, elle est représentée sur la Figure 1-10.

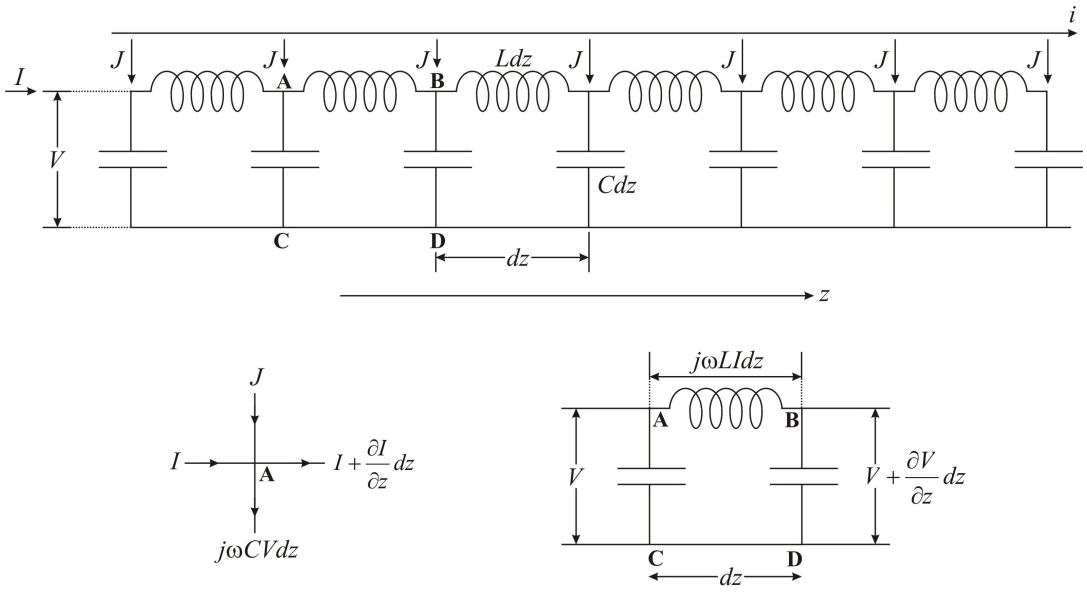


Figure 1-10 : Ligne de transmission équivalente utilisée par Pierce.

Elle est constituée d'une succession d'inductances *L* et de capacités *C*. La tension à travers les condensateurs est *V* et le courant traversant les bobines *I*. Parce que la densité électronique du

faisceau varie périodiquement en chaque point, elle induit un courant J dans les condensateurs. Et si le faisceau passe suffisamment près du circuit ce courant induit J est donné par :

$$J = \frac{\partial \rho}{\partial t} dz$$

L'équation de continuité $\mathrm{div}\vec{i} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$ devient ici $\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial i}{\partial z}$. On peut donc en déduire que :

$$J = -\frac{\partial i}{\partial z} dz$$

En utilisant la loi de noeuds pour le courant au point **A** (Figure 1-10) et l'équation précédente on obtient :

$$I + J = I + \frac{\partial I}{\partial z} dz + j\omega CV dz \text{ soit } \frac{\partial I}{\partial z} = -j\omega CV - \frac{\partial i}{\partial z}$$

De même, si on additionne les tensions autour des points **ABDC** (Figure 1-10), on obtient :

$$V + j\omega LI dz + V + \frac{\partial V}{\partial z} dz = 0 \text{ soit } \frac{\partial V}{\partial z} = -j\omega LI$$

En se souvenant que toutes les grandeurs varient comme $\exp(j\omega t - \Gamma z)$, les deux équations précédentes donnent :

$$-\Gamma I = -j\omega CV + \Gamma i$$

$$-\Gamma V = -j\omega LI$$

En combinant ces deux équations on élimine I et on en tire la dépendance de V avec i :

$$V = \frac{-j\Gamma\omega Li}{\Gamma^2 + \omega^2 LC}$$

Équation 1-5

Si on considère que les électrons passent suffisamment près du circuit le champ s'appliquant sur ces derniers est donné par :

$$E = -\frac{\partial V}{\partial z} = \frac{-j\Gamma^2\omega Li}{\Gamma^2 + \omega^2 LC}$$

Équation 1-6

Il reste maintenant à éliminer les quantités L et C. Or en l'absence de faisceau électronique, c'est-à-dire lorsque $i = 0$, on voit à partir de l'Équation 1-5 que Γ peut prendre une valeur Γ_1, la constante de propagation du circuit à vide, sans faisceau, qui est donnée par :

$$\Gamma_1 = -\omega^2 LC$$

On sait que l'impédance caractéristique de la ligne Z_0 est donnée par :

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}}$$

On peut donc en déduire que

$$j\omega L = \Gamma_1 Z_0$$

L'Équation 1-6 devient alors :

$$E = \frac{-\Gamma^2\Gamma_1 Z_0 i}{\Gamma^2 - \Gamma_1^2}$$

Équation 1-7

Il ne reste plus qu'à expliciter Z_0. Or nous avons vu dans une partie précédente que pour une ligne sur laquelle se propage une puissance P_1 avec une tension V_1, lorsqu'il n'y a pas de pertes, Z_0 est purement résistif et est donnée par l'expression suivante :

$$Z_0 = \frac{|V_1|^2}{2P_1}$$

Équation 1-8

ou alors en fonction du champ E_1 :

$$Z_0 = \frac{|E_1|^2}{2|\Gamma_1|^2 P_1}$$

Il ne reste qu'à réinjecter cette expression dans l'Équation 1-7 et l'on obtient :

$$E = \frac{-\Gamma^2\Gamma_1\left(\frac{|E_1|^2}{2|\Gamma_1|^2 P_1}\right)}{\Gamma^2 - \Gamma_1^2} i$$

Équation 1-9 : Expression reliant le champ E sur la ligne et le courant alternatif i du faisceau.

Cette relation liant champ et courant est celle que l'on obtiendrait à partir des équations de Maxwell qui donnent le champ en fonction de la distribution de charges et de courants. Nous pouvons écrire d'autre part que le mouvement des charges électroniques dans le faisceau obéit aux équations de la dynamique, ce qui va nous donner une seconde relation entre champ et courant.

1.4.4.3. Equations du faisceau électronique

Pierce calcule les courants alternatifs et vitesses alternatives produits dans le faisceau par un champ électrique longitudinal E, qui varie comme $\exp(j\omega t - \Gamma z)$ en partant des principes suivants :

- Le principe fondamental de la dynamique qui donne : $m\frac{dv}{dt} = eE$
- L'équation de continuité qui donne ici : $\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial i}{\partial z}$
- Le fait que le courant total est le produit de la charge par unité de longueur et de la vitesse : $(I_0 + i) = (v_0 + v)(\rho_0 + \rho)$

où v est la composante alternative de la vitesse des électrons, i la composante alternative du courant, ρ la composante alternative de la charge par unité de longueur, I_0 la composante continue du courant, v_0 la vitesse moyenne du faisceau et ρ_0 la charge moyenne par unité de longueur.

En supposant que toutes les grandeurs alternatives varient comme $\exp(j\omega t - \Gamma z)$ et sont petites devant les grandeurs continues, les trois équations précédentes se résument à :

- $\frac{dv}{dt} = \left[\frac{\partial v}{\partial z}\left(\frac{dz}{dt}\right)_0 + \frac{\partial v}{\partial t}\right] = \left[\frac{\partial v}{\partial z}v_0 + \frac{\partial v}{\partial t}\right] = (j\omega - v_0\Gamma)v = \frac{eE}{m}$
- $\Gamma i = j\omega\rho$
- $i = \rho_0 v + \rho v_0$

En éliminant v et ρ, on obtient :

$$i = \frac{-jI_0\beta_e}{2V_0(j\beta_e - \Gamma)^2}E$$

Équation 1-10 : Seconde expression reliant le courant alternatif i du faisceau à un champ E sur la ligne.

où l'on a posé $\beta_e = \frac{\omega}{v_0}$ et $V_0 = -\frac{mv_0^2}{2e}$

1.4.4.4. Détermination des constantes de propagation

Pour achever la détermination du problème, il reste à écrire que les Équation 1-9 et Équation 1-10 sont compatibles. On obtient l'équation générale suivante :

$$2V_0(j\beta_e - \Gamma)^2(\Gamma^2 - \Gamma_1^2) = jI_0\beta_e\Gamma^2\Gamma_1\left(\frac{|E_1|^2}{2|\Gamma_1|^2 P_1}\right)$$

Équation 1-11 : Equation du 4ème degré en Γ.

L'équation finale est une équation du 4ème degré en Γ, ce qui signifie que la solution est un ensemble de quatre ondes. Pour résoudre ce système Pierce fait certaines approximations et pose :

$$\frac{I_0\left(\frac{|E_1|^2}{2|\Gamma_1|^2 P_1}\right)}{4V_0} = C^3$$
$$-\Gamma = -j\beta_e + \beta_e C\delta$$
$$-\Gamma_1 = -j\beta_e(1 + Cb)$$

où δ est l'incrément de la constante de propagation et b le paramètre de vitesse de Pierce. C est un paramètre qui mesure le couplage entre les ondes du faisceau et l'onde de la ligne, appelé facteur de Pierce du tube. Cb et $C\delta$ sont habituellement beaucoup plus petits que l'unité parce que l'amplification n'a lieu que si la vitesse du faisceau électronique est proche de la vitesse de phase de l'onde sans faisceau. En remplaçant ces paramètres dans l'Équation 1-11, et en négligeant Cb et $C\delta$ devant l'unité, on obtient :

$$\delta^2(\delta + jb) = -j$$

Équation 1-12

δ est en général un nombre complexe, donc pouvant s'écrire comme $x + jy$. La constante de propagation complète Γ est donné par :

$$-\Gamma = \beta_e Cx - j\beta_e(1 - Cy)$$

et les ondes se propagent comme :

$$\exp(\beta_e Cxz)\exp(j\omega t - j\beta_e(1 - Cy)z)$$

L'amplitude des ondes varie comme $\exp(\beta_e Cxz)$ et si x est positif les ondes s'amplifient. Leur vitesse est $\frac{v_0}{1 - Cy}$, donc si y est positif elles se propagent légèrement plus rapidement que le faisceau d'électrons. Il est à noter qu'en raison des approximations faites pour obtenir l'Équation 1-12, les solutions ne sont plus que trois ondes. La quatrième, manquante, est une onde qui se propage dans le sens inverse et d'amplitude négligeable.

1.4.4.5. Amplitude relative des trois ondes

Il reste à déterminer les amplitudes et phases relatives avec lesquelles ces trois ondes prennent naissance au début du tube. On se sert des conditions limites à l'entrée. Les trois ondes doivent s'additionner pour donner le champ électrique, la vitesse alternative et le courant alternatif corrects. Si E_{in}, v_{in} et i_{in} sont le champ, la vitesse et le courant à l'entrée de la ligne à retard, alors on a :

$$E_1 + E_2 + E_3 = E_{in}$$
$$v_1 + v_2 + v_3 = v_{in}$$
$$i_1 + i_2 + i_3 = i_{in}$$

A partir de l'équation déduite du principe fondamentale de la dynamique, de l'Équation 1-10 et de l'expression de Γ, on peut exprimer v_i et i_i en fonction de E_i :

$$v_1 = \frac{eE_1}{mv_0\beta_e C\delta_1} \quad ; \quad v_2 = \frac{eE_2}{mv_0\beta_e C\delta_2} \quad ; \quad v_3 = \frac{eE_3}{mv_0\beta_e C\delta_3}$$

Équation 1-13

$$i_1 = \frac{-jI_0E_1}{2V_0\beta_e C^2\delta_1^2} \quad ; \quad i_2 = \frac{-jI_0E_2}{2V_0\beta_e C^2\delta_2^2} \quad ; \quad i_3 = \frac{-jI_0E_3}{2V_0\beta_e C^2\delta_3^2}$$

Équation 1-14

L'ensemble des équations précédentes peut alors être résolu de façon à obtenir :

$$E_1 = \frac{E_{in} - v_0\beta_e C(\delta_2+\delta_3)v_{in} + \frac{2jV_0\beta_e C^2\delta_2\delta_3 i_{in}}{I_0}}{\left(1-\frac{\delta_2}{\delta_1}\right)\left(1-\frac{\delta_3}{\delta_1}\right)} \quad ;$$

$$E_2 = \frac{E_{in} - v_0\beta_e C(\delta_1+\delta_3)v_{in} + \frac{2jV_0\beta_e C^2\delta_1\delta_3 i_{in}}{I_0}}{\left(1-\frac{\delta_1}{\delta_2}\right)\left(1-\frac{\delta_3}{\delta_2}\right)} \quad ;$$

$$E_3 = \frac{E_{in} - v_0\beta_e C(\delta_2+\delta_1)v_{in} + \frac{2jV_0\beta_e C^2\delta_2\delta_1 i_{in}}{I_0}}{\left(1-\frac{\delta_2}{\delta_3}\right)\left(1-\frac{\delta_1}{\delta_3}\right)}$$

Équation 1-15 : relation donnant l'amplitude relative des trois ondes à l'entrée du tube.

1.4.4.6. Cas particulier : égalité des vitesses du faisceau et de l'onde

Considérons, pour mieux comprendre la signification des équations précédentes, le cas particulier où la vitesse de phase de l'onde et la vitesse du faisceau d'électrons sont égales, c'est-à-dire $b = 0$. Dans ce cas l'Équation 1-12 se réduit à :

$$\delta^3 = -j$$

Les trois solutions sont :

$$\delta_1 = 0.866 - 0.5j \quad ; \quad \delta_2 = -0.866 - 0.5j \quad ; \quad \delta_3 = +j$$

On rappelle que $\Gamma = \beta_e(j - C\delta)$. Il y a donc une onde qui est amplifiée et se propage plus lentement que le faisceau d'électrons (δ_1), une autre qui est atténuée et se propage plus lentement que le faisceau d'électrons (δ_2) et enfin une troisième qui n'est pas atténuée et se déplace plus vite que le faisceau (δ_3). Après un certain moment, l'onde qui est amplifiée devient prédominante devant toutes les autres. Le champ devient alors :

$$E_z = E_1 \exp\left(0.866\beta_e C z + j\left(\omega t - \beta_e\left(1 + 0.5C\right)z\right)\right)$$

E_1 peut être déterminé en injectant les valeurs adéquates de E_{in}, v_{in} et i_{in} dans l'Équation 1-15. On admet que le faisceau pénètre non modulé à l'intérieur du tube, donc v_{in} et i_{in} sont nulles. Alors, dans ce cas :

$$E_1 = \frac{E_{in}}{\left(1-\frac{\delta_2}{\delta_1}\right)\left(1-\frac{\delta_3}{\delta_1}\right)} \quad ; \quad E_2 = \frac{E_{in}}{\left(1-\frac{\delta_1}{\delta_2}\right)\left(1-\frac{\delta_3}{\delta_2}\right)} \quad ; \quad E_3 = \frac{E_{in}}{\left(1-\frac{\delta_2}{\delta_3}\right)\left(1-\frac{\delta_1}{\delta_3}\right)}$$

et en prenant les valeurs correspondantes de δ_i on obtient :

$$E_1 = E_2 = E_3 = \frac{1}{3}E_{in}$$

et le gain du tube G est alors : $G = \left|\frac{E_z}{E_{in}}\right|^2 = \left[\frac{1}{3}\exp(0.866\beta_e Cz)\right]^2$ ou, exprimé en décibels : $G_{dB} = 47.3CN - 9.54$, où $N = \frac{\beta_e z}{2\pi}$ désigne le nombre de périodes que comporte le temps de transit de l'électron le long de la ligne à retard.

Si l'on prend en compte les trois ondes, le champ électrique de la ligne augmente comme :

$$E_z = \frac{1}{3}E_{in}\left[\{\exp(0.866\beta_e Cz) + \exp(-0.866\beta_e Cz)\} \times \exp(-j\beta_e(1+0.5C)z) + \exp(-j\beta_e(1-C)z)\right]$$

et le gain en puissance est donné par :

$$G = \left|\frac{E_z}{E_{in}}\right|^2 = \frac{1}{9}\left[1 + 4\cosh^2 0.866\beta_e Cz + (4\cos 0.866\beta_e Cz)(\cosh 0.866\beta_e Cz)\right]$$

Si la ligne à retard se trouvait parfaitement adaptée à la ligne de sortie, il n'y aurait aucune réflexion à cette sortie et l'onde de retour (onde n°4 négligée jusqu'à présent) ne serait pas excitée. Mais la différence de structure géométrique rend inévitable une certaine discontinuité. Cette discontinuité produit une réflexion de l'onde amplifiée : une partie est renvoyée à l'entrée du tube et, si cette onde de retour arrive avec une amplitude supérieure à l'amplitude initiale à l'entrée, le tube accroche et fonctionne en oscillateur. Pour éviter cette oscillation, on dispose dans la partie centrale du tube d'une atténuation courte et très grande (80 dB par exemple). Au-delà de cette atténuation, le champ tombe pratiquement à zéro, mais le faisceau continue à transporter une composante alternative I et une modulation de vitesse v, qui, si l'atténuation est courte, sont les mêmes qu'avant l'atténuation. La deuxième partie du circuit est ainsi excitée par le faisceau et, pour satisfaire à ces nouvelles conditions initiales, il faut trois ondes, ce qui signifie que l'onde amplifiée a une amplitude plus faible de quelques décibels après l'atténuation.

1.4.4.7. Cas où les vitesses du faisceau et de l'onde ne sont pas égales

Lorsque le faisceau se propage à une vitesse différente de celle de l'onde sans faisceau (propagation naturelle), le paramètre b n'est plus égal à 0 et l'Équation 1-12 peut être résolue de façon numérique. Le résultat est représenté sur la Figure 1-11.

On peut noter que y_1 et y_2 sont toujours négatifs, de sorte que les ondes amplifiée et atténuée se propagent toujours plus lentement que le faisceau électronique, même si le faisceau électronique se propage lui-même plus lentement que la vitesse de phase du circuit seul.

Lorsque le faisceau électronique se propage beaucoup plus vite que la vitesse de phase du circuit seul ($b > 2$) x_1, x_2 et x_3 sont nulles et toutes les ondes ont une amplitude constante. Dans ce cas, il n'y a pas gain avec les ondes progressives.

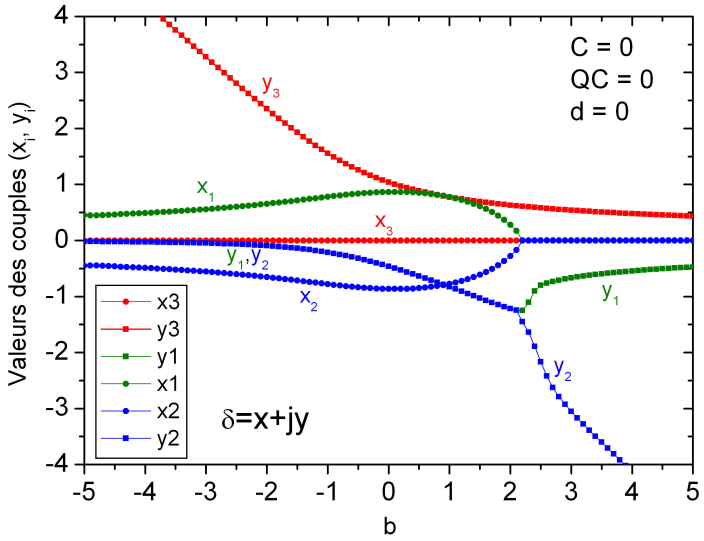


Figure 1-11 : Incréments des constantes de propagation en fonction du paramètre de Pierce de vitesse *b* sans charge d'espace ni pertes.

1.4.4.8. Effet des pertes dans le circuit

L'effet de pertes dans le circuit peut être pris en compte en réécrivant la constante de propagation Γ_1 du circuit à vide, sans faisceau. Le paramètre de Pierce traduisant les pertes est *d* et la nouvelle expression de Γ_1 est alors :

$$-\Gamma_1 = -j\beta_e(1+Cb) - \beta_e Cd$$

L'onde du circuit à vide est donc atténuée en se propageant comme $\exp(-\beta_e Cdz)$. Il suffit alors de réinjecter la nouvelle expression de Γ_1 dans l'Équation 1-11. Cependant, il faut noter que l'Équation 1-8, dans le cas d'une ligne avec des pertes, n'est plus valable. L'impédance est maintenant donnée par :

$$Z_0 = |Z_0|(\cos\theta + j\sin\theta) = \frac{|V_1|^2}{2P_1}(\cos^2\theta + j\sin\theta\cos\theta)$$

Équation 1-16

Cependant cette expression compliquerait considérablement la résolution de la nouvelle Équation 1-11. On peut donc utiliser, tant que les pertes ne sont pas trop importantes, l'Équation 1-8 sans faire d'erreurs notables. Alors, l'Équation 1-11 devient :

$$\delta^2(\delta + jb + d) = -j$$

Équation 1-17

Cette équation peut à nouveau être résolue de façon numérique. Le résultat est représenté sur la Figure 1-12 :

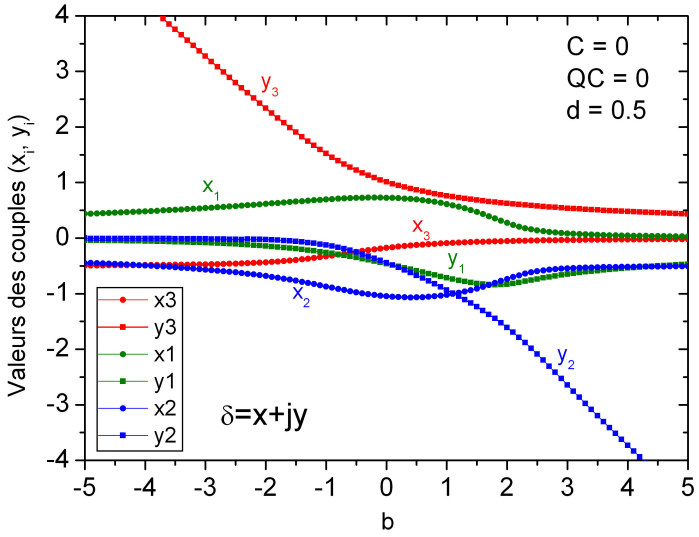


Figure 1-12 : Incréments des constantes de propagation en fonction du paramètre de Pierce de vitesse *b* sans charge d'espace mais avec des pertes (*d* = 0.5).

Les valeurs des couples (x_i, y_i) sont relativement proches des valeurs déterminées sans pertes. Des pertes le long de la ligne ne modifient donc pas considérablement le comportement du tube. On peut toutefois noter que la présence de pertes réduit le gain de l'onde amplifiée.

1.4.4.9. Effet d'une charge d'espace finie

Jusqu'à maintenant, les forces dues à la charge d'espace n'ont pas été prises en compte. Seule la force due aux champs de la ligne a été considérée dans le principe fondamental de la dynamique. En pratique, il y a une nouvelle force due à la répulsion mutuelle des électrons, et cette force peut être exprimée sous la forme d'un champ de charge d'espace E_s. La loi de Poisson donne :

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E_s}{\partial z} = \frac{\rho}{A}$$

Équation 1-18

où A est la surface du faisceau.

En se souvenant que toutes les grandeurs varient comme $\exp(j\omega t - \Gamma z)$, et avec l'équation de continuité qui donne $\rho = \frac{\Gamma i}{j\omega}$, l'Équation 1-18 conduit à :

$$E_s = \frac{ji}{\varepsilon_0 \omega A}$$

L'équation du principe fondamental de la dynamique doit alors être modifiée en remplaçant E par (E_c + E_s), où E_c est le champ du circuit seul. On obtient :

$$(j\omega - v_0\Gamma)v = \frac{e}{m}\left(E_c + \frac{ji}{A\varepsilon_0\omega}\right)$$

Équation 1-19

On effectue ensuite le même cheminement que précédemment pour éliminer v et ρ, ce qui donne :

$$\frac{v_0^2(j\beta_e-\Gamma)^2 i}{j\omega\rho_0}=\frac{e}{m}\left(E_c+\frac{ji}{A\varepsilon_0\omega}\right)$$

Puis en égalisant avec l'Équation 1-9 :

$$(j\beta_e-\Gamma)^2=\frac{2j\beta_e\Gamma^2\Gamma_1C^3}{\Gamma^2-\Gamma_1^2}-\frac{e\rho_0}{mA\varepsilon_0v_0^2}$$

On utilise à nouveau les notations suivantes, en négligeant Cb et $C\delta$ devant l'unité :

$$-\Gamma=-j\beta_e+\beta_eC\delta$$

$$-\Gamma_1=-j\beta_e(1+Cb)-\beta_eCd$$

On peut alors écrire :

$$\delta^2=\frac{1}{(-b+jd+j\delta)}-\frac{e\rho_0}{mC^2A\varepsilon_0\omega^2}$$

Équation 1-20

Maintenant, on peut remarquer que $\frac{\rho_0}{A}$ est la charge par unité de volume, de sorte que $\frac{e\rho_0}{mA\varepsilon_0}$ est le carré de ω_p, la pulsation plasma naturelle dans un nuage électronique. Alors l'Équation 1-20 peut s'écrire :

$$\delta^2=\frac{1}{(-b+jd+j\delta)}-\frac{\omega_p^2}{C^2\omega^2}$$

Équation 1-21

Le paramètre de Pierce de la charge d'espace QC est alors défini comme :

$$4QC=\frac{\omega_p^2}{\omega^2C^2}$$

Le rapport de la pulsation plasma à la pulsation alternative est une mesure des forces de dégroupement. Lorsque ω_p est très petit devant ω la charge d'espace joue un rôle quasi négligeable dans la génération de courant par modulation de vitesse. C décrit l'intensité de l'interaction avec les ondes progressives, donc QC est une mesure relative des forces de dégroupement par rapport aux forces de groupement. Le paramètre QC est donc généralement utilisé dans le domaine des tubes à onde progressive pour décrire l'importance des effets de la charge d'espace.

L'effet de la charge d'espace est de réduire le domaine des vitesses avec lesquelles il y a une onde amplifiée. Il y a deux ondes de charge d'espace qu se propagent, une lente et une rapide, dont les vitesses sont respectivement $\beta_e(1-Cy)$ avec $y=-\sqrt{4QC}$ et $y=\sqrt{4QC}$.

Finalement, la charge d'espace a aussi un effet sur les conditions à l'entrée du tube. Cet effet peut être déterminé grâce aux conditions limites. Les Équation 1-13 et Équation 1-14 qui relient le courant alternatif et la vitesse alternative au champ de la ligne, doivent ainsi être modifiées pour tenir compte de la charge d'espace. Les nouvelles équations sont résolues de la même manière qu'en l'absence de charge d'espace (paragraphe 1.4.4.5) mise à part que la nouvelle équation de la dynamique (Équation 1-19) doit remplacer celle qui ne tient pas compte de la charge d'espace.

Les vitesses alternatives et courants alternatifs deviennent :

$$v_i = \frac{eE_{ci}}{mv_0\beta_e C\delta_i\left(1+4QC/\delta_i^2\right)}$$

Équation 1-22

$$i_i = \frac{-jI_0E_{ci}}{2V_0\beta_e C^2\delta_i^2\left(1+4QC/\delta_i^2\right)}$$

Équation 1-23

avec, comme avant, $-\Gamma = -j\beta_e + \beta_e C\delta$ et $4QC = \frac{e\rho_0}{mA\varepsilon_0\omega^2C^2}$.

Les conditions limites sont :

$$E_{c1} + E_{c2} + E_{c3} = E_{in}$$
$$v_1 + v_2 + v_3 = v_{in}$$
$$i_1 + i_2 + i_3 = i_{in}$$

La méthode résolution est ensuite identique à celle utilisée précédemment. Et on a, dans le cas classique du tube à onde progressive où le signal est uniquement injecté sur la ligne, $v_{in} = i_{in} = 0$. La résolution donne :

$$E_{c1} = \frac{E_{in}\left(1+4QC/\delta_1^2\right)}{\left(1-\frac{\delta_2}{\delta_1}\right)\left(1-\frac{\delta_3}{\delta_1}\right)} \quad ; \quad E_{c2} = \frac{E_{in}\left(1+4QC/\delta_2^2\right)}{\left(1-\frac{\delta_1}{\delta_2}\right)\left(1-\frac{\delta_3}{\delta_2}\right)} \quad ; \quad E_{c3} = \frac{E_{in}\left(1+4QC/\delta_3^2\right)}{\left(1-\frac{\delta_2}{\delta_3}\right)\left(1-\frac{\delta_1}{\delta_3}\right)}$$

1.4.5. Largeur de bande de l'amplificateur à onde progressive

La bande passante est déterminée par la variation, avec la fréquence, de la vitesse de phase et de l'impédance de couplage. Elle peut être très grande et atteindre deux octaves dans le cas où l'on utilise comme circuit une hélice. Elle est plus réduite dans les tubes à cavités couplées (10%). Mais pour que le tube puisse fournir effectivement une telle bande, il faut que les dispositifs d'adaptation à l'entée et à la sortie du tube soient eux-mêmes à très large bande. Cette adaptation est facilitée par le fait que les feeders utilisés (coaxiaux, guides d'onde) ont des impédances caractéristiques du même ordre de grandeur que les lignes à retard : on peut avoir à adapter par exemple un coaxial à une hélice, ayant tous d'eux 50 Ohms d'impédance caractéristique. Ceci évite d'insérer des organes d'adaptation critiques en fréquence, comme dans le klystron.

1.4.6. Puissance de sortie et rendement de l'amplificateur à onde progressive.

Tout d'abord, plaçons-nous dans le cas où $v_0 = v$. La puissance de sortie est liée au champ E à l'extrémité du tube par la relation suivante :

$$P = \frac{|E|^2}{2Z|\Gamma|^2}$$

L'onde amplifiée étant la seule à considérer à la sortie, on peut écrire :

$$P = \frac{IV_0C}{2I_0}$$

où I, I_0 et V_0 sont respectivement la composante rf du faisceau à l'extrémité du tube, la composante continue du faisceau et la tension d'accélération continue.

Il faut cependant noter qu'en cherchant à tirer des amplificateurs à onde progressive une puissance ou un rendement maximum, on sort de la théorie des petits signaux. Le rendement ne peut s'évaluer qu'en abandonnant la théorie linéaire et, comme dans le klystron, il s'obtient à partir de programmes de calcul dans lesquels le faisceau est décomposé en disques de charge dont le mouvement est influencé par le champ de la ligne et le champ de charge d'espace.

Le résultat de ces calculs, qui concordent bien avec l'expérience, montre que, en augmentant la puissance d'entrée, la puissance de sortie passe par un maximum, au-delà duquel elle décroît. Cette puissance de saturation dépend, pour un tube donné, de la tension du circuit. La valeur de la tension qui conduit au maximum de la puissance de saturation est plus grande que celle qui conduit au maximum de gain. Le rendement correspondant dépend du couplage entre le circuit et le faisceau, c'est-à-dire du facteur C. Le rendement d'interaction, rapport entre la puissance de sortie et le produit I_0V_0 du courant par la tension appliquée au circuit, peut atteindre 30%.

Le besoin d'avoir des rendements plus élevés, en particulier pour les applications spatiales, a conduit à faire des recherches pour améliorer les chiffres précédents. L'amélioration la plus importante est fondée sur le fait que les électrons à la sortie de l'espace d'interaction gardent des énergies appréciables, à la différence du klystron où, à cause des rendements électroniques plus élevés, les électrons les plus lents ont une vitesse presque nulle. Il est donc possible de collecter les électrons à un potentiel inférieur à celui de la ligne. Il est même possible d'utiliser plusieurs collecteurs, de façon à collecter séparément les électrons de différentes énergies à un potentiel aussi bas que possible.

1.4.7. Théorie des larges signaux

Jusqu'à maintenant il a été supposé que les grandeurs alternatives (courant, composante de vitesse) étaient petites devant les grandeurs continues. Or ceci n'est plus vrai lorsque l'on se trouve à la sortie d'un tube à onde progressive. Le premier effet d'avoir des grandeurs alternatives importantes est la perte de phase entre le courant alternatif et le champ électrique. En effet la vitesse moyenne des électrons doit être notablement diminuée pour amplifier les champs du circuit, les paquets d'électrons reculent alors par rapport au champ de la ligne et le retard de phase entre le courant alternatif et le champ augmente.

Lorsque le retard de phase entre le courant alternatif du faisceau et le champ du circuit augmente, les courants qui normalement interagissent avec le champ de manière à délivrer de la puissance au circuit se retrouve dans une phase où il extrait de la puissance au circuit. Quand cela arrive, la puissance sur le circuit commence à diminuer et le tube est dit saturé. La puissance maximum est obtenue au point où le courant alternatif du faisceau est en quadrature avec le champ.

La quantité de puissance qui peut être extraite du faisceau dépend donc de la façon dont les paquets d'électrons peuvent être freinés avant d'arriver en quadrature avec le champ et de cesser de délivrer de l'énergie au circuit. On peut donc penser que l'efficacité du tube augmente lorsque la vitesse du faisceau augmente par rapport à la valeur de synchronisme. Cependant il y a une

limite, car si la différence de vitesse est trop importante, le gain chute et il n'y a plus d'onde amplifiée. Il y a donc un compromis à trouver entre efficacité et gain.

La saturation peut aussi être causée par la charge d'espace qui, si elle est très importante, peut tendre à dégrouper les paquets d'électrons et induire des effets néfastes sur la phase du courant alternatif du faisceau.

Les larges signaux sont traités numériquement. De nombreux travaux ont été publiés très tôt [11,12], donnant les bases de compréhension du phénomène d'interaction dans les tubes à onde progressive. La méthode est de résoudre l'équation de la dynamique pour un nombre représentatif d'électrons qui initialement entrent dans la région d'interaction à des intervalles de temps régulier durant une période rf, avec une vitesse égale à celle du faisceau. L'équation de la dynamique est intégrée sur une distance axiale *dz* pour donner les vitesse et phase en sortie de *dz*. La distance *dz* est prise suffisamment petite pour considérer que le champ agissant sur les électrons est constant sur cette distance. Le courant alternatif et le champ produit sur la ligne peuvent être déduits des phases de sortie. Il est supposé que toute la puissance se propage dans la même direction que le faisceau, c'est-à-dire qu'il n'y a pas d'onde inverse. Dans ce cas, le champ produit sur la ligne pendant le premier incrément *dz* peut être additionné à celui déjà présent sur la ligne et donner le champ effectif pour le prochain incrément *dz*. Les vitesse et phase en sortie du premier incrément deviennent les valeurs d'entrée pour le second incrément, et ainsi de suite. Bien évidemment la charge d'espace peut être considérée en prenant en compte la force de répulsion des électrons dans l'équation de la dynamique.

Le résultat de telles simulations montre qu'au début lorsque les signaux sont petits, le gain est constant et le champ augmente exponentiellement. Comme la vitesse du faisceau est plus grande que la vitesse de phase du circuit seul, la phase du courant alternatif est en avance par rapport au champ électrique et les paquets d'électrons se forment dans la région de champ de décélération maximum. Lorsque le courant alternatif devient appréciable le gain commence à chuter, l'augmentation du signal cesse d'être exponentiel et la phase du courant est retardée. La phase du courant alternatif peut même être telle que le centre des paquets d'électrons se déplace dans un champ d'accélération et donc la puissance circulant sur la ligne est réduite. Au point où la puissance circulant sur la ligne est maximum le courant alternatif est en quadrature avec le champ du circuit.

1.5. Autres types de tubes

Nous avons décrit précédemment en détail le klystron et le TOP, mais il existe bien d'autres types de tubes électroniques. Cependant nous nous contenterons ici de les énumérer, sans les décrire de manière aussi détaillée.

1.5.1. Tubes à onde régressive (carcinotrons)

Les tubes à onde régressive sont basés comme les TOPs sur l'interaction d'une onde se propageant à une vitesse avoisinant celle du faisceau d'électrons. Cependant dans les tubes à onde régressive, l'énergie se déplace en sens inverse du faisceau d'électrons. Pour assurer la condition de synchronisme, la source de signal doit être à l'extrémité de la ligne opposée à la source d'électrons (Figure 1-13).

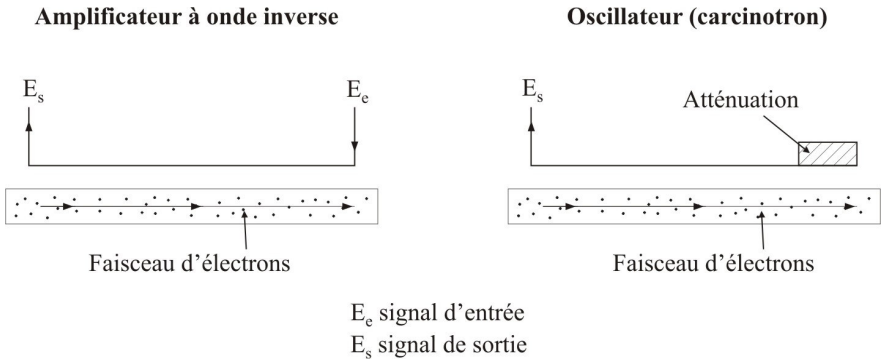


Figure 1-13 : Schémas de tubes à onde régressive.

Ces mouvements opposés de l'énergie et du faisceau entraînent tout le long du circuit de réaction qui, si le couplage entre le faisceau et le circuit est suffisant (en fait pour un tube donné, à partir d'une certaine intensité de courant), provoque l'oscillation du tube. On obtient ainsi un oscillateur à onde régressive ou carcinotron.

La propriété essentielle de cet oscillateur est son accord électronique. En effet, la fréquence est déterminée approximativement par la condition de synchronisme, vitesse de phase égale à la vitesse des électrons. Or la vitesse de phase varie avec la fréquence, la fréquence d'oscillation varie donc avec la vitesse des électrons et aussi avec la tension appliquée à la ligne.

Jusqu'à 20 GHz, les carcinotrons ont été en grande partie remplacés par des dispositifs à semiconducteurs, mais ils gardent leur intérêt dans les domaines millimétrique et décimillimétrique. Dans ces domaines, les lignes utilisées sont la ligne en échelle ou la ligne à vannes qui est seule employée aux fréquences les plus élevées. Pour augmenter le pas de ces lignes, celles-ci sont utilisées non sur le fondamental, mais sur un harmonique d'espace correspondant à une valeur de ϕ comprise entre π et 2π. La profondeur est inférieure à $\lambda/4$ et leur épaisseur égale en général à la moitié du pas. De tels tubes ont été réalisés jusqu'à près de 1000 GHz. La réalisation de la ligne devient alors très difficile par les méthodes classiques d'usinage, qui doivent être remplacées par des méthodes rappelant celles mises en oeuvre dans la fabrication des semiconducteurs (dépôt et attaque électrochimique). L'induction magnétique élevée nécessaire à la focalisation du faisceau (environ 0.5 T) conduit à équiper le tube d'un aimant relativement volumineux.

1.5.2. Magnétrons

Le magnétron est une diode circulaire sur laquelle on applique un champ magnétique parallèlement à son axe. La présence de ce champ magnétique fait courber les trajectoires des électrons, qui, en son absence, iraient vers l'anode. Au-delà d'une certaine valeur critique B_c de l'induction magnétique donnée, en fonction de la tension V_0 et des rayons a et b de la cathode et de l'anode, la relation :

$$V_0 = \frac{e}{8m} B_c^2 b^2 \left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right)^2 = 2.20 \times 10^{10} B_c^2 b^2 \left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right)^2$$

montre que les électrons ne peuvent plus atteindre l'anode, ils forment un nuage de charge d'espace qui tourne autour de la cathode, et, d'autant plus près de celle-ci que le champ magnétique est plus grand.

Plusieurs dispositions ont été utilisées pour faire osciller un magnétron. Dans celle qui est la seule employée aujourd'hui (magnétron à onde progressive), l'anode est en fait un circuit à structure périodique fermé sur lui-même. Si ce circuit comporte un nombre pair N de cellules, il

n'a que $N/2 + 1$ fréquences distinctes de résonance, correspondant à des déphasages de 0, $2\pi/N$, $4\pi/N,\ldots,\pi$.

L'oscillation se produit quand est réalisée la condition de synchronisme, qui impose à la vitesse angulaire ω_0 des électrons d'être telle que l'angle de transit $(\omega/\omega_0)(2\pi/N)$ soit égal à l'un des déphasages précédents, à $2n\pi$ près.

Il y a donc une grande variété de modes d'oscillation, parmi lesquels on choisit celui qui correspond à une valeur π du déphasage, valeur qui permet d'obtenir le rendement le plus élevé.

La cathode du magnétron est bombardée par des électrons accélérés par le champ hyperfréquence. Ce bombardement en retour surchauffe la cathode et peut obliger à réduire ou même à arrêter complètement le chauffage normal de la cathode lorsque le magnétron oscille. C'est l'une des sources de limitation de la puissance des magnétrons. Par ailleurs, ce bombardement en retour libère des électrons secondaires qui sont la source essentielle des électrons présents en oscillation. Les magnétrons usuels sont munis d'une cathode à oxydes ou d'une cathode imprégnée.

Le champ magnétique est le plus souvent créé par un aimant permanent dont les pièces polaires peuvent être intégrées au tube.

Il existe toute une gamme de tubes pour le fonctionnement en régime pulsé allant de 1 à 100 GHz. Les puissances crête peuvent atteindre 5 MW à 10 cm de longueur d'onde et 100 kW à 1 cm de longueur d'onde. Les rendements atteignent 50%. Des tubes en ondes entretenues donnent jusqu'à 100 kW à 900 MHz (accélérateur) et 5 kW à 2.45 GHz (chauffage industriel).

1.5.3. Gyrotrons

Les gyrotrons sont apparus dans les laboratoires au début des années 1970, puis dans l'industrie quelques années plus tard.

Un canon à injection magnétron (MIG, faisceau creux dont les trajectoires sont hélicoïdales), immergé dans un fort champ magnétique croissant très vite suivant z, permet d'obtenir un faisceau creux de rayon moyen r_g, où les électrons tournent suivant des trajectoires en forme de spirale avec une vitesse angulaire voisine de la fréquence d'oscillation ou d'amplification. Les vitesses transversales $v_\perp$ faibles dans le canon deviennent un peu plus loin du même ordre de grandeur que la vitesse longitudinale $v_{//}$ ($v_\perp/v_{//} \sim 1$ à 2) et cela grâce à la compression magnétique presque adiabatique.

Ce faisceau passe dans une cavité résonnante ouverte et débouchant à l'entrée du collecteur, qui sert en même temps de guide d'ondes de sortie jusqu'à la fenêtre. Les modes de résonance de la cavité sont nombreux mais, à la fréquence voulue qui sera proche de la vitesse de rotation des électrons, très peu seront excités. De plus, l'interaction étant transversale, ce seront surtout les modes à champs électriques transverses qui seront produits, TE_{02}, TE_{64},…, par exemple. Ensuite, suivant l'emplacement du faisceau par rapport aux différents maximums des champs, suivant le gain et les dimensions, le faisceau fera son choix.

Les gyrotrons couvrent un domaine de fréquences très vastes : de 6 ou 8 GHz, jusqu'à 150 ou 200 GHz pour des impulsions de l'ordre de plusieurs centaines de kilowatts en impulsions longues (millisecondes ou secondes), voire en ondes entretenues. Ils sont surtout utilisés pour exciter des résonances électroniques cyclotroniques dans les plasmas, donc chauffer ces derniers ou provoquer des entraînements de courants dans les expériences de fusion thermonucléaire.

1.6. Source d'électrons : cathode thermoïonique

1.6.1. Principe de l'émission

Actuellement, dans le domaine de l'électronique sous vide, les sources électroniques les plus répandues sont les cathodes thermoïoniques qui émettent des électrons lorsque l'on augmente la température du matériau constituant la cathode. C'est ainsi le cas pour les amplificateurs hyperfréquences, les télévisions à tubes cathodiques, les tubes à rayons X, etc.

L'émission thermoïonique à partir d'un matériau (métal ou oxyde métallique) survient lorsque les électrons parviennent à surmonter les forces électrostatiques grâce à l'apport d'énergie thermique.

Dans notre cas, nous nous intéressons à l'émission d'électron dans le vide. A l'interface entre un métal et le vide, la barrière de potentiel constitue un obstacle au passage des électrons d'un matériau dans l'autre. Au zéro absolu, aucun électron ne peut passer la barrière (d'après la distribution de Fermi-Dirac). En revanche au dessus de cette température, un apport d'énergie thermique permet à certains électrons de passer la barrière (voir Figure 1-14).

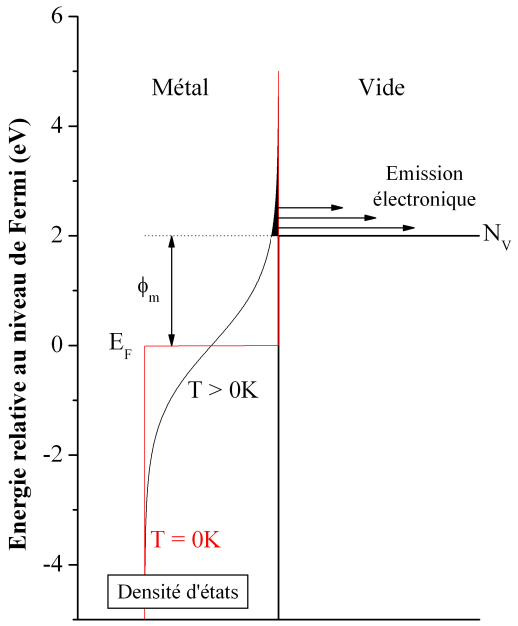


Figure 1-14: L'émission thermoïonique.

Considérons alors un métal avec un niveau de Fermi E_F, N_V étant le niveau du vide (Figure 1-14), c'est à dire l'énergie d'un électron extrait du métal sans vitesse initiale. L'énergie minimum qu'il faut fournir pour extraire un électron du métal est l'énergie nécessaire à l'extraction d'un électron du niveau de Fermi. Cette quantité est appelée travail de sortie du métal et est notée Φ_m. Elle est caractéristique du métal.

On fournit un supplément d'énergie supérieure à la hauteur de la barrière de diffusion ce qui permet aux électrons de passer la barrière. Le mécanisme d'émission repose sur la statistique de Fermi-Dirac (fonction d'occupation des états d'énergie) qui stipule que plus la température T est élevée, plus les états d'énergie supérieure auront une probabilité d'occupation importante.

Les électrons susceptibles de sortir du métal sont ceux dont l'énergie cinétique est telle que la composante de la vitesse est supérieure à $E_F + \Phi_m$. Il faut donc leur fournir une énergie kT suffisante pour qu'ils franchissent la barrière de potentiel.

Les électrons qui sortent du métal correspondent à une densité de courant dont l'expression est donnée par la formule de Richardson-Laue-Dushman (RLD) :

$$J_{RLD}(T) = 4\pi \frac{emk_B^2}{h^3} T^2 \exp\left(-\frac{\phi_m}{k_B T}\right)$$

Équation 1-24: Densité de courant en fonction de la température.

avec e la charge de l'électron, m la masse de l'électron, h la constante de Planck et k_B la constante de Boltzmann. Φ_m, le travail de sortie, variant d'un métal à l'autre et prenant des valeurs entre 2 et 6 eV [13]. Cette équation nous montre que la densité de courant d'émission augmente de façon exponentielle avec une augmentation de température et une diminution du travail de sortie.

1.6.2. Les différents matériaux utilisés

Le matériau utilisé doit posséder quelques caractéristiques essentielles comme par exemple une température de fusion élevée, un faible travail de sortie pour que l'émission se produise à des températures relativement faibles et être robuste mécaniquement pour supporter le bombardement par des ions positifs.

On trouve ainsi plusieurs types de cathodes :

- Les cathodes à oxydes qui sont constituées d'oxydes de métaux alcalins (Baryum, Calcium, Strontium…) sur une base de Nickel. Des particules de Nickel contenant des métaux réducteurs (Mg, W, Zr…) sont ajoutées aux oxydes métalliques. Ces cathodes délivrent des densités de courant jusqu'à ~1 $A.cm^{-2}$ DC pour des températures de cathode de ~850°C et avec des temps de vie de ~10000 h (temps de vie : temps au bout duquel la cathode émet un courant plus faible de 10%). L'avantage de ces cathodes est la température d'émission relativement basse mais l'inconvénient est la forte sensibilité au bombardement ionique (temps de vie courts).
- Les cathodes de type B et S qui sont faites de tungstène poreux imprégné avec un mélange Aluminate-Baryum-Calcium (type B : $5BaO:3CaO:2Al_2O_3$, type S : $4BaO:1CaO:1Al_2O_3$).
- Les cathodes imprégnées de type M qui sont des cathodes de type B ou S recouvertes d'une couche d'Osmium ou de Ruthénium (pour abaisser le travail de sortie).

Les performances des cathodes imprégnées sont représentées sur la Figure 1-15. Les avantages de ces cathodes étant les densités de courant élevées et la sensibilité plus faible au bombardement ionique. L'inconvénient majeur étant le coût de ces cathodes.

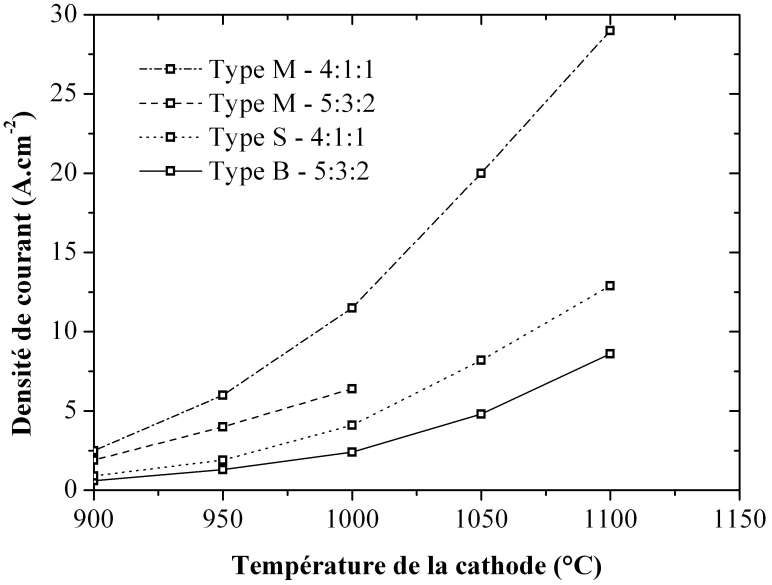


Figure 1-15: Densité de courant en fonction de la température pour différentes cathodes imprégnées.

Ces cathodes sont largement utilisées dans la plupart des tubes électroniques de puissances. Cependant le temps de vie diminue avec l'augmentation de la densité de courant et donc de la température (Figure 1-16).

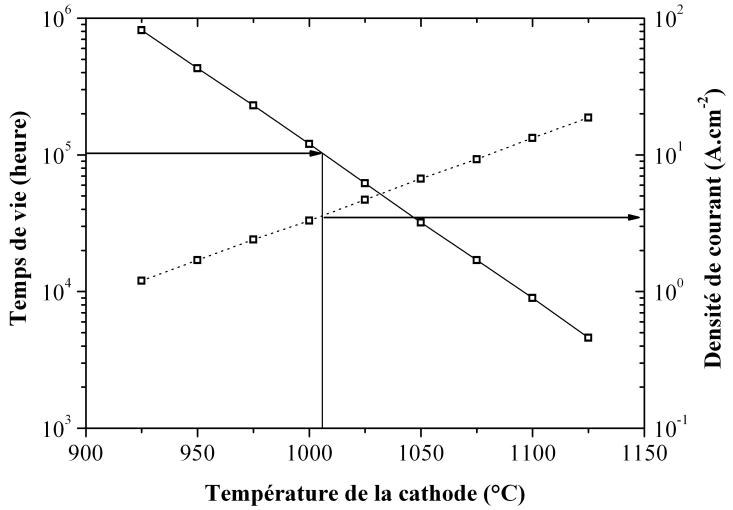


Figure 1-16: Evolution du temps de vie et de la densité de courant pour une cathode M en fonction de la température. Le temps de vie est défini comme le temps au bout duquel la cathode émet un courant plus faible de 10%.

1.6.3. Limitations imposées par les cathodes chaudes en modulation directe

Les cathodes thermoïoniques peuvent ainsi émettre des densités de courant très élevées, le record mondial étant de 400 A.cm^{-2} (à 965°C) pour une cathode W/Re+Sc_2O_3 [14]. Le principal

problème de ces cathodes est leur dégradation au cours du temps et donc leur temps de vie qui dépend fortement de la densité de courant émise. Ainsi pour une cathode de type M, délivrant 2.5 $A.cm^{-2}$ (975°C), le temps de vie est de 25 ans. Si elle délivre 4 $A.cm^{-2}$ (1025°C), le temps de vie passe à 7 ans et à 17 $A.cm^{-2}$ (1125°C), le temps de vie chute à moins d'un an.

L'autre principal inconvénient est l'impossibilité de moduler le courant directement à l'émission, que nous allons développer par la suite.

Tout cela a trois inconvénients majeurs :

- Une grande partie du tube électronique est utilisée pour la mise en paquets du faisceau d'électrons initialement continu.
- Plus la fréquence augmente et plus l'efficacité de conversion diminue. Par exemple dans un TOP, l'efficacité de conversion passe d'une valeur de 30% à 12 GHz à une valeur de 8.5% à 60 GHz (grâce aux collecteurs qui récupèrent l'énergie non utilisée à l'amplification du signal hyperfréquence, l'efficacité globale en terme de puissance des tubes électroniques reste très élevée (environ 70% à 12 GHz).
- Cette mise en paquets d'électrons provoque une dispersion de vitesse ce qui est négatif pour le rendement du tube (point précédent) et rend nécessaire l'utilisation de plusieurs collecteurs (collecteur multi-étages constitués de plusieurs électrodes polarisées à différents potentiels) pour récupérer l'énergie.

L'intérêt d'une source pouvant être modulée dès l'émission est ici clair. Cela permettrait d'une part d'améliorer le rendement des amplificateurs (la modulation de vitesse serait remplacée par une modulation temporelle de densité, tous les électrons possédant la même vitesse) et surtout de réduire considérablement leur taille et leur poids.

1.7. Intérêt de la modulation directe

Les premiers tubes sous vide, à savoir les triodes, ont souffert de plusieurs limitations, toutes liées à l'utilisation de cathodes thermoïoniques. La nécessité de chauffer à plus de 800°C pour activer l'émission électronique coûte ainsi une certaine puissance qui n'est plus négligeable dans les applications petite puissance (<10 W). Pour les applications hyperfréquences la présence de la cathode chaude rend très difficile le positionnement de la grille de contrôle suffisamment proche (~25 μm) pour avoir des temps de transit suffisamment courts. Ces limitations ont alors conduit au développement des tubes à modulation de vitesse, comme le klystron ou le tube à onde progressive (TOP), qui présentent de bien meilleures caractéristiques à hautes fréquences mais nécessitent une technologie plus complexe et coûteuse. L'un des inconvénients communs à tous ces tubes est leur durée de vie limitée, due à la dégradation de la cathode thermoïoniqueLle matériau actif de ces cathodes s'évaporent peu à peu, et lorsqu'il a complètement disparu, l'émission électronique cesse, et le tube ne fonctionne plus.

L'arrivée de l'état solide a supprimé l'utilisation des tubes à vide pour les applications petites puissances. Cependant, pour les applications fortes puissances et/ou hautes fréquences tels que les radars où la télécommunication par satellites, les tubes qui présentent notamment une meilleure efficacité, sont toujours préférés.

L'intégration de cathodes dites froides dans les tubes sous vide peut amener de réelles améliorations. Ces cathodes ne nécessitent aucun chauffage. Elles ne consomment donc aucune puissance pour être chauffées et n'introduisent aucun délai du au pré-chauffage. Elles peuvent être placées très près de la grille (par exemple 10 μm), et donc permettre de très petites tensions d'émission (50-100 V) et de hautes fréquences de fonctionnement (10 GHz ou plus) en diminuant de façon significative le temps de transit. Dans les tubes à modulation de vitesse, la modulation

directe de densité d'un faisceau par la grille rend la longueur d'interaction nécessaire beaucoup plus courte et permet d'envisager des tubes plus compactes et plus légers.

Les applications des cathodes froides dans les tubes hyperfréquences peuvent être divisées en deux catégories : les triodes et les tubes à modulation de vitesse tels que les klystrons ou les TOPs.

1.7.1. Triodes hyperfréquences

Les triodes classiques ne présentent plus de gain à des fréquences supérieures à 4 GHz [4]. En effet, la présence de la cathode chaude rend très difficile le positionnement de la grille de contrôle suffisamment proche (~25 μm) pour avoir des temps de transit suffisamment courts. Les électrons restent plus d'une demie période dans l'espace cathode – grille et l'effet de modulation disparaît.

Dans un tube avec une cathode froide, il devient possible de positionner la grille beaucoup plus près de la cathode. Les temps de transit sont ainsi sensiblement diminués et la fréquence limite repoussée. La nouvelle limite est déterminée par le rapport transconductance sur capacité.

L'une des exigences pour les cathodes froides est alors de démontrer une émission avec de fortes densités de courant, de façon stable et avec une longue durée de vie. A titre d'exemple la densité de courant requise pour les applications radar est de 2-10 $A.cm^{-2}$ [15] et de 200 $mA.cm^{-2}$ pour les triodes amplificatrices [16].

Enfin le second problème à résoudre est la nécessité de diminuer au maximum le courant intercepté par la grille car il diminue l'efficacité et augmente la puissance requise pour contrôler cette dernière.

Cependant l'intérêt des triodes se trouve fortement limité, du fait du développement des dispositifs à semiconducteurs. L'intérêt d'intégrer des cathodes froides est donc plus intéressant pour les tubes à modulation de vitesse.

1.7.2. Tubes à modulation de vitesse

Les tubes à modulation de vitesse sont utilisés dans les domaines des hautes fréquences et fortes puissances, là où les triodes et dispositifs à seminconducteurs montrent leurs limites. Ces tubes sont notamment caractérisés par une forte efficacité et une large bande passante. Ils sont constitués d'une cathode, d'électrodes pour accélérer et former le faisceau d'électrons, d'une structure d'interaction, d'aimants pour focaliser et guider le faisceau d'électrons et d'un collecteur pour récupérer les électrons. Comme on l'a vu dans les parties précédentes le faisceau le faisceau pénètre de façon continue dans la structure d'interaction avant que la vitesse des électrons ne soit modulée. Une fois les électrons mis en paquets (modulation de densité) ils délivrent leur énergie à l'onde hyperfréquence (Figure 1-17).

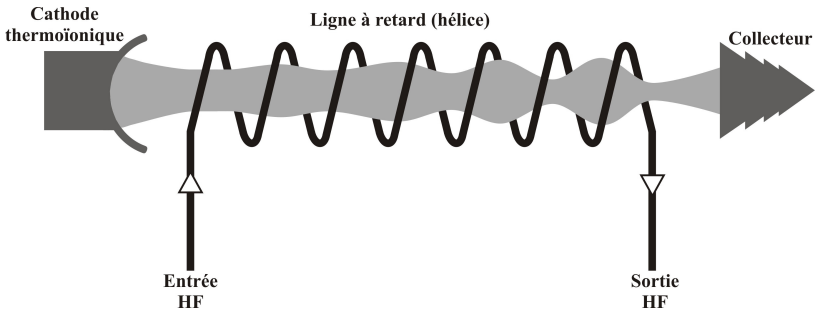


Figure 1-17 : Schéma d'un tube standard (TOP) avec cathode thermoïonique.

En contrôlant directement l'émission électronique avec le signal hyperfréquence à amplifier, une cathode froide peut délivrer un faisceau d'électrons directement modulé en densité. Ce faisceau interagit alors avec la structure et délivre son énergie à l'onde hyperfréquence. De nombreux travaux ont été publiés traitant de l'effet de la modulation directe sur le gain et le rendement d'un tube électronique [17,18].

En utilisant la théorie des petits signaux, partant des Équation 1-20, Équation 1-22 et Équation 1-23 dans lesquelles v_{in} et i_{in} ne sont plus nulles, une augmentation significative du gain a été démontrée. Cela conduit à la possibilité de développer des dispositifs dont la longueur d'interaction est plus courte pour un gain donné, donc des dispositifs plus petits et plus compactes. Il est cependant bon de noter que la théorie des petits signaux ne donne que des indications qualitatives et qu'il est nécessaire de passer à la théorie des larges signaux pour obtenir des résultats quantitatifs.

En utilisant la théorie des larges signaux, une augmentation du gain a été démontrée, avec ou sans forces de charge d'espace. Pour des tubes avec des forces de charge d'espace modérées, de forts gains et forts rendements (jusqu'à 80%) ont été démontrés.

Ces études démontrent que les avantages de moduler directement le faisceau sont l'augmentation de l'efficacité et la réduction de la longueur de la structure d'interaction, conduisant à des tubes plus compacts, plus légers et avec un meilleur rendement (Figure 1-18).

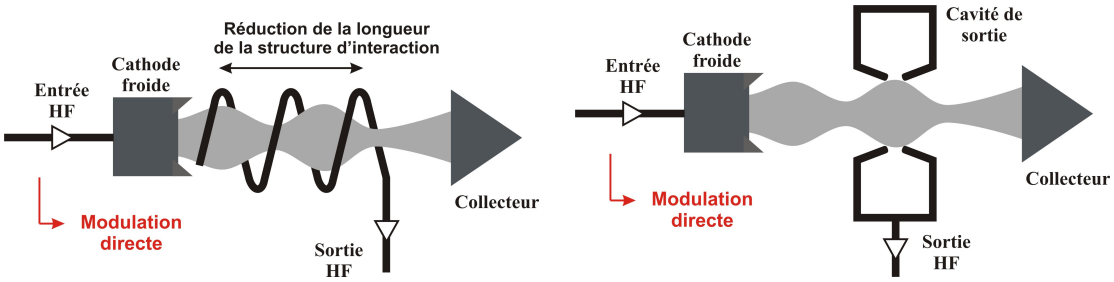


Figure 1-18 : Schéma de tubes à cathode froide : twystrode à gauche et klystrode à droite.

De nombreuses études pour développer de tels tubes ont été menées. Des chercheurs de NEC ont ainsi démontré un mini TOP en bande X avec une cathode froide [19]. Ce tube possède une puissance de sortie de 27.5 W et un gain de 19.5 dB à 10.5 GHz, avec un courant cathode de 60 mA (densité 10.6 $A.cm^{-2}$ à partir d'un réseau de 14520 pointes). David R. Whaley *et al* [20] démontra aussi un TOP à cathode froide. Néanmoins, dans ces deux cas, le faisceau électronique issu de la cathode froide est continu : il n'y a aucune modulation de densité. Un essai a été effectué par une équipe américaine pour développer une klystrode avec comme performance visée 50 W, 10 dB de gain et 50% de rendement à 10 GHz, mais les performances visées ne furent pas totalement atteintes [21,22]. Des chercheurs russes ont également publié des travaux

sur de nouveaux types d'amplificateurs basés sur les cathodes froides, tels q'un klystron reflex miniature et un carcinotron à faible tension [23].

L'un des points clefs pour le fonctionnement de ces tubes est la nécessité d'avoir une très faible distribution des vitesses transversales et longitudinales. Les vitesses transverses entraînent une interception des électrons avec la structure d'interaction, une difficulté à focaliser le faisceau, et la distribution de vitesses longitudinale diminue le gain et le rendement du tube. A titre d'exemple, pour une cathode thermoïonique et un faisceau d'1 keV, le moment transverse est environ 1% du moment longitudinal, alors qu'il peut être d'environ 25% pour une cathode froide. Le faisceau électronique issu d'une cathode froide peut donc se révéler plus difficile à focaliser et diminuer au maximum cette vitesse transversale être un point clef dans le développement des cathodes froides.

Les autres points importants nécessaires à l'utilisation des cathodes froides sont bien évidemment un faible temps de transit (cathode-grille → permettant une modulation haute fréquence), une forte transconductance ($g = \frac{\partial I}{\partial V}$) [24] et une faible capacité [25].

Par ailleurs, comme pour les cathodes thermoïoniques, une forte densité de courant et une durée de vie conséquente restent aussi des conditions indispensables.

---

[1] T. S. W. Lewis, Empire of the Air: The Men Who Made Radio, Harper Collins Publishers: New York, NY, 1991.

[2] A. V. Haeff, and L. S. Nergaard, *Proc. IRE* **28**, 126 (1940).

[3] P. Kolda, Vacuum Electronic conference (IVEC) 2004, Fifth IEEE international. Proceedings, *Millimiter Wave Vacuum Technology*, 6 (2004).

[4] J. A. Morton, *Bell Labs Res.* **27**, 166 (1949).

[5] A. Arsenjewa-Heil and O. Heil: A new method of generating short undamped electromagnetic waves of high intensity, *Zeit. Für Physik* (1935), vol. **95**, pp. 752-773.

[6] R. H. Varian and S. F. Varian: A High Frequency Oscillator and Amplifier, *J. Appl. Phys.* (1939), p. 321.

[7] W. C. Hahn and G. F. Metcalf: Velocity Modulated Tubes, *Proc. I.R.E.* (1939), pp. 106-116.

[8] R. Kompfner, *Wireless World* (1946, Nov.), Vol. **52**, pp. 369-372.

[9] J. Pierce, *Proc. I.R.E.* (1947, Feb.), Vol. **35**, pp. 111-123.

[10] J. Pierce, *Traveling-wave tubes* (1950), Van Nostrand.

[11] J. E. Rowe, *Proc I.R.E.* (1956), Vol. **44**, p. 200 (also corrections on p.818).

[12] J. E. Rowe, *I.R.E. Trans. on Electron Devices* (1956), Vol. ED-**3**, p. 39.

[13] G. A. Haas and R. E. Thomas, Thermionic emission and work function, in Techniques of Metals Research, Vol. 4 Part 1, Wiley: New York, 1972.

[14] G. Gärtner *et al.*, *Appl. Surf. Sci.* **111**, 11 (1997).

[15] J. Dayton, M. A. Hollis, K. L. Jensen, R. A. Murphy, L. Parameswaren and E. Wintucky, Assessment of the field emitter array TWT developed by NEC corporation, International NRL Report, 1997.

[16] A. H. W. Beck, *Thermionic valves*, Cambridge University Press: Cambridge, Ch. 9 and references within, 1953.

[17] J. E. Rowe and J. G. Meeker, *J. Electron. Contr.* **9**, 439 (1960).

[18] A. J. Lichtenberg, *I.R.E. Trans. on Electron Devices* (1962), Vol. ED-**9**, p. 345.

[19] H. Makishima, H. Imura, M. Takahashi, H. Fukui, and A. Okamoto, Remarkable improvements of microwave electron tubes through the development of the cathode materials, in *Proc. 10th IVMC*, Kingju, Korea, p. 194, 1997.

[20] D. R. Whaley *et al.*, *IEEE Transactions on Plasma Science* **30**, 998 (2002).

[21] C. A. Spindt, C. E. Holland, P. R. Schwoebel, and I. Brodie, Field-emitter-array development for microwave application (II), in *Proc. 10th IVMC*, Kingju, Korea, p. 200, 1997.

[22] S. G. Bandy, C. A. Spindt, M. A. Hollis, W. D. Palmer, B. Goplen, and E. G. Wintucky, Application of gated field emitter arrays in microwave amplifier tubes, in *Proc. 10th IVMC*, Kingju, Korea, p. 132, 1997.

[23] Y. V. Gulyaev and N. I. Sinitsyn, *IEEE Trans. Electron Devices* **36**, 2742 (1989).

[24] D. N. Smithe, B. Goplen, M. A. Kodis and N. R. Vanderplaats, Predicting twystrode output performance, in Proc. *IEEE Conf. Plasma Science*, Madison, WI, 1995.

[25] J. P. Calame, H. F. Gray, and J. L. Shaw, *J. Appl. Phys.* **73**, 1485 (1993).

Chapitre 2. Les cathodes froides

2.1. Contexte

L'intérêt de remplacer les cathodes thermoïoniques par des cathodes dites « froides » vient d'être mentionné dans la partie précédente, nous avons vu que cela peut déboucher sur la réalisation de tubes plus compacts, légers et plus performants en terme de rendement. Nous allons dans cette partie décrire plus précisément le mécanisme d'émission de ces cathodes froides, avant d'en présenter plusieurs types : les cathodes de type « Spindt », puis les cathodes à nanotubes de carbone.

2.2. L'émission de champ

On rappelle tout d'abord le mécanisme de l'émission de champ et le déroulement du calcul qui permet d'aboutir à l'expression de la densité de courant émise par un matériau en fonction du champ électrique appliqué à sa surface. Cette théorie de l'émission de champ, qui s'appuie sur le modèle de l'électron libre proposé par Sommerfeld [1], a été initiée par le travail de Fowler et Nordheim à la fin des années 1920 [2,3] et porte d'ailleurs le nom de théorie de Fowler-Nordheim. La théorie a largement évolué depuis et notamment avec les travaux de Murphy et Good [4] (transition entre émission thermoïonique et émission de champ) et plus récemment de Modinos [5,6]. Je ne donnerai pas ici le détail de tous les développements historiques de la théorie mais uniquement la méthode générale de calcul et la formule largement utilisée pour décrire l'émission de champ dans un contexte plus technologique [7,8]. On expliquera ensuite l'effet de pointe puis on donnera quelques explications sur la distribution en énergie des électrons émis qui permet entre autre de donner des informations sur le mécanisme d'émission (déterminer si l'émission provient d'adsorbats à la surface de la pointe par exemple). Tous ces rappels théoriques sont inspirés d'un cours donné en 2003 par Jean-Marc Bonard [9].

2.2.1. La formule de Fowler-Nordheim

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, l'émission de champ (ou émission par effet tunnel) est un phénomène purement quantique. Ainsi, si la barrière de potentiel entre un métal et le vide est suffisamment étroite (de l'ordre de 2-3nm), la nature ondulatoire de l'électron lui permet de passer à travers celle-ci. En appliquant un champ électrique, on peut réduire artificiellement la largeur de la barrière de potentiel (en la rendant triangulaire) et obtenir l'émission d'un courant tunnel. Cette émission se faisant à température ambiante ($T = 300K$), on parle d'émission froide. La Figure 2-1 représente la barrière de potentiel à l'interface métal-vide en présence d'un champ électrique F à la surface du métal. E_F étant le niveau de Fermi du métal et E_v le niveau du vide. On a représenté la distribution de Fermi $f(E)$ qui représente la probabilité pour qu'un électron occupe un état d'énergie E. On appelle $D(E_x)$ la probabilité de transmission d'un électron d'énergie E_x à travers la barrière de potentiel (de largeur x pour cette énergie E_x).

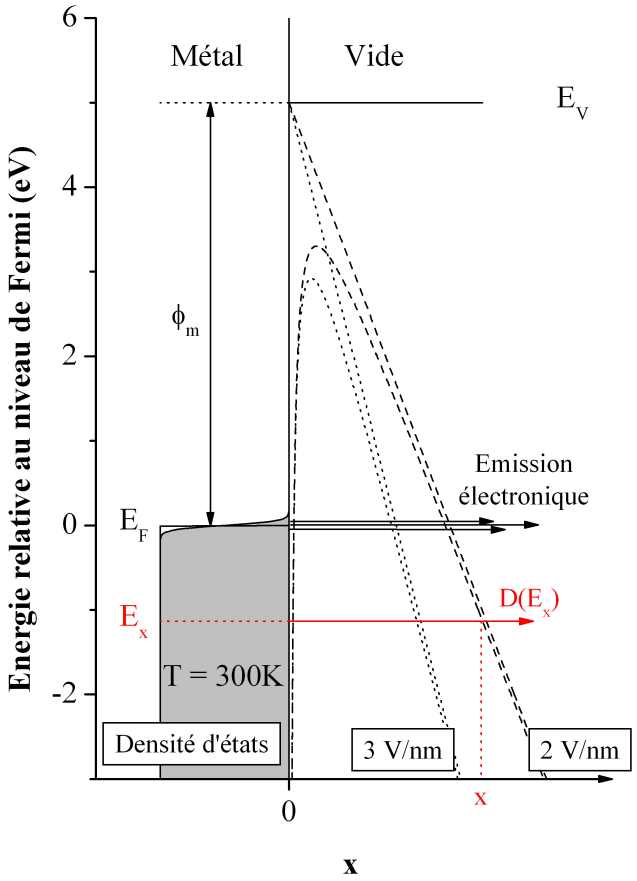


Figure 2-1: Barrière de potentiel à l'interface métal-vide en présence d'un champ électrique F pour 2 valeurs 2 et 3 V/nm. A température ambiante, on peut avoir émission d'un courant électronique si la largeur de barrière x devient suffisamment petite.

Dans l'hypothèse d'un gaz d'électrons libres décrit par une statistique de Fermi-Dirac, cette probabilité est fonction du niveau de Fermi E_F et de la température T suivant la formule:

$$f(E_x, E_F, T) = \left(1 + \exp\left(\frac{E_x - E_F}{kT}\right)\right)^{-1}$$

Équation 2-1: Fonction de distribution de Fermi-Dirac qui donne la probabilité qu'une orbitale d'énergie E_x soit occupée en fonction de la température.

Si l'on considère le cas d'une surface plane, la probabilité pour un électron de traverser la barrière de potentiel ne dépend que de son énergie normale à la surface (direction x). Si on caractérise un électron libre par:

un vecteur d'onde, $\vec{k} = \{k_x, k_y, k_z\}$,

une fonction d'onde $\psi(\vec{r}) = Ae^{i\vec{k}.\vec{r}}$.

Sa vitesse suivant x est donnée par $v_x = \frac{\hbar k_x}{m}$, où m est la masse de l'électron.

On peut alors calculer la densité de courant en utilisant la loi d'Ohm ($j = nev$):

$$dJ = ev_x dn(k_x) D(E_x)$$

avec $dn(k_x) = g(\vec{k}) dk_x \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} f(E_x, E_F, T) dk_y dk_z$

et $g(\vec{k}) = \frac{2}{(2\pi)^3}$ la densité d'états dans l'espace des $\vec{k}$ par unité de volume.

Soit si on intègre cette expression:

$$J = 2e\int_{\vec{k}} f(E_x, E_F, T) D(E_x) v_x \frac{d^3\vec{k}}{(2\pi)^3}$$

Si on applique un champ F (Figure 2-2), le potentiel dans le vide est, en tenant compte de la charge image (lorsque l'électron est émis par le matériau, il polarise celui-ci et il en résulte une force de rétention de l'électron par le matériau, c'est l'effet Schottky) :

$$V(x) = E_v - eFx - \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{e^2}{4x}$$

Équation 2-2: Potentiel dans le vide en présence d'un champ électrique F.

Remarque: Si on ne tient pas compte de la charge image, on a alors affaire à une barrière triangulaire.

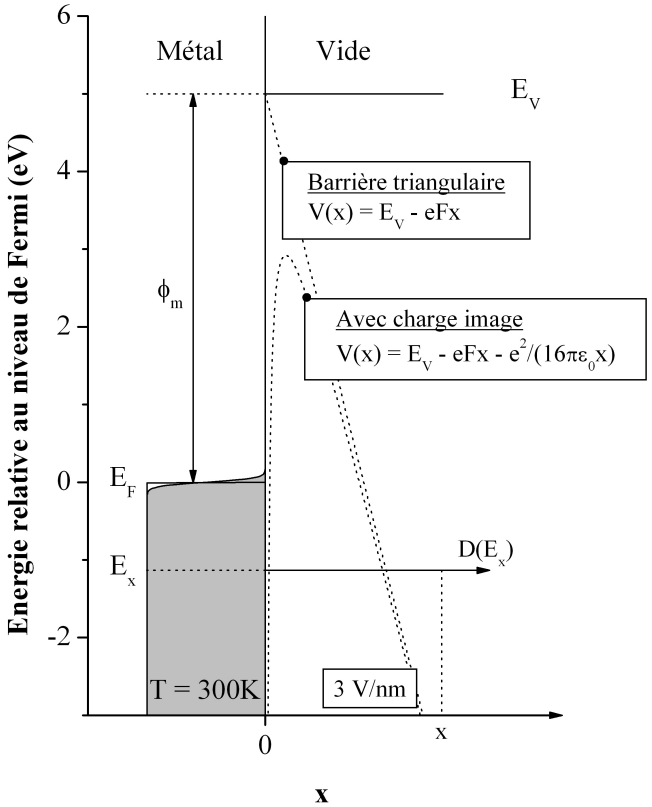


Figure 2-2: Barrière de potentiel à l'interface métal-vide en présence d'un champ électrique avec ou sans charge image.

Pour calculer le facteur de transmission D, on résout l'équation de Schrödinger $H|\psi\rangle = E|\psi\rangle$ en raccordant les fonctions d'onde ψ comme le montre la Figure 2-3.

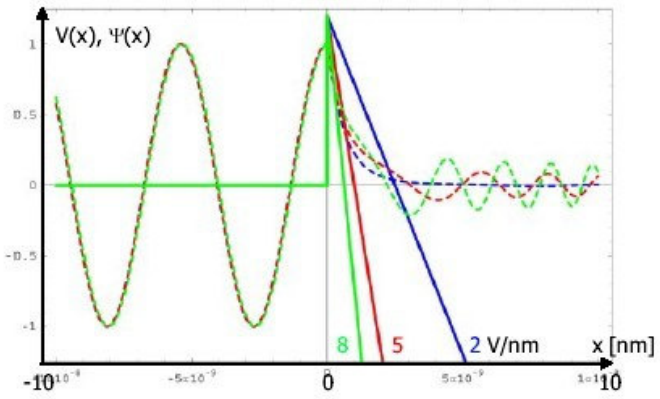


Figure 2-3: Résolution de l'équation de Schrödinger, raccordement des fonctions d'onde.

En utilisant l'approximation WKB (Wentzel-Kramers-Brillouin), on en déduit l'expression de la probabilité de transmission à travers la barrière :

$$D_{WKB}(E_x) = \exp\left(-2\sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{V(x) - E_x}\, dx \right)$$

avec :

$$E_x = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m} \text{ et } V(x_{1,2}) = E_x$$

En 1928, Fowler et Nordheim [2,3] ont réalisé un développement limité de cette expression en introduisant le travail de sortie ϕ supposé constant sur la surface émettrice et indépendante du champ électrique F :

$$D_{WKB}(E_x) \approx \exp\left[-\frac{4\phi^{3/2}}{3eF} \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}} v(y) \right] \exp\left[\sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}} \frac{2\phi^{1/2} t(y)}{eF} (E_x - E_F) \right]$$

Finalement, l'intégration de *dJ* nous donne l'expression de la densité de courant émise en fonction du champ appliqué à température ambiante ($T = 300K$) :

$$J_{F-N}(F) = \frac{e}{4(2\pi)^2 \hbar \phi t^2(y)} F^2 \exp\left[-\frac{4\sqrt{2m} v(y) \phi^{3/2}}{3\hbar eF} \right]$$

Les fonctions *v* et *t*, dites fonctions elliptiques de Nordheim, étant fonction de *y*, quantité qui traduit l'abaissement du travail de sortie dû à la charge image :

$$y = \frac{\Delta\phi}{\phi} = \frac{\sqrt{\frac{e^3 F}{4\pi\varepsilon_0}}}{\phi}.$$

Ces fonctions peuvent être approchées [8] par les formules suivantes :

$$\begin{cases} v(y) \approx 0.96 - y^2 \\ t(y) \approx 1.049 \end{cases}$$

Soit donc en valeurs numériques l'expression de la densité de courant émise en fonction du champ électrique :

$$J_{F-N}(F) = \frac{1.42\times10^{-6}}{\phi} F^2 \exp\left(\frac{10.4}{\sqrt{\phi}}\right) \exp\left(-\frac{6.56\times10^{9}\phi^{3/2}}{F}\right)$$

Équation 2-3: Expression de la densité de courant émise par émission de champ en fonction du champ électrique.

