



**HAL**  
open science

# Etude et modélisation des transistors à effet de champ microondes à basse température. Application à la conception d'oscillateurs à haute pureté spectrale

Jacques Verdier

## ► To cite this version:

Jacques Verdier. Etude et modélisation des transistors à effet de champ microondes à basse température. Application à la conception d'oscillateurs à haute pureté spectrale. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 1997. Français. NNT: . tel-00010074

**HAL Id: tel-00010074**

**<https://theses.hal.science/tel-00010074>**

Submitted on 8 Sep 2005

**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.

N° d'ordre : 2647

Année : 1997

## **THESE**

Préparée au

**Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes du CNRS**  
en vue de l'obtention du

**DOCTORAT de l'UNIVERSITE PAUL SABATIER de TOULOUSE**  
Spécialité : Electronique : composants microondes.

par

**Jacques VERDIER**  
Maître ès Sciences

---

**ETUDE ET MODELISATION DES TRANSISTORS A  
EFFET DE CHAMP MICROONDES A BASSE TEMPERATURE.  
APPLICATION A LA CONCEPTION D'OSCILLATEURS A  
HAUTE PURETE SPECTRALE.**

---

Soutenue le 5 mai 1997, devant le jury :

MM.	A. MARTINEZ	Président
	O. LLOPIS	Directeur de thèse
	V. GIORDANO	Rapporteurs
	J. OBREGON	
	J. L. CAZAUX	Examineurs
	M. CHAUBET	
	P. CROZAT	
	J. GRAFFEUIL	

Rapport LAAS N° 097137

Cette thèse a été préparée au Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes du CNRS  
7 Avenue du Colonel Roche 31077 Toulouse Cédex, France

... Il ne faut jamais écouter les fleurs. Il faut les regarder et les respirer.  
La mienne embaumait ma planète, mais je ne savais pas m'en réjouir...

Le Petit Prince  
d'Antoine de Saint-Exupéry

A mon Père

A tous les miens

A mes amis

## AVANT PROPOS

Le travail présenté dans cette thèse a été effectué au sein du groupe "Composants et Circuits Micro-ondes" du Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (LAAS) du CNRS à Toulouse.

C'est pourquoi, je voudrais tout d'abord remercier Monsieur Le Professeur A. COSTES pour la confiance qu'il m'a témoignée en m'accueillant dans le laboratoire.

Ensuite, je tiens à remercier vivement Monsieur Le Professeur A. MARTINEZ qui m'a fait l'honneur d'accepter de présider le jury de thèse. Tout ce que je pourrais écrire pour lui exprimer ma profonde gratitude ne refléterait qu'en partie la réalité. Ses nombreux conseils dans le cadre du Réseau Doctoral en Microtechnologies et surtout son soutien durant des moments difficiles et personnels de ces quatre années de thèse resteront ancrés à jamais dans ma mémoire.

Que Messieurs J. OBREGON et V. GIORDANO, respectivement Professeur à l'Université de LIMOGES et Chargé de Recherche au Laboratoire de Physique et Métrologie des Oscillateurs de BESANCON, soient également remerciés pour avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse.

J'adresse également mes remerciements à Messieurs J. L. CAZAUX et M. CHAUBET Ingénieurs respectivement à ALCATEL ESPACE et CNES, ainsi qu'à Monsieur P. CROZAT Directeur de Recherche à IEF (Orsay), pour avoir accepté de juger ce travail.

Je tiens particulièrement à remercier Monsieur Le Professeur J. GRAFFEUIL pour la confiance qu'il m'a accordée en m'accueillant au sein du groupe "Composants et Circuits Micro-ondes" qu'il anime, ainsi que pour les conseils avisés qu'il m'a donnés.

Je tiens à témoigner toute ma reconnaissance à Monsieur O. LLOPIS, Chargé de Recherche au LAAS-CNRS, qui a assuré la direction de cette thèse. L'aboutissement de ce travail n'aurait pas été possible sans ses compétences scientifiques, et surtout sans sa disponibilité de tous les instants et ses nombreux conseils et encouragements. Je tiens par conséquent à souligner ses qualités humaines et pédagogiques qui, durant ces années de thèse et en particulier durant la période de rédaction de ce manuscrit, ont été pour moi d'un grand réconfort.

Je n'oublierai pas, bien sûr, tous les jeunes cadres du groupe CCM pour toutes les discussions scientifiques que nous avons eues. Je pense tout d'abord à Monsieur Michel GAYRAL qui a su toujours, et avec gentillesse, m'aider dans tous les problèmes de simulation que j'ai pu rencontrer. Mes remerciements vont également à Monsieur Laurent ESCOTTE qui, bien que légèrement bourru (préférentiellement le matin), m'a souvent apporté son aide précieuse sur des points relatifs à la caractérisation et à la modélisation des transistors à effet de champ. Dans ce même domaine, il est important de souligner que Monsieur Thierry PARRA m'a également fait profiter de son expérience. Notons, en outre, qu'il m'a été d'un grand secours dans mon combat quotidien contre "les petits lutins". Je tiens à remercier particulièrement Monsieur Robert PLANA dont les compétences concernant le bruit basse fréquence dans les composants actifs nous ont permis de mieux comprendre certains phénomènes. Enfin, je souhaite exprimer toute mon estime et ma reconnaissance à Monsieur Jacques RAYSSAC sans qui toutes les réalisations techniques auraient difficilement pu aboutir, ainsi qu'à Monsieur Jean-Marc DIENOT (dit le Patron) pour l'amitié qu'il m'a témoignée et pour l'aide précieuse qu'il m'a apportée dans la caractérisation impulsionnelle des transistors.

Ceci dit, "la vie" d'un doctorant ne peut pas se réduire uniquement à son activité de recherche, surtout dans un laboratoire comme le LAAS où certes le dynamisme et le travail sont ses deux caractéristiques principales mais où l'esprit fraternel et la convivialité sont des valeurs toujours présentes. De ce fait, je tiens exprimer dans un premier temps toute ma sympathie aux membres non permanents du groupe CCM qui ont contribué à instaurer une ambiance chaleureuse. A savoir J. Ph. ROUX et Ch. ZANCHI (les vieux "briscards" avec qui j'ai pu partager tant de plaisirs!), mais aussi Ph. ANDRE et J. C. CAYROU (les anciens), S. DESGREZ et B. VAN HAAREN (les suivants sur la liste), D. PRIETO (dit calimero), S. COLOMINES (le grand rugbyman..... de l'équipe du LAAS) et J. G. TARTARIN (Lui : "Hé!, j'ai une blague sur les cochons à trois pattes!" - Nous, tous en coeur : "non, non, c'est bon!"). Enfin, un grand merci aux deux petits derniers que sont mademoiselle Myrienne REGIS (qui sait si bien remonter le moral du thésard en détresse!) et le jeune impétueux et sympathique Bertrand GUILLON (qui a si peur en voiture qu'il suit depuis quelques années une thérapie : les courses de rallye!).

Ensuite, je souhaite adresser ma marque de sympathie à tous ceux avec qui j'ai partagé tant de moments agréables. Je pense en particulier à François OLIVIE, à qui je ne dirai jamais assez merci pour toutes les marques d'amitié qu'il m'a témoignées durant ces quatre années. Ce passionné de chasse ("... avec ce fusil je manque tout!") et de rugby (Lui : "j'espère que le stade

va mettre la *rouste* à Narbonne mais, ... ne le dis pas à Monsieur MARTINEZ!" - Moi : "j'espère surtout qu'ils vont arriver en demi-finale et qu'ils vont mettre la *trempe* à Agen mais, ... ne le dis pas à Monsieur GRAFFEUIL!") a des qualités humaines rarissimes étant donné l'époque où l'on vit.

Je pense également à P. TEMPLE (le tout jeune papa!), à H. GRANIER et Ch. MARROT, à D. ARZELIER et G. GARCIA, à L. LE GRATIET et P. DUBREUIL, à G. LACOSTE et J. L. SANCHEZ ou encore à J. L. DEBRIE (un vrai copain!) et Th. DO CONTO (le *Guy Roux* du FCLAAS). Ils savent mieux que quiconque ce que *convivialité* et *esprit d'équipe* signifient.

Que les membres de la division micro-électronique du laboratoire soient assurés de ma sympathie, notamment Monsieur H. MARTINOT (le premier a m'avoir *appelé par mon prénom*) mais aussi Messieurs A. MARTY, M. BENZHORA, A. CAZARE, J. P. BAILBE, G. SARRABAYROUSE, Th. CAMPS, N. NOLHIER, J. CAMINADE, F. CHAUVET et Mesdames F. LOZES, J. TASSELLI et E. BEDEL.

Un merci tout particulier à Monsieur C. PROST dont les conseils informatiques ont permis, de manière efficace, de lutter contre "les petits lutins" ainsi qu'aux charmantes secrétaires et autres standardistes que sont Mesdames Michèle et Marcelle BISSON mais aussi B. DUCROCQ et D. DAURAT.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance et ma sympathie aux personnels des services documentation, entretien et du magasin. C'est à dire à Messieurs Ch. BERTY (la preuve vivante que l'on peut être compétent et efficace dans son travail sans se prendre au sérieux.), G. BAUZIL, P. PICHON (il m'a fait le plaisir d'assister à ma soutenance, sa toute première!), R. ZITTEL, A. POUIL, G. LARREGOLA (le jeune retraité) C. LAJOINIE, D. DAURAT (dont les compétences techniques audiovisuelles m'ont permis de mettre en valeur mes travaux), A. CASTILLO, P. SOURROUIL, E. TASSELLI et G. GALINIER ("... Boudu! j'ai levé un grrrrros cochon ce dimanche mais je n'ai pas pu le tiiiiirrrer ; il avait les chiens au cul!..."). Les dames de ces services ne sont évidemment pas oubliées : un grand merci en particulier à A. BERGEZ (ses compétences et son esprit d'initiative m'ont maintes fois été d'une aide précieuse) et A. EVRARD (dont le dynamisme et l'efficacité dans son travail d'imprimeur ne rivalisent qu'avec ceux de Ch. BERTY).

Enfin, je ne pouvais terminer cet avant-propos sans exprimer ma profonde gratitude à Monsieur Christian MARROT qui sait toujours trouver le mot juste ou la marque de sympathie quand on en a besoin.



---

# SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE.....	1
----------------------------	---

## Chapitre I

### COMPOSANTS À EFFET DE CHAMP AUX TEMPÉRATURES CRYOGÉNIQUES

I - INTRODUCTION.....	8
II - COMPOSANTS À HOMOJONCTION ET À HÉTÉROJONCTION :	
LES DIFFÉRENTES STRUCTURES ÉTUDIÉES.....	8
II-1 Le MESFET GaAs.....	8
II-2 Le HEMT AlGaAs/GaAs.....	9
II-2-1 Les niveaux donneurs dans l'alliage $Al_xGa_{1-x}As$ .....	10
II-2-2 Caractéristiques physiques et technologiques du HEMT AlGaAs/GaAs.....	11
II-3 Le HEMT pseudomorphique.....	13
III - CARACTÉRISATIONS STATIQUES.....	15
III-1 Dispositif expérimental.....	15
III-2 Phénomènes parasites à basse température.....	17
III-2-1 Phénomène de "collapse" dans les HEMT.....	18
III-2-2 Autres phénomènes parasites dans les HEMT.....	24
III-2-3 Phénomènes parasites dans les HEMT pseudomorphiques.....	26
IV - MODÉLISATION DES TRANSISTORS À EFFET DE CHAMP HYPERFRÉQUENCE	
À BASSE TEMPÉRATURE.....	31
IV-1 Modélisation petit signal.....	31
IV-1-1 Méthode de calibrage pour la caractérisation de transistors en puce.....	31
IV-1-2 Détermination des éléments linéaires du modèle.....	32
IV-2 Modélisation fort signal.....	35
IV-2-1 Les non-linéarités du TEC GaAs.....	35



---

IV-2-1-1 Mesures impulsionnelles.....	36
IV-2-1-2 Modélisation des deux sources de courant non-linéaires.....	38
i) <i>La diode d'entrée <math>I_{gs}(V_{gs})</math></i> .....	38
ii) <i>La source de courant <math>I_{ds}(V_{gs}, V_{ds})</math></i> .....	38
IV-2-1-3 La capacité $C_{gs}(V_{gs})$ .....	41
IV-2-2 Validation des modèles.....	42
<b>V - ETUDE DU BRUIT BASSE FRÉQUENCE.....</b>	<b>43</b>
<i>V-1 Méthode de mesure.....</i>	<i>44</i>
<i>V-2 Bruit basse fréquence "en petit signal" (composant au repos).....</i>	<i>45</i>
V-2-1 Performances en bruit BF : étude comparative.....	45
V-2-2 Evolution du bruit BF en fonction de la température du cristal.....	47
<i>V-3 Une première application :</i>	
<i>L'amplificateur cryogénique pour détecteur infrarouge.....</i>	<i>50</i>
V-3-1 Position du problème et démarche expérimentale.....	50
V-3-2 Résultats de l'étude.....	52
V-3-3 Réalisation d'un montage en suiveur.....	53
<b>VI - CONCLUSION.....</b>	<b>54</b>
<i>Références bibliographiques du chapitre I.....</i>	<i>56</i>

---

## Chapitre II

### PHÉNOMÈNES DE CONVERSION DU BRUIT DANS LES OSCILLATEURS

<b>I - INTRODUCTION.</b> .....	<b>64</b>
<b>II - GÉNÉRALITÉS.</b> .....	<b>65</b>
<i>II-1 Le bruit dans les oscillateurs.</i> .....	65
<i>II-2 Topologie d'un oscillateur.</i> .....	67
<i>II-3 Fluctuations de phase dans un oscillateur à contre réaction parallèle.</i> .....	69
<b>III - COMPARAISON DU BRUIT DE PHASE MESURÉ ET SIMULÉ.</b> .....	<b>71</b>
<i>III-1 Dispositif de mesure</i> .....	71
<i>III-2 Résultats expérimentaux.</i> .....	72
<b>IV - COMPLEXITÉ DES PHÉNOMÈNES DE CONVERSION.</b> .....	<b>75</b>
<i>IV-1 Coefficient de conversion et facteur de "pushing".</i> .....	75
<i>IV-2 Comparaison théorie-expérience.</i> .....	79
<i>IV-3 Fonctionnement non-linéaire : problème de l'autopolarisation</i> .....	81
<i>IV-4 Modification du bruit basse fréquence par la puissance hyperfréquence.</i> .....	83
<i>IV-5 Conséquence sur l'évaluation du bruit de phase</i> .....	89
<i>IV-6 Modélisation en bruit et simulation</i> .....	94
<b>V - CONDITIONS DE FONCTIONNEMENT RETENUES POUR LE COMPOSANT ACTIF.</b> .....	<b>99</b>
<i>V-1 Point de compression à 1 dB.</i> .....	99
<i>V-2 Choix de la polarisation drain-source.</i> .....	101
<i>V-3 Adaptation en puissance du transistor.</i> .....	103
<b>VI - CONCLUSION.</b> .....	<b>107</b>
<b>Références bibliographiques du chapitre II.</b> .....	<b>110</b>

---

## Chapitre III

### L'OSCILLATEUR À HAUTE PURETÉ SPECTRALE : MÉTROLOGIE ET RÉALISATION

INTRODUCTION.....	115
<b><u>PARTIE A : MÉTROLOGIE DES OSCILLATEURS.....</u></b>	<b>116</b>
<b>I - Système de mesure passif :</b>	
<b>le discriminateur de fréquence.....</b>	<b>116</b>
I-1 Principe et généralités.....	116
I-2 Théorie du discriminateur à ligne à retard.....	117
I-3 Ligne à retard - Cavité en transmission : choix de l'élément de référence.....	119
I-3-1 <i>Plancher de bruit du banc passif à ligne à retard.....</i>	<i>119</i>
I-3-2 <i>Optimisation des paramètres <math>\tau</math>, <math>K_\phi</math> et <math>\Delta V_p</math>.....</i>	<i>119</i>
I-3-2-1 <u>Longueur de ligne optimale.....</u>	120
I-3-2-2 <u>Les paramètres <math>K_\phi</math> et <math>\Delta V_p</math> : importance du mélangeur.....</u>	120
I-3-3 <i>Amélioration de la sensibilité du banc de mesure :</i>	
<i>utilisation d'un résonateur.....</i>	<i>121</i>
I-3-3-1 <u>Cas général.....</u>	121
I-3-3-2 <u>Application aux oscillateurs à haute pureté spectrale.....</u>	122
<b>II - Système de mesure actif.....</b>	<b>125</b>
<b>III - Réalisation des différents dispositifs de mesure.....</b>	<b>128</b>
III-1 Description.....	128
III-1-1 <i>Le discriminateur de fréquence à ligne à retard.....</i>	<i>128</i>
III-1-2 <i>Méthode à référence active.....</i>	<i>129</i>
III-2 L'étape de calibration.....	130
III-2-1 <i>Cas des systèmes passifs.....</i>	<i>130</i>
III-2-2 <i>Cas des systèmes actifs.....</i>	<i>131</i>
III-3 Planchers de bruit pour les différents systèmes de détection.....	131
III-3-1 <i>Technique de mesure en mode de corrélation croisée.....</i>	<i>131</i>
III-3-2 <i>Evaluation des planchers de bruit.....</i>	<i>132</i>

---

III-4 Validité des différents systèmes de détection.....	133
<b>IV - Conclusion sur les différentes méthodes de détection.....</b>	<b>134</b>
<b><u>PARTIE B : RÉALISATION D'UN OSCILLATEUR À HAUTE PURETÉ SPECTRALE.....</u></b>	<b>135</b>
<b>I - Choix de la cavité résonante.....</b>	<b>135</b>
I-1 Résonateurs à haut facteur de surtension.....	135
<i>I-1-1 Le résonateur diélectrique fonctionnant sur son mode fondamental <math>TE_{01p}</math>.</i>	<i>135</i>
<i>I-1-2 Le résonateur diélectrique à films supraconducteurs à haute température.</i>	<i>136</i>
<i>I-1-3 Le résonateur saphir à mode de galerie.....</i>	<i>136</i>
I-2 Réalisations effectives.....	137
<b>II - Réalisation et caractérisation de l'oscillateur.....</b>	<b>142</b>
II-1 Réglages préliminaires des cavités.....	143
II-2 Caractérisation de l'oscillateur cryogénique réalisé.....	145
<b>III - Conclusion.....</b>	<b>146</b>
<i>Références bibliographiques du chapitre III. ....</i>	<i>148</i>
<b>CONCLUSION GENERALE.....</b>	<b>151</b>



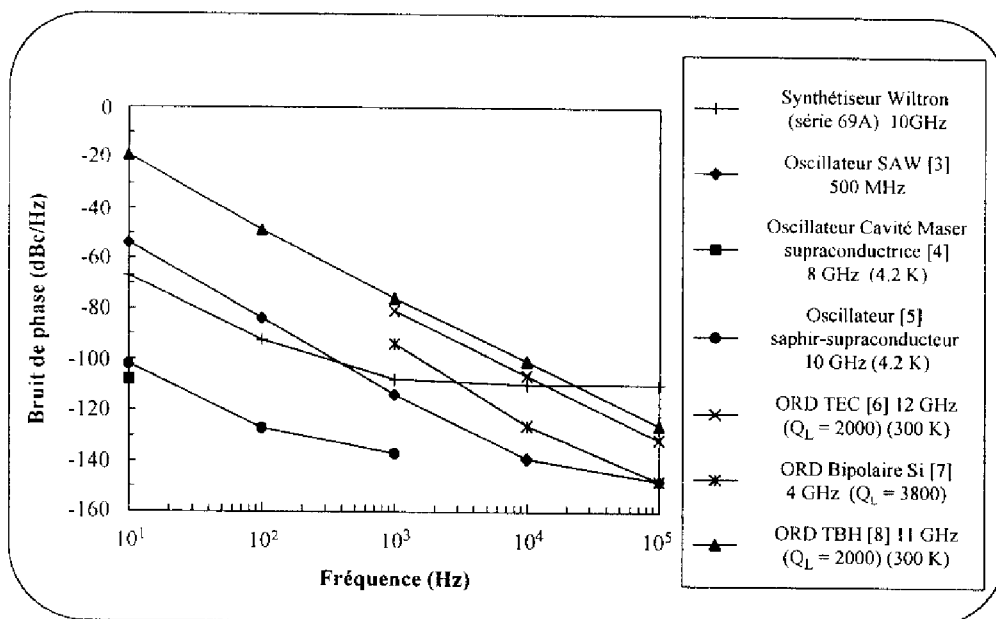
# INTRODUCTION GENERALE

Introduction générale.

Les dispositifs de télécommunications et les systèmes radars recouvrent à l'heure actuelle la grande majorité des applications des sources microondes. Dans le premier cas, la pureté spectrale de l'oscillateur local est le paramètre limitatif de la qualité des liaisons puisque son bruit se superpose au signal utile (par un processus de modulation de phase ou de fréquence). Dans le second cas, la sensibilité des radars dépend de l'encombrement spectral de l'oscillateur local qui est susceptible de masquer le déplacement de fréquence traduisant l'information issue de ces radars (cas des radars Doppler ou des radars FM-CW). De ce fait, le développement de tout système de radiocommunication exige de prendre un maximum de précautions au niveau de la conception de ces oscillateurs locaux afin de permettre l'amélioration de leur pureté spectrale dictée par la nécessité toujours croissante d'une grande sensibilité. En outre, l'évolution constante des composants actifs engendrée par les progrès technologiques, (augmentation des performances en fréquence et en bruit de fond) ainsi que le développement des simulateurs modernes permettant la caractérisation de circuits complexes et l'analyse des performances en bruit de phase conditionne largement l'évolution de la recherche dans ce domaine.

Suivant le type d'application envisagée, différentes techniques peuvent être utilisées pour la réalisation d'une source microonde à haute pureté spectrale. Nous avons reporté sur la figure 1 quelques résultats en bruit de phase qui rendent compte, à notre avis, des performances actuelles de ces divers oscillateurs. Les bruits de phase ont été multipliés jusqu'à une même fréquence (10 GHz) pour faciliter la comparaison entre les oscillateurs en termes de fluctuations relatives de fréquence. Le premier point remarquable concerne les sources basées sur la multiplication du signal issu d'une référence à quartz, en général un oscillateur BAW à 10 MHz (cas du synthétiseur Wiltron). Elles sont caractérisées par d'excellents niveaux de bruit de phase pour de très faibles distances à la porteuse ( $< 100$  Hz) mais présentent cependant un plancher de bruit prohibitif à partir de 1 kHz. Pour diminuer ce plancher de bruit, il est nécessaire que la tête hyperfréquence (généralement un oscillateur contrôlé en tension) ait un bruit propre inférieur au bruit plancher pour les mêmes distances à la porteuse. Par exemple, l'association du synthétiseur Wiltron 69A et de l'oscillateur à résonateur diélectrique (ORD) 4 GHz à transistor bipolaire silicium représenté sur la figure 1 conduirait, avec une bande de synchronisation correctement choisie, à un oscillateur de très bonne pureté spectrale quelle que soit la distance à la porteuse. Une autre solution consiste à utiliser un

oscillateur de référence à fréquence plus élevée (ou une référence intermédiaire) comme par exemple un oscillateur à ondes de surface (voir figure 1, source SAW). Toutefois, si ces techniques de synchronisation sur des oscillateurs à plus basse fréquence sont efficaces pour l'amélioration de la pureté spectrale, elles présentent l'inconvénient de générer des signaux parasites dont le filtrage n'est pas toujours aisé. L'utilisation d'un ORD à la fréquence de travail reste donc un choix intéressant, à condition de pouvoir abaisser suffisamment son bruit en oscillateur libre aux distances de la porteuse supérieures à 1 kHz (environ).



**Figure 1 :** Bruit de phase de différents types de sources microondes ramené à 10 GHz par le facteur multiplicatif :  $20 \log(10/f_0)$  avec  $f_0$  exprimé en GHz.

Pour cela, il est nécessaire d'optimiser à la fois le coefficient de qualité du résonateur et le bruit de l'élément actif chargé de maintenir l'oscillation. Le recours aux températures cryogéniques est un moyen efficace pour l'obtention de coefficients de qualité très élevés, particulièrement avec certains matériaux diélectriques monocristallins comme le saphir. La tangente de pertes du saphir autorise en effet, à 77 K, la réalisation de résonateurs présentant des coefficients de qualité supérieurs à  $10^6$ , pourvu qu'une géométrie particulière permette de minimiser les pertes associées au boîtier du résonateur (résonateur à modes de galerie ; résonateur saphir-supraconducteur ...). De plus, une bonne stabilité en température du dispositif peut être obtenue à 77 K ce qui minimise les dérives de fréquence à long terme. En



fait, comme on peut le constater sur la figure 1, les oscillateurs micro-ondes cryogéniques sont aujourd'hui les meilleures références de fréquence (en termes de fluctuations relatives de fréquence  $\Delta f / f$ ) vis à vis des fluctuations à court terme, c'est à dire à des distances à la porteuse supérieures à 10 Hz. Un problème est cependant posé par le choix du composant actif (et ses conditions de fonctionnement) susceptible d'être utilisé dans un tel oscillateur. En effet, des différences très marquées existent entre les divers transistors susceptibles d'entretenir une oscillation en bande X, tant au niveau des performances hyperfréquences que du bruit en excès aux basses fréquences (converti en bruit de phase dans l'oscillateur). Les trois types de composants que l'on peut à priori citer pour ce type d'application sont d'une part, les composants bipolaires silicium et d'autre part, ceux pouvant être réalisés à partir de semi-conducteurs composés c'est à dire les transistors à effet de champ (TEC) et les transistors bipolaires à hétérojonction (TBH). Cependant, les transistors bipolaires silicium peuvent difficilement fonctionner à des fréquences supérieures à 10 GHz et ne permettent pas d'être utilisés à la température de l'azote liquide en raison du phénomène de gel des porteurs. Ils doivent donc être, à l'heure actuelle, éliminés pour toute application cryogénique en bande X. Au niveau des deux autres types de composants et à température ambiante (figure 1), on peut constater que les performances en bruit de phase [1] [2] d'ORD à base de TEC ou de TBH (bien que ces derniers soient considérés comme prometteurs en particulier en raison du faible niveau équivalent de bruit "en 1/f" en entrée) sont du même ordre de grandeur. En outre, nous devons noter que la modélisation des transistors bipolaires à hétérojonction est plus complexe que celle des transistors à effet de champ.

Ce sont les raisons pour lesquelles nous nous sommes attachés à définir une technique rigoureuse de conception d'oscillateurs cryogéniques à base uniquement de transistors à effet de champ microondes.

Notre manuscrit est donc naturellement composé de trois parties portant successivement sur l'étude et la modélisation des TEC à basse température, sur l'analyse des phénomènes de conversion dans les oscillateurs et enfin sur la réalisation et la caractérisation d'un oscillateur à faible bruit de phase fonctionnant à la température de 77 Kelvin.

Ainsi, dans le premier chapitre, après un bref rappel sur les caractéristiques physiques et technologiques de chaque type de TEC (MESFET, HEMT et PHEMT) réalisés à base de matériaux III-V, nous étudions à 300 K et 77 K le comportement statique, dynamique petit signal et dynamique fort signal des composants à notre disposition. Ce travail nous permet

---

d'évaluer les performances électriques et les phénomènes parasites liés à l'abaissement de la température mais également de concevoir un modèle complet fort signal du TEC à basse température nécessaire à la conception d'un oscillateur microonde. Nous nous intéressons, enfin, à l'étude en bruit basse fréquence (BF) afin d'effectuer un premier classement de ces composants pour l'application visée.

Dans le deuxième chapitre, nous étudions tout d'abord, à partir d'une réalisation à 4 GHz, le comportement en bruit de phase de l'oscillateur utilisant chacun des transistors testés en fonction de la température. Nous comparons alors ces résultats avec les données issues du produit du facteur de "pushing" et du bruit BF mesuré au repos ; le facteur de "pushing" étant, soit mesuré in situ, soit simulé à l'aide d'un logiciel du commerce. Ceci nous conduit alors à définir de nouvelles conditions de mesure du bruit basse fréquence du composant et à mettre l'accent sur l'effet du comportement fort-signal au regard des sources de bruit du transistor. De plus nous mettons en évidence, pour certains points de polarisation, des disfonctionnements du modèle classique du TEC relatifs à la modélisation du comportement en bruit de phase de l'oscillateur. Nous présentons alors un modèle original du TEC capable de résoudre qualitativement les problèmes rencontrés. Enfin, dans la dernière partie, nous abordons l'analyse des conditions de fonctionnement du composant susceptibles de minimiser les fluctuations de fréquence d'un oscillateur. Les transistors retenus pour la réalisation de la source à haute pureté spectrale sont alors présentés.

Le dernier chapitre est consacré à la réalisation et à la caractérisation de l'oscillateur cryogénique. Après une présentation du dispositif de mesure de bruit de phase et des problèmes de métrologie associés à la caractérisation de ce type de source, nous présentons les cavités à résonateur diélectrique qui ont été conçues pour la stabilisation de l'oscillateur. Enfin, nous terminons ce mémoire sur quelques premiers résultats de mesure obtenus sur un ORD pour lequel résonateur et transistor sont simultanément refroidis.

---

Références bibliographiques.

- [1] U. GÜTTICH  
*"Active elements used in microstrip dielectric resonator oscillators"*,  
Microwave Journal, pp. 92-96, Avril 1996.
- [2] O. LLOPIS, J. VERDIER, Ph. ANDRE, J. GRAFFEUIL  
*"Etude comparative du bruit de phase d'oscillateurs micro-ondes à TEC et TBH"*,  
9<sup>ème</sup> Journées Nationales Microondes, Paris 1995.
- [3] Raytheon Co.  
*"SAW devices set long-term stability marks"*,  
Microwaves and RF, pp. 136-138, Mai 1994.
- [4] G. J. DICK and R. T. WANG.  
*"Ultra-stable performance of the superconducting cavity maser"*,  
IEEE Trans. Instrumentation and Measurement, vol. 40, No. 2, Avril 1991.
- [5] M. E. TOBAR and D. G. BLAIR.  
*"Phase noise analysis of the sapphire loaded superconducting niobium cavity oscillators"*,  
IEEE Trans. Microwave Theory and Tech., vol. 42, No. 2, Février 1994
- [6] J. GRAFFEUIL, A. BERT, M. CAMIADE, A. AMANA, J.F. SAUTEREAU  
*"Ultra low noise MESFET microwave oscillators"*,  
Noise in Physical Systems and 1/f Noise, pp. 329-332, 1983.
- [7] O. LLOPIS, J. VERDIER, M. REGIS, R. PLANA, M. GAYRAL, J. GRAFFEUIL  
*"Correlation between microwave transistors low frequency noise, amplifiers residual phase noise and oscillators phase noise. Consequences on oscillators phase noise modeling"*,  
NATO Advanced Research Workshop, Sozopol 1996.
- [8] M. N. TUTT, D. PAVLIDIS, A. KHATIBZADEH, B. BAYRAKTAROGLU  
*"The role of baseband noise and its upconversion in HBT oscillator phase noise"*,  
IEEE Trans. Microwave Theory and Tech., vol. 43, No. 7, Juillet 1995.

## CHAPITRE I

### **Composants à effet de champ aux températures cryogéniques**

---

## Chapitre I - Composants à effet de champ aux températures cryogéniques.

### I - Introduction.

Ce premier chapitre a pour objet la description des étapes principales nécessaires à l'étude et à la conception de circuits cryogéniques à base de transistors à effet de champ (TEC). Après une introduction sur les caractéristiques physiques et technologiques des diverses structures utilisées, nous présenterons la première partie de ce travail consacrée à l'étude aux basses températures ( $T < 150$  K) du comportement statique des composants à notre disposition. Ces mesures doivent permettre une présélection des composants par rapport à leur fonctionnement aux températures cryogéniques (performances électriques, phénomènes parasites liés à l'abaissement de la température...).

La deuxième partie portera sur la modélisation complète des transistors à effet de champ. La méthode et les moyens employés pour la détermination des éléments linéaires et non-linéaires seront précisément décrits. Un modèle fort signal du TEC à basse température en vue de la conception d'un oscillateur à haute pureté spectrale sera alors présenté.

Enfin, dans une dernière partie, nous nous intéresserons aux performances en bruit basse fréquence (BF) de ces composants. Cette étude devrait nous permettre d'une part d'effectuer un tri en bruit BF et d'autre part de compléter notre modèle de TEC (insertion d'un générateur équivalent en tension placé en entrée) afin d'étudier ultérieurement la conversion bruit basse fréquence-bruit de phase dans les oscillateurs microondes. Nous nous pencherons ensuite sur les conséquences concernant l'utilisation de ces composants pour la réalisation d'un circuit électronique basse fréquence pour la détection infrarouge.

### II - Composants à homojonction et à hétérojonction : les différentes structures étudiées.

#### II-1 Le MESFET GaAs.

Le MESFET est un composant à effet de champ de type Schottky, réalisé à partir d'un substrat semi-isolant d'Arséniure de Gallium (GaAs). Le principe de fonctionnement d'une telle structure peut être séparé en deux points :

- Le contrôle du nombre de porteurs dans le canal est gérée par l'électrode de grille.

- L'application d'un potentiel positif sur l'électrode de drain, supérieur à celui appliqué sur la source permet de créer dans le canal un champ électrique nécessaire à la conduction.

Cependant, la nécessité de doper le canal avec des impuretés de type donneur (n-Silicium) dégrade les propriétés de transport (en particulier la mobilité électronique) par rapport à celles du matériau intrinsèque (exemple : pour le matériau non dopé :  $\mu_0 = 8500 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ , pour un dopage  $N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  :  $\mu_0 = 4000 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ). A fortiori, le surdopage nécessaire du canal, lorsque l'épaisseur de la couche active est réduite, (parallèlement à une diminution de la longueur de grille) s'accompagne d'une importante dégradation des propriétés de transport en raison d'interactions coulombiennes entre électrons et impuretés ionisées. Il en résulte une limitation des performances fréquentielles de ce composant et par conséquent, même les structures les plus performantes ne pourront présenter des fréquences maximales d'oscillation supérieures à 100 GHz [1], [2]. De ce fait, au delà de 40 GHz aucune application à base de MESFET GaAs ne peut être envisagée.

On a par conséquent recouru pour les applications fonctionnant dans le domaine millimétrique aux composants à hétérojonction pour lesquels la séparation spatiale des électrons libres du canal et des impuretés donatrices permet de profiter des excellentes propriétés de transport du matériau intrinsèque. Intéressons-nous au premier de ces composants, le transistor à haute mobilité électronique (HEMT) constitué par l'hétérostructure n-AlGaAs/GaAs.

## II-2 Le HEMT AlGaAs/GaAs.

Avant d'examiner plus en détail la structure de ce composant, nous avons choisi dans un premier temps de nous pencher sur les niveaux donneurs de l'alliage  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  qui comme nous le verrons lors des études statiques et en bruit basse fréquence sont responsables de nombreux phénomènes parasites susceptibles de dégrader fortement les performances de ces composants, en particulier aux basses températures.

### II-2-1 Les niveaux donneurs dans l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ .

Les niveaux donneurs dans l'alliage  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  a été un sujet largement étudié par le passé [3]-[10]. A partir de ces travaux, nous pouvons maintenant affirmer que pour ces alliages à faible taux d'Aluminium ( $x < 0.2$ ) la concentration des électrons libres est sensiblement du même ordre de grandeur, pour un dopage Si  $> 10^{16}\text{cm}^{-3}$  [7]-[10], que la concentration des impuretés dopantes, et de ce fait peu de porteurs se trouvent piégés même jusqu'à des températures avoisinant celle de l'hélium liquide ( $T = 4.2\text{ K}$ ). Par contre, pour des taux d'aluminium plus élevés (typiquement  $x > 0.2$ ) des mesures de DLTS (spectroscopie transitoire de niveaux profonds) capacitives et en courant ont montré une nette augmentation de la concentration d'un centre profond, généralement dénommé centre DX (car considéré originellement comme un complexe formé d'un atome donneur substitutionnel (D) et d'un défaut de maille inconnu (X) [3] [4] [6] [10]) qui réduit fortement la concentration des électrons libres par rapport à la concentration des dopants. A 77 K une partie importante des porteurs se trouvent piégés [4] [9].

En fait, il a été montré que coexistaient (essentiellement pour  $0.2 < x < 0.4$ ) [8] [10] dans l'AlGaAs deux niveaux donneurs : un niveau peu profond référencé par rapport au bas de la bande de conduction de la vallée  $\Gamma$  (situé à moins de 10 meV) et un niveau profond (le centre DX) référencé habituellement par rapport au minimum de la vallée L (même si des couplages entre le centre DX et le minimum de la vallée X [11] ou encore avec les deux vallées supérieures X et L ont été observés). Pour cette plage de variation du taux d'aluminium la concentration des donneurs peu profonds ( $N_D$ ) décroît rapidement ; la concentration des donneurs profonds ( $N_{DX}$ ), quant à elle, augmente de telle sorte que la somme  $N_D + N_{DX}$  reste constante [12]. Le mécanisme physique responsable de la coexistence entre ces deux niveaux donneurs et de cette évolution [8] repose sur l'interaction des atomes d'impuretés donatrices (en fonction du taux d'aluminium) avec les différents minima de la bande de conduction. En d'autres termes, le centre DX n'est autre qu'un donneur substitutionnel et la transition *niveau peu profond-niveau profond* résulte de changements de la structure de la bande de conduction avec le taux d'aluminium dans l'alliage AlGaAs. Cette conclusion qui résulte d'une étude de spectres de DLTS (pour des matériaux de GaAs dopé Si sous différentes pressions hydrostatiques) va cependant à l'encontre de premiers travaux sur le domaine qui expliquaient l'origine du centre DX par l'introduction de défauts, d'impuretés résultant de l'incorporation

d'aluminium. Néanmoins, Il est maintenant généralement admis que le niveau DX est bien un état d'un atome donneur substitutionnel isolé et la variation des propriétés de transport ainsi que les cinétiques des processus de capture et d'émission d'un niveau DX avec la structure de la bande de conduction sont aujourd'hui bien compris [10].

En ce qui concerne l'énergie d'activation pour l'émission thermique d'un électron (d'un niveau DX à la bande de conduction) des mesures de DLTS à capacité constante ont montré qu'elle était indépendante de la composition de l'alliage  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  (par rapport à la fraction d'aluminium  $x$ ) et du dopage (concentration) [8] [10] [13]. Par ailleurs, il est à noter que cette énergie d'activation est indépendante de la pression hydrostatique appliquée pour la réalisation d'échantillons dopés Si [14] mais par contre qu'elle dépend de la nature des atomes donneurs (Si, Te, Sn ...) [15]. Dans le cas d'un dopage silicium cette énergie a pour valeur environ 0.45 eV.

Nous tenons à signaler en guise de conclusion de ce paragraphe que l'article de synthèse de P. M. Mooney [10] devrait répondre plus en détail aux questions que peut se poser le lecteur désireux d'approfondir ses connaissances dans ce domaine.

### II-2-2 Caractéristiques physiques et technologiques du HEMT AlGaAs/GaAs.

Dans un HEMT standard AlGaAs/GaAs, comme dans tout autre composant à effet de champ à hétérojonction, l'hétérostructure permet donc de séparer les atomes donneurs (ici, de la couche AlGaAs dopée  $n^+$ ) des électrons susceptibles de participer à la conduction dans le canal (couche de GaAs non intentionnellement dopée). Rappelons brièvement les paramètres et les raisons du processus physique mis en jeu [16] :

L'hétérostructure AlGaAs/GaAs est constituée de deux matériaux semiconducteurs en accord de maille mais à largeur de bande interdite et d'affinité électronique différente.

A l'équilibre thermodynamique, l'alignement des niveaux de Fermi de chacun des matériaux entraîne à l'interface une discontinuité  $\Delta E_c$  de la bande de conduction. Une zone de déplétion apparaît alors du côté du matériau à grand gap tandis qu'une zone d'accumulation se forme dans le matériau à plus grande affinité électronique. Par conséquent, les électrons des atomes donneurs ionisés diffusent vers le matériau binaire pour y former un gaz d'électrons bidimensionnel confiné dans un puits quantique. Pour améliorer ce confinement et la mobilité [17] [18] une couche d'AlGaAs de faible épaisseur (quelques 10 Å) non intentionnellement dopée est généralement intercalée entre les deux couches de



matériaux. Cette couche d'interface (ou "spacer") permet d'augmenter la séparation spatiale évoquée précédemment. Si l'on souhaite privilégier la mobilité à la concentration des porteurs dans le gaz, l'épaisseur de cette couche peut être augmentée au delà de 100 Å.

Au niveau du dopage de la couche d'AlGaAs, les progrès technologiques en matière d'épithaxie par jet moléculaire permettent aux structures actuelles de présenter des dopages planaires ( $\delta$ ). Ces dopages  $\delta$  ont l'avantage de positionner les atomes donneurs près de l'interface. Outre une plus forte concentration d'électrons dans le gaz bidimensionnel, cette technique permet de réduire la distance grille-canal et par là même, permet d'améliorer le contrôle des porteurs sous la grille [19].

Cependant le transistor HEMT AlGaAs/GaAs voit ses performances fréquentielles limitées pour deux raisons essentielles. La première concerne la discontinuité de la bande conduction  $\Delta E_c$ , à l'interface de l'hétérojonction  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$  (typiquement de l'ordre de 200 à 280 meV pour des taux d'aluminium compris entre 0.25 et 0.35 [17] [19]). En effet, pour des polarisations positives de grille cette faible discontinuité (en comparaison avec des matériaux réalisés à base d'Indium par exemple) ne permet plus de considérer comme dépeuplée la couche d'AlGaAs dopée  $n^+$ . Il en résulte une saturation prématurée de la densité des gaz d'électrons bidimensionnel qui se traduit par une dégradation des performances de ce composant.

La seconde raison concerne la limitation de la fréquence de coupure du gain en courant  $F_1$  (et de ce fait de la valeur de la fréquence maximale d'oscillation  $F_{max}$ ) par la vitesse des porteurs  $V_s$ . Ainsi, dans les transistors à grille submicronique où le champ électrique est très intense, les propriétés de transport des porteurs ne sont plus conditionnées par leur mobilité mais par leur vitesse. Les propriétés de transport du matériau intrinsèque, c'est à dire l'Arséniure de Gallium, font donc du HEMT standard AlGaAs/GaAs un bon candidat uniquement pour des applications fonctionnant jusqu'à des fréquences de l'ordre de 60 - 70 GHz.

En conséquence, pour satisfaire aux besoins sans cesse croissant de montée en fréquence, l'idée de base a été de remplacer le GaAs du canal par un autre matériau à faible gap autorisant une vitesse  $V_s$  à fort champ électrique la plus élevée possible : l'InGaAs. Les récents progrès technologiques en matière d'épithaxie ont donc donné naissance au troisième type de composant à effet de champ que nous allons aborder maintenant, le HEMT pseudomorphique.

---

### II-3 Le HEMT pseudomorphique.

L'intérêt d'utiliser une fine couche d'InGaAs comme canal du transistor HEMT réside dans deux facteurs :

- Amélioration des propriétés de transport de ce matériau par rapport à celles du GaAs.
- Amélioration du confinement des porteurs en raison d'une plus grande discontinuité de la bande de conduction ( $\Delta E_c = 340$  meV pour des pourcentages d'aluminium et d'indium égaux respectivement à 25 % et 20 % [19]).

Cependant, l'InGaAs n'est pas adapté en maille sur GaAs. Ce matériau est donc contraint et il est par conséquent nécessaire que l'épaisseur du canal soit inférieure à une certaine épaisseur critique afin que le désaccord de maille soit absorbé élastiquement [20]. Cette épaisseur critique est une fonction décroissante du taux d'Indium de la couche. Il existe donc un compromis technologique à trouver entre un taux d'Indium élevé qui permet d'obtenir un  $\Delta E_c$  important (afin d'améliorer le confinement des porteurs et l'efficacité de modulation c'est à dire le contrôle des porteurs sous la grille) et une épaisseur de canal respectable. En pratique ce taux d'Indium n'excède pas 25 % associé à un taux d'aluminium dans la couche donatrice d'AlGaAs de 22 % [17].

Pour s'affranchir de ce problème technologique, la structure doit être modifiée. Le transistor est alors réalisé à partir d'un substrat d'InP et le nouveau couple de matériau composant l'hétérojonction devient l'InGaAs/InAlAs. La discontinuité de la bande de conduction peut alors atteindre des valeurs de l'ordre de 0.5 eV. Si l'on augmente les taux d'indium dans la couche d'InGaAs ( $x > 0.53$ ) et d'aluminium dans la couche d'InAlAs la structure devient alors, comme dans le cas du HEMT pseudomorphique sur GaAs, contrainte. Cette technologie récente permet d'améliorer grandement les performances du composant en raison d'une combinaison de différents facteurs [21] [22] tels qu'une meilleure densité de charges dans le gaz, une vitesse et une mobilité plus élevée et un meilleur confinement des porteurs. Le canal d'un transistor ainsi réalisé permet d'obtenir une conductivité deux fois supérieure à celle des HEMT conventionnels. Cependant, deux problèmes technologiques ne

sont pas encore entièrement résolus. Il s'agit tout d'abord de la faible hauteur de la barrière Schottky sur InAlAs (typiquement 0.55 eV) qui est responsable de courants de fuites sur la grille relativement élevés. Ensuite, les faibles tensions de claquage observées sur l'InP rendent ces composants peu utilisables pour l'amplification de puissance. Toutefois, et en dépit de ces considérations, les dernières réalisations dans le domaine semblent présager d'un bel avenir pour le HEMT sur InP pour les applications hyperfréquences et plus exactement dans la gamme supérieure des fréquences millimétriques ( $f \sim 200$  GHz). En effet, nous pouvons citer à titre d'exemple [23], des structures de longueur de grille de  $0.1 \mu\text{m}$  utilisant un pourcentage d'indium de 68 % dans l'InGaAs et des dopages planaires qui ont permis d'atteindre la meilleure performance à ce jour pour un transistor : un  $F_{\text{max}}$  -extrapolé- de 600 GHz.

Nous venons donc de présenter les caractéristiques principales des structures des différentes familles de transistor à effet de champ à notre disposition. Nous allons maintenant nous intéresser à leur fonctionnement à basse température en étudiant dans un premier temps leurs caractéristiques statiques.

III - Caractérisations statiques.

Les composants retenus pour cette étude sont disponibles commercialement. Nous avons regroupé dans le tableau 1.1 les caractéristiques géométriques des composants étudiés.

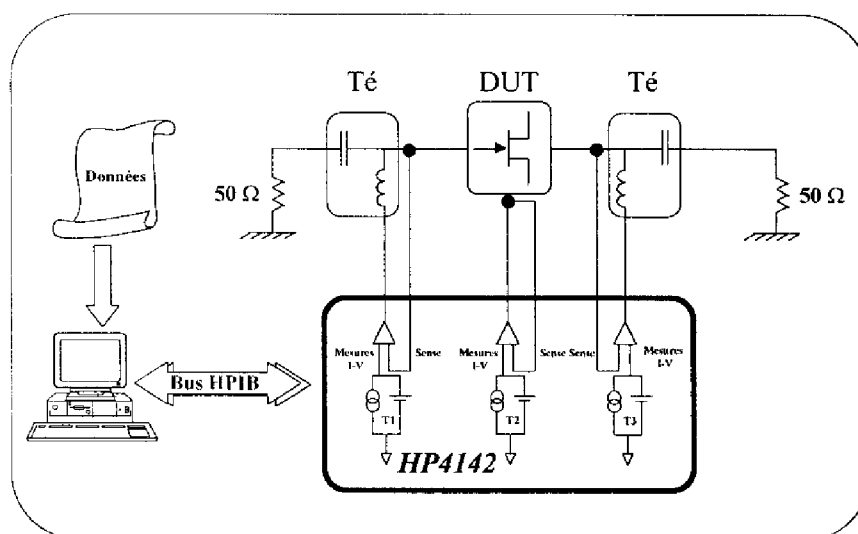
<i>Constructeur</i>	<i>Type</i>	<i>Structure</i>	<i>Dimensions</i> (Lg*W en $\mu\text{m}^2$ )
MITSUBISHI	MGF 1425	MESFET GaAs	$0.4 \times (4 \times 60)$
	MGF 4416	PHEMT InGaAs/GaAs	$0.25 \times (4 \times 50)$
	MGF 4417	PHEMT InGaAs/GaAs	$0.25 \times (4 \times 50)$
NEC	NEC 32400	PHEMT InGaAs/GaAs	$0.25 \times (4 \times 50)$
TOSHIBA	JS8902_AS	HEMT AlGaAs/GaAs	$0.25 \times (4 \times 50)$
GEC-MARCONI	F20	MESFET GaAs	$0.5 \times (4 \times 75)$

**Tableau 1.1:** caractéristiques géométriques des composants étudiés.

III-1 Dispositif expérimental.

La figure 1.1 représente le schéma synoptique du banc de caractérisation statique. L'ensemble modulaire de sources continues (HP4142) comprend trois tiroirs d'alimentations programmables ainsi qu'un tiroir d'asservissement. Chacune de ces sources est configurée pour l'étude statique de FET en générateur de tension. L'utilisation de deux connecteurs triaxiaux, reliant la source modulaire aux transistors sous test, permet de minimiser les capacités parasites dues aux câbles. Le premier de ces connecteurs, dénommé "force", délivre

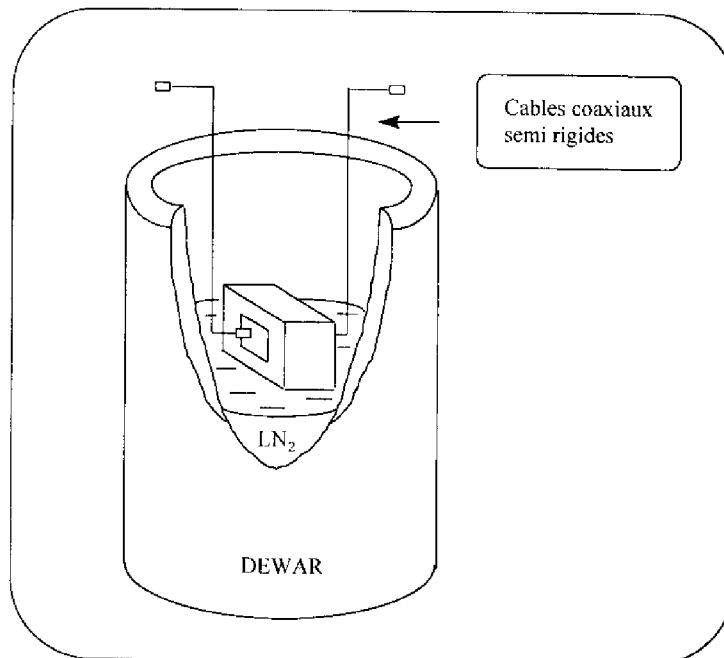
le signal voulu, le second "sense", connecté au plus près du composant, permet de s'affranchir des pertes résistives à travers les câbles et les inductances des tés de polarisation. Enfin, deux tés de polarisation chargés par une impédance de  $50 \Omega$  sont placés respectivement sur les accès de grille et de drain afin d'éliminer les oscillations parasites susceptibles de prendre naissance dans le circuit.



**Figure 1.1 :** Schéma synoptique du banc de caractérisation statique.

Pour effectuer le relevé des caractéristiques à basse température nous disposons au laboratoire de divers équipements : une étuve régulée connectée à un réservoir d'azote liquide sous pression et permettant un travail de 90 K jusqu'à la température ambiante ; une enceinte sous vide partiellement immergeable dans l'azote liquide pour des mesures autour de 100 K ; enfin, la technique consistant à plonger le support de test dans un dewar d'azote liquide, sans immersion totale cependant, pour un travail à la température fixe de 77 K dans les vapeurs d'azote. C'est cette dernière technique que nous avons choisie car il s'agit de la plus simple à mettre en œuvre. Elle permet de plus une mise en froid rapide (20 mn environ) et assure une bonne stabilité thermique grâce à l'adjonction au boîtier du transistor d'une pièce en laiton de forte capacité thermique. Le schéma expérimental est représenté sur la figure 1.2 (pièce en laiton non reportée). Les composants en puce sont montés sur un support de test (semelle en kovar), avec un accès  $50 \Omega$  en ligne microruban,

inséré dans un boîtier de type BMH 60 [17]. La configuration retenue pour la caractérisation et l'extraction du schéma équivalent est la configuration source commune.



