



HAL
open science

Etude des mécanismes de dégradation des Transistors Bipolaires à Hétérojonction sur substrat InP destinés aux communications optiques

Jean-Christophe Martin

► **To cite this version:**

Jean-Christophe Martin. Etude des mécanismes de dégradation des Transistors Bipolaires à Hétérojonction sur substrat InP destinés aux communications optiques. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Sciences et Technologies - Bordeaux I, 2004. Français. NNT : . tel-00010886v2

HAL Id: tel-00010886

<https://theses.hal.science/tel-00010886v2>

Submitted on 8 Nov 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 : 2853

THESE

Présentée à

L'UNIVERSITE BORDEAUX 1

ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGENIEUR

Par Jean-Christophe MARTIN

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPECIALITE : **ELECTRONIQUE**

Etude des mécanismes de dégradation
des Transistors Bipolaires à Hétérojonction sur substrat InP
destinés aux communications optiques

Soutenue le 30 septembre 2004

Après avis de : M. J.M. DUMAS Professeur, ENSIL, Université Limoges Rapporteur
 M. F. PASCAL Maître de Conférence, CEM2 Rapporteur

Devant la commission d'examen formée de :

M.	J. GODIN	Ingénieur, Alcatel R&I, Marcoussis	Examineur
Mme.	N. LABAT	Professeur, IXL, Université Bordeaux 1	Examineur
Mme.	C. MANEUX	Maître de Conférence, IXL, Université Bordeaux 1	Examineur
M.	T. ZIMMER	Professeur, IXL, Université Bordeaux 1	Président
M.	P. BODET	Ingénieur, OMMIC, Limeil-Brévannes	Examineur
M.	A. TOUBOUL	Professeur, IXL, Université Bordeaux 1	Examineur

Les travaux présentés dans ce mémoire ont été réalisés au Laboratoire de Microélectronique IXL de l'Université Bordeaux 1, dirigé par le Monsieur le Professeur A. TOUBOUL. Je suis très sensible à la confiance qu'il m'a témoigné depuis mon arrivée au laboratoire en tant que directeur de cette thèse.

Je remercie Madame le Professeur N. LABAT, codirectrice de cette thèse, pour la confiance quelle m'a accordée tout au long de ces années.

Je remercie également Madame C. MANEUX, pour m'avoir encadré de façon disponible et sympathique tout au long de ces années.

Je suis particulièrement reconnaissant à Monsieur le Professeur J.-M. DUMAS de l'ENSEIL de l'Université de Limoges et Monsieur F. PASCAL du CEM2 de l'Université de Montpellier, pour avoir accepté d'examiner ce mémoire et d'en être les rapporteurs ; j'ai beaucoup apprécié l'efficacité de leur travail et la pertinence de leurs remarques.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur A.-S. BARRIERE ainsi que L. HIERSHE pour leur aide et leurs discussions fructueuses en particulier sur la physique des semi-conducteurs III-V et l'optoélectronique.

Je remercie Monsieur Ph. CAZENAVE pour sa disponibilité face à mes nombreuses questions sur la physique du semi-conducteur.

Je remercie Monsieur F. VERDIER pour m'avoir éclairé sur les techniques de mesure de bruit basse fréquence.

Je remercie Monsieur B. ARDOUIN pour m'avoir aidé patiemment en début de thèse sur les techniques de modélisation et de caractérisation électrique ainsi que pour sa bonne humeur.

Je tiens à remercier tout particulièrement Monsieur le Professeur A. OUSTALOUP ainsi que Monsieur B. LABOUILLE pour avoir contribué de façon décisive dans la poursuite de mes études.

Je remercie également Monsieur J. GODIN Directeur du Groupe Composants Bipolaires à Hétérojonctions à ALCATEL/OPTO+ R&I ainsi que Monsieur le Professeur T. ZIMMER du laboratoire IXL pour l'intérêt qu'ils portent à ces travaux et pour l'honneur qu'ils me font en participant à ce jury.

Je tiens aussi à remercier Madame A. PENARIER du CEM2 de l'Université de Montpellier pour m'avoir fourni des informations précieuses sur les mesures de bruit basse-fréquence.

Je remercie vivement Madame N. LAVIGNE, C. HEYNAUD, B. PLANO et C. FAURENS pour leur participation aux travaux de ce mémoire.

Enfin, je ne saurais oublier les membres du Laboratoire pour le climat agréable qu'ils ont su créer et maintenir et qui a contribué au bon déroulement de cette thèse.

Introduction générale	6
Chapitre 1 : Le transistor bipolaire à hétérojonction sur substrat InP	13
1. Fonctionnement du Transistor Bipolaire	14
1.1. Répartition des courants dans le transistor bipolaire NPN	14
1.1.1. L'efficacité d'injection et le facteur de transport	17
1.1.2. La caractéristique courant-tension en régime statique	17
1.1.3. Les courbes de Gummel	19
1.2. Principaux paramètres électriques statiques	20
1.2.1. La tension de décalage V_{Δ}	20
1.2.2. La tension d'Early V_A	21
1.2.3. La tension de saturation V_{sat}	22
1.2.4. La tension de claquage BV_{CE}	23
1.2.5. Le gain en courant	23
2. Le Transistor Bipolaire à Hétérojonction	25
2.1. Description du principe de fonctionnement	25
2.2. Paramètres électriques associés au TBH	27
2.3. Le TBH InP dans la famille des transistors bipolaires	29
2.4. Applications du TBH	30
3. Technologie des TBH InP étudiés	32
3.1. Description de la structure de couches épitaxiales	32
3.2. Technologie de fabrication	33
3.2.1. Mode d'intégration	34
3.2.2. Optimisation technologique	35
4. Simulation physique des TBH étudiés	36
4.1. Equations fondamentales	37
4.1.1. Equation de Poisson	37
4.1.2. Equations de continuité des densités de porteurs	37
4.2. Equations de transport	38
4.2.1. Modèle dérive-diffusion	38
4.2.2. Modèles hydrodynamiques	38
4.3. Schéma de bandes d'énergie	40
4.3.1. Propriétés des matériaux composés	40
4.3.2. Rétrécissement de la hauteur de bande interdite	43
4.3.3. Densité intrinsèque de porteurs	44
4.4. Mécanismes de transport et paramètres physiques	46
4.4.1. Modèles de mobilité	46
4.4.2. Temps moyen de relaxation de l'énergie	47
4.4.3. Mécanismes de génération recombinaison	48
4.4.4. Mécanismes de transport aux hétérojonctions	48
4.5. Mise en œuvre des simulations physiques 2D	50
4.5.1. Démarche adoptée	50
4.5.2. Ajustement des paramètres matériaux	51
4.6. Conclusion	54

Chapitre 2 : Caractérisation électrique statique 55

1. Caractérisation électrique statique et extraction des paramètres associés au modèle analytique	56
1.1. Modèle électrique statique basé sur la physique du composant associée au TBH	56
1.2. Configurations de mesure	56
1.2.1. Environnement de mesure	57
1.2.2. Les courbes de Gummel	57
1.2.3. Les réseaux de sortie	58
1.2.4. Les courbes de claquage	59
1.3. Modélisation	61
1.4. Méthodes d'extraction des paramètres	63
1.4.1. Procédure d'extraction	63
1.4.2. Extraction des paramètres du transistor intrinsèque	64
1.4.3. Extraction des résistances d'accès	64
1.4.4. Extraction des résistances de fuite	69
1.4.5. Extraction des diodes de recombinaison	69
1.4.6. Extraction des paramètres du générateur de courant en régime inverse de la diode base-collecteur	70
1.5. Résumé de la procédure d'extraction sur les courbes de Gummel	70
2. Etude des caractéristiques électriques statiques à t_0	71
2.1. Mesures à température ambiante (300K)	72
2.1.1. Exemples de mesures : Courbes de Gummel et réseau de sortie	72
2.1.2. Exemple de caractérisation complète : Transistor #2	74
2.2. Mesures en fonction de la température (213K-293K)	79
2.3. Extraction des paramètres du modèle et analyse des résultats	85
2.3.1. Jonction base-émetteur	85
2.3.2. Diode de recombinaison base-émetteur	86
2.3.3. Gain en configuration directe	87
2.3.4. Diode base-collecteur	87
2.3.5. Diode de recombinaison base-collecteur	88
2.3.6. Résistances d'accès et résistances de fuite	89
3. Etude des structures TLM	90
3.1. Extraction des paramètres	90
3.2. Analyse des mesures à t_0	92
3.2.1. Résistances des couches semiconductrices	94
3.2.2. Analyse des résistivités de contact	95
4. Conclusion	96

Chapitre 3 : Mécanismes parasites 97

1. Etude du claquage de la jonction base-collecteur	98
1.1. Les mécanismes de claquage	99
1.1.1. Claquage par avalanche et ionisation par impact	100
1.1.2. Claquage par effet Zener	104
1.1.3. Type de claquage en fonction du dopage	105
1.1.4. Cas des TBH étudiés	105

1.2. Mesures mettant en évidence le claquage de la jonction base-collecteur	109
1.2.1. Configurations de mesure	109
1.2.2. Mise en évidence du mécanisme d'avalanche sur les caractéristiques électriques	110
1.3. La modélisation	112
1.3.1. Modélisation analytique des courants générés par les mécanismes de claquage de la jonction base-collecteur	112
1.3.2. Mesures à faible niveau : Mise en évidence des éléments parasites	118
1.4. Extraction des paramètres du modèle analytique	121
1.4.1. Exemple sur des TBH	121
1.4.2. Caractérisation des paramètres de claquage à t_0	122
1.4.3. Validité du modèle	123
1.4.4. Conclusion	123
1.5. Etude en Température	124
1.6. Conclusion	124
2. Bruit basses fréquences dans le TBH InP	125
2.1. Intérêt de l'étude du bruit en excès aux basses fréquences dans le TBH	125
2.2. Théorie	125
2.2.1. Définition	125
2.2.2. Principales sources de bruit	125
2.3. La chaîne de mesure	131
2.3.1. La polarisation	131
2.3.2. Le préamplificateur	132
2.3.3. L'analyseur de spectres	132
2.3.4. Le programme	132
2.4. Le bruit dans le transistor bipolaire	132
2.4.1. Représentations en bruit d'un quadripôle	132
2.4.2. Schéma équivalent en bruit du transistor bipolaire	133
2.4.3. Paramètres statiques	134
2.4.4. Configurations de mesures	135
2.4.5. Modélisation quadripôle parallèle	136
2.4.6. Modélisation quadripôle chaîne	139
2.4.7. Extraction simultanée des générateurs de bruit : Montage haute impédance	140
2.4.8. Résumé des montages et extractions associées	141
2.5. Localisation des sources de bruit	142
2.6. Conclusion	142
3. Caractérisation en bruit des TBH InP à t_0	142
3.1. Mesure des paramètres statiques et extraction des paramètres dynamiques	143
3.2. Dépendance du bruit en $1/f$	145
3.3. Etude de S_{in} et K	146
3.4. Conclusion	147
Chapitre 4 : Vieillissements	149
1. Détection des mécanismes de dégradation : Méthodologie	150
1.1. Etat de l'art et choix des facteurs d'accélération	150
1.1.1. Mécanismes de dégradation du TBH	150
1.1.2. Facteurs d'accélération	155

1.2. Conditions de vieillissement accéléré retenues	156
1.2.1. Stockage en température	157
1.2.2. Vieillissement sous polarisation en régime normal direct	157
1.2.3. Vieillissement à fort champ électrique inverse base-collecteur	157
1.3. Evaluation de la température de jonction	158
1.4. Méthodologie de détection des mécanismes de dégradation	160
2. Tests de vieillissement accéléré : Mesures statiques	161
2.1. Caractérisation électrique statique au cours des tests de vieillissement	161
2.1.1. Stockage en température à 180°C	162
2.1.2. Stockage en température à 200°C	165
2.1.3. Stockage en température à 250°C	168
2.1.4. Vieillissement sous polarisation avec une puissance dissipée de 18 mW à température ambiante	172
2.1.5. Vieillissement sous polarisation avec une puissance dissipée de 9 mW et à 100°C	175
2.1.6. Vieillissement sous polarisation avec une puissance dissipée de 18 mW et à 100°C	178
2.1.7. Test sous polarisation inverse de la jonction base-collecteur à température ambiante	181
2.1.8. Conclusion	184
2.2. Etude du mécanisme de défaillance extrinsèque associé aux résistances de fuite	184
2.2.1. Evolution des valeurs des résistances de fuite R_{BE} , R_{CE} , R_{BC} du modèle en fonction de la durée de vieillissement	184
2.2.2. Comparaison de l'évolution des courants de fuite des TBH et des courants des motifs de test "circuit ouvert"	185
2.2.3. Evolution en Température	190
2.2.4. Origine du mécanisme responsable de la variation des courants de fuite	191
2.2.5. Conclusion sur l'analyse des résistances de fuite	192
2.3. Etude d'un mécanisme de défaillance extrinsèque associé au polyimide	193
2.4. Conclusion sur les mesures statiques	194
3. Impact des tests de vieillissement sur les caractéristiques de claquage	195
4. Impact des tests de vieillissement accéléré sur les spectres de bruit basse fréquence	197
4.1. Contrainte thermique à 180°C	198
4.2. Contrainte thermique à 200 °C	199
4.3. Contrainte sous polarisation à température ambiante	200
4.4. Contrainte sous polarisation de la jonction base-collecteur en inverse	201
4.5. Conclusion	202
5. Conclusion sur l'étude en vieillissement accéléré des TBH InP	203
Conclusion générale	205
Bibliographie	209
Liste des symboles	217

Introduction générale

Les besoins grandissants des moyens de télécommunications conduisent les systèmes à atteindre les limites des performances des réseaux filaires. Une alternative à l'utilisation du réseau hertzien permettant des débits supérieurs au giga bits par seconde est l'emploi de réseaux par fibre optique. Il est alors nécessaire de concevoir des composants électro-optiques de nouvelle génération permettant de convertir des signaux optiques en signaux électriques et inversement, pouvant répondre à la fois en terme de vitesse de fonctionnement et en terme de compatibilité optique. Le matériau InP présente des propriétés de transport intéressantes pour les composants optoélectroniques car il possède une faible vitesse de recombinaison en surface, de l'ordre de 100 cm.s^{-1} , une faible masse effective de l'électron qui induit une mobilité élevée dans le matériau non dopé égale à $15000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ et une grande sélectivité de gravure chimique entre l'InP et $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$. Le matériau $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ en accord de maille avec l'InP a une largeur de bande interdite de $0,75 \text{ eV}$ permettant d'émettre à $1,3 \mu\text{m}$ et le matériau InP a une bande interdite de $1,45 \text{ eV}$ qui permet d'émettre à $1,55 \mu\text{m}$, longueurs d'ondes adaptées à la transmission par fibre optique à base de silice. Les propriétés de transport de ces matériaux associées aux caractéristiques du schéma de bandes d'énergie de l'hétérojonction InP/InGaAs font de ces composants à base d'InP des bons candidats pour la réalisation de circuits ultra rapides à faible consommation, ainsi que pour celle de circuits optoélectroniques mixtes. Ainsi, nous montrons pourquoi le Transistor Bipolaire à Hétérojonction (TBH) sur substrat InP est le candidat idéal. Pour cela, les performances requises au niveau du transistor unitaire pour la réalisation de circuits fonctionnant à 40 Gbit/s sont les suivantes [Godin02]:

- Gain statique (β) : > 50
- Fréquence de transition (F_t) : $> 170 \text{ GHz}$
- Fréquence maximale d'oscillation (F_{max}) : $> 170 \text{ GHz}$
- Tension de claquage (BV_{CE0}) : $> 6 \text{ V}$
- Tension de saturation (V_{sat}) : $< 0,8 \text{ V}$ pour une faible consommation.

Par ailleurs, l'utilisation simultanée des techniques de multiplexage temporel ETDM (Electrical Time Division Multiplexing) et de multiplexage en longueur d'onde WDM (Wavelength Division Multiplexing) associée aux vitesses de transmission autorisées par la fibre optique permettent des débits de données supérieurs au Tbit/s [Scavenec01][Blayac01].

Déjà, des réseaux pilotes voient le jour comme à Pau avec le "Pau Broadband Country" (PBC) autorisant une connexion à 100Mbits/s à l'utilisateur [Pau04]. Les TBH InP étudiés permettaient de fonctionner à 40 Gbits/s au début de cette thèse en octobre 2000 puis à 80 Gbits/s. Bien que les technologies silicium répondent à 90 % des besoins en composants électroniques et les technologies GaAs à 70 % des besoins en circuits amplificateurs mobiles, le TBH InP sera sans doute le composant le plus utilisé dans les liaisons de 300 km supérieures à 10 Gb/s [Rocchi03].

Ces composants en constante évolution, destinés aux applications sur le réseau national [Rnrt04], demandent à être étudiés en terme de fiabilité. Ainsi, sur la base de l'expérience de l'équipe Analyse comportementale et fiabilité des technologies basées sur les transistors III-V du laboratoire IXL de Bordeaux, cette thèse a pour finalité l'étude des mécanismes de dégradation des TBH InP élaborés par Alcatel R&I – Opto+. Ces travaux sont aussi une occasion pour la mise au point de techniques de caractérisation spécifiques adaptées à la détection des mécanismes de dégradation.

La première partie de ce manuscrit rappelle le fonctionnement du transistor bipolaire sur la base des équations d'Ebers et Moll ainsi que ses principaux paramètres électriques. Elle présente ensuite le TBH InP à travers son fonctionnement, son procédé de fabrication chez Alcatel/Opto+ et les simulations physiques réalisées au laboratoire IXL.

Le deuxième chapitre présente les techniques de caractérisation électrique statique utilisées pour le TBH InP ainsi que le modèle électrique statique spécifique. Une étude statistique des paramètres extraits du modèle sur un premier lot de composants avant vieillissement est ensuite présentée afin de constituer une base de référence pour l'étude des mécanismes de dégradation.

La troisième partie présente l'étude de mécanismes électriques parasites des TBH InP étudiés conduisant à la mise en place de techniques de caractérisation originales et adaptées à l'étude du claquage de la jonction base-collecteur et au bruit basse fréquence. En premier lieu, les mécanismes de claquage prenant naissance dans la jonction base-collecteur sont évalués. Un modèle électrique adapté est ensuite élaboré, complétant ainsi le modèle électrique statique initial. Des paramètres relatifs aux mécanismes de claquage sont extraits et étudiés avant vieillissement.

Ensuite, nous étudions le bruit basse fréquence dans les composants électroniques puis dans les TBH InP. La conception du banc de bruit basse fréquence réalisé au laboratoire IXL est

présentée ainsi que le modèle en bruit retenu pour les composants étudiés. Enfin, les paramètres de bruit extraits avant vieillissement sont analysés.

La dernière partie de ce mémoire constitue l'étude des mécanismes de dégradation des TBH InP. Une synthèse bibliographique préliminaire des mécanismes de dégradation est réalisée conduisant au choix des contraintes de vieillissement et à la méthodologie de détection des mécanismes de dégradation.

Une étude de transistors et de structures de test complémentaires en vieillissement accéléré est tout d'abord effectuée au travers des mesures électriques statiques. Ensuite, les transistors sont étudiés en terme de suivi de l'évolution des paramètres de claquage de la jonction base-collecteur et des paramètres de bruit basse fréquence au cours des vieillissements accélérés.

Chapitre 1 : Le transistor bipolaire à hétérojonction sur substrat InP

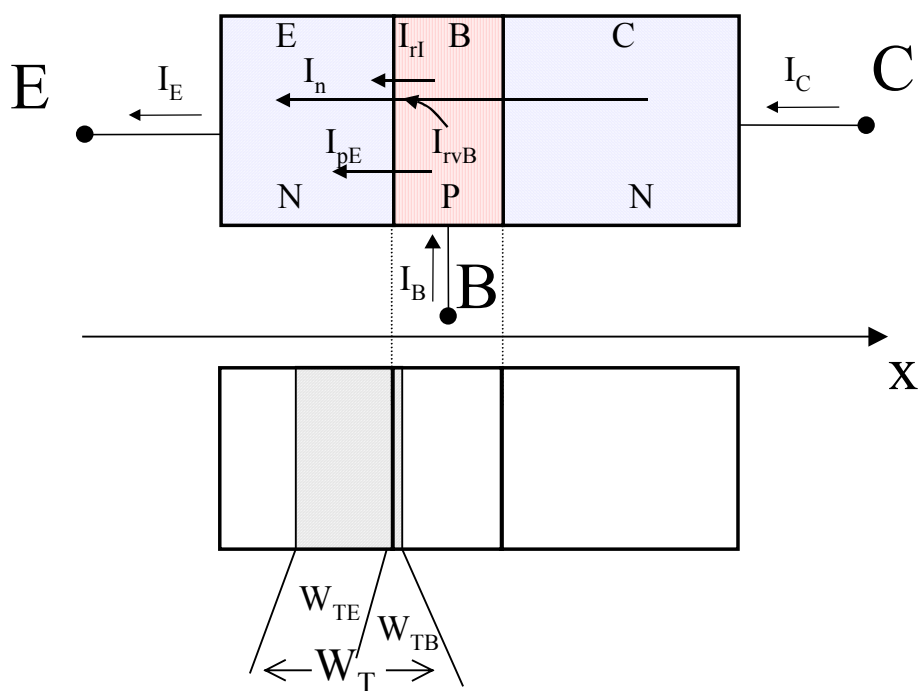
Dans ce chapitre, nous allons étudier successivement le fonctionnement du transistor bipolaire sur la base des équations d'Ebers et Moll ainsi que ses principaux paramètres électriques. Ensuite, les TBH étudiés sont présentés à travers leur technologie de fabrication et leur fonctionnement au moyen de la simulation physique.

1. Fonctionnement du Transistor Bipolaire

Le fonctionnement du transistor bipolaire est décrit dans ce paragraphe à partir des équations d'Ebers et Moll. Les principaux paramètres remarquables y sont définis en s'appuyant sur des mesures de courant et de tension conventionnelles.

1.1. Répartition des courants dans le transistor bipolaire NPN

Le transistor bipolaire est constitué de trois régions : l'émetteur (E), la base (B) et le collecteur (C) qui forment deux jonctions PN respectivement base-émetteur et base-collecteur (figure 1).



- V_{EB} : tension émetteur- base
- V_{CB} : tension collecteur-base
- W_T : extension de la zone de transition entre base et émetteur
- W_{TB} : extension de la zone de transition côté base
- W_{TE} : extension de la zone de transition côté émetteur
- I_n : courant d'électrons injectés de l'émetteur vers la base
- I_{pE} : courant de trous injectés de la base vers l'émetteur
- I_R : courant de recombinaison constitué de I_{rI} (interface émetteur-base) et I_{rvB} (volume de la base)

Figure 1 : Composantes des courants d'un transistor bipolaire NPN fonctionnant en régime normal direct

En régime de fonctionnement normal direct, la jonction base-émetteur est polarisée en direct et la jonction base-collecteur en inverse, l'effet transistor est alors décrit par deux équations.

- Une première équation relie le courant d'émetteur I_{E1} à la tension appliquée V_{BE} entre la base et l'émetteur :

$$I_{E1} = I_{SBE} \left(e^{\frac{V_{BE}}{U_T}} - 1 \right) \quad \text{Équation 1}$$

avec $U_T = kT/q$ et I_{SBE} le courant de saturation de la jonction base-émetteur

- Une seconde équation exprime le courant collecteur I_{C1} comme une fraction du courant d'émetteur :

$$I_{C1} = \alpha_N I_{SBE} \left(e^{\frac{V_{BE}}{U_T}} - 1 \right) \quad \text{Équation 2}$$

Le paramètre α_N , légèrement inférieur à 1, est défini comme le gain en courant du montage base commune en régime de fonctionnement normal.

En considérant de façon symétrique le régime de fonctionnement inverse on a :

$$I_{C2} = I_{SBC} \left(e^{\frac{V_{BC}}{U_T}} - 1 \right) \quad \text{Équation 3}$$

avec I_{SBC} courant de saturation de la jonction base-collecteur et

$$I_{E2} = \alpha_I I_{SBC} \left(e^{\frac{V_{BC}}{U_T}} - 1 \right) \quad \text{Équation 4}$$

Le paramètre α_I , très inférieur à 1, est défini comme le gain en courant du montage base commune en régime de fonctionnement inverse.

Le fonctionnement correspondant aux deux jonctions polarisées simultanément dans le même sens est pris en compte par :

- Le régime saturé pour les polarisations directes,
- Le régime bloqué pour les polarisations inverses.

Dans ces configurations, chacun des courants émetteur et collecteur est alors considéré comme la somme de deux composantes précédemment définies d'où :

$$I_E = I_{SBE} \left(e^{\frac{V_{BE}}{U_T}} - 1 \right) - \alpha_I I_{SBC} \left(e^{\frac{V_{BC}}{U_T}} - 1 \right)$$

et

$$I_C = I_{SBC} \left(e^{\frac{V_{BC}}{U_T}} - 1 \right) - \alpha_N I_{SBE} \left(e^{\frac{V_{BE}}{U_T}} - 1 \right)$$

Ces deux équations sont connues sous le nom d'équations "d'Ebers-Moll". Le circuit équivalent est représenté figure 2.

Sachant que $I_B = I_C + I_E$ dans chacun des régimes de fonctionnement on a :

$$I_B = I_{SBE} \left(e^{\frac{V_{BE}}{U_T}} - 1 \right) (1 - \alpha_N) + I_{SBC} \left(e^{\frac{V_{BC}}{U_T}} - 1 \right) (1 - \alpha_I)$$

avec $\alpha_N \neq 1$ et $\alpha_I < 1$, paramètres optimisés lors de la conception du transistor.

On obtient donc :

$$I_{NE} = I_{SBE} \left(e^{\frac{V_{BE}}{U_T}} - 1 \right) \text{ et } I_{NC} = I_{SBC} \left(e^{\frac{V_{BC}}{U_T}} - 1 \right)$$

Ces courants sont représentés sur le modèle complet d'Ebers et Moll figure suivante :

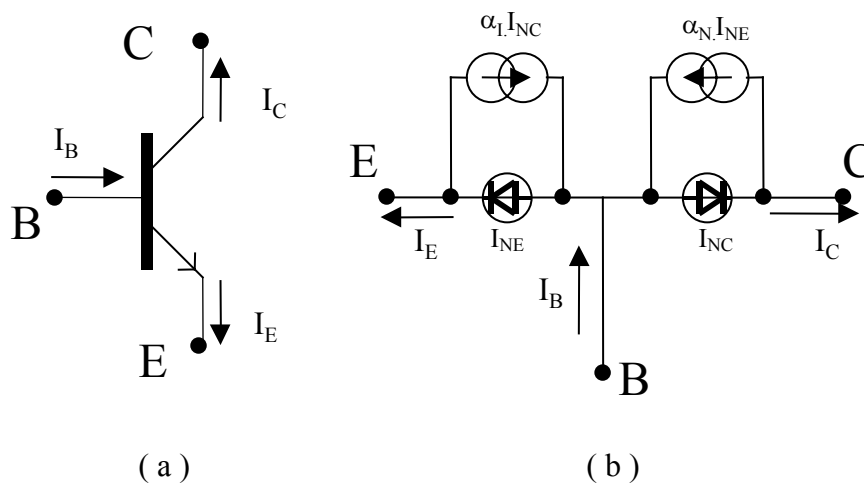


Figure 2 : Modèle d'Ebers et Moll

1.1.1. L'efficacité d'injection et le facteur de transport

Les performances de la jonction émetteur-base sont caractérisées par deux paramètres qui sont l'efficacité d'injection d'électrons et le facteur de transport dans la base.

L'efficacité d'injection notée γ est définie comme le rapport entre le courant d'électrons injectés de l'émetteur vers la base et le courant total de l'émetteur (électrons et trous).

$$\gamma = \frac{I_n}{I_n + I_{pE} + I_{rI}} \quad \text{Équation 9}$$

Si le courant de recombinaison à l'interface émetteur-base I_{rI} est négligeable, l'expression de l'efficacité d'injection devient :

$$\gamma = \frac{I_n}{I_n + I_{pE}} \text{ ou encore } \gamma = \frac{1}{1 + \frac{I_{pE}}{I_n}} \quad \text{Équation 10}$$

Le facteur de transport dans la base noté δ est quant à lui défini comme le rapport du courant d'électrons qui atteignent la jonction base-collecteur et du courant d'électrons qui sont injectés de l'émetteur vers la base.

$$\delta = \frac{I_n - I_{rvB}}{I_n} \quad \text{Équation 11}$$

Un transistor est d'autant plus performant qu'il possède une efficacité d'injection et un facteur de transport élevé, proches de la valeur 1. Cela signifie qu'il faut :

- ✓ Minimiser le courant de recombinaison dans la base, en adoptant une base fine par rapport à la longueur de diffusion des électrons dans cette dernière,
- ✓ Injecter un maximum d'électrons en provenance de l'émetteur à la jonction base-émetteur.

1.1.2. La caractéristique courant-tension en régime statique

A partir du modèle d'Ebers-Moll et en négligeant les effets thermiques, on établit le réseau des caractéristiques représentant le comportement électrique statique du transistor idéal. L'examen de ces réseaux de caractéristiques d'entrée et de sortie se fera donc à partir des équations correspondantes aux configurations dites "émetteur commun" et "base commune". Il s'agit des courbes obtenues en :

- Base commune: $I_E(V_{EB})$ à V_{CB} constante en entrée
 $I_C(V_{CB})$ à I_E constant en sortie

- Emetteur commun: $I_B(V_{EB})$ à V_{CE} constante en entrée
 $I_C(V_{CE})$ à I_B constant en sortie

Nous allons décrire ici le réseau des caractéristiques de sortie en configuration émetteur commun dont un exemple est représenté sur la figure suivante :

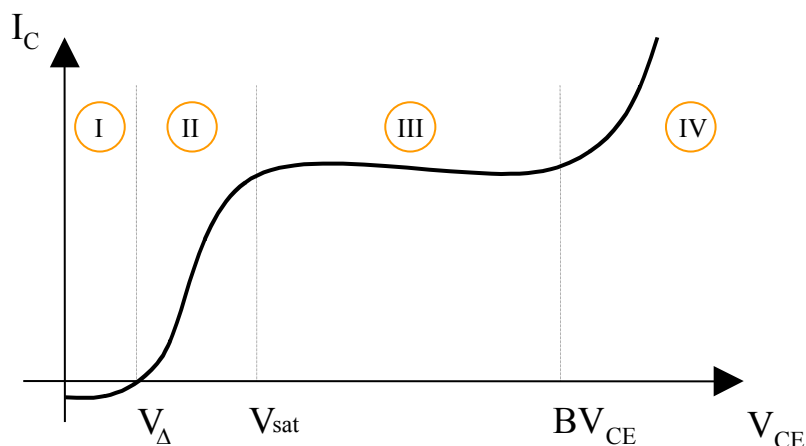


Figure 3 : Allure de la caractéristique courant-tension $I_C = f(V_{CE})$ du transistor bipolaire

Cette caractéristique $I_C(V_{CE})$, peut être analysée simplement, en la scindant en plusieurs zones, à partir des équations générales d'Ebers-Moll. Elle fait apparaître quatre régions distinctes en fonction des polarisations appliquées à l'entrée et à la sortie du transistor.

☛ La région I :

C'est la région où à la fois V_{BE} et V_{BC} sont positives. Les caractéristiques se traçant à courant de base (I_B) constant, une tension non nulle est appliquée sur la base.

A $V_{CE} = 0$ nous avons $V_{EB} = V_{BC}$. Lorsque $0 \leq V_{CE} \leq V_{\Delta}$, les deux jonctions sont polarisées en direct. Toute augmentation de V_{CE} , dans la limite de cette zone, est transmise directement à la base. Le courant collecteur reste négatif. Pour $V_{CE} = V_{\Delta}$, nous avons $I_C = 0$. Le courant d'électrons venant de l'émetteur et le courant de trous venant de la base s'annulent.

☛ La région II, appelée zone de saturation

Dans la zone de saturation, toute augmentation de la tension collecteur-émetteur se traduit à la fois par une augmentation du potentiel de la jonction base-émetteur et une diminution du potentiel de la jonction base-collecteur. Pour V_{CE} augmentant de V_{Δ} à V_{sat} , la valeur de la tension de la jonction base-collecteur diminue pour s'annuler. Ainsi, lorsque $V_{CE} = V_{sat}$, la tension V_{CB} est égale à 0 V.

☛ **La région III : Région où $V_{sat} < V_{CE} < BV_{CE}$, ou zone linéaire**

Dans la zone de fonctionnement linéaire, plus V_{CE} augmente, plus le potentiel de la jonction base-collecteur devient négatif, mais le potentiel de la jonction émetteur-base reste sensiblement constant, fixé par la valeur de I_B . En réalité, le courant collecteur varie légèrement avec la tension émetteur-collecteur en régime normal de fonctionnement sous l'influence simultanée de l'effet Early et des effets thermiques.

☛ **La région IV : Zone de claquage**

Ici $V_{CE} > BV_{CE}$. Dans cette zone, la tension de la jonction base-collecteur, toujours négative, devient très grande en module. Le champ électrique peut atteindre une valeur suffisante pour provoquer l'apparition d'un courant inverse à travers la diode base-collecteur, pouvant conduire à la destruction du transistor.

1.1.3. Les courbes de Gummel

Le facteur d'idéalité et les courants de saturation des jonctions émetteur-base (η_{BE} , I_{SBE}) et base-collecteur (η_{BC} , I_{SBC}) sont mis en évidence à l'aide du diagramme de Gummel (figure 4).

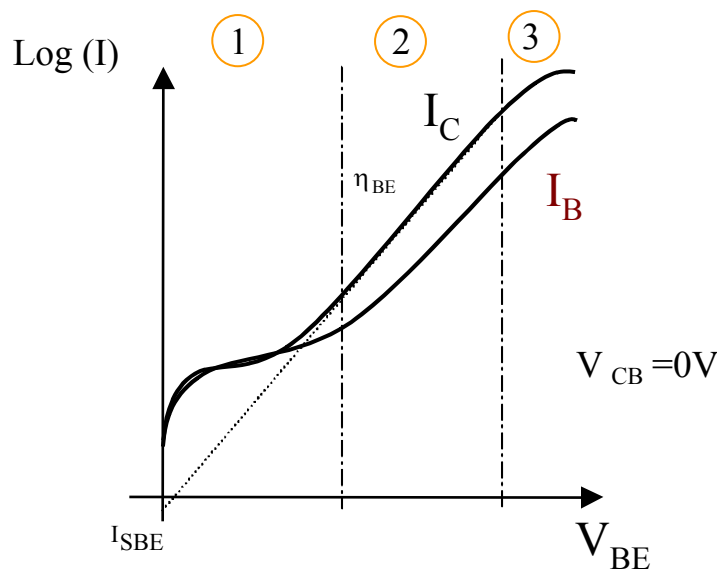


Figure 4 : Courbes de Gummel en fonctionnement direct : Evolution des courants des jonctions en fonction de la tension base-émetteur

Ce diagramme donne l'évolution du courant de collecteur (I_C) et du courant de base (I_B) en échelle logarithmique en fonction de la tension base-émetteur (V_{BE}), ceci à tension base-collecteur fixée (V_{CB}). La courbe du gain statique en montage émetteur commun en fonction du courant I_C est obtenue à partir de cette caractéristique.

Il faut aussi noter que ces caractéristiques en échelle logarithmique permettent de faire apparaître des effets qui se trouvent rejetés à des densités de courant nettement différentes de la densité de courant de fonctionnement située dans la région 2.

☛ **Région 1** : Quand V_{BE} est faible, les courants d'électrons deviennent faibles. I_B et I_C sont alors déterminés par les courants de fuite.

Lors de la réalisation du transistor, le procédé de fabrication a un impact sur la structure intrinsèque ou extrinsèque pouvant dégrader ses performances statiques voire dynamiques. Ainsi, ces courants de fuite sont influencés par :

- La qualité des couches et de leurs interfaces (localisation intrinsèque).
- La contribution néfaste ou bénéfique de certaines étapes de fabrication comme la gravure, l'usinage ionique et la métallisation (localisation extrinsèque).

La mesure des courants de fuite donne donc des informations globales. La difficulté réside dans la distinction entre chaque contribution.

☛ **Région 2** : Le gain en courant croît avec I_C . La pente de la courbe dans cette région est représentative du facteur d'injection.

Nous pouvons déterminer le facteur d'idéalité η_{BE} et le courant de saturation I_{SBE} de la diode base-émetteur dans la zone nominale de fonctionnement à partir de l'équation :

$$I_C = \alpha_N I_{SBE} \left(\exp^{\frac{V_{BE}}{\eta_{BE} U_T}} - 1 \right) \text{ pour } V_{CB} = 0 \text{ V} \quad \text{Équation 12}$$

☛ **Région 3** : Pour les valeurs de V_{BE} élevées, I_C est limité par les résistances séries de l'émetteur, du collecteur et de la base ainsi que par les mécanismes de forte injection comme par exemple l'effet "Kirk".

1.2. Principaux paramètres électriques statiques

1.2.1. La tension de décalage V_Δ

Sur la caractéristique $I_C(V_{CE})$ apparaît à courant collecteur nul une tension V_{CE} non nulle appelée tension de décalage notée V_Δ . D'après le modèle d'Ebers et Moll, la tension V_{CE} a pour expression :

$$V_{CE} = R_C I_C + R_E I_E + \eta_{BE} U_T \ln \left(\frac{I_{NE}}{I_{SBE}} \right) - \eta_{BC} U_T \ln \left(\frac{I_{NC}}{I_{SBC}} \right) \quad \text{Équation 13}$$

et donc

$$V_{CE} = R_C \cdot I_C + R_E \cdot I_E + \eta_{BE} \cdot U_T \cdot \ln \left(1 + \frac{I_E - \alpha_I \cdot I_C}{I_{SBE}(1 - \alpha_I \cdot \alpha_N)} \right) - \eta_{BC} \cdot U_T \cdot \ln \left(1 + \frac{\alpha_N \cdot I_E - I_C}{I_{SBC}(1 - \alpha_I \cdot \alpha_N)} \right)$$

Équation 14

Comme la tension V_{Δ} se calcule à $I_C = 0$, nous avons $I_E = I_B$. En considérant que I_E est très grand devant I_{SBE} et I_{SBC} , et que α_I est faible on obtient l'écriture simplifiée de V_{Δ} :

$$V_{\Delta} = R_E \cdot I_E + \eta_{BE} \cdot U_T \cdot \ln \left(\frac{I_E}{I_{SBE}} \right) + \eta_{BC} \cdot U_T \cdot \ln \left(\frac{I_{SBC}}{\alpha_N \cdot I_E} \right)$$

Équation 15

Lorsque les facteurs d'idéalité des jonctions base-émetteur et base-collecteur ont des valeurs similaires, la tension de décalage est optimisée en réduisant le rapport I_{SBC}/I_{SBE} . On obtient alors pour $\eta_{BE} = \eta_{BC} = 1$:

$$V_{\Delta} \approx R_E \cdot I_B + U_T \cdot \ln \left(\frac{I_{SBC}}{I_{SBE}} \cdot \frac{1}{\alpha_N} \right)$$

Équation 16

Pour des tensions V_{CE} proches de V_{Δ} , la résistance R_E est donnée par :

$$R_E \approx \frac{\Delta V_{CE}}{\Delta I_B}$$

Équation 17

1.2.2. La tension d'Early V_A

Pour un transistor à base relativement fine et à concentration de dopage modérée, la caractéristique de sortie $I_C(V_{CE})$ à I_B constant présente une région linéaire pour laquelle le courant I_C augmente avec la tension V_{CE} . Le prolongement de cette pente à $I_C = 0$ correspond à une tension appelée tension d'Early et notée V_A (figure 5).

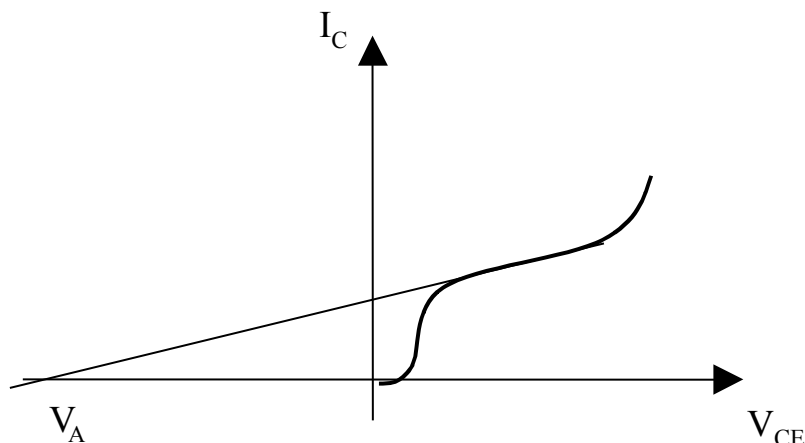


Figure 5 : Mise en évidence de la tension d'Early sur la caractéristique de sortie du transistor

Ce comportement linéaire permet de modéliser l'effet Early par une résistance R_A placée entre collecteur et émetteur ayant pour valeur approchée :

$$R_A \cong \frac{V_A}{I_C} \quad \text{Équation 18}$$

1.2.3. La tension de saturation V_{sat}

La tension de saturation V_{sat} est un paramètre qui revêt autant d'importance sur le plan de la consommation du circuit que la tension de décalage V_A .

A partir des équations générales d'Ebers-Moll, nous pouvons déduire l'expression de la tension de saturation V_{sat} . A $V_{CE} = V_{sat}$ le potentiel de la jonction base-collecteur est par définition nul. Le courant délivré par la jonction base-collecteur est négligeable. On a dans ces conditions :

$$V_{sat} = R_C \cdot I_C + R_E \cdot I_E + \eta_{BE} \cdot U_T \cdot \ln \left(\frac{I_B}{I_{SBE}(1 - \alpha_N)} \right) \quad \text{Équation 19}$$

Pour des courants de polarisation importants, la pente de la caractéristique de sortie $I_C(V_{CE})$ dans la zone de saturation a pour expression :

$$\left. \frac{\Delta V_{CE}}{\Delta I_C} \right|_{I_B = cste} = R_C + R_E \quad \text{Équation 20}$$

1.2.4. La tension de claquage BV_{CE}

La tension de claquage est aussi un paramètre important dans le fonctionnement du transistor puisqu'elle détermine la tension V_{CE} maximale en fonctionnement. Le mécanisme de claquage du transistor intervient lorsque la tension V_{CB} de la jonction collecteur-base devient grande pour créer un champ électrique suffisant dans le collecteur provoquant une augmentation importante du courant inverse.

La tension de claquage est dépendante des matériaux constituant le collecteur. Plus l'épaisseur du collecteur (non intentionnellement dopé) est grande, plus la tenue en tension est élevée.

Si nous notons M le facteur de multiplication du courant d'électrons collectés (I_{nC}), ce coefficient est donné par la relation empirique :

$$M = \frac{I_C}{I_{nC}} = \frac{1}{1 - \left(\frac{V_{CB}}{BV_{CE}} \right)^n} \quad \text{Équation 21}$$

avec n couramment proche de 3 dans les TBH InP [Chau92]

Toujours à partir des équations d'Ebers et Moll et en faisant l'approximation $I_{SBC} \ll I_B$ on obtient l'expression simplifiée du gain en courant en régime de claquage :

$$\frac{I_C}{I_B} = \frac{\alpha_N \cdot M}{1 - \alpha_N \cdot M} \quad \text{Équation 22}$$

1.2.5. Le gain en courant

C'est le paramètre statique le plus important dans les mesures statiques, car le gain caractérise la fonction propre du transistor : l'amplification en courant. On distingue deux paramètres pour caractériser ce gain.