Avec F le champ électrique (en $V.m^{-1}$), ϕ le travail de sortie (en eV) et J la densité de courant (en $A.m^{-2}$).
Le courant I est alors donné par :

$$I(F) = A \times J_{F-N}(F)$$

Équation 2-4: Expression du courant émis par émission de champ.

où A a la dimension d'une surface (m^2). Théoriquement, dans le cas d'une surface plane, A représente uniquement l'aire de la zone émissive. Mais pratiquement, dans le cas d'un nanotube A ne peut être directement relié à la surface de son extrémité (surface d'une demi-sphère). En pratique, ce paramètre n'est pas significatif ou même indicateur et il est rarement évalué à titre de comparaison entre différents émetteurs.

2.2.2. La distribution en énergie

2.2.2.1. Introduction

L'un des avantages des sources d'électrons à émission de champ est que la dispersion en énergie des électrons émis est bien plus faible que pour les sources thermoïoniques (quelques eV typiquement). Pour un émetteur métallique, les valeurs typiques se situent autour de 0.5eV [10].

La mesure de la distribution en énergie des électrons émis par émission de champ permet ainsi de mesurer cette dispersion (on la définit en général comme la largeur à mi-hauteur de la distribution) et d'obtenir de nombreuses informations sur le matériau telles que la valeur du travail de sortie ou sur ses propriétés électroniques et plus précisément la densité d'états des électrons dans le matériau.

2.2.2.2. Expression théorique

On a établi l'expression suivante dans le paragraphe précédent :

$$J = 2e\int_{\vec{k}} f(E,E_F,T)D(E)v_x \frac{d^3\vec{k}}{(2\pi)^3}$$

On peut ainsi exprimer la densité de courant émise en fonction de l'énergie E des électrons par l'intégrale suivante :

$$J(E) = 2ef(E,E_F,T)\int_{|\vec{k}|^2=\frac{2mE}{\hbar^2}} D(E)v_x \frac{d^3\vec{k}}{(2\pi)^3}$$

En intégrant cette expression, on obtient la formule suivante [11,12,13] :

$$J(E) = \underbrace{\frac{\sqrt{2m}}{4(2\pi)^2 h^2}\frac{eF}{\phi^{1/2}}\exp\left[-\frac{4\sqrt{2m}\phi^{3/2}}{3heF}\right]}_{B(F,\phi)} \times \underbrace{\frac{1}{1+\exp\left(\frac{E-E_F}{kT}\right)}}_{\substack{Pour\ E>E_F \\ pente \propto \frac{1}{kT}}} \times \underbrace{\exp\left[2\frac{\sqrt{2m}}{e\hbar}\frac{\phi^{1/2}}{F}(E-E_F)\right]}_{\substack{Pour\ E<E_F \\ pente \propto \frac{F}{\phi^{1/2}}}}$$

Équation 2-5: Expression de la distribution en énergie des électrons émis par émission de champ en fonction du champ électrique.

Cette formule peut être expliquée simplement. Dans un métal, la probabilité d'occupation des niveaux des électrons est décrit par la statistique de Fermi-Dirac. Le travail de sortie ϕ représentant la différence entre le niveau de Fermi et le niveau du vide. Pour une énergie E supérieure à E_F, la probabilité de traverser la barrière par effet tunnel est plus élevée (car la barrière est plus fine) mais la densité d'états décroît très rapidement vers 0. Pour E inférieure à E_F, la probabilité de passage décroît très vite. La distribution en énergie est donc constituée d'un pic centré autour de E_F avec une décroissance exponentielle des 2 côtés, avec une pente proportionnelle à $1/kT$ pour les hautes énergies et une pente proportionnelle à $F/\sqrt{\phi}$ pour les basses énergies (Figure 2-4).

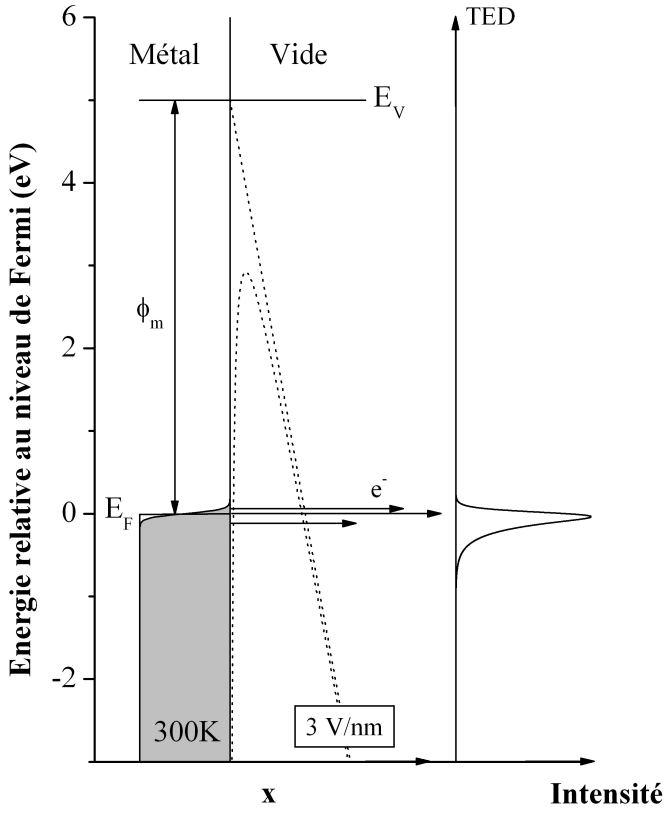


Figure 2-4: Distribution en énergie des électrons émis par émission de champ.

On a tracé sur la Figure 2-5a la distribution en énergie normalisée pour un émetteur métallique possédant un travail de sortie de 4.9 eV, pour une température de 300 K et pour des champs électriques de 2 à 6 V.nm^{-1}. Le pic se situe à peu près au niveau de Fermi et la distribution s'élargit du côté des basses énergies avec le champ électrique appliqué (pente proportionnelle à

$F/\sqrt{\phi}$, permet le calcul du travail de sortie). Inversement, à champ constant, si on augmente la température, alors le pic s'élargit du côté des hautes énergies (pente proportionnelle à $1/kT$, permet le calcul de la température) comme le montre la Figure 2-5b.

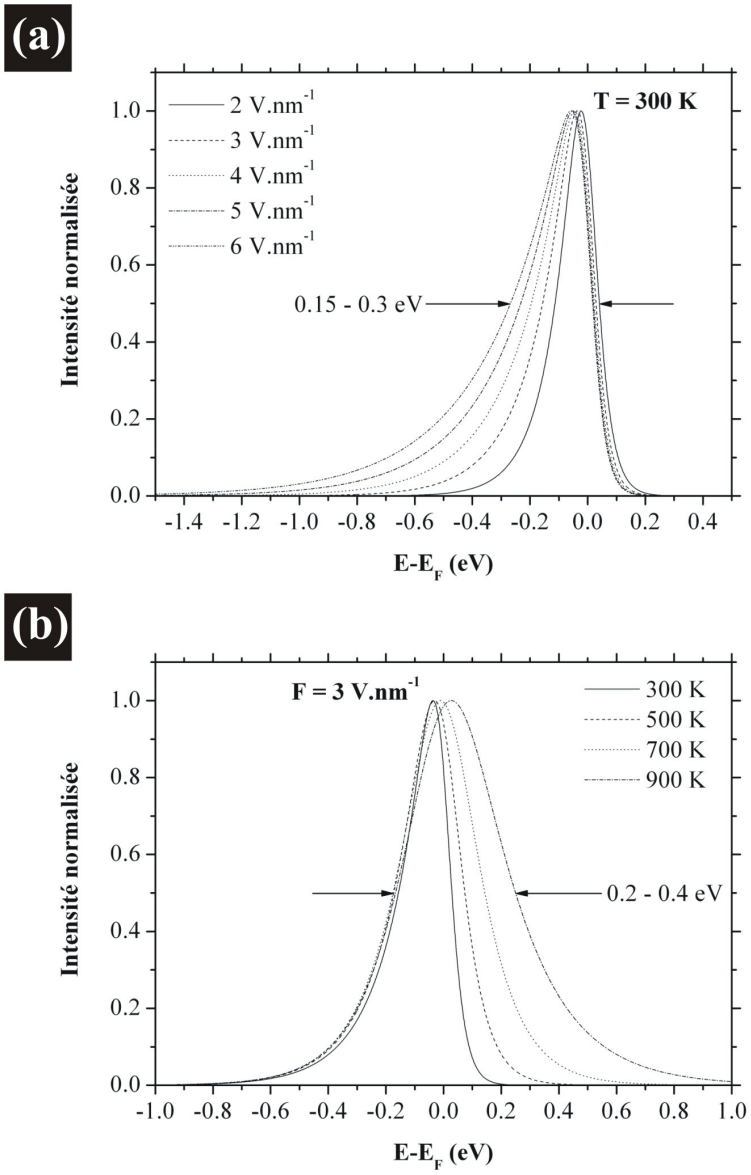


Figure 2-5: Distributions en énergie normalisées (a) en fonction du champ appliqué (à température constante) et (b) en fonction de la température (à champ appliqué constant).

2.2.2.3. Le travail de sortie

De nombreux travaux ont été menés pour calculer la valeur du travail de sortie des nanotubes de carbone et souvent plusieurs valeurs contradictoires ont été annoncées. Une valeur communément admise et utilisée dans ce travail [14,15,16] est de :

$$\boxed{\phi = 4.9 \pm 0.1 eV}$$

2.2.2.4. Propriétés électroniques

La distribution en énergie des électrons émis par des nanotubes de carbone a fait l'objet de nombreux travaux et publications. Des largeurs de pics souvent comprises entre 0.2 et 0.3 eV [17,18,19,20,21] ont été mesurées avec une largeur de pics deux fois plus petites que pour d'autres émetteurs métalliques [10].
Cependant, certaines de ces distributions en énergie montrent des caractéristiques qui laissent supposer un mécanisme d'émission plus complexe :

- Déplacement linéaire du pic avec le champ [18].
- Le pic s'élargit peu du côté des basses énergies lorsque l'on augmente le champ.
- De nouveaux pics apparaissent [17,18,22].

Cette différence avec ce que prévoit la théorie peut provenir soit d'adsorbats à la surface de l'émetteur [12,23] ou bien d'états localisés à l'extrémité du nanotube [24] ce qui a pratiquement le même effet sur la distribution en énergie.

2.2.2.4.a. Etats localisés

Ainsi des mesures réalisées sur des nanotubes de carbone conduisent à penser que la présence de plusieurs pics dans la distribution d'énergie provient d'états localisés à l'extrémité du nanotube (Figure 2-6) [18,21,25]. Ce qui d'ailleurs est corroboré par des calculs théoriques qui montrent une différence de propriétés électroniques entre le corps (continuum d'énergie) et l'extrémité des nanotubes (états localisés) [26,27,28,29].

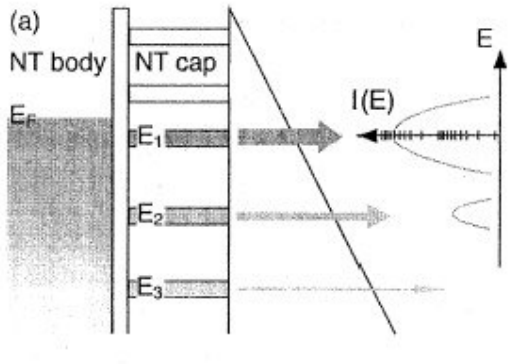


Figure 2-6: Des états localisés à l'extrémité des nanotubes induisent plusieurs pics dans la distribution en énergie.

2.2.2.4.b. Adsorbats

Une autre explication est la présence d'adsorbats, possédant des états localisés, à la surface du nanotube de carbone. L'émission de champ provenant du passage par effet tunnel d'un électron depuis le nanotube vers l'adsorbat puis de l'adsorbat vers le vide [22,30]. Cela est décrit sur la Figure 2-7 et porte le nom d'émission par effet tunnel résonant. Le déplacement des pics étant dû à la pénétration du champ électrique dans l'adsorbat.

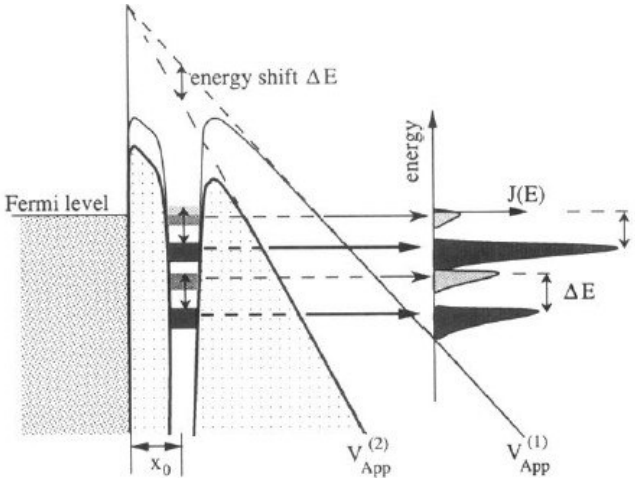


Figure 2-7: Présence d'adsorbats à la surface du nanotube. La présence d'états localisés explique la présence de plusieurs pics dans la distribution en énergie. Le déplacement de ces pics étant dû à la pénétration du champ électrique.

2.2.2.4.c. Cette étude

Dans le cadre de ce travail, la distribution en énergie de nanotubes de carbone synthétisés par PECVD a montré une caractéristique traduisant l'émission de champ par effet tunnel depuis un métal. La Figure 2-8 présente la distribution en énergie réalisée sur un film de nanotubes. On constate que cette distribution en énergie suit la théorie de Fowler-Nordheim et le travail de sortie a été estimé à 4.9 eV [15].

Cette distribution en énergie a été obtenue après conditionnement du nanotube. On a souvent observé que la première émission électronique d'un nanotube se faisait à bas champs appliqués et était instable. Après plusieurs montées successives en courant jusqu'à des courants de 1 μA, l'émission se stabilise, devient reproductible mais les champs appliqués sont plus forts. Cela est caractéristique de la présence initiale d'un ou plusieurs adsorbats à la surface de l'extrémité du nanotube. Après ce conditionnement, on a pu mesurer des distributions en énergie telle que celle de la Figure 2-8.

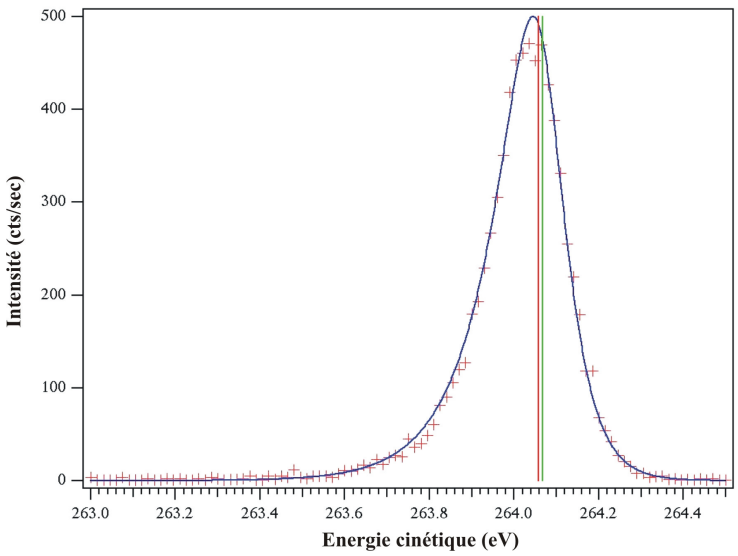


Figure 2-8: Distribution en énergie mesurée sur des nanotubes de carbones synthétisés par PECVD.

2.2.3. L'effet de pointe

En présence d'une pointe sur une surface plane, le champ électrique « local » F_{local} au bout de la pointe est égal au champ appliqué F_{appl} multiplié par un facteur d'amplification qui dépend de la géométrie de la pointe et que l'on note usuellement β.

$$\boxed{F_{local} = \beta \times F_{appliqué}}$$

Équation 2-6: Effet de pointe. Relation entre champ appliqué et champ local.

Pour les nanotubes de carbone qui ont une forme dite de nano-colonne, on trouve dans la littérature plusieurs expressions du facteur d'amplification en fonction du rapport entre la longueur *l* et le rayon *r* de celle-ci, dit rapport d'aspect.

Ainsi d'après Edgcombe et Valdrè [31,32], pour des rapports d'aspect compris entre 4 et 3000, le facteur d'amplification est donné par :

$$\beta = 1.125 \times \left(\frac{l}{r} + 2 \right)^{0.91}$$

Équation 2-7: Facteur d'amplification d'après Edgcombe et Valdrè.

Kokkorakis et al. [33], pour des rapports d'aspect compris entre 20 et 600, donnent la formule suivante :

$$\beta = 5.93 + 0.73 \left(\frac{h}{r} \right) - 0.0001 \left(\frac{h}{r} \right)^2$$

Équation 2-8: Facteur d'amplification d'après Kokkorakis.

Nous avons également simulé (voir suite du chapitre 2) le facteur d'amplification et nous avons trouvé qu'entre 50 et 500, on pouvait approcher de façon assez correcte le facteur d'amplification par :

$$\boxed{\beta = 0.67 \frac{h}{r}}$$

Équation 2-9: Facteur d'amplification d'un nanotube de carbone en fonction de son rapport d'aspect

Remarques: Toutes ces formules donnent des résultats similaires dans la gamme de rapports d'aspect qui nous intéresse, c'est à dire entre 100 et 1000 environ (voir Figure 2-9). C'est la formule que nous utiliserons usuellement pour calculer le facteur d'amplification des nanotubes de carbone en fonction de leurs rapports d'aspect.

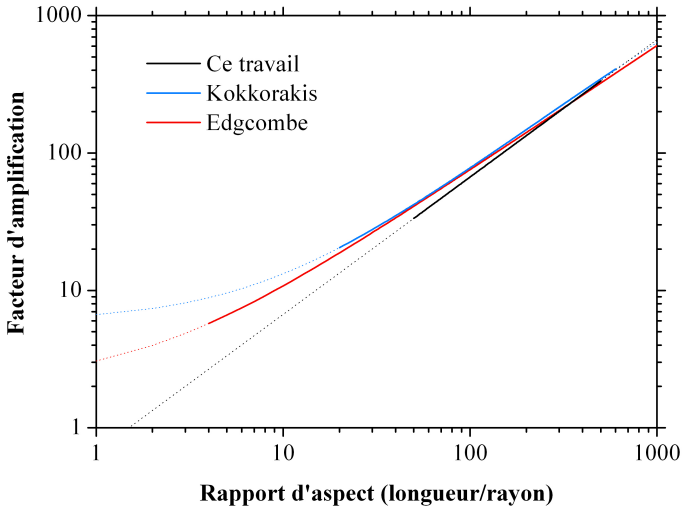


Figure 2-9: Facteur d'amplification d'un nanotube de carbone en fonction de son rapport d'aspect (calculé d'après 3 expressions).

2.3. Les cathodes de type « Spindt »

2.3.1. Introduction

Deux avancées de taille ont permis la naissance et l'émergence de la micro-électronique (puis nanoélectronique) sous vide :

- Tout d'abord les technologies de micro-fabrications développées pour l'industrie des dispositifs à semi-conducteurs.
- L'utilisation de l'émission de champ comme source d'électrons.

Historiquement, les cathodes à émission de champ ont été conçues comme un substitut aux cathodes thermoïoniques utilisées dans les tubes hyperfréquences [34]. C'est donc cette application qui a entraîné la majorité des développements technologiques réalisés dans les réseaux de pointes à émission de champ [35]. Par la suite ces réseaux ont été étudiés pour les écrans plats à émission de champ [36,37,38,39].

2.3.2. Développement des cathodes « Spindt »

Avec les avancées dans le domaine de la microfabrication, il fut possible de rapprocher l'électrode d'extraction de la pointe et ainsi d'avoir des distances de l'ordre du µm entre l'émetteur et la grille (dispositifs dits avec grille intégrée). De plus, il fut possible de diminuer le diamètre des pointes et des ouvertures dans la grille pour diminuer les tensions d'extraction. Cela permit d'avoir des champs plus intenses au sommet de la pointe et des tensions d'extraction des électrons très faibles (<100 V). Tout cela a été stimulé par le développement de cathodes froides couramment appelées cathodes « Spindt » du nom de l'ingénieur qui développa leur procédé de fabrication. Le développement de cette technologie est daté des années 1960 [40,41]. Ce procédé de fabrication permet le dépôt de pointes à l'intérieur de chaque microcavité auto-alignées avec l'ouverture dans la grille. Les premières cathodes consistaient en une structure multicouches avec une grille en Molybdène sur 1 µm d'isolant en silice SiO_2 sur un substrat de Silicium, les pointes étant également en Molybdène (voir Figure 2-10). La technique de fabrication utilisée, issue des

technologies de dépôt de couches minces, permettait de fabriquer des réseaux de plusieurs milliers de pointes avec des densités de plusieurs millions par centimètre carré.

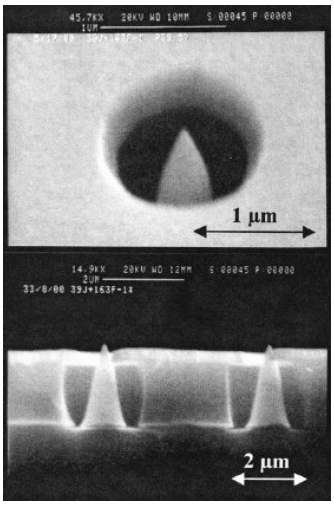


Figure 2-10: Réseau de pointes Spindt.

Typiquement, la tension d'extraction est d'environ 100 V (pour une ouverture dans la grille de 1 µm) et a pu être diminuée (Candescent Technologies) en réduisant le diamètre des ouvertures dans la grille [42]. Ainsi, en réduisant l'ouverture à un diamètre de 300 nm, les tensions de commande sont inférieures à 45 V pour des densités de courant comparables. La durée de vie peut être très grande (>10000 h) à des densités de courant émises qui restent cependant faibles, et on peut réduire le bruit issu d'un émetteur en utilisant un grand nombre d'émetteurs. Avec ces propriétés, les cathodes « Spindt » devinrent très attractives et particulièrement étudiées pour des applications dans les écrans plats à émission de champ et dans des tubes à vide pour amplification hyperfréquence (voir Figure 2-11).

2.3.3. Utilisation pour amplificateurs hyperfréquences

Ces cathodes dites « Spindt » ont également été utilisées comme sources électroniques dans un tube à onde progressive CPI (Communications and Power Industries) dans le cadre d'un contrat avec le Naval Research Laboratory [43]. La modulation à 10 GHz d'un faisceau électronique de 4 mA a été démontrée mais reste à ce jour l'état de l'art en utilisant ces sources froides à micropointes.

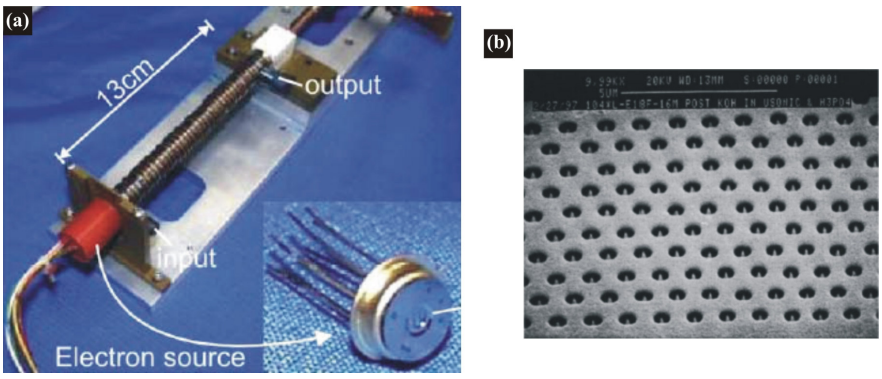


Figure 2-11: TOP 44 intégrant une cathode type Spindt.

En général, des métaux avec une température de fusion élevée (Molybdène, Tungstène…) sont utilisés comme matériaux pour les pointes à émission de champ. Mais des pointes en silicium ont également fait leur apparition dans les cathodes à effet de champ [45] grâce au développement des techniques de micro-fabrication du silicium.
Ces réseaux de pointes possèdent de très bonnes caractéristiques d'émission de champ :

- 2000 $A.cm^{-2}$ pour un courant d'émission de 8 mA obtenu sur un réseau de pointes [46].
- 100 µA par pointes en régime continu et 1 mA en régime pulsé [47].
- Des densités d'émetteurs entre 10^8 $pointes.cm^{-2}$ et 10^9 $pointes.cm^{-2}$ [48].

Mais il demeure de nombreux problèmes à l'utilisation de ces dispositifs:

- Procédé de fabrication non compatible avec de grands substrats.
- Sensibilité à l'environnement, contamination de surface [49].
- Phénomène d'emballement (la résistance augmente avec la température dans ce type d'émetteur et donc il peut se produire un phénomène d'emballement dit explosif où la chaleur dissipée dans la pointe la détruit).

Un autre point doit être souligné ici en ce qui concerne l'application aux tubes hyperfréquences. Il y a en effet une difficulté inhérente à ce type de réseaux de pointes avec grille intégrée : le problème de la capacité cathode-grille. Il est difficile de coupler de la puissance HF dans de tels dispositifs. Due à la technologie de fabrication, la grille d'extraction est à environ 1 µm de la cathode. Les temps de transit des électrons sont donc très faibles mais la capacité cathode-grille est très grande et donc l'impédance d'entrée pour le signal hyperfréquence (en $1/C\omega$) est très faible et ne permet pas de coupler efficacement la puissance HF (court-circuit à hautes fréquences).

A partir des années 1990, les activités de recherche sur le sujet se sont peu à peu tournées vers de nouveaux matériaux pour les cathodes froides et ce en dépit de l'effort de certaines compagnies (PixTech, Candescent Technologies) à vouloir développer des écrans plats avec des cathodes « Spindt ». La principale motivation était de trouver des structures et des matériaux plus robustes et plus faciles à produire. Ainsi essentiellement le diamant et les nanotubes de carbone attirèrent l'attention de tous les chercheurs.

2.4. Les cathodes froides à CNTs

2.4.1. Propriétés structurelles des CNTs

Les nanotubes de carbone appartiennent à la famille des nanofibres de carbone (voir revue détaillée dans [50]) qui sont des fibres dont la longueur varie du µm au mm et dont le diamètre varie du nm à plusieurs centaines de nm. Elles sont composées de feuillets de graphene, c'est à dire de réseaux hexagonaux d'atomes de carbone liés par des liaisons covalentes, comme représenté sur la Figure 2-12a, et on distingue différentes familles de fibres en fonction de l'angle α entre l'axe de la fibre et les feuillets de graphene, voir Figure 2-12b.
Les nanotubes de carbones sont le cas particulier $\alpha = 0$, représenté sur la Figure 2-12c.

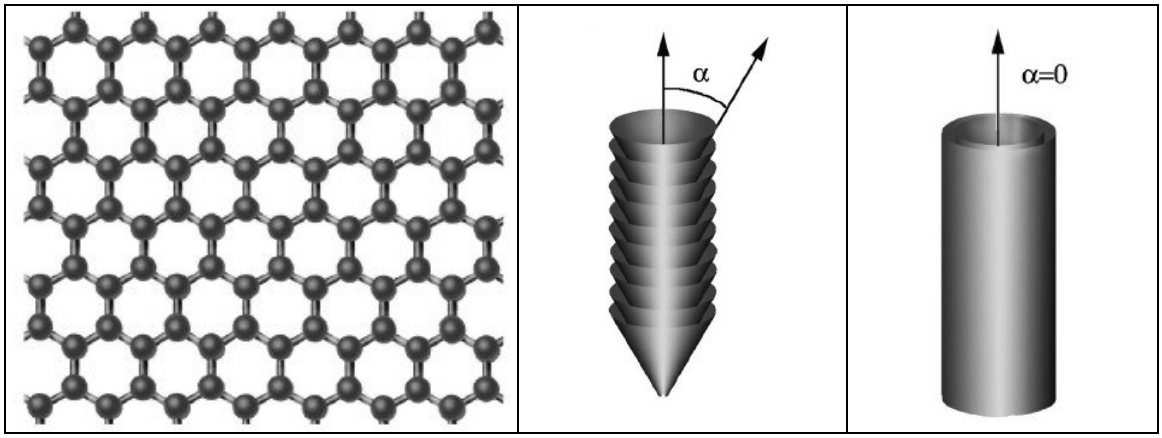


Figure 2-12 : (a) Feuillet de graphème. (b) Classification des nanofibres de carbone. (c) Nanotube de carbone.

Dans le cas idéal, un nanotube de carbone est formé d'un feuillet de graphene enroulé sur lui-même, comme la montre la Figure 2-13a, de façon à former un cylindre dont le cœur est creux. Dans ce cas, on est en présence d'un nanotube dit mono-feuillet ou SWNT pour single-wall nanotube, dont on peut voir une illustration sur la Figure 2-13b. Il y a également le cas de plusieurs cylindres concentriques, on est alors en présence d'un nanotube multi-feuillets ou MWNT pour multi-wall nanotube, voir Figure 2-13c. Les feuillets sont séparés d'une distance inter-feuillet de 0.34-0.39 nm [51]. Cette distance inter-atomique est d'ailleurs proche de la distance de Van-Der-Waals entre les feuillets de carbone dans le graphite (0.34 nm).

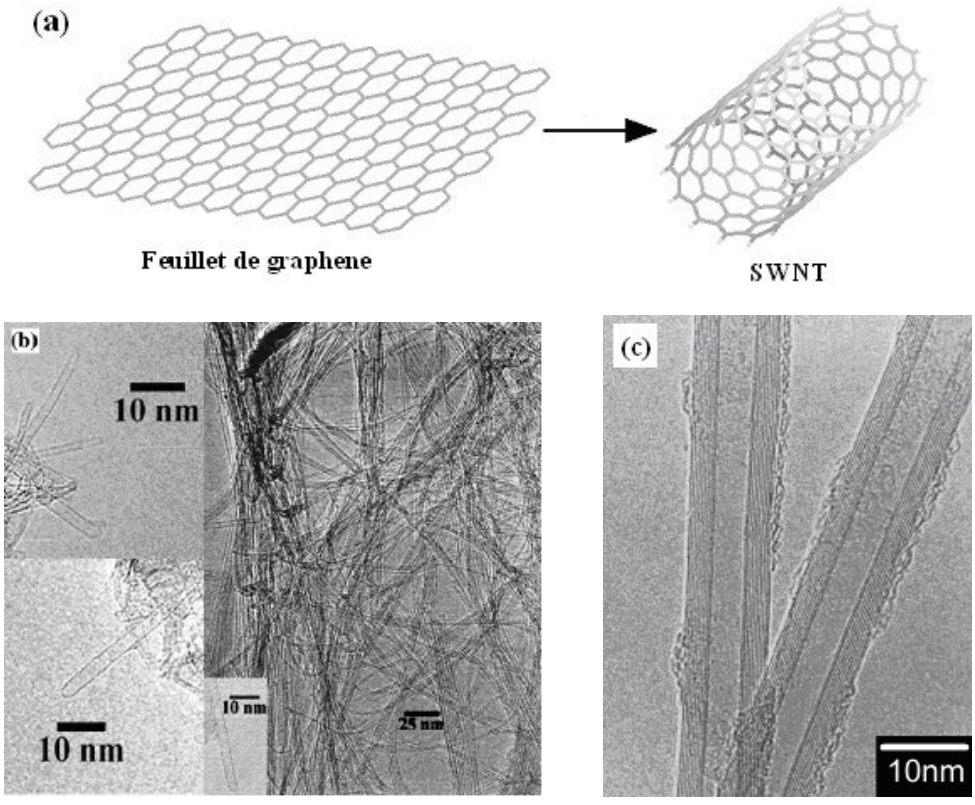


Figure 2-13: (a) Description d'un nanotube de carbone mono-feuillet. (b) SWNT et fagots de SWNTs 52. (c) MWNTs 53.

Typiquement les nanotubes de carbone ont des longueurs de l'ordre du µm et des diamètres qui varient entre 1 nm (0.4-10 nm pour les SWNTs) et 50 nm (2-50 nm pour les MWNTs).

Avec des feuillets de graphème parallèles à l'axe de la fibre, les nanotubes de carbone héritent de propriétés intéressantes qui sont caractéristiques du graphite dans le plan : bonne conductivité électrique et thermique et forte résistance mécanique le long de l'axe. Toutes les liaisons étant satisfaites, ils sont également inertes chimiquement. Les atomes de carbone étant liés par des liaisons covalentes, les nanotubes de carbone sont moins sujets à l'électromigration que les métaux. Les SWNTs peuvent ainsi supporter des densités de courant jusqu'à 10^9 $A.cm^{-2}$ [54] ce qui représente deux ordres de grandeur de plus que les métaux. Les MWNTs peuvent supporter quant à eux des densités de courant de 10^8 $A.cm^{-2}$ [55]. Ils possèdent de plus des propriétés électroniques uniques de par leur structure quasi-unidimensionnelle.

Tout cela en fait un sujet d'études intenses dans divers domaines tels que les matériaux composites (MWNTs et SWNTs) [56], le stockage d'hydrogène (MWNTs et (SWNTs) [57], les composants électroniques de taille nanométrique (SWNTs), voir ainsi par exemple les premiers transistors dans [58] et [59], le type n dans [60], le type p dans [61], l'inverseur dans [60], l'état de l'art dans [62] et l'émission de photons IR par un transistor dans [63], et enfin l'électronique sous vide (MWNTs) adressée par ce travail.

2.4.2. Propriétés électroniques

2.4.2.1. SWNT

Les propriétés exceptionnelles des nanotubes mono-feuillets proviennent de leur structure unidimensionnelle et de leur structure cristalline parfaite. Ces nanotubes peuvent être soit métallique (gap de ~0 eV) ou bien semi-conducteur (gap compris entre 0.4 et 0.7 eV) et ce en fonction de leurs caractéristiques géométriques et plus précisément en fonction de l'orientation du réseau hexagonal avec l'axe du nanotube [64], appelée chiralité. En proportion, on trouve 2/3 de semi-conducteurs contre 1/3 de métalliques. Il a été démontré que le gap varie de façon inversement proportionnelle avec le diamètre du nanotube [65].

2.4.2.2. MWNT

Les nanotubes multi-feuillets sont un arrangement de plusieurs nanotubes mono-feuillets concentriques et il semble, à priori, moins évident de pouvoir les considérer comme des structures unidimensionnelles. Cependant, il a été montré que si on contacte un nanotube multi-feuillet sur sa surface extérieure, le courant qui le traverse est confiné dans le feuillet le plus à l'extérieur [54,66]. Ainsi, étudier un MWNT revient à étudier un SWNT qui aurait un grand diamètre. Ce grand diamètre fait que le gap approche de 0 eV. Ainsi, pour un nanotube de carbone multi-feuillet de diamètre 20 nm, le gap est de 44 meV. On peut ainsi considérer les nanotubes multi-feuillets comme métalliques.

2.4.3. Méthodes de croissance

On distingue 3 méthodes de croissance des nanotubes de carbone : l'ablation laser, la décharge électrique et la croissance en phase vapeur (CVD pour Chemical Vapour Deposition). Ces méthodes sont illustrées sur la Figure 2-14.

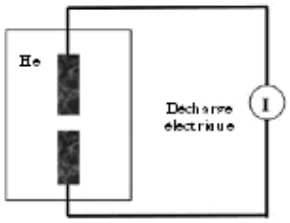
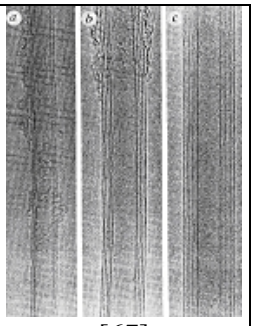
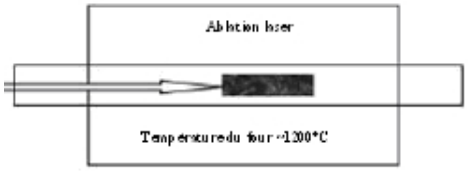
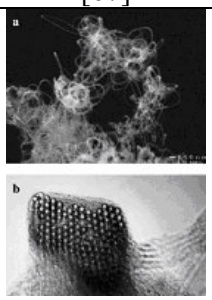
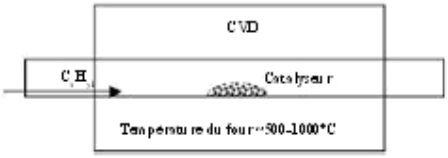
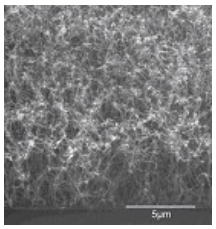
(a) Arc électrique Les atomes de carbone sont évaporés par un plasma d'Hélium déclenché par un fort courant entre une cathode et une anode en graphite. Obtention de MWNTs et de SWNTs (si on ajoute un catalyseur métallique sur l'anode) de très bonne qualité.		 [67]
(b) Ablation laser On utilise des impulsions laser intenses pour réaliser l'ablation des atomes de carbone d'une cible en graphite (+ catalyseurs métalliques) placée dans un four à ~1200°C. Obtention de SWNTs de très haute qualité.		 [68]
(c) CVD On chauffe le catalyseur à hautes températures dans un four et on introduit un gaz hydrocarboné. MWNTs et SWNTs en fonction du catalyseur, du gaz et de la température.		 [69]

Figure 2-14: Les 3 méthodes de croissance des nanotubes de carbone.

2.4.4. Mécanismes de croissance

2.4.4.1. Arc électrique et ablation laser

Le mécanisme de croissance est commun aux deux techniques [70]. Le carbone est dissout dans les particules de catalyseur liquides (5-15 nm de diamètre) jusqu'à saturation de la particule puis il précipite sous la forme de nanotubes de carbone lorsque la température diminue (Figure 2-15).

C'est une réaction qui se produit à températures élevées (>3000 K) et pendant des temps très courts (µs-ms).

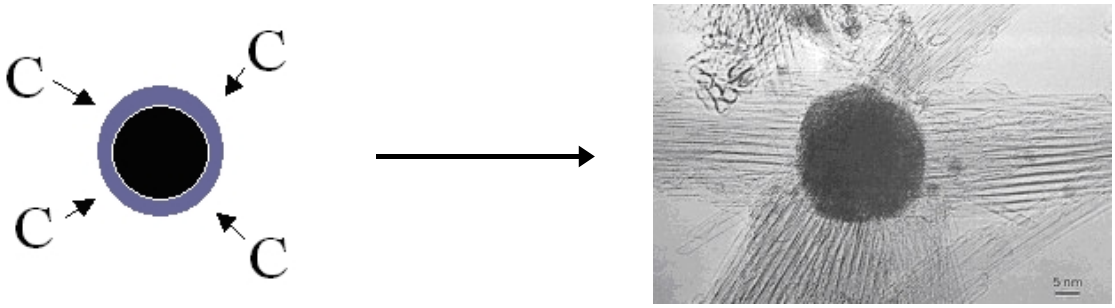


Figure 2-15: Mécanisme de croissance haute température.

2.4.4.2. CVD

Le mécanisme de croissance avait déjà été étudié pour les fibres de carbone [71]. Il y a tout d'abord adsorption et décomposition du gaz hydrocarboné à la surface de la particule de catalyseur. Puis dissolution et diffusion des espèces carbonées dans la particule et enfin précipitation du carbone pour former le nanotube. Les températures de croissance sont moins élevées (700-1400 K) mais les temps de croissance plus long (minutes-heures). On distingue deux cas particuliers de mécanismes de croissance: croissance par la tête sur la Figure 2-16a et croissance par le pied sur la Figure 2-16b en fonction de l'interaction entre le catalyseur et le substrat.

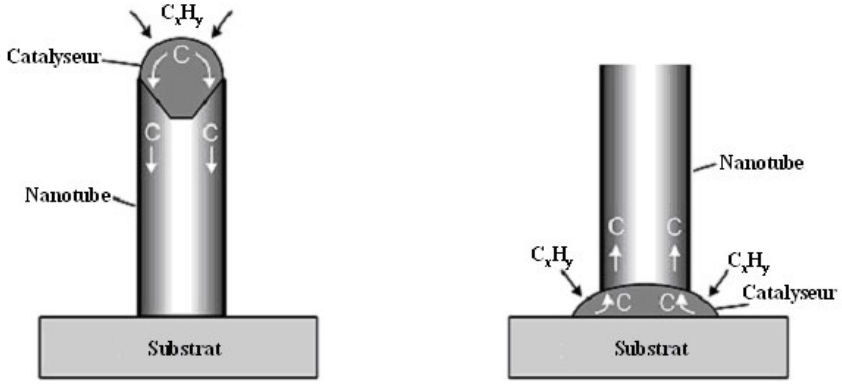


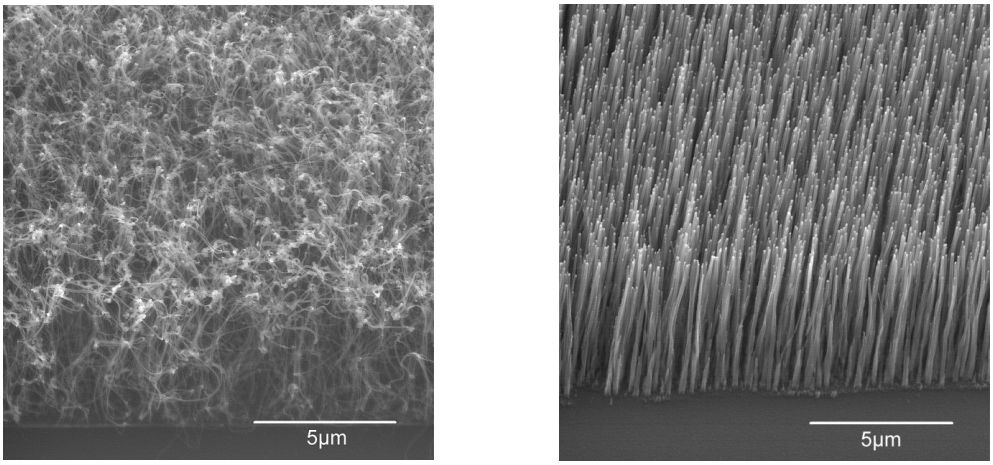
Figure 2-16: Mécanisme de croissance à moyennes températures.

En général, les catalyseurs utilisés sont trois métaux de transition : fer, nickel ou cobalt [72,73].

Bien que l'arc électrique et l'ablation laser soient des techniques de croissance permettant d'obtenir des nanotubes de carbone de très bonne qualité et en grande quantité, elles n'offrent aucun contrôle sur l'arrangement spatial des nanotubes. Elles demandent de plus des étapes de purification complexes. La CVD permet en revanche de faire croître des nanotubes de carbone directement sur un substrat et ne demande aucune étape de purification. Elle se décline en deux techniques similaires :

- La CVD thermique dans laquelle c'est la température qui est la source d'énergie pour partiellement dissocier les gaz.
- La CVD assistée par plasma (PECVD pour Plasma Enhanced CVD) dans laquelle les gaz sont partiellement dissociés dans un plasma. Normalement, l'intérêt du plasma est de diminuer l'énergie d'activation mais dans la plupart des publications reportées à ce jour, les

températures de croissance sont les mêmes que pour la CVD thermique ce qui laisse penser qu'il n'y a pas de réels avantages [74]. Cependant un bénéfice est apparu avec l'utilisation du plasma : l'alignement des nanotubes de carbone dû à l'interaction avec un champ électrique [75,76,77]. Cela est illustré sur la Figure 2-17 où l'on voit deux croissances réalisées dans le cadre de ce travail, sur deux échantillons identiques avec les mêmes conditions de croissance, (a) l'une sans plasma, (b) l'autre en polarisant le substrat à –600 V.



(a) CVD
700°C
40:200sccm C_2H_2:NH_3

(b) PECVD, -600V sur le substrat
700°C
40:200sccm C_2H_2:NH_3

Figure 2-17 : (a) Croissance sans plasma. (b) Croissance avec plasma, alignement des nanotubes.

2.4.4.3. Conclusion

Nous voyons donc qu'il existe une variété de méthodes de croissance et donc une variété de nanotubes de carbone. Chaque application préférera telle ou telle méthode en fonction des caractéristiques des nanotubes voulues. Dans notre cas nous voulons réaliser des cathodes à émission de champ. Nous allons donc tout d'abord faire un état de l'art des cathodes à nanotubes de carbone pour essayer d'identifier les caractéristiques idéales qu'elle doit posséder.

2.4.5. Les nanotubes de carbone comme source d'électrons – Etat de l'art

2.4.5.1. Nanotubes de carbone individuels

On trouve plusieurs façons de mesurer les propriétés d'émission de champ d'un nanotube de carbone individuel. On peut soit monter par micro-manipulation un nanotube de carbone sur une pointe, comme par exemple une pointe en tungstène ou en or obtenue par gravure électrochimique ou bien faire croître celui-ci directement sur une pointe. On mesure alors les propriétés d'émission de champ en appliquant une différence de potentiel entre le support et une anode disposée en regard. Une autre méthode consiste à venir approcher une anode (avec un rayon de courbure suffisamment petit typiquement de l'ordre du µm) à la surface d'un film de nanotubes et de venir mesurer les propriétés d'un seul nanotube.

La Table 2-1 résume les résultats publiés dans la littérature depuis les premières mesures d'émission de champ réalisés en 1995 par Rinzler *et al.* [78]. Sont listées ici les informations concernant le courant maximum émis par des nanotubes individuels, la stabilité de ce courant, le temps de vie, les mécanismes de dégradation et les remarques particulières sur l'expérience décrite dans le papier.

Réf.	Emetteur	I [A]	Stabilité	Dégradation	Remarques
78 (1995)	MWNT Arc élec	2µA		Evaporation	1er papier : émission due à une chaîne d'atomes de carbone ?
79 (1995)	MWNT Arc élec	100nA @ 0.12V.µm^{-1}			Papier complémentaire : Emission Fowler-Nordheim
80 (1998)	MWNT Arc élec	2µA 200µA	±10% 100h ±10% sec	Destruction abrupte	Saturation pour I>0.1µA Instabilité de l'émission
81 (1999)	MWNT Arc élec	0.4µA	±10% 1400h		Distribution en énergie : spectre FWHM ~0.3eV. Déplacement du pic avec V_{appl} Résistance de contact ?
82 (1999)	MWNT Closed Open Arc élec	100µA	±10% 10sec	Destruction abrupte <10ms	Saturation pour I>0.1µA 0.1µA@170V 0.1µA@300V
83 (1999)	SWNT Arc élec	3µA 3µA 100nA 3µA 3µA	±15% 350h -75% 50h ±15% 100h -75% 50h ±15% 50h	Pas de dégradation Bombardt ions réactifs Pas de dégradation Bombardt ions réactifs Pas de dégradation	Sous vide Sous H_2O (10^{-6}Torr) Sous H_2O (10^{-7}Torr) Sous O_2 (10^{-6}Torr) Sous Ar, H_2 (10^{-6}Torr)
84 (1999)	MWNT Closed Open Arc élec	3nA@1000V 0.9µA@600V			Saturation (adsorbats ?)
85 (2000)	SWNT Arc élec	2µA >300nA		Pas de saturation Forte saturation	Après élimination des adsorbats H_2O 10^{-7}Torr, adsorbats
86 (2000)	MWNT Arc élec	10pA 4nA	Stable Instable		Forte saturation
87 (2000)	MWNT CVD	200µA		Dommages structurels Arrachage de feuillets	Nécessité d'augmenter E_{appl}
88 (2001)	SWNT Arc élec	300nA-2µA		Evaporation assistée par champ électrique	Déviation I-V quand T augmente
89 (2001)	MWNT CVD	200nA-1µA	Instable	Dégradation graduelle du nanotube	
90 (2001)	MWNT CVD	<300nA >300nA 10µA		Instabilité du courant Saturation Destruction	Présence d'adsorbats Résistance de contact T augmente
91 (2002)	MWNT CVD	10µA@40V.µm^{-1} 250µA@65V.µm^{-1}	Instable	Dégradation graduelle des feuillets	Forces électrostatiques Chauffage par effet Joule
92 (2002)	MWNT CVD	0.1µA			Forte saturation
93 (2002)	MWNT CVD	1µA	Stable (désorption)		T_{apex}=2000K @ 1.3µA R_{CN} diminue avec T
94 (2002)	MWNT PECVD	20µA		Evaporation du nanotube	Forte saturation due à des adsorbats Désorption pour I > 1µA
95 (2003)	MWNT PECVD	10-20µA		Saturation à forts courants Destruction	Destruction due aux forces électrostatiques ?
96 (2003)	MWNT Arc élec	100nA 200nA	±10% 1h	Adsorbats Destruction	Distribution en énergie spectre FWHM ~0.25eV
97 (2003)	MWNT CVD	4µA (r=3nm) 180µA (r=20nm)		Destruction par claquage	Chauffage par effet Joule Evaporation
98 (2003)	MWNT CVD	0.1µA			Courant très instable adsorbats
99 (2003)	MWNT CVD	10µA <1µA >1µA		Courant maximum Dégradation mécanique (contact nanotube/substrat) Evaporation du nanotube	Forte saturation pour I>0.1µA, résistance de contact entre le nanotube et le substrat
100 (2004)	MWNT CVD	0.3µA		Saturation	Diminution du courant émis avec la longueur du nanotube
101 (2004)	MWNT CVD	2µA 26µA	±25% >1h ±2% 10min	Instable (adsorbats) Stable	Emission + favorable par nanotube perpendiculaire au substrat
102 (2004)	MWNT Arc élec	>10µA	Instable	Dégradation graduelle des feuillets	
103 (2004)	MWNT CVD	100nA	>1 year		2.10^{-10}mbar
104 (2004)	MWNT CVD	<1µA 2µA	±0.1% 1h	Excellente stabilité Instabilité	

		> 2µA	±0.5% 1h	Dégradation	
105 (2004)	MWNT CVD	1µA			Φ=5.1±0.1eV
106 (2005)	MWNT CVD	<50µA >50µA		Emission stable Destruction	Dégradation graduelle des feuillets

Table 2-1 : Etat de l'art de l'émission de champ de nanotubes de carbone individuels.

De ce tableau, nous pouvons tirer plusieurs conclusions intéressantes:

- L'émission de champ d'un nanotube de carbone suit la théorie de Fowler-Nordheim.
- La configuration idéale pour un nanotube de carbone est d'être perpendiculaire au substrat, on a ainsi amplification maximale du champ électrique appliqué.
- La plupart des caractéristiques d'émission de champ réalisées sur des nanotubes de carbone montre une saturation à forts courants émis (>0.1 µA). Cette saturation résulte soit de la présence d'adsorbats à la surface du nanotube soit d'une résistance en série avec le nanotube (mauvais contact électrique avec le substrat par exemple).
- La dégradation des nanotubes est souvent due à un courant important qui le traverse et qui provoque son échauffement. On assiste alors à une dégradation par évaporation de carbone du nanotube (à cause des champs électriques intenses et de la température) qui peut provoquer un arc électrique. Cette dégradation est quasi-instantanée et irréversible.
- Une bonne stabilité du courant émis est généralement observée quand le nanotube fonctionne à un courant bien inférieur à son courant de destruction.

2.4.5.2. Films de nanotubes de carbone

On distingue plusieurs types de films de nanotubes qui peuvent être rangés dans différentes catégories. Il y a d'une part les films dits « continus » (toute la surface de la cathode est recouverte de nanotubes de carbone) et les films dits « localisés » (on localise les nanotubes de carbone). Et dans chacune de ces catégories, on peut soit faire croître directement les nanotubes de carbone sur la surface de la cathode (par CVD en localisant le catalyseur par exemple) ou bien on peut faire croître les nanotubes de carbone et les déposer ensuite sur la cathode (on mélange les nanotubes avec un matériau que l'on vient ensuite déposer sur la surface de l'échantillon).

La Table 2-2 résume les principaux résultats publiés dans la littérature. Sont listés ici la surface de la cathode, le courant maximum émis et le champ électrique appliqué correspondant, la stabilité de l'émission, les mécanismes de dégradation et les remarques particulières sur l'expérience décrite dans le papier.

Réf.	Emetteurs	S [cm^2]	I	J [$A.cm^{-2}$]	E_{appl} [$V.\mu m^{-1}$]	Stabilité	Dégradation	Remarques
107 (1995)	Nano-filaments	3e-3	1.4mA	0.5 0.2	100 50	100h	Claquage, chauffage par effet Joule	
108 (1995)	MWNT Arc élec	0.01	1mA	0.1	35			
109 (1995)	Nano-filaments	3e-3	2.8mA	0.9	83			
110 (1996)	Nano-filaments	2.8e-3	1.8mA	0.6	67			@ T=745K
111 (1996)	MWNT Arc élec	25e-6	10µA	0.4	15		Forte saturation Interaction entre NTs ?	MWNTs dans une matrice d'Epoxy
112 (1997)	MWNT Arc élec	0.025	10µA	0.45 10^{-3}	1.7			
113 (1997)	MWNT Arc élec	0.01	0.15mA	15 10^{-3}	6.5			
114 (1997)	MWNT Arc élec	25e-6	16µA	0.6	6		Forte saturation Interaction entre NTs ?	MWNTs dans une matrice d'Epoxy
115 (1998)	SWNT Arc élec	0.07	0.7mA	10 10^{-3}	4.5		Forte saturation	SWNTs non métalliques ?

116 (1998)	MWNT CVD	0.1	0.1µA	$1\ 10^{-6}$	2			
117 (1999)	SWNT laser ablation	1e-4	0.4mA	4 $20\ 10^{-3}$ 0.5	60 6 17	Max. Stable Instable	Dégradation due aux ions	Saturation à forts courants
118 (1999)	MWNT CVD	6e-3	60µA	$10\ 10^{-3}$	6			
119 (1999)	MWNT CVD	8e-5	80µA 21µA 1µA	1 0.25 0.0125	12	Max. ±5% ±20%	Forte saturation Etats localisés à la pointe ?	Forte saturation
120 (1999)	MWNT Arc élec	5e-4	0.5mA	1	1.5		Forte saturation	
121 (1999)	SWNT Arc élec	16.67	1.5mA	$9\ 10^{-5}$	3		Forte saturation	
122 (2000)	MWNT CVD	0.01	0.5mA	$50\ 10^{-3}$	5		Forte saturation I> 10µA	Nanotubes alignés perpendiculairement au substrat
123 (2000)	MWNT CVD	0.09	270µA 120µA	$3\ 10^{-3}$ $1.3\ 10^{-3}$	4 3	Max. ±2% 1h	Forte saturation	
124 (2000)	MWNT CVD	2.5e-3	3.8mA	1.5	17.5		Saturation	Mauvais contact électrique, bombardement ionique ?
125 (2000)	MWNT CVD	3.3e-6	10µA	3	6.3	2h	Chute progressive du courant $0.1A.cm^{-2}$ en 20h	
126 (2000)	MWNT PECVD	1	10mA	$10\ 10^{-3}$	15		Très forte saturation	
127 (2000)	MWNT PECVD	2e-3	0.2mA	0.1	4			Film dense ϕ=5±0.3eV
128 (2001)	MWNT CVD	1	5mA	$5\ 10^{-3}$	7		Bonne stabilité après conditionnement >0.1mA	Film dense
129 (2001)	MWNT CVD	7e-3	0.7mA	0.1	8.2		Conditionnement pour obtenir émission reproductible	Saturation du courant Film idéal : nanotubes localisés
130 (2001)	MWNT CVD		1.5µA		2	±10%	Décroissance du courant	Film dense Bombardement ionique
131 (2001)	MWNT Arc élec	0.017	0.14mA	$8.2\ 10^{-3}$	7		Saturation du courant	Film dense
132 (2001)	MWNT Arc élec	0.7	5mA	$7.2\ 10^{-3}$	5		Saturation du courant	Film dense
133 (2001)	MWNT CVD	1	0.1mA	10^{-4}	8			Film dense
134 (2002)	MWNT PECVD	0.07	0.3µA 1µA 20µA 1mA	 $0.3\ 10^{-3}$ $15\ 10^{-3}$	7.5 7.5 7.5 14	 Max.	Forte saturation	Film dense Film moins dense Réseaux de CNs individuels
135 (2002)	MWNT CVD	26.6e-6	13.3µA	0.5	9			Film dense
136 (2002)	MWNT CVD	8e-3	5µA	$6\ 10^{-4}$	6			Film dense
137 (2002)	MWNT CVD	7e-3	0.35mA	0.05	8			Film dense
138 (2002)	SWNT Ablation laser	0.125	16mA 1.8mA	0.13 0.014	11.3 6.5	 ±3% 10h	Saturation	Meilleure configuration : nanotubes localisés
139 (2002)	SWNT Ablation laser	0.2	28mA	0.14	8		Saturation	
140 (2003)	MWNT CVD MWNT CVD	2.25	6.75mA 22.5mA	$3\ 10^{-3}$ $10\ 10^{-3}$				Film continu Blocs localisés
141 (2004)	MWNT PECVD	1 1	0.1mA 0.1mA	1 10-4 1 10-4	12 6		Saturation Résistance en série ?	Film dense Film moins dense
142 (2004)	SWNT	1	2mA 1mA	$2\ 10^{-3}$ 10^{-3}	8 7.3	 -30% 25h		Plots de SWNTs
143 (2004)	MWNT PECVD	0.5	5mA	$9.4\ 10^{-3}$	18.8		Forte saturation	
144 (2004)	MWNT PECVD	2e-3	1.2mA	0.6	6		Conditionnement Impact néfaste de O_2	Film continu
145 (2004)	MWNT PECVD	1e-3	0.1mA	0.1	1		Peu de dégradation	
146 (2005)	MWNT CVD			$7\ 10^{-3}$	6	Stable		
147	MWNT	1.75	35mA	$20\ 10^{-3}$	5			

(2005)	CVD							
148 (2006)	MWNT CVD	0.15	11mA	0.073	5	stable		Pâte de MWNTs Dans un TOP
149 (2007)	MWNT CVD	0.16e-2 0.64e-2	5.6mA 9.8mA	3.5 1.5	70 41			Gated FEAs
150 (2007)	MWNT PECVD	0.2	710mA	3.5	9.6	stable		Stable à 500mA - 20h

Table 2-2 : Etat de l'art de l'émission de champ de films de nanotubes de carbone.

De cet autre tableau, nous pouvons tirer une autre série de conclusions intéressantes :

- De forts courants ont déjà été obtenus avec des cathodes présentant une grande surface émissive et de fortes densités de courant avec des cathodes présentant de faibles surfaces.
- La saturation du courant émis est également largement observée sur les films de nanotubes de carbone et attribué à plusieurs effets comme une résistance en série avec les émetteurs (mauvais contact électrique) ou l'écrantage latéral du champ électrique sur les films denses de nanotubes.
- La configuration idéale semble être celle de nanotubes individuels séparés d'une distance qui permet à la fois d'éviter l'écrantage latéral et de conserver une bonne densité d'émetteurs.
- Lorsque l'on regarde l'évolution du courant émis avec le temps, celui-ci est stable s'il est choisi suffisamment en dessous du courant limite mais il se dégrade rapidement s'il est trop proche du courant limite.

2.4.5.3. Architecture du réseau choisie

De forts courants et de fortes densités de courant ont déjà été obtenus sur des films de nanotubes de carbone. Cependant on remarque que les fortes densités de courant sont obtenues sur de petites surfaces (de faibles courants sont émis) et les forts courants sont obtenus sur de grandes surfaces (faibles densités de courant) ce qui est résumé sur la Figure 2-18.

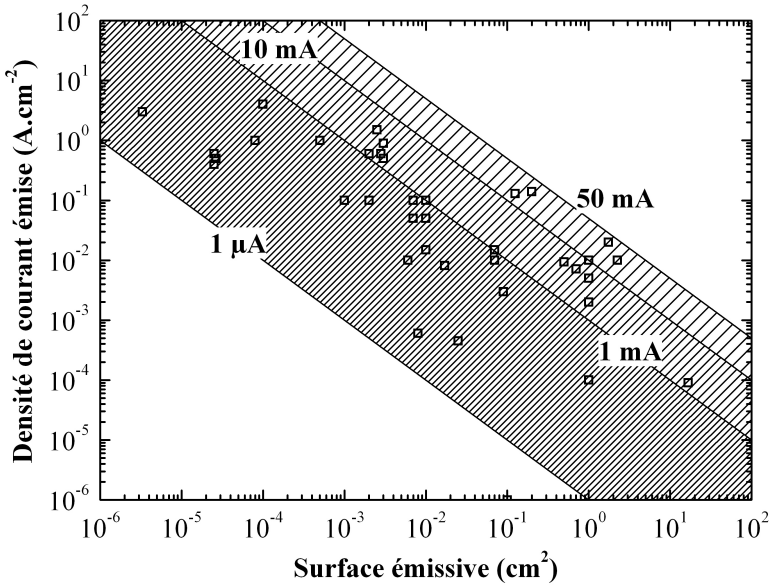


Figure 2-18: Etat de l'art des cathodes froides à nanotubes de carbone. On a tracé la densité de courant émise en fonction de la surface émissive de la cathode.

Or pour une application aux tubes électroniques, il faut de forts courants (~10 mA) et de fortes densités de courant (~A.cm^{-2}). Les caractéristiques d'émission d'une cathode ne dépendant pas seulement des propriétés individuelles des émetteurs, il faut également prendre en compte l'architecture du film.

2.4.5.3.a. L'émetteur idéal

Comme nous l'avons vu, la forme de pointe idéale est celle de la nano-colonne, c'est à dire un cylindre fermé par une demi sphère. De plus, pour bénéficier d'une amplification maximale, la pointe doit être perpendiculaire au substrat (c'est-à-dire aux équipotentielles). Plusieurs publications ont d'ailleurs montré que les nanotubes de carbone dans cette configuration possédaient de meilleures propriétés d'émission de champ (plus forte densité de courant et champ seuil plus faible) que pour un film de nanotubes enchevêtrés [151,152].

D'autre part, pour maximiser le facteur d'amplification, qui pour cette forme de pointe est donné par :

$$\beta = 1.125 \times \left(\frac{l}{r} + 2 \right)^{0.91}$$

Équation 2-10: Facteur d'amplification d'une nano-colonne (D'après Edgcombe et Valdrè [153]).

et ainsi obtenir l'émission de courant par effet tunnel pour de faibles champs électriques appliqués, il faut maximiser la longueur l de la pointe et minimiser son rayon r.

L'émetteur doit également être un bon conducteur électrique et thermique (pour éviter une augmentation trop importante de la température lorsqu'il est parcouru par un fort courant). De plus, pour éviter la saturation du courant émis et une augmentation localisée de la température à une interface, il faut réaliser un bon contact électrique entre l'émetteur et le substrat.

L'émetteur idéal est donc un nanotube de carbone métallique, possédant une excellente conductivité électrique et thermique, orienté perpendiculairement au substrat, avec un fort rapport d'aspect, et possédant un bon contact électrique avec le substrat.

2.4.5.3.b. Le réseau idéal

Pour un réseau composé de plusieurs émetteurs, il est difficile de relier les propriétés individuelles des émetteurs, leur arrangement et le comportement global de la cathode. Le réseau idéal est néanmoins un réseau ordonné d'émetteurs perpendiculaires au substrat. En effet, un enchevêtrement d'émetteurs tel qu'il est présenté sur la Figure 2-19a n'est pas souhaitable à cause de l'écrantage important du champ électrique appliqué. La densité de pointes est peut être plus élevée mais pas la densité d'émetteurs puisqu'ils s'écrantent mutuellement. Il vaut ainsi mieux préférer un arrangement tel que présenté sur la Figure 2-19b qui permet de maximiser le facteur d'amplification de chaque pointe [127]. Cependant pour un tel réseau plusieurs questions s'ajoutent : quelle distance choisir entre les émetteurs, quel est l'impact sur le temps de vie puisque la densité de pointes est réduite, quelle est l'importance de l'homogénéité ?

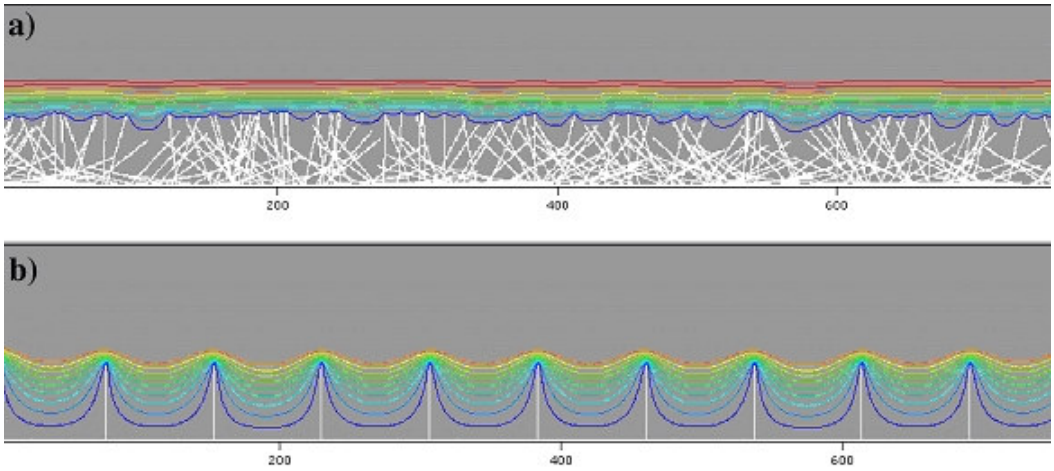


Figure 2-19: (a) Ecrantage du champ électrique. (b) Amplification du champ électrique.

2.4.5.4. Simulations

Pour répondre à ces questions, nous avons réalisé des simulations avec le logiciel CPO-3D (pour Charged Particles Optics). C'est un programme qui permet de résoudre des problèmes d'électrostatique à trois dimensions sur la base de la méthode des charges surfaciques. Ce logiciel permet de calculer la valeur du potentiel et du champ électrique en tout point d'un système préalablement défini par l'utilisateur et constitué d'électrodes de formes déterminées.

2.4.5.4.a. Méthode des charges surfaciques

Le principe de cette méthode est simple, celle-ci est basée sur le fait que dans un système d'électrodes conductrices, des charges réelles apparaissent à la surface des électrodes lorsqu'on applique des potentiels à chacune de ces électrodes. En l'absence de possibilités de fuite, ces charges resteront quand les branchements responsables des potentiels appliqués seront retirés. Ces charges surfaciques sont alors les sources de tous les champs et potentiels du système. Dans cette méthode, on remplace ainsi les électrodes par ces charges surfaciques. Chaque électrode est décomposée en un maillage plus ou moins précis déterminé. Chaque maille est ensuite considérée comme portant une charge surfacique uniforme. Cela constitue la seule approximation réalisée dans le cadre de cette méthode. Une fois les électrodes et leur maillage défini ainsi que les potentiels appliqués, CPO va pouvoir calculer les champs et potentiels en tout point de notre système.

On définit donc tout d'abord le système, c'est à dire les différentes électrodes (cathode, nanotube de carbone, anode…) sous la forme de plusieurs surfaces élémentaires (maillage). Les surfaces étant soumises à des variations plus importantes de champs électriques (la pointe du nanotube par exemple) doivent être maillées plus finement que les zones soumises à des champs constants (anode). On applique ensuite des potentiels à ces électrodes et le logiciel calcule le champ électrique en tout point de l'espace.

Il est ainsi possible de modéliser un ou plusieurs nanotube(s) de carbone perpendiculaires au substrat auquel(s) on applique un champ $E_{appliqué}$. On peut alors calculer le champ local au bout du nanotube E_{local} et ainsi en déduire le facteur d'amplification β qui est donné par:

$$\beta = \frac{E_{local}}{E_{appliqué}}$$

Équation 2-11: Expression du facteur d'amplification.

2.4.5.4.b. Simulation d'un nanotube de carbone

Tout d'abord, nous avons simulé le cas d'un nanotube unique perpendiculaire au substrat (Figure 2-20) pour établir la valeur de son facteur d'amplification en fonction de ses caractéristiques géométriques.

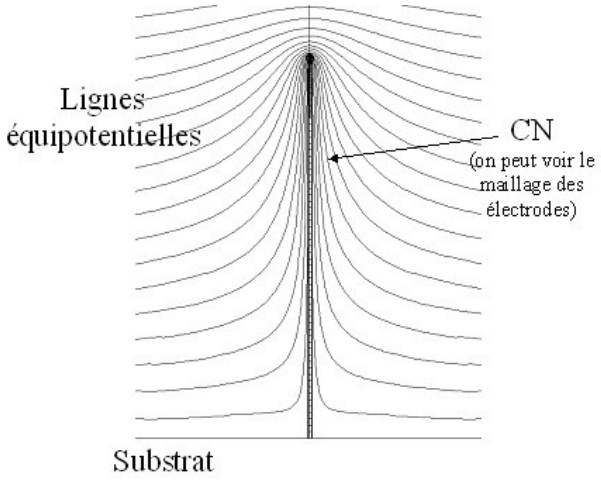


Figure 2-20: Simulation d'un nanotube de carbone soumis à un champ électrique. On peut distinguer le maillage du nanotube en plusieurs électrodes élémentaires.

Sur la Figure 2-21 est représenté le facteur d'amplification en fonction du rapport d'aspect pour différents nanotubes simulés.

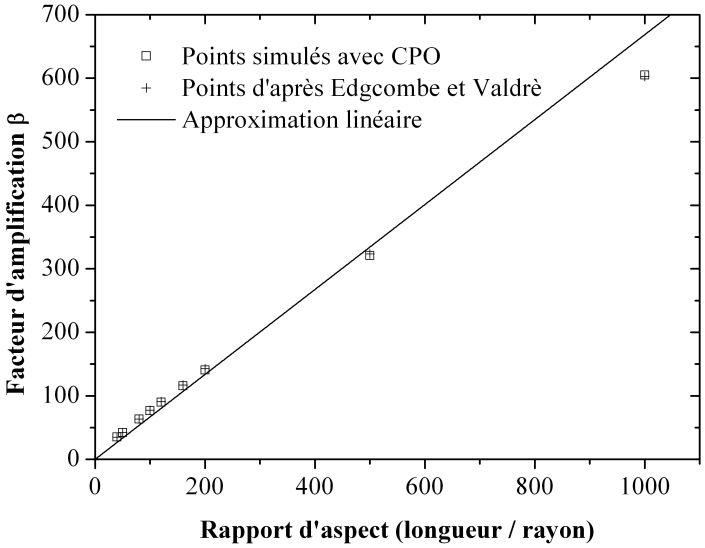


Figure 2-21: Facteur d'amplification du champ électrique d'un nanotube de carbone en fonction de son rapport d'aspect géométrique.

Sur cette figure est également représenté la valeur du facteur d'amplification telle que la donne la formule d'Edgcombe et Valdrè. Nos simulations sont en très bon accord avec leurs résultats. Pour des nanotubes de carbone dont le rapport d'aspect se situe entre 0 et 1000, on peut approcher le facteur d'amplification par :

$$\beta = 0.67 \times \frac{l}{r}$$

Équation 2-12: Facteur d'amplification d'un nanotube de carbone en fonction de son rapport d'aspect.

2.4.5.4.c. Simulations d'un réseau de nanotubes de carbone

Ensuite pour simuler l'impact de la proximité d'autres émetteurs, nous avons simulé le cas d'un réseau carré de 5x5 nanotubes (Figure 2-22) pour lequel nous avons fait varier le rapport entre le pas (entre deux nanotubes) et la longueur des nanotubes. Nous avons ensuite calculé le facteur d'amplification du nanotube situé au centre en fonction de ce rapport pour quantifier l'impact de la proximité d'autres émetteurs.

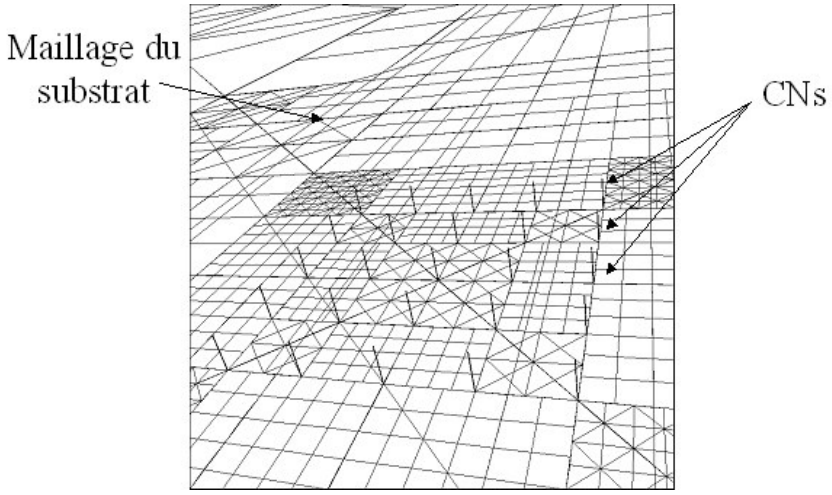


Figure 2-22: Simulation d'un réseau de 5x5 nanotubes de carbone. On peut voir ici le maillage de la cathode.

Les résultats sont présentés sur la Figure 2-23 sur laquelle on a tracé (points simulés) le rapport entre le facteur d'amplification du nanotube dans le réseau et le facteur d'amplification lorsqu'il est seul en fonction du rapport pas/longueur. La ligne continue est l'approximation des points issus de la simulation.

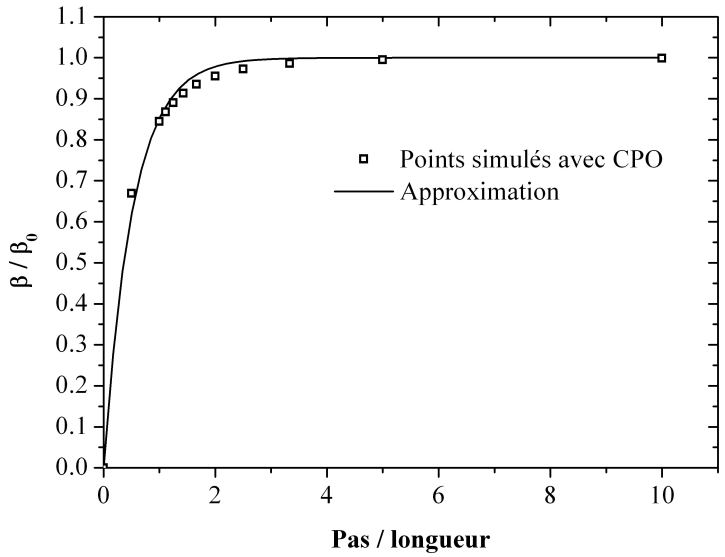


Figure 2-23: Facteur d'amplification d'un nanotube dans un réseau en fonction du rapport pas sur longueur.

Pour un rapport élevé le facteur d'amplification d'un nanotube dans le réseau est égal au facteur d'amplification s'il était seul. En revanche, lorsque ce rapport diminue, le facteur d'amplification du nanotube dans le réseau diminue et chute rapidement pour un rapport inférieur à 2. Nous avons déduit de ces simulations une loi approchant les points simulés :

$$\frac{\beta}{\beta_0} = 1 - \exp\left(-1.917 \times \frac{p}{l}\right)$$

Équation 2-13: Facteur d'amplification d'un nanotube de carbone dans un réseau en fonction du pas entre les nanotubes.

où β est le facteur d'amplification du nanotube dans le réseau, β_0 est le facteur d'amplification du nanotube lorsqu'il est seul, p est le pas entre deux nanotubes dans le réseau et l est la longueur du nanotube.

Ainsi il y a une compétition entre la densité d'émetteurs et le facteur d'amplification : pour une surface de cathode donnée, plus il y a d'émetteurs et plus le facteur d'amplification de ceux-ci diminue à cause de l'écrantage du champ électrique. Et inversement si on diminue le nombre d'émetteurs.

Pour simuler cette compétition et trouver le meilleur compromis, nous avons calculé pour une taille de réseau donnée (1 mm^2 ce qui correspond à l'ordre de grandeur des réseaux que nous voulons réaliser), comprenant des émetteurs de longueur 5 µm et de rayon 25 nm (β ~140), la densité de courant émise par ce réseau en fonction du rapport pas/longueur et ce pour différents champs électriques appliqués (entre 10 et 30 $V.\mu m^{-1}$ qui sont les champs appliqués habituellement). Le travail de sortie étant pris égal à 4.9 eV.

Les résultats se trouvent sur la Figure 2-24 sur laquelle nous avons représenté la densité de courant normalisée (par rapport au maximum de densité de courant) en fonction du rapport pas/longueur. Les croix indiquent le maximum d'émission. Plus le champ augmente et plus le rapport optimum diminue mais pour les champs que l'on souhaite appliqués, le rapport optimum se situe autour d'un rapport de 2.

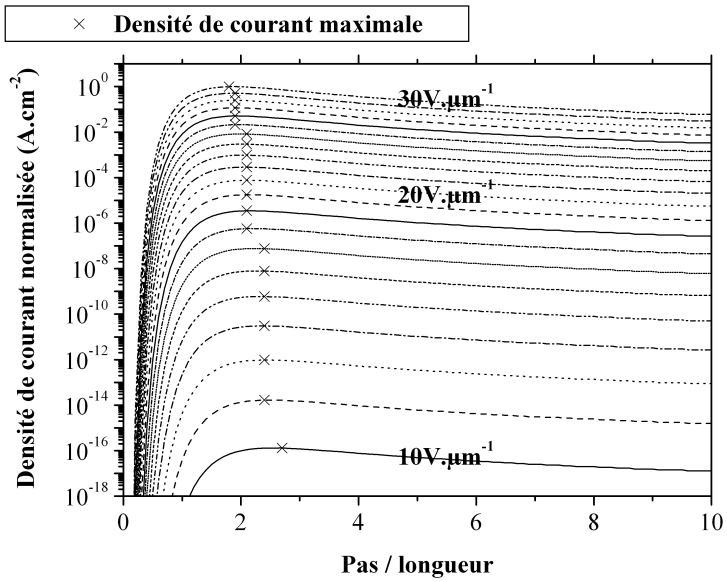


Figure 2-24: Densité de courant normalisée en fonction du rapport pas/longueur.