**Figure 1.2 :** Dispositif de refroidissement.

### III-2 Phénomènes parasites à basse température.

Le comportement aux basses températures des transistors à haute mobilité électronique standard (HEMT) ou pseudomorphique (PHEMT) a été largement étudié ces quinze dernières années [24]-[27]. L'objet de ces travaux était de vérifier si l'augmentation de la mobilité dans la zone active non dopée de ces composants à basse température se traduisait effectivement par de meilleures performances statiques et dynamiques. En effet, même si la fréquence de coupure, le gain et le bruit haute fréquence de certains composants s'améliorent significativement à la température de l'azote liquide, d'autres par contre, présentent des effets néfastes à leur bon fonctionnement.

Ces phénomènes parasites, jusqu'alors inexistantes dans les premières structures à effet de champ (MESFET), apparaissent généralement en dessous de 150 K et se traduisent par :

- Le "collapse" (terme anglo-saxon signifiant l'écrasement des caractéristiques statiques I-V à faible champ).

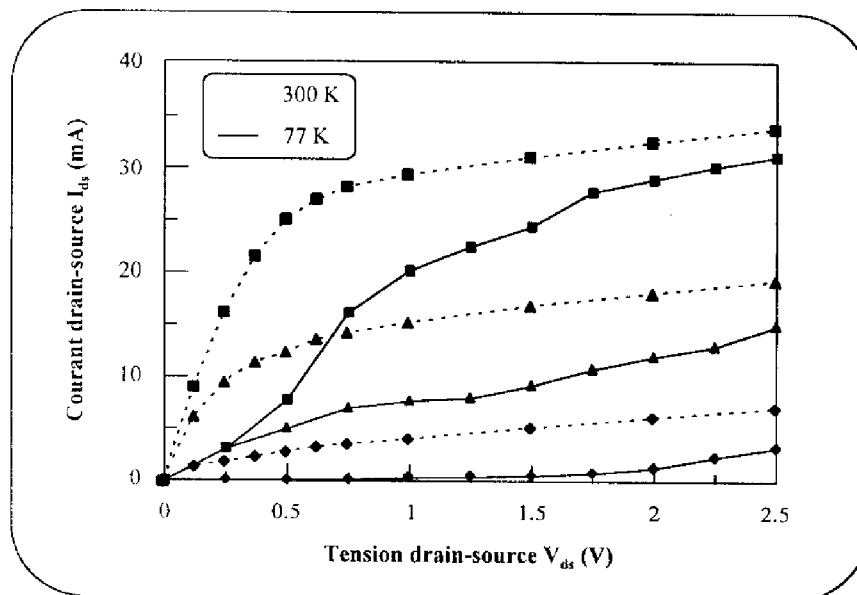
Composants à effet de champ aux températures cryogéniques.

- Le décalage de la tension de grille correspondant au maximum de la transconductance.
- Le décalage de la tension de seuil.
- La photosensibilité.
- L'effet de coude.

Voyons dans quelle mesure ils affectent le fonctionnement de nos composants.

### III-2-1 Phénomène de "collapse" dans les HEMT.

Comme montré sur la figure 1.3, dans l'obscurité, l'analyse DC permet de mettre en évidence que le comportement statique du HEMT TO8902 est dramatiquement affecté par l'abaissement de la température [28] : pour les tensions drain-source inférieures à 1V on observe l'écrasement des caractéristiques  $I_{ds}(V_{ds})$  ("collapse") [25] [26] [29] [30].

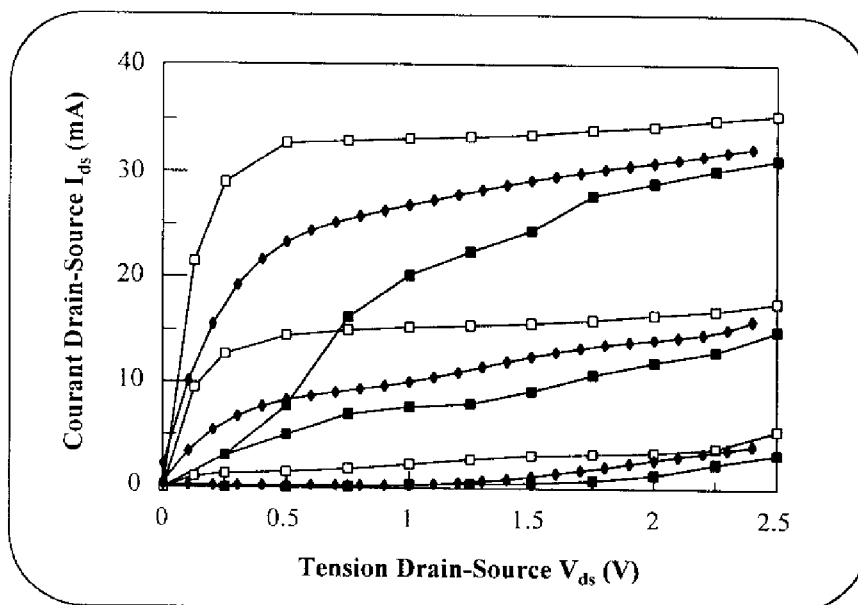


**Figure 1.3 :** Caractéristiques statiques I-V du HEMT TO8902 à 300 K et 77 K.

(-■- :  $V_{gs} = 0V$  ; -▲- :  $V_{gs} = -0.2V$  ; -◆- :  $V_{gs} = -0.4V$ )

Ce comportement typique des basses températures ( $< 150 K$ ) disparaît sous des conditions d'éclairement (figure 1.4) en lumière blanche [30]. Cependant, l'utilisation d'un

dispositif d'éclairage est relativement complexe pour les applications à basse température. En outre, nous pouvons constater sur la figure 1.4 que le phénomène de "collapse" n'apparaît pas sur les caractéristiques I-V relevées en régime impulsionnel. Ce résultat est évidemment capital pour le choix du transistor en vue de l'élaboration d'un modèle non-linéaire, puisque le composant en régime fort signal conserve apparemment de bonnes performances électriques même dans l'obscurité. La question que l'on peut alors se poser est de savoir pourquoi l'écrasement des caractéristiques I-V (figure 1.4) apparaît lors de la caractérisation statique et non lors de mesures en impulsion. En effet, on peut penser, à priori, que le "collapse" est un phénomène purement basse fréquence pour ne pas dire continu puisqu'il n'est pas présent sur les caractéristiques impulsionnelles et qu'il est alors possible de l'ignorer pour des applications hautes fréquences. Par conséquent, suivant cette hypothèse, les études DC sur le degré de "collapse" démontrant sa forte dépendance avec les conditions de polarisation (stress) appliquées au composant avant leur caractérisation statique [25] [30]-[32] n'auraient que peu d'intérêt pour nos travaux. Nous avons donc voulu examiner cette hypothèse en étudiant, dans un premier temps, le comportement fort signal en régime impulsionnel du HEMT en fonction de la tension de repos drain-source  $V_{dsDC}$ .

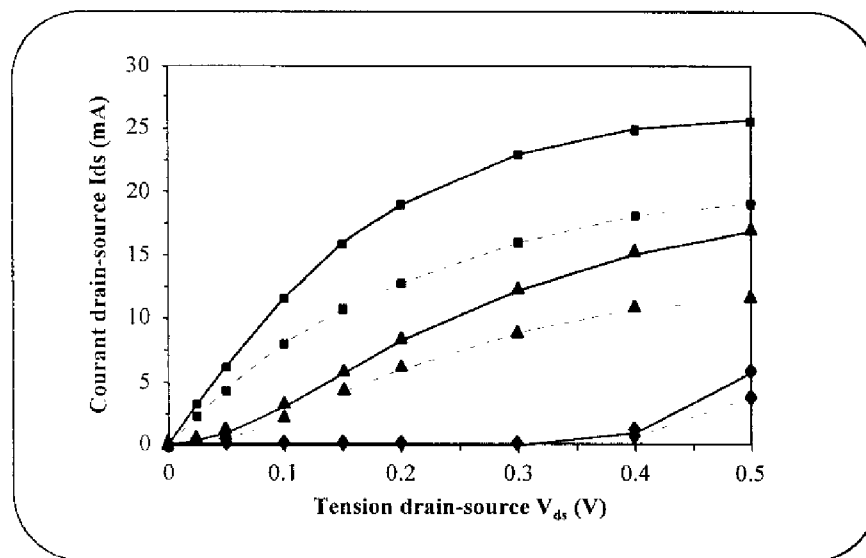


**Figure 1.4 :** Caractéristiques I-V du HEMT pour  $V_{gs} = 0V, -0.2V, -0.3V$  à 77 K.

-■- : statique-obscurité ; -□- : statique-éclairage ;  
 -◆- : impulsionnelle-obscurité - polarisation DC :  $V_{dsDC} = 2V, V_{gsDC} = -0.1V$



Sur la figure 1.4 le réseau impulsionnel I-V exempt de ce phénomène parasite a été obtenu pour une tension  $V_{dsDC} = 2V$ . Par contre, nous avons pu constater, pour une tension  $V_{dsDC} = 1V$  (réseau non reporté) un écrasement des caractéristiques impulsionnelles à basse température. Le choix du point de repos est donc primordial dans le déclenchement de ce phénomène. Nous nous sommes alors intéressés aux données issues de la littérature traitant du fonctionnement DC à basse température de ces composants. Par exemple, Kastalsky et al. ont montré que dans le cas de transistors HEMT, il existe une "région électrique" susceptible d'engendrer le phénomène de "collapse". Cette région se délimite généralement par  $V_{gs} \geq V_u$  (où  $V_u$  est la tension pour laquelle la couche GaAlAs ne conduit pas en raison de l'étendue de la zone de charge d'espace sous la grille) et  $V_{ds} \geq 1V$  [30]. Ceci recoupe nos premiers résultats présentés sur la figure 1.3 où l'importante dégradation des caractéristiques statiques I-V résulte d'un tracé préliminaire à  $V_{gs} = 0V$ , la tension drain-source variant de 0V à 2.5V.

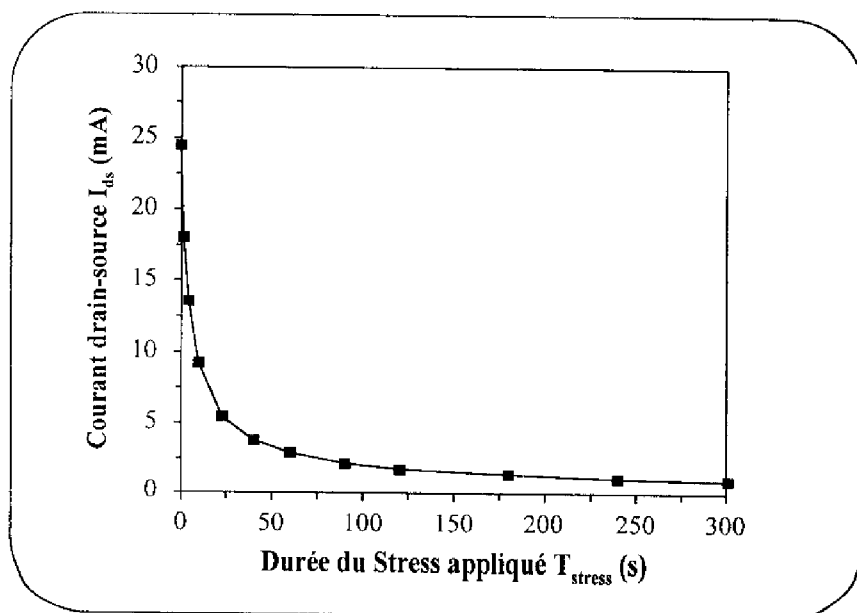


**Figure 1.5 :** Caractéristiques I-V du HEMT à  $V_{gs} = 0V$  (traits pleins) et  $V_{gs} = -0.1V$  (pointillés) ; Stress à  $V_{gs} = 0V$ : -■-  $V_{ds} = 3V$ ; -▲-  $V_{ds} = 2V$  ; -◆-  $V_{ds} = 1V$

Il semble donc qu'il n'y ait pas de différence fondamentale entre le comportement en DC après un stress en tension et le comportement en régime impulsionnel avec maintien d'un point de repos continu (remplaçant le stress). Nous avons donc décidé de poursuivre l'étude à partir de mesures statiques, ce qui simplifie grandement l'appareillage, mais en effectuant des

relevés uniquement en zone ohmique après application d'un stress donné. La limitation en régime ohmique permet de tester les caractéristiques de transport dans le canal sans pour autant modifier l'état initial du transistor fixé par la valeur du stress en tension.

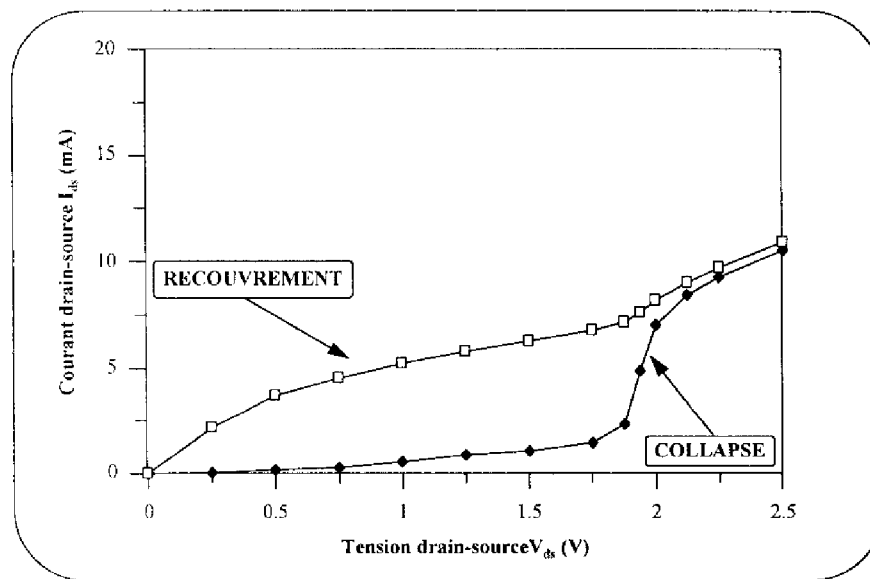
La figure 1.5 représente le relevé des caractéristiques après un stress initial correspondant au maintien pendant 5 minutes d'une tension drain élevée (successivement  $V_{\text{stress}} = 1\text{V}, 2\text{V}, 3\text{V}$ ) et d'une tension grille  $V_{\text{gs}} = 0\text{V}$ . L'importance de la valeur choisie pour le stress en tension apparaît ici clairement. On observe une distorsion maximale des caractéristiques I-V pour la tension  $V_{\text{stress}}$  égale à 1V. Par contre, pour des tensions drain supérieures ou égales à 3V il y a recouvrement des caractéristiques c'est à dire suppression du phénomène parasite. Les états de "collapse" et de recouvrement peuvent donc être obtenus simplement en changeant la valeur de  $V_{\text{stress}}$  [31] [32]. Le second paramètre intervenant dans ce phénomène parasite est la durée du stress appliqué ( $T_{\text{stress}}$ ). Les résultats présentés sur la figure 1.6 montrent l'évolution du phénomène en fonction de ce paramètre ( $V_{\text{stress}} = 1\text{V}$ ,  $V_{\text{gs}} = 0\text{V}$ ). Le "collapse" est évalué à travers l'amplitude du courant drain ( $I_{\text{ds}}$ ) mesuré à  $V_{\text{ds}} = 40\text{ mV}$ . Nous pouvons observer que le courant drain décroît rapidement en fonction de la durée du stress et que le phénomène de "collapse" peut être considéré quasiment comme



**Figure 1.6 :** Caractéristiques  $I_{\text{ds}}(T_{\text{stress}})$  pour le composant HEMT à 77 K.  
 Stress :  $V_{\text{ds}} = 1\text{V}$ ,  $V_{\text{gs}} = 0\text{V}$

total à partir de  $T_{\text{stress}} = 2$  min. Par contre, nous avons mis en évidence que le phénomène de recouvrement des caractéristiques (les conditions de stress étant les suivantes :  $V_{\text{stress}} = 3\text{V}$  et  $V_{\text{gs}} = 0\text{V}$ ) était quasi-immédiat [32].

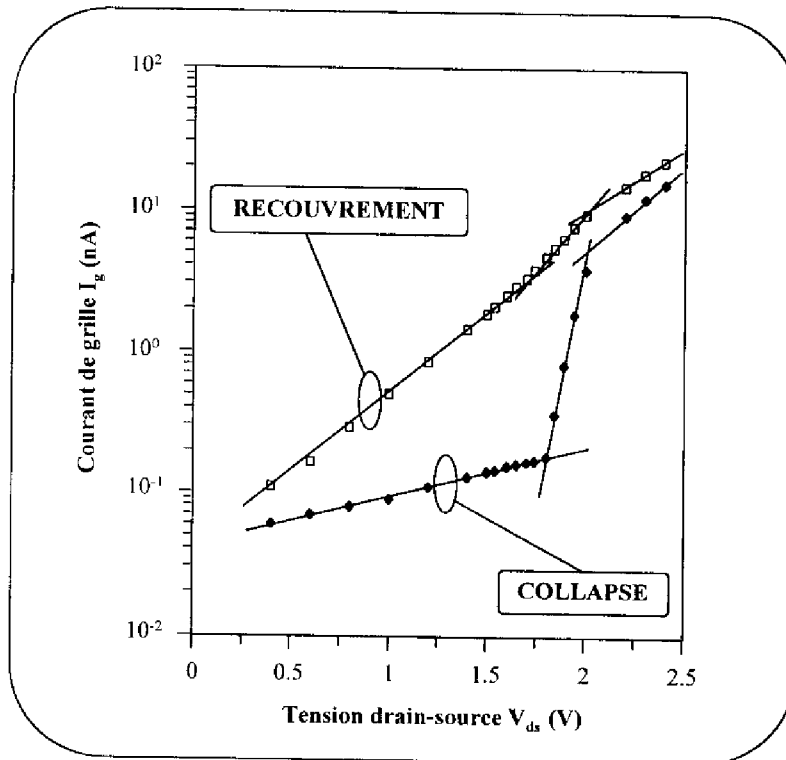
L'origine du "collapse" est généralement attribuée à l'existence du centre DX évoquée précédemment qui se comporte comme un piège profond vis à vis des porteurs majoritaires, les électrons, qui ont été transférés du gaz bidimensionnel vers la couche d'AlGaAs. Nous pouvons néanmoins constater une non-dégradation des caractéristiques statiques I-V à la température ambiante. Ce résultat est lié aux temps de capture et d'émission qui sont très courts devant les durées d'observations et par conséquent l'influence des centres DX n'est pas observable. En effet, la constante de temps du processus piègeage-dépiégeage varie respectivement entre 300 K et 77 K de quelques  $10^{-5}$  s à plusieurs millions de secondes [10] [17] [33].



**Figure 1.7 :** Caractéristiques statiques  $I_{ds}(V_{ds})$  à  $V_{gs} = -0.4\text{V}$  pour les états de "collapse" et de recouvrement relatifs au HEMT TO8902.

Le phénomène de recouvrement, quant à lui, a été présenté comme le résultat d'un processus d'ionisation par impact [31] [34]. Suivant cette hypothèse, quand le champ électrique est suffisamment élevé, une ionisation par impact des électrons chauds prend naissance dans la région du canal à haut champ électrique. Les trous, ainsi générés, suivent les lignes de champ électrique vers l'électrode de grille et induisent le dépiégeage des électrons.

Une des conséquences visibles de ce mécanisme est l'augmentation rapide du courant de grille à partir de la tension drain où débute le phénomène. Ce comportement se vérifie bien pour le HEMT Toshiba 8902. Nous présentons sur la figure 1.7 et la figure 1.8 les caractéristiques  $I_{ds}(V_{ds})$  et  $I_{gs}(V_{ds})$  à  $V_{gs} = -0.4V$  pour les deux états de "collapse" et de recouvrement énoncés précédemment.



**Figure 1.8 :** Caractéristiques statiques  $I_{gs}(V_{ds})$  à  $V_{gs} = -0.4V$  pour les états de "collapse" et de recouvrement relatifs au HEMT TO8902.

Nous pouvons remarquer une corrélation entre ces deux paramètres électriques que sont le courant drain et le courant grille. L'augmentation de ce dernier à partir de  $V_{ds} = 1.75V$  semble indiquer que la plupart des trous générés par ionisation par impact sont collectés par l'électrode de grille. Puisque la concentration des trous augmente rapidement et que leur section de capture pour le centre DX est de plusieurs ordres de grandeur supérieure à la section de capture des électrons [35] l'ionisation des pièges résulte probablement de ce courant de trous. Les valeurs mesurées de courant de grille restent cependant plus faibles que celles publiées pour certains mécanismes d'ionisation par impact à température ambiante [19]. De plus on peut se poser la question de savoir si le seuil d'énergie nécessaire à l'ionisation est

réellement atteint pour des tensions grille-source proche du pincement [19]. Cependant, l'hypothèse qui expliquerait l'ionisation des pièges profonds par l'augmentation du champ électrique nous semble peu satisfaisante en raison d'une part de la non dépendance du taux d'émission du centre DX avec le champ électrique [19] [36] [37] et d'autre part de la dépendance du recouvrement des caractéristiques avec la tension grille-source appliquée [31] [19]. La compréhension des phénomènes décrits reste par conséquent sous la forme d'hypothèses. Cependant, le résultat important réside dans la possibilité de s'affranchir du phénomène de "collapse" simplement par l'application d'un potentiel adéquat sur le drain. De ce fait, tous les dispositifs complexes et encombrants liés à l'éclairage du composant [30] [38] (permettant par le passé de s'affranchir des comportements anormaux à basse température) deviennent obsolètes.

### III-2-2 Autres phénomènes parasites dans les HEMT.

La présence du centre DX dans la couche d'AlGaAs non dopée est responsable généralement dans les HEMT de deux autres effets parasites : le décalage de la tension de pincement ( $V_t$ ) [39] [29] et des effets de photoconductivité persistante [40] [25].

Le décalage en température de la tension de seuil observé sur le TO8902 se traduit pour  $V_{ds} = 2V$  par une variation  $\Delta V_t$  de 0.2V entre 300 K et 77 K ( $V_t = -0.7V$  à 300 K et  $V_t = -0.5V$  à 77 K). Comme le phénomène de "collapse", ce comportement anormal disparaît sous des conditions d'éclairage (lumière blanche) [30] ou en appliquant une tension  $V_{stress} \geq 3V$ . L'expression de la tension de seuil (1.1) est rappelée ci-dessous :

$$V_t = \phi_M + \Delta E_{f0} - \Delta E_c - \frac{qN_d d^2}{2\epsilon_2} \quad (1.1)$$

où -  $\phi_M$  représente la hauteur de barrière métal-semiconducteur,

-  $\Delta E_{f0}$  est un paramètre permettant la linéarisation du potentiel de Fermi en fonction de la densité surfacique des électrons libres et de la température,  $\Delta E_{f0} = 0$  à 300 K et  $\Delta E_{f0} = 25$  mV à 77 K,

-  $\Delta E_c$  représente la discontinuité de la bande de conduction,

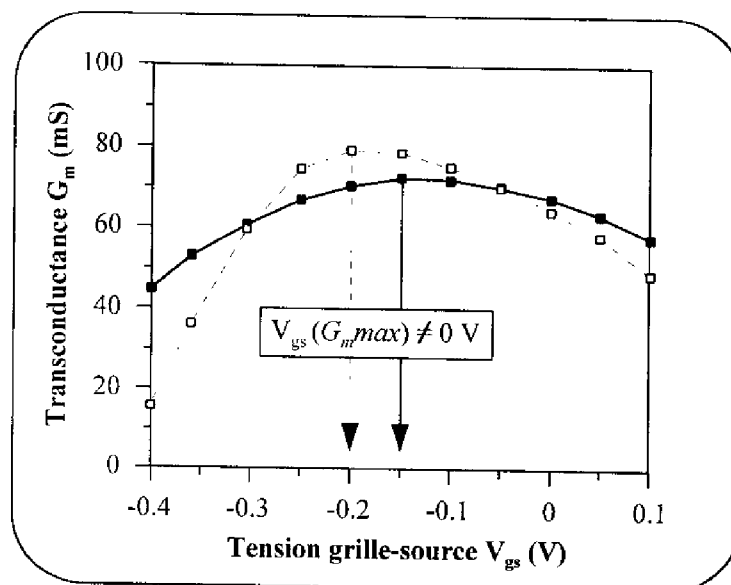
$\epsilon_2$  et  $d$  représentent respectivement la constante diélectrique et l'épaisseur de la couche d'AlGaAs non dopée,

-  $N_d$  est la densité des atomes ionisés.

La variation en fonction de la température de ces différents paramètres semble indiquer que seule une évolution du dopage apparent  $N_d$  puisse expliquer ce phénomène.

La présence de photoconductivité persistante survient, quant à elle, après l'éclairement du composant. En effet, une augmentation de la tension de pincement et un écrasement des caractéristiques statiques moins prononcé sont généralement observés dans les conditions d'obscurité succédant à un tel stress. Ce comportement est dû en partie au temps nécessaire à la recombinaison des porteurs en excès excités optiquement. Ces porteurs se recombinent typiquement 5 minutes environ après l'éclairement du composant [25].

Le dernier phénomène parasite présent dans les HEMT concerne la conduction parallèle dans la couche d'AlGaAs dopée  $n^+$ . Il se caractérise par un maximum de la transconductance ( $g_m$ ) (à  $V_{ds} = C^{le}$ ) non centré sur la valeur de  $V_{gs} = 0V$  (figure 1.9). Observé



**Figure 1.9 :** Caractéristiques  $G_m(V_{gs})$  à 300 K (-■-) et à 77 K (-□-) pour le HEMT.

à température ambiante comme à basse température ce phénomène consiste en une extension de la zone de charge d'espace sous la grille Schottky qui n'est pas suffisante pour dépeupler

totale de la couche d'AlGaAs à tension grille-source nulle. Par conséquent, il apparaît un courant supplémentaire au courant drain-source principal lié à l'adjonction d'un MESFET parasite dans la couche active.

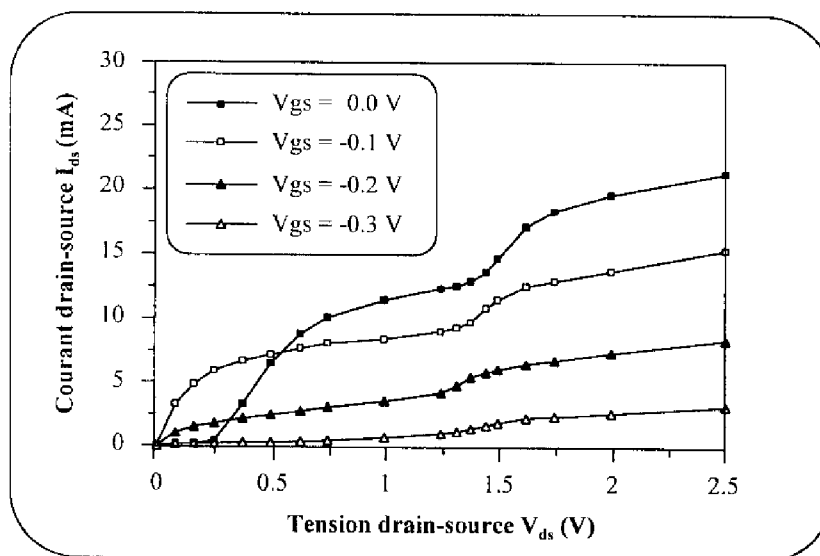
Nous avons décrit, dans cette partie, les phénomènes parasites liés à l'abaissement de la température affectant le fonctionnement des transistors HEMT sur GaAs. Le principal effet propre aux basses températures et susceptible de dégrader fortement les performances électriques de ces composants est le phénomène de "collapse". Cependant nous avons montré que l'utilisation de conditions appropriées de polarisation sur le drain permettait de s'affranchir de ce phénomène. Ce résultat est de première importance pour l'utilisation de ces composants dans une application telle que l'amplification ou l'oscillation... S'il avait été déjà décrit et avait fait l'objet d'hypothèses en ce qui concerne les phénomènes physiques impliqués dans le mécanisme de recouvrement [31], il n'aurait par contre pas été utilisé dans un but pratique, c'est à dire l'extraction d'un schéma équivalent électrique pour la conception de circuits micro-ondes cryogéniques.

### III-2-3 Phénomènes parasites dans les HEMT pseudomorphiques.

Comme nous l'avons évoqué au paragraphe II-3, dans le cas des PHEMT sur GaAs, la plus grande discontinuité de bande dans le couple AlGaAs/GaInAs par rapport au couple AlGaAs/GaAs permet l'utilisation d'un plus faible pourcentage d'aluminium dans la couche d'AlGaAs pour un confinement des porteurs dans le puits de potentiel d'aussi bonne qualité. Par conséquent, l'influence des centres DX sur les performances de ce composant devrait être grandement diminuée.

Ce composant est en effet peu sujet au phénomène de "collapse" comme on peut le constater sur un relevé classique des caractéristiques  $I_{ds}(V_{ds})$  où l'écrasement en zone ohmique est généralement faible voire inexistant [41]. Cependant, nous avons pu constater sur nos transistors pseudomorphiques que l'application d'un stress bien spécifique en tension drain et tension grille, respectivement choisi proche de 1V et de 0V -et appliqué pendant 5 mn-, déclenchait ce phénomène parasite. La figure 1.10 représente les caractéristiques du courant drain ( $V_{gs}$  varie de 0V à -0.3V par pas de 0.1V) pour le transistor MGF 4417 après un tel stress. Le phénomène de "collapse" peut donc être présent dans ces composants comme on

peut le constater sur le tracé à  $V_{gs} = 0V$ , mais ce phénomène est beaucoup moins prononcé que dans les HEMT et surtout très localisé en ce qui concerne la zone de tension susceptible de le déclencher [32]. En effet, l'application sur le drain d'une tension supérieure à environ 1.5V (figure 1.10) se traduit par la suppression quasi-immédiate du phénomène parasite. Cette valeur particulière de la tension drain-source, notée  $V_{coude}$ , est caractéristique des transistors HEMT pseudomorphiques. Elle représente la valeur de la tension drain au voisinage de laquelle est observée généralement une augmentation du courant drain de quelques milliampères à 77 K sur des caractéristiques statiques relevées sans stress préalable.

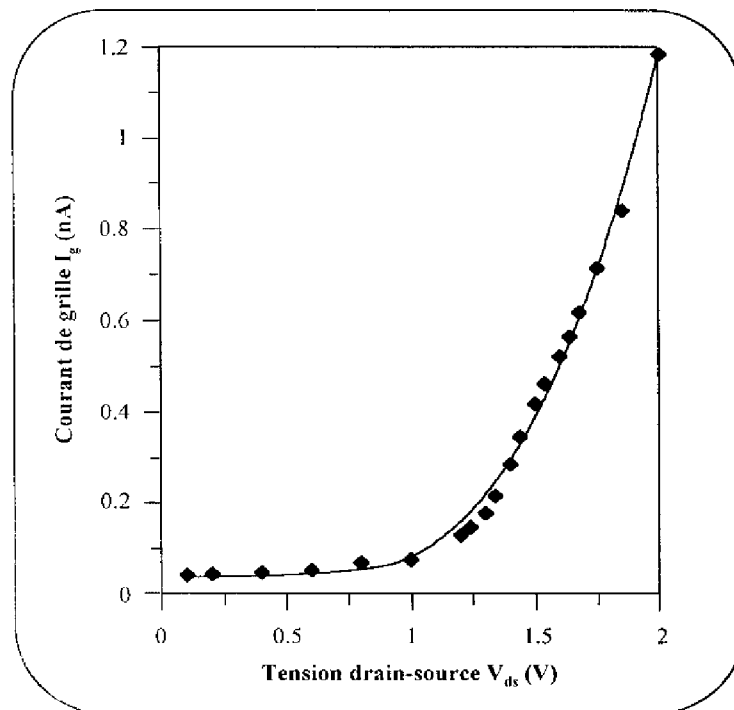


**Figure 1.10 :** Caractéristiques I-V pour le PHEMT MGF4417 à 77 K.

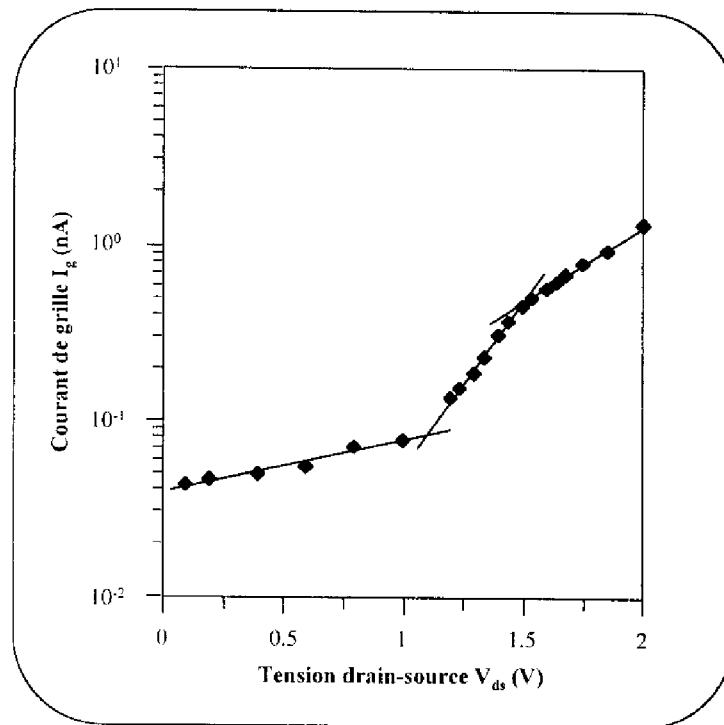
Il s'agit d'un phénomène assez proche de l'effet de coude "kink effect" à fort champ qui a été largement étudié par le passé à température ambiante dans les composants MESFET [42]. Cependant, la plage de tension drain-source (plage d'observation) n'est pas la même entre 300 et 77 Kelvin [43] [44]. En effet, ce type de phénomène peut ne pas être observé à 77 K comme à 300 K alors qu'il peut être bien présent sur les caractéristiques I-V à 4.2 K [44] (cas extrême). Les dommages causés par cet effet parasite sont fort heureusement mineurs pour les applications hyperfréquences [45] [46]. Cependant, l'explication de ce phénomène à basse température comme à température ambiante n'a pas encore trouvé de véritable consensus. Il s'agit probablement du même mécanisme que celui décrit dans le paragraphe précédent pour le HEMT, c'est à dire un processus d'ionisation par impact associé à une



augmentation significative du courant de grille [19] [44] [43]. Les figures 1.11 et 1.12 montrent l'évolution de ce paramètre électrique en fonction de la tension drain-source. La représentation semi-logarithmique présentée sur la figure 1.12 permet de mettre en évidence la forte augmentation du courant de grille dans la zone du "kink" en dépit des faibles valeurs de courant. Cependant certains travaux [47] [48] [49] [50] expérimentaux à température ambiante montrent que si l'effet de coude et le phénomène d'ionisation par impact sont effectivement corrélés, l'injection de trous se fait cependant de façon préférentielle vers le substrat. La contribution de pièges à trou dans le substrat devrait pouvoir être vérifiée dans notre cas en étudiant par exemple l'évolution fréquentielle de la conductance de sortie paramétrée en tension drain et grille et en essayant de retrouver les énergies d'activations des pièges profond données dans la littérature [51].



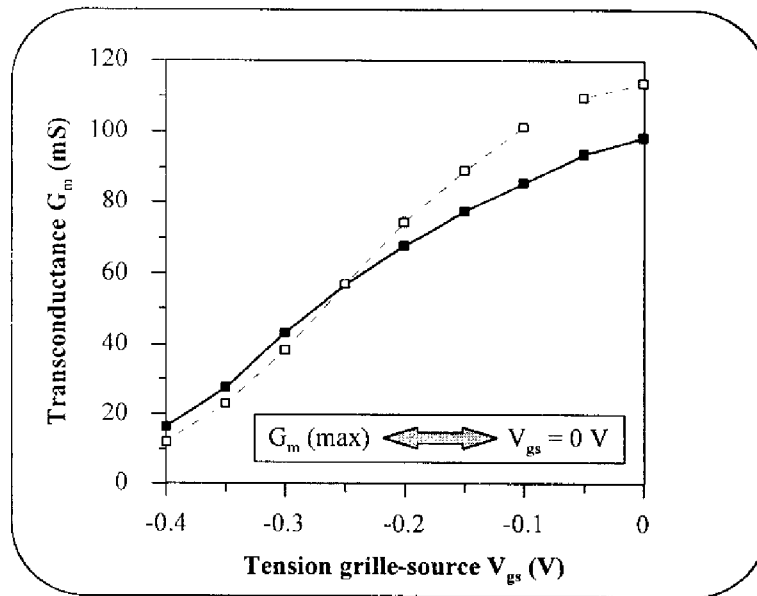
**Figure 1.11 :** Caractéristiques  $I_{gs}(V_{ds})$  à  $V_{gs} = -0.2V$  pour le PHEMT MGF4417 à 77 K.



**Figure 1.12 :** Représentation semi-logarithmique de  $I_{gs}(V_{ds})$  pour le PHEMT.

Il est probable que des courants de trous dirigés d'une part vers le substrat et d'autre part vers la grille coexistent. Mais, même si des points obscurs demeurent dans les mécanismes physiques observés à basse température, l'élément essentiel pour notre étude, qui a été effectuée rappelons-le dans un but appliqué, est le bon comportement de nos transistors observé à basse température au dessus de la tension  $V_{coude}$ .

Les trois autres phénomènes parasites énoncés précédemment que sont d'une part le décalage de la tension de seuil et les effets de photoconductivité persistante et d'autre part la conduction parallèle dans la couche dopée d'AlGaAs sont fortement réduits dans nos composants ce qui est en accord avec les résultats publiés [17] [41]. En effet, pour le transistor MGF 4417, nous avons pu constater un faible décalage de la tension de seuil ( $V_t = -0.56V$  à 300 K et  $V_t = -0.5V$  à 77 K) et une absence totale du phénomène de conduction parallèle (figure 1.13). Ce dernier point traduit l'effort important des constructeurs pour améliorer les performances des transistors, par un contrôle plus rigoureux de l'épaisseur et du dopage de la couche d'AlGaAs.



**Figure 1.13 :** Caractéristiques  $G_m(V_{gs})$  à 300 K (-■-) et à 77 K (-□-) pour le PHEMT.

En ce qui concerne les HEMT et PHEMT sur InP, l'absence de centres DX dans l'InAlAs réduit encore davantage les effets parasites dus à ces centres profonds [52] [53] à l'exception de l'effet de coude [44]. Ne disposant pas de ce type de composants à effet de champ au début de nos travaux, nous n'avons pu étudier leur comportement statique aux basses températures. Ceci ne doit cependant pas faire oublier que l'absence de certains pièges (centre DX) grâce à l'utilisation d'une nouvelle technologie (en l'occurrence la technologie sur InP) ne présage en rien de la présence d'autres pièges. En effet, des pièges d'interface ou de surface par exemple, ont des effets néfastes qui ne sont pas visibles sur les caractéristiques statiques I-V mais sur les caractéristiques en bruit basse fréquence [54].

Ce travail nous a permis d'évaluer les performances à 77 K des différentes structures à effet de champ disponibles commercialement. Toutes sont susceptibles d'être utilisables pour l'application cryogénique qui nous intéresse plus particulièrement c'est à dire l'oscillateur à haute pureté spectrale. Cependant, à ce stade de notre travail, nous ne pouvons affirmer que l'un ou l'autre de nos composants soit réellement le plus approprié pour cette application. L'étude du bruit basse fréquence d'une part (qui régit -comme nous le constaterons dans les prochains chapitres- les performances en bruit de phase d'un oscillateur) et les simulations en bruit de phase d'un tel circuit seront déterminantes. De ce fait, nous allons maintenant nous pencher sur l'élaboration d'un modèle fort signal de nos composants.

---

## IV - Modélisation des transistors à effet de champ hyperfréquence à basse température.

### IV-1 Modélisation petit signal.

La caractérisation dynamique d'un composant actif consiste à déterminer ses paramètres de dispersion (paramètres S) sur une large bande de fréquence, opération pouvant être effectuée en fonction des conditions de polarisation. L'analyseur de réseau vectoriel à notre disposition (HP 8516A) permet de mesurer les dispositifs sous test dans une gamme de fréquence comprise entre 45 MHz à 40 GHz.

#### IV-1-1 Méthode de calibrage pour la caractérisation de transistors en puce.

La principale difficulté pour la mesure des paramètres S réside dans la qualité des dispositifs étalons utilisés lors de l'opération de calibrage. Plusieurs méthodes peuvent être mises en œuvre pour déterminer les erreurs systématiques inhérentes au système de mesure [17]. La méthode que nous avons retenue pour notre travail est la méthode de calibrage TRL ("Thru, Reflect, Line") où les éléments sont de type ligne micro-ruban en accord avec nos supports de test.

Elle comporte trois mesures :

- Une mesure de connexion directe entre les deux accès (ligne  $50 \Omega$  de longueur nulle -thru-)
- Une mesure de circuits ouverts ou de court-circuit sur les deux ports (reflect). Le choix de ce standard est arbitraire ; l'essentiel étant que le coefficient de réflexion soit identique sur les deux accès et de valeur 1 en module. Dans notre cas, nous avons utilisé un circuit ouvert.
- Une mesure d'une ligne de transmission d'impédance caractéristique  $50 \Omega$  dont la longueur diffère des dimensions du thru d'une longueur l égale à environ  $\lambda/4$  au centre de la plage de fréquence étudiée.

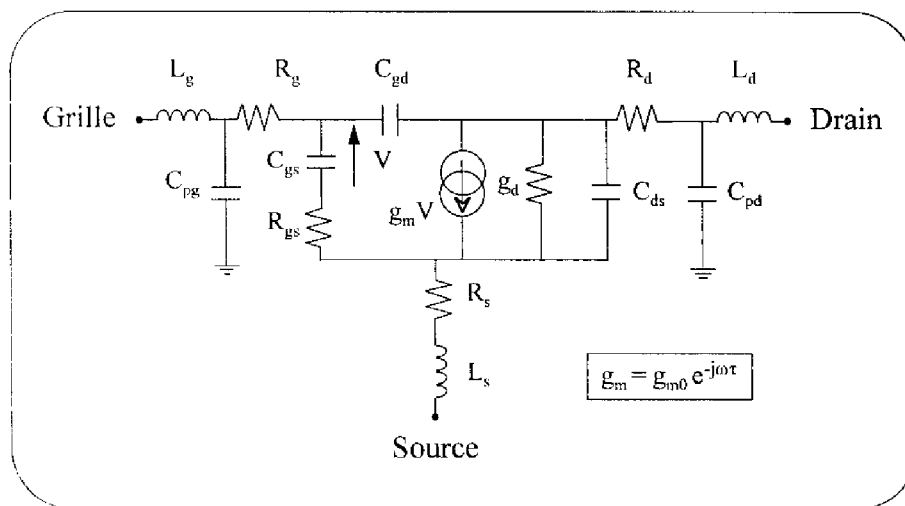
Le choix de cette méthode a été dictée par trois points essentiels pour l'obtention rapide d'un modèle petit signal performant. Tout d'abord, la méthode de calibrage TRL permet

## Composants à effet de champ aux températures cryogéniques.

de calibrer l'analyseur de réseau directement dans les plans de la puce en s'affranchissant ainsi des problèmes d'épluchage (de-embedding) [55]. Le deuxième point est relatif à la durée de la phase de calibrage. En effet, cette méthode ne nécessite que quatre cycles en température ; chacun imposant, pour arriver à la stabilité thermique des câbles, une durée de 20 min après immersion dans l'azote liquide du support de test. Cette méthode qui assure une bonne fiabilité et reproductibilité des mesures peut être considérée comme rapide au regard des autres méthodes de calibrage [17]. Enfin, le caractère aisé de la réalisation des standards TRL nous a permis de concevoir et de réaliser le kit de calibrage au sein du laboratoire [17]. Les longueurs des standards de calibrage utilisés permettent une mesure dans la gamme 1-22 GHz.

### IV-1-2 Détermination des éléments linéaires du modèle.

La méthode la plus intéressante pour la conception d'un circuit est sans conteste la méthode basée sur une démarche phénoménologique du comportement électrique du composant à partir d'expressions analytiques. Cette approche peut être effectuée soit à partir des paramètres physiques et géométriques du transistor, soit à partir de l'ajustage de ces expressions analytiques aux caractéristiques électriques expérimentales. C'est cette seconde méthode qui a été utilisée pour élaborer nos modèles de composants.



**Figure 1.14 :** Modèle petit signal du TEC.

La première étape de la modélisation consiste à extraire la valeur des éléments linéaires parasites du modèle présenté sur la figure 1.14 où les éléments et leur origine physiques sont les suivants [56] :

- $R_s$  et  $R_d$  représentent les résistances d'accès au composant intrinsèque formé sous la grille du transistor. Ces résistances résultent des contacts ohmiques et de la résistance de la région semi-conductrice située entre les contacts et le canal.
- $R_g$  est la résistance dynamique de la métallisation de grille.
- $C_{gs}$  et  $C_{gd}$  représentent, respectivement du côté source et du côté drain, les capacités introduites par le développement de la zone dépeuplée sous la grille.
- $R_i$  est la résistance équivalente à la structure répartie suivant l'axe des  $x$  représentant l'entrée du canal.
- $G_{m0}$  est la transconductance donnée par l'expression (1.2):

$$G_{m0} = \left( \frac{\delta I_{ds}}{\delta V_{gs}} \right)_{V_{ds}=cte} \quad (1.2)$$

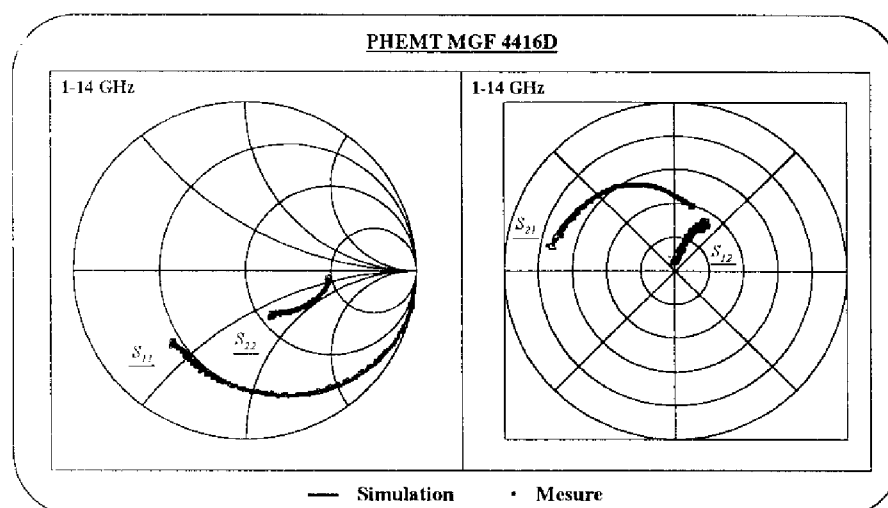
- $\tau$  représente le temps de transit des porteurs pour traverser le canal.
- $G_d$  est la conductance de sortie donnée par l'expression (1.3) :

$$G_d = \left( \frac{\delta I_{ds}}{\delta V_{ds}} \right)_{V_{gs}=cte} \quad (1.3)$$

- $C_{ds}$  correspond à la capacité du substrat semi-isolant et le couplage capacitif inter-électrodes entre la source et le drain.
- $C_{pg}$  et  $C_{pd}$  sont les capacités de plots de drain et de grille.
- $L_s$ ,  $L_g$  et  $L_d$  représentent les inductances de source, de grille et de drain introduites par les fils microsoudés entre la "puce" et le circuit extérieur.

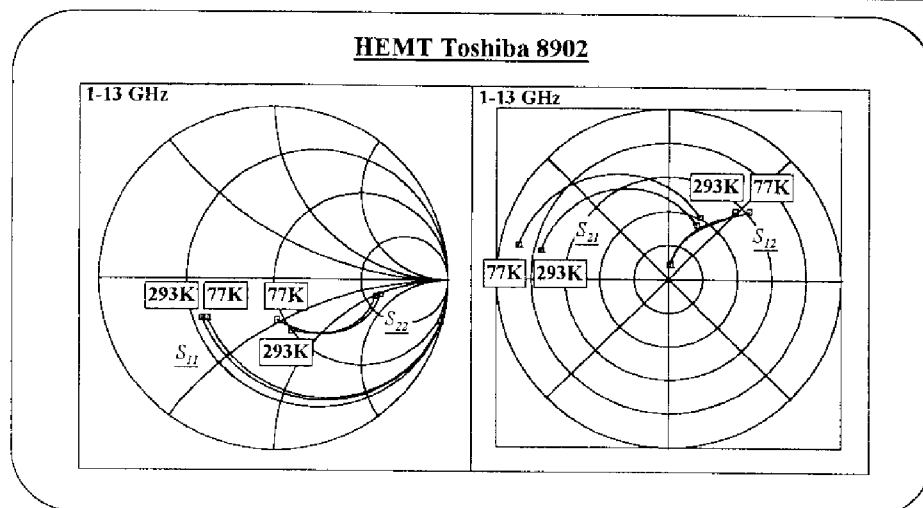
Les valeurs de ces éléments sont déduites à l'aide d'un logiciel d'optimisation basé sur la méthode classique des moindres carrés par l'ajustement des paramètres de dispersion

mesurés du transistor à ceux issus du modèle. Nous présentons, à titre d'exemple, sur la figure 1.15 les paramètres S mesurés du PHEMT MGF 4416 D et les résultats de simulation après ajustement.



**Figure 1.15 :** Courbes de paramètres S à 77 K.  
( $S_{21} \Rightarrow R_{\max} = 10$  et  $S_{12} \Rightarrow R_{\max} = 0.2$ ).

Ces mesures ont été effectuées (à 77 K) pour le point de polarisation  $V_{ds} = 2V$ ,  $V_{gs} = 0V$ ,  $I_{ds} = 43.2$  mA. Le bon accord constaté entre les deux courbes est caractéristique de la qualité des méthodes utilisées, que ce soit au niveau de la mesure (calibrage et mesure effective du composant sous test) comme au niveau de la technique d'ajustement du modèle. On constate de plus que le modèle traditionnellement utilisé à température ambiante est valable pour décrire le comportement petit signal du transistor à basse température, à condition de choisir le point de repos en dehors de la zone de "collapse". L'évolution des paramètres S (figure 1.16) en fonction de la température, entre 300 K et 77 K, est sensiblement la même pour tous les composants testés. De manière générale, une faible évolution en température est observée sur les paramètres  $S_{11}$  et  $S_{12}$ , ce qui traduit respectivement une faible dépendance en température des capacités grille-source et grille-drain. Seul le paramètre de dispersion  $S_{21}$  (essentiellement pour les HEMT et PHEMT) se trouve largement modifié par l'abaissement de la température. Nous pouvons constater sur la figure 1.16 une nette augmentation du gain petit signal et par conséquent de la



**Figure 1.16 :** Evolution en température des paramètres S.  
 $S_{21} \Rightarrow (R_{\max} = 8)$  et  $S_{12} \Rightarrow (R_{\max} = 0.2)$ .

la transconductance à basse température (dans la mesure où les capacités parasites sont peu modifiées). Les meilleures performances en gain ont été obtenues pour les transistors PHEMT de Mitsubishi (série MGF 4410 D). Notamment, pour le transistor MGF 4416 D, nous obtenons au niveau du  $S_{21}$ , respectivement à 4 GHz et 9 GHz, 16.2 dB et 13.6 dB à 77 K.

#### IV-2 Modélisation fort signal.

##### IV-2-1 Les non-linéarités du TEC GaAs.

La réalisation d'un circuit non linéaire tel qu'un oscillateur nécessite une modélisation des non-linéarités du composant actif. En effet, l'application d'un signal hyperfréquence de forte amplitude sur l'entrée du transistor modifie son comportement par rapport à celui mesuré en paramètres S petits signaux. En toute rigueur, le modèle non-linéaire d'un TEC doit prendre en compte d'une part les variations non-linéaires des capacités grille-source et grille-drain et d'autre part, les limitations sur les propriétés d'amplification du transistor, limitations mises en évidence par les caractéristiques du courant  $I_{ds}$  commandé par les tensions  $V_{gs}$  et  $V_{ds}$ . Ces tensions sont limitées en excursion par le passage en direct de la diode d'entrée et d'autre part, par le phénomène d'avalanche aux fortes tensions  $V_{ds}$ .