- Le gain en courant en montage émetteur commun :

$$\beta = \frac{I_C}{I_B} \quad \text{Équation 23}$$

- Le gain en courant en montage base commune est défini comme le produit du facteur d'injection et du facteur de transport dans la base :

$$\alpha_N = \frac{I_C}{I_E} = \gamma \cdot \delta \quad \text{Équation 24}$$

Sur la figure 6 représentant β en fonction de la densité de courant collecteur J_C , nous pouvons distinguer trois régions :

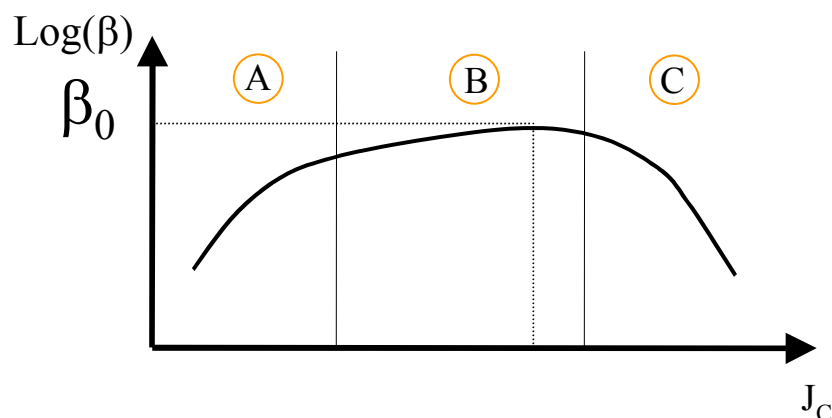


Figure 6 : Allure de l'évolution du gain en courant du montage émetteur commun en fonction de la densité de courant collecteur

☛ **La région A** correspond aux faibles courants : les recombinaisons et/ou les courants de fuites du courant de base sont importants et prédominants.

☛ **La région B** : Dans cette zone, les phénomènes de recombinaison deviennent de plus en plus négligeables et le gain maximum intrinsèque β_0 du transistor est atteint. A partir des équations d'Ebers-Moll, nous obtenons:

$$\frac{I_C}{I_B} = \frac{\alpha_N}{1 - \alpha_N} = \beta_0, \text{ gain maximum intrinsèque du transistor} \quad \text{Équation 25}$$

☛ **La région C** : C'est la région de forte injection. I_C devient suffisamment grand pour provoquer la chute du gain β , en particulier par l'intermédiaire des résistances d'accès ou de l'inversion des populations de porteurs dans la base.

La base est une région du transistor déterminante pour son gain en courant. Plus le dopage de la base augmente, plus le gain du transistor se détériore. Les raisons sont surtout la diminution de la durée de vie des porteurs libres quand le dopage augmente et la faible valeur de la mobilité des électrons quand le dopage de la base est de l'ordre de quelques 10^{19} cm^{-3} . Plus l'épaisseur de la base diminue, plus le gain en courant du transistor augmente. Ceci est lié directement au temps de transit des électrons plus faible dans le cas d'une base de faible épaisseur. Enfin, le gain dépend également de la nature du dopant utilisé dans la base. C'est pourquoi le choix des paramètres technologiques de la base (nature du dopant, concentration de dopage, épaisseur) sera fonction des applications visées et des performances recherchées.

Après avoir décrit le fonctionnement du transistor bipolaire ainsi que les principaux paramètres associés, nous allons présenter le transistor bipolaire à hétérojonction, son fonctionnement, ses performances et la technologie de fabrication associée.

2. Le Transistor Bipolaire à Hétérojonction

La réalisation des transistors bipolaires à hétérojonction n'a été possible qu'à partir des années 70 avec l'apparition de techniques comme l'EJM (*Épitaxie par Jets Moléculaires*), l'EPVOM (*Épitaxie en Phase Vapeur à base d'OrganoMétalliques*) et l'EJC (*Épitaxie par Jets Chimiques*), qui permettent un bon contrôle de la croissance des couches épitaxiales, tant au niveau de l'épaisseur que de la qualité cristalline ou encore du dopage.

Ce composant a été conçu pour travailler à des fréquences supérieures au giga hertz. Ainsi, toute sa structure est optimisée afin de ne pas nuire à ses performances intrinsèques. L'épaisseur de la base est la plus fine possible afin de minimiser le temps de transit et les recombinaisons. Le dopage d'émetteur est relativement faible ce qui minimise le stockage des porteurs permettant ainsi la réduction de la capacité base-émetteur.

Les paramètres de la structure sont adaptés pour une réduction des éléments parasites, en particulier dans la base au moyen d'un fort dopage en vue de réduire la résistance série de base.

Pour obtenir un temps de transit faible et donc des fréquences d'utilisation élevées, on favorise le courant d'électrons, porteurs dont la mobilité est bien supérieure à celle des trous.

2.1. Description du principe de fonctionnement

Le principe de fonctionnement du Transistor Bipolaire à Hétérojonction (TBH) repose sur l'hétérojonction émetteur-base.

Les matériaux d'émetteur et de base sont choisis afin que les différences d'énergie des bandes interdites et des affinités électroniques permettent d'obtenir une discontinuité de bande de valence plus importante que la différence de bande de conduction.

Parallèlement, la loi d'interpolation dite de Vegard utilisée dans l'équation 26 où a est le paramètre de maille permet d'obtenir pour la jonction $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ un accord de maille avec l'InP.

$$a.(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}) = x.a.(\text{InAs}) + (1-x).a.(\text{GaAs}) \quad \text{Équation 26}$$

Le tableau suivant présente les valeurs des discontinuités de bandes d'énergie de conduction et de valence pour 3 couples de matériaux III-V. Le meilleur compromis est obtenu avec l'InP/InGaAs pour lequel $\Delta E_C < \Delta E_V$.

Hétérojonction Émetteur-Base	ΔE_C (eV)	ΔE_V (eV)
InP / $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	0,25	0,34
$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ / $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	0,48	0,24
$\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ / GaAs	0,22	0,15

Tableau 1 : Différences de niveau d'énergie des bandes de conduction (ΔE_C) et de valence (ΔE_V) des hétérojonctions émetteur-base.

L'hétérojonction InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As ainsi formée crée un potentiel de diffusion V_D composé d'une barrière de potentiel vue par les trous V_{Dp} plus importante que la barrière de potentiel vue par les électrons V_{Dn} (figure 7).

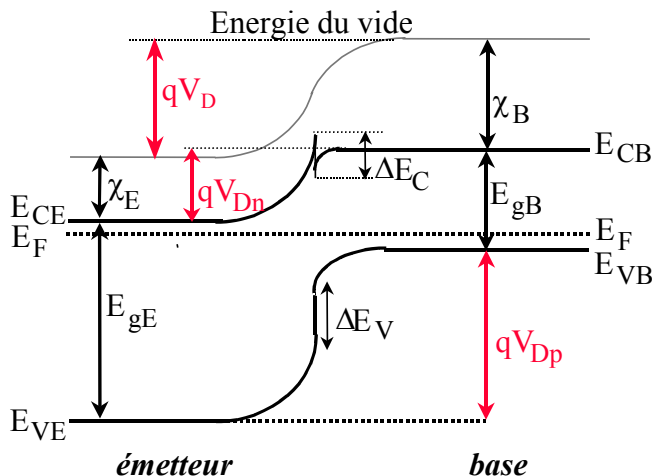


Figure 7 : Schéma de bandes d'énergie de l'hétérojonction émetteur-base d'un TBH NPN

Dans la jonction base-émetteur, le mécanisme de transport loin de l'interface métallurgique est régi par la diffusion. Au niveau de la jonction métallurgique, la barrière de potentiel abaissée par la discontinuité de la bande de conduction limite le mécanisme de diffusion des électrons. Le transport de charges y est régi par deux effets supplémentaires : l'effet thermoionique (passage des électrons au dessus de la barrière) et l'effet tunnel (passage des électrons à travers la barrière).

Lorsque les électrons franchissent cette barrière de potentiel, leur énergie potentielle est convertie en énergie cinétique. Selon l'épaisseur de la base, une fraction des porteurs traversant la jonction émetteur-base parcourt la base en InGaAs sans transférer totalement leur énergie cinétique au réseau. Certains porteurs peuvent traverser la base entière en régime balistique alors que d'autres relaxent partiellement ou totalement leur énergie au réseau. Pour exemple, dans le cas des TBH faisant l'objet de cette étude et ayant une base de 50 nm, la fraction du courant balistique est de 8 % à température ambiante et de 19 % à 77 K alors qu'elle est de 37 % à température ambiante et de 51 % à 77 K pour une base de 20 nm [Tessier98].

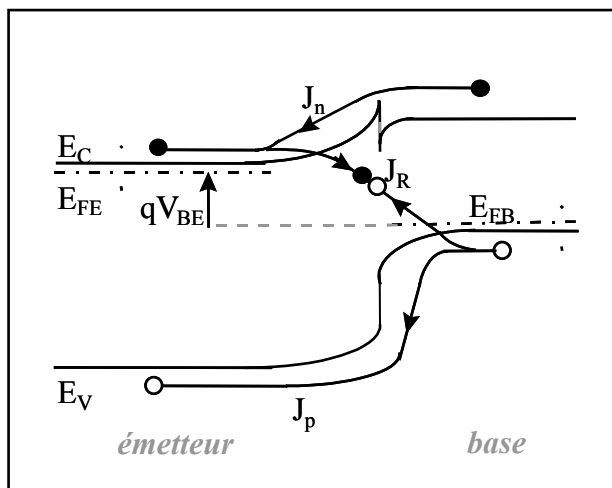
2.2. Paramètres électriques associés au TBH

Après une description rapide du fonctionnement du TBH, nous présentons ici les paramètres électriques qui le distinguent du transistor bipolaire à homojonction. Ces paramètres traduisent le fonctionnement intrinsèque et l'influence des éléments parasites.

- Efficacité d'injection

Puisque les discontinuités de bandes d'énergie entre la base et l'émetteur favorise l'injection d'électrons aux dépens de l'injection de trous, elles minimisent l'influence du rapport des concentrations de dopage d'émetteur et de base .

La figure suivante représente le schéma de bandes d'énergie de l'hétérojonction émetteur-base ainsi que les différentes composantes des courants mis en jeu.



- où :
- J_n est la densité de courant d'électrons injectés de l'émission vers la base,
 - J_p est la densité de courant de trous injectés de la base vers l'émission,
 - J_R est la densité de courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace émission-base.

Figure 8 : Schéma de bandes d'énergie de l'hétérojonction émission-base d'un TBH polarisé en régime de fonctionnement direct : Origine des différentes composantes du courant d'émission

Sachant que le facteur de transport dans la base δ se rapproche de l'unité, le gain en courant β peut s'exprimer sous la forme simplifiée :

$$\beta \approx \frac{\gamma}{1-\gamma} \tag{Équation 27}$$

- La tension de décalage V_{Δ}

Etant donné la nature différente des hétérojonctions base-émission et base-collecteur, cette tension de décalage est loin d'être négligeable (de l'ordre de 0,2 V pour le TBH InP/InGaAs/InP) et a une influence néfaste sur le rendement en puissance de l'amplificateur qu'est le TBH.

- La tension d'Early (V_A)

La contribution aux fréquences maximales de fonctionnement apportée par la base fine (50 nm dans le cas des TBH faisant l'objet de cette étude) est compensée par son très fort dopage ($N_A = 3.10^{19}$ at./cm³) afin de ne pas nuire aux résistances d'accès de base. Or l'extension totale de la zone désertée à la jonction émetteur-base notée W_T est fonction des dopages de base N_A et d'émetteur N_D . Côté base, elle a pour valeur :

$$W_{TB} = \sqrt{\frac{2(V_D - V_{BE})N_D \epsilon_E \epsilon_B}{qN_A} \cdot \frac{1}{(\epsilon_E N_D + \epsilon_B N_A)}} \quad \text{Équation 28}$$

ϵ_B et ϵ_E étant respectivement les permittivités diélectriques des matériaux de base et d'émetteur.

Dans le cas d'un fort dopage accepteur N_A comme c'est le cas pour les TBH étudiés, on est en droit de considérer que W_{TB} ne dépend pas de V_{BE} . La modulation de l'épaisseur de la base est alors très faible si bien que l'effet Early ne se produit pratiquement pas.

- Le gain en courant β

Lorsqu'une tension V_{BE} positive est appliquée aux bornes de l'hétérojonction, les concentrations en porteurs $n(W_{TB})$ dans la base et $p(W_{TE})$ dans l'émetteur sont données par :

$$n(W_{TB}) = N_D \frac{N_{CB}}{N_{CE}} \exp\left(-\frac{q(V_D - V_{BE}) - \Delta E_C}{kT}\right) \quad \text{Équation 29}$$

$$p(W_{TE}) = N_A \frac{N_{VE}}{N_{VB}} \exp\left(-\frac{q(V_D - V_{BE}) + \Delta E_V}{kT}\right) \quad \text{Équation 30}$$

où :

- N_{CB} et N_{CE} représentent la densité d'états effective de la bande de conduction respectivement du matériau de base et d'émetteur,
- N_{VB} et N_{VE} représentent la densité d'états effective de la bande de valence respectivement du matériau de base et d'émetteur,
- W_{TE} représente l'étendue de la zone désertée côté émetteur,
- W_{TB} représente l'étendue de la zone désertée côté base.

Il en résulte que les densités de courant d'électrons J_n et de trous J_p s'expriment par :

$$J_n = q \frac{D_{nB}}{W_B} \frac{N_{CB}}{N_{CE}} N_D \exp\left(\frac{\Delta E_C}{kT}\right) \exp\left(-\frac{q(V_D - V_{BE})}{kT}\right) \quad \text{Équation 31}$$

$$J_p = q \frac{D_{pE}}{L_{pE}} \frac{N_{VE}}{N_{VB}} N_A \exp\left(-\frac{\Delta E_V}{kT}\right) \exp\left(-\frac{q(V_D - V_{BE})}{kT}\right) \quad \text{Équation 32}$$

avec D_{nB} le coefficient de diffusion des électrons dans la base et D_{nE} le coefficient de diffusion des trous dans l'émetteur, L_{pE} la longueur de diffusion des trous dans l'émetteur et W_B la largeur de la base.

Finalement, l'expression du coefficient d'injection fait apparaître un terme exponentiel en ΔE_g (différence d'énergie des bandes interdites entre l'émetteur et la base) qui autorise une grande efficacité d'injection d'émetteur. Le gain en courant a alors la forme suivante :

$$\beta \propto \frac{D_{nB}}{D_{pE}} \frac{L_{pE}}{W_B} \frac{N_{CB} N_{VB}}{N_{CE} N_{VE}} \frac{N_D}{N_A} \exp\left(\frac{\Delta E_g}{kT}\right) \quad \text{Équation 33}$$

La présence du terme exponentiel autorise un degré de liberté qui permet de "surdoper" la base par rapport à l'émetteur. Cela permet, d'une part, la réduction de la résistance de base et d'autre part une diminution de la capacité émetteur-base du fait de l'élargissement de l'extension de la zone de charge d'espace du côté émetteur.

Ces deux avantages, couplés aux faibles temps de transit des électrons dans la base et le collecteur, dus à la faible épaisseur de la première et à l'optimisation du dopage du second déterminent les performances dynamiques des TBH.

Le gain théorique idéal simplifié du TBH pourrait avoir pour expression $\frac{N_D}{N_A} \cdot \frac{\mu_{nB}}{\mu_{pE}} \exp\left(\frac{\Delta E_g}{k.T}\right)$, ce qui donne une bonne idée de l'influence du terme exponentiel sur le gain en courant.

2.3. Le TBH InP dans la famille des transistors bipolaires

Les structures des transistors bipolaires à hétérojonction couramment rencontrées sont représentées dans le tableau suivant :

	TB Si	TBH SiGe	TBH GaAs	TBH InP
Emetteur	Si	Si	AlGaAs ou InGaP	InP ou InAlAs
Base	Si	SiGe	GaAs	InGaAs ou GaAsSb
Collecteur	Si	Si	GaAs	InGaAs ou InP

Tableau 2: Structure standard des transistors bipolaires couramment rencontrés

La technologie TBH SiGe semble intéressante en terme de performances fréquentielles. Cependant, ces transistors ont généralement une tenue en tension relativement faible (de l'ordre de 2V) par rapport aux technologies InP, ce qui limite l'excursion logique et donc l'immunité au bruit.

D'autre part, pour assurer une bonne compatibilité de la technologie SiGe avec les transistors classiques Si, il est impératif que l'émetteur soit polycristallin. Cette dernière contrainte se traduit par une augmentation de la capacité émetteur-base qui limite dans une certaine mesure les fréquences de coupure du transistor.

Les propriétés de transport électronique dans InGaAs sont plus intéressantes que dans le matériau GaAs. En effet, quelques valeurs comparatives sont données dans les tableaux suivants :

	m_e/m_0	E_g (eV)	μ_n (cm ² /V.s)	μ_p (cm ² /V.s)	Conductivité thermique (W/cm.K)
GaAs	0.067	1.42	9200	400	0.65 @ 300 K
Ga _{0.47} In _{0.53} As	0.041	0.75	15000	180	0.05 @ 300 K
InP	0.08	1.35	3530	150	0.45 @ 300 K

Tableau 3 : Quelques paramètres comparatifs des TBH III-V [Ioffe04]

Comparé au TBH AlGaAs/GaAs, le composant sur InP présente les avantages suivants :

- Une faible vitesse de recombinaison en surface du matériau InGaAs, et donc la possibilité de faire des composants à fort gain,
- Une masse effective de l'électron plus faible qui implique une mobilité plus grande à faible champ électrique, et par conséquent un temps de transit dans la base (InGaAs) du TBH InP plus faible,
- La sélectivité de gravure chimique entre l'InP et InGaAs, comme entre GaAs et InGaP, ce que l'on ne trouve pas dans le couple GaAs/AlGaAs.

Les transistors bipolaires à hétérojonction InP/InGaAs présentent donc des potentialités certaines pour la réalisation de circuits ultra rapides à faible consommation, ainsi que pour celle de circuits mixtes et optoélectroniques.

2.4. Applications du TBH

Le TBH InP est destiné aux circuits de communication optique, rentrant aussi bien dans la conception analogique que numérique. Il est principalement utilisé dans les "répéteurs" optiques dont la fonction est la remise en forme du signal dans les réseaux de transmission par fibre optique incluant les fonctions d'émission et de réception optique (figure 9).

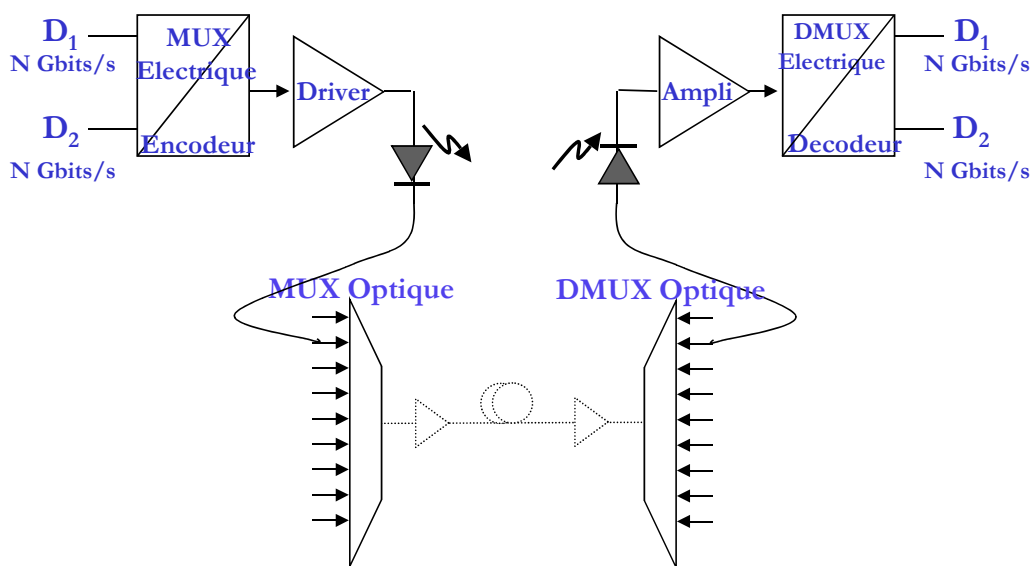


Figure 9 : Schéma de principe d'un réseau de transmission par fibre optique

Le TBH en tête de réception de la fibre optique peut être piloté par une diode PIN laser (figure 10):

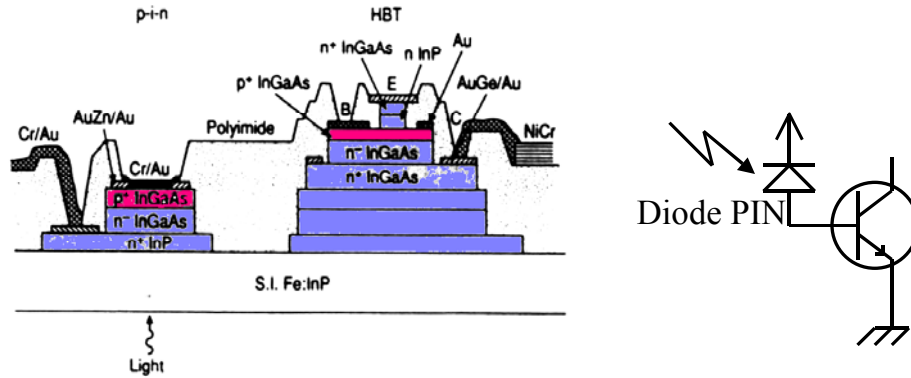


Figure 10 : Schéma d'un circuit monolithique intégrant une diode PIN et un TBH [Chandrasekhar97]

Une contrainte imposée par ce circuit est que le TBH doit autoriser une grande excursion en courant dans la plage de gain constante.

Les transistors des circuits intermédiaires participent aux fonctions d'amplification et de traitement numérique dont les blocs logiques élémentaires sont constitués de paires différentielles (figure 11).

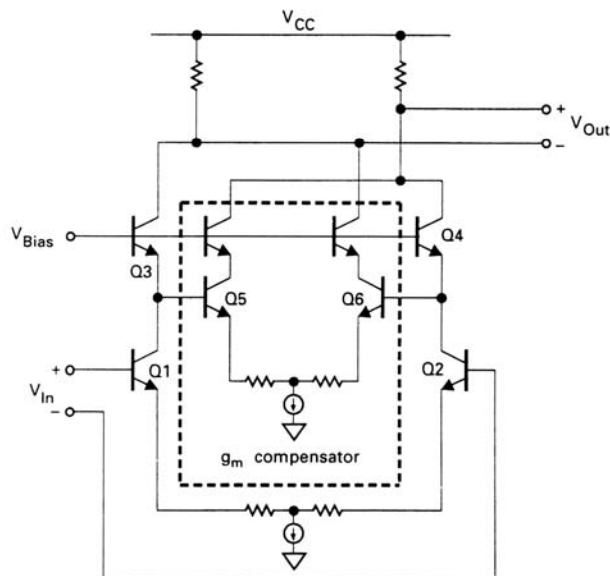


Figure 11 : Exemple de paire différentielle large bande compensée en transconductance réalisée avec des TBH [Yuan99]

Les circuits logiques demandent une tension d'alimentation importante (5 V pour les circuits à base de TBH InP) pour obtenir une marge de bruit suffisante.

Les TBH situés à l'extrémités de la chaîne d'émission pilotent le Modulateur à Electro-Absorption ou Modulateur Electro-Optique (MEA) permettant de contrôler le laser d'émission lorsque la fréquence de fonctionnement est supérieure à 10 GHz sinon le laser est directement piloté par un TBH lorsque la fréquence est inférieure à 10 GHz (figure 12).

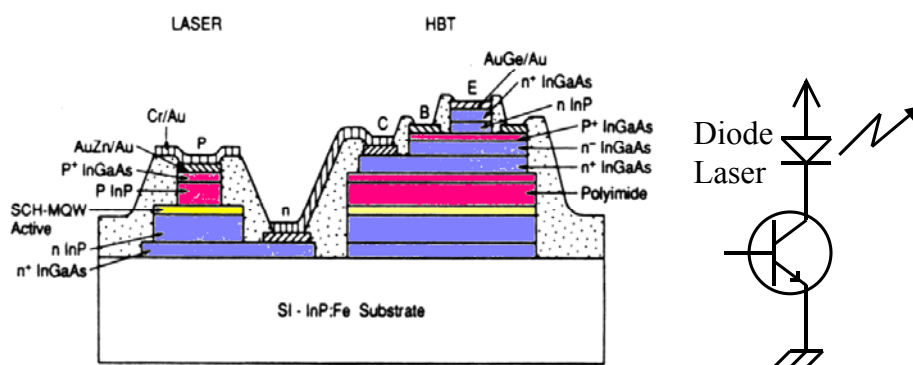


Figure 12 : Schéma d'un TBH et d'une diode laser monolithique [Chandrasekhar97]

Le MEA demande une grande excursion en tension ($> 5 \text{ V}$) alors que le laser demande un fort courant de commande (de l'ordre de 300 mA).

3. Technologie des TBH InP étudiés

Les TBH faisant l'objet de cette étude sont épitaxiés et réalisés sur substrat InP par Alcatel R&I Opto+. Ils sont le résultat d'optimisations technologiques successives afin d'obtenir les performances électriques requises pour les circuits de communications par fibres optiques.

3.1. Description de la structure de couches épitaxiales

Le substrat en InP est rendu semi-isolant par compensation par du fer du dopage non intentionnel. La structure est composée de la superposition d'un collecteur en InP, d'une base en $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ en accord de maille et d'un émetteur en InP. Elle présente donc deux hétérojonctions. La base est fortement dopée au carbone ($> 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) et l'émetteur et le collecteur sont dopés au silicium.

Le transistor intrinsèque est complété par 8 couches supplémentaires soit 11 couches au total. Des couches fortement dopées de type N sont nécessaires pour réaliser les contacts ohmiques émetteur et collecteur. Trois couches sont insérées entre la base et le collecteur intrinsèque. La première, en InGaAs peu dopée appelée espaceur, permet d'abaisser la barrière de potentiel base-collecteur et ainsi minimiser le mécanisme de blocage des

électrons. Deux couches en InGaAsP de fraction molaire de phosphore différente permettent de « lisser » la bande de conduction entre la base à faible largeur de bande interdite et le collecteur en InP.

Le tableau 4 résume la structure des couches épitaxiales décrite précédemment. Le schéma de bandes résultant est représenté figure 13.

Couche TBH	Matériau	Epaisseur (Å)	Dopage (cm ⁻³)
Subtrat : InP :Fe			
Contact collecteur	InP:Si	4000	1.5 x 10 ¹⁹
Contact collecteur	InGaAs:Si	1000	1.5 x 10 ¹⁹
Contact collecteur	InP :Si	500	1.5 x 10 ¹⁹
Collecteur 1	InP	2500	1 x 10 ¹⁶
Collecteur 2	InGaAsP 1.15 eV	200	1 x 10 ¹⁷
Collecteur 3	InGaAsP 0.95 eV	200	1 x 10 ¹⁷
Collecteur 4	InGaAs	400	1 x 10 ¹⁶
Base	InGaAs :C	500	4 x 10 ¹⁹
Emetteur	InP : Si	1500	2 x 10 ¹⁷
Contact émetteur	InP : Si	500	1.5 x 10 ¹⁹
Contact émetteur	InGaAs :Si	1000	1.5 x 10 ¹⁹

Tableau 4 : Description des couches épitaxiales du TBH Opto+

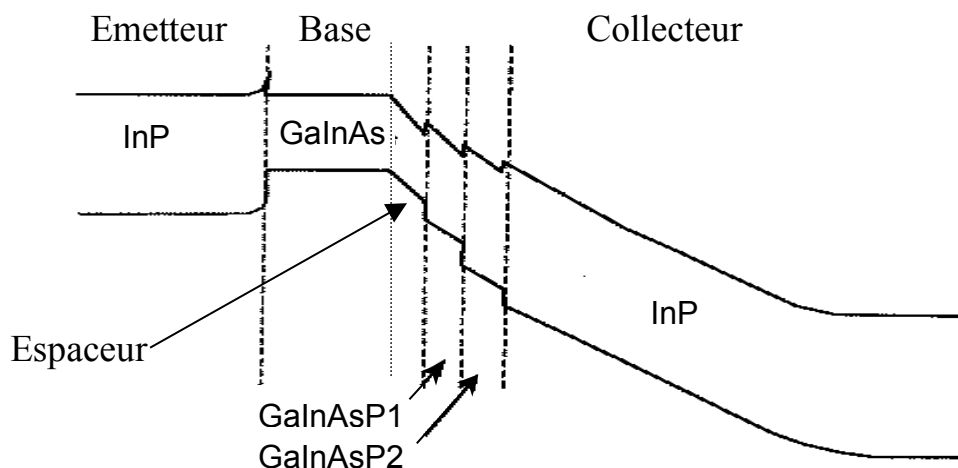


Figure 13 : Allure du schéma de bandes d'énergie des TBH étudiés

3.2. Technologie de fabrication

Les structures de test sont composées de transistors unitaires (figure 14) avec un seul doigt d'émetteur rectangulaire. Ces puces unitaires sont connectées par quatre plots destinés à recevoir des pointes de mesure hyperfréquence.

Les émetteurs des transistors fournis pour cette étude font 2 μm de largeur avec deux longueurs principales d'émetteur, 6 μm et 10 μm . La nomenclature correspondante est respectivement T6RA20 et T10RA20.

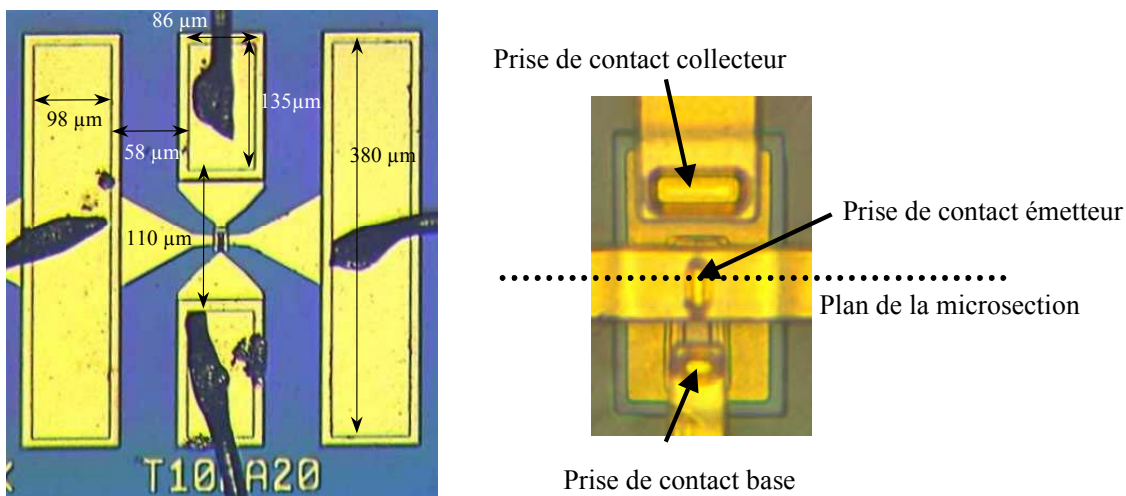


Figure 14 : Vue au microscope optique d'un TBH connecté en motif unitaire

Avant d'être découpés, les substrats sous forme de plaquettes de 2 pouces de diamètre sont amincis par polissage mécanique afin de diminuer leur résistance thermique.

3.2.1. Mode d'intégration

De nombreuses structures existent pour l'intégration des transistors bipolaires. La plus communément utilisée consiste à graver successivement les couches épitaxiales pour réaliser les contacts ohmiques sur les régions émetteur, base et collecteur. C'est la structure en double ou triple mesa qui permet la réduction des résistances d'accès (figure 15).

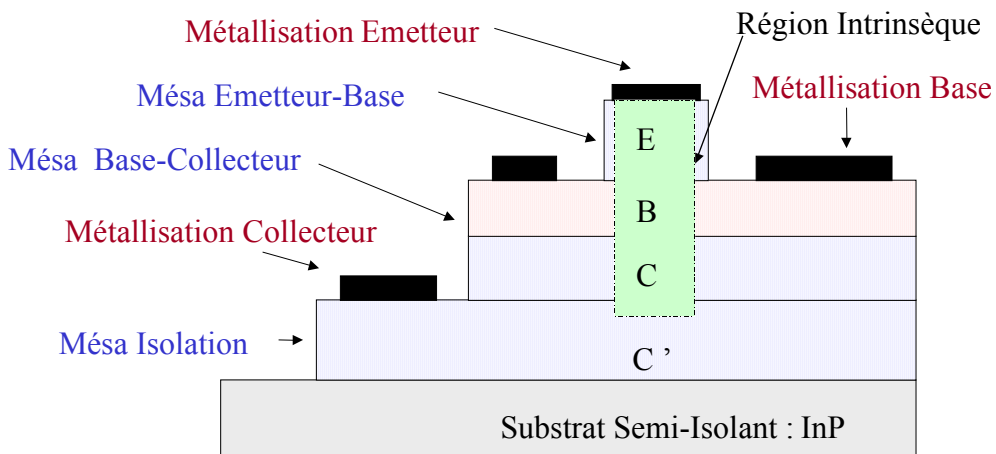


Figure 15 : Représentation schématique d'un TBH en section

Les contacts ohmiques auto-alignés sont réalisés directement sur les couches InGaAs fortement dopées. Plusieurs métallisations sont disponibles, la plus simple en Ti/Au, et également en Ti/Pt/Au et en Pt/Ti/Pt/Au. Après la fabrication de la structure du transistor, un traitement de la surface et des interfaces du composant s'avère nécessaire pour stabiliser les propriétés électriques notamment de la base extrinsèque. Ce traitement appelé passivation est réalisé par dépôt d'une couche de polyimide.

3.2.2. Optimisation technologique

La conception du composant conduit à effectuer des compromis entre les différents paramètres technologiques en vue des performances électriques visées. Cette optimisation du procédé de fabrication constitue une grande partie du savoir-faire d'Opto+ dans la conception et la réalisation des TBH InP [Blayac01].

La figure 17 présente une analyse au microscope électronique à balayage (MEB) d'une microsection d'un TBH InP de largeur d'émetteur 5 μm réalisée dans le plan de coupe indiqué figure 15. Le procédé de préparation de l'échantillon utilisé a été mis au point et réalisé au laboratoire IXL [Saysset96]. Cette vue met clairement en évidence les métallisations Ti/Au, la prise de contact émetteur, les sous gravures émetteur et l'importance des dimensions des sous-gravures collecteur, point clé du procédé de fabrication.

La base comporte une gradualité en Indium permettant une accélération des porteurs par champ électrique induit afin de minimiser le temps de transit ainsi que les recombinaisons en surface. Des sous-gravures sont réalisées pour les jonctions base-collecteur et base-émetteur (figure 16). La sous-gravure de l'émetteur est nécessaire pour permettre l'auto-alignement du contact de base sur l'émetteur mais ne se justifie pas pour l'amélioration des performances du dispositif. Elle contribue plutôt à diminuer les performances en fréquence. Sa longueur est minimisée à 300 nm environ. La sous-gravure de collecteur est maximisée car elle a une influence importante sur les performances en fréquence. Sa taille maximale est limitée par le gain statique minimum admissible.

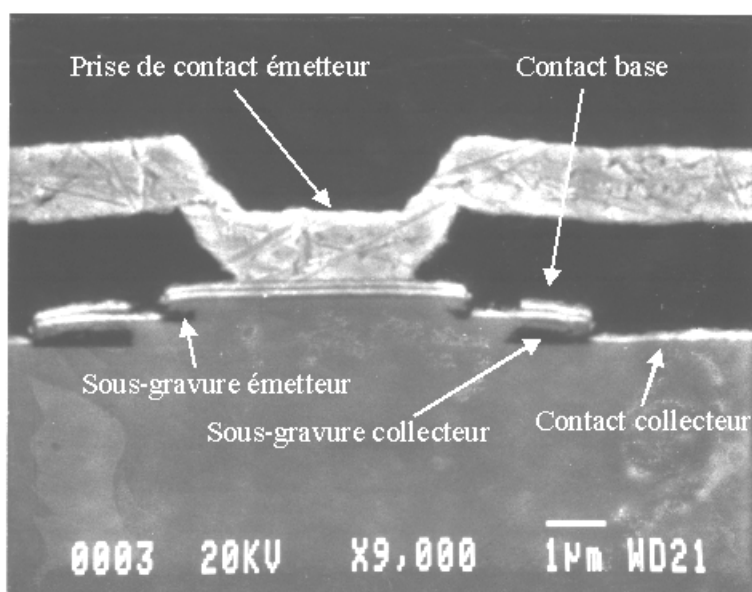


Figure 16 : Observation au Microscope Electronique à Balayage (MEB) d'une micro-section d'un TBH

La longueur de l'émetteur ainsi que son épaisseur doivent être faibles pour conserver une fréquence maximale d'oscillation optimale.

L'épaisseur du collecteur bien que favorable à une tension de claquage élevée diminue les performances en fréquence. En effet, l'épaisseur du collecteur règle le compromis temps de transit / capacité base-collecteur. Il est alors préférable d'utiliser des collecteurs fins pour obtenir des courants de sortie élevés tant que la tension de claquage n'en souffre pas.

La largeur du contact de base doit être réduite pour limiter la valeur de la capacité du polyimide de planarisation. Les dimensions du plot de base doivent être réduites, ou mieux, le plot peut être isolé du transistor (figure 17), ce qui n'est pas le cas des composants étudiés ici.

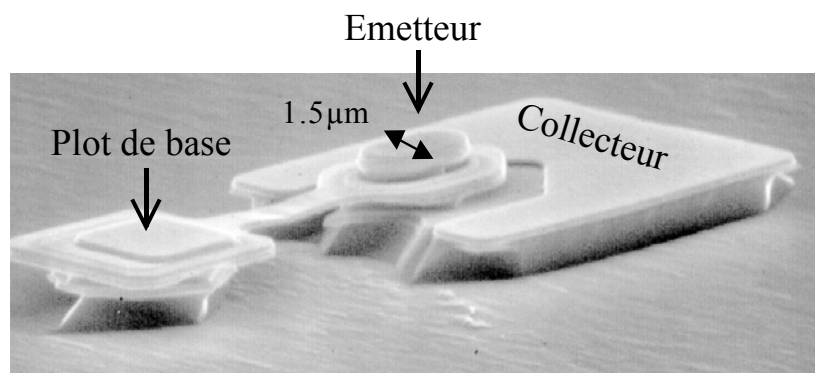


Figure 17 : Observation au MEB d'un TBH comportant un plot de base reporté

Afin de mieux appréhender les mécanismes physiques spécifiques mis en jeu dans le TBH InP, les composants ont fait l'objet d'une étude par la simulation physique.

4. Simulation physique des TBH étudiés

La simulation physique permet de mieux appréhender et quantifier les mécanismes de transport des porteurs dans le transistor. Elle permet en particulier d'effectuer des comparaisons avec les mesures électriques ainsi qu'avec les simulations électriques obtenues à partir de modèles électriques tels que SPICE. Les simulations physiques des TBH InP/InGaAs faisant l'objet de cette étude sont effectuées à l'aide du logiciel GENESISe commercialisé par ISE. Il est constitué d'un ensemble d'outils permettant la simulation électrothermique d'un dispositif semi-conducteur. Le dispositif réel est représenté dans le simulateur par une structure dont les propriétés physiques sont discrétisées en chaque nœud d'un maillage non uniforme. Il est possible de travailler sur des structures en 1, 2 ou 3 dimensions. Dans notre cas, nous utilisons la simulation en 2 dimensions.

Le simulateur résout ainsi pour chaque nœud du maillage un système d'équations différentielles partielles correspondant aux lois physiques préalablement définies.

La représentation des résultats se fait au moyen d'outils logiciels particuliers tels que TECPLOT pour la représentation d'une grandeur physique en chaque point de la structure étudiée et INSPEC pour la représentation des résultats tels que les réseaux courant-tension. Par exemple, le schéma de bandes d'énergie dans une coupe de la structure est visualisé au moyen de TECPLOT.

4.1. Equations fondamentales

Les équations fondamentales suivantes utilisées par ISE sont extraites du manuel utilisateur ISE-DESSIS [Dessis7.0].

4.1.1. Equation de Poisson

L'équation de Poisson relie la densité de charges au potentiel électrostatique.

$$\text{div}(\varepsilon \vec{\nabla} \psi) = -\rho \quad \text{Équation 34}$$

où ε est la permittivité du semi-conducteur considérée comme constante, ψ est le potentiel électrostatique et ρ est la densité de charges.

La densité locale de charges est la somme des contributions de toutes les charges fixes (impuretés dopantes ionisées : N_A , N_D) et mobiles (électrons n et trous p).

$$\rho = q(N_D - N_A + p - n) \quad \text{Équation 35}$$

avec q la charge élémentaire $q = 1.6 \times 10^{-19}$ C.

On obtient le champ électrique par le gradient du potentiel.

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} \psi \quad \text{Équation 36}$$

4.1.2. Equations de continuité des densités de porteurs

Ces équations décrivent la continuité du flux de porteurs.

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{1}{q} \text{div}(\vec{J}_n) + G_n - R_n \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= -\frac{1}{q} \text{div}(\vec{J}_p) + G_p - R_p \end{aligned} \quad \text{Équation 37}$$

Où n et p sont les concentrations d'électrons et de trous, \vec{J}_n et \vec{J}_p les densités de courant, G_n et G_p les taux de génération et R_n et R_p les taux de recombinaison de porteurs libres, respectivement électrons et trous.

4.2. Equations de transport

4.2.1. Modèle dérive-diffusion

Le modèle dérive-diffusion modélise le transport des porteurs comme leur dérive sous l'influence du champ électrique et la diffusion des porteurs due au gradient de leur densité. Les équations des densités de courant associées sont les suivantes :

$$\begin{aligned}\vec{J}_n &= q.n.\mu_n.\vec{E} + q.D_n.\vec{\nabla}n \\ \vec{J}_p &= q.p.\mu_p.\vec{E} - q.D_p.\vec{\nabla}p\end{aligned}\tag{Équation 38}$$

Avec μ_n et μ_p les mobilités des porteurs et D_n et D_p les coefficients de diffusion, reliés entre eux par l'équation d'Einstein :

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{k.T_l}{q}\tag{Équation 39}$$

avec T_l température du réseau cristallin

Ceci nous conduit à une deuxième formulation des densités de courant :

$$\begin{aligned}\vec{J}_n &= q.n.\mu_n.\vec{E} + \mu_n.k.T_l.\vec{\nabla}n \\ \vec{J}_p &= q.p.\mu_p.\vec{E} - \mu_p.k.T_l.\vec{\nabla}p\end{aligned}\tag{Équation 40}$$

Ces équations dérivent de l'équation de Boltzmann. Cependant, elles ne suffisent pas pour simuler les structures bipolaires étudiées dans la mesure où :

- Certaines couches sont très fines, en particulier la base dont l'épaisseur est de l'ordre de 50 nm,
- Les variations du champ électrique peuvent être importantes, en particulier en raison des discontinuités d'énergie dues aux hétérojonctions.

4.2.2. Modèles hydrodynamiques

Pour les raisons citées plus haut, la simulation du comportement électrique du TBH InP requiert des modèles qui prennent en compte l'énergie des porteurs : il s'agit des modèles hydrodynamiques qui dérivent également de l'équation de Boltzmann.

Le premier modèle fut proposé par Stratton [Stratton62]. Il en formule les principales équations en considérant que :

- la fonction de distribution des électrons est de type Maxwell-Boltzmann,
- la structure de bandes d'énergie des matériaux est parabolique,
- les mécanismes de génération-recombinaison sont négligeables.

Il introduit la notion de température d'un porteur libre. En effet, quand les porteurs ont une vitesse de dérive très importante, leur énergie cinétique devient supérieure à leur énergie thermique. On peut alors leur associer de façon formelle une température supérieure à celle du réseau. Ces porteurs peuvent ainsi franchir une barrière de potentiel par effet thermoïonique ou par effet tunnel. L'utilisation de ce modèle se justifie donc pour la simulation du TBH InP étudié ici car la structure est composée de plusieurs hétérojonctions et comporte donc plusieurs discontinuités de bandes d'énergie.

On introduit ainsi deux nouvelles variables dans le système qui sont la température des électrons (T_n) et la température des trous (T_p). La formulation des équations de transport devient la suivante :

$$\begin{aligned}\vec{J}_n &= q.n.\mu_n.\vec{E} + \mu_n.k.T_n.\vec{\nabla}n + n.k.\mu_n.\vec{\nabla}T_n + n.k.\mu_n.T_n.\vec{\nabla}\ln\mu_n \\ \vec{J}_p &= q.p.\mu_p.\vec{E} - \mu_p.k.T_p.\vec{\nabla}p - p.k.\mu_p.\vec{\nabla}T_p - p.k.\mu_p.T_p.\vec{\nabla}\ln\mu_p\end{aligned}\tag{Équation 41}$$

Les deux premiers termes sont identiques au modèle dérive-diffusion en considérant la température des porteurs au lieu de la température du réseau. Le troisième et le quatrième terme expriment une dépendance spatiale de la température des porteurs. Il vient alors aussi deux équations de conservation de l'énergie moyenne des porteurs.

$$\begin{aligned}\frac{\partial W_n}{\partial t} + \nabla.\vec{S}_n &= \vec{J}_n.\vec{E} + \left. \frac{dW_n}{dt} \right|_{Coll} \\ \frac{\partial W_p}{\partial t} + \nabla.\vec{S}_p &= \vec{J}_p.\vec{E} + \left. \frac{dW_p}{dt} \right|_{Coll}\end{aligned}\tag{Équation 42}$$

W_n et W_p étant la densité volumique de puissance respectivement des électrons et des trous et \vec{S}_n et \vec{S}_p les flux d'énergie transportée respectivement par les électrons et les trous.