La cathode idéale est donc un réseau de nanotubes de carbone orientés perpendiculairement au substrat et séparés d'un pas de 2 fois leur longueur.

2.4.5.4.d. Comment réaliser une telle cathode ?

Pour réaliser une telle cathode nous avons choisi de faire croître les nanotubes de carbone par PECVD. Cette technique, ainsi que certaines méthodes dérivées de la PECVD (par exemple : filament chaud [154], plasma micro-ondes [155], et ICP [156]), permet en effet de faire croître les nanotubes de carbone perpendiculairement au substrat et à des endroits bien définis en localisant le catalyseur. Il n'y a ainsi pas d'étape d'extraction, de purification et de manipulation des nanotubes.

Dans le paragraphe suivant sera explicitée la méthode de croissance des nanotubes de carbone par PECVD utilisée dans ce travail.

2.4.6. La croissance des nanotubes de carbone par PECVD

La croissance des nanotubes de carbone était réalisée en majeure partie à l'Université de Cambridge et le travail sur la croissance se faisait en étroite collaboration avec Ken B. K. Teo [157,158,159]. Des croissances ont également été réalisée au laboratoire de physique des interfaces et des couches minces de l'école Polytechnique en collaboration avec Costel S. Cojocaru [160].

2.4.6.1. Le catalyseur

Typiquement les catalyseurs utilisés pour la croissance de nanotubes de carbone sont 3 métaux de transitions : le fer (Fe), le nickel (Ni) et le cobalt (Co).

Dans ce travail, le catalyseur utilisé a été le nickel car il est le meilleur catalyseur pour la croissance de nanotubes de carbone multi-feuillets orientés perpendiculairement au substrat [161].

Pour former les agrégats de catalyseur, on dépose tout d'abord le métal en couche mince, ici par évaporation, l'épaisseur du film déposé étant typiquement de 7 nm (épaisseur contrôlée par une balance à quartz) puis on chauffe le substrat (température de croissance ~700°C). Le film se fragmente et s'agglomère pour former par coalescence des agrégats de nickel (Figure 2-25).

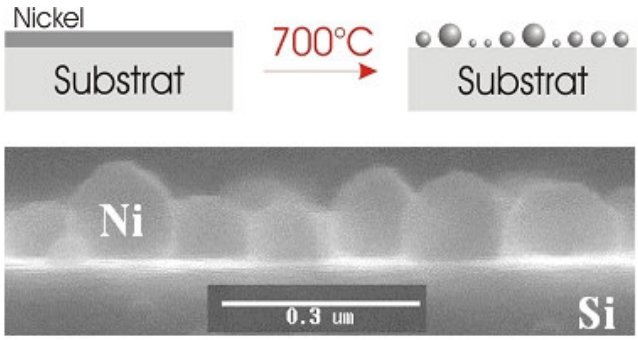


Figure 2-25: Formation des agrégats de nickel à 700°C et images de celle-ci sur un substrat de silicium.

2.4.6.2. La croissance des nanotubes de carbone

Après formation des agrégats de Ni, la seconde étape est la croissance des nanotubes de carbone par PECVD. Cela consiste à activer un mélange de gaz pour créer des entités réactives qui vont se déposer, réagir et former de nouveaux composés à la surface du substrat. Dans ce travail, on a utilisé un mélange de 2 gaz : un gaz précurseur de carbone (acétylène C_2H_2) et un gaz réducteur (ammoniac NH_3), la croissance s'effectuant à une température entre 650 et 850°C. Cette température élevée est en effet nécessaire à la décomposition du gaz et à la diffusion du carbone dans les particules de catalyseur [68].

Le plasma est activé en appliquant une tension négative à la cathode (substrat). Typiquement, la tension appliquée se situe entre -600 et -700 V. Ce plasma crée une région proche de la cathode dans laquelle règne un champ électrique perpendiculaire au substrat et c'est ce champ électrique qui aligne les nanotubes de carbone pendant la croissance. Le champ électrique nécessaire est assez faible, de l'ordre de 0.1-0.5 $V.\mu m^{-1}$ [162,163].

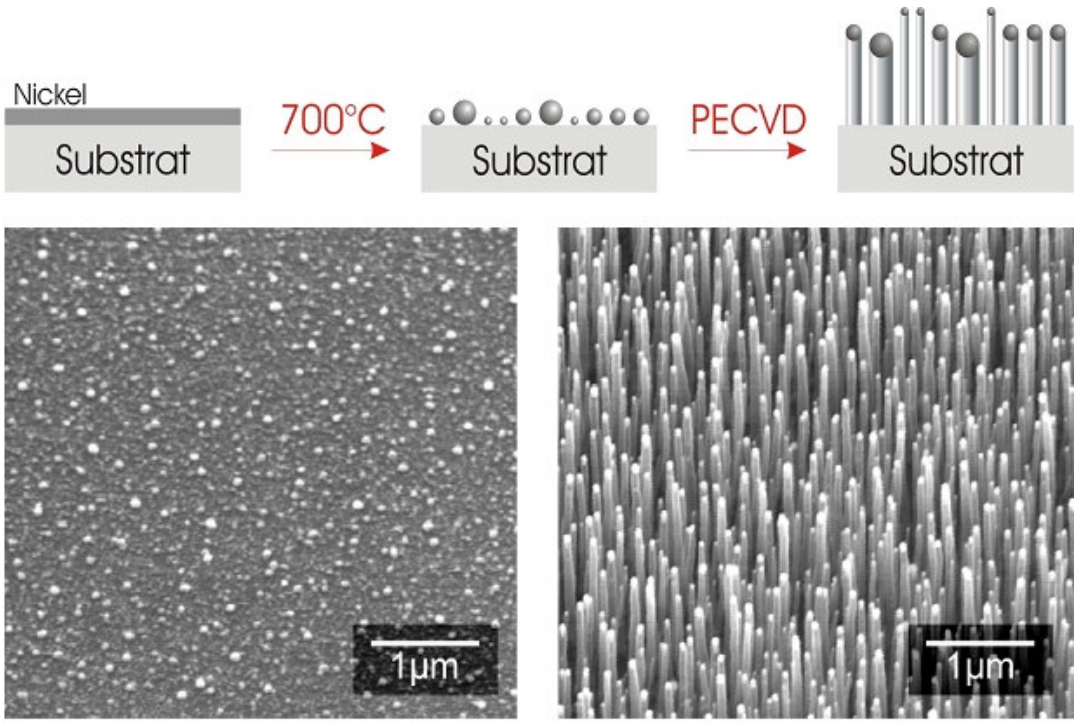


Figure 2-26: Croissance des nanotubes de carbone par PECVD. Sur l'image de droite, on peut voir les agrégats de nickel sur le substrat. Sur l'image de gauche, après croissance des nanotubes de carbone, on retrouve les particules de nickel au sommet des nanotubes.

Comme nous pouvons le constater sur la Figure 2-26 (conditions de croissance : 5-6 mbar, 40:200 sccm C_2H_2:NH_3, 700°C, -600 V), les particules de catalyseur se retrouvent au sommet des nanotubes de carbone. On est dans une situation de croissance par la tête. La croissance par le pied ou par la tête résulte de l'interaction entre le catalyseur et le substrat qui est quantifiée par l'angle de contact. Dans ce travail l'interaction entre le Ni et le substrat, cela est caractéristique d'une interaction faible entre le substrat et le catalyseur ce qui favorise donc la croissance par la tête.

Il est préférable d'avoir ce mode de croissance car la longueur des nanotubes dépend à la fois de la pression et du temps de croissance qui sont des paramètres sur lesquels on peut agir. Le problème avec une croissance par le pied étant le manque de contrôle sur la longueur des nanotubes déposés [164]. Il a ainsi été montré dans notre cas que la longueur des nanotubes était proportionelle au temps de croissance et qu'elle augmentait avec la pression [158].

Comme nous l'avons dit précédemment, on utilise à la fois un gaz précurseur de carbone (C_2H_2) et un gaz réducteur (NH_3). Ce dernier sert essentiellement à graver, pendant la croissance, le carbone amorphe issu de la décomposition par plasma du C_2H_2 et qui induit la formation de carbone amorphe sur les surfaces non recouvertes de Ni. Pour un rapport de 20% il n'y a pas de carbone amorphe et le substrat n'est pas gravé.

Dans le reste de ce travail, les débits utilisés sont souvent proches de 40:200 sccm C_2H_2:NH_3.

2.4.6.3. La barrière de diffusion

Pour réaliser la croissance des nanotubes de carbone sur un substrat de silicium, nous utilisons du nickel comme catalyseur. Cependant la croissance se faisant à température élevée (~700°C), le nickel réagit avec le silicium pour former un composé Ni_xSi_y à partir de 450°C ce qui consomme

le nickel et n'en laisse pas ou peu de disponible pour la croissance comme le montre la Figure 2-27 (empoisonnement du catalyseur).

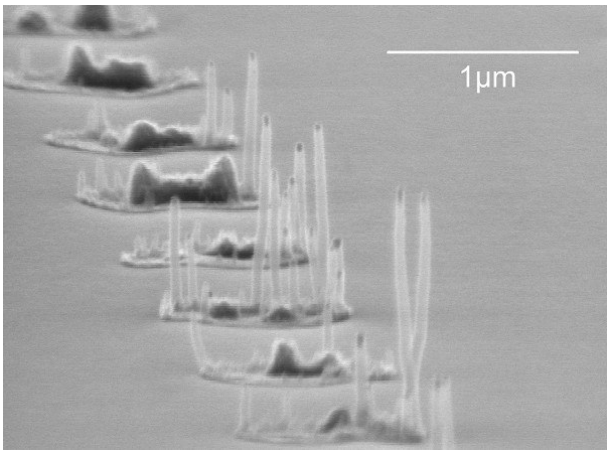


Figure 2-27: Croissance sans utiliser de barrière de diffusion.

Remarque: Sur cette figure, on voit de plus qu'il n'y a eu croissance qu'au niveau du bord des plots de Ni déposés ce qui est caractéristique de la méthode de dépôt par lift-off qui dépose le matériau avec une collerette.

D'où la nécessité d'utiliser une barrière de diffusion entre le substrat de silicium et la couche mince de nickel. Sur la Figure 2-28 on peut voir une croissance réalisée en utilisant une couche de silice comme barrière de diffusion et avec les mêmes conditions de croissance que pour la Figure 2-27.

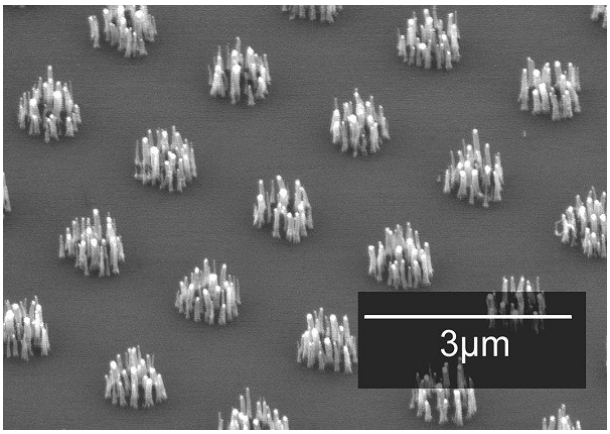


Figure 2-28: Croissance en utilisant une barrière de diffusion.

Une barrière de diffusion idéale doit être chimiquement stable, ne pas contenir de défauts tels que des joints de grains et ceci jusqu'à une température élevée (compatible avec les températures de croissance des nanotubes). Elle doit enfin être particulièrement défavorable en terme de mobilité et de solubilité pour le nickel.

Le TiN est un bon conducteur et le titane est connu pour avoir une bonne adhérence sur le silicium. De plus, l'azote empêche le titane de s'associer avec le silicium ou le nickel. Enfin, l'azote s'accumule sur les joints de grains limitant la diffusion du métal. Le TiN, déposé par pulvérisation, est ainsi une bonne barrière de diffusion pour le Ni.

2.4.6.4. Le système de croissance

(Avec la permission de Nanoinstruments Ltd, Cambridge)

Après préparation du substrat, c'est-à-dire dépôt d'un film de catalyseur (typiquement évaporation de 7 nm de Ni) sur un film de barrière de diffusion (typiquement pulvérisation de 7 nm de TiN) sur un substrat de silicium (épaisseur 300 µm, fortement dopé n, résistivité de 3 mΩ.cm), la croissance se passe comme suit : On dépose l'échantillon sur le support en graphite (Figure 2-29), on pompe la chambre à vide jusqu' à une pression de 10^{-2} mbar, puis on introduit 200 sccm de NH_3, la pression passe alors à 3.5 mbar. On fait passer un courant continu dans le support dont la température augmente progressivement jusqu'à atteindre 550°C, température à laquelle on amorce le plasma en polarisant le support à -640 V. La température passe alors à 640°C et on introduit le C_2H_2. La pression passe à 5-6 mbar et la température augmente à nouveau jusqu'à 700°C. A la fin de la croissance, on coupe le C_2H_2, puis le plasma, puis le chauffage et enfin le NH_3. Toutes ces étapes sont contrôlées par ordinateur. Il suffit de rentrer les paramètres de la croissance et tout est ensuite automatique. Le programme permet également de suivre en temps réel (et d'enregistrer) l'évolution des différents paramètres.

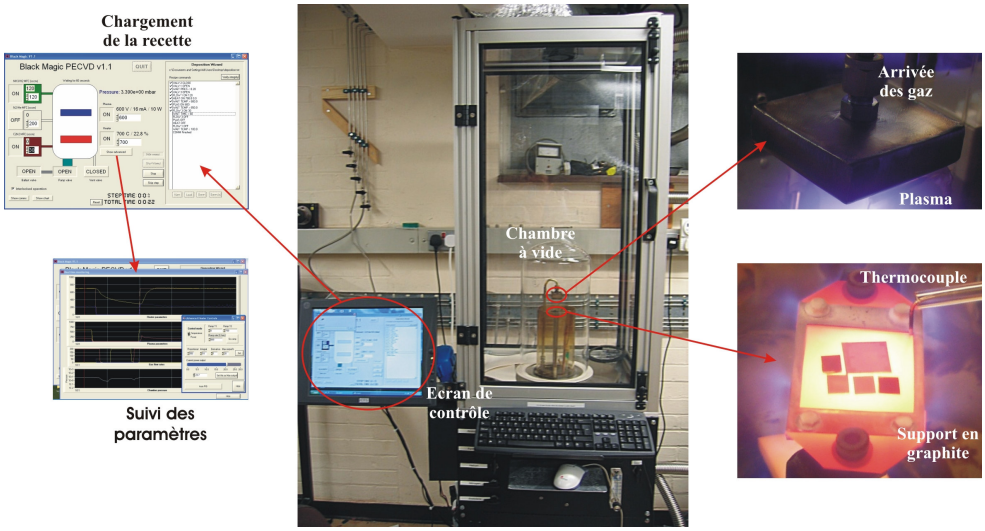


Figure 2-29: Système de croissance par PECVD.

2.4.6.5. Structure des nanotubes de carbone

La structure des nanotubes de carbone obtenus par PECVD a été analysée à l'aide d'un microscope électronique à transmission (TEM). Les nanotubes ont une structure dite « bambou ». Leur paroi est en effet composée de plusieurs feuillets de graphene (nanotubes multi-feuillets), leur cœur est principalement vide hormis la présence, à quelques endroits du tube, de feuillets de graphene perpendiculaires à son axe et qui sont dus à la précipitation de carbone par l'arrière de la particule de catalyseur au fur et à mesure que celle-ci s'éloigne du substrat.

Ces nanotubes sont en général composés de 30-40 feuillets de graphene et la particule de catalyseur est entourée d'une couche de carbone amorphe.

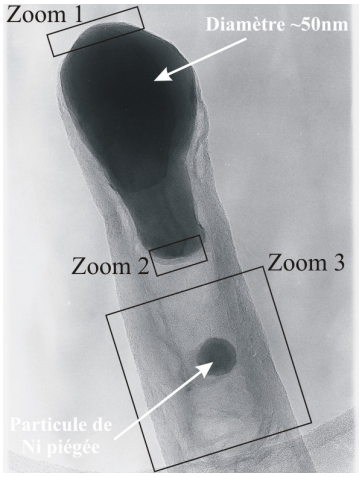


Figure 2-30: Image haute résolution de l'extrémité d'un nanotube de carbone multi-parois.

Comme nous l'avons dit au début de ce chapitre, la croissance des nanotubes de carbone est due à la précipitation du carbone à la surface de la particule de catalyseur. Ce carbone provient de la décomposition du C_2H_2 à la surface du nickel puis à sa diffusion dans la particule de nickel. Mais cette diffusion se fait de manière préférentielle sur la partie du catalyseur qui est la plus exposée au plasma et qui a donc une température plus élevée, c'est à dire la face avant de la particule de nickel. La diffusion est également plus rapide vers les bords que vers l'arrière de la particule (la particule ayant de plus une forme allongée). Ainsi la précipitation par l'arrière de la particule se fait de façon plus lente. Il en résulte la structure dite « bambou », avec quelques feuillets de graphème perpendiculaires à l'axe du tube, provenant de la précipitation du carbone par la face arrière. Ces feuillets sont bien cristallisés puisqu'ils sont formés pendant la croissance, c'est à dire à température élevée. En revanche, la particule de catalyseur se retrouve entourée de carbone amorphe à la fin de la croissance. Cela est du au fait que pendant la croissance, le NH_3 grave ce carbone amorphe sur la face avant laissant ainsi la surface de la particule disponible pour permettre la décomposition du C_2H_2. Mais à la fin de la croissance, à la descente en température, la particule de nickel expulse du carbone qui ne forme donc pas de feuillets bien cristallisés. En effet, lorsque la particule de catalyseur refroidit, la solubilité du carbone dans celle-ci décroît ce qui provoque le rejet de carbone amorphe.

2.4.7. Fabrication des cathodes

Après avoir déterminé l'architecture de la cathode « idéale » et avoir explicité les mécanismes de la croissance de nanotubes de carbone par PECVD, il reste à expliquer la fabrication des cathodes utilisées tout au long de ce travail. La fabrication comporte deux étapes : le dépôt de plots localisés de catalyseur et la croissance des nanotubes de carbone sur ces plots. Plusieurs méthodes ont été employées pour déposer des plots de catalyseur de tailles différentes.

2.4.7.1. Méthodes de dépôts localisés du catalyseur

Pour déposer les plots de catalyseurs, nous avons utilisé la méthode du lift-off qui est explicitée sur la Figure 2-31 :

- On dépose tout d'abord une couche de résine sur un substrat en silicium.

- On réalise alors des ouvertures soit par lithographie optique (pour des motifs dont la taille est supérieure à 1 µm) soit par lithographie électronique (pour des motifs dont la taille est inférieure à 1 µm, la limite basse étant 30 nm).
- Puis on dépose une couche de barrière de diffusion et une couche de catalyseur.
- Enfin on dissout la résine dans un solvant (opération dite de lift-off) pour ne laisser sur le substrat que des plots de catalyseur.

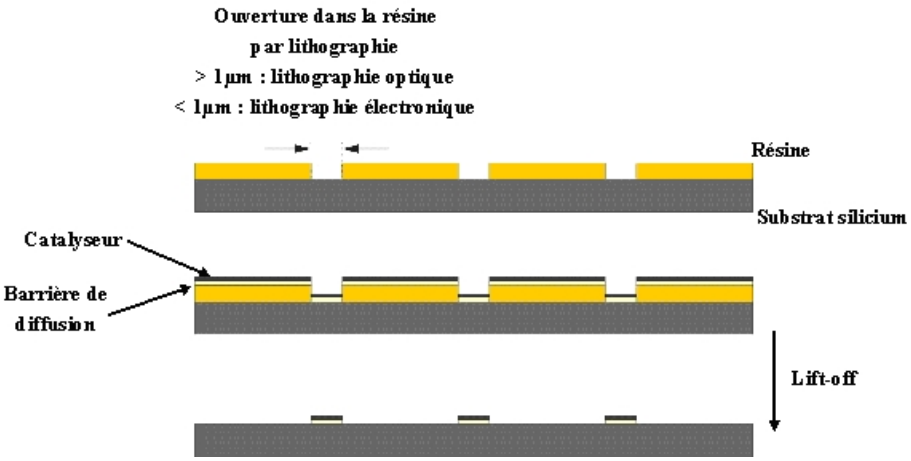


Figure 2-31: Procédé de dépôt du Ni/TiN par lift-off.

2.4.7.1.a. Lithographie optique

Le masque optique utilisé a pour motif un réseau carré de 500x500 µm^2 de trous de diamètre 1 µm au pas de 4 µm (soit 150x150=22500 plots). La procédure pour le dépôt de plots de catalyseur par lithographie optique est la suivante :

- On dépose une couche de promoteur d'adhérence (primer) sur un substrat en silicium (100), d'épaisseur 300 µm et fortement dopé n (3 mΩ.cm).
- On dépose une couche de résine (Shipley 1805, 4000 rpm, 30 sec) d'épaisseur 500 nm.
- On dépose le substrat sur une plaque chauffante (5 min à 90°C) pour évaporer les solvants présents dans la résine.
- On insole la résine en utilisant le masque optique pour réaliser les motifs.
- On révèle la résine dans 2 bains successifs (2x15 sec) de MF 319 puis on rince à l'eau désionnisée pendant 5 min.
- Séchage à l'azote.
- On dépose alors une couche de barrière de diffusion en TiN (typiquement 15 nm) par pulvérisation (300 W pendant 10 min).
- On dépose une couche de catalyseur en nickel (typiquement 7 nm) par évaporation.
- Enfin on réalise l'étape de lift-off en dissolvant la résine dans de l'acétone. Plus on laisse de temps le substrat dans l'acétone et meilleur est le lift-off (typiquement 1 nuit). Et on termine en séchant la plaque dans les vapeurs de propanol.

L'inconvénient de ce procédé est que lors du dépôt de TiN par pulvérisation (dépôt isotrope), du matériau se dépose également sur les flancs de la résine, ce qui a tendance à donner des plots avec une « collerette ». Pour éviter cela, on peut utiliser une bicouche de résine. Le résultat est montré sur la Figure 2-32. Le lift-off ayant été fait en seulement quelques minutes (à comparer avec plusieurs heures). Le TiN étant déposé par pulvérisation (isotrope) et le Ni par évaporation

(anisotrope), il est normal que ce dernier ait le diamètre exact du plot lithographié alors que le TiN sera plus étendu.

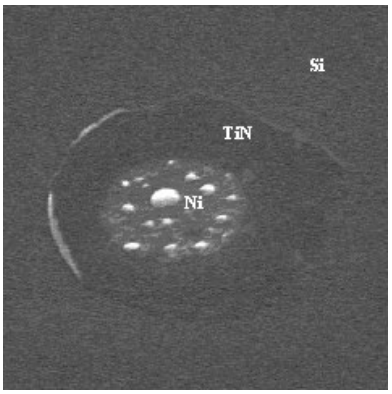


Figure 2-32: Plot de Ni/TiN obtenu par la technique de la bicouche (après recuit à 750°C et formation des agrégats de Ni).

2.4.7.1.b. Lithographie électronique

Les lithographies électroniques ont été réalisées à Cambridge (Department of engineering, Cambridge), et à l'IEF (Institut d'électronique Fondamental, Orsay).

La procédure utilisée est la suivante :

- On dépose une couche de PMMA sur un substrat en silicium (sans mettre de primer). L'adhérence de la résine sur le silicium est en effet suffisante.
- On met ensuite le substrat sur une plaque chauffante à 130°C pendant 30 sec.
- On insole la résine avec le masqueur. La dose étant choisie en fonction de la taille des motifs.
- On développe ensuite la résine exposée dans une solution de MIBK 3:1 (isopropylalcohol:methylisobutylketone 3:1) pendant 30 sec. La durée du développement est variable et permet de jouer sur le profil des ouvertures.
- Les autres étapes sont identiques.

2.4.7.2. Croissance de nanotubes individuels

2.4.7.2.a. Obtention de nanotubes individuels

Il est possible de réaliser la croissance de réseaux de nanotubes individuels de manière déterministe en utilisant des plots de Ni de diamètre 100 nm.
Remarque : C'est une des raisons qui nous a poussé à utiliser le Ni comme catalyseur plutôt que le Fe ou le Co. En effet, à nos températures de croissance (~700°C), le fer et le cobalt se scindent en agrégats beaucoup plus petits que le Ni ce qui aurait nécessité des tailles de lithographie beaucoup plus petites pour obtenir pour la croissance de nanotubes individuels.

2.4.7.2.b. Diamètre et longueur des nanotubes

Nous avons mesuré le diamètre moyen des nanotubes de carbone pour les plots de diamètre 300 à 100 nm. Ce diamètre moyen diminue avec la taille du plot de catalyseur ce qui est conforme à la conservation de la quantité de matière.

Pour ces plots de diamètre 300 à 100 nm, la longueur a également été mesurée et on a trouvé une longueur moyenne de 5.8 µm pour ces 3 cas (avec un écart type de 0.4 µm). Pour ces tailles de plots, la vitesse de croissance ne varie donc pas ou peu.

2.4.7.3. Lithographies optiques 1 µm

Les premières croissances ont été réalisées sur des plots de Ni/TiN de diamètre 1 µm, définis par lithographie optique. On observe des croissances multiples sur chaque plot de catalyseur. Typiquement, les longueurs des nanotubes de carbone sont de l'ordre de 5-6 µm et les diamètres de 10-20 nm (Figure 2-33).

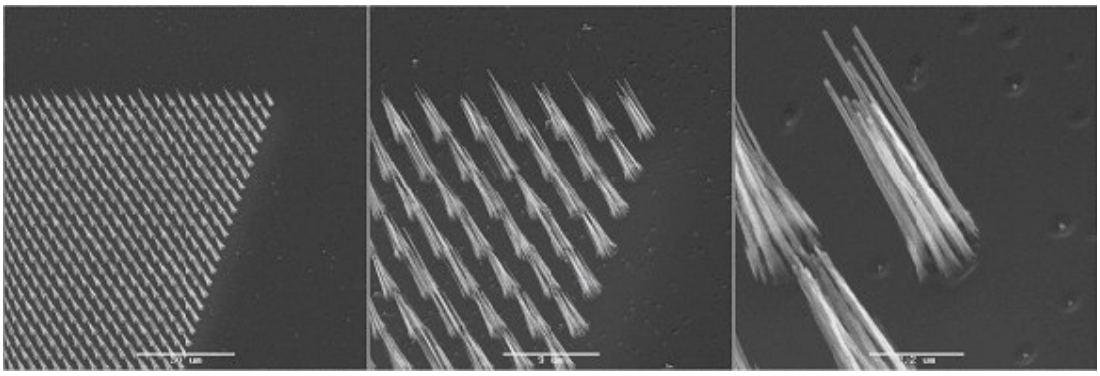


Figure 2-33: Croissance de nanotubes de carbone par PECVD sur des plots de Ni/TiN de diamètre 1 µm.

2.4.7.4. Lithographies électroniques ~100 nm

La Figure 2-34 présente deux réseaux de nanotubes de carbone individuels sur des plots de Ni (obtenus par lithographie électronique ~100 nm) sur une couche mince de silice (utiliser la silice comme barrière de diffusion était en effet plus facile au début puisqu'il n'y avait qu'une couche de Ni à lifter) espacés respectivement de 1 µm et de 10 µm. Il est à noter la très bonne homogénéité de ces réseaux en terme de longueur des nanotubes mais aussi en terme de diamètre au sommet (et donc en terme de rapport d'aspect). Typiquement, les longueurs des nanotubes de carbone sont de l'ordre de 5-6 µm et les diamètres de 20-30 nm.

L'excellente homogénéité que l'on observe ici est due principalement à l'utilisation d'une barrière de diffusion déposée en couche mince continue.

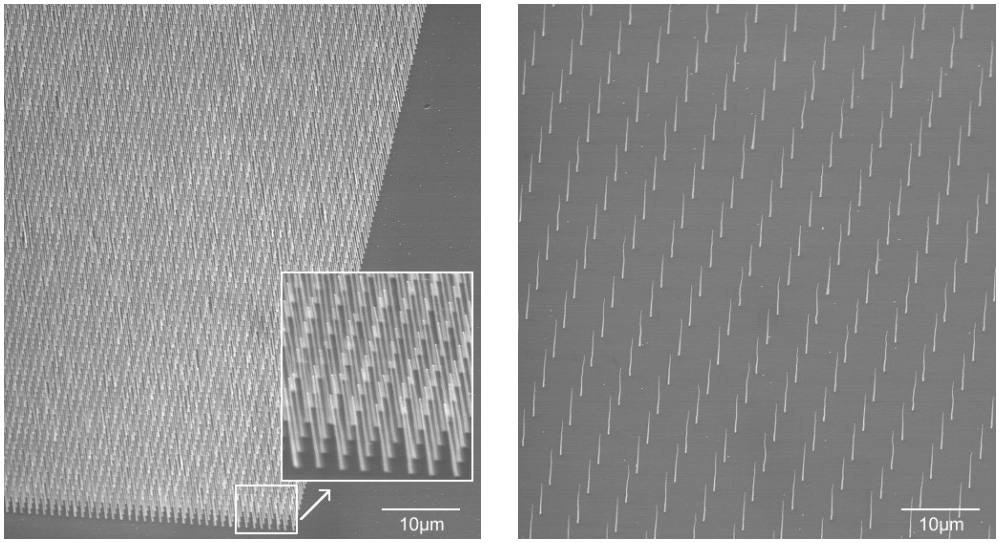


Figure 2-34: Croissance de nanotubes de carbone par PECVD sur des plots de Ni/SiO_2 de diamètre 100 nm.

La Figure 2-35 présente un réseau de nanotubes de carbone individuels sur des plots de Ni/TiN (obtenus par lithographie électronique ~100 nm) espacés de 10 µm (densité d'émetteurs = 10^6 cm^{-2}).

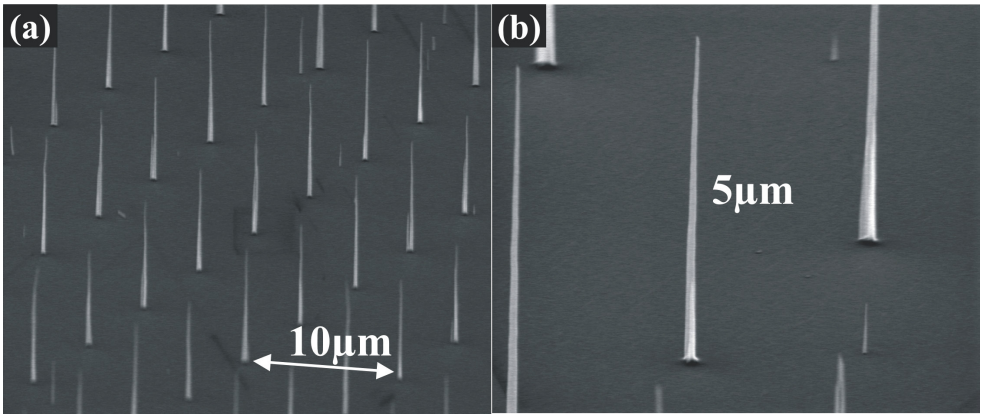


Figure 2-35: Croissance de nanotubes de carbone par PECVD sur des plots de Ni/TiN de diamètre 100 nm.

2.4.7.5. Recuit sous vide

Les nanotubes de carbone déposés par PECVD sont de bien moins bonne qualité cristalline que ceux déposés par décharge électrique. Cela a pour effet d'affecter leur conduction électrique et aussi leurs propriétés d'émission de champ. Un recuit sous vide haute température a ainsi été mis au point afin d'une part d'améliorer la qualité cristalline des nanotubes de carbone déposés et également d'améliorer le contact électrique entre le substrat en silicium et le nanotube. Ces recuits ont été effectués dans un four sous vide à 10^{-6} mbar dans une gamme de température allant de 700°C (température de croissance) à 950°C.

2.4.7.5.a. Structure au TEM

Ces observations ont été faites sur 2 échantillons, l'un après croissance (sans recuit) et l'autre après recuit à 850°C. Les 2 échantillons sont identiques (préparation et croissance simultanée) et consiste en des forêts denses de nanotubes.

La Figure 2-36 nous montre des images TEM réalisées sur un nanotube de carbone tel que déposé (sans post-traitement). Ces images sont représentatives de tous les nanotubes observées. On retrouve au sommet du nanotube (croissance par la tête), la particule de catalyseur en Ni recouverte de carbone amorphe sur la Figure 2-36a. La Figure 2-36b nous montre de même que les parois ne sont pas parfaitement cristallisées.

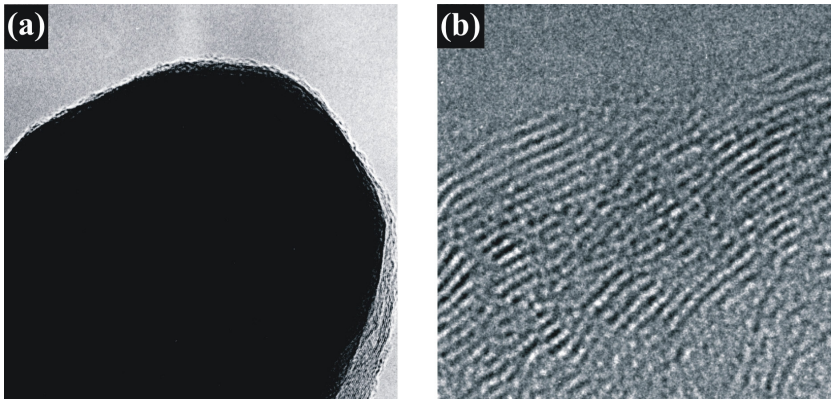


Figure 2-36: (a) Extrémité et (b) parois d'un nanotube de carbone après croissance par PECVD @ 700°C.

En revanche, après un recuit à 850°C sous vide (10^{-6} mbar), la Figure 2-37a nous montre que la particule de Ni est désormais recouverte de feuillets de graphene bien parallèles. On peut supposer que le recuit a redissout le carbone dans la particule de catalyseur qui se condense en plans bien graphitiques sur la particule de catalyseur. De plus, les parois présentent une bien meilleure cristallisation comme la montre la Figure 2-37b.

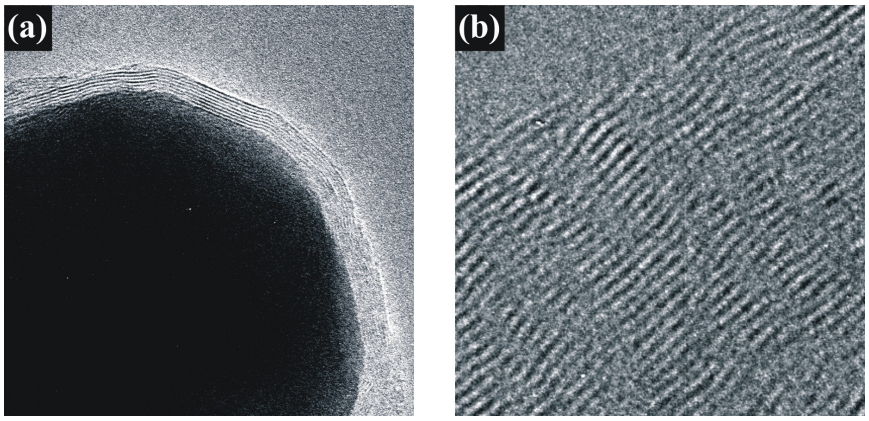


Figure 2-37 : (a) Extrémité et (b) parois d'un nanotube de carbone après croissance par PECVD @ 700°C puis recuit sous vide @ 850°C.

2.5. Conclusion

Nous avons vu dans cette partie tout l'intérêt de travailler avec des cathodes à base de nanotubes de carbone. Ces émetteurs présentent de bien meilleurs caractéristiques que les pointes métalliques (structure type « Spindt »). Cependant, avant de les utiliser comme sources modulées, elles sont testées en continu. Je vais rappeler ici, en conclusion du chapitre 2, les valeurs que l'on obtient en continu, valeurs que l'on tentera de retrouver en environnement tube lorsque les cathodes seront utilisées comme sources modulées (chapitre 3).

Les valeurs obtenus en continu peuvent être résumées comme suit :

- Courant maximum obtenu par un nanotube (recuit rapide sous vide 850°C – 10 min) : 100 µA.
- Courant maximum obtenu pour un réseau de nanotubes de carbone (litho 1 µm) : ~ 2 mA, soit une densité de courant de 0.8 $A.cm^{-2}$.
- Courant maximum obtenu pour un réseau de nanotubes de carbone individuels (litho e-beam) : 2.5 – 3 mA, soit une densité de courant supérieure ou égale à 1 $A.cm^{-2}$.

Comme mentionné juste au dessus, c'est à ces valeurs que nous comparerons les résultats obtenus en modulation hyperfréquence dans les cavités résonantes.

[1] A. Sommerfeld, Zur Elektronentheorie der metalle auf grund der Fermischen Statistik Z Phys. 47, 1 (1928).

[2] R. H. Fowler and L. W. Nordheim, Proc. R. Soc. London, Ser. A. **119**, 173 (1928).

[3] L. W. Nordheim, Proc. R. Soc. London, Ser. A **119**, 173 (1928).

[4] E. L. Murphy and R. H. Good, Phys. Rev **102**, 1464 (1956).

[5] A. Modinos, ″Field, thermionic, and secondary electron emission spectroscopy″, Plenum Publishing corporating, N. Y. (1984).

[6] A. Modinos, Solid-State Electronics **45**, 809 (2001).

[7] J. W. Gadzuk and E. W. Plummer, Rev. Mod. Phys. **45**, 485 (1973).

[8] I. Brodie and C. Spindt, Adv. Electron. Electron Phys. **83**, 1 (1992).

[9] J.-M. Bonard, cours sur l'émission de champ, Ecole Thématique ″Nanotubes : Sciences et Applications″, Aussois 2003, organisée par le GDR ″nanotubes mono et multi-élements″.

[10] L. Swanson and A. Bell, in ″Advances in Electronics and Electron Physics″, L. Marton (Ed.), Academic Press, New York **32**, 193 (1973).

[11] R. D. Young, Phys. Rev. **113**, 110 (1959).

[12] J. W. Gadzuk *et al.*, Rev. Mod. Phys. **45**, 487 (1973).

[13] W. P. Dyke *et al.*, Adv. Electron. Phys. **8**, 89 (1956).

[14] N. de Jonge *et al.*, Appl. Phys. Lett. **85**, 1607 (2004).

[15] O. Gröning *et al.*, J. Vac. Sci. Technol. B **18**, 665 (2000).

[16] R. Gao *et al.*, Appl. Phys. Lett. **78**, 1757 (2001).

[17] W. A. de Heer *et al.*, Adv. Mater. **9**, 79 (1997).

[18] M. J. Fransen *et al.*, Appl. Surf. Sci. **146**, 312 (1999).

[19] N. de Jonge *et al.*, Ultramicroscopy **95**, 85 (2003).

[20] K. Hata *et al.*, Surf. Sci. **490**, 296 (2001).

[21] J.-M. Bonard *et al.*, Appl. Phys. A **69**, 245 (1999).

[22] K. A. Dean *et al.*, Appl. Phys. Lett. **75**, 2773 (1999).

[23] Vu Thien Binh *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**, 2527 (1992).

[24] S. T. Purcell *et al.*, Appl. Phys. Lett. **67**, 436 (1995).

[25] K. A. Dean *et al.*, J. Appl. Phys. **85**, 3832 (1999).

[26] D. L. Carroll *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 2811 (1997).

[27] P. Kim *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82**, 1225 (1999).

[28] R. Tamura *et al.*, Phys. Rev. B **52**, 6015 (1995).

[29] A. de Vita *et al.*, Appl. Phys. A **68**, 283 (1999).

[30] K. A. Dean *et al.*, J. Vac. Sci. Technol. B **17**, 1959 (1999).

[31] C. J. Edgcombe *et al.*, Solid State Electron. **45**, 857 (2001).

[32] C. J. Edgcombe *et al.*, J. Microsc. **203**, 188 (2001).

[33] G. C. Kokkorakis *et al.*, J. Appl. Phys. **91**, 4580 (2002).

[34] F. M. Charbonnier *et al.*, Proc. IEEE **51**, 991 (1963).

[35] D. R. Whaley *et al.*, IEEE Trans. on Plasma Science **30**, 998 (2002).

[36] J. D. Levine *et al.*, J. Vac. Sci. Technol. B **13**, 447 (1995).

[37] J. D. Levine, J. Vac. Sci. Technol. B **13**, 553 (1995).

[38] J. D. Levine, J. Vac. Sci. Technol. B **14**, 2008 (1996).

[39] J. O. Choi *et al.*, Appl. Phys. Lett. **74**, 3050 (1999).

[40] C. A. Spindt, J. Appl. Phys. **39**, 3504 (1968).

[41] C. A. Spindt *et al.*, J. Appl. Phys. **47**, 5248 (1976).

[42] A. F. Bernhardt *et al.*, J. Vac. Sci. Technol. B **18**, 1212 (2000).

[43] C. A. Spindt *et al.*, J. Vac. Sci. Technol. B **16**, 758 (1998).

[44] D. Whaley *et al*., IEEE TOPS 28, 727 (2000).

[45] D. Palmer *et al.*, IEEE Plasma Science, 281 (1995).

[46] C. A. Spindt *et al.*, J. Vac. Sci. Technol. B **13**, 478 (1995).

[47] C. A. Spindt *et al.*, IEEE Trans. Electron Devices **38**, 2355 (1991).

[48] C. O. Bozler *et al.*, J. Vac. Sci. Technol. B **12**, 629 (1994).

[49] S. T. Purcell *et al.*, J. Vac. Sci. Technol. B **15**, 1666 (1997).

[50] A. V. Melechko *et al*, J. Appl. Phys. **97**, 041301 (2005).

[51] Kyang *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1869 (1998).

[52] A. Cassell *et al*, J. Phys. Chem. **103**, 6484 (1999).

[53] "Carbon Nanotubes and Related Structures: New Materials for the Twenty-First Century", Peter J. F. Harris, Cambridge University Press (1999).

[54] S. Franck *et al*, Science **280**, 1744 (1998).

[55] S.-B. Lee *et al.*, J. Vac. Sci. Technol. B **20**, 2773 (2002).

[56] P. M. Ajayan *et al*, Adv. Mater. **12**, 750 (2000).

[57] A. C. Dillon *et al*, Nature **386**, 377 (1997).

[58] S. Tans *et al*, Nature **393**, 49 (1998).

[59] R. Martel *et al*, Appl. Phys. Lett. **73**, 2447 (1998).

[60] V. Derycke *et al*, Nano Lett. **1**, 453 (2001).

[61] S. J. Wind *et al*, Appl. Phys. Lett. **80**, 3817 (2002).

[62] A. Javey *et al*, Nano Lett. **5**, 345 (2005).

[63] J. A. Misewich *et al*, Science **300**, 783 (2003).

[64] R. Saito *et al*, Appl. Phys. Lett. **60**, 2204 (1992).

[65] X. Blase *et al*, Phys. Rev. Lett. **72**, 1878 (1994).

[66] A. Bachtold *et al*, Nature **397**, 673 (1999).

[67] T. Ebbesen *et al*, Nature **358**, 221 (1992).

[68] A. Thess *et al*, Science **273**, 483 (1996).

[69] K. B. K. Teo *et al*, Circuits Devices Syst. IEEE Proc. **151**, 443 (2004).

[70] J. Gavillet *et al*, Phys. Rev. Lett. **87**, 275504 (2001).

[71] R. T. K. Baker, Carbon **27**, 315 (1989).

[72] S. Iijima *et al*, Nature **363**, 603 (1993).

[73] D. Bethune *et al*, Nature **363**, 605, (1993).

[74] M. Meyyapan *et al*, Plasma Sources Sci. Technol. **12**, 205 (2003).

[75] C. Bower *et al*, Appl. Phys. Lett. **77**, 830 (2000).

[76] M. Chhowalla *et al*, J. Appl. Phys. **90**, 5308 (2001).

[77] V. I. Merkulov *et al*, Appl. Phys. Lett. **79**, 2970 (2001).

[78] A. G. Rinzler *et al*, Science **269**, 1550 (1995).

[79] A. G. Rinzler *et al*, Mat. Res. Soc. Symp. Proc. **359**, 61 (1995).

[80] J.-M. Bonard *et al*, Ultramicroscopy **73**, 7 (1998).

[81] M. J. Fransen *et al*, Appl. Surf. Sci. **146**, 312 (1999).

[82] J.-M. Bonard *et al*, Appl. Phys. A. **69**, 245 (1999).

[83] K. A. Dean *et al*, Appl. Phys. Lett. **75**, 3017 (1999).

[84] Y. Saito *et al*, Appl. Surf. Sci. **146**, 305 (1999).

[85] K. A. Dean *et al*, Appl. Phys. Lett. **76**, 375 (2000).

[86] Y. Saito *et al*, Carbon **38**, 169 (2000).

[87] Z. L. Wang *et al*, Microscopy and Microanalysis **6**, 224 (2000).

[88] K. A. Dean *et al*, Appl. Phys. Lett. **79**, 1873 (2001).

[89] Y. Wei *et al*, Appl. Phys. Lett. **79**, 4527 (2001).

[90] L. Nilsson *et al*, Appl. Phys. Lett. **79**, 1036 (2001).

[91] Z. L. Wang *et al*, Appl. Phys. Lett. **80**, 856 (2002).

[92] J.-M. Bonard *et al*, Phys. Rev. Lett. **89**, 197602 (2002).

[93] S. T. Purcell *et al*, Phys. Rev. Lett. **88**, 105502 (2002).

[94] V. Semet *et al*, Appl. Phys. Lett. **81**, 343 (2002).

[95] W. I. Milne *et al*, Diamond Relat. Mater. **12**, 422 (2003).

[96] N. de Jonge *et al*, Ultramicroscopy **95**, 85 (2003).

[97] J. C. She *et al*, Appl. Phys. Lett. **83**, 2671 (2003).

[98] P. N. Minh *et al*, J. Vac. Sci. Technol. B **21**, 1705 (2003).

[99] J.-M. Bonard *et al*, Phys.Rev. B **67**, 115406 (2003).

[100] H. Li *et al*, Carbon (2004).

[101] C. Jin *et al*, Carbon (2004).

[102] T. Fujieda *et al*, Appl. Phys. Lett. **85**, 5739 (2004).

[103] N. de Jonge *et al*, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A **362**, 2239 (2004).

[104] N. de Jonge, J. Appl. Phys. **95**, 673 (2004).

[105] N. de Jonge *et al*, Appl. Phys. Lett. **85**, 1607 (2004).

[106] M. S. Wang *et al*, J. Phys. Chem B **109**, 110 (2005).

[107] L. A. Chernozatonskii *et al*, Chemical Physics Letters 233, **63** (1995).

[108] W. A. de Heer *et al*, Science **270**, 1179 (1995).

[109] Y. V. Gulyaev *et al*, J. Vac. Sci. Technol. B **13**, 435 (1995).

[110] L. A. Chernozatonskii *et al*, J. Vac. Sci. Technol. B **14**, 2080 (1996).

[111] P. G. Collins *et al*, Appl. Phys. Lett. **69**, 1969 (1996).

[112] Q. H. Wang *et al*, Appl. Phys. Lett. **70**, 3308 (1997).

[113] W. A. de Heer *et al*, Z. Phys. D **40**, 418 (1997).

[114] P. G. Collins *et al*, Phys. Rev. B **55**, 9391 (1997).

[115] J.-M. Bonard *et al*, Appl. Phys. Lett. **73**, 918 (1998).

[116] O. M. Küttel *et al*, Appl. Phys. Lett. **73**, 2113 (1998).

[117] W. Zhu *et al*, Appl. Phys. Lett. **75**, 873 (1999).

[118] S. Fan *et al*, Science **283**, 512 (1999).

[119] X. Xu *et al*, Appl. Phys. Lett. **74**, 2549 (1999).

[120] Y. Saito *et al*, Appl. Surf. Sci. **146**, 305 (1999).

[121] W. B. Choi *et al*, Appl. Phys. Lett. **75**, 3129 (1999).

[122] A. N. Obraztsov *et al*, J. Vac. Sci. Technol. B **18**, 1059 (2000).

[123] H. Murakami *et al*, Appl. Phys. Lett. **76**, 1776 (2000).

[124] F. G. Tarntair *et al*, J. Vac. Sci. Technol. B **18**, 1207 (2000).

[125] A. M. Rao *et al*, Appl. Phys. Lett. **76**, 3813 (2000).

[126] M. Chhowalla *et al*, Appl. Phys. Lett. **79**, 2079 (2001).

[127] O. Gröning *et al*, J. Vac. Sci. Technol. B **18**, 665 (2000).

[128] M. E. Read *et al*, IEEE Proceedings of the 2001 Particle Accelerator Conference, Chicago, 1026 (2001).

[129] J.-M. Bonard *et al*, Adv. Mater. **13**, 184 (2001).

[130] H. Sugie *et al*, Appl. Phys Lett. **78**, 2578 (2001).

[131] Y.-R. Cho *et al*, J. Vac. Sci. Technol. B **19**, 1012 (2001).

[132] J. L. Kwo *et al*, J. Vac. Sci. Technol. B **19**, 23 (2001).

[133] Y. J. Yoon *et al*, J. Vac. Sci. Technol. B **19**, 27 (2001).

[134] K. B. K. Teo *et al*, Appl. Phys. Lett. **80**, 2011 (2002).

[135] C. Bower *et al*, Appl. Phys. Lett. **80**, 3820 (2002).

[136] M. Tanemura *et al*, J. Vac. Sci. Technol. B **20**, 122 (2001).

[137] C. Klinke *et al*, J. Phys. Chem. B **106**, 11195 (2002).

[138] O. Zhou *et al*, Acc. Chem. Res. **35**, 1045 (2002).

[139] G. Z. Yue *et al*, Appl. Phys. Lett. **81**, 355 (2002).

[140] H. Sato *et al*, J. Vac. Sci. Technol. B **21**, 2564 (2003).

[141] S. H. Jo *et al*, Appl. Phys. Lett. **84**, 413 (2004).

[142] S. H. Jo *et al*, Appl. Phys. Lett. **84**, 3738 (2004).

[143] J.-H. Han *et al*, J. Vac. Sci. Technol. B **22**, 1636 (2004).

[144] S. Kita *et al*, Appl. Phys. Lett. **85**, 4478 (2004).

[145] M. Sveningsson *et al*., Appl. Phys. Lett. **85**, 4487 (2004).

[146] Y. B. Zhang *et al*, Appl. Phys. Lett. **86**, 123115 (2005).

[147] Y. M. Wong *et al*, Diamond and Related Materials **14**, 697 (2005).

[148] H. J. Kim *et al*, IEEE Trans. Electron Devices **53**, 2674 (2006).

[149] D. S. Y. Hsu and J. L. Shaw, in Technical Digest 20th IVNC, Chicago, USA, p. 80, 2007.

[150] Z. Chen *et al*, Nanotechnology **18**, 265702 (2007).

[151] M. Sveningsson *et al*, Appl. Phys. A **73**, 409 (2001).

[152] Y. Chen *et al*, Appl. Phys. Lett. **76**, 2469 (2000).

[153] C. J. Edgcombe *et al*, Solid-State Electronics **45**, 857 (2001).

[154] Z. F. Ren *et al*, Science **282**,1105 (1998).

[155] C. Bower *et al*, Appl. Phys. Lett. **77**, 830 (2000).

[156] L. Delzeit *et al*, J. Appl. Phys. **91**, 6027 (2002).

[157] K. B. K. Teo, Thesis, Churchill College (2002).

[158] M. Chhowalla *et al.*, J. Appl. Phys. **90**, 5308 (2001).

[159] K. B. K. Teo *et al.*, Appl. Phys. Lett. **79**, 1534 (2001).

[160] C. S. Cojocaru, Thesis, Université Louis Pasteur (2002).

[161] Z. P. Huang *et al*, Appl. Phys. A **74**, 387 (2002).

[162] K. B. K. Teo, PhD Thesis (2002).

[163] Y. Chen *et al*, Appl. Phys. Lett. **76**, 2469 (2000).

[164] C. Bower *et al.*, Appl. Phys. Lett. **77**, 2767 (2000).

Chapitre 3. Modulation par cavité résonante

Comme nous l'avons déjà évoqué dans le premier paragraphe, l'émission d'un faisceau électronique directement modulé à la source pourrait permettre d'obtenir des tubes hyperfréquences plus compacts (et donc plus légers), avec un meilleur gain et une meilleure efficacité. L'intérêt d'utiliser des cathodes froides à base de CNTs est donc de pouvoir moduler directement à très haute fréquence l'émission électronique via une modulation du champ électrique appliqué. Les mesures en régime continu sur les cathodes CNTs ont déjà été effectuées à TRT et sont résumées dans la thèse d'Eric Minoux [1]. Nous décrivons ici deux expériences qui ont permis de démontrer la possible modulation directe d'un faisceau électronique issu de ces cathodes à base de CNTs, à 1.5 GHz, puis à 32 GHz.

3.1. Principe de la modulation par cavité résonante

Des études précédentes ont montré que le temps théorique de traversée de la barrière de potentiel par effet tunnel est voisin de 10^{-15} s [2]. Or l'émission de champ est justement basée sur l'émission des électrons par effet tunnel. Cela permet d'avancer que des fréquences de modulation de l'ordre de 10^{14} Hz peuvent être envisagées.

3.1.1. Rappels sur les cavités résonantes

Pour appliquer des champs électriques extracteurs oscillant aux hyperfréquences, nous avons décidé d'utiliser des cavités résonantes. Une telle cavité est un volume clos, vide ou rempli d'air, limité par des murs de type électrique (interface avec un conducteur) ou de type magnétique (interface avec un diélectrique à haute permittivité). Les cavités peuvent en principe avoir des formes quelconques mais ont généralement une forme cylindrique à section rectangulaire (Figure 3-1) ou circulaire.

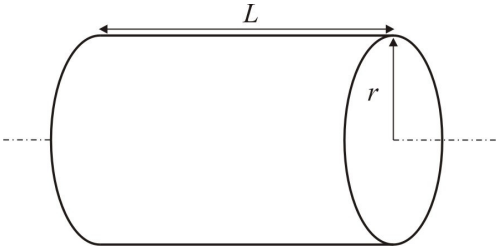


Figure 3-1 : Schéma d'une cavité cylindrique à section rectangulaire.

A l'intérieur de ce volume, seules certaines configurations de champs électromagnétiques peuvent exister, devant obéir aux équations de Maxwell. Si, par un moyen approprié (une antenne du type électrique ou magnétique), un champ électromagnétique est excité à l'intérieur d'une

cavité, il peut s'y produire des ondes stationnaires lorsque les conditions de résonance existent. La cavité emmagasine alors une certaine quantité d'énergie électromagnétique.

3.1.2. Modes de résonance

Les modes de résonance possible de la cavité sont appelés modes propres et notés TE_{mnp} (transverse électrique) et TM_{mnp} (transverse magnétique). Les indices *m* et *n* dépendent de l'ordre du mode TE ou TM considéré. Ce sont deux entiers positifs ou nuls, mais ils ne peuvent être nuls simultanément. En ce qui concerne *p* les conditions aux limites imposent qu'il soit strictement positif dans le cas des modes TE et positif ou nul dans le cas des modes TM. Il y a donc une suite discrète de fréquences possibles de fonctionnement de la cavité, correspondant d'une part à la suite des nombres entiers *p*, d'autre part à la suite des modes TE_{mn} et TM_{mn}. Ces fréquences sont appelées les fréquences propres de la cavité.

Parmi les fréquences propres aux modes TE et TM, la plus basse est appelée fréquence fondamentale et correspond au mode propre dominant de la cavité. Les fréquences propres supérieures ne sont pas des multiples entiers de la fréquence fondamentale et leurs fréquences se rapprochent lorsque leur ordre croît. Dans la mesure où la cavité est sans perte, la largeur de bande est nulle autour des diverses fréquences propres. Elles forment un spectre discret de fréquences monochromatiques. Bien sûr, il n'en est pas vraiment ainsi, en raison des pertes, et il y a une courbe de résonance autour de chaque fréquence propre.

Pour une cavité cylindrique à section circulaire, les équations des champs sont obtenues à partir de celles des champs du guide d'ondes circulaire, en multipliant les composantes E_z et H_T par $2\cos\beta z$ et les composantes H_z et E_T par $-2j\sin\beta z$. Les fréquences propres sont données pour les modes transverses électriques TE_{mnp} et transverses magnétiques TM_{mnp} d'une cavité de rayon *R* et de hauteur *h*, par :

$$\text{Modes TE}_{\text{mnp}}: \; f_{mnp} = v\left[\left(\frac{u'_{mn}}{2\pi R}\right)^2 + \left(\frac{p}{2h}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}$$

$$\text{Modes TM}_{\text{mnp}}: \; f_{mnp} = v\left[\left(\frac{u_{mn}}{2\pi R}\right)^2 + \left(\frac{p}{2h}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}$$

Équation 3-1 : relations donnant les fréquences de résonance des modes transverses électriques (TE) et transverses magnétiques (TM) pour une cavité cylindrique de rayon *R* et de hauteur *h*.

Où u'_{mn} et u_{mn} prennent des valeurs constantes, répertoriées dans la littérature, pour chaque couple *(m,n)*.

Le mode fondamental correspond à la plus petite valeur de *p* et de u'_{mn} ou u_{mn}. Les indices *m* et *n* ne peuvent être simultanément nuls, et *p* peut prendre la valeur nulle dans le cas des modes TM, mais pas dans le cas des modes TE. Pour les modes TM, il s'agit du mode TM_{010} pour lequel $u_{01} = 2.405$. Pour les modes TE, il s'agit du mode TE_{111} pour lequel $u'_{11} = 1.841$.

3.1.3. Coefficients de surtension

Par définition, le coefficient de surtension d'une cavité est le produit par 2π du quotient de l'énergie emmagasinée W_a par l'énergie perdue *W* pendant une période *T*, soit :

$$Q = 2\pi \frac{W_a}{W}$$

Si P est la puissance perdue moyenne : $W = PT$ et nous avons :

$$Q = \omega \frac{W_a}{P}$$

Équation 3-2 : Relation donnant le coefficient de surtension en fonction de la puissance moyenne perdue dans la cavité.

Si E et H sont les amplitudes complexes des champs, l'énergie emmagasinée dans un élément de volume dv est :

$$dW_a = \frac{1}{2}\varepsilon\, E \cdot E^* \, dv = \frac{1}{2}\varepsilon\, H \cdot H^* \, dv$$

Dans la cavité de volume V et pour le champ électrique (celui nous intéresse pour l'extraction des électrons) nous aurons donc :

$$W_a = \frac{1}{2}\varepsilon \int_V E \cdot E^* dv$$

Équation 3-3 : Relation donnant l'énergie emmagasinée en fonction du champ électrique.

Les pertes peuvent être de natures diverses :

- Pertes ohmiques dans les parois, soit P_j.
- Pertes dans le diélectrique dont est remplie la cavité, soit P_d.
- Pertes à travers les couplages vers l'extérieur, soit P_{ex}.

Les pertes totales sont donc :

$$P = P_j + P_d + P_{ex}$$

Le coefficient de surtension correspondant à ces pertes totales est :

$$Q_{ch} = \omega \frac{W_a}{P_j + P_d + P_{ex}} \text{ ou encore } \frac{1}{Q_{ch}} = \frac{1}{Q_j} + \frac{1}{Q_d} + \frac{1}{Q_{ex}}$$

Il est appelé coefficient de surtension (ou de qualité) en charge.
On définit aussi le coefficient de surtension interne (ou propre) Q_{pr} qui est donné par :

$$\frac{1}{Q_{pr}} = \frac{1}{Q_j} + \frac{1}{Q_d}$$

Il est dû uniquement aux pertes dans les parois et le diélectrique de la cavité.
Nous pouvons donc écrire :

$$\frac{1}{Q_{ch}} = \frac{1}{Q_{pr}} + \frac{1}{Q_{ex}} = \frac{1}{Q_{pr}}(1+\beta) \qquad \text{avec : } \beta = \frac{Q_{pr}}{Q_{ex}}$$

Équation 3-4 : Relation liant le coefficient de surtension en charge au coefficient de surtension interne.

β est le coefficient de couplage de la cavité au circuit extérieur.

- Si $\beta < 1$, la cavité est dite sous-couplée : les pertes extérieures sont inférieures aux pertes propres.
- Si $\beta > 1$, la cavité est dite sur-couplée : les pertes extérieures sont supérieures aux pertes propres.

- Si $\beta = 1$, la cavité est au couplage critique.

3.1.4. Cavité réentrantes

Pour moduler l'émission électronique, de forts champs électriques sont requis. Pour une énergie emmagasinée dans la cavité donnée, on cherche donc, de manière locale, à avoir le plus fort champ électrique possible. Ceci est généralement réalisé en concevant la cavité de telle sorte que les champs électriques soient créés au travers d'un faible espacement. Une cavité de ce type, généralement appelée cavité réentrante, largement utilisée dans le domaine des tubes électroniques hyperfréquences, est représentée sur la figure ci-dessous :

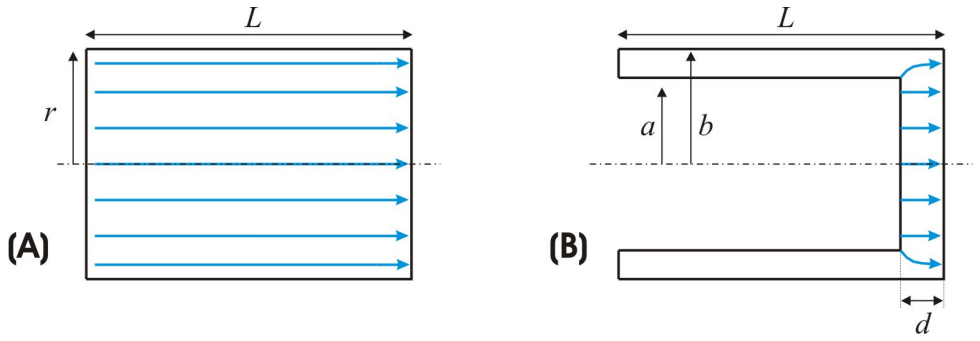


Figure 3-2 : Schéma de cavités cylindriques à section rectangulaire classique (A) et réentrante (B). Les lignes bleues représentent les lignes de champ électrique pour un mode donné. Les cavités du type (B) créent de forts champs électriques localisés dans le pincement de la cavité (partie réentrante).

Si la cathode est placée au sommet de la partie réentrante (en $z = L - d$) alors, d'une part, le champ électrique hyperfréquence peut être suffisant pour extraire les électrons, et d'autre part le faible espacement permet d'avoir des temps de transit suffisamment courts.

Grâce à une géométrie particulière de cavité résonante (réentrante), nous venons donc de voir comment obtenir localement, un champ électrique extracteur suffisamment intense, et oscillant à la fréquence désirée.

Dans les deux parties qui suivent, nous allons démontrer la modulation d'un faisceau électronique à 1.5 GHz, puis 32 GHz, en utilisant à chaque fois des dispositifs basés sur des cavités résonantes et réentrantes, dimensionnées de façon à résonner aux fréquences souhaitées. Dans le cas des mesures à 1.5 GHz, aucun champ électrique continu n'est appliqué pour extraire les électrons, seul le champ électrique hyperfréquence créé dans la cavité permet de les extraire. Dans le cas des mesures à 32 GHz, il y a superposition d'un champ électrique continu, et d'un champ électrique hyperfréquence.

3.2. Modulation à 1.5 GHz

3.2.1. Conception de la cavité

3.2.1.1. Pré-dimensionnement

Pour ce dispositif, il n'y a aucun champ électrique continu (donc aucune polarisation) appliqué entre la cathode et l'anode, seul le champ électrique hyperfréquence du mode excité à l'intérieur de la cavité résonante est utilisé pour extraire les électrons. L'emploi d'une cavité réentrante est clairement justifié dans ce cas.

L'utilisation de l'Équation 3-1 qui donne les fréquences de résonance des modes TE et TM pour une cavité cylindrique à section circulaire permet un premier dimensionnement grossier de cavité.

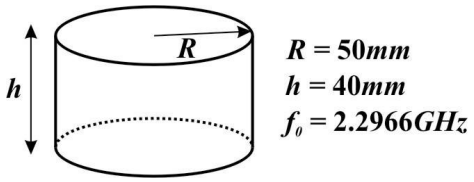


Figure 3-3 : Premier pré-dimensionnement de la cavité 1.5 GHz.

En prenant les modes TM (correspondant à une configuration du champ électrique adaptée à notre cas) une cavité cylindrique dont les dimensions sont R = 50mm et h = 40mm a une fréquence fondamentale f_0 = 2.2966 GHz (Figure 3-3).

Cette fréquence est bien supérieure à 1.5 GHz et n'est pas compatible avec la source de puissance qui doit exciter la cavité. Cependant l'ajout de la partie réentrante va modifier la fréquence de résonance, et c'est l'ajustement de la profondeur de pénétration de cette partie qui va permettre d'ajuster la fréquence de résonance à exactement 1.5 GHz.

3.2.1.2. Simulations « Elf »

L'utilisation d'un code de calcul d'électromagnétisme basé sur la méthode des éléments finis (utilisé à TED, et nommé « Elf ») permet d'optimiser le design de la cavité afin d'obtenir la configuration désirée pour le champ électrique ainsi que la fréquence fondamentale exacte, adaptée à la source hyperfréquence. La Figure 3-4 montre le schéma de la cavité finale, de hauteur h = 40 mm, de rayon interne R = 50 mm, avec la partie réentrante au sommet de laquelle se trouve le porte échantillon puis la cathode.

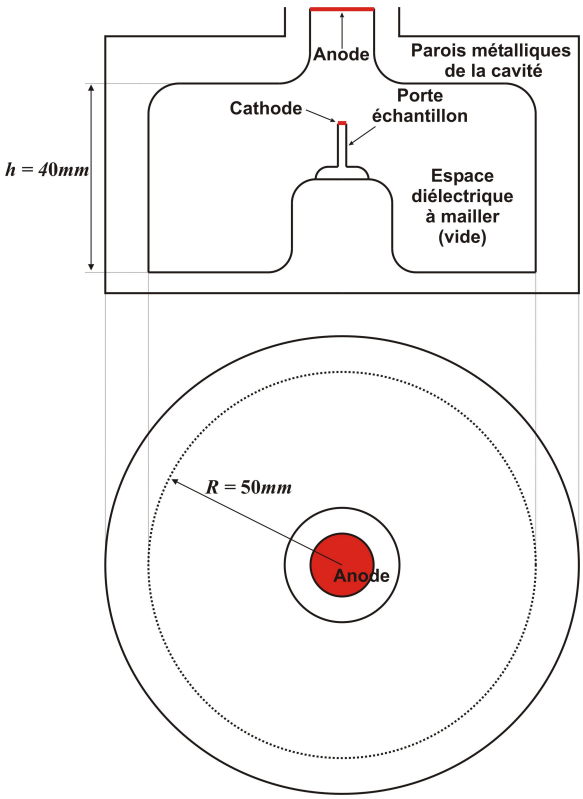


Figure 3-4 : Schéma de la cavité réentrante 1.5 GHz.

Les dimensions de la cavité sont fixes. C'est le diamètre et la hauteur du porte échantillon qui servent à adapter la fréquence de façon à obtenir la fréquence de résonance désirée. Nous reviendrons un peu plus tard sur la forme exacte de ce porte échantillon. Retenons simplement que le calcul donne comme fréquence fondamentale f_0 = 1.4744 GHz.

La répartition du champ électrique correspondant à ce mode est représentée sur la Figure 3-5. On voit clairement que le champ électrique est bien maximum dans la région souhaitée, au sommet du porte échantillon, c'est-à-dire la région où se trouve la cathode.

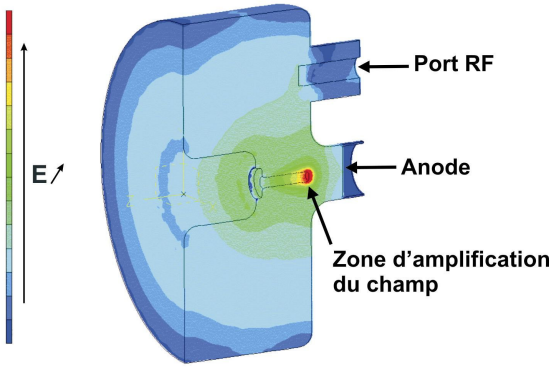


Figure 3-5 : Coupe 3D de la cavité montrant la répartition du champ électrique et la fréquence fondamentale.

Les dimensions ayant été fixées, la cavité a été réalisée.

3.2.1.3. Réalisation de la cavité

La Figure 3-6 montre un plan en coupe de la cavité et la seconde une photo. On peut y distinguer les ports coaxiaux (type N) pour injecter la puissance et mesurer la puissance transmise, l'anode ou antenne de mesure du courant, isolée du reste de la cavité, et enfin la cavité en elle-même avec la partie réentrante et le porte échantillon.

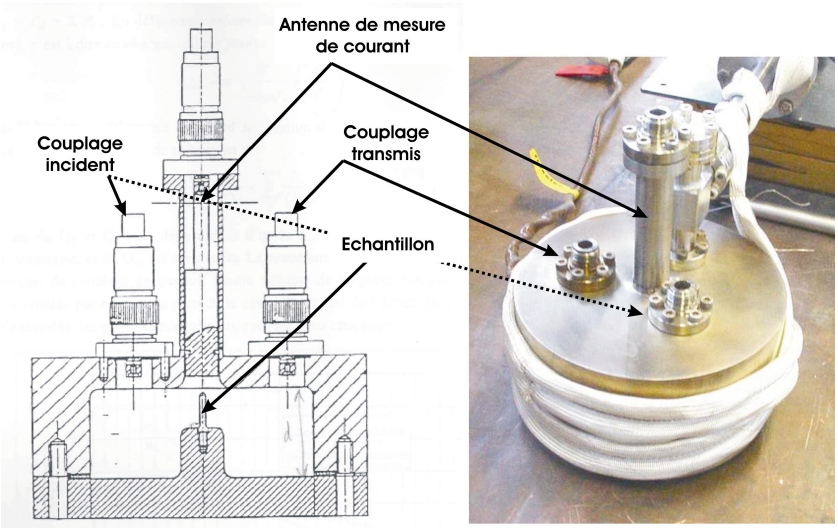


Figure 3-6 : Figure montrant un plan en coupe et une photo de la cavité 1.5 GHz, sur lesquels on peut voir le porte échantillon, l'anode (ou antenne de mesure de courant) et les couplages incidents et transmis pour les mesures de puissance.

La cavité a été dimensionnée de façon à adapter la fréquence du mode fondamentale TM à la fréquence de la source de puissance hyperfréquence disponible, soit 1.5 GHz. Nous allons maintenant voir comment le champ électrique se répartit exactement à l'intérieur de la cavité et quel est le rôle du porte échantillon.

3.2.2. Evaluation du champ électrique hyperfréquence

3.2.2.1. Simulations

La Figure 3-5 montre la répartition du champ électrique pour le mode fondamental de la cavité 1.5 GHz. Nous allons dans cette partie quantifier exactement l'amplitude du champ qui sert à extraire les électrons.

Couplant les Équation 3-2 et Équation 3-3, on obtient que la valeur crête du champ électrique développé dans la cavité résonante est donné par la formule suivante :

$$Q_0 = \frac{\zeta E_{\max}^2}{P}$$

Équation 3-5 : Relation liant la valeur crête du champs électrique à la puissance dissipée dans la cavité.

Où P est la puissance dissipée (en Watt) dans la cavité (P = puissance incidente – puissance réfléchie – puissance transmise), Q_0 le coefficient de surtension, et E_{max} le champ crête. ζ est un facteur de proportionnalité dépendant uniquement de la cavité.

Le logiciel de calcul Elf possède un code (Helmot) qui permet de connaître exactement la répartition du champ électrique hyperfréquence à l'intérieur de la cavité. Par ailleurs, il donne l'amplitude du champ pour une puissance dissipée donnée, et permet donc également de déterminer le facteur ζ. La Figure 3-7 montre le résultat de tels calculs. On voit la répartition du champ électrique à l'intérieur de la cavité avec trois agrandissements différents, allant jusqu'à observer le sommet de la partie réentrante, i.e. la surface de la cathode.

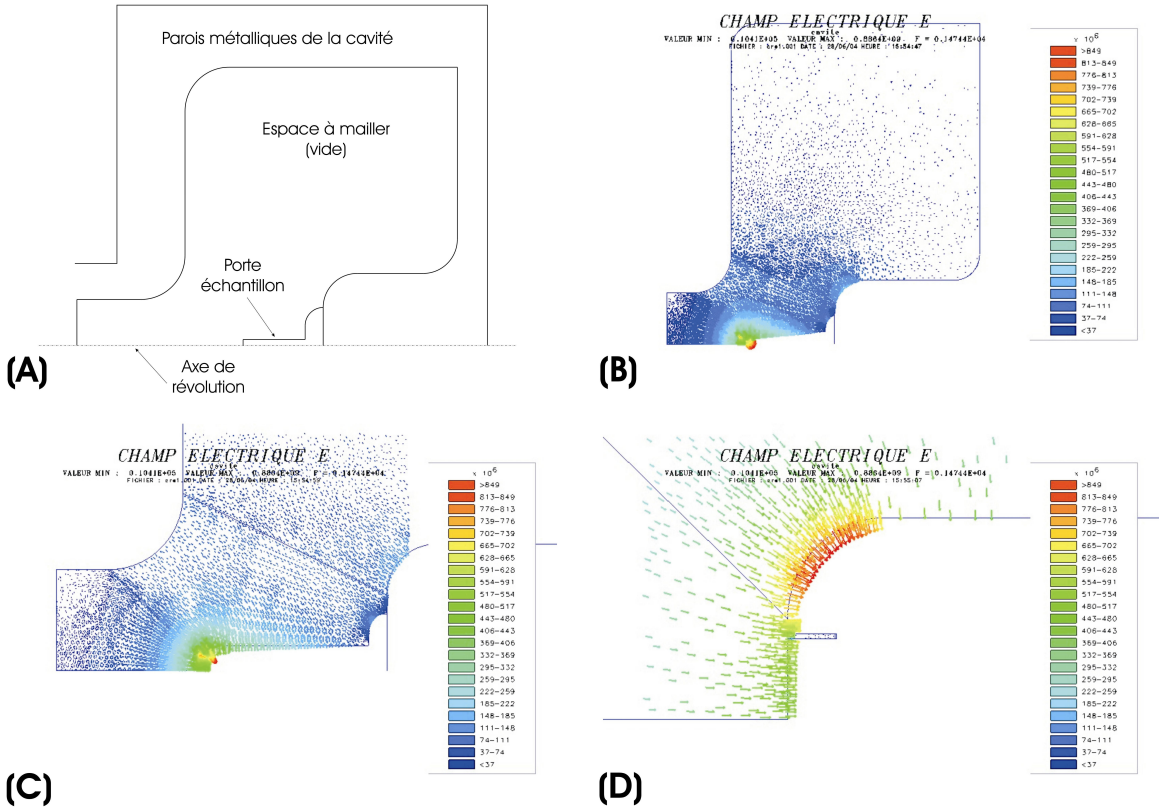


Figure 3-7 : Design de la cavité (A) et « cartes des champs » montrant la répartition du champ électrique à l'intérieur de la cavité (en intensité) pour différents agrandissements, croissants (B, C, D).

La cathode CNT doit être placée dans la cavité réentrante, à l'emplacement exact où le champ électrique du mode choisi est maximum. Pour ce faire, la cathode est placée au sommet d'un porte échantillon. Seulement, d'après les cartes de champ, on voit que le champ n'est pas maximum exactement au sommet du porte échantillon mais sur son pourtour.

3.2.2.2. Le porte échantillon

Plusieurs géométries de porte échantillon ont été étudiées. Le porte échantillon décrit ici est celui qui présentent les meilleurs résultats (Figure 3-8).

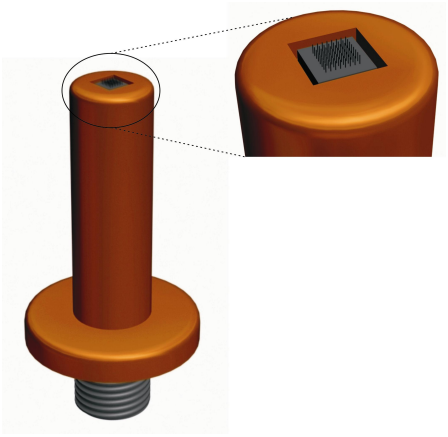


Figure 3-8 : Schéma du porte échantillon utilisé dans la diode 1.5 GHz, montrant notamment l'empreinte au sommet et le positionnement de la cathode CNT (pas à l'échelle).

Pour masquer au maximum les bords des puces de silicium qui peuvent être le siège d'une émission parasite lorsque les champs électriques mis en jeu deviennent intenses, les cathodes sont disposées à l'intérieur d'une empreinte (Figure 3-8). Cette configuration permet d'écranter le champ appliqué sur les bords de la puce. Cette empreinte carrée (de dimension 1.7×1.7 mm^2, et de profondeur environ 0,5 mm) a été creusée à la surface d'un porte échantillon (diamètre = 4 mm), par électroérosion. Un polissage électrolytique est ensuite réalisé pour réduire au maximum les aspérités présentes sur les bords de cette empreinte.

3.2.2.3. Détermination du champ électrique

La Figure 3-9 montre l'amplitude du champ électrique le long de l'axe z, c'est-à-dire perpendiculairement à la cathode, donné par le logiciel Elf. On voit que le champ électrique du mode fondamental est un champ qui décroît exponentiellement à partir de la cathode jusqu'à l'anode.

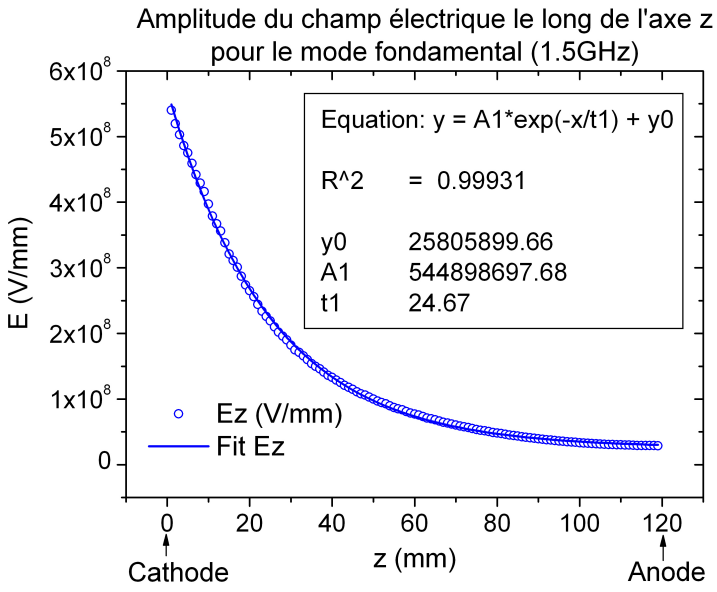


Figure 3-9 : Amplitude du champ électrique le long de l'axe z.