Cependant, au niveau du modèle du composant nous n'avons pas jugé nécessaire de décrire deux des non-linéarités énoncées. Tout d'abord, le fonctionnement du transistor étant



suffisamment éloigné des conditions extrêmes liées au phénomène d'avalanche (pour les transistors HEMT et PHEMT :  $2V < V_{ds} < 3V$ ,  $-0.1V < V_{gs} < 0V$  et pour les MESFET :  $V_{ds} = 3V$ ,  $-0.1V < V_{gs} < 0V$ ) la diode de réaction  $I_{dg}(V_{gs}, V_{ds})$  ne sera pas prise en compte dans la modélisation du composant. La seconde non-linéarité non modélisée est la capacité grille-drain  $C_{gd}(V_{gs}, V_{ds})$ . Cette approximation qui consiste à conserver la valeur de  $C_{gd}$  déterminée à partir des paramètres S est justifiée par le choix de notre point de polarisation. En effet, en régime de saturation on peut considérer en première approximation que la valeur de  $C_{gd}$  reste invariante. Par conséquent, les non-linéarités retenues pour la modélisation fort-signal du composant sont au nombre de trois : la non-linéarité traduisant le passage en direct de la diode d'entrée  $I_{gs}(V_{gs})$ , la source de courant  $I_{ds}(V_{gs}, V_{ds})$  et la capacité  $C_{gs}(V_{gs})$ .

#### IV-2-1-1 Mesures impulsionnelles.

Pour déterminer les deux sources non-linéaires de courant il est nécessaire de mesurer les caractéristiques impulsionnelles courant-tension autour du point de repos. Ces mesures permettent de s'affranchir de deux phénomènes importants intervenant dans le fonctionnement du composant et pouvant affecter de manière sensible les caractéristiques statiques :

- l'échauffement du semi-conducteur.
- les phénomènes de type "collapse" évoqués dans la partie III.

En effet, en fonctionnement microondes fort signaux, l'état thermique est celui du point de repos et lors d'une caractérisation en continu, la succession d'états statiques entraîne une variation de l'état thermique. D'où l'intérêt d'une caractérisation impulsionnelle qui permet, en appliquant des signaux continus (correspondant au point de repos) superposés à des signaux rapides, de décrire la caractéristique sans entraîner de modification de l'état thermique. Cependant, le choix de ce point de polarisation est délicat. En particulier, ce facteur est déterminant pour l'application que l'on envisage. Prenons comme exemple le cas d'un oscillateur microonde. Il est important d'une part, de trouver un bon compromis sur la valeur de la transconductance ( $g_m$ ) de manière à favoriser le démarrage de l'oscillation et d'autre part, d'optimiser la puissance et le rendement, ce qui oblige à ne pas se placer trop près des limitations sur le courant et en particulier du passage en direct de la diode d'entrée.

La présence des pièges est aussi à prendre en considération. A température ambiante, les temps de capture sont de l'ordre de quelques centaines de microsecondes (en fait, suivant la nature du piège, ces temps vont de la microseconde à plusieurs secondes). A basse température, les temps de capture sont rallongés dans des proportions importantes et on peut penser que les effets de piégeage seront d'autant plus négligeables que la durée des impulsions sera très faible devant la constante de temps des pièges ce qui nous permettra de relever des caractéristiques en courant indépendantes de ces effets.

En définitive, on peut résumer ces diverses contraintes par :

- $W \gg T_e = \left( \frac{I}{f_{max}} \right)$  correspondant à la fréquence maximale de fonctionnement du transistor.
- $W \ll T_{gr}$  pour s'affranchir de la dispersion fréquentielle due à la présence de pièges.
- $W \ll T_{th} < T$  de manière à ce que la puissance appliquée par l'impulsion modifie peu l'état thermique correspondant au point de repos choisi pour le fonctionnement du composant.

où  $W$  est la largeur des impulsions,  $T$  leur période et  $T_e$ ,  $T_{gr}$  et  $T_{th}$  respectivement les constantes de temps électriques, des pièges et thermiques relatives au composant.

Le banc de caractérisation que nous avons utilisé a été développé et implanté au sein du laboratoire [57]. Nous avons choisi d'utiliser des largeurs d'impulsions  $W$  de 500 ns, notre appareillage de mesure ne nous permettant pas de descendre en pratique jusqu'à des largeurs d'impulsion d'environ 100 ns [58]. On peut supposer qu'à température ambiante cette durée est très faible devant les phénomènes thermiques ou de piégeage. Pour les basses températures, nous avons pu constater, sous les conditions de polarisation décrites au paragraphe III-2-1, que les caractéristiques I-V impulsives qui étaient exemptes du phénomène de "collapse" pour  $W = 500$  ns (figure 1.4) restaient inchangées même jusqu'à des largeurs d'impulsion  $W$  égales à 10 ms. Le phénomène de piégeage n'est donc plus un problème dans les HEMT et par

Composants à effet de champ aux températures cryogéniques.

conséquent de tels composants sont bien adaptés pour les applications hautes fréquences aux température cryogéniques, même dans l'obscurité.

Nous allons maintenant décrire les modèles analytiques utilisés pour les sources de courant non-linéaires que sont  $I_{gs}(V_{gs})$  et  $I_{ds}(V_{ds})$ .

#### IV-2-1-2 Modélisation des deux sources de courant non-linéaires.

##### i) La diode d'entrée $I_{gs}(V_{gs})$ .

Ce courant qui, rappelons le, caractérise le passage en direct de la diode grille-source lorsque le potentiel appliqué sur la grille est supérieur à la hauteur de barrière Schottky,  $V_{bi}$ , est défini par l'expression classique suivante :

$$I_{gs} = I_s \left[ \exp\left(\frac{V_{gs}}{n \times U_t}\right) - 1 \right] \quad (1.4)$$

où le courant de saturation  $I_s$  et le facteur d'idéalité de la jonction grille-source  $n$  sont à déterminer.

##### ii) La source de courant $I_{ds}(V_{gs}, V_{ds})$ .

Pour la modélisation du générateur de courant drain-source  $I_{ds}(V_{gs}, V_{ds})$  de nombreux modèles ont déjà été proposés, basés sur des approches variées. Le but est de trouver un compromis entre la complexité des équations du modèle et leur capacité à décrire les phénomènes de type compression sur l'harmonique 1 ou génération d'harmonique jusqu'à l'ordre 3 ou 5. Nous nous sommes basés sur des études antérieures [56] [59] pour retenir deux modèles. Le premier est basé sur l'équation cubique de Curtice [60] rappelée ci-dessous :

$$I_{ds} = (A_0 + A_1 \times V_1 + A_2 \times V_1^2 + A_3 \times V_1^3) \times \tanh(\gamma \times V_{ds}) \quad (1.5)$$

$$\text{avec} \quad V_1 = V_{gs} [1 + \beta_2 (V_{ds0} - V_{ds})] \quad \text{si } V_{ds} \geq 0V$$

$A_0, A_1, A_2, A_3, \gamma, \beta_2$  et  $V_{ds0}$  sont les paramètres d'ajustement du modèle.

$V_{gs} = V_{gs}(t - \tau)$   $V_{ds} = V_{ds}(t)$  ;  $\tau$  étant le retard de commande du courant.

L'ajustage de la simulation aux points de mesure s'est cependant révélé relativement délicate avec ce modèle. La difficulté première est l'ajustement en zone ohmique qui semble d'autant plus difficile que la conductance de sortie est élevée. Un autre point délicat concerne l'adaptation en régime de saturation de l'équation analytique (1.5) aux relevés effectués à basse température où l'on constate fréquemment une conductance de sortie  $g_d$  plus importante qu'à température ambiante. Ce dernier constat est essentiellement critique dans le cas de la modélisation de HEMT et PHEMT où  $g_d$  est nettement plus élevée (en zone saturée) que dans les MESFET. Par conséquent seul ces derniers transistors ont été modélisés avec ce type de modèle.

En ce qui concerne la modélisation des transistors à haute mobilité électronique nous avons opté pour le modèle de Tajima modifié [61]. Cette modification (introduction du paramètre  $V_{bi}$ ) par rapport au modèle initial [62] permet une modélisation plus précise des pentes des caractéristiques dans la région de saturation. L'expression de la source de courant de Tajima modifiée s'écrit :

$$I_d(V_g(t-\tau), V_d(t)) = I_{do} \times F_g \times F_d \quad (1.6)$$

avec 
$$I_d(t) = 0 \quad \text{si} \quad [V_g(t-\tau) - V_{bi}] < V_p$$

Les quantités présentes dans cette expression se définissent comme suit :

$$I_{do} = \frac{I_{dss}}{1 - \frac{1}{m} [1 - \exp(-m)]}$$

$$F_g = V_{gsn} - \frac{1}{m} [1 - \exp(-m \times V_{gsn})]$$

$$F_d = 1 - \exp[-V_{dsn}(1 + a \times V_{dsn} + b \times v_{dsn}^2)]$$

avec 
$$V_{gsn} = 1 + \frac{V_g(t-\tau) - V_{bi}}{V_p}$$

$$V_{dsn} = \frac{V_d(t)}{V_{dsp} \left[ 1 + w \left( \frac{V_g(t-\tau)}{V_p} \right) \right]}$$

$$V_p = V_{po} + p \times V_d(t) + V_{bi}$$

où  $V_{bi}$  est la hauteur de barrière de la diode Schottky.

$I_{dss}$  est le courant de saturation.

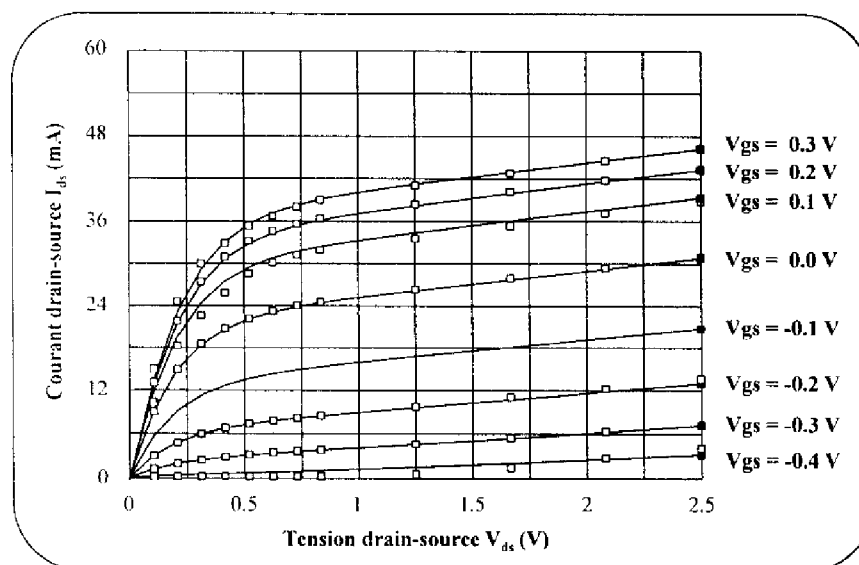
$\tau$  est le retard traduisant le temps de transit des porteurs sous la grille.

$a, b, m, p, w, V_{po}$  et  $V_{dsp}$  sont les paramètres à déterminer pour ajuster le réseau de caractéristiques de sortie.

Cependant, ce modèle n'est pas approprié pour décrire la décroissance de la transconductance en fonction de la tension grille-source dans les transistors à haute mobilité électronique (phénomène observable au dessus de  $V_{gs} = 0V$ ). Par conséquent, nous avons introduit dans la modélisation de la source de courant  $I_{ds}(V_{gs}, V_{ds})$  une expression supplémentaire pour les  $V_{gs} > 0V$  sous la forme d'une fonction polynomiale de  $V_{gs}$  [63] :

$$V_{gs} \Leftrightarrow V_{gs}(1 - \alpha \times V_{gs}) \quad \text{si} \quad V_{gs} \geq 0 \text{ V} \quad (1.7)$$

où  $\alpha$  est un coefficient d'ajustage.



**Figure 1.17 :** Caractéristiques impulsives I-V à 77 K pour le HEMT TO9802.

-□- points de mesure ; — modèle (Point de repos :  $V_{ds} = 2V, V_{gs} = -0.1V$ ).

En fait, pour les transistors MESFET, c'est le passage en direct de la diode d'entrée qui induit la limitation du courant aux forts  $V_{gs}$ . Il semble donc que le phénomène soit plus complexe pour les HEMT. Cependant la prise en compte de cette dernière équation a permis un très bon ajustage des caractéristiques mesurées comme on peut le constater sur la figure 1.17 où sont comparés les caractéristiques impulsionnelles à 77 K du HEMT TO8902 avec les résultats de la simulation (effectuée à l'aide du logiciel : HP-MDS).

#### IV-2-1-3 La capacité $C_{gs}(V_{gs})$ .

L'extension de la zone dépeuplée sous la grille varie de façon non-linéaire par rapport à la tension de commande  $V_{gs}$ . Il en résulte des variations de la capacité  $C_{gs}$  en fonction de  $V_{gs}$  qu'il est très important de prendre en compte dans la mesure où il s'agit du principal effet non-linéaire réactif intervenant dans le transistor à effet de champ. De plus, cet effet semble contribuer pour une large part dans les phénomènes de conversion de bruit dans les oscillateurs [64]. En toute rigueur,  $C_{gs}$  dépend à la fois de  $V_{gs}$  et de  $V_{ds}$ . Néanmoins, tout comme pour  $C_{gd}$ , la variation très faible de cette capacité en zone saturée en fonction de  $V_{ds}$  nous a conduit à ne prendre en compte que les variations en fonction de  $V_{gs}$ . Ces variations peuvent être relevées à partir des mesures de paramètres S à diverses polarisations ou plus directement sur un analyseur d'impédance. Nous avons opté pour cette seconde solution et la courbe  $C_{gs}(V_{gs})$  a été relevée à la fréquence de 13 MHz.

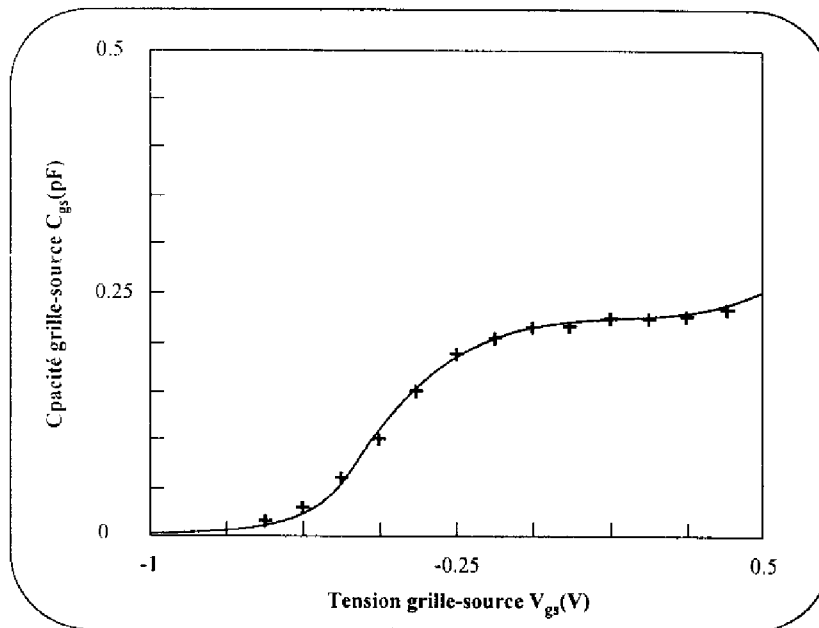
La non-linéarité est ensuite ajustée par une expression polynomiale (1.8a) :

$$C_{gs} = A + B \times V_{gs} + C \times V_{gs}^2 + D \times V_{gs}^3 + E \times V_{gs}^4 \quad \text{si } V_{gs} > V_t \quad (1.8a)$$

$$C_{gs} = C_{gs}V_t \times \exp[\alpha \times (V_{gs} - V_t)] \quad \text{si } V_{gs} < V_t \quad (1.8b)$$

$$\text{avec } C_{gs}V_t = A + B \times V_t + C \times V_t^2 + D \times V_t^3 + E \times V_t^4$$

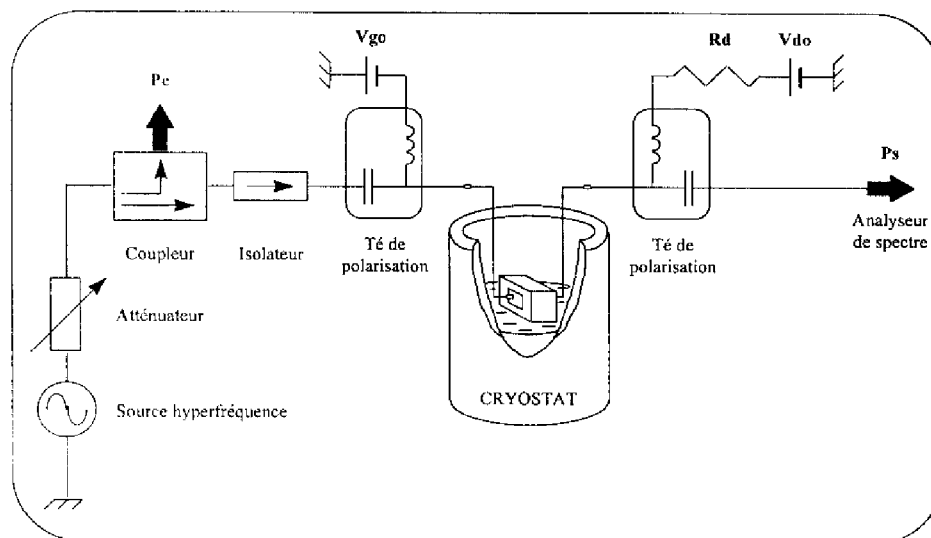
Le choix de cette modélisation (opposé à la modélisation classique des capacités de diodes) permet un ajustement plus précis des valeurs de la capacité  $C_{gs}$  (figure 1.18). Notons que l'ordre 4 permet de rendre compte du "plateau" de  $C_{gs}$  au voisinage de  $V_{gs} = 0V$ , plateau caractéristique des transistors HEMT et PHEMT.



**Figure 1.18 :** Evolution de la capacité grille-source en fonction de la tension grille-source pour le HEMT TO8902 : - modèle ; + points de mesure.

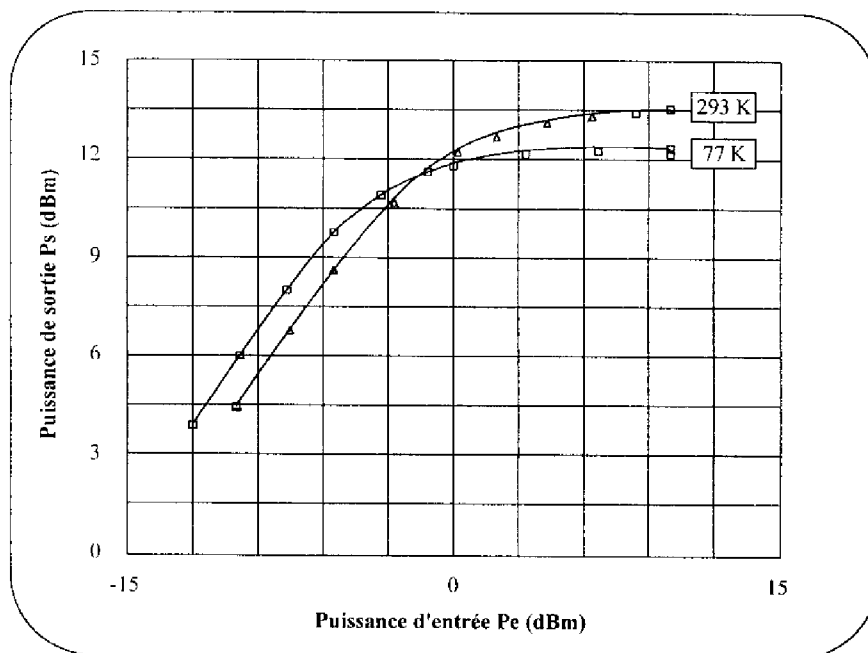
IV-2-2 Validation des modèles.

Pour vérifier la validité d'un modèle de composant il est nécessaire d'effectuer des mesures hyperfréquences en fort signal. La mesure de la caractéristique en puissance du



**Figure 1.19 :** Dispositif de caractérisation en puissance à basse température (77 K).

transistor  $P_s = f(P_e)$ , où  $P_e$  et  $P_s$  sont respectivement les puissance d'entrée et de sortie du composant, est le paramètre de test le plus couramment utilisé. Le schéma du montage est représenté sur la figure 1.19. Le transistor est chargé en entrée et sortie sur  $50 \Omega$ . Le générateur dont la fréquence de fonctionnement est fixé à 4 GHz délivre le signal microonde. Nous présentons sur la figure 1.20 la comparaison entre les résultats mesurés et ceux simulés à partir du modèle du HEMT TO8902 [63]. Nous pouvons constater un très bon accord mesure-simulation aussi bien à température ambiante qu'à basse température.



**Figure 1.20 :** Caractéristiques  $P_s(P_e)$  du HEMT à 300 K et 77 K et à 4 GHz.  
(-□- et -△- points de mesure ; — modèle)

#### V - Etude du bruit basse fréquence.

L'étude du bruit basse fréquence (BF) dans tout composant microonde est de première importance. En effet, l'exigence de circuits hyperfréquences aux performances toujours accrues nécessite de pouvoir disposer de modèle de bruit précis même au stade de la conception afin de simuler et d'optimiser les performances en bruit au même titre que les autres performances électriques. Cette nécessité est d'autant plus réelle pour les oscillateurs à haute pureté spectrale puisque, comme nous le verrons au niveau de l'étude de la conversion

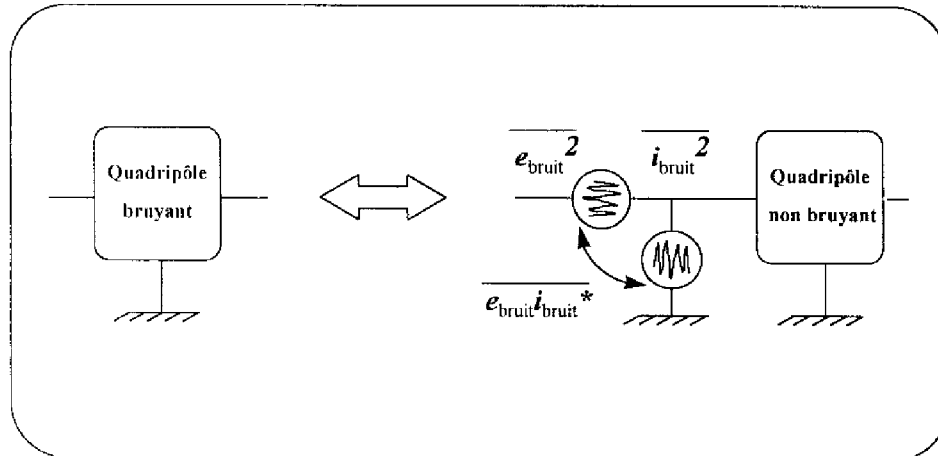


du bruit BF dans les oscillateurs (chapitre II), c'est le bruit basse fréquence qui régit la qualité des signaux transmis et donc la pureté spectrale de l'oscillateur.

Nous avons par conséquent entrepris une étude comparative du bruit BF en régime saturé pour les diverses familles de composants étudiés (MESFET, HEMT, PHEMT). Cette comparaison devrait nous permettre d'une part de déterminer le composant ayant les meilleures performances en bruit BF et d'autre part de modéliser les sources de bruit du transistor afin de les intégrer dans le modèle fort signal qui pourra alors être utilisé pour la conception de l'oscillateur ainsi que pour l'étude des phénomènes de conversion.

#### V-1 Méthode de mesure

La théorie du bruit de fond [65] dans les quadripôles permet de considérer tout transistor bruyant comme équivalent à un transistor non bruyant précédé à son entrée de deux générateurs de bruit, respectivement en tension  $e_{\text{bruit}}$  et en courant  $i_{\text{bruit}}$  comme représenté sur la figure 1.21.



**Figure 1.21 :** Théorie du bruit de fond.

Ces deux sources peuvent bien évidemment être plus ou moins corrélées. Cependant, pour les transistors à effet de champ à grille submicronique (type de composants à notre disposition) le générateur équivalent de bruit en courant  $i_{\text{bruit}}$  peut être négligé en raison de la forte impédance d'entrée du TEC aux basses et moyennes fréquences [66]. La caractérisation en bruit BF se réduit alors simplement à la détermination du générateur équivalent de bruit en

tension  $e_{\text{bruit}}$ . Deux étapes sont nécessaires lors de cette caractérisation. Tout d'abord, on détermine la fonction de transfert du système sur la bande de fréquence retenue. Ensuite, à l'aide d'un analyseur de spectre à transformée de Fourier rapide, on mesure, en sortie du composant, la densité spectrale du bruit en tension, le FET étant chargé sur une résistance de quelques centaines d'ohms. La densité spectrale du bruit en tension ramené en entrée se réduit alors au rapport de la puissance de bruit mesurée sur la fonction de transfert élevée au carré.

Au niveau du banc de mesure, deux plages fréquentielles ont été utilisées :

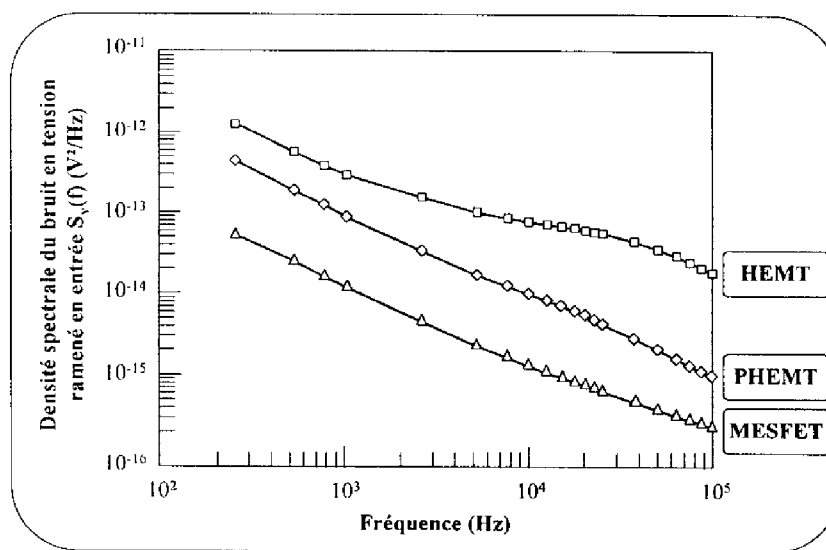
- une plage s'étendant de 2.5 Hz à 100 kHz pour des acquisitions large bande. Cette acquisition se fait en fait par la superposition de trois plages de 400 points chacune.
- une plage pour des acquisitions rapides de 400 points qui s'étend de 250 Hz à 100 kHz.

## V-2 Bruit basse fréquence "en petit signal" (composant au repos).

### V-2-1 Performances en bruit BF : étude comparative.

L'allure des spectres de bruit basse fréquence des transistors à effet de champ indique généralement que le bruit total résulte de la superposition d'un spectre de bruit en  $1/f$  (bruit de scintillation aux origines physiques encore mal définies [67]-[69]) et d'un ou plusieurs spectres lorentziens (bruit de génération-recombinaison (G-R) dû à la présence de pièges). Sur la figure 1.22 sont représentés trois exemples de mesure pour trois composants sur GaAs de chaque type : le MESFET MGF1425, le HEMT TO8902 et le PHEMT MGF4416. Ces spectres de bruit en tension ramené en entrée du transistor ont été mesurés à 300 K. Les conditions de polarisation ont été fixées à  $V_{ds} = 3V$  et  $V_{gs} = 0V$  pour le MESFET et  $V_{ds} = 2V$  et  $V_{gs} = 0V$  pour les deux autres transistors. Il faut souligner que nous n'avons pas normalisé ces résultats par rapport à la surface de grille du composant sous test bien que les dimensions géométriques de grille soient légèrement différentes dans le cas du MESFET. Cependant, cette figure permet de rendre compte, en première approximation, des performances en bruit basse fréquence classiquement mesurées sur les TEC à grille submicronique à température ambiante [70]. En effet, comme généralement reportées dans la

littérature, les meilleures performances en bruit basse fréquence sont obtenues pour le MESFET ( $S_{ve}(10 \text{ kHz}) = 10^{-15} \text{ V}^2/\text{Hz}$ ). La source de bruit prépondérante dans ce composant est une source de bruit de scintillation. Le HEMT présente en comparaison des niveaux de bruit élevés, en particulier au voisinage de 10 kHz ( $S_{ve}(10 \text{ kHz}) = 7.10^{-14} \text{ V}^2/\text{Hz}$ ) liés à des phénomènes de génération-recombinaison dans la couche d'AlGaAs qui se traduisent par un spectre lorentzien se superposant au bruit en 1/f. Il présente une composante de bruit en excès d'approximativement 20 dB supérieure à celle du MESFET.



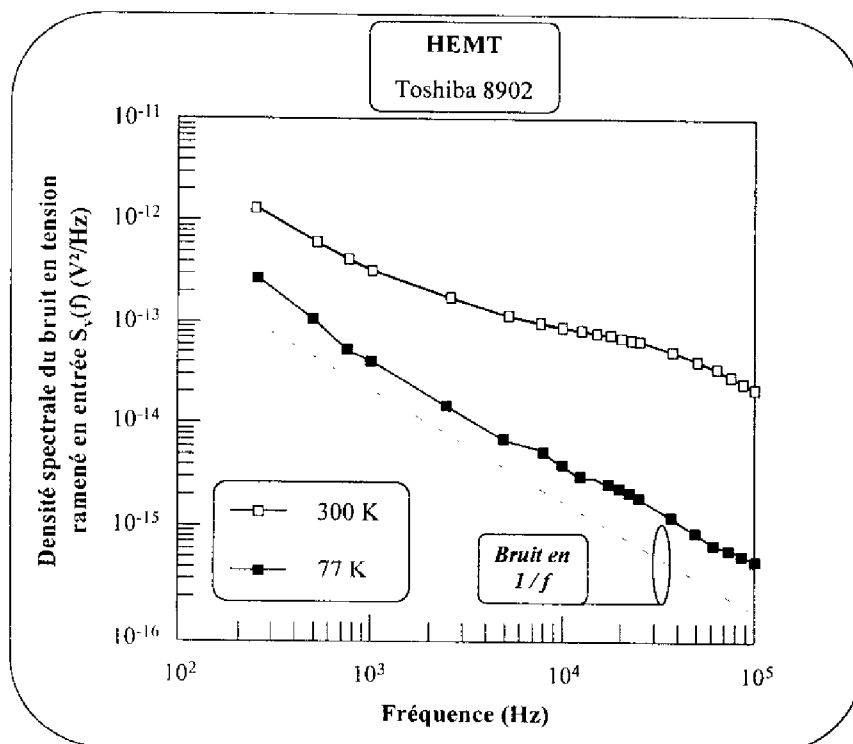
**Figure 1.22 :** Spectres de bruit BF à 300 K.

Au niveau du comportement en bruit du PHEMT, la concentration des pièges profonds étant fortement réduite dans ces structures -par rapport aux HEMT standards- les performances en bruit BF de ce type de composant (qui sont relativement proches de celles de HEMT ou de PHEMT sur InP -à surface de grille identique-) sont largement meilleures que celles obtenues dans le cas du HEMT. Cependant, les niveaux de bruit reportés sur la figure 1.22 restent environ 10 dB au dessus de ceux du MESFET sur toute la plage de fréquence de mesure.

Ces résultats obtenus sur ces trois composants reflètent assez bien la tendance actuelle des performances en bruit BF que l'on peut attendre pour ces trois types de composants.

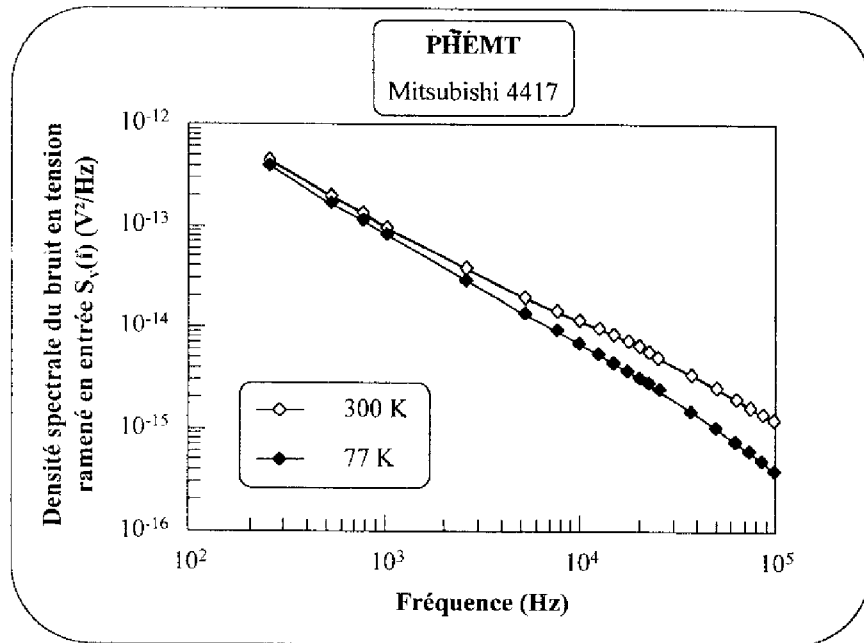
### V-2-2 Evolution du bruit BF en fonction de la température du cristal.

Aux températures cryogéniques, les résultats précédents du paragraphe V-2-1 peuvent être largement modifiés. En effet, les propriétés de transport, les temps de capture (relatifs aux pièges) et la densité électronique sont différents à basse température, ce qui affecte largement les spectres de bruit.

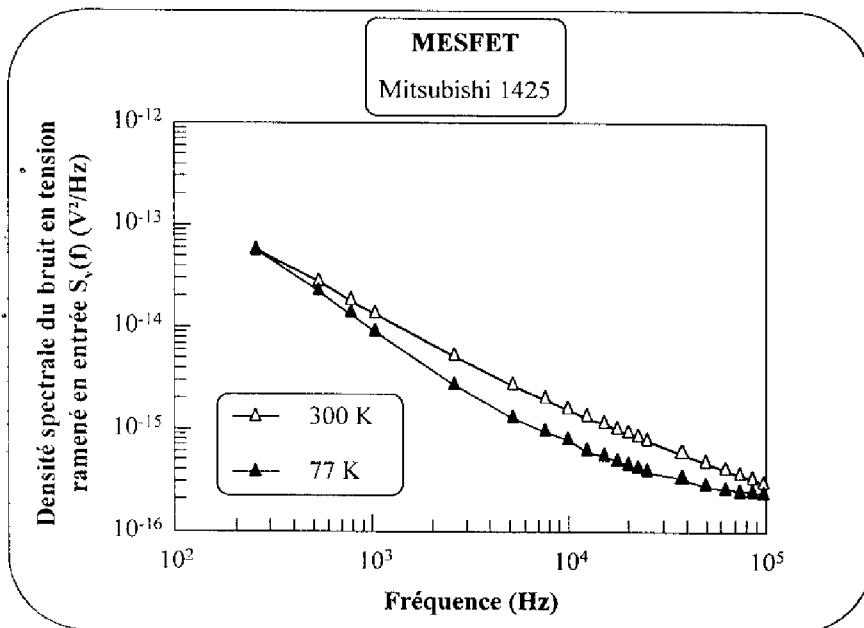


**Figure 1.23 :** Evolution du bruit BF en fonction de la température dans le cas du HEMT.

Les figures 1.23, 1.24 et 1.25 permettent de comparer les densités spectrales de bruit obtenues à 300 K et à 77 K pour chacun des transistors évoqués ci-dessus (les conditions de polarisation restant inchangées). L'évolution du bruit en fonction de la température diffère suivant le composant testé. En effet, une diminution significative de la densité spectrale de bruit d'environ 15 dB à 10 kHz est obtenue dans le cas du HEMT à 77 K alors que l'amélioration en température des niveaux de bruit reste bien en deçà de 10 dB (au mieux 5 à 6 dB) pour les deux autres composants. Ces derniers résultats reflètent le comportement des composants récents. En effet, pour des technologies PHEMT plus anciennes on aurait pu s'attendre à une amélioration avoisinant les 10 dB à 10 kHz [70].



**Figure 1.24 :** Evolution du bruit BF en fonction de la température dans le cas du PHEMT.



**Figure 1.25 :** Evolution du bruit BF en fonction de la température dans le cas du MESFET.

Les deux raisons, généralement mentionnées [70] pour expliquer les résultats obtenus à 77 K pour chacun des composants sont liées d'une part, à la dépendance en température des collisions limitant les propriétés de transport et d'autre part, aux sources de bruit présentes

dans le composant. En effet, au niveau des propriétés de transport dans les HEMT et PHEMT, ce sont les collisions électrons-phonons qui prédominent et leur sensibilité en fonction de la température sont telles que les variations des caractéristiques en bruit en température sont plus importantes que dans le MESFET. Dans ce type de composant, les propriétés de transport dépendent des collisions électrons-impuretés ionisées qui sont beaucoup moins sensibles à la température. Le second point s'explique par le fait que les constantes de temps des pièges augmentent exponentiellement lorsque la température diminue. De ce fait, dans les structures à gaz bi-dimensionnel où les sources de bruit G-R sont responsables des forts niveaux de bruit mesurés, on observe le déplacement du "plateau" de bruit vers les basses fréquences. Ceci entraîne une diminution du niveau de bruit BF à 77 K pour des fréquences supérieures à quelques kilohertz. Dans certains cas le spectre de bruit à basse température se rapproche d'un bruit  $1/f$ , les mécanismes de génération-recombinaison étant repoussés vers les très basses fréquences (voir l'exemple du HEMT, figure 1.23). Par contre, dans les MESFET, la source de bruit prépondérante étant une source de bruit en  $1/f$  la variation en température des niveaux de bruit est bien moins prononcée.

Ces résultats sont évidemment d'une grande importance pour la conception d'un oscillateur cryogénique. En effet, étant donné que les niveaux de bruit BF du composant actif gouvernent la pureté spectrale d'un oscillateur nous pouvons penser qu'à priori le meilleur bruit de phase à basse température devrait être obtenu pour l'oscillateur à base du MESFET MGF1425 puisque les composants à gaz d'électrons bidimensionnel présentés ont des niveaux de bruit à 77 K supérieurs au MESFET de l'ordre de 8 à 10 dB à 10 kHz. Au niveau des évolutions attendues en bruit de phase, évolutions induites par l'abaissement de la température, on doit s'attendre à une amélioration significative pour l'oscillateur à HEMT. Cette amélioration devrait être proportionnelle à celle obtenue en bruit basse fréquence. Bien évidemment, ces deux remarques ne tiennent pas compte des phénomènes de conversion du bruit BF mis en jeu dans les oscillateurs, phénomènes que nous étudierons dans le prochain chapitre.

Composants à effet de champ aux températures cryogéniques.

---

### V-3 Une première application : l'amplificateur cryogénique pour détecteur infrarouge.

Les études présentées dans ce premier chapitre ont permis de nous intéresser à une première application cryogénique : la détection infrarouge.

#### V-3-1 Position du problème et démarche expérimentale.

Les détecteurs infrarouges actuels, utilisés pour les applications spatiales, fonctionnent à des températures proches de l'hélium liquide (4.2 K). De plus, la très forte impédance de ces détecteurs (de l'ordre de  $10^9 \Omega$ ) implique que les circuits électroniques (typiquement des amplificateurs transimpédance) chargés d'amplifier les faibles valeurs de courant qu'ils délivrent soient précédés d'un étage à très forte impédance d'entrée. L'utilisation de transistors à effet de champ est donc nécessaire et, à l'heure actuelle, le composant utilisé pour l'étage d'adaptation d'impédance est un JFET Silicium. Cependant, ce transistor n'est pas conçu pour fonctionner en dessous de 50 K. En outre, la nécessité que le composant soit placé au plus près du détecteur afin de s'affranchir des capacités des câbles implique qu'un dispositif spécifique soit capable de le maintenir au dessus de cette température critique. Il est donc intéressant d'étudier la possibilité de remplacer les JFET Silicium par des composants à base de semi-conducteurs III-V susceptibles de fonctionner à la même température que le détecteur infrarouge.

Nous nous sommes intéressés au seul problème de la détection directe. En effet, ce type de détection nécessite une électronique amplificatrice associée fonctionnant à très basse fréquence (quelques Hz à quelques kHz). Il s'inscrit donc naturellement dans le prolongement des travaux présentés dans les paragraphes précédents concernant les phénomènes parasites et le bruit basse fréquence des composants III-V aux températures cryogéniques. L'étude entreprise a été effectuée en collaboration avec le laboratoire LMM-CNRS de Bagnex. Cette collaboration a permis de d'étudier, pour des composants différents de ceux du commerce, le comportement aux basses températures (caractéristiques I-V en régime statique et bruit BF). Ces transistors ont été optimisés au regard de certains paramètres technologiques, comme la largeur et longueur de grille, afin de permettre la réalisation d'un premier dispositif d'adaptation d'impédance.

Nous avons tout d'abord analysé les données de la littérature relatives aux niveaux de bruit basse fréquence dans les transistors JFET Silicium [71] [72]. Cette analyse a permis de constater que, malgré les efforts fournis par les concepteurs et les technologues pour définir une structure faible bruit à base de matériaux III-V, les valeurs de densité spectrale de bruit BF mesurées pour les FET à grille submicronique restent bien supérieures à celles obtenues pour les JFET. En effet, pour les composants présentés précédemment, on peut noter un écart d'au moins 50 dB à 100 Hz par rapport aux niveaux de bruit des JFET. De ce fait et puisque le bruit en excès dans les TEC est inversement proportionnel à la surface de grille [73], une solution consiste à concevoir et à réaliser des composants de plus grandes dimensions. Le laboratoire LMM-CNRS a donc réalisé des composants multidoigts (PHEMT sur GaAs) de largeur totale de grille valant soit 1.6 mm, soit 3.2 mm, soit 4.8 mm et dont la longueur de grille est fixée à 0.4  $\mu\text{m}$ . Ces composants -assez semblables de part leur taille à des HEMT de puissance- possèdent une transconductance élevée. Par exemple dans le cas du transistor de largeur de grille 4.8 mm pour des tensions proches du pincement, soit  $V_{gs} = -0.3\text{V}$ , la transconductance  $G_m$  est de l'ordre de 250 mS à la tension drain-source  $V_{ds} = 1\text{V}$ . Il est donc possible, avec ces transistors, de travailler à faible densité de courant tout en conservant une transconductance élevée. La consommation reste alors proche de celle relevée sur des composants de faibles dimensions, c'est à dire un courant drain de l'ordre de 15-20 mA sous quelques volts.

La démarche expérimentale suivie a été d'étudier, dans un premier temps, le comportement des composants à 77 K avant d'effectuer des mesures de bruit BF au voisinage de 4 K (plus précisément à 10 K). En effet, les effets de piégeage sur le courant continu de drain apparaissent dès la température de 150 K et ont leurs effets essentiels entre 100 K et 150 K. On peut donc penser que si le composant présente des caractéristiques courant-tension peu dégradées à 77 K, il a de bonnes chances de fonctionner également à la température de 4 K. Au niveau du comportement en bruit BF, les phénomènes sont plus complexes puisque comme nous l'avons expliqué précédemment il peut y avoir apparition ou disparition d'un palier de bruit de génération-recombinaison liée à la descente en température du composant. Cependant, à 4 K, la plupart des pièges sont gelés et ces paliers sont surtout présents aux très basses fréquences. Une dégradation du bruit entre 77 K et 4 K est donc peu probable, du moins pour des fréquences supérieures à quelques centaines d'hertz.



V-3-2 Résultats de l'étude.

L'étude des caractéristiques statiques à 77 K des composants multidoigts a permis de constater que le choix d'un point de repos correspondant à une tension  $V_{gs}$  proche du pincement n'induisait pas de phénomène de "collapse", même pour une tension continue drain-source de 1V (voir paragraphe III-2-3). Par conséquent, ce type de point de repos, dont nous avons montré l'intérêt, a été retenu pour toutes les mesures de bruit basse fréquence.

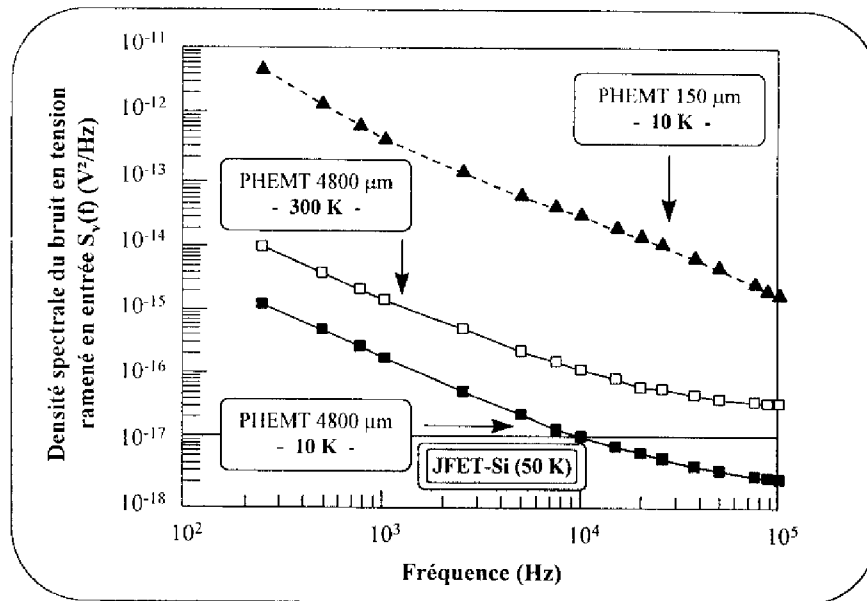
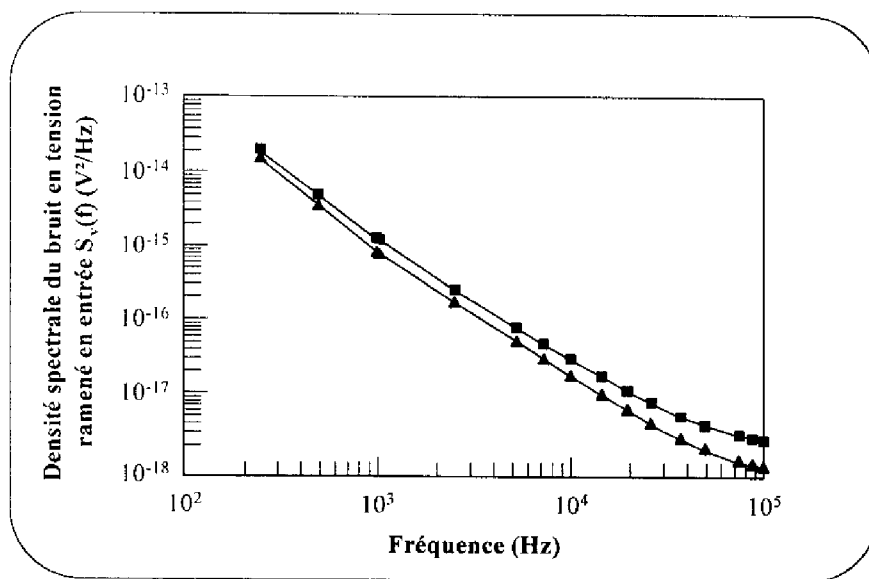


Figure 1.26 : Synthèse des résultats en bruit basse fréquence.

La figure 1.26 présente une synthèse entre les résultats en bruit obtenus sur un PHEMT classique de largeur de grille 150  $\mu\text{m}$  et sur un PHEMT de 4.8 mm. Nous pouvons constater que, dès la température ambiante, les valeurs de la densité spectrale du bruit en tension ramené en entrée sont très faibles : une amélioration de plus de 20 dB par rapport aux composants de 150  $\mu\text{m}$ . De plus, lorsque le composant est refroidi à 10 K le niveau de bruit BF s'améliore de 10 dB à 10 kHz. Cependant, les niveaux de bruit restent importants aux fréquences inférieures à 1 kHz environ. Les caractéristiques en bruit basse fréquence des JFET Silicium (figure 1.26) sont quant à elles très bonnes dès les très basses fréquences : à partir de 100 Hz environ, un plancher de bruit blanc est atteint dont la valeur est de l'ordre de (ou même inférieur à)  $10^{-17} \text{ V}^2/\text{Hz}$  [71]. Par conséquent, pour atteindre de tels niveaux de bruit, le PHEMT devra être utilisé à des fréquences au moins supérieures à 1 kHz.

### V-3-3 Réalisation d'un montage en suiveur.

Le montage suiveur est généralement utilisé pour l'étage d'adaptation d'impédance. Il permet d'assurer une bonne stabilité du composant (suppression des oscillations parasites) sans dégrader pour autant les performances en bruit équivalent en entrée. Nous avons par conséquent réalisé un tel montage avec le composant PHEMT de largeur de grille de 4.8 mm [74]. Les conditions de polarisation restent proches de celles du paragraphe précédent c'est à dire pour des tensions grille-source proches du pincement.



**Figure 1.27 :** PHEMT 4.8 mm monté en suiveur -  $T = 77$  K-

(-■- :  $V_{ds} = 1V$ ,  $V_{gs} = -0.3V$ ,  $I_{ds} = 15$  mA et -▲- :  $V_{ds} = 0.4V$ ,  $V_{gs} = -0.25V$ ,  $I_{ds} = 15$  mA)

Sur la figure 1.27, nous présentons les densités spectrales de bruit en tension ramené en entrée mesurées pour ce dispositif à la température de l'azote liquide et pour deux points de polarisation différents. Nous pouvons constater que les niveaux de bruit sont très proches de ceux relevés en source commune. De plus, lorsque la tension drain est abaissée vers des valeurs très faibles ( $V_{ds} = 0.4$  V) on remarque une amélioration des performances qui se traduit à 100 kHz par un niveau de bruit de l'ordre de  $10^{-18}$  V<sup>2</sup>/Hz.

Aux vues de ces derniers résultats, on peut penser que le remplacement des JFET Silicium par des composants de puissance sur GaAs est judicieux dans la mesure où la fréquence de fonctionnement du circuit électronique est supérieure à 1 kHz. Cependant, un problème subsiste au niveau de l'impédance d'entrée de ces composants. En effet, la

multiplication des doigts de grille dégrade fortement la capacité d'entrée du transistor (environ 10-12 pF pour le PHEMT-4.8 mm au lieu de 2-4 pF pour les JFET Silicium). Cette dégradation devrait se traduire par une impédance d'entrée diminuée d'un facteur  $10^3$  à 10 kHz par rapport au  $10^9 \Omega$  que peuvent présenter les JFET Silicium. De plus la présence d'une résistance parasite à l'entrée de ces composants est responsable de courants de grille (courants de fuite) importants : 1-10  $\mu\text{A}$  pour le PHEMT-4.8 mm contre 1-10 pA pour les JFET Silicium. Ceci contribue à accentuer cet écart et de ce fait l'impédance d'entrée de nos dispositifs est en réalité de l'ordre de 100 k $\Omega$  à 10 kHz. Ce problème rédhibitoire, compte tenu de la très forte impédance des détecteurs, ne peut être résolu que par une amélioration de la technologie associée sans doute à une modification de la structure des dispositifs (peut-être en optimisant le couple longueur/largeur de grille). Toutefois, la condition faible bruit doit être conservée : à l'heure actuelle, ce compromis n'a pas encore pu être obtenu.