Le dernier terme de ces équations correspond à la densité de puissance perdue par les porteurs lors de collisions qui représentent autant d'interactions avec les autres porteurs, des impuretés ionisées ou le réseau cristallin.

La problématique consiste à trouver une expression de ce terme correspondant le plus fidèlement possible à la réalité physique. L'approche qui semblerait correspondre le mieux à notre cas est donnée par K. Blotekjaert [Blotekjaert70]. Elle consiste à introduire un temps moyen de relaxation de l'énergie des porteurs (τ_n et τ_p) qui englobe toutes les interactions. De plus, afin de tenir compte des mécanismes de recombinaison, on introduit un terme supplémentaire qui restreint ainsi les hypothèses de Stratton.

$$\begin{aligned}\frac{3.k}{2}.\frac{\partial(n.T_n)}{\partial t} + \nabla.\vec{S}_n &= \vec{J}_n.\vec{E} + \frac{3.k}{2}\left(R_n.T_n + n.\frac{T_l - T_n}{\tau_n}\right) \\ \frac{3.k}{2}.\frac{\partial(p.T_p)}{\partial t} + \nabla.\vec{S}_p &= \vec{J}_p.\vec{E} + \frac{3.k}{2}\left(R_p.T_p + p.\frac{T_l - T_p}{\tau_p}\right)\end{aligned}\tag{Équation 43}$$

Avec les flux d'énergie transportés \vec{S}_n et \vec{S}_p qui s'expriment par :

$$\vec{S}_n = -\kappa_n \cdot \nabla \bar{T}_n - \frac{5}{2} \cdot \frac{kT_n}{q} \cdot \vec{J}_n$$

$$\vec{S}_p = -\kappa_p \cdot \nabla \bar{T}_p - \frac{5}{2} \cdot \frac{kT_p}{q} \cdot \vec{J}_p$$

Équation 44

avec κ_n et κ_p s'exprimant sous la forme suivante :

$$\kappa_n = \left(\frac{5}{2} + C_n \right) \cdot \frac{k^2}{q} \cdot T_n \cdot \mu_n \cdot n$$

$$\kappa_p = \left(\frac{5}{2} + C_p \right) \cdot \frac{k^2}{q} \cdot T_p \cdot \mu_p \cdot p$$

Équation 45

C_n et C_p étant des constantes.

Les équations générales (équations 34 à 45) constituent le point de départ de la simulation et font l'objet d'une résolution numérique.

4.3. Schéma de bandes d'énergie

4.3.1. Propriétés des matériaux composés

Le logiciel calcule les paramètres des matériaux composés par interpolation entre les paramètres des matériaux d'ordre inférieur. La figure 18 présente la largeur de la bande interdite en fonction du paramètre de maille pour les principaux alliages utilisés pour les composants III-V.

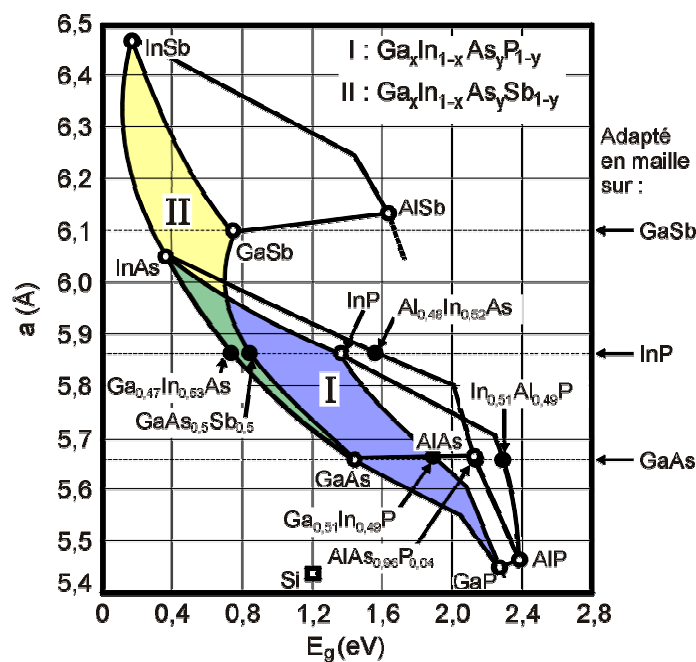


Figure 18 : Valeur du paramètre cristallin en fonction de bande interdite des principaux alliages utilisés pour les composants III-V

Les paramètres des composés ternaires sont calculés à partir des paramètres des deux composés binaires correspondants et pour les composés quaternaires, on considère les quatre composés ternaires associés. A partir de ce calcul, les grandeurs physiques telles que la mobilité, la valeur de la bande interdite et l'affinité électronique sont définies sous la forme d'une équation paramétrée par le paramètre P. Pour chaque matériau, une valeur du paramètre P peut être saisie par l'utilisateur dans le fichier de paramètres. Si aucune valeur n'est saisie, le paramètre P est calculé par interpolation à partir des fractions molaires données lors de la définition des matériaux qui constituent le composant.

Voici deux exemples de calcul du paramètre P :

1° - Calcul du paramètre P pour le matériau ternaire Ga(x)In(1-x)As :

$$P(\text{InGaAs}) = x \cdot (\text{GaAs}) + (1-x) \cdot (\text{InAs}) \tag{Équation 46}$$

avec x la fraction molaire de gallium

2° - Calcul du paramètre P pour le matériau quaternaire Ga(x)In(1-x)As(y)P(1-y) :

$$P(\text{GaInAsP}) = \frac{x(1-x)(yP(\text{InAsP}) + (1-y)P(\text{GaAsP})) + y(1-y)(xP(\text{GaInP}) + (1-x)P(\text{GaInAs}))}{x(1-x) + y(1-y)} \tag{Équation 47}$$

avec y la fraction molaire d'arsenic

En ce qui concerne les matériaux Ga(x)In(1-x)As(y)P(1-y) utilisés dans les TBH étudiés, ils sont en accord de maille avec In_{0,53}Ga_{0,47}As. L'expérience prouve qu'il est préférable de fixer les valeurs des paramètres du matériau plutôt que de sélectionner l'interpolation dans le logiciel.

La figure 19 présente l'énergie de bande interdite pour tous les matériaux du système Ga(x)In(1-x)As(y)P(1-y) en fonction de x et y. Les matériaux InGaAs et InGaAsP employés dans les TBH étudiés y sont reportés.

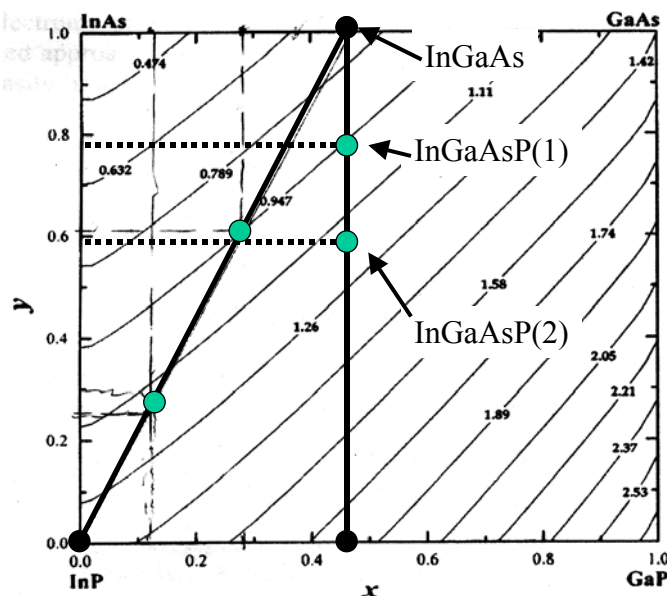


Figure 19 : : Représentation de l'énergie de bande interdite pour tous les matériaux du système Ga(x)In(1-x)As(y)P(1-y) [Ioffe04]

Le matériau $\text{In}_{(1-x)}\text{Ga}_x\text{As}$ avec $x=0,47$ pour lequel $E_G=0,75$ eV est employé dans la base et les contacts. Les matériaux $\text{In}_{(1-x)}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{(1-y)}$ avec $x=0,47$ et $y=0,776$ pour lequel $E_G=0,95$ eV et $y=0,582$ pour lequel $E_G=1,15$ eV sont employés dans le collecteur.

Le schéma de bandes d'énergie simulé à l'équilibre thermodynamique pour les TBH InP est le suivant :

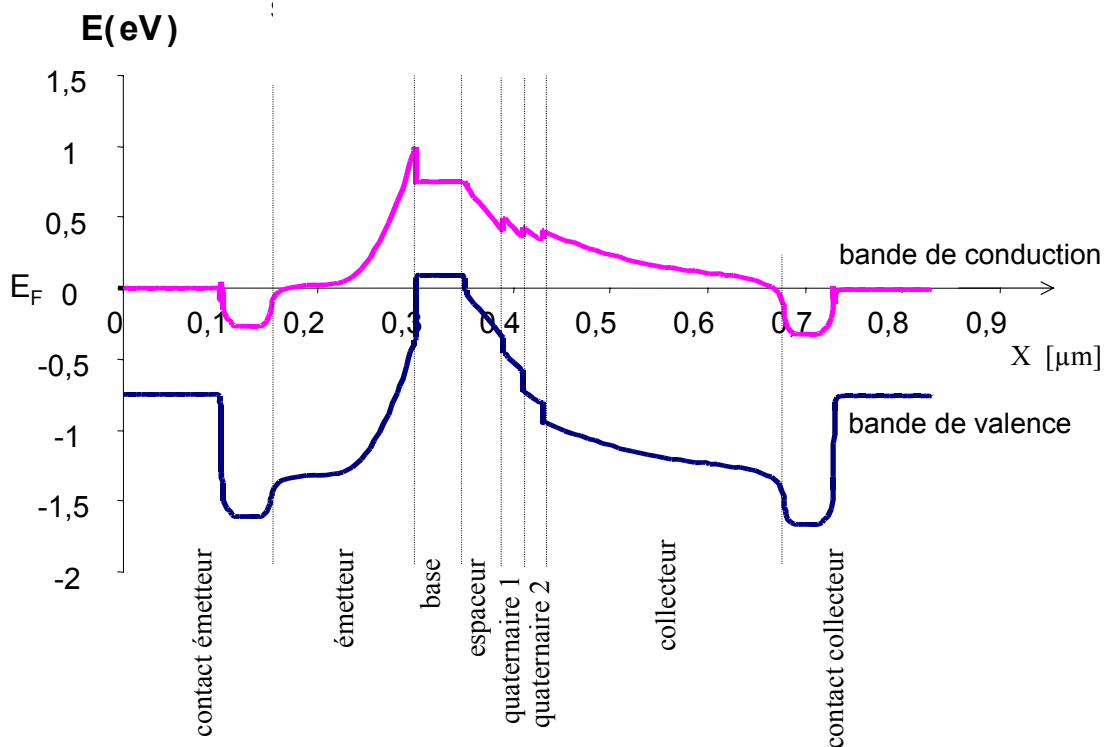


Figure 20 : Schéma de bandes d'énergie d'un TBH InP/InGaAs simulé à l'équilibre thermodynamique

Ce schéma de bandes d'énergie fait clairement apparaître les discontinuités de la bande de conduction et de la bande de valence à l'interface base-émetteur ainsi que l'évolution des bandes d'énergie dans le collecteur graduel.

- Champ électrique induit dans la base graduelle

En jouant sur la fraction molaire d'indium $(1-x)$, il est possible de faire varier graduellement la largeur de bande interdite dans la base de E_{G0} près de l'émetteur à $E_{G0}-\Delta E_G$ près du collecteur. Dans le cas d'un fort dopage accepteur, la bande de valence reste pratiquement plate alors que la bande de conduction présente un gradient égal à $\Delta E_G/W_B$, W_B étant l'épaisseur de la base. Ce gradient d'énergie constitue un champ électrique permettant une dérive des électrons à travers la base s'ajoutant au mécanisme de diffusion [Ho89].

A dopage constant, la densité de courant générée par la « gradualité » de la bande interdite est donnée par [Yuan99]:

$$J_n = -\frac{qD_n}{N_A} n_{i0}^2 \frac{qE_B}{kT} \frac{\exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right)}{\exp\left(-\frac{qE_B W_B}{kT}\right) - 1} \quad \text{Équation 48}$$

avec E_B l'énergie formée par la hauteur de la gradualité de la bande interdite

Une autre possibilité consiste à générer le champ électrique induit dans la base par un dopage graduel. Un profil de dopage exponentiel génère ainsi un champ électrique constant ayant pour expression : [Mathieu90]

$$E = \frac{U_T}{W_B} \log\left(\frac{N_{AE}}{N_{AC}}\right) \quad \text{Équation 49}$$

N_{AE} étant la concentration de dopage à la jonction base-émetteur et N_{AC} étant la concentration en dopants à la jonction base-collecteur

4.3.2. Rétrécissement de la hauteur de bande interdite

Les impuretés dopantes induisent des niveaux discrets donneurs ou accepteurs dans la bande interdite respectivement proches de la bande de conduction et de la bande de valence. Quand les dopages sont très importants, ces niveaux discrets forment un continuum de niveaux permis situé à quelques dizaines de meV au-dessous de la bande de conduction et au-dessus de la bande de valence respectivement de type N et P [Lopez-Gonzales97]. Ceci peut se traduire à la fois par un rétrécissement de la bande interdite et par une augmentation de l'affinité électronique. Ce mécanisme est aussi appelé « Bandgap Narrowing » (BGN) (figure 21).

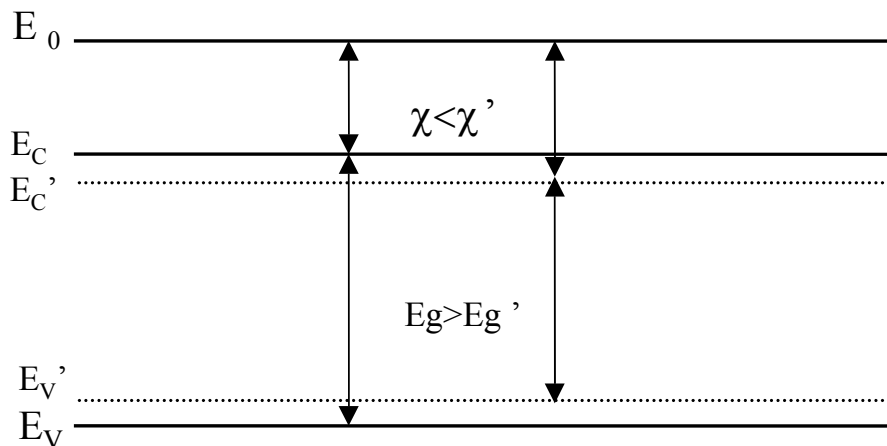


Figure 21 : Rétrécissement de la hauteur de bande interdite : « Bandgap Narrowing » (BGN)

Le BGN est un paramètre critique dans les transistors bipolaires à hétérojonction dans la mesure où la bande interdite du matériau de base influence directement l'injection des porteurs et par conséquent le gain en courant.

4.3.3. Densité intrinsèque de porteurs

La densité intrinsèque de porteurs n_i est la densité de porteurs dans le semi-conducteur non dopé (intrinsèque). Le calcul de n_i se fait à partir des densités d'états dans la bande de conduction (N_C), dans la bande de valence (N_V) et de la valeur de la bande interdite E_g par la relation suivante :

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT_l}\right) \quad \text{Équation 50}$$

Les densités d'états dans les bandes de conduction et de valence sont dépendantes de la température. Elles peuvent être déduites des masses effectives des électrons et des trous par la relation provenant de la statistique de Boltzmann :

$$N_C = K \left(\frac{m_e^*}{m_0}\right)^{3/2}$$
$$N_V = K \left(\frac{m_h^*}{m_0}\right)^{3/2} \quad \text{Équation 51}$$

$$\text{avec } K = 2 \left(\frac{2\pi m_0 k T_l}{h^2}\right)^{3/2} = 2,6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3} \text{ à } 300K$$

avec m_0 la masse de référence de l'électron, m_e^* étant la masse effective des électrons et m_h^* la masse effective des trous.

Les semiconducteurs III-V présentent plusieurs vallées dans leur structure de bandes d'énergie et la masse effective des porteurs libres est différente selon les vallées considérées. A titre d'exemple, la structure de bandes de l'InP est représentée figure 22 sachant que les autres semi-conducteurs utilisés ont une structure similaire.

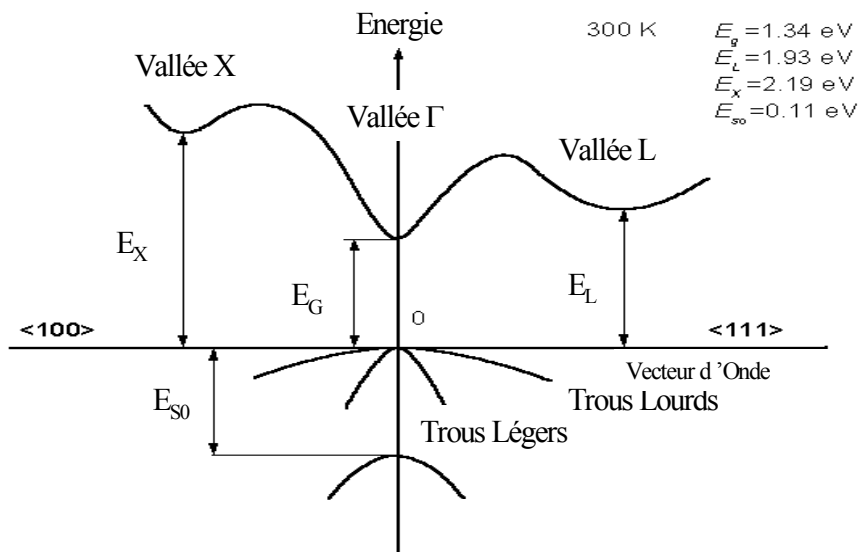


Figure 22 : Structure de bandes d'énergie de l'InP selon [Ioffe04]

En fonction de son énergie, un porteur initialement dans la vallée principale Γ a une probabilité de transférer dans une vallée latérale. Ceci est pris en compte implicitement dans le calcul de la dépendance à fort champ électrique de la mobilité. On utilisera la valeur de la masse effective dans la vallée Γ pour les électrons et la valeur de la masse effective des trous légers pour les trous.

Il est nécessaire de décider si on effectue le calcul du schéma de bandes d'énergie avec la statistique de Boltzmann ou celle de Fermi Dirac. Ainsi la fonction de répartition de Fermi-Dirac est la suivante :

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)} \tag{Équation 52}$$

Avec E_F l'énergie du niveau de Fermi. Si $E - E_F \gg kT$ cette expression peut se simplifier par :

$$f(E) \approx \exp\left(\frac{E_F - E}{k.T}\right) \tag{Équation 53}$$

C'est la statistique de Maxwell-Boltzmann.

Dans le cas de forts dopages N ou P, E_F est très proche de E_c ou E_v et par conséquent la statistique de Maxwell-Boltzmann ne peut s'appliquer pour calculer la densité d'électrons dans la bande de conduction ou la densité de trous dans la bande de valence. Par conséquent, nous utilisons la statistique de Fermi Dirac qui est beaucoup plus complexe du point de vue calcul et par conséquent requiert plus de temps de simulation.

4.4. Mécanismes de transport et paramètres physiques

4.4.1. Modèles de mobilité

La mobilité des porteurs traduit la dépendance de la vitesse de dérive v des porteurs vis à vis du champ électrique E .

$$\vec{v} = \mu \cdot \vec{E}$$

Équation 54

La mobilité est un paramètre difficile à modéliser car elle dépend de la température, du dopage, du champ électrique et donc de la température des porteurs dans le cadre du modèle hydrodynamique. En réalité, la vitesse des porteurs n'est pas une fonction linéaire selon le champ électrique appliqué. On assiste à une limitation de sa valeur à fort champ, c'est le mécanisme de saturation.

Dans le cas des matériaux composés, la structure de bandes d'énergie permet aux porteurs d'effectuer leur déplacement dans différentes vallées selon la valeur du champ électrique appliqué et donc l'énergie cinétique du porteur [Sotoodeh00]. La différence de masse effective affecte alors la mobilité (figure 23).

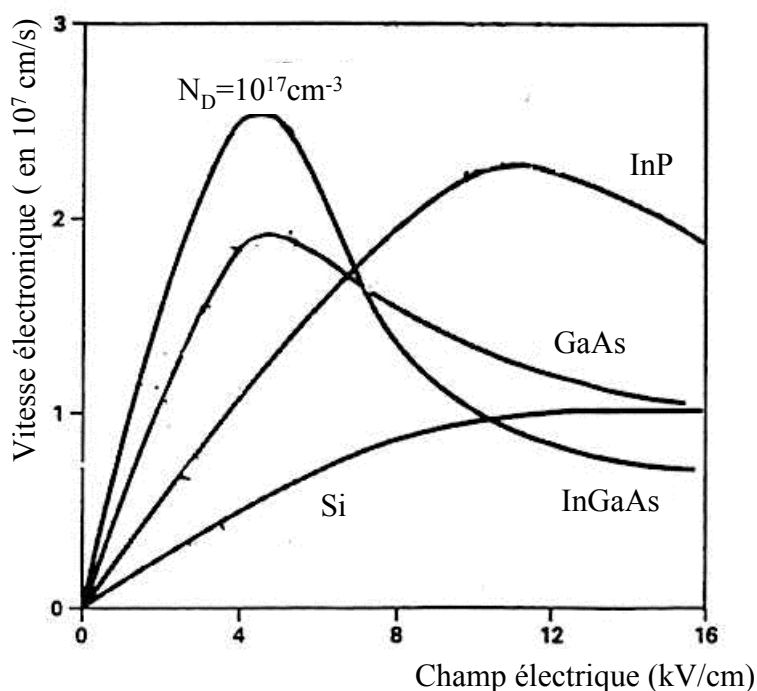


Figure 23 : Variation de la vitesse des électrons en fonction du champ électrique pour différents matériaux semiconducteurs

Ce mécanisme est modélisé dans le logiciel de simulation par une variation de la mobilité en E^4 .

$$\mu_C(E) = \frac{\mu_{low} + \left(\frac{v_{sat}}{E}\right) \left(\frac{E}{E_0}\right)^4}{1 + \left(\frac{E}{E_0}\right)^4} \quad \text{Équation 55}$$

- E : Champ électrique
- E_0 : Champ électrique critique
- V_{sat} : Vitesse de saturation des porteurs
- μ_{low} : Mobilité à faible champ électrique

4.4.2. Temps moyen de relaxation de l'énergie

Le temps moyen de relaxation de l'énergie est un paramètre important du modèle hydrodynamique. En première approximation, il est considéré comme constant. On s'aperçoit néanmoins que, dans le cas de structures à hétérojonctions, cette approximation est parfois bien trop grossière pour obtenir une simulation fidèle. En effet, ce temps est fortement dépendant de l'énergie du porteur considéré.

Pour les semi-conducteurs III-V, la représentation du temps de relaxation en fonction de l'énergie du porteur est couramment assimilée à une gaussienne [Palankovski00] (figure 24).

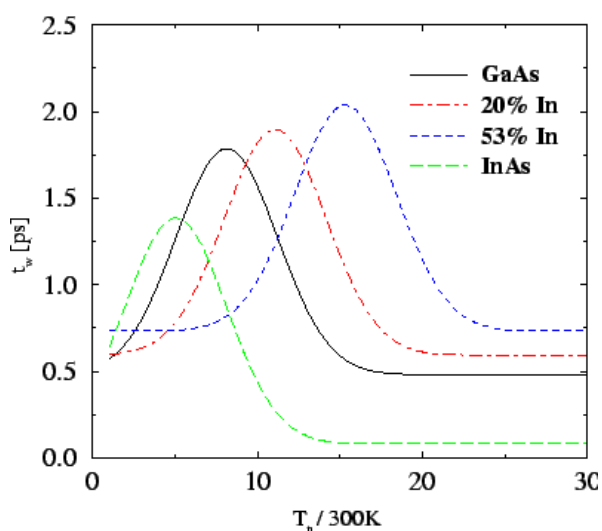


Figure 24 : Temps moyen de relaxation de l'énergie d'un électron en fonction de son énergie relative à l'énergie thermique

Malgré l'épaisseur réduite de la base, il semble néanmoins que les grandeurs de temps moyen de relaxation de l'énergie restent suffisamment faibles pour pouvoir effectuer l'approximation τ constant [Pelouard84]. Ce dernier est fixé à 1 ps par défaut dans le logiciel.

4.4.3. Mécanismes de génération recombinaison

Le logiciel modélise les recombinaisons de type Auger, radiatives, Shockley-Reed-Hall (SRH) et bande à bande. La recombinaison SRH est un mécanisme de recombinaison en volume ou aux interfaces qui est assisté par des pièges profonds dont les plus actifs sont proches du milieu de la bande interdite.

Le taux de recombinaison SRH est donné par [Dessis7.0] :

$$R = \frac{np - n_i^2}{\tau_p(n + n_1) + \tau_n(p + p_1)} \quad \text{Équation 56}$$

avec

$$n_1 = N_C \exp\left(\frac{E_T}{kT}\right) ; p_1 = N_V \exp\left(-\frac{E_T}{kT}\right) \quad \text{Équation 57}$$

E_T est l'énergie du piège référencé par rapport à l'énergie intrinsèque E_i en milieu de bande interdite, τ_p et τ_n sont respectivement la durée de vie des trous et la durée de vie des électrons. Ces durées de vie dépendent du dopage et de la température. Dans notre cas, nous considérerons des pièges situés au milieu de la bande interdite, donc à $E_T = 0$ eV.

La recombinaison des porteurs par effet Auger est un mécanisme de recombinaison en volume prépondérant dans les semi-conducteurs fortement dopés [Metzger01].

Le taux de recombinaison Auger est donné par [Dessis7.0] :

$$R = (C_n \cdot n + C_p \cdot p) \cdot (np - n_i^2) \quad \text{Équation 58}$$

avec C_n et C_p les coefficients de recombinaison Auger respectivement pour les électrons et pour les trous.

4.4.4. Mécanismes de transport aux hétérojonctions

Les mécanismes de transport de charges aux hétérojonctions sont multiples. En particulier, la présence de discontinuités de bandes d'énergie impose des modèles de transport spécifique. Deux mécanismes principaux sont considérés dans le cadre de notre étude où le « spike » de la bande de conduction s'oppose au passage des électrons. Soit il existe une probabilité pour que l'électron traverse la barrière de potentiel qui en résulte: Il s'agit alors d'une conduction par effet tunnel. Soit l'énergie de l'électron est suffisante pour lui permettre de passer « au dessus » du « spike » de la bande de conduction : Il s'agit alors d'une conduction thermoionique.

- Courant tunnel intra-bandes

La densité de courant par effet tunnel à travers une barrière de potentiel de hauteur V_ϕ suit la loi de proportionnalité suivante [Sze81] :

$$J \propto E^2 \cdot \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m_e^*}(qV_\phi)^{3/2}}{3q\hbar E}\right) \quad \text{Équation 59}$$

- Courant thermoïonique

Le courant thermoïonique peut être défini à partir de l'expression du courant à travers une barrière Schottky de manière simplifiée comme [Sze81] :

$$I_{SE} = A^* \cdot S_{EB} \cdot T^2 \cdot \exp\left(-\frac{V_\phi}{U_T}\right) \quad \text{Équation 60}$$

avec A^* la constante de Richardson s'exprimant sous la forme suivante :

$$A^* = \frac{4\pi q m_e^* k^2}{h^3} \quad \text{Équation 61}$$

Dans le cas d'un transport thermoïonique à la jonction base-émetteur, le courant de la diode s'écrit sous la forme suivante :

$$I_{BE} = I_{SE} \cdot \left(\exp^{\frac{V_{BE}}{\eta_{BE} U_T}} - 1 \right) \quad \text{Équation 62}$$

avec

$$\eta_{BE} = 1 + \frac{\epsilon_E}{\epsilon_B} \cdot \frac{N_D}{N_A} \quad [\text{Mba99}] \quad \text{Équation 63}$$

ϵ_E et ϵ_B étant les constantes diélectriques respectivement des matériaux d'émetteur et de la base. On peut noter que le facteur d'idéalité de l'hétérojonction base-émetteur reste supérieur mais très proche de 1 car N_A est très supérieur à N_D pour les TBH étudiés.

4.5. Mise en œuvre des simulations physiques 2D

4.5.1. Démarche adoptée

Les premières simulations sont réalisées à partir des structures TBH AlGaAs/GaAs de structure méssa avec contact collecteur sous la structure permettant d’avoir des lignes de champ normales aux contacts émetteur et base. Cette étape de départ permet d’effectuer un maillage optimal en utilisant des paramètres matériaux connus. Puis nous avons modifié les matériaux AlGaAs/GaAs en InP/InGaAs, formant en premier lieu un transistor simple hétérojonction puis double hétérojonction pour arriver à la structure des TBH sujets de l’étude comportant les sous-gravures d’émetteur et de collecteur (figure 25).

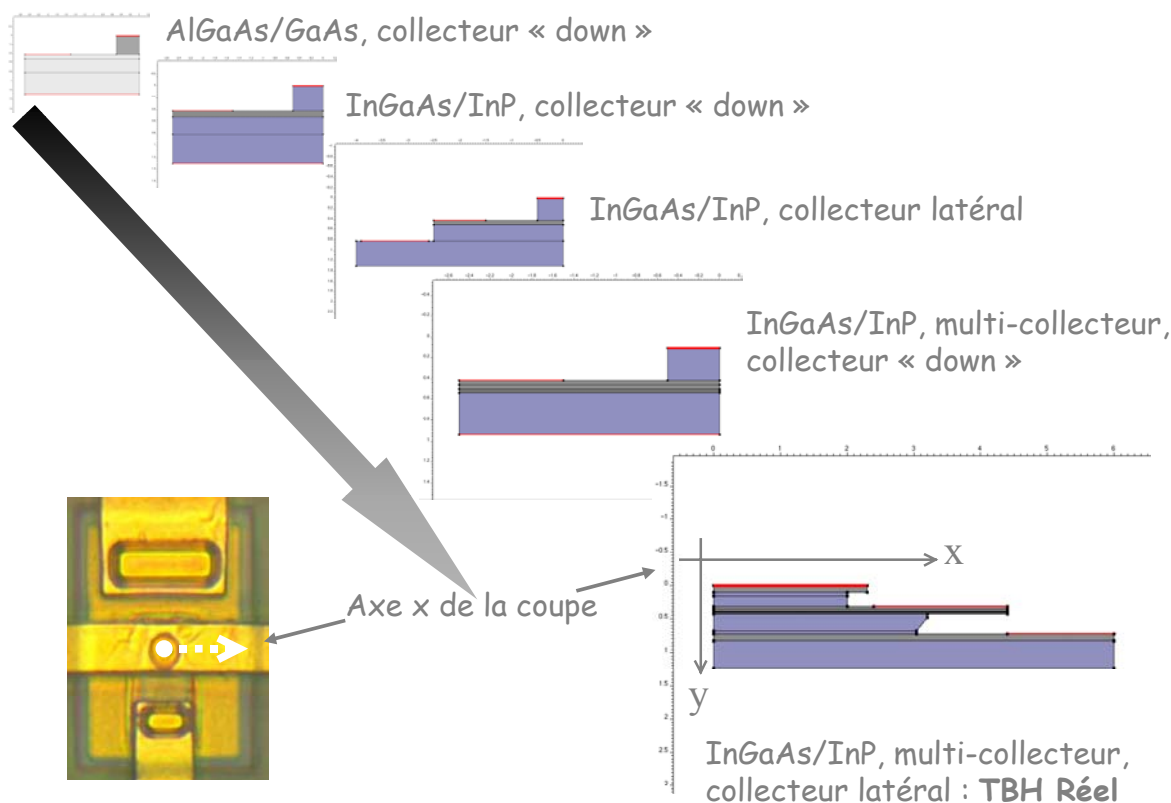


Figure 25 : Résumé de la démarche adoptée pour la simulation des TBH InP

La structure finale (figure 26) a été élaborée en vue de simuler le plus fidèlement les TBH InP, tout en conservant un degré d’efficacité optimal en terme de temps de calcul. Il s’agit d’une structure en deux dimensions dans le plan de coupe de l’émetteur mettant à profit la symétrie du composant. Ainsi, la simulation de la moitié du composant suffit. Les sous-gravures préalablement analysées au MEB au laboratoire IXL sont ici idéalisées. Nous avons fixé leurs dimensions à $0.3 \mu\text{m}$ pour l’émetteur et à $1.4 \mu\text{m}$ pour le collecteur.

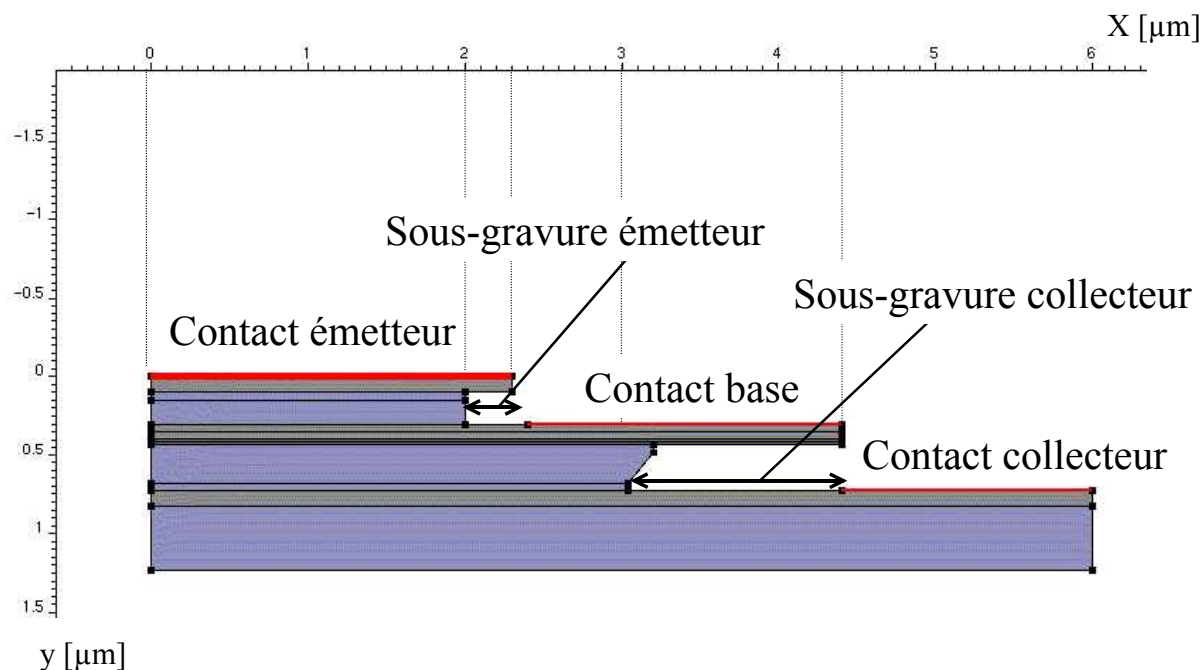


Figure 26 : Description de la structure finale utilisée pour la simulation des TBH InP

4.5.2. Ajustement des paramètres matériaux

Dans la mesure où les courbes de Gummel permettent d'identifier les principaux régimes de fonctionnement du transistor, l'objectif est de calculer ces courbes en fonctionnement direct et inverse et de les faire correspondre avec les courbes expérimentales en ajustant, le cas échéant, les paramètres des matériaux encore mal connus. Pour atteindre l'objectif défini, nous sommes amenés à faire plusieurs simulations. Dans un premier temps, nous négligeons le "bandgap narrowing" (BGN) vu au §-4.3.2 et les recombinaisons et nous simulons le schéma de bandes d'énergie à l'équilibre thermodynamique et les courbes de Gummel sous polarisation directe et inverse pour effectuer une comparaison avec les données expérimentales. Ensuite, nous incluons les mécanismes de "bandgap narrowing" puis les recombinaisons en modifiant le cas échéant leurs paramètres afin d'ajuster les caractéristiques mesurées et simulées.

Le « Bandgap Narrowing » (BGN) influence les niveaux de courant par le biais des courants de saturation et le gain du transistor. Son rôle est donc prépondérant sur le courant collecteur des courbes de Gummel en direct visible sur la figure 27 où nous appelons ΔE_G le rétrécissement de la bande interdite.

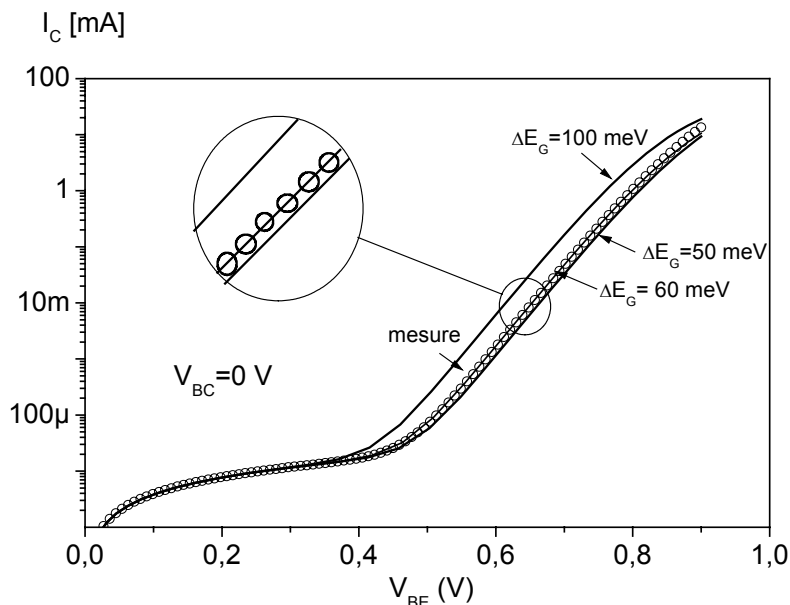


Figure 27 : Adaptation du BGN sur le courant I_C des courbes de Gummel en direct à $V_{CB}=0V$

D'après ces simulations, la valeur de ΔE_G correspondant au meilleur accord avec les mesures est égale à 60 meV.

L'influence du mécanisme de recombinaison est tout d'abord évalué par l'introduction du mécanisme SRH dans la base. Des comparaisons sont alors effectuées entre mesure et simulations avec et sans recombinaison (figure 28). L'influence de ce paramètre est visible sur le courant de base aux régimes intermédiaires.

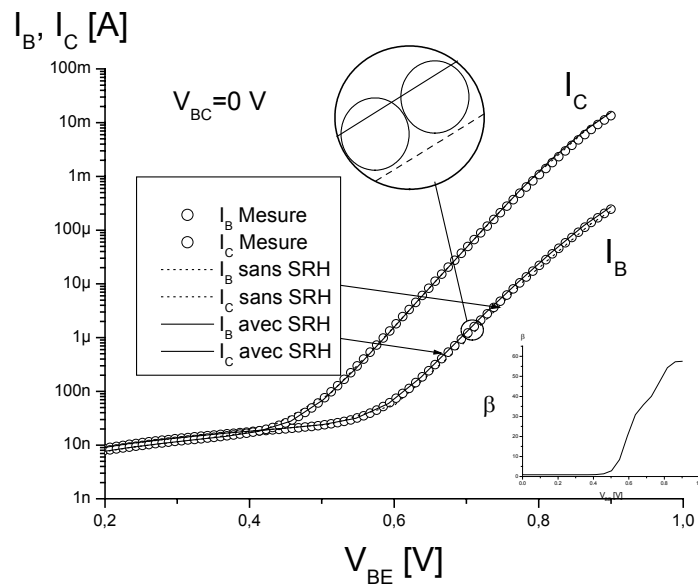


Figure 28 : Adaptation des paramètres de recombinaison SRH sur les courbes de Gummel

Le niveau du piège est choisi en milieu de bande interdite soit $E_T=0$ eV. L'accord des durées de vie correspondant à la recombinaison SRH dans la base donne $\tau_n=100$ nS.

L'influence des recombinaisons Auger dans la base est ensuite évaluée. Les forts niveaux de dopage de la base indiquent une prédominance des recombinaisons bande à bande de type Auger [Metzger01] par rapport aux autres mécanismes de recombinaison. Le coefficient du modèle associé est adapté (figure 29).

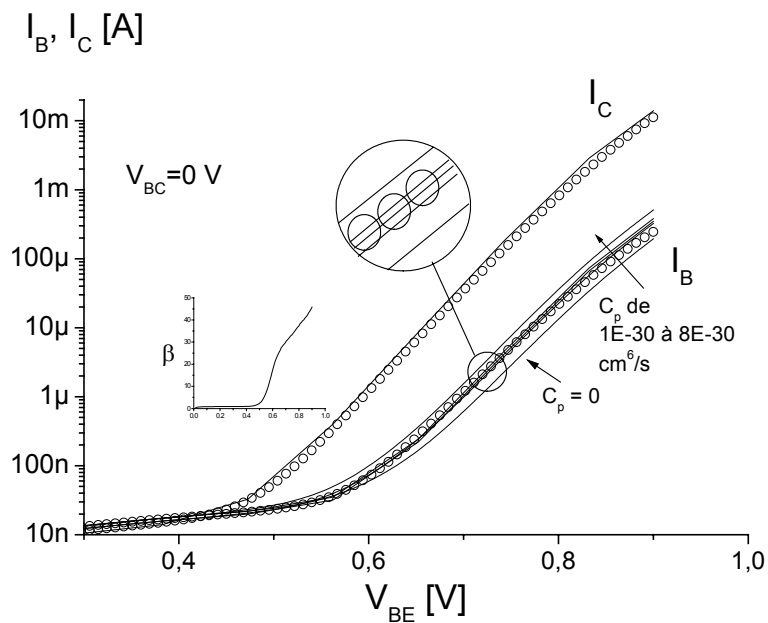


Figure 29 : Adaptation des paramètres de la recombinaison de type Auger C_p sur les courbes de Gummel du TBH InP

Ces simulations coïncident avec les résultats de mesure pour un coefficient C_p de recombinaison Auger dans la base égal à quelques 10^{-30} cm⁶/s, valeur compatible avec les résultats disponibles dans la littérature [Ioffe04].

4.6. Conclusion

Les simulations physiques nous ont permis de confirmer la présence de mécanismes distincts dans le fonctionnement des TBH InP. A partir d'une démarche progressive de simulation de structures de complexité croissante, pour arriver à la structure finale du TBH InP, nous avons paramétré les matériaux constitutifs du transistor. Nous avons ensuite mis en évidence la présence de recombinaisons dans la base, probablement de type Auger en raison du fort dopage, bien qu'il soit difficile de faire la distinction entre les différents mécanismes de recombinaisons par simple simulation physique à température constante. L'accord entre les mesures et la simulation des courbes de Gummel en régime de fonctionnement direct ainsi que les valeurs cohérentes des paramètres obtenus constituent un bon indicateur de confiance pour la démarche adoptée.

Chapitre 2 : Caractérisation électrique statique

L'analyse de l'évolution du comportement électrique du TBH au cours du vieillissement accéléré s'effectue en partie par le suivi des caractéristiques électriques statiques. C'est pourquoi, dans ce chapitre, nous présentons le modèle électrique statique du TBH ainsi que les méthodes de mesure associées. Les composants sont modélisés en relation étroite avec la physique du semi-conducteur et les paramètres de chaque élément sont extraits du modèle à partir de mesures électriques complémentaires. Une étude statistique des paramètres du modèle ainsi que des structures de test est effectuée avant vieillissement afin de constituer un ensemble de référence pour le suivi de l'évolution des caractéristiques électriques statiques au cours des vieillissements accélérés.