Reprenant l'Équation 3-5 et les valeurs extraites de la Figure 3-7, on peut déterminer la valeur du champ électrique maximum, c'est-à-dire au sommet de la partie réentrante, en fonction de la puissance dissipée dans la cavité. Toutefois, dans la configuration utilisant le porte échantillon décrit juste au dessus, le champ électrique à la surface de la cathode doit être légèrement corrigé par un facteur car on a vu que le champ était maximal sur le pourtour du porte échantillon et non exactement en son sommet (surface de la cathode). Les valeurs des champs électriques sont donc données par les relations ci-dessous :

$$E_{crête}(V/m) = 0.668 \times 10^6 \times \sqrt{P}$$
$$E_{surface}(V/m) = 70\% \times E_{crête}$$

Équation 3-6 : Relation liant l'amplitude du champ électrique créé dans la cavité à la puissance dissipée dans cette dernière.

La figure ci-dessous représente les champs électriques crêtes et à la surface de la cathode en fonction de la puissance dissipée dans la cavité, suivant l'Équation 3-6.

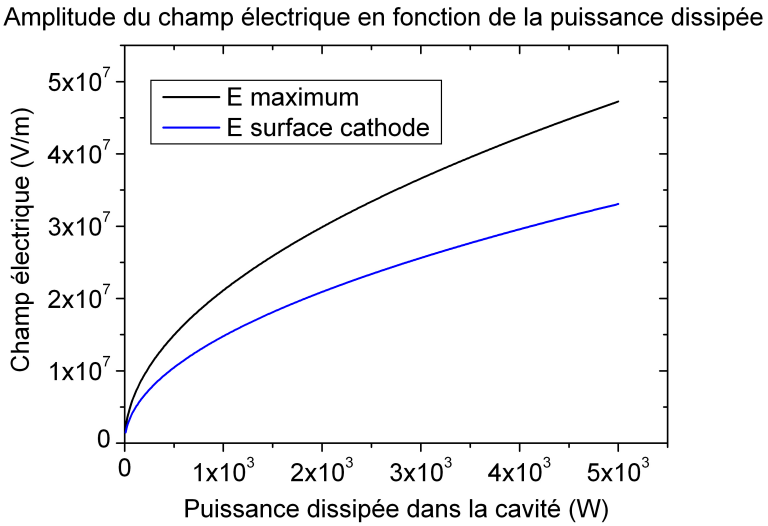


Figure 3-10 : Amplitude du champ électrique créé dans la cavité en fonction de la puissance dissipée dans cette dernière.

On remarque que les puissances nécessaires pour obtenir un champ élevé (>10 V.µm^{-1}) sont importantes et nécessitent l'emploi de sources hyperfréquences particulières. Les sources capables de délivrer de telles puissances sont des sources de puissance de type klystron.

Elles nécessitent une chaîne hyperfréquence conséquente que nous allons décrire dans la partie suivante.

3.2.3. Banc de mesure

Le banc de test est schématisé sur la Figure 3-11 mais décrit plus en détail en annexe 1. Nous nous contenterons ici d'énumérer brièvement les éléments le composant.

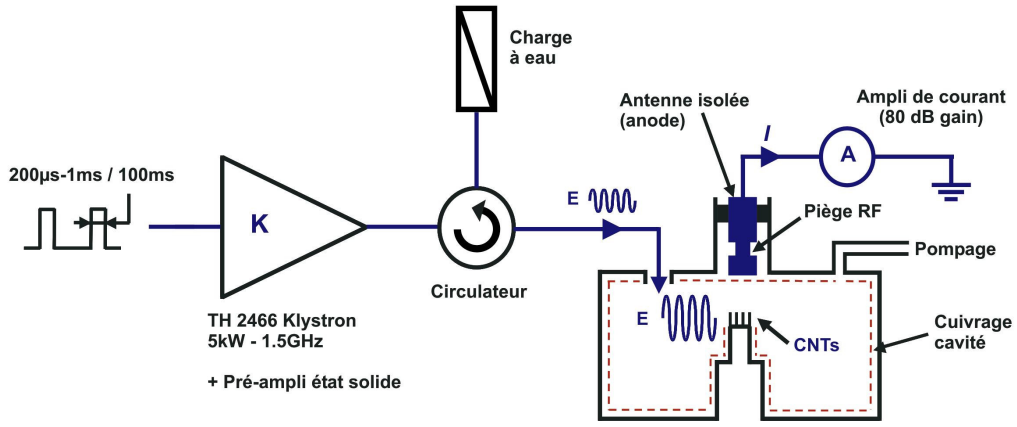


Figure 3-11 : Schéma du banc de mesure à 1.5 GHz.

Le banc de test est donc composé de :

- La source hyperfréquence de puissance, constitué d'un synthétiseur et d'un générateur de pulses alimentant un préamplificateur 5 W à état solide, alimentant lui-même un klystron TH 2466 capable de générer jusqu'à 5 kW à 1.5 GHz. Le travail en mode pulsé avec des pulses de largeur comprise entre 200 µs et 1 ms, et de période 100 ms, permet de travailler avec une puissance moyenne supportable par le circuit hyperfréquence.
- Le circuit hyperfréquence de puissance permettant d'acheminer la puissance jusqu'à la cavité, et de la mesurer. Il est composé de guides d'onde, de coupleurs, d'un circulateur et d'une charge à eau.
- Le groupe de pompage constitué d'une pompe turbo-moléculaire et d'une pompe ionique. Il permet d'obtenir un vide d'environ quelques 10^{-8} Torr dans la cavité.
- Le circuit hydraulique qui permet d'alimenter la charge à eau et de refroidir le klystron et la pompe turbo-moléculaire.
- La cavité 1.5 GHz.
- La chaîne de mesure constituée d'un ampli de courant Keithley à gain variable (10^{11} V.A^{-1} à 10^{3} V.A^{-1}) et d'un oscillocope.

3.2.4. Spécificité des cathodes pour les mesures 1.5 GHz

Comparé aux cathodes classiques mesurées à TRT dont les dimensions sont typiquement de $5\times5\ mm^2$ ou $10\times10\ mm^2$, les cathodes (Figure 3-12) utilisées pour les mesures à 1.5 GHz ont nécessité quelques étapes technologiques supplémentaires. Elles ont déjà été mentionnées dans la thèse d'Eric Minoux [1]. On ne retiendra ici que la découpe en face arrière du substrat, et la taille particulière de ces cathodes ($1.67\times1.67\ mm^2$) pour être compatible avec les dimensions imposées par le porte échantillon de la diode 1.5 GHz.

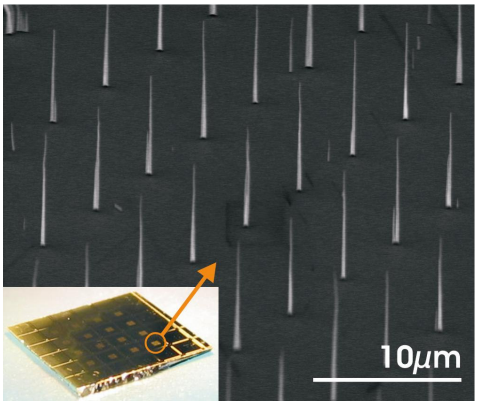


Figure 3-12 : Photo MEB montrant l'aspect des nanotubes crus sur une cathode de 1.67×1.67 mm^2.Une puce de 10×10mm^2 contient 16 cathodes.

La Figure 3-12 montre un aperçu d'une puce classique de $10\times10\ mm^2$ contenant en son centre 16 cathodes de $1.67\times1.67\ mm^2$. Les réseaux d'émetteurs sont des réseaux de nanotubes individuels d'environ 5µm de hauteur et 50 nm de diamètre (au sommet).

Ayant décrit l'ensemble du banc de test et les spécificités des cathodes, nous allons maintenant présenter les mesures, mesures dites « froides » dans un premier temps, c'est-à-dire sans faisceau électronique, puis mesures d'émission à proprement dites.

3.2.5. Mesures à froid

Les mesures dites « à froid » ont pour but de vérifier que les fréquences de résonance et facteur de qualité donnés par le calcul sont correctes et identiques à ceux mesurés. Ces mesures sont dites « à froid » car elles sont réalisées sans le faisceau électronique. Elles demeurent néanmoins valides même en présence du faisceau électronique car les variations dues à ce dernier sont négligeables.

La Figure 3-13 montre les courbes des paramètres S11 et S21. Le paramètre S11 représente l'amplitude du signal réfléchi, en fonction de la fréquence, lorsque le signal est injecté et mesuré sur le même port, en l'occurrence le port RF incident. Le paramètre S21, quant à lui, représente l'amplitude du signal transmis, en fonction de la fréquence, lorsque le signal est injecté dans le port RF incident et mesuré sur le port RF transmis.

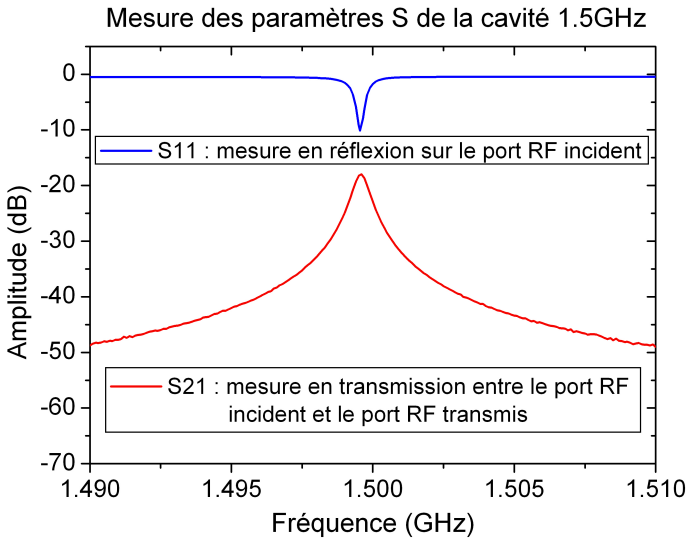


Figure 3-13 : Mesure des paramètres S de la cavité 1.5 GHz.

On peut remarquer que la transmission entre le port incident et le port transmis est très faible. Le couplage du port transmis est en effet choisi très faible, de façon à prélever le minimum de puissance pour ne pas perturber les mesures d'émission. Le rôle de ce port est simplement de mesurer l'allure de la puissance transmise.
On a extrait de ces mesures les coefficients de qualité.

	Fréquence (GHz)	Q_0	Q_x
Valeurs expérimentales	1.4996	7600	4000
Valeurs théoriques	1.4744	10000	Non donné par les simu 2D

On obtient une bonne correspondance entre les valeurs données par le calcul et les valeurs mesurées. Les facteurs de qualité mesurés sont légèrement inférieurs à ceux prévus. Cet écart provient de la différence entre la conductivité réelle du cuivre qui recouvre l'intérieur de la cavité et celle du cuivre « idéal » OHFC (Oxygen Free High Conductivity) qui est utilisée dans les calculs du Q_0 par logiciel Elf.

3.2.6. Résultats de modulation diode 1.5 GHz

3.2.6.1. Temps de transit

A partir de l'allure du champ électrique donné par Elf (Figure 3-9), on peut calculer le temps de transit des électrons pour atteindre l'anode. Ce temps est tracé en fonction du champ électrique sur la Figure 3-14.

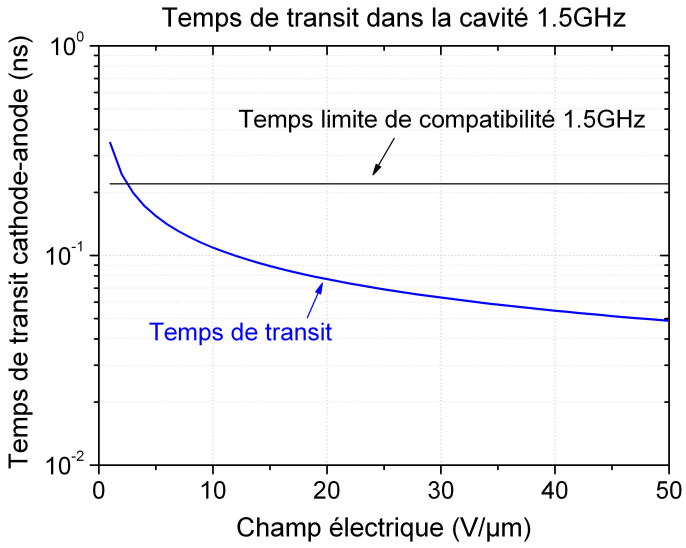


Figure 3-14 : Représentation du temps de transit dans la cavité 1.5 GHz en fonction du champ électrique appliqué.

Le temps de transit est comparé au temps limite de compatibilité de modulation à 1.5 GHz qui est défini comme $\tau = \frac{1}{3} T_{1.5GHz}$, où $T_{1.5GHz}$ désigne la période du champ électrique à 1.5 GHz. On peut noter que le temps de transit est nettement inférieur à ce temps de compatibilité dès que le champ dépasse quelques volts.µm^{-1}, ce qui valide les résultats obtenus.

3.2.6.2. Mesures

La Figure 3-15 représente le courant émis moyen (en échelle log) en fonction de la valeur crête du champ électrique appliqué pour deux échantillons : une cathode avec nanotubes individuels (courbe bleue) et une cathode silicium sans nanotube (courbe rouge).

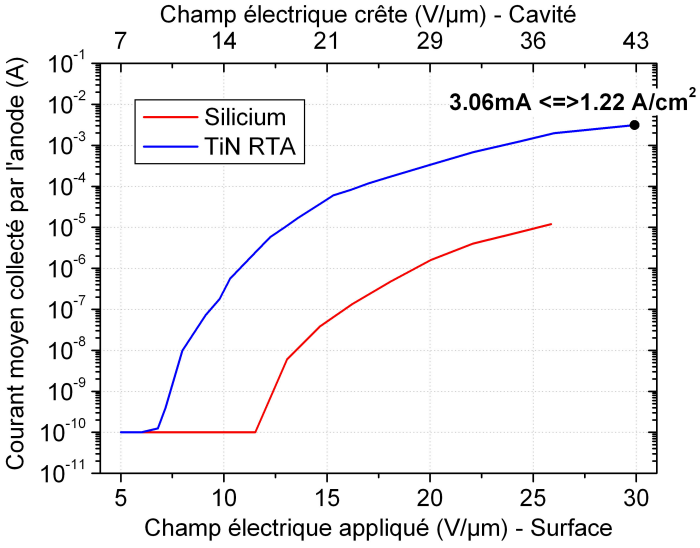


Figure 3-15 : Mesures expérimentales obtenues dans la diode 1.5 GHz.

Pour la cathode CNT, la courbe montre un courant moyen maximum de 3.06 mA, soit une densité de courant moyen supérieure à 1 $A.cm^{-2}$. On peut voir que la puce silicium sans nanotube émet aussi. Cela peut provenir des bords de la puce, de divers poussières qui peuvent se trouver à sa surface ou de quelques aspérités qui peuvent se trouver le porte échantillon en cuivre, malgré le polissage. Cependant le courant émis par cette cathode reste plus de deux ordres de grandeur inférieur à celui de la cathode CNT. Cela montre que l'écrantage dû au porte échantillon est assez efficace et que le courant émis avec la première cathode provient bien des nanotubes.

3.2.6.3. Allure du courant réel modulé

On peut noter que tous les courants mesurés sont des courants moyens vus par la chaîne de mesure. Cependant, en utilisant la loi de Fowler-Nordheim, et connaissant la variation du champ électrique dans le temps, on peut en déduire l'allure du courant tel qu'on le verrait si on pouvait l'observer à 1.5 GHz. Le résultat est présenté sur la Figure 3-16.

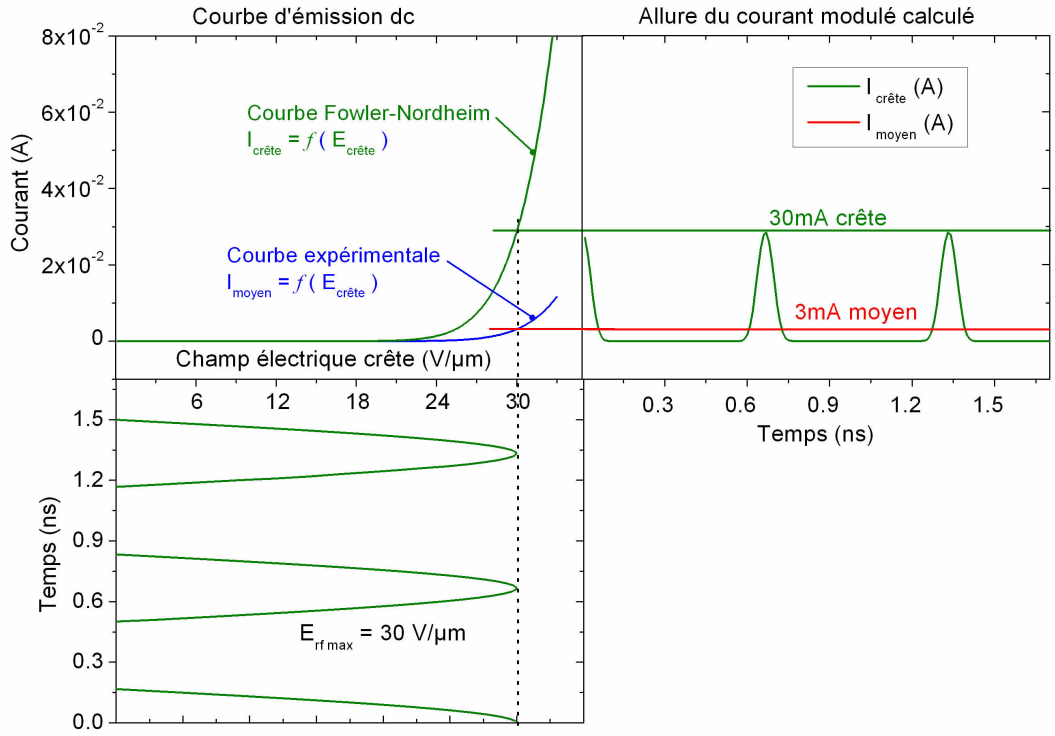


Figure 3-16 : Allure du courant émis, crête et moyen, à 1.5 GHz.

La courbe bleue en haut à gauche représente le courant émis en fonction du champ électrique appliqué selon la loi de Fowler-Nordheim, pour un facteur d'amplification de 236 (valeur déduite de la courbe expérimentale précédente). La courbe verte en bas à gauche représente les demies périodes du champ électrique hyperfréquence pendant lesquelles ce dernier est positif, c'est-à-dire extracteur. En injectant ce champ hyperfréquence dans l'équation de Fowler-Nordheim, on obtient un courant hyperfréquence tel qu'il est représenté par la courbe verte en haut à droite. La courbe rouge représente la valeur moyenne dans le temps de ce courant modulé et représente ainsi le courant auquel nous avons accès avec notre dispositif de mesure.

D'après cette figure, et sachant que l'on a mesuré un courant émis moyen d'environ 3 mA, on peut avancer que les électrons sont en réalité émis en « paquets » d'environ 100 ps, d'amplitude crête 30 mA (soit 12 $A.cm^{-2}$), à la fréquence de 1.5 GHz.

Le banc de mesure à 1.5 GHz décrit précédemment a donc permis de démontrer la possibilité d'émettre un faisceau électronique de densité crête égale à 12 $A.cm^{-2}$, directement modulé à 1.5 GHz [3].

Nous allons montrer dans la partie suivante qu'un faisceau électronique continu peut être modulé partiellement, directement à la source, à la fréquence de 32 GHz.

3.3. Modulation à 32 GHz

3.3.1. Conception des cavités

3.3.1.1. Description du dispositif de test

Contrairement à la diode 1.5 GHz, les essais de modulation à 32 GHz sont réalisés en superposant un champ électrique hyperfréquence à un champ électrique continu. Dans ce cas, les puissances hyperfréquences nécessaires sont beaucoup moins importantes mais l'utilisation de cavités réentrantes reste nécessaire pour créer un fort champ électrique localement. Par ailleurs les essais à 32 GHz ont été réalisés dans une configuration non plus diode mais triode (Figure 3-17).

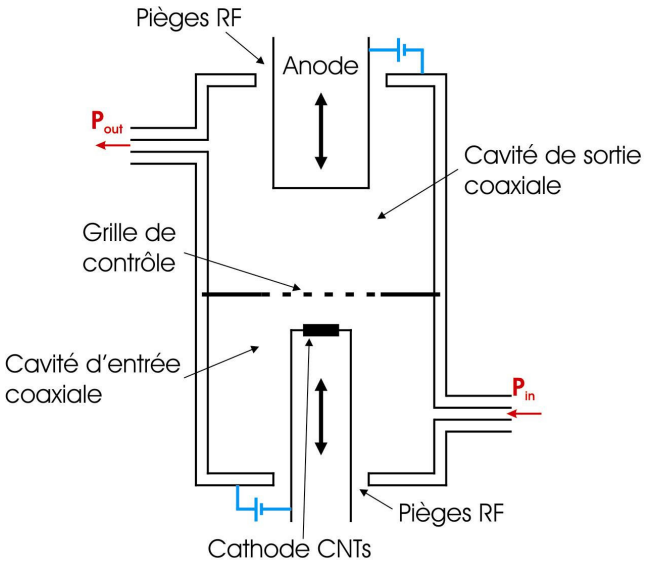


Figure 3-17 : Schéma de la triode 32 GHz.

La micro-triode est composée de deux cavités réentrantes placées face-à-face (Figure 3-17). La première cavité est la cavité d'entrée. Ses dimensions sont ajustées pour qu'elle résonne à la fréquence désirée : ~32 GHz. La cathode à nanotubes est placée au sommet de la partie réentrante (pincement de la cavité). Le signal hyperfréquence est injecté dans la cavité par le biais d'un guide d'onde.

La paroi commune des deux cavités est constituée par une grille. Elle permet le contrôle de l'émission et laisse le passage au faisceau d'électrons émis par la cathode.

Le courant modulé provenant de la cavité d'entrée et ayant traversé la grille vient exciter la cavité de sortie. Celle-ci a une forme semblable à celle de la cavité d'entrée, mais la distance grille-anode est sensiblement plus grande que celle de la cathode à la grille. Les autres dimensions sont ajustées pour que la cavité résonne à la bonne fréquence. Un guide d'onde connecté à la cavité permet d'en extraire la puissance hyperfréquence.

Les cavités ne peuvent pas être totalement fermées, puisque que l'on doit appliquer une différence de potentiel électrostatique entre la cathode et la grille d'une part, la grille et l'anode d'autre part. Un circuit placé au fond des cavités (piège RF) permet donc de stopper la propagation des ondes hyperfréquences sans fermer physiquement les cavités.

3.3.1.2. Principe de la modulation à 32 GHz

Comme mentionné précédemment, on sait qu'une cathode à nanotubes de carbone commence à émettre un courant non négligeable quand elle est soumise à un champ électrique important (de l'ordre de 10 $V.\mu m^{-1}$). La cathode a donc été placée dans une cavité résonante fortement surtendue, et de forme coaxiale réentrante afin de générer localement des champs électriques importants. Cependant il faudrait fournir une puissance hyperfréquence très importante dans la cavité d'entrée si l'on voulait faire émettre la cathode à l'aide du seul champ hyperfréquence (c'était le cas des mesures à 1.5 GHz). On propose donc de lui superposer un champ statique. La loi d'émission est fortement non linéaire et présente un champ seuil à partir duquel le courant émis croît très rapidement. Si l'on établit le champ statique à un niveau proche de ce seuil, un champ hyperfréquence relativement faible pourra donner lieu à un courant modulé important. La Figure 3-18 l'illustre. La courbe bleue en haut à droite représente l'allure du courant émis en fonction du champ électrique appliqué selon la loi de Fowler-Nordheim. Si l'on considère que le champ électrique à la forme d'un champ hyperfréquence superposé à un champ statique (courbe noire en bas à gauche), alors le courant a la forme représentée par la courbe noire I(t) en haut à gauche.

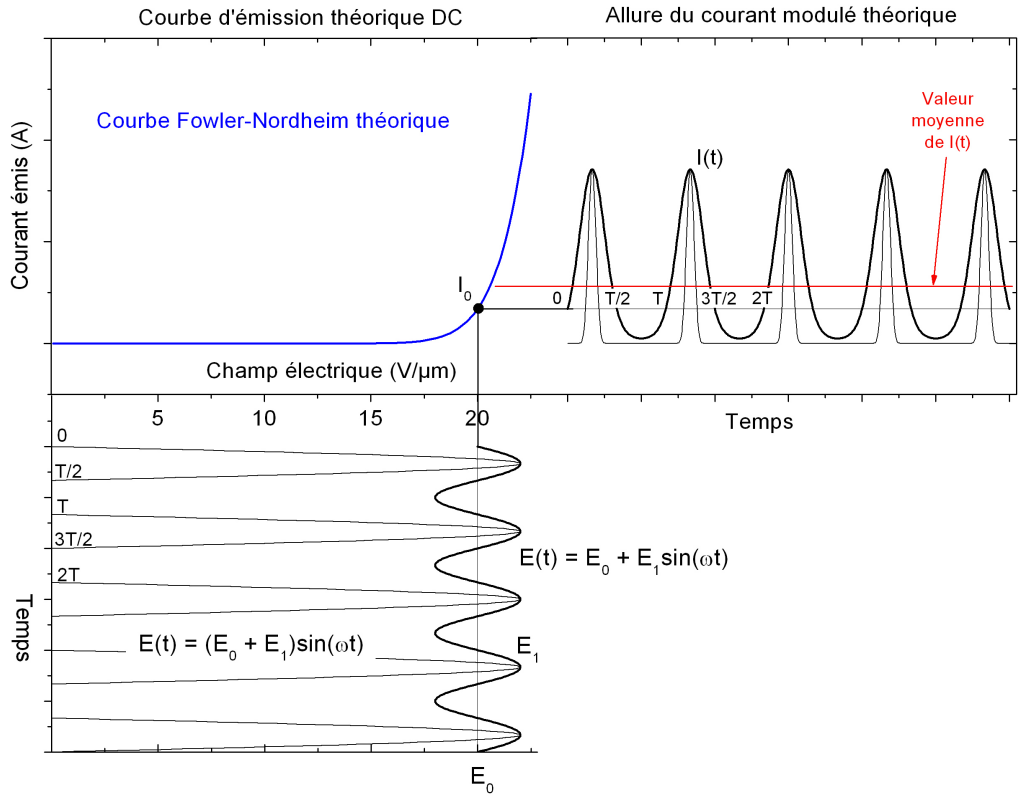


Figure 3-18 : Modulation d'un faisceau continu. Allure du courant modulé émis.

Par exemple, pour un facteur $\beta = 300$, une modulation de 10% (2 V.µm^{-1} pour 20 V.µm^{-1}) du champ électrique conduit à un courant faisceau modulé présentant une profondeur de modulation (I_{MAX} / I_{MIN}) de 35.

La loi d'émission étant non linéaire, la valeur moyenne du courant modulé (représentée en rouge sur la figure ci dessus) est supérieure au courant d'émission DC. Si l'on mesure le courant d'émission avec un appareil qui moyenne le signal, la modulation se traduit alors par une augmentation du courant moyen émis. C'est ce moyen que nous utilisons pour caractériser l'émission modulée des cathodes à 32 GHz.

Pour résumer, il y a donc deux méthodes possibles pour démontrer la modulation à très haute fréquence :

- Observer une puissance dans la cavité de sortie, à la fréquence de l'onde injectée dans la cavité d'entrée.
- Observer une augmentation du courant moyen émis.

3.3.2. Dimensionnement des cavités

3.3.2.1. Pré-dimensionnement

Les premiers calculs visent à pré-dimensionner les cavités, les couplages externes et les pièges hyperfréquences. Ces résultats (fréquences de résonance, coefficients de surtension, etc.) sont nommés paramètres « à froid », car ils sont représentatifs du circuit en l'absence du faisceau

d'électrons. Ils seront optimisés ultérieurement, lors des calculs d'interaction prenant en compte le faisceau.

L'Équation 3-1 qui donne les fréquences de résonance des modes TE et TM pour une cavité cylindrique à section circulaire permet de déterminer l'ordre de grandeur des dimensions des cavités.

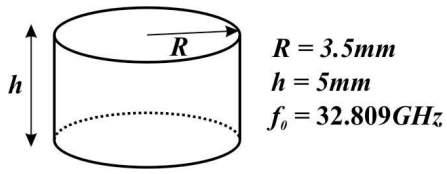


Figure 3-19 : Premier pré-dimensionnement des cavités 32 GHz.

En prenant les modes TM (correspondant à une configuration du champ électrique adaptée à notre cas) une cavité cylindrique dont les dimensions sont $R = 3.5\ mm$ et $h = 5\ mm$ a une fréquence fondamentale $f_0 = 32.809\ GHz$ (Figure 3-19).

A partir de ce premier résultat, la partie suivante décrit les calculs qui seront effectués avec le logiciel Elf pour prendre en compte la forme exacte de la cavité (réentrante), et déterminer précisément les dimensions qui donneront la fréquence de résonance souhaitée.

3.3.2.2. Fréquence de résonance

3.3.2.2.a. Cavité d'entrée

Les dimensions principales des cavités doivent être ajustées afin qu'une des fréquences de résonance coïncide avec la fréquence visée. Dans un premier temps on ne tient compte ni des guides de couplage ni des pièges hyperfréquences.

Les valeurs de champ électrique obtenues par simulations figurant dans les tableaux suivants sont relevées en face de la cathode, et correspondent à une normalisation des champs telle que l'énergie totale emmagasinée dans la cavité soit de 1 J. On note :

d	distance cathode-grille
r_i	rayon intérieur de la cavité coaxiale
r_e	rayon extérieur de la cavité coaxiale
L	longueur de la cavité coaxiale
f_i	fréquence du i-ème mode de résonance (mode axisymétrique).
E_i	amplitude du champ électrique hyperfréquence de ce mode devant la cathode.

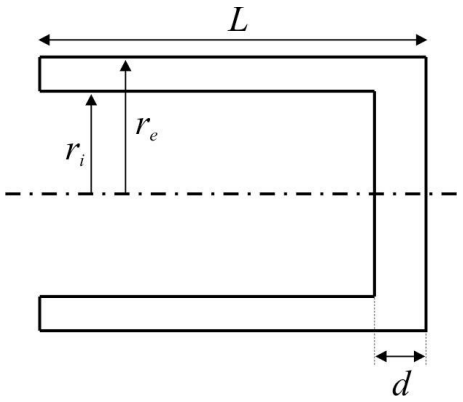


Figure 3-20 : Schéma de la cavité réentrante de base pour les calculs (Elf) à 32 GHz.

Le rayon intérieur doit être de l'ordre du mm, de sorte que l'on puisse loger une cathode de surface 1 mm^2 environ. Voici une première solution (cas 1) :

	d (mm)	r_i (mm)	r_e (mm)	L (mm)	f_1 (GHz)	E_1 (V/m)
Cas 1	0.150	0.50	1.00	1.80	30.2	2.0×10^{10}

La distance d est assez importante. Pour une distance plus faible, on peut obtenir des champs plus importants, mais l'ajustement à 30 GHz est alors assez difficile technologiquement. Il faut par exemple prendre des valeurs très voisines de r_i et r_e (cas 2) :

	d (mm)	r_i (mm)	r_e (mm)	L (mm)	f_1 (GHz)	E_1 (V/m)
Cas 2	0.025	0.50	0.55	2.00	30.0	4.6×10^{10}

Les dimensions étant faibles, on peut songer à une technologie MEMS pour réaliser les cavités. Dans ce cas des cavités relativement plates sont à privilégier (cas 3 et 4) :

	d (mm)	r_i (mm)	r_e (mm)	L (mm)	f_1 (GHz)	E_1 (V/m)
Cas 3	0.025	1.00	1.40	0.30	28.3	4.3×10^{10}
Cas 4	0.020	1.00	1.60	0.15	31.4	6.1×10^{10}

Pour éviter des dimensions trop faibles (pour une technologie classique), on peut travailler non plus avec le premier mode de révolution, mais avec le deuxième (cas 5) :

	d (mm)	r_i (mm)	r_e (mm)	L (mm)	f_2 (GHz)	E_2 (V/m)
Cas 5	0.006	1.00	1.50	5.00	30.5	1.9×10^{10}

La valeur de champ n'est pas ridicule, mais on a pris ici une distance d très faible. Pour une distance d beaucoup plus grande on obtient par exemple (cas 6) :

	d (mm)	r_i (mm)	r_e (mm)	L (mm)	f_2 (GHz)	E_2 (V/m)
Cas 6	0.100	1.00	3.00	5.00	31.2	8.3×10^9

C'est ce dernier cas que l'on retiendra comme solution finale. La Figure 3-21 montre la répartition du champ électrique (en amplitude) pour une telle cavité.

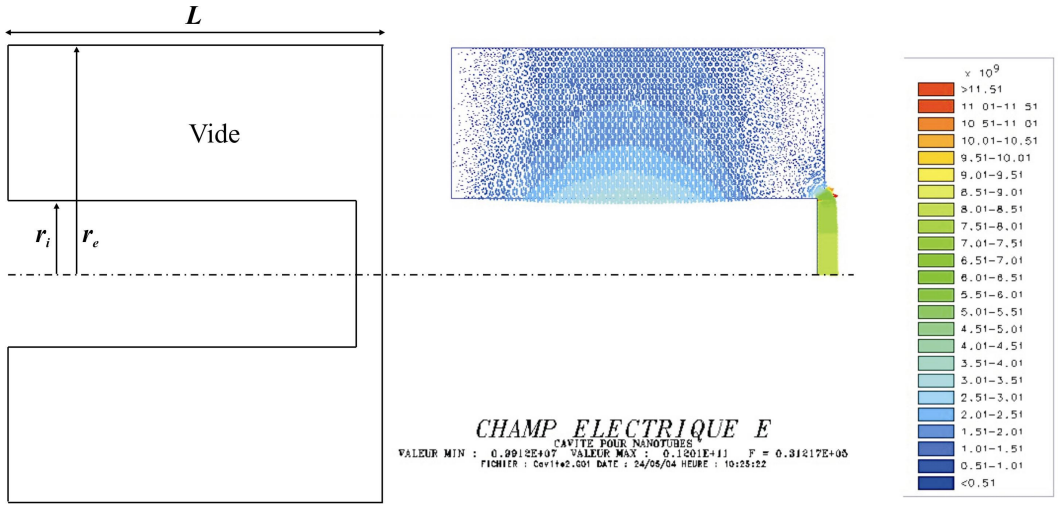


Figure 3-21 : Simulation montrant la répartition du champ électrique à l'intérieur de la cavité 32 GHz pour le cas retenu : cas 6.

3.3.2.2.b. Cavité de sortie

Dans le cas d'une cavité de sortie nous nous intéresserons (la justification sera faite plus loin), pour chaque mode propre, au paramètre R/Q défini comme suit :

$$R/Q = V^2/2\omega W$$

où V est l'intégrale du champ électrique le long du parcours du faisceau, c'est-à-dire entre la grille et l'anode, ω est la pulsation propre et W l'énergie emmagasinée dans la cavité.

Dans le tableau suivant Q est le facteur de surtension (représentatif des pertes) et les indices 1 et 2 font référence aux deux premiers modes propres axisymétriques. Nous partons d'une cavité voisine de la cavité d'entrée (cas 6), avec des dimensions un peu supérieures.

d (mm)	r_i (mm)	r_e (mm)	L (mm)	f_1 (GHz)	f_2 (GHz)	R/Q_1	Q_1	R/Q_2	Q_2
0.3	2	4	5	7.42	30.19			2.5	2856
0.5	2	4	5	8.63	30.15	43	2000	6	3061
0.7	2	4	5	9.39	30.08	48	2117	9.8	3239
1	2	4	5	10.14	29.97	54	2224	17	3476

La fréquence du deuxième mode est peu sensible à la distance d entre la grille et l'anode. Par contre le paramètre R/Q augmente avec d. On verra que l'on a intérêt à choisir R/Q et donc d le plus grand possible.

Le facteur limitatif est alors le temps de transit, qui ne doit être qu'une fraction de la période du signal. Un temps de transit égal à 1/3 de la période à 30 GHz dans le dernier cas (d = 1 mm) conduirait à une tension de 30 kV, trop élevée pour le dispositif. On se limitera donc à d = 0.5 mm.

Pour des raisons de technologie (liées en particulier à un éventuel remplacement de la grille), il est souhaitable que les cavités d'entrée et de sortie aient les mêmes diamètres extérieurs.

d (mm)	r_i (mm)	r_e (mm)	L (mm)	f_1 (GHz)	f_2 (GHz)	R/Q_1	Q_1	R/Q_2	Q_2
0.5	1	3	5	10.56	32.90			14.7	
0.5	1	3	6	9.25	28.50	78.4	1966	16.6	3204
0.5	1	3	5.65		30.00				

On constate qu'il est tout à fait possible d'ajuster la fréquence par la longueur de la cavité, et que le R/Q est plus élevé que dans le cas précédent.

3.3.2.3. Couplage externe

La cavité d'entrée choisie (cas 6) a des dimensions suffisamment grandes pour qu'un couplage classique (via un guide coaxial) soit utilisé.

Couplons alors la cavité du cas 6 à l'extérieur par un guide coaxial. L'axe du guide est situé à 1.5 mm du fond de la cavité, son rayon intérieur est 0.5 mm et son rayon extérieur 1 mm. Le calcul est effectué en oscillations forcées : sur la plan d'accès du guide est imposée une excitation (champ magnétique transverse) à une fréquence donnée. On calcule alors à l'aide d'un code aux éléments finis 3D la réponse de la structure, dont on déduit le champ électrique transverse au niveau de l'accès, puis enfin le coefficient de réflexion. Celui-ci exprime l'amplitude de l'onde réfléchie rapportée à celle de l'onde entrante. Si l'on néglige les pertes, le module du coefficient de réflexion est 1, ce qui a pour signification physique que la puissance réfléchie est égale à la

puissance d'entrée. On s'intéresse à la phase de ce coefficient en fonction de la fréquence d'excitation. Les calculs donnent les valeurs suivantes pour la fréquence de résonance de la cavité ouverte et le coefficient de couplage :

f_0 = 31.06 GHz
Q_x = 1285

Nous ne savons pas à ce stade quelle est la valeur optimale du Q_x. Disons simplement que le Q_x peut être modifié en faisant rentrer plus ou moins l'âme centrale du guide coaxial à l'intérieur de la cavité. Nous verrons quelques exemples lors de l'optimisation de la structure.

La Figure 3-22 représente le module du champ électrique à la résonance. Une demi-structure simplement a été représentée en raison de la symétrie. On relève un champ électrique maximum de 1.84×10^6 V.m^{-1} pour 1 W injecté sur la demi-structure (donc 2 W dans la structure complète). Il faudrait multiplier au moins par 10 ce champ pour atteindre le seuil d'émission par le seul champ hyperfréquence, et donc par 100 la puissance d'entrée. On voit donc qu'il est nécessaire dans ce cas de superposer un champ statique.

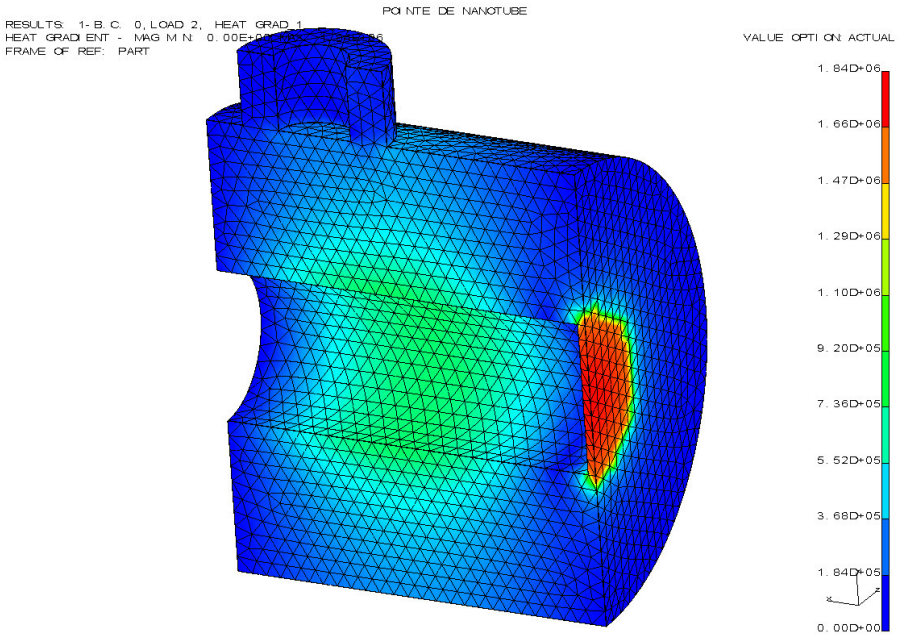


Figure 3-22 : Coupe 3D de la cavité 32 GHz avec le port d'injection RF.

3.3.2.4. Pièges hyperfréquences

Le rôle des pièges hyperfréquences est de stopper la propagation des ondes dans le guide coaxial situé à l'arrière de chaque cavité. Les cavités peuvent être alors considérées comme fermées du point de vue hyperfréquence, bien qu'elles ne le soient pas physiquement. Les dimensions des pièges ont été optimisées, afin qu'un minimum de puissance atteigne les ouvertures situées au fond des cavités. Deux étages ont été utilisés afin d'en améliorer l'efficacité. Les dimensions des cavités ont été retouchées, car la présence des pièges en modifie les fréquences de résonance. On aboutit aux dimensions suivantes :

Cavité	
d (mm)	0.091
r_e (mm)	2.8
r_i (mm)	10.91
L (mm)	4.436

	Couplage 1	Couplage 2	Couplage 3
Rayon intérieur	0.5mm	0.26mm	0.26mm
Rayon extérieur	1.0mm	0.60mm	0.60mm
d axe-fond	1.5mm	1.865mm	1.865mm
Enfoncement	0.0mm	0.5mm	0.3mm

	Piège 1	Piège 2
Rayon ext. glissement	1.82mm	1.82mm
Largeur glissement	2.19mm	2.275mm
Largeur cavité	2.27mm	2.275mm
Rayon cavité	4.75mm	4.65mm

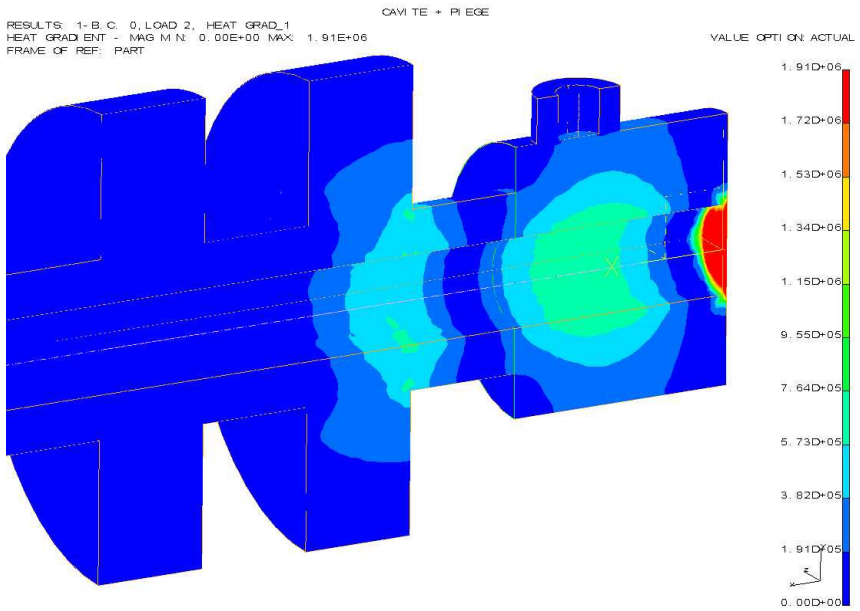


Figure 3-23 : Coupe 3D de la cavité 32 GHz avec le port d'injection RF et les deux étages de piège hyperfréquence.

La fréquence de résonance de la cavité est celle pour laquelle le coefficient de transmission est maximum entre l'entrée et l'extrémité des pièges. On trouve $f = 31.92$ GHz.

Le coefficient de transmission maximum (en champ) est de 6.10^{-3}, ce qui signifie que moins de 4.10^{-5} de la puissance est transmise du guide d'entrée au fond des pièges.

Avec les côtes des couplages 2 et 3 (guide coaxial standard) on trouve :

$f = 31.860$ GHz et $Q_x = 635$ avec un enfoncement de 0.5
$f = 31.894$ GHz et $Q_x = 1706$ avec un enfoncement de 0.3

Dans ce dernier cas un calcul sans perte donne un champ maximum de 1.7×10^6 V.m^{-1}. Avec pertes on obtient environ 1.0×10^6 V.m^{-1} et un coefficient de réflexion de 0.22 à la résonance, décalée de 6 MHz vers le bas par rapport au calcul sans pertes.

3.3.2.5. Calcul en présence du faisceau

3.3.2.5.a. Schéma équivalent de la cavité d'entrée

Hypothèses

Par rapport au schéma classique d'une cavité d'entrée (circuit *RLC* pour la cavité, transformateur pour le couplage externe) une résistance R_f a été ajoutée en // pour représenter le faisceau (Figure 3-24).

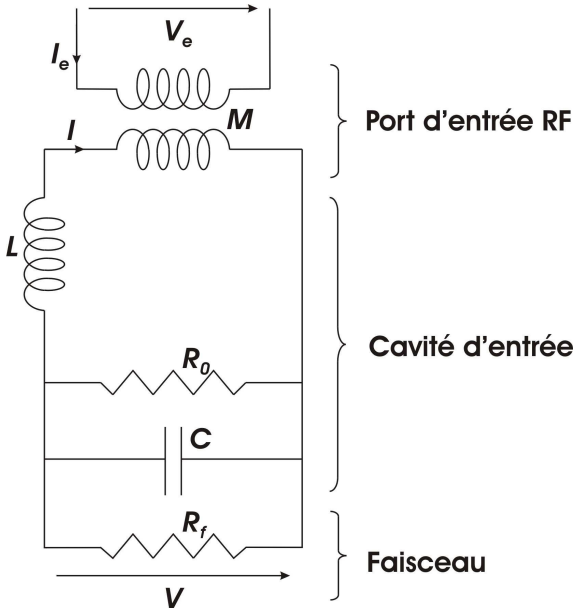


Figure 3-24 : Schéma équivalent de la cavité d'entrée en présence de faisceau.

Voici les hypothèses faites pour obtenir un tel schéma.

Soit V_{dc} la tension continue appliquée à la grille et I_{dc} le courant continu émis par la cathode. On se place dans une situation où la tension hyperfréquence V entre la grille et la cathode est petite devant V_{dc}. Un développement au premier ordre donne pour expression du courant hyperfréquence tiré de la cathode :

$$I = V\left(\frac{dI}{dV}\right)_{V=V_{dc}}$$

$g = dI/dV$ est la pente de la loi d'émission au point de fonctionnement (I_{dc}, V_{dc}). C'est un terme réel (I et V sont en phase) appelé conductance AC. La forte non-linéarité de la loi d'émission rend ce terme largement plus important que la conductance DC : $G_{dc} = I_{dc}/V_{dc}$, ce qui favorise le « bunching » (mise en paquet du faisceau électronique).

On supposera que le bunching n'est que peu modifié par les effets de modulation de vitesse et de charge d'espace, autrement dit on peut négliger le beam-loading (modification légère de la fréquence de résonance de la cavité due à la présence du faisceau). Cette hypothèse a été confirmée par des calculs 3D. Elle est également faite dans l'article de Charbonnier [4] et justifiée par de faibles angles de transit. Le courant induit dans la cavité dépend donc simplement de l'émission et l'on notera : $R_f = 1/g$.

V_e est la tension et I_e le courant dans le guide d'excitation, dont l'impédance est Z_e. En utilisant la notation des lignes, « a » coefficient d'onde entrante ($a = \sqrt{P_i}$), « b » coefficient d'onde sortante ($b = \sqrt{P_{réf}}$), on a les relations :

$$V_e = (a+b)\sqrt{2Z_e} \text{ et } I_e = (a-b)\sqrt{\frac{2}{Z_e}}$$

Si ω_0 est la pulsation à la résonance de la cavité, Q_0 le coefficient de surtension et R/Q l'impédance shunt, les relations suivantes permettent d'identifier le circuit R_0LC :

$$LC\omega_0^2 = 1 \ ; \ R/Q = L\omega_0 = 1/C\omega_0 \ ; \ R_0 = R/Q\,Q_0$$

Le couplage entre la cavité et le guide est représenté par un transformateur. On définit M, le coefficient de couplage du transformateur, à l'aide du Q_x par la relation :

$$M^2 C\omega_0^3 = \frac{Z_e}{Q_x}$$

On notera aussi :

$$R_f = \frac{R}{Q}Q_f \text{ et } \frac{1}{Q_p} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_f}$$

Q_p correspond aux pertes totales, celles propres à la cavité et celles résultant de l'émission.

On a donc :

$V_e = j.M.\omega.I$ ou $V = j.M.\omega.I_e$ (relation du transformateur)

$$I.\left[j.L.\omega + \frac{1}{\left(j.C.\omega + 1/R_0 + 1/R_f\right)} \right] + j.M.\omega.I_e = 0 \text{ (loi des tensions : } \Sigma V = 0)$$

En éliminant I, on obtient :

$$V_e = \frac{M^2\omega^2\left(j.C.\omega + 1/R_0 + 1/R_f\right)}{1 - \omega^2/\omega_0^2 + j.L.\omega/R_0 + j.L.\omega/R_f} I_e$$

A la résonance ($\omega = \omega_0$), et en supposant Q_0 et $Q_f >> 1$ ($\Leftrightarrow 1 / Q_p \to 0$) :

$$V_e = \frac{M^2\omega_0^2\left(j.C.\omega_0 + 1/R_0 + 1/R_f\right)}{j.L.\omega_0\left(1/R_0 + 1/R_f\right)} I_e$$

$$V_e = \frac{M^2 C\omega_0^3}{1/Q_p} I_e$$

En utilisant la notation (a, b) :

$$a + b = \frac{Q_p}{Q_x}(a - b) \text{ ou encore } b = a\frac{\left(Q_p - Q_x\right)}{\left(Q_p + Q_x\right)}$$

On retrouve le résultat classique : quand le Q_x est égal au Q_0 (qui est devenu ici Q_p à cause de l'émission), la cavité est parfaitement adaptée ($b \to 0$).

Des expressions précédentes on déduit :

$$V = V_{R_0} = j.M.\omega\frac{V_e}{\left(\frac{M^2C.\omega^3}{1/Q_p}\right)} + j.L.\omega\frac{V_e}{j.M.\omega}$$

$$V = -j.V_e\left[\frac{M.\omega}{Z_e Q_p/Q_x} + \frac{L.\omega}{j.M.\omega}\right]$$

$$V = -j.V_e\left[\frac{\sqrt{\frac{Z_e}{Q_x C.\omega}}Q_x}{Z_e Q_p} + \frac{R/Q}{j\sqrt{\frac{Z_e}{Q_x}R/Q}}\right]$$

$$V = -j.a\left(1 + \frac{Q_p - Q_x}{Q_p + Q_x}\right)\sqrt{2Z_e}\left[\frac{\sqrt{Q_x}}{\sqrt{Z_e}Q_p\sqrt{R/Q}} + \frac{\sqrt{R/Q}\sqrt{Q_x}}{j.\sqrt{Z_e}}\right]$$

$$V = -a\left(1+\frac{Q_p - Q_x}{Q_p + Q_x}\right)\sqrt{2}\left[\frac{j.\sqrt{Q_x} + R/Q\sqrt{Q_x}Q_p}{Q_p\sqrt{R/Q}}\right]$$

$$V = -2.a.\frac{Q_p}{Q_p + Q_x}\sqrt{2}\sqrt{Q_x}\left[\frac{j + Q_p.R/Q}{\sqrt{R/Q}.Q_p}\right]$$

$$V = -2\frac{Q_p}{Q_p + Q_x}\sqrt{2.Q_x\,R/Q}\;a$$

De V on déduit I : $I_f = \frac{V}{R_f} = -\frac{2\,Q_p\,\sqrt{2\,Q_x\,R/Q}}{(Q_p + Q_x)\,Q_f\,R/Q}\,a$

La valeur optimale de Q_x est celle déjà vue : $Q_x = Q_p$.
Dans ce cas :

$$V = -\sqrt{2\,Q_p\,R/Q}\;a = -\sqrt{2\frac{R_0 R_f}{R_0 + R_f}}\;a \quad et \quad I_f = -\frac{1}{\sqrt{0.5\,R_f\,(1 + R_f/R_0)}}\,a$$

Équation 3-7 : Equations reliant la puissance injectée dans la cavité d'entrée à la tension hyperfréquence développée entre la cathode et la grille, ou la puissance injectée dans la cavité d'entrée au courant modulé.

Voilà l'expression que nous allons étudier, puisqu'elle exprime le courant modulé en fonction de a, donc de la racine de la puissance d'entrée.

Une diminution de d donne lieu à une diminution de R_f, mais aussi de R_0 car R/Q et Q_0 décroissent. Le meilleur résultat est obtenu pour la distance la plus faible. C'est la technologie qui imposera la limite. Utiliser une faible valeur de d a également pour avantage de limiter la consommation continue (donc un meilleur rendement) et d'élargir la bande, puisque le Q_0 est plus petit.

3.3.2.5.b. Schéma équivalent de la cavité de sortie

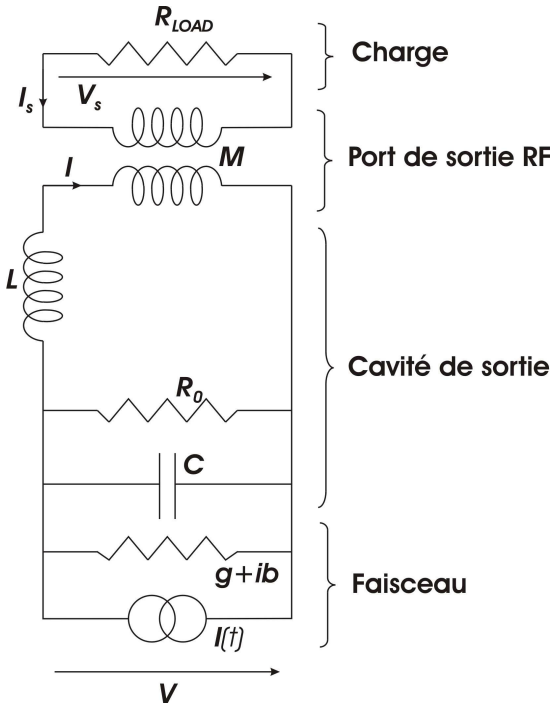


Figure 3-25 : Schéma équivalent de la cavité de sortie en présence du faisceau.

Le schéma est presque semblable (Figure 3-25) à celui du schéma d'entrée. La seule différence concerne le traitement du faisceau. Le courant induit par le faisceau est de la forme :

$$I = I_{ent} - Y.V_c$$

I_{ent} est la partie du courant due à la cavité d'entrée. Il se compose :

- d'un terme proportionnel au courant modulé à la fin de la cavité d'entrée, qui est à peu de chose près celui émis par la cathode, multiplié par la transparence de la grille. Le coefficient de proportionnalité est égal à sin(θ) / θ, où θ est le demi-angle de transit. Ce terme tend vers 1 quand θ tend vers 0.
- du courant créé par la modulation de vitesse obtenue à la fin de la cavité d'entrée. Ce terme est sensiblement plus faible que le précédent (ordre de grandeur 100),

V_c étant la tension aux bornes de la capacité, $Y\ V_c$ est le courant modulé par le champ hyperfréquence régnant dans la cavité de sortie.

Les équations de circuit sont :

$$V_s = -Z_s.I_s = j.M.\omega.(I - I_c)$$

$$V_c = I_c/(j.C.\omega + 1/R_0) = j.L.\omega.(I - I_c) + j.M.\omega.I_s$$

$$I = I_{ent} - Y.V_c$$

On exprime alors I_s (ou mieux b, le coefficient d'onde sortante) en fonction de de I_{ent}.

En notant :

$$1/Q_p = R/Q\,Y + 1/Q_0$$

A la résonance :

$$b = \frac{Q_p\,\sqrt{0.5\,Q_x\,(R/Q)}}{Q_p + Q_x}\,I_{ent}$$

Y étant très faible (car G_{dc} est très faible, encore plus faible que dans la cavité d'entrée si la tension a augmenté) on néglige le terme de beam-loading. Dans ce cas la valeur optimale de Q_x est Q_0 et donc ($I_{ent} = I_{HF}$) :

$$b = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{2}R/Q\,Q_x}\;I_{HF} \;\text{ ou }\; P_{out} = \frac{1}{8}R/Q\,Q_x\;I_{HF}^2$$

Équation 3-8 : Expression de la puissance de sortie en fonction du courant modulé hyperfréquence.

Voilà l'expression que nous allons étudier pour déterminer la puissance générée dans la cavité de sortie, puisqu'elle exprime la puissance P_{out} en fonction de I_{HF}, la composante alternative du faisceau d'électrons.

3.3.3. Temps de transit

Les simulations effectuées pour calculer le temps de transit des électrons dans la micro-triode sont détaillées dans un précédent rapport [5]. Nous nous contenterons ici de ne reprendre que la formule finale qui donne le temps de transit cathode-anode en picoseconde :

$$\tau(ps) = 3.38\left(\frac{d_{cathode-grille}}{\sqrt{V_{cathode-grille}}} + \frac{d_{grille-anode}}{\sqrt{V_{cathode-grille}} + \sqrt{V_{cathode-grille} + V_{grille-anode}}}\right)$$

Équation 3-9 : Equation donnant le temps de transit cathode-anode en fonction des distances et tensions cathode-grille, et grille-anode.

Où d sont des distances en microns et V des tensions en volt.

Le temps de transit cathode-grille (en picoseconde) se déduit de cette formule en prenant simplement $d_{grille-anode} = 0$. On trouve alors :

$$\tau(ps) = 3.38\left(\frac{d_{cathode-grille}}{\sqrt{V_{cathode-grille}}}\right)$$

Ces deux formules permettent de calculer le temps de transit et de le comparer au temps limite de compatibilité de modulation à 32 GHz pour s'assurer que l'on est dans un régime de fonctionnement correct. Ce temps limite est défini comme $\tau_{32} = \frac{1}{3}T_{32GHz}$, où T_{32GHz} désigne la

période du champ électrique à 32 GHz. On trouve 10.4 ps. Les distances et tensions cathode-grille et anode-grille, dans les mesures suivantes, devront donc être telles que $\tau \leq 10.4\ ps$.

3.3.4. Réalisation de la micro-triode 32 GHz

Suite aux valeurs données par le calcul pour le cas 6, un véhicule de test, ou micro-triode, a été réalisé. La Figure 3-26a montre un agrandissement du cœur du système, constitué des deux cavités réentrantes montées face-à-face, séparées par une grille métallique. Les parties réentrantes de chaque cavité (en jaune sur le schéma), conformément aux hypothèses précédentes, ne sont pas solidaires des cavités, afin de pour pouvoir les translater et ajuster exactement les fréquences de résonance. Les deux étages des pièges hyperfréquences sont disposés à l'arrière de chaque cavité et sont visibles en orange et vert sur le schéma.

La Figure 3-26b représente une vue plus éloignée du cœur de la micro-triode. On distingue toujours les cavités et les pièges mais on distingue maintenant en plus le port d'entrée RF, un port coaxial classique de type 2.92 mm (le port de sortie est identique et situé de l'autre côté de la triode, connecté à la cavité de sortie). On distingue également les prolongements des parties réentrantes, isolées du reste de la micro-triode, qui passent par une membrane étanche, et permettent d'appliquer les hautes tensions continues sur la cathode et l'anode.

Enfin la Figure 3-26c représente une vue d'ensemble de la micro-triode. On peut y observer les vis micrométriques qui permettent de déplacer précisément les parties réentrantes à l'intérieur de chaque cavité, et les deux arrivées de pompage (en gris sur le schéma) qui permettent de faire le vide à l'intérieur de la micro-triode, au niveau des cavités (à noter que l'on pouvait déjà observer ces arrivées sur la Figure 3-26b).

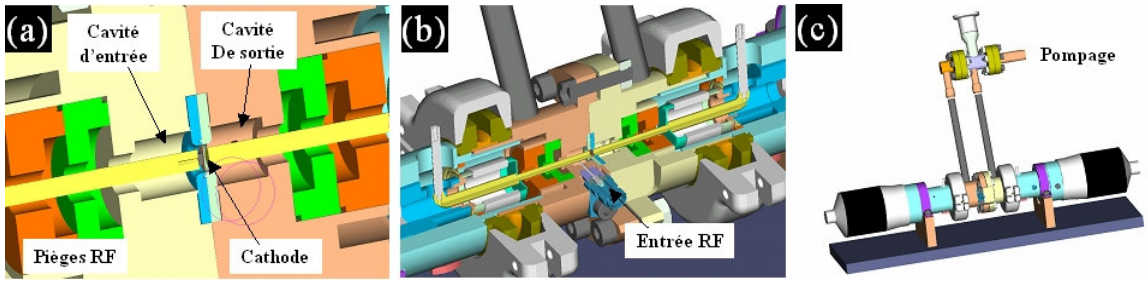


Figure 3-26 : Schémas montrant la micro-triode selon trois grossissements différents.

Conformément à ces plans, la micro-triode été construite en deux exemplaires. Une photo de cette dernière est représentée sur la Figure 3-27. On distingue comme sur les plans les parties principales visibles de l'extérieur, à savoir les vis micrométriques, les deux blocs contenant les cavités résonantes, les guides coaxiaux (entrée et sortie) et les arrivées de pompage.

Les pièces dans lesquelles ont été usinées les cavités résonantes sont en inox. Pour améliorer la conductivité, diminuer les pertes et obtenir de meilleurs facteurs de surtension, un dépôt électrolytique de cuivre a été réalisé sur ces pièces. La qualité du cuivre déposé n'est ni parfaite ni très homogène mais ce dépôt assure la présence d'une épaisseur de cuivre d'au plusieurs microns à l'intérieur des cavités.

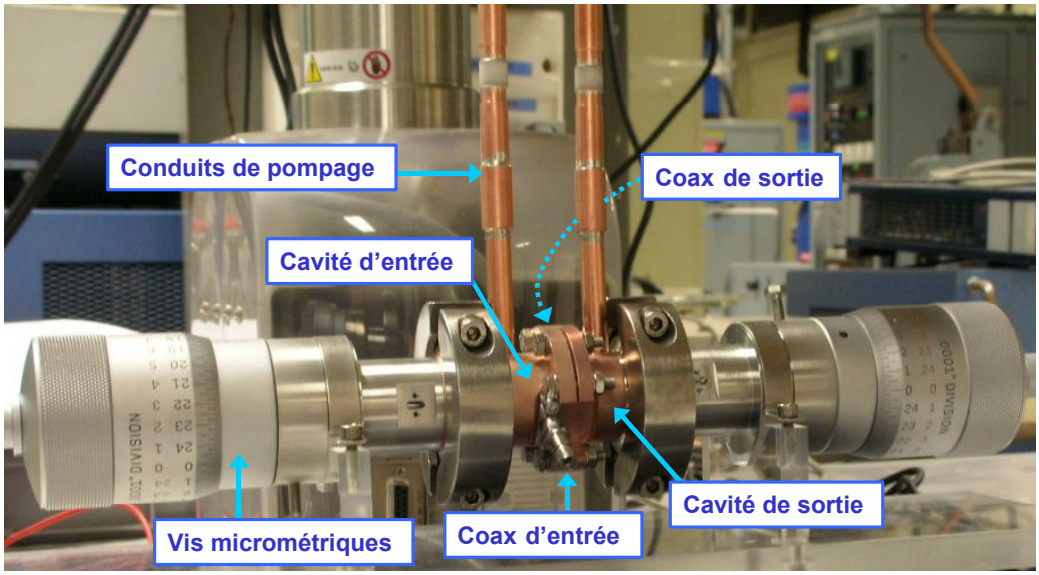


Figure 3-27 : Photo de la micro-triode 32 GHz.

Les vis micrométriques ont une résolution de translation de 2.5 µm. Elles permettent de déplacer les parties réentrantes à l'intérieur de chaque cavité et donc de positionner la cathode et l'anode de part et d'autre de la grille avec une grande précision. Les fréquences de résonance étant dépendantes de ces distances, leur ajustement se fait avec la même précision.

La cathode à nanotubes est, comme dans le cas des mesures effectuées à 1.5 GHz, « simplement » fixée au sommet de la partie réentrante de la cavité d'entrée. Nous verrons dans la suite comment elle est fixée.

La grille métallique, brasée sur ses supports, joue plusieurs rôles. Au niveau électrique, elle permet d'appliquer le champ électrique DC pour extraire les électrons. Elle doit être suffisamment transparente pour autoriser au maximum le passage de ces électrons vers la cavité de sortie, et enfin elle réalise l'isolation du point de vue des hyperfréquences entres les deux cavités. Au niveau du vide, elle joue le rôle de joint métallique entre les deux cavités qui se referment sur elle.

Les premières grilles utilisées ont été des grilles standard de microscope à transmission, en cuivre, d'épaisseur 10 µm. Elles se sont révélées trop souples. A cause des forces électrostatiques mises en jeu pendant l'émission, ces grilles se sont déformées jusqu'à venir en court-circuit avec la cathode. Nous avons finalement opté pour d'autres types de grilles plus épaisses :

- Grilles réalisées par découpe laser d'une feuille de molybdène d'épaisseur 30 µm, dont la transparence optique est de l'ordre de 50%.
- Grilles en cuivre d'épaisseur 70 µm.
- « Grilles pleines » en cuivre d'épaisseur 70 µm.

Enfin, comme on l'a déjà évoqué dans la partie consacrée aux calculs, les ports d'entrée et de sortie pour injecter et récupérer la puissance RF sont des connecteurs coaxiaux classiques, de type 2.92 mm, compatibles avec des fréquences allant jusqu'à 40 GHz, dont la Figure 3-28 montre une photo, où l'on peut distinguer l'âme centrale et le connecteur extérieur.

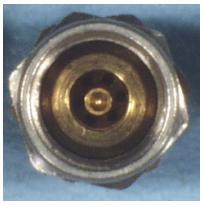


Figure 3-28 : Connecteur 2.92 mm (mâle).

Pour tester la modulation à 32 GHz du faisceau d'électrons issu des cathodes à nanotubes de carbone, la micro-triode doit maintenant être placée dans un banc de mesure que nous allons décrire dans la partie suivante.

3.3.5. Banc de mesure

Le banc de mesure à 32 GHz est décrit de façon complète et détaillée en annexe 2, comme dans le cas des mesures à 1.5 GHz. Nous nous contenterons ici de ne citer que les éléments principaux le composant. La Figure 3-29 représente le schéma du banc de test, avec la micro-triode et les principaux moyens d'appliquer et/ou de mesurer les grandeurs mises en jeu.

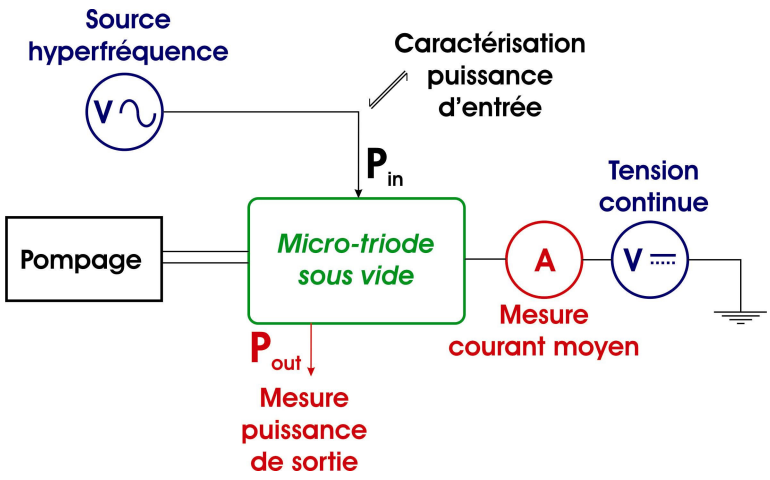


Figure 3-29 : Schéma simplifié du banc de test pour les mesures à 32 GHz.

Les éléments du banc sont donc :

- La source hyperfréquence composée d'un générateur de pulse, d'un synthétiseur hyperfréquence et d'un amplificateur (TOP TH 4030 qui délivre une puissance maximum de 30 W dans la bande de fréquences 31,8-32,3 GHz). Des bolomètres placés en aval du TOP permettent de mesurer la puissance injectée dans la cavité d'entrée ainsi que la puissance réfléchie.
- L'ensemble de pompage. Les deux conduits de pompage permettent de faire le vide au niveau des deux cavités résonantes. Le pompage est assuré par une pompe turbo-moléculaire et le vide peut être mesuré à proximité de la pompe. Cependant le vide à l'intérieur des cavités est difficilement évaluable et n'atteint très probablement pas les valeurs indiquées par la jauge, ce qui peut limiter les performances de la micro-triode.
- Deux alimentations continues haute tension qui permettent de porter la cathode à une tension négative variant entre 0 et -3 kV, et l'anode à une tension positive allant de 0 à +5 kV. La

grille et tout le corps de la micro-triode sont reliés la masse. Les polarisations continues sont donc telles que les électrons sont extraits de la cathode vers la grille, une partie étant interceptée par la grille et le restant est accéléré entre la grille et l'anode de façon uniforme.

- La mesure des courants s'effectue soit avec des ampèremètres isolés, pour les éléments portés à la haute tension (cathode, anode) dont le calibre minimum est le microampère, soit avec des picoampèremètres Keithley classiques dont le calibre minium est le picoampère. Ces appareils ont un temps d'intégration relativement longs et mesure le courant moyen. Si l'on veut observer l'allure du courant émis dans le temps, on ne peut qu'observer le courant arrivant sur la grille, qui est reliée à la masse, la cathode et l'anode étant à la haute tension. Cette mesure s'effectue en observant le courant aux bornes d'une résistance à l'aide d'un oscilloscope.
- La mesure de puissance de sortie s'effectue à l'aide d'un analyseur de spectre qui donne le niveau de puissance mesurée en fonction de la fréquence.

3.3.6. Spécificité des cathodes pour la triode 32 GHz

Les dimensions de la micro-triode ont imposé, par rapport aux mesures DC effectuées à TRT, et par rapport aux mesures effectuées à 1.5 GHz, un nouveau dimensionnement des cathodes.

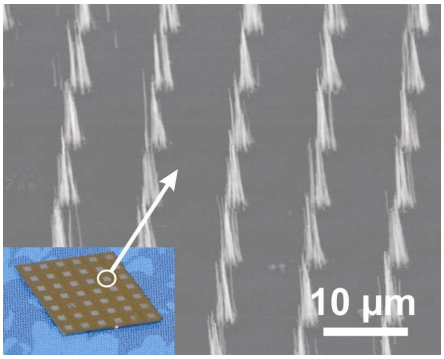


Figure 3-30 : Photos MEB montrant les spécificités des cathodes utilisées dans la micro-triode 32 GHz.

La taille des cathodes doit être telle qu'elles puissent être fixées sur l'extrémité de la partie réentrante de la cavité d'entrée. Les cathodes utilisées dans la micro-triode font donc $1.25 \times 1.25\ mm^2$. Cela implique une pré-découpe en face arrière sur des puces de $10 \times 10\ mm^2$ qui contiennent alors 64 cathodes chacune.

Il est à noter que dans le cas de la micro-triode, les cathodes testées ont été principalement des cathodes « litho 1 µm », c'est-à-dire avec plusieurs nanotubes par plot, comme sur la Figure 3-30, contrairement aux mesures à 1.5 GHz où les cathodes utilisées comportaient des nanotubes individuels.

Comme on l'a mentionné au début de cette partie, les cathodes sont simplement fixées au sommet de la partie réentrante. Elles ont été collées avec de la laque d'argent dans un premier temps, avec le prototype N°1. Mais la nécessité d'étuver la micro-triode nous a amené à chercher une autre solution. Nous avons alors développé une méthode pour les braser directement sur le support en cuivre. C'est ce qui a été réalisé avec le prototype N°2, en utilisant la configuration schématisée sur la Figure 3-31.

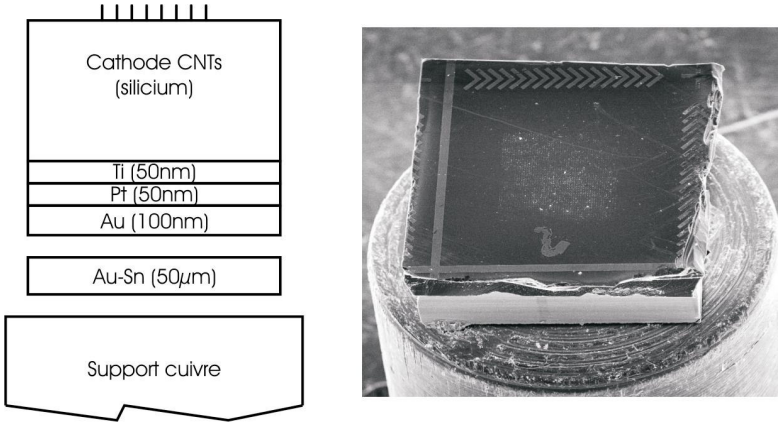


Figure 3-31 : Procédé de brasage puce silicium / support cuivre (pas à l'échelle) et photo MEB d'une cathode brasée sur le support cuivre.

Le brasage de la cathode nécessite un dépôt par évaporation de trois couches métalliques en face arrière de la puce : titane (50 nm), puis platine (50 nm) et enfin or (100 nm). Une feuille d'or-étain (Au800-Sn200, épaisseur 50 µm) est ensuite placée entre le support en cuivre et la puce silicium. Le tout est porté à 450°C pendant 10 min pour terminer la brasure.

Comme évoqué ci-dessus, deux prototypes de micro-triode ont été fabriqués. Les dimensions ont été conservées, mais le cuivrage de l'intérieur des cavités, et l'enfoncement des âmes centrales des guides coaxiaux étant des étapes réalisées manuellement, les ajustements n'ont pas été exactement identiques et les valeurs des coefficient de surtension ont différé selon le prototype. On scindera donc la suite en deux parties, chacune correspondant aux mesures effectuées sur un prototype.

3.3.7. Prototype N°1

3.3.7.1. Mesures à froid

Avant de commencer les mesures avec les hautes tensions et la puissance hyperfréquence, il est nécessaire de s'assurer que les caractéristiques hyperfréquences (f_0, Q_0, Q_x) du véhicule de test sont identiques aux valeurs prévues par le calcul. On réalise donc une série de mesures à froid (sans faisceau électronique) qui consistent à mesurer avec un analyseur de réseau les paramètres données ci-dessus : f_0, Q_0, Q_x.

3.3.7.1.a. Cavité d'entrée

La figure ci-dessous montre l'évolution de la fréquence de résonance de la cavité d'entrée (pour le mode étudié) en fonction de la distance cathode-grille. Les distances réelles ont été vérifiées grâce à un palpeur et la mesure de la résistance dans le cas de la cavité d'entrée permet de s'assurer du moment où il y a contact entre la cathode et la grille (la mesure de résistance est effectuée à chaque fois mais n'a pas été ajoutée sur les graphiques suivants pour des raisons de clarté).

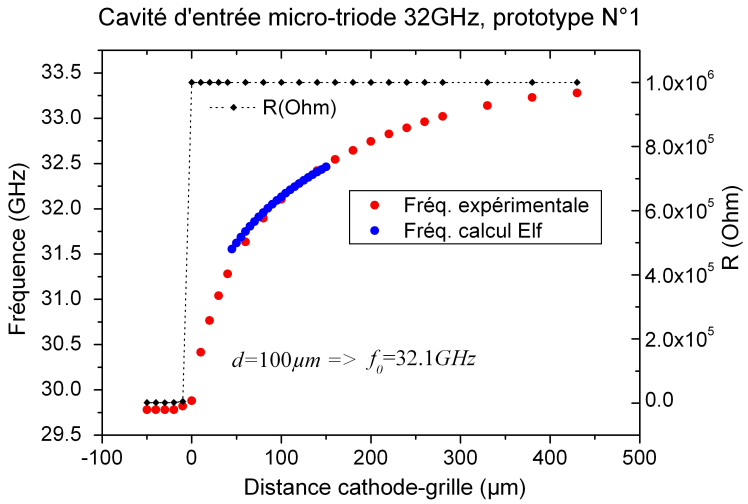


Figure 3-32 : Evolution de la fréquence de résonance de la cavité d'entrée en fonction de la distance cathode-grille, donnée par calcul et mesure expérimentale.

On remarque la très bonne correspondance entre les valeurs données par le logiciel de calcul Elf et les mesures expérimentales. La mesure nous donne une fréquence de résonance égale à 32.1 GHz pour une distance cathode-grille de 100 µm.

La connaissance de cette courbe expérimentale, parfaitement reproductible, permet donc de connaître l'exacte position de la cathode vis-à-vis de la grille. C'est intéressant pour deux raisons : d'une part, connaissant la tension appliquée entre la cathode et la grille, on peut facilement connaître le champ électrique appliqué sur la cathode et d'autre part, lorsqu'une nouvelle cathode est installée, la seule connaissance de la fréquence de résonance permet de connaître sa position. La vérification de la distance à l'aide d'un palpeur (qui peut endommager la cathode) n'est plus nécessaire.

Par ailleurs, la vérification de la fréquence de résonance pendant une mesure permet de vérifier qu'il n'y a aucun mouvement de la grille pendant l'émission (qui modifierait la fréquence de résonance du système).

3.3.7.1.b. Cavité de sortie

La figure ci-dessous montre l'évolution de la fréquence de résonance de la cavité de sortie (pour le mode étudié) en fonction de la distance anode-grille. Comme pour la cavité d'entrée les distances expérimentales ont été vérifiées à l'aide d'un palpeur. On note une fois de plus la bonne correspondance entre les valeurs données par le calcul et les valeurs expérimentales. On trouve une fréquence de 32.1 GHz (égale à la fréquence de résonance de la cavité d'entrée) pour une distance anode-grille égale à 535 µm.