## VI - Conclusion.

Dans ce chapitre, après un rappel sur les propriétés physiques et technologiques de trois catégories de transistors à effet de champ microonde (MESFET, HEMT et PHEMT), nous avons étudié leur comportement à la température de l'azote liquide. Nous avons tout d'abord présenté les différents phénomènes parasites liés à l'abaissement de la température pour trois composants à grille submicronique représentatifs de chaque catégorie. Les caractérisations statiques  $I_{ds}(V_{ds})$  à 77 K ont permis de mettre en évidence, dans les structures à gaz d'électrons bidimensionnel, la présence des deux phénomènes parasites principaux que sont le phénomène de "collapse" et l'effet de coude ; l'écrasement des caractéristiques I-V étant le plus critique pour le fonctionnement du transistor. Cependant, nous avons montré qu'il était aisé de s'affranchir du phénomène de "collapse" par des conditions de polarisation appropriées. Elles sont définies, dans les HEMT, par une tension drain-source  $V_{ds}$  de l'ordre de 3V et dans les PHEMT, par  $V_{ds} \geq V_{coude}$  où  $V_{coude}$  étant la tension drain-source relative à l'effet du même nom (généralement pour des transistors à grille submicronique -avec  $L_g > 0.2 \mu\text{m}$ - la valeur de  $V_{coude}$  est comprise entre 1 et 1.5 V). Ces transistors ainsi polarisés conservent de bonnes performances électriques même dans l'obscurité. Nous avons ainsi pu obtenir un modèle fort signal complet pour chaque type de composants. Ces modèles ont été ajustés à partir de mesures impulsionnelles effectuées à la température de l'azote liquide et

---

dans l'obscurité. Le choix du point de repos doit satisfaire à la condition d'élimination du "collapse" décrite ci-dessus. Des mesures de la caractéristique de transfert en puissance,  $P_s = f(P_e)$  sur  $50 \Omega$ , comparées aux résultats de la simulation fort signal ont permis de vérifier la qualité des modèles réalisés.

Au niveau de l'étude en bruit basse fréquence de ces composants, notre travail a permis de rendre compte du comportement des technologies récentes aussi bien à température ambiante qu'à basse température. Cette étape nécessaire à la conception et à l'étude des performances en bruit de phase d'un oscillateur cryogénique a permis de vérifier que les MESFET MGF1425 présentait les plus faibles niveaux de bruit BF (par rapport à ceux de composants à hétérostructure). En conséquence, ce composant devrait être le mieux adapté à ce type d'application.

La dernière partie du travail présenté a porté sur l'utilisation de composants pseudomorphiques multidoigts pour la détection infrarouge directe. Les résultats en bruit BF ont montré que la conception de transistors faible bruit et fonctionnant à très basse température était délicate. Les transistors PHEMT ne peuvent remplacer les structures JFET Silicium que pour une électronique amplificatrice fonctionnant au dessus de 1 kHz. De plus, nous avons constaté qu'il était difficile de concevoir des composants réalisant les deux conditions principales pour ce type d'application : des faibles niveaux de bruit aux très basses fréquences et une impédance d'entrée élevée.

**Références bibliographiques du chapitre I.**

- [1] R. SOARES, J. OBREGON, J. GRAFFEUIL.  
*"Application des transistors à effet de champ en arséniure de gallium"*,  
Editions Eyrolles, Collection technique et scientifique des télécommunications, 1983.
- [2] J. GRAFFEUIL.  
*"De la diode à effet GUNN au circuit intégré monolithique millimétrique : 30 années d'évolution dans le domaine des composants actifs micro-ondes à état solide"*,  
Premières journées franco-marocaines sur les microondes et leurs applications , EMI,  
pp. Inv4-1 - Inv4-15, Rabat, Maroc 28-30 mai 1996.
- [3] D. V. LANG, R. A. LOGAN.  
*"Large lattice relaxation model for persistent photoconductivity in compound semiconductors"*,  
Phys. Rev. Lett., vol. 39, No. 10, pp. 639-641, 1977.
- [4] D. V. LANG, R. A. LOGAN, M. JAROS.  
*"Trapping characteristics and a donor complex (DX) model for the persistent-photoconductivity trapping center in Te-doped  $Al_xGa_{1-x}As$ "*,  
Phys. Rev., vol. B19, pp. 1015-1030, 1979.
- [5] R. E. THORME et al.  
*"An explanation for anomalous donor activation energies in  $Al_{0.35}Ga_{0.65}As$ "*,  
Appl. Phys. Lett., vol. 41, No. 2, pp. 189-191, 1982.
- [6] T. BABA, T. MIZUTANI, M. OGAWA.  
*"Elimination of persistent photoconductivity and improvement in Si activation coefficient by Al separation from Ga and Si in Al-Ga-As:Si solid system - a novel short period AlAs/n-GaAs superlattice"*,  
Jap. J. Appl. Phys., vol. 22, No. 10, pp. L627-L629, 1983.
- [7] E. F. SCHUBERT, K. PLOOG.  
*"Shallow and deep donors in direct-gap n type  $Al_xGa_{1-x}As:Si$  grown by molecular-beam epitaxy"*,  
Phys. Rev., vol. B30, pp. 7021-7029, 1984.
- [8] M. MIZUTA, M. TACHIKAWA, H. KUKIMOTO, S. MINOMURA.  
*"Direct evidence for the DX center being a substitutional donor in AlGaAs alloy system"*,  
Japan. J. Appl. Phys., vol. 24, No. 2, pp. L143-L146, 1985.
- [9] S. SUBRAMANIAN, A. S. VENGURLEKAR, A. A. DIWAN.  
*"Effect of shallow and deep donors on the equilibrium electron density of the two-dimensional electron gas in a modulation-doped field-effect transistor"*,  
IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-33, No. 5, pp. 707-711, 1986.
- [10] P. M. MOONEY.  
*"Deep donor levels (DX centers) in III-V semiconductors"*,  
J. Appl. Phys., vol. 67, No. 3, pp. R1-R26, 1990.

- 
- [11] A. BELACHE.  
*"Etude des propriétés physiques et performances potentielles en basses températures du transistor à effet de champ à haute mobilité électronique AlGaAs/GaAs"*,  
Thèse de doctorat, Université des Sciences et Techniques de Lille, 1989.
- [12] M. O. WATANABE et al.  
*"Donor levels in Si-doped AlGaAs grown by MBE"*,  
Japan. J. Appl. Phys., vol. 23, No. 2, pp. L103-L105, 1984.
- [13] M. TACHIKAWA, M. MIZUTA, H. KUKIMOTO.  
*"DX deep centers in Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As grown by liquid-phase epitaxy"*,  
Japan. J. Appl. Phys., vol. 23, No. 12, pp. 1594-1597, 1984.
- [14] E. CALLEJA, A. GOMEZ, E. MUÑOZ..  
*"Direct evidence of the DX center link to the L-conduction-band minimum in GaAlAs"*,  
Appl. Phys. Lett., vol. 52, No. 5, pp. 383-385, 1988.
- [15] O. KUMAGAI, H. KAWAI, Y. MORI, K. KANEKO.  
*"Chemical trends in the activation energies of DX centers"*,  
Appl. Phys. Lett., vol. 45, No. 12, pp. 1322-1323, 1984.
- [16] F. ALI, A. GUPTA.  
*"HEMTs & HBTs: devices, fabrication, and circuits"*,  
Editions Artech House, 1991.
- [17] F. SEJALON.  
*"Conception et réalisation d'amplificateurs cryogéniques faible bruit à base de transistors à effet de champ dans la bande 16-20 GHz"*,  
Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, 1993.
- [18] T. J. DRUMMOND et al.  
*"Characteristics of modulation-doped Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>Al/GaAs field effect transistors: Effect of donor-electron separation"*,  
Appl. Phys. Lett., vol. 42, No. 3, pp. 262-264, 1983.
- [19] F. ANIEL.  
*"Les transistors à effet de champ à hétérojonction sur GaAs et grille ultra-courte aux basses températures. Evolution des propriétés électriques et physiques"*,  
Thèse de doctorat, Université Paris XI, Orsay, 1995.
- [20] T. G. ANDERSSON et al.  
*"Variation of the critical layer thickness with In content in strained In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As-GaAs quantum wells grown by molecular beam epitaxy"*,  
Appl. Phys. Lett., vol. 51, No. 10, pp. 752-754, 1987.
- [21] G-I. Ng, D. PAVLIDIS, M. JAFFE, J. SINGH, H. F. CHAU.  
*"Design and experimental characteristics of strained In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As (x > 0.53) HEMT's"*,  
IEEE Trans. Electron Devices, vol. 36, No. 10, pp. 2249-2259, 1989.

- [22] G-I. Ng, D. PAVLIDIS.  
*"Frequency-dependent characteristics and trap studies of lattice-matched ( $x = 0.53$ ) and strained ( $x > 0.53$ )  $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_xGa_{1-x}As$ ",*  
IEEE Trans. Electron Devices, vol. 38, No. 4, pp. 862-869, 1991.
- [23] P. M. SMITH et al.  
*"W. band high efficiency Inp-based power HEMT with 600 GHz  $f_{max}$ ",*  
IEEE Microwave guided wave letters, vol. 5, No. 7, pp. 230-233, 1995.
- [24] J. F. ROCHETTE et al.  
*"Low temperature persistent photoconductivity in two-dimensional GaAs FET's",*  
Int. Symp. GaAs and Related Compounds, vol. 65, pp. 385-392, 1982.
- [25] T. J. DRUMMOND et al.  
*"Bias dependence and light sensitivity of (Al, Ga)As/GaAs MODFET's at 77 K",*  
IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-30, No. 12, pp. 1806-1811, 1983.
- [26] R. FISHER et al.  
*"On the collapse of drain I-V characteristics in MODFET's at cryogenic temperatures",*  
IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-31, No. 8, pp. 1028-1031, 1984.
- [27] J. K. CHI, R. P. HOLMSTROM, J. P. SALERNO.  
*"Effects of traps on low temperature high electron mobility transistor characteristics",*  
IEEE Electron Device Lett., vol. ED-5, No. 9, pp. 381-384, 1984.
- [28] J. VERDIER.  
*"Caractérisation de transistors à effet de champ micro-ondes à basse température en vue d'une modélisation fortsignal",*  
Rapport de Stage de DEA d'Electronique, Université Paul Sabatier, Toulouse, 1993.
- [29] R. FISHER et al.  
*"Instabilities in modulation doped field-effect transistors (MODFETs) at 77 K",*  
Elect. Lett, vol. 19, No. 19, pp. 789-791, 1983.
- [30] A. KASTALSKY, R. A. KIEHL.  
*"On the low-temperature degradation of (AlGa)As/GaAs modulation-doped field-effect transistor",*  
IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-33, No. 3., pp. 414-423, 1986.
- [31] Y. HORI et al.  
*"Bias-dependent collapse and its recovery phenomenon in AlGaAs/GaAs 2DEGFET's low temperatures",*  
IEEE Trans. Electron Devices, vol. 39, No. 12, pp. 2720-2725, 1992.
- [32] J. VERDIER, O. LLOPIS, J. M. DIENOT, R. PLANA, Ph. ANDRE, J. GRAFFEUIL.  
*"Collapse and large signal modelling of GaAs field effect transistors at 77 K",*  
WOLTE 94, Journal de Physique IV, Colloque C6, pp. 165-170, 1994.
- [33] C. CANALI et al.  
*"Trap-related effects in AlGaAs/GaAs HEMTs",*  
IEE Proc., vol. 138, No. 1, pp. 104-108, 1991.

- 
- [34] K. HUI, C. HU, P. GEORGE, P. K. KO.  
*"Impact ionisation in GaAs MESFET's"*,  
IEEE Electron Device Lett., vol. 11, No. 3, pp. 113-115, 1990.
- [35] M. O. WATANABE, Y. AHIZAWA, N. SUGIYAMA, T. NAKANISI.  
*"Nonradiative recombination process at deep levels in AlGaAs grown by MBE"*,  
Int. Symp. GaAs and Related Compounds, pp. 105-110, Nevada, 1982.
- [36] S. DUEÑAS et al.  
*"Ability of capacitance-voltage transient technique to study spatial distribution and electric field dependence of emission properties of deep levels in semiconductors"*,  
Materials Science and Technology, vol. 11, pp. 1074-1082, 1995.
- [37] W. R. BUCHWALD, N. M. JOHNSON.  
*"Revised role for the Poole-Frenkel effect in deep-level characterization"*,  
J. Appl. Phys., vol. 64, No. 2, pp. 958-961, 1988.
- [38] A. BELACHE, A. VANOVERSHELDE, G. SALMER, M. WOLNY.  
*"Experimental analysis of HEMT behavior under low-temperature conditions"*,  
IEEE Trans. Electron Devices, vol. 38, No. 1, pp. 3-13, 1991.
- [39] A. J. VALOIS, G. Y. ROBINSON, K. LEE, M. S. SHUR.  
*"Temperature dependence of the I/V characteristics of modulation doped FETs"*,  
J. Vac. Sci. Technol., B, No. 1, pp. 190-195, 1983.
- [40] J. KLEM et al.  
*"Persistent photoconductivity in (Al, Ga)As/GaAs modulation doped structures: Dependence on structure and growth temperature"*,  
J. Appl. Phys., vol. 54, pp. 5214-5217, 1983.
- [41] S-M. J. LIU et al.  
*"Low-noise behavior of InGaAs quantum-well-structured-modulation-doped FET's from  $10^{-2}$  to  $10^8$  Hz"*,  
IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-33, No. 5, pp. 576-581, 1986.
- [42] B. J. VAN ZEGHBROECK et al.  
*"Parasitic bipolar effects in submicrometer GaAs MESFET's"*,  
IEEE Elect. Devices Lett., vol. EDL-8, No. 5, pp. 188-190, 1987.
- [43] Y. HORI, M. KUZUHARA.  
*"Improved model for kink effect in AlGaAs/InGaAs Heterojunction FET's"*,  
IEEE Trans. Electron Devices, vol. 41, No. 12, pp. 2262-2267, 1994.
- [44] T. AKAZAKI, H. TAKAYANAGI, T. ENOKI.  
*"Kink effect in an InAs-inserted-channel InAlAs/InGaAs inverted HEMT at low temperature"*,  
IEEE Electron Device Lett., vol. 17, No. 7, pp. 378-380, 1996.
- [45] U. K. MISHARA et al.  
*"Kink effect in submicrometer-gate MBE-grown InAlAs/InGaAs heterojunction MESFET's"*,  
IEEE Electron Device Lett., vol. 9, No. 12, pp. 630-632, 1988.



- [46] D. THERON et al.  
*"Characterization of GaAs and InGaAs double-quantum well heterostructure FET's"*,  
IEEE Trans. Electron Devices, vol. 40, No. 11, pp. 1935-1941, 1993.
- [47] S. MOTTET, J. M. DUMAS, J. E. VIALET, A. BELHADJ, P. AUDREN.  
*"Etude des effets parasites affectant le fonctionnement des transistors à effet de champ à gaz d'électrons bidimensionnel"*,  
Rev. Phys. Appl., vol. 24, pp. 649-658, 1989.
- [48] K. HORIO, K. SATOH.  
*"Two-dimensional analysis of substrate-related kink phenomena in GaAs MESFET's"*,  
IEEE Trans. Electron Devices, vol. 41, No. 12, pp. 2256-2261, 1994.
- [49] H. INOMATA et al.  
*"Sidegating effects in inverted AlGaAs/GaAs HEMT"*,  
Japan. J. Appl. Phys., vol. 27, No. 9, pp. L1742-L1745, 1988
- [50] A. THOMASIAN, A. A. REZAZADEH, L. G. HIPWOOD.  
*"Observation and mechanism of kink effect in depletion-mode AlGaAs/GaAs and AlGaAs/GaInAs HEMTs"*,  
Elect. Lett., vol. 25, No. 5, pp. 351-353, 1989.
- [51] A. PACCAGNELLA et al.  
*"Frequency dispersion of transconductance: a tool to characterise deep levels in III-V FETs"*,  
Elect. Lett., vol. 28, No. 22, pp. 2107-2109, 1992.
- [52] C. K. PENG, S. SINHA, H. MORKOÇ.  
*"Characterization of graded interface  $In_xGa_{1-x}As/In_{0.52}Al_{0.48}As$  ( $0.53 < x < 0.70$ ) structures grown by molecular-beam epitaxy"*,  
J. Appl. Phys., vol. 62, No. 7, pp. 2880-2884, 1987.
- [53] U. K. MISHARA et al.  
*"High-performance submicrometer AlInAs-GaInAs HEMT"*,  
IEEE Electron Device Lett., vol. 9, No. 1, pp. 41-43, 1988.
- [54] R. PLANA, O. LLOPIS, J. VERDIER, L. ESCOTTE, T. PARRA, M. GAYRAL, A. CAPPY, J. GRAFFEUIL.  
*"Low-frequency noise behavior of InP-based HEMTs and its connection with phase noise of microwave oscillators"*,  
IEEE MTT-Symp. Digest, San Fransisco 1996, pp. 943-946.
- [55] Hewlett Packard RF and Microwave Measurement Symposium.  
*"De-embedding measurements using the HP 8510 microwave network analyser"*.
- [56] Th. PARRA.  
*"Modélisation du transistor MESFET GaAs utilisé en régime fort signaux. Application à la conception d'un limiteur de puissance monolithique à distorsion de phase minimale"*,  
Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, 1991.

- 
- [57] J. M. DIENOT.  
*"Caractérisation et modélisation électrique non linéaire du transistor bipolaire à hétérojonction GaAlAs/GaAs. Application à la conception d'un oscillateur microondes contrôlé en tension"*,  
Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, 1994.
- [58] A. PLATZKER et al.  
*"Characterization of GaAs devices by a versatile pulsed I-V measurement system"*,  
IEEE MTT Symp. Digest, Dallas 1990, pp. 1137-1140.
- [59] M-J. VILLARD.  
*"Contribution à la modélisation non linéaire des TECs AsGa pour la CAO des circuits monolithiques microondes"*,  
Thèse de doctorat de l'Université de Limoges, 1990.
- [60] W. R. CURTICE.  
*"A MESFET Model for use in the design of GaAs integrated circuits"*,  
IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 28, No. 5, pp. 448-456, 1980.
- [61] F. DUPIS.  
*"Analyse temporelle et conception d'oscillateurs micro-ondes à faible bruit de phase"*,  
Thèse de doctorat de l'Université de Limoges, 1987.
- [62] Y. TAJIMA, B. WRONA, K. MISHIMA.  
*"GaAs FET large-signal model and its application to circuit designs"*,  
IEEE Trans. Electron Devices., vol. ED-28, No. 2, pp. 171-175, 1981.
- [63] O. LLOPIS, J. VERDIER, J. M. DIENOT, Ph. ANDRE, J. GRAFFEUIL.  
*"Large signal modelling of cryogenically cooled GaAs field effect transistors for low phase noise oscillators design"*,  
IEEE MTT-Symp Digest, pp. 981-984, San Diego 1994.
- [64] H.J. SIWERIS, B. SCHIECK.  
*"Analysis of noise up-conversion in microwave FET oscillators"*,  
IEEE Trans. on Microwave Theory Tech., vol. 33, No. 3, pp. 233-242, 1985.
- [65] H. ROTHE, W. DAHLKE.  
*"Theory of noisy fourpoles"*,  
Proceedings of IRE, pp. 811-818, 1956.
- [66] D. RIGAUD et al.  
*"Gate current 1/f noise in GaAs MESFET's"*,  
IEEE Trans. Electron Devices., vol. 35, pp. 1071-1075, 1988.
- [67] G. BLASQUEZ.  
*"Flicker noise theory of diffused and ion implanted resistors"*,  
Solid State Electronics, vol. 20, pp. 382-383, 1977.
- [68] B. HUGHES et al.  
*"GaAs FET's with flicker-noise corner below 1 MHz"*,  
IEEE Trans. Electron Devices, vol. 34, No. 4, pp. 733-741, 1987.

- [69] A. VAN DER ZIEL.  
*"Hooedge parameters for various FET structures"*,  
IEEE Trans. Electron Devices, vol. 32, No. 3, pp. 662-666, 1985.
- [70] R. PLANA.  
*"Bruit de fond dans les transistors à effet de champ et bipolaires pour micro-ondes"*,  
Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, 1993.
- [71] J.M. LAMARRE, G JEGOUDEZ, R. BRUERE-DAWSON, M. BOSSHARD.  
*"Détection de rayonnements aux très basses températures : problèmes liés au signal"*,  
Rapport de contrat (deux volumes) appel d'offres du Conseil Régional Midi Pyrénées 1992.
- [72] O. LLOPIS, R. PLANA, J. VERDIER.  
*"Cryoélectronique pour applications spatiales"*,  
2<sup>ème</sup> Ecole d'Automne La Londe Les Maures, 1992.
- [73] C. TSIRONIS, J. GRAFFEUIL, F. HENZE, Z. HADJOUR.  
*"Low frequency noise in GaAs MESFET's"*,  
Int. Symp. GaAs and Related Compounds, pp. 26-28, 1984.
- [74] J. VERDIER, O. LLOPIS, R. PLANA, Y. JIN, J. GRAFFEUIL  
*"Composants III-V pour amplificateurs cryogéniques basse fréquence - Application à la détection infrarouge"*,  
5<sup>èmes</sup> Journées Nationales de la microélectronique et de l'optoélectronique III-V,  
pp. 130-131, Ecully 1994

## CHAPITRE II

### **Phénomènes de conversion du bruit dans les oscillateurs**

---

## Chapitre II - Phénomènes de conversion du bruit dans les oscillateurs.

### I - Introduction.

Le bruit de phase des oscillateurs est un paramètre essentiel pour le concepteur et constitue, pour les systèmes de télécommunication modernes, un des principaux critères de choix. Par conséquent, il est d'un grand intérêt d'identifier les origines des fluctuations de phase afin de les réduire. Dans les oscillateurs microondes, le bruit de phase est généralement attribué au bruit basse fréquence (BF) du composant actif qui est converti par un processus de mélange en fluctuations de fréquence autour de la porteuse. Le bruit BF est par conséquent utilisé comme paramètre d'entrée dans les simulateurs non-linéaires. Les travaux présentés dans le premier chapitre, nous ont permis de concevoir un modèle fort signal complet pour chaque type de composant étudié et les premiers résultats en bruit BF à 77 K ont indiqué que le MESFET MGF1425 semblait être le transistor à effet de champ le plus adéquat pour la réalisation d'un oscillateur à faible bruit de phase.

Le second chapitre a donc pour but de vérifier cette hypothèse afin d'entériner le choix du composant actif en vue de la réalisation et de la caractérisation d'un oscillateur à haute pureté spectrale. Nos propos porteront tout d'abord sur des considérations générales sur le bruit de phase des oscillateurs et nous indiquerons, dans le cas d'oscillateurs à contre réaction parallèle, les paramètres essentiels à optimiser afin de minimiser les fluctuations de fréquence d'un tel circuit. Le premier point original que notre travail a permis de mettre en évidence concerne l'effet du comportement fort-signal sur les sources de bruit basse fréquence d'un TEC. L'incapacité de la méthode classique, qui consiste à mesurer le bruit BF du transistor au repos pour déterminer le générateur de bruit en tension équivalent en entrée, est clairement montrée. Pour cela, le bruit de fréquence mesuré pour chacun des oscillateurs réalisés est comparé au produit de la tension de bruit BF et du facteur de "pushing", facteur représentant la sensibilité de la fréquence de l'oscillateur à la tension continue de grille. Cependant, nous montrons que des différences peuvent apparaître entre la mesure du bruit de phase et l'évaluation effectuée à partir du bruit BF mesuré même dans des conditions d'oscillation. En particulier, nous montrons qu'il existe d'importants problèmes de modélisation pour des points de polarisation bien spécifiques où le facteur de "pushing" chute jusqu'à la valeur nulle. Une solution possible est alors proposée afin de les résoudre, basée sur l'hypothèse d'un effet distribué de la grille.

Enfin, nous indiquons les conditions de fonctionnement que nous avons déterminées pour chacun des composants dans le but de minimiser les fluctuations de fréquence d'un oscillateur à contre réaction parallèle à base de TEC : le point de polarisation, l'état de compression, les impédances (microondes) de charge présentées en entrée et en sortie du transistor. Ces résultats nous permettront, finalement, de déterminer le (ou les) transistor retenu pour la réalisation de l'oscillateur cryogénique.

## II - Généralités.

### II-1 Le bruit dans les oscillateurs.

Tout signal délivré par un oscillateur est perturbé par des fluctuations d'amplitude et de phase (ou de fréquence). En règle générale les fluctuations d'amplitude sont très faibles pour la plupart des applications et de ce fait caractériser la pureté spectrale d'une source hyperfréquence revient à mesurer la densité spectrale des fluctuations de phase (ou de fréquence) [1] [2]. Comme nous l'avons dit en introduction ce bruit résulte d'un processus non-linéaire de mélange entre le bruit BF de l'élément actif et la fréquence d'oscillation. Ce mécanisme est généralement comparé à une modulation du signal hyperfréquence par le spectre basse fréquence et les équations de base ont déjà fait l'objet de nombreux ouvrages et travaux de thèse [2]-[5]. Nous ne développerons donc pas la théorie mathématique relative au bruit de modulation de fréquence (ou de phase) mais, cependant, nous tenons à indiquer les principales relations caractérisant le bruit de fréquence dans les oscillateurs. Tout d'abord, dans le cas d'un signal modulé en fréquence avec une fréquence de modulation  $f_m$ , on démontre aisément la relation :

$$\Delta\varphi = \frac{\Delta f}{f_m} \quad (2.1)$$

où  $\Delta\varphi$  est l'écart maximal de phase.

$\Delta f$  est l'écart maximal de fréquence dû à la modulation.

Si l'on suppose que le bruit de fréquence peut être représenté par une somme de modulations à bande étroite, on peut étendre la validité de la relation (2.1) aux densités

spectrales de fluctuations de fréquence  $S_{\Delta f}$  et de phase  $S_{\Delta\varphi}$ . On peut alors écrire :

$$S_{\Delta\varphi} = \frac{S_{\Delta f}}{f_m^2} \quad (2.2)$$

où  $S_{\Delta\varphi}$  et  $S_{\Delta f}$  sont exprimés respectivement en  $rad^2 / Hz$  et en  $Hz^2 / Hz$ .

On peut également conserver les notations  $\Delta\varphi$  et  $\Delta f$  en considérant qu'il s'agit des racines carrées des densités spectrales (respectivement exprimées en  $rad / \sqrt{Hz}$  et en  $Hz / \sqrt{Hz}$ ).

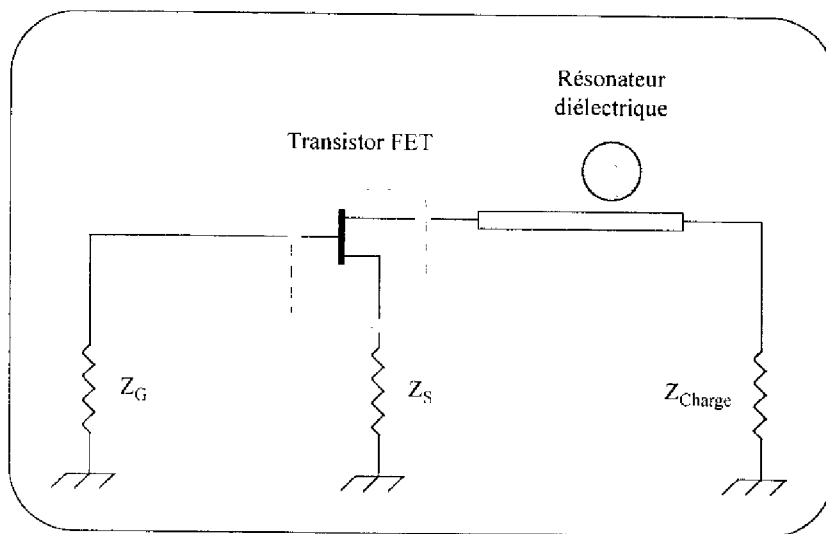
Le dernier paramètre important pour la caractérisation du bruit de phase d'un oscillateur est la quantité  $L(f_m)$  (exprimée en dBc/Hz). Dénommée densité spectrale simple bande, cette quantité n'est autre que le rapport de la densité spectrale de bruit dans une bande de 1 Hz à une distance  $f_m$  de la porteuse sur la puissance de cette même porteuse. Elle s'écrit en fonction des fluctuations de fréquence ou de phase (exprimées en valeurs efficaces) par la relation suivante :

$$L(f_m) = 20 \log\left(\frac{\Delta\varphi(f_m)}{\sqrt{2}}\right) = 20 \log\left(\frac{\Delta f(f_m)}{\sqrt{2}f_m}\right) \quad (2.3)$$

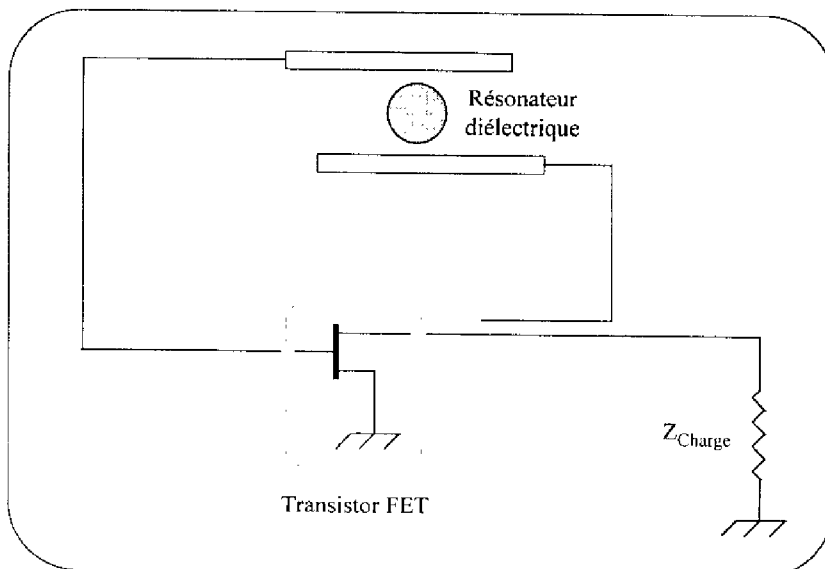
Cette relation s'obtient également par la théorie de la modulation de fréquence déterministe. Elle n'est rigoureusement valable que pour de faibles indices de modulation ( $\Delta f / f_m \ll 1$ ) et correspond dans ce cas au niveau des bandes latérales observables sur un analyseur de spectre. Par contre, pour des distances proches de la porteuse,  $L(f)$  n'est plus relié à ce rapport *porteuse / bandes latérales* mais est toujours proportionnel aux fluctuations de phase et reste donc une quantité représentative de la stabilité en fréquence de l'oscillateur. C'est en fait la quantité la plus fréquemment utilisée pour la représentation de bruit de phase dans les oscillateurs. L'unité qui lui correspond est le dBc/Hz.

## II-2 Topologie d'un oscillateur.

Il existe un grand nombre de configurations possibles pour réaliser un oscillateur utilisant un transistor et un résonateur [4]. Les deux plus fréquemment rencontrées dans les applications hyperfréquences sont l'oscillateur à contre réaction série (figure 2.1-a) et l'oscillateur à contre réaction parallèle (figure 2.1-b).



**Figure 2.1-a :** Schéma synoptique de l'oscillateur à contre réaction série.



**Figure 2.1-b :** Schéma synoptique de l'oscillateur à contre réaction parallèle.



Dans la première topologie, une impédance microonde non nulle est ramenée sur la source du TEC (sur l'émetteur pour un transistor bipolaire) de telle sorte qu'elle puisse créer l'instabilité du transistor. Le positionnement du résonateur, sur la grille ou sur le drain, définit la zone où l'oscillation peut-être déclenchée. Toute la difficulté de cette approche -où l'élément actif fonctionne en réflexion- est de déterminer l'emplacement du résonateur permettant d'obtenir le couplage ligne-résonateur désiré et l'accord de phase déclenchant l'oscillation. Bien qu'un tel circuit soit apparemment simple les conditions de mise en œuvre et les réglages liés au positionnement du résonateur (afin d'obtenir une oscillation stable et une zone de réglage ligne-résonateur suffisamment large) peuvent s'avérer difficile à température ambiante [4]. On peut donc aisément penser qu'un oscillateur fonctionnant à basse température sera d'autant plus délicat à mettre en œuvre.

Dans la seconde topologie, (figure 2.1-b), l'instabilité est créée par la contre réaction parallèle, c'est à dire à travers le résonateur utilisé en transmission. Une partie de la puissance est prélevée en sortie du transistor -fonctionnant en amplificateur non-linéaire- puis, après avoir été filtrée, est réinjectée à l'entrée. L'amplification de ce signal par le composant actif - si les pertes dans la boucle sont compensées- permet de créer l'oscillation au voisinage de la fréquence centrale du résonateur utilisé.

L'avantage premier de cette méthode réside dans la configuration en source commune du TEC (ou en émetteur commun pour le transistor bipolaire). En effet, dans cette configuration l'élément actif est inconditionnellement stable et donc l'oscillation ne peut provenir que du résonateur même si celui-ci est faiblement couplé. Aucune oscillation parasite ne peut donc théoriquement prendre naissance dans un tel circuit. Le second avantage de cette topologie est lié aux réglages nécessaires après réalisation. En effet, il est important pour tout système fonctionnant à basse température d'utiliser une topologie fiable ne nécessitant qu'un minimum d'étapes de réglage. La configuration à contre réaction parallèle est bien adaptée à ce problème. De plus, la possibilité de réaliser un montage en éléments éclatés va permettre de contrôler aisément les principaux paramètres de la contre réaction en particulier l'accord de phase nécessaire au démarrage de l'oscillation (intégration dans la boucle d'une ligne couplante). Enfin, la réalisation d'un tel montage offre la possibilité de modifier aisément les deux éléments du circuit que sont le transistor et le résonateur ce qui autorise une étude détaillée du phénomène d'oscillation en déterminant l'influence de chacun des éléments.

En raison de tous ces avantages nous avons retenu cette topologie d'oscillateur pour la suite de nos travaux. Examinons maintenant l'origine des fluctuations de phase dans un tel circuit d'oscillateur.

### II-3 Fluctuations de phase dans un oscillateur à contre réaction parallèle.

Le formalisme le mieux adapté [6] pour décrire le phénomène d'oscillation existant dans un oscillateur réalisé à partir d'un amplificateur contre-réactionné par une cavité en transmission permet d'écrire la condition d'oscillation sous la forme suivante :

$$G_t(A, \omega, V_0) \times e^{[j\varphi_t(A, \omega, V_0)]} = 1 \quad (2.4)$$

où  $G_t$  est le gain total de boucle.

$\varphi_t$  est la phase totale de boucle.

$\omega$  et  $A$  sont respectivement la pulsation et l'amplitude de l'oscillation.

$V_0$  une tension de perturbation basse fréquence représentant le bruit BF au niveau du transistor.

Cette condition d'oscillation en régime établi impose une phase totale sur un tour de boucle égale à  $2k\pi$  où  $k$  est un entier. En conséquence toute fluctuation  $\Delta V_0$  de la tension de perturbation  $V_0$  va créer une fluctuation de phase au niveau du composant actif. En considérant comme négligeable la fluctuation d'amplitude, cette fluctuation de phase va être compensée par une fluctuation de fréquence de façon à maintenir la condition d'oscillation relative à la phase. Il en découle une relation simple reliant les fluctuations de tension  $\Delta V_0$  aux fluctuations de fréquence  $\Delta f$ , qui peut s'écrire (équation 2.5) :

$$\Delta\varphi_t = \frac{\partial\varphi_t}{\partial f} \Delta f + \frac{\partial\varphi_t}{\partial V_0} \Delta V_0 = 0 \quad (2.5)$$

Soit par suite :

$$\Delta f = - \frac{\frac{\partial \varphi_1}{\partial V_0}}{\frac{\partial \varphi_1}{\partial f}} \Delta V_0 \quad (2.6)$$

où  $\frac{\partial \varphi_1}{\partial V_0}$  représente la réponse en phase de l'oscillateur à une perturbation élémentaire de la tension  $V_0$ .

$\frac{\partial \varphi_1}{\partial f}$  représente le terme de stabilité en fréquence imposé par le résonateur.

Par conséquent, nous pouvons constater que pour minimiser les fluctuations de fréquence de l'oscillateur -c'est à dire le bruit de phase- il faut réaliser impérativement les trois conditions suivantes :

- \* - Choisir un élément passif -le résonateur- ayant une réponse en phase évoluant très rapidement avec la fréquence (c'est à dire  $\frac{\partial \varphi_1}{\partial f}$  le plus élevé possible).
- \* - Choisir un élément actif -le transistor- présentant de faibles niveaux de bruit basse fréquence (c'est à dire  $\Delta V_0$  le plus faible possible).
- \* - Choisir, pour le composant actif retenu, les meilleures conditions de fonctionnement afin de minimiser le terme  $\frac{\partial \varphi_1}{\partial V_0}$  : le point de polarisation, l'état de compression et les impédances de charge présentées en entrée et en sortie du transistor. Ces conditions pourront être évaluées par l'utilisation du modèle non-linéaire complet du composant.

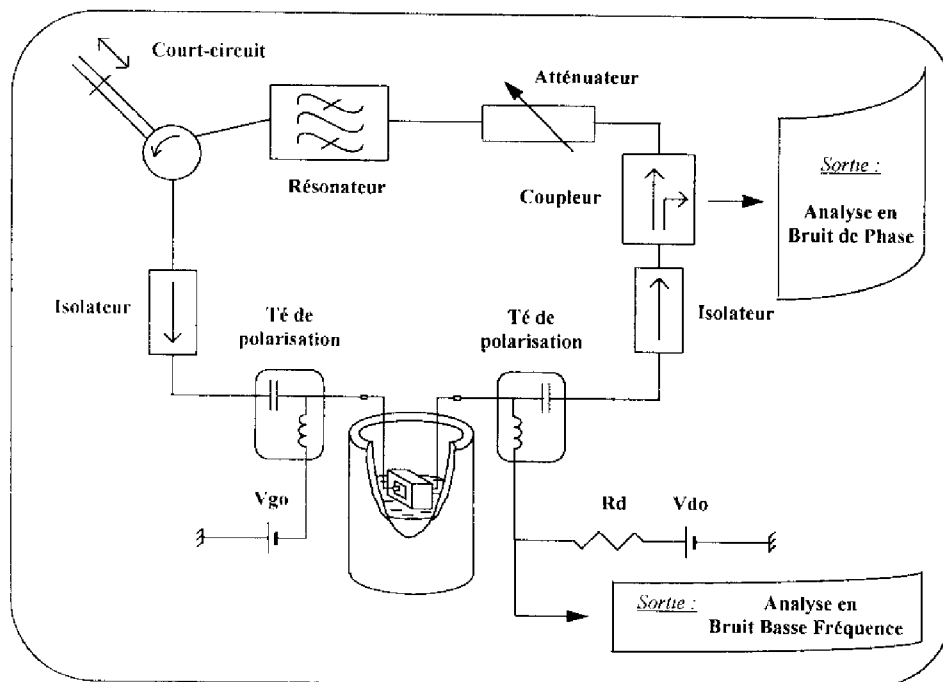
Ce sont ces deux derniers point relatifs aux paramètres du composant actif qui vont être abordés dans ce chapitre. Le choix du résonateur sera présenté dans le dernier chapitre (chapitre III) en vue de la réalisation de l'oscillateur à haute pureté spectrale.

### III - Comparaison du bruit de phase mesuré et simulé.

Nous allons dans cette partie présenter les premiers résultats en bruit de phase obtenus pour chacun des composants étudiés et modélisés précédemment. Cette étape a pour but d'une part, d'évaluer à température ambiante comme à basse température les niveaux de bruit de phase de chaque oscillateur (MESFET MGF1425, HEMT TO8902 et PHEMT MGF4417) et d'autre part, de valider les modèles de nos composants dans ce domaine.

#### III-1 Dispositif de mesure

Le schéma de l'oscillateur réalisé pour la caractérisation en oscillation à 77 K est représenté sur figure 2.2. Le transistor sous test est placé entre deux isolateurs 50  $\Omega$ .



**Figure 2.2 :** Dispositif de caractérisation des TEC en oscillation à 77 K.

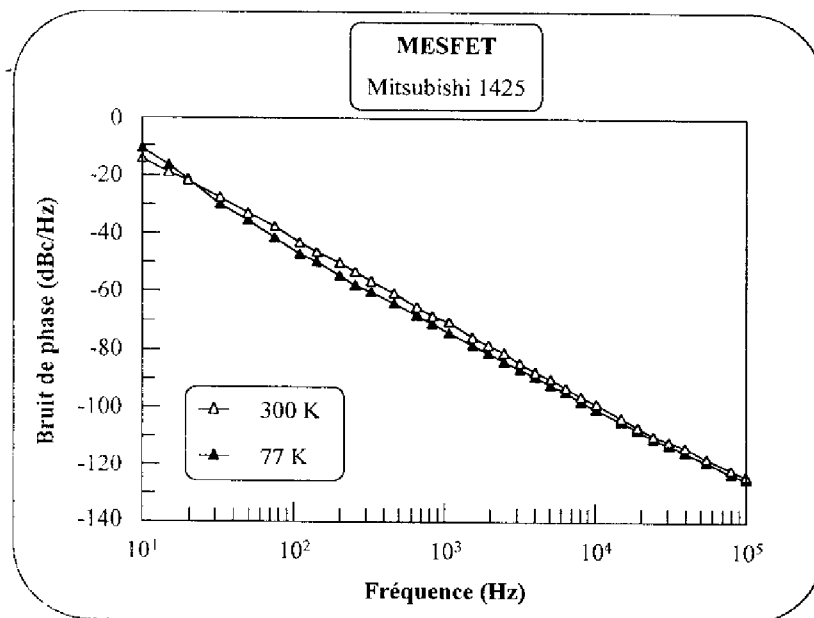
La cavité utilisée est maintenue à la température ambiante et possède un coefficient de qualité en charge  $Q_L$  de 160 à 4 GHz avec des pertes en transmission de l'ordre de 1.5 dB. L'avantage d'un résonateur faiblement surtendu réside dans des niveaux de bruit de phase aisément mesurables tout en conservant une oscillation stable. De plus, les faibles pertes en transmission autorisent, par l'utilisation d'un atténuateur variable dans la boucle, une

caractérisation en bruit de phase en fonction du point de compression de l'élément actif. L'accord de phase quant à lui est réalisé par l'utilisation d'une ligne de longueur variable présentant un court-circuit à son extrémité.

La mesure de bruit de phase de l'oscillateur est effectuée par la caractérisation du signal issu du coupleur (ou d'un diviseur de puissance) à l'aide d'un banc élaboré au laboratoire [7]. Il s'agit d'un dispositif de détection passif basé sur la technique du discriminateur à ligne à retard, améliorée par l'introduction d'un détecteur double et d'une méthode d'interspectre (chapitre III). La gamme de fréquence d'utilisation de ce banc est comprise entre 2 et 18 GHz.

### III-2 Résultats expérimentaux.

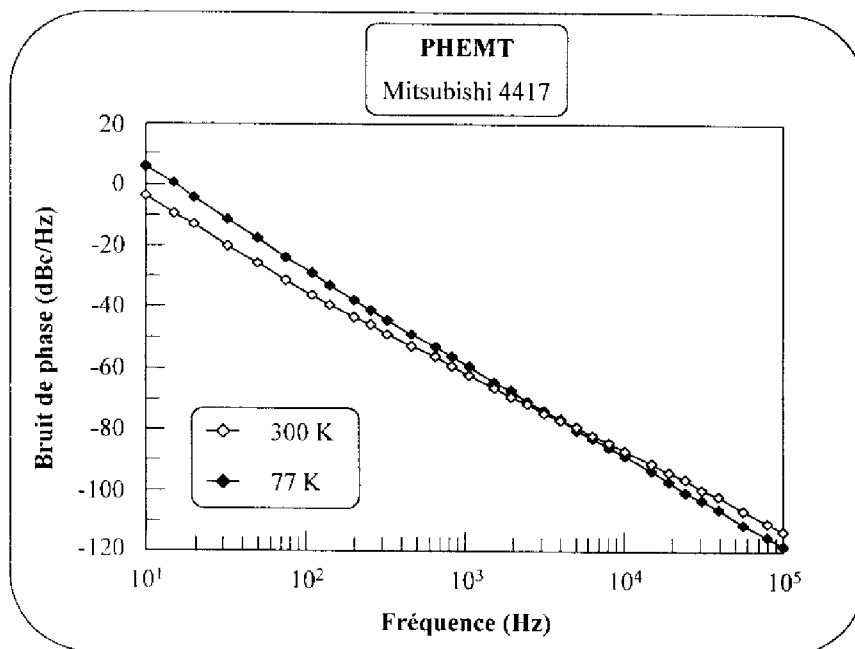
Les figures 2.3, 2.4 et 2.5 présentent les spectres de bruit de phase mesurés à 300 K et 77 K pour chaque type d'oscillateur. Les transistors sont polarisés aux mêmes tensions drain-source et grille-source que lors des études antérieures, c'est à dire à  $V_{ds} = 2V$ ,  $V_{gs} = 0V$  pour les HEMT et PHEMT et à  $V_{ds} = 3V$ ,  $V_{gs} = 0V$  pour le MESFET.



**Figure 2.3 :** Evolution du bruit de phase en fonction de la température pour le MESFET.

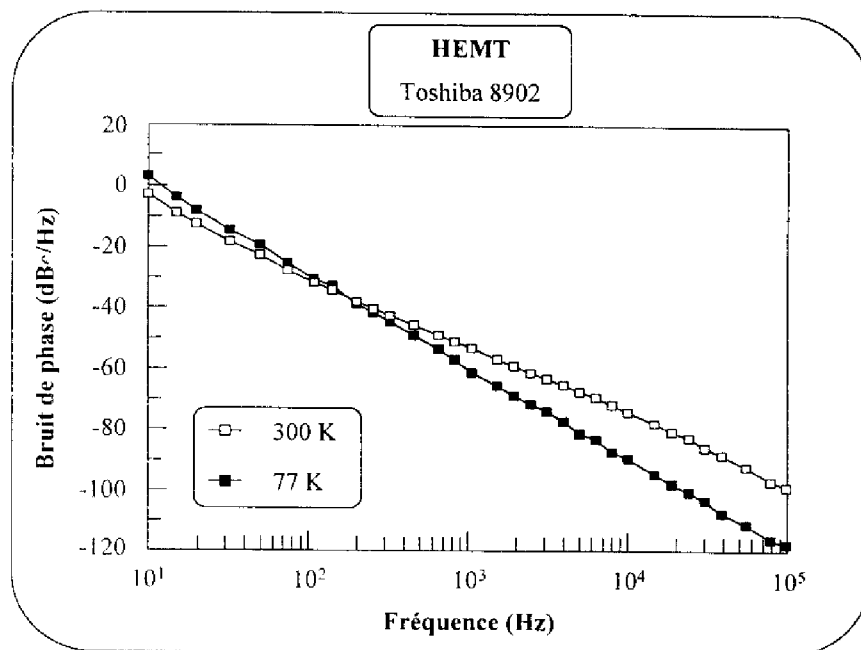
A température ambiante, comme nous le laissions présager les résultats obtenus en bruit

basse fréquence, les niveaux de bruit de phase les plus faibles ont été observés pour l'oscillateur à MESFET qui présente à 10 kHz de la porteuse un niveau de l'ordre de -100 dBc/Hz alors que pour les oscillateurs à HEMT et PHEMT on obtient respectivement des niveaux de -73 dBc/Hz et -87 dBc/Hz. A la température de l'azote liquide, l'évolution des spectres de bruit de phase pour chaque type d'oscillateur semble, dans sa globalité, cohérente avec la modification en température des caractéristiques en bruit BF. En effet, on peut constater une amélioration significative du bruit de phase dans le cas de l'oscillateur à HEMT qui se traduit à 10 kHz de la porteuse par une diminution du niveau de bruit d'environ 15 dB. On obtient ainsi des niveaux de bruit de phase du même ordre de grandeur que ceux mesurés pour l'oscillateur à PHEMT (-90 dBc/Hz à 10 kHz).



**Figure 2.4 :** Evolution du bruit de phase en fonction de la température pour le PHEMT.

Dans le cas de l'oscillateur à MESFET par contre, la réduction du bruit de phase engendrée par l'abaissement de la température n'est pas significative mais ses niveaux restent inférieurs (d'au moins 10 dB) sur toute la gamme de fréquence (10 Hz - 100 kHz) à ceux obtenus pour les deux autres types d'oscillateurs. Cependant on peut noter pour chacun des



**Figure 2.5 :** Evolution du bruit de phase en fonction de la température pour le HEMT.

cas présentés (oscillateurs à MESFET, HEMT et PHEMT) l'existence d'une fréquence  $f_c$  de croisement des spectres (obtenus à 300 K et à 77 K) de telle sorte que le bruit de phase des oscillateurs à transistors refroidis est supérieur au bruit de phase des oscillateurs à température ambiante près de la porteuse ( $f < f_c$ ) et inférieur au delà ( $f > f_c$ ). Cette évolution en température est particulièrement marquée pour les oscillateurs à base de composants à hétérostructures notamment en ce qui concerne l'oscillateur à PHEMT pour lequel la fréquence  $f_c$  est repoussée au delà de 1 kHz. La dégradation observée dans ce cas se traduit à 100 Hz de la porteuse par une augmentation du niveau de bruit de phase de l'ordre de 10 dB à 77 K. Ce phénomène est également observé sur les caractéristiques en bruit basse fréquence. L'examen des courbes présentées dans le chapitre précédent montre qu'effectivement, pour chacun des composants testés, les spectres de bruit BF se croisent mais il apparaît clairement que cette fréquence de croisement ne coïncide pas avec celle évaluée sur les courbes de bruit de phase. Ceci est dû à une modification par l'abaissement de la température, non seulement des caractéristiques en bruit, mais également des paramètres de conversion *bruit BF-bruit de phase*. Ce phénomène de dégradation du bruit très près de la porteuse (déjà mis en évidence dans des études antérieures [8]) est un handicap sérieux pour la réalisation d'un oscillateur cryogénique à faible bruit de phase aux faibles offsets de fréquence. Toutefois, si l'oscillateur

---

libre microonde est verrouillé sur un oscillateur à quartz de bonne qualité, c'est le spectre du quartz qui sera recopié aux faibles offsets de la porteuse ce qui limite un peu la portée de cet inconvénient. Par exemple, dans le cas d'un oscillateur à résonateur diélectrique refroidi, on obtiendra des niveaux de bruit de phase inférieurs à ceux du quartz à 10 kHz d'offset, mais pas à 1 kHz. La plage de verrouillage sera donc de 1 kHz environ, c'est à dire de l'ordre de  $f_c$ . Par contre, dans le cas d'un oscillateur cryogénique de très haute pureté spectrale (WGM saphir ou diélectrique-supraconducteur -voir chapitre III), on peut espérer obtenir des résultats supérieurs aux meilleurs quartz sur toute la plage de fréquence. La présence de niveaux de bruit élevés aux très faibles offsets de fréquence sera alors tout à fait rédhibitoire et un transistor présentant très peu de bruit de génération-recombinaison devra être choisi.

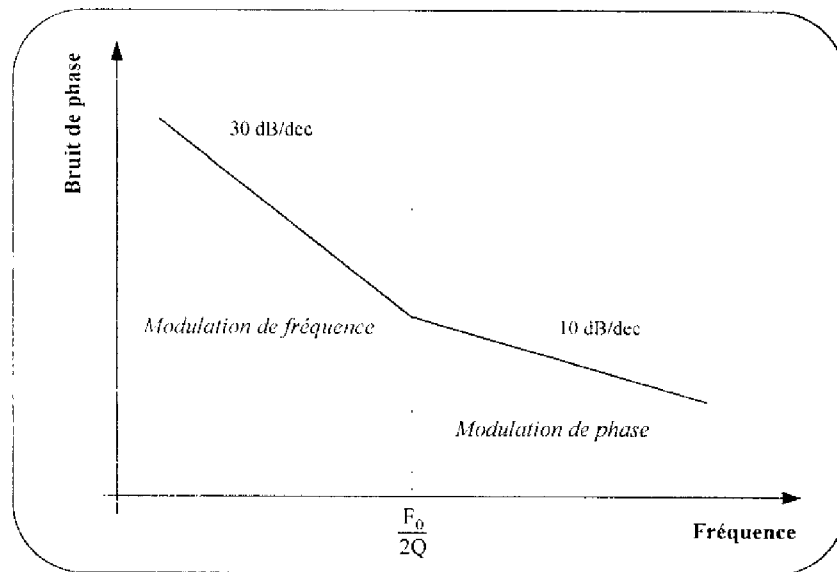
Ces premiers résultats montrent que les trois composants MESFET, PHEMT et HEMT peuvent convenir pour la réalisation d'un oscillateur cryogénique, avec cependant des performances assez différentes. Seul le MESFET permet l'obtention de bonnes caractéristiques en bruit sur l'ensemble de la plage de fréquence étudiée, le HEMT et le PHEMT pouvant néanmoins être utilisés si on désire travailler avec un gain de boucle plus important et si les contraintes en bruit ne portent que sur des offsets de fréquence supérieurs à 1 kHz environ. Le simple choix du composant par ce type de tri sur un oscillateur de test n'est cependant pas suffisant pour assurer le succès d'une réalisation d'oscillateurs à haute pureté spectrale. Les phénomènes de conversion de bruit BF en bruit de phase doivent être compris et modélisés pour être à même d'utiliser le composant sélectionné au mieux de ses capacités. Ceci constitue le but de l'étude qui va maintenant être présentée.