1. Caractérisation électrique statique et extraction des paramètres associés au modèle analytique

1.1. Modèle électrique statique basé sur la physique du composant associée au TBH

La topologie en relief triple mesa du transistor entraîne des contraintes technologiques relatives à l'adhérence des couches isolantes en surface du composant. Il est donc prévisible que selon leur densité et leur localisation, des états de surface participent aux composantes périphériques des courants. Les deux hétérojonctions dissymétriques impliquent un comportement différent entre la diode base-émetteur et la diode base-collecteur. La tension de claquage du transistor en montage émetteur commun étant relativement faible, j'ai élaboré un modèle basé sur les mécanismes de claquage dans les transistors bipolaires tenant compte des mécanismes à l'origine de cette limitation de fonctionnement (Chap. 3-§1.3.1.4).

Enfin, le nombre relativement important d'éléments du modèle impose plusieurs configurations de mesures pour pouvoir extraire la totalité des paramètres associés.

1.2. Configurations de mesure

Les accès aux transistors unitaires sur les puces sous test ainsi que la configuration des contacts sont adaptés aux mesures sous pointes AC. Ainsi, les contacts de base et de collecteur sont situés de part et d'autre de l'émetteur visible sur la figure 30. Sachant que les couplages réactifs sont très critiques sur ce type de composant, il est nécessaire de respecter au mieux la configuration des accès. De plus, la monture de test permettant la caractérisation des transistors en hautes fréquences associée aux boîtiers céramiques μX impose d'effectuer des mesures en configuration émetteur commun.

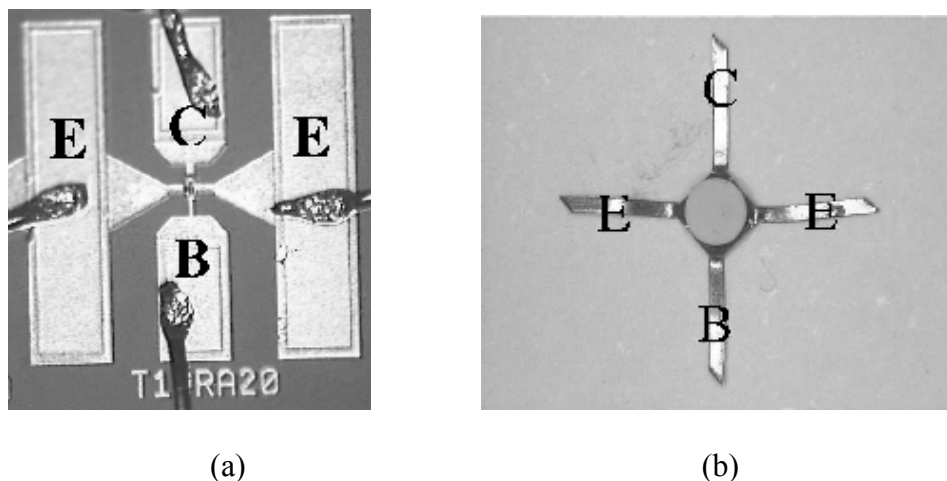


Figure 30 : Configuration des accès d'un transistor unitaire : Puce (a) et Boîtier (b)

1.2.1. Environnement de mesure

Les mesures statiques sont effectuées au moyen d'un analyseur de paramètres de semi-conducteurs HP 4155 ou HP 4142 piloté par le logiciel ICCAP. Lorsque les TBH sont conditionnés en boîtiers μX , ils sont placés dans la monture de test HP11608A. Lorsqu'ils sont réunis sur une puce, la mesure se fait sous pointes. La fréquence d'oscillation très élevée de ces transistors les rend fortement instables sous polarisation statique. L'environnement de mesure constitué par la monture de test ou le banc de mesure sous pointes peut être à l'origine d'oscillations. Ces oscillations sont critiques pour le composant car elles peuvent entraîner sa destruction. Mes travaux de DEA ont d'ailleurs porté sur l'étude de l'environnement de mesure afin de remédier à ces oscillations [Martin00].

1.2.2. Les courbes de Gummel

Les courbes de Gummel en direct présentent la mesure du courant de base et du courant collecteur en échelle logarithmique en fonction de la tension base-émetteur à tension collecteur-base constante. Nous effectuons les mesures des courbes de Gummel en direct à $V_{CB}=0$ V et en inverse à $V_{EB}=0$ V (figure 31).

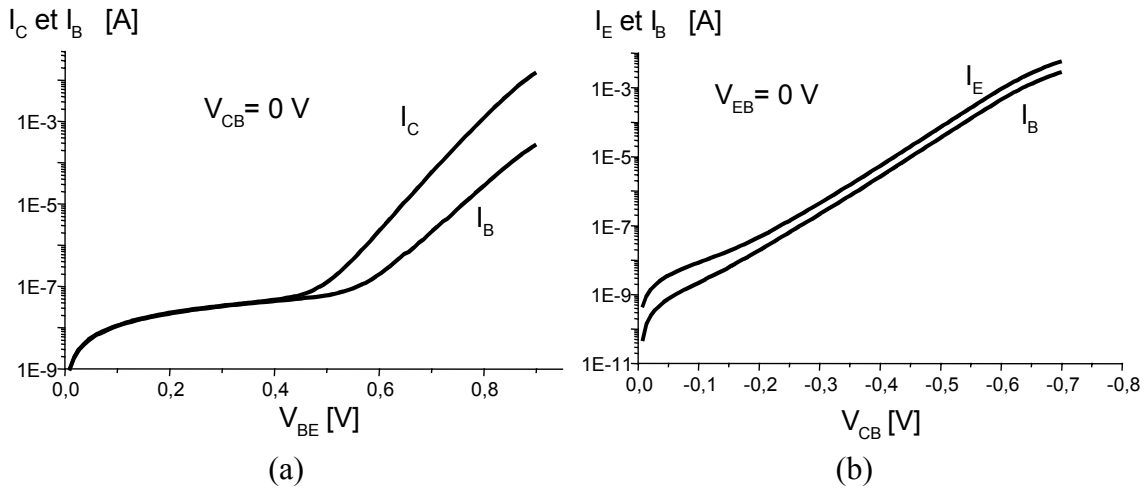


Figure 31 : Courbes de Gummel en configuration directe (a) et inverse (b)

Cette configuration de mesure apporte des informations supplémentaires par rapport à la simple caractérisation des diodes base-émetteur et base-collecteur. Il s'agit des relations entre collecteur et émetteur. On peut ainsi dissocier les paramètres associés respectivement au transistor intrinsèque et extrinsèque.

1.2.3. Les réseaux de sortie

En configuration directe, le courant de collecteur est mesuré en fonction de la tension collecteur-émetteur pour différents courants de base fixés (figure 32). Ces réseaux apportent encore des informations supplémentaires par rapport à la mesure des courbes de Gummel. Ils mettent notamment en évidence le fonctionnement linéaire du transistor pour des tensions V_{CE} supérieures à quelques centaines de millivolts ainsi que les mécanismes survenant pour des fortes polarisations inverses des diodes (quelques volts).

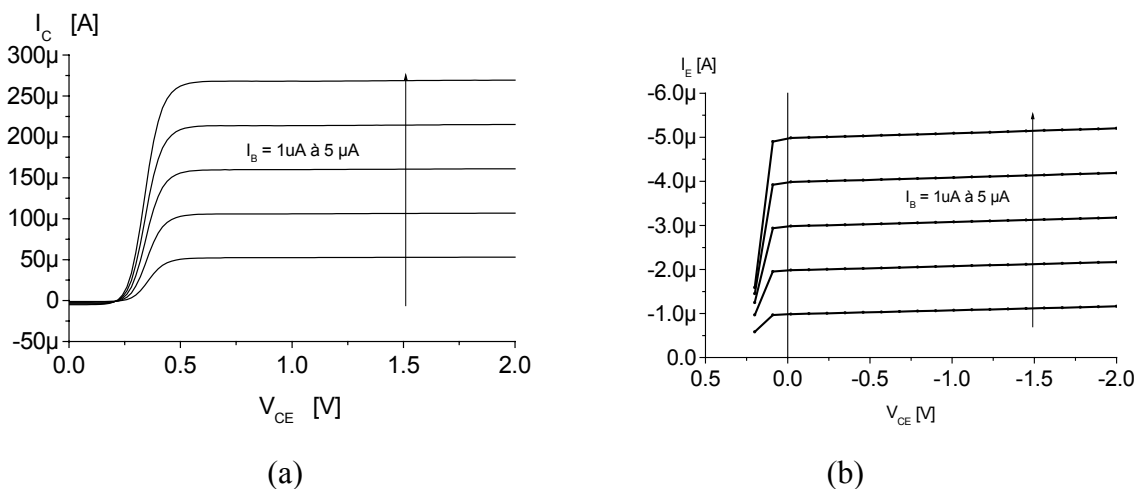


Figure 32 : Réseaux de sortie en configuration directe (a) et inverse (b) pour un TBH de $20 \mu\text{m}^2$

1.2.4. Les courbes de claquage

Le claquage des jonctions polarisées en inverse apparaît pour des tensions relativement importantes par rapport aux conditions nominales de fonctionnement. Il peut être mis en évidence dans plusieurs configurations de mesure.

Il est tout d'abord visible sur le réseau de sortie en direct, entraînant une non-linéarité en courant pour des tensions collecteur-émetteur relativement importantes. On remarque sur la figure 33 que la tension de claquage correspondant à un courant de sortie donné diminue avec le courant de commande I_B pour les TBH InP étudiés.

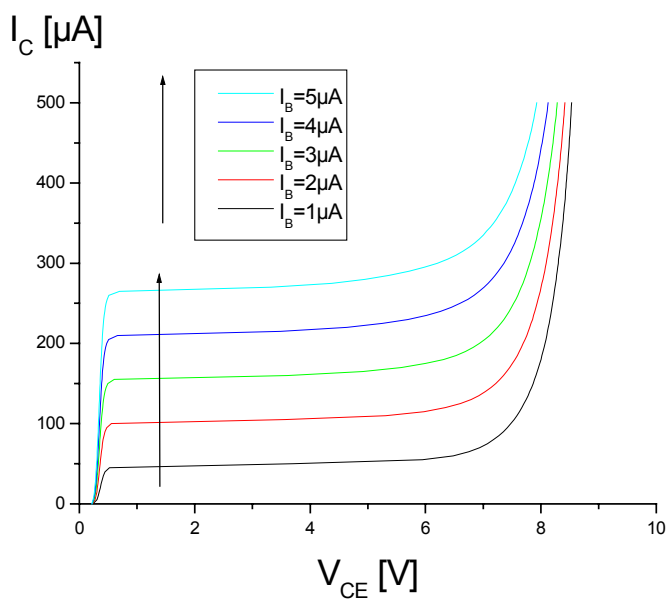


Figure 33 : Allure d'un réseau de sortie en configuration directe faisant apparaître le claquage de la jonction base-collecteur pour un TBH de $20 \mu m^2$

Le réseau de sortie comporte une courbe particulière correspondant à $I_B = 0 A$ (figure 34). Elle met en évidence la valeur de la tension de claquage la plus élevée en fonctionnement transistor en régime normal direct qui est ici de 9 V.

Afin de diminuer fortement le gain et ainsi se rapprocher de la configuration de mesure d'une seule diode, il est possible de court-circuiter la diode de commande (figure 35). Ainsi, pour la mise en évidence de la tension de claquage de la diode base-collecteur, on fixe la tension V_{BE} à 0 V. L'allure de la courbe est alors sensiblement celle obtenue dans la configuration précédente avec un gain en courant beaucoup plus faible et donc une tension de claquage plus importante.

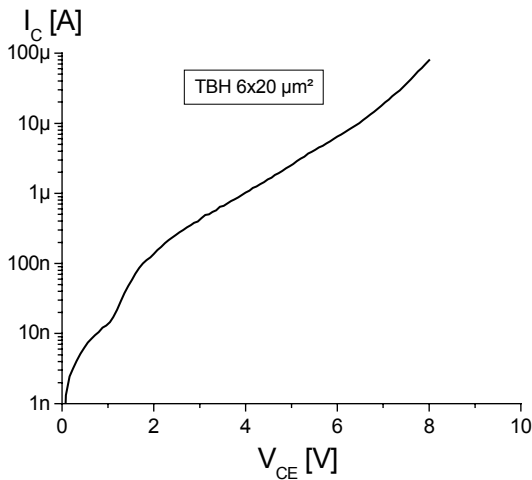


Figure 34 : Caractéristique $I_C (V_{CE})$ à $I_B = 0$ A

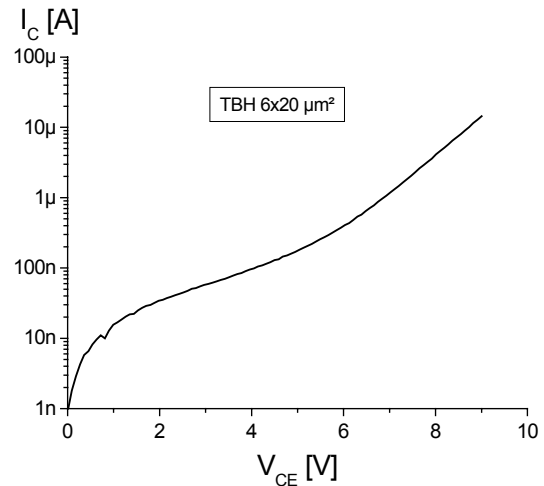


Figure 35 : Caractéristique $I_C (V_{CE})$ à $V_{BE} = 0$ V

Une dernière configuration de mesure consiste à mesurer le courant de base en fonction de V_{CB} pour I_E fixé (en configuration directe). Nous avons baptisé ces courbes "courbes de claquage". Elles permettent de visualiser la variation du courant de base associé à l'augmentation de la tension inverse de la diode base-collecteur testée tout en maintenant le niveau d'injection des porteurs constant via I_E (figure 36).

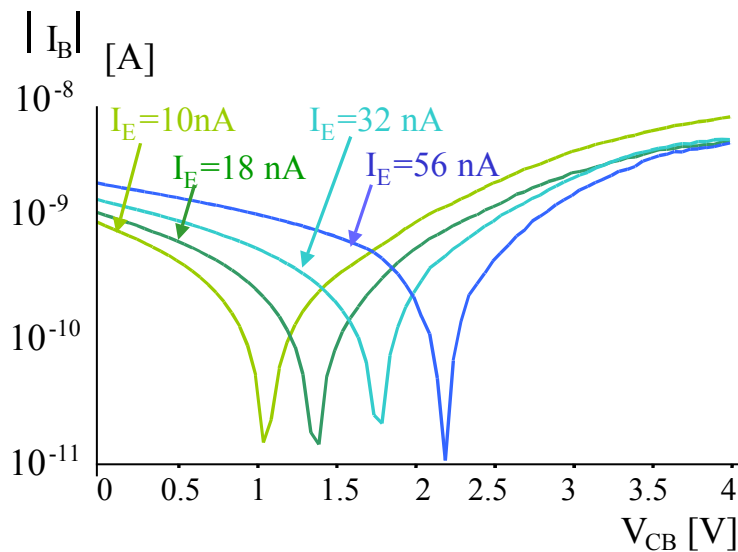


Figure 36 : « Courbe de claquage » I_B en fonction de V_{CE} à I_E constante pour un TBH (10×2) μm^2 .

L'ensemble des mesures précédentes conduit à l'élaboration d'un modèle électrique statique. Ce dernier nous permettra par la suite de mettre en évidence l'évolution du fonctionnement du TBH au cours des tests en vieillissement accéléré par le suivi de ces mêmes mesures.

1.3. Modélisation

Le TBH est dissocié en composants électroniques élémentaires dont les comportements sont idéalisés, formant ainsi un circuit appelé modèle. On distingue alors différentes régions du composant ainsi que différents régimes de fonctionnement, ceci en relation étroite avec la physique du semi-conducteur.

Notre analyse des mécanismes de défaillance nécessite en premier lieu l'étude des régimes de fonctionnement statiques, ce qui simplifie le modèle en réduisant le nombre d'éléments. Le modèle choisi est de type SPICE. Nous utiliserons pour notre modélisation électrique statique des résistances, des diodes, un transistor bipolaire de type Gummel-Poon et des générateurs de tension et de courant liés.

La première étape consiste à étudier la région intrinsèque du TBH représentant le transistor idéalisé. Celle-ci est modélisée par un transistor bipolaire de type Gummel-Poon, c'est à dire de type « Ebers et Moll » amélioré, dont les courants ont pour expression :

$$I_C = \frac{I_{SF}}{q_b} \left(e^{\frac{V_{BE}}{\eta_F U_T}} - 1 \right) - \frac{I_{SR}}{q_b} \left(e^{\frac{V_{BC}}{\eta_R U_T}} - 1 \right) - \frac{I_{SR}}{\beta_R} \left(e^{\frac{V_{BC}}{\eta_R U_T}} - 1 \right) - I_{SC} \cdot \left(e^{\frac{V_{BC}}{\eta_C U_T}} - 1 \right) \quad \text{Équation 64}$$

$$I_B = \frac{I_{SF}}{\beta_F} \left(e^{\frac{V_{BE}}{\eta_F U_T}} - 1 \right) + \frac{I_{SR}}{\beta_R} \left(e^{\frac{V_{BC}}{\eta_R U_T}} - 1 \right) + I_{SE} \cdot \left(e^{\frac{V_{BE}}{\eta_E U_T}} - 1 \right) + I_{SC} \cdot \left(e^{\frac{V_{BC}}{\eta_C U_T}} - 1 \right) \quad \text{Équation 65}$$

avec q_b la charge de base normalisée.

Le modèle SPICE utilise des notations originales. Ainsi, par exemple, le coefficient d'idéalité de la diode base-émetteur intrinsèque est noté η_F alors que nous l'avons noté η_{BE} dans le modèle d'Ebers et Moll.

Sachant que les courbes de Gummel en régime direct sont mesurées à $V_{CB} = 0$ V, les équations 64 et 65 se simplifient sous la forme :

$$I_C = \frac{I_{SF}}{q_b} \left(e^{\frac{V_{BE}}{\eta_F U_T}} - 1 \right) \quad \text{Équation 66}$$

et

$$I_B = \frac{I_{SF}}{\beta_F} \left(e^{\frac{V_{BE}}{\eta_F U_T}} - 1 \right) + I_{SE} \cdot \left(e^{\frac{V_{BE}}{\eta_E U_T}} - 1 \right) \quad \text{Équation 67}$$

Pour le régime inverse à $V_{EB} = 0$ V, les équations précédentes se simplifient sous la forme:

$$I_C = \frac{I_{SR}}{q_b} \left(e^{\frac{V_{BC}}{\eta_R U_T}} - 1 \right) - \frac{I_{SR}}{\beta_R} \left(e^{\frac{V_{BC}}{\eta_R U_T}} - 1 \right) - I_{SC} \cdot \left(e^{\frac{V_{BC}}{\eta_C U_T}} - 1 \right) \quad \text{Équation 68}$$

et

$$I_B = \frac{I_{SR}}{\beta_R} \left(e^{\frac{V_{BC}}{\eta_R U_T}} - 1 \right) + I_{SC} \cdot \left(e^{\frac{V_{BC}}{\eta_C U_T}} - 1 \right) \quad \text{Équation 69}$$

Les accès au transistor intrinsèque sont modélisés par les résistances R_B , R_C et R_E . Les courants de fuite entre plots sont aussi modélisés par les résistances R_{BE} , R_{BC} et R_{CE} . Le circuit ainsi réalisé est ensuite complété par un générateur de courant contrôlé en courant par I_C et contrôlé en tension par V_{CB} nommé $(G_{CB}.I_C)$ modélisant les mécanismes de claquage de la jonction base-collecteur à fort V_{CB} . Le modèle SPICE ainsi formé est représenté sur la figure suivante :

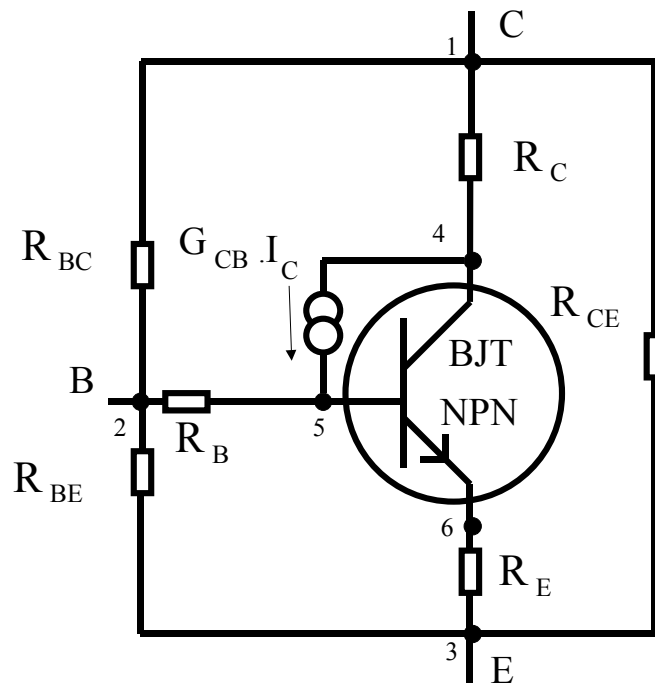


Figure 37 : Modèle du TBH InP à partir du modèle SPICE du BJT

Ce modèle étant élaboré en considérant la topologie du TBH InP, chaque élément peut être localisé précisément sur le composant comme le montre la figure 38. Ainsi, le transistor bipolaire idéal est localisé intrinsèquement. Les résistances d'accès sont localisées dans les couches semiconductrices composant le TBH extrinsèque. Les résistances de fuite sont considérées comme extrinsèques au composant, localisées en surface ou à la périphérie. Enfin,

le générateur de courant modélisant le claquage de la jonction base-collecteur est localisé intrinsèquement, entre base intrinsèque et collecteur intrinsèque.

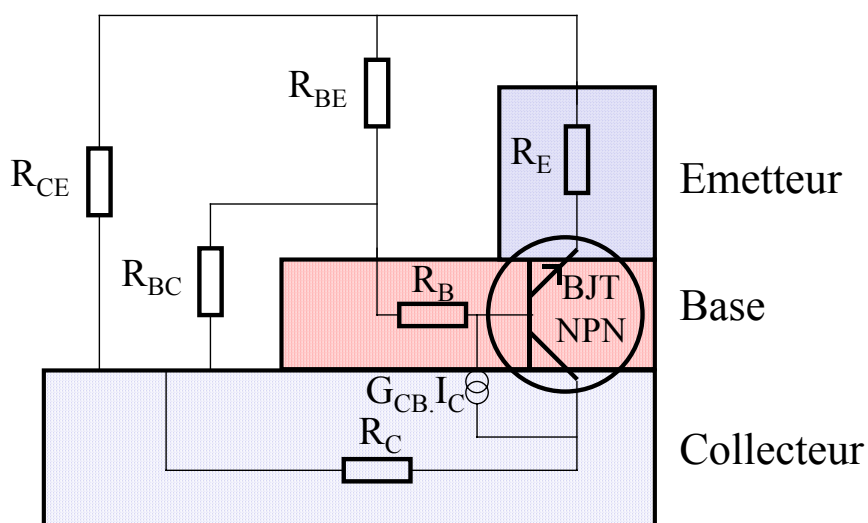


Figure 38 : Localisation des éléments du modèle analytique dans le TBH InP

1.4. Méthodes d'extraction des paramètres

L'extraction des paramètres du modèle à partir des mesures électriques constitue un vaste domaine pouvant faire à lui seul l'objet d'un sujet de thèse [Ardouin01]. Nous résumons ici les principales techniques utilisées qui se distinguent par leur simplicité de mise en œuvre et suffisant, à priori, pour notre étude.

1.4.1. Procédure d'extraction

La méthode d'extraction consiste à exploiter des configurations de mesure mettant en évidence le ou les paramètres à optimiser. Les calculs se font alors sur une partie restreinte de la courbe issue de la mesure, région où les effets du paramètre à optimiser sont prépondérants. Dans notre cas, l'extraction de la majeure partie des paramètres se fait principalement sur les courbes de Gummel qui présentent l'avantage de mettre en évidence selon le niveau de polarisation un grand nombre de régimes de fonctionnement distincts.

1.4.2. Extraction des paramètres du transistor intrinsèque

Il s'agit des paramètres associés à la diode base-émetteur, la diode base-collecteur et les gains en courant. Cette extraction est effectuée à partir des régions intermédiaires des caractéristiques de Gummel directe et inverse (figure 39).

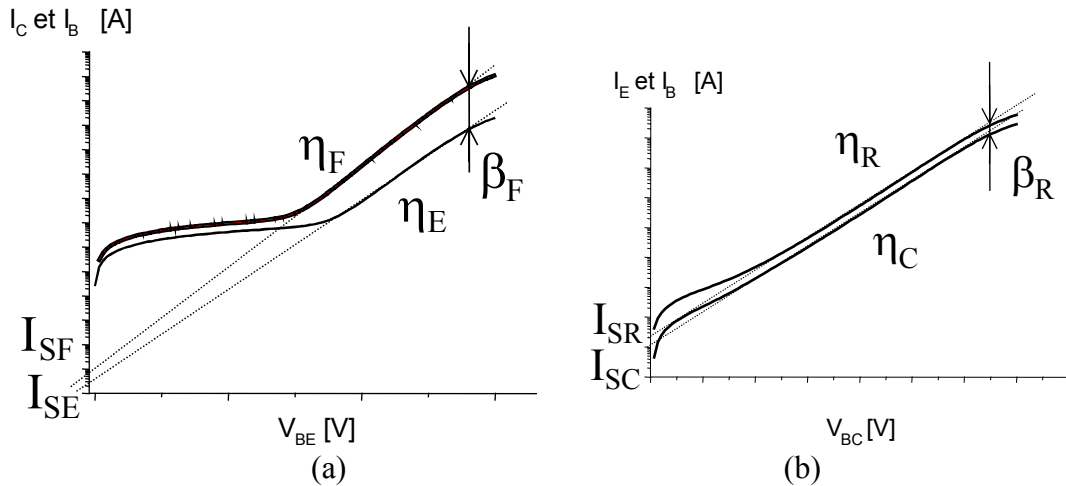


Figure 39 : Extraction des paramètres du transistor intrinsèque sur les courbes de Gummel en configuration directe (a) et inverse (b)

Le courant de saturation I_{SF} et le coefficient d'idéalité η_F de la diode base-émetteur et le courant de saturation I_{SR} et le coefficient d'idéalité η_R de la diode base-collecteur sont extraits à partir des régimes intermédiaires des caractéristiques de Gummel. Les gains en courant β_F et β_R sont extraits à forte injection, en prenant soin de vérifier qu'aucun mécanisme parasite ne se produise.

1.4.3. Extraction des résistances d'accès

L'extraction directe de R_E et de R_C n'est pas concrètement réalisable puisqu'il faudrait imposer un courant collecteur (ou un courant d'émetteur) et mesurer la tension V_{BE} (ou V_{BC}) à l'aide d'un voltmètre ayant une résistance interne suffisamment élevée. La configuration de mesure pour l'extraction directe de R_E serait alors la suivante (figure 40).

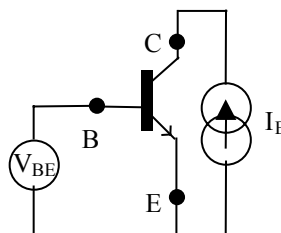


Figure 40: Schéma électrique permettant l'extraction directe de R_E

De plus, toute injection de courant dans le collecteur se fait en dehors du régime normal de fonctionnement. Aussi, nous sommes amenés à mesurer simultanément R_B et R_C ainsi que R_B et R_E .

1.4.3.1. Extraction de R_B+R_E et R_B+R_C

➤ Mesure de la caractéristique de la diode base-émetteur et base-collecteur :

L'extraction des résistances d'accès se fait par l'intermédiaire de la mesure des diodes à fort courant pour mettre en évidence leur influence sur le courant de base. La diode base-émetteur met en évidence l'effet de la résistance R_B+R_E (figure 41) et la diode base-collecteur celle de la résistance R_B+R_C .

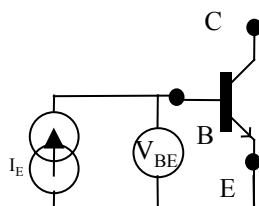


Figure 41 : configuration de mesure de la caractéristique de la diode base-émetteur

➤ Mesure des courbes de Gummel :

Aux forts niveaux d'injection ($V_{BE} > 0,8$ V dans un TBH InP de $(10 \times 2) \mu\text{m}^2$) ΔV_{BE} détermine la chute de potentiel aux bornes des résistances d'accès (figure 42). Les courants s'expriment sous la forme suivante pour une configuration directe:

$$I_B = \frac{I_{SF}}{\beta_F} \cdot \exp\left(\frac{V_{BE} - \Delta V_{BE1}}{\eta_F \cdot U_T}\right) \quad \text{Équation 70}$$

$$I_C = I_{SF} \cdot \exp\left(\frac{V_{BE} - \Delta V_{BE2}}{\eta_F \cdot U_T}\right)$$

Avec ΔV_{BE1} et ΔV_{BE2} ayant pour expression :

$$\Delta V_{BE1} = \left(\frac{R_B}{\beta_F} + \frac{\beta_F + 1}{\beta_F} \cdot R_E \right) \cdot I_C \quad \text{Équation 71}$$

$$\Delta V_{BE2} = (R_B + (\beta_F + 1) \cdot R_E) \cdot I_B$$

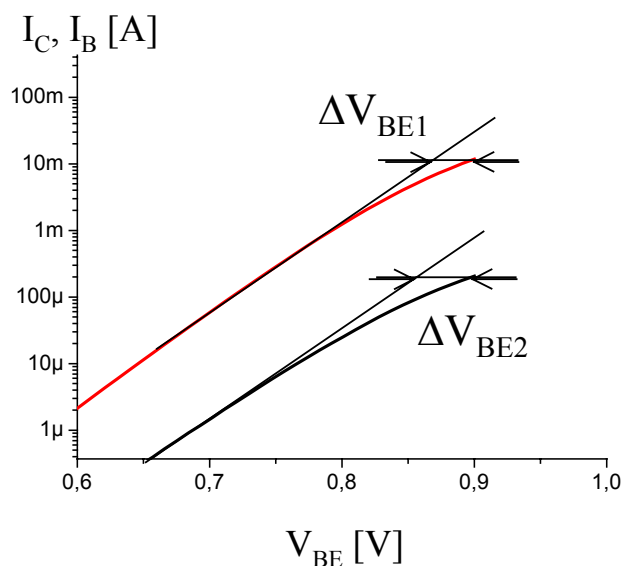


Figure 42: Courbe de Gummel en direct mettant en évidence la chute de tension aux bornes des résistances d'accès R_B , R_C et R_E

Pour une configuration inverse, les chutes de tension aux bornes des résistances R_B et R_C ont pour expression :

$$\Delta V_{BC1} = \left(\frac{R_B}{\beta_r} + \frac{\beta_r + 1}{\beta_r} \cdot R_C \right) \cdot I_E \quad \text{Équation 72}$$

$$\Delta V_{BC2} = (R_B + (\beta_r + 1) \cdot R_C) \cdot I_B$$

La mesure en configuration directe permet l'extraction de $R_B + (\beta_r + 1) \cdot R_E$ et la configuration inverse permet l'extraction de $R_B + (\beta_r + 1) \cdot R_C$.

➤ **Extraction de R_B , R_C et R_E :**

Ayant 3 paramètres à extraire, les équations 71 et 72 nous permettent d'obtenir des résultats satisfaisants à partir des mesures des caractéristiques de Gummel à fort niveau en régime direct et inverse.

1.4.3.2. Autres méthodes d'extraction des résistances d'accès

L'extraction des résistances d'accès des transistors bipolaires fait l'objet de nombreux travaux publiés. Nous présentons ici les méthodes spécifiques qui se distinguent soit par leur simplicité de mise en œuvre, soit par une bonne précision.

Résistance d'émetteur : Méthode de Kulke et Miller ou Méthode de Giacoletto

Une des méthodes les plus simples à mettre en œuvre pour la mesure de la résistance d'émetteur est la méthode de Kulke et Miller ou méthode de Giacoletto [Ardouin01]. Le principe de cette méthode est la mesure de la tension collecteur-émetteur pour différentes valeurs du courant de base, pour un courant de collecteur nul. La figure 43 présente la configuration de mesure correspondante :

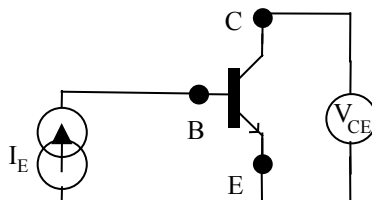


Figure 43 : Polarisation du transistor pour la méthode de Kulke et Miller ou méthode de Giacoletto

La tension collecteur-émetteur V_{CE} est décrite par :

$$V_{CE} = V_{CEi} + R_E \cdot I_E \quad \text{Équation 73}$$

La tension interne de saturation V_{CEi} étant quasi constante, la résistance R_E est extraite simplement en utilisant la relation :

$$R_E = \frac{\Delta V_{CE}}{\Delta I_E} \quad \text{Équation 74}$$

Résistance de Base : Méthode de Ning et Tang

Le méthode de Ning et Tang [Ardouin01] est basée sur la mesure en direct des caractéristiques $I_C(V_{BE})$ et $I_B(V_{BE})$ pour $V_{CB}=0V$. Dans ce cas, le courant de base peut être exprimé en fonction du courant de base intrinsèque idéal I_{BEi} par la relation :

$$\frac{I_{BEi}}{I_B} = \exp \left[\frac{I_C \cdot \left(R_E + \frac{R_{Bi} + R_{BX}}{\beta_F} \right)}{U_T} \right] \quad \text{Équation 75}$$

où β_F est le gain statique du transistor, R_{Bi} et R_{BX} les résistances intrinsèque et extrinsèque de la base.

La relation précédente est reformulée comme suit :

$$\frac{U_T}{I_C} \ln \left(\frac{I_{BEi}}{I_B} \right) = (R_E + R_{BX}) \cdot \frac{1}{\beta_F} + \frac{R_{Bi}}{\beta_F} + R_E \quad \text{Équation 76}$$

Il convient de remarquer que R_{Bi} décroît proportionnellement à β_F , de sorte que le terme R_{Bi}/β_F est constant. Le tracé de $\frac{U_T}{I_C} \ln \left(\frac{I_{BEi}}{I_B} \right)$ en fonction de $1/\beta_F$ est alors une droite dont la pente donne $R_{BX}+R_E$ et dont l'intersection avec l'axe des ordonnées donne R_{Bi}/β_F+R_E . Si la valeur de R_E est connue, alors R_{Bi} puis R_{BX} peuvent être déterminées.

Résistance de Collecteur par la méthode du gain forcé

La configuration de mesure du transistor pour l'extraction de la résistance de collecteur par la méthode du gain forcé [Ardouin01] est décrite figure 44. Le principe consiste à appliquer des courants de base et de collecteur de façon à obtenir un fonctionnement du transistor à une valeur de gain forcé noté β_{FF} relativement faible afin de rester dans la zone de saturation du TBH.

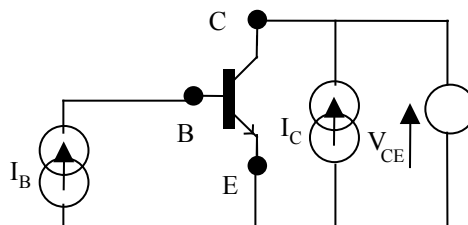


Figure 44 : Polarisation du transistor pour la méthode du gain forcé

La tension V_{CE} peut être exprimée par la relation suivante puisque le transistor est saturé :

$$V_{CE} = I_C \left[R_C + \left(1 + \frac{1}{\beta_{FF}} \right) R_E \right] + V_{CEsat} \quad \text{Équation 77}$$

Où V_{CEsat} est la tension de saturation du transistor. L'équation 77 est reformulée pour obtenir R_C :

$$R_C = \frac{\Delta V_{CE}}{\Delta I_C} - \left(1 + \frac{1}{\beta_{FF}} \right) R_E \quad \text{Équation 78}$$

Le résultat obtenu dépend de la gamme de polarisation et de la valeur du gain forcé. En effet, plus la valeur du gain forcé est faible, plus le transistor est saturé.

L'extraction de la résistance de base et de la résistance de collecteur demande au préalable l'extraction de la résistance d'émetteur. Leur précision est donc conditionnée par celle de R_E .

L'extraction des résistances d'accès à l'aide des courbes de Gummel ayant donné entière satisfaction, les méthodes précédentes n'ont pas été utilisées dans le cadre de cette thèse.

1.4.4. Extraction des résistances de fuite

Les courants de fuite sont mis en évidence à faible niveau d'injection sur les caractéristiques des diodes base-émetteur et base-collecteur ou sur les courbes de Gummel en régime direct et inverse.

Pour les faibles tensions de polarisation, ces courants sont associés à des résistances de fuite et sont bien supérieurs aux courants associés à la structure intrinsèque idéale.

Il est malgré tout nécessaire de vérifier qu'il s'agit bien de résistances et non de mécanismes de recombinaison qui ne pourraient alors pas être modélisées par de simples résistances.

1.4.5. Extraction des diodes de recombinaison

Les courants issus des mécanismes de recombinaison sont visibles sur les caractéristiques des diodes et les courbes de Gummel pour les niveaux d'injection faibles et intermédiaires. Les paramètres qui les caractérisent I_{SE} et η_E sont extraits à partir du réseau direct et I_{SC} et η_C à partir du réseau inverse (figure 39).

1.4.6. Extraction des paramètres du générateur de courant en régime inverse de la diode base-collecteur

L'extraction des paramètres du générateur de courant en régime inverse de la diode base-collecteur se fait à partir des courbes de claquage mettant en évidence la double dépendance du mécanisme en courant et en tension (cf. chapitre 3-1).

1.5. Résumé de la procédure d'extraction sur les courbes de Gummel

Le tableau suivant synthétise la procédure d'extraction des paramètres du modèle statique à partir de l'analyse des caractéristiques de Gummel directe et inverse.

Niveau de polarisation	Paramètres extraits
Région intrinsèque du réseau de Gummel direct	Gain statique en régime direct, η_F et I_{SF} , η_E et I_{SE}
Région à faible V_{BE} du réseau de Gummel direct	R_{BE} et R_{CE}
Région intrinsèque du réseau de Gummel inverse	Gain statique en régime inverse, η_R et I_{SR} , η_C et I_{SC}
Région à faible V_{BC} du réseau de Gummel inverse	R_{CB}
Région à fort V_{BE} du réseau de Gummel direct et région à fort V_{BC} du réseau de Gummel inverse	R_B , R_C et R_E

Tableau 5 : Résumé de la procédure d'extraction

La modélisation électrique statique du TBH associée à une procédure d'extraction des paramètres du modèle permet de quantifier la dispersion initiale des caractéristiques électriques statiques en vue du suivi au cours des vieillissements accélérés. Ce travail passe en premier lieu par une analyse statistique des paramètres du modèle avant vieillissement.

2. Etude des caractéristiques électriques statiques à t_0

Le lot de transistors étudié permettant l'analyse de la dispersion à t_0 comporte 20 composants reportés dans des boîtiers μX sans capot. Ces transistors ont une géométrie d'émetteur de $(10 \times 2)\mu m^2$.

Le report de chaque transistor unitaire dans son boîtier a été réalisé à Opto+ Alcatel R&I, de même que la connexion par des fils d'or de $33\mu m$ de diamètre entre la puce et les plots du boîtier. Un contrôle optique a été réalisé au laboratoire IXL sur chaque composant avant fermeture du capot afin de valider le câblage après transport.

La fermeture des boîtiers μX des transistors reportés a été réalisée au laboratoire IXL (figure 30). Les capots des boîtiers sont fixés par des joints de colle isolante (H70), ce qui assure une étanchéité relative. Sur chaque TBH, la caractérisation électrique effectuée avant vieillissement à t_0 permet de valider les opérations d'encapsulation.

Tous les transistors soumis aux tests de vieillissement en température et/ou sous polarisation ainsi que les transistors de contrôle font l'objet d'une caractérisation électrique statique initiale. Cette caractérisation inclut les mesures I-V suivantes :

- Jonction émetteur-base,
- Jonction base-collecteur,
- Courbes de Gummel en direct avec la tension base-collecteur V_{BC} nulle,
- Courbes de Gummel en inverse avec la tension émetteur-base V_{BE} nulle,
- Réseau de sortie : Caractéristiques courant collecteur I_C /Tension émetteur-collecteur V_{CE} paramétrées par le courant de base I_B .

2.1. Mesures à température ambiante (300K)

Les mesures initiales à température ambiante permettent d'évaluer la dispersion technologique sur le lot de composants disponibles.

2.1.1. Exemples de mesures : Courbes de Gummel et réseau de sortie

La figure 45 présente un exemple des courbes de Gummel en direct de 4 transistors (#2, #3, #4, #5). On observe que la dispersion de ces caractéristiques est faible.

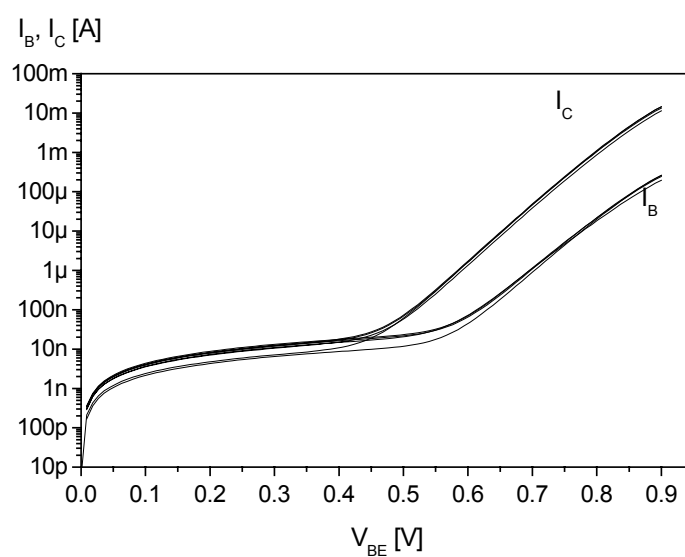


Figure 45 : Courbes de Gummel en direct des transistors #2, #3, #4, #5 de géométrie $(10 \times 2) \mu\text{m}^2$

La figure 46 présente les réseaux de sortie de ces transistors pour des courants de base relativement faibles (1 à 5 μA par pas de $1\mu\text{A}$) ce qui explique la relative dispersion de ces caractéristiques ; en effet, les niveaux de polarisation sont partiellement influencés par les éléments extrinsèques de la technologie tels que les résistances équivalentes de fuite.

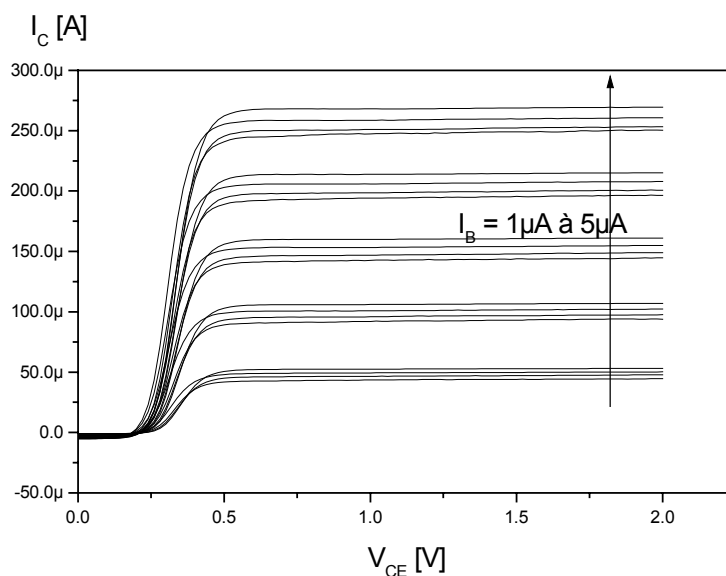


Figure 46 : Réseaux de sortie des transistors #2, #3, #4, #5 de géométrie $(10 \times 2) \mu\text{m}^2$

L'homogénéité des mesures électriques statiques nous conduit à constater la très faible dispersion technologique du lot de transistors. Ce point est déterminant car il permet d'envisager une analyse de l'évolution de la valeur moyenne des paramètres du modèle qui constituera une référence pour l'étude au cours du vieillissement accéléré.