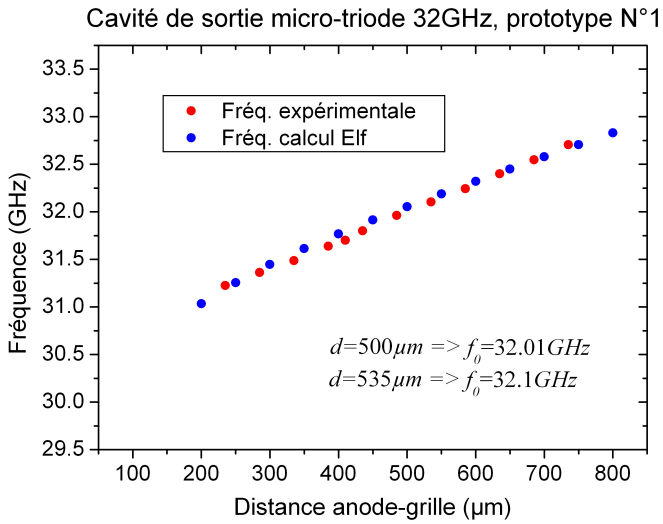


Figure 3-33 : Evolution de la fréquence de résonance de la cavité de sortie en fonction de la distance anode-grille, donnée par calcul et mesure expérimentale.

3.3.7.1.c. Facteurs de surtension

L'analyseur de réseau donne également accès à la mesure des coefficients de surtension, autres paramètres à connaître pour la suite des mesures. Le tableau ci-dessous résume les valeurs données par le calcul et les valeurs mesurées expérimentalement :

	Coefficient de surtension	Valeurs théoriques	Valeurs expérimentales
Cavité d'entrée	Q_0	2000	900
	Q_x	1700	700
Cavité de sortie	Q_0	2000	1100
	Q_x	1700	1200

La différence concernant le Q_0 peut s'expliquer par la qualité du cuivre déposé. Sa pureté et sa rugosité sont bien moins bonnes celles du cuivre OFHC (Oxygen Free High Conductivity) utilisées dans les calculs. Les pertes sont donc plus importantes et le Q_0 moins élevé.

Quant au Q_x sa valeur dépend de l'enfoncement de l'âme centrale du guide coaxial. Or, comme nous l'avons déjà évoqué, cet enfoncement est ajusté manuellement, en limant l'extrémité de l'âme centrale plongeant dans la cavité. L'ajustement est donc peu précis et surtout difficilement reproductible, ce qui explique les différences par rapport aux valeurs théoriques.

Il est cependant bon de remarquer que les valeurs des Q_0 et Q_x sont relativement proches, et que l'on reste ainsi dans l'hypothèse des calculs selon laquelle le réglage optimum est réalisé lorsque $Q_0 = Q_x$.

3.3.7.2. Mesures électriques

3.3.7.2.a. Mesures I-V sans hyperfréquence

Une fois les paramètres à froid connus, on peut commencer les mesures électriques DC. Aucune puissance hyperfréquence n'est injectée pour le moment. Seules les tensions DC

appliquées sur la cathode et l'anode sont utilisées pour mesurer les propriétés d'émission DC de la cathode.

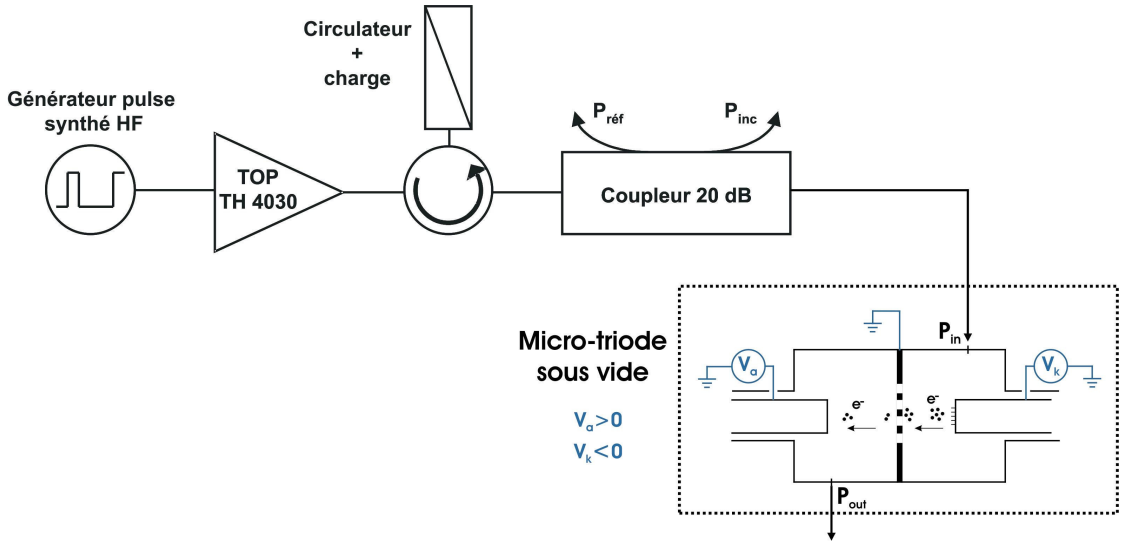


Figure 3-34 : Schéma du banc de mesure en configuration triode.

La micro-triode est montée pour cette mesure avec une grille en molybdène d'épaisseur 30 µm, et de transparence optique ~50%. La cathode utilisée est une cathode litho 1 µm, RTA 850°C 10 min, de taille de réseau $500\times500\ \mu m^2$. Les courants cathode, grille et anode sont mesurés simultanément pour chaque valeur de tension. La cathode et l'anode étant portées à la haute tension, les courants cathode et anode sont mesurés à l'aide d'ampèremètres isolés dont le plus petit calibre est le microampère. Quant au courant grille il est mesuré à l'aide d'un ampèremètre Keithley classique allant jusqu'au picoampère. La tension anode est augmentée petit à petit jusqu'à +3.5 kV, puis maintenue constante pendant les mesures où seule la tension cathode-grille est augmentée. La Figure 3-35 montre l'évolution des courants cathode (courbe noire), grille (courbe verte) et anode (courbe rouge) en fonction du champ électrique DC appliqué entre cathode et grille.

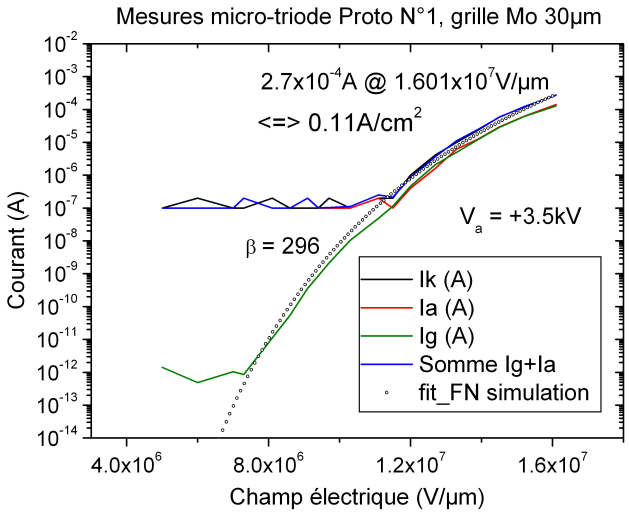


Figure 3-35 : Mesures DC dans la configuration triode.

Le courant cathode maximum obtenu est 2.7×10^{-4} A pour un champ DC de 1.601×10^{7} V.µm^{-1}, soit 0.11 A.cm^{-2}. La courbe bleue est simplement la somme des courants grille et anode expérimentaux. Cette courbe se superpose parfaitement avec la courbe du courant cathode mesuré, ce qui valide les valeurs des courants données par les ampèremètres et donne la transparence électronique de la grille en molybdène 30 µm : 50%.

A partir de la courbe d'émission cathode mesurée on peut aussi utiliser la loi de Fowler-Nordheim pour en déduire le facteur bêta expérimental. Le fit donne $\beta = 296$.

Une fois cette courbe stable et reproductible, on peut se placer à une tension donnée, et injecter la puissance RF dans la cavité d'entrée.

3.3.7.2.b. Mesures I-V avec hyperfréquence

L'intérêt de la configuration triode, même si le dispositif n'est un pas un amplificateur, est de pouvoir coupler l'observation de l'augmentation du courant moyen émis, avec une mesure de puissance en amont de la cavité de sortie. Cette puissance est générée par la partie du courant modulé qui n'est pas interceptée par la grille et qui traverse l'espace grille-anode.

La haute tension appliquée sur l'anode rend impossible l'observation directe du courant tombant sur cette électrode. Mais comme on vient de le voir avec la mesure DC, la grille a une transparence électronique d'environ 50% et on sait que le courant arrivant sur l'anode, et donc traversant l'espace grille-anode, a sensiblement la même valeur que le courant intercepté par la grille. Pour connaître le courant modulé atteignant l'anode, il suffit donc d'observer avec un oscilloscope le courant intercepté par le grille aux bornes d'une résistance. En supposant que le courant anode reste égal à chaque instant au courant grille, on peut ainsi connaître sa valeur.

On commence la mesure en se plaçant à un certain point de fonctionnement DC en augmentant la tension cathode-grille (jusqu'à ~–1.5 kV), ainsi que la tension grille-anode. Cette dernière, dans toute la suite de cette partie, restera constante et égale à +3.5 kV. On mesure alors le courant grille au borne d'une résistance de 10kOhm.en fonction du temps et de la tension cathode-grille, notée Vk. D'après ce que l'on vient de voir le courant anode a la même allure, et les mêmes valeurs que le courant grille.

Dans ces conditions, les mesures obtenues sont représentées sur la Figure 3-36 qui montre l'évolution du courant moyen atteignant l'anode, pour 3 tensions cathode-grille différentes : –1490 V, –1550 V et –1600 V. Les courants moyens mesurés sont respectivement 31.5 µA, 76.5 µA et 126.8 µA. Les courbes bleues montrent le courant théorique déduit de la loi de Fowler-Nordheim avec un $\beta = 296$.

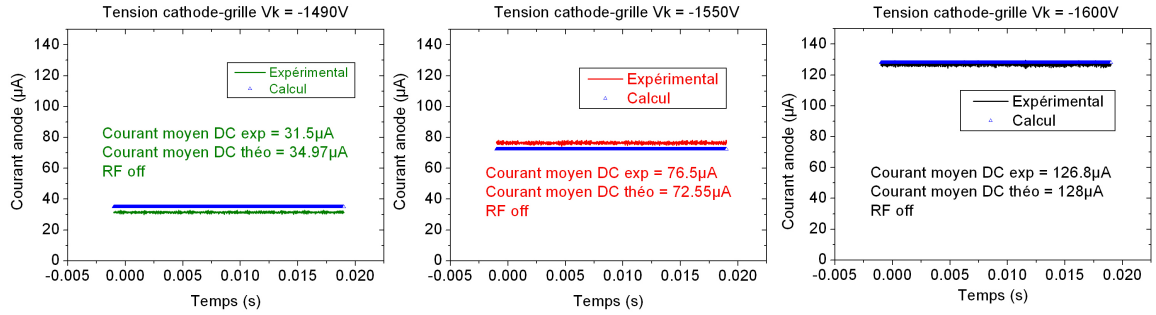


Figure 3-36 : Courbe d'émission DC montrant le courant anode moyen sans puissance hyperfréquence.

Observation de l'augmentation du courant moyen

La puissance hyperfréquence est ensuite injectée de manière pulsée. Il y a deux raisons principales à cela. Le mode pulsé permet d'éviter l'échauffement des éléments du circuit hyperfréquence, notamment la cavité d'entrée où l'augmentation de température induit un décalage en fréquence qui induit à son tour un désaccord avec la source hyperfréquence et une augmentation de la puissance réfléchie. Le mode pulsé permet également une visualisation plus aisée de l'augmentation du courant moyen due à la modulation par rapport au courant DC.

La puissance RF injectée est de 200 mW (23 dBm), à la fréquence de 32.06 GHz. La Figure 3-37 montre les mesures de courant correspondantes. On voit nettement l'augmentation du courant moyen lorsque le pulse de RF est présent. Les mesures sont effectuées aux mêmes tensions cathode-grille que précédemment, à savoir, –1490 V, –1550 V et –1600 V. Les augmentations du courant anode moyen mesuré sont respectivement de 1.66 µA, 3.296 µA et 4.857 µA.

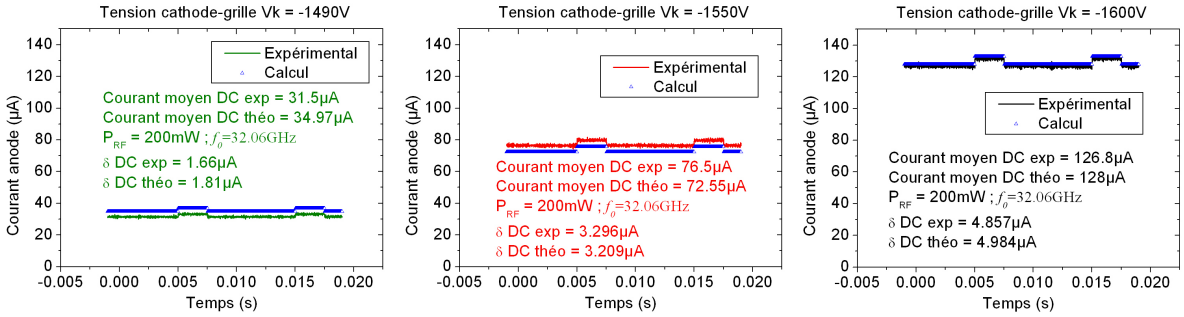


Figure 3-37 : Evolution du courant anode moyen pour différentes tensions cathode-grille et une puissance hyperfréquence de 200mW (f_0 = 32.06 GHz).

Il n'y a pas de méthode pour connaître la valeur expérimentale exacte du courant crête modulé à 32 GHz. On est obligé de déduire cette valeur à partir de la valeur du courant moyen. Les trois figures suivantes montrent, pour chacune des trois tensions cathode-grille, quelle devrait être l'allure et la valeur crête du courant modulé à 32 GHz si on pouvait l'observer.

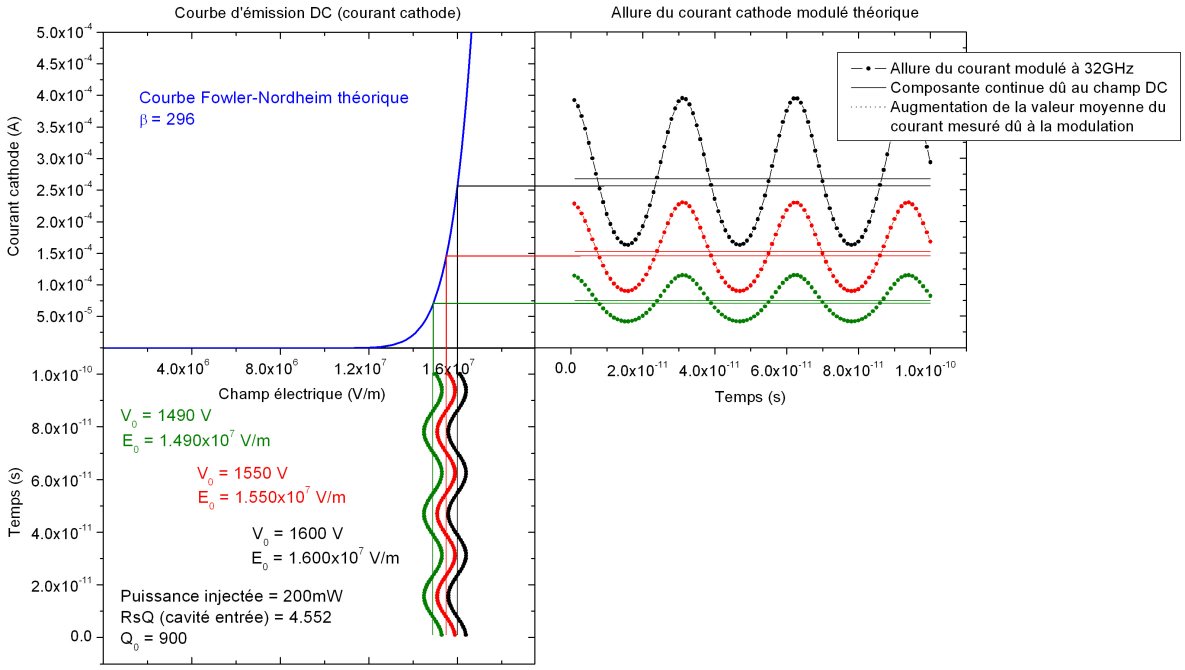


Figure 3-38 : Relation entre courant moyen et courant crête. Détermination de la valeur du courant crête de la cathode en fonction de la valeur moyenne du courant observé.

Mesure de la puissance de sortie

En parallèle de ces mesures de courant moyen, la puissance de sortie de la micro-triode a été mesurée avec un analyseur de spectre, pour chaque valeur de tension cathode-grille, et donc chaque valeur de courant anode. Les résultats sont représentés sur la Figure 3-39. L'analyseur de spectre, une fois correctement synchronisé sur le générateur de pulse de la source hyperfréquence, mesure la puissance crête du signal (en dBm) en fonction de la fréquence (GHz). Il est à noter qu'à la sortie de la micro-triode se trouvent un câble souple et un atténuateur dont les pertes ont été mesurées et sont de l'ordre de 23.6 dB.

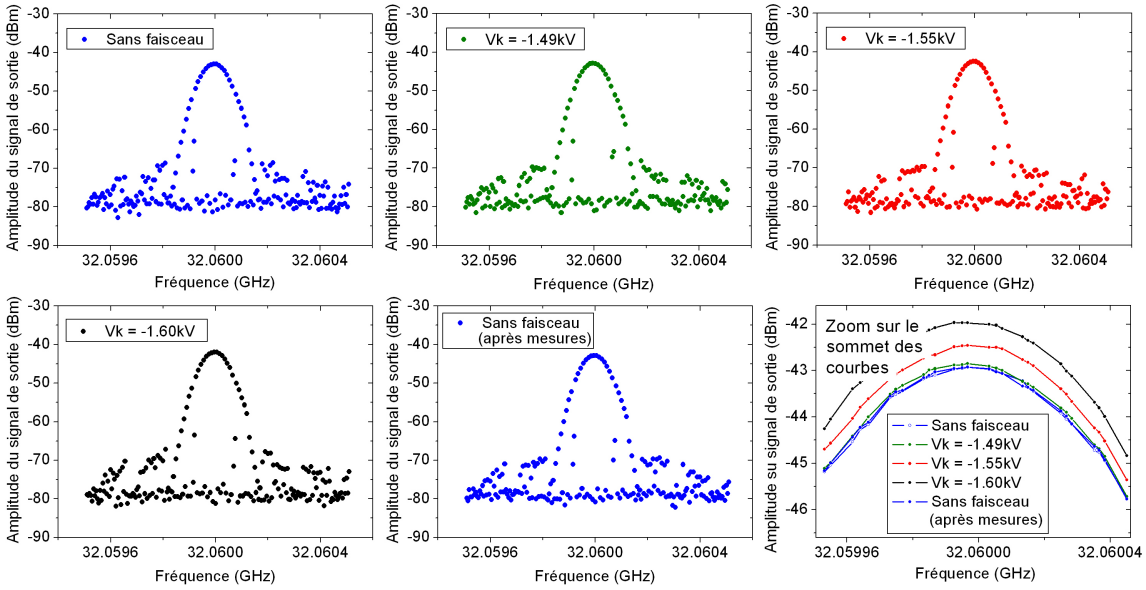


Figure 3-39 : Mesure de puissance en sortie de la micro-triode, avec un analyseur de spectre.

La présence d'un signal à 32 GHz en sortie de la micro-triode, sans faisceau électronique, s'explique simplement par la transmission du signal hyperfréquence de la cavité d'entrée vers la cavité de sortie à travers la grille métallique. Une mesure en transmission entre la cavité d'entrée et la cavité de sortie effectuée préalablement a montré que l'atténuation due à la grille est d'environ 42 dB. Le bilan des puissances, sans faisceau électronique, est donc correct puisque l'on retrouve la valeur mesurée sur l'analyseur :

$$P_{mesurée}(dBm) = P_{injectée}(23\ dBm) - Pertes\ câble(23.6\ dB) - Atténuation\ grille(42\ dB)$$
$$P_{mesurée}(dBm) = 23 - 23.6 - 42 \approx -42.6\ dBm$$

Lorsque la tension DC cathode-grille est suffisante, les électrons commencent à être émis. Grâce au champ électrique hyperfréquence présent dans la cavité d'entrée, le faisceau d'électrons est directement modulé à la source. Une partie est interceptée par la grille et le reste atteint l'anode. En traversant l'espace grille-anode, la composante alternative du faisceau interagit avec la cavité de sortie et génère une puissance à 32 GHz. On relève alors une augmentation du niveau de puissance de sortie, jusqu'à 1 dBm pour la tension cathode-grille –1600 V. C'est ce que l'on peut observer sur l'ensemble des courbes de la Figure 3-39 et qui est résumé avec la dernière courbe qui zoome sur le sommet des précédentes courbes relevées à l'analyseur de spectre. Lorsque le faisceau d'électrons est coupé, le niveau de puissance revient à son niveau initial.

Conclusions

A partir de la valeur de l'augmentation du courant anode moyen observé (Figure 3-37), on extrait la valeur du courant anode crête (Figure 3-38). Grâce à la Figure 3-39 on extrait la puissance générée pour chaque valeur de tension cathode-grille.

Sur la Figure 3-40 on a représenté la puissance de sortie en fonction du courant crête arrivant sur l'anode. On peut ainsi comparer la puissance de sortie due à la modulation prévue par le calcul, selon l'Équation 3-8, et la puissance de sortie réelle mesurée, en fonction du courant anode crête mesuré.

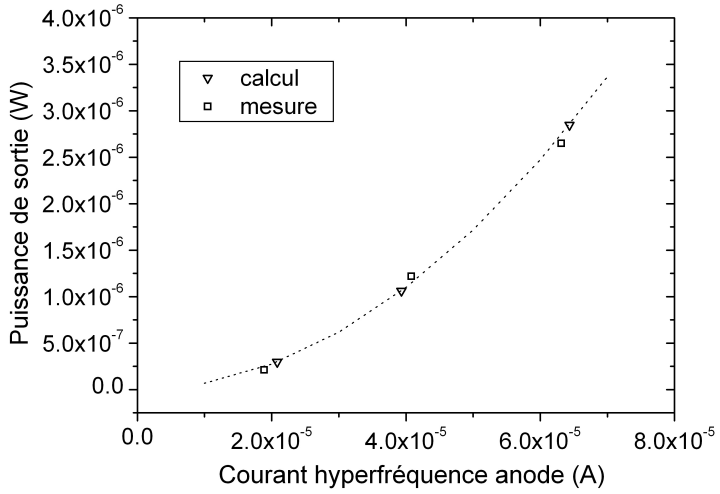


Figure 3-40 : Puissance de sortie (en W) générée dans la cavité de sortie par le courant modulé.

La puissance maximum expérimentale générée est de 2.7 µW. Elle a été obtenue avec un courant anode modulé de 65 µA (crête). La courbe de la Figure 3-40 montre donc un bon accord, dans la configuration triode, entre les valeurs expérimentales et les valeurs prévues par le calcul.

Cette mesure de puissance démontre ainsi d'une seconde façon le phénomène de modulation et valide l'augmentation du courant moyen comme étant une preuve de modulation directe du faisceau.

Les courants obtenus, et par voie de conséquence, les puissances de sortie mesurées, restent cependant faibles au vue des performances requises pour l'intégration comme source électronique dans un tube hyperfréquence. Les valeurs étant en accord avec les calculs hyperfréquence, on peut donc imaginer générer une puissance de l'ordre du milliwatt avec un faisceau dont la composante modulée serait de 1.5 mA (crête).

Il faut aussi garder à l'esprit qu'en travaillant avec le deuxième mode de résonance ce dispositif n'a pas été développé pour être un amplificateur mais simplement un moyen de démontrer la possibilité de modulation directe d'un faisceau électronique à des fréquences intéressantes pour les télécoms, comme par exemple 32 GHz.

La principale limitation vient du fait que le vide dans les cavités demeure de mauvaise qualité. Les micro-décharges limitent ainsi la valeur des courants possibles et la durée de vie des cathodes. Pour s'affranchir de ce problème le deuxième prototype de micro-triode a été utilisé. Il a été quelque peu modifié pour le rendre étuvable, et a été testé dans deux configurations différentes : mono-cavité, ou normale, c'est-à-dire triode.

3.3.8. Prototype N°2

Le prototype N°2, comme évoqué ci-dessus, a donc subi quelques modifications pour être rendu étuvable. Tous les joints viton du montage ont été remplacés par des joints en aluminium. Les cathodes installées ne sont maintenant plus collées avec de la laque d'argent, mais brasées selon le procédé évoqué dans la partie 3.3.4 sur les spécificités des cathodes. Ces modifications ont permis de diminuer le vide limite lu à proximité de la pompe turbo-moléculaire de quelques 10^{-7} mbar à ~1.10^{-8} mbar.

Par ailleurs, le dispositif étant très sensible nous avons décidé dans un premier temps de remplacer la grille en molybdène par une « grille pleine » en cuivre pour fermer complètement la cavité d'entrée et faire les études en configuration diode, avant de remplacer l'anode en cuivre par une grille et d'ajouter la cavité de sortie. Nous distinguerons donc dans la suite de cette partie les mesures effectuées en configuration diode des mesures effectuées en configuration triode.

3.3.8.1. Mesures à froid

Comme pour le prototype N°1, avant de commencer les mesures d'émission, les réglages à froid sont nécessaires. Les deux figures suivantes montrent l'ajustement des fréquences de résonance des cavités d'entrée et de sortie en fonction de la distance à la grille. Il est à noter que plusieurs types de grilles ont été utilisées avec le deuxième prototype.

3.3.8.1.a. Cavité d'entrée

La Figure 3-41 montre l'évolution de la fréquence de résonance de la cavité d'entrée pour les trois types de grille utilisées.

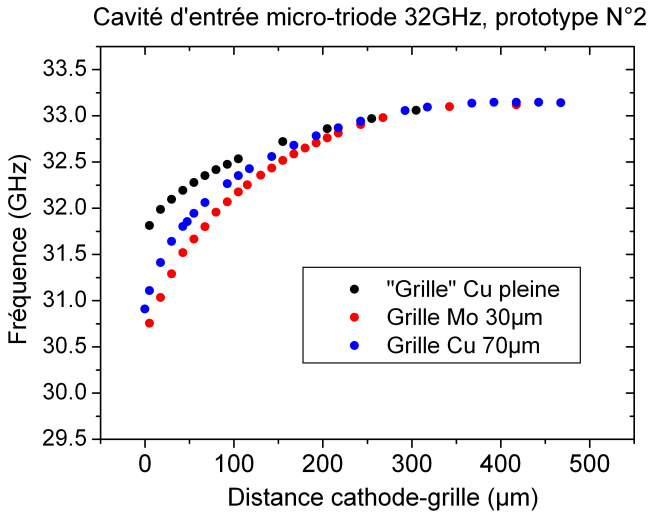


Figure 3-41 : Etalonnage de la fréquence de résonance de la cavité d'entrée pour le prototype N°2, pour différents types de grille.

On peut noter que la configuration de la grille a une légère influence sur la valeur de la fréquence de résonance. L'écart en fréquence est de +/- 0.2 GHz, lorsque la distance approche 100 µm.

3.3.8.1.b. Cavité de sortie

Pour la fréquence de résonance de la cavité de sortie, le type de grille utilisé a peu d'influence, et l'on retrouve ici une courbe qui est quasi identique à la courbe déjà obtenue avec le prototype N°1.

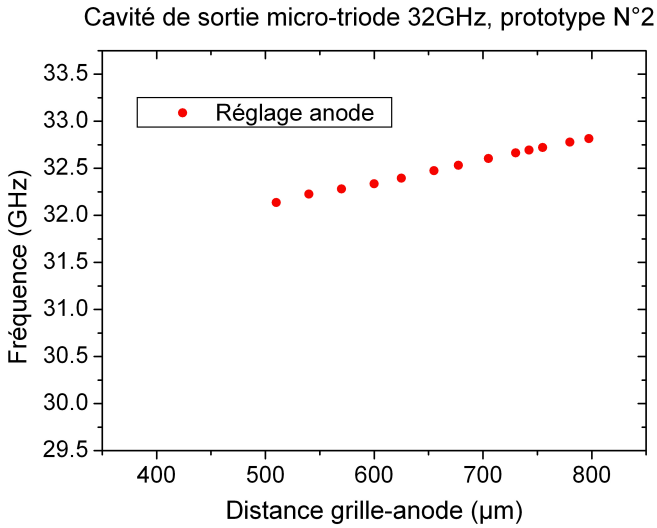


Figure 3-42 : Etalonnage de la fréquence de résonance de la cavité de sortie pour le prototype N°2.

3.3.8.1.c. Coefficients de surtension

Les autres valeurs expérimentales dont nous avons besoin sont les valeurs des coefficients de surtension propre et de couplage. Le tableau suivant regroupe l'ensemble des mesures effectuées, à comparer aux valeurs théoriques :

	Coefficient de surtension	Valeurs théoriques	Valeurs expérimentales
Cavité d'entrée	Q_0	2000	300
	Q_x	1700	1100
Cavité de sortie	Q_0	2000	1000
	Q_x	1700	900

Les coefficients expérimentaux sont quelque peu différents des valeurs théoriques, et des valeurs obtenues avec le prototype N°1. Les raisons de ces différences ont déjà été mentionnées dans la partie concernant les mesures à froid effectuées sur le premier prototype : la qualité du cuivre déposé, et l'ajustement de l'enfoncement de l'âme centrale du guide coaxial.

3.3.8.2. Mesures électriques en configuration diode

On rappelle simplement que dans cette configuration, la grille métallique initialement prévue dans la triode est remplacée par une petite plaque en cuivre (« grille pleine ») qui joue le rôle d'anode et permet de fermer la cavité pour le pompage (Figure 3-43).

La mesure d'une puissance de sortie dans ce cas n'est donc pas possible et la seule façon de démontrer la modulation est d'observer l'augmentation du courant moyen mesuré sur l'anode (« grille pleine »).

Comme en configuration triode classique, la cathode est portée à un potentiel négatif (0 à –3 kV). L'anode en cuivre est à la masse. Un picoamèremètre mesure le courant qui est recueilli par l'anode.

Une fois la haute tension DC appliquée et le faisceau d'électrons stable, le signal hyperfréquence (P_{in}) est injecté avec le tube à ondes progressives (TOP). Tout se passe comme en configuration triode.

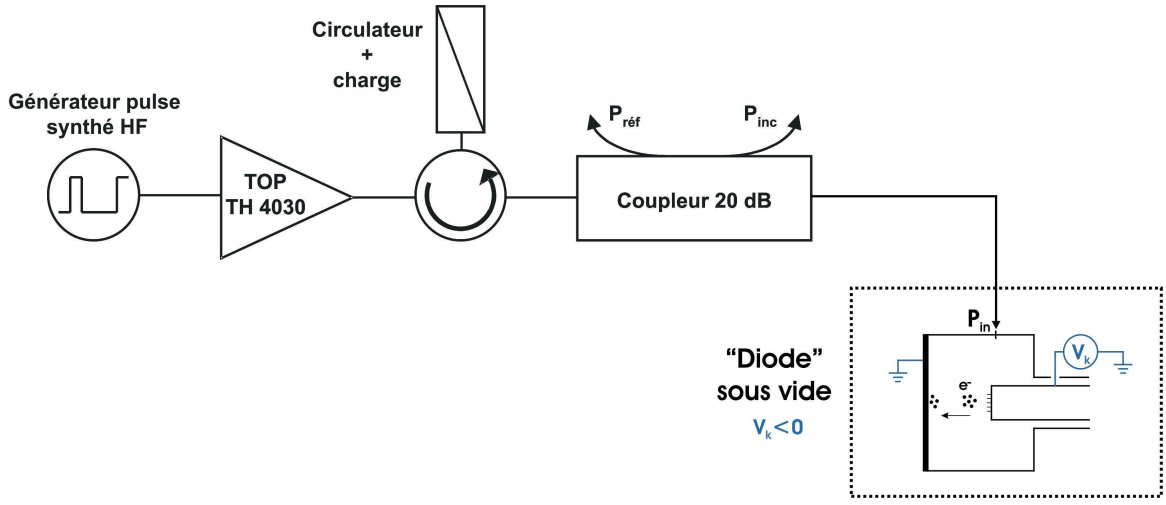


Figure 3-43 : Schéma du banc de mesure en mode mono cavité (configuration diode).

Dans cette configuration, la modulation ne peut être observée et évaluée qu'à travers l'augmentation du courant moyen mesurée sur l'anode. L'injection du signal RF se fait toujours de manière pulsée. En plaçant une résistance en sortie de l'anode, et en observant la tension aux bornes de cette résistance sur un oscilloscope on peut donc chercher à observer l'augmentation du courant moyen.

3.3.8.2.a. Mesures I-V sans hyperfréquence

La Figure 3-44 montre les résultats de mesure obtenus avec une « grille pleine » en cuivre recuite sous H_2. C'est le recuit classique pour les joints cuivre cf. Un dégazage non négligeable est observé à l'intérieur de la triode lorsque le courant émis atteint ~100 µA, essentiellement de H_2. Ce dégazage est attribué à la grille qui largue l'hydrogène accumulé lors du recuit sous l'effet du bombardement électronique. Ce dégazage est bien sûr néfaste pour la cathode puisque l'H_2 s'ionise et vient la bombarder. Pour éviter ce problème et pouvoir augmenter le courant émis, la tension appliquée est augmentée très progressivement, sous forme de cycles, pour laisser un temps suffisant entre les cycles pour évacuer l'H_2.

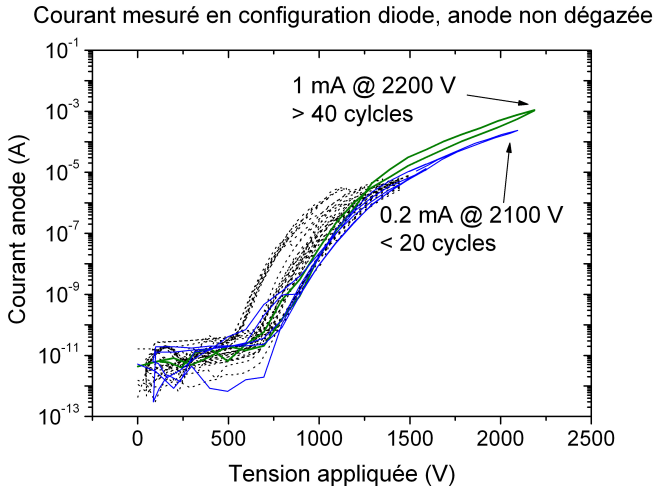


Figure 3-44 : Grille cuivre recuite sous H_2 non dégazée.

La Figure 3-44 montre que le courant émis atteint 1 mA, ce qui équivaut à 0.4 $A.cm^{-2}$, pour une tension cathode de -2200 V, après plus de quarante cycles de montée et descente en tension. Les courbes montrent également la reproductibilité des mesures avec un léger décalage du champ seuil vers la droite qui indique une faible dégradation de la cathode au fur et à mesures des différents cycles, dû aux ions hydrogène comme explicité plus haut.

Pour réduire ce dégazage d'H_2, nous avons décidé d'effectuer un rapide recuit de l'anode, 650°C pendant une heure, sous vide. Les mesures effectuées après ce recuit sont résumées dans la Figure 3-45.

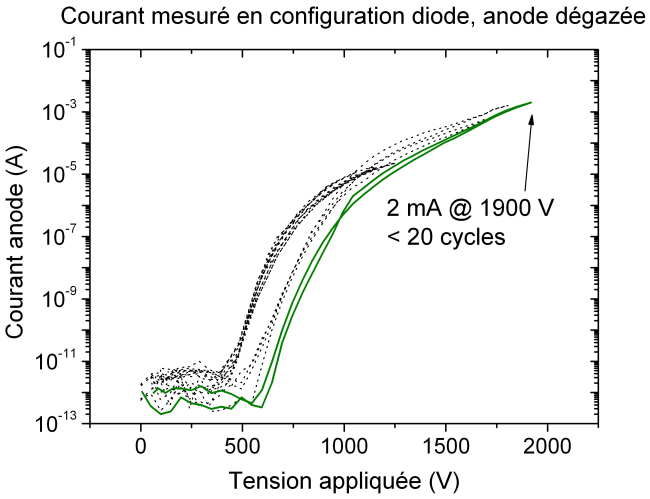


Figure 3-45 : Grille cuivre recuite sous vide, 650°C, 1 heure.

Le courant maximum atteint dans ce cas 2 mA, soit 0.8 A.cm^{-2}, pour une tension cathode d'environ -1900 V et un nombre de cycles inférieur à vingt. Le résultat est donc bien meilleur et on retrouve une valeur de densité de courant, pour ce type de cathodes (litho 1 µm), identique à celles obtenues en DC à TRT.

Une fois la courbe devenue reproductible, et le courant stable, on peut injecter la puissance RF, et observer l'allure du courant émis.

3.3.8.2.b. Mesures I-V avec hyperfréquence

On reprend la cathode et la configuration qui ont donné les mesures représentées sur la Figure 3-45, on se place à une tension cathode constante et on injecte la puissance RF dans la cavité. On observe sur un oscilloscope l'allure du courant anode en fonction du temps. Le résultat obtenu est montré sur la Figure 3-46.

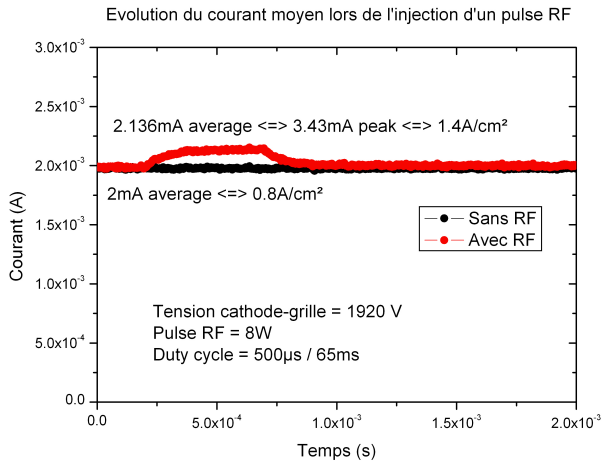


Figure 3-46 : Mesure de modulation à tension cathode-grille constante = 1920 V.

Le système est polarisé avec une tension cathode-anode constante égale à 1920 V. Le courant émis est stable et égal à 2 mA, soit 0.8 A.cm^{-2}. On retrouve les valeurs obtenues précédemment.

Une puissance RF de 8 W est alors injectée sous forme de pulses de durée 500 µs, et de période 65 ms. La Figure 3-46 montre l'évolution dans le temps du courant moyen observé aux bornes de la résistance. Lorsque la puissance est injectée, le courant moyen augmente de 0.136 mA. Si l'on considère que cette augmentation est la conséquence d'une modulation à 32 GHz, cela correspond à une augmentation du courant crête de 1.43 mA. Le courant total crête est alors de 3.43 mA, soit 1.4 $A.cm^{-2}$.

Le pulse de courant présente une constante de temps qui n'est pas reliée à un effet thermique parasite mais à la méthode de mesure qui nous oblige à observer les pulses de courant aux bornes d'une résistance de 10 kOhm. Ces constantes RC proviennent donc de la méthode de mesure et non d'un effet parasite.

Malgré l'impossibilité de mesurer une puissance de sortie, le montage en configuration diode avec la seule cavité d'entrée a ainsi permis de démontrer la modulation d'un faisceau électronique de 2 mA issu d'une cathode à nanotubes de carbone. La profondeur de modulation, que l'on définira ici comme l'amplitude de la composante alternative sur l'amplitude de la composante continue, atteint 1.43 / 2 = 0.715.

3.3.8.3. Mesures électriques en configuration triode

On revient dans cette partie au montage classique, c'est-à-dire la configuration triode. L'anode en cuivre est remplacée par une grille en Molybdène d'épaisseur 30 µm (ou grille cuivre d'épaisseur 70 µm), et la cavité de sortie est ajoutée au système (Figure 3-47).

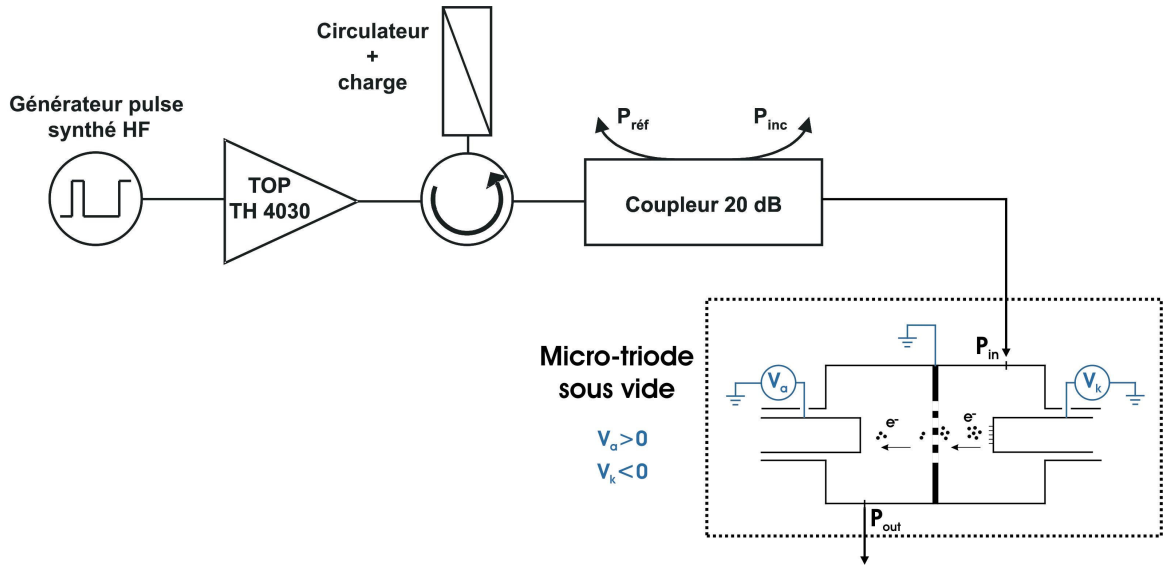


Figure 3-47 : Schéma de la mesure en configuration triode

Les tensions DC cathode-grille et grille-anode sont fixées, les électrons sont émis, une partie est interceptée par la grille, et l'autre partie atteint l'anode. Lorsque la puissance hyperfréquence est injectée dans la cavité d'entrée le signal excite le mode désiré de la cavité et sous l'effet du champ électrique ainsi créé dans la cavité d'entrée le faisceau électronique émis par la polarisation DC de la cathode est directement modulé et des « paquets d'électrons » traversent la grille. Ces électrons sont accélérés vers l'anode par la tension V_a, et induisent un champ RF dans la cavité de sortie, générant à la fréquence de modulation une puissance de sortie qui suit l'Équation 3-8.

3.3.8.3.a. Mesures I-V sans hyperfréquence

Les trois figures ci-dessous montrent plusieurs séries de mesures effectuées sur trois échantillons différents de type TiN RTA 850°C 10 min (recuit rapide sous vide). Les figurent montrent les courants grille et anode émis en ampères en fonction de la tension cathode-grille appliquée en volts (distance 100 µm). On peut noter d'une part que les courants maximum sont limités à quelques centaines de microampères, d'autre part, la similitude des champs seuils pour les trois échantillons qui prouvent que le positionnement de la cathode à 100 µm de la grille, via l'ajustement des fréquences de résonance, est précis et reproductible.

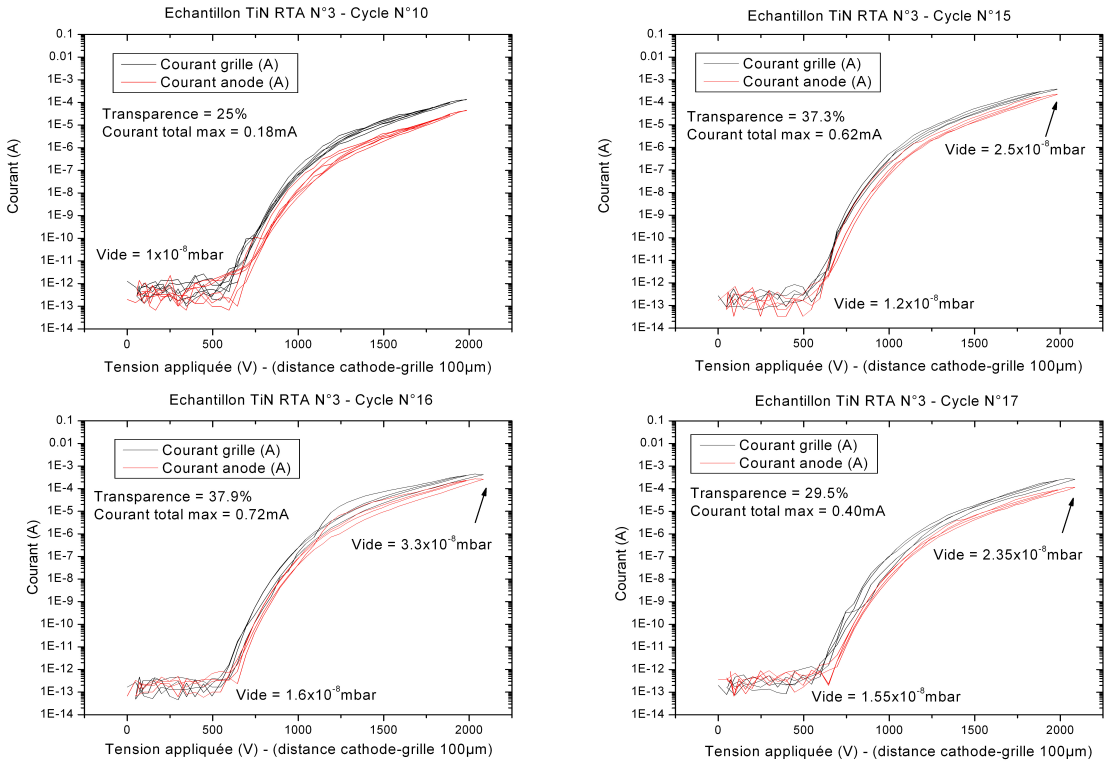


Figure 3-48 : Résumé des mesures obtenues en mode triode sur un échantillon TiN RTA (N°3).

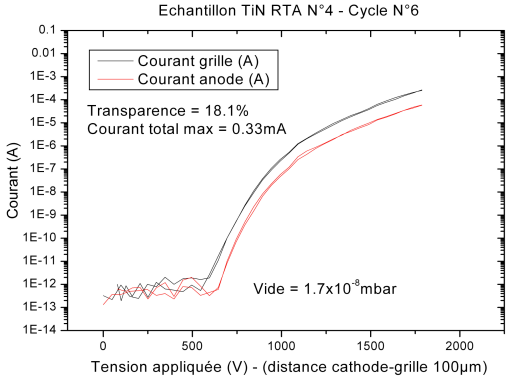


Figure 3-49 : Résumé des mesures obtenues en mode triode sur un échantillon TiN RTA (N°4).

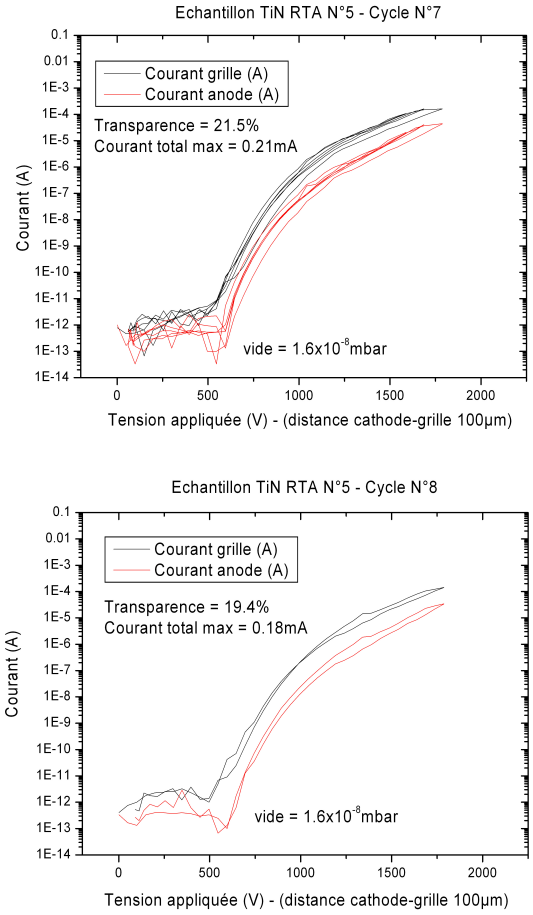


Figure 3-50 : Résumé des mesures obtenues en mode triode sur un échantillon TiN RTA (N°5).

Les transparences varient en fonction du type de grille utilisée, et les courants maximum atteints ne dépassent pas 0.7 mA. Même si le vide limite a en apparence diminué, les problèmes de courants maximum et de dégradation des cathodes du au vide médiocre est toujours présent. A cause de ces limitations, et de la difficulté à disposer de l'analyseur de spectre, aucune mesure de puissance meilleure que celle présentée dans la première partie n'a pu être obtenue.

3.4. Conclusion

L'utilisation de cavités résonantes réentrantes a permis de démontrer pour la première fois la possibilité de moduler directement dès l'émission, à très haute fréquence, un faisceau d'électrons produit par une cathode à nanotubes de carbone.

Cette démonstration a été réalisée à deux fréquences différentes, dans deux configurations distinctes :

- Diode 1.5 GHz.
- Micro-triode 32 GHz.

Dans la première configuration, avec la diode 1.5 GHz, l'extraction des électrons se fait sans champ électrique DC. Seul le champ électrique hyperfréquence du mode excité dans la cavité contribue à extraire les électrons. Le faisceau est donc directement modulé à la source puisque le

champ d'extraction a une forme $E_0 e^{i\omega t}$. Dans ces conditions, nous avons démontré l'émission d'un faisceau modulé de densité de courant moyenne 1.2 A.cm^{-2}, soit des paquets d'électrons d'environ 30 mA larges de 100 ps.

Dans la seconde configuration, avec la micro-triode 32 GHz, la petite taille du dispositif a entraîné certains problèmes de vide qui ont fait que l'on a pas pu démontrer la modulation avec des courants de l'ordre de grandeur de ceux atteints à 1.5 GHz, ou en DC à TRT.

Une première mesure réalisée sur une demi cavité avec une « grille pleine » en cuivre a permis de montrer l'émission DC d'un faisceau de 2 mA, avec une composante modulée de 0.136 mA moyen, soit 1.43 mA crête. Le courant total atteint donc 3.43 mA soit 1.4 A.cm^{-2}, modulé à 32 GHz.

Une deuxième mesure réalisée en configuration triode a permis de montrer la modulation d'un faisceau de 250 µA, avec la génération dans la cavité de sortie d'une puissance de 2.7 µW à 32 GHz.

Ces mesures réalisées à Thales Electron Devices (Vélizy) montrent les possibilités offertes par les cathodes à nanotubes de carbone en terme de source électronique modulable directement pendant l'émission, à très haute fréquence [6]. Et même si la micro-triode a montré ses limites en terme de courant (notamment à cause du vide limite) elle ouvre de nouvelles opportunités en terme de sources électroniques modulée.

En effet, la micro-triode, dans sa configuration diode avec une seule cavité résonante, peut être considérée comme une source électronique à proprement parlé, directement modulée (à bande étroite à cause de la cavité) pour tubes électroniques.

---

[1] E. Minoux, Thèse de doctorat de l'Ecole Polytechnique (2006).

[2] G. N. Fursey, *J. Vac. Sci. Technol.* B **13**(2), 558 (1995).

[3] K. B. K. Teo, E. Minoux, L. Hudanski, F. Peauger, J.-P. Schnell, L. Gangloff, P. Legagneux, D. Dieumegard, G. A. J. Amaratunga, and W. I. Milne, *Nature* **437**, 968 (2005).

[4] F. M. Charbonnier, et al. *Proceedings of the IEEE 991* (1963).

[5] IST – CANVAD – 2001 – 33566, Final report.

[6] W. I. Milne, K. B. K. Teo, E. Minoux, O. Groening, L. Gangloff, L. Hudanski, J.-P. Schnell, D. Dieumegard, F. Peauger, I. Y. Y. Bu, M. S. Bell, P. Legagneux, G. Hasko, and G. A. J. Amaratunga, *J. Vac. Sci. Technol.* B **24**, 345 (2006).

Chapitre 4. Modulation par voie optique

4.1. Principe de la modulation optique

L'avantage majeur des cathodes froides est de pouvoir générer un faisceau d'électrons directement modulé à la source, à la fréquence désirée. Nous venons de voir que c'est possible en modulant le champ électrique appliqué au sommet des nanotubes (F_{local}), grâce à une cavité résonante de type réentrante (modulation de la tension cathode-grille). Cependant une telle cavité, par définition, possède une faible bande passante pour chacune de ses résonances et son utilisation réduit donc le domaine d'applications de ces sources froides à des amplificateurs à bande étroite tels que les klystrodes.

Pour contourner ce problème et proposer des sources électroniques directement modulables et compatibles large bande, nous avons opté pour un contrôle optique de la modulation. Dans ce cas, on ne module plus la tension cathode-grille, mais on module optiquement le facteur d'amplification de champ β des nanotubes grâce à l'intégration sous chaque émetteur d'une photodiode p-i-n (Figure 4-1).

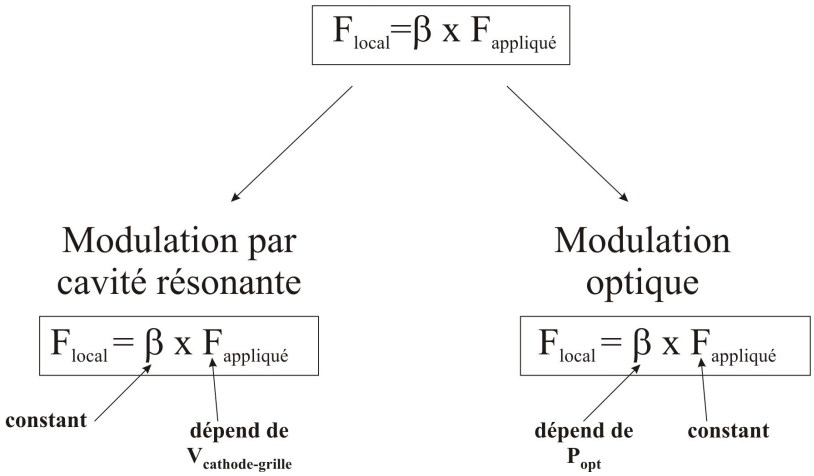


Figure 4-1 : Comparaison modulation par cavité / modulation optique.

En faisant varier la puissance optique reçue par la cathode, on modifie le facteur d'amplification de champ β et par conséquent le courant émis. Il y a modification locale des équipotentielles au voisinage des nanotubes par modification de l'illumination des photodiodes p-i-n. La puissance optique, c'est-à-dire le signal de contrôle, est généré par un laser modulé à la fréquence désirée. Cette méthode de modulation est donc plus efficace que la modulation par cavité dans le sens où elle est compatible large bande, avec l'utilisation d'un laser.

Des photocathodes, basées sur des pointes silicium, ont déjà été étudiées [1,2,3,4] notamment par Schröder [5], comme de potentielles sources d'électrons pour amplificateurs hyperfréquences. Cependant dans toutes ces études, le même matériau est utilisé pour la conversion photon-électron et pour l'émission électronique. Notre nouveau concept permet de séparer ces deux fonctions : la photodiode p-i-n est utilisée pour la conversion efficace des photons en électrons, et les nanotubes de carbone sont utilisés comme émetteurs robustes pour l'émission de champ.

La figure ci-dessous représente le schéma de principe de notre photocathode, où l'on peut distinguer les photodiodes p-i-n surmontées de nanotubes de carbone verticalement alignés.

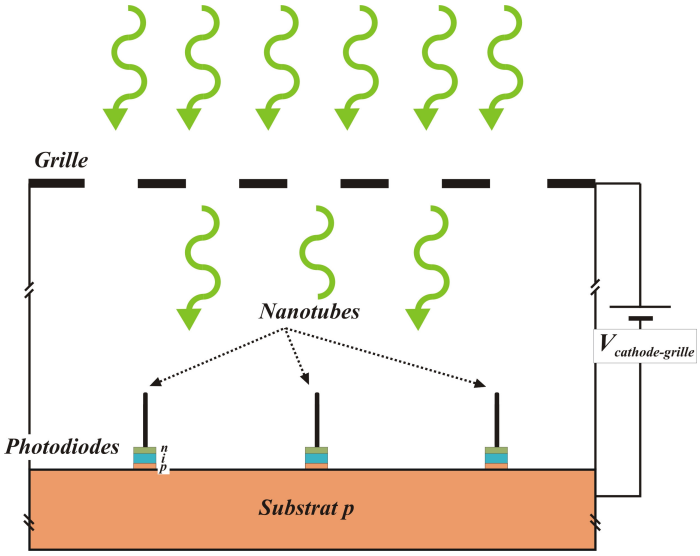


Figure 4-2 : Schéma de principe d'une partie du réseau des photocathodes à nanotubes de carbone.

Pour décrire plus précisément le principe de fonctionnement, considérons l'état initial comment étant l'état illuminé. Une tension est appliquée entre la cathode et la grille d'extraction ($V_{cathode\text{-}grille}$). Les nanotubes de carbone et les photodiodes p-i-n sont connectés en série. Leurs courants sont donc égaux à chaque instant. Lorsque la tension augmente, les nanotubes commencent à émettre un courant qui suit la loi de Fowler-Nordheim donnée par l'Équation 2-3 dans le deuxième chapitre. On suppose que suffisamment de porteurs libres sont créés dans la photodiode par photogénération pour que cette dernière ne limite pas le courant d'émission. A un instant donné, la source lumineuse est coupée. Les nanotubes de carbone continuent d'émettre les électrons accumulés à leur sommet alors que les photodiodes p-i-n fournissent maintenant un courant égal au courant inverse d'une photodiode en obscurité, largement inférieur au courant d'émission. Un déséquilibre se crée entre le courant d'émission et le courant fourni par les photodiodes : les nanotubes (et le plot n^+) se retrouvent polarisés positivement par rapport au substrat. La chute de potentiel à l'intérieur de la diode (ΔV) a atteint sa valeur maximale. Il est donc très important de connaître cette valeur et de dimensionner la photocathode de façon à éviter toute claquage en inverse de la diode.

C'est dans ce but que l'influence du ΔV sur les champs électriques et les lignes équipotentielles aux extrémités des nanotubes a été simulée en utilisant le logiciel CPO 3D [6].

4.2. Simulations

Nous allons voir dans un premier temps quelle est l'influence d'une polarisation positive (ΔV) du nanotube et du plot n^+ (couche supérieure de la photodiode) par rapport au substrat, puis nous verrons comment ce ΔV peut être relié au comportement de la photodiode p-i-n située sous ce nanotube.

4.2.1. Comparaison p-i-n locale / p-i-n étendue

La Figure 4-3a représente une fraction d'un réseau de nanotubes (considérés comme métalliques) de hauteur h, de diamètre $2r$ et espacés d'une distance p. La distance cathode-grille d est égale à 100 µm. U est la tension appliquée. Le champ électrique appliqué $F_{applied}$ correspondant est égal à U/d. Cette configuration est la configuration de base de nos simulations.

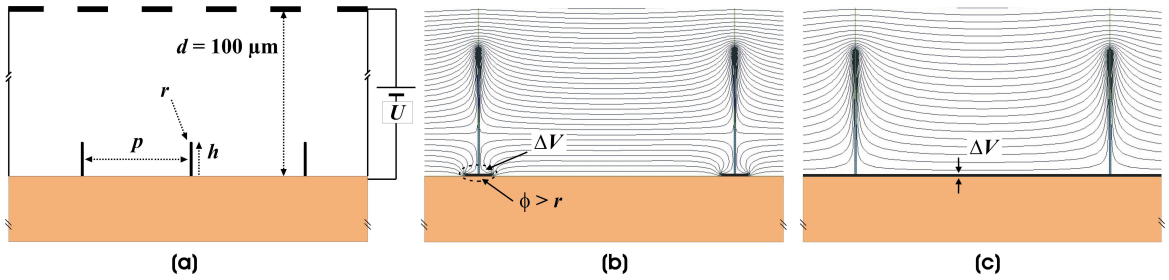


Figure 4-3 : (a) Configuration de base, (b) influence sur les lignes équipotentielles d'une chute de potentiel localisée, (c) influence sur les lignes équipotentielles d'une chute de potentiel étendue.

Nous savons que le courant émis par les nanotubes I_E est contrôlé par la loi de Fowler-Nordheim. Il peut s'écrire de manière simplifiée sous la forme :

$$I_E = AF_{apex}^2 \exp\left(-\frac{B}{F_{apex}}\right)$$

Équation 4-1 : Loi simplifiée de Fowler-Nordheim.

Où A et B sont des constantes déjà données dans la partie du chapitre 2 dédiée à la théorie de l'émission de champ. F_{apex} est le champ électrique local au sommet des nanotubes, donc le champ réel appliqué pour extraire le courant. Il est donné par :

$$F_{apex} = \beta_0 F_{applied} = \beta_0\left(\frac{U}{d}\right)$$

Équation 4-2 : Expression du champ électrique local.

β_0 est le facteur d'amplification de champ à l'extrémité des nanotubes, et est égal à $0.7\frac{h}{r}$. Le logiciel CPO permet, en appliquant une tension fixe U entre la grille et le substrat, de connaître l'allure des lignes équipotentielles et la valeur du champ électrique local F_{apex}.

La photodiode p-i-n est schématiquement représentée par une structure de diamètre ϕ supérieure au rayon du nanotube r, mais petite devant le pas p du réseau, et d'épaisseur négligeable, ajoutée sous chaque nanotube (Figure 4-3b). La configuration pour laquelle $\phi = r$ a déjà été étudiée par E. Minoux *et al* [7], qui ont montré la dépendance du champ électrique local F_{apex} avec une chute de potentiel ΔV localisée à l'interface nanotube / substrat :

$$F_{apex} = \beta_m F_{applied} = \beta_0 \left(1 - \alpha \frac{\Delta V}{h F_{applied}} \right) F_{applied}$$

Équation 4-3 : Relation montrant l'effet d'une chute de potentiel ΔV localisée à l'interface nanotube / substrat sur le champ appliqué à l'extrémité des nanotubes.

Où h est la hauteur des nanotubes, β_m le facteur d'amplification de champ modifié et α est une constante dépendant du type de chute de potentiel (à l'interface ou le long du nanotube). Elle est égale à 0.92 pour une chute très localisée à l'interface nanotube / substrat.

La situation présente diffère quelque peu de cette étude parce que la chute de potentiel ΔV est développée dans un élément qui a un diamètre ϕ = 1 µm plus important ($r < \phi << p$) que celui du contact nanotube / substrat, qui a le diamètre du nanotube ($2r$). De nouvelles simulations ont donc été effectuées avec CPO 3D et ont montré que l'Équation 4-3 est toujours valable dans notre cas. La constante α a été recalculée. Nous avons trouvé une valeur de 0.90, très proche de la valeur précédente.

Supposons, au contraire du cas précédent, que la photodiode ne soit plus localisée mais uniforme sur la surface du substrat. On ajoute alors une couche continue (Figure 4-3c) représentant la photodiode. Le champ électrique local F_{apex} est simplement donné par l'Équation 4-2 :

$$F_{apex} = \beta_0 \left(\frac{U - \Delta V}{d} \right)$$

Équation 4-4 : Relation montrant l'effet d'une chute de potentiel ΔV étendue sous le réseau de nanotubes sur le champ appliqué à l'extrémité des nanotubes.

A partir de ces quatre équations, nous avons étudié l'influence de différents ΔV, localisés ou non, sur la réduction du champ électrique appliqué (et donc du courant émis) pour un facteur d'amplification β_0 = 300 et différentes tensions appliquées :1000 V, 1500 V et 2000 V. Les résultats sont présentés sur la Figure 4-4 :

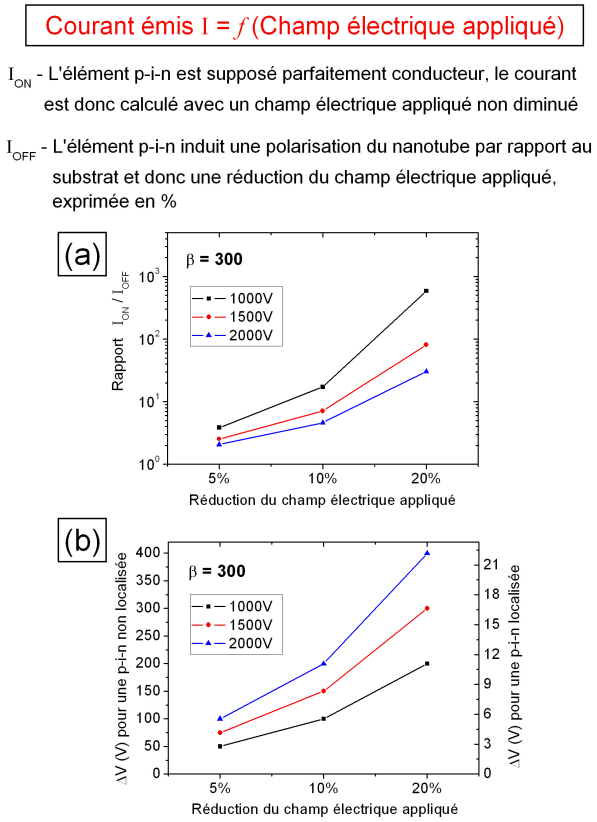


Figure 4-4 : Influence de la localisation de la chute de potentiel ΔV sur la réduction du courant émis et la polarisation induite sur la photodiode, pour différentes tensions (1000 V, 1500 V et 2000 V), β = 300.

La Figure 4-4a montre, pour un β = 300, et trois tensions appliquées (1000 V, 1500 V et 2000 V) le rapport des courants I_{on} / I_{off} calculés à partir de l'Équation 4-1 avec le champ électrique appliqué F_{apex} diminué de 5, 10 ou 20%. Les valeurs des chutes de potentiel ΔV correspondantes sont représentées sur la Figure 4-4b dans le cas où la chute de potentiel est localisée et dans le cas où elle est uniforme sur toute la surface du substrat. On remarque que la profondeur de modulation diminue lorsque le champ électrique appliqué auquel on travaille augmente. D'autre part, en montrant que ΔV atteint jusqu'à 400 V dans le cas d'une chute de potentiel uniforme et 22 V dans le cas d'une chute de potentiel localisée, pour une même diminution du champ électrique appliqué en pourcentage, la Figure 4-4b souligne la différence entre les deux configurations et l'importance de localiser la chute de potentiel, et donc la photodiode.

4.2.2. Simulation de notre photocathode

4.2.2.1. Configuration de base

Nous venons de voir qu'une chute de potentiel localisée est particulièrement efficace, contrairement à une chute de potentiel uniforme, pour réduire de façon intéressante le courant émis et ainsi atteindre une profondeur de modulation optimale.

Nous allons maintenant voir comment relier cette chute de potentiel ΔV au comportement d'une photodiode p-i-n, et essayer de l'estimer.

On repart de la configuration de base donnée dans la partie précédente (Figure 4-3a) en donnant aux différentes grandeurs une valeur numériques. La Figure 4-5 représente ainsi une fraction d'un réseau de nanotubes de hauteur 5 µm, de diamètre 50 nm et espacés de 10 µm. La distance cathode-grille *d* et la tension appliquée *U* sont égales respectivement à 100 µm et 2000 V. Le champ électrique $F_{applied}$ correspondant est égal à 20 V.µm^{-1}. Un élément de diamètre 1 µm, et d'épaisseur négligeable, est ajouté sous chaque nanotube. Celui-ci représente la photodiode p-i-n dont la résistivité varie en fonction de l'éclairement.

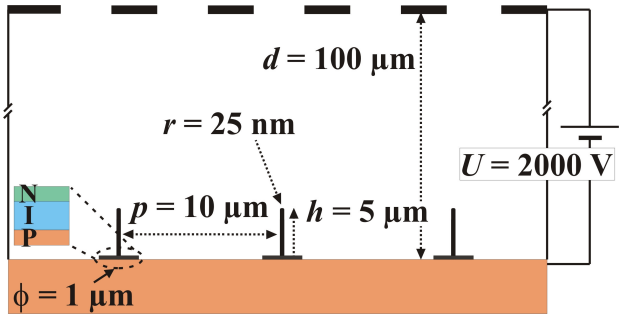


Figure 4-5 : Configuration de base dans le cas de la photocathode.

4.2.2.2. Condition de fort éclairement

Nous avons commencé par simuler une condition de forte illumination, comme le montre la Figure 4-6.

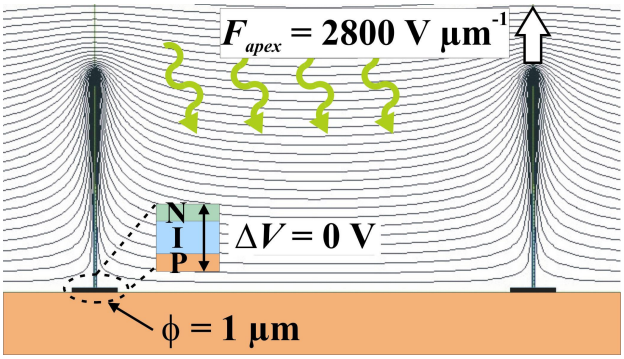


Figure 4-6 : Photocathode soumise à une forte illumination, *U* = 2000 V.

La puissance d'éclairement est choisie telle que les photodiodes p-i-n soient fortement conductrices et que la chute de tension ΔV aux bornes de celles-ci soit proche de 0. Dans ce cas, la situation demeure inchangée par rapport à la configuration de base (Figure 4-5) et le champ électrique local appliqué à l'extrémité des nanotubes F_{apex} est donné par l'Équation 4-2. Il est égal à 2800 V.µm^{-1}.

4.2.3. Condition d'obscurité

Sous des conditions d'illumination faible ou nulle, le courant émis s'adapte au courant de l'élément photoconducteur polarisé sous ΔV (en inverse). Cette chute de tension qui se développe aux bornes de la photodiode est alors non négligeable.

Nous avons pris des photodiodes d'un diamètre ϕ égal à 1 µm. Dans ce cas, F_{apex} est défini par l'Équation 4-3 avec α = 0.90 ($r < \phi << p$).

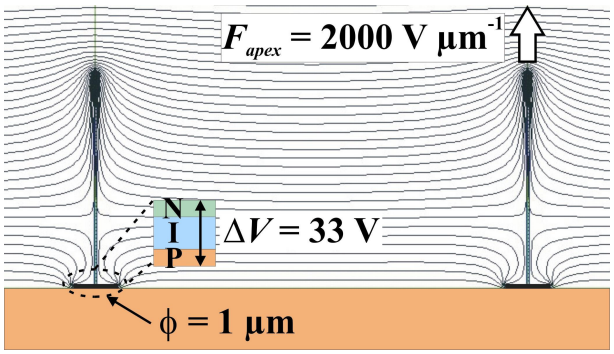


Figure 4-7 : Photocathode sous éclairement faible ou nul avec chute de potentiel de 33 V, U = 2000 V.

La Figure 4-7 représente une situation particulière qui peut simuler une situation d'obscurité. Nous avons choisi une chute de tension arbitraire, égale à 33 V. Cette chute localisée modifie fortement les lignes équipotentielles à proximité des nanotubes, et la nouvelle valeur du champ électrique est égale à 2000 V.µm^{-1}. Cela correspond à une réduction du champ local au sommet des nanotubes de 30% par rapport à la valeur de 2800 V.µm^{-1} dans le cas illuminé. Cette réduction de champ de 30% conduit à une forte réduction du courant émis (d'un à plusieurs ordres de grandeur selon la loi de Fowler-Nordheim). On voit que de fortes profondeurs de modulation peuvent être obtenues avec des chutes de potentiel raisonnables aux bornes des photodiodes p-i-n.

Il est important de noter que ces chutes de potentiel modérées ne peuvent être obtenues que si les photodiodes p-i-n sont localisées sous chaque émetteur (nanotube).

Si, par exemple, une couche p-i-n continue était utilisée sous le réseau de nanotubes, sans aucune localisation, comme la Figure 4-8 le montre, le champ électrique local serait donné par l'Équation 4-4.

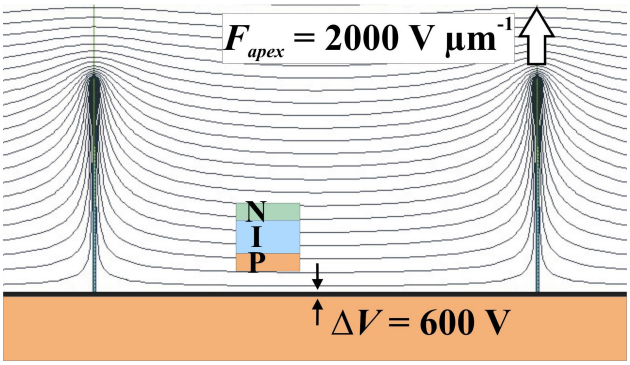


Figure 4-8 : Photocathode sous éclairement faible ou nul avec chute de potentiel uniforme, U = 2000 V.

Dans ce cas, on voit que la même réduction de 30% du champ électrique au sommet requiert une chute de potentiel de 600 V dans la couche photosensible. Une telle tension n'est bien évidemment pas supportable par les fines couches intrinsèques requises pour les diodes p-i-n haute fréquence.

Ainsi, l'intégration de photodiodes p-i-n localisées sous chaque émetteur est un point essentiel dans notre dispositif.

4.3. Description de la photodiode

4.3.1. Principe de fonctionnement

Le courant inverse d'une jonction p-n est fonction d'une part des densités de porteurs minoritaires dans les régions neutres de la diode, et d'autre part de la génération de paires électrons-trous dans la zone de charge d'espace (voir annexe 3).

Dans une photodiode, le rayonnement augmente le courant inverse par la création de porteurs minoritaires dans les régions neutres et la génération de paires électrons-trous dans la zone de charge d'espace.

Le principe de fonctionnement d'une photodiode est illustré sur la Figure 4-9. Les photons incidents créent des porteurs dans chacune des régions 1, 2 et 3.

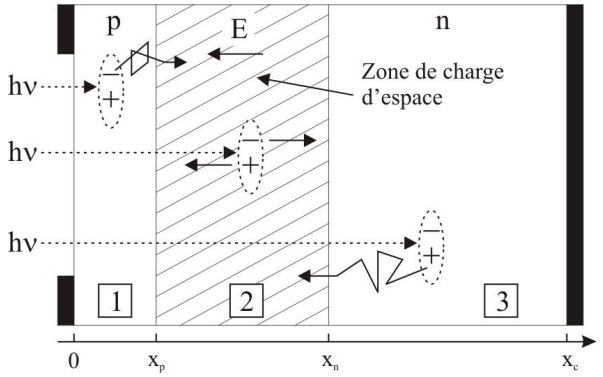


Figure 4-9 : Création de porteurs dans une photodiode par illumination.

Le comportement de ces porteurs libres diffère suivant le lieu de leur création. Dans les régions électriquement neutres p et n, les photo-porteurs minoritaires diffusent, ceux qui atteignent la zone de charge d'espace (ZCE) sont propulsés par le champ électrique vers la région où ils deviennent majoritaires. Ces photo-porteurs contribuent donc au courant par leur diffusion, ils créent un photocourant de diffusion. Dans la ZCE, les paires électrons-trous crées par les photons sont dissociées par le champ électrique, l'électron est propulsé vers la région de type n et le trou vers la région de type p. Ces porteurs donnent naissance à un photocourant de génération. Ces différentes contributions s'ajoutent pour créer un photocourant résultant I_{ph} qui contribue au courant inverse de la diode :

$$I = I_{sat}\left(e^{eV/kT} - 1\right) + j_{gr} - I_{ph}$$

Équation 4-5 : Relation donnant le courant d'une diode éclairée.

La caractéristique de la photodiode est représentée sur la Figure 4-10.

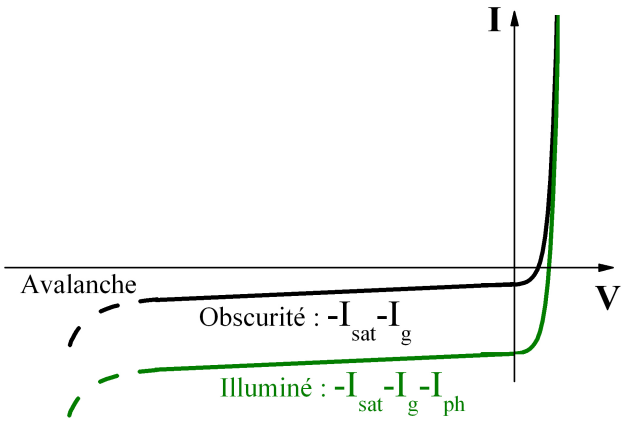


Figure 4-10 : Allure de la courbe I-V d'une diode p-n, illuminé et non illuminé.

Le photocourant est pratiquement indépendant de la tension de polarisation. Si la diode est polarisée en inverse avec une tension V_0 telle que $-V_0 >> kT/e$, le courant inverse est donné par l'expression :

$$I_i = -\left(I_{sat} + I_g + I_{ph}\right)$$

Dans la pratique, pour une photodiode éclairée ($I_{sat} + I_g$) est très inférieur à I_{ph} de sorte que le courant mesuré est quasiment égal au photocourant et par suite proportionnel au rayonnement incident.

4.3.2. Calcul du photocourant

Le photocourant résultant est la somme de trois courants, le courant de diffusion des photoélectrons de la région de type p, le courant de photogénération dans la zone de charge d'espace et le courant de diffusion des phototrous de la région de type n. Le photocourant résultant s'écrit (voir annexe 3) :

$$j_{ph} \approx e\phi\left(1 - \frac{1}{1+\alpha L_p} e^{-\alpha w}\right)$$

Équation 4-6 : Expression exacte du photocourant.

Pour obtenir un photocourant important on a intérêt à réaliser la condition $\alpha w >> 1$, dans ce cas, le photocourant est maximum et simplement donné par :

$$\left|j_{ph}\right| \approx e\phi$$

Équation 4-7 : Expression simplifiée du photocourant.

Cette expression traduit simplement le fait que dans les conditions optimales, le flux d'électrons débités par la photodiode j_{ph}/e, est égal au flux ϕ de photons d'énergie supérieure au gap du semiconducteur, qui pénètrent dans le détecteur. Le rendement de la photodiode est maximum.

4.3.3. Constante de temps de la photodiode

Compte tenu de la double origine du photocourant, le temps de réponse de la photodiode est conditionné d'une part par la diffusion des photoporteurs minoritaires des régions neutres vers la zone de charge d'espace, et d'autre part par le temps de transit des porteurs à travers la zone de charge d'espace. Le premier phénomène est relativement lent et se traduit par une constante de temps de l'ordre de 10^{-8} à 10^{-9} s, le second phénomène peut être très rapide si la tension de polarisation inverse de la diode est importante. Dans ce cas, les porteurs traversent la zone de charge d'espace avec leur vitesse de saturation v_s et le temps de transit est donné par w/v_s de l'ordre de 10^{-11} à 10^{-10} s.