#### IV - Complexité des phénomènes de conversion.

##### IV-1 Coefficient de conversion et facteur de "pushing".

Comme nous l'avons précédemment énoncé il est généralement admis que le mécanisme responsable du bruit de phase -ou de fréquence- dans les oscillateurs est similaire à une modulation du signal hyperfréquence par le spectre basse fréquence.





**Figure 2.6 :** Bruit de phase d'un oscillateur libre : visualisation des domaines de modulation de fréquence (pente 20 à 40 dB/dec) et de phase (pente 0 à 20 dB/dec).

En effet, lorsque l'on s'intéresse au bruit de phase près de la porteuse, ou plus exactement lorsque la fréquence d'analyse en bruit  $f_m$  est inférieure à  $f_0/2Q$  où  $Q$  est le coefficient de qualité en charge du résonateur utilisé ( $f_0/2Q$  correspond en fait à la bande d'accrochage sur le résonateur [9]), on peut montrer que le bruit observé autour de la porteuse n'est autre que du bruit de modulation de fréquence (figure 2.6). On peut alors définir un coefficient de conversion  $k_c$  (en Hz/V) comme étant le rapport des fluctuations de fréquence  $\Delta f$  (en Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ) sur les fluctuations  $\Delta V$  (en V/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ) de la tension de bruit basse fréquence ramenée en entrée, c'est à dire tel que :

$$\Delta f = k_c \cdot \Delta V \quad (2.7)$$

Ce coefficient permet de rendre compte de la corrélation entre ces deux quantités que sont le bruit BF du composant actif et les fluctuations de fréquence de l'oscillateur. Si  $\Delta f$  et  $\Delta V$  sont effectivement corrélés alors  $k_c$  peut être considéré comme un facteur déterministe qui peut être évalué à partir d'une étude de sensibilité par injection d'un signal sur la grille du composant. En pratique, deux techniques simples peuvent être mises en œuvre :

---

- soit un signal sinusoïdal basse fréquence est utilisé et l'on observe l'évolution du spectre de modulation de fréquence obtenu en fonction de l'amplitude du signal. A partir de la connaissance des variations des fonctions de Bessel par exemple, on peut accéder pour une amplitude donnée à l'indice de modulation  $m$  et donc à  $\Delta f$ , ou encore, pour des cas bien particuliers (aisément obtenus par le réglage de l'amplitude du signal modulant) comme l'annulation de la porteuse ou l'égalité des deux premiers harmoniques et de la porteuse, la connaissance des indices de modulation permet d'obtenir directement le coefficient  $k_c$  [1] [4].

- soit on superpose au signal continu de polarisation un bruit blanc de densité spectrale connue et d'amplitude largement supérieure au bruit basse fréquence propre du composant sur toute la plage de fréquence. On mesure alors le bruit de phase de l'oscillateur ce qui permet de déterminer les fluctuations de fréquence résultantes.

Ces deux méthodes permettent d'accéder à des valeurs concordantes du coefficient de conversion [4] et peuvent donc être considérées comme équivalentes.

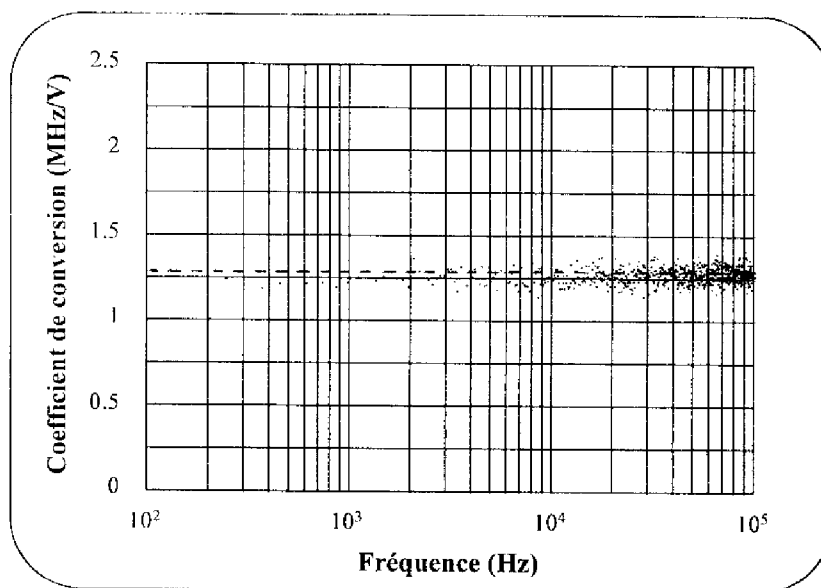
Pour nos travaux, nous avons choisi d'utiliser la seconde technique. Chacun des composants à notre disposition a donc été testé par l'injection d'un bruit blanc sur la grille. A titre d'exemple, nous présentons sur la figure 2.7 l'évolution fréquentielle du coefficient de conversion ainsi obtenu (100Hz-100 kHz) dans le cas de l'oscillateur à transistor HEMT TO8902. En définitive, et comme on peut le constater sur ce tracé,  $k_c$  s'avère être indépendant de la fréquence [10] [1] [4]. Ce résultat signifie que les éléments du schéma équivalent du transistor évoluent peu dans la gamme des fréquences de bruit ou plus exactement que les effets de dispersion BF dans les TEC, telle que la dispersion de fréquentielle de l'impédance de sortie [11] n'ont que peu ou pas d'influence sur la conversion des fluctuations de tension de grille en fluctuations de fréquence. Dans ces conditions, on peut se demander si une étude de sensibilité de la fréquence d'oscillation par rapport à une variation de la tension continue de commande de grille du transistor  $\Delta V_{gs}$  (bien plus aisée à mettre en œuvre) ne permet pas d'évaluer également les fluctuations de fréquence de l'oscillateur.

Phénomènes de conversion du bruit dans les oscillateurs.

Cette technique d'analyse, classiquement dénommée *méthode du "pushing"*, permet d'introduire le paramètre suivant :

$$k_p = \frac{\Delta f_{DC}}{\Delta V_{gsDC}} \quad (2.8)$$

où  $k_p$  est appelé facteur de "pushing" de l'oscillateur.



**Figure 2.7 :** Evaluation du coefficient de conversion pour l'oscillateur à HEMT ( $V_{ds} = 2V$  ;  $V_{gs} = 0V$ ) par superposition au signal continu d'un bruit blanc (\*), à travers le té de polarisation de grille. Comparaison avec la valeur du facteur de "pushing" (- - -).

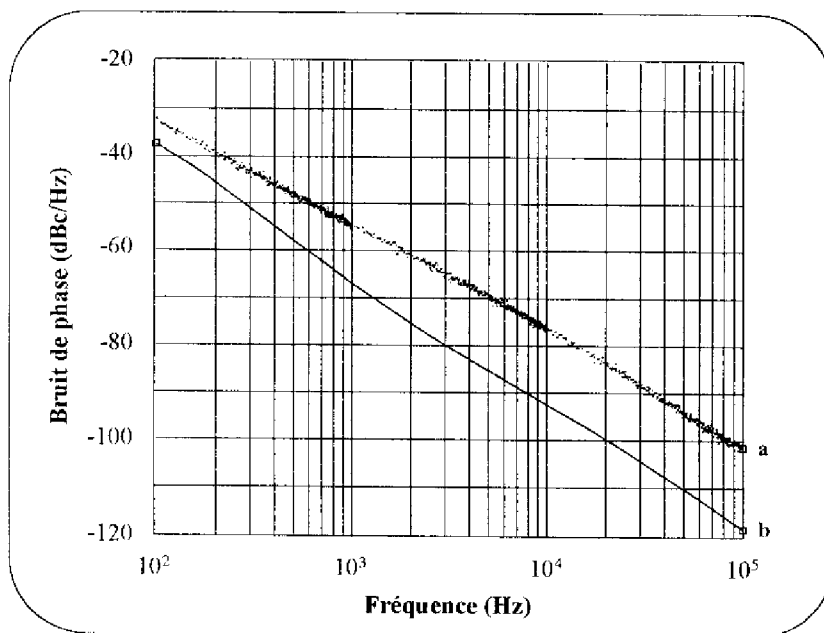
Sur la figure 2.7 nous avons reporté (en pointillé) la valeur de ce coefficient mesuré dans le cas du HEMT. La bonne concordance entre cette valeur et celle obtenue en injectant un signal alternatif sur la grille valide notre approche qui constituera par la suite à calculer le bruit de fréquence de chaque oscillateur à partir du facteur de "pushing" et du bruit basse fréquence du transistor. En effet, à partir de la relation 2.3, nous pouvons écrire une équation susceptible d'estimer le comportement en bruit de phase simplement à partir de  $\Delta V$  et  $k_p$  :

$$L_e(f_m) = 20 \log\left(\frac{k_p \cdot \Delta V}{\sqrt{2} \cdot f_m}\right) \quad (2.9)$$

La comparaison entre la mesure de bruit de phase et son estimation à partir du facteur de "pushing" pour chacun des oscillateurs étudiés doit permettre de mieux comprendre les mécanismes intervenant dans la conversion du bruit basse fréquence.

#### IV-2 Comparaison théorie-expérience.

Pour effectuer cette comparaison notre travail a porté dans un premier temps sur l'oscillateur utilisant le HEMT TO8902 comme amplificateur. Ce choix a été dicté en raison d'une part de l'évolution importante observée en fonction de la température sur les caractéristiques en bruit BF comme en bruit de phase et qui en font un candidat potentiellement intéressant pour la réalisation d'un oscillateur cryogénique à haute pureté spectrale et, d'autre part, afin d'évaluer les potentialités du modèle fort signal présenté au chapitre I pour la simulation en bruit de phase.



**Figure 2.8 :** Comparaison entre le bruit de phase mesuré (a) et l'évaluation (b) effectuée à partir du facteur de pushing et du bruit basse fréquence mesuré au repos. Cas du HEMT TO8902.

Nous avons mesuré à  $V_{gs} = 0V$  le facteur de "pushing"  $k_p$  pour cet oscillateur fonctionnant à température ambiante et obtenu la valeur de 1.28 MHz/V. Sur la figure 2.8 nous avons représenté la mesure du bruit de phase et son évaluation à partir de l'équation 2.9.

Sur toute la gamme de fréquence (100 Hz - 100 kHz), nous pouvons constater un écart important entre ces deux courbes, écart pouvant atteindre à 100 kHz de la porteuse environ 15 dB. Cet écart a été retrouvé par la simulation du bruit de phase que nous avons effectuée sur notre modèle d'oscillateur. En outre, la valeur simulée du facteur de "pushing" est du même ordre de grandeur que celle effectivement mesurée ( $k_{p-Simulation} = 1.33 \text{ MHz/V}$ ). Il faut cependant noter, au niveau de la simulation en bruit de phase, que la méthode utilisée dans le simulateur MDS s'apparente à une analyse de sensibilité [12] prenant en compte les perturbations apportées par l'introduction des sources de bruit BF préalablement définies. Elle consiste (nous possédons relativement peu d'informations sur la technique employée) à calculer la sensibilité de la fréquence d'oscillation à des fluctuations de courant et ceci étant réalisé dans chaque branche du circuit (analyse d'équilibrage harmonique [13]-[16]).

Cette comparaison a été également effectuée sur les oscillateurs à base de MESFET et de PHEMT. Les écarts obtenus à 100 kHz sont supérieurs eux aussi à 10 dB. Ces résultats sont au premier abord fort inquiétants car ils semblent mettre en échec une technique d'évaluation du bruit de phase largement utilisée pour étudier les relations existantes entre le bruit basse fréquence et le bruit de phase dans les oscillateurs à FET [17] [18] [10]. Néanmoins, l'analyse des résultats présentés dans un article de Pouységur et al publié en 1987 nous permet d'observer le même comportement. En effet, à partir des spectres de bruit BF reportés (étude de différents HEMT et MESFET commerciaux) et des valeurs de facteur de "pushing" mesurés pour un oscillateur à contre réaction parallèle fonctionnant à 9 GHz stabilisé sur une cavité de coefficient de qualité en charge de l'ordre de 2000, nous avons extrait le bruit de phase correspondant,  $L_c(f_m)$ . Le tableau 2.1 présente une synthèse de ces résultats à 10 kHz de la porteuse. Nous pouvons constater que l'évaluation donnée à partir du facteur de "pushing" n'est pas correcte puisque les valeurs calculées sont inférieures de 5 à 15 dB suivant le type d'oscillateur par rapport aux données mesurées.

Il apparaît donc clairement qu'il y a un désaccord entre le calcul théorique lié à une analyse de "pushing" et les résultats expérimentaux du bruit de phase. Par conséquent, deux hypothèses peuvent être émises pour expliquer les écarts observés : soit le calcul du bruit de phase par le facteur de "pushing" est inadapté, cette hypothèse allant à l'encontre de certains

Type de composant	$k_p$ (MHz/V)	$\Delta V$ (nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ )	$L_e$ ( $20 \log(\frac{k_p \cdot \Delta V}{2f_m})$ ) (dBc/Hz à 10 kHz)	$L_m$ (dBc/Hz à 10 kHz)	$L_m$ - $L_e$
MESFET	1.25	63	-105	-93	12 dB
	0.82	63	-109	-95	14 dB
	0.9	45	-111	-96	15 dB
HEMT	1.5	170	-95	-83	12 dB
	1.3	360	-89	-81	8 dB
	1	360	-92	-87	5 dB
	0.55	310	-98	-90	8 dB
	0.65	710	-90	-85	5 dB

Tableau 2.1 : Comparaison entre le bruit de phase mesuré et son évaluation à partir du facteur de "pushing" d'après [10].

résultats de la littérature où l'évaluation s'avère, à quelques dB près, correcte [17], soit les sources de bruit basse fréquence sont modifiées par les conditions d'oscillation et en conséquence la détermination du bruit de phase à partir des mesures de bruit BF effectuées lorsque le composant est au repos devient totalement erronée. La seconde hypothèse nous paraît plus plausible puisqu'en régime fort-signaux l'état du transistor diffère largement du régime linéaire en raison des limitations de l'excursion du signal causées par les non-linéarités du dispositif actif. C'est donc dans cette perspective que nous avons orienté nos investigations.

#### IV-3 Fonctionnement non-linéaire : problème de l'autopolarisation

En régime de fonctionnement non-linéaire (cas des oscillateurs et des mélangeurs par exemple), l'écrêtage des signaux conduit à une modification de leur valeur moyenne et en conséquence est observé un déplacement du point de polarisation et une modification des caractéristiques de sortie -caractéristiques I(V)- du composant actif. Ce phénomène

d'autopolarisation est plus ou moins marqué suivant le degré de compression occasionné par ses limitations. De ce fait, l'état du transistor peut évoluer de manière importante. Nous présentons dans le tableau 2.2 les points de polarisation de chacun des transistors testés lors des études statiques (composants au repos) et dans les conditions d'oscillations (circuit d'oscillateur à 4 GHz). L'effet de l'autopolarisation est fortement marqué pour chaque type de composant puisque la variation du courant drain-source  $I_{dsDC}$  est comprise entre 23 % et 38 %. Il apparaît clairement que chacun des composants inséré dans le circuit d'oscillateur est fortement en compression et d'ailleurs ceci se traduit par l'apparition d'un courant de grille de quelques centaines de microampères (la valeur maximale à été obtenue dans le cas de l'oscillateur à HEMT :  $I_{gsDC} = 290 \mu A$ ). Notons qu'un réglage des pertes dans la boucle de contre réaction doit permettre, en travaillant près du point de compression à 1 dB, de diminuer sensiblement ce phénomène.

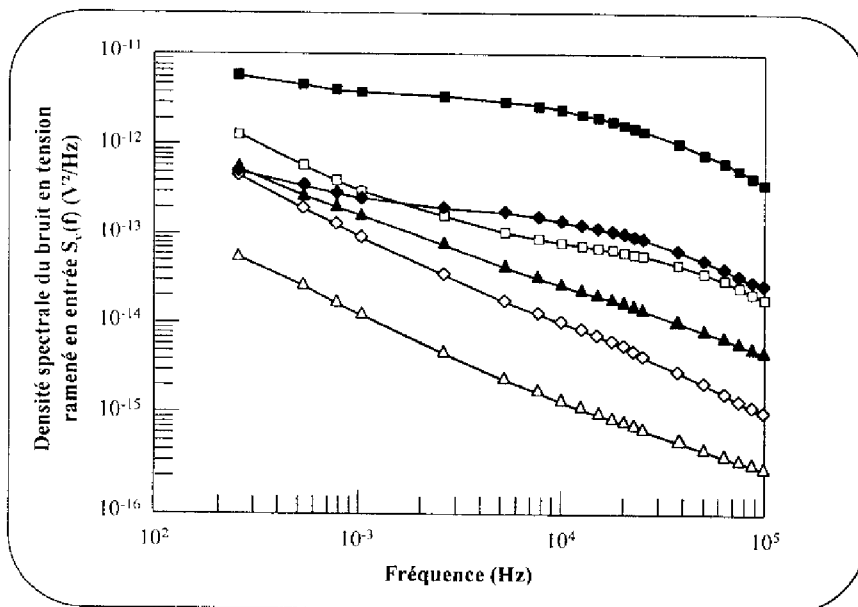
<u>T = 300 K</u>	MESFET (MGF1425)	HEMT (TO8902)	PHEMT (MGF4417)
$I_{ds}$ (mA) STATIQUE	30.2	31.4	29.9
$I_{ds}$ (mA) OSCILLATEUR	38.5	24.2	41.2

Tableau 2.2 : phénomène d'autopolarisation pour chacun des composants testés.

Au niveau de la modélisation du composant, même si le déplacement du point de polarisation peut être prévu, il est par contre difficile de prévoir l'effet de ce déplacement sur les pièges et par conséquent sur le comportement en bruit du transistor. En effet, le triplet  $V_{gsDC}$ ,  $V_{dsDC}$ ,  $I_{dsDC}$  correspondant à un niveau de puissance donné du signal appliqué en entrée du transistor (c'est à dire à un état particulier de fonctionnement) ne peut être retrouvé [12] lors d'un fonctionnement au repos. La procédure de mesure classique de mesure du bruit BF ne peut alors rendre compte de l'état du transistor par rapport aux effets de pièges. On peut raisonnablement penser qu'il existe une modification de leur état dans des conditions non-linéaires et c'est dans cette optique que nous avons décidé d'étudier le bruit basse fréquence des composants insérés dans le circuit d'oscillateur.

#### IV-4 Modification du bruit basse fréquence par la puissance hyperfréquence.

Sur la figure 2.9 est représenté à 300 K -pour les trois composants à effet de champ et à la température ambiante- les spectres de bruit BF obtenus entre 250 Hz et 100 kHz pour les deux régimes de fonctionnement précédemment cités : transistor au repos et transistor inséré dans le circuit oscillant. Nous pouvons constater une augmentation sensible du bruit équivalent en entrée sous les conditions d'oscillations [19] [20]. A 10 kHz, cette dégradation se traduit par une augmentation supérieure à 10 dB du niveau de bruit. Outre les différences observées sur l'amplitude de ces niveaux, il apparaît clairement que l'allure même des spectres est largement modifiée par l'augmentation du niveau de bruit de génération-recombinaison.



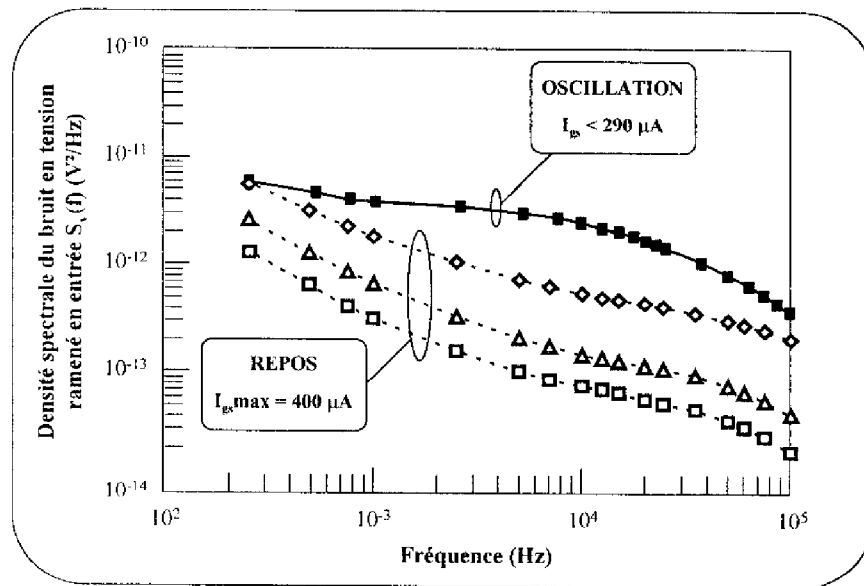
**Figure 2.9 :** Comparaison entre le bruit en tension ramené en entrée mesuré au repos ( $\triangle$  MESFET ;  $\diamond$  PHEMT ;  $\square$  HEMT) et en oscillation ( $\blacktriangle$  MESFET ;  $\blacklozenge$  PHEMT ;  $\blacksquare$  HEMT).

Sur la figure 2.9, l'exemple le plus significatif concerne l'évolution du spectre de bruit BF pour le composant PHEMT. Nous pouvons constater, en oscillation, que la composante principale du spectre de bruit n'est plus une composante essentiellement en  $1/f$  (fonctionnement au repos) mais du bruit g-r avec un palier fortement marqué à environ 10 kHz.

Le bruit basse fréquence est donc bien dépendant des conditions non-linéaires de



fonctionnement du transistor. La question est maintenant de savoir comment et pourquoi ces modifications sont observées afin de pouvoir modéliser le comportement en bruit du composant. Pour cela, nous avons tenté de déterminer le ou les paramètres susceptibles de décrire ce comportement en bruit. La démarche initiale a été dictée par le fait qu'en régime fortement non-linéaire était observé un courant de grille pouvant être conséquent (comme nous l'avons signalé précédemment  $I_{gs}$  peut atteindre plusieurs centaines de microampères). Il nous a donc paru judicieux d'étudier le comportement en bruit BF de nos composants pour de fortes tensions positives de grille puisque il est classique d'observer une évolution similaire de la densité spectrale du bruit en tension ramenée en entrée [21] en raison du passage en direct de la diode d'entrée du transistor. Les résultats de cette étude sont présentés sur la figure 2.10 dans le cas du HEMT.



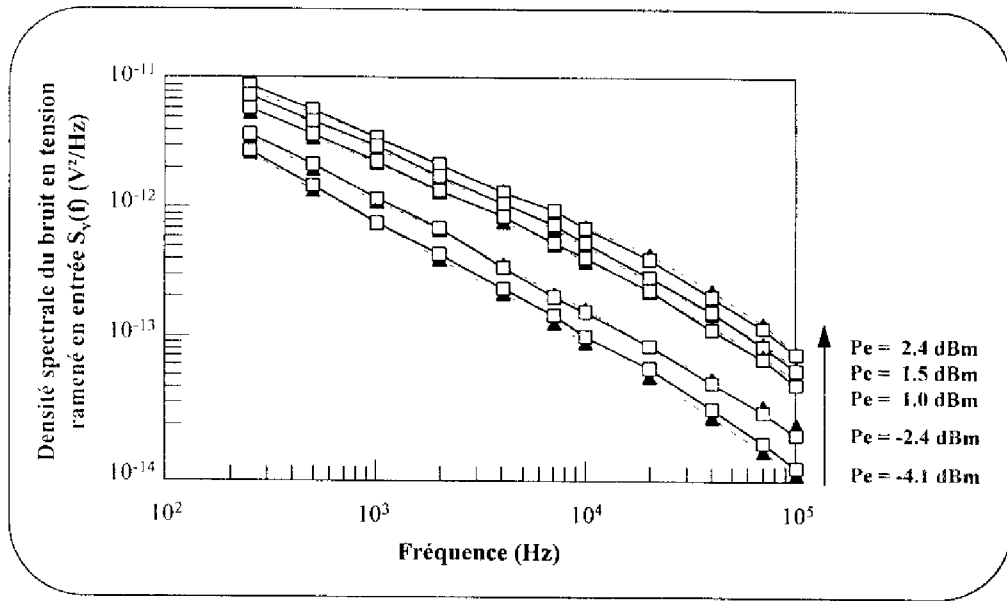
**Figure 2.10 :** Comparaison entre les spectres de bruit BF obtenus pour le composant HEMT au repos et polarisé en direct à  $V_{ds} = 2V$  ( □  $V_{gs} = 0V$  ;  $\Delta$   $V_{gs} = 0.2V$  ;  $\diamond$   $V_{gs} = 0.8V$ ) et le spectre de bruit BF mesuré à  $V_{ds} = 2V$  et  $V_{gs} = 0V$  dans les conditions d'oscillation (—■—).

Le phénomène observé pour ces conditions de polarisation semble effectivement traduire l'évolution du bruit basse fréquence lors du fonctionnement du composant en régime fort-signal puisque l'augmentation des niveaux de bruit BF est significative. En effet, entre

---

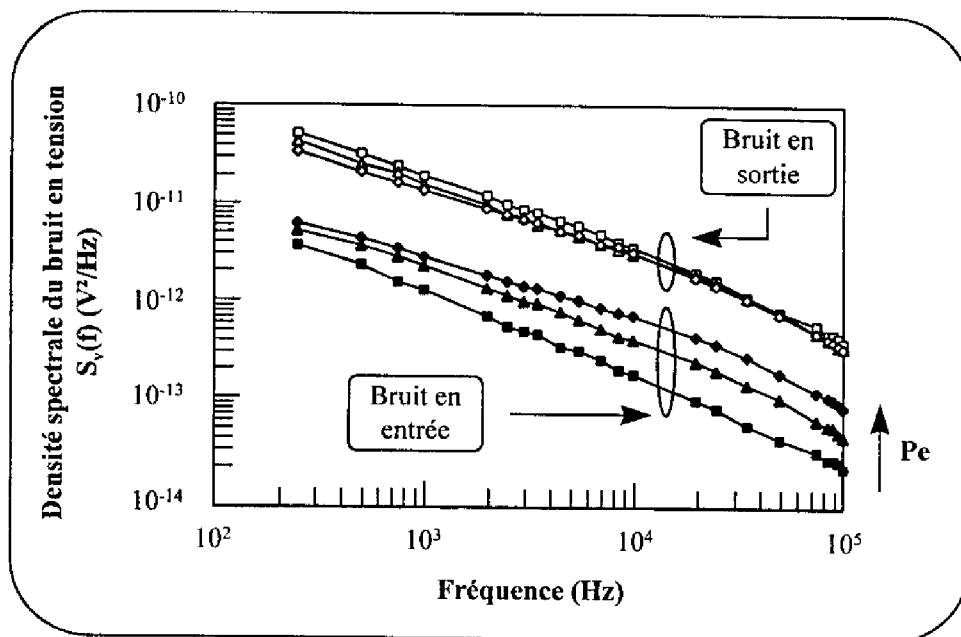
$V_{gs} = 0V$  et  $V_{gs} = 0.8V$  nous pouvons observer à 10 kHz un écart d'environ 10 dB sur la densité spectrale  $S_{ve}(f)$ . Cependant, la forme des spectres diffère sensiblement de ceux obtenus dans les conditions d'oscillations : il n'y a pas d'importantes modifications sur les différentes composantes de bruit. En outre, nous pouvons noter qu'une très grande disparité sur les conditions de polarisation existent entre le régime statique avec forte polarisation positive appliquée sur la grille et le régime fort signal du composant inséré dans le circuit d'oscillateur. Ceci est clairement mis en évidence par la comparaison des valeurs mesurées du courant de grille  $I_{gs}$  : au repos  $I_{gsmax} = 400 \mu A$  et en oscillation  $I_{gs} < 300 \mu A$ . Nous pouvons donc penser que ces deux états de fonctionnement ne peuvent, en toute rigueur, être considérés comme similaires et, par conséquent, qu'il est délicat de prétendre à une possible corrélation entre le bruit BF en oscillation et le courant de grille mesuré lorsque le transistor fonctionne en régime statique.

Le niveau du bruit basse fréquence en entrée semble donc essentiellement dépendre de la puissance microonde injectée. Pour évaluer ce phénomène, une méthode plus simple à mettre en œuvre que celle de l'oscillateur consiste à étudier le comportement en bruit BF lorsque le composant fonctionne en amplificateur non-linéaire c'est à dire dans une configuration en boucle ouverte, le transistor étant chargé en entrée et en sortie sur  $50 \Omega$  et le signal hyperfréquence étant délivré par un oscillateur à haute pureté spectrale (afin d'éviter toute démodulation du bruit de l'oscillateur) fonctionnant à la même fréquence que l'oscillateur ( $f_0 = 4 \text{ GHz}$ ) [19] [20]. La figure 2.11 présente l'évolution des spectres de bruit basse fréquence en fonction de la puissance hyperfréquence,  $P_e$ , mesurée en entrée du transistor (cas du PHEMT MGF4417). La dégradation des niveaux de bruit ainsi que l'augmentation de l'amplitude de la composante de génération-recombinaison est bien une fonction croissante de ce paramètre. De plus, il semble que l'on puisse utiliser cette puissance pour obtenir un paramétrage du bruit BF puisque l'évolution des spectres obtenus lorsque le composant est inséré dans le circuit d'oscillateur est sensiblement la même [19] [20]. Il apparaît donc clairement que la modification du bruit basse fréquence est directement reliée à la puissance hyperfréquence présente dans le circuit.

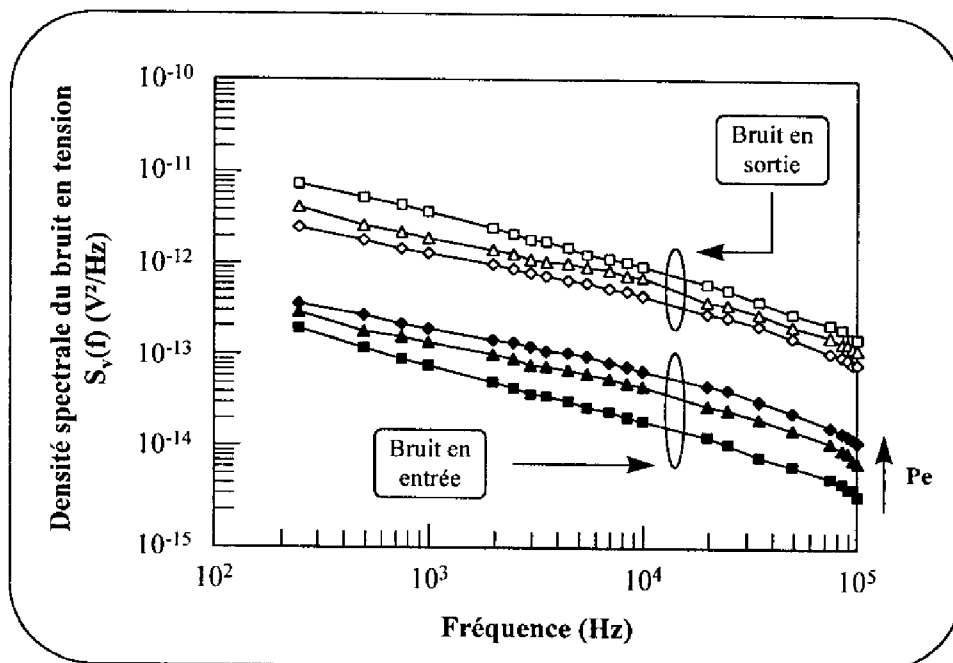


**Figure 2.11 :** Evolution du bruit basse fréquence en fonction de la puissance hyperfréquence à 4 GHz :  $\square$  Oscillateur et  $\blacktriangle$  Amplificateur non-linéaire.

Cependant, cette modification concerne la densité spectrale du bruit en tension ramené en entrée et non la mesure effectuée en sortie du transistor, c'est à dire la tension de bruit aux bornes de la résistance de polarisation insérée sur l'électrode de drain. En effet, la comparaison présentée sur la figure 2.12 (cas du PHEMT NEC32400) permet de mettre en évidence une différence notable entre les deux évolutions des tensions de bruit en entrée et en sortie en fonction de la puissance hyperfréquence. Alors que l'on observe une forte augmentation de plusieurs dB de la densité spectrale de bruit en tension ramenée en entrée, il apparaît que les niveaux de la tension de bruit en sortie n'évoluent pas de façon aussi importante avec la puissance  $P_e$ . On peut noter surtout une modification de l'allure des spectres c'est à dire l'augmentation du palier de bruit de génération-recombinaison aux environs de 10 kHz. Il se peut même que comme dans le cas particulier présenté sur la figure 2.13 (transistor PHEMT MGF4417), l'évolution du bruit BF en fonction de la puissance hyperfréquence  $P_e$  se fasse en sens opposé, c'est à dire, les niveaux de bruit en sortie diminuent avec l'augmentation de  $P_e$ . Nous n'avons donc pas trouvé de loi générale concernant l'évolution du bruit en sortie. Néanmoins, il est possible d'expliquer cette différence d'évolution entre les deux spectres par



**Figure 2.12 :** Comparaison des évolutions en fonction de la puissance hyperfréquence des spectres de bruit mesurés en sortie du composant PHEMT NEC32400 (aux bornes de la résistance de polarisation  $\approx 200 \Omega$ - placée sur le drain) et de ceux ramenés en entrée.



**Figure 2.13 :** Comparaison des évolutions en fonction de la puissance hyperfréquence des spectres de bruit mesurés en sortie du composant PHEMT MGF4417 (aux bornes de la résistance de polarisation  $\approx 200 \Omega$ - placée sur le drain) et de ceux ramenés en entrée.

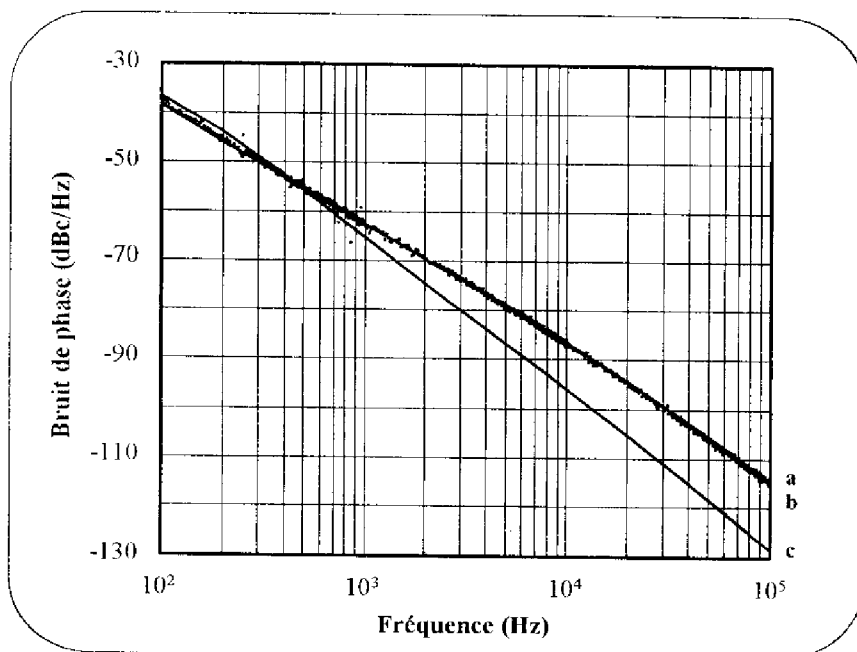
la diminution du gain basse fréquence occasionnée par le fonctionnement en compression du transistor (diminution de la transconductance  $G_m$  du transistor). Cependant, ces données expérimentales ne nous permettent pas de déterminer avec précision l'effet de ce paramètre sur l'évolution des spectres de bruit (en entrée et en sortie). En d'autres termes, est-ce que l'augmentation des niveaux de bruit en entrée est réelle et partiellement compensée en sortie par la diminution du gain BF du transistor ou bien est-ce essentiellement la diminution du gain qui provoque la dégradation de la densité spectrale du bruit en tension ramené en entrée ? Ces questions posent évidemment le problème de la localisation des sources de bruit dans le composant. Il est généralement admis, dans les transistors à effet de champ, quelques éléments permettant de préciser les origines des sources de bruit en excès. En effet, le bruit en  $1/f$  est probablement lié à des phénomènes de piègeage-dépiégeage sur des continuum de pièges de surface ou d'interface [21] et les processus de génération-recombinaison sont liés à des niveaux discrets situés soit dans le volume du GaAs sous la grille pour les MESFET, soit dans la couche de GaAlAs sous la grille pour les HEMT, soit encore à l'interface entre les couches de GaAlAs et de GaInAs dans les PHEMT [15]. Cependant, il est hasardeux d'affirmer si les sources de bruit dans leur globalité peuvent être préférentiellement localisées sur la commande (c'est à dire en entrée) ou sous une forme additive au courant de drain (c'est à dire en sortie).

En résumé, il se dégage de cette étude trois points importants. Le premier concerne la dégradation du bruit basse fréquence du composant en régime de fonctionnement non-linéaire et il est donc nécessaire d'étudier le comportement en bruit du transistor dans le circuit d'oscillateur. Le second point est que le critère essentiel responsable de cette modification est la puissance hyperfréquence,  $P_e$ , du signal à l'entrée du composant et il semble possible d'obtenir un paramétrage du bruit BF en fonction de  $P_e$ . Enfin, le dernier élément remarquable est relatif à la différence d'évolution entre les spectres de bruit mesurés en sortie du composant et ceux obtenus en entrée. Nous avons certes mis en évidence que les modifications engendrées sur les niveaux de bruit étaient sensiblement liées à la diminution du gain du système (résultant du fonctionnement non-linéaire du transistor) mais nous nous expliquons encore mal les différences observées. Seule une étude plus précise des phénomènes de conversion du bruit BF dans le circuit d'oscillateur est susceptible de nous apporter des

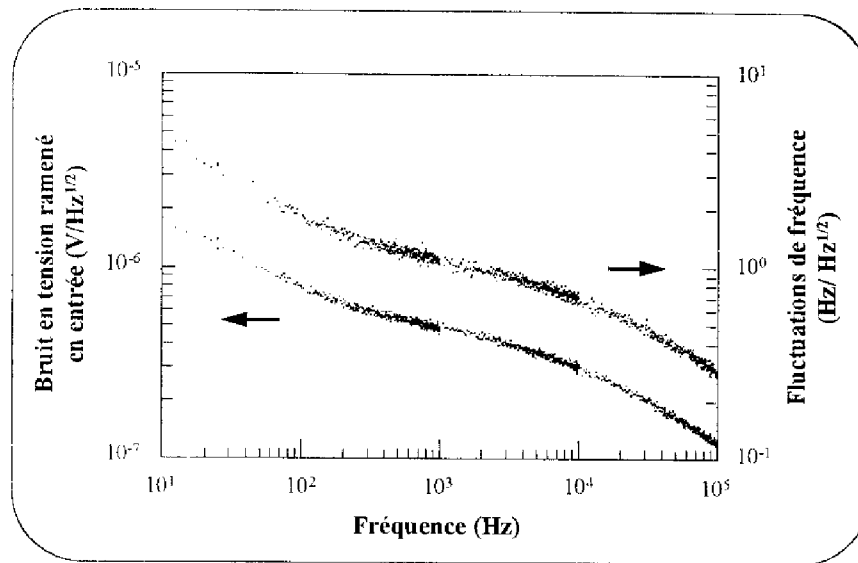
éléments de réponses supplémentaires.

#### IV-5 Conséquence sur l'évaluation du bruit de phase

Dans un premier temps, à partir des mesures (figure 2.9) de bruit basse fréquence obtenues en oscillation et du facteur de "pushing" ( $k_p$ ), nous avons réévalué le bruit de phase pour chacun des oscillateurs réalisés. Dans l'hypothèse où les fluctuations basse fréquence peuvent effectivement se ramener à un générateur unique de tension sur la grille, il doit être possible d'obtenir un bon accord entre les mesures de bruit de phase d'un oscillateur à TEC et le produit de la tension de bruit BF -ramenée en entrée- par le coefficient  $k_p$  si la mesure du bruit basse fréquence est effectuée dans des conditions d'oscillations identiques. C'est ce que nous avons pu vérifier puisque, pour chacun des composants insérés dans le circuit oscillant, l'évaluation du bruit de phase par cette méthodologie a donné de très bons résultats.



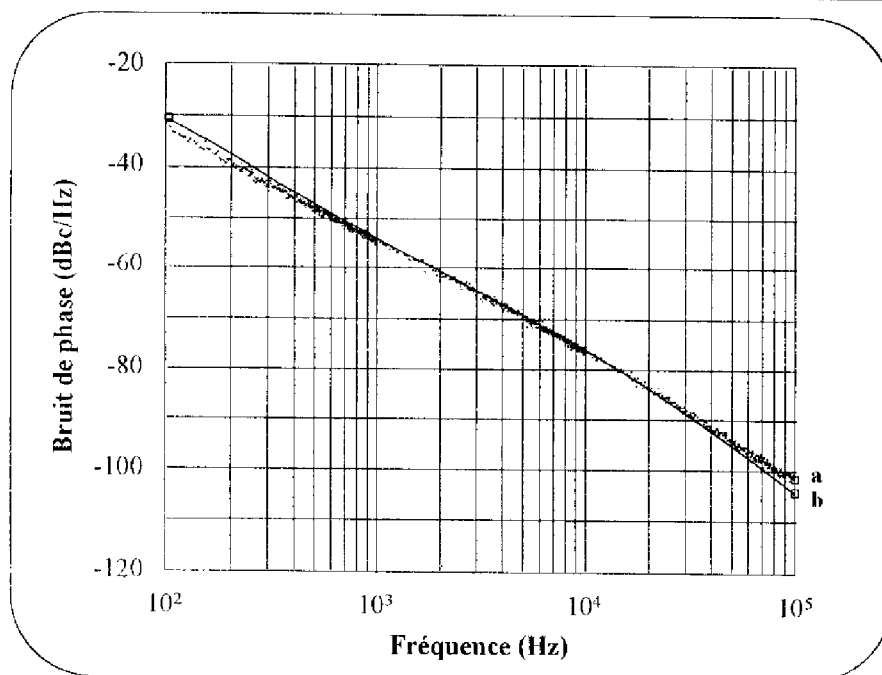
**Figure 2.14 :** Bruit de phase mesuré (a) et calculé à partir du bruit basse fréquence mesuré en oscillation (b) et au repos (c). Cas du PHEMT MGF4417 ( $V_{ds} = 2V$ ;  $V_{gs} = 0V$ ).



**Figure 2.15 :** Comparaison du bruit de fréquence de l'oscillateur à PHEMT MGF4417 et de la tension de bruit BF ramenée en entrée.

L'exemple le plus représentatif est présenté sur la figure 2.14 (cas de l'oscillateur PHEMT (MGF4417) -  $k_p = 1.8$  MHz/V) où nous avons également reporté le calcul du bruit de phase effectué à partir du bruit BF mesuré lorsque le transistor est au repos afin de mieux montrer l'importance d'une mesure de bruit en oscillation. Il est clair que le bruit de phase (spectre a) et la tension de bruit BF (spectre b) sont dans ce cas fortement corrélés. Ceci est plus clair encore sur la figure 2.15 où l'on constate que les formes des spectres de fluctuations de fréquence de l'oscillateur et de fluctuations de la tension de bruit en entrée sont parfaitement identiques lorsqu'ils sont tracés sur une même échelle (deux décades).

Bien que ces résultats indiquent que la technique d'analyse utilisant le bruit BF du composant en oscillation donne dans l'ensemble une évaluation correcte des performances en bruit de phase d'un oscillateur à FET, nous pouvons observer (figure 2.16) dans le cas de l'oscillateur à HEMT que l'accord n'est pas aussi bon puisque des différences apparaissent en dessus et au dessous du palier de génération-recombinaison centré à environ 10 kHz de la porteuse. Ces différences sont plus clairement visibles sur le tracé comparatif des spectres de



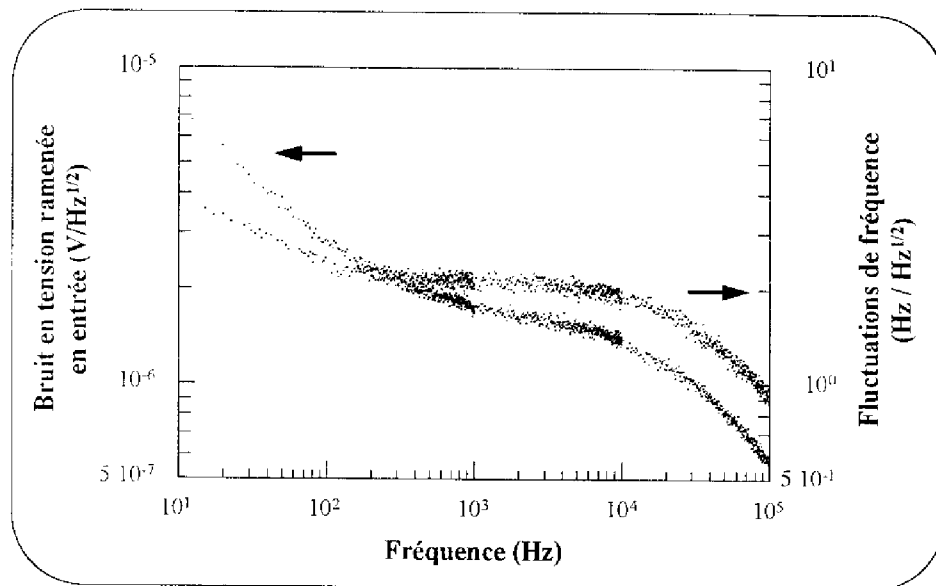
**Figure 2.16 :** Comparaison entre le bruit de phase mesuré (a) et l'évaluation (b) effectuée à partir du facteur de pushing et du bruit basse fréquence mesuré en oscillation. Cas du HEMT TO8902 ( $V_{ds} = 2V$  ;  $V_{gs} = 0V$ ).

bruit de fréquence et de bruit BF (figure 2.17) : l'allure des spectres en fonction de la fréquence diffère sensiblement. Néanmoins, ceci n'est pas surprenant puisque le coefficient de corrélation entre le bruit BF et les fluctuations de fréquence, mesuré pour l'oscillateur à HEMT, est relativement faible. Sa valeur est de l'ordre de 40% alors qu'il atteint 80% dans le cas de l'oscillateur à PHEMT. Des valeurs aussi faibles de corrélation entre bruit BF et bruit de phase ont par ailleurs déjà été relevées par d'autres auteurs [22] [23].

Une explication possible des écarts observés peut être basée sur la difficulté de rendre compte de la complexité des phénomènes de conversion par une source de bruit unique. On peut en effet penser que, suivant les sources de bruit basse fréquence présentes dans le composant, différents procédés de conversion sont mis en jeu. A titre d'exemple, des fluctuations de charge dans la région dépeuplée de grille causées par les phénomènes de piégeage-dépiégeage des électrons (engendrés par des centres profonds) peuvent être directement reliés aux fluctuations de la capacité grille-source ( $C_{gs}$ ). Cet élément non-linéaire étant un des paramètres essentiels de contrôle de la fréquence [24] ces fluctuations sont donc fortement converties en bruit de phase. D'un autre côté, d'autres processus localisés dans le canal ou près de l'électrode de drain peuvent avoir une influence plus faible sur le

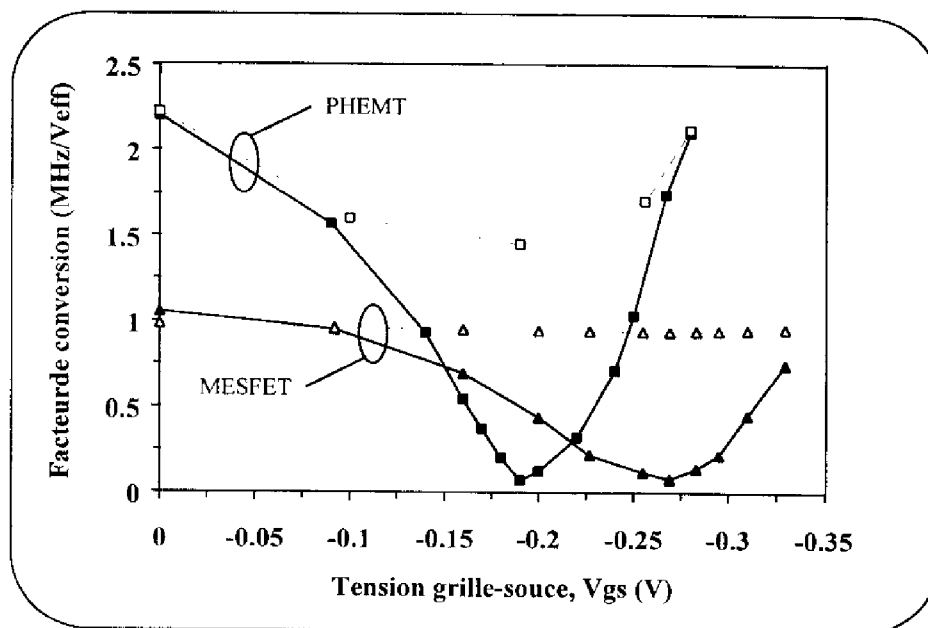


bruit de phase.



**Figure 2.17 :** Comparaison du bruit de fréquence de l'oscillateur à HEMT TO8902 et de la tension de bruit BF ramenée en entrée.

En conséquence, il apparaît clairement au regard de ces résultats que le produit du facteur de "pushing" et de la tension de bruit BF ramenée en entrée du composant (mesurée dans les conditions d'oscillation) donne une assez bonne évaluation du bruit de fréquence de l'oscillateur. Cependant, bien que l'utilisation d'un générateur en tension unique placé en entrée semble globalement bien appropriée pour traduire le comportement en bruit de phase d'un oscillateur à FET, il faut être prudent dans nos propos. En effet, dans la plupart des oscillateurs que nous avons testés, nous avons pu mettre en évidence un point de polarisation de grille pour lequel le facteur de "pushing"  $k_p$  s'annule [20] [25]. Certes le bruit de phase mesuré est généralement plus faible à proximité de ce point (de l'ordre de 2 à 5 dB) mais il reste néanmoins important et surtout ne correspond pas à l'évaluation que peut en donner une analyse de "pushing" [17]. Ceci apparaît clairement sur le tracé commun du facteur de "pushing"  $k_p$  et du coefficient de conversion  $k_c$  (figure 2.18) en fonction de la tension grille-source de polarisation. En effet, on peut noter que le facteur de "pushing" dépend fortement de



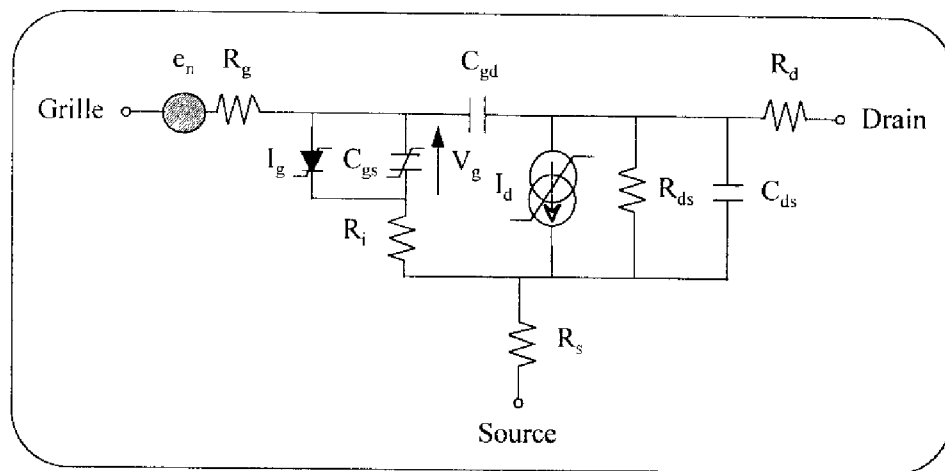
**Figure 2.18 :** Comparaison entre l'amplitude du facteur de pushing (—■—) et du coefficient de conversion (—□—) en fonction de la tension de polarisation  $V_{gs}$  pour deux oscillateurs fonctionnant à 4 GHz.

cette tension  $V_{gs}$ . En outre, cette variation est caractérisée par un changement de signe de  $k_p$  qui se traduit en valeur absolue par un minimum très marqué pour lequel ce coefficient devient égal à zéro (à  $V_{gs} = -0.25$  V pour l'oscillateur à MESFET et à  $V_{gs} = -0.19$  V pour l'oscillateur à PHEMT). Par contre, le coefficient de conversion reste sensiblement plus élevé bien qu'il passe lui aussi par un minimum pour ces mêmes tensions de polarisation.