2.1.2. Exemple de caractérisation complète : Transistor #2

Pour permettre une première analyse des mesures électriques, les études suivantes présentent la caractérisation complète d'un transistor (#2) représentatif du lot.

2.1.2.1. Jonction émetteur-base

La caractéristique courant-tension de la jonction émetteur-base polarisée en direct fait apparaître trois zones de fonctionnement (figure 47).

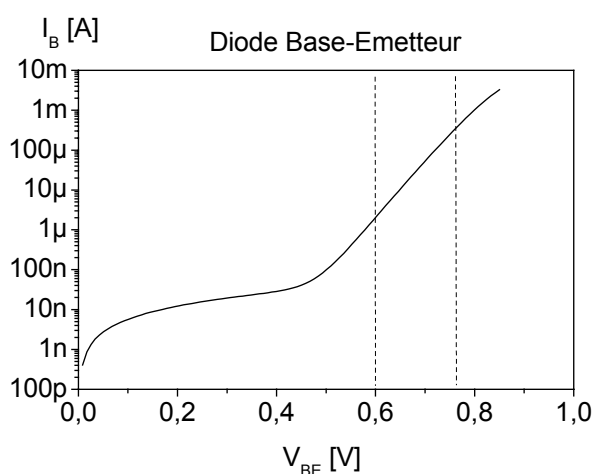


Figure 47 : Caractéristique de la jonction émetteur-base du transistor #2 polarisée en direct

- Le niveau des courants de fuite de la jonction émetteur-base est de l'ordre de 10 nA pour des polarisations allant de 0,1V à 0,4V.
- Sur toute la gamme des niveaux d'injection intermédiaires ($0,6V < V_{BE} < 0,75V$), il apparaît une pente unique mettant en évidence l'absence de composante de génération-recombinaison marquée.
- Les résistances d'accès n'influencent la valeur du courant qu'à partir de $V_{BE} > 0,75V$.

2.1.2.2. Jonction base-collecteur

La caractéristique courant-tension de la jonction base-collecteur polarisée en direct fait apparaître deux zones de fonctionnement (figure 48).

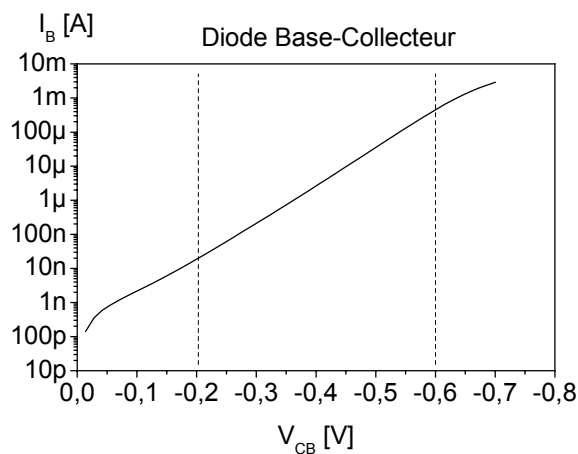


Figure 48 : Caractéristique de la jonction base-collecteur du transistor #2 polarisée en direct

- Le faible niveau du courant de fuite de l'ordre de quelques nanoampères met en évidence une large gamme de tension (0,2V-0,6V) pour laquelle ce niveau de courant est représentatif des mécanismes de diffusion.
- Les résistances d'accès n'influencent la valeur du courant qu'à partir de $V_{BC} > 0,6V$.

2.1.2.3. Courbes de Gummel en régime de polarisation direct avec la tension base-collecteur V_{BC} nulle

Les caractéristiques de Gummel, mesurées en direct (figure 49), montrent :

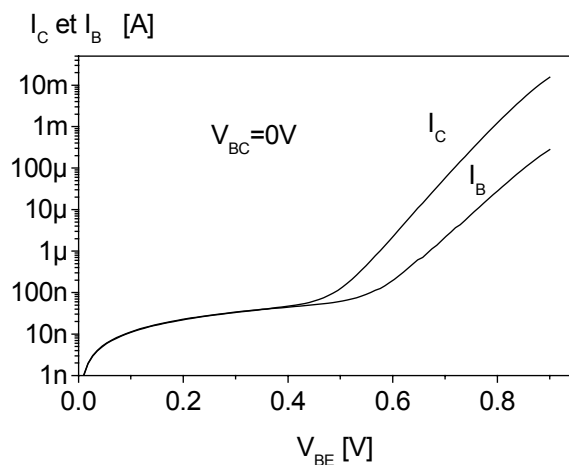


Figure 49 : Courbes de Gummel du transistor #2 polarisé en régime direct

- Des courants de fuite de l'ordre de 10 nA pour une tension V_{BE} inférieure à 0,4V.
- La similitude des pentes des courants de base et de collecteur aux niveaux d'injection intermédiaires ($0,6 < V_{BE} < 0,8V$) qui se traduit par un gain stable sur une large plage de tension. Pour $I_C = 1mA$, le gain statique est de l'ordre de 60.
- L'influence des résistances d'accès relativement faible qui devient significative pour $V_{BE} > 0,85V$.

2.1.2.4. Courbes de Gummel en régime de polarisation inverse avec la tension émetteur-base V_{EB} nulle

Les caractéristiques de Gummel mesurées en inverse (figure 50), montrent :

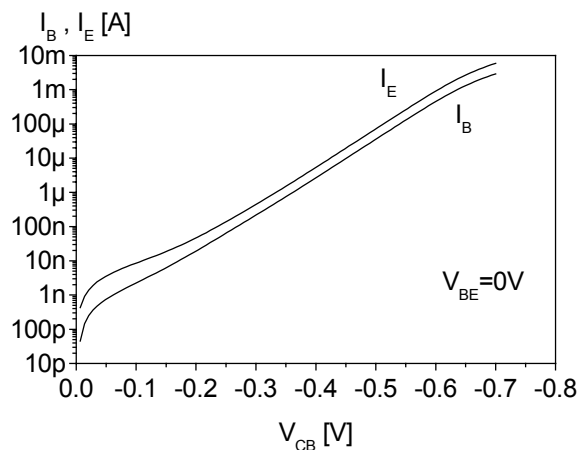


Figure 50 : Courbes de Gummel du transistor #2 polarisé en régime inverse

- Le faible niveau des courants de fuite, leur contribution influençant la valeur du courant d'émetteur pour des tensions $V_{CB} < 0,15V$.
- La similitude des pentes des courants de base et d'émetteur aux niveaux d'injection intermédiaires ($0,2V < V_{BC} < 0,55V$) qui tend à démontrer l'absence de mécanismes de recombinaison à température ambiante.
- Une faible influence des résistances d'accès pour $V_{BC} > 0,6V$.

2.1.2.5. Réseau de sortie courant collecteur I_C /Tension émetteur-collecteur V_{CE} paramétré en courant de base I_B

Les caractéristiques du réseau de sortie mesurées en régime de fonctionnement direct (figure 51) sont paramétrées pour un courant de base allant de $1\mu\text{A}$ à $5\mu\text{A}$ par pas de $1\mu\text{A}$.

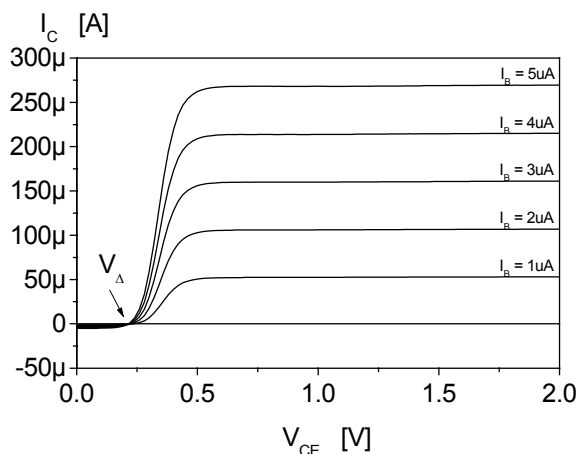


Figure 51 : Réseau de sortie du transistor #2 polarisé en régime direct

On note :

- Une tension de décalage, V_Δ de l'ordre de 220 mV .
- Une très faible influence du phénomène d'Early.
- Un régime de saturation qui s'étend sur la gamme de tension V_{CE} comprise entre 0V et $0,5\text{V}$.

2.2. Mesures en fonction de la température (213K-293K)

La mesure des caractéristiques électriques statiques en fonction de la température est une étape importante de la caractérisation car elle permet d'évaluer l'importance relative des différents mécanismes physiques de transport des porteurs en fonction du niveau de polarisation. Par la suite, elle permettra d'analyser l'évolution de ces différentes composantes au cours du vieillissement.

Les études suivantes présentent des résultats obtenus sur la caractérisation complète du transistor #8 représentatif du lot pour les températures allant de -60°C à $+20^{\circ}\text{C}$ par pas de 10°C .

2.2.1.1. Jonction émetteur-base

L'évolution de la caractéristique courant-tension de la jonction émetteur-base polarisée en direct en fonction de la température conduit à plusieurs remarques (figure 52).

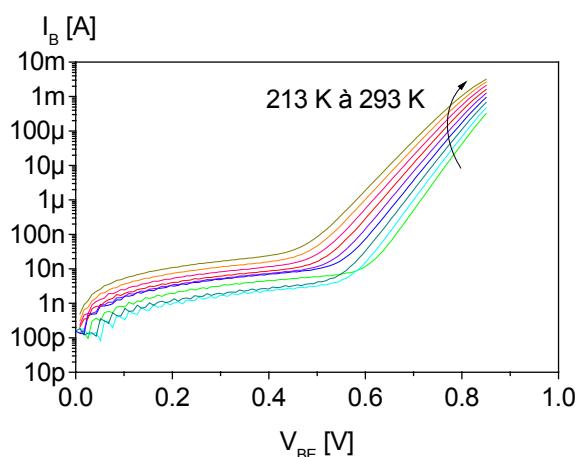


Figure 52 : Caractéristiques I-V de la jonction émetteur-base du transistor #8 polarisée en direct pour 9 températures : -60°C , -50°C , -40°C , -30°C , 20°C , -10°C , 0°C , $+10^{\circ}\text{C}$, $+20^{\circ}\text{C}$

- Le niveau des courants de fuite de la jonction émetteur-base augmente avec la température, allant de quelques $0,1\text{nA}$ à quelques 10nA , pour des polarisations inférieures à $0,4\text{V}$.
- Aux niveaux d'injection intermédiaires ($0,6\text{V} < V_{BE} < 0,8\text{V}$), le courant de base présente une évolution logarithmique en fonction de la température, du même ordre de grandeur que les courants de fuite, soit environ deux décades. La pente diminuant avec la température est représentative du mécanisme de transport thermoïonique.
- Aux forts niveaux d'injection, soit V_{BE} supérieure à $0,8\text{V}$, l'influence des résistances d'accès augmente avec la température. On note qu'en dessous de 243K , l'influence des résistances d'accès n'apparaît plus dans ce régime de fonctionnement.

2.2.1.2. Jonction base-collecteur

L'évolution de la caractéristique courant-tension de la jonction base-collecteur polarisée en direct en fonction de la température conduit aux remarques ci-dessous (figure 53).

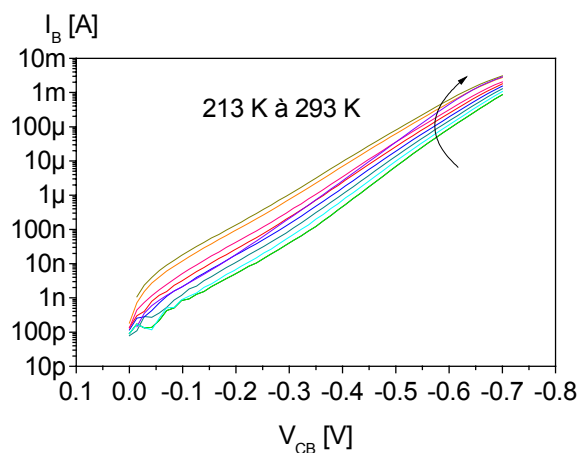


Figure 53 : Caractéristiques I-V de la jonction base-collecteur du transistor #8 polarisée en direct pour 9 températures : -60°C , -50°C , -40°C , -30°C , 20°C , -10°C , 0°C , $+10^\circ\text{C}$, $+20^\circ\text{C}$

- Le niveau des courants de fuite de la jonction collecteur-base augmente avec la température, allant de quelques nanoampères à quelques dizaines de nanoampères, pour des polarisations inférieures à $0,3\text{V}$.
- Aux niveaux d'injection intermédiaires ($0,3 < V_{BC} < 0,6\text{V}$), le courant augmente avec la température. Une pente plus importante de la caractéristique I-V apparaît à partir de 273K .
- Aux forts niveaux d'injection, soit V_{BE} supérieure à $0,6\text{V}$, l'influence des résistances d'accès augmente avec la température. On note qu'en dessous de 233K , l'influence des résistances d'accès n'apparaît plus dans ce régime de fonctionnement.

2.2.1.3. Courbes de Gummel en régime de polarisation direct à V_{BC} nulle

L'analyse des caractéristiques de Gummel, mesurées en direct et en fonction de la température (figure 54), conduit aux remarques suivantes.

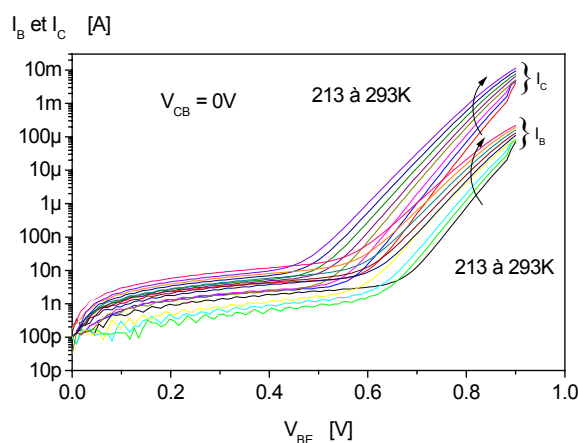


Figure 54 : Courbes de Gummel du transistor #8 polarisé en régime direct pour des températures allant de -60°C à $+20^{\circ}\text{C}$

- Aux forts niveaux d'injection, soit V_{BE} supérieure à $0,8\text{V}$, pour les températures supérieures à 243K , les caractéristiques reflètent l'influence des résistances d'accès. Par contre, en dessous de cette température, les courbes montrent un point d'inflexion que l'on peut attribuer à des oscillations parasites.
- Aux niveaux d'injection intermédiaires ($0,6 < V_{BE} < 0,8\text{V}$), les niveaux des courants de base et de collecteur suivent une progression logarithmique en fonction de la température. De plus, il apparaît dans le courant de base une composante de recombinaison de plus en plus marquée aux hautes températures. En effet, aux basses températures, les pentes des courants de base et de collecteur sont similaires et le coefficient d'idéalité proche de 1. La diminution de la pente avec la température est représentative du mécanisme de transport thermoïonique.
- Aux faibles niveaux d'injection, V_{BE} inférieure à $0,4\text{V}$, les courants de fuite évoluent avec la température sur moins de deux décades, soit de $0,1\text{nA}$ à 10nA pour le courant de base et d'une seule décade, soit de 1nA à 10nA , pour le courant de collecteur. Les mécanismes à l'origine de ces composantes de courant n'ont donc pas le même comportement thermique.

La figure 55 montre que, pour les forts niveaux de polarisation, la variation du gain en fonction de la température est très faible. Le gain reste de l'ordre de 60 .

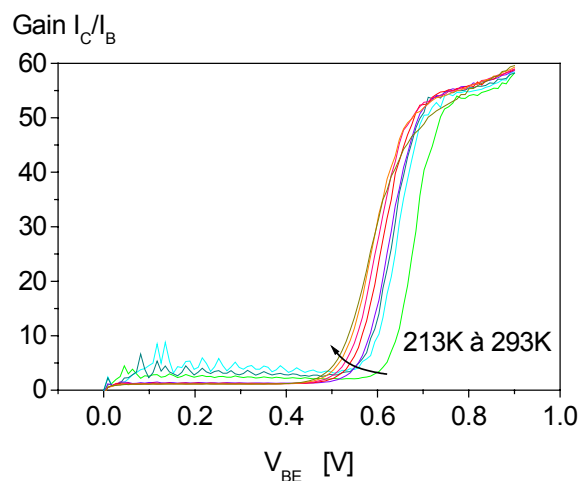


Figure 55 : Gains en courant du transistor #8 polarisé en direct pour 9 températures : -60°C, -50°C, -40°C, -30°C, 20°C, -10°C, 0°C, +10°C, +20°C

2.2.1.4. Courbes de Gummel en régime de polarisation inverse pour une tension émetteur-base V_{BE} nulle

La caractéristique de Gummel mesurée en inverse en fonction de la température conduit aux remarques suivantes (figure 56) :

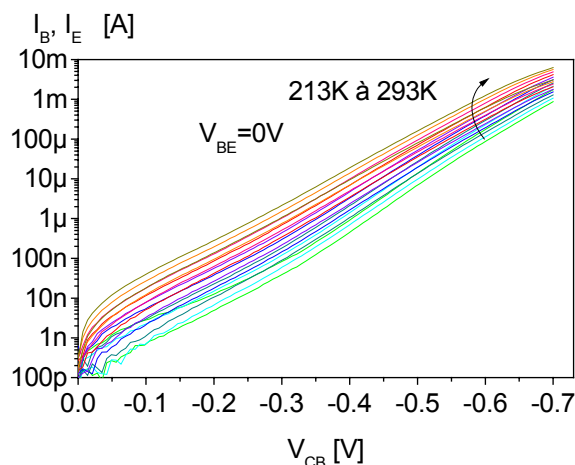


Figure 56 : Courbes de Gummel du transistor #8 polarisé en régime inverse pour 9 températures : -60°C , -50°C , -40°C , -30°C , 20°C , -10°C , 0°C , $+10^{\circ}\text{C}$, $+20^{\circ}\text{C}$

- Le faible niveau des courants de fuite,
- Des pentes des courants de base et d'émetteur identiques sur une large gamme de tension V_{CB} ($0 < V_{CB} < 0,60\text{V}$) ce qui tend à démontrer l'absence de mécanismes de recombinaison sur toute la plage de température de mesure,
- La faible influence des résistances d'accès qui augmente avec la température. Pour $V_{BC} > 0,6\text{V}$, on note qu'en dessous de 233K , le courant n'est pas influencé par les résistances d'accès.

2.2.1.5. Réseau de sortie courant collecteur I_C /Tension émetteur-collecteur V_{CE} paramétré en courant de base I_B

Les courbes du réseau de sortie en régime de fonctionnement direct (figure 57) sont paramétrées par le courant de base variant de 1 à 5 μA par pas de $1\mu\text{A}$ et mesurées pour différentes températures.

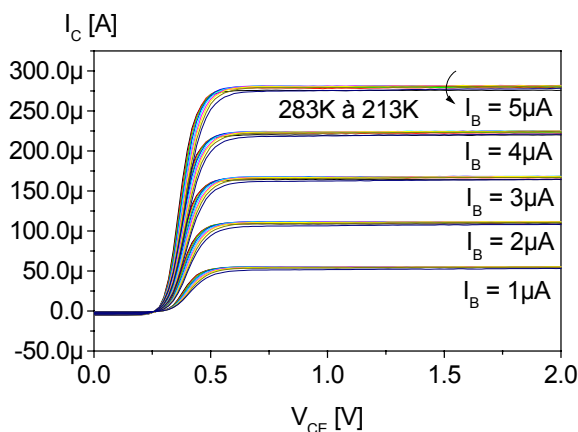


Figure 57 : Réseaux de sortie du transistor #8 polarisé en régime direct pour 9 températures : -60°C , -50°C , -40°C , -30°C , 20°C , -10°C , 0°C , $+10^\circ\text{C}$, $+20^\circ\text{C}$

On note :

- Une tension de décalage, V_Δ de l'ordre de 220 mV variant peu avec la température,
- Un régime de saturation qui s'étend sur la gamme de tension V_{CE} comprise entre 0,25V et 0,5V quelle que soit la température de mesure,
- Une faible influence du phénomène d'Early dans toute la gamme de température. Ceci montre la stabilité du gain du transistor dans cette gamme de température.

L'analyse des caractéristiques du TBH en fonction de la température met principalement en évidence les mécanismes de diffusion et de transport thermoïonique aux hétérojonctions. L'apparition d'un mécanisme de recombinaison est visible aux fortes températures sur le courant de base des courbes de Gummel en régime direct.

2.3. Extraction des paramètres du modèle et analyse des résultats

Pour chacun des 20 TBH, les paramètres du modèle électriques ont été extraits. On constate une bonne uniformité des résultats sur l'ensemble des composants. En particulier, le courant de saturation, le facteur d'idéalité et le gain en direct sont relativement peu dispersés pour l'ensemble des composants [Martin022].

Néanmoins, il est important de noter que l'extraction des résistances d'accès est délicate en raison de leurs faibles valeurs et des niveaux de courant mesurés. Leur extraction à partir des mesures et du modèle analytique choisi est rendue difficile en raison du couplage des équations les mettant en évidence. Pour caractériser les résistances de contact, et partiellement contourner cette difficulté, une étude complémentaire est réalisée sur les structures TLM (§ 3).

Pour confirmer la remarque précédente et pour choisir les composants les plus représentatifs qui seront soumis à un vieillissement accéléré, une analyse statistique est réalisée. De plus, les valeurs des principaux paramètres permettent d'identifier les mécanismes de transport mis en jeu. L'analyse des résultats obtenus est détaillée dans les paragraphes suivants.

2.3.1. Jonction base-émetteur

- Pour la jonction émetteur-base, le courant de saturation I_{SF} typique est évalué à 3 fA à ± 1 fA (figure 58). Quatre transistors présentent des valeurs de I_{SF} supérieures à celles des autres composants : #12, #13, #21 et #14. Le coefficient d'idéalité de cette diode a une valeur typique η_F de 1,2 (figure 59). Le transport par effet thermoïonique est donc le mécanisme de transport prédominant de l'hétérojonction émetteur-base (cf. Chapitre1 § 4.4.4.).

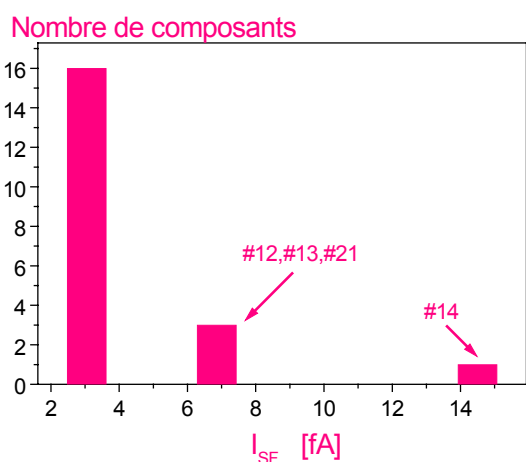


Figure 58 : Courant de saturation de la diode base-émetteur, I_{SF}

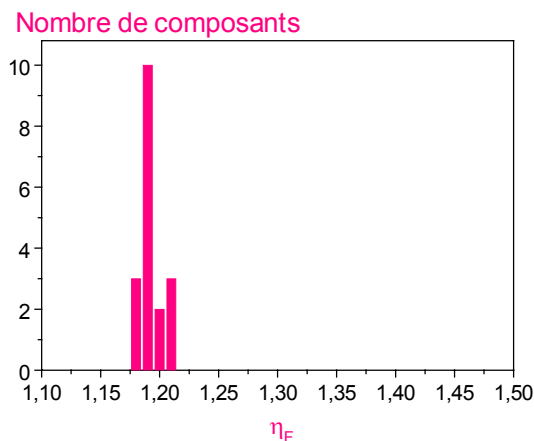


Figure 59 : Facteur d'idéalité de la diode base-émetteur, η_F

2.3.2. Diode de recombinaison base-émetteur

- La diode modélisant les mécanismes de génération-recombinaison de la jonction émetteur-base présente une valeur typique du courant de saturation I_{SE} de 0,03fA (figure 60). Quatre transistors ont un courant de saturation plus élevé : #12, #13, #21 et #14. Le coefficient d'idéalité, η_E (figure 61) est centré sur la valeur 1,5, supposant une contribution significative des mécanismes de recombinaison dans le volume de la base intrinsèque ou à l'interface.

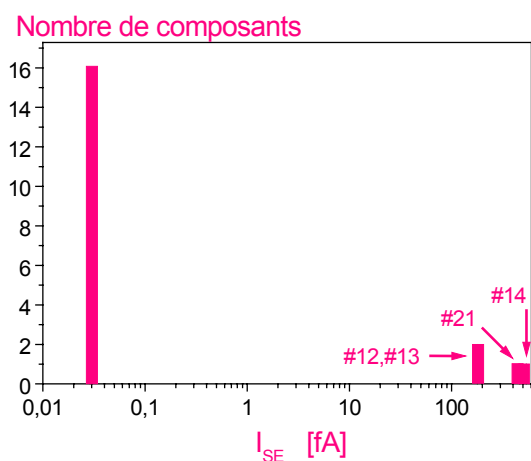


Figure 60 : Courant de saturation, I_{SE} de la diode base-émetteur modélisant les mécanismes de génération-recombinaison

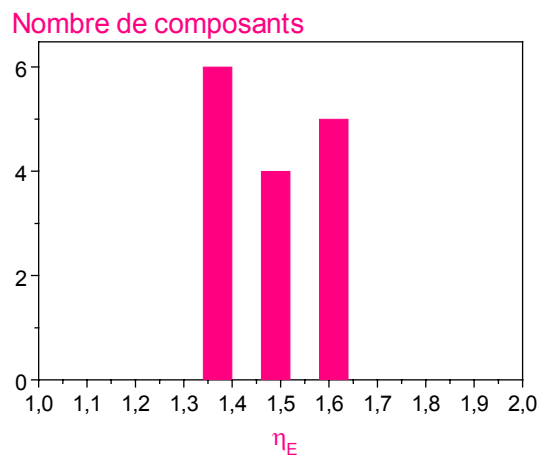


Figure 61 : Facteur d'idéalité, η_E de la diode base-émetteur modélisant les mécanismes de génération-recombinaison

2.3.3. Gain en configuration directe

- En configuration directe, le gain en courant typique β_F (figure 62) est de 56. La dispersion mesurée sur le gain est inférieure à 3%.

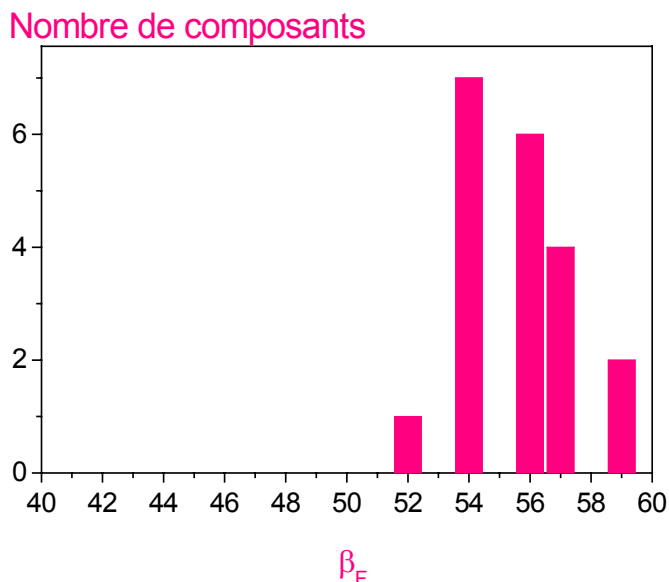


Figure 62 : Gain en courant en fonctionnement direct

2.3.4. Diode base-collecteur

- Pour la jonction base-collecteur, le courant de saturation I_{SR} typique est évalué à 5×10^{-21} A (figure 63). Cette valeur est très faible par rapport au courant de saturation de la diode base-émetteur intrinsèque. La différence provient de la procédure d'extraction influencée par le faible gain en courant en régime inverse. Un seul transistor présente une valeur de I_{SR} supérieure à celles des autres composants : #8. Le coefficient d'idéalité de cette diode a une valeur typique η_R de 1,2 (figure 64) que l'on associe au mécanisme de transport thermo-ionique à travers l'hétérojonction base-collecteur.

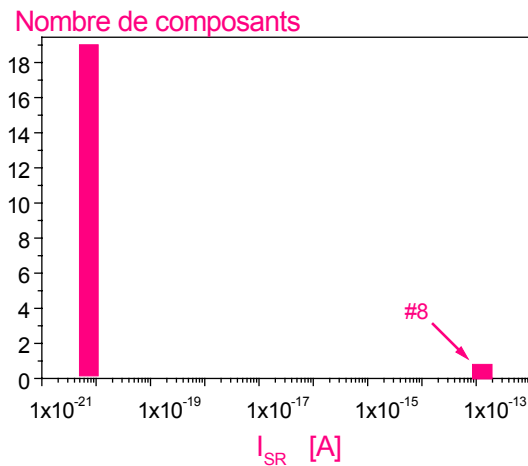


Figure 63 : Courant de saturation de la diode base-collecteur, I_{SR}

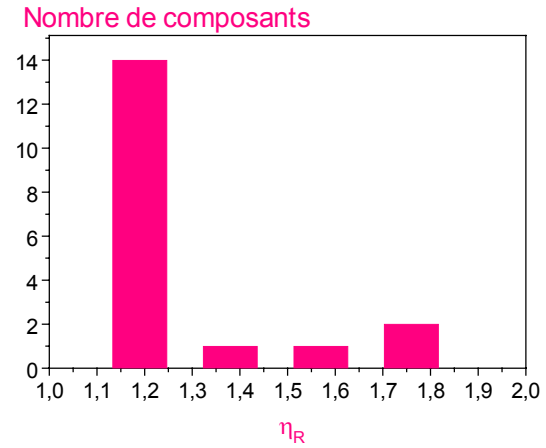


Figure 64 : Facteur d'idéalité de la diode base-collecteur, η_R

2.3.5. Diode de recombinaison base-collecteur

- La diode modélisant les mécanismes de génération-recombinaison de la jonction base-collecteur (figure 65) présente une valeur typique du courant de saturation I_{SC} de 0.05 nA. Cette valeur correspond en fait au courant de saturation de la diode base-collecteur intrinsèque, la procédure d'extraction étant toujours influencée par le faible gain en courant en régime inverse. Le coefficient d'idéalité η_C est centré sur la valeur 1,5 (figure 66), supposant une contribution significative des mécanismes de transport thermoïonique dans la jonction base-collecteur en régime direct.

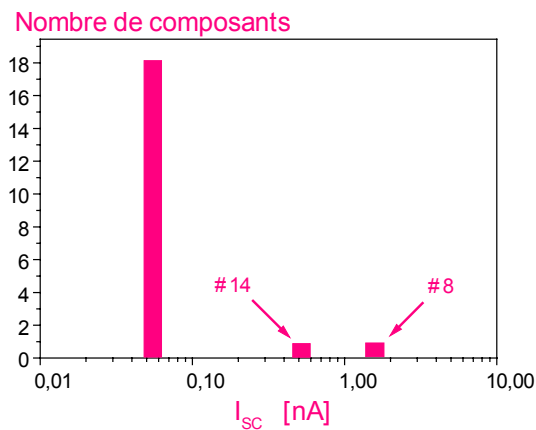


Figure 65 : Courant de saturation, I_{SC} de la diode base-collecteur modélisant les mécanismes de génération-recombinaison

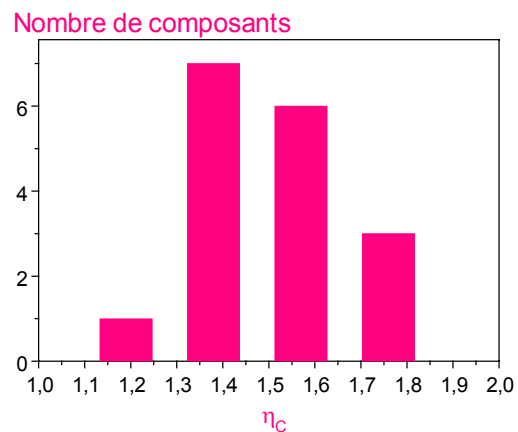


Figure 66 : Facteur d'idéalité, η_C de la diode base-collecteur modélisant les mécanismes de génération-recombinaison

2.3.6. Résistances d'accès et résistances de fuite

- Les résistances d'accès R_C , R_B et R_E extraites à partir des courbes de Gummel dont les valeurs moyennes sont respectivement $0,11 \Omega$, $8,2 \Omega$ et $2,19 \Omega$ présentent une dispersion relativement importante. Ceci provient principalement de la méthode d'extraction effectuée à partir des courbes de Gummel à des niveaux d'injection modestes.
- La figure 67 montre la dispersion des valeurs des résistances de fuite R_{BE} , R_{CE} et R_{BC} . L'origine de ces courants de fuite est associée au procédé de réalisation technologique et donc localisée dans les régions extrinsèques. La répartition des valeurs des trois résistances de fuite fait apparaître deux lots distincts. Le premier lot, qui semble le plus représentatif de la technologie présente des valeurs de résistances comprises entre $6 \times 10^5 \Omega$ et $2 \times 10^6 \Omega$. Dans le second lot, les valeurs des résistances sont inférieures à $8 \times 10^4 \Omega$. Les transistors correspondants au second lot sont : #8, #11, #12, #13, #14, #21.

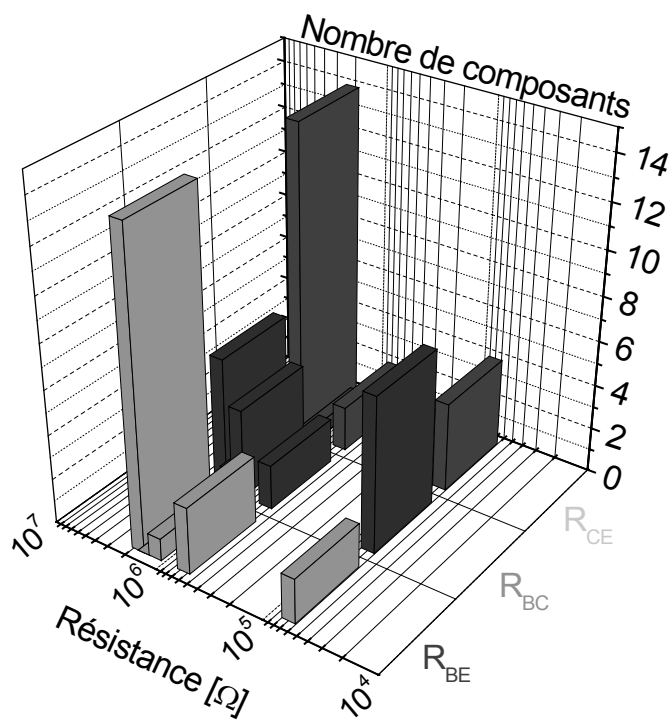


Figure 67 : Résistances de fuite, R_{BE} , R_{BC} , R_{CE}

Le tableau ci-dessous récapitule les valeurs moyennes des paramètres en faisant abstraction des transistors atypiques identifiés précédemment. Pour les courants de saturation, les valeurs moyennes sont des moyennes géométriques qui peuvent être différentes des valeurs typiques présentées sur les graphiques précédents.

		Max	Moy	Min
R fuite	$R_{BE} (\Omega)$	9,6E+06	2,9E+06	8,5E+04
	$R_{CB} (\Omega)$	5,6E+07	3,8E+06	2,0E+04
	$R_{CE} (\Omega)$	9,7E+06	2,4E+06	7,0E+04
R accès	$R_B (\Omega)$	14,48	8,20	5,00
	$R_C (\Omega)$	8,00	0,11	0,01
	$R_E (\Omega)$	3,20	2,19	1,44
Transistor Intrinsèque	$I_{SF} [A]$	2,8E-13	2,5E-15	4,1E-19
	η_f	1,95	1,15	1,00
	$I_{SF} [A]$	6,3E-15	4,9E-15	3,1E-15
	η_f	1,23	1,19	1,16
	$I_{SE} [A]$	1,0E-14	7,2E-16	2,9E-17
	η_E	1,85	1,49	1,26
	β_f	60,43	56,43	52,48
	η_r	2,00	1,24	1,06
	$I_{SC} [A]$	5,0E-10	2,0E-10	5,5E-11
	η_C	1,79	1,62	1,48
	β_r	2,06	2,04	2,04

Tableau 6 : Résultats des statistiques réalisées sur les paramètres statiques de 20 TBH de géométrie $(2 \times 10) \mu m^2$

3. Etude des structures TLM

3.1. Extraction des paramètres

Les structures TLM (Transmission Line Model) sont des motifs de test des résistances de forme parallélépipédique dont les contacts ohmiques de dimensions identiques ($d \times W$) sont espacés de distance variable l_{12}, l_{23}, \dots et déposés sur la couche épitaxiale émetteur, base ou collecteur (figure 68). Dans le cadre de notre étude, les motifs TLM comportent 6 distances inter-électrodes (figure 68 (b)), différentes selon les couches base, émetteur et collecteur.

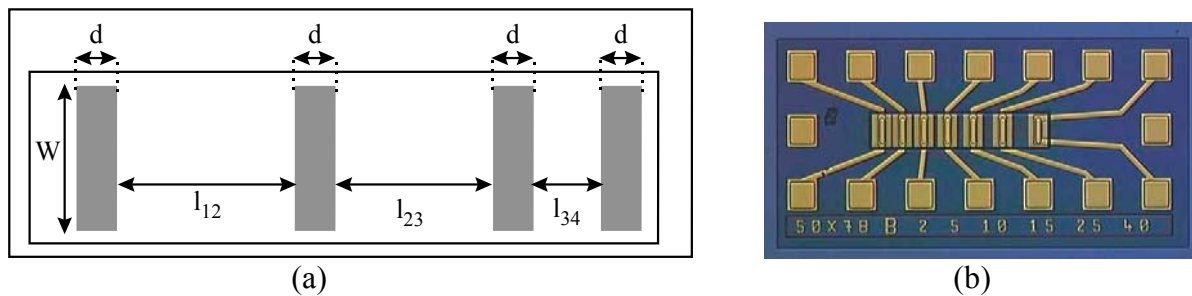


Figure 68 : : Structure TLM schématique (a) et vue au microscope optique (b)

Ces structures permettent, à partir de la mesure de la résistance entre plots consécutifs, la décomposition des résistances d'accès pour chaque région. Le tracé $R = f(l_{n,n+1})$ permet d'extraire la résistance de contact R_C localisée à l'interface entre plot de contact et couche semi-conductrice, la résistance par carré de la couche semi-conductrice R_{CAR} et la longueur de transfert sous le contact L_T .

Dans le cas de motifs TLM simples (figure 68-b), les mesures entre plots de contact permettent d'extraire les paramètres à partir des relations suivantes [Reeves82] :

$$R(l_{ij}) = 2R_C + R_{CAR} \frac{l_{ij}}{W} \quad \text{Équation 79}$$

$$R_C = \frac{R_{CAR}|L_T|}{W} \quad \text{Équation 80}$$

Si on suppose que la résistance de la couche semi-conductrice n'est pas modifiée par le contact ohmique, une régression linéaire permet d'extraire (figure 69) :

- la résistance R_C de contact par l'ordonnée à l'origine ($l = 0$, $R = 2R_C$),
- la résistance par carré R_{CAR} de la couche semi-conductrice à partir de la pente de la droite (pente = $\frac{R_{CAR}}{W}$),
- la longueur L_T de transfert obtenue à partir de l'intersection de la droite avec l'axe des abscisses.

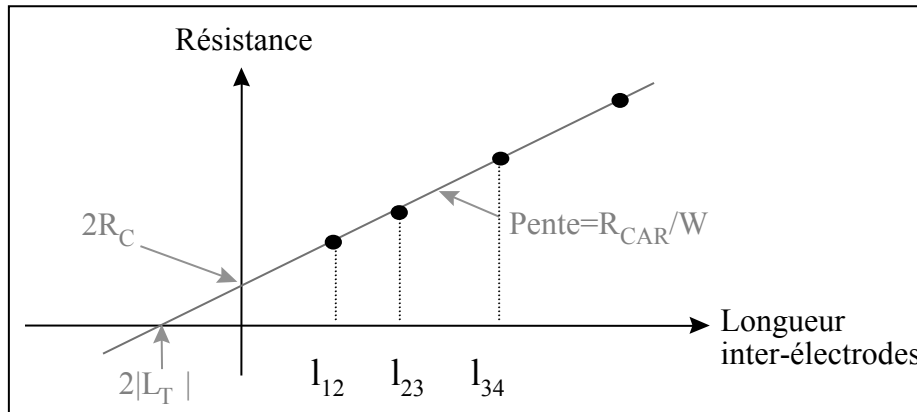


Figure 69 : Extraction de la résistance de contact, de la résistance par carré et de la longueur de transfert à partir du tracé de la résistance en fonction de la longueur inter-électrodes

La résistivité de contact ρ_C est reliée à la résistance de contact R_C par l'équation 81 :

$$R_C = \frac{\sqrt{\rho_C R_{CAR}}}{W} \tan^{-1} \left(\sqrt{\frac{R_{CAR}}{\rho_C}} \right) \quad \text{avec} \quad L_T = \sqrt{\rho_C R_{CAR}} \quad \text{Équation 81}$$

Si la longueur de transfert L_T est très faible devant la longueur d du contact, alors R_C est donné par la relation :

$$R_C = \frac{\sqrt{\rho_C R_{CAR}}}{W} \quad \text{Équation 82}$$

3.2. Analyse des mesures à t_0

Trois plaques de TLM différentes ont fait l'objet de l'étude des contacts ohmiques selon la nature de l'empilement métallique. La Plaque 82241 contient des contacts de type Ti/Au, la plaque 82375 contient des contacts de type Ti/Pt/Au et la plaque 82421 contient des contacts de type Pt/Ti/Pt/Au. La figure 70 montre plusieurs motifs TLM. Les motifs TLM correspondant à un réticule font $1000 \mu\text{m} \times 500 \mu\text{m}$. Les chemins de découpe entre réticules mesurent $75 \mu\text{m}$ de large (figure 71).

Afin d'effectuer des vieillissements sous des températures différentes et pour chaque type de métallisation, la première étape des travaux effectués à l'IXL a consisté à découper les morceaux de plaques pour obtenir des puces contenant 15 réticules. Chaque puce contient au moins un motif TLM simple de base, d'émetteur et de collecteur utilisé au cours des tests de vieillissement.

Un motif TLM simple est constitué de 6 résistances de longueurs inter-électrodes différentes (figure 71). Ces longueurs sont données ci-dessous :

- 5, 15, 30, 50, 80 et $130 \mu\text{m}$ pour les motifs TLM simple de type émetteur et collecteur.
- 2, 5, 10, 15, 25 et $40 \mu\text{m}$ pour les motifs TLM simple de type base.

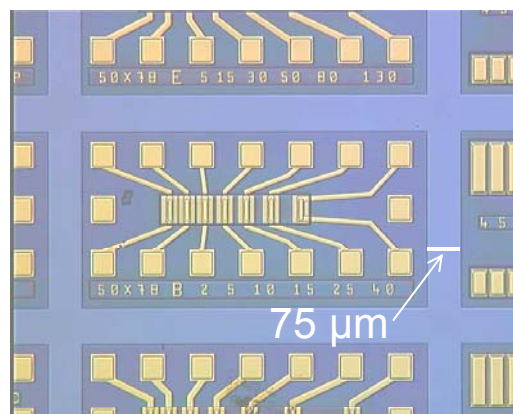
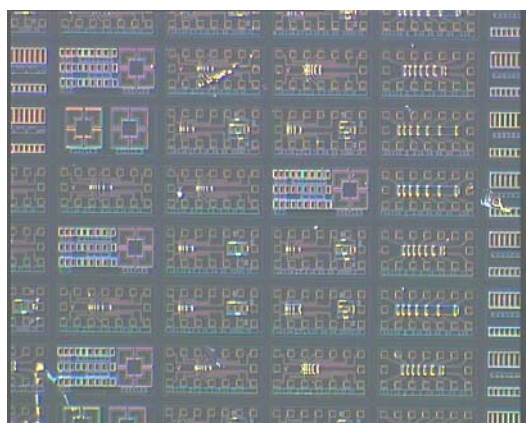


Figure 70 : Vue d'une plaque TLM comprenant plusieurs réticules

Pour chaque type de métallisation, un TLM d'émetteur, un TLM de base et un TLM de collecteur, ont été caractérisés simultanément, soient 9 structures au total.