Pour diminuer au maximum la constante de temps de la photodiode, on a donc intérêt à ce que le rayonnement soit essentiellement absorbé dans la zone de charge d'espace de la jonction, où il crée le courant de génération. On réalisera donc une photodiode avec une zone frontale aussi mince que possible et une zone de charge d'espace w suffisamment épaisse pour absorber la majeure partie du rayonnement. On limitera toutefois w à une valeur qui n'augmente pas trop le rapport w/v_s. On choisira $w \sim 1/\alpha$.

4.3.4. Cas de la photodiode p-i-n

Nous venons de voir l'intérêt qu'il y a à donner à la zone de charge d'espace de la diode une valeur suffisante pour que le photocourant soit essentiellement dû à la photogénération de porteurs dans cette zone. On augmente artificiellement la valeur de w en intercalant une région intrinsèque entre les régions de type n et de type p (Figure 4-11).

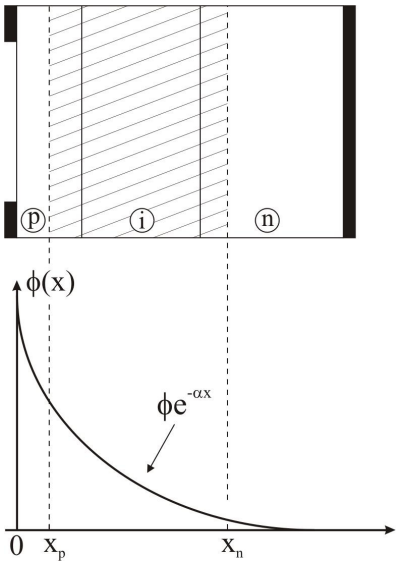


Figure 4-11 : Photodiode p-i-n.

Si la polarisation inverse de la structure est suffisante, un champ électrique important existe dans toute la zone intrinsèque et les photoporteurs atteignent très vite leur vitesse limite v_s. On obtient ainsi des photodiodes rapides et très sensibles. La structure p-i-n est la photodiode la plus commune.

Pour créer notre photocathode nous sommes partis de cette structure classique, qui possède un bon taux de conversion photon / électron, et une rapidité suffisante autorisant le fonctionnement dans le domaine du GHz.

En couplant la structure p-i-n à des émetteurs de champ robustes comme les nanotubes de carbone, nous avons développé la première photocathode à base de nanotubes de carbone.

4.4. Réalisation des photocathodes

4.4.1. Contexte et design

La plupart des cathodes à nanotubes fabriquées dans le cadre de nos recherches l'ont été sur substrat silicium (Chapitre 2, partie 2.4). Nous avons donc choisi comme point de départ de travailler avec le silicium comme substrat pour les photodiodes p-i-n. Il s'agit ensuite de trouver un bon compromis entre l'absorption dans le silicium, à une longueur d'onde donnée, et le temps de transit des porteurs photogénérés. La figure ci-dessous représente le coefficient d'absorption du silicium en fonction de la longueur d'onde du rayonnement incident.

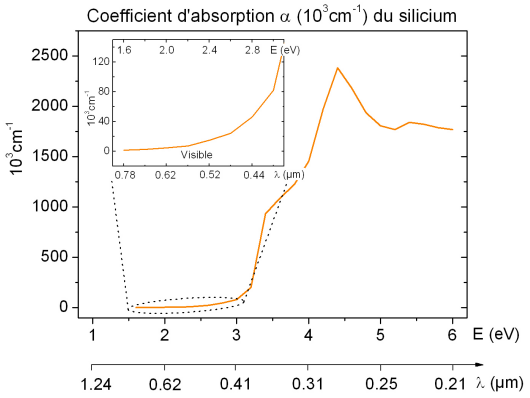


Figure 4-12 : Coefficient d'absorption pour le silicium.

En fixant la longueur d'onde, on peut calculer, à partir des valeurs du coefficient d'absorption données dans la Figure 4-12, la quantité de rayonnement absorbé dans le silicium en fonction de la profondeur. La Figure 4-13 représente ce résultat pour deux longueurs d'onde différente : 532 nm (vert) et 633 nm (rouge).

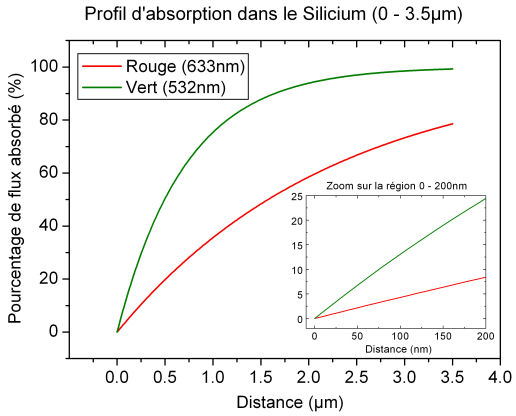


Figure 4-13 : Profil d'absorption dans le silicium à deux longueurs d'onde différentes, 532 nm et 633 nm.

Nous avons décidé d'opter pour le vert car l'absorption est meilleure, ce qui autorise un dispositif plus mince, et par conséquent plus rapide. Dans la partie précédente il a été mentionné que la condition $w \sim 1/\alpha$ est généralement respectée pour les photodiodes classiques. Partant de cette expression, on trouve, pour une longueur d'onde de 532 nm $w \sim 0.7$ µm ($\Leftrightarrow$ 60% de flux absorbé). Afin d'obtenir le courant le plus élevé pour un flux donné, nous avons choisi une épaisseur d'absorption plus importante.

Nous avons opté pour une épaisseur de silicium intrinsèque égale à 3 µm. Dans ce cas, 98% du flux pénétrant dans le matériau est absorbé, en accord avec la Figure 4-13. Par ailleurs, le temps de transit théorique donné par w/v_s donne, pour un champ électrique suffisant polur atteindre la vitesse de saturation (1×10^7 cm.s^{-1}) :

$$t = \frac{w}{v_s} = \frac{3\times10^{-4}(cm)}{1\times10^{7}(cm.s^{-1})} = 3\times10^{-11}s$$

Cela correspond à une fréquence de fonctionnement limite théorique de 11 GHz, mais comme nous le verrons par la suite, ce n'est pas le facteur limitant de notre photodiode.

4.4.2. Process de fabrication

La structure idéale de la photocathode est représentée sur la Figure 4-14a. Elle comprend le substrat, les photodiodes p-i-n individualisées, et les émetteurs au dessus de chaque diode. Cependant cette réalisation requiert une gravure des diodes et une passivation des flancs des mesas. Afin de simplifier le process de fabrication, les diodes au lieu d'être gravées, sont définies par implantation dans une zone intrinsèque (Figure 4-14b).

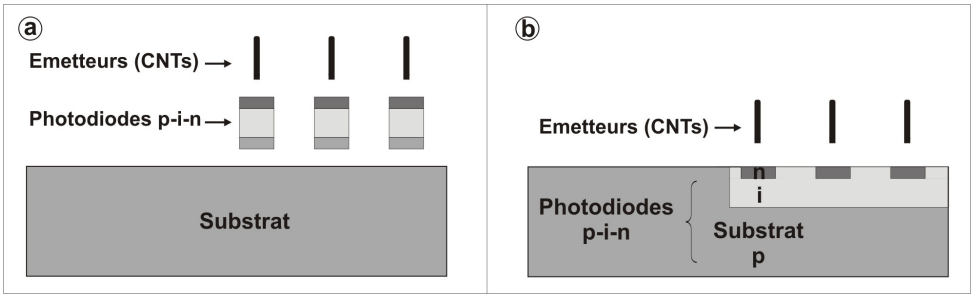


Figure 4-14 : Structure de la photocathode à nanotubes de carbone : a) modèle théorique, b) réalisation pratique.

Le process de fabrication comprend deux étapes principales : la réalisation de la structure p-i-n, puis la croissance des émetteurs de champ : les nanotubes de carbone.

4.4.2.1. Le substrat

Les substrats sont de type p^+. Ce sont des substrats Silicium (100) d'épaisseur 300 µm, fortement dopés au Bore. Leur résistivité est de 0.001-0.002 Ω.cm, ce qui correspond à une densité de dopant d'environ 10^{20} cm^{-3} [8].

4.4.2.2. La couche intrinsèque

La couche intrinsèque a été choisi égal à 3 µm. Elle est suffisamment épaisse pour absorber le rayonnement incident et éviter d'avoir des champs électriques trop importants (pour le Silicium, le champ de claquage est ~3.10^5 $V.cm^{-1}$), et suffisamment résistive afin d'avoir des champs électriques suffisants (~10^4 $V.cm^{-1}$) pour que les porteurs atteignent leur vitesse de saturation (~1.10^7 $cm.s^{-1}$).

4.4.2.2.a. L'épitaxie en phase vapeur

La méthode utilisée pour la réalisation de la couche intrinsèque est l'épitaxie en phase vapeur (VPE pour Vapor Phase Epitaxy). En phase vapeur, la croissance s'effectue à l'interface entre une phase solide, le substrat, et une phase gazeuse, mélange composé d'un gaz porteur et des différentes substances réactives dont le précurseur.
Le précurseur retenu est le silane SiH_4 : $SiH_4 \rightarrow Si_{solide} + 2H_{2\,gaz}$.

Les étapes physico-chimiques conduisant à la croissance épitaxiale de Silicium monocristallin sont les suivantes :

- Transport des précurseurs gazeux de l'entrée du réacteur jusqu'au substrat par l'intermédiaire du gaz porteur.
- Diffusion gazeuse des précurseurs vers la surface du substrat.
- Adsorption des espèces à la surface du substrat.
- Diffusion surfacique des espèces jusqu'à un site préférentiel, décomposition chimique.
- Incorporation des constituants du film épitaxié.
- Désorption des produits secondaires.
- Diffusion gazeuse et évacuation des produits secondaires.

4.4.2.2.b. Dopage de la couche épitaxiée

Le dopage in-situ du Silicium épitaxié consiste à introduire, lors de l'épitaxie, le gaz dopant en même temps que le gaz précurseur. Dans le cadre de notre étude, la couche « intrinsèque » doit présenter un très léger dopage p (voir plus loin). Cependant aucun gaz dopant n'a été ajouté au silane pendant l'épitaxie. L'autodopage, qui fait référence à la diffusion des atomes dopants du substrat vers la couche épitaxiée durant la croissance [9] est suffisant. La longueur sur laquelle se déroule cette diffusion est fonction de la durée de l'épitaxie et du coefficient de diffusion du

dopant considéré. Le coefficient de diffusion dépend de la température. Pour l'atome de Bore, son coefficient de diffusion est défini comme suit [10] :

$$D(T) = 3.17 \exp\left(\frac{-3.59eV}{kT}\right) \quad (cm^2/s)$$

Équation 4-8 : Coefficient de diffusion de Bore.

A cela vient s'ajouter le fait que lors des étapes de montée en température et de recuit à haute température précédant la croissance, des atomes dopants sont évaporés du substrat vers la phase gazeuse. Cette évaporation assure l'équilibre entre la concentration en phase gazeuse et la concentration en phase solide [11]. La phase de descente en température après l'épitaxie influence également l'autodopage.

Le profil de concentration en atomes dopants ne sera donc pas abrupt au niveau de la jonction entre la couche épitaxiée et le substrat mais présentera une allure similaire à celle représentée sur la Figure 4-15 :

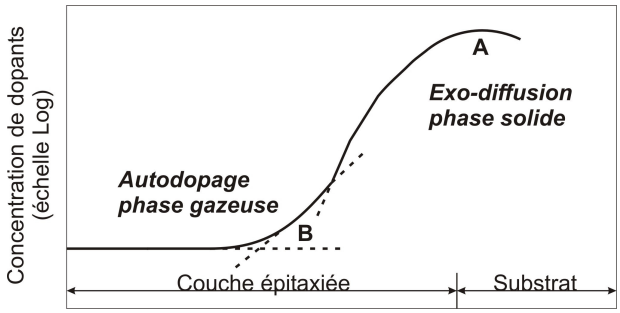


Figure 4-15 : Profil de dopage d'une interface couche épitaxiée-substrat (d'après [12]).

La région A correspond à l'exo-diffusion en phase solide des atomes dopants à partir du substrat. La région B correspond à l'autodopage dû aux atomes dopants évaporés en phase gazeuse puis réincorporés lors de la croissance.

4.4.2.2.c. Paramètres de l'épitaxie

L'épitaxie a été réalisée par la société Chelton, située aux Ulis, par l'intermédiaire de M. Philippe Adet. Les étapes et paramètres de l'épitaxie Silicium en phase vapeur à pression réduite sont les suivants :

- Purge du réacteur sous azote, puis hydrogène.
- Montée en température jusqu'à la température de croissance.
- Attaque HCl in situ (pour l'oxyde natif et légérement le substrat).
- Croissance de la couche épitaxiée :
    - température d'épitaxie : 960°C.
    - Débit H_2 (gaz vecteur) : 40 $l.min^{-1}$.
    - Débit SiH_4 (gaz précurseur) : 30 $cc.min^{-1}$.
    - Pression : 80 torr.
    - Temps d'épitaxie : 20 min.
- Descente en température sous hydrogène.
- Refroidissement jusqu'à la température ambiante sous azote.

4.4.2.2.d. Résultats de l'épitaxie

Le résultat est un substrat silicium p^+ avec une couche épitaxiée « intrinsèque » (ou non intentionnellement dopée) de 3 µm (Figure 4-16).

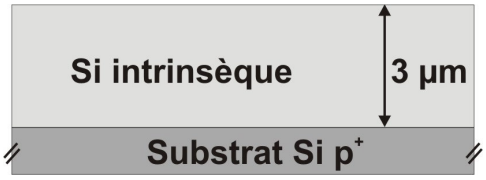


Figure 4-16 : Croissance de la couche intrinsèque.

Le niveau de dopage résiduel déduit des mesures C(V) est de l'ordre de 1.8×10^{15} cm^{-3}. La couche épitaxiée ne peut donc pas être considérée comme strictement intrinsèque, mais plutôt légèrement dopée p, comme souhaité, et ce du fait de l'autodopage pendant l'épitaxie. Pour des raisons de simplicité on gardera cependant dans la suite du document l'appellation intrinsèque pour désigner la couche épitaxiée légèrement dopée p.

A partir d'études précédentes [13], du niveau de dopage du substrat et du dopage résiduel mesuré, on peut donner l'allure de la concentration des atomes de Bore dans la couche épitaxiée :

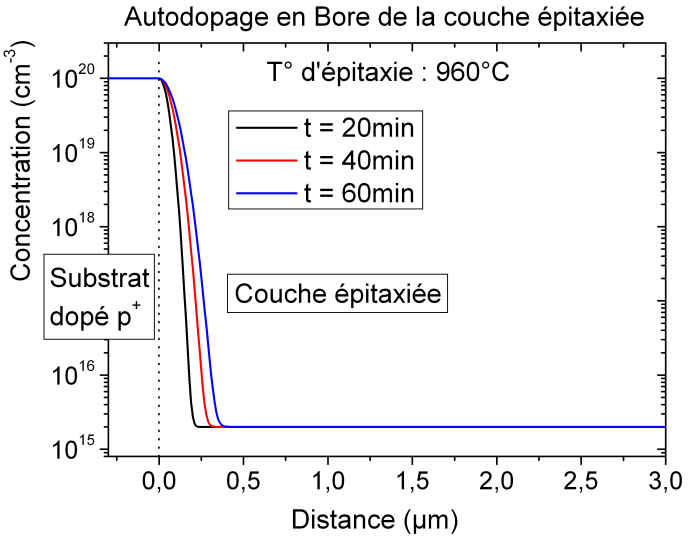


Figure 4-17 : Allure de la concentration en atomes de Bore dans la couche épitaxiée.

La mobilité des porteurs majoritaires, pour une concentration en atomes dopants (Bore) de 1.8×10^{15} cm^{-3} est d'environ 450 $cm^2.V^{-1}.s^{-1}$.

La dernière étape consiste à réaliser les zones n^+ des diodes p-i-n. Cela se fait par implantation ionique d'atomes de phosphore dans la couche intrinsèque.

4.4.2.3. Réalisation des zones n^+

La réalisation des zones n^+ s'effectue par implantation ionique d'atomes donneurs dans la couche intrinsèque. Or pour obtenir des zones n^+ individualisées, l'implantation doit être effectuée à travers un masque.

4.4.2.3.a. Le masque d'implantation

Pour minimiser le nombre d'étapes technologiques, on utilise un masque en résine qui va servir de masque à la fois pour l'implantation ionique et pour le dépôt des couches métalliques (TiN et Ni) nécessaires à la croissance des nanotubes. Ce procédé permet en outre un auto-alignement des nanotubes avec les photodiodes p-i-n.

Le masque en résine (bicouche) est réalisé à l'aide d'une étape de photolithographie UV (Figure 4-18).

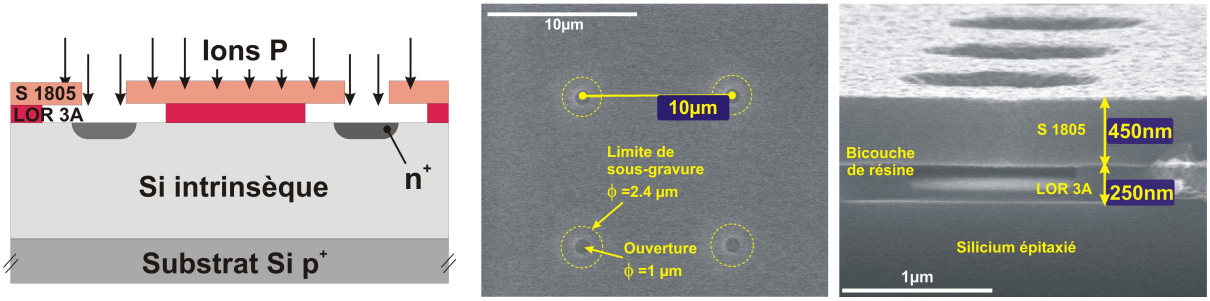


Figure 4-18 : Schéma de l'étape d'implantation ionique et photos MEB du bicouche de résines après ouverture des motifs.

Le bicouche de résine, LOR 3A / S 1805, est déposé sur le silicium avec les paramètres suivants :

- LOR3A : 4000 trs.min^{-1}.
- Recuit 200°C pendant 5 min.
- S 1805 : 4000 trs.min^{-1}.
- Recuit 110°C pendant 1 min.

On expose ensuite 7 s aux UV et on développe avec un développeur classique (MF319) environ 30-40 s, avant de rincer à l'eau désionisée. Les photos MEB de la Figure 4-18 montrent les résultats de cette lithographie. La résine LOR 3A a une épaisseur d'environ 250 nm, et la S 1805 450 nm. Les ouvertures sur la S 1805 ont un diamètre d'1 µm, et la sous-gravure a un diamètre d'environ 2.4 µm. La photo centrale montre l'aspect d'une fraction de puce recouverte de résine avec un réseau classique carré au pas de 10 µm.

4.4.2.3.b. L'implantation ionique : principe

L'implantation ionique consiste à introduire des atomes ionisés projectiles avec suffisamment d'énergie pour pénétrer dans l'échantillon cible. La profondeur moyenne de pénétration varie en fonction de la nature du matériau implanté, de la nature de l'ion accéléré et de l'énergie d'accélération (Figure 4-19).

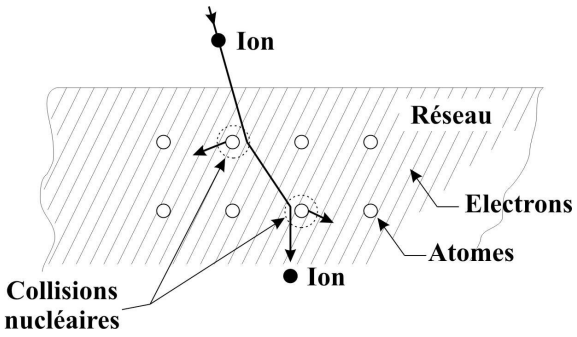


Figure 4-19 : Principe de l'implantation ionique.

Les ions énergétiques pénètrent dans la matière et perdent leur énergie par collision avec les noyaux (freinage nucléaire) et par échange d'énergie avec les électrons du substrat (freinage électronique). Les collisions avec les atomes de la cible provoquent des défauts. Un recuit post implantation est donc nécessaire pour restaurer la cristallinité de la cible, et permettre l'activation des dopants par leur diffusion en sites substitutionnels.

4.4.2.3.c. Simulations d'implantation : le logiciel SRIM

L'implantation ionique nécessite d'effectuer des simulations pour définir les paramètres d'implantations suivants :

- La nature de l'atome dopant.
- L'énergie d'implantation (keV).
- La dose (ions.cm^{-2}) : $\frac{I(A)/q(C)\,t(s)}{S(m^2)}$.
- Refroidissement ou non du substrat.

Ces paramètres sont alors optimisés en fonction de l'épaisseur de résine, du profil des zones n^+ au dopage souhaité. L'implantation ionique est simulée grâce au logiciel SRIM (the Stopping and Range of Ions in Matter - 2006). Ce dernier, basé sur la méthode de Monte Carlo qui s'inscrit dans la théorie LSS [14], permet de simuler des implantations (Figure 4-20) en faisant varier tous les paramètres possibles : nature de l'ion implanté, énergie, angle d'incidence, composition de la cible, etc...

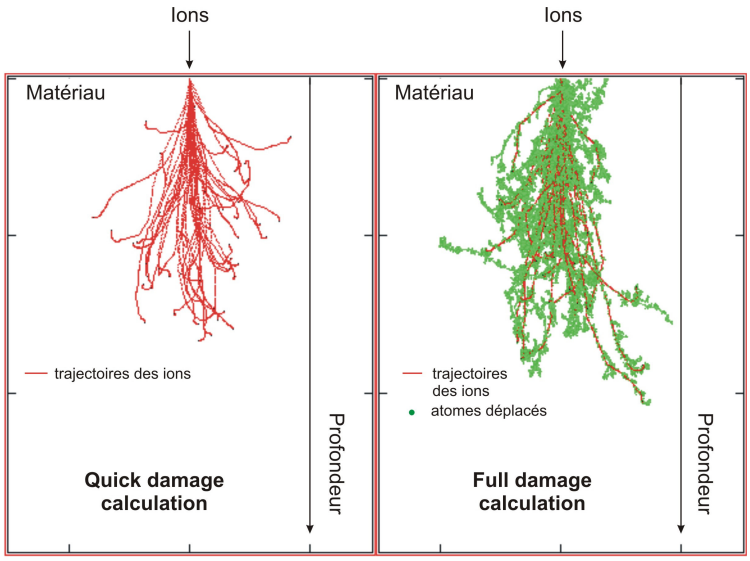


Figure 4-20 : Simulations d'implantations avec SRIM.

Le logiciel SRIM fournit ainsi les paramètres classiquement utilisés en implantation ionique :

- R_p, ΔR_p
- $R_\perp$, $\Delta R_\perp$
- Nombre et type de défauts créés

La signification de ces paramètres est représentée sur la figure ci-dessous :

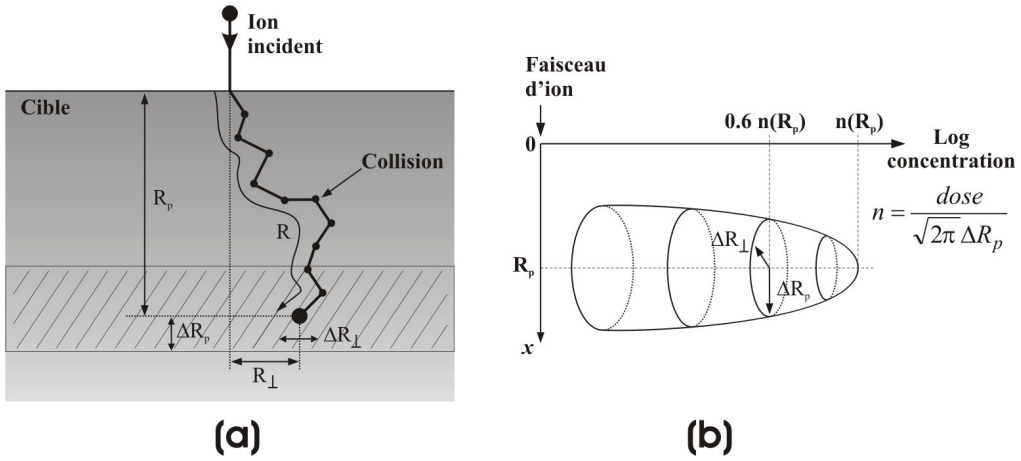


Figure 4-21 : (a) Schéma d'une implantation ionique avec la signification des paramètres classiquement utilisés. (b) Allure de la concentration de l'espèce implantée.

4.4.2.3.d. Hypothèses de départ

Avant de choisir tout paramètre d'implantation, il faut définir nos hypothèses de départ concernant les caractéristiques des photodiodes p-i-n que l'on souhaite obtenir. Ces hypothèses sont les suivantes :

- La zone n^+ doit être très fortement dopée pour assurer un bon contact avec le nanotube (dopage de l'ordre de 10^{19}-10^{20} cm^{-3}). On considère dans ce cas que la totalité du nanotube et la zone n^+ sont au même potentiel.

- La zone n^+ doit être suffisamment fine (~100 nm) pour que l'absorption du rayonnement incident dans cette zone soit négligeable et ait lieu principalement dans la zone intrinsèque.
- Du fait de la forte différence de dopage entre la couche intrinsèque et les zones n^+ (~10^{15} contre 10^{20} cm^{-3}), du fait de la localisation des zones n^+, il y a une concentration du champ électrique au voisinage des bords de la zone n^+ / base du nanotube (voir Figure 4-22). On peut ainsi considérer que la valeur réelle du champ électrique est comprise entre des valeurs données par deux cas particuliers : un condensateur plan formé par la zone n^+ à une distance *d* de la base de la zone intrinsèque ; et une configuration donnée par un contact quasi ponctuel (la zone n^+ de rayon *r*) à une distance *d* de la base de la zone intrinsèque.
  Pour éviter cette concentration de champ et le claquage, on prévoit d'effectuer une double implantation pour réaliser un gradient de dopage et ainsi étendre la zone dans laquelle se développe le champ.

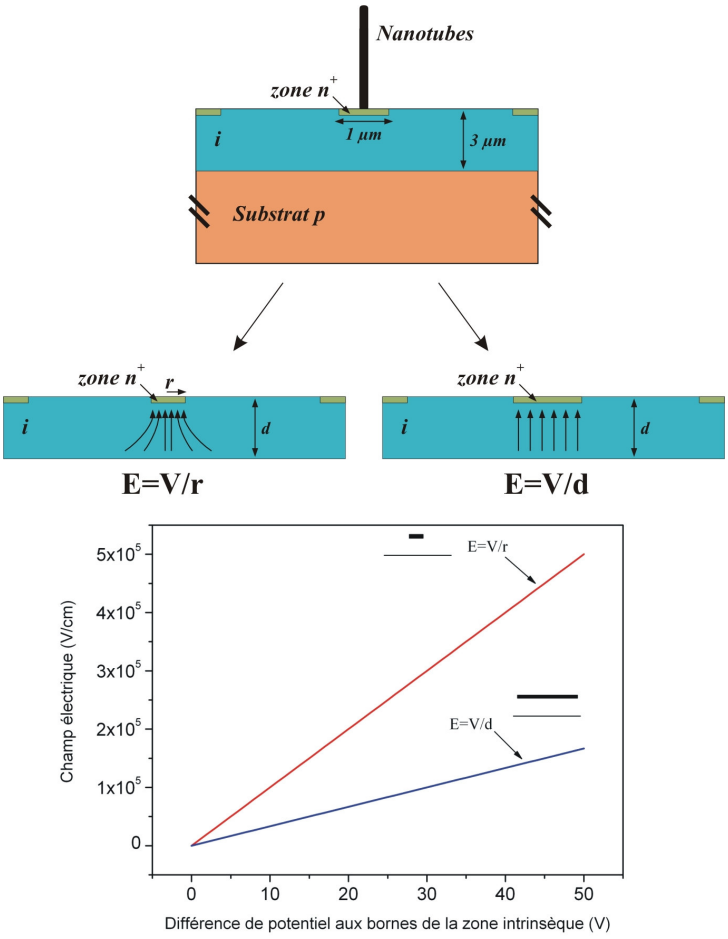


Figure 4-22 : Aspect du champ électrique à proximité de la zone n^+.

4.4.2.3.e. Les simulations

Choix de l'espèce à implanter et des énergies d'implantation

La première étape consiste à choisir l'espèce à implanter. Le logiciel SRIM calcule rapidement et fournit un tableau comme celui montré ci-dessous, donnant pour un atome donné, et une

gamme d'énergie donnée, les paramètres : R_p, ΔR_p, et $\Delta R_\perp$. On peut ainsi avoir un aperçu rapide des profondeurs d'implantation accessibles en fonction de l'atome dopant choisi.

Nous choisirons dans notre cas le Phosphore comme atome dopant, puis le Silicium comme cible d'implantation. SRIM fournit alors le tableau suivant, donnant différents paramètres (freinage électronique, freinage nucléaire, profondeur moyenne…) en fonction de l'énergie des ions incidents.

Ion Energy	dE/dx (Elec.)	dE/dx (Nuclear)	Projected Range R_p	Longitudinal Straggling ΔR_p	Lateral Straggling $\Delta R_\perp$
2,00keV	4,050E+01	3,254E+02	53A	31A	22A
10,00keV	9,057E+01	4,337E+02	169A	83A	60A
20,00keV	1,281E+02	4,408E+02	300A	136A	98A
30,00keV	1,569E+02	4,284E+02	429A	185A	133A
40,00keV	1,811E+02	4,120E+02	559A	232A	166A
50,00keV	2,025E+02	3,952E+02	690A	277A	198A
60,00keV	2,218E+02	3,791E+02	822A	320A	230A
70,00keV	2,490E+02	3,641E+02	954A	361A	261A
80,00keV	2,758E+02	3,503E+02	1084A	399A	292A
90,00keV	2,992E+02	3,375E+02	1213A	435A	322A
100,00keV	3,194E+02	3,257E+02	1342A	470A	351A

Après optimisation, nous avons déterminé les deux énergies d'implantation suivantes : 15 keV, et 75 keV, la première une implantation à forte dose près de la surface, et la deuxième à moindre dose, mais à une profondeur plus importante pour réaliser « l'anneau de garde ».

Vérification de l'épaisseur de résine nécessaire :

Afin de localiser l'implantation des atomes de Phosphore, un masque en résine est utilisé comme masque d'implantation. Les premières simulations consistent à vérifier que l'épaisseur de résine utilisée est suffisante pour protéger les zones à ne pas implanter.

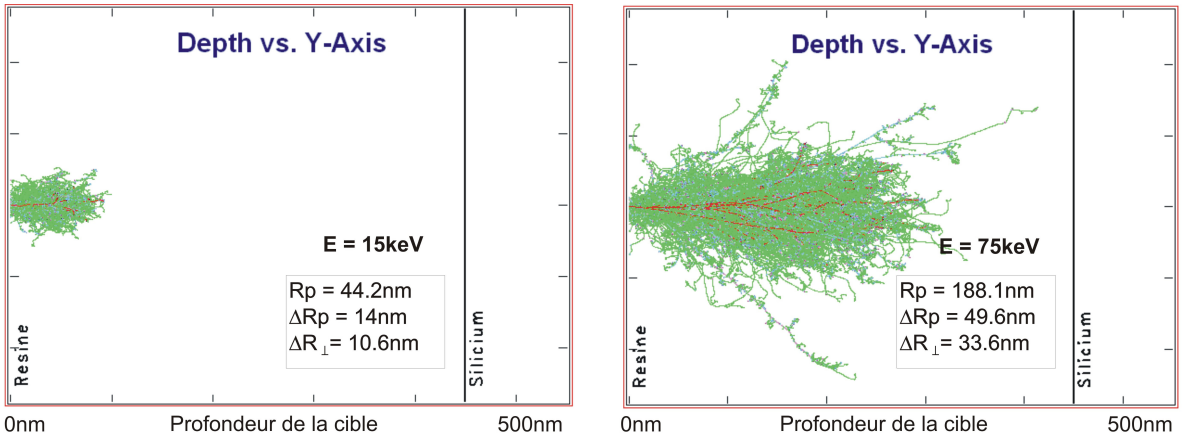


Figure 4-23 : Simulations SRIM : ions Phosphore (15keV et 75keV) dans résine + Silicium.

La Figure 4-23 montre les résultats d'une simulation d'implantation de Phosphore énergies (15 keV et 75 keV) dans une résine optique (épaisseur 450 nm). On voit que les ions Phosphore (trajectoire rouge) ne traversent pas la couche de résine. Les atomes composant la résine déplacés sous l'effet des chocs n'atteignent pas non plus le silicium. L'épaisseur de résine utilisée (450 nm) est donc suffisante pour protéger les zones du Silicium à ne pas implanter.

Profils des zones n^+

Les implantations des atomes de Phosphore, dans le Silicium, sont donc réalisées avec les paramètres suivants :

- $1^{ère}$ implantation : 75 keV, dopage souhaité ~10^{18} cm^{-3}.
- $2^{ème}$ implantation : 15 keV, dopage souhaité ~10^{20} cm^{-3}.

Les résultats de simulation de la première implantation, à 75 keV, sont résumés sur la figure ci-dessous :

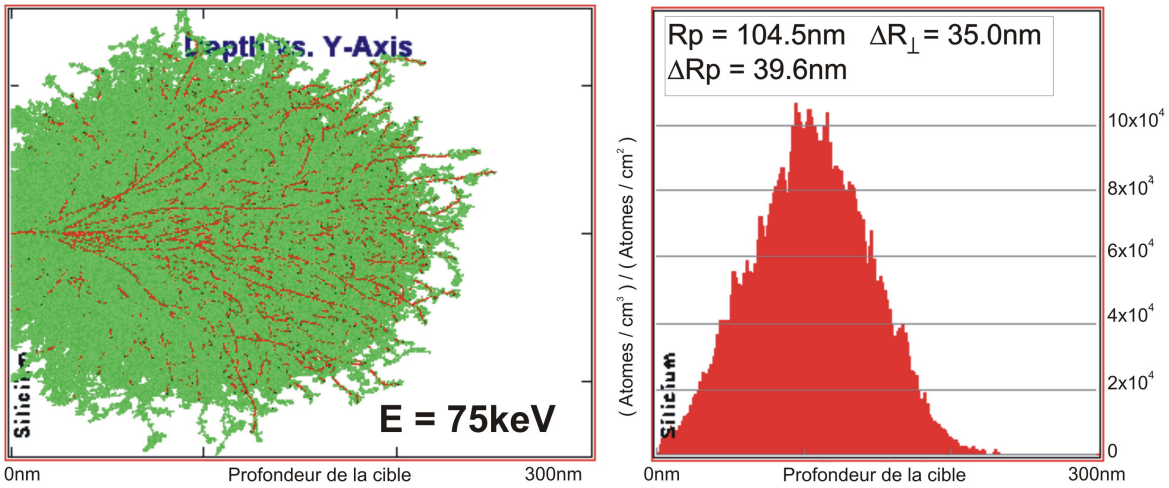


Figure 4-24 : Simulation SRIM : ions Phosphore dans Silicium, E = 75 keV.

Les résultats de simulation de la deuxième implantation, à 15 keV, sont résumés sur la figure ci-dessous :

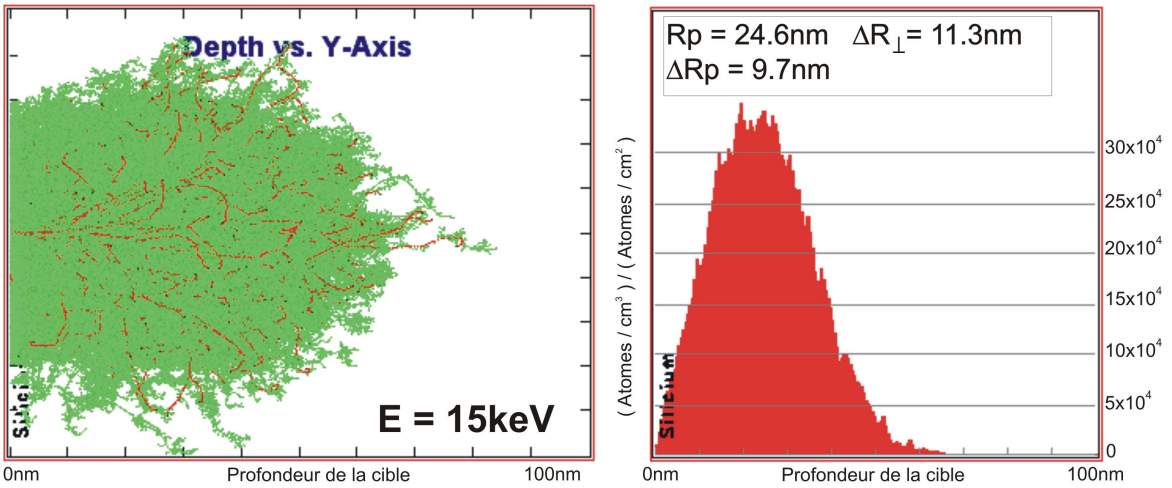


Figure 4-25 : Simulation SRIM : ions Phosphore dans Silicium, E = 15 keV.

La figure de gauche montre les trajectoires des ions Phosphore (rouge) et les atomes de Silicium déplacés (vert) suite aux chocs avec des ions Phosphore ou d'autres atomes de Silicium déjà déplacés.

La figure de droite montre la distribution des ions implantés en fonction de la profondeur. Elle donne les paramètres d'implantation : Rp, ΔRp et $\Delta R_{\perp}$. On retrouve l'allure d'une gaussienne, comme prévu en théorie. Cette figure permet également d'avoir accès à la dose d'implantation. En effet, la concentration en espèces dopantes *n* en fonction de la profondeur *x* est décrite par une gaussienne dont la formule est la suivante :

$$n(x) = \frac{\phi}{\sqrt{2\pi}\,\Delta R_p} \exp\left(-\frac{(x-R_p)^2}{2\Delta R_p^2}\right)$$

Équation 4-9 : Equation décrivant la distribution gaussienne d'une implantation ionique.

Où ϕ est la dose d'implantation en ions.cm^{-2}. L'échelle des figures données par le logiciel SRIM donne le paramètre $1/(\sqrt{2\pi}\,\Delta R_p)$. Il suffit donc de diviser la concentration souhaitée par la valeur maximum donnée par SRIM pour obtenir la dose d'implantation.
Ainsi, les doses d'implantation sont :

- 1ère implantation : 75 keV, dopage souhaité ~2×10^{18} cm^{-3}.

$$Cela\ implique\ comme\ dose\ d'implantation = \frac{2\times10^{18}}{10\times10^{4}} = 2\times10^{13}\,ions.cm^{-2}$$

- 2ème implantation : 15 keV, dopage souhaité ~10^{20}.cm^{-3}.

$$Cela\ implique\ comme\ dose\ d'implantation = \frac{9\times10^{19}}{35\times10^{4}} = 2.5\times10^{14}\,ions.cm^{-2}$$

Défauts engendrés par l'implantation ionique

Une couche amorphe peut être produite à la surface du silicium par le bombardement des espèces à implanter. L'amorphisation dépend de la température et nature du substrat, et de la dose et énergie d'implantation. Or d'après la littérature [15,16], l'augmentation de température du substrat due à l'implantation aux doses choisies est négligeable et n'influence pas l'amorphisation du substrat. Connaissant la température, on peut donc affirmer que les doses choisies sont inférieures aux doses critiques responsables de l'amorphisation du silicium [17].

Recuit d'implantation

Le recuit nécessaire à l'activation des dopants sera effectué via l'étape de croissance des CNTs qui s'effectue à haute température.

4.4.2.3.f. Profil final

L'implantation ionique a été effectuée par la société Ion Beam Service (IBS), située à Aix en Provence, par l'intermédiaire de M. Franck Torregrossa.

Les Figure 4-26a et b montrent le profil de concentration, en fonction de la profondeur pour les deux implantations réalisées. La Figure 4-26c est la somme des deux courbes précédentes, elle représente donc le profil final théorique de concentration en fonction de la profondeur (lié aux paramètres R_p, ΔR_p) après les deux implantations à 15 keV et 75 keV. Enfin la Figure 4-26d représente l'extension latérale des deux implantations (liée au paramètre $\Delta R_{\perp}$) pour une ouverture de diamètre 1 µm centrée en zéro. L'implantation à 75 keV (courbe rouge) a une extension latérale plus importante.

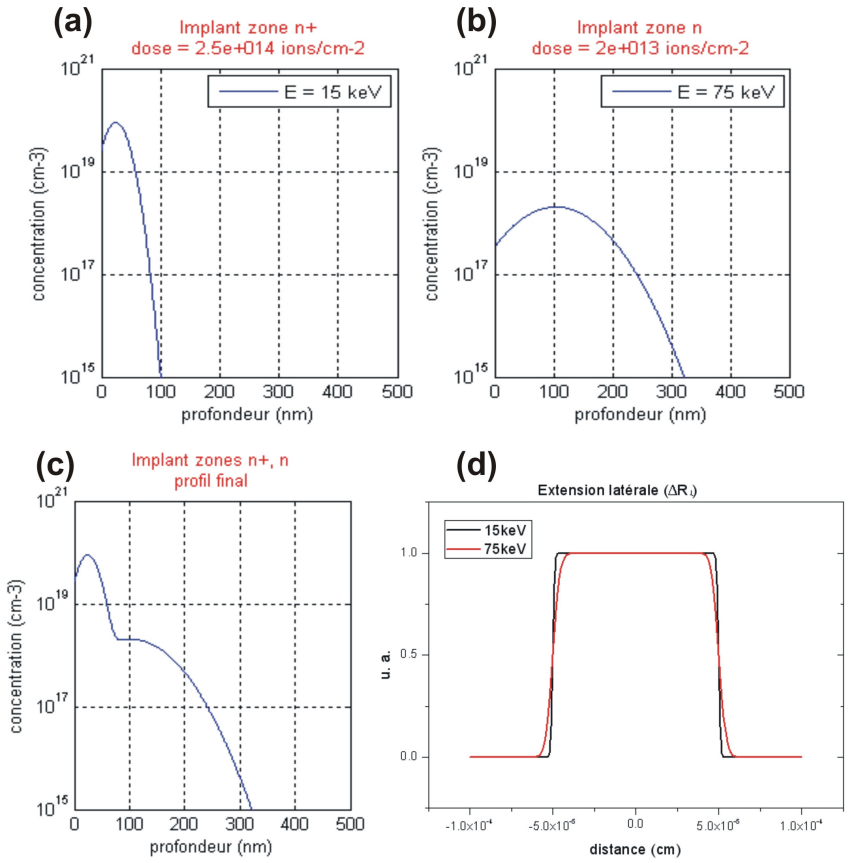


Figure 4-26 : Profil finale d'implantation

Le profil final d'implantation correspond ainsi aux hypothèses de départ avec une zone n épaisse d'environ 100 nm et composée de deux zones graduellement dopées : l'une très dopée (~9.10^{19} cm^{-3}) pour réaliser un bon contact avec le nanotube, et la seconde moins dopée (~2.10^{18} cm^{-3}) pour réduire les zones de fort champ électrique.

4.4.2.4. Procédé de croissance des CNTs

Le procédé de croissance utilisé ici est assez semblable au procédé général décrit dans le chapitre 2, nous ne le décrirons donc que de manière assez simplifiée.

4.4.2.4.a. Dépôt du catalyseur et lift off

Une fois l'implantation réalisée, l'étape de croissance est identique à celle décrite dans le chapitre 2 : la barrière de diffusion (TiN) est déposée par pulvérisation et le catalyseur (Ni) par évaporation, en utilisant le même masque de résine que pour l'implantation (Figure 4-27).

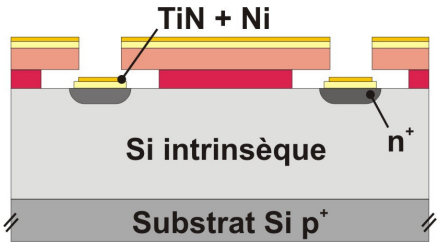


Figure 4-27 : Dépôt de la barrière de diffusion (TiN) et du catalyseur (Ni).

Le lift off est ensuite réalisé : le wafer est plongé dans le NMP chaud pour dissoudre la résine LOR 3A, puis dans l'acétone pour dissoudre les restes éventuels de résine S 1805, et enfin séché dans les vapeurs de propanol bouillant. Il ne reste au final que les plots de TiN/Ni.

4.4.2.4.b. Croissance des CNTs

Le procédé de croissance est identique à celui décrit dans le chapitre 2. La croissance des nanotubes est réalisée par déposition chimique en phase vapeur assistée par plasma (PECVD pour Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition). Les gaz utilisés sont l'acétylène et l'ammoniaque, dans le rapport (1:4). La température de croissance est de 700°C et le temps 20 min. On obtient finalement plusieurs nanotubes par plot, de hauteur moyenne 5 µm, et de diamètre moyen au sommet 50 nm [18].

Nous avons donc fabriqué des photodiodes p-i-n individuelles, chacune étant surmontée par un ensemble de nanotubes (Figure 4-28).

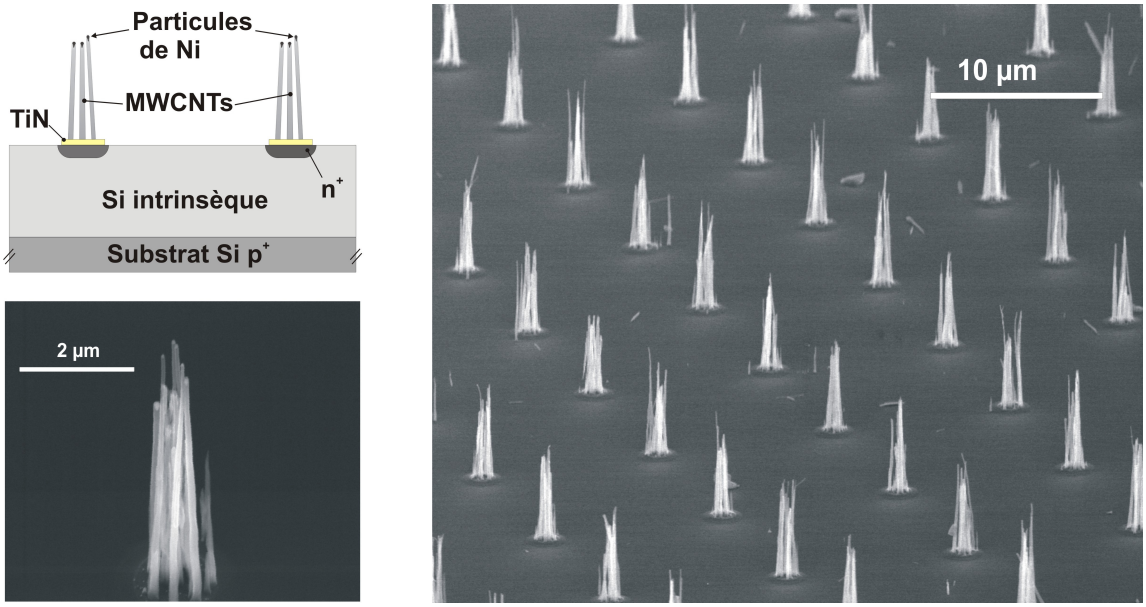


Figure 4-28 : Structure finale de la photocathode à base de nanotubes de carbone : schéma. et photo MEB.

Un recuit rapide classique à 850°C pendant 10 min est effectué après croissance pour améliorer la qualité du contact nanotube / substrat et la cristallinité du nanotube (à cette température, la diffusion des différentes espèces dopantes de la photodiode p-i-n est négligeable).

4.5. Caractérisation des structures p-i-n

Une fois les photocathodes réalisées, nous les avons caractérisées électriquement, avant de commencer les tests en émission de champ. Ces caractérisations ont été effectuées en utilisant un microscope à force atomique modifié. Il est bon de noter que ces mesures ont été effectuées sur des échantillolns sans CNTs, le contact électrique étant trop diffcile à réaliser entre un nanotube et la pointe métallique du microscope.

4.5.1. Microscope à force atomique : rappel

4.5.1.1. Principe

Le microscope à force atomique (ou AFM pour Atomic Force Microscope) est un dérivé du microscope à effet tunnel (ou Scanning Tunneling Microscope, STM), qui permet de visualiser la topologie de la surface d'un échantillon ne conduisant pas l'électricité. Le principe est basé sur les interactions qu'il existe entre un échantillon et une pointe montée sur un levier (ou cantilever) (Figure 4-29). La pointe scanne la surface à représenter, et l'on agit sur sa hauteur (via un moteur piezoélectrique) selon un paramètre de rétroaction. Un ordinateur enregistre cette hauteur et peut ainsi reconstituer une image de la surface.

La différence entre l'AFM et le STM réside dans la mesure prise en compte pour la rétroaction utilisée : le STM utilise le courant tunnel, l'AFM utilise la déviation du cantilever, c'est-à-dire indirectement les forces d'interactions entre la pointe et la surface.

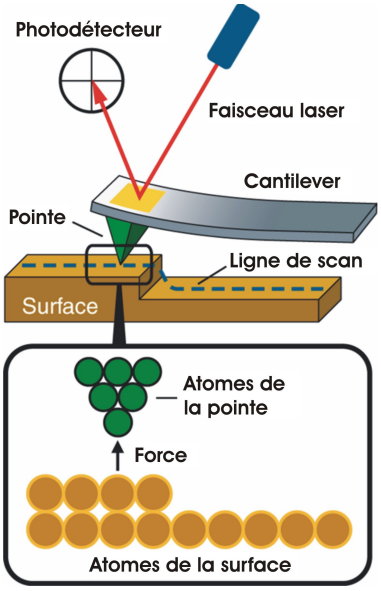


Figure 4-29 : Schéma d'un AFM.

4.5.1.2. Modes de fonctionnement

On utilise l'attraction/répulsion entre les atomes surfaciques et la pointe sondeuse. La pointe est montée sur un cantilever très flexible ; la mesure de la flexion du cantilever (dans un sens ou

dans l'autre) donne une mesure directe de la force d'interaction entre la surface sondée et la pointe.

Il existe en fait différents modes d'utilisation de l'AFM, dont les deux principaux sont le mode contact et le mode non-contact. Dans la suite de notre étude, nous utiliserons préférentiellement le premier.

4.5.1.3. Particularité de l'AFM utilisé

L'AFM que nous avons utilisé est modifié de façon à pouvoir mesurer en parallèle le relief de la surface, mais aussi sa résistance électrique. Une différence de potentiel est appliquée entre la pointe de l'AFM (conductrice) et l'échantillon en même temps que le balayage est réalisé. On mesure la déviation du faisceau laser, mais aussi la résistance. On a ainsi accès à une topologie de l'échantillon avec la résistivité correspondante, comme montré sur la Figure 4-30.

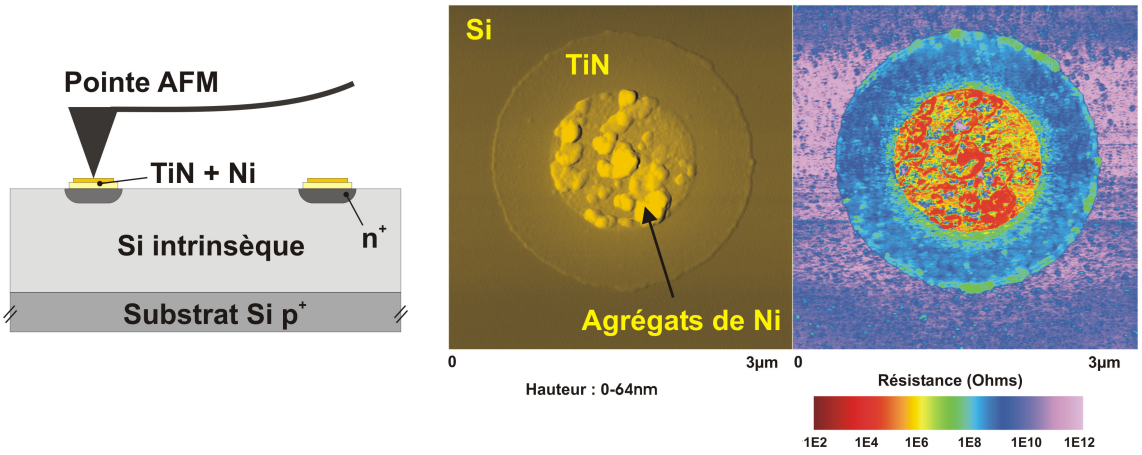


Figure 4-30 : Exemple d'image réalisée avec l'AFM : à gauche topologie, à droite résistance.

Cela permet, dans le cadre de notre étude, de se placer de manière très précise sur les plots conducteurs avant de faire les caractérisations I-V.

4.5.2. Echantillons mesurés

Les mesures ont été effectuées sur plusieurs échantillons avec différents recuits :

- Echantillons avec dépôt de TiN/Ni sans auncun recuit.

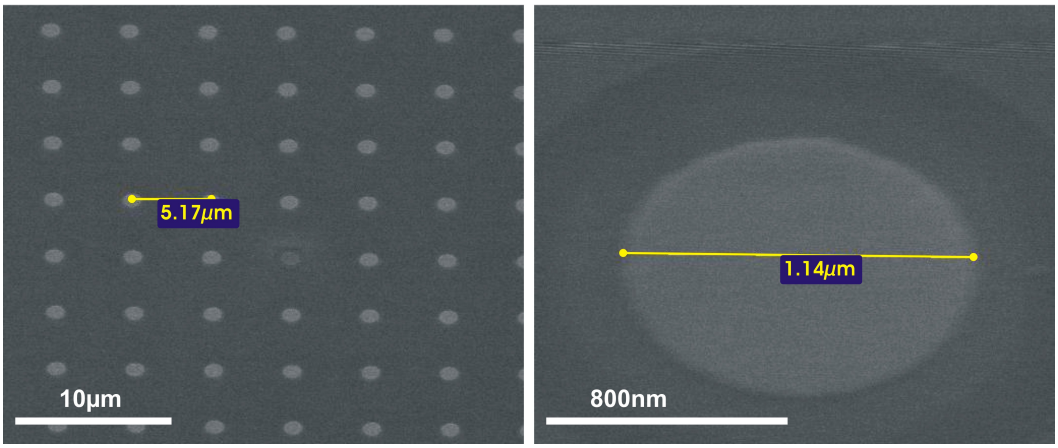


Figure 4-31 : Photos MEB de plots TiN/Ni sans recuit.

- Echantillons avec dépôt de TiN/Ni et recuit à 700°C – 20 min pour simuler l'étape de croissance des CNTs.

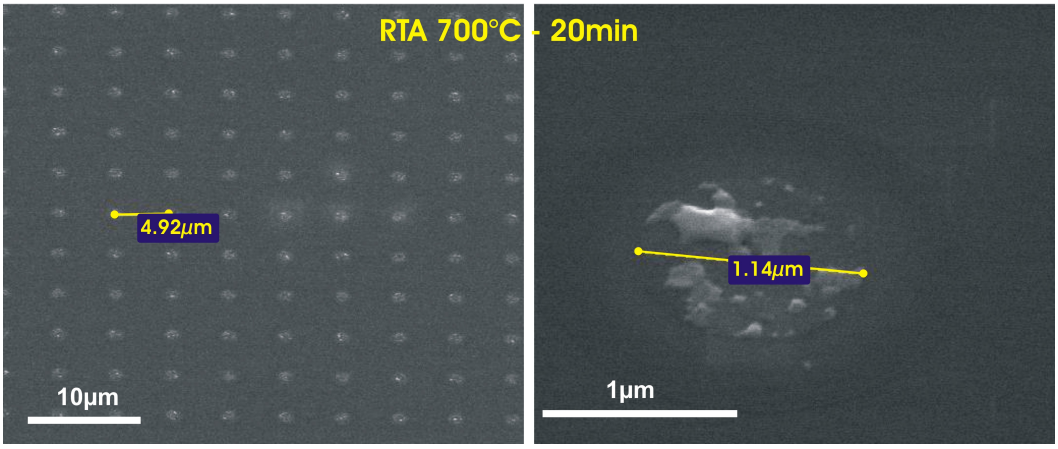


Figure 4-32 : Photos MEB de plots TiN/Ni avec recuit 700°C – 20 min.

- Echantillons avec dépôt de TiN/Ni et recuit à 700°C – 20 min, puis 850°C – 10 min pour simuler les étapes de croissance des CNTs et de recuit rapide à haute température.

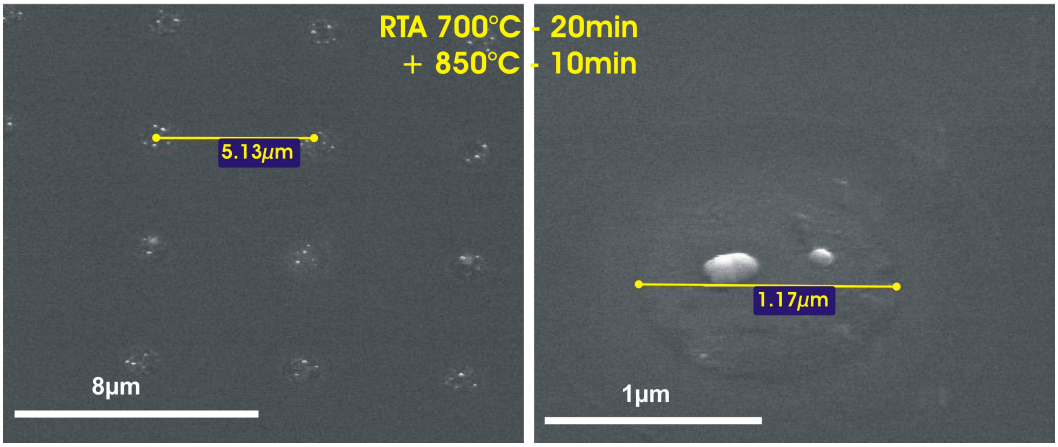


Figure 4-33 : Photos MEB de plots TiN/Ni avec recuit 700°C – 20 min + 850°C – 10 min.

4.5.3. Mesures AFM

4.5.3.1. Echantillons sans aucun recuit

Les premières mesures ont été effectuées sur des échantillons non recuits, après implantation et dépôt de TiN/Ni. La figure ci-dessous montre la photo d'une fraction d'un réseau au pas de 5 µm, et le zoom sur un des plots (Figure 4-34).

La photo est réalisée en maintenant la pointe à une polarisation continue de –4 V (face arrière du substrat à la masse), ce qui polarise les diodes dans le sens passant. On observe donc normalement une résistance élevée autour des plots (Silicium faiblement dopé) et une résistance plus faible lorsque la pointe balaye un plot.

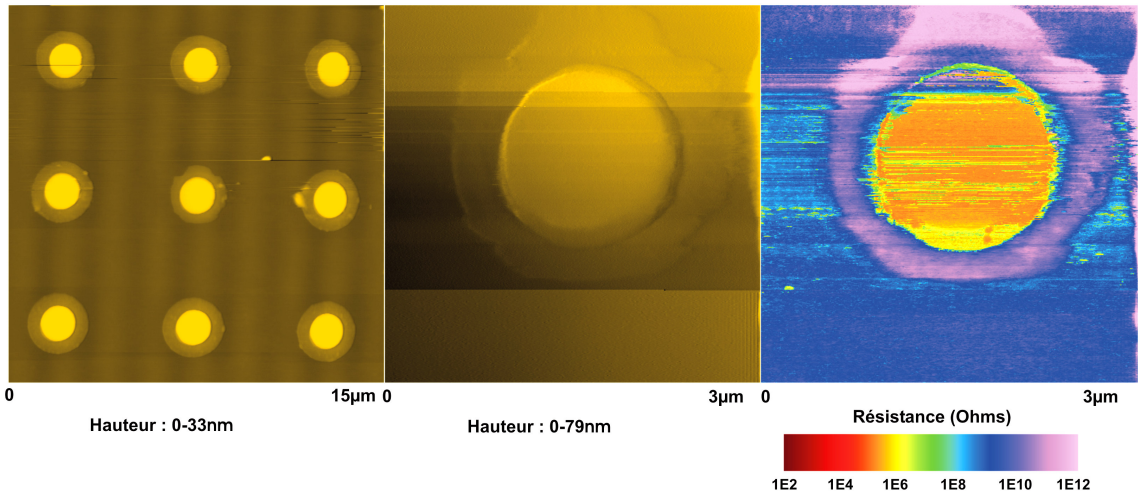


Figure 4-34 : Images AFM d'un plot TiN/Ni non recuit (image réalisée à -4 V sur la pointe).

On se place ensuite sur quelques plots au hasard de différents réseaux, on fige la pointe de l'AFM et on réalise des mesures I-V en balayant la tension appliquée sur la pointe. Les résultats obtenus sont résumés sur la Figure 4-35.

Les courbes présentent une allure caractéristique de diode avec un comportement exponentiel du courant d'un côté et une saturation de l'autre. Le courant de saturation, pour la plupart des plots, varie autour de -2.5×10^{-8} A jusqu'à –9 V, excepté pour la dernière mesure où il atteint -1×10^{-7} A.

Ces mesures sont correctes pour confirmer le comportement d'un dispositif, cependant, pour une mesure précise du courant de saturation, elles doivent être considérées avec précaution puisque l'AFM fonctionne avec un faisceau laser qui se réfléchit sur le cantilever et peut donc perturber les mesures en illuminant les diodes mesurées.

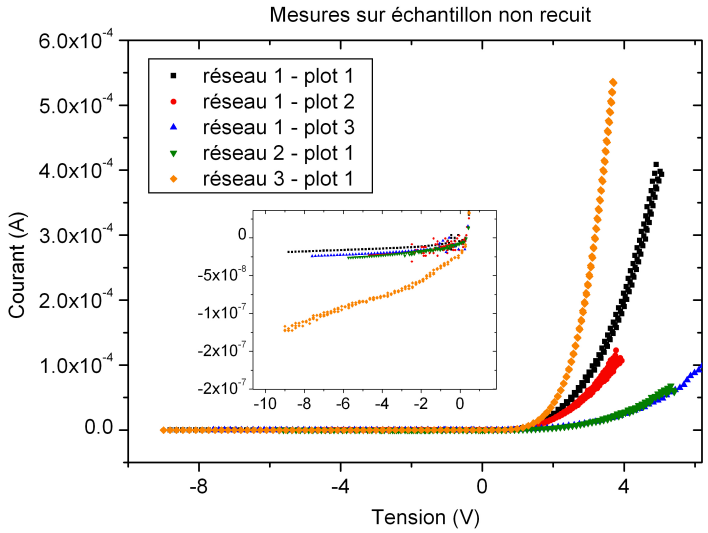


Figure 4-35 : Mesures AFM effectuées sur plusieurs plots de plusieurs réseaux d'un échantillon non recuit.

4.5.3.2. Echantillons avec recuit 700°C – 20 min

Les échantillons observés sont maintenant recuits à 700°C pendant 20 min, pour simuler l'étape de croissance des nanotubes, puis sont observés de la même façon que précédemment.

La Figure 4-36 montre une mesure effectuée sur un plot avec une tension appliquée sur la pointe égale à –2 V (sens passant). On observe distinctement le contour du plot, plus résistif, et le plot lui-même beaucoup plus conducteur.

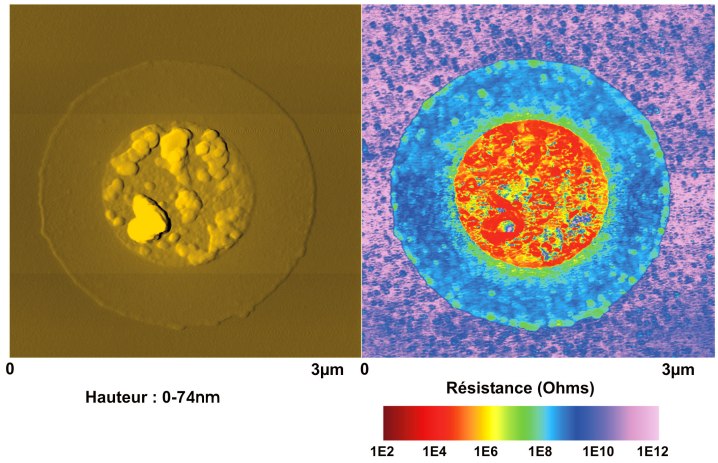


Figure 4-36 : Images AFM d'un plot TiN/Ni recuit 700°C – 20 min (image réalisée à -2 V sur la pointe).

La Figure 4-37 présente le même type de mesure effectuée sur un plot avec une tension appliquée sur la pointe égale à +5 V (sens inverse). On observe dans ce cas le caractère saturant de la diode puisque aucune zone ne conduit.

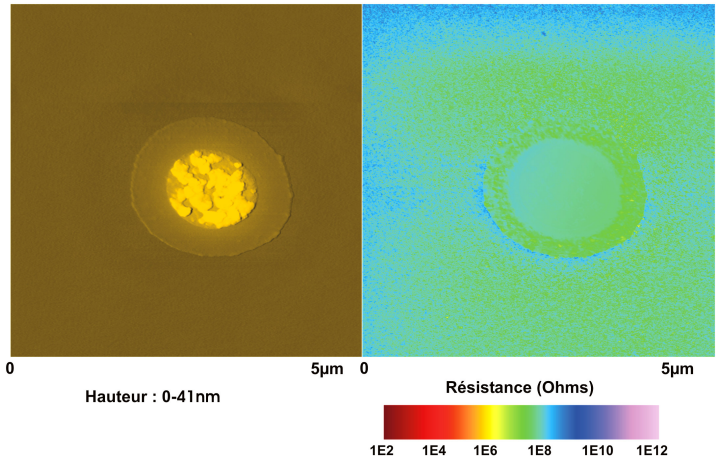


Figure 4-37 : Images AFM d'un plot TiN/Ni recuit 700°C – 20 min (image réalisée à +5 V sur la pointe).

Les courbes I-V (Figure 4-38) présentent l'allure caractéristique d'une diode avec un comportement exponentiel du courant d'un côté et une saturation de l'autre. Le courant de saturation, pour la plupart des plots, varie autour de -2×10^{-7} A jusqu'à –9 V.

Une fois encore, on peut observer un décalage du courant inverse lorsque l'on change de lieu de mesure, ce qui pourrait s'expliquer par la présence d'une illumination parasite due au laser de l'AFM.

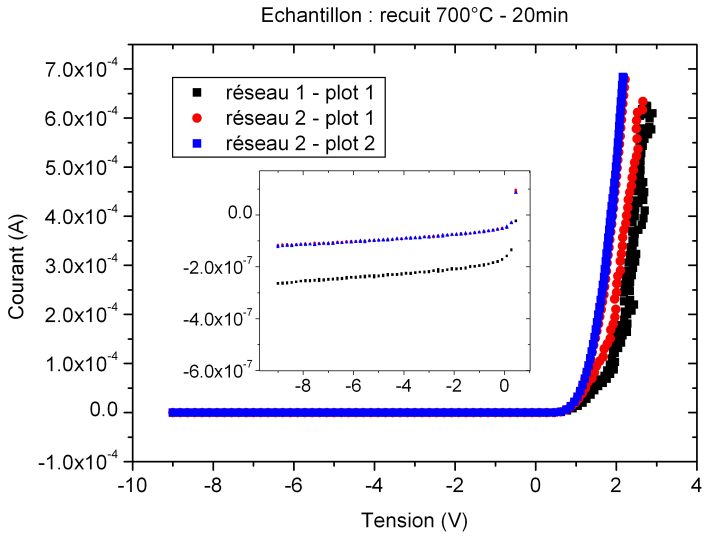


Figure 4-38 : Mesures AFM effectuées sur plusieurs réseaux d'un échantillon recuit à 700°C pendant 20 min.

4.5.3.3. Echantillons avec recuit 700°C – 20 min + 850°C – 10 min

Les échantillons observés sont maintenant recuits à 700°C pendant 20 min, puis 850°C pendant 10 min, pour simuler l'étape de croissance des nanotubes et le recuit post croissance.

La Figure 4-39 montre une mesure effectuée sur un réseau de plots avec une tension appliquée sur la pointe égale à –2 V (sens passant). On observe toujours les contours des plots, plus résistifs, et le plot lui-même beaucoup plus conducteur.

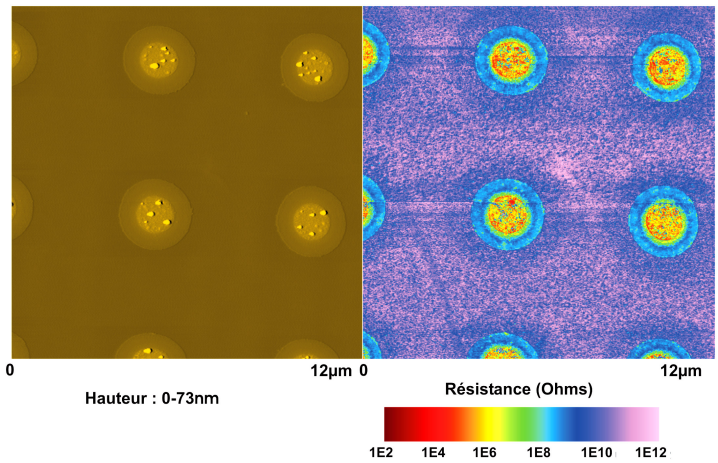


Figure 4-39 : Mesure AFM d'un réseau de plots TiN/Ni recuit 700°C – 20 min + 850°C – 10 min (image réalisée à –2 V sur la pointe).

La Figure 4-40 montre simplement une image d'un plot en gros plan avec la mesure de résistance correspondante, effectuée à la même tension que précédemment (–2 V sur la pointe).

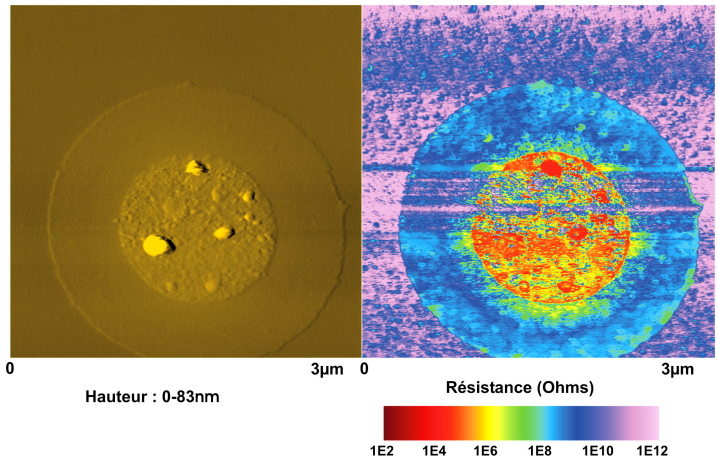


Figure 4-40 : Mesure AFM d'un plot TiN/Ni recuit 700°C – 20 min + 850°C – 10 min (image réalisée à –2 V sur la pointe).

Les courbes I-V (Figure 4-41) présentent encore une fois l'allure caractéristique d'une diode avec un comportement exponentiel du courant d'un côté et une saturation de l'autre. Le courant de saturation, pour la plupart des plots, varie autour de -1.5×10^{-6} A jusqu'à –9 V.

Une fois encore, on peut observer un décalage du courant inverse lorsque l'on change de lieu de mesure, ce qui pourrait toujours s'expliquer par la présence de l'illumination parasite due au laser de l'AFM.

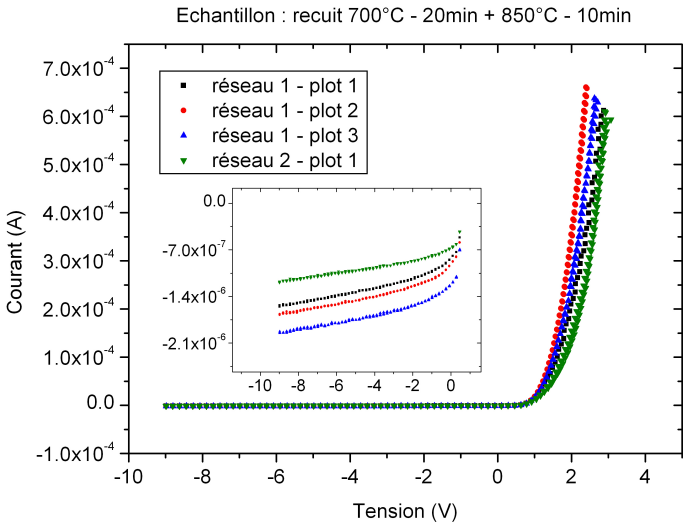


Figure 4-41 : Mesures AFM effectuées sur plusieurs réseaux d'un échantillon recuit à 700°C pendant 20 min puis 850°C pendant 10 min.

Toutes ces mesures effectuées avec l'AFM modifié nous ont permis d'observer l'échantillon tout en le caractérisant électriquement. Cependant ce dispositif ne permet pas d'appliquer des tensions supérieures à +/-10 V.

Nous avons donc modifié et utilisé un autre AFM, couplé à un Keithley 2400, pour caractériser les diodes à de plus hautes tensions et observer le champ de claquage en inverse.

4.5.3.4. Autres mesures avec tensions plus importantes

L'AFM utilisé pour faire ces mesures a un fonctionnement semblable au précédent, sauf qu'il n'est pas équipé de la fonction lui permettant d'observer la résistance de l'échantillon en même temps que son relief.

L'échantillon est donc simplement imagé, puis la tension et le courant sont respectivement appliqués et mesurés avec un Keithley 2400, qui permet de monter jusqu'à +/-50 V.
Les résultats de mesure sont résumés sur la Figure 4-42.

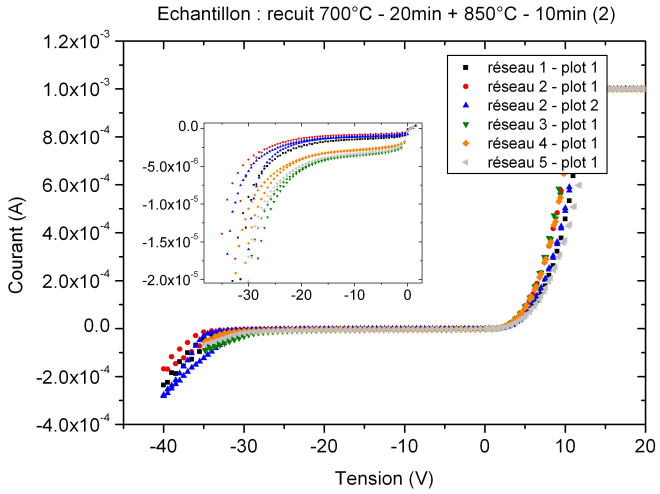


Figure 4-42 : AFM effectuées sur plusieurs réseaux d'un échantillon recuit à 700°C pendant 20 min puis 850°C pendant 10 min, tensions appliquées plus grandes.

Les courbes sont assez reproductibles et traduisent bien un comportement diode, même si on aperçoit encore une petite disparité dans les courants inverses des diodes, à nouveau probablement due à l'illumination parasite du laser de l'AFM.

Les courants inverses varient ainsi entre -2×10^{-6} A et -5×10^{-6} A, et la tension de claquage est autour de 30-35 V.

4.5.4. Conclusion des mesures AFM

Les mesures électriques précédentes, effectuées avec des AFM, ont permis de caractériser de manière isolée les diodes p-i-n. Dans le cas où elles sont soumises à un recuit 700°C – 20 min + 850°C – 10 min, ce qui correspond au cas pratique de l'étape de croissance des CNTs, puis du recuit post croissance, elles présentent un comportement classique de diode avec un courant inverse autour de quelques µA et une tension de claquage autour de 30 V.

Pour comparer ces valeurs expérimentales aux valeurs théoriques, nous allons considérer en première approximation que les photodiodes p-i-n sont en fait des jonctions p-n où la zone p est notre zone « intrinsèque » ou non intentionnellement dopée ($N_A = 1.8\times10^{15}$ cm^{-3}) et la zone n notre première zone n$^+$ effectuée par implantation ionique ($N_D = 2\times10^{18}$ cm^{-3}). Nous supposerons qu'à température ambiante, tous les dopants sont ionisés. Nous avons alors une jonction p-n classique caractérisée par une tension de diffusion égale à 0.81 V et une zone de charge d'espace (ZCE) qui suit la loi représentée sur la Figure 4-43.

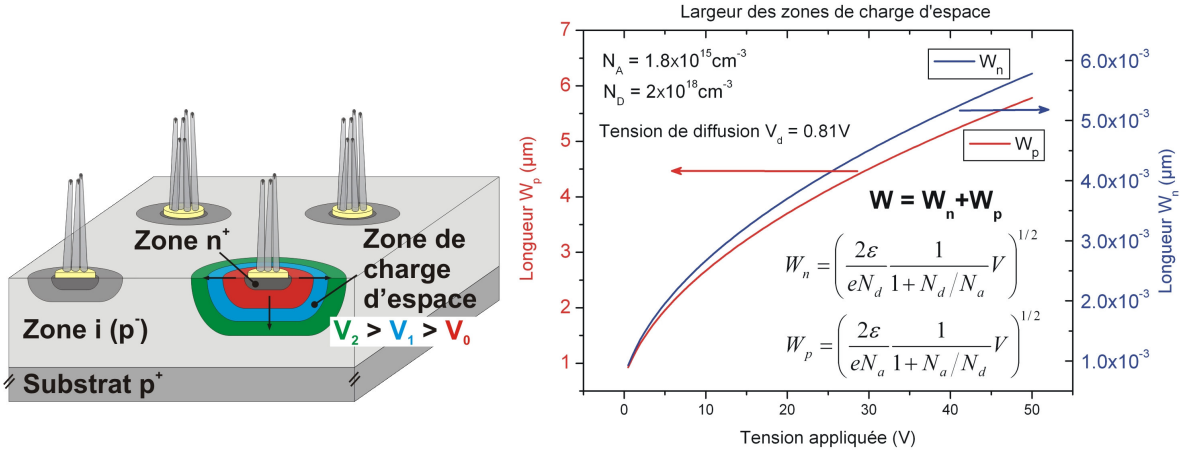


Figure 4-43 : Evolution de la zone de charge d'espace en fonction de la tension appliquée aux bornes de la jonction.

Comme on peut le voir sur le schéma de gauche, lorsque la polarisation V de la zone n$^+$ par rapport à la zone intrinsèque augmente, la ZCE se développe en profondeur, mais également en latéralité, suivant la loi représentée sur le graphique de droite. Dans notre cas, le dopage étant très asymétrique ($N_D >> N_A$) la ZCE se développe quasiment uniquement dans la zone intrinsèque ($W \sim W_p$). On peut également noter qu'à ~13 V, toute le zone intrinsèque est dépeuplée.