Par conséquent, l'évaluation du processus de conversion basée sur l'utilisation d'une unique tension de contrôle sur la grille ne permet pas de prédire sur toute la plage de variation de la tension grille-source de polarisation le bruit de phase de l'oscillateur, en particulier pour la valeur  $V_{gsDC}$  correspondant au point de "pushing" nul. On peut penser qu'au voisinage de ce point de polarisation, un autre phénomène de conversion est mis en jeu. Dans le paragraphe suivant, nous proposons une possible explication de ce comportement basée sur une modification du modèle non-linéaire classique du FET [25].

IV-6 Modélisation en bruit et simulation.

Comme nous l'avons énoncé dans le paragraphe du chapitre I concernant la théorie du bruit de fond appliquée au transistor à effet de champ, le comportement en bruit BF d'un TEC à grille submicronique peut être modélisé par une source en tension unique ramenée en entrée ; la contribution d'une source de bruit en courant en entrée pouvant être généralement considérée comme négligeable en dessous de 100 kHz. De ce fait la modélisation classique

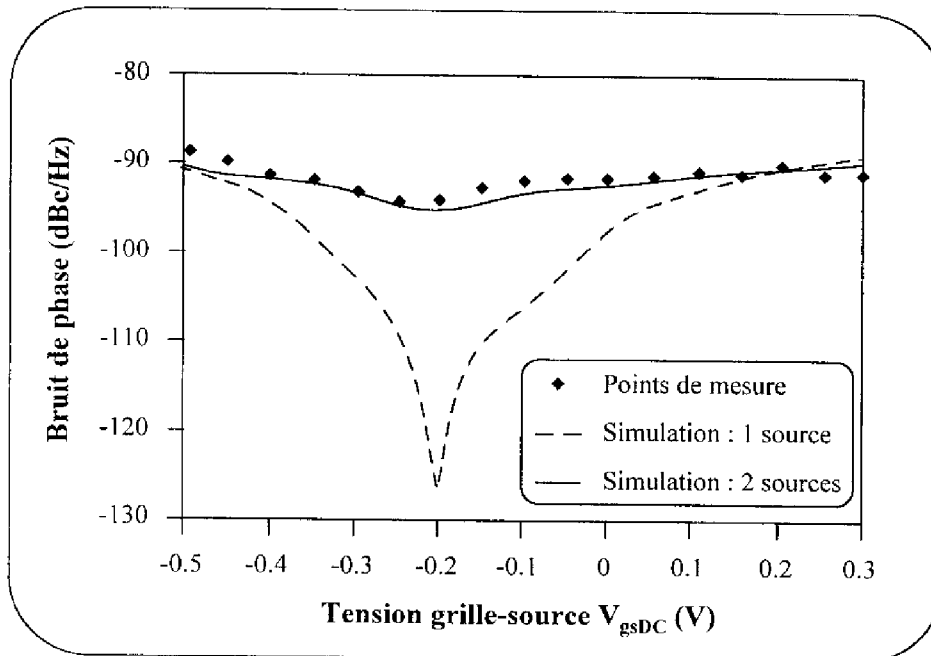


**Figure 2.19 :** Topologie du modèle classique non-linéaire du TEC ; Un unique générateur de bruit en tension placé sur la grille permet de décrire le comportement en bruit basse fréquence du composant actif.

consistant à placer un générateur équivalent en tension sur la grille est couramment utilisée pour décrire le comportement en bruit basse fréquence du composant ainsi que pour les études de conversion de bruit dans les systèmes non-linéaires. Sur la figure 2.19, nous présentons le schéma simplifié de ce modèle classique fort-signal du FET que nous avons utilisé pour étudier les phénomènes de conversion mis en jeu dans les oscillateurs (se référer au chapitre I pour une explication détaillée du modèle).

Le travail que nous allons présenter dans ce paragraphe a été effectué pour un composant de type MESFET pour deux raisons essentielles : le modèle fort-signal de ce transistor avait déjà donné de bons résultats pour la conception d'un oscillateur MMIC [12] et la valeur de "pushing" à  $V_{gsDC} = 0V$  correspondait bien à la donnée expérimentale. L'évolution du bruit de phase mesuré pour cet oscillateur en fonction de la tension grille-

source  $V_{gs}$  est tracée sur la figure 2.20 où l'évaluation donnée par notre modèle est également reportée [25].



**Figure 2.20 :** Bruit de phase de l'oscillateur à MESFET (à 10 kHz de la porteuse  $f_0 = 4$  GHz) :  
 ◆ données mesurées ; - - données simulées à partir du modèle non-linéaire classique du TEC ; — données simulées à partir du modèle distribué non-linéaire du TEC.

On peut constater un bon accord entre les données mesurées et simulées tant que la polarisation de grille est éloignée du point critique correspondant approximativement à la tension de polarisation  $V_{gsC} = -0.2$  V. Pour cette polarisation de grille, qui correspond au point de "pushing" nul évoqué dans le paragraphe précédent, le bruit de phase simulé s'effondre pour atteindre des niveaux de bruit 40 dB inférieurs à ceux mesurés. De plus, on peut noter que les minima de bruit de phase calculé et mesuré ne coïncident pas tout à fait. Ces différences sont dues à la grande sensibilité de  $V_{gsC}$  à plusieurs paramètres électriques du composant actif ainsi qu'aux pertes existantes dans la boucle de contre réaction. En effet, un décalage de 50 mV de la valeur de  $V_{gsC}$  peut être imputée soit à une variation de 10% de la capacité drain-grille, soit à une augmentation de 0.35 dB des pertes dans la boucle de contre réaction. Finalement, non seulement la localisation exacte du minimum de bruit de phase est difficile à prédire mais la valeur calculée peut être différente de quelques ordres de grandeurs

de la valeur mesurée.

Le modèle classique du TEC utilisant une unique source de bruit placée en entrée du composant ne permet donc pas de donner une description précise du bruit de phase d'un oscillateur. En conséquence, de nouvelles simulations ont été effectuées sur des modèles non linéaires plus élaborés de transistors à effet de champ. La première tentative a consisté à utiliser un générateur de bruit en courant placé en sortie, en parallèle sur la source de courant non-linéaire du TEC. La description du comportement en bruit BF qui en résulte ne diffère en rien de la description habituelle basée sur l'utilisation d'un générateur équivalent en tension placé en série sur l'électrode de grille. Il est donc intéressant d'analyser le comportement en bruit de phase de notre oscillateur incorporant ce modèle de bruit référencé par rapport au drain afin d'évaluer sa capacité à résoudre les problèmes liés à la modélisation du bruit par le facteur de "pushing" de grille. Dans cette optique, deux types de simulations ont été effectuées, uniquement différenciées par l'utilisation ou l'absence d'utilisation d'une résistance de polarisation sur l'électrode de drain (de l'ordre de 500  $\Omega$ ). Notons que cette résistance ne modifie pas (ou peu), lors de la mesure, le comportement en bruit de phase de l'oscillateur. La seule modification observée concerne la position par rapport à  $V_{gsDC}$  du point de "pushing" nul. Ce résultat est retrouvé par la simulation lorsqu'une unique source de bruit en tension placée sur la grille est utilisée pour décrire le comportement en bruit de l'élément actif. Par contre, au niveau de l'utilisation d'une source de bruit en courant placée en sortie le comportement en bruit de phase de l'oscillateur est sensiblement différent. En effet, en l'absence de cette résistance, nous avons constaté que la conversion des fluctuations du courant drain en fluctuations de fréquence est extrêmement faible et les valeurs de bruit de phase obtenues dans un tel cas sont au moins 20 dB inférieures à celles mesurées [20] [25]. Ce résultat n'est pas surprenant puisque aux fréquences de bruit ce générateur se trouve quasiment en court-circuit en raison de l'utilisation d'un générateur de tension idéal sur l'électrode de drain. Par contre, lorsque l'on place en série avec la source de polarisation la résistance de 500  $\Omega$ , la simulation du bruit de phase permet d'obtenir des niveaux physiquement acceptables mais qui, néanmoins, ne semblent pas toujours corrélés à ceux du bruit de phase mesuré.

Ces résultats ont pu être corroborés expérimentalement par la détermination d'un coefficient ( $k_{pd}$ ) similaire au facteur de "pushing" mais référencé par rapport au drain. Il traduit la sensibilité de la fréquence d'oscillation à une variation du courant continu  $I_{dsDC}$  et

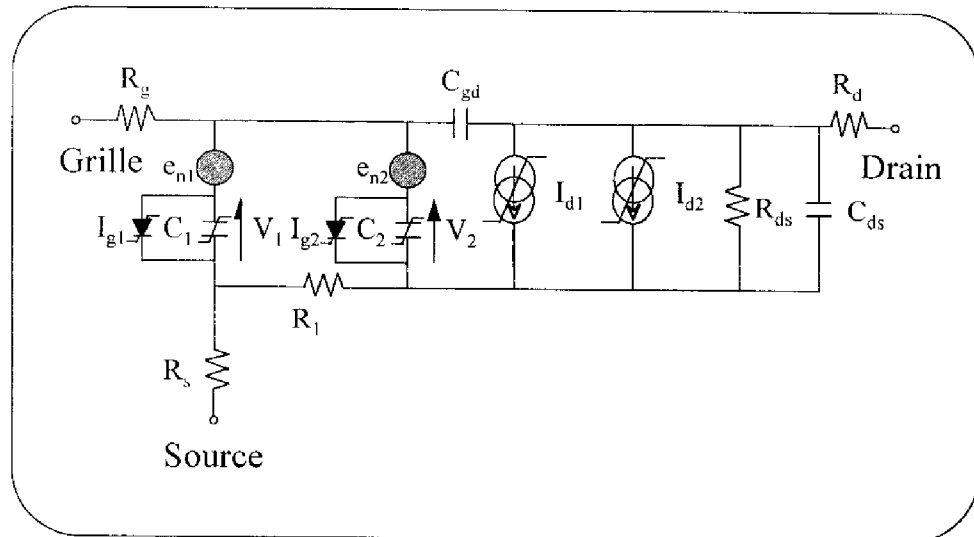
peut se mettre sous la forme suivante :

$$k_{pd} = \frac{\Delta f_{DC}}{\Delta I_{dsDC}} \quad (2.9)$$

Ramené en entrée du composant par l'intermédiaire du gain BF de l'amplificateur, il est possible de comparer alors la valeur de  $k'_{pd}$  ainsi obtenue à celle du coefficient  $k_p$ . Nous avons pu alors constater que, quel que soit le composant sous test, ce coefficient ne permettait pas d'évaluer le comportement en bruit de phase de l'oscillateur et ceci sur toute la bande de variation de  $V_{gsDC}$ . En définitive, bien que des fluctuations de fréquence puissent être causées par une non-linéarité résistive comme la source de courant  $I_{ds}$ , une unique source de bruit placée en sortie du composant ne permet pas de modéliser de manière satisfaisante le comportement en bruit de phase. En conséquence, le processus de conversion du bruit est probablement relié à la grille mais la modélisation classique du TEC doit être modifiée afin d'empêcher que le bruit de phase simulé atteigne des valeurs physiquement non acceptables, comme celles présentées sur la figure 2.20.

Nous suggérons donc que la prise en compte d'une source de bruit BF unique est la raison de la prédiction erronée en bruit de phase au point de polarisation critique  $V_{gsC}$ . Nous pensons qu'un tel comportement n'est pas possible quand différentes sources de bruit non corrélées existantes tout autour de la région active du composant sont prises en considération. En effet, à chacune de ces sources est relié un processus de conversion spécifique et en raison de l'absence de corrélation, le bruit de phase total résultant des différentes contributions ne peut alors s'annuler exactement. Nous avons donc orienté notre travail vers ce type de modélisation en tenant compte de la nature distribuée de la grille et en utilisant deux sources de bruit non corrélées. L'idée de départ a été d'utiliser la topologie du circuit équivalent petit signal du TEC consistant en une description plus précise de la région du canal qui sépare les régions ohmiques et saturées [26] en apportant toutes les modifications nécessaires à la description du comportement fort-signal et en bruit du composant. Nous présentons sur la figure 2.21 le schéma final du transistor que nous avons élaboré. Les capacités non-linéaires  $C_1$  et  $C_2$  ont été choisies égales à la moitié de la valeur de la capacité grille-source  $C_{gs}$  du modèle classique du TEC. Les autres éléments extrinsèques et intrinsèques ont été ajustés de telle sorte que la valeur des paramètres  $S$  reste inchangée. Les deux générateurs non corrélés

de bruit en tension ( $e_{n1}$  et  $e_{n2}$ ) ont été connectés en série à chacune de ces capacités. L'amplitude de ces générateurs a été choisie égale et de telle sorte que leurs effets combinés produisent un courant de bruit BF en sortie sur le drain équivalent en module à celui créé par l'unique source de bruit présente dans le modèle classique précédemment décrit.



**Figure 2.21 :** Topologie du modèle distribué non-linéaire du TEC.

Les résultats de simulation en bruit de phase relatifs à ce nouveau modèle non-linéaire sont reportés sur la figure 2.20. A la tension de polarisation de grille pour laquelle le facteur de "pushing" s'annule, nous pouvons constater que le bruit de phase calculé à partir de cette nouvelle approche reste élevé et conserve des valeurs proches de celles mesurées. D'autres simulations effectuées sur différents composants actifs ont révélées un comportement similaire. Cependant, l'inconvénient de cette approche est la difficulté d'accéder séparément aux valeurs des deux générateurs de bruit en tension  $e_{n1}$  et  $e_{n2}$  puisqu'une seule mesure de bruit BF est insuffisante pour fournir ces données. Des travaux doivent donc être entrepris pour déterminer une technique de mesure de bruit BF appropriée. Toutefois, même si une telle procédure n'est pas encore opérationnelle, notre approche permet d'obtenir, au moins qualitativement, un bon accord entre la théorie et la mesure et ceci quelle que soit la polarisation de grille appliquée au composant.

---

### V - Conditions de fonctionnement retenues pour le composant actif.

Nous allons maintenant nous intéresser, dans cette dernière partie, aux conditions de fonctionnement du composant actif que nous avons sélectionnées afin de pouvoir minimiser les fluctuations de fréquence de chaque oscillateur.

Tout d'abord, le premier point important est de déterminer le niveau de compression en puissance de chaque transistor puisque les niveaux de bruit basse fréquence -et par voie de conséquence la pureté spectrale de l'oscillateur- dépendent de la puissance hyperfréquence présente dans le circuit.

Le deuxième point qui nous paraît intéressant d'étudier est relatif au choix du point de polarisation du transistor. En effet, la minimisation du bruit de phase passe aussi par la détermination des tensions de polarisation drain-source et grille-source optimales. Cependant, on doit tenir compte des conditions de démarrage de l'oscillation qui imposent notamment que les pertes dans la boucle de contre-réaction (à la fréquence de fonctionnement  $f_0$ ) soient compensées par le gain du composant actif. Ceci implique donc qu'un compromis, entre des niveaux de bruit de phase les plus bas possibles et un gain en puissance suffisamment élevé, est nécessaire à trouver.

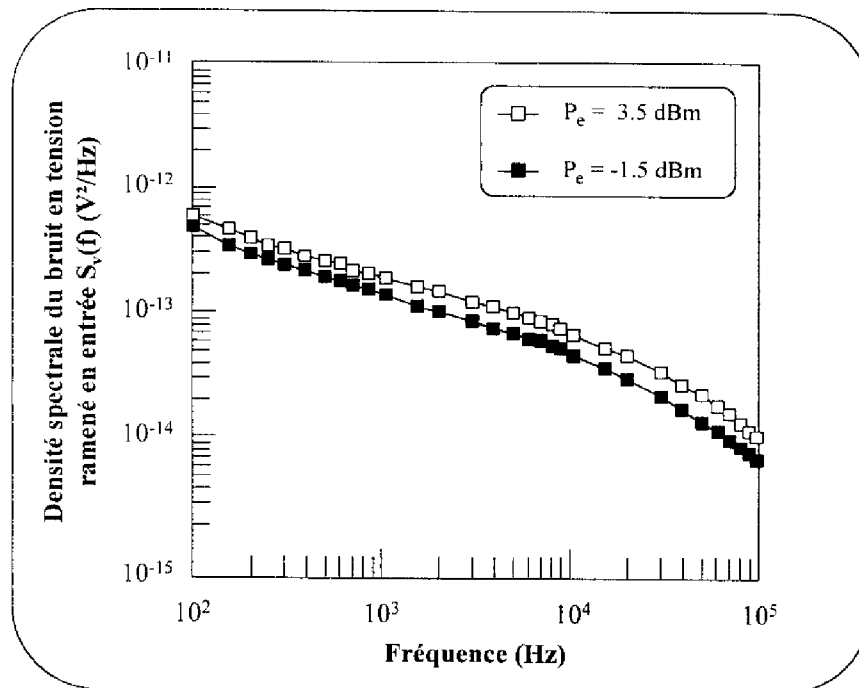
Enfin, nous allons examiner l'évolution du bruit de phase en fonction des impédances de charges microondes placées en entrée et en sortie du composant actif, en particulier pour des conditions où l'adaptation en puissance (petit signal) est réalisée.

#### V-1 Point de compression à 1 dB.

L'étude, précédemment présentée au paragraphe IV, relative à l'évolution du bruit basse fréquence en fonction de la puissance hyperfréquence a clairement mis en évidence la nécessité de faire fonctionner le composant actif à des niveaux de compression largement diminués afin de minimiser les niveaux de bruit en entrée du composant. Néanmoins, il est clair que l'obtention d'une amélioration conséquente sur le bruit de phase dépend alors de l'évolution du coefficient de conversion  $k_c$  en fonction de cette même puissance microonde. En effet, nous avons pu constater sur les oscillateurs à base de PHEMT ou de HEMT (figures 2.22 et 2.23) que le coefficient de conversion  $k_c$  pouvait être sensiblement modifié par la puissance hyperfréquence. Les spectres présentés ( $f_0 = 4$  GHz) dans le cas du transistor

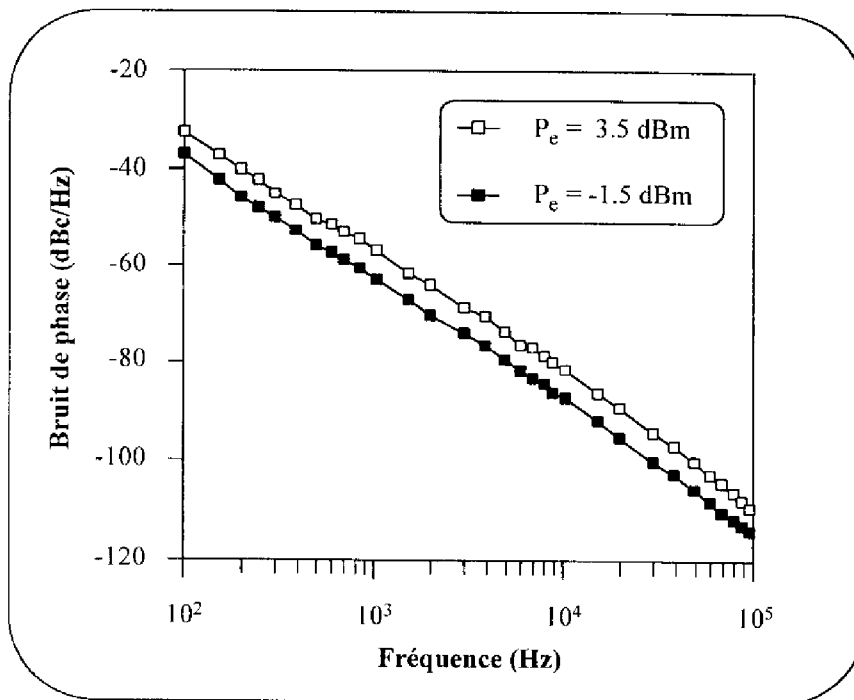


PHEMT MGF4417 ont été obtenus pour des pertes dans la contre réaction égales à environ 9.5 dB et 12.5 dB, ceci correspondant à une puissance microonde en entrée du composant



**Figure 2.22 :** Spectres de bruit basse fréquence pour le composant PHEMT MGF4417 mesurés en oscillation (oscillateur fonctionnant à 4 GHz) pour deux niveaux de pertes différents dans la contre-réaction : 9.5 dB et 12.5 dB.

respectivement de l'ordre de 3.5 dBm et -1.5 dBm. Un calcul rapide nous permet de constater que  $k_c$  varie respectivement de 4.5 MHz/V à 2.9 MHz/V. Cependant, un tel écart ne peut pas être généralisé à tous les oscillateurs. En effet il est apparu, par exemple dans le cas de l'oscillateur réalisé à partir du MESFET, que la diminution de ce coefficient pouvait être limitée à environ 12 %. Par ailleurs, pour d'autres composants actifs utilisés dans le circuit d'oscillateur [27], nous avons pu mettre en évidence que  $k_c$  pouvait même augmenté de telle sorte que le bruit de phase résultant augmente de quelques dB inversement proportionnel à la puissance hyperfréquence  $P_e$ . En conséquence, la puissance microonde doit être prise en compte non seulement par rapport au niveau de la densité spectrale de bruit en tension ramené en entrée mais également par rapport au processus de conversion lui-même, l'évolution du coefficient  $k_c$  pouvant être largement différente suivant le type de transistor.



**Figure 2.23 :** Spectres de bruit de phase pour le composant PHEMT MGF4417. Conditions de fonctionnement identiques que pour la mesure du bruit BF (figure 2.22).

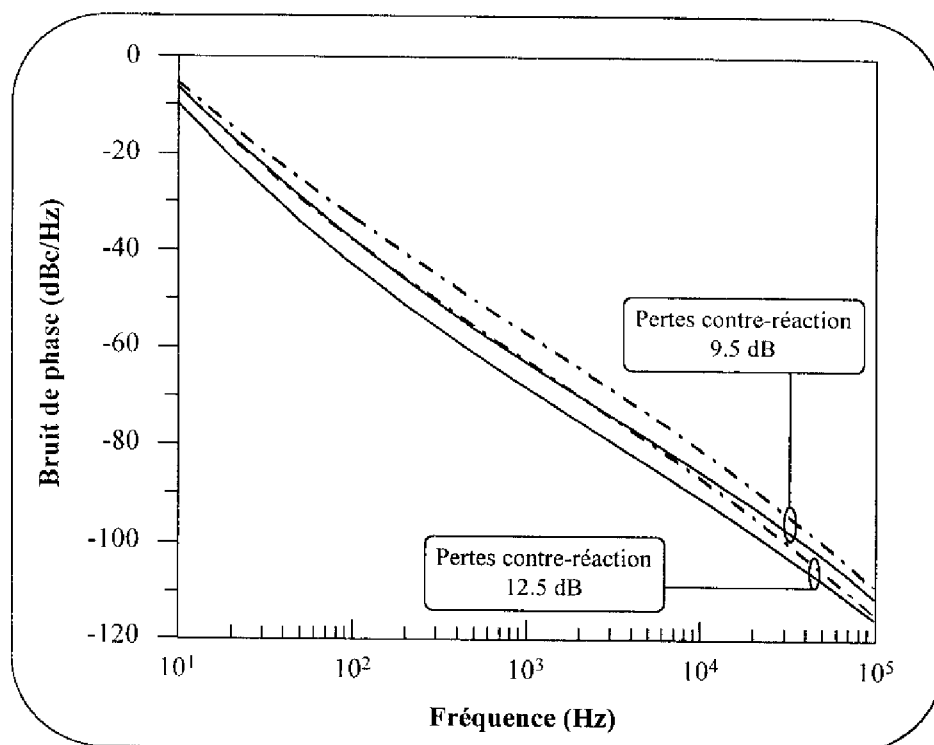
Pour nos travaux, les études effectuées sur les trois composants à notre disposition ont montré qu'il est utile de régler les pertes dans la contre réaction de sorte qu'elles correspondent à un fonctionnement de l'oscillateur proche de l'extinction de l'oscillation. Nous nous attacherons par conséquent à utiliser chacun des transistors autour du point de compression à 1 dB.

#### V-2 Choix de la polarisation drain-source.

Aux paragraphes IV-5 et IV-6 nous avons pu noter qu'il existait, pour chacun des oscillateurs étudiés, une polarisation particulière grille-source  $V_{gsC}$  correspondant à un minimum de bruit de phase. Cependant, l'amélioration observée n'est généralement de l'ordre que de 2 à 3 dB : dans le cas de l'oscillateur à MESFET (figure 2.20) l'écart en bruit de phase est de 2 dB entre  $V_{gs} = 0V$  et  $V_{gsC} = -0.2V$ . Nous avons pu également constater que la détermination de ce point était relativement peu précise. En outre, l'utilisation dans le circuit d'oscillateur d'une cavité fortement découplée nécessite de polariser le transistor de telle sorte que son gain en puissance soit suffisamment élevé. Pour ces raisons, nous avons choisi de

conserver comme tension de polarisation grille-source  $V_{gs} = 0V$ .

Au niveau de la tension drain-source  $V_{ds}$ , les études expérimentales sur différents composants ont permis de mettre en évidence que, dans le cas d'oscillateurs à base de transistors à hétérostructures, l'application d'une tension sur le drain de l'ordre de 3V permettait d'améliorer sensiblement les performances en bruit de phase. A titre d'exemple, nous présentons les résultats comparatifs (figure 2.24) obtenus à 300 K relatifs au PHEMT MGF 4417 à  $V_{ds} = 2V$  et  $V_{ds} = 3V$  pour une tension grille-source de polarisation  $V_{gs} = 0V$ .



**Figure 2.24 :** Comparaison des spectres de bruit de phase obtenues respectivement à  $V_{ds} = 2V$  (---) et à  $V_{ds} = 3V$  (—) pour une tension de polarisation de grille  $V_{gs} = 0V$ . Deux niveaux de pertes dans la contre-réaction sont étudiés : 9.5 dB et 12.5 dB.

Les spectres de bruit sont reportés pour des pertes dans la boucle de contre réaction évaluées à 9.5 dB et à 12.5 dB. Sur une large bande de fréquence (100Hz - 10 kHz) on peut noter que la diminution du bruit de phase est environ de 6 dB (à pertes dans la boucle de contre réaction identiques). Cette amélioration est due conjointement à un abaissement de la tension de

bruit BF ramenée en entrée et du coefficient de conversion qui est de l'ordre de 0.5 à 1 MHz pour les pertes données ci-dessus. Le point de fonctionnement retenu pour tous les composants étudiés sera par conséquent pour la suite de nos travaux  $V_{ds} = 3V$  et  $V_{gs} = 0V$ .

### V-3 Adaptation en puissance du transistor.

L'application visée étant un oscillateur à haute pureté spectrale fonctionnant à la fréquence de 10 GHz, il est important d'examiner tout d'abord les performances en gain de chacun des composants pour évaluer la nécessité d'adapter ou non le transistor. Sur le tableau ci-après (tableau 2.4) nous avons reporté, pour le MESFET MGF1425 ainsi que pour les composants PHEMT MGF4417 et NEC32400, le paramètre de transmission  $S_{21}$  à 300 K et 77 K mesurés pour la tension de repos  $V_{ds} = 3V$  et  $V_{gs} = 0V$  (chaque transistor étant chargé (entrée/sortie) sur  $50 \Omega$ ). On peut constater que la valeur du gain des composants risque de s'avérer insuffisante pour réaliser les conditions de démarrage de l'oscillation si la boucle de contre réaction de l'oscillateur utilise une cavité fortement découplée.

	MESFET MGF1425		PHEMT MGF4417		PHEMT NEC32400	
	300 K	77 K	300 K	77 K	300 K	77 K
$S_{21}(4 \text{ GHz})$ -50 $\Omega$ -	12 dB	13.8 dB	15.7 dB	17.2 dB	15.2 dB	15.8 dB
$S_{21}(10 \text{ GHz})$ -50 $\Omega$ -	8 dB	9.6 dB	11.8 dB	12.9 dB	10.3 dB	11.4 dB

Tableau 2.4 : Performances en gain du MESFET MGF1425 et des PHEMT MGF4417 et NEC3240 obtenues à 300 K et 77 K aux fréquences de 4 GHz et de 10 GHz.

L'adaptation du composant est donc requise (notamment pour le MESFET) et elle devrait permettre (Tableau 2.5) de pouvoir utiliser chacun des composants à notre disposition.

Pendant, on peut se demander si les conditions d'adaptation ne vont pas modifier les caractéristiques en bruit de phase des oscillateurs. Il est par conséquent nécessaire d'effectuer une étude préalable [27] et de comparer les résultats en bruit de phase à ceux obtenus lorsque

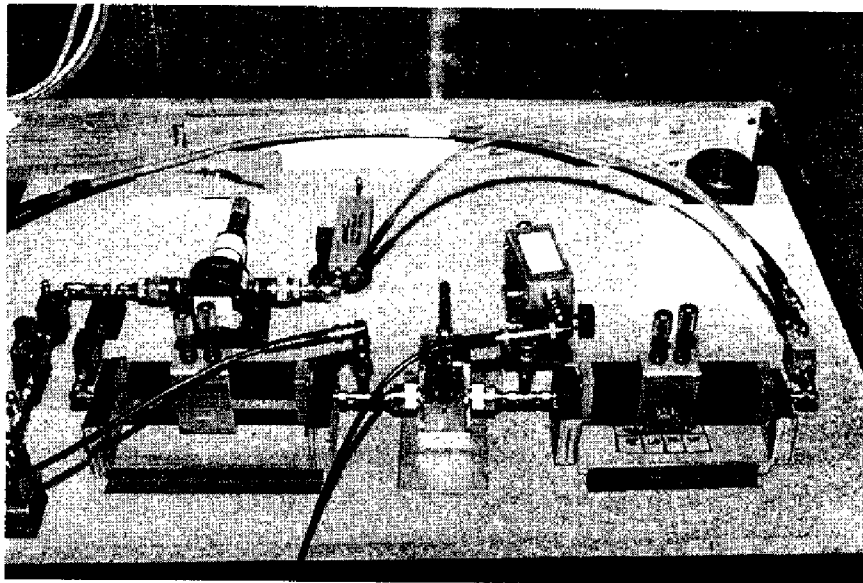
le composant est inséré entre deux isolateurs 50  $\Omega$ .

	MESFET <i>MGF1425</i>		PHEMT <i>MGF4417</i>		PHEMT <i>NEC32400</i>	
	<u>300 K</u>	<u>77 K</u>	<u>300 K</u>	<u>77 K</u>	<u>300 K</u>	<u>77 K</u>
MSG(4 GHz)	18.2 dB	18.8 dB	19.6 dB	20.5 dB	18.9 dB	19.2 dB
MSG(10 GHz)	15.8 dB	16.2 dB	16.2 dB	17 dB	15.8 dB	16.4 dB

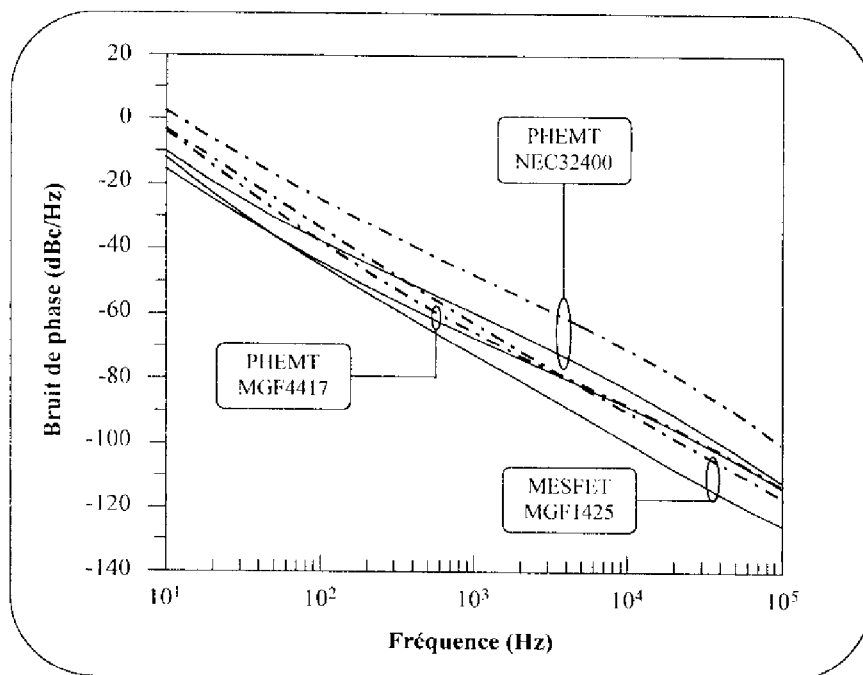
Tableau 2.5 : Gain disponible maximum pour chacun des transistors testés à 300 K et à 77 K aux fréquences de 4 GHz et 10 GHz.

Cette étude a été entreprise dans le cadre d'un projet spécifique (PHARAO : Projet d'Horloge Atomique par Refroidissement d'Atomes en Orbite) soutenu par le Centre National d'Etudes Spatiales, pour lequel le choix du composant actif destiné à entretenir une oscillation sur un résonateur saphir WGM (fonctionnant à la fréquence de 9 192 631 770 Hz) doit être effectué au sein du laboratoire [27] [28] [29].

Le circuit de test est représenté sur la photographie 2-1 où en entrée et en sortie du transistor sont disposés deux tuners permettant de réaliser l'adaptation en puissance à la fréquence de 4 GHz. Le réglage du gain optimum est effectué manuellement en petit signal (la puissance du signal hyperfréquence en entrée du composant est de l'ordre de -10 dBm). La démarche initiale a été de comparer à 300 K, pour des pertes dans la boucle de contre réaction identiques, le bruit de phase pour chaque oscillateur dans les deux configurations : *composant maintenu sur 50  $\Omega$  / composant adapté*. La figure 2.25 présente les résultats obtenus pour des pertes fixées à 8.6 dB. Il apparaît clairement, pour le MESFET et le PHEMT NEC32400, que l'adaptation du transistor dégrade de plus de 10 dB les niveaux de bruit et ceci sur toute la bande de fréquence de mesure (10 Hz - 100 kHz). Par contre, dans le cas de l'oscillateur à PHEMT MGF4417, bien que pour les faibles fréquences d'offset l'évolution soit similaire, on observe au dessus de 1 kHz que le bruit de phase reste sensiblement du même ordre de grandeur que dans les conditions où le transistor est maintenu sur 50  $\Omega$  (les plongeurs des tuners sont relevés).



**Photo 2.1 :** Boucle d'oscillation à 4 GHz avec tuners d'adaptation.

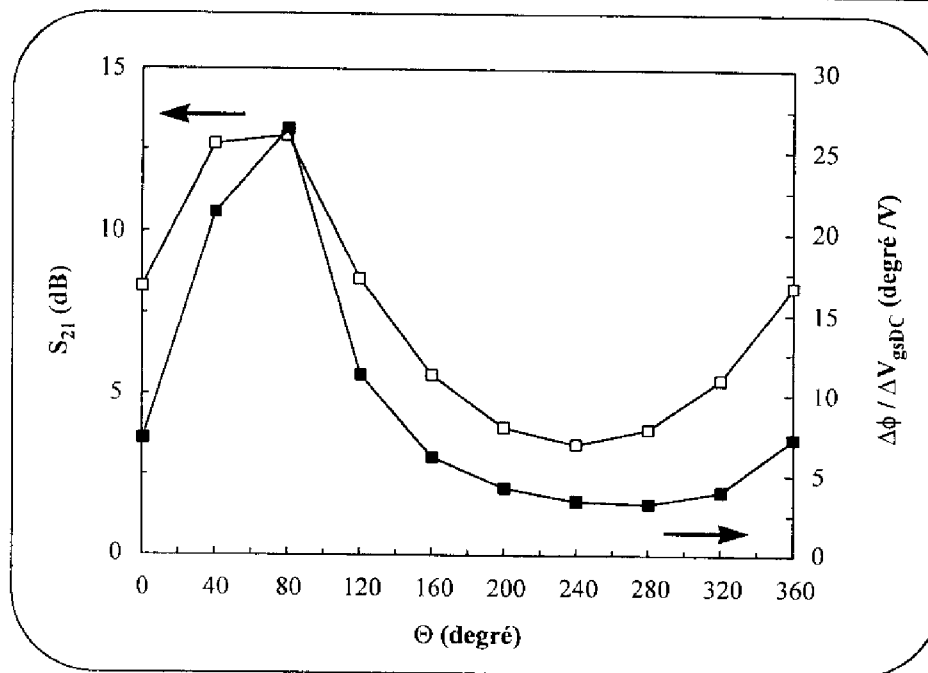


**Figure 2.25 :** Comparaison à 300 K, pour les différents oscillateurs, des spectres de bruit de phase ( $V_{ds} = 3V$ ,  $V_{gs} = 0V$ ) obtenues respectivement pour le composant inséré entre deux isolateurs  $50 \Omega$  (—) et lorsque l'adaptation pour des conditions de maximum de gain petit signal est réalisée (---).

Pour tenir compte de nos propos précédents relatifs au fonctionnement du transistor au voisinage du point de compression à 1 dB, l'étude comparative en bruit de phase *-composant*

sur  $50 \Omega$  / composant adapté- a été également effectuée dans des conditions de fortes pertes en contre réaction. Elles correspondent à un fonctionnement à environ 1.5 dB de l'extinction de l'oscillation. Nous avons ainsi pu constater [27] que la dégradation du bruit causée par l'adaptation restait en tout point du même ordre de grandeur que dans le cas précédent. Seuls les oscillateurs utilisant respectivement le PHEMT MGF4417 et le MESFET MGF 1425 donnent de bonnes performances en bruit de phase avec des niveaux du même ordre de grandeur c'est à dire -93 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse.

Pour mettre en évidence les phénomènes mis en jeu et vérifier théoriquement que les conditions d'adaptation modifient les paramètres de conversion du bruit BF, nous avons effectué des simulations en bruit de phase à partir du modèle de l'oscillateur explicité au paragraphe IV-6. Deux cellules d'adaptation (petit signal) sont insérées dans le circuit d'analyse, respectivement en entrée et en sortie du composant. Les résultats obtenus ont montré que la dégradation des niveaux de bruit était corrélée avec le doublement du coefficient de conversion  $k_c$ . En outre, il semble que ce facteur augmente proportionnellement au gain du transistor. En effet, une approche complémentaire en petit signal basée sur les principes de la modulation de phase [29] [30] a été menée (ces simulations étant plus rapides à effectuer que des analyses non-linéaires). Elle consiste à étudier les variations de la phase (phase entre la tension d'entrée et de sortie du transistor) en fonction d'une variation élémentaire de la tension continue de grille du transistor  $V_{gsDC}$ . Nous avons ainsi pu constater que, quelles que soient les impédances présentées en entrée ( $Z_e$ ) et en sortie ( $Z_s$ ) du transistor, pour toute augmentation de la valeur du gain en transmission du composant actif correspondait globalement une augmentation de la sensibilité de la phase ( $\Delta\phi / \Delta V_{gsDC}$ ). A titre d'exemple, nous avons reporté sur la figure 2.26 l'évolution obtenue de ces deux paramètres en fonction de diverses valeurs de l'impédance présentée en entrée, le transistor étant fermé en sortie sur  $50 \Omega$ . Les valeurs d'impédance sont en fait représentées par le coefficient de réflexion correspondant : nous avons choisi de décrire l'abaque de Smith par des coupes en phase à coefficient de réflexion constant. Sur la figure 2.26, c'est la coupe  $|\Gamma| = 0.6$  qui est représentée.



**Figure 2.26 :** Evolution théorique du module du paramètre de transmission  $S_{21}$  et de la sensibilité de la phase à une variation de la tension de commande ( $\Delta\phi / \Delta V_{gsDC}$ ) en fonction de la phase du coefficient de réflexion présenté en entrée pour un module de ce coefficient fixé à 0.6.

Il semble donc impossible d'augmenter les performances en gain d'un TEC en source commune sans dégrader les niveaux de bruit de phase de l'oscillateur. La nécessité d'adapter ou non un transistor est en conséquence un paramètre supplémentaire quant au choix final du composant.

## VI - Conclusion.

Dans ce deuxième chapitre, nous avons analysé les phénomènes de conversion du bruit basse fréquence dans les oscillateurs à TEC. A partir de la comparaison du bruit de phase mesuré et de son évaluation obtenue à l'aide de la tension de bruit basse fréquence ramenée en entrée et du facteur de "pushing", nous avons tout d'abord montré l'obligation d'effectuer les mesures de bruit BF dans des conditions d'oscillation. En effet, il apparaît clairement que la superposition d'un signal microonde au signal continu dans les composants à effet de champ modifie largement les caractéristiques en bruit basse fréquence du transistor. La dégradation observée semble être fortement liée à l'autopolarisation engendrée par l'oscillation non-linéaire



et il est impossible de trouver des conditions de mesures équivalentes pour un fonctionnement du composant au repos. Par contre, nous avons montré expérimentalement que pour un fonctionnement en amplificateur non-linéaire du transistor (plus aisé à mettre en œuvre), il était possible de retrouver les caractéristiques en bruit BF du composant. Pour cela, la puissance du signal hyperfréquence injectée en entrée du transistor doit être sensiblement la même que celle mesurée dans le circuit d'oscillateur, les impédances de charges du composant étant dans les deux configurations égales à  $50 \Omega$ . Cependant, même si le bruit BF est mesuré dans de telles conditions, quelques différences peuvent apparaître entre le bruit de phase mesuré et calculé. Nous pensons que les écarts observés sont essentiellement dus aux modèles classiques de TEC qui ne peuvent décrire précisément les phénomènes de conversion. Nous avons en particulier montré l'incapacité de ces modèles à décrire le comportement en bruit de phase d'un oscillateur pour une valeur  $V_{gsC}$  correspondant à un facteur de "pushing" nul. A cette valeur critique de la tension de polarisation de grille nous avons observé jusqu'à 40 dB de différence entre le bruit de phase mesuré et calculé. La modélisation du bruit BF consistant à placer sur la grille du transistor une unique source de bruit en tension semble être la raison principale des désaccords observés. Une nouvelle approche tenant compte des effets distribués le long de la région dépeuplée de grille a permis de confirmer l'hypothèse émise. Le nouveau modèle présenté utilisant deux générateurs de bruit en tension non corrélés, bien que qualitatif, fournit des valeurs de bruit de phase physiquement acceptables. Néanmoins, d'autres travaux doivent être entrepris afin d'identifier les valeurs des différents paramètres du modèle du TEC nécessaires à une évaluation précise des niveaux de bruit de phase de l'oscillateur.

La dernière partie abordée dans ce chapitre a eu pour but de déterminer les conditions de fonctionnement optimales permettant de minimiser les fluctuations de fréquence d'un oscillateur à TEC. Outre un fonctionnement du composant proche du point de compression à 1 dB nécessaire à l'obtention de niveaux performants en bruit BF, nos études ont montré que le point de polarisation ( $V_{ds} = 3V$ ,  $V_{gs} = 0V$ ), pour chacun des transistors étudiés, donnait un bon compromis : faible niveau de bruit de phase et un gain en puissance suffisamment élevé pour réaliser les conditions de démarrage de l'oscillation. Enfin, la nécessité d'adapter ou non le composant a été étudiée. Les simulations et les mesures effectuées ont clairement mis en évidence que les conditions d'adaptations détérioraient parfois fortement (environ 10 dB) les performances en bruit de phase de l'oscillateur par rapport à celles obtenues lorsque le

---

composant était chargé entre deux isolateurs  $50 \Omega$ . La modification du coefficient de conversion semble être la cause principale de la dégradation observée. La conséquence de ce dernier résultat (même si les travaux reportés ont été effectués à 300 K) font que les deux transistors susceptibles de donner les meilleures performances en bruit de phase sont le MESFET MGF1425 et le PHEMT MGF4417 ; l'oscillateur à base du PHEMT présente des niveaux de bruit de phase peu modifiés lors de l'adaptation du composant.

Cependant, il est judicieux de se demander, puisque l'application envisagée se situe approximativement à 10 GHz, si l'évolution des paramètres de conversion avec la fréquence ne risque pas d'entraîner quelques modifications sur les performances des composants retenus. Des mesures effectuées en parallèle au laboratoire [29] pour une application situé à 9.2 GHz ont montré que la dépendance en fréquence des fluctuations de phase de ces transistors était peu marquée entre 4 GHz et 10 GHz. Les travaux que nous venons de présenter à 4 GHz sont donc tout à fait cohérents et les deux composants à effet de champ retenus semblent être les mieux adaptés à la réalisation d'un oscillateur à haute pureté spectrale.

**Références bibliographiques du chapitre II.**

- [1] Ch. UTARD.  
*"Les oscillateurs micro-ondes faibles bruit de fond à base de MESFET GaAs, TEGFET GaAlAs, et transistor bipolaire silicium. Modélisation, caractérisation et comparaison"*,  
Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse, 1988.
- [2] P.F. COMBES, J. GRAFFEUIL, J.F.SAUTEREAU.  
*"Composants, dispositifs et circuits actifs en micro-ondes"*,  
Edition Dunod Université, 1985.
- [3] J.F. SAUTEREAU  
*"Oscillateurs micro-ondes à TEC GaAs"*,  
Thèse de docteur d'état, Université Paul Sabatier, Toulouse, 1981.
- [4] O. LLOPIS.  
*"Caractérisation hyperfréquence des supraconducteurs à haute température critique en vue de l'application à l'oscillateur micro-onde cryogénique"*,  
Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse, 1991.
- [5] M. PRIGENT.  
*"Contribution à l'étude de la conversion de fréquence dans les circuits non-linéaires : application à la CAO d'oscillateurs à bruit de phase minimum"*,  
Thèse de doctorat. Université de Limoges, 1987.
- [6] A. BORYS.  
*"Elementary deterministic theories of frequency and amplitude stability in feedback oscillators"*,  
IEEE Trans. on Circuits and Syst., vol. 34, No. 3, pp. 254-258, 1987.
- [7] S. COLOMINES.  
*"Evaluation des performances d'un banc de mesure de bruit de phase ; application à la caractérisation d'oscillateurs micro-ondes stabilisés sur cavité résonante"*,  
Rapport de stage du DESS microélectronique, Université Paul Sabatier, Toulouse, sept. 1994.
- [8] O. LLOPIS, R. PLANA, H. AMINE, L. ESCOTTE, J. GRAFFEUIL.  
*"Phase noise in cryogenic microwave HEMT and MESFET oscillators"*,  
IEEE Trans. on Microwave Theory Tech., vol. 41, No. 3, pp. 369-374, 1993.
- [9] D. B. LEESON.  
*"A simple model of feedback oscillator noise spectrum"*,  
Proceedings of the IEEE, pp. 329-330, Février 1966.

- 
- [10] M. POUYSEGUR, J. GRAFFEUIL, J. F. SAUTEREAU, J.P. FORTEA.  
*"Comparative study of phase noise in HEMT and MESFET microwave oscillators"*,  
IEEE MTT-Symp. Digest, vol. 2, pp. 557-560, 1987.
- [11] J. A. REYNOSO-HERNANDEZ, J. GRAFFEUIL.  
*"Output conductance frequency dispersion and low frequency noise in HEMT's and MESFET's"*,  
IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech., vol. 37, No. 9, pp. 1478-1481, 1989.
- [12] Ph. ANDRE.  
*"Conception et réalisation d'oscillateurs intégrés monolithiques micro-ondes à base de transistors sur arséniure de gallium"*,  
Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse, 1995.
- [13] V. RIZZOLI, F. MASTRI, D. MASOTTI.  
*"General noise analysis of nonlinear microwave circuits by the piece harmonic balance technique"*,  
IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech., vol. 42, No. 5, pp. 807-819, 1994.
- [14] J. M. PAILLOT, J.C. NALLATAMBY, M. HESSANE, R. QUERE, M. PRIGENT, J. ROUSSET.  
*"A general program for steady state, stability, and FM noise analysis of microwave oscillators"*,  
IEEE MTT Symp. Digest, pp.1287-1290, 1990.
- [15] W. ANZILL, P. RUSSER.  
*"A general method to simulate noise in oscillators based on frequency domain techniques"*,  
IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech., vol. 41, No. 12, pp. 2256-2263, 1993.
- [16] U.L. ROHDE *et al.*  
*"A GaAs FET oscillator noise model with a periodically driven noise source"*,  
European Microwave Conference, pp. 465-470, 1993.
- [17] H. ROHDIN, C-Y. SU, Ch. STOLTE.  
*"Parameter extraction for large signal noise models and simulation of noise in large signal circuits like mixers and oscillators"*,  
IEEE MTT Symp. Digest, pp.267-269, 1984.
- [18] H. J. SIWERIS, B. SCHIECK.  
*"A GaAs FET oscillator noise model with a periodically driven noise source"*,  
European Microwave Conference, pp. 681-686, 1986.

- [19] J. VERDIER, O. LLOPIS, R. PLANA, J. GRAFFEUIL.  
*"Etude du bruit basse fréquence dans les composants à effet de champ micro-ondes en régime de fonctionnement fortement non-linéaire ; application aux oscillateurs à haute pureté spectrale"*,  
9<sup>ème</sup> Journées Nationales Micro-ondes, Paris 1995.
- [20] O. LLOPIS, J. VERDIER, R. PLANA, J. GRAFFEUIL.  
*"Low frequency noise in FETs devices operated in nonlinear conditions - consequences on oscillator phase noise"*,  
European Microwave Conference, pp. 285-289, Bologne, 1995.
- [21] R. PLANA.  
*"Bruit de fond dans les transistors à effet de champ et bipolaires pour micro-ondes"*,  
Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse, 1993.
- [22] P. A. DALLAS, J. K. EVERARD.  
*"Measurement of the cross correlation between baseband and transposed flicker noises in a GaAs MESFET"*,  
IEEE MTT-Symp. Digest, pp. 1261-1264, 1990.
- [23] R. D. MARTINEZ, D. E. OATES, R. C. COMPTON.  
*"Measurement and model for correlating phase and baseband 1/f noise in a FET"*,  
IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech., vol. 42, No. 11, pp. 2051-2055, 1994.
- [24] H. J. SIWERIS, B. SCHIEK.  
*"Analysis of noise upconversion in microwave FET oscillators"*,  
IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech., vol. 33, No. 3, pp. 233-242, 1995.
- [25] J. VERDIER, O. LLOPIS, R. PLANA, J. GRAFFEUIL.  
*"Analysis of noise up-conversion in microwave field-effect transistor oscillators"*,  
IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech., vol. 44, No. 8, pp. 1478-1483, 1996.
- [26] J. PORTILLA, R. QUERE, J. OBREGON.  
*"An improved CAD oriented FET model for large-signal and noise applications"*,  
IEEE MTT-Symp. Digest, pp. 849-852, 1994.
- [27] O. LLOPIS, R. PLANA, J. VERDIER.  
*"Choix des composants pour l'oscillateur à cavité saphir"*,  
Projet PHARAO, rapport No. 2, Juillet 1996.
- [28] O. LLOPIS, R. PLANA, J. VERDIER.  
*"Choix des composants pour l'oscillateur à cavité saphir"*,  
Projet PHARAO, rapport No. 1 LAAS No. 95039, Février 1995.
- [29] O. LLOPIS, R. PLANA, M. REGIS.  
*"Choix des composants pour l'oscillateur à cavité saphir"*,  
Projet PHARAO, rapport No. 3, Décembre 1996.