Nous avons vu dans le paragraphe 3.1 que le calcul initial de la résistivité de contact ρ_C se simplifie lorsque la longueur de transfert notée L_T est faible devant la longueur inter électrodes.

Les TLM de types émetteur, base et collecteur vérifient effectivement cette condition. En effet, le tableau ci-dessous (tableau 7) montre que quelque soit la métallurgie, la valeur moyenne de la longueur de transfert reste inférieure d'au moins un ordre de grandeur à la longueur de contact de 50 μm .

	Emetteur	Base	Collecteur
Ti/Au	3,01 μm	0,22 μm	3,27 μm
Ti/Pt/Au	3,05 μm	0,28 μm	4,14 μm
Pt/Ti/Pt/Au	0,53 μm	0,17 μm	2,53 μm

Tableau 7 : Longueur de transfert évaluée pour les couches d'émetteur, de base et de collecteur selon le type de métallisation

Les valeurs de la résistance de couche par carré, R_{CAR} et de la résistivité de contact ρ_C , obtenues à partir des équations précédentes, sont reportées dans les tableaux ci-dessous, respectivement figures 72 et 73. L'incertitude associée à ces valeurs dépend de la régression linéaire obtenue à partir des mesures. Cette régression est recalculée à partir de nouvelles mesures tant que le coefficient de corrélation associé n'est pas de 1. Dans ces conditions, l'incertitude associée à la résistance de couche par carré est estimée à $\pm 0.01 \Omega/\square$ et l'incertitude relative associée à la résistivité de contact est évaluée à 1%.

	Base (Ω/\square)	Collecteur (Ω/\square)	Emetteur (Ω/\square)
Ti/Au	540,54	8,58	17,94
	539,76	8,58	17,94
	530,4	8,58	17,16
Ti/Pt/Au	629,46	9,36	16,38
	605,28	9,36	15,6
	609,96	9,36	15,6
Pt/Ti/Pt/Au	567,84	9,36	16,38
	562,38	9,36	15,6
	563,16	9,36	16,38

Figure 72 : Résistance par carré des couches de base, d'émetteur et de collecteur selon le type de métallurgie

	Base ($\Omega.\text{cm}^2$)	Collecteur ($\Omega.\text{cm}^2$)	Emetteur ($\Omega.\text{cm}^2$)
Ti/Au	3,28E-08	2,30E-07	8,48E-07
	1,04E-07	2,43E-07	2,38E-07
	6,45E-08	2,17E-07	2,40E-07
Ti/Pt/Au	8,45E-08	4,39E-07	3,92E-07
	1,36E-07	3,74E-07	3,39E-07
	1,41E-07	3,90E-07	3,75E-07
Pt/Ti/Pt/Au	5,40E-08	1,66E-07	1,34E-08
	4,78E-08	1,37E-07	1,18E-08
	2,49E-08	1,46E-07	9,29E-09

Figure 73 : Résistivité de contact des TLM de types base, émetteur et collecteur selon le type de métallurgie

3.2.1. Résistances des couches semiconductrices

La figure 74 présente les valeurs moyennes des résistances de couche par carré selon le type de TLM et de métallurgie.

	Base (Ω/\square)	Collecteur (Ω/\square)	Emetteur (Ω/\square)
Ti/Au	536,9	8,58	17,68
Ti/Pt/Au	614,9	9,36	15,86
Pt/Ti/Pt/Au	564,46	9,36	16,12

Figure 74 : Valeur moyenne des résistances par carré des couches de base, d'émetteur et de collecteur selon le type de métallurgie

- Les valeurs des résistances de couche par carré du collecteur sont les plus faibles, soit une moyenne de $9,1 \Omega/\square$. On constate un faible écart des valeurs des résistances de couche en fonction du type de métallurgie, soit $0,45 \Omega/\square$. Cependant, la plus faible valeur ($8,58 \Omega/\square$) est obtenue pour le contact Ti/Au.
- Les résistances de couche par carré de l'émetteur ont une valeur moyenne de $16,55 \Omega/\square$ avec un écart type de $0,98 \Omega/\square$. La plus forte valeur est obtenue pour le contact Ti/Au.
- Les valeurs des résistances de couche par carré de la base sont les plus élevées, en moyenne $572,08 \Omega/\square$, en raison de faible épaisseur de la couche de 500 \AA . Cette valeur varie selon le type de plaque et de métallisation du contact soit un écart type de $39,55 \Omega/\square$. La valeur maximale de $614,9 \Omega/\square$ est obtenue pour le contact de type Ti/Pt/Au.

La disparité des valeurs en fonction du type de métallurgie ne semble pas suivre une loi de variation particulière. Les incertitudes sur les dimensions effectives des motifs TLM peuvent être à l'origine de ces écarts.

3.2.2. Analyse des résistivités de contact

La figure 75 présente les valeurs moyennes des résistivités de contact des TLM de types base, émetteur et collecteur selon le type de métallurgie.

	Base ($\Omega.cm^2$)	Collecteur ($\Omega.cm^2$)	Emetteur ($\Omega.cm^2$)
Ti/Au	6,71E-08	2,30E-07	4,42E-07
Ti/Pt/Au	1,21E-07	4,01E-07	3,69E-07
Pt/Ti/Pt/Au	4,22E-08	1,50E-07	1,15E-08

Figure 75 : Valeur moyenne des résistivités de contact des TLM de types base, émetteur et collecteur selon le type de métallurgie

- Les valeurs des résistivités de contact de collecteur sont très proches pour les trois systèmes métallurgiques avec une valeur moyenne égale à $2,60 \times 10^{-7} \Omega.cm^2$ puisque l'écart type est de $1,28 \times 10^{-7} \Omega.cm^2$.
- La valeur moyenne des résistivités de contact d'émetteur est proche de celle obtenue pour le collecteur soit $2,74 \times 10^{-7} \Omega.cm^2$. Cependant, il apparaît clairement que ces valeurs varient de façon plus importante que celles du collecteur suivant le type de métallurgie, soit un écart type de $2,30 \times 10^{-7} \Omega.cm^2$. Les contacts Pt/Ti/Pt/Au correspondent clairement à la plus faible valeur et les contacts Ti/Au à la plus grande.
- Les résistivités de contact de la base sont les plus faibles avec une moyenne de $7,67 \times 10^{-8} \Omega.cm^2$. Cette valeur présente une variation aussi importante que celle de l'émetteur selon le type de métallurgie soit un écart type de $4,01 \times 10^{-8} \Omega.cm^2$. La valeur la plus faible est obtenue pour le contact Pt/Ti/Pt/Au, le moins diffusant, alors que pour le système Ti/Pt/Au, on obtient la plus forte valeur.

Il apparaît clairement que le contact Pt/Ti/Pt/Au correspond aux résistivités de contact les plus faibles quel que soit le type de la couche semiconductrice et particulièrement pour l'émetteur.

4. Conclusion

L'analyse statistique réalisée sur les paramètres du modèle électrique statique de 20 transistors de surface d'émetteur $20 \mu\text{m}^2$ a permis de confirmer la faible dispersion de leurs caractéristiques statiques avant les tests de vieillissement. Le courant de saturation typique de la jonction base-émetteur intrinsèque est de 3 fA. Le facteur d'idéalité associé est égal à 1,2 traduisant l'influence du mécanisme thermoïonique. Le gain en courant en régime direct est de 56 avec une dispersion relative inférieure à 3 %. Le courant de saturation de la jonction base-collecteur intrinsèque représenté principalement dans le modèle par la diode base-collecteur extrinsèque (cf §2.3.5) est égal à 50 pA pour une grande majorité des composants. Le facteur d'idéalité associé est égal à 1,5, le mécanisme de transport étant également thermoïonique à travers la jonction base-collecteur.

Les mesures de résistances sur les TLM ont permis d'extraire les résistances par carré des couches d'accès de base, d'émetteur et de collecteur ainsi que les résistivités de contact pour les différents types de systèmes métallurgiques. Les valeurs des résistances par carré des couches, comme on pouvait s'y attendre, présentent une faible variation en fonction de la nature des contacts, respectivement 6,9%, 4,9% et 5,9% pour les couches de base, de collecteur et d'émetteur. Ceci est représentatif de la précision de la méthode d'extraction. Par contre, les valeurs des résistivités de contact ont une variation relative importante selon l'empilement métallique du contact : 52% pour la base, 50% pour le collecteur et 84% pour l'émetteur. D'après cette étude, il se dégage une conclusion importante relative au type de contact : quelle que soit la couche semi-conductrice sous-jacente, le système Pt/Ti/Pt/Au présente la plus faible résistivité.

Il va s'ensuivre une étude significative de la dérive de ces paramètres au cours du vieillissement qui est la condition nécessaire pour valider l'étude des mécanismes de dégradation.

Chapitre 3 : Mécanismes parasites

La plage de fonctionnement du TBH idéal optimisé pour ses performances fréquentielles est limité en fonctionnement par deux mécanismes distincts. En ce qui concerne l'excursion logique et donc la marge de bruit maximale, elle est limitée par la tension maximale V_{CE} reliée à la tension de claquage de la jonction base-collecteur. En ce qui concerne la stabilité des oscillateurs en haute fréquence, elle est limitée par les niveaux de bruit basse fréquence. Ces deux mécanismes sont donc considérés comme parasites. Leur évolution au cours des vieillissements accélérés constitue alors un indicateur de fiabilité. Nous allons dans ce chapitre étudier successivement les mécanismes de claquages de la jonction base-collecteur puis le bruit basse fréquence au travers de leur modélisation et l'extraction des paramètres associés.

1. Etude du claquage de la jonction base-collecteur

A la suite d'une étude préliminaire des techniques de caractérisation de la filière technologique TBH InP, le mécanisme de claquage susceptible de prendre naissance dans la jonction base-collecteur apparaît comme un point sensible. En effet, la valeur de la tension de claquage BV est un paramètre décisif pour les applications électro-optiques visées, d'autant que les valeurs de bande interdite des matériaux du collecteur sont faibles. En particulier, l' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ a une valeur de bande interdite de 0,75 eV. La conception des TBH optimisés pour des hautes fréquences de fonctionnement conduit à une tension de claquage BV relativement faible, de l'ordre de 7 V dans le cas de nos travaux.

Nous proposons de détailler dans ce chapitre les mécanismes mis en jeu dans le claquage de la jonction base-collecteur, les techniques de mesure électrique permettant de les mettre en évidence ainsi que les modèles associés.

1.1. Les mécanismes de claquage

Le mécanisme de claquage dans une jonction PN se produit à fort champ électrique. Lorsque l'on augmente progressivement la tension inverse aux bornes de la jonction, on finit par atteindre une valeur limite, région abrupte de la courbe $i = f(v)$ de la diode où le courant devient très élevé. C'est la tension de claquage BV , comme le montre la figure 76.

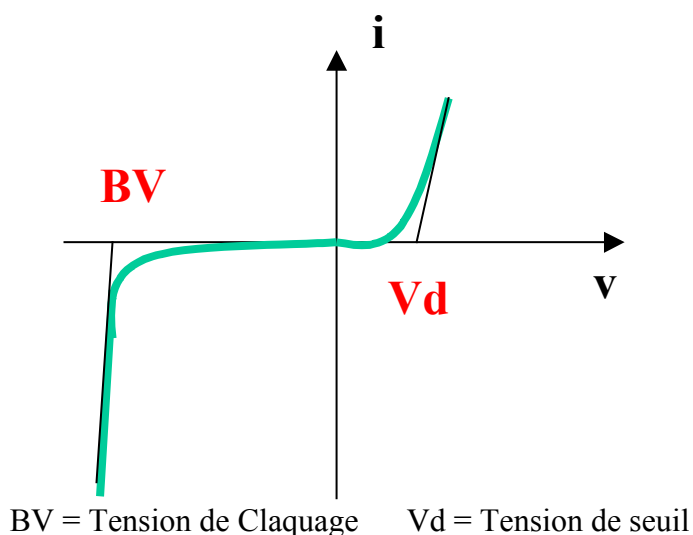


Figure 76 : Caractéristique courant-tension d'une jonction PN

En effet, le champ électrique qui règne dans la structure entraîne la destruction de certaines liaisons covalentes. Il y a alors création de paires électron-trou produisant ainsi une augmentation du courant.

On peut distinguer deux mécanismes responsables du claquage :

- Lorsque le champ électrique permet une accélération suffisante des porteurs libres pour créer des chocs détruisant des liaisons covalentes, on parle d'ionisation par impact.
- Lorsque la seule force engendrée par le champ électrique permet la destruction des liaisons covalentes, il s'agit de l'effet Zener.

1.1.1. Claquage par avalanche et ionisation par impact

Le mécanisme d'ionisation par impact conduisant à l'avalanche peut être décrit étape par étape comme l'illustre le schéma de bandes d'énergie de la jonction polarisée en inverse (figure 77).

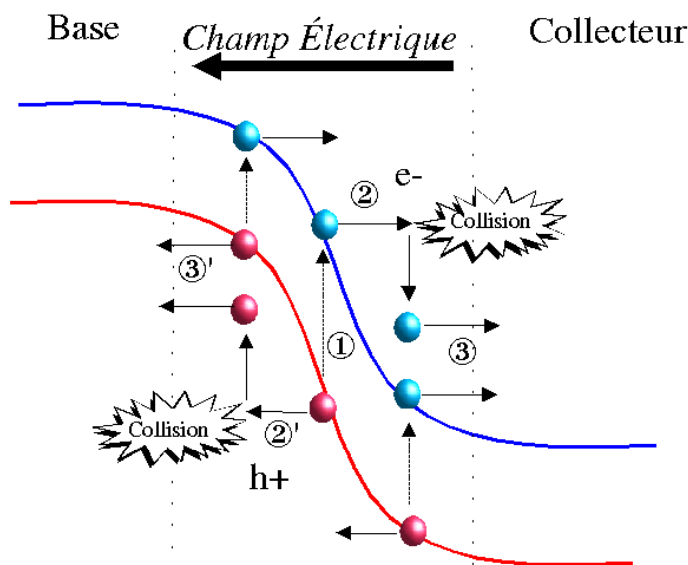


Figure 77 : Schéma de bandes d'énergie de la jonction base-collecteur d'un transistor NPN mettant en évidence le mécanisme d'ionisation par impact

L'étape ① est la génération thermique d'une paire électron-trou selon le mécanisme décrit par Shockley, Read et Hall. Ces porteurs vont se déplacer sous l'effet du champ électrique, l'électron vers la zone N, le trou vers la zone P et donner naissance au courant inverse de la jonction. C'est le courant de génération dans la zone de transition qui constitue la quasi-totalité du courant inverse de la jonction. Cette situation est celle où le champ électrique est insuffisant pour que l'avalanche se produise.

Si maintenant le champ électrique atteint ou dépasse une valeur critique, l'électron et le trou vont acquérir assez d'énergie cinétique (étapes ② et ②') pour que leur collision avec le réseau cristallin soit susceptible de briser des liaisons covalentes en provoquant ainsi la formation de nouvelles paires électron-trou. En résumé, le gain en énergie cinétique ΔE d'un électron accéléré par le champ électrique doit être suffisant pour produire un électron de conduction à partir d'un choc avec un électron de valence.

Chaque électron ainsi transféré dans la bande de conduction est alors susceptible de provoquer un nouveau choc (étapes ③ et ③'). Le courant inverse traversant la diode résultant de ce mécanisme cumulatif peut être décrit de la façon suivante (figure 78) :

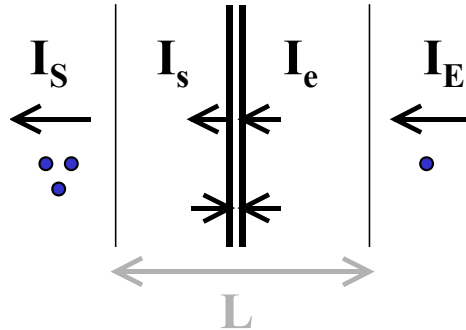


Figure 78 : Représentation schématique des courants associés au mécanisme d'ionisation par impact

- Soit α_n le nombre de collisions destructrices de liaisons covalentes par unité de longueur de déplacement de l'électron.
- Soit I_e le courant d'électrons entrant dans une section droite d'épaisseur dx de la jonction et I_s le courant d'électrons en sortant, $\frac{dI_s}{dx} = \alpha_n \cdot I_e$
- Soit M le rapport des courants d'électrons aux deux extrémités de la jonction
- Soit I_E le courant d'électrons entrant dans la jonction et I_S le courant en sortant :
 $I_S = M \cdot I_E$

En intégrant sur la longueur L de la jonction : $\int_L dI_s = I_S - I_E$

Donc

$$I_S = \frac{I_E}{1 - \int_L \alpha_n \cdot dx} \quad \text{Équation 83}$$

d'où

$$M = \frac{1}{1 - \int_L \alpha_n \cdot dx} \quad \text{Équation 84}$$

Pour atteindre la condition d'avalanche il faut que M soit très grand par rapport à 1. Soit $\int_L \alpha_n dx \rightarrow 1$. Lorsque M devient grand, V_R tension inverse de la diode tend vers BV tension de claquage. On peut alors admettre que :

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{V_R}{BV}\right)^n} ; \text{ avec } n \text{ proche de } 3 \text{ dans le cas des TBH InP [Chau92]} \quad \text{Équation 85}$$

Le taux de génération de paires électron-trou G dû à l'ionisation par impact est défini par :

- α_n le taux d'ionisation des électrons fonction du champ électrique et de la température.
- α_p le taux d'ionisation des trous fonction du champ électrique et de la température.

La relation entre ces trois paramètres étant

$$G = \alpha_n \frac{|J_n|}{q} + \alpha_p \frac{|J_p|}{q} \quad \text{Équation 86}$$

Le réseau courant-tension de la diode polarisée en inverse peut présenter deux allures distinctes dans le cas du claquage par avalanche.

☛ Claquage ‘doux’ ou progressif :

Le claquage ‘doux’ ou progressif est uniquement dû à l'ionisation par impact qui engendre l'avalanche. Le courant suit la loi de multiplication par le facteur M jusqu'à atteindre le claquage. La courbe courant-tension a alors l'allure de la figure 79.

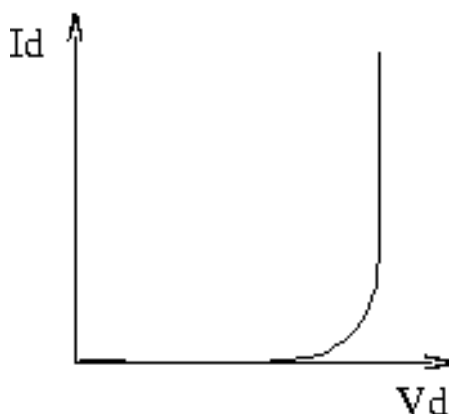


Figure 79 : Allure d'une courbe I-V présentant un claquage de type avalanche issu de l'ionisation par impact dans une jonction PN [Chen89]

☛ Claquage microplasma :

Dans le cas du claquage microplasma, la caractéristique du courant en fonction de la tension présente des irrégularités (figure 83). Le phénomène de multiplication dû à l'ionisation par impact et le claquage par avalanche se produisent généralement à partir d'une petite région localisée dans la jonction. On parle de microclaquage. En conséquence, seulement une fraction du courant est multipliée par l'effet d'avalanche. On peut alors définir δ comme le rapport de la surface à travers laquelle le phénomène de multiplication se produit effectivement et de la surface totale de la jonction.

La tension de claquage collecteur-émetteur devient alors :

$$BV_{CE0} = \frac{1}{1 + \delta} \cdot BV_{CB0} \text{ avec par exemple : } \delta = 30 \% \text{ [Chen89]} \quad \text{Équation 87}$$

La figure 80 présente la courbe courant-tension mettant en évidence l'influence du claquage par microplasma.

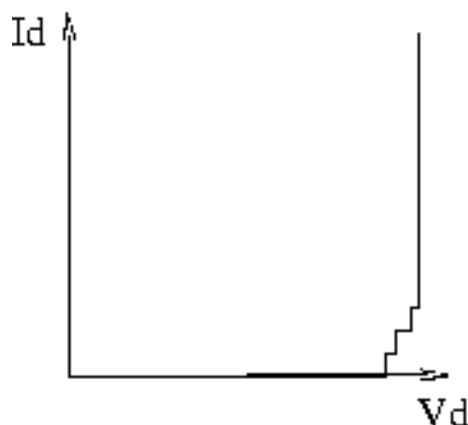


Figure 80 : Allure d'une courbe I-V présentant un claquage d'origine microplasma dans une jonction PN [Chen89]

Ce mécanisme est principalement dû à la présence d'impuretés, aux effets de bords et à la présence de pièges localisés aux interfaces métallurgiques.

1.1.2. Claquage par effet Zener

On sait que plus le dopage de la jonction augmente, plus le champ critique d'apparition de l'avalanche est élevé. Aux très forts dopages, il devient supérieur au champ critique relatif à l'apparition de l'effet Zener et c'est alors ce dernier qui s'impose. Ce champ électrique est ainsi suffisamment important pour générer des paires électron-trou qui contribuent à l'augmentation du courant inverse à travers la jonction (figure 81).

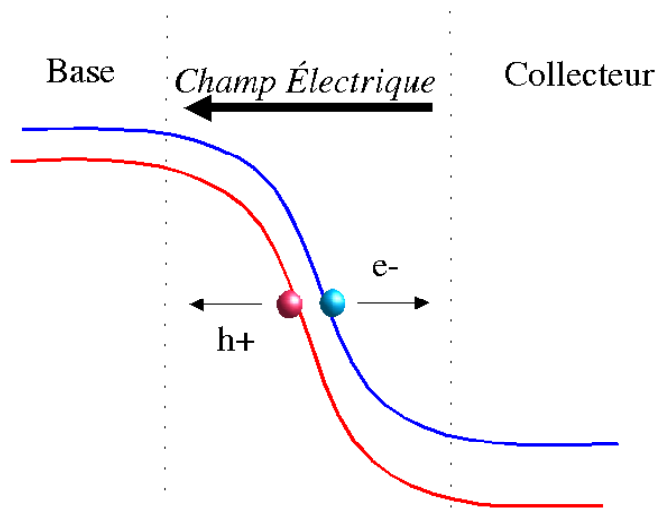


Figure 81 : Schéma de bandes d'énergie de la jonction Base-Collecteur en régime de claquage par effet Zener

Sous polarisation inverse, la tension correspondante au champ critique ionise simultanément un grand nombre de porteurs. La courbe courant-tension a alors l'allure de la figure 82.

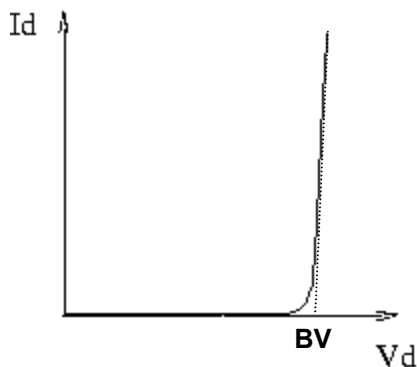


Figure 82 : Allure d'un claquage Zener dans une diode

Nous avons distingué deux types de claquage. Le claquage par avalanche et le claquage par effet Zener. Nous allons voir à présent que la prédominance de l'un ou l'autre de ces mécanismes est principalement régi dans le TBH par le niveau de dopage dans la base.

1.1.3. Type de claquage en fonction du dopage

Pour une jonction P+N donnée, on peut tracer le graphique représentant le type de claquage en fonction du dopage de type P (figure 83).

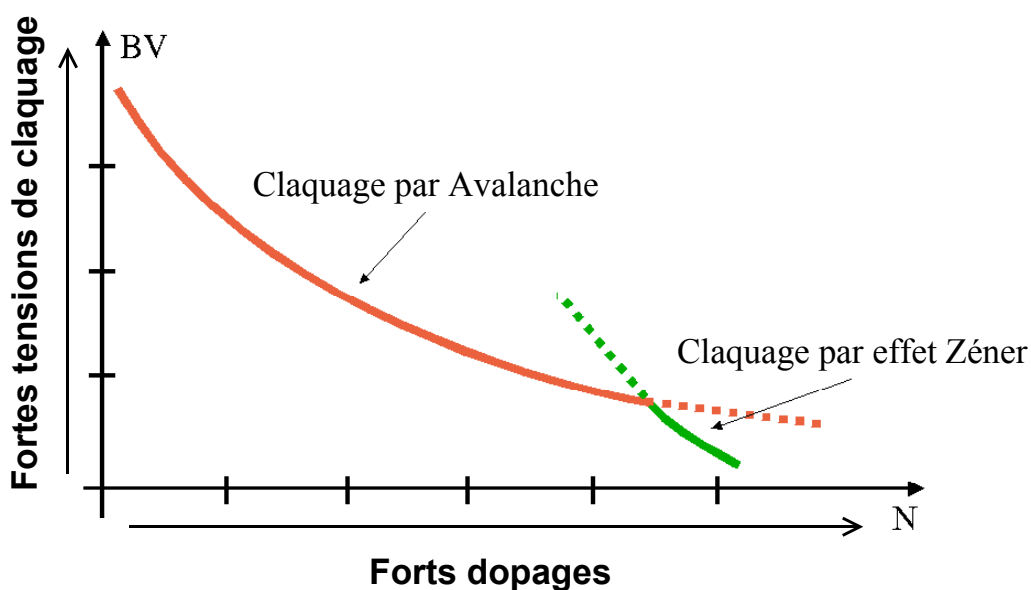


Figure 83 : Allure de la tension de claquage BV dans une diode PN en fonction du dopage de la cathode mettant en évidence les régions de claquage par avalanche et de claquage de type Zener

Pour les dopages faibles et moyens, l'avalanche précède toujours et masque l'effet Zener alors que pour les dopages élevés ($\geq 10^{18}$ at/cm³ généralement) c'est l'effet Zener qui précède et masque l'avalanche.

1.1.4. Cas des TBH étudiés

Afin de repousser la valeur de la tension de claquage base-collecteur, sachant que le matériau de base InGaAs est à faible bande interdite ($\sim 0,75$ eV), le collecteur est réalisé en InP comme l'émetteur, dont la valeur de la bande interdite est bien plus importante ($\sim 1,4$ eV). On obtient ainsi un transistor à double hétérojonction (DHBT). On retrouve alors aussi à la jonction base-collecteur une discontinuité de bande de conduction qui induit un « spike » [Blayac01]. Pour minimiser son effet de blocage des électrons néfaste sur les performances en hautes fréquences, Opto+ a réalisé un collecteur graduel (Tableau 8 et figure 84). Celui-ci permet, au moyen d'un espaceur en InGaAs et de couches graduelles quaternaires en $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ de répartir la discontinuité de bande de conduction sur l'épaisseur du collecteur.

Couche	Matériau	Épaisseur
Collecteur 4 : Espaceur	InGaAs($x \sim 0,5$) $\sim 0,75$ eV	40 nm
Collecteur 3 : Graduel	InGaAsP ($x=0,47$, $y=0,776$) $\sim 0,95$ eV	20 nm
Collecteur 2 : Graduel	InGaAsP ($x=0,47$, $y=0,582$) $\sim 1,15$ eV	20 nm
Collecteur 1 : Collecteur	InP $\sim 1,42$ eV	250 nm

Tableau 8 : Structure du collecteur : TBH InP/InGaAs Opto +

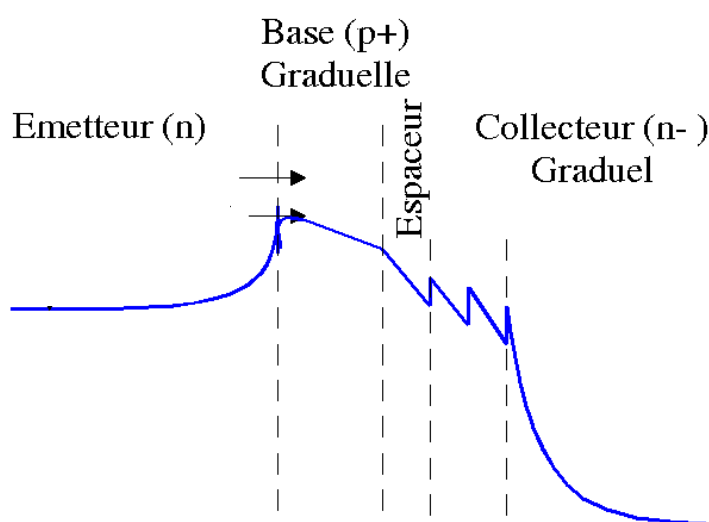


Figure 84 : Bande de conduction théorique des TBH InP/InGaAs Opto+ à l'équilibre thermodynamique

Dans le cas des TBH étudiés, le dopage de la base est très important soit 3.10^{19} at./cm³. On peut alors s'attendre, en se basant sur la figure 83, à voir apparaître un claquage de type Zener.

La figure 85 représente le schéma de bandes d'énergie du TBH simulé à l'aide du logiciel ISE pour différentes polarisations collecteur-base pour une tension base-émetteur égale à 0 V. Les valeurs des paramètres de chaque matériau composant le TBH ayant fait l'objet d'un projet de fin d'étude d'école d'ingénieur [Micard03].

On remarque sur cette figure que l'évolution des niveaux d'énergie dans le collecteur est favorable au transfert des porteurs par effet tunnel (sachant que le transport tunnel se fait à énergie constante) et donc propice à l'effet Zener dès les faibles polarisations.

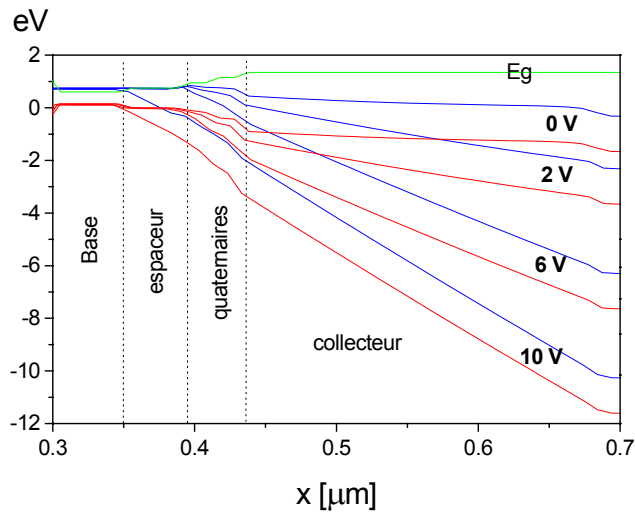


Figure 85 : Evolution du schéma de bandes d'énergie d'un TBH InP/InGaAs en fonction de la polarisation base-collecteur à tension base-émetteur nulle

Parallèlement, on peut voir sur la figure 86 que le champ électrique est plus important dans la couche espaceur en InGaAs et les couches quaternaires en InGaAsP que dans le collecteur en InP. Les conséquences sur l'apparition de l'effet Zener seront d'autant plus importantes que l'InGaAs et l'InGaAsP ont une bande interdite plus faible que l'InP.

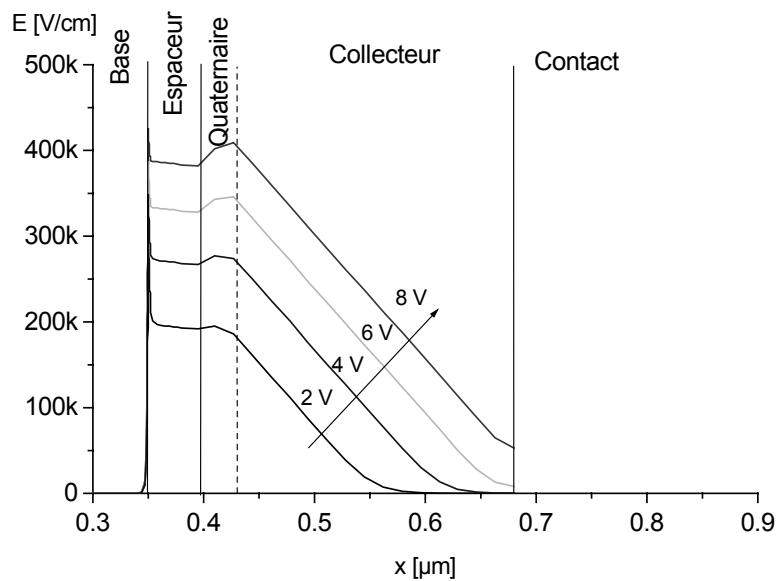


Figure 86 : Evolution du champ électrique dans un TBH InP/InGaAs pour différentes polarisations base-collecteur à tension base-émetteur nulle

D'autre part, la concentration en électrons (figure 87) est élevée dans le collecteur intrinsèque en InP, loin des couches de transition. L'énergie cinétique des électrons représentée par leur vitesse (figure 88) est de plus en plus importante dans le collecteur intrinsèque en InP lorsque le champ électrique augmente. Sachant que dans le cas de l'ionisation par impact, un porteur doit avoir une énergie cinétique suffisante pour ioniser un autre porteur et que ce mécanisme est cumulatif, le produit des deux termes précédents (vitesse et concentration des électrons) est représentatif du taux d'ionisation par impact.

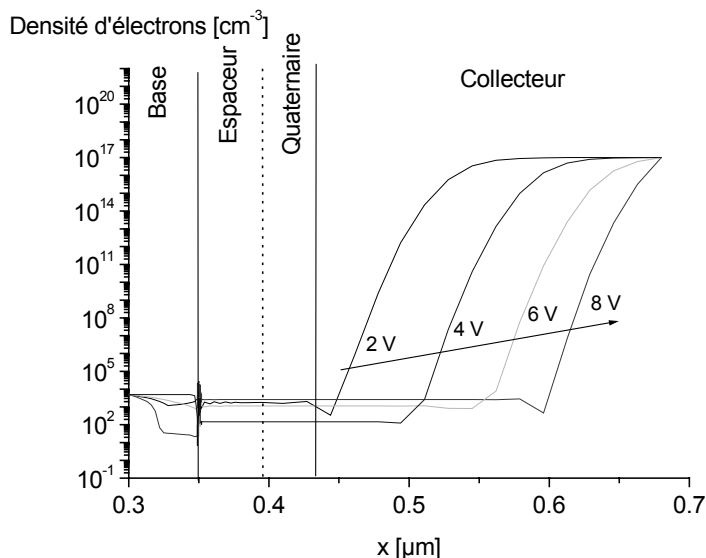


Figure 87 : Variation de la densité d'électrons dans un TBH InP/InGaAs pour différentes polarisations base-collecteur à tension base-émetteur nulle

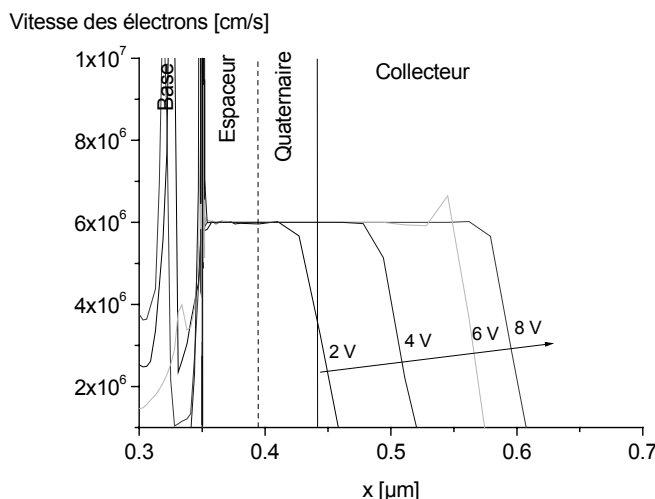


Figure 88 : Variation de l'énergie cinétique représentée par la vitesse de déplacement des électrons dans un TBH InP/InGaAs pour différentes polarisations base-collecteur à tension base-émetteur nulle

Ces simulations tendent à montrer que les propriétés des matériaux constituant les couches de transition du collecteur sont favorables à l'apparition du mécanisme Zener et que le mécanisme d'ionisation par impact prend probablement naissance en grande partie dans le collecteur intrinsèque en InP.

En se référant aux observations sur le claquage des jonctions PN et aux simulations effectuées sur les structures TBH InP, nous pouvons conclure qu'il est fortement probable que le collecteur soit le siège des deux mécanismes susceptibles d'être à l'origine du claquage de la jonction base-collecteur. Le mécanisme Zener prenant naissance dans les couches espaceur et composés quaternaires alors que le mécanisme d'ionisation par impact prend naissance principalement dans le collecteur en InP.

Enfin, les deux mécanismes peuvent être distingués par leur dépendance respective en température. Le champ critique d'apparition de l'effet Zener varie inversement avec la température. Par contre, le champ critique d'apparition de l'ionisation par impact augmente avec la température [Sze81] [Mathieu90].

1.2. Mesures mettant en évidence le claquage de la jonction base-collecteur

Le claquage de la jonction base-collecteur à l'origine de la limitation des conditions de fonctionnement du transistor bipolaire apparaît principalement sur le réseau de sortie $I_C=f(V_{CE})$. Plusieurs paramètres sont alors responsables de l'augmentation du courant collecteur en fonction de la tension collecteur-base appliquée. Nous allons présenter ici les différentes configurations de mesures mettant en évidence le mécanisme de claquage de la jonction base-collecteur ainsi que les paramètres associés mis en évidence sur les caractéristiques.

1.2.1. Configurations de mesure

1.2.1.1. Montage émetteur-commun, mesure du réseau de sortie

La configuration émetteur-commun (figure 89) permet la mesure du réseau de sortie soit $I_C = f(V_{CE})$ à I_B constant (figure 90).

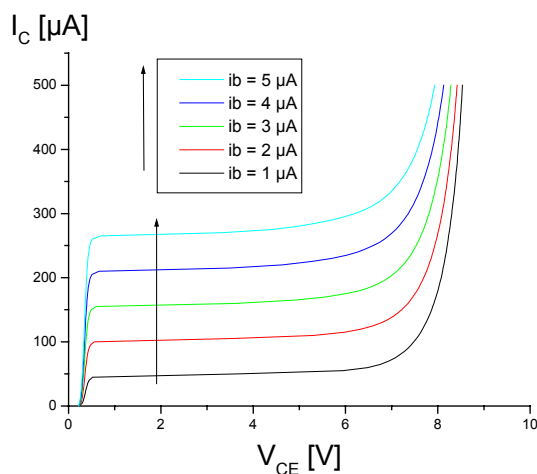
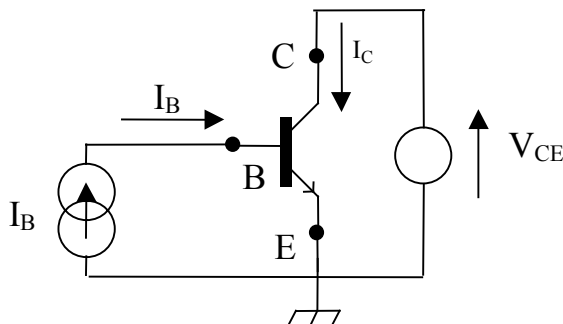


Figure 89 : Configuration émetteur-commun permettant la mesure du réseau de sortie

Figure 90 : Réseau de sortie : $I_C = f(V_{CE})$ à I_B constant pour un TBH InP/InGaAs étudié

Ces courbes mettent en évidence le mécanisme de claquage à fort V_{CE} dans le cas de l'utilisation du transistor comme amplificateur. Il s'agit d'une approche de type circuit.

1.2.1.2. Montage base-commune, mesure des courbes de claquage

La configuration base-commune (figure 91) permet la mesure des courbes de claquage soit le réseau $I_B = f(V_{CB})$ à I_E constant (figure 92).

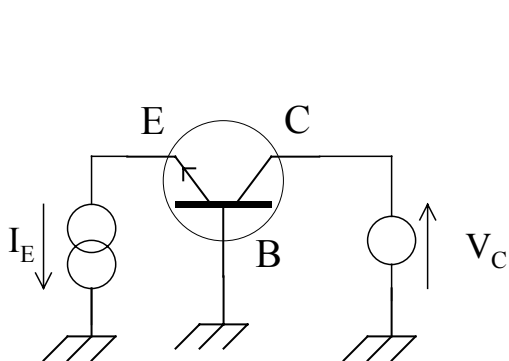


Figure 91 : Configuration base-commune permettant la mesure des courbes de claquage

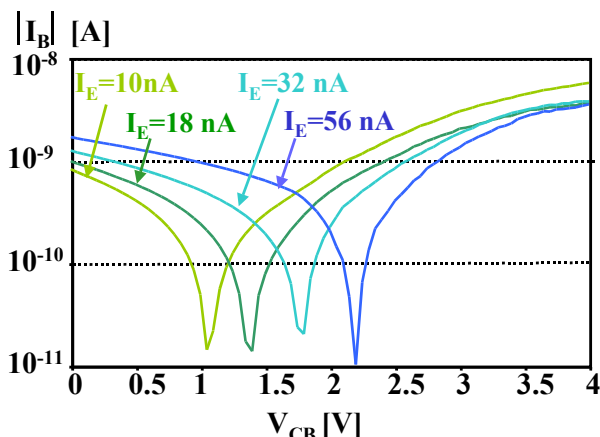


Figure 92 : Courbe $I_B = f(V_{CB})$ à I_E constant pour un TBH InP/InGaAs

Ces courbes représentent le courant de base I_B en échelle logarithmique et donc en valeur absolue. Elles font apparaître la diminution du courant de base pour un courant d'émetteur donné, soit à injection constante, lors de l'augmentation de la tension base-collecteur [Martin021]. Les points de rebroussement correspondent au passage de I_B positif à I_B négatif lorsque V_{CB} augmente.

Les oscillations pouvant intervenir lors des mesures dans cette configuration sont particulièrement critiques. Le mécanisme de claquage rendant le composant très instable est susceptible de provoquer un emballement du transistor.

Il est donc impératif d'effectuer les mesures à faible niveau, ce qui, de surcroît, écarte les problèmes thermiques liés à la puissance dissipée.

1.2.2. Mise en évidence du mécanisme d'avalanche sur les caractéristiques électriques

Lorsque le transistor NPN est polarisé en régime de fonctionnement direct à fort V_{CB} , des paires électron-trou sont générées dans la zone de charge d'espace base-collecteur. Les électrons transférés sont transmis dans le collecteur contribuant à l'augmentation du courant I_C , alors que les trous injectés dans la base contribuent à diminuer le courant de base I_B . Ce mécanisme augmente généralement avec la tension V_{CB} [Canali96].

A $V_{CB} = 0$ V, le mécanisme de claquage est inexistant et le courant I_B est toujours positif. En augmentant V_{CB} , la contribution négative au courant I_B due aux trous devient si importante que I_B diminue jusqu'à s'annuler et changer de signe. (figure 93).

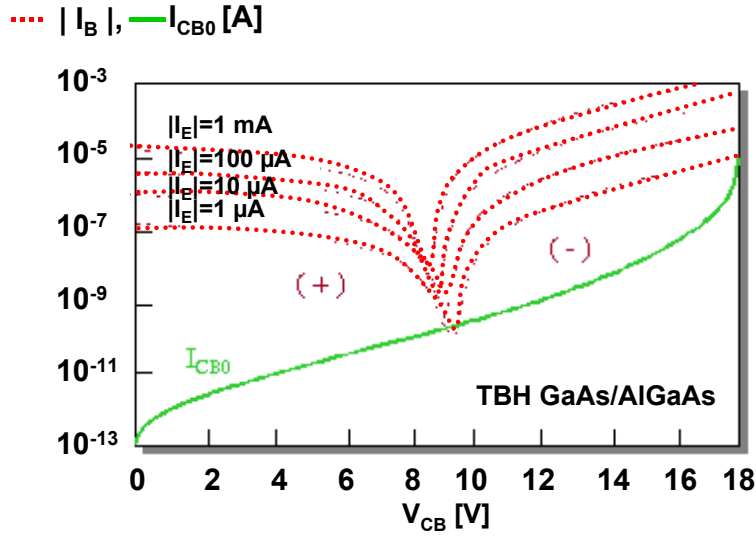


Figure 93 : Caractéristiques $I_B = f(V_{CB})$ à I_E constant pour un TBH AlGaAs/GaAs [Canali96]

La quantité $\Delta I_B = I_B(V_{BC} = 0) - I_B(V_{BC})$ correspond à la mesure du courant de trous dû au claquage. Ceci suppose que l'on néglige la contribution du courant de fuite base-collecteur I_{CB0} , l'effet Early et l'effet d'auto-échauffement.