En considérant une telle jonction p-n, et en utilisant l'expression du courant inverse de la diode (annexe 3) donné ci-dessous, on peut donner un ordre de grandeur des différentes composantes du courant :

$$I = -\left(I_{sat} + I_g + I_{ph}\right) = -\left(\frac{en_i^2 D_p}{N_d L_p\, th\left(d_n / L_p\right)} + \frac{en_i^2 D_n}{N_a L_n\, th\left(d_p / L_n\right)}\right) - \frac{en_i}{2\tau_m} W - e\phi$$

Ainsi, on se rend compte, si l'on considère une surface de diamètre 1 µm pour passer de densité de courant à courant, que le courant de saturation I_{sat} varie autour 10^{-17} A (J_{sat} = 10^{-9} A.cm^{-2}) et que le courant de génération I_g varie entre 7.10^{-16} A (J_g = 9.10^{-8} A.cm^{-2} pour V = 1 V) et 5.10^{-15} A (J_g = 6.10^{-7} A.cm^{-2} pour V = 40 V). Ces valeurs sont bien inférieures à celles mesurées à l'AFM. Cependant, si l'on considère une puissance laser incidente (rouge, λ = 633 nm, P_{opt} = 2 µW) on trouve un courant photogénéré I_{ph} égal à ~1 µA. Ce résultat est en accord avec les valeurs trouvées à l'AFM et pourrait confirmer les doutes d'illumination parasite par le laser rouge de l'AFM pendant les mesures.

Dans ces conditions, les valeurs expérimentales mesurées permettent essentiellement d'observer le comportement général des diodes, et de déterminer la valeur de la tension de claquage, sans pouvoir donner réellement le courant off d'une diode.

4.6. Description du banc de test d'émission de champ

4.6.1. Enceinte sous vide

4.6.1.1. Banc de mesure

Le banc de mesure choisi pour caractériser en émission de champ les cathodes est une triode, c'est à dire un ensemble constitué par une cathode, une grille d'extraction et une anode. Le système utilisé usuellement que l'on trouve le plus souvent dans la littérature est une simple diode c'est à dire d'une anode positionnée en regard d'une cathode.

Dans ce travail, ce dispositif a été choisi pour se placer dans la même situation expérimentale que le dispositif de l'application envisagée c'est à dire la triode hyperfréquence.

4.6.1.2. La triode

Le schéma du banc de mesure est représenté sur la Figure 4-44. Un premier sous-ensemble est constitué par la cathode, la cale d'épaisseur et la grille d'extraction. Ces éléments sont montés tout d'abord sur un support en Macor que l'on place ensuite dans un sas d'introduction. Après pompage de ce sas (10^{-8} mbar), on transfère le support dans la chambre ultra vide (10^{-9}-10^{-10} mbar) grâce à une canne de transfert sur le deuxième sous-ensemble qui est lui monté directement dans l'enceinte. Ainsi, on ne casse pas le vide à chaque changement d'échantillon.

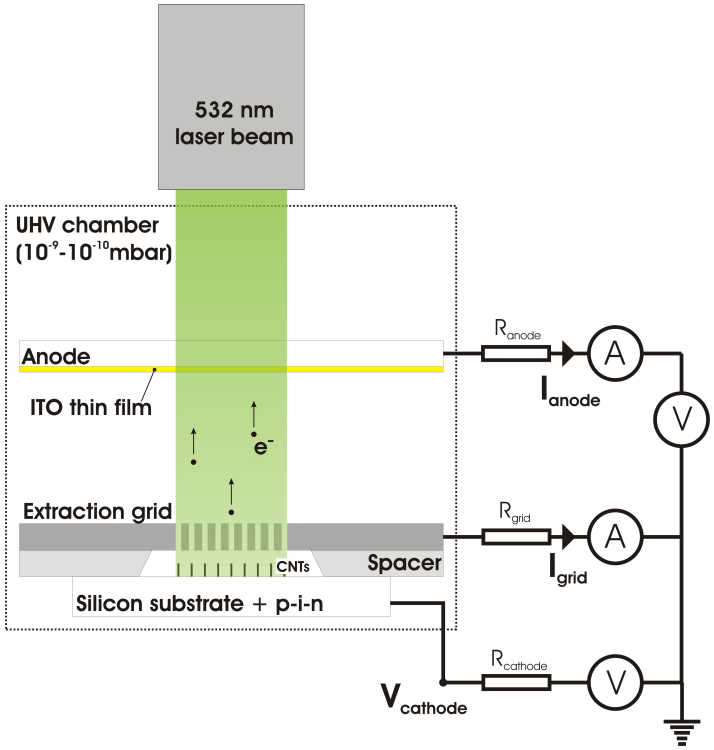


Figure 4-44 : Banc de mesure pour les mesures d'émission de champ.

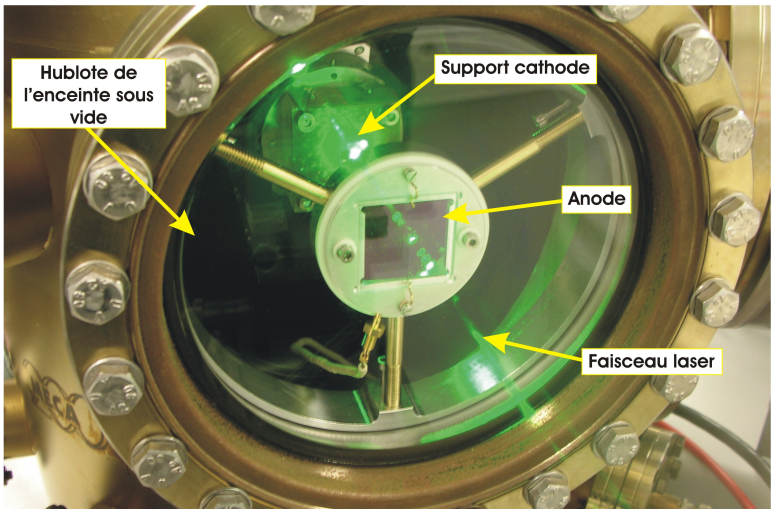


Figure 4-45 : Photo du banc de mesure pour les mesures d'émission de champ.

4.6.1.2.a. Espace cathode-grille

Cet ensemble est représenté sur la Figure 4-46. La grille d'extraction est placée à une distance d'environ $d_{cathode\text{-}grille}$ ~ 100 µm de la cathode via une cale d'épaisseur en silice suprasil qui est posée directement sur la cathode et qui est munie d'un trou légèrement conique de diamètre 5 mm (pour augmenter le chemin de fuite).

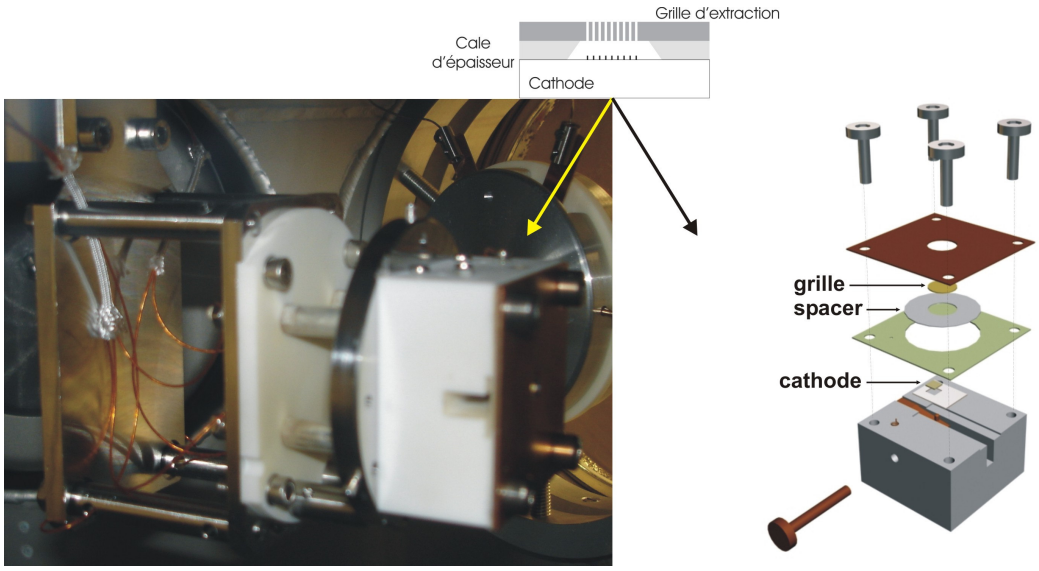


Figure 4-46 : Montage hybride cathode grille.

La cathode est polarisée négativement via une source de tension que l'on protège (en cas de claquage) par une résistance $R_{cathode}$ = 100 kΩ. On mesure la tension appliquée $V_{appliquée}$ / 1000 à l'aide d'un pont diviseur de tension. La grille d'extraction est reliée à la masse et l'on mesure le courant de grille I_{grille} grâce à un ampèremètre protégé également par une résistance R_{grille}=50 kΩ.

4.6.1.2.b. Espace grille-anode

Vient enfin l'anode, polarisée positivement (+100 V), qui récupère les électrons émis et permet la mesure du courant d'anode I_{anode} à l'aide d'un picoampèremètre protégé par une résistance R_{anode}=10 kΩ. La polarisation de +100 V permet de s'assurer que tous les électrons secondaires créés lorsque le faisceau d'électrons frappe l'anode sont récupérés. L'anode est une plaque de verre transparente au laser, recouverte d'un côté d'une couche mince d'ITO, transparente aussi, mais conductrice, permettant la collecte des électrons.

4.6.1.3. Paramètres

Le champ appliqué peut donc se déduire par:

$$E_{appliqué} = \frac{V_{appliquée} - R_{grille} I_{grille}}{d_{cathode-grille}}$$

Équation 4-10: Expression du champ appliqué.

Le courant total émis par la cathode étant égal à:

$$I_{émis} = I_{grille} + I_{anode}$$

Équation 4-11: Expression du courant total émis.

Cette dernière équation n'est valable que si le rapport entre le courant d'anode et le courant de grille est constant (en considérant qu'il n'y a aucune perte via les électrons secondaires). On est ainsi sûr que la somme correspond au courant total émis par la cathode. On peut d'ailleurs définir la transparence électrique de la grille *T* comme étant:

$$T = \frac{I_{grille}}{I_{grille} + I_{anode}}$$

Équation 4-12: Expression de la transparence électrique de la grille.

Si ce rapport n'est pas constant, la grille peut présenter des fuites et le courant grille se retrouver anormalement élevé, auquel cas le courant émis par effet de champ n'est plus la somme du courant grille et du courant anode.

4.6.1.4. Les appareils de mesure

4.6.1.4.a. Sources de tension

On a utilisé plusieurs sources de tensions:

- Une source continue BERTAN 205A-10R avec une tension de sortie entre 0 et ±10 kV et un courant de sortie entre 0 et 2.5 mA.
- Une source continue BERTAN 205A-10P avec une tension de sortie entre 0 et ±3 kV et un courant de sortie entre 0 et 10 mA.
- Une source pulsée constituée d'un générateur de fonction HP 3314A et d'un amplificateur de puissance TREK 5/80 qui permet d'appliquer des tensions entre 0 et ±5 kV (valeur pic) et des courants entre 0 et ±80 mA. Les temps de montée sont supérieurs à 1000 $V.\mu s^{-1}$. Cet équipement nous permet de travailler à une fréquence de 1 kHz avec des duty cycles de 5% sans distorsion de la forme du pic de tension.

4.6.1.4.b. Appareils de mesure

- Un Keithley 2000, qui permet des mesures des différences de potentiel entre 0.1 µV et 1000 V, pour mesurer $V_{appliquée}$ / 1000 via le pont diviseur de tension.
- Un Keithley 617, qui permet la mesure de courants entre 2 pA et 20 mA, pour mesurer le courant d'anode.
- Un Keithley 2400, qui permet la mesure de courants entre 10 pA et 1 A, pour mesurer le courant de grille.

4.6.1.4.c. Pilotage du banc de test

Un programme LabView permet le pilotage de tous ces appareils et l'enregistrement de toutes les données issues des différents appareils.

4.6.1.5. La grille d'extraction

Pour être suffisamment robuste et ne pas se déformer sous l'effet des forces électrostatiques, la grille d'extraction est une grille en silicium dopée n^+ d'épaisseur 100 µm ou 60 µm, micro-usinée par gravure profonde par RIE (Reactive Ion Etching). L'une des faces est métallisée (Ti/Au) pour assurer un bon contact électrique. La zone percée est une zone de diamètre 3 mm au centre de la grille.

Deux types de grille d'extraction sont représentés sur la Figure 4-47. Leur transparence optique est de 80% mais comme nous le verrons dans les paragraphes suivants, leur transparence électrique est plus faible (~20% pour les grilles avec le pas de 20 µm, et ~50% pour celles avec le pas de 50 µm).

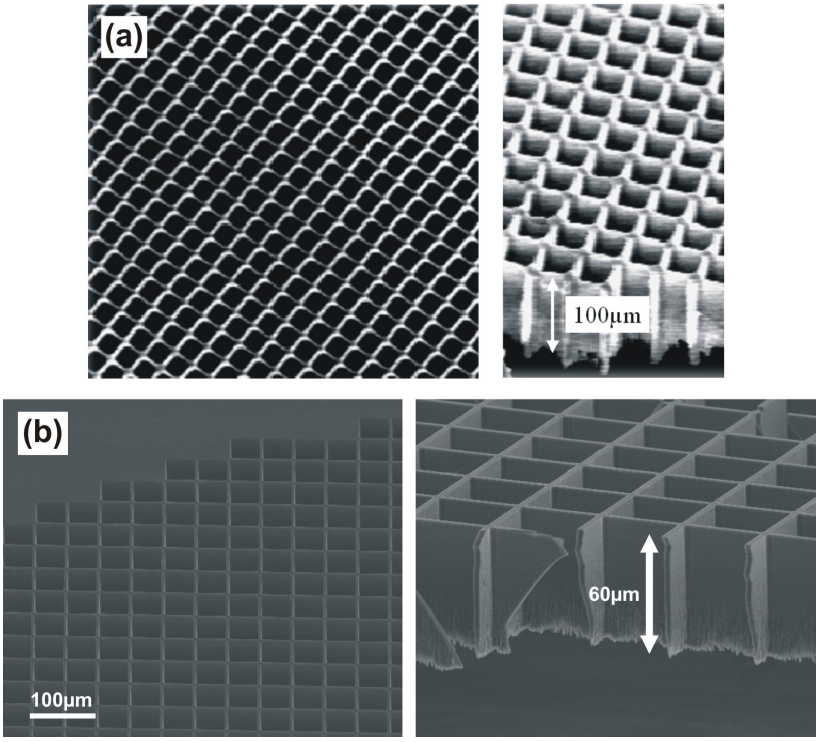


Figure 4-47: Grille d'extraction en silicium d'épaisseur 100 µm avec des ouvertures de 18 µm au pas de 20 µm (a), et d 'épaisseur 60 µm avec des ouvertures de 45 µm au pas de 50 µm (b).

Ces grilles ont été optimisées depuis leur version initiale tant au niveau du design (avant, les ouvertures étaient de 15 µm au pas de 20 µm) qu'au niveau du procédé de fabrication. Des simulations avec le logiciel CPO ont permis de vérifier que malgré cette grande transparence optique, le champ appliqué est bien uniforme entre la grille et la cathode.

4.6.2. Banc optique

4.6.2.1. Le laser

Le laser utilisé pour les mesures de modulation optique est un laser vert (Nd:YAG) de longueur d'onde 532 nm (1064 nm ÷ 2), accordable de 0 à ~500 mW, générant un faisceau collimaté.

Ses principales caractéristiques sont les suivantes :
Nom : DPSSL-500
Longueur d'onde : 532 nm +/- 1 nm
Mode : TEM_{00}
Stabilité en puissance : < +/- 2%
Qualité faisceau : M^2 : < 1.2
Divergence faisceau : $1/e^2$: < 1.3 mrad (min. 0.7 mrad)
Diamètre faisceau : $1/e^2$: < 1.5 mm
Mode de fonctionnement : continu ou modulé (TTL) : 0...30 kHz
Refroidi à l'air (ventilateur interne)

Nous avons tout d'abord calibré le laser, à savoir mesuré la puissance de sortie (mW) du laser en fonction du courant affiché par le driver de ce dernier. Le résultat est présenté sur la Figure 4-48.

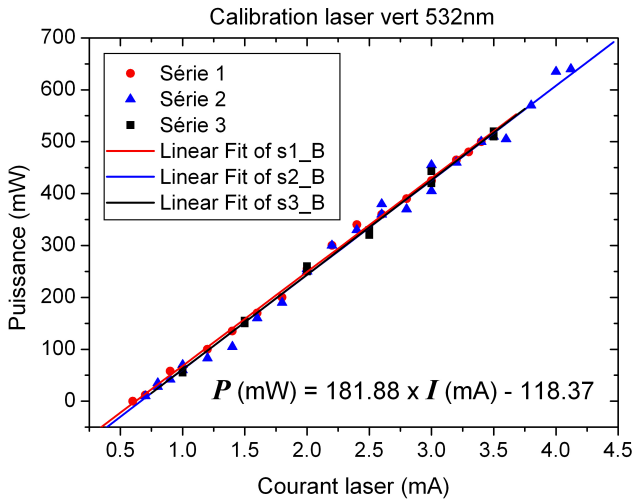


Figure 4-48 : Courbes d'étalonnage du laser.

La puissance de sortie (en mW) en fonction du courant laser (en mA) est donnée par la relation suivante :

$$P(mW) = 181.88 \times I(mA) - 118.37$$

Équation 4-13 : Relation liant la puissance de sortie du laser (mW) à son courant de drive (mA)

A la suite de l'étape d'étalonnage, nous avons caractérisé l'allure du faisceau. Les figures suivantes montrent nettement que la qualité du faisceau n'est pas parfaitement gaussienne à faible puissance mais s'améliore lorsque la puissance de sortie augmente jusqu'à ~500 mW.

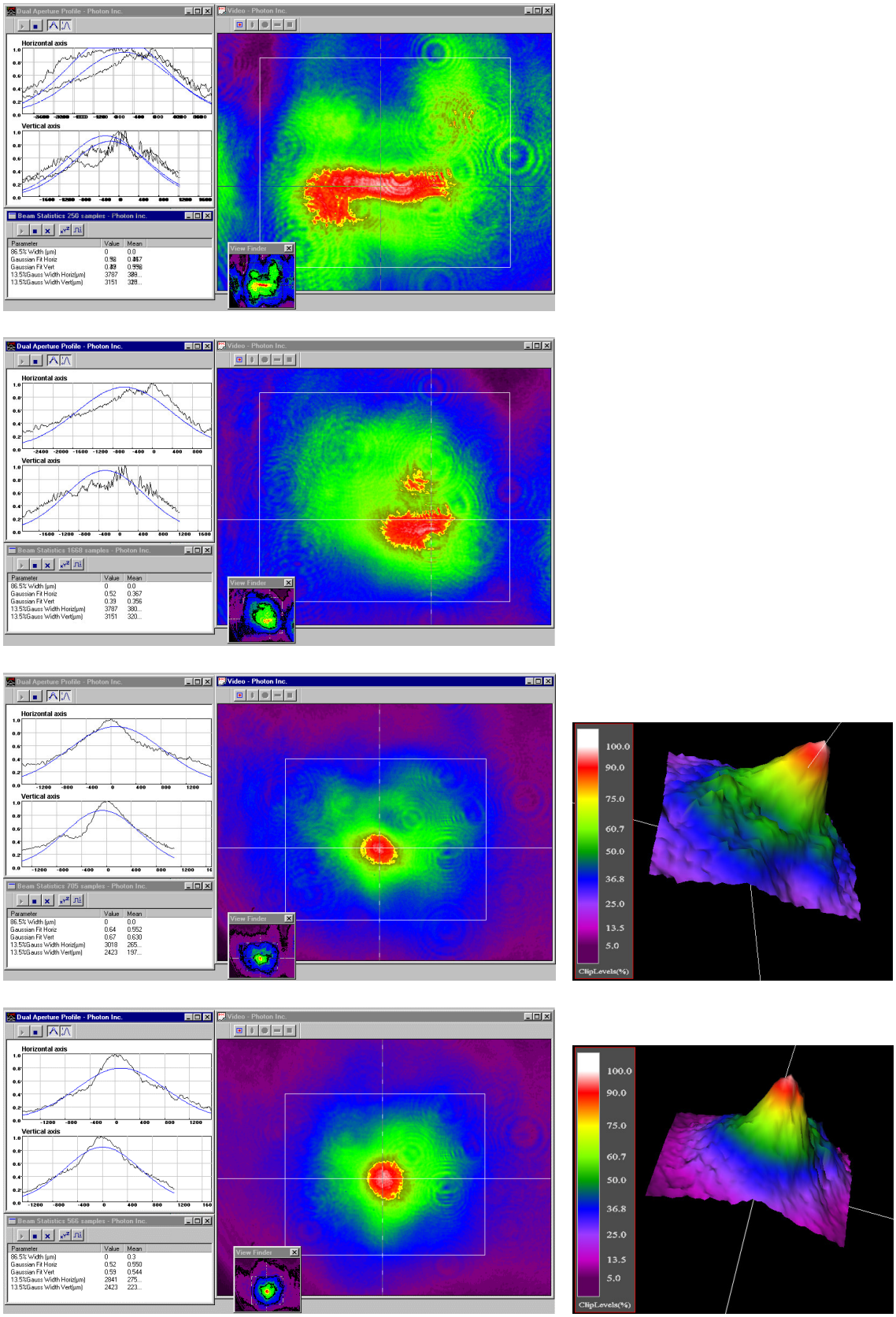


Figure 4-49 : Figures présentant l'allure du spot laser pour les puissances suivantes :290 mW, 400 mW, 500 mW et 520 mW.

Autour de 500 mW, le faisceau a un profil sensiblement gaussien, normal pour le mode TEM_{00}. Dans le cas de mesures de stabilité, on aura donc tout intérêt à réaliser les mesures avec une puissance laser importante, assez proche des 500 mW, en utilisant d'éventuels filtres pour diminuer la puissance laser si besoin.

4.6.2.2. Le marbre optique

Pour pouvoir réaliser les essais de modulation et pouvoir éclairer correctement la cathode, le laser est monté sur un banc optique avec d'autres éléments. Le marbre optique qui rassemble tous ces éléments est schématisé ci dessous :

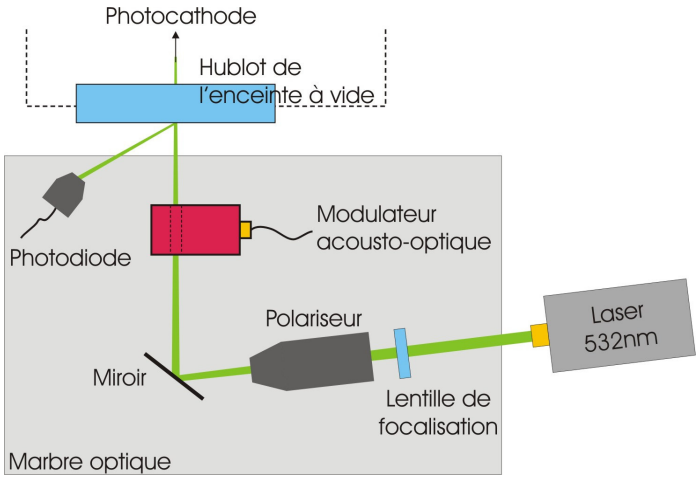


Figure 4-50 : Schéma du marbre optique.

La Figure 4-51 montre la photo de ce marbre optique avec tous les éléments.

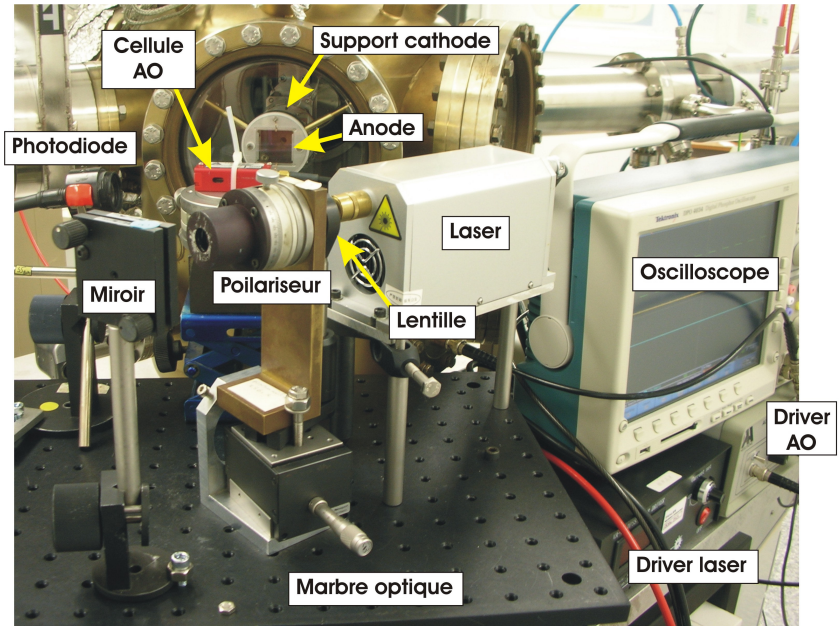


Figure 4-51 : Photo du marbre optique avec les différents éléments schématisés ci-dessus.

Il comprend une lentille de focalisation (distance focale ~300 mm), un polariseur, un miroir et un modulateur acousto-optique (AO) dont la fréquence maximum de fonctionnement est voisine de 0.4 MHz.

4.6.2.3. Principe de fonctionnement de l'AO

L'effet acousto-optique concerne l'interaction entre une onde ultrasonore et une onde optique dans un milieu solide ou liquide. C'est en 1921 que Léon Brillouin prédit qu'un liquide traversé par une onde acoustique de faible longueur d'onde, se comporterait comme un réseau de diffraction pour la lumière [19]. Ce ne fut qu'environ dix années plus tard que cet effet fut observé pour la première fois, et ceci de façon indépendante par Debye et Sears [20], ainsi que par Lucas et Biquard [21].

L'onde acoustique provoque la propagation d'une déformation et par suite une variation de l'indice de réfraction dans le milieu. L'onde acoustique est produite par exemple par un transducteur piézoélectrique. La variation d'indice de réfraction présente une périodicité spatiale et temporelle. Le réseau d'indice se déplace parallèlement à lui-même à la vitesse de l'onde acoustique. Comme cette vitesse est très inférieure à celle de la lumière, l'onde acoustique peut être considérée comme stationnaire et le réseau fixe vis à vis du faisceau lumineux incident. Le réseau d'indice de réfraction constitué par interaction acousto-optique est utilisé pour provoquer la diffraction d'une onde optique (Figure 4-52).

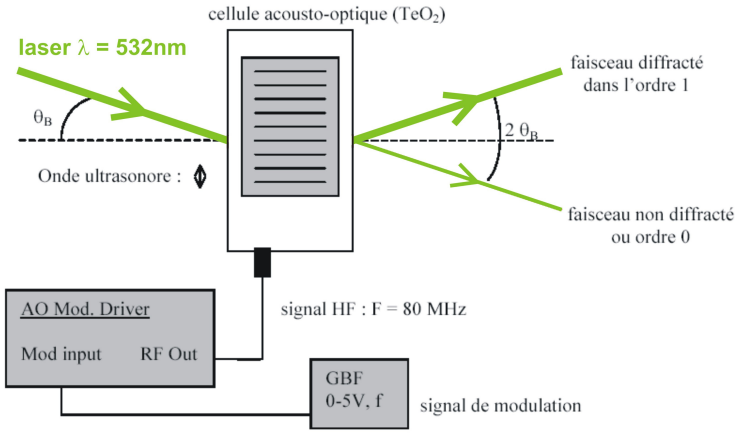


Figure 4-52 : Schéma du principe de fonctionnement du modulateur acousto-optique.

Le laser arrive sur la cellule acousto-optique avec un angle θ_B. Lorsque l'onde sonore est envoyée dans le cristal, le réseau de diffraction apparaît et le faisceau laser est diffracté. Une partie de la puissance incidente P_i se retrouve dans le faisceau diffracté dans l'ordre 1 : $\alpha \times P_i$ (α>1). Le faisceau non diffracté (ordre 0) a alors une puissance $P_i \times (1-\alpha)$. Le terme α est le coefficient de modulation et est ajustable sur le driver du modulateur. La modulation s'effectue avec un générateur basse fréquence qui envoie un signal au modulateur.

4.7. Mesures d'émission de champ

4.7.1. Mesures en continu

Les premières mesures sont réalisées en continu (DC). Le laser est réglé sur une puissance donnée, variant de 0 mW à ~500 mW et pour chaque valeur de puissance lumineuse la tension est augmentée jusqu'à sa valeur maximale.

4.7.1.1. Echantillon non recuit

L'échantillon testé est un réseau de 500×500 μm^2 avec des plots de diamètre 1 µm au pas de 10 µm. La puissance laser est réglée à 0, 27, 63, 100 et 155 mW. Pour chacune de ces valeurs une rampe de tension (cathode-grille) est effectuée. Les résultats sont résumés sur la Figure 4-53 qui représente les courants anode et grille mesurés en fonction de la tension appliquée et de la puissance laser.

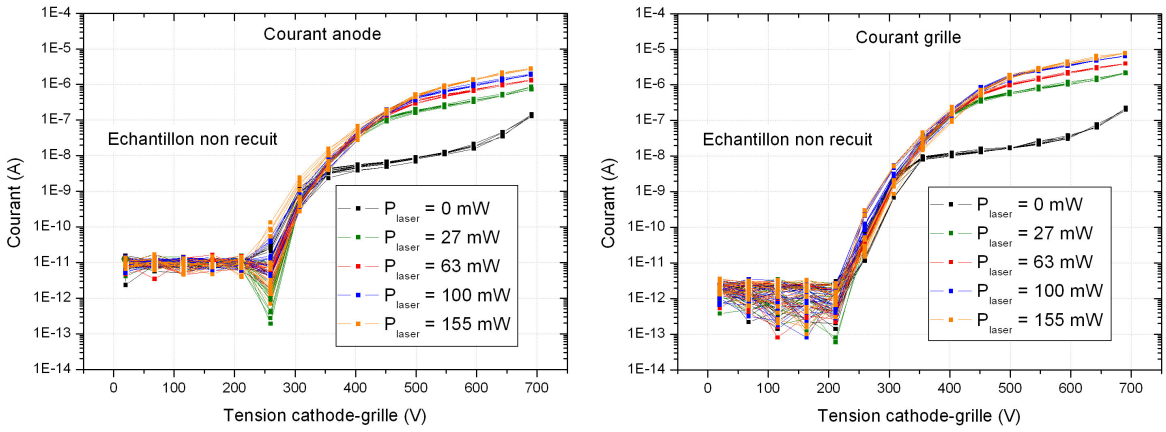


Figure 4-53 : Mesure en émission de champ sur échantillon non recuit.

Le courant émis lorsque la photocathode n'est pas illuminée est très inférieur au courant émis lorsque la cathode est soumise à une illumination laser. Cependant, même à forte puissance laser (155 mW), comme pour les cathodes classiques, les courbes d'émission semble s'aplatir pour des fortes tensions (>500 V). C'est la trace d'une saturation due à des résistances parasites au niveau du nanotube, du contact nanotube / subsrat ou autre.

Cette saturation est plus visible sur la Figure 4-54 qui représente le courant émis par ce même échantillon, mais soumis à une tension plus élevée (~1000 V) et illuminé par une puissance laser plus importante (520 mW) ; et la courbe d'émission théorique fittée sur les petits courants (début d'émission). On pratique donc un recuit rapide classique : 850°C – 10 min.

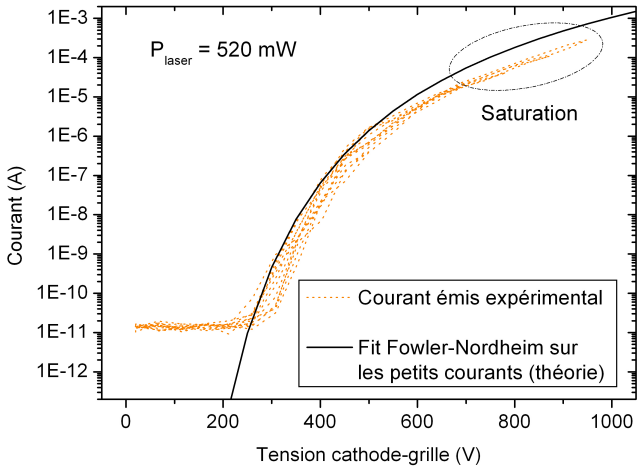


Figure 4-54 : Phénomène de saturation pour un échantillon non recuit.

4.7.1.2. Echantillon recuit

Une fois le recuit rapide sous vide réalisé (850°C – 10 min), les mesures d'émission en fonction de la tension cathode-grille et de la puissance laser sont à nouveau effectuées. Trois séries de mesure sont successivement réalisées avec P_{laser} = 520 mW, puis 0 mW et enfin à nouveau 520 mW. Les résultats obtenus sont représentés sur la Figure 4-55.

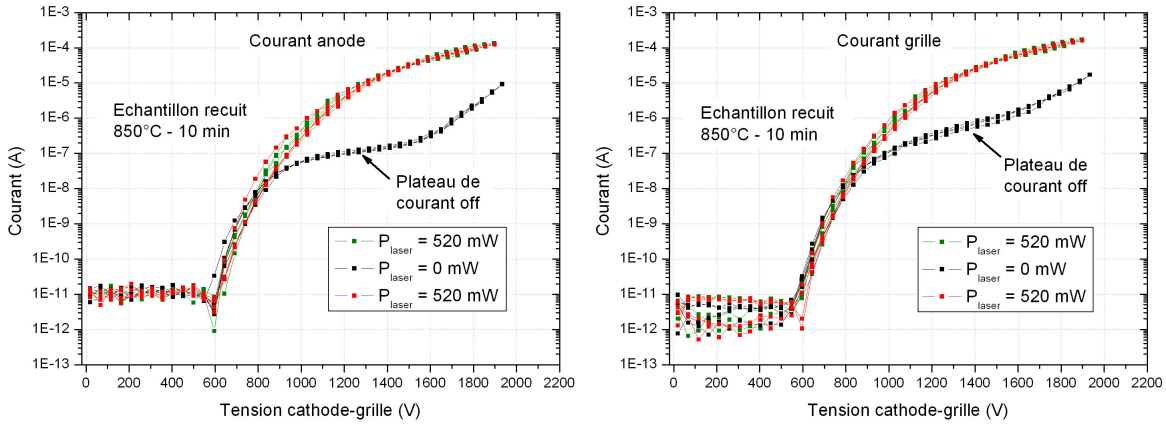


Figure 4-55 : Mesures effectuées sur échantillon recuit.

On observe tout d'abord un aplatissement beaucoup moins marqué à forte tension et forte intensité laser (520 mW), traduction d'une réduction importante de la saturation .On remarque ensuite toujours une forte différence entre le courant émis sans illumination (I_{off}) et le courant émis lorsque la photocathode est soumise à l'illumination laser (I_{on}). Cependant, la valeur du plateau de courant off a légèrement augmenté en comparaison des courbes obtenues avec l'échantillon sans recuit. Lorsque la tension cathode-grille devient trop élevée, on observe même une rupture du plateau de saturation et une augmentation rapide du courant qui dégrade le rapport I_{on} / I_{off}.

Nous avons déjà vu plusieurs fois depuis le début de ce chapitre que le courant inverse de la photodiode peut s'écrire comme suit :

$$I = -\left(I_{sat} + I_g + I_{ph}\right) = -\left(\frac{en_i^2 D_p}{N_d L_p \, th\left(d_n / L_p\right)} + \frac{en_i^2 D_n}{N_a L_n \, th\left(d_p / L_n\right)}\right) - \frac{en_i}{2\tau_m} W - e\phi$$

Il apparaît donc clairement qu'en régime d'obscurité (I_{ph} = $e\phi$ = 0), la photocathode est sensible à la température, et ce via les courants de saturation et de génération (paramètres n_i, D_p, D_n, L_p, L_n et τ_m fonctions de T) Sous illumination, le courant photogénéré étant supérieur aux courants de saturation et de génération, cet sensibilité n'apparaît normalement plus.

Pour étudier l'influence de la température sur le fonctionnement de la photocathode, quelques mesures ont été effectuées en pulsant la tension cathode-grille appliquée. La période du signal pulsé est T (= 1/f), et la largeur du pulse τ est ajusté selon les mesures. On définit ainsi le duty cycle (ou taux de travail) comme étant le rapport entre la largeur du pulse et la période du signal pulsé : τ / T. Les mesures sont regroupées sur la Figure 4-56 qui représente le courant anode moyen mesuré en fonction de la tension appliquée.

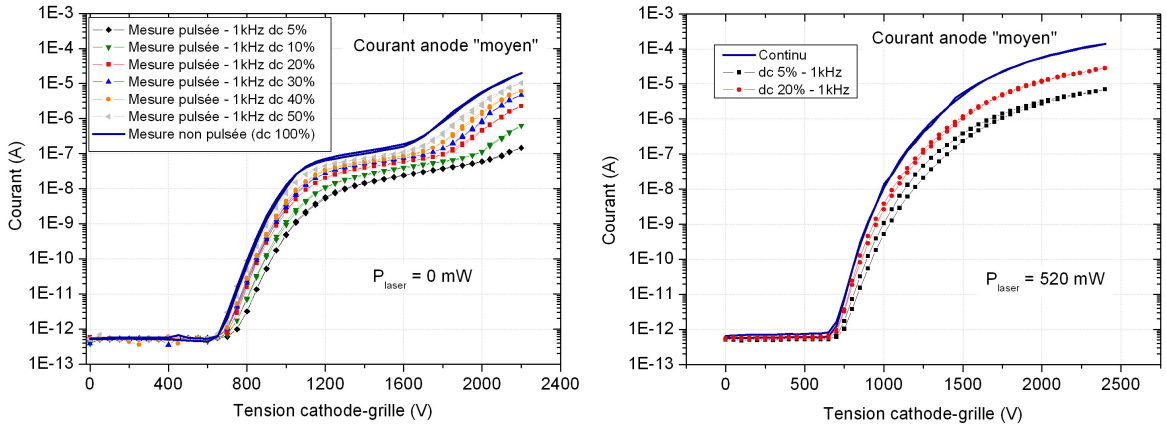


Figure 4-56 : Influence du duty cycle (dc) sur le courant émis.

En ce qui concerne le courant off (P_{laser} = 0 mW), on observe, lorsque le duty cycle diminue, une diminution proportionnelle du courant mesuré, ce qui est normal puisque le courant mesuré est le courant moyen, donc égal au produit du courant crête par le duty cycle. Cependant la forme de la courbe du courant mesuré est modifiée, ce qui tend à confirmer que le plateau de courant est sensible à la température.

Les mêmes mesures sont réalisées sous illumination laser (P_{laser} = 520 mW), et dans ce cas, l'allure du courant n'est pas modifiée. On observe simplement une diminution proportionnelle du courant mesuré d'un facteur égal au duty cycle.

Le fonctionnement en continu de la photocathode semble entrainer un léger chauffage du système qui dégrade le rapport I_{on} / I_{off}. Il est donc intéressant de travailler en mode pulsé, pour obtenir le meilleur rapport I_{on} / I_{off} possible. C'est pourquoi toutes les mesures suivantes seront effectuées dans ces conditions.

On réalise donc finalement une mesure du courant émis en fonction de la tension appliquée, pour plusieurs puissances laser, en mode pulsé (tension pulsée, pour se placer dans les meilleures conditions). La Figure 4-57 montre le résultat obtenu.

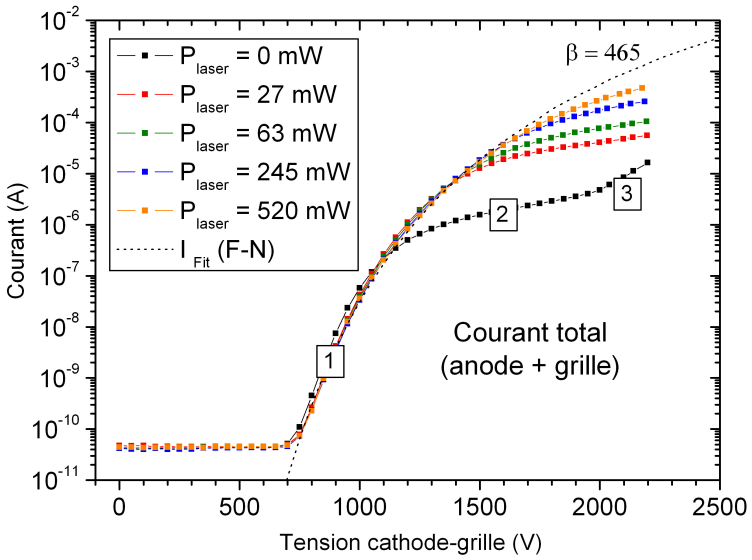


Figure 4-57 : Mesures du courant émis en fonction de la tension appliquée et de la puissance laser, pour une photocathode 500×500 µm^2 au pas de 10 µm, recuit 850°C – 10 min.

Le courant maximum obtenu est de 0.5 mA, soit 0.2 A.cm^{-2}, pour une puissance laser de 520 mW et une tension cathode-grille de 2200 V. Le rapport I_{on} / I_{off} atteint 50 à son maximum, à savoir vers 2000 V, puis se dégrade légèrement à cause de la remontée du courant off pour atteindre 30 à 2200 V.

4.7.1.3. Analyse des résultats

4.7.1.3.a. Equations

Si l'on regarde la photocathode du point de vue électrique, on trouve en série une photodiode p-i-n (polarisée en inverse) avec un émetteur de champ (nanotube). Il y a donc égalité entre le courant émis par le nanotube, qui suit la loi de Fowler-Nordheim, et le courant délivré par la photodiode, qui suit la loi décrite sur la Figure 4-10. Cette égalité se traduit par l'équation suivante :

$$I_{FN} = A\beta^2(\Delta V)F_{applied}^2 \exp\left(-\frac{B}{\beta(\Delta V)F_{applied}}\right) = I_{\substack{photodiode\\inverse}} = I_{sat} + I_g(\Delta V) + I_{ph} + I_{av}(V > V_{breakdown})$$

Équation 4-14 : Egalité régissant le fonctionnement général de la photocahode.

Où le courant de la photodiode en inverse $I_{\substack{photodiode\\inverse}}$ possède quatre composantes :

- I_{sat} le courant de saturation.
- I_g le courant de génération, qui correspond à une génération thermique de porteurs dans la zone de charge d'espace (ZCE). En dépendant de la taille de la ZCE, I_g dépend de la polarisation aux bornes de la photodiode ΔV. Par ailleurs I_{sat} est généralement très faible et inférieur à I_g qui constitue l'essentiel du courant inverse de la photodiode en obscurité.
- I_{ph} le courant photogénéré, proportionnel au flux lumineux incident.

- I_{av} le courant d'avalanche qui apparaît lorsque la polarisation aux bornes de la diode ΔV dépasse la tension de claquage $V_{breakdown}$.

Les deux courants, celui d'émission et celui de la photodiode, dépendent ainsi du ΔV, le courant Fowler-Nordheim à travers l'Équation 4-3, et le courant de la photodiode à travers le courant de génération.

Lorsque l'on se trouve en obscurité, avec une tension inférieure à la tension de claquage, l'Équation 4-14 devient :

$$A\beta^2(\Delta V)F_{applied}^2 \exp\left(-\frac{B}{\beta(\Delta V)F_{applied}}\right) = I_{sat} + I_g(\Delta V)$$

Équation 4-15 : Egalité régissant le fonctionnement de la photocahode en obscurité.

L'égalité entre le courant émis et le courant en inverse de la photodiode est réalisée via l'ajustement du paramètre ΔV. Lorsque ce dernier augmente, le courant de génération augmente, donc le courant en inverse de la photodiode augmente, alors que le courant d'émission diminue puisque β diminue lorsque le ΔV augmente (Équation 4-3).

Lorsque la photocathode est soumise à une illumination, l'égalité se réalise toujours via le paramètre ΔV, à la différence près que le courant de la photodiode possède maintenant une composante de courant supplémentaire : le courant photogénéré (Équation 4-16).

$$A\beta^2(\Delta V)F_{applied}^2 \exp\left(-\frac{B}{\beta(\Delta V)F_{applied}}\right) = I_{sat} + I_g(\Delta V) + I_{ph}$$

Équation 4-16 : Egalité régissant le fonctionnement de la photocahode sous illumination.

Enfin, lorsque le ΔV développé aux bornes de la photodiode dépasse $V_{breakdown}$, l'équation précédente est modifiée par l'ajout du courant d'avalanche I_{av} mais le principe reste le même.

4.7.1.3.b. Interprétation

Revenons alors aux courbes de la Figure 4-57, elles sont retracées sur la Figure 4-58 en même temps que les ΔV correspondants, calculés pour chaque puissance laser, à partir des courbes d'émission et de l'Équation 4-3. Elles peuvent être divisées en trois zones distinctes : la première, de 0 V à ~1100 V, la deuxième de 1100 V à ~2000 V et la dernière de 2000 V à 2200 V.

Dans la première zone (1), de 0 V à ~1100 V, le courant émis est indépendant de la puissance lumineuse reçue par la photocathode, il suit parfaitement la loi de Fowler-Nordheim avec un β = 465 (en pointillé sur la Figure 4-57). Cela signifie que la chute de tension induite par un courant inférieur à 5.10^{-7} A est très faible. L'influence des photodiodes est donc nulle dans cette zone et tout se passe comme ci la photocathode était un émetteur de champ parfait.

Dans la deuxième zone (2), de 1100 V à ~2000 V, le courant émis devient très dépendant de la puissance optique reçue, et on observe une forte différence entre les courants off et on.

Lorsque la photocathode n'est pas éclairée, le courant émis par l'émetteur induit une polarisation des photodiodes et de ce fait une réduction du courant émis qui s'équilibre avec le courant inverse de la photodiode. Le ΔV est alors le plus élevé (Figure 4-58).

Lorsque la photocathode est éclairée, le courant photogénéré, très grand devant le courant de génération, domine le courant inverse de la photodiode. Le courant émis augmente alors proportionnellement avec la puissance lumineuse absorbée dans la photodiode et le ΔV diminue par rapport au cas non éclairé (Figure 4-58).

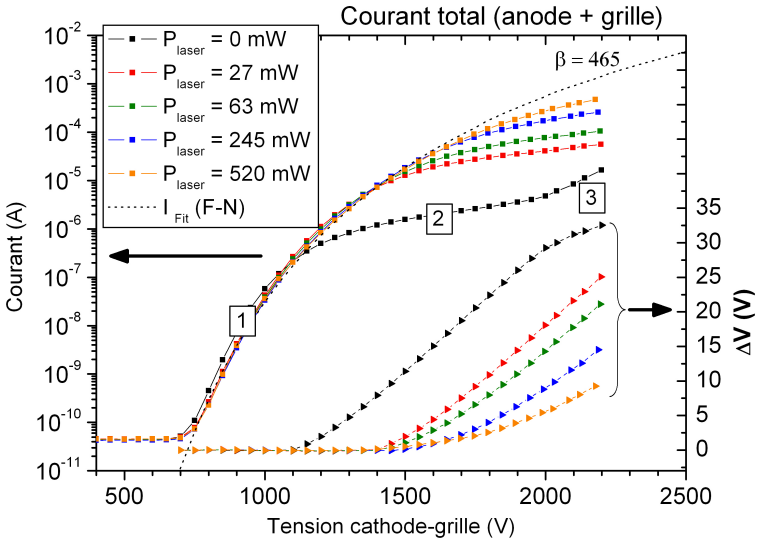


Figure 4-58 : Evolution du ΔV dans la photodiode en fonction de la tension appliquée et de la puissance laser.

Enfin, dans la dernière zone (3), de 2000 V à 2200 V, on observe une rupture du plateau de courant off. Cette rupture s'explique par la valeur de la tension appliquée aux bornes des photodiodes. En accord avec les mesures AFM présentées précédemment, les valeurs de ΔV correspondent au début de la zone d'avalanche des diodes. On se retrouve donc dans le cas où le courant d'avalanche s'ajoute au courant de saturation et au courant de génération dans l'Équation 4-15. Le courant d'émission augmente alors rapidement, comme observé sur la Figure 4-58 pour le courant off, au delà de 2000 V.

4.7.1.3.c. Rendement quantique

Pour terminer, en traçant, à une tension donnée le courant émis en fonction de la puissance optique absorbée dans la photodiode (Figure 4-59), on peut avoir accès au rendement quantique de la photocathode.

Pour cela, il s'agit d'abord d'estimer la fraction de puissance laser incidente absorbée dans la photodiode. Les puissances données précédemment sont les puissances mesurées directement en sortie du laser.

Pour arriver sur l'échantillon, le faisceau traverse d'abord le hublot de l'enceinte sous vide et l'anode. Il y a donc quatre interfaces air / verre à traverser et le coeffcient de transmission est donné par $(0.96)^4 = 0.85$.

Le faisceau traverse ensuite la grille et les mesures ont montré que la transparence optique des grilles utilisées pour réaliser les mesures précédentes est de ~45%.

Le faisceau laser, de diamètre ~2 mm, illumine ensuite une surface beaucoup plus grande que la surface active de la photocathode (500×500 μm^2). Pour estimer les pertes dûes à cette

différence de taille, un diaphragme de diamètre 0.6 mm (surface pas exactement égale à 500×500 µm^2 mais proche) a été utilisé pour mesurer le rapport entre la puissance avant et après diaphragme. Un rapport de 10% a été mesuré.

Enfin, le faisceau arrive sur la photocathode et subit une rélflexion partielle à la surface du semiconducteur. A la longueur d'onde de 532 nm, le coefficient de réflexion du Silicium est de 0.4.

La puissance absorbée dans la photodiode est donc donnée par la relation suivante :

$$P_{absorbée} = 0.85 \times 0.45 \times 0.1 \times 0.6 = 0.0225 \times P_{laser}$$

Équation 4-17 : Relation liant la puissance laser à la puissance absorbée dans la photodiode.

La Figure 4-59 représente ainsi à une tension donnée le photocourant (courant émis – courant off) en fonction de la puissance optique absorbée dans la photodiode.

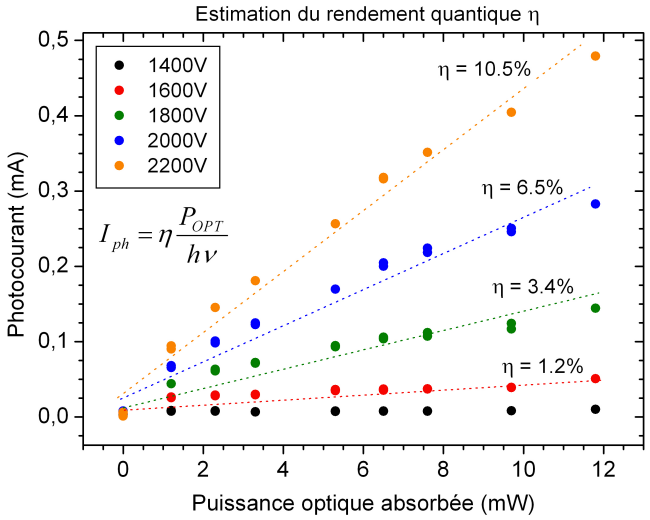


Figure 4-59 : Calcul du rendement quantique de la photocathode.

Nous obtenons dans notre cas, pour une tension appliquée de 2200 V, un rendement quantique maximum égal à ~10%. On observe également une augmentation du rendement quantique avec la tension cathode-grille appliquée. Cela peut s'explique par l'élargissement de la zone de collection des photons (i.e. principalement la ZCE). En effet, si l'on observe les courbes des ΔV sur la Figure 4-58, on voit que pour chaque puissance optique, le ΔV croit quand la tension cathode-grille augmente. Si le ΔV croit, alors la ZCE croit, et la zone de collection des photons croit, augmentant le rendement quantique.

Il y a par conséquent une augmentation de la ZCE, et donc du rendement, à la fois quand la tension cathode-grille augmente (à P_{opt} constante), mais aussi quand la puissance optique diminue (à tension cathode-grille constante).

4.7.2. Mesures de modulation

Après les mesures précédentes effectuées en DC, des mesures ont été réalisées en modulant la source lumineuse pour observer la réponse temporelle de la photocathode. Il y a deux façons de moduler le laser :

- Modulation directe en injectant un signal TTL dans le driver du laser (basse fréquence).

- Modulation grâce à un modulateur accousto-optique (AO) dont le principe de fonctionnement a été décrit en détail un peu plus haut ($f < 0.4$ MHz).

4.7.2.1. Modulation directe du laser

Les premières mesures de modulation ont été réalisées à 1 kHz avec la modulation TTL du laser. Dans ce cas, c'est le driver du laser qui est directement modulé et on a donc en sortie une puissance égale à 0 ou P_{max}. La tension est fixée à 2200 V, le laser à 520 mW, on envoie un signal TTL à 1 kHz dans le driver laser, le résultat est présenté sur la figure ci-dessous.

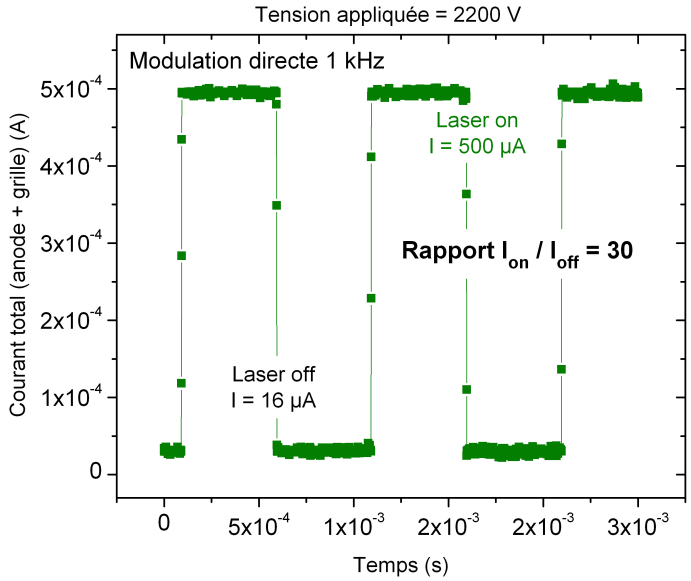


Figure 4-60 : Modulation directe, 1 kHz.

On observe conformément aux mesures DC, pour une tension de 2200 V et une puissance laser de 520 mW, un courant qui varie entre environ ~16 µA et ~500 µA, à la fréquence de 1 kHz.

Les fronts de montée et de descente semblent parfaitement droits à cette fréquence, on utilise donc, par la suite, le modulateur acousto-optique pour réaliser des mesures de modulation à des fréquences plus élevées.

4.7.2.2. Modulation avec le modulateur acousto-optique

Dans ce cas, le laser émet en continu et c'est le modulateur acousto-optique (AO) qui module le faisceau. Suivant l'ordre utilisé, on a en sortie du modulateur 0 et $\alpha \times P_{max}$ (avec $\alpha < 1$, ordre 1) ou P_{max} et $P_{max} \times (1-\alpha)$ (ordre 0).

Les figures ci-dessous montrent des mesures effectuées aux fréquences de 20 kHz (Figure 4-61) et 250 kHz (Figure 4-62).

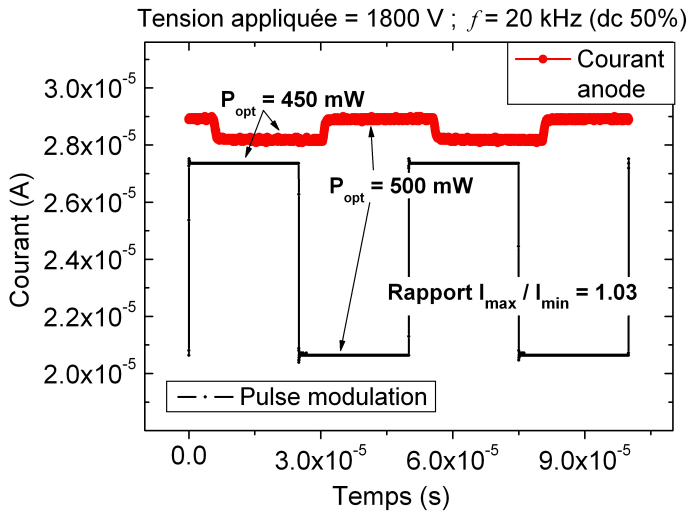


Figure 4-61 : Modulation à 20 kHz avec l'accousto-optique (ordre 0).

La Figure 4-61 représente une mesure du courant anode effectuée à tension cathode-grille fixée (1800 V). Le laser est réglé à ~500 mW et envoyé à travers le modulateur AO. On utilise l'ordre 0, donc on récupère en sortie du modulateur une puissance optique variant entre 500 mW et 450 mW, à la fréquence de 20 kHz (dc 50%). Le courant mesuré aux bornes d'une résistance (R = 1 kOhm), sur l'anode varie alors entre 2.81×10^{-5} A et 2.90×10^{-5} A, soit un rapport I_{max} / I_{min} = 1.03. Les fronts de montée et descente semblent toujours verticaux, donc la photocathode répond correctement au faisceau laser modulé (le léger décalage temporel entre le pulse de modulation et le courant est un retard constant, intrinsèquement du au modulateur AO et non à la photocathode).

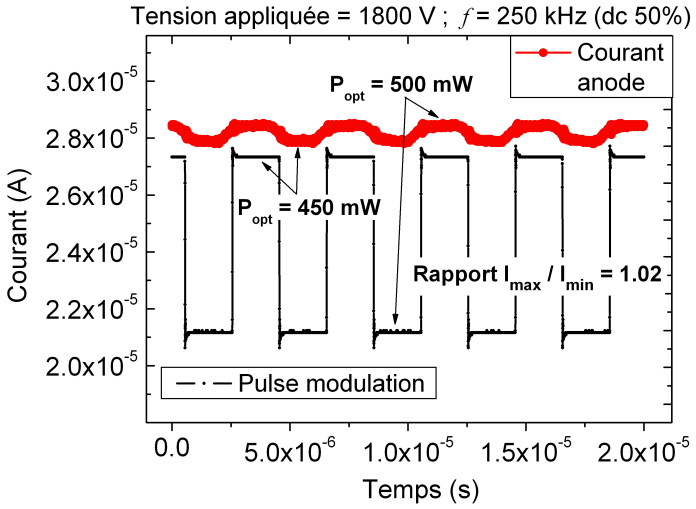


Figure 4-62 : Modulation à 250 kHz avec l'accousto-optique (ordre 1).

La Figure 4-62 représente une mesure du courant anode effectuée à tension cathode-grille fixée (1800 V). Le laser est réglé à ~500 mW et envoyé à travers le modulateur AO. On utilise l'ordre 0, donc on récupère en sortie du modulateur une puissance optique variant entre 500 mW et 450 mW, à la fréquence de 20 kHz (dc 50%). Le courant mesuré aux bornes d'une résistance (R = 1 kOhm), sur l'anode varie alors entre 2.79×10^{-5} A et 2.85×10^{-5} A, soit un rapport I_{max} / I_{min} = 1.02. Les fronts de montée et descente commencent à se dégrader, cependant il est difficile de

dire aujourd'hui si ces temps de montée et/ou descente proviennent du modulateur, ou de la photocathode, ou des deux, puisque l'on arrive dans la zone limite de fonctionnement du modulateur AO.

Une première hypothèse est tout de même que la fréquence de fonctionnement de la photocathode ne serait pas limitée par le temps de transit des porteurs photogénérés dans la ZCE, mais plutôt par la diffusion des porteurs minoritaires dans les régions n et p.

4.8. Mesures de dispersion en énergie

Pour valider le principe de fonctionnement de notre photocathode, des mesures d'analyse en énergie ont été effectuées (à Lyon, au LPMCN, avec M. Steve Purcell). Elles permettent de réaliser des spectres en énergie des électrons émis et ainsi d'avoir accès aux chutes de potentiels ΔV.

4.8.1. Principe

Les électrons émis par effet de champ pénètrent dans l'analyseur en énergie (Figure 4-63). Un système de lentilles guide alors les électrons vers un analyseur hémisphérique. Cet analyseur est constitué de deux plaques, elles mêmes portées à un certain potentiel V. L'électron en entrant dans l'analyseur est soumis à un champ électrique E dont les forces résultantes F lui font décrire une trajectoire répondant à l'équation suivante :

$$F = qE = q\frac{V}{d} = m\frac{v^2}{R}$$

Équation 4-18 : Force subie par l'électron pénétrant dans l'analyseur

Où v est la vitesse de l'électron, q sa charge, m sa masse et R le rayon de la trajectoire. D'après cette équation, à un champ électrique donné et donc à un potentiel V donné, correspond une énergie électronique. L'analyseur hémisphérique se comporte ainsi en filtre d'énergie.

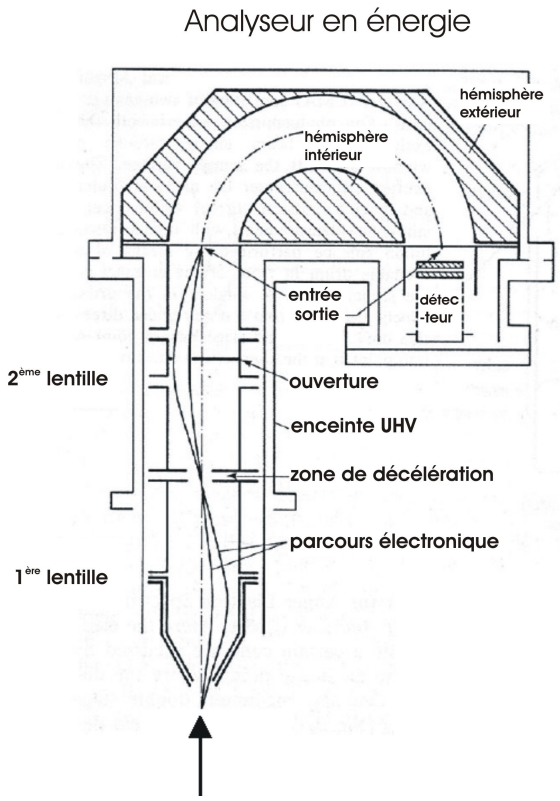


Figure 4-63 : Schéma du dispositif de mesure d'analyse en énergie.

4.8.2. Mesures

Les résultats présentés ci-dessous sont des résultats plutôt qualitatifs, permettant de valider le principe de fonctionnement de notre photocathode, mais dont il est difficile de tirer des valeurs numériques, et ce, pour plusieurs raisons :

- L'échantillon mesuré est une photocathode comprenant plusieurs émetteurs. Il est donc difficile de suivre l'évolution du pic en énergie d'un seul émetteur. Et comme on le verra par la suite sur les différents spectres, on observe une multitude de pics correspondant aux différents émetteurs.
- En ce qui concerne les mesures avec laser, la configuration du système fait que l'on ne sait jamais parfaitement si les émetteurs que l'on observe sur un spectre sont totalement illuminés, masqués par la grille ou seulement partiellement illuminés.
- Enfin il est difficile de connaître exactement la puissance optique traversant la grille et arrivant réellement sur la surface de l'échantillon.

4.8.2.1. Mesures I-V

Avant d'effectuer les mesures d'analyse en énergie proprement dites, on effectue une mesure I-V, sans laser, pour observer l'allure du courant émis en fonction de la tension cathode-grille appliquée, dans la configuration du dispositif expérimental du LPMCN.

Deux séries de mesures sont représentées sur la Figure 4-64. On retrouve entre 600 V et ~850 V la zone non saturée qui correspond à de l'émission de champ classique, puis au delà de ~850 V la zone de saturation due aux photodiodes.

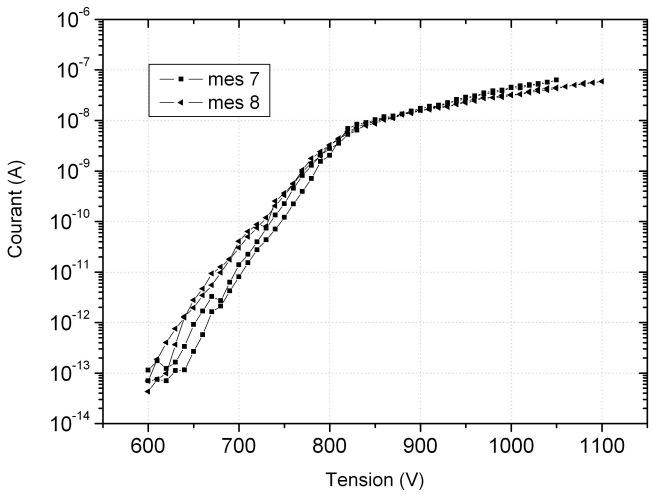


Figure 4-64 : Mesure I-V effectuée à Lyon, sans laser.

4.8.2.2. Mesures sans laser

Une première série de mesures est réalisée, sans laser, pour observer l'évolution de la chute de potentiel ΔV en fonction de la tension cathode-grille appliquée. L'échantillon est polarisé à –200 V, et la tension grille est ensuite augmentée de 0 V à +900 V. Pour chaque tension, on réalise un spectre en énergie. Les mesures sont regroupées sur la Figure 4-65.

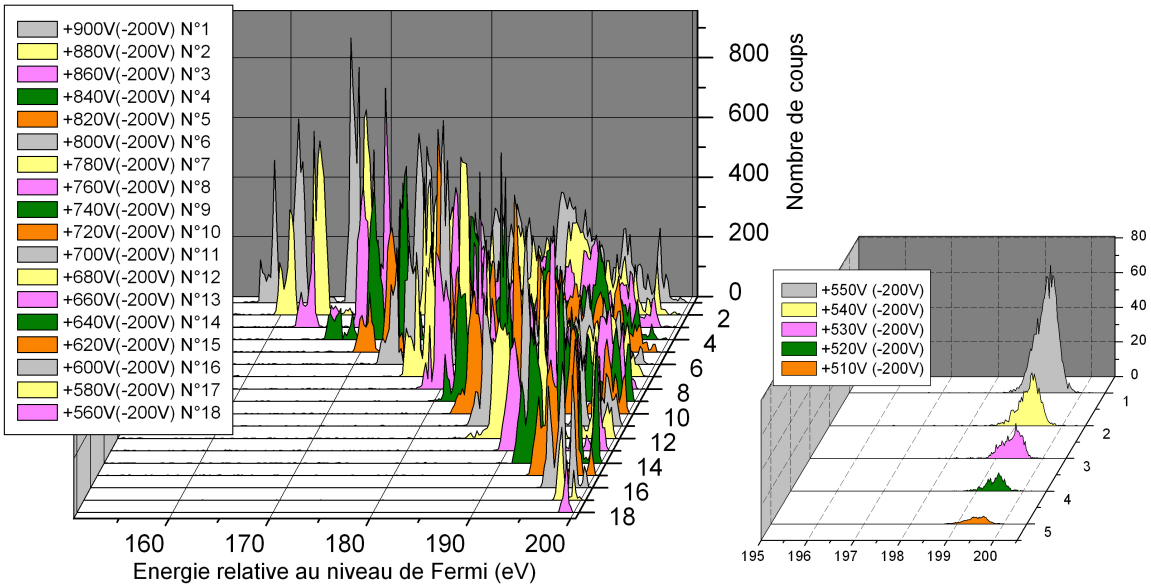


Figure 4-65 : Spectres d'analyse en énergie entre 510 V et 1100 V, sans laser.

Lorsque la tension est faible, de 710 V (510 V + 200 V) à ~800 V (600 V + 200 V) le courant émis est faible, donc l'intensité des pics relevés l'est aussi. Il n'y a d'ailleurs qu'un seul pic,

correspondant au premier émetteur qui commence à émettre et qui se situe en face de l'analyseur. Par ailleurs l'énergie du pic est très proche du niveau de Fermi (qui est à 200 eV à cause de la polarisation de –200 V de l'échantillon) et ne présente quasiment aucun shift, ce qui signifie que l'influence de la photodiode est bien négligeable et que l'émission par effet de champ n'est pas perturbée. On est dans la première partie de la courbe de la Figure 4-64.

Lorsque la tension augmente, au delà de 800 V (600 V + 200 V), on passe dans la zone de saturation, on prévoit alors une augmentation du ΔV développé dans les photodiodes. On observe effectivement un décalage du premier pic vers la gauche mais aussi l'apparition de nouveaux pics vers 200 eV. Cela signifie que le premier émetteur développe un ΔV qui croit lorsque la tension augmente, et que d'autre émetteurs, plus petits, commencent ensuite à émettre, à des tensions appliquées plus importantes, puis à développer des ΔV qui les saturent à leur tour. Ce phénomène se répète et s'amplifie tant que la tension appliquée augmente. Dans ce cas, on voit que le ΔV peut atteindre jusqu'à ~40 V à une tension appliquée de 1100 V. On retrouve l'ordre de grandeur des ΔV estimés précédemment.

4.8.2.3. Mesures avec laser

Dans cette partie, nous allons étudier l'influence du laser sur l'évolution du ΔV. La Figure 4-66 montre d'un côté des spectres réalisés avec ou sans laser, à une tension de 950 V (750 V + 200 V) et de l'autre côté l'équivalent des mesures en regardant l'évolution du courant dans le temps.

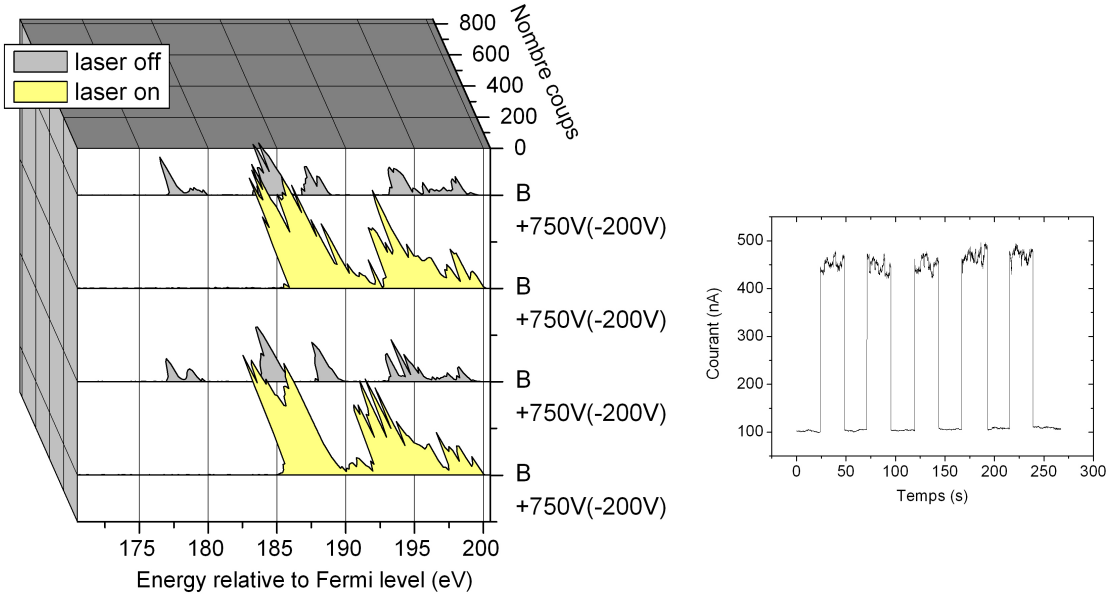


Figure 4-66 : Spectres d'analyse en énergie à 950 V, avec ou sans laser.

Lorsque le laser est off, on observe plusieurs pics (en gris sur la figure) décalés vers la gauche, par rapport au niveau de Fermi. Comme vu précédemment, cela signifie que l'on est en présence de plusieurs émetteurs qui saturent. Lorsque le laser est en marche, on observe une augmentation de l'intensité des pics avec un décalage vers la droite. Cela est tout à fait en accord avec les prédictions faites dans les précédents paragraphes. En effet, lorsque le laser illumine la photocathode, le courant augmente (augmentation de l'intensité des pics) et la chute de potentiel ΔV diminue légèrement (décalage des pics vers la gauche).

4.8.2.3.a. Mesures à tension constante

Les trois figures suivantes montrent l'influence du laser à trois tensions fixées : 750 V, 850 V et 950 V. Ces trois tensions correspondent à trois zones de la courbe de la Figure 4-64.

La Figure 4-67 montre les mesures effectuées à 950 V. A cette tension, la photocathode est en régime de saturation, donc fortement sensible à l'éclairement. On aperçoit effectivement sur les courbes que le décalage des pics vers la gauche diminue lorsque la puissance laser croit, jusqu'à se stabiliser vers ~15 V.

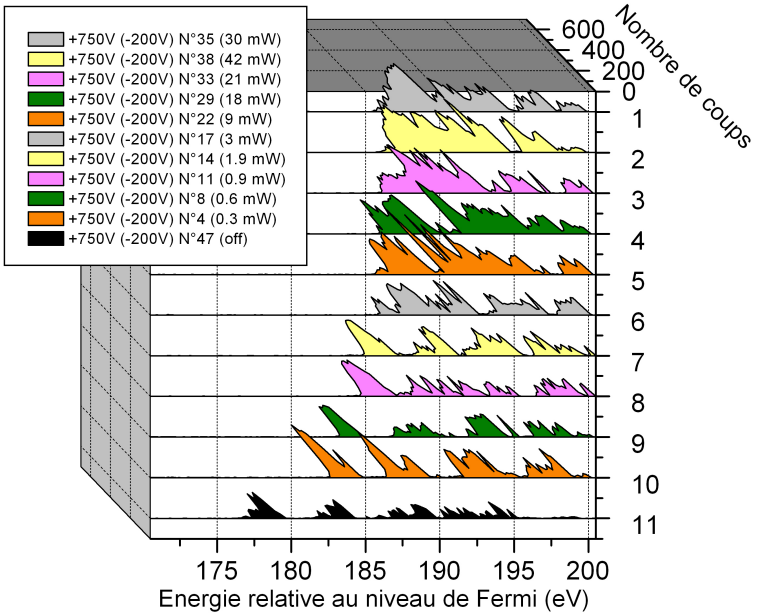


Figure 4-67 : Spectres d'analyse en énergie à 750 V, sans et avec puissance laser croissante.

Le fait de maintenir un ΔV non nul aux bornes de la photodiode est important car ce dernier crée le champ électrique dans la zone intrinsèque nécessaire au déplacement des porteurs créés par photogénération. Or 15 V sur une épaisseur de 3 µm, cela donne un champ de 5.10^4 $V.cm^{-1}$, qui est suffisant pour se trouver dans le régime de vitesse de saturation des porteurs (Figure 4-68).

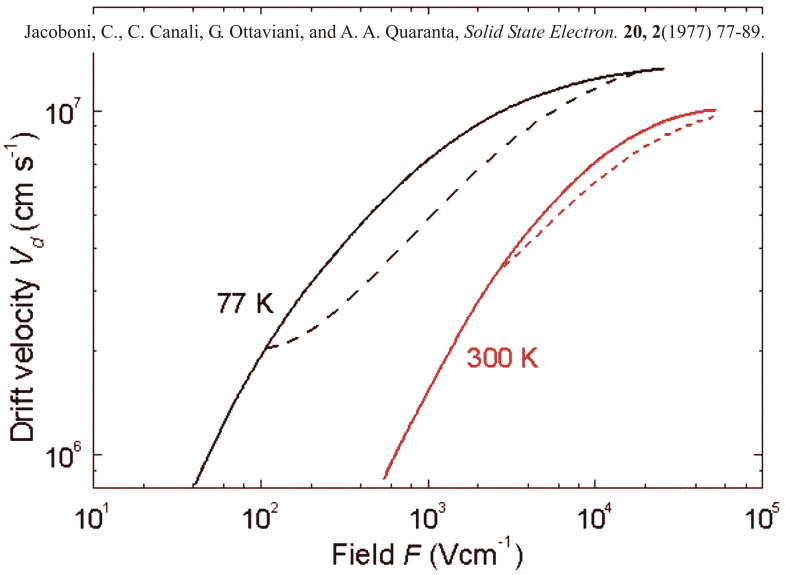


Figure 4-68 : Vitesse des porteurs dans le Silicium en fonction du champ électrique.

La Figure 4-69 montre les mesures effectuées à 850 V. A cette tension, la photocathode est à la limite entre le régime de saturation et le régime d'émission de champ non perturbé, donc beaucoup moins sensible à l'éclairement. On aperçoit effectivement sur les premières courbes que le décalage des pics diminue lorsque la puissance laser croit. Cependant la stabilisation des pics, autour 10 V, intervient beaucoup plus rapidement qu'à 950 V.

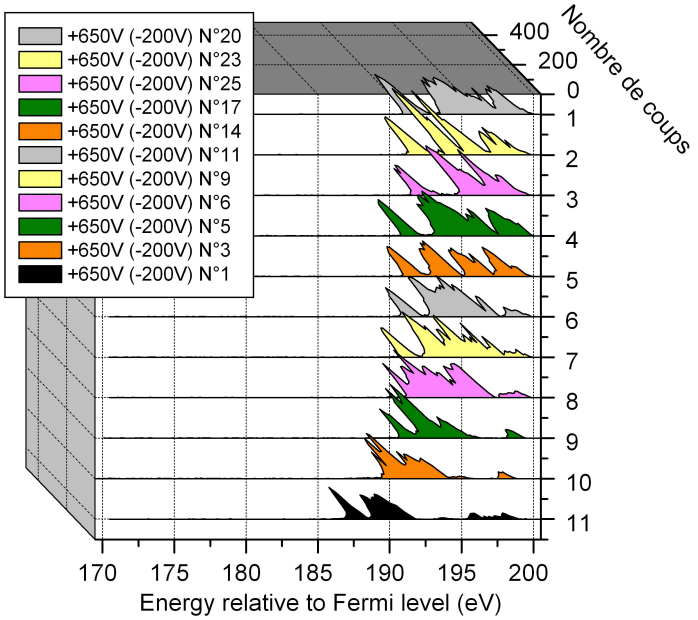


Figure 4-69 : Spectres d'analyse en énergie à 650 V, sans et avec puissance laser croissante.

Enfin la Figure 4-70 montre les mesures effectuées à 750 V. A cette tension, la photocathode est en régime d'émission de champ non perturbé, donc normalement insensible à l'éclairement. Et effectivement les courbes montrent qu'il n'y a aucune influence du laser sur la position des pics, qui sont très proches du niveau de Fermi.

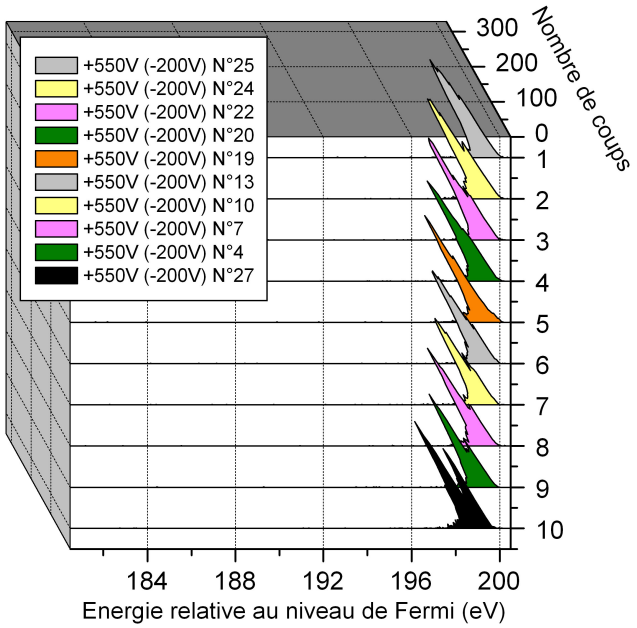


Figure 4-70 : Spectres d'analyse en énergie à 550 V, sans et avec puissance laser croissante.