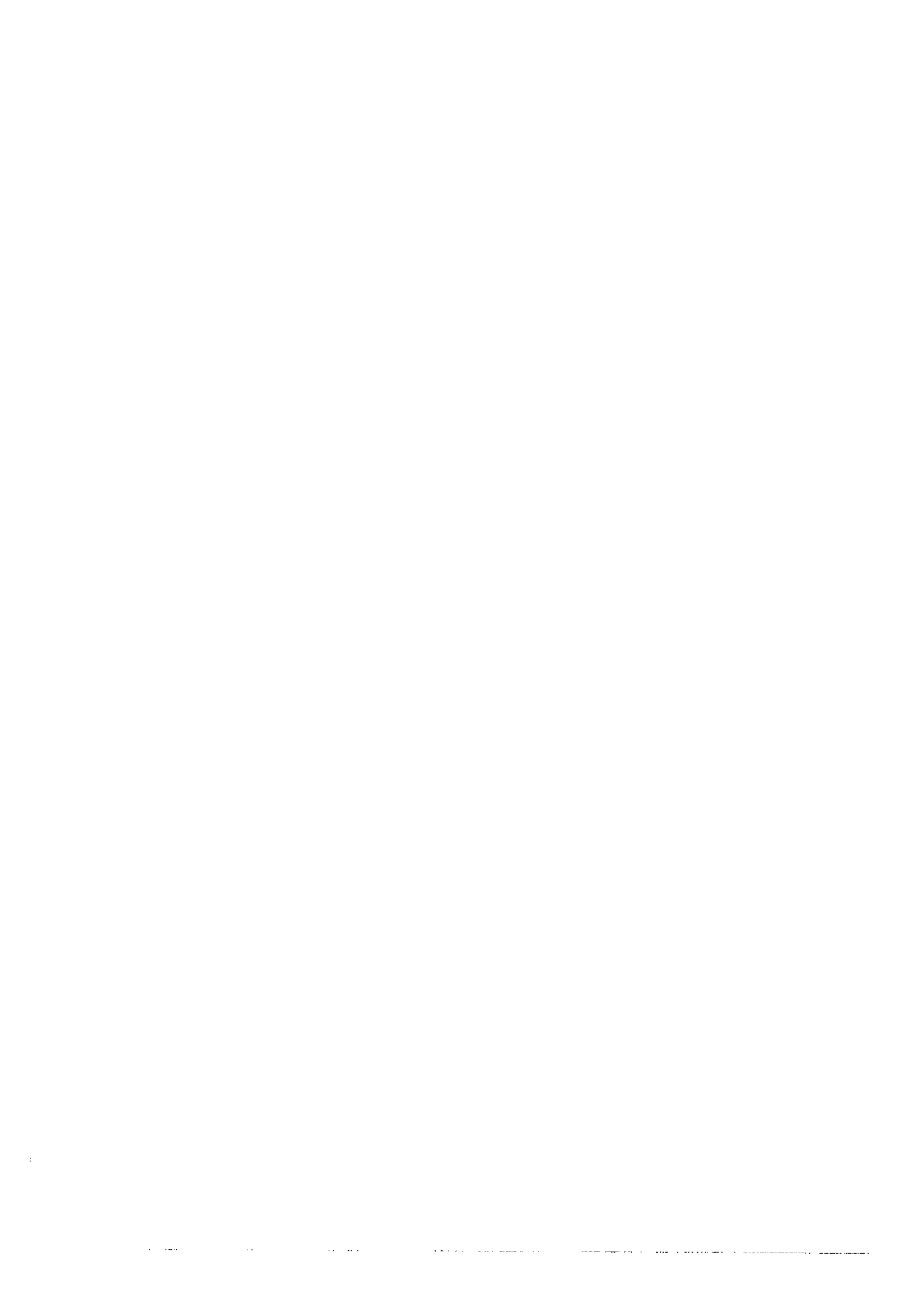
- [30] O. LLOPIS, J. DIENOT, J. VERDIER, R. PLANA, M. GAYRAL, J. GRAFFEUIL.  
*"Analytical study of microwave oscillators frequency stability. Application to DRO phase noise calculation"*,  
Annales des Télécommunications, vol. 51, No. 3-4, pp. 121-129, 1996.



## CHAPITRE III

### **L'oscillateur à haute pureté spectrale : métrologie et réalisation**





Introduction.

Pour effectuer la caractérisation en bruit d'un oscillateur plusieurs techniques peuvent être mises en œuvre. La plus rapide est basée sur l'utilisation d'un analyseur de spectre. Elle permet d'obtenir le rapport de la puissance de bruit contenue dans une bande latérale de 1 Hz située à une distance  $f_m$  de la porteuse sur la puissance de cette même porteuse. Par conséquent cette technique de mesure nécessite que le bruit de modulation d'amplitude de la source à caractériser soit négligeable devant le bruit de modulation de fréquence afin de pouvoir déterminer correctement le bruit de phase de la source. En outre, cette méthode voit son champ d'application limité par trois paramètres propres à l'analyseur utilisé :

- l'échelle dynamique pour des fréquences d'offset supérieures au MHz.
- la résolution et les phénomènes de dérive essentiellement pour des fréquences relativement proches de la porteuse (< 10 kHz).
- le bruit de phase de l'oscillateur local pour des fréquences inférieures au MHz.

Ces deux dernières limitations peuvent être fortement préjudiciables à la qualité des mesures de bruit de phase d'oscillateurs microondes puisque les fluctuations de fréquences mises en jeu sont de l'ordre de quelques Hz à quelques kHz. Un simple examen des performances actuelles des analyseurs de spectres, par exemple -96 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse à 4 GHz pour un HP70000, montre l'impossibilité de caractériser des oscillateurs à faible bruit de phase.

De ce fait, les techniques performantes de mesure de bruit de phase [1]-[3] doivent être associées à des dispositifs ayant des sensibilités largement améliorées. Les deux dispositifs qui se dégagent au niveau des techniques de détection dans le domaine fréquentiel sont la méthode dite du *discriminateur de fréquence* et celle dite du *détecteur de phase*.

Nous allons dans ce dernier chapitre nous intéresser tout d'abord à l'étude comparée de ces différentes méthodes appliquées à la caractérisation des oscillateurs microondes dans leur généralité. Les dispositifs de détection réalisés au sein du laboratoire seront alors présentés. Dans une seconde partie, après avoir retenu le dispositif le plus adéquat pour la caractérisation

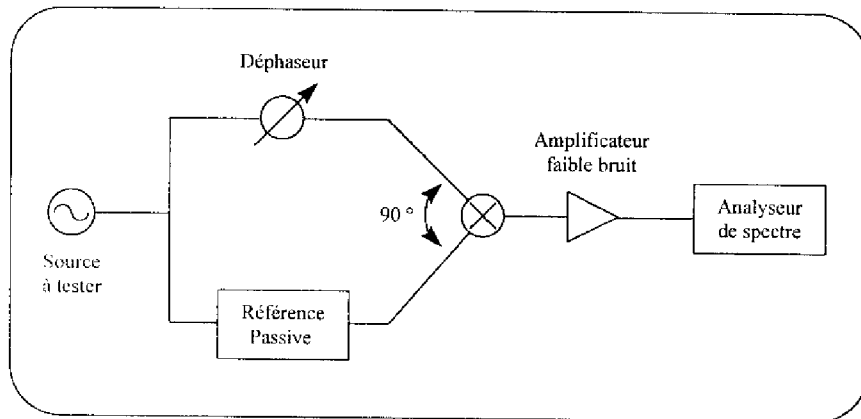
d'un oscillateur à haute pureté spectrale, nous présenterons les principaux résonateurs diélectriques permettant de concevoir de telles sources. La réalisation et la caractérisation de l'oscillateur que nos travaux de thèse ont permis de concevoir seront finalement présentés.

## **Partie A : Métrologie des oscillateurs.**

### I - Système de mesure passif : le discriminateur de fréquence.

#### I-1 Principe et généralités.

Le schéma de principe d'un tel dispositif est présenté sur la figure 3.1.



**Figure 3.1 :** Schéma simplifié d'un système de détection à discriminateur de fréquence.

L'élément principal est une référence passive présentant une réponse en phase évoluant très rapidement avec la fréquence ( $\frac{d\Phi}{d\omega}$  élevé). Cet élément peut être :

i) Une ligne à retard caractérisée -sur une large bande de fréquence- par la relation suivante :

$$\frac{d\Phi}{d\omega} = \tau \quad (3.1)$$

ii) Une cavité résonante de fréquence réglable  $f_0$  (pulsation  $\omega_0$ ), de coefficient de surtension en charge  $Q_L$  et pouvant aussi être caractérisée, au voisinage de la résonance, par

une relation similaire à la précédente, i.e. :

$$\frac{d\Phi}{d\omega} = \frac{2Q_L}{\omega_0} \quad (3.2)$$

Le principe d'un tel dispositif est de transformer les fluctuations de fréquence de l'oscillateur à caractériser en fluctuations de tension pouvant être mesurées par un analyseur de spectre. Le processus de conversion s'effectue en deux étapes : les fluctuations de fréquence sont tout d'abord converties par l'élément de référence en fluctuations de phase qui sont dans un second temps transformées par le mélangeur en fluctuations de tension. Cette seconde étape ne peut être réalisée que si le mélangeur fonctionne en détecteur de phase. Un déphaseur est donc inséré dans le banc afin d'obtenir la quadrature entre les deux signaux attaquant le mélangeur. L'amplificateur faible bruit placé en aval du discriminateur (figure 3.1), dont le plancher de bruit est de l'ordre de 1 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ , permet d'abaisser le plancher de bruit de l'analyseur de spectre en dessous du bruit propre des mélangeurs.

Nous allons maintenant donner les principales équations mathématiques nécessaires à la compréhension de la transformation des fluctuations de fréquence en fluctuations de tension.

### 1-2 Théorie du discriminateur à ligne à retard.

Nous avons choisi de traiter le cas du discriminateur de fréquence à ligne à retard ; les équations présentées [2] pouvant être aisément transposables au cas du résonateur.

Puisque les fluctuations de fréquence d'un oscillateur peuvent être considérées comme du bruit de modulation de fréquence (chapitre II) (en négligeant le bruit de modulation d'amplitude) la théorie mathématique associée permet d'écrire le signal  $V_1(t)$  issu de l'oscillateur sous test sous la forme :

$$V_1(t) = V_0 \cos(2\pi f_0 t + \frac{\Delta f}{f_m} \cos 2\pi f_m t) \quad (3.3)$$

Par suite le signal  $V_2(t)$  après propagation dans la ligne à retard ( $\tau$ ) peut se mettre sous

la forme suivante :

$$V_2(t) = V' \cos(2\pi f_o(t - \tau) + \frac{\Delta f}{f_m} \cos 2\pi f_m(t - \tau)) \quad (3.4)$$

On obtient par conséquent en sortie du mélangeur une tension  $V(t)$  proportionnelle à la différence des fréquences :

$$V(t) = K_\phi \cos(2\pi f_o(t - \tau) + \frac{\Delta f}{f_m} \cos 2\pi f_m(t - \tau) - 2\pi f_o t - \frac{\Delta f}{f_m} \cos 2\pi f_m t) \quad (3.5)$$

où  $K_\phi$  représente le coefficient de conversion phase-tension du mélangeur.

Si la condition de quadrature, qui peut être définie mathématiquement par la relation, est

$$2\pi f_o \tau = (2k + 1) \frac{\pi}{2} \quad k = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (3.6)$$

est réalisée, le terme relatif à la fréquence de la porteuse s'élimine et on aboutit finalement après quelques simplifications à la relation traduisant la sensibilité du système de détection :

$$\Delta V(f_m) = K_\phi 2\pi\tau \Delta f(f_m) \frac{\sin(\pi f_m \tau)}{(\pi f_m \tau)} \quad (3.7)$$

Et pour des fréquences d'offset  $f_m$  satisfaisant à la condition suivante,

$$f_m < \frac{1}{2\pi\tau} \quad (3.8)$$

la fonction sinus cardinal peut être négligée ( $\sin(\pi f_m \tau) \rightarrow \pi f_m \tau$ ). L'équation (3.7) devient :

$$\Delta V(f_m) = K_m \Delta f(f_m) \quad \text{avec } K_m = 2\pi\tau K_\phi \quad (3.9)$$

Le coefficient  $K_m$  est le coefficient de conversion fréquence-tension (en V/Hz) du discriminateur de fréquence. La détermination des fluctuations de fréquence de l'oscillateur sous test passe en conséquence par la détermination préalable de ce coefficient.

I-3 Ligne à retard - Cavité en transmission: choix de l'élément de référence.

I-3-1 Plancher de bruit du banc passif à ligne à retard.

Si nous considérons le signal réellement mesuré sur l'analyseur de spectre,  $\Delta V_{mes}$ , nous pouvons constater qu'il est constitué de deux composantes : d'une part des fluctuations de tension,  $\Delta V(f_m)$ , rendant compte des fluctuations de fréquence de l'oscillateur à caractériser et d'autre part des fluctuations de tension,  $\Delta V_p$ , correspondant au bruit propre du mélangeur (et, éventuellement, de l'amplificateur). Nous devons par conséquent écrire en toute rigueur la relation suivante :

$$[\Delta V_{mes}]^2 = [\Delta V(f_m)]^2 + [\Delta V_p]^2 \quad (3.10)$$

En remplaçant  $\Delta V(f_m)$  par son expression en fonction de  $\Delta f(f_m)$  on obtient la condition nécessaire à la mesure des fluctuations de fréquence d'un oscillateur :

$$K_m \Delta f(f_m) > \Delta V_p \quad (3.11)$$

L'amélioration des performances du banc passe donc par l'augmentation du coefficient de conversion  $K_m$  -c'est à dire des paramètres  $\tau$  et  $K_\phi$ - ainsi que par la minimisation du niveau de bruit additif  $\Delta V_p$ .

I-3-2 Optimisation des paramètres  $\tau$ ,  $K_\phi$  et  $\Delta V_p$ .

En fait, l'optimisation de ces trois paramètres ne peut se faire indépendamment les uns des autres. Nous allons voir qu'il existe en définitive pour chacun des éléments que sont la ligne à retard, le mélangeur et l'amplificateur de sortie un compromis technique entre *longueur* et *pertes* pour l'élément de référence et entre *gain* et *bruit* pour les deux autres éléments.

I-3-2-1 Longueur de ligne optimale.

Le retard  $\tau$  introduit par une ligne de transmission coaxiale de longueur  $l$  et de permittivité diélectrique relative  $\epsilon_r$  peut s'écrire :

$$\tau = \frac{l}{c / \sqrt{\epsilon_r}} \quad (3.12)$$

A partir de la relation (3.8) on peut donc penser que l'augmentation de la longueur  $l$  de la ligne à retard doit aboutir à une meilleure détectivité du banc. Cependant, ce raisonnement ne tient pas compte de l'augmentation des pertes -résultante de l'augmentation de la longueur  $l$ - qui contribue au contraire à réduire la détectivité. Il y a donc un compromis retard-pertes à trouver. Pour cela, on peut s'aider de certains modèles simples basés sur l'étude du mélangeur en zone linéaire qui conduisent à démontrer l'existence d'un optimum pour une longueur de ligne correspondant à une atténuation de 8.7 dB [4]. En fait, un tel optimum n'a que peu de sens dans la mesure où des pertes importantes peuvent être compensées par une forte puissance d'entrée, issue par exemple d'un amplificateur de puissance ; la voie OL est dans ce cas protégée par un atténuateur (ceci implique bien sûr que le bruit additif de l'amplificateur soit négligeable). Il est donc plus important de déterminer les conditions de fonctionnement du mélangeur (puissance OL et puissance RF) qui conduiront simplement à un coefficient de détection en phase ( $K_\phi$ ) important et à un bruit propre faible ( $\Delta V_p$ ).

I-3-2-2 Les paramètres  $K_\phi$  et  $\Delta V_p$  : bruit de phase du mélangeur.

Diminuer  $\Delta V_p$  et/ou augmenter  $K_\phi$  revient en fait à diminuer le bruit de phase équivalent en entrée du mélangeur (équation 3.13) :

$$\Delta\phi_m = \frac{\Delta V_p}{K_\phi} \quad (3.13)$$

Ceci nécessite une étude indépendante, en fonction des puissances OL et RF : relevé simultané de  $\Delta V_p$  et de  $K_\phi$  puis calcul de  $\Delta\phi_m$  [5]. En règle générale,  $\Delta V_p$  est bien le bruit du

mélangeur seul, l'amplificateur situé en aval ayant un plancher de bruit inférieur à celui des diodes du mélangeur : respectivement  $1 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$  et  $8 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$  à 1 kHz. Son choix est donc primordial à l'obtention d'un banc de caractérisation en bruit de phase ayant un plancher de bruit extrêmement faible.

### 1-3-3 Amélioration de la sensibilité du banc de mesure : utilisation d'un résonateur.

#### 1-3-3-1 Cas général.

Pour abaisser le plancher de bruit du banc et donc augmenter ses performances, la ligne à retard est généralement remplacée par une cavité résonante. En effet, la transposition de l'équation 3.9 au cas des cavités en transmission utilisées comme éléments de référence permet d'écrire la relation suivante :

$$\Delta V(f_m) = \frac{2Q_L \cdot K_\phi}{f_o} \Delta f(f_m) \quad (3.14)$$

On peut donc définir en comparant les équations (3.9) et (3.13) un retard équivalent  $\tau_{eq}$  pour la cavité résonante :  $\tau_{eq} = \frac{2Q_L}{\omega_o}$ .

Une application numérique rapide permet de mettre en évidence l'avantage que l'on peut tirer de l'utilisation d'une cavité à fort coefficient de surtension. En effet, comparons -évidemment à pertes identiques- les retards  $\tau_{eq}$  et  $\tau$  respectivement d'un résonateur diélectrique aux caractéristiques standards ( $f_o = 4 \text{ GHz}$ ,  $Q_L = 5000$  et des pertes en transmission d'environ 8.5 dB) et d'une ligne à retard de type câble coaxial (à la fréquence  $f_o = 4 \text{ GHz}$ ,  $l = 12 \text{ m}$  et  $\alpha = 0.7 \text{ dB/m}$ ). Il sont respectivement de l'ordre de 62 ns et de 400 ns. Le facteur 6.5 présent entre ces deux retards doit entraîner pour un dispositif utilisant ce résonateur comme élément de référence une amélioration théorique du plancher de bruit d'environ 16 dB. Par conséquent, une cavité résonante à fort coefficient de surtension (supérieur à  $10^4$  par exemple) doit permettre d'obtenir des discriminateurs de fréquence ayant des sensibilités exceptionnellement élevées.

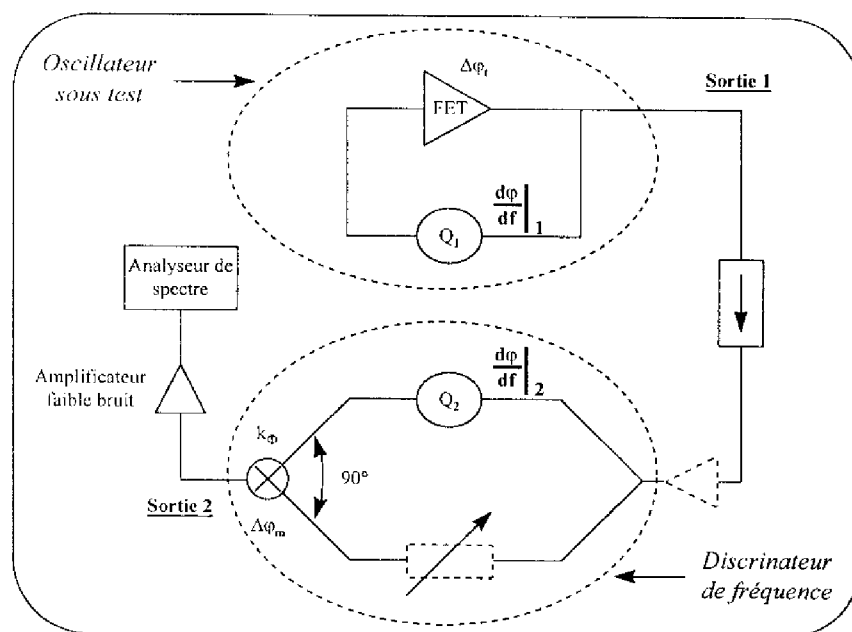
Néanmoins, une difficulté est à noter quant à son utilisation. En effet, il convient de



mettre en œuvre un dispositif supplémentaire mais indispensable de réglage de la fréquence  $f_0$  de la cavité. Ce réglage est forcément d'autant plus délicat que le résonateur possède un facteur de qualité en charge élevé. De plus, il faut bien s'assurer que l'oscillateur sous test soit exempt de phénomènes de dérive, ou plus exactement que la dérive soit inférieure à la bande passante de la cavité pendant la durée de mesure (environ 15 mn). La calibration effectuée en début de caractérisation ne sera pas alors faussée. Les réglages sont donc éminemment plus délicats que dans le cas d'une ligne à retard. Il est par conséquent préférable de réserver cette technique aux seuls oscillateurs à très haute pureté spectrale.

### I-3-3-2 Application aux oscillateurs à haute pureté spectrale.

Nous avons représenté sur la figure 3.2 le schéma synoptique couplant l'oscillateur et le discriminateur.



**Figure 3.2 :** Schéma synoptique couplant l'oscillateur à caractériser et le discriminateur de fréquence utilisant une cavité comme élément de référence.

Comme nous l'avons expliqué au début du chapitre II (équation 2.5) la phase totale sur un tour de boucle est égale à zéro (modulo  $2\pi$ ). De ce fait, en sortie de l'oscillateur sous test (sortie 1), les fluctuations de fréquence  $\Delta f(f_m)$  peuvent être reliées aux fluctuations de phase

du transistor  $\Delta\varphi_t(f_m)$  par la relation suivante [6] :

$$\Delta f(f_m) = \frac{\Delta\varphi_t(f_m)}{\left. \frac{d\varphi}{df} \right|_{Q_1}} = \frac{\Delta\varphi_t(f_m)}{\left[ \frac{2Q_{L1}}{f_0} \right]} \quad (3.15)$$

où  $Q_{L1}$  est le coefficient en charge du résonateur 1.

A partir des équations précédentes (3.11) et (3.14) la condition nécessaire à la mesure de bruit de phase devient en sortie du mélangeur (sortie 2) :

$$\frac{2Q_{L2} K_\phi}{f_0} \frac{\Delta\varphi_t(f_m)}{\left[ \frac{2Q_{L1}}{f_0} \right]} > K_\phi \Delta\varphi_m(f_m) \quad (3.16)$$

où  $Q_{L2}$  est le coefficient en charge du résonateur 2.

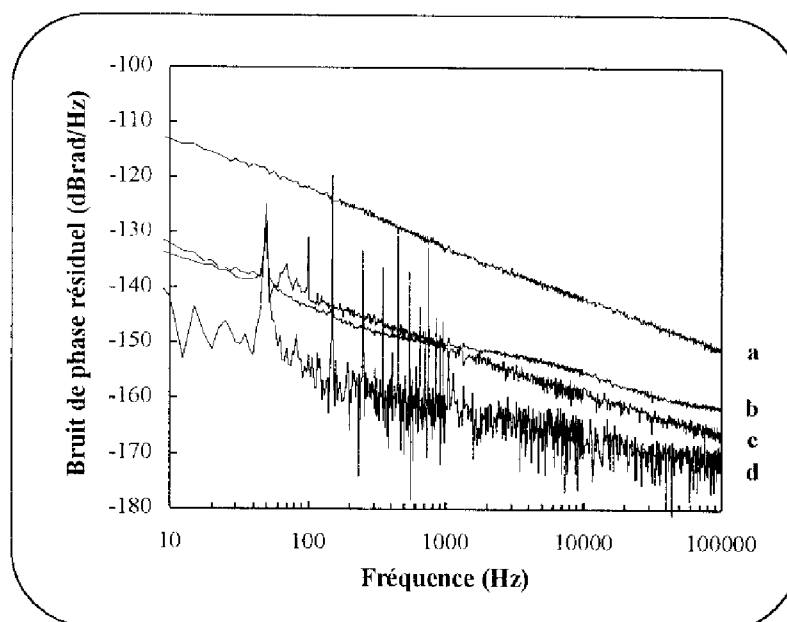
$\Delta\varphi_m(f_m)$  représente les fluctuations de phase associées au mélangeur (i.e.  $\Delta V_p = K_\phi \Delta\varphi_m(f_m)$ )

Si l'on choisit le résonateur 2 du discriminateur identique au résonateur 1 de l'oscillateur cette équation devient :

$$\Delta\varphi_t(f_m) > \Delta\varphi_m(f_m) \quad (3.17)$$

Cette dernière relation est d'un grand intérêt puisqu'elle permet de montrer que si l'on utilise un mélangeur ayant des fluctuations de phase inférieures au bruit résiduel de phase de l'amplificateur utilisé dans l'oscillateur, on pourra toujours mesurer le bruit de phase de l'oscillateur. Pour rendre compte de la faisabilité de cette condition nous présentons à titre d'exemple sur la figure 3.3 les résultats en bruit de phase résiduel (spectre b) obtenus sur un mélangeur du commerce (le signal hyperfréquence est délivré par un ORD fonctionnant à 10 GHz). Ces niveaux de bruit sont de l'ordre de -155 dBrad/Hz à 10 kHz de la porteuse. Ils sont nettement inférieurs (environ 15 dB à 10 kHz) à ceux d'un transistor relativement bruyant tel que le PHEMT MGF4416 (spectre a) par contre ils sont du même ordre de

grandeur que les niveaux que nous avons mesurés pour le MESFET MGF1425. Cependant, grâce à l'utilisation de la méthode à deux détecteurs de phase et à l'analyse en "mode spectres croisés" (voir paragraphe IV-3-1) il est possible d'abaisser d'au moins 10 dB ce plancher de bruit (spectre d) et donc de descendre bien en dessous du niveau de bruit de phase résiduel du MESFET MGF1425, lequel constitue pourtant un des meilleurs choix possibles actuellement pour la réalisation d'un oscillateur en bande X [7]. En fait, le spectre c correspond au meilleur bruit résiduel que nous ayons mesuré au LAAS sur un composant III-V ; seul le transistor bipolaire silicium est susceptible de présenter des niveaux de bruit de phase résiduels inférieurs à celui-ci en bande X [8].



**Figure 3.3 :** Bruit de phase résiduel à 10 GHz pour un mélangeur commercial (spectre b) et pour deux transistors chargés en entrée et sortie sur  $50 \Omega$  et  $P_{in} = 0$  dBm (spectre a : PHEMT polarisé à  $V_{ds} = 2V$  et  $V_{gs} = 0V$  ; spectre c : MESFET polarisé à  $V_{ds} = 3V$  et  $V_{gs} = 0V$ ). Le spectre d représente le plancher de bruit de phase résiduel du banc de mesure utilisant deux mélangeurs commerciaux (spectre b) et la fonction d'intercorrélation de l'analyseur de spectre.

Il faut par ailleurs noter qu'il est possible de découpler largement le résonateur utilisé dans le banc de caractérisation, l'augmentation résultante du coefficient de surtension permettant d'améliorer la sensibilité du banc. Pour compenser les pertes induites par un résonateur à fort coefficient de qualité on pourra le cas échéant utiliser un amplificateur en

amont du discriminateur (couplé à un atténuateur -figure 3.2-).

La méthode du discriminateur de fréquence à résonateur à fort coefficient de surtension apparaît donc fort intéressante pour la caractérisation d'un oscillateur à haute pureté spectrale à base de FET. Nous allons néanmoins nous intéresser maintenant à la méthode active en examinant les avantages et les inconvénients qu'apporte l'utilisation d'un oscillateur comme élément de référence.

## II - Système de mesure actif.

L'intérêt d'utiliser un tel système de mesure réside dans l'amélioration importante de la sensibilité du banc de mesure par rapport à un système de mesure passif.

En effet, dans le cas d'un système passif, on peut écrire à partir de l'équation (3.9) la relation suivante reliant la densité spectrale des fluctuations de tension mesurées  $S_{\Delta V}(f_m)$  à la densité spectrale des fluctuations de phase de l'oscillateur sous test  $S_{\Delta\phi}(f_m)$  :

$$S_{\Delta V}(f_m) = K_m^2 \cdot f_m^2 \cdot S_{\Delta\phi}(f_m) \quad (3.18)$$

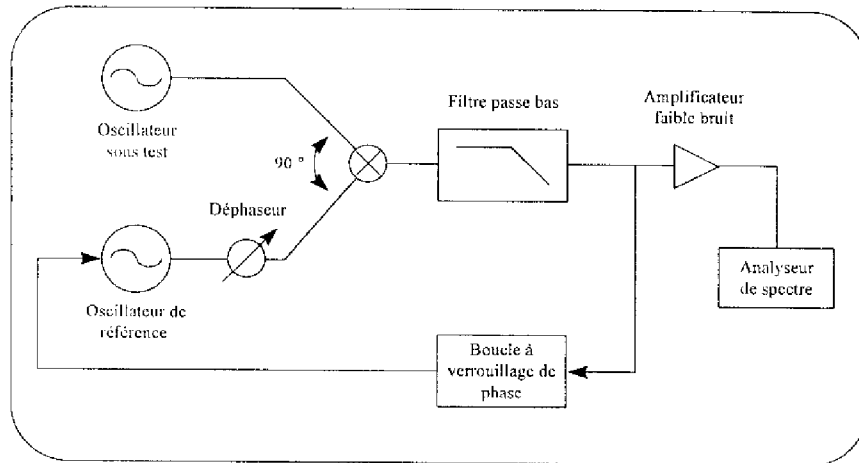
Il apparaît clairement que la sensibilité aux fluctuations de phase est dégradée par l'abaissement de la fréquence. Aussi, dans le cas des faibles distances à la porteuse ( $f_m < 1$  kHz) le plancher de bruit du banc de caractérisation ne pourra atteindre des sensibilités suffisantes. De ce fait, bien que les systèmes passifs conviennent parfaitement pour tout oscillateur libre on constate que par contre pour des sources synchronisées sur référence à quartz (ou sur référence atomique) dont les niveaux en bruit de phase sont excellents aux très faibles distances à la porteuse (exemple : -110 dBc/Hz à 1 kHz de 10 GHz dans le cas d'un synthétiseur Wiltron 69A) un tel système de mesure s'avère inadéquat. Seul l'utilisation d'une source à très haute pureté spectrale (figure 1-introduction générale-) doit pouvoir résoudre ce problème.

La méthode active est basée sur un principe analogue à celui de la méthode à référence passive puisque le signal de l'oscillateur sous test est mélangé en quadrature (figure 3.4) au signal de l'oscillateur de référence. Il est aisé de montrer qu'il existe une relation équivalente à celle des systèmes passifs (équation 3.9) reliant les fluctuations de tension mesurées à

l'analyseur de spectre  $\Delta V(f_m)$  aux fluctuations de phase  $\Delta\phi(f_m)$  de l'oscillateur à tester :

$$\Delta V(f_m) = K_d \cdot \Delta\phi(f_m) \quad (3.19)$$

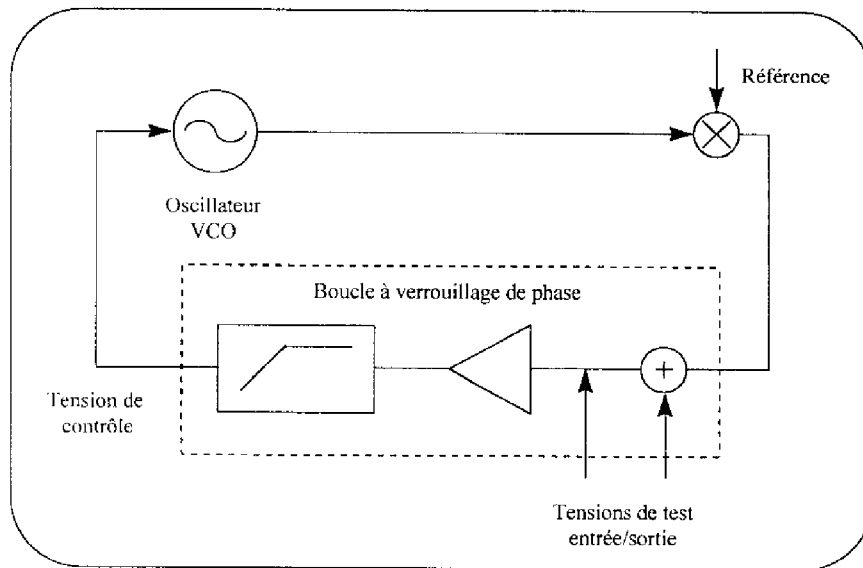
où  $K_d$  est la constante du détecteur de phase (exprimée en V/rad).



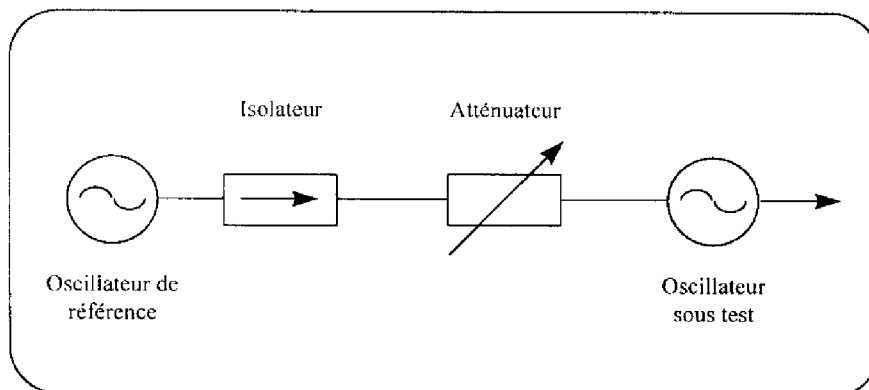
**Figure 3.4 :** Schéma simplifié du dispositif de mesure à détecteur de phase.

Cependant, les dispositifs basés sur cette méthode sont largement plus complexes que ceux utilisant la méthode passive. En effet, si l'oscillateur sous test est sujet à une dérive lente en fréquence, l'oscillateur de référence doit être capable de suivre cette dérive. La principale difficulté des systèmes de détection actifs est donc l'obtention de l'égalité parfaite entre les fréquences des deux oscillateurs. En conséquence, cette condition exige que la source de référence soit aisément réglable en fréquence, c'est à dire qu'elle soit contrôlable électroniquement. Ceci pose donc le problème de la réalisation d'un oscillateur de référence à haute pureté spectrale contrôlé en tension.

En ce qui concerne le verrouillage en phase, plusieurs systèmes sont à même de le réaliser. Les dispositifs les plus couramment utilisés [3] sont des boucles à verrouillage de phase dont le modèle de base est présenté sur la figure 3.5. Une seconde solution, qui peut paraître plus aisée à mettre en œuvre, consiste à réaliser le verrouillage par injection directe du signal de référence sur l'oscillateur à tester (ou inversement) [9] (figure 3.6). Toute la difficulté liée à l'utilisation d'un tel dispositif réside dans le niveau du signal injecté dans le circuit de l'oscillateur sous test. En effet, les deux oscillateurs doivent être verrouillés en phase



**Figure 3.5 :** Modèle basique d'une boucle à verrouillage de phase.



**Figure 3.6 :** Verrouillage par injection directe du signal issu de l'oscillateur de référence sur l'oscillateur sous test.

aux très faibles distances de la porteuse mais libres l'un par rapport à l'autre dans la plage de mesure, afin d'obtenir les battements de l'oscillateur sous test par rapport à l'oscillateur de référence. Le niveau contrôlant la plage de verrouillage est donc très délicat à définir. De plus, pendant la durée de la mesure en bruit de phase, il est impératif que l'oscillateur sous test soit suffisamment stable pour réaliser l'accrochage aux faibles offsets de fréquence.

Par conséquent, bien que cette méthode assure une excellente sensibilité pour des fréquences  $f_m$  proches de la porteuse ( $< 10$  Hz) sa mise en œuvre est relativement complexe et son utilisation pour la caractérisation d'oscillateurs libres qui ne sont en général pas assez

stables pour obtenir l'accrochage n'est pas réellement appropriée (nous le constaterons dans le paragraphe III-4). En outre, notons -et ce ne peut être considéré comme un point de détail- que le coût d'un tel banc de mesure par rapport aux systèmes passifs est fortement augmenté en raison des prix actuels des sources à haute pureté spectrale.

### III - Réalisation des différents dispositifs de mesure.

#### III-1 Description.

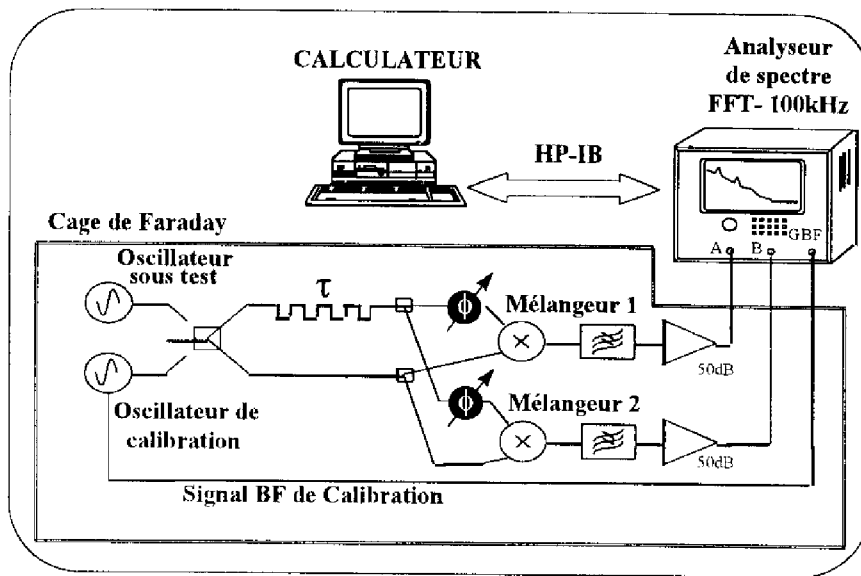
##### III-1-1 Le discriminateur de fréquence à ligne à retard.

Nous avons choisi de présenter dans ce paragraphe le banc de caractérisation utilisant une ligne à retard. C'est en effet celui qui a été utilisé pour l'étude des phénomènes de conversion dans les oscillateurs. De plus, la topologie d'un système de mesure à cavité résonante est identique à celle présentée puisque seul l'élément servant à la référence de fréquence diffère. Nous examinerons les caractéristiques de ce banc lors de la présentation de la caractérisation de l'oscillateur à haute pureté spectrale que nous avons réalisé.

Sur la figure 3.7 sont représentés les différents éléments du banc de mesure réalisé au laboratoire [5]. L'élément de référence utilisé est une ligne coaxiale de permittivité diélectrique  $\epsilon_r = 2.4$  et de pertes à 4 GHz et 10 GHz égales respectivement à 0.7 dB/m et 1.5 dB/m. Nos propos, énoncés au paragraphe III, concernant la *longueur de ligne optimale*, *les pertes* et *les puissances optimales sur le mélangeur* ont permis d'aboutir aux données suivantes :

-Tout d'abord, les études de sensibilité que nous avons effectuées [4] [5] montrent que les puissances sur les voies OL et RF réalisant un bon compromis sensibilité/plancher de bruit sont pour notre banc de caractérisation :  $P_{OL} = 3$  dBm,  $P_{RF} = 0$  dBm.

-La longueur de ligne optimale a été évaluée à environ 12 m. Cependant, il faut noter qu'à partir d'une fréquence  $f_0$  que nous évaluons à environ 8 GHz, les pertes dans une ligne de cette longueur deviennent très importantes et de ce fait il est impératif de revenir à une ligne plus courte pour satisfaire à la condition optimale  $P_{RF} = 0$  dBm.



**Figure 3.7 :** Banc de mesure -discriminateur à ligne à retard (2-18 GHz)- de bruit de phase d'oscillateurs microondes. Performances à 4GHz pour une ligne de 12 m : -125 dBc/Hz et -150 dBc/Hz respectivement à 10 kHz et 100 kHz de la porteuse.

En conséquence, ce dernier point nous a conduit à utiliser deux lignes à retard respectivement de 4 m et de 12 m de longueur. Le coefficient de conversion ( $K_m$ ) fréquence-tension du discriminateur est donné dans les deux cas suivants :

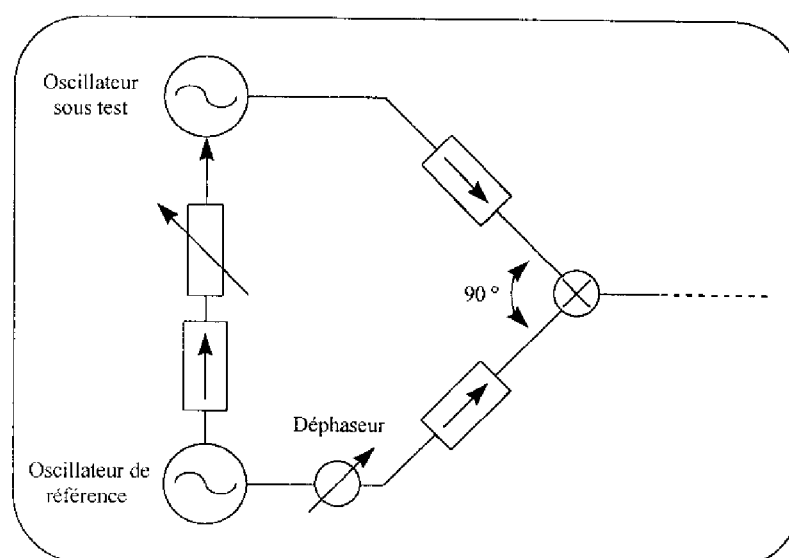
- Pour un signal à la fréquence de 4 GHz l'utilisation de la ligne de 12 m procure un coefficient  $K_m$  de l'ordre de 25 V/MHz.
- Pour un signal à la fréquence de 10 GHz l'utilisation de la ligne de 4 m procure un coefficient  $K_m$  de l'ordre de 10 V/MHz.

Nous pouvons noter que, dans le second cas, la sensibilité du banc de caractérisation est diminuée d'environ 8 dB.

### III-1-2 Méthode à référence active.

La figure 3.8 schématise la partie "détecteur de phase" du banc de caractérisation, la partie placée en aval restant identique au banc précédent (figure 3.7). Au système de verrouil-





**Figure 3.8 :** Schéma de la partie détecteur de phase du système de détection actif utilisé.

lage par injection directe présenté précédemment, ont été rajoutés deux isolateurs permettant d'isoler les deux voies RF et OL du mélangeur. Le choix premier de l'oscillateur de référence s'est porté sur un oscillateur -à contre réaction parallèle- utilisant comme amplificateur un MESFET MGF1425 pour ses faibles niveaux de bruit BF et comme résonateur une cavité métallique de coefficient de surtension en charge  $Q_L = 880$  à 3.5 GHz. En effet, l'élaboration de ce banc n'avait d'autre but que d'évaluer la complexité du système de détection actif en vue de son utilisation éventuelle pour la caractérisation d'oscillateurs à haute pureté spectrale.

### III-2 L'étape de calibration.

L'étape de calibration est une étape obligatoire dans la mesure du bruit de phase d'un oscillateur. Elle consiste à déterminer, que ce soit pour les systèmes passifs ou actifs, les coefficients  $K_m$  et  $K_d$  précédemment explicités.

#### III-2-1 Cas des systèmes passifs.

La méthode que nous utilisons passe par l'hypothèse qui consiste d'une part à considérer le bruit de phase comme équivalent à une modulation de fréquence et d'autre part de considérer comme correcte l'utilisation d'un signal sinusoïdal basse fréquence -remplaçant le bruit- pour la détermination du coefficient de conversion  $k_c$  (voir chapitre II) reliant les

fluctuations de fréquence aux fluctuations de bruit en tension basse fréquence. Par conséquent, l'étape de calibration nécessite l'utilisation d'une source hyperfréquence -oscillateur de calibration- de même fréquence et de même amplitude que celles de l'oscillateur sous test et présentant un coefficient de modulation de fréquence parfaitement connu.

Une bonne cohérence entre le signal de modulation et le signal mesuré en sortie du banc doit être vérifiée pour s'assurer de la qualité de la calibration.

### III-2-2 Cas des systèmes actifs.

Pour déterminer la constante du détecteur de phase,  $K_d$ , nous avons mis en œuvre la méthode qui consiste à utiliser deux sources de pulsations différentes  $\omega_1$  et  $\omega_2$ . Le signal obtenu en sortie du banc se réduit à un signal sinusoïdal de pulsation  $(\omega_2 - \omega_1)$  dont la mesure de l'amplitude permet de déterminer la valeur du coefficient  $K_d$ .

Cependant, la procédure de calibration nécessite de prendre de nombreuses précautions pratiques pour minimiser les erreurs de calibration [3]. Par exemple, le point le plus délicat rencontré lors de la mise en place de ce système de détection a été l'apparition simultanée de plusieurs fréquences de battement sur l'analyseur de spectre (paragraphe III).

### III-3 Planchers de bruit pour les différents systèmes de détection.

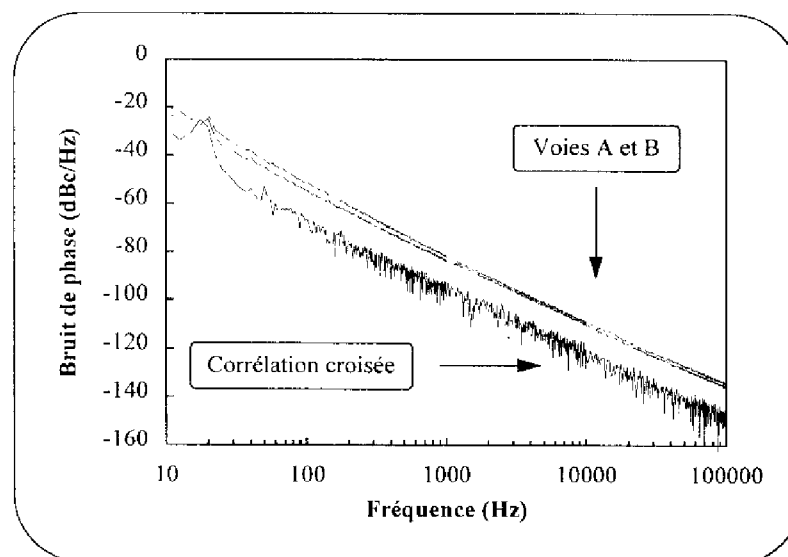
#### III-3-1 Technique de mesure en mode de corrélation croisée.

Au niveau de la méthode de détection dite du discriminateur de fréquence nous avons choisi en pratique de dédoubler la partie *mélangeur-amplificateur faible bruit* du banc de caractérisation. De ce fait, il est possible d'utiliser l'analyseur à FFT en mode "spectre croisé". En effet, la mesure de spectre à corrélation croisée permet de prendre la transformée de Fourier de la fonction d'intercorrélation entre les deux signaux présentés sur chacune des voies de l'analyseur. Seule la partie corrélée des deux signaux -c'est à dire les fluctuations de tension relatives à l'oscillateur sous test- est alors conservée ; le bruit additif  $\Delta V_p$  (essentiellement dû au mélangeur) est ainsi éliminé. Cette technique est fort utile dans le cas des systèmes de détection passifs où la qualité des mélangeurs en bruit BF est primordiale. Elle permet d'augmenter le rapport signal/bruit et en conséquence d'abaisser de manière significative le

plancher de bruit du banc [10]-[12].

### III-3-2 Evaluation des planchers de bruit.

La figure 3.9 donne les performances en bruit de phase -pour une fréquence de fonctionnement  $f_0$  de 4 GHz- du banc passif utilisant une ligne à retard de longueur  $l$  égale à 12 m suivant le mode de fonctionnement de l'analyseur de spectre. Nous pouvons constater, comme nous l'avons indiqué précédemment, que l'utilisation du mode "spectre croisé" permet d'améliorer de 10 à 15 dB le plancher de bruit par rapport à une utilisation mono-voie de l'analyseur.



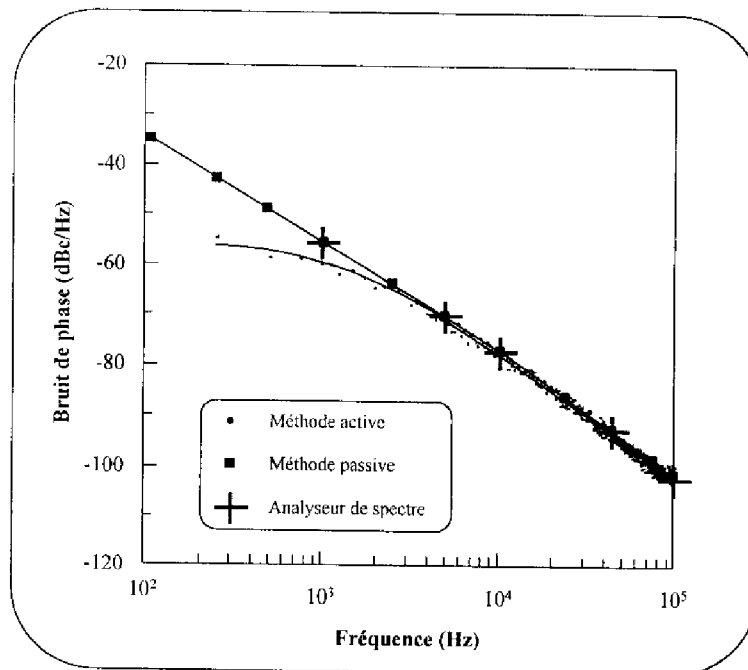
**Figure 3.9 :** Plancher de bruit de phase du banc de mesure à discriminateur de fréquence (ligne à retard de 12 m) à 4 GHz.

A titre d'exemple, nous pouvons comparer ces résultats avec ceux obtenus avec le même banc de mesure [13] mais où la ligne à retard a été remplacée par un résonateur diélectrique fortement découplé (à la fréquence  $f_0 = 4$  GHz,  $Q_L = 5500$  pour des pertes en transmission  $L = 9$  dB). Une amélioration de 15 dB sur la sensibilité a été obtenue repoussant ainsi le plancher de bruit du banc aux environs de -135 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse.

Au niveau du système de détection actif il est évident que le plancher de bruit n'est autre que le bruit propre de l'oscillateur de référence.

III-4 Validité des différents systèmes de détection.

Afin de valider les différents bancs de caractérisation nous avons comparé, pour divers oscillateurs à FET, les résultats obtenus en bruit de phase à partir de chacun de ces bancs. Nous présentons à titre d'exemple les deux spectres de bruit de phase sur un oscillateur à HEMT (Toshiba 8902) fonctionnant à 3.5 GHz effectuées respectivement dans le cas du discriminateur à ligne à retard et du détecteur de phase. Une bonne concordance est obtenue entre ces deux résultats, concordance qui comme nous pouvons le constater sur la figure 3.10 correspond aux valeurs obtenues à partir d'un analyseur de spectre.



**Figure 3.10 :** Mesure du bruit de phase d'un oscillateur à base de HEMT par les trois techniques explicitées : analyseur de spectre, méthode passive et méthode active.

Cependant, nous pouvons noter, dans le cas du système de détection actif, que les problèmes de dérive de fréquence évoqués au paragraphe II sont effectivement critiques pour réaliser l'accrochage mutuel en bande étroite entre les deux sources. En conséquence, la mesure du bruit de phase de l'oscillateur sous test n'est valable que dans la bande de fréquence 3 kHz-100 kHz.

---

#### IV - Conclusion sur les différentes méthodes de détection.

L'étude comparative que nous avons entreprise nous a permis d'évaluer les deux types de dispositifs de détection que sont *le discriminateur de fréquence* et *le détecteur de phase*.

La méthode passive utilisant une ligne à retard présente les avantages d'une grande bande passante et d'une plus grande souplesse dans sa mise en œuvre puisque la dérive de la source n'influe que faiblement sur le dispositif. Par conséquent, elle est généralement employée pour la caractérisation en série d'oscillateurs et ceci même si leur fréquence de fonctionnement diffère largement ou encore pour étudier les phénomènes de conversion. Par contre, sa faible sensibilité ne permet pas de caractériser des sources à haute pureté spectrale.

L'utilisation d'une cavité à fort coefficient de surtension comme élément de référence permet de s'affranchir de ce problème puisque l'utilisation d'un résonateur identique à celui inséré dans la boucle de l'oscillateur sous test doit permettre de caractériser n'importe quel oscillateur à base de FET ; la condition (3.17) sur les fluctuations de phase du mélangeur et du transistor utilisé devant être réalisée. Néanmoins, les réglages liés à la dérive éventuelle de la source sont complexes puisque la fréquence du signal délivré par l'oscillateur à tester doit être très proche de la fréquence de résonance de la cavité. Une cavité réglable mécaniquement est par conséquent toujours nécessaire.

L'intérêt de la méthode active réside dans la grande sensibilité qu'apporte l'utilisation d'un oscillateur de référence à haute pureté spectrale. Cependant, cet oscillateur doit être susceptible d'être contrôlé en tension pour pouvoir suivre toute dérive de la source. Par ailleurs, la dérive de l'oscillateur à tester doit être strictement limitée à la plage de verrouillage. Ce dernier point étant très délicat lorsqu'on teste un OCT ou un ORD microonde, il est préférable d'utiliser un système de mesure actif uniquement si l'on désire étudier des oscillateurs extrêmement stable en fréquence.