Dans le cas de l'avalanche, le facteur de multiplication est défini comme on l'a vu précédemment par l'équation 85. En effectuant les simplifications à fort courant des équations de I_C et I_B on obtient :

$$\frac{I_C}{I_B} = \frac{\alpha_N \cdot M}{1 - \alpha_N \cdot M} \quad \text{Équation 88}$$

α_N est le gain en courant du montage base commune en fonctionnement normal direct.

Les effets d'ionisation peuvent être évalués de manière quantitative en mesurant le facteur de multiplication ($M - 1$) défini comme le rapport du nombre de paires électron-trou générées et du nombre de porteurs injectés dans le collecteur :

$$M - 1 = \frac{\Delta I_B}{I_C - \Delta I_B} = \frac{I_B(V_{CB}) - I_{B0}}{I_C(V_{CB}) - I_B(V_{CB}) - I_{B0}} \quad \text{Équation 89}$$

Où I_{B0} est le courant de base sans effet de multiplication, par exemple I_B pour $V_{CB} = 0$ V. ($M - 1$) dépend à la fois de V_{CB} et I_C et par conséquent de I_E . En augmentant V_{CB} et I_E , le nombre de paires électron-trou générées par ionisation par impact augmente.

On remarque que I_B est négatif pour $M - 1 > \frac{1}{\beta - 1}$. La valeur de I_E à laquelle le courant de base I_B devient négatif varie lorsque V_{CB} augmente. De façon symétrique, en augmentant I_E , différents mécanismes contribuent à diminuer ou augmenter le taux de génération. Cet effet est principalement dû à la variation du potentiel appliqué à la jonction, lui-même associé aux résistances d'accès R_B et R_C et/ou aux résistances de fuite R_{BE} , R_{CE} et R_{CB} . La prédominance des effets dus à chaque résistance est fonction du niveau d'injection I_E .

La contribution de ΔI_B est significative lorsque la mesure s'effectue à I_E constant. Cette configuration permet de comparer, pour un niveau d'injection d'électrons donné, la proportion de porteurs contribuant au courant collecteur et au courant de base. Le montage permettant alors cette mesure est effectivement le montage base commune.

1.3. La modélisation

Afin d'extraire les paramètres représentatifs du claquage de la diode base-collecteur, il est nécessaire d'affecter un modèle à ce mécanisme pour compléter ainsi le modèle global du TBH.

1.3.1. Modélisation analytique des courants générés par les mécanismes de claquage de la jonction base-collecteur

1.3.1.1. L'ionisation par impact

Il existe plusieurs modèles analytiques plus ou moins complexes décrivant le taux d'ionisation α associé au mécanisme d'ionisation par impact en fonction du champ électrique E dans la structure.

Les deux principaux sont :

- Le modèle de CHYNOWETH [Overstraeten70] :

$$\alpha = A \cdot \exp\left(-\frac{B}{E}\right) \quad [\text{cm}^{-1}] \quad \text{Équation 90}$$

A exprimé en $[\text{cm}^{-1}]$ est homogène à un taux de génération et B en $[\text{V}/\text{cm}]$ est homogène à un champ électrique.

La fonction α est tracée figure 94 respectivement pour E petit et grand devant B avec $A=10^6 \text{ cm}^{-1}$ et $B=10^6 \text{ V/cm}$.

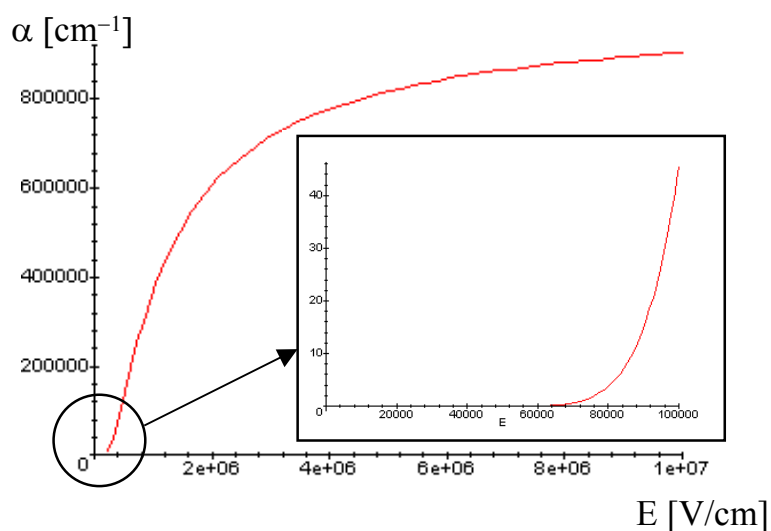


Figure 94 : Tracé de la fonction α du modèle de CHYNOWETH pour $A=10^6 \text{ cm}^{-1}$ et $B=10^6 \text{ V/cm}$

- Le modèle de OKUTO & CROWELL [Okuto75] :

$$\alpha = A.E.\exp\left(-\frac{B}{E}\right)^2 \quad [\text{cm}^{-1}] \quad \text{Équation 91}$$

A en $[\text{V}^{-1}]$ est homogène à l'inverse d'une tension et B en $[\text{V/cm}]$ est homogène à un champ électrique.

La fonction α est tracée figure 95 respectivement pour E petit et grand devant B avec $A=0.5 \text{ V}^{-1}$ et $B=10^6 \text{ V/cm}$.

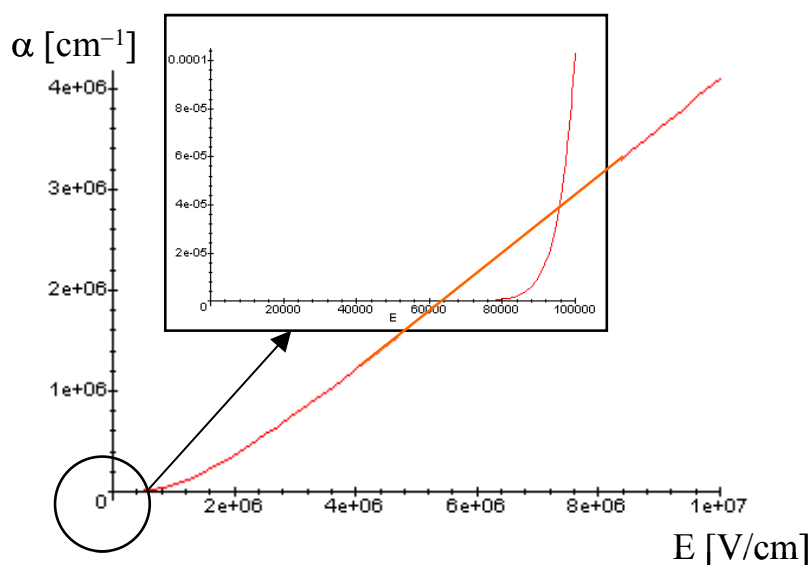


Figure 95 : Tracé de la fonction α du modèle de OKUTO & CROWELL pour $A=0.5 \text{ V}^{-1}$ et $B=10^6 \text{ V/cm}$

Il ressort du tracé des équations 90 et 91 que leur allure est similaire à faible champ électrique. L'extraction du paramètre B représentant un champ électrique critique pour chaque modèle donne donc des résultats très proches. Par conséquent, nous utiliserons l'équation 90 qui est la plus simple.

1.3.1.2. L'effet Zener

Puisqu'en polarisation inverse, la désertion dans la zone de transition est très prononcée, les états de la bande de valence sont dans leur quasi-totalité occupés par des électrons de valence et les états de la bande de conduction sont dans leur quasi-totalité vides. La bande interdite se présente alors comme une barrière d'énergie qui s'oppose au transfert des électrons de valence dans la bande de conduction. A partir de la modélisation triangulaire de cette barrière de potentiel, la probabilité θ de franchissement par un électron s'exprime par :

$$\theta = \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m^*}(q\Phi_B)^{3/2}}{3q\hbar E}\right) = \exp\left(-\frac{B}{E}\right) \quad [\text{Sze81}] \quad \text{Équation 92}$$

avec Φ_B la hauteur de la barrière de potentiel, \hbar la constante de Plank et E le champ électrique induit. Le courant tunnel ainsi généré peut alors être exprimé par :

$$I = q.A_j.n.v.\theta \quad \text{Équation 93}$$

avec A_j la surface de la jonction, n la concentration en électrons libres générant le courant tunnel et v la vitesse de dérive des porteurs.

Sachant que v est fonction du champ électrique E, l'expression du courant tunnel peut se modéliser par un courant I_{tun} de la forme :

$$I_{tun} = A.E^\gamma . \exp\left(-\frac{B}{E}\right) \quad \text{Équation 94}$$

Avec γ paramètre empirique couramment compris entre 1 et 2 et fonction du régime de fonctionnement. Dans le cadre de ces travaux, nous prendrons γ égal à 1.

1.3.1.3. Simulation physique des mécanismes de claquage

La simulation physique permet ici de mettre en évidence la présence des mécanismes de claquage issus de l'ionisation par impact et de l'effet Zener dans les TBH étudiés. Elle autorise en particulier l'étude de chaque mécanisme de façon distincte.

La première simulation reproduit les conditions de mesure des courbes $I_B = f(V_{CB})$ à I_E constant (figure 96). Nous avons choisi ici un champ critique égal à $8 \cdot 10^5$ V/cm et un taux d'ionisation égal à 10^6 cm⁻¹.

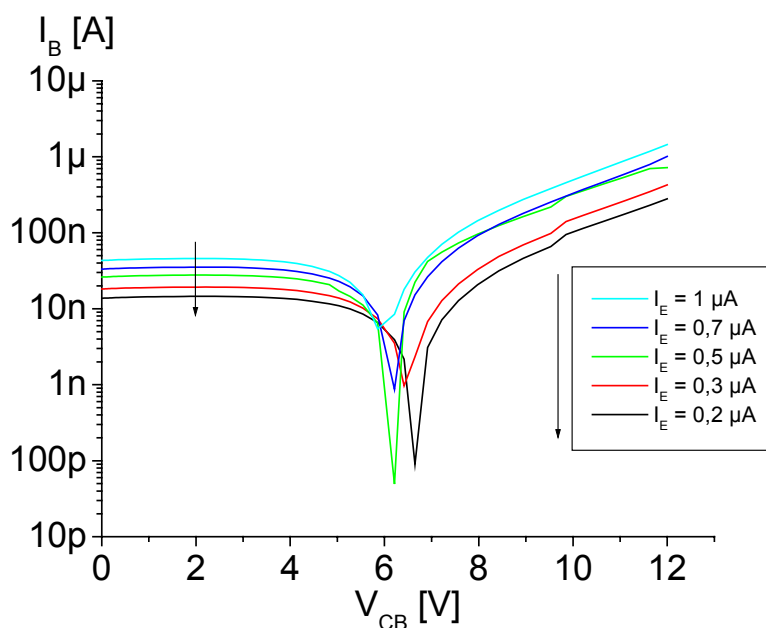


Figure 96 : Simulation des courbes $I_B = f(V_{CB})$ à I_E constant

Ces simulations ont été réalisées pour I_E variant de $0,2 \mu A$ à $1 \mu A$. Malgré les incertitudes sur les paramètres d'ionisation par impact, les tensions V_{CB0} proches de 6 V sont similaires aux tensions relevées par les mesures.

La simulation du claquage par ionisation par impact (avalanche) de la jonction base-collecteur à $V_{BE}=0V$ est présentée figure 97. Il est délicat d'obtenir une valeur à fort courant par la simulation physique en raison des limitations de calcul pour ce mécanisme divergent.

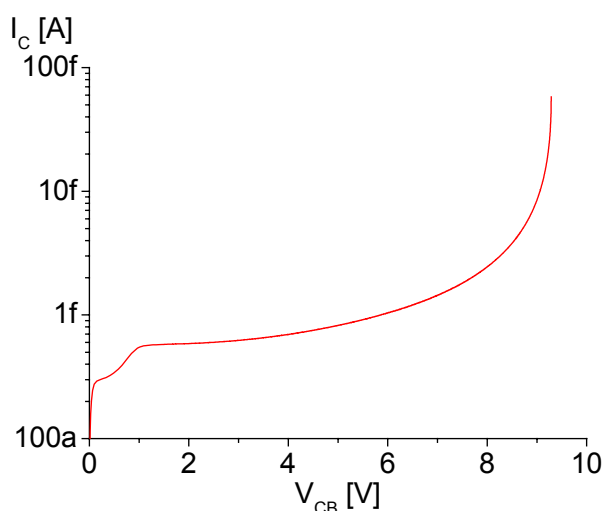


Figure 97 : Simulation du claquage de la jonction base-collecteur à $V_{BE} = 0$ V en présence d'ionisation par impact

On retiendra de ce résultat de simulation le caractère fortement non-linéaire du courant de collecteur généré par le mécanisme d'ionisation par impact. La tension de claquage est proche de 9 V, comme c'est le cas pour les TBH étudiés.

La simulation du claquage par effet Zener de la jonction base-collecteur à $V_{BE}=0$ V est présentée figure 98.

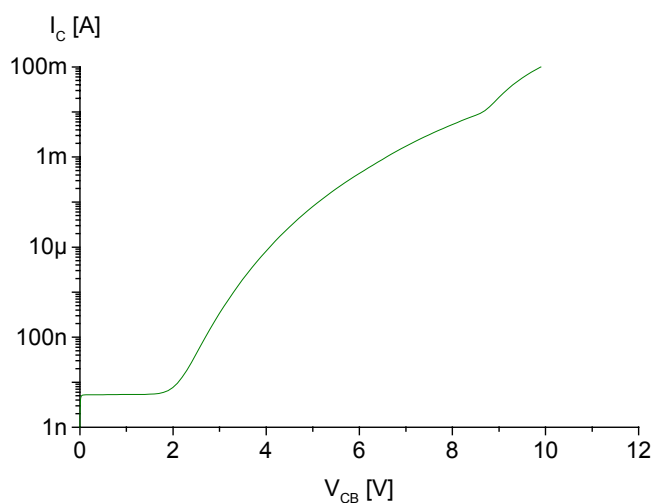


Figure 98 : Simulation du claquage de la jonction base-collecteur à $V_{BE} = 0$ V en présence d'effet Zener

On retiendra de ce résultat de simulation la forme du courant de collecteur généré par le mécanisme Zener. Ce dernier est proche d'un comportement exponentiel.

1.3.1.4. Modèle retenu

En configuration de mesure des courbes de claquage, c'est à dire en montage base commune à I_E constant, les courants se répartissent dans le transistor comme le montre la figure 99 :

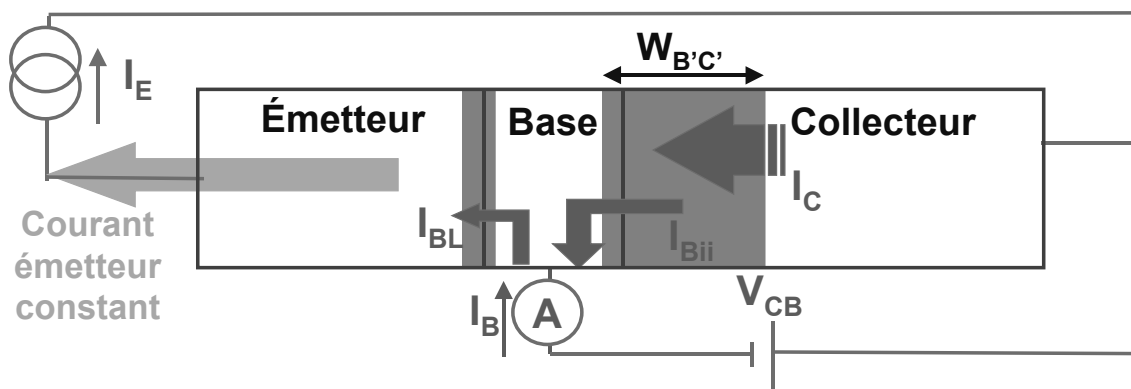


Figure 99 : Répartition des courants dans le TBH en configuration de mesure des courbes de claquage

La génération de paires électron-trou dans la zone de charge d'espace base-collecteur conduit à un courant de trous en excès dans la base. Nous avons alors choisi de modéliser ce courant par un générateur placé entre collecteur et base.

Le modèle du TBH présenté au chapitre 2 comporte un générateur de courant placé entre collecteur intrinsèque et base intrinsèque. Ce générateur nommé I_{claq} prend simultanément en compte les mécanismes de claquage par effet Zener (équation 94) et de claquage par avalanche (équation 90). Les paramètres affectés à ce générateur sont alors exprimés en volts en ce qui concerne B_0 et B_1 , en A/V pour A_0 et A_1 est sans dimensions. L'expression totale de I_{claq} est alors la suivante :

$$I_{claq} = I_{tun} + I_{ii}$$

$$I_{claq} = A_0 \cdot V \cdot \exp\left(-\frac{B_0}{V}\right) + A_1 \cdot I_c \cdot \exp\left(-\frac{B_1}{V}\right) \quad \text{Équation 95}$$

avec V la tension appliquée entre collecteur intrinsèque et base intrinsèque.

$I_{\text{claq}} = f (V ; I_C)$ est tracée figure 100 pour $A_0=10^{-5}$ A/V, $B_0=30$ V, $A_1=0.1$ et $B_1=20$ V. Ces valeurs sont représentatives des grandeurs extraites des TBH sujets de cette étude. Ce graphe montre clairement que le terme représentant le courant généré par effet Zener est prédominant pour les faibles valeurs du courant I_C .

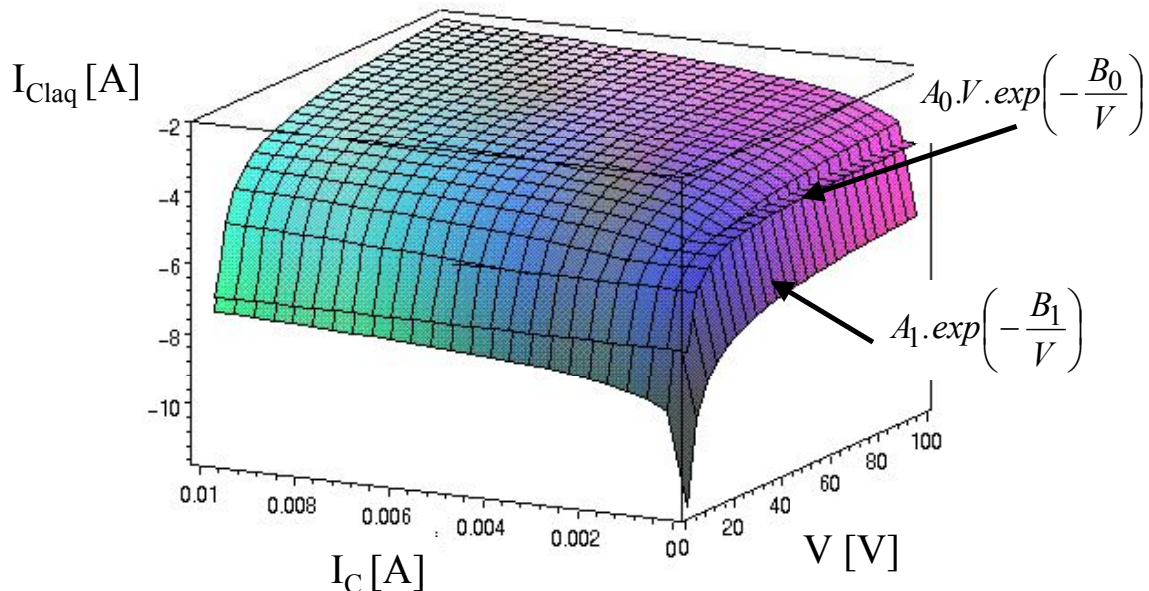


Figure 100 : Evolution de la tension du courant de claquage en fonction de la tension V et du courant collecteur I_C

Les mesures étant effectuées à faible niveau, la précision des paramètres à extraire peut parfois en être affectée, notamment lorsque les courants générés par les autres éléments du modèle deviennent importants par rapport au courant généré par le générateur modélisant le claquage. Mais cette configuration est essentielle dans le cas de notre étude en vieillissement accéléré nécessitant de nombreuses mesures non-destructives.

1.3.2. Mesures à faible niveau : Mise en évidence des éléments parasites

Les courbes de claquage mesurées (figure 101) présentent des tensions V_{CB0} pour lesquelles le courant de base s'annule, très différentes pour chaque polarisation I_E . A faible niveau d'injection, les courbes mettent en évidence à la fois les courants issus des mécanismes de claquage et des résistances de fuite. La contribution des résistances d'accès reste négligeable [Martin01].

La soustraction des courants de fuite des courbes mesurées fait alors apparaître des tensions V_{CB0} proches (figure 102). Donc à faible I_E , les courants traversant les résistances de fuite simulées figure 103 sont prépondérants. Les courants issus du mécanisme de claquage sont alors masqués par les courants issus d'un réseau de résistances en triangle formé par les résistances de fuite.

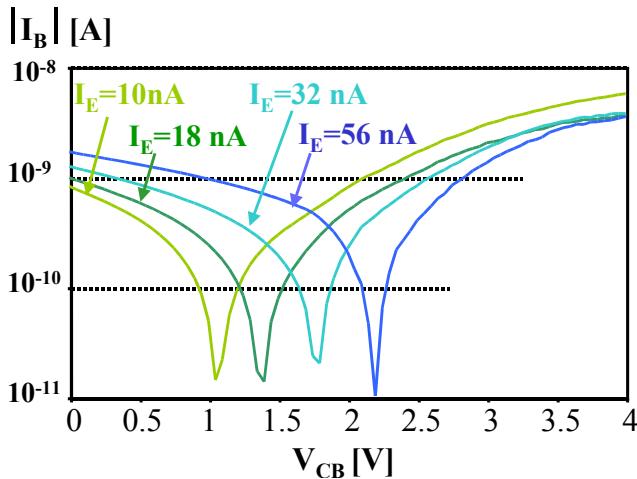


Figure 101 : Caractéristiques $I_B = f(V_{CB})$ à I_E constant mesurées pour un des TBH InP/InGaAs étudiés

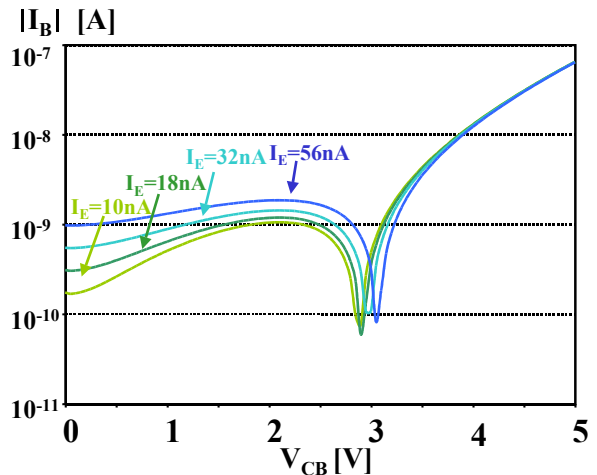


Figure 102 : Caractéristiques $I_B = f(V_{CB})$ à I_E constant mesurées pour un TBH InP/InGaAs après soustraction des courants de fuite

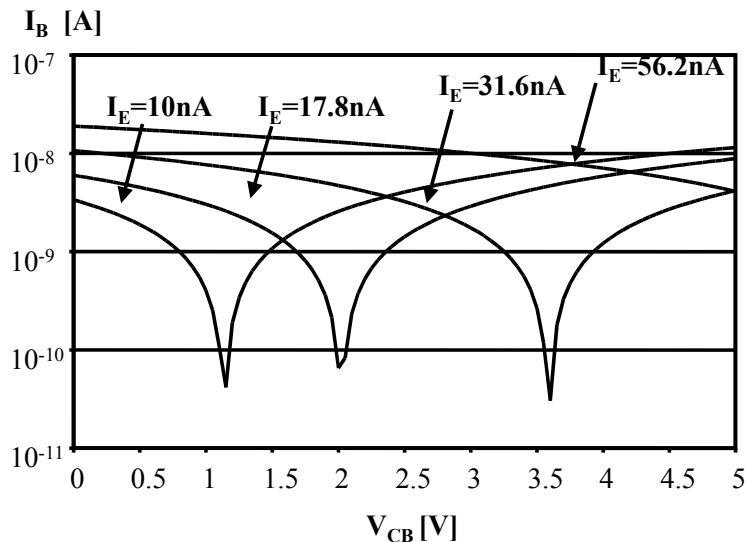


Figure 103 : Caractéristiques $I_B = f(V_{CB})$ à I_E constant simulées pour le circuit formé uniquement par les résistances de fuite

Les niveaux des courants émetteurs étant ici de l'ordre des courants de fuites, les tensions V_{CB0} visibles sur la figure 102 font apparaître une variation modérée en fonction du courant I_E , les calculs étant fortement influencés par la précision de l'extraction des résistances de fuite.

A partir de notre modèle dont les courants sont schématisés figure 104 nous pouvons extraire la tension V_{CB0} pour laquelle le courant de base I_B s'annule en fonction de I_E .

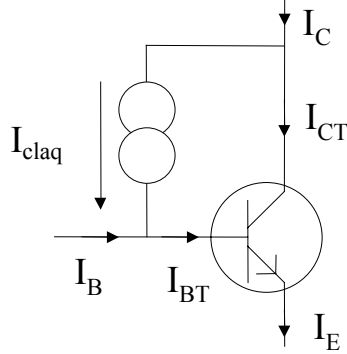


Figure 104 : Courants dans le TBH intrinsèque prenant en compte le mécanisme de claquage de la jonction base-collecteur

Dans le cas de l'ionisation par impact, les courants dans le TBH ont pour expression simplifiée :

$$I_{claq} = I_{BT} = A_1 \cdot I_{CT} \cdot \exp\left(-\frac{B_1}{V_{CB0}}\right) \quad \text{Équation 96}$$

Sachant que $I_{CT} = \beta \cdot I_{BT}$ on obtient le résultat suivant :

$$V_{CB0} = \frac{B_1}{\ln(\beta \cdot A_1)} \quad \text{Équation 97}$$

Dans le cas de l'effet tunnel, les courants dans le TBH ont pour expression simplifiée :

$$I_{claq} = I_{BT} = A_0 \cdot \exp\left(-\frac{B_0}{V_{CB0}}\right) \quad \text{Équation 98}$$

Sachant que $I_{ET} = (\beta + 1) \cdot I_{BT}$ on obtient le résultat suivant :

$$V_{CB0} = \frac{B_0}{\ln\left(\frac{(\beta + 1) \cdot A_0}{I_E}\right)} \quad \text{Équation 99}$$

Les équations 97 et 99 font apparaître que la tension V_{CB0} correspondant au mécanisme d'ionisation par impact est indépendante du courant de polarisation I_E alors que la tension V_{CB0} correspondant au mécanisme Zener varie avec I_E .

La figure 105 présente la simulation des courbes de claquages d'un TBH pour I_E variant de $1\mu A$ à 1 mA . Le mécanisme d'avalanche apparaît ici à partir de $I_E=100\ \mu A$ correspondant à un V_{CB0} proche de 7 V .

L'effet Zener précède vraisemblablement l'apparition de l'avalanche dans les TBH InP étudiés. Les mesures à faible I_E font donc apparaître une évolution des V_{CB0} alors que les mesures à fort I_E font apparaître que V_{CB0} n'évolue plus en fonction de I_E . La figure 103 devrait donc mettre en évidence une évolution de ces tensions avec le courant d'émetteur. Il semble en fait que les faibles niveaux de courant échelonnés sur une plage réduite associés à la précision de l'extraction des résistances de fuite entraîne une faible variation des V_{CB0} .

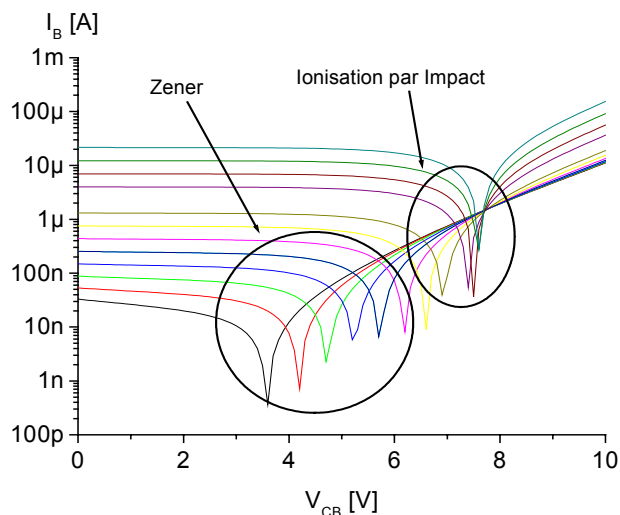


Figure 105 : Mise en évidence des mécanismes de claquage par effet Zener et par Avalanche sur les caractéristiques simulées I_B - V_{CB} pour des courants d'émetteur allant de $1\mu A$ à $1mA$

Cette caractéristique fait apparaître un mécanisme d'ionisation par impact pour des courants d'émetteur supérieurs à $100\ \mu A$. Ainsi, la distinction de ces deux mécanismes nous permet à l'aide du modèle d'extraire des paramètres représentatifs de chaque type de claquage.

1.4. Extraction des paramètres du modèle analytique

1.4.1. Exemple sur des TBH

Grâce aux résultats explicités ci-dessus, les valeurs des paramètres du modèle analytique (équation 95) pour le claquage de type Zener et de type ionisation par impact ont été extraites (tableau 9) à partir de mesure dont un exemple est présenté figure 106.

Composant	A_0 [$A.V^{-1}$]	B_0 [V]	A_1	B_1 [V]
#8 82373 2 6RA20	$17,8.10^{-6}$	28,6	$35,3.10^{-3}$	22.25

Tableau 9 : exemple d'extraction des paramètres de claquage

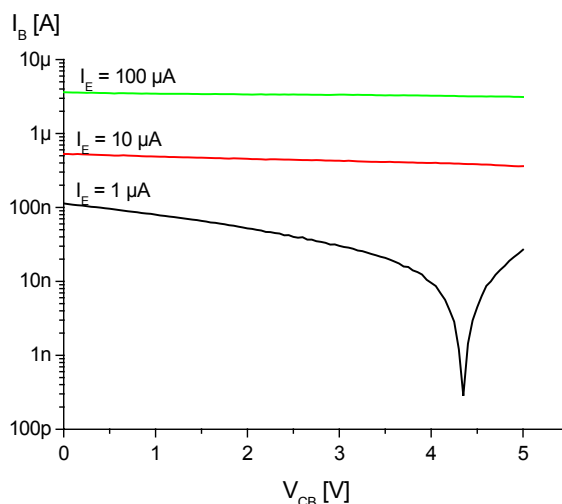


Figure 106 : Exemple de mesure I_B - V_{CB} d'un TBH InP permettant d'extraire les paramètres de claquage

Les valeurs moyennes des tensions critiques extraites à partir des mesures effectuées sur les TBH étudiés sont d'environ 30 V pour le mécanisme Zener et de 20 V pour l'ionisation par impact. En effectuant l'approximation simplificatrice du champ constant et du taux d'ionisation constant dans tout le collecteur InP d'épaisseur 250 nm on obtient une valeur du champ critique d'ionisation par impact $F_{ii} = 20 \text{ V} / 25 \cdot 10^{-6} \text{ cm} = 0,8 \cdot 10^6 \text{ V/cm}$ et une valeur du taux d'ionisation $A_{ii} = 1,41 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$.

1.4.2. Caractérisation des paramètres de claquage à t_0

L'étude des paramètres de claquage du modèle électrique statique a été menée sur deux composants de surface d'émetteur $12 (\mu\text{m})^2$ référencés #8 et #9.

Les coefficients A_0 et A_1 sont très dépendants des niveaux de courant générés par les autres paramètres du modèle. Ainsi, les valeurs extraites sont relativement imprécises pour les niveaux de mesure pratiqués. Par contre, les valeurs des tensions critiques B_0 et B_1 sont beaucoup plus stables au cours d'extractions successives sur un même composant. Nous nous sommes donc focalisé principalement sur l'étude des tensions critiques.

Le tableau suivant présente les valeurs des tensions critiques extraites relatives au mécanisme d'ionisation par impact, au mécanisme Zener et la tension V_{CB0} pour laquelle le courant de base s'annule en configuration de mesure des courbes de claquage.

Ionisation par impact			Mécanisme Zéner			Tension V_{CB0}		
#8	#9	Moyenne	#8	#9	Moyenne	#8	#9	Moyenne
45.75	19.81	32.78	38.1	28.89	33.495	6.5	6.4	6.45

Tableau 10 : Extraction à t_0 des paramètres de claquage du modèle statique

Les tensions relatives au mécanisme d'ionisation par impact et au mécanisme Zener sont très dispersées à t_0 en raison de l'importance des courants de fuites influençant la procédure d'extraction. Cependant, les tensions V_{CB0} sont très proches pour les deux composants.

1.4.3. Validité du modèle

Les valeurs des champs critiques extraites doivent être comparées aux valeurs présentées dans la littérature de façon très prudente. En effet, la structure épitaxiale complexe du collecteur ne nous permet pas d'effectuer un calcul précis. L'ionisation par impact met en jeu des valeurs de densité de porteurs associées à leur énergie cinétique. Nous savons de surcroît que le champ électrique est loin d'être uniforme dans le composant (figure 86). La distance sur laquelle le mécanisme d'ionisation par impact est susceptible de se produire ne constitue donc qu'une fraction du collecteur. L'utilisation d'un simulateur physique peut alors être une alternative.

Le champ critique correspondant au mécanisme d'ionisation par impact est de l'ordre de 10^6 V/cm pour l'InP et de $0,4 \cdot 10^6$ V/cm pour l'InGaAs. Le champ critique correspondant au mécanisme Zener est quant à lui de l'ordre de 10^6 V/cm [Ioffe04].

Malgré un calcul utilisant l'approximation du champ électrique constant dans le collecteur, les valeurs extraites à partir du modèle sont proches des valeurs issues de la littérature :

- Le champ critique d'ionisation par impact d'environ $0,8 \cdot 10^6$ V/cm se situe entre la valeur du champ critique de l'InP et de l'InGaAs,
- La valeur du champ critique de la conduction par effet tunnel est du même ordre de grandeur que pour les matériaux constituant le collecteur.

Par conséquent, les valeurs calculées à partir des mesures sont relativement proches des valeurs que l'on peut trouver dans la littérature, ce qui confirme l'efficacité de la méthode de caractérisation.

1.4.4. Conclusion

La disparité des valeurs à t_0 ne permet pas d'obtenir une référence pour l'étude en vieillissement accéléré, aussi bien pour le mécanisme d'avalanche que pour le mécanisme Zener. Il sera alors nécessaire de suivre l'évolution des valeurs des paramètres extraits pour chaque composant afin de faire une étude relative au cours du vieillissement.

La présence de l'effet Zener justifie une attention particulière au vu des conditions de fonctionnement des TBH InP dans les circuits numériques, alternant entre état à fort courant et faible tension et état à forte tension et faible courant.

1.5. Etude en Température

Les mesures en température permettent de dissocier les deux mécanismes de claquages Zener et ionisation par impact cohabitants dans le TBH sachant que leur dépendance respective est opposée.

Le transistor est polarisé à $V_{BE} = 0$ V pour une tension V_{CB} allant de 0 V à 9 V et pour des températures allant de -60 °C à $+80$ °C.

La figure 107 fait tout d'abord apparaître à fort niveau de polarisation une évolution exponentielle du courant ce qui est propre au mécanisme Zener. D'autre part, le courant a tendance à augmenter avec la température ce qui est aussi une caractéristique du mécanisme Zener [Mathieu90].

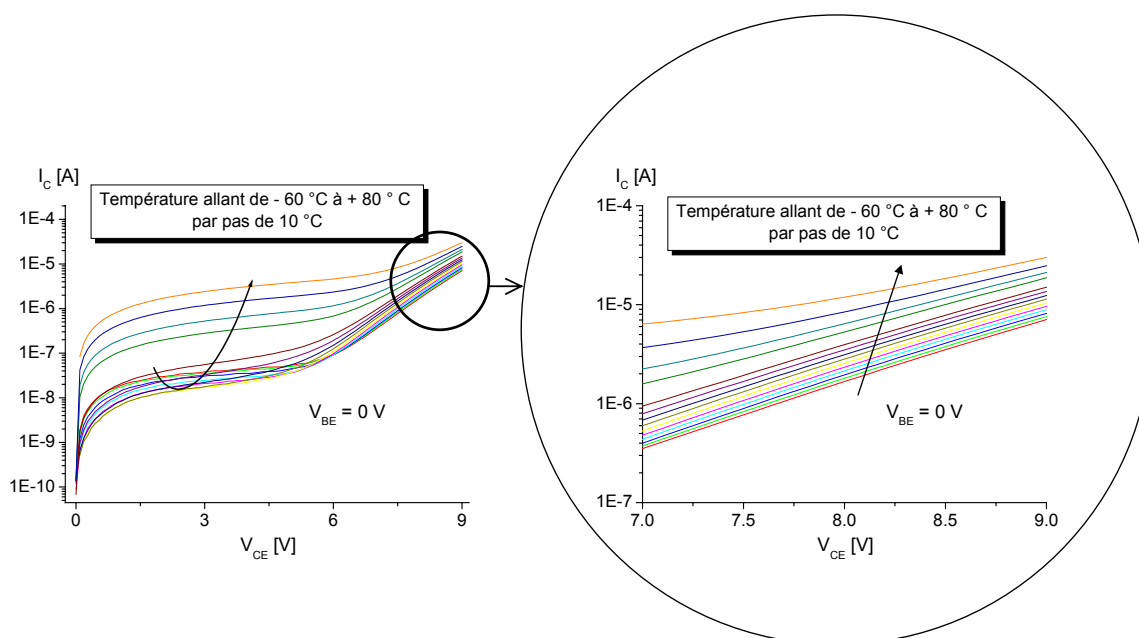


Figure 107 : Mesure des courbes de claquage de la jonction base-collecteur en température

Cette mesure confirme bien que l'effet Zener précède l'avalanche dans les TBH étudiés. Une polarisation V_{CB} supérieure à 9 V ferait apparaître le mécanisme de claquage par avalanche mais ce régime de fonctionnement serait destructif pour le composant.

1.6. Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai mis en évidence de façon théorique et par la simulation la présence simultanée de l'effet Zener et de l'ionisation par impact dans le claquage de la jonction base-collecteur des TBH InP étudiés. L'élaboration d'un modèle adapté qui en découle permet l'extraction de paramètres associés au claquage. Le suivi de l'évolution de ces paramètres sera ensuite réalisé dans le cadre de l'étude en vieillissements accélérés.

2. Bruit basses fréquences dans le TBH InP

2.1. Intérêt de l'étude du bruit en excès aux basses fréquences dans le TBH

L'étude du bruit en basses fréquences (<1MHz) est très utile dans la caractérisation des composants. Les mesures de bruit sont notamment non destructives. La discrimination des sources de bruit peut permettre la localisation des défauts physiques et ainsi l'optimisation de la technologie de fabrication.

Il est également nécessaire de prendre en considération les problèmes liés au bruit dans les composants et systèmes électroniques dès leur conception. Il est à posteriori très difficile d'éliminer le bruit puisque qu'il s'étend sur une gamme de fréquences infinie. Il est donc impossible de le filtrer.

2.2. Théorie

2.2.1. Définition

Selon une définition donnée par l'IEEE (*Institute of Electrical and Electronics Engineers*), le bruit électrique est l'ensemble des perturbations indésirables qui se superposent au signal utile et ont tendance à masquer son contenu.

Il peut se résumer à tout phénomène perturbateur (interférence, bruit de fond,...etc) gênant la perception du signal informatif. On peut aussi faire le rapprochement avec la nuisance acoustique du même nom. Le bruit peut avoir une origine externe au système (exemple : perturbation du réseau EDF) ou interne à celui-ci (bruit intrinsèque aux composants).

2.2.2. Principales sources de bruit

Les sources de bruit peuvent se classer en deux catégories : les sources de bruit ultimes (ou irréductibles) comme le bruit thermique, de grenaille, d'avalanche, inhérentes aux matériaux ou aux composants, et les sources de bruit en excès (ou réductibles) comme le bruit en 1/f et le bruit de génération-recombinaison.

2.2.2.1. Le bruit thermique

Le bruit thermique provient de l'agitation thermique des électrons libres dans un milieu dissipatif (résistance) conduisant à une variation aléatoire de la tension à ses bornes. La densité spectrale de puissance du bruit thermique est $S_{v_n} = 4kTR$ en V^2/Hz (Formule de Johnson) avec k la constante de Boltzmann = $1,38 \times 10^{-23} J.K^{-1}$, T la température en Kelvin et R la résistance en Ohms. Elle ne dépend pas de la fréquence, son spectre est donc uniforme : il s'agit d'un bruit blanc. Notons que ce type de bruit peut être réduit en baissant la température ce qui conduit parfois à refroidir certains circuits par l'azote liquide ou l'hélium [Vasilescu00].

2.2.2.2. Le bruit de grenaille

Le bruit de grenaille (ou « shot noise » ou bruit de jonction) est généré par les dispositifs parcourus par un courant moyen. Le courant de bruit est produit par des générations aléatoires de porteurs de charges assimilables à des impulsions de Dirac. C'est le cas par exemple des diodes avec une génération aléatoire de paires électrons-trous dans la zone de charge d'espace.

C'est un bruit blanc de densité spectrale $S_{i_{sh}} = 2qI_{moy}$ en A²/Hz (formule de Schottky) avec I_{moy} le courant moyen parcourant le composant. Il est présent dans les diodes et par conséquent également dans les transistors bipolaires.

2.2.2.3. Le bruit de génération-recombinaison

Ce bruit est lié à la présence de défauts cristallins appelés centres de recombinaisons, caractérisés par un niveau piège dans la bande interdite du semi-conducteur. Il se traduit par des fluctuations du nombre de porteurs libres N dues à des émissions ou des recombinaisons successives d'électrons dans la bande de conduction et de trous dans la bande de valence.

Son spectre a une amplitude proportionnelle au carré du courant traversant le dispositif. Son évolution fréquentielle de type spectre lorentzien est caractérisée par un plateau pour des fréquences telles que $f \ll f_c$ et une pente en $1/f^2$ pour $f \gg f_c$. f_c est la fréquence de coupure dépendant de la température du réseau cristallin, de la section efficace de capture et de l'énergie d'activation du piège E_a , c'est-à-dire de sa position dans la bande interdite. E_a est référencée par rapport à la bande de conduction

Sa densité spectrale peut s'exprimer sous la forme :

$$S_{G-R} = 4\overline{\Delta N^2} \frac{1}{1 + (2\pi f)^2 \tau^2} \text{ avec } \tau = \frac{\tau_0}{T^2} \exp \frac{E_a}{kT} = \frac{1}{2\pi f_c} \quad \text{Équation 100}$$

avec τ_0 la constante de temps du piège discret

ou encore

$$S_{G-R} = 4 \frac{I^2}{N^2} \overline{\Delta N^2} \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad [\text{Vanderziel76}] \quad \text{Équation 101}$$

avec N le nombre de porteurs libres et en exprimant $\overline{\Delta N^2}$ comme :

$$\overline{\Delta N^2} = \beta \cdot N_0 \quad \text{Équation 102}$$

où β est une grandeur très peu dépendante de N_0 , nombre de porteurs à l'équilibre thermodynamique mais dépendante de la répartition statistique des porteurs. Nous obtenons alors :

$$S_I(f) = 4 \frac{\beta \cdot I^2}{N_0} \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad \text{Équation 103}$$

2.2.2.4. Le bruit en 1/f

Ce bruit encore appelé bruit rose ou « flicker noise » est présent dans les semi-conducteurs. Il est lié à la présence de pièges dans le matériau due par exemple à des défauts cristallins ou des impuretés métalliques entraînant des fluctuations du nombre de porteurs et/ou de leur mobilité. La localisation de ces pièges est supposée aux interfaces [Vasilescu00]. Sa densité spectrale de puissance est inversement proportionnelle à la fréquence. $S_{V_f} = K/f$ en V^2/Hz où K est un coefficient empirique caractéristique du composant et proportionnel à la densité de courant.

- Bruit en 1/f dans une structure résistive :

Il existe deux théories basées sur les fluctuations de la résistance équivalente d'un barreau semi-conducteur pour l'origine du bruit en 1/f.

Soit une résistance R réalisée dans un semi conducteur de forme idéalisée parallélépipédique (figure 108). R s'exprime sous la forme :

$$R = \rho \frac{L}{S} \quad \text{Équation 104}$$

avec L la longueur du barreau équivalent et $S = l \times h$ la section droite.