4.8.2.3.b. Mesures à puissance laser constante

Pour finaliser l'étude de l'influence du laser sur le ΔV, une dernière série de mesures a été effectuée à puissance laser constante, en augmentant progressivement la tension appliquée. Les mesures sont résumées sur la Figure 4-71. On observe qu'à puissance laser constante, le ΔV augmente (pics qui se déplacent vers la gauche) lorsque la tension appliquée augmente, en accord avec les hypothèses précédentes.

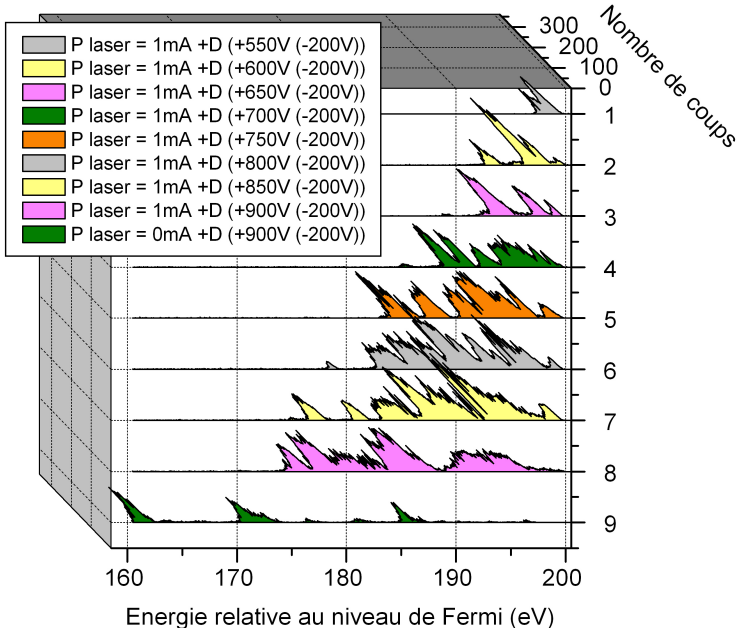


Figure 4-71 : Spectres d'analyse en énergie à puissance laser constante, variation de la tension entre 750 V et 1100 V.

Ces mesures en énergie, même si elles restent quantitatives, comme mentionné au début de cette partie, nous permettent tout de même de valider le modèle de fonctionnement de notre photcathode, en montran que :

- Dans la zone de saturation un ΔV s'échelonant de 0 à ~40 V se développe aux bornes des photodiodes situées sous chaque émetteur (nanotube) lorsqu'aucune illumination n'est présente.
- Le courant augmente et le ΔV diminue lorsqu'une illumination est présente sur la photocathode. Cependant le ΔV minimum demeure non nul (important, car il est nécessaire à la création d'un champ électrique suffisant pour faire atteindre aux porteurs photogénérés leur vitesse de saturation).

La localisation des photodiodes p-i-n sous chaque émetteur (nanotubes) permet ainsi de piloter optiquement l'émission, et ce via le développement d'une polarisation ΔV aux bornes des photodiodes qui reste petite (<40 V) et donc acceptable pour le dispositif.

4.9. Conclusion

Nous avons dans ce quatrième chapitre présenté la première photocathode à base de nanotubes de carbone. La particularité du dispositif réside dans la localisation sous chaque émetteur de champ (nanotube) d'une photodiode rendant le dispositif contrôlable optiquement. Ses principales caractéristiques sont les suivantes :

- Courant maximum : 0.5 mA (0.2 $A.cm^{-2}$)
- Rendement quantique : ~10%
- Profondeur de modulation ($I_{illuminé}$ / $I_{obscurité}$) : jusqu'à 50
- Démonstration de fonctionnement en continu, et à basse fréquence (domaine du kHz)

Il est à noter que ces caractéristiques ne sont pas les meilleures que l'on puisse obtenir. Le but de ce travail de thèse étant la démonstration du principe de fonctionnement, le dispositif n'a pas encore été optimisé et reste perfectible.

Néanmoins ces premiers résultats sont très prometteurs et permettent déjà d'envisager l'éventuelle utilisation de ces photocathodes comme source d'électrons pilotable optiquement pour des applications tels que certains tubes électroniques, comme nous allons le voir dans la partie suivante.

[1] K. X. Liu and J. P. Heritage, *J. Vac. Sci. Technol.* **B 21,** 464 (2003).

[2] K. X. Liu, C.-J. Chiang and J. P. Heritage, *J. Appl. Phys.* **99,** 034502 (2006).

[3] C.-J. Chiang, K. X. Liu and J. P. Heritage, *Appl. Phys. Lett.* **90,** 083506 (2007).

[4] H. Mimura, T. Ukeba, H. Shimawaki and K. Yokoo, *J. Vac. Sci. Technol.* B **22**, 1218 (2004).

[5] D. K. Schroder, R. N. Thomas, J. Vine and H. C. Nathanson, *IEEE Trans. Electron Devices* **21,** 785 (1974).

[6] Charged Particle Optics Programs, CPO Ltd, Registered Company Number 4012016, Manchester, UK.

[7] E. Minoux, O. Groening, K. B. K. Teo, S. H. Dalal, L. Gangloff, J.-P. Schnell, L. Hudanski, I. Y. Y. Bu, P. Vincent, P. Legagneux, G. A. J. Amaratunga and W. I. Milne *Nanoletters* **5,** 2135 (2005).

[8] S. Wagner, "Diffusion of Boron from shallowion implants in silicon", *J. Electrochem. Soc.: Solid-State Science and Technology*, Vol. **119** (November 1972), p 1570.

[9] G. R. Srinivasan, "Autodoping Effects in Silicon Epitaxy", *J. Electrochem. Soc.*, Vol. **127** (1980), pp 1334-1342.

[10] D. L. Kendall and D. B. DeVries, "Diffusion in Silicon", *Semiconductor Silicon 1969*, ed. R. R. Haberect and E. L. Kern (New York: Electrochem. Soc. Inc., 1969), p 414.

[11] J. Bloem and L. J. Giling, "Mechanisms of the chemical vapour deposition of silicon", *Current Topics in Materials Science*, Vol. **1**, ed. E. Kaldis (North-Holland Publishing Company, 1978), pp 147-342.

[12] Srinivasan G. R., Autodoping effects in silicon epitaxy, *J. Electrochem Soc.*, Vol. **127** (1980), pp. 1334-1342.

[13] Epitaxie en phase vapeur de Silicium sur Silicium mésoporeux pour report sur substrats économiques et application photovoltaïque bas coût, Thèse de Sébastien Quoizola (INSA Lyon, 2003).

[14] Lindhard J., Scharff M., Schiott H. E., *Range Concepts and Heavy Ion Ranges, Materials Physics Medd.*, 1963, Vol. **33**, n°14, pp. 54-73.

[15] G. Dearnaley et al, " Production and manipulation of ion beams", *Ion-Implantation*, Amsterdam : North-Holland Puyblishing Co., 1973, p 426.

[16] Y. Wada and S. Nishimatsu, "Application of high current Arsenic ion implantation on dynamic MOS memory LSI's", *Japan. J. Appl. Phys.*, Vol. **18** (1978) Supplement 18-1, p 248.

[17] F. F. Morehead, Jr. and B. L. Crowder, "A model for the formation of amorphous Si by ion bombardment", *Radiation effects*, Vol. **6** (1970), p 30.

[18] M. Chhowalla, K. B. K. Teo, C. Ducati, N. L. Rupesinghe, G. A. J. Amaratunga, A. C. Ferrari, D. Roy, J. Robertson and W. I. Milne, *J. Appl. Phys.* **90** (2001), p 5308.

[19] L. Brillouin, Ann. Phys. (Paris) 17, 103 (1921); "Diffusion de la lumière et des rayons X par un corps transparent homogène", Ann. Phys. (Paris) **17**, 88 (1922).

[20] P. Debye et F. W. Sears, "On the scattering of light by supersonic waves", Proc. Natl. Acad. Sci. (USA) 18, 409 (1932).

[21] R. Lucas et P. Biquard, "Propriétés optiques des milieux solides et liquides soumis aux vibrations élastiques ultra-sonores", J. Phys. Rad. **3**, 464 (1932).

Chapitre 5. Conclusion et Perspectives

La dernière partie de la thèse propose une synthèse des méthodes étudiées dans les deux chapitres précédents pour engendrer un faisceau d'électrons modulable à la source. Tirant les conclusions de cette comparaison, un ensemble des perspectives envisageables pour les cathodes / photocathodes froides à base de nanotubes de carbone est ensuite présenté.

5.1. Synthèse

5.1.1. Modulation par cavité résonante

Le chapitre 3 de cette thèse a présenté les résultats obtenus sur la modulation directe du courant émis par une cathode froide à base de nanotubes de carbone en utilisant des cavités résonantes. Les études menées ont montré qu'il était effectivement possible de moduler directement le faisceau d'électrons et ce jusqu'à des fréquences de 32 GHz.

5.1.1.1. Mesures à 1.5 GHz

La démonstration a été réalisée dans un premier temps à la fréquence relativement « basse » de 1.5 GHz. La cathode CNT est placée dans une cavité résonante réentrante excitée par une source hyperfréquence de puissance à 1.5 GHz (Figure 5-1).

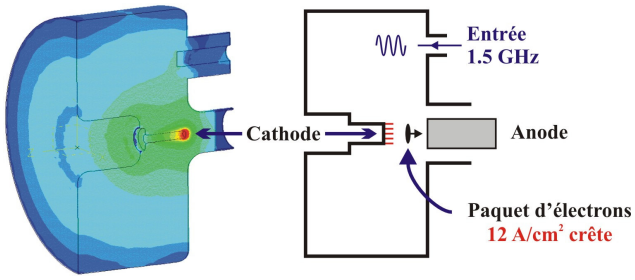


Figure 5-1 : Schéma récapitulatif des mesures effectuées à 1.5 GHz.

Dans ce dispositif, il n'y a aucune polarisation continue, seul est utilisé le champ électrique hyperfréquence du mode excité par la source extérieure. Dans ces conditions les électrons sont directement extraits du matériau à la fréquence de 1.5 GHz (le temps tunnel étant très inférieur à la période du champ électrique hyperfréquence appliqué). Le courant émis est directement modulé entre 0 et 100%, à la fréquence de 1.5 GHz (Figure 5-2).

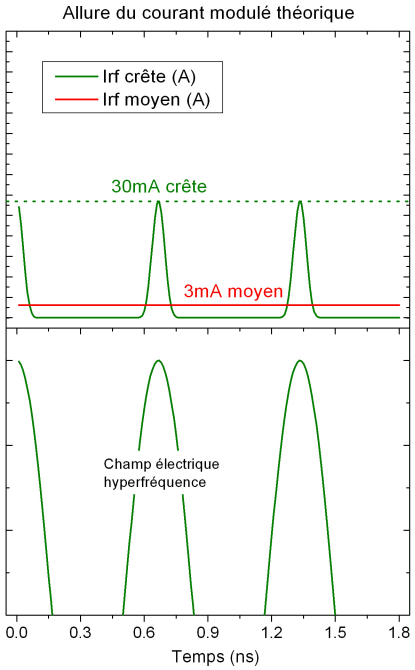


Figure 5-2 : Résumé des mesures effectuées à 1.5 GHz.

Un courant moyen d'environ 3 mA (1.2 $A.cm^{-2}$) a été démontré, soit, des « paquets d'électrons » d'environ 100 ps, d'amplitude crête 30 mA (12 $A.cm^{-2}$), à la fréquence de 1.5 GHz.

5.1.1.2. Mesures à 32 GHz

Dans un deuxième temps, les mesures ont été effectuées à 32 GHz dans un dispositif de test basé sur le design d'une microtriode. La Figure 5-3 présente une photo de ce dispositif (Figure 5-3a) et différents modes de fonctionnement.

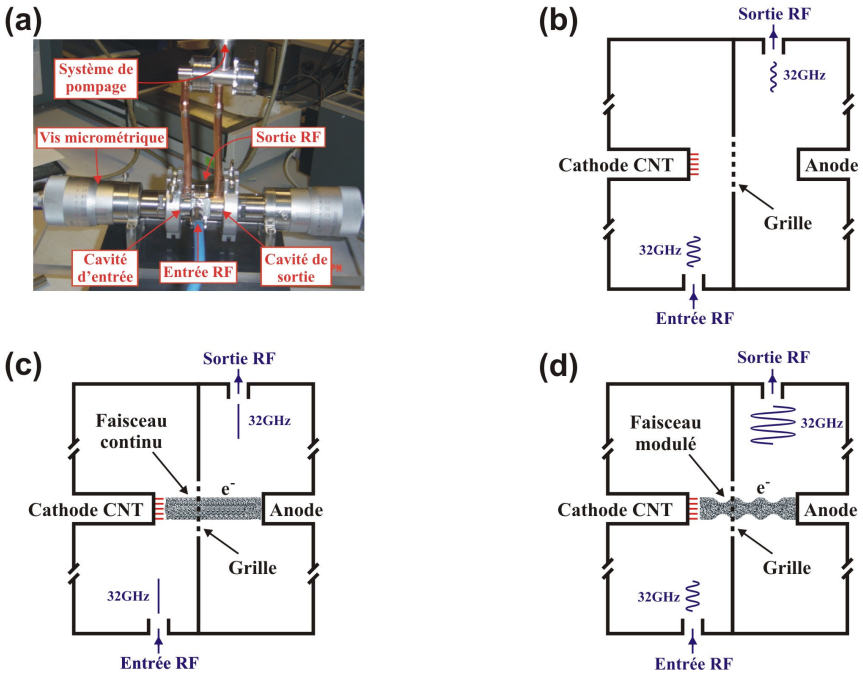


Figure 5-3 : Schéma récapitulatif des mesures effectuées à 32 GHz.

Dans le cas de la Figure 5-3b, il n'y a aucune tension continue, donc aucun faisceau électronique. Seule l'onde hyperfréquence, à 32 GHz, est injectée dans la cavité d'entrée, via le port rf. On récupère sur la cavité de sortie un signal très atténué, non désiré, correspondant au couplage des deux cavités à travers la grille.

Dans le cas de la Figure 5-3c, il n'y a aucun signal hyperfréquence injecté dans la cavité d'entrée. Seule une tension continue est appliquée entre la grille et la cathode. Un faisceau d'électrons est ainsi extrait de manière continue. Dans cette configuration nous avons démontré un faisceau continue de 2 mA, soit 0.8 $A.cm^{-2}$.

Enfin le cas de la Figure 5-3d montre la microtriode dans le cas où une tension continue est appliquée en même temps qu'un signal hyperfréquence est injecté dans la cavité d'entrée. Dans ce cas nous avons démontré la modulation d'un faisceau de ~250 µA (composante modulé ~130 µA), et obtenu une puissance de 2.7 µW à 32 GHz (Figure 5-4).

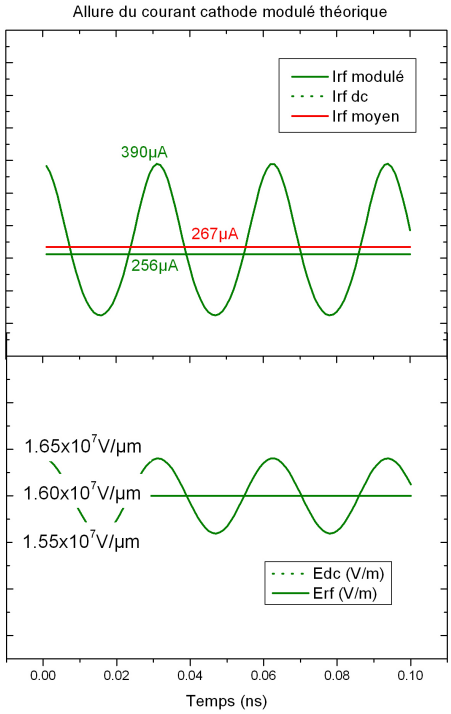


Figure 5-4 : Résumé des mesures effectuées à 32 GHz.

5.1.1.3. Résumé des mesures de modulation par cavité

En considérant le courant émis $I_{émis}$ par les cathodes CNT comme étant la somme d'un courant continu I_0 et d'un courant modulé à la fréquence de travail ω (on fait l'hypothèse de négliger les possibles harmoniques) on peut écrire :

$$I_{émis}(t) = I_0 + I_1 e^{j\omega t}$$

On peut alors résumer les résultats obtenus sous la forme :

- 1.5 GHz : $I_0 = 0$ et $I_1 = 30$ mA.
- 32 GHz : $I_0 = 256$ µA et $I_1 = 130$ µA (configuration triode).
  $I_0 = 2$ mA et $I_1 = 1.43$ mA (configuration diode).

On montre ainsi que la modulation directe d'un faisceau d'électrons issu d'une cathode CNT est possible et compatible avec des fréquences de l'ordre de 30 GHz, avec des taux de modulation (I_1/I_0) atteignant 70%.

L'inconvénient majeur est l'utilisation de cavités résonantes fortement surtendues qui par définition, limitent la bande passante du système. L'ensemble cavité d'entrée / grille pourrait alors être considéré comme le cœur d'un canon à électrons modulable directement pour applications bande étroite comme les klystrons.

5.1.2. Modulation optique

Pour éviter l'utilisation de cavités résonantes, et permettre une modulation compatible large bande les cathodes CNT ont été modifiées en photocathodes CNT. Le courant émis devient fonction de la tension appliquée mais aussi de l'éclairement. La modulation peut alors être réalisée en utilisant une source lumineuse modulable telle qu'une source laser. Grâce à de telles sources lumineuses, le dispositif devient compatible large bande.

Cette thèse a ainsi permis d'étudier et de développer la première photocathode à base de nanotubes de carbone, basée sur l'association d'une photodiode p-i-n en Silicium localisée sous chaque nanotube (Figure 5-5).

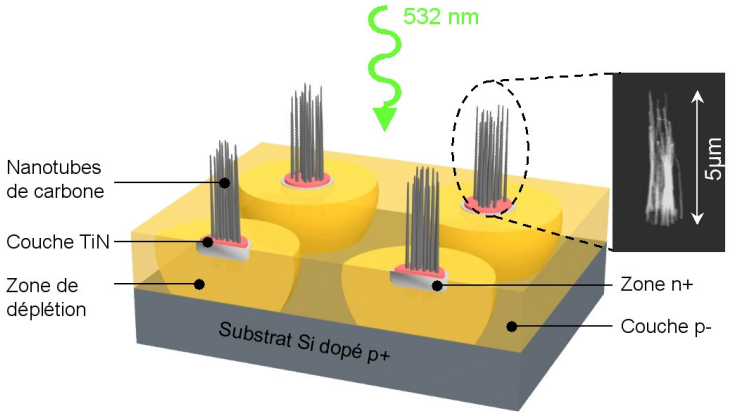


Figure 5-5 : Schéma représentant la structure de la photocathode à base de CNTs.

Nous avons démontré l'importance de la localisation des photodiodes p-i-n pour le fonctionnement efficace du dispositif, dans un premier temps par simulation (CPO) puis grâce à des mesures de dispersion en énergie.

Grâce à ce dispositif, nous avons ensuite montré l'émission d'un courant pouvant varier de 16 µA à 500 µA pour une puissance lumineuse absorbée (issue d'un laser vert 532 nm) variant de 0 à ~12 mW, soit un rapport I_{on} / I_{off} de ~30.

Enfin nous avons commencé à étudier la réponse en fréquence de la photocathode jusqu'à ~0.25 MHz (limite du modulateur acousto-optique. Dans le domaine du kHz, aucun temps de montée parasite n'a été observé. Mais proche de 0.25 MHz, la réponse de la photocathode à un pulse carré commence à se déformer, laissant le doute sur une limitation du modulateur AO ou de la photocathode (temps de diffusion des porteurs minoritaires).

5.1.3. Conclusions

Les résultats présentés dans cette thèse révèlent la potentialité des cathodes / photocathodes à base de nanotubes de carbone comme sources d'électrons modulables dès l'émission. Les résultats obtenus en hyperfréquence avec les cavités résonantes (malgré le défaut de la faible bande passante) permettent ainsi d'envisager à court terme l'emploi de cathodes CNT comme élément principal d'une nouvelle génération de canon électronique pour tubes.

5.2. Perspectives

5.2.1. Tubes à rayons X, projet SPIDERS

L'objectif du projet SPIDERS (Système Portable d'Inspection par rayons X pour la Détection et l'identification des Explosifs et Risques chimiques pour la Sécurité) consiste à mettre au point un nouveau concept d'un système à rayons X portable pour la détection et la caractérisation de matériaux illicites.

La sécurité est devenue une préoccupation majeure pour nos sociétés. Pour y faire face, la généralisation des inspections de bagage ou du fret par rayons X pour la sécurité aéroportuaire a engendré le développement de systèmes d'inspection fixes, principalement basés sur des images à rayons X réalisées en transmission simple ou tridimensionnelle. Dans ces dispositifs, le temps d'analyse par objet est un des critères dimensionnant de l'installation, et l'identification de matériaux illicites peut présenter des lacunes générant des fausses alertes.

Les services en charge de la sécurité du territoire doivent faire face à de nombreuses interventions demandant la sécurisation d'un lieu public ou de rassemblement et l'intervention de brigades spécialisées. A cet effet, des systèmes embarqués sur plates-formes mobiles (véhicules) mettant en œuvre le rayonnement X rétro diffusé sont utilisés. Leur capacité, en terme de détection et surtout d'identification dans le cas de matériaux de densités voisines, reste cependant limitée.

Face aux évolutions des risques, le développement de systèmes mobiles, portables, faciles de mise en oeuvre et permettant une identification précise d'objets, colis ou bagages suspects devient essentiel. L'objectif du projet proposé est de valider un nouveau concept de système portable d'inspection par Rayons X, qui exploitera la complémentarité des informations fournies par les différents phénomènes d'interaction photon matière, pour la détection et l'identification des explosifs et armes chimiques pour la sécurité (Figure 5-6).

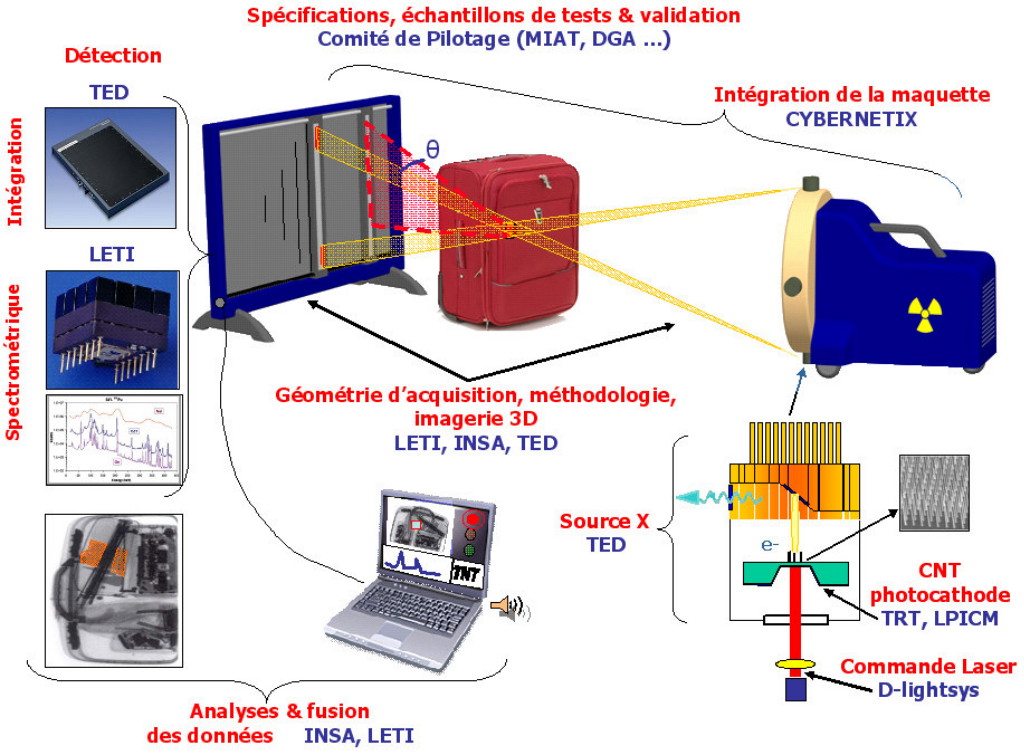


Figure 5-6 : Schéma du dispositif de détection à rayons X.

La contrainte de portabilité du système à étudier impose un refroidissement de l'anode du tube RX par convection naturelle, ce qui nécessite d'avoir l'anode au potentiel zéro. Il en résulte que la cathode et les électrodes associées doivent être polarisées négativement à la haute tension par rapport à l'anode. Dans cette configuration, pour un tube classique à cathode thermoïonique, les électrodes de contrôle du courant et de focalisation seraient à la haute tension. Cette disposition rend la réalisation de l'alimentation très critique et peu économique.

La nouvelle technologie mettant en œuvre des photocathodes pilotées par laser est très intéressante pour la configuration portable recherchée. Elle permet une commande du courant électronique par voie optique, ce qui permet de découpler la commande en courant de la haute tension et rend par conséquent l'alimentation HT beaucoup plus simple à réaliser.

Les cathodes à nanotubes de carbone facilitent également la réalisation de sources multiples dans une même enceinte sous vide avec des commandes individuelles assurées par exemple par une diode laser et des jeux de miroirs.
Parmi les autres avantages liés aux photocathodes à nanotubes de carbone, on peut citer :

- Pas de délai de préchauffage de la cathode conférant au système une disponibilité immédiate sur le terrain pour une détection rapide,
- Une conception de source multi faisceaux facilitée,
- Un potentiel pour la miniaturisation des sources,
- La facilité de modulation en impulsion de courant (dose RX) à haute fréquence,
- La facilité de modulation d'émission spatiale et temporelle (pilotage des photodiodes).

L'objectif est donc de fabriquer un tube basé sur une photocathode à base de nanotubes de carbone associés à des diodes p-i-n en Silicium. Cette photocathode délivrera un courant supérieur à 1 mA et sera pilotée par une petite diode laser rouge délivrant 65 mW.

5.2.2. Canon pour TOP, projet CVED (ESA)

Le projet CVED pour Cold Vacuum Electron Devices est une étude qui vise le remplacement à moyen terme de la cathode thermoïonique dans un TOP par une cathode froide (nanotubes de carbone ou GaN).

L'application visée serait un TOP délivrant une puissance d'environ 10 W (pulsé) dans la bande C (5.3 GHz ou 9.6 GHz), avec une bande passante de 30%. Le courant faisceau requis est d'environ 15 mA.

Le but de cette étude est notamment d'analyser les différentes modifications qu'il faudrait apporter à un TOP standard s'il utilisait une cathode froide, notamment en terme de focalisation.

Les premiers calculs, assez encourageants, montrent que l'intégration d'une cathode froide modulée à la source permet d'augmenter de 20% l'efficacité du TOP (+0.8 dB) et de réduire la longueur de l'hélice d'environ sa moitié.

5.2.3. Photocathodes, projet PHOTOCAT

PhotoCat est un projet qui vise à la réalisation d'une nouvelle génération de cathodes à nanotubes de carbone modulées optiquement. Partant des résultats obtenus avec les photocathodes à base de Silicium, le but de PhotoCat est de développer des photocathodes basées sur le même principe mais en remplaçant les photodiodes Silicium par des photodiodes en semiconducteur III-V, type GaInAs. La modulation du courant émis sera effectuée à l'aide d'une

diode laser qui possède par principe une large bande passante. L'objectif est de démontrer la modulation à 15-20 GHz d'un faisceau de 10 mA émis par une photocathode à nanotubes de carbone pilotée par une diode laser 1.55 µm.

La longueur d'onde 1.55 µm a été choisie parce que des diodes laser 1.55 µm de forte puissance et haute fréquence sont disponibles commercialement (20 mW, 15 GHz) ou en cours de développement (300 mW, 30 GHz). Le semiconducteur III-V GaInAs a été choisi parce qu'il offre une plus grande mobilité électronique que le Silicium, et donc une fréquence de coupure plus élevée. De plus les photodiodes GaInAs sont obtenues par épitaxie sur un substrat InP qui est transparent à 1.55 µm et autorise un éclairage par la face arrière.

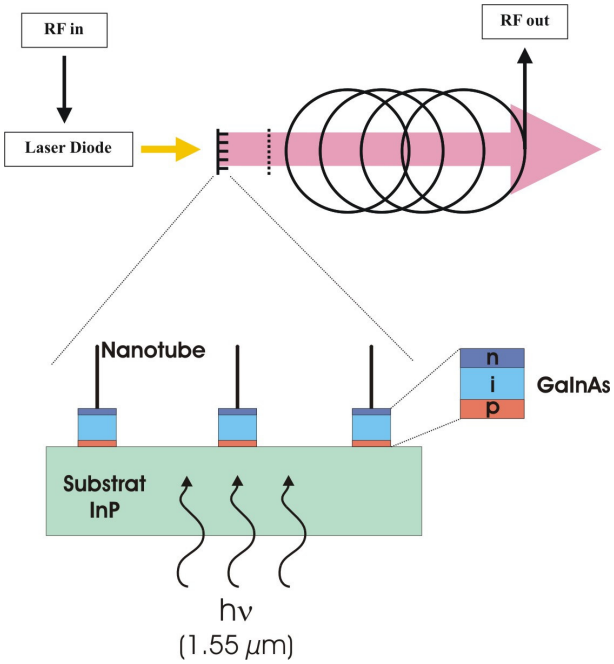


Figure 5-7 : Schéma résumant le projet PhotoCat.

Le premier objectif de PhotoCat est de développer une technologie de croissance de nanotubes de carbone sur des substrats semiconducteurs de type III-V (GaInAs sur InP). Le second est de réaliser une photocathode constituée de réseaux de nanotubes, chaque nanotube étant associé à une photodiode p-i-n à base de GaInAs.

Le consortium réunit de manière équilibrée deux sociétés majeures dans le domaine des tubes (Thales) et des composants III-V (III-V Lab); trois laboratoires académiques renommés dans les nanotubes de carbone et les sources électroniques (LPICM, LEM et UCBL), et une start-up (D-Lightsys). Les retombées potentielles concernent les télécommunications, comme sources électroniques de tubes hyperfréquences (télécoms spatiales par exemple), mais d'autres domaines peuvent aussi être concernés (transmetteurs RF pilotés optiquement, photodétecteurs pour radars et télécoms).

5.2.4. Photocathodes, autres applications

Les photocathodes traditionnelles sont faites de métaux (tels que Cu, W, Mg, Au), de composés monoalkalins ou multialkalins (tels que CsSb, Cs_2Te, Cs_3K_2Sb, CsI, AgOCs), ou de composés césiés à affinité électronique négative (tels que Cs-GaAs, Cs-GaAsP). Le principe de ces photocathodes est la photoémission, qui est l'émission d'électrons lorsque l'énergie des

photons incidents est supérieure au travail de sortie du matériau. Le même matériau est ainsi utilisé pour la conversion photon – électron et l'émission d'électrons, ce qui donne lieu à des compromis sur l'efficacité quantique et la stabilité / durée de vie. Les métaux peuvent être des émetteurs stables mais leur travail de sortie est élevé et ils ont une faible efficacité quantique (typiquement moins de 0.1%) aux longueurs d'onde usuelles. Les composés alkalins ou les matériaux à affinité électronique négative ont un faible travail de sortie mais sont chimiquement réactifs et instables. Les photocathodes utilisées dans les accélérateurs de particules ont donc de faibles durées de vie, typiquement quelques mois en mode pulsé [1,2,3,4]. En mode continu cette durée de vie se réduit à ~50 heures pour un courant émis moyen de 1-10 mA [5]. Par ailleurs, le courant décroît très vite avec le temps [6]. Ainsi la combinaison de forts courants et longue durée de vie en mode continu n'a jamais été atteinte avec de tels photocathodes. Les photocathodes traditionnelles sont donc limitées à des applications faible courant (Instrumentation, visualisation) ou fort courant et petit taux de travail (accélérateurs de particules).

Ces domaines sont donc aussi des applications potentielles, mais pour le moment, les caractéristiques de nos photocathodes ne permettent pas d'être suffisamment compétitif dans chacun de ces domaines.

---

[1] K. L. Jensen, D. W. Feldman, N. A. Moody, P. G. O'Shea, *J. Appl. Phys*. **99**, 124905 (2006).

[2] A. Todd, *Nucl. Instr. and Meth. A* **557**, 36 (2006).

[3] C. K. Sinclair, *Nucl. Instr. and Meth. A* **557**, 69 (2006).

[4] C. Travier, *Nucl. Instr. and Meth. A* **304**, 285 (1991).

[5] C. Hernandez-Garcia, T. Siggins, S. Benson, D. Bullard, H. F. Dylla, K. Jordan, C. Murray, G. R. Neil, M. Shinn, R. Walker, Particle Accelerator Conference, Knoxville, Tennessee, 3117 (2005).

[6] T. Rao, A. Burrill, X. Y. Chang, J. Smedley, T. Nishitani, C. Hernandez Garcia, M. Poelker, E. Seddon, F. E. Hannon, C. K. Sinclair, J. Lewellen, D. Feldman, *Nucl. Instr. and Meth. A* **557**, 124 (2006).

Chapitre 6. Publications, conférences, brevets

6.1. Publications

- S. Xavier, S. Mátéfi-Tempfli, E. Ferain, S. Purcell, S. Enouz-Védrenne, L. Gangloff, E. Minoux, **L. Hudanski**, P. Vincent, J.-P. Schnell, D. Pribat, L. Piraux and P. Legagneux. Stable field emission from arrays of vertically aligned free-standing metallic nanowires, *Nanotechnology* **19** (2008) 215601.

- **L. Hudanski**, E. Minoux, L. Gangloff, K. B. K. Teo, J.-P. Schnell, S. Xavier, J. Robertson, W. I. Milne, D. Pribat and P. Legagneux. Carbon nanotube based photocathodes, *Nanotechnology* **19** (2008) 105201.

- P. Legagneux, **L. Hudanski**, P. Guiset, N. Le Sech, J.-Ph. Schnell, D. Pribat, K.B.K. Teo, J. Robertson and W. I. Milne, Carbon Nanotubes Based Photocathodes for Electron Tubes, in *Proc. 11th International Symposium on Microwave and Optical Technology (ISMOT)* Roma, Italy, 2007.

- E. Minoux, O. Groening, K. B. K. Teo, S. H. Dalal, L. Gangloff, J.-P. Schnell, **L. Hudanski**, I. Y. Y. Bu, P. Vincent, P. Legagneux, G. A. J. Amaratunga, and W. I. Milne. Achieving high-current carbon nanotube emitters, *Nanoletters* **5,** 2135 (2005).

- K. B. K. Teo, E. Minoux, **L. Hudanski**, F. Peauger, J.-P. Schnell, L. Gangloff, P. Legagneux, D. Dieumegard, G. A. J. Amaratunga, and W. I. Milne. Carbon nanotubes as cold cathodes, *Nature* **437,** 968 (2005).

- P. Legagneux, E. Minoux, **L. Hudanski**, K. B. K. Teo, O. Groening, F. Peauger, D. Dieumegard, J.-P. Schnell, L. Gangloff, G. A. J. Amaratunga, and W. I. Milne. GHz modulation of carbon nanotube cathodes for microwave amplifiers, amplifiers, *IEEE Nano* **2,** 867 (2005).

- W. I. Milne, K. B. K. Teo, E. Minoux, O. Groening, L. Gangloff, **L. Hudanski**, J.-P. Schnell, D. Dieumegard, F. Peauger, I. Y. Y. Bu, M. S. Bell, P. Legagneux, D. G. Hasko, G. A. J. Amaratunga. Aligned carbon nanotubes/fibers for applications in vacuum microwave amplifiers, *J. Vac. Sci. Technol. B* **24,** 345 (2006).

6.2. Conférences

- IEEE 20th International Vacuum Nanoelectronics Conference (IVNC), Chicago, USA, July 8-12, 2007, Carbon nanotube based photocathode for microwave devices.

- Thales Components & Subsystems' s Technical Convention, 27 Juin 2007, Les Mesnuls, France.

- Summer School on Nanotubes, Cargèse (Corse), France, July 3-15, 2006. International School NanoSciences and Technologies,.

- 3rd French-Russian Workshop on Nanosciences and Nanotechnologies, Saint Petersburg, Russia, June 21-23, 2006, Carbon nanotube cold cathodes for microwave applications.

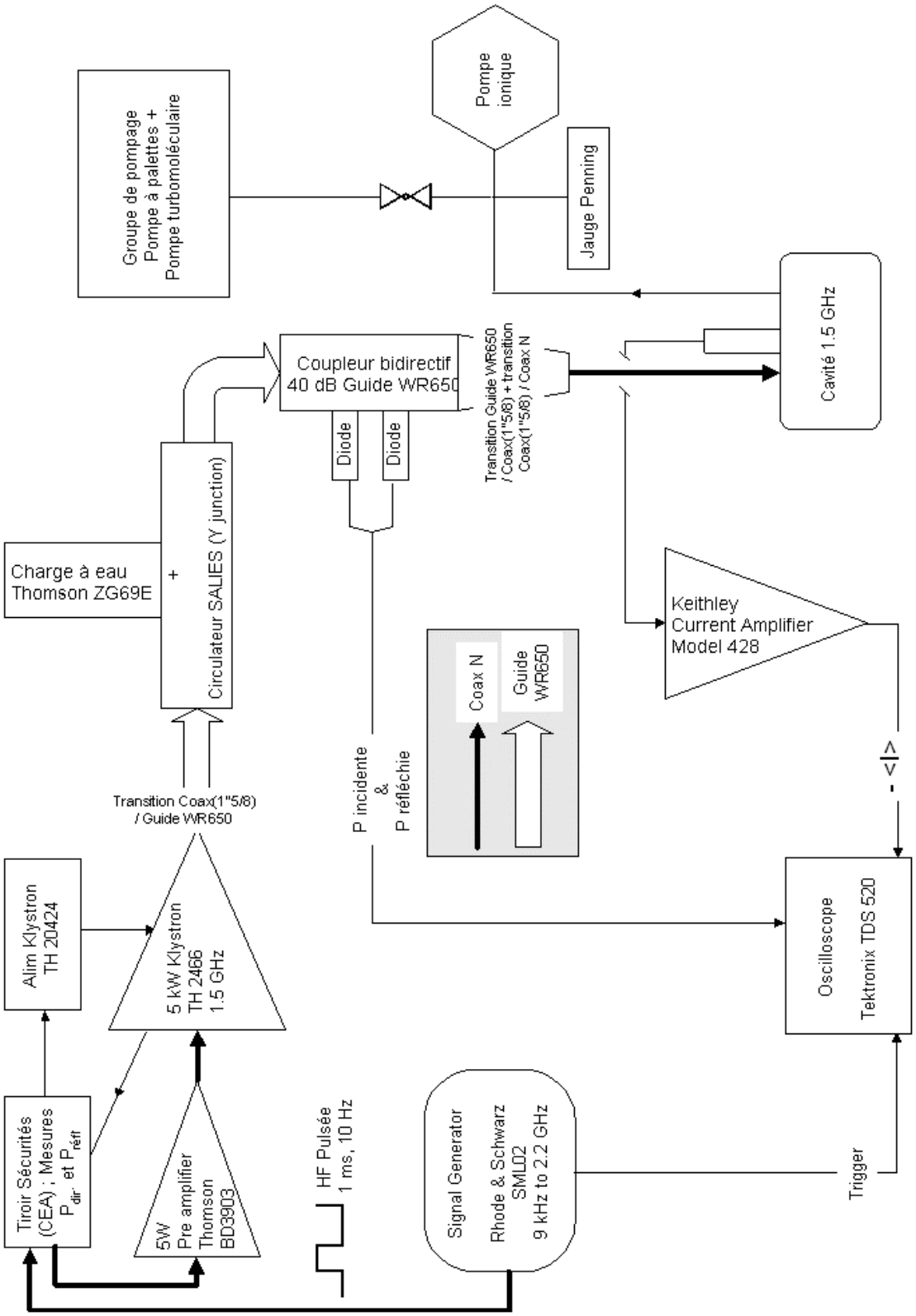
- IEEE 18th International Vacuum Nanoelectronics Conference (IVNC), Oxford, United Kingdom, July10-14, 2005, RF modulation of a 3mA beam current from a carbon nanotube cathode.

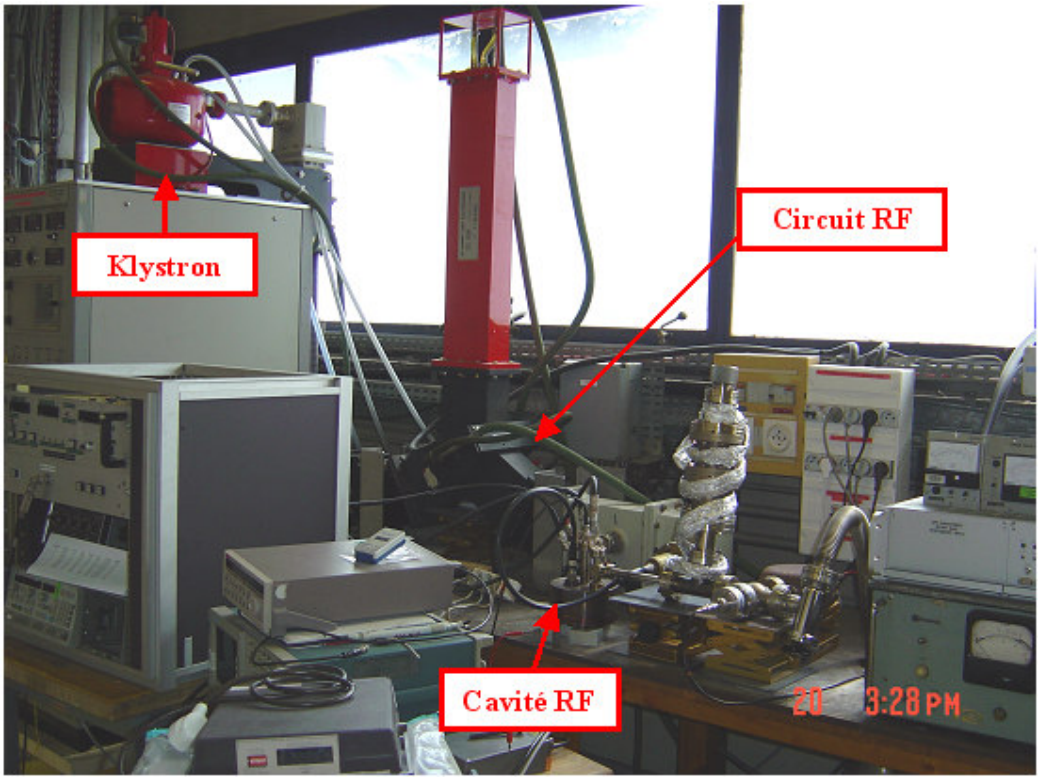
6.3. Brevets

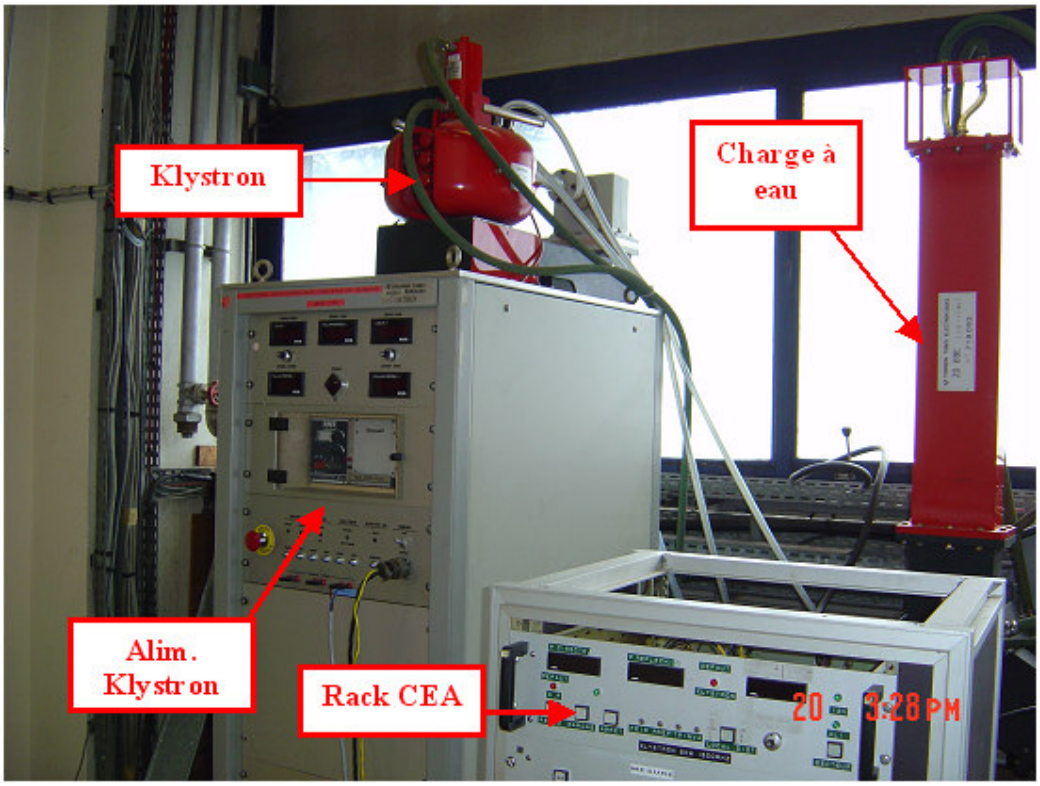
- 08 Décembre 2006 E-redepository 06 10731
  Dépositaires : P. Legagneux, **L. Hudanski**, J.-P. Schnell, D. Dieumegard
  Titre : « Tube électronique à cathode froide »

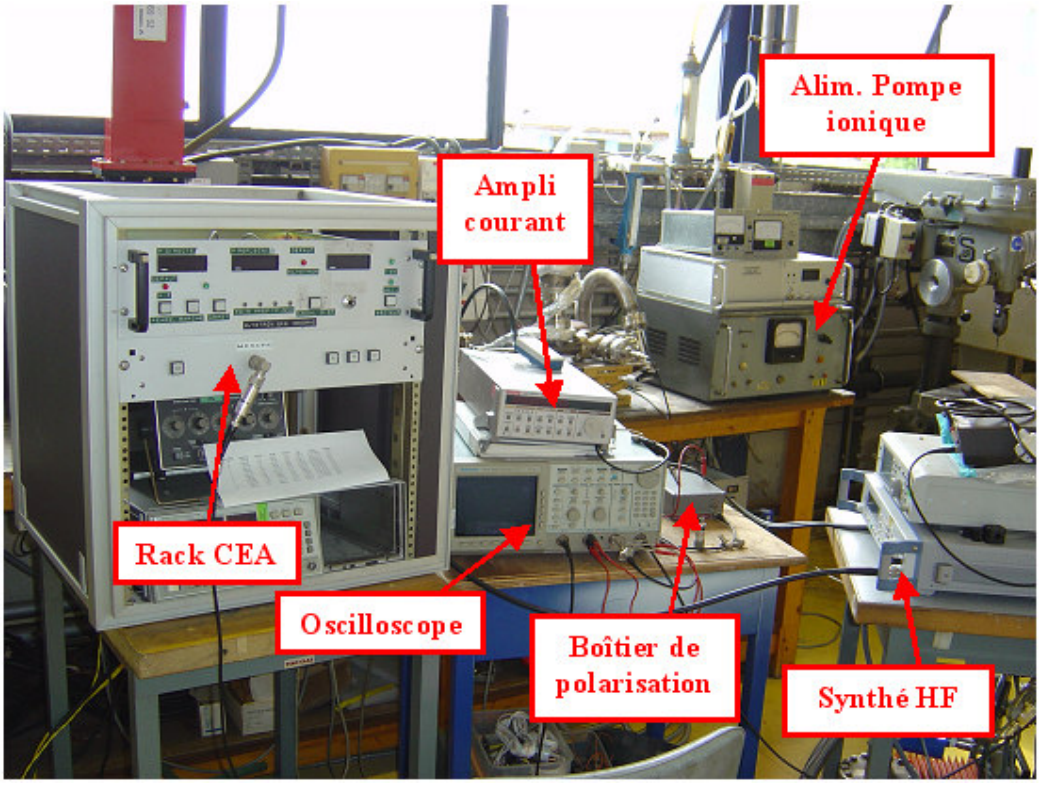
- 25 Janvier 2008 N° 08 00397 (Réf : 65213)
  Invention de : P. Legagneux, **L. Hudanski**, P. Ponard, C. Bourat, J.-P. Schnell
  Titre : « Source radiogène comprenant au moins une source d'électrons associée à un dispositif photoélectrique de commande »

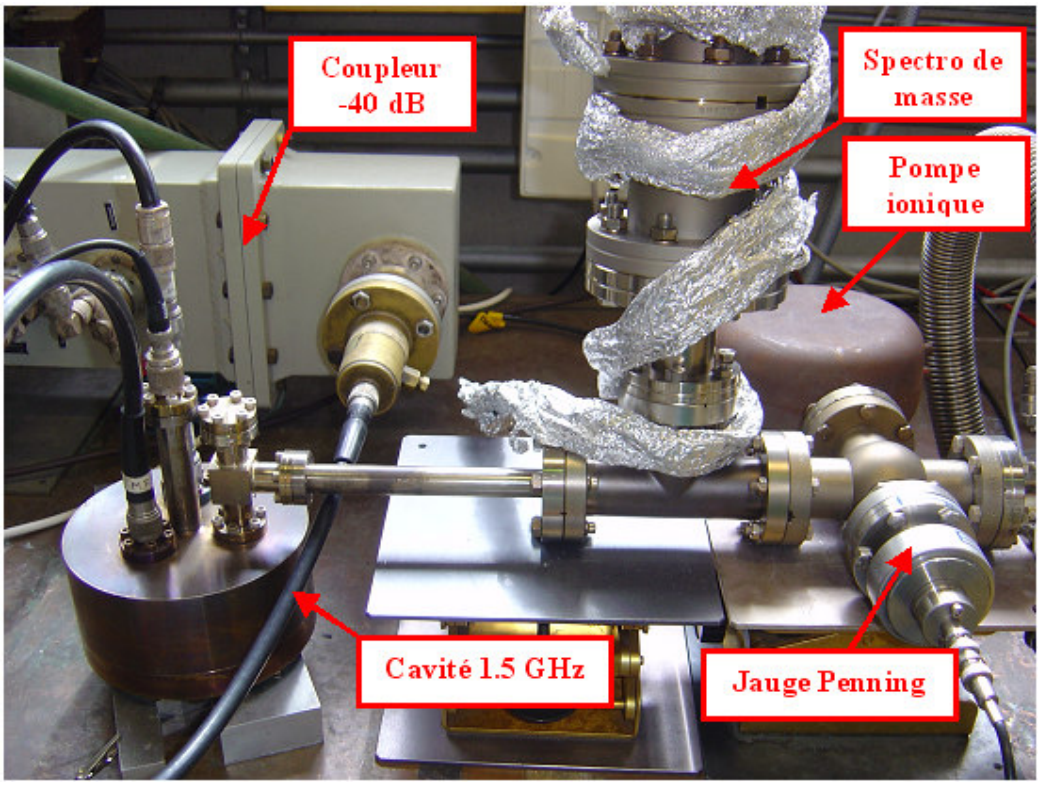
Annexes 1 : Description du banc de mesures 1.5 GHz

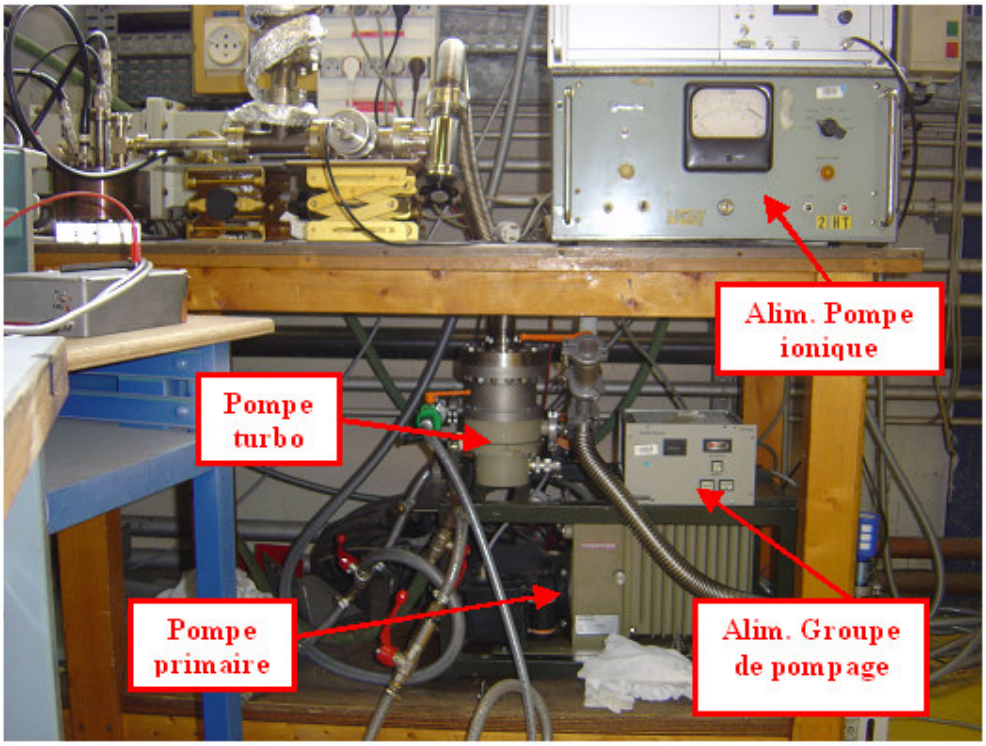



Klystron
Circuit RF
Cavité RF
20 3:28 PM

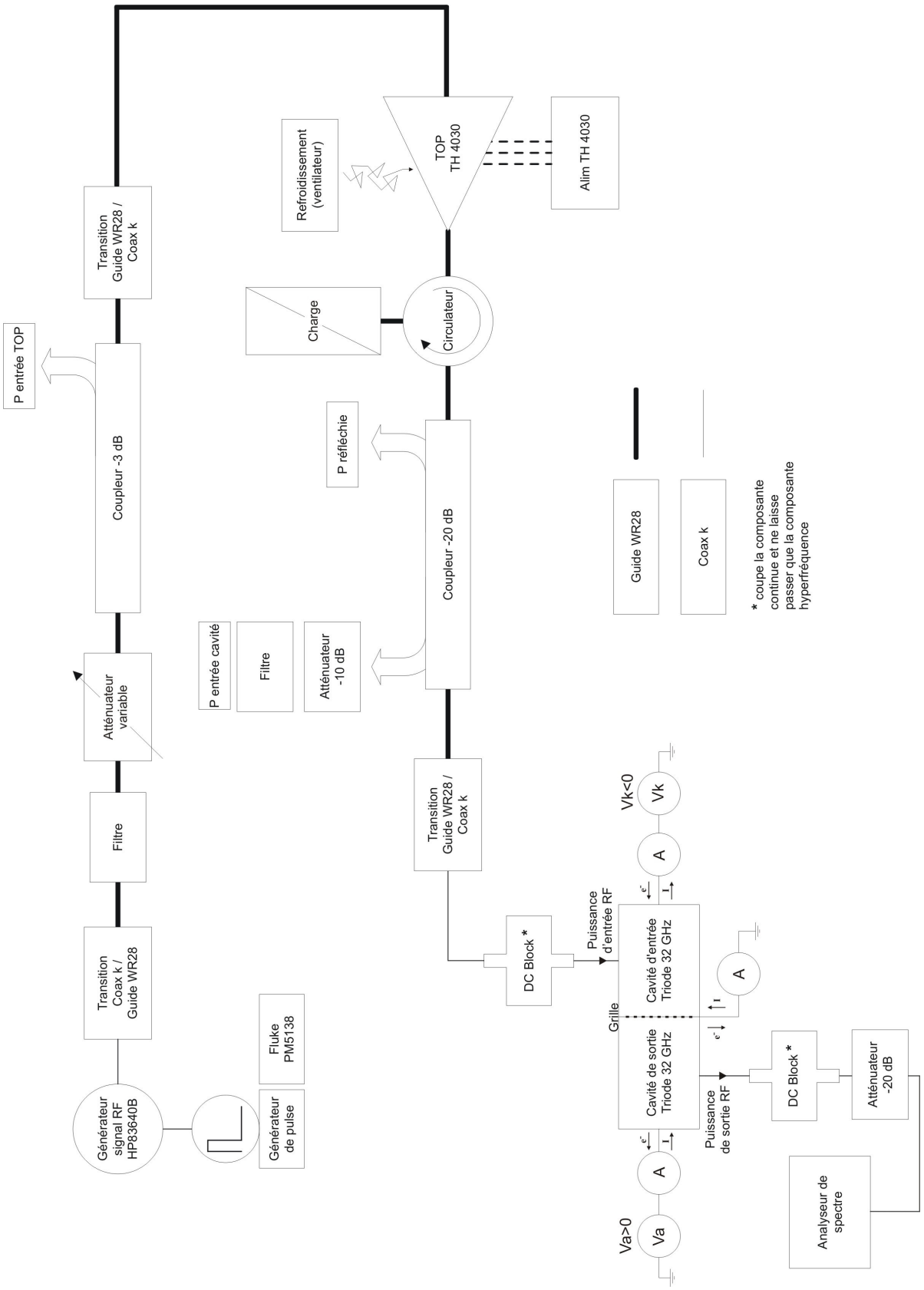

Klystron
Charge à eau
Alim. Klystron
Rack CEA
20 3:28 PM

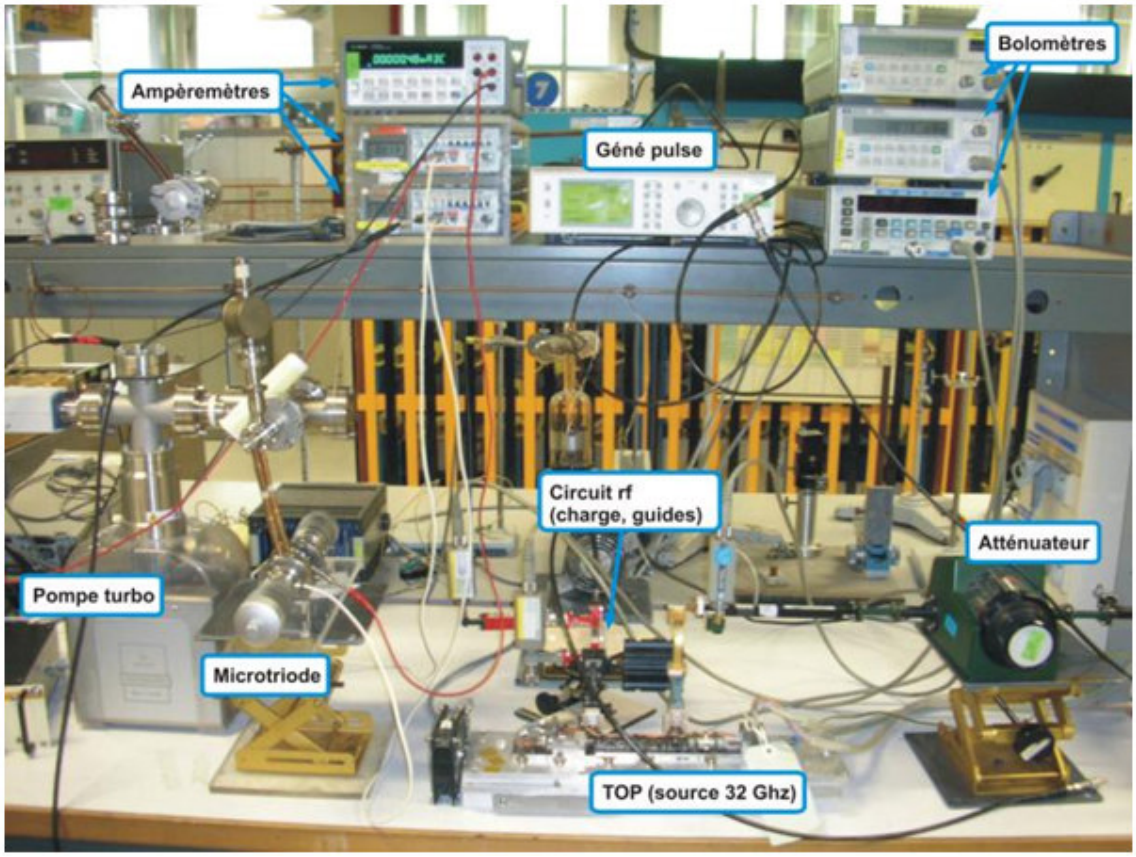

Alim. Pompe ionique
Ampli courant
Rack CEA
Oscilloscope
Boîtier de polarisation
Synthé HF

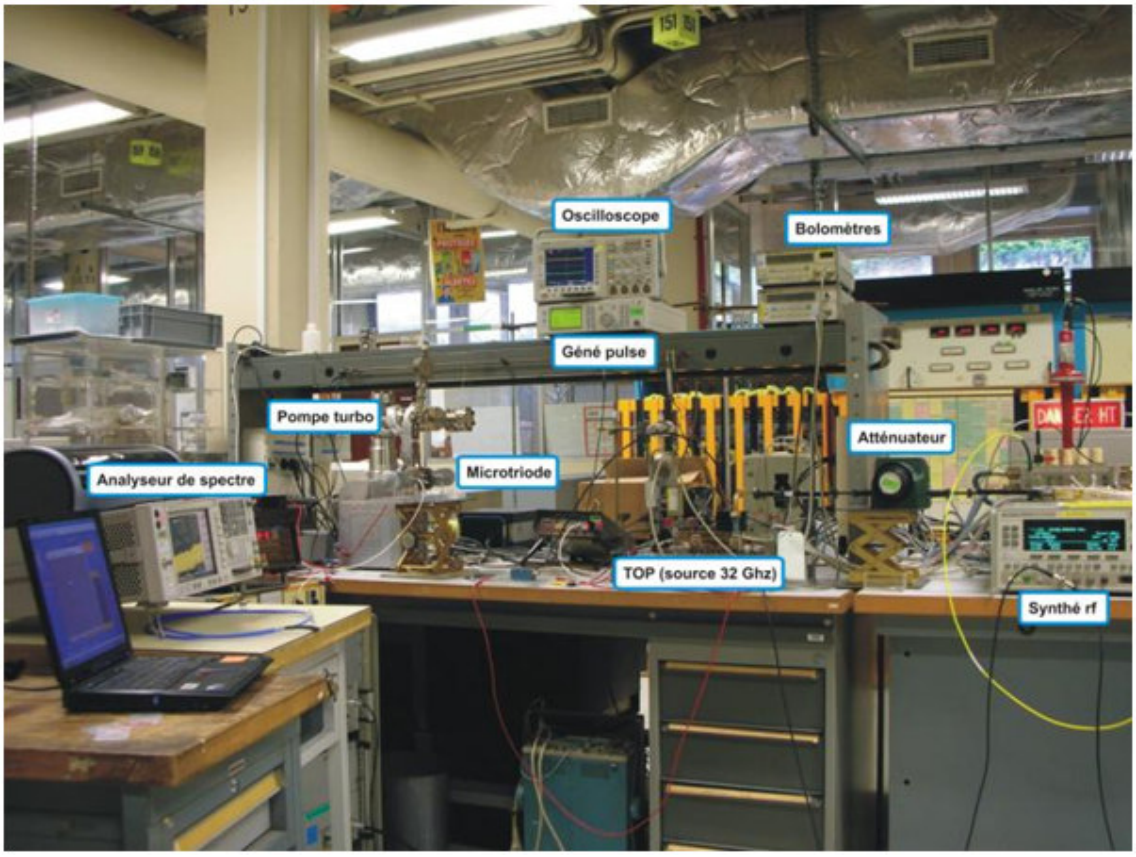

Coupleur -40 dB
Spectro de masse
Pompe ionique
Cavité 1.5 GHz
Jauge Penning


Alim. Pompe ionique
Pompe turbo
Pompe primaire
Alim. Groupe de pompage

Annexes 2 : Description du banc de mesures 32 GHz




Ampèremètres
Bolomètres
Géné pulse
Circuit rf
(charge, guides)
Atténuateur
Pompe turbo
Microtriode
TOP (source 32 Ghz)


Oscilloscope
Bolomètres
Géné pulse
Pompe turbo
Atténuateur
Analyseur de spectre
Microtriode
TOP (source 32 Ghz)
Synthé rf

Annexes 3 : Calcul des courants de la photodiode

Courant de saturation

Le courant inverse (courant de saturation) d'une diode est donné par les courants de porteurs minoritaires : courants de trous dans la région de type n et d'électrons dans la région de type p, qui sont des courants de diffusion, donc donnés par :

$$j_p(x) = -eD_p \frac{dp}{dx} \quad et \quad j_n(x) = eD_n \frac{dn}{dx}$$

Équation 19

Le courant total d'une jonction s'écrit sous la forme :

$$J = J_s\left(e^{eV/kT} - 1\right)$$

Équation 20 : Expression du courant total d'une diode (jonction pn).

Avec le courant de saturation $J_s = \frac{en_i^2 D_p}{N_d L_p \, th\left(d_n / L_p\right)} + \frac{en_i^2 D_n}{N_a L_n \, th\left(d_p / L_n\right)}$

Courant de génération-recombinaison

La zone de charge d'espace (ZCE) de la jonction est le siège de générations thermiques et de recombinaisons, qui doivent être prises en compte pour calculer le courant de la jonction.

La densité de porteurs dans la zone de charge d'espace étant faible, le taux de recombinaison est donné par la formule de Shockley-Read :

$$r = \frac{1}{\tau_m} \frac{pn - n_i^2}{2n_i + p + n}$$

Équation 21

Lorsque la jonction est polarisée par une tension V, le produit np est donné par $np = n_i^2 e^{eV/kT}$, de sorte que le taux de recombinaison s'écrit :

$$r = \frac{1}{\tau_m} \frac{n_i^2\left(e^{eV/kT} - 1\right)}{2n_i + p + n}$$

Équation 22

En polarisation inverse la tension V est négative et par suite r est négatif. Il y a une génération thermique de porteurs dans la zone de charge d'espace. Cette génération augmente le courant inverse de la jonction. On peut donc écrire le courant total de la jonction comme :

$$J = J_s\left(e^{eV/kT} - 1\right) + j_{gr}$$

Équation 23

Où le courant de génération-recombinaison s'écrit $j_{gr} = e\int_{x_p}^{x_n} r dx$

En polarisation inverse, $V<0$ avec $-V>>kT/e$, l'expression du taux de recombinaison se simplifie dans la mesure où d'une part le terme exponentiel est négligeable devant 1, et où d'autre part les densités de porteurs n et p sont très inférieurs à n_i, soit $r \approx -\frac{n_i}{2\tau_m}$.

Le terme r est négatif et correspond à une génération thermique de porteurs. En l'explicitant dans le courant de génération-recombinaison, le courant de génération s'écrit :

$$j_{gr} = -\frac{en_i}{2\tau_m} W$$

Équation 24

L'Équation 23 s'écrit alors :

$$J_i = -J_s + j_{gr} = -J_s - \frac{en_i}{2\tau_m} W$$

Équation 25 : Expression du courant inverse d'une diode (jonction pn).

Le courant de génération s'ajoute au courant inverse. Remarquons que j_{gr} est par l'intermédiaire de W, fonction de la tension appliquée.

Il faut aussi noter que J_s étant très faible, c'est j_{gr} qui constitue l'essentiel du courant inverse de la diode. Ce dernier varie par conséquent comme $\sqrt{V}$.

Photocourant

Le photocourant résultant est la somme de trois courants, le courant de diffusion des photoélectrons de la région de type p, le courant de photogénération dans la zone de charge d'espace et le courant de diffusion des phototrous de la région de type n. On obtient le photocourant total en ajoutant ces trois composantes calculées en un même point, par exemple x_n.

$$J_{ph} = j_{ndiff}(x = x_n) + j_g(x = x_n) + j_{pdiff}(x = x_n)$$

Équation 26 : Expression du photocourant.

Considérons tout d'abord le courant de diffusion d'électrons. On ne peut le calculer que dans la région p, mais si on néglige les recombinaisons dans la zone de charge d'espace tous les électrons qui arrivent en x_p se retrouvent en x_n. On peut donc écrire :

$$j_{ndiff}(x_n) = j_{ndiff}(x_p)$$

Équation 27

Considérons le courant de génération dans la zone de charge d'espace. En un point quelconque x de cette zone le courant résulte à la fois des photoélectrons créés entre x_p et x

et des phototrous créés entre x et x_n. Il s'écrit $j_g(x) = j_{gn}(x) + j_{gp}(x)$. En $x=x_p$ ce courant n'est dû qu'aux trous, qui arrivent en x_p et qui ont été créés tout au long de la zone de charge d'espace, depuis x_p jusqu'à x_n, soit $j_g(x_p) = j_{gp}(x_p)$.

En $x=x_n$, le courant de génération est dû uniquement aux électrons, qui ont été créés depuis x_p jusqu'à x_n, soit :

$$j_g(x_n) = j_{gp}(x_n)$$

Équation 28

Compte tenu de l'Équation 27 et de l'Équation 28, l'Équation 26 s'écrit sous la forme :

$$J_{ph} = j_{ndiff}(x_p) + j_{gn}(x_n) + j_{pdiff}(x_n)$$

Équation 29 : Expression du photocourant.

Nous allons calculer ces différentes composantes du photocourant.

- *Courant de génération, région 2*

En régime stationnaire ($\partial n / \partial t = 0$) et en négligeant les recombinaisons dans la zone de charge d'espace (r_n=0), l'équation de continuité s'écrit :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e}\frac{\partial j_{nx}}{\partial x} + g_n - r_n \quad \Rightarrow \quad 0 = \frac{1}{e}\frac{dj_n}{dx} + g$$

Équation 30

Le courant de génération d'électrons en $x=x_n$ est par conséquent donné par :

$$j_{gn}(x_n) - j_{gn}(x_p) = j_{gn}(x_n) = -e\int_{x_p}^{x_n} g\,dx$$

Équation 31

Le taux de génération de photoporteurs est donné par l'expression : $g = \phi\alpha e^{-\alpha x}$ où ϕ est le flux lumineux incident, donné par $\phi = (1-R)\phi_0$ et α est la constante d'absorption. En portant cette expression de g dans l'Équation 31 et en intégrant, on obtient :

$$j_{gn}(x_n) = -e\phi\left(e^{-\alpha x_p} - e^{-\alpha x_n}\right) \text{ ou } j_{gn}(x_n) = -e\phi e^{-\alpha x_p}\left(1 - e^{-\alpha w}\right)$$

Équation 32 : Courant de génération.

où $w = x_n - x_p$ est la largeur de la zone de charge d'espace. Le courant est négatif en raison de l'orientation de l'axe x sur la Figure 1.

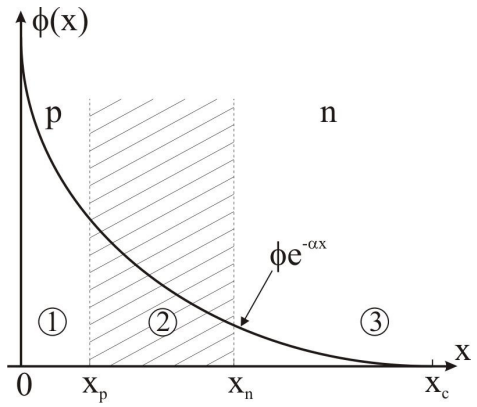


Figure 1 : Profil d'absorption dans les trois zones de la jonction p-n.

- *Courant de diffusion de trous en $x=x_n$, région 3*

Le courant de trous dans la région 3 de la structure est un courant de diffusion :

$$j_{pdiff} = -eD_p \frac{d\Delta p}{dx}$$

Équation 33 : Courant de diffusion.

La distribution des photoporteurs dans cette région est donnée par l'expression générale :

$$\Delta n = Ae^{-x/L} + Be^{x/L} + \frac{\phi\alpha\tau}{1-\alpha^2 L^2} e^{-\alpha x}$$

Les constantes A et B sont déterminées par les conditions aux limites, qui sont ici les densités de phototrous en $x=x_n$ et en $x=x_c$. En $x=x_n$, $\Delta p=0$ car les phototrous qui atteignent ce point sont propulsés par le champ électrique à travers la zone de charge d'espace. La durée de vie des trous en ce point est pratiquement nulle, non pas parce qu'ils se recombinent mais parce qu'ils sont évacués. De même en $x=x_c$, au contact ohmique, la perturbation du cristal est telle que la durée de vie des trous est nulle, $\Delta p(x=x_c)=0$. Pour simplifier l'expression de Δp on peut toutefois supposer que la région arrière de la jonction (région 3) est beaucoup plus épaisse que la longueur de diffusion des trous et que $1/\alpha$. On peut alors rejeter x_c à l'infini et la deuxième condition aux limites se ramène à $\Delta p=0$ pour $x\rightarrow\infty$ ce qui entraine $B=0$. On peut alors calculer simplement la constante A à l'aide de la première condition qui s'écrit :

$$0 = Ae^{-x_n/L_p} + \frac{\phi\alpha\tau_p}{1-\alpha^2 L_p^2} e^{-\alpha x_n}$$

Soit

$$A = -\frac{\phi\alpha\tau_p}{1-\alpha^2 L_p^2} e^{-\alpha x_n + x_n/L_p}$$

La densité de phototrous s'écrit donc :

$$\Delta p = \frac{\phi\alpha\tau_p}{1-\alpha^2 L_p^2} e^{-\alpha x_n}\left(e^{-\alpha(x-x_n)} - e^{-(x-x_n)/L_p}\right)$$

Équation 34 : Expression de la densité de phototrous.

En portant cette expression dans l'Équation 33 on obtient :

$$j_{pdiff} = -eD_p \frac{\phi\alpha\tau_p}{1-\alpha^2 L_p^2} e^{-\alpha x_n}\left(-\alpha e^{-\alpha(x-x_n)} + \frac{1}{L_p} e^{-(x-x_n)/L_p}\right)$$

En $x=x_n$:

$$j_{pdiff}(x_n) = -e\phi \frac{\alpha L_p}{1+\alpha L_p} e^{-\alpha x_n}$$

Équation 35 : Courant de diffusion de trous.

- *Courant de diffusion d'électrons en $x=x_p$, région 1*

La distribution de photoélectrons dans la région de type p est de la même forme que la distribution de phototrous dans la région de type n (Équation 33).

$$\Delta n = Ae^{-x/L_n} + Be^{x/L_n} + \frac{\phi\alpha\tau_n}{1-\alpha^2 L_n^2} e^{-\alpha x}$$

Équation 36

Les conditions aux limites, permettant de calculer les constantes A et B, sont ici définies en $x=x_p$ et en $x=0$ à la surface de l'échantillon. En $x=x_p$, $\Delta n(x=x_p)=0$, car les électrons qui atteignent ce point sont propulsés à travers la zone de charge d'espace. En $x=0$, la densité de photoélectrons est conditionnée par la vitesse de recombinaison en surface :

$$s = \pm \frac{D_n}{\Delta n} \frac{d\Delta n}{dx}$$

On peut donc déterminer les constantes A et B. Le calcul ne présente aucune difficulté mais les expressions de ces constantes sont assez lourdes, nous les appellerons simplement A_n et B_n. On obtient alors le courant de diffusion d'électrons en $x=x_p$ en dérivant l'Équation 36, et en prenant $x=x_p$, soit :

$$j_{pdiff}(x_p) = eD_n\left(-\frac{A_n}{L_n} e^{-x_p/L_n} + \frac{B_n}{L_n} e^{x_p/L_n} - \frac{\phi\alpha^2\tau_n}{1-\alpha^2 L_n^2} e^{-\alpha x_p}\right)$$

Équation 37

On obtient le photocourant j_{ph} en portant les Équation 32, Équation 35 et Équation 37 dans l'Équation 29. On simplifie considérablement l'expression de j_{ph} en se plaçant dans le cas pratique où la région frontale (région 1) de la photodiode, est d'épaisseur beaucoup plus faible que $1/\alpha$. Cette condition doit être remplie en pratique si l'on veut que le nombre de

photoporteurs créés dans la zone de charge d'espace soit important. Dans ce cas, le courant de diffusion d'électrons est négligeable et d'autre part on peut faire les approximations $x_p \approx 0$ et $x_n \approx w$ dans les expressions des deux autres courants, qui s'écrivent alors :

$$j_g(x_n) \approx -e\phi\left(1 - e^{-\alpha w}\right)$$

$$j_{pdiff}(x_n) \approx -e\phi \frac{\alpha L_p}{1+\alpha L_p} e^{-\alpha w}$$

Le photocourant résultant s'écrit par conséquent :

$$j_{ph} \approx -e\phi\left(1 - \frac{1}{1+\alpha L_p} e^{-\alpha w}\right)$$

Équation 38 : Expression exacte du photocourant.

Le signe – montre tout simplement, compte tenu de l'orientation de l'axe x sur la Figure 1, que le photocourant à travers la jonction est dirigé de la région de type n vers la région de type p, c'est-à-dire que c'est un courant inverse. Pour obtenir un photocourant important on a intérêt à réaliser la condition $\alpha w >> 1$, dans ce cas, le photocourant est maximum et simplement donné par :

$$j_{ph} \approx -e\phi$$

Équation 39 : Expression simplifiée du photocourant.

Cette expression traduit simplement le fait que dans ces conditions optimales, le flux d'électrons débités par la photodiode j_{ph}/e, est égal au flux ϕ de photons d'énergie supérieure au gap du semiconducteur, qui pénètrent dans le détecteur. Le rendement de la photodiode est maximum.

Courant d'avalanche

Lorsque la tension aux bornes de la jonction polarisée en inverse dépasse une certaine valeur, on observe un « claquage » de la jonction. Le courant inverse augmente alors brusquement en fonction de la tension appliquée, jusqu'à dégradation de la jonction.

Courant total

Le courant total d'une diode (pn ou p-i-n) en inverse est alors donné par :

$$\begin{aligned} J_{inverse} &= J_{saturation} + J_{génération} + J_{photogénéré} + J_{avalanche} \\ &= -\left(\frac{en_i^2 D_p}{N_d L_p\, th(d_n / L_p)} + \frac{en_i^2 D_n}{N_a L_n\, th(d_p / L_n)}\right) - \frac{en_i}{2\tau_m} W - e\phi - J_{av} \end{aligned}$$

Équation 40 : Expression du courant total d'une diode (pn, p-i-n) en inverse.