Nous avons en conséquence étudié un système de mesure passif à résonateur à fort coefficient de surtension pour la finalité de nos travaux : la réalisation et la caractérisation à d'un oscillateur à haute pureté spectrale.

Ce sont ces deux dernières étapes que nous allons aborder maintenant.

## **Partie B : Réalisation d'un oscillateur à haute pureté spectrale.**

### I - Choix de la cavité résonante.

#### I-1 Résonateurs à haut facteur de surtension.

Comme nous l'avons démontré au début du chapitre II les variations de fréquence d'un oscillateur à contre réaction parallèle sont inversement proportionnelles au terme de stabilité en fréquence  $\partial\varphi/\mathcal{F}$  qui est imposé par le résonateur. La minimisation du bruit de phase d'un tel oscillateur passe donc par l'augmentation du coefficient de surtension du résonateur. Plusieurs techniques peuvent être utilisées pour atteindre des facteurs de surtension extrêmement élevés. Examinons les principales réalisations existantes.

#### I-1-1 Le résonateur diélectrique fonctionnant sur son mode fondamental $TE_{01p}$ .

Typiquement, dans un circuit hybride ce type de résonateur diélectrique (de forme quelconque mais généralement cylindrique) est inséré dans un guide sous coupure formé par deux plans conducteurs limitant l'extension du champ électromagnétique.

Une modification possible de cette configuration, qui peut être utilisée dans les circuits microondes, est de placer la céramique dans un environnement clos, c'est à dire dans une cavité métallique.

La fréquence d'oscillation de ce type de résonateur diélectrique est fixée par le mode de résonance d'un cylindre de céramique. Les différents modes existant sont soit des modes transverses électriques (TE), soit transverses magnétiques (TM) soit encore des modes hybrides (EH et HE). Les modes généralement pris en compte sont les modes  $TE_{01p}$  car leur géométrie est bien adaptée à ce type de résonateur : lignes de courants circulaires, couplage aisé en champ magnétique notamment par la possibilité de favoriser ces modes par orientation des boucles... L'utilisation de composés céramiques de fortes permittivité ( $\epsilon_r > 20$ ) permettent un confinement efficace du champ électromagnétique dans le cylindre diélectrique. Ainsi la fréquence de résonance est peu affectée par les perturbations extérieures et le facteur de surtension  $Q_0$  du résonateur est presque uniquement relié aux pertes diélectriques de la céramique.

Des résonateurs diélectriques à haut facteur de qualité ont déjà été réalisés donnant à

4 GHz des coefficients de surtension à vide de  $5.10^4$  à 300 K et de l'ordre de  $1.5.10^5$  à 90 K [14]. A 10 GHz,  $Q_0 = 3.10^4$  est une valeur que l'on peut obtenir à l'heure actuelle avec un résonateur commercial (matériau Murata série F). L'utilisation des basses températures ( $T = 77$  K) doit permettre de gagner au moins un facteur de 2 sur le coefficient de surtension.

#### I-1-2 Le résonateur diélectrique à films supraconducteurs à haute température.

L'utilisation de films supraconducteurs à haute température critique donne la possibilité de réaliser des cavités utilisant des matériaux diélectriques ayant une permittivité plus faible et ainsi de rapprocher les plans supra-conducteurs du résonateur sans pour autant dégrader le coefficient de surtension  $Q_0$ . De ce fait, si le matériau diélectrique utilisé présente de surcroît une très faible tangente de pertes à basse température la cavité ainsi réalisée présentera un fort coefficient de surtension.

Ces films supraconducteurs sont des oxydes de cuivre et plusieurs sont couramment employés pour les applications à la micro-électronique hyperfréquence. Notons en particulier les matériaux suivants :  $YBa_2Cu_3O_7$ ,  $Tl_2Ba_2CaCu_2O_8$ ,  $Tl_{0.5}Pb_{0.5}Sr_2CaCu_2O_7$ . Au niveau du diélectrique, le saphir monocristallin en raison de sa faible tangente de pertes ( $\tan \delta < 10^{-5}$  à 300 K et  $\tan \delta \approx 4.10^{-8}$  à 77 K [15]) est de plus en plus utilisé dans les dispositifs qui autorisent des facteurs de surtension  $Q_0$  élevé de l'ordre de  $10^6$ , à 10 GHz et à 77 K [16] [17]. Néanmoins d'autres matériaux diélectriques sont potentiellement intéressants -tangente de pertes faible et permittivité supérieure à celle du saphir ( $\epsilon_{T-SAPHIR} = 9.5$  -direction cristalline 110), notamment le matériau  $LaAlO_3$  ( $\epsilon_r \approx 23.4$ ) [18] [19]. Les résultats obtenus sont certes intéressants ( $Q_0$  est largement supérieur à  $10^5$  à 77 K) mais peu de travaux ont été effectués à l'heure actuelle, en particulier sur l'évolution de la permittivité du matériau en fonction de la température.

#### I-1-3 Le résonateur saphir à modes de galerie.

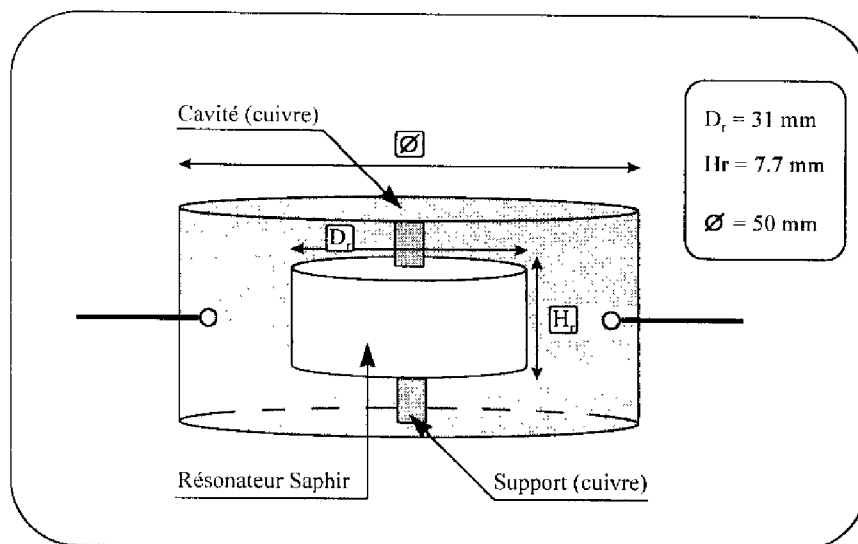
Un matériau diélectrique tel que le saphir a pour avantage de présenter une tangente de pertes sensiblement diminuée (paragraphe I-1-2). Cependant, la valeur faible de sa permittivité a pour conséquence, au regard des dispositifs utilisés sur des modes conventionnels de type TE ou TM, de dégrader le confinement du champ électromagnétique

au niveau du cylindre diélectrique. Le facteur de qualité du dispositif dépend alors également du blindage protégeant le résonateur. Pour améliorer le confinement de l'énergie à l'intérieur du résonateur une solution possible consiste à réaliser une cavité fonctionnant sur des modes de résonance d'ordre élevé qui permettent de limiter les pertes dues à l'environnement extérieur. Un tel dispositif doit permettre d'améliorer largement le coefficient de qualité résultant. Le résonateur saphir à modes de galerie (*Whispering Gallery Mode -WGM-*) permet de réaliser cette condition en exploitant ainsi au mieux les faibles pertes du saphir.

Au niveau des performances que ces dispositifs permettent d'obtenir on peut écrire qu'à la température ambiante les coefficients de surtension  $Q_0$  sont généralement de l'ordre de  $10^5$  à 10 GHz [20]. Le refroidissement du résonateur quant à lui, permet d'obtenir des valeurs supérieures à  $10^7$  et  $10^9$  respectivement à 77 K et 4 K [21] [22].

### I-2 Réalisations effectives.

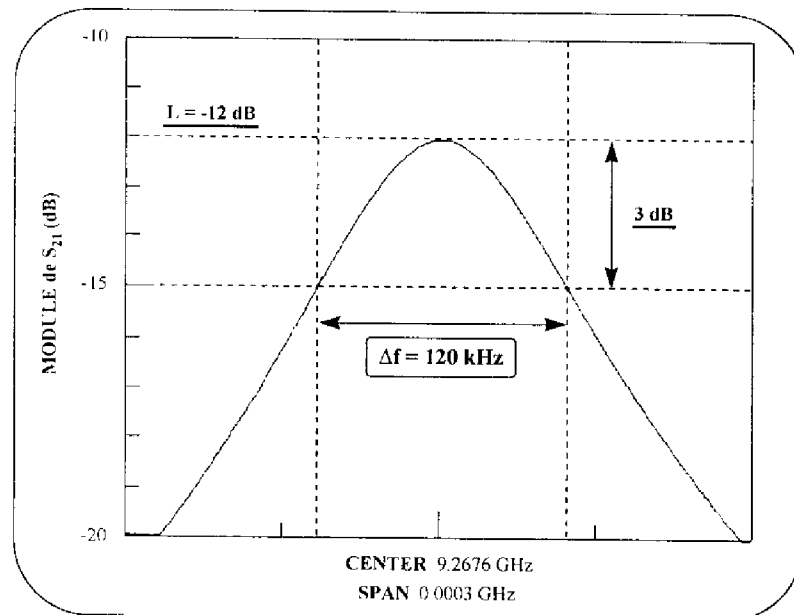
De ces trois types de résonateurs, le résonateur saphir à modes de galerie et le résonateur diélectrique à films supraconducteurs à haute température apparaissent comme étant les plus intéressants pour la réalisation d'un oscillateur à haute pureté spectrale. Cependant, la difficulté d'approvisionnement de matériaux supraconducteurs de bonne qualité ainsi que leur coût élevé nous a conduit à éliminer de ce fait le second type de résonateur.



**Figure 3.11 :** Diagramme schématique de la structure résonante à modes de galerie utilisée.



Par contre, à partir d'une réalisation effectuée par l'équipe "Dispositifs Microondes linéaires" de l'IRCOM [23]-[25] nous avons pu évaluer la faisabilité de l'utilisation d'une cavité WGM pour notre application. La représentation schématique de la structure résonante est reportée sur la figure 3.11. L'étude en transmission (paramètres S) de ce résonateur a été effectuée à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel dans la bande de fréquence 8-10 GHz.



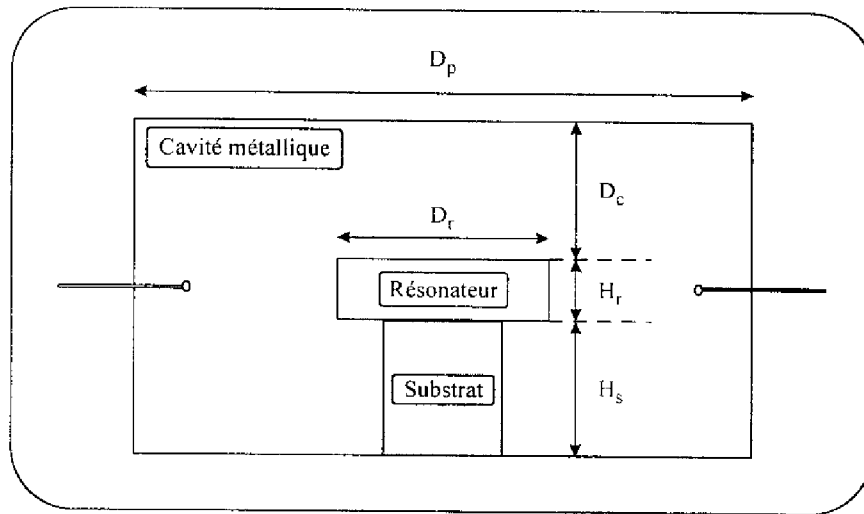
**Figure 3.12 :** Courbe de résonance de la cavité WGM à 300 K.

Les premiers résultats obtenus à température ambiante ont révélé la présence d'un mode de galerie à la fréquence  $f_0 = 9.27$  GHz (figure 3.12). Le coefficient de surtension  $Q_0$  est de l'ordre de  $10^5$  pour des pertes en transmission (L) de 12 dB. A la température de l'azote liquide on peut s'attendre à une amélioration significative telle que  $Q_0 \gg 10^5$  pour  $L < 10$  dB. Il est en effet nécessaire de trouver un compromis entre un facteur de surtension élevé et des pertes d'insertion suffisamment faibles afin qu'elles puissent être compensées par le transistor utilisé dans le circuit de l'oscillateur. Nous les avons évaluées à 77 K, pour le MESFET, à une valeur d'environ 10 dB. Cependant, l'inconvénient majeur de ce type de résonateur est la présence de nombreux modes résonants susceptibles de parasiter le mode utile. Inhérents à la dimension de la cavité et du résonateur diélectrique ces modes sont difficiles à isoler [26]. D'autre part, la caractérisation d'un oscillateur stabilisé par un tel dispositif suppose la

réalisation d'un résonateur identique servant de référence passive (paragraphe I-3-3-2) au discriminateur de fréquence. En outre, ce second résonateur doit comporter un dispositif d'accord de fréquence pour être à même de centrer la résonance sur l'oscillation à mesurer. Un tel dispositif est difficile à réaliser, sans trop dégrader le coefficient de qualité du résonateur.

En raison de ces difficultés et du temps imparti pour clôturer nos travaux nous avons choisi de réaliser une cavité à résonateur diélectrique fonctionnant sur le mode  $TE_{011}$ . Le résonateur diélectrique est une céramique -de permittivité diélectrique  $\epsilon_r = 24$ - fournie par la société Murata de dimensions : diamètre du diélectrique  $D_r = 6.5$  mm ; hauteur  $H_r = 2.9$  mm. D'après les données constructeur, ce résonateur doit permettre d'atteindre à la température ambiante un coefficient de surtension  $Q_0$  de l'ordre de  $3,5 \cdot 10^4$  à 10 GHz.

La conception et la réalisation de cette cavité ont été effectuées au laboratoire. La topologie retenue du dispositif est schématisé sur la figure 3.13. Le résonateur diélectrique est posé sur un support (substrat diélectrique) de faible permittivité (téflon :  $\epsilon_r = 2.4$ ) et de hauteur  $H_s = 3$  mm. Le plan conducteur (cuivre) supérieur est situé à la distance  $D_c = 3.1$  mm et le diamètre  $D_p$  de la paroi de cuivre cylindrique est de 25 mm. La détermination de ces différents paramètres est de première importance. En effet, d'une part les plans conducteurs parallèles placés aux distances  $H_s$  (plan inférieur) et  $D_c$  (plan supérieur) du résonateur doivent former un guide sous coupure jusqu'à une fréquence  $f_c$  nettement supérieure à la fréquence de résonance  $f_0$  du résonateur ( $f_0 \sim 10$  GHz) afin d'éviter les modes parasites et de confiner au mieux l'énergie au voisinage du résonateur. D'autre part, il est important que les pertes conductrices sur ces plans conducteurs soit faibles afin de profiter du haut facteur de qualité du résonateur diélectrique  $Q_{dr}$  (la paroi cylindrique de cuivre étant suffisamment éloignée - $D_p \gg D_r$ - du résonateur pour considérer les pertes conductrices apportées par la paroi négligeables par rapport à celles des plans conducteurs).



**Figure 3.13 :** Diagramme schématique de la cavité à résonateur diélectrique (mode TE<sub>011</sub>).

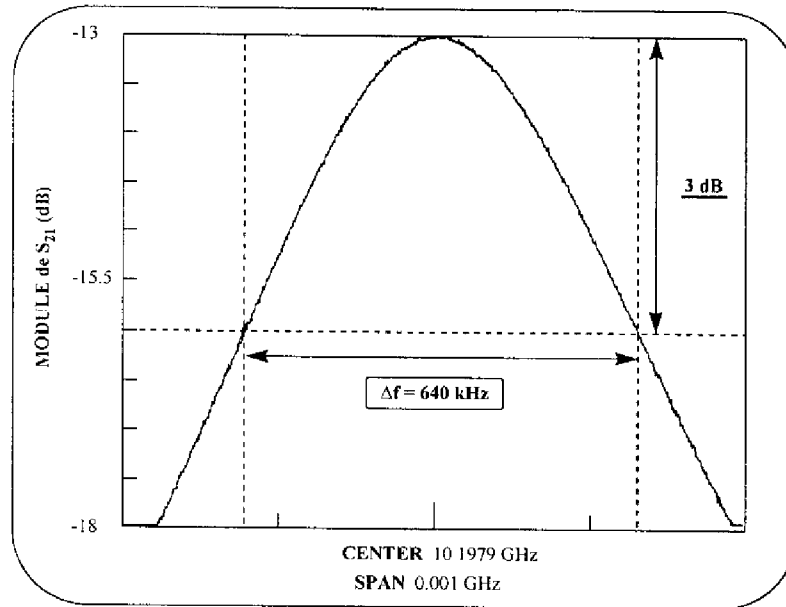
Pour concevoir cette structure nous avons utilisé un programme déjà existant au sein du laboratoire [27]. Le modèle utilisé est basé sur celui proposé par Itoh et Rudokas [28] où l'espace autour du résonateur est découpé en cinq zones distinctes. Bien que ce modèle soit générateur d'erreurs systématiques, sur la fréquence de résonance en particulier, il donne généralement une bonne approximation du coefficient de qualité de la cavité. Les résultats présentés à 293 K dans le tableau ci-dessous donnent les valeurs (issues de la simulation) de la fréquence  $f_c$  du guide sous coupure et les coefficients de qualité liés d'une part aux pertes diélectriques  $Q_{dr}$  et  $Q_{ds}$ , respectivement du résonateur et du substrat, et d'autre part aux pertes par conduction (plans conducteurs)  $Q_c$  ; la valeur utilisée de la conductivité du cuivre à 293 K a été prise égale à  $\sigma_{cu} = 5.2 \cdot 10^7$  S/m.

Fréquence $f_c$ (GHz)	Pertes par conduction $Q_c$	Pertes diélectriques $Q_{dr}$	Pertes substrat $Q_{ds}$
17.6	294000	28000	953000

**Tableau III-1 :** Les différents coefficients de surtension (simulés) du résonateur diélectrique.

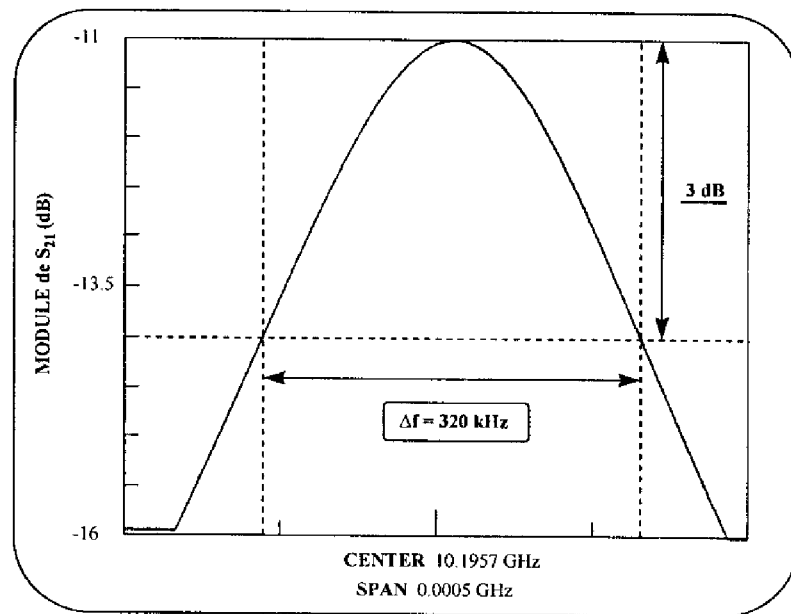
La valeur simulée du coefficient de surtension à vide global,  $Q_0 = 24900$ , est effectivement proche de celle du coefficient de surtension diélectrique  $Q_{dr}$ . Bien que les

données constructeur ne nous livrent aucune information sur le matériau diélectrique employé, notamment sur la valeur aux températures cryogéniques de la tangente de pertes du résonateur, on peut parier sur une augmentation du facteur de qualité à basse température.



**Figure 3.14 :** Courbe de résonance de la cavité réalisée (mode TE<sub>011</sub>) à 300 K.

Au niveau des résultats expérimentaux nous présentons sur les figures 3.14 et 3.15 le paramètre de dispersion  $S_{21}$  mesuré respectivement à 300 K et 77 K. On constate effectivement l'amélioration du coefficient de surtension à vide  $Q_0$  du dispositif à basse température. Entre 300 K et 77 K on observe le doublement de la valeur de  $Q_0$  puisqu'il est de l'ordre de 20500 à la température ambiante ( $Q_L = 16000$  et L -pertes en transmission- = 13 dB) alors qu'il atteint 44500 à la température de l'azote liquide ( $Q_L = 32000$  et L = 11 dB). Ces derniers résultats sont encourageants et devraient donc permettre de concevoir un oscillateur à haute pureté spectrale.

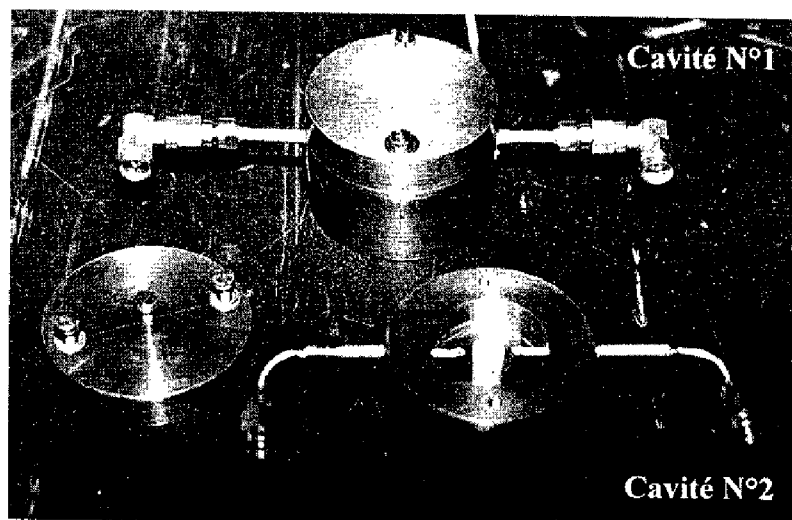


**Figure 3.15 :** Courbe de résonance de la cavité réalisée (mode  $TE_{011}$ ) à 77 K.

C'est ce que nous allons voir dans la prochaine et dernière partie en étudiant les niveaux de bruit de phase d'un oscillateur à contre réaction parallèle refroidi à la température de l'azote liquide.

## II - Réalisation et caractérisation de l'oscillateur.

Comme nous l'avons indiqué précédemment une seconde cavité identique à celle insérée dans le circuit de l'oscillateur sous test doit être réalisée afin de servir d'élément de référence dans le dispositif de détection. L'usinage des cavités métalliques doit donc être effectué avec précision afin qu'en particulier la fréquence de résonance des cavités soit relativement proche l'une de l'autre (c'est à dire de 1 à 10 MHz). Dans notre cas, les cotes (figure 3.13) n'ont pu être respectées qu'à 100  $\mu\text{m}$  près. Par ailleurs, afin que l'on puisse ajuster la fréquence de résonance, une vis (de 2 mm de diamètre) est insérée sur la plaque conductrice supérieure (photographie 3.1) de la cavité du banc de caractérisation. Cependant, cet accord de fréquence a pour conséquence de dégrader le coefficient de surtension de la cavité (pénétration de la vis dans le champ électromagnétique). Il est donc de première importance que les fréquences de résonance de ces deux dispositifs coïncident au mieux avant tout réglage ; l'usinage des cavités doit donc être effectué avec une très grande précision.



**Photographie 3.1 :** Cavités à résonateur diélectrique (TE<sub>011</sub>) utilisées dans l'oscillateur cryogénique (cavité N°1) et dans le dispositif de caractérisation (cavité N°2).

Pour notre travail, nous avons constaté à température ambiante que le réglage de la fréquence de résonance -10.1979 GHz- (l'écart mesuré avant l'ajustage étant de 12 MHz) entraînait une diminution de 10 % du coefficient de surtension à vide (de l'ordre de 18000).

#### II-1 Réglages préliminaires des cavités.

Avant de réaliser et de caractériser en bruit de phase l'oscillateur, la première étape de notre travail a été de régler chacune des cavités utilisées (photographie 3.1) (celle insérée dans le circuit d'oscillateur -cavité N°1- et celle servant de référence dans le banc de mesure -cavité N°2-) en fonction des spécificités que nécessite la caractérisation, c'est à dire :

Au niveau de la cavité N°1 la première condition est relative au fait que les pertes dans l'élément passif (additionnées à celles induites par tous les autres éléments présents dans la boucle -coupleur de sortie 3 dB, isolateurs et transitions-) soit telles qu'elles puissent être compensées par le gain du transistor sous test à la fréquence de 10 GHz (et à la température de 77 K). Le transistor MESFET MGF1425 dans ces conditions ne pouvant au mieux, même avec une adaptation *entrée-sortie*, présenter un gain supérieur à 15 dB, les pertes dans cavité N°1 ne doivent pas être supérieures à 10 dB à 77 K.

Pour la cavité N°2 (utilisée à la température ambiante) le niveau des pertes de cet élément doit (paragraphe III) être tel que la puissance du signal présent sur la voie RF du

mélangeur soit de l'ordre de 0 dBm. En outre, le compromis *pertes-coefficient de surtension en charge* ( $Q_L$ ) nous impose des pertes minimales à 300 K de l'ordre de 8,5 dB afin que  $Q_L$  soit suffisamment élevé pour permettre une estimation du bruit de phase de l'oscillateur ( $Q_L \approx 7000$ ). La sensibilité du banc à 10 GHz est ainsi améliorée de 20 dB par rapport à celle obtenue dans le cas d'une ligne coaxiale de 4 m (paragraphe III).

Par ailleurs, les pertes engendrées par les deux coupleurs 3 dB placés en entrée et en sortie de la partie détection du banc de mesure (figure 3.7) doivent être prises considération. De ce fait, il apparaît comme nécessaire que la puissance du signal à l'entrée du banc soit au minimum de l'ordre de 13 dBm. Ce point requiert donc l'utilisation d'un amplificateur en sortie de l'oscillateur.

<i>Cavité</i>	Coefficient de surtension en charge $Q_L$	Coefficient de surtension à vide $Q_0$	Pertes en transmission L (dB)
N°1 (77 K)	26600	40200	9.4
N°2 (300 K)	7000	11200	8.5

Tableau III-2 : Caractéristiques des cavités N°1 et N°2.

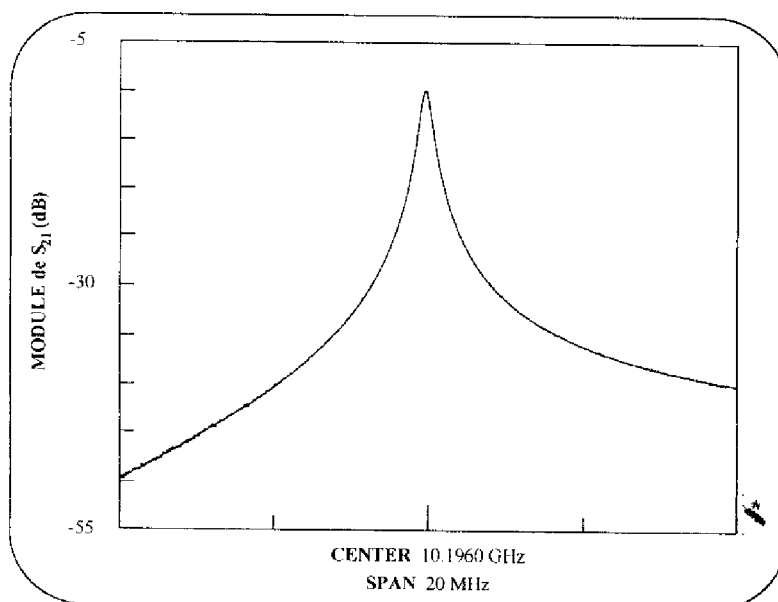
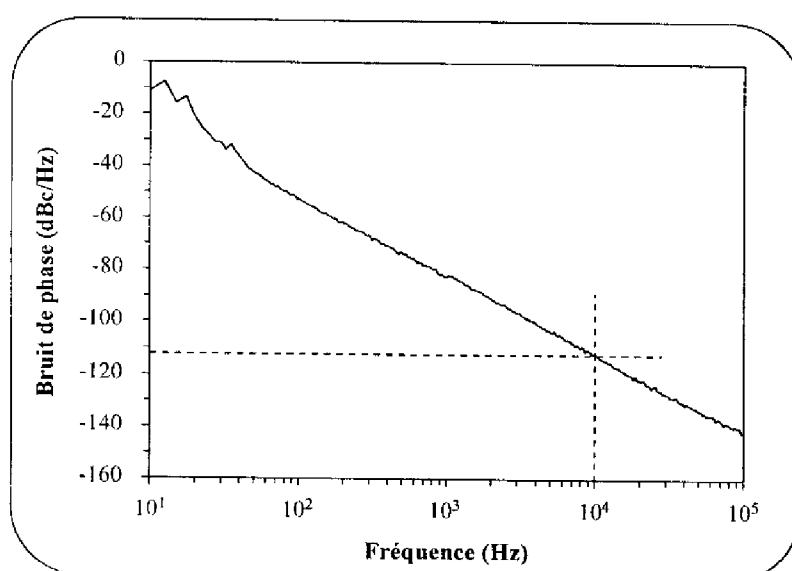


Figure 3.16 : Courbe de résonance de la cavité utilisée dans le circuit d'oscillateur à 77 K.

## II-2 Caractérisation de l'oscillateur cryogénique réalisé.

Le composant actif inséré dans la boucle d'oscillation est un PHEMT issue de la même série (MGF 4410 D) que le transistor précédemment étudié (chapitres I et II). Le MESFET MGF1425 n'a pu être utilisé car l'adaptation en puissance n'a pas permis d'obtenir les conditions nécessaires au démarrage de l'oscillation. Le support de test du transistor et la cavité N°1 sont placés séparément dans un dewar d'azote liquide sans immersion totale cependant, pour un travail à la température fixe de 77 K dans les vapeurs d'azote. La stabilité thermique du système s'est révélée suffisante pour l'analyse en bruit de phase avec une dérive de fréquence très faible tant que le support en cuivre massif des résonateurs est maintenu en contact avec le bain d'azote.

Sur la figure 3.17 nous présentons la caractéristique en bruit de phase obtenue pour des conditions d'adaptation petit signal. Le transistor est polarisé à  $V_{ds} = 3V$  et  $V_{gs} = 0V$  (conditions retenues dans le chapitre II). A 10 kHz de la porteuse, nous pouvons relever un niveau de bruit de phase égal à -112 dBc/Hz. Ce résultat est évidemment loin des performances escomptées. En effet, des calculs menés à partir des résultats préliminaires obtenus sur des cavités moins surtendues montrent qu'il doit être possible d'atteindre des niveaux largement inférieurs à -120 dBc/Hz à 10 kHz.



**Figure 3.17 :** Bruit de phase de l'oscillateur à résonateur diélectrique à 77 K (10.196 GHz).



Une explication possible du désaccord observé est peut-être en relation avec la présence d'une composante de bruit supplémentaire induite par le résonateur lui-même et causé par des phénomènes microphoniques. Dans cette hypothèse, on peut penser que des vibrations mécaniques du résonateur dues à l'environnement extérieur sont partiellement responsables de ce résultat. Mizan et McGowan ont présenté [29] des mesures de bruit de phase résiduel d'un résonateur diélectrique mettant en évidence l'existence de niveaux de bruit (résiduel) non négligeables (de l'ordre de  $-130$  dBrad/Hz à  $1$  kHz  $-f_0 = 9$  GHz-). Ceci va donc dans le sens de cette hypothèse. D'un autre côté, nous pensons qu'il est intéressant d'étudier les capacités du banc de mesure à détecter le bruit de modulation d'amplitude qui pourrait également constituer une explication au fort niveau de bruit observé [30]. En effet, le transistor ne fonctionne pas dans des zones de compression importantes dans cet oscillateur à cause du niveau de pertes en transmission ( $9.5$  dB) imposées par le résonateur. Des travaux complémentaires devront donc être entrepris pour déterminer la nature de ce bruit et tenter d'y apporter une solution.

### III - Conclusion.

Cette dernière partie a concerné la finalité de nos travaux c'est à dire la réalisation et la caractérisation d'un oscillateur cryogénique fonctionnant à la fréquence de  $10.196$  GHz.

Nous avons tout d'abord présenté les caractéristiques des deux cavités à résonateurs diélectriques conçues et réalisées au sein du laboratoire. Nous avons pu ainsi constater que l'utilisation des basses températures ( $77$  K) pour le fonctionnement de ces dispositifs permettait d'obtenir un coefficient de surtension en charge de la cavité refroidie supérieur à  $25.10^3$  tout en autorisant un niveau de couplage suffisant au démarrage de l'oscillation dans le circuit d'oscillateur.

Au niveau de la cavité utilisée comme élément de référence dans le système de détection, la difficulté première est liée à la réalisation même du dispositif qui nécessite un usinage extrêmement précis et la possibilité de réglage de la fréquence de résonance a posteriori. D'un autre côté, les conditions optimales du banc de mesure liées aux mélangeurs utilisés nous ont obligé à réduire fortement les pertes en transmission de la cavité. Néanmoins, le coefficient de surtension en charge du dispositif reste, à la température ambiante, de l'ordre de  $7.10^3$ .

Enfin, nous avons présenté la réalisation et la caractérisation de l'oscillateur cryogénique. Les faibles bruits de phase attendus n'ont pas été atteints. Une composante de bruit liée au résonateur et la présence de bruit de modulation d'amplitude détectée par le banc doivent vraisemblablement être à l'origine de ce résultat. Il nous faudra donc tenter de déterminer avec précisions les techniques permettant de s'affranchir de ces composantes en bruit supplémentaires afin de pouvoir atteindre les niveaux de bruit théoriques que doit apporter la réalisation de tels dispositifs.

---

**Références bibliographiques du chapitre III.**

- [1] M. OLIVIER, J. GROSLAMBERT.  
*"métrologie des fréquences"*,  
Revue scientifique et technique de la défense, No. 31, 1993.
- [2] HEWLETT-PACKARD  
*"Phase noise characterization of microwave oscillators : Phase detector method"*,  
Product note 11729B-1, 1983
- [3] HEWLETT-PACKARD  
*"Phase noise characterization of microwave oscillators : frequency discriminator method"*,  
Product note 11729C-2, 1985
- [4] Th. BEN  
*"Développement d'un banc de mesure de bruit de phase des transistors hyperfréquences"*,  
Rapport de stage de DESS Microélectronique, Université Paul Sabatier, 1995
- [5] S. COLOMINES.  
*"Evaluation des performances d'un banc de mesure de bruit de phase ; application à la caractérisation d'oscillateurs micro-ondes stabilisés sur cavité résonate"*,  
Rapport de stage de DESS Microélectronique, Université Paul Sabatier, 1994
- [6] O. LLOPIS, J.M. DIENOT, J. VERDIER, R. PLANA, M. GAYRAL, J. GRAFFEUIL  
*"Analytic investigation of frequency sensitivity in microwave oscillators : application to the computation of phase noise in dielectric resonator oscillators"*,  
Annales des Télécommunications, vol. 51, No. 3-4, pp. 121-129, 1996
- [7] O. LLOPIS, R. PLANA, J. VERDIER  
*"Choix du composant pour l'oscillateur à cavité saphir"*,  
Projet PHARAO, rapport No. 2, Juillet 1996
- [8] O. LLOPIS, R. PLANA, J. VERDIER.  
*"Choix des composants pour l'oscillateur à cavité saphir"*,  
Projet PHARAO, rapport No. 3, Décembre 1996.
- [9] D. M. HARRISON, M. J. HOWES, R.D. POLLARD.  
*"The evaluation of phase noise in low noise oscillators"*,  
IEEE MTT Symp. Digest, pp. 521-524, 1987.
- [10] A. LANCE, W. SEAL, N. HUDSON, F. MENDOZA.  
*"Phase noise measurements using cross-spectrum analysis"*,  
Conference on Precision Electromagnetic Measurements, pp. 94-96. Ottawa, 1978.
- [11] J. GROSLAMBERT, D. FEST, M. OLIVIER, J.J. GAGNEPAIN  
*"Characterization of frequency fluctuations by crosscorrelations and by using three or more oscillators"*,  
Proc. 35<sup>th</sup> Annual Symposium of Frequency Control, Philadelphie, 1981.

- [12] W.F. WALLS.  
*"Cross-correlation phase noise measurements"*,  
Proc. of IEEE Frequency Control Symposium, pp 257-261, 1992.
- [13] M. REGIS  
*"Etude des sources micro-ondes à haute pureté spectrale à base de transistors bipolaires à homojonction"*,  
Rapport de stage de DEA d'électronique, Université Paul Sabatier de Toulouse, 1996
- [14] Y. KOBAYASHI, Y. KABE, Y. KOGOMI, T. YAMAGISHI  
*"Frequency and low-temperature characteristics of high-Q dielectric resonators"*,  
IEEE MTT Symp. Digest, pp. 1239-1242, 1989
- [15] V. B. BRAGINSKY, V. S. ILCHENKO  
*"Experimental observation of fundamental microwave absorption in high-quality dielectric crystals"*,  
Phys. Lett., vol. 12, No. 6, pp. 300-305, 1987
- [16] S. C. HAN, B. L. ZHOU  
*"A thallium based superconducting cavity for microwave oscillator applications"*,  
Proc. IEEE Frequency Control Symp., pp. 784-787, 1993
- [17] Z-Y. SHEN, Ch. WILKER, Ph. PANG, W. L. HOLSTEIN, D. FACE, D. J. KOUNTZ  
*"High  $T_c$  superconductor-sapphire microwave resonator with extremely high Q-values up to 90 K"*,  
IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 40, No. 12, pp. 2424-2432, 1992
- [18] N. KLEIN, N. TELLMANN, U. DÄHNE, A. SCHOLEN, H. SCHULZ  
*"YBCO Shielded LaAlO<sub>3</sub> dielectric resonators for stable oscillators"*,  
IEEE Trans. Appl. Superconductivity, vol. 5, No. 2, pp. 2663-2666, 1995
- [19] N. TELLMANN et al.  
*"High Q LaAlO<sub>3</sub> dielectric resonators shielded by YBCO-films"*,  
IEEE Trans. Appl. Superconductivity, vol. 4, pp. 143, 1994
- [20] V. GIORDANO et al.  
*"Original mode selection for whispering gallery mode resonator"*,  
Proc. European Time and Frequency Forum., pp. 297-300, 1995
- [21] G. J. DICK, D. G. SANTAGO, R. T. WANG  
*"Temperature compensated sapphire resonator for ultra-stable oscillator capability at temperatures above 77 kelvin"*,  
Proc. IEEE Frequency Control Symp., pp. 421-432, 1994
- [22] A. N. LUITEN, A. G. MANN, D.G. BLAIR  
*"Ultra high Q-factor cryogenic sapphire resonator"*,  
Electron. Lett., vol. 29, No. 10, pp. 879-881, 1993
- [23] D. KAJFEZ, P. GUILLON  
*"Dielectrique resonators"*,  
Edition Artec House, 1986

- 
- [24] J. KRUPKA, D. CROS, M. AUBOURG, P. GUILLON  
*"Study of whispering gallery modes in anisotropic single-crystal dielectric resonators"*,  
IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 42, No. 1, pp. 56-61, 1994
- [25] J. KRUPKA, D. CROS, A. LUITEN, M. TOBAR  
*"Design of very Q sapphire resonator"*,  
Electronic letters, Vol 32, No. 7, pp. 670-671, 1996
- [26] O. DI MONACO, W. DANIAU, I. LAJOIE, Y. GRUSON, M. CHAUBET, V. GIORDANO  
*"Mode selection for a whispering gallery mode resonator"*,  
Electronic letters, Vol 32, No. 7, pp. 669-670, 1996
- [27] O. LLOPIS.  
*"Caractérisation hyperfréquence des supraconducteurs à haute température critique en vue de l'application à l'oscillateur micro-onde cryogénique"*,  
Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, 1991.
- [28] T. ITOH, R. S. RUDOKAS  
*"New method for computing the resonant frequencies of dielectric resonators"*,  
IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol 25, pp. 52-54, Janvier 1977
- [29] M. MIZAN, R.C. MCGOWAN.  
*"Extremely low-phase noise X-band field effect transistor dielectric resonator oscillator"*,  
IEEE MTT Symp. Digest, pp. 891-894, 1991.
- [30] F.G. ASCARRUNZ, E.S. FERRE, F.L. WALLS.  
*"Investigations of AM and PM noise in X-band devices"*,  
Proc. IEEE Frequency Control Symp., 1993.

CONCLUSION GENERALE

---

## Conclusion générale

Le travail présenté dans ce mémoire est essentiellement une contribution à la conception d'oscillateurs à haute pureté spectrale à base de transistors à effet de champ microondes.

Le bruit de phase étant un paramètre critique pour toute source hyperfréquence utilisée dans les systèmes modernes de télécommunications (ou les systèmes radars) il est important de déterminer des techniques susceptibles de le minimiser. Dans les oscillateurs microondes stabilisés sur un résonateur à forte surtension, la qualité en bruit basse fréquence du composant actif est le point principal permettant l'obtention de niveaux de bruit de phase de l'oscillateur près de la porteuse ( $< 100$  kHz) aussi faibles que possible, le bruit BF du transistor venant moduler directement la fréquence du signal émis par la source. Cependant, l'obtention de résonateurs à coefficient de qualité extrêmement élevés nécessite l'utilisation d'une température de fonctionnement cryogénique (par exemple :  $77$  K). Ceci pose donc le problème du choix du composant actif qui ne peut être alors effectué qu'après qu'une étude sélective des transistors ait été menée aussi bien à température ambiante qu'à la température de l'azote liquide.

Le travail présenté dans ce mémoire porte donc, pour le premier chapitre, sur l'étude du comportement des transistors à effet de champ représentatifs de chaque catégorie commercialement disponible (MESFET, HEMT, PHEMT) en fonction de la température. Tout d'abord, par l'analyse des caractéristiques statiques  $I_{ds}(V_{ds})$  de chaque type de composant, nous avons évalué leur "degré de sensibilité" aux effets parasites pouvant apparaître à basse température. Ainsi, nous avons pu mettre en évidence que l'on pouvait s'affranchir, par des conditions de polarisation appropriées, du phénomène le plus critique pour le fonctionnement des structures à gaz d'électrons bi-dimensionnel c'est à dire le phénomène de "collapse". L'application d'une tension drain-source de l'ordre de  $3V$  dans les HEMT et supérieure à la tension  $V_{coudé}$  dans les PHEMT (tension drain-source à laquelle est observé un accroissement rapide du courant) permet de conserver de bonnes performances électriques avec ces composants jusqu'à  $77$  K au moins et dans l'obscurité. Ce résultat de première importance a permis de montrer que chacun des trois types de transistors étudiés offrait la possibilité de réaliser un oscillateur cryogénique et nous a donc conduit, dans un second temps, à modéliser ces transistors en vue de la conception du circuit final. Les modèles forts signaux obtenus à

---

partir de mesures impulsionnelles effectuées à 77 K (les conditions de polarisation permettant l'affranchissement du "collapse" étant respectées) ont alors été présentées et validées par des premières mesures en compression, les transistors étant soumis à un signal de 4 GHz de puissance variable.

L'étape suivante a tout naturellement concerné l'étude du comportement en bruit basse fréquence des composants en fonction de la température (300 K et 77 K) en vue d'effectuer un premier classement mais surtout afin de compléter, par la détermination des générateurs équivalents en bruit, le modèle de chacun des transistors.

Pour clôturer ce premier chapitre, une première application cryogénique a alors été envisagée dont le but était d'étudier la faisabilité du remplacement des JFET Silicium, classiquement utilisés dans l'électronique amplificatrice associée à des systèmes cryogéniques de détection infrarouge, par des composants III-V susceptibles de fonctionner à la même température que le détecteur. Nos travaux ont ainsi pu mettre en évidence que l'utilisation de PHEMT multidoigts ne pouvait être raisonnablement envisagée que pour des fréquences de fonctionnement supérieures à 1 kHz. D'autre part, bien que les progrès technologiques soient indiscutables quel que soit le domaine (épitaxie, photolithographie, gravure ...) il semble à l'heure actuelle difficile de réaliser des composants à effet de champ présentant simultanément de faibles niveaux de bruit BF ramenés en entrée aux basses fréquences (de l'ordre de  $10^{-16}$  V<sup>2</sup>/Hz à 100 Hz) et une impédance d'entrée élevée ( $> 10^9$  Ω).

Dans le deuxième chapitre, nous nous sommes intéressés aux phénomènes de conversion *bruit BF-bruit de phase* dans les oscillateurs afin d'analyser les différents processus mis en jeu permettant ainsi de déterminer, outre le composant le plus adéquat pour ce type d'application, les conditions optimales de fonctionnement de chaque transistor (choix du point de polarisation, des impédances présentées en entrée et en sortie). La topologie de l'oscillateur à contre réaction parallèle a été retenue pour cette étude. L'ensemble des résultats exposés ont permis de mettre en évidence les différents points originaux suivants :

\* La superposition d'un signal hyperfréquence au signal continu de polarisation peut dégrader sensiblement, dans le cas des composants à effet de champ, les caractéristiques en bruit basse fréquence équivalent en entrée du transistor au repos.



---

\* La conséquence de ce résultat concernant l'évaluation du bruit de phase de l'oscillateur est la suivante : elle doit être effectuée impérativement à partir du générateur équivalent de bruit en tension déterminé dans les conditions d'oscillation.

\* Même lorsque ces conditions sont prises en compte, le modèle classique consistant à utiliser une unique source de bruit en tension placée sur l'électrode de grille du composant ne permet pas de donner, sur toute la plage de variation de la tension de polarisation de grille, une bonne évaluation du bruit de phase ; en particulier, au point critique  $V_{gsc}$  correspondant au facteur de "pushing" nul où l'écart entre les valeurs simulées et calculées peut atteindre 40 dB. Une hypothèse pour l'explication de ce dernier résultat est basée sur la non prise en compte des effets distribués le long de la zone dépeuplée de grille, notamment ceux relatifs aux différentes sources de bruit le long de la zone active du transistor. Un modèle distribué du composant, utilisant deux générateurs de bruit en tension non corrélés a été proposé.

\* Les conditions de fonctionnement des composants actifs permettant de minimiser les fluctuations de fréquence du signal de l'oscillateur ont alors été présentées : choix du niveau de compression, du point de polarisation continu et de l'adaptation entrée-sortie.

Enfin, dans le dernier chapitre relatif à la réalisation et à la caractérisation d'un oscillateur à haute pureté spectrale nous nous sommes penchés, dans un premier temps, sur les deux techniques de détection que sont la méthode du *discriminateur de fréquence* et celle du *détecteur de phase*. Dans le cas de la caractérisation d'oscillateurs libres, le système passif utilisant une cavité comme élément de référence semble être le plus intéressant à mettre en œuvre, à condition que le résonateur utilisé ait un coefficient de surtension proche de celui inséré dans la boucle de l'oscillateur sous test. La difficulté principale est donc la réalisation d'un tel dispositif auquel doit être associé un mécanisme de réglage de la fréquence de résonance. Le temps imparti pour clôturer nos travaux nous a alors conduit à réaliser deux cavités identiques à résonateurs diélectriques ( $\epsilon_r = 24$ ) fonctionnant sur leur mode fondamental  $TE_{011}$ . Le refroidissement de celle insérée dans le circuit de l'oscillateur permet d'obtenir, à la fréquence de 10.1979 GHz, un coefficient de surtension en charge de l'ordre de  $2.6 \cdot 10^4$  et des pertes en transmission ( $L \approx 10$  dB) suffisamment faibles pour répondre à la condition de démarrage de l'oscillation.

La dernière partie de ce chapitre a tout naturellement porté sur la caractérisation de l'oscillateur. Le résultat de -112 dBc/Hz mesuré à 10 kHz de la porteuse est évidemment

largement en dessous des performances attendues (au moins inférieures à -120 dBc/Hz). L'explication possible que nous pouvons à ce jour énoncer est liée d'une part, à "l'adjonction" aux fluctuations de phase causées par l'élément actif considéré seul, d'un bruit issu du résonateur diélectrique lui-même et d'autre part, à la présence d'une composante de bruit de modulation d'amplitude. Des travaux complémentaires sont à effectuer pour tenter de cerner au mieux les éléments responsables de ce dysfonctionnement et de trouver ainsi dans les meilleurs délais une solution à ce problème. Cette étude pourra alors être réitérée sur des dispositifs à plus forte surtension comme par exemple un résonateur saphir à modes de galerie fonctionnant à 77 K.

Si les très faibles bruits de phase envisagés au début de ce travail n'ont pu être atteints, de nombreux éléments originaux liés au composant actif, à la conversion du bruit ou à la modélisation non-linéaire de l'oscillateur ont été mis à jour et, au moins partiellement, résolus. Nous espérons donc que le travail présenté dans ce mémoire pourra être repris et utilisé à nouveau pour accéder à des niveaux de bruit que les méthodes semi-empiriques de conception des oscillateurs à haute pureté spectrale ne permettent pas d'atteindre à l'heure actuelle.

**Auteur : Jacques VERDIER**

**"Etude et modélisation de transistors à effet de champ microondes à basse température.  
Application à la conception d'oscillateurs à haute pureté spectrale."**

**Résumé :**

L'objectif du travail présenté dans ce mémoire est de définir une méthode rigoureuse de conception d'oscillateurs à faible bruit de phase à base de transistors à effet de champ (MESFET, HEMT et HEMT pseudomorphique) dans le cas où le transistor et le résonateur sont simultanément refroidis à des températures cryogéniques.

Dans une première partie, nous présentons une caractérisation électrique complète des différents types de TEC à la température de l'azote liquide. Nous insistons particulièrement sur les mécanismes de piègeage-dépiégeage sur des centres profonds et nous proposons une méthode permettant de s'affranchir du phénomène de collapse qui est l'inconvénient majeur au fonctionnement du composant refroidi. Nous avons pu alors, à partir de mesures de paramètres S et impulsionnelles, extraire un modèle fort signal pour chaque transistor.

Dans une deuxième partie, nous étudions les mécanismes de conversion du bruit basse fréquence en bruit de phase dans les oscillateurs à base de TEC. Nous examinons tout d'abord l'influence du signal microonde sur l'amplitude et la forme des spectres de bruit basse fréquence. Nous analysons ensuite les fluctuations de fréquence de l'oscillateur à partir du produit du bruit basse fréquence du TEC et du facteur de pushing. L'incapacité de cette méthode pour des tensions de polarisation de grille où le facteur de pushing décroît jusqu'à la valeur nulle est alors clairement montré. En conséquence, nous présentons un nouveau modèle non-linéaire de TEC utilisant deux sources de bruit non corrélées rendant compte des effets distribués le long de la région active du composant.

La dernière partie de ce mémoire est consacrée à la réalisation et à la caractérisation d'un oscillateur cryogénique à base de TEC.

**Mots clés :**

Transistor à effet de champ microonde, Températures cryogéniques, Bruit basse fréquence, Bruit de phase, Modélisation non-linéaire, Oscillateur à haute pureté spectrale.

**"Study and modeling of microwave field effect transistors at low temperature.  
Application to the design of high purity spectral oscillator."**

**Abstract :**

The aim of the present work is to define a rigorous method allowing the design of low phase noise microwave oscillators based on field effect transistors (MESFET, HEMT and pseudomorphic HEMT) including in the case where the transistor and the resonator are both cryogenically cooled.

In a first part, a complete electrical characterization of different type of FET at liquid nitrogen temperature is presented. The emphasis is put on trapping-detrapping mechanisms on deep levels and a method is proposed to circumvent the collapse phenomenon which is the more serious drawback of device cooling. Then, S parameters and pulsed measurements have been used to extract a large signal model for each transistor.

In a second part, the conversion process of low frequency noise into phase noise in FET oscillators is investigated. The influence of the microwave signal on the LF noise spectrum amplitude and shape is reported. Next, the oscillator's frequency noise is analysed in terms of the FET's low frequency noise multiplied by the oscillator's pushing factor. The inaccuracy of this method at some particular gate bias voltages where the pushing factor decreases to zero is demonstrated. Consequently, a new nonlinear FET model involving at least two noise sources distributed along the channel is proposed.

The last section of this work is dedicated to the realization and the characterization of a cryogenic FET oscillator.

**Key words :**

Microwave field effect transistors, Cryogenic temperatures, Low frequency noise, Phase noise, Nonlinear modeling, high purity spectral oscillator.