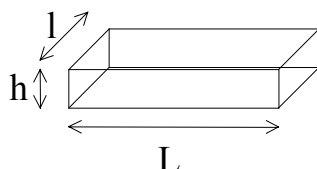


Figure 108 : Représentation schématique d'une résistance dans un barreau de semiconducteur

La résistivité ρ s'exprime dans le cas d'un semi-conducteur uniformément dopé N par :

$$\rho = \frac{1}{qN\mu} \quad \text{Équation 105}$$

avec q la charge de l'électron, μ la mobilité des porteurs et N le nombre de porteurs.

Supposons que μ et N fluctuent de façon indépendante :

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{\Delta \mu}{\mu} + \frac{\Delta N}{N} \quad \text{Équation 106}$$

La densité spectrale normalisée s'écrit alors :

$$\frac{S_R(f)}{R^2} = \frac{S_\mu(f)}{\mu^2} + \frac{S_N(f)}{N^2} \quad \text{Équation 107}$$

Ainsi, deux modèles sont proposés pour identifier l'origine du bruit en 1/f selon que les fluctuations de la mobilité ou bien celles du nombre de porteurs prédominent.

Le modèle de génération-recombinaison considère que le bruit en 1/f est dû à des fluctuations ΔN du nombre de porteurs N dans le semi-conducteur, provoquées par des processus de génération-recombinaison sur un continuum de niveaux pièges. Les constantes de temps de ces pièges sont réparties entre deux valeurs τ_1 et τ_2 . Ce mécanisme est décrit par une fonction de distribution dont les propriétés sont les suivantes :

$$g(\tau)d\tau = \frac{d\tau}{\tau \ln\left(\frac{\tau_2}{\tau_1}\right)} \quad \text{pour } \tau_1 < \tau < \tau_2 \quad \text{Équation 108}$$

$$g(\tau) = 0 \quad \text{pour } \tau < \tau_1 \text{ et } \tau > \tau_2$$

La densité spectrale associée à ces fluctuations s'écrit :

$$S_N(f) = \frac{\overline{\Delta N^2}}{\ln\left(\frac{\tau_2}{\tau_1}\right)} \frac{1}{f} \quad \text{Équation 109}$$

L'intégration de l'équation représentant la densité spectrale de bruit de génération-recombinaison entre les deux constantes de temps τ_1 et τ_2 conduit à :

$$S_I(f) = \frac{\beta \cdot I^2}{N_0 \cdot \ln\left(\frac{\tau_2}{\tau_1}\right)} \frac{1}{f} = \frac{\alpha \cdot I^2}{f \cdot N_0} \quad \text{Équation 110}$$

avec N_0 le nombre de porteurs à l'équilibre thermodynamique
où

$$\alpha = \frac{\beta}{\ln\frac{\tau_2}{\tau_1}} \quad \text{Équation 111}$$

Le modèle de Hooge quant à lui considère que le bruit en $1/f$ est régi par les fluctuations de la mobilité des porteurs. C'est un modèle empirique dans lequel on suppose que le terme $\frac{S_X(f)}{X^2}$ est inversement proportionnel à N où X est un paramètre qui fluctue.

En l'appliquant au mécanisme de conduction :

$$\frac{S_R(f)}{R^2} = \frac{S_\mu(f)}{\mu^2} = \frac{S_I(f)}{I^2} = \frac{S_V(f)}{V^2} = \frac{\alpha_H}{N f} \quad \text{Équation 112}$$

$S_X(f)$ densité spectrale associée à la grandeur fluctuante X

α_H paramètre empirique de Hooge qui caractérise la technologie de fabrication du composant

La densité spectrale de bruit en courant associée à ce modèle s'écrit alors :

$$S_I(f) = K \cdot \frac{I^2}{f} \quad \text{Équation 113}$$

- Bruit en $1/f$ dans une jonction :

Aux abords de la jonction, le déplacement des porteurs est principalement régi par la diffusion. Ce mécanisme de retour à l'équilibre génère un bruit quantique.

Le calcul de la densité spectrale de bruit de diffusion en $1/f$ s'effectue à partir des hypothèses de Hooge.

Nous pouvons distinguer deux cas particuliers, le cas de la jonction émetteur-base courte et le cas de la jonction longue.

- Approximation jonction courte [Xichen85] :

$$S_I(f) = \frac{q \cdot I \cdot D_p \cdot \alpha_H}{W_E^2 \cdot f} \quad \text{Équation 114}$$

W_E est l'épaisseur de l'émetteur

- Approximation jonction longue [Vandamme97] :

$$S_I(f) = \frac{q \cdot I \cdot \alpha_H}{4 \cdot f \cdot \tau_n} \quad \text{Équation 115}$$

τ_n est la constante de temps de diffusion des électrons

2.2.2.5. Spectre basse fréquence

Lorsqu'un dispositif bruyant est composé des sources de bruit précédemment décrites, la densité spectrale totale s'exprime comme :

$$S = \frac{b}{f} + \sum_i \frac{C_i}{1 + \omega^2 \tau_i^2} + S_{blanc} \quad \text{avec} \quad \tau_i = \frac{1}{2\pi f_i} \quad \text{Équation 116}$$

Cette relation comporte un terme pour le bruit en 1/f, des termes pour le bruit de génération-recombinaison et un terme pour le bruit blanc (figure 109).

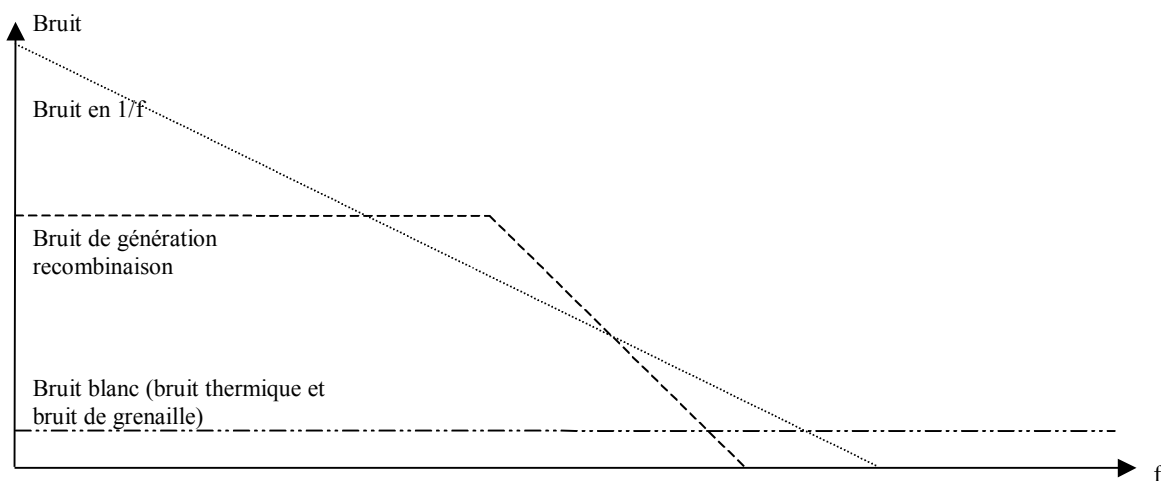


Figure 109 : Evolution des densités spectrales de bruit aux basses fréquences

2.3. La chaîne de mesure

La conception de la chaîne de mesure est essentielle. C'est elle qui conditionne le bon fonctionnement du banc de mesure par son aptitude à ne pas subir ni introduire de perturbations électromagnétiques. La mesure du bruit effectuée doit alors correspondre au bruit généré par le système étudié et non pas par le milieu extérieur ni même la chaîne de mesure elle-même.

La chaîne de mesure que j'ai mise au point au laboratoire IXL pour la mesure des TBH InP conditionnés en boîtier μ X est constituée d'un circuit de polarisation, de deux préamplificateurs de tension faible bruit placés à l'intérieur d'une cage de Faraday et d'un analyseur de spectres (figure 110). Le spectre basses fréquences est calculé au moyen d'une Transformée de Fourier Rapide (FFT : Fast Fourier Transform) réalisée par l'analyseur. Les données sont récupérées et traitées par un ordinateur utilisant un logiciel conçu spécifiquement pour cette application sous HP-VEE.

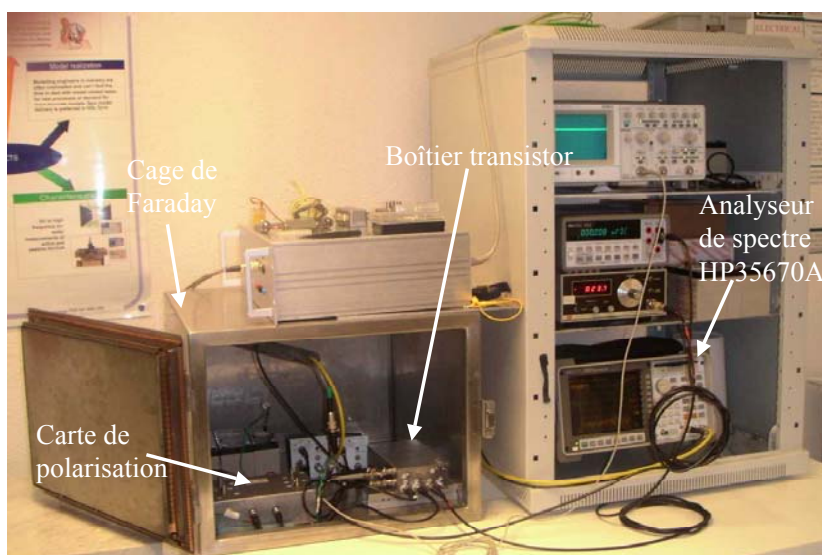


Figure 110 : Banc de mesure de bruit basse fréquence des TBH InP

2.3.1. La polarisation

Un circuit de polarisation permet de fixer différents points de fonctionnement du transistor afin de discriminer les différentes sources de bruit par leur dépendance respective en courant. Cet élément est le plus sujet à générer du bruit extérieur au composant. Il est donc réalisé avec des résistances et des potentiomètres faible bruit, des condensateurs de filtrage et son alimentation est réalisée par des batteries. Le circuit de polarisation utilisé permet d'obtenir des courants de base allant de $0,5 \mu\text{A}$ à $50 \mu\text{A}$ et des tensions collecteur-émetteur jusqu'à 6 V . Ce circuit est conçu afin de minimiser les sources de bruit parasites dans la bande de fréquences étudiée, soit entre 1 Hz et 100 kHz .

2.3.2. Le préamplificateur

Le préamplificateur doit avoir une bande passante adaptée et un gain relativement important, les niveaux de bruit en tension étant de l'ordre du micro-volt. Il s'agit de préamplificateurs de tension faible bruit Brookdeal 5004 de la marque EG&G. Ils sont utilisables dans la gamme 0,5Hz – 1MHz avec un gain de 1000 (60dB). Leur impédance d'entrée est de 5M Ω en parallèle avec 50 pF.

2.3.3. L'analyseur de spectres

Le modèle utilisé est un HP35670A d'Agilent Technology. C'est un analyseur de spectres dynamique dont la gamme de fréquences s'étant de 0,1 Hz à 100 kHz nous permettant de faire des mesures à partir de 0,1 Hz. La densité spectrale en tension est obtenue directement grâce à des algorithmes de Transformée de Fourier Rapide et de moyennage intégrés à l'analyseur.

2.3.4. Le programme

L'utilitaire spécifique permettant de récupérer et de traiter les données issues de l'analyseur de spectre a été réalisé sous HP-VEE au laboratoire IXL. Il permet d'automatiser les différentes mesures de bruit et d'effectuer les calculs de conversion relatifs à la chaîne d'amplification.

2.4. Le bruit dans le transistor bipolaire

Le transistor bipolaire est réputé pour être beaucoup moins bruyant que les transistors à effet de champ dans la mesure où les porteurs se déplacent dans le volume. Son fonctionnement en courant présente de surcroît une dépendance importante vis à vis des circuits de polarisation. Aussi, les techniques de mesure du bruit demandent une attention toute particulière.

Nous allons exposer ici la théorie du bruit dans le transistor bipolaire, le calcul des densités spectrales de bruit en courant et en tension et les différentes configurations de mesures.

2.4.1. Représentations en bruit d'un quadripôle

Un quadripôle bruyant peut être représenté de trois façons (figure 111). La plus commune est la représentation de type chaîne qui associe à un quadripôle idéalement non bruyant, une source de bruit en tension et une source de bruit en courant ramenées à l'entrée. Un inconvénient de cette représentation est que les sources de bruit constituent uniquement un modèle théorique.

Une autre représentation, plus proche de la physique du semi-conducteur, associe à un quadripôle non bruyant une source de bruit en courant à l'entrée et une source de bruit en courant à la sortie.

Par convention, les composants grisés sont des sources de bruit.

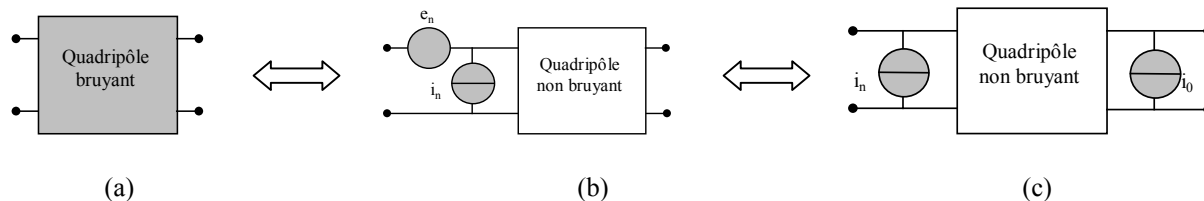


Figure 111 : Représentations en bruit d'un quadripôle bruyant, (b) représentation en chaîne, (c) représentation parallèle

La représentation qui nous intéresse pour évaluer et analyser en bruit les transistors bipolaires est la représentation parallèle. Elle permet d'obtenir la contribution en bruit des jonctions base-émetteur et base-collecteur ainsi que la contribution des résistances d'accès.

Pour les concepteurs, c'est la représentation chaîne qui est utilisée. Elle simplifie les calculs dans la conception modulaire.

2.4.2. Schéma équivalent en bruit du transistor bipolaire

Le schéma équivalent en bruit que nous avons retenu pour caractériser les transistors bipolaires à hétérojonction est basé sur le schéma aux variations de Giacoletto représenté figure 112.

Nous distinguons cinq sources de bruit intrinsèques idéalement totalement décorrélées :

- La source de bruit i_b localisée à la jonction base-émetteur,
- La source de bruit i_c localisée à la jonction base-collecteur,
- Trois sources de bruit associées aux résistances de base, d'émetteur et de collecteur et représentées par les générateurs de tension $v_{bb'}$, v_e et v_c .

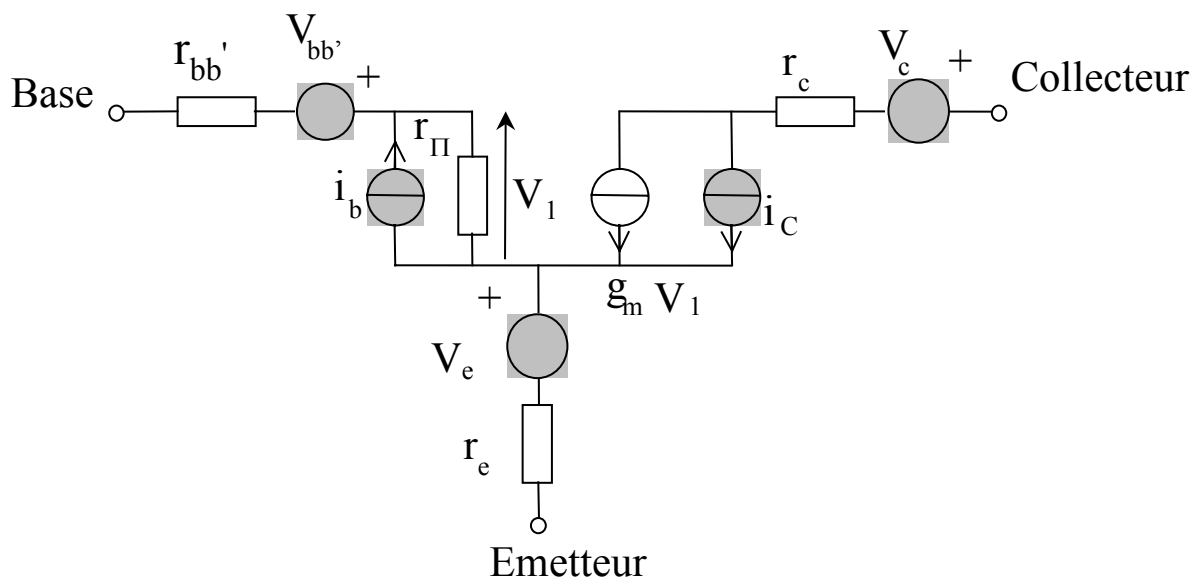


Figure 112 – Schéma équivalent en bruit du transistor bipolaire

On suppose ici que les fluctuations de tension engendrées par les contacts ohmiques base, émetteur et collecteur sont négligeables devant les bruits générés par les jonctions et les résistances d'accès.

2.4.3. Paramètres statiques

Comme nous allons le voir dans la détermination des densités spectrales de bruit du composant, certaines caractéristiques statiques du transistor sont nécessaires pour pouvoir interpréter les résultats et convertir les densités spectrales en tension mesurées à l'entrée et à la sortie du transistor en densités spectrales en courant. Parmi les éléments les plus importants citons les résistances d'accès de base et d'émetteur, ainsi que le gain en courant et la résistance d'entrée du transistor. Tous ces éléments du modèle électrique équivalent sont très facilement déterminés à l'aide des tracés de Gummel qui donnent I_B et I_C en fonction de V_{BE} (chapitre 1.1.3). Dans le régime de polarisation retenu, le courant de base du transistor est donné par la relation :

$$I_B = \frac{I_{SBE}}{\beta} . e^{\frac{q(V_{BE} - r_B I_B - r_e I_E)}{\eta_{BE} kT}} \quad \text{Équation 117}$$

A partir de ces mesures statiques, les paramètres dynamiques suivants sont calculés :

- le gain en courant dynamique du montage émetteur :

$$h_{fe} = \frac{dI_C}{dI_B} \quad \text{Équation 118}$$

- la résistance d'entrée dynamique du montage émetteur commun :

$$r_\pi = \frac{dV_{BE}}{dI_B} = \frac{\eta_{BE} kT}{qI_B} \quad \text{Équation 119}$$

2.4.4. Configurations de mesures

Les densités spectrales de bruit en tension sont mesurées sur le collecteur, S_{V_C} , et sur la base, S_{V_B} , pour différentes valeurs de résistance de polarisation de base, R_S . Les configurations de mesures permettent d'évaluer les densités spectrales de bruit en courant S_{i_0} et S_{i_n} associées à la modélisation quadripôle parallèle du transistor ainsi que les densités spectrales S_{i_b} et S_{i_c} associées au schéma aux variations.

La configuration de polarisation retenue est un montage émetteur commun (figure 113). Elle confère au transistor un meilleur gain en courant que dans le cas d'un montage base commune préféré pour l'extraction de la résistance de base $r_{bb'}$ à partir du bruit blanc [Penarier01].

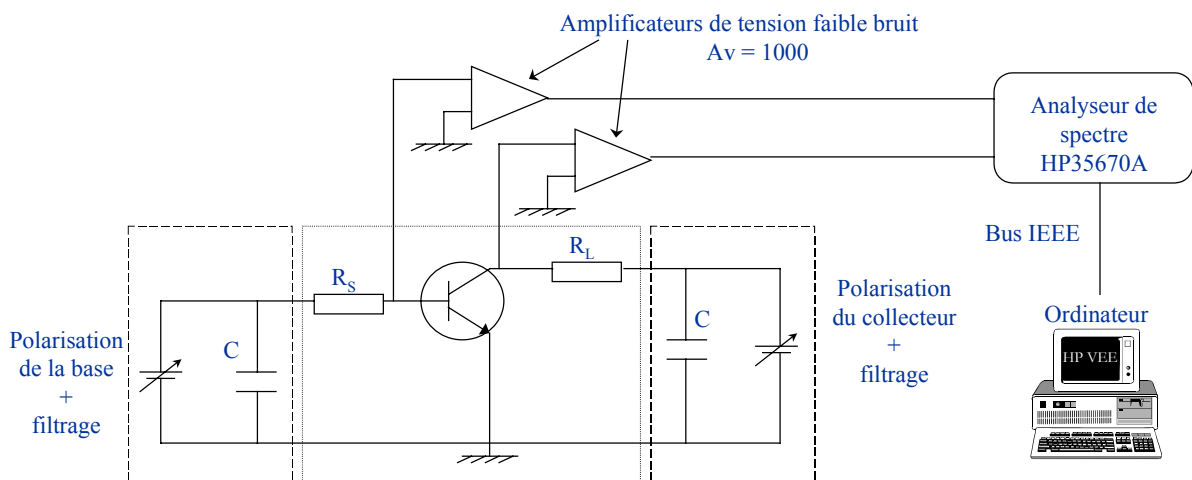


Figure 113 : Banc de mesure de bruit basses fréquences en montage émetteur commun

Deux configurations sont intéressantes pour l'extraction des générateurs de bruit en courant propres au transistor bipolaire : le montage haute impédance avec R_S élevée devant la résistance dynamique d'entrée du transistor et le montage basse impédance dans le cas contraire.

2.4.5. Modélisation quadripôle parallèle

Le transistor est assimilé à un quadripôle et sa représentation en bruit est la représentation parallèle (figure 111-c). Nous lui associons la résistance de polarisation de base R_S et la résistance de charge de collecteur R_L appartenant au circuit de polarisation ainsi que leur générateur de bruit associés respectivement $e_S(t)$ et $e_L(t)$ (figure 114).

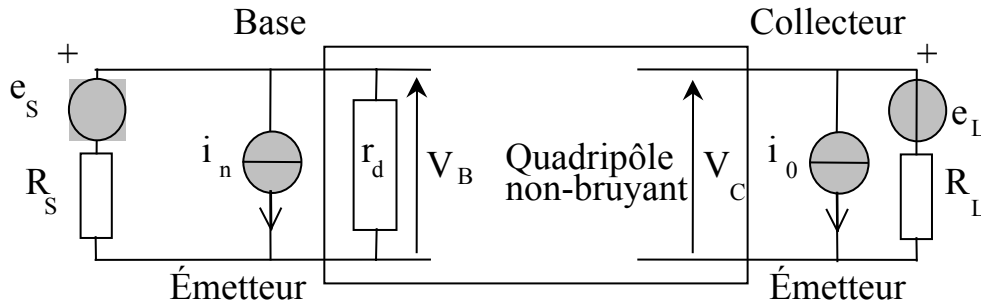


Figure 114 – Modélisation quadripôle du TBH InP

2.4.5.1. Calcul des densités spectrales de bruit

Calculons tout d'abord d'une manière théorique à l'aide des figures 112 et 114, l'expression des densités spectrales en tension S_{V_C} sur le collecteur et S_{V_B} sur la base. Pour calculer les densités spectrales en tension, nous avons d'abord besoin de déterminer V_1 aux bornes de r_π :

$$V_1 = r_\pi i_b + r_\pi \left[\frac{e_S + V_{bb'} - r_\pi i_b - V_e - r_e (i_c + g_m V_1)}{R_S + r_d} \right] \quad \text{Équation 120}$$

$$\text{avec } r_d = r_{bb'} + r_\pi + (1 + h_{fe}) r_e \quad \text{Équation 121}$$

donc

$$V_1 = r_\pi \left[\frac{(R_S + r_{bb'} + r_e) i_b + e_S + V_{bb'} - V_e - r_e i_c}{R_S + r_d} \right] \quad \text{Équation 122}$$

Nous obtenons V_B de la même manière :

$$V_B = e_S + R_S \left[\frac{-e_S - V_{bb'} + r_\pi i_b + V_e + r_e (i_c + g_m V_1)}{R_S + r_d} \right] \quad \text{Équation 123}$$

En remplaçant V_1 par son expression ci-dessus équation 122, nous obtenons l'expression de V_B suivante :

$$V_B = \left[\frac{R_S}{R_S + r_d} \right] \left[\left(\frac{r_d}{R_S} \right) e_S + V_e - V_{bb'} + (r_\pi + r_e h_{fe}) i_b + r_e i_c \right] \quad \text{Équation 124}$$

$$\text{sachant que } h_{fe} = r_\pi g_m \quad \text{Équation 125}$$

Nous pouvons maintenant exprimer la densité spectrale de bruit en tension au niveau de la base :

$$Sv_B = \left[\frac{R_S}{R_S + r_d} \right]^2 \left[\left(\frac{r_d}{R_S} \right)^2 Sv_{R_S} + Sv_e + Sv_{bb'} + (r_\pi + h_{fe} r_e)^2 Si_b + r_e^2 Si_c \right. \\ \left. + 2r_e (r_\pi + h_{fe} r_e) \Re\{Si_b i_c\} \right] \quad \text{Équation 126}$$

avec $\Re\{Si_b i_c\}$ désignant la partie réelle du terme de corrélation entre les sources de bruit en courant de base et de collecteur.

De même, en négligeant r_c et r_e par rapport à R_L résistance de charge du collecteur :

$$V_C = e_L - R_L (g_m V_1 + i_c) \quad \text{Équation 127}$$

En remplaçant V_1 par son expression, nous obtenons l'expression de V_C suivante :

$$V_C = e_L - \left[\frac{R_L}{R_S + r_d} \right] \left[h_{fe} ((R_S + r_{bb'} + r_e) i_b + e_S + V_{bb'} - V_e) \right. \\ \left. + (R_S + r_{bb'} + r_e + r_\pi) i_c \right] \quad \text{Équation 128}$$

donc

$$Sv_C = Sv_{R_L} + \left[\frac{R_L}{R_S + r_d} \right]^2 \left[h_{fe}^2 ((R_S + r_{bb'} + r_e)^2 Si_b + Sv_{R_S} + Sv_{bb'} + Sv_e) \right. \\ \left. + (R_S + r_{bb'} + r_e + r_\pi)^2 Si_c \right. \\ \left. + 2h_{fe} (R_S + r_{bb'} + r_e) (R_S + r_{bb'} + r_e + r_\pi) \Re\{Si_b i_c\} \right] \quad \text{Équation 129}$$

2.4.5.2. Montage faible impédance

Dans le cas du montage faible impédance, on choisit R_S faible devant r_d .

Les simplifications apportées ici donnent $Sv_B \approx Sv_{R_S}$ et

$$Sv_C \approx Sv_{RL} + \left[\frac{R_L}{r_d} \right]^2 \left[\begin{array}{l} h_{fe}^2 (r_{bb'} + r_e)^2 Si_b + Sv_{bb'} + Sv_e \\ + (r_{bb'} + r_e + r_\pi)^2 Si_C \\ + 2h_{fe} (r_{bb'} + r_e)(r_{bb'} + r_e + r_\pi) \Re\{Si_b i_C\} \end{array} \right] \quad \text{Équation 130}$$

Cette configuration permet l'étude de la source de bruit en courant Si_0 , obtenue par la relation :

$$Si_0 = \frac{Sv_C(R_S = 0) - Sv_{RL}}{R_L^2} \approx \left(\frac{h_{fe}}{r_d} \right)^2 \left((r_{bb'} + r_e)^2 Si_b + Sv_{bb'} + Sv_e \right) + \left(\frac{r_{bb'} + r_e + r_\pi}{r_d} \right)^2 Si_C + 2h_{fe} \frac{(r_{bb'} + r_e)(r_{bb'} + r_e + r_\pi)}{r_d^2} \Re\{Si_b i_C\} \quad \text{Équation 131}$$

Dans ce cas, Si_0 est sensiblement égale à Si_C pour des faibles courants de polarisation, soit pour r_d grand.

2.4.5.3. Montage haute impédance

Dans le cas du montage haute impédance, on choisit R_S grand devant r_d . Nous pouvons alors simplifier les expressions des densités spectrales des équations 126 et 129 comme suit :

$$Sv_B \approx Sv_e + Sv_{r_{bb'}} + (r_\pi + h_{fe} r_e)^2 Si_b + r_e^2 Si_C + 2r_e (r_\pi + h_{fe} r_e) \Re\{Si_b i_C\} \quad \text{Équation 132}$$

$$\text{et } Sv_C \approx Sv_{RL} + R_L^2 h_{fe}^2 Si_b + R_L^2 Si_C + 2h_{fe} R_L^2 \Re\{Si_b i_C\} \quad \text{Équation 133}$$

Si_n peut alors se mesurer sur la base de la façon suivante :

$$Si_n = \frac{Sv_B(R_S \gg r_d) - Sv_{R_S}}{r_d^2} \approx Si_b + \frac{r_e^2}{r_d^2} Si_C + \frac{2r_e (r_\pi + h_{fe} r_e)}{r_d^2} \Re\{Si_b i_C\} \quad \text{Équation 134}$$

en considérant que le bruit généré par les résistances d'accès est négligeable devant le bruit généré par les jonctions du transistor.

Si_n est alors sensiblement égale à Si_b .

La mesure de la densité spectrale de bruit en tension sur le collecteur permet d'obtenir le résultat suivant :

$$S_{i_n} = \frac{S_{V_C}(R_S \gg r_d) - S_{V_{RL}} - S_{i_0} \cdot R_L^2 - 2 \cdot h_{fe} \cdot R_L^2 \cdot \Re\{S_{i_n i_0}\}}{(R_L h_{fe})^2} \quad \text{Équation 135}$$

en considérant que le bruit généré par les résistances d'accès est négligeable devant le bruit généré par les jonctions du transistor.

Dans le cas où la corrélation en tension est totale, le terme en S_{i_b} est prédominant dans les expressions des densités spectrales en tension (équations 132 et 133) et par conséquent [Penarier01] :

$$S_{V_B} = (r_\pi + r_e h_{fe})^2 S_{i_b} \quad \text{Équation 136}$$

$$\text{et } S_{V_C} = (R_L h_{fe})^2 S_{i_b} \quad \text{Équation 137}$$

Ces deux relations permettent de mettre en évidence le lien entre les mesures de bruit en tension effectuées et les expressions des générateurs de bruit en courant intrinsèques du transistor S_{i_b} et S_{i_c} .

2.4.6. Modélisation quadripôle chaîne

2.4.6.1. Montage faible impédance

La densité spectrale en tension ramenée en entrée est exprimée par :

$$S_{e_n} \approx \left[\frac{r_d}{R_L h_{fe}} \right]^2 S_{V_C} \quad \text{Équation 138}$$

L'expression de S_{e_n} à partir de celle de S_{V_C} équation 130 est donnée par :

$$S_{e_n} \approx (r_{bb'} + r_e)^2 S_{i_b} + \frac{(r_{bb'} + r_e + r_\pi)^2}{h_{fe}^2} S_{i_C} \\ + \frac{2}{h_{fe}} (r_{bb'} + r_e)(r_{bb'} + r_e + r_\pi) \Re\{S_{i_b i_C}\} \quad \text{Équation 139}$$

2.4.6.2. Montage haute impédance

Cette configuration permet l'étude de la source de bruit en courant S_{i_n} par la mesure sur le collecteur et la conversion est la suivante d'après l'équation 133 :

$$S_{i_n} = \frac{S_{v_c}(R_s \gg r_d) - S_{v_{RL}}}{(R_L h_{fe})^2} \approx S_{i_b} + \frac{1}{h_{fe}^2} S_{i_c} + \frac{2}{h_{fe}} \Re\{S_{i_b} i_c\} \quad \text{Équation 140}$$

en considérant que le bruit généré par les résistances d'accès est négligeable devant le bruit généré par les jonctions du transistor.

2.4.7. Extraction simultanée des générateurs de bruit : Montage haute impédance

En effectuant une mesure supplémentaire qui est la densité spectrale en tension croisée $S_{v_b v_c}$, il est possible à l'aide des deux expressions de S_{v_b} et S_{v_c} d'obtenir les densités spectrales en courant S_{i_b} , S_{i_c} et $S_{i_b i_c}$ en résolvant un système de trois équations à trois inconnues.

La résistance de polarisation de base R_s est choisie grande devant la résistance dynamique r_d du transistor. Les densités spectrales sont mesurées pour un spectre allant de 0,1Hz à 100kHz.

Les expressions théoriques des densités spectrales en tension sur la base et sur le collecteur sont données par les équations 132 et 133.

La densité spectrale croisée $S_{v_b v_c}$ s'exprime de la façon suivante :

$$S_{v_b v_c} = \Re\{S_{v_b v_c}\} + j\Im\{S_{v_b v_c}\} \quad \text{Équation 141}$$

avec

$$\Re\{S_{v_b v_c}\} = -h_{fe} R_L (r_\pi + h_{fe} r_e) S_{i_b} - R_L r_e S_{i_c} - (R_L r_\pi + 2R_L h_{fe} r_e) \Re\{S_{i_b i_c}\} \quad \text{Équation 142}$$

$$\Im\{S_{v_b v_c}\} = -R_L r_\pi \Im\{S_{i_b i_c}\} \quad \text{Équation 143}$$

Les relations précédentes peuvent se mettre sous la forme matricielle suivante :

$$\begin{pmatrix} S_{v_b} \\ S_{v_c} \\ \Re\{S_{v_b v_c}\} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (r_\pi + h_{fe} r_e)^2 & r_e^2 & 2(r_\pi + r_e h_{fe}) r_e \\ (R_L h_{fe})^2 & R_L^2 & 2R_L^2 h_{fe} \\ -h_{fe} R_L (r_\pi + h_{fe} r_e) & -r_e R_L & -(R_L r_\pi + 2R_L h_{fe} r_e) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_{i_b} \\ S_{i_c} \\ \Re\{S_{i_b i_c}\} \end{pmatrix} \quad \text{Équation 144}$$

Les trois densités spectrales en tension nous permettent d'obtenir la fonction de corrélation en tension $\Gamma_{v_b v_c} = \frac{|S_{v_b v_c}|^2}{S_{v_b} S_{v_c}}$. On distingue trois valeurs remarquables :

- ✓ $\Gamma_{v_b v_c} = 1$: les sources de bruit en tension en entrée et en sortie du transistor sont totalement corrélées
- ✓ $\Gamma_{v_b v_c} \neq 1$: il y a corrélation partielle des sources de bruit
- ✓ $\Gamma_{v_b v_c} = 0$: les sources de bruit en tension sont totalement décorrélées

Quand la fonction de corrélation est différente de 1, et si les termes r_π , r_e et h_{fe} sont connus, le système matriciel de l'équation 144 nous permet d'extraire les densités spectrales en courant S_{i_b} et S_{i_c} et la partie réelle du spectre croisé $S_{i_b i_c}$.

2.4.8. Résumé des montages et extractions associées

Les mesures permettant d'extraire S_{i_n} puis S_{i_b} et S_{i_0} puis S_{i_c} s'effectuent donc avec un seul relevé de la densité spectrale de bruit en tension respectivement sur la base et sur le collecteur. Par contre, l'extraction directe de S_{i_b} et S_{i_c} nécessite la mesure de $S_{v_b v_c}$. Il est donc impératif dans ce dernier cas de vérifier que le composant est toujours polarisé dans la région où $\Gamma_{v_b v_c} < 1$.

Modèle	Polarisation	Mesure	DSB extraite	Corrélation	DSB extraite
Quadripôle parallèle	Rs faible	Svc	Si0	$\Gamma < 1$	Sic
	Rs forte	Svb	Sin	$\Gamma \sim 1$	Sib
Quadripôle chaîne	Rs faible	Svc	Sen	$\Gamma < 1$	Sic
	Rs forte	Svc	Sin	$\Gamma \sim 1$	Sib
Modèle petits signaux	Rs forte	Svb, Svc, Svbc	Sib, Sic, Sibic	$\Gamma < 1$	Sib, Sic, Sibic

DSB : Densité Spectrale de Bruit

Tableau 11 : Synthèse des méthodes de caractérisation des sources de bruit du transistor bipolaire

2.5. Localisation des sources de bruit

Les générateurs de bruit en courant S_{i_b} et S_{i_c} sont supposés indépendants. En premier lieu, une discrimination entre les différentes sources de bruit peut être effectuée à partir de leur dépendance en courant respective [Vanderziel86].

- Aux fluctuations du courant dues au mécanisme de diffusion, il correspond une densité spectrale de bruit en courant $S_i(f)$ proportionnelle au courant. En ce qui concerne les électrons diffusant de l'émetteur vers la base puis dans le collecteur, $S_{i_{ce}}$ est proportionnelle à I_c . Dans le cas des électrons diffusant de l'émetteur vers la base : $S_{i_{be}}$ est proportionnelle à I_b .
- Aux fluctuations du courant dues aux mécanismes de recombinaison en surface de base, il correspond une densité spectrale de bruit en courant associée au courant $S_{i_{be}}$ et proportionnelle à I_b^2 .
- Aux fluctuations du courant dues aux mécanismes de recombinaison localisés à la jonction base-émetteur extrinsèque, la densité spectrale de bruit en courant $S_{i_{br}}$ est proportionnelle à I_b^{2a} avec $a \in [1/2 ; 1]$.
- Dans le cas spécifique des TBH, S_{i_c} est proportionnelle à I_c^2 ce qui correspond généralement au mécanisme de génération-recombinaison. S_{i_b} est quant à elle proportionnelle à I_b^2 et correspond généralement à des mécanismes de recombinaison en surface de base.

Pour des sources de bruit associées à la surface ou au volume, leur localisation peut se faire à partir de mesures effectuées sur différentes géométries de composants.

2.6. Conclusion

J'ai présenté dans ce paragraphe une description des mécanismes de bruit rencontrés dans les composants ainsi qu'une synthèse des méthodes de mesures du bruit sur les transistors bipolaires associée aux relations théoriques permettant l'extraction des densités spectrales de bruit en courant à partir des densités spectrales de bruit en tension mesurées.

Le banc de mesure de bruit basse fréquence des TBH InP que j'ai réalisé au laboratoire IXL permet à présent l'étude de l'évolution des niveaux de bruit au cours des vieillissements accélérés. L'étape préliminaire passe par une étude des paramètres en bruit à t_0 .

3. Caractérisation en bruit des TBH InP à t_0

Le lot de transistors utilisé pour les mesures de bruit basses fréquences est le même que celui utilisé pour les mesures de claquage. Nous rappelons que ce lot comporte 17 composants dont les références #1 à #7 ont une géométrie d'émetteur de $(10 \times 2)\mu\text{m}^2$ et les références #8 à #17 ont une géométrie d'émetteur de $(6 \times 2)\mu\text{m}^2$.

L'étude en bruit des composants avant vieillissement est nécessaire afin de déterminer la dispersion technologique. Elle va permettre à la fois de fixer les niveaux de bruit de référence et de localiser les sources de bruit.

3.1. Mesure des paramètres statiques et extraction des paramètres dynamiques

La figure 115 présente un exemple de spectres en tension mesurés sur la base et la figure 116 présente un exemple de spectres en tension mesurés sur le collecteur pour les différents courants de polarisation de base.

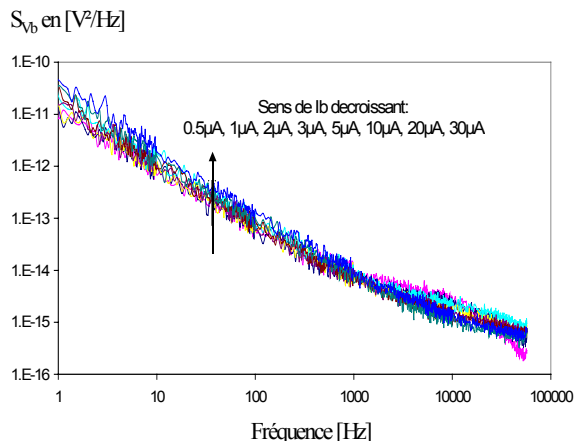


Figure 115 : Evolution de la densité spectrale de bruit en tension sur la base d'un TBH (10x2) μm^2 en fonction de I_B

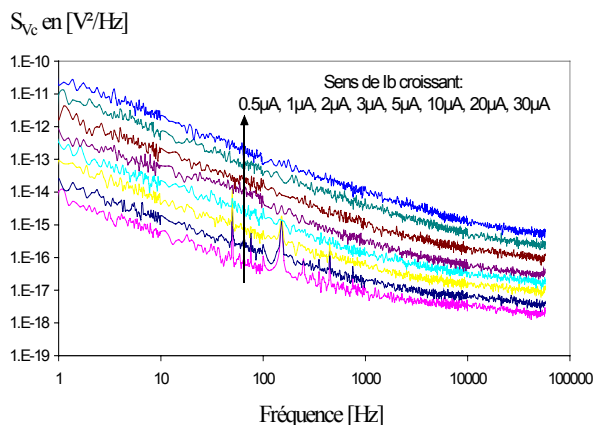


Figure 116 : Evolution de la densité spectrale de bruit en tension sur le collecteur d'un TBH (10x2) μm^2 en fonction de I_B

En premier lieu, la comparaison des mesures de bruit et des paramètres dynamiques du modèle petit signaux avant vieillissement pour 4 composants 10×2 (μm)² et pour 3 composants 6×2 (μm)² est effectuée séparément. La figure 117 présente la mesure des courants sous forme de courbes de Gummel à t_0 , pour les 7 composants. La superposition des mesures montre une faible dispersion technologique.

A t_0 , la fonction de cohérence Γ_{vbvc} est typiquement inférieure à 0,8 sur toute la gamme de fréquence mesurée (figure 118), ce qui autorise le calcul simultané des densités spectrales de bruit en courant S_{iB} , S_{iC} et S_{iBIC} .

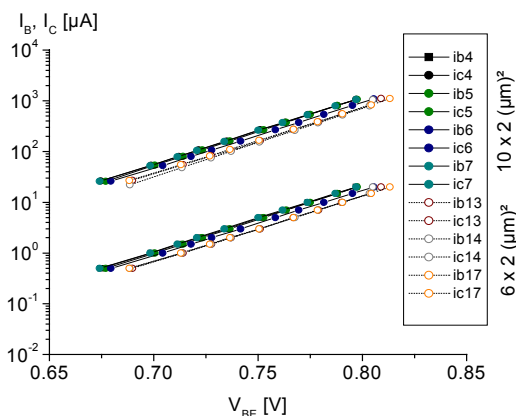


Figure 117 : Mesure des courants sous forme de courbes de Gummel à t_0 dans la zone de fonctionnement nominal

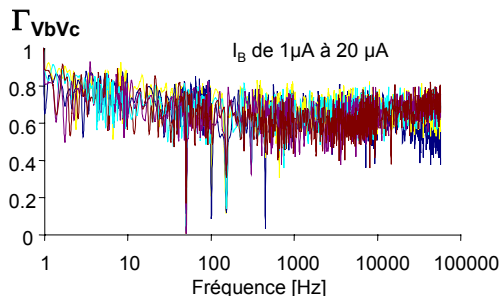


Figure 118 : Evolution du coefficient de corrélation en tension Γ_{vbvc} à t_0 pour un TBH (10x2) μm^2 en fonction de I_B

Les densités spectrales de bruit en courant sont calculées pour des polarisations du courant de base allant de $1\mu\text{A}$ à $20\mu\text{A}$. Les spectres de S_{I_B} ainsi que ceux de S_{I_C} dont un exemple est présenté figure 119 et 120 présentent tous une composante prédominante de bruit en $1/f$ de 1 Hz à 1 kHz. Le bruit de grenaille n'est jamais atteint en dessous de 100 kHz.

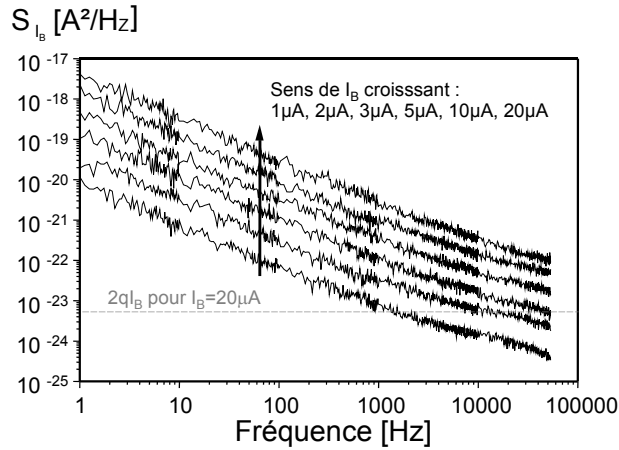


Figure 119 : Evolution de la densité spectrale de bruit en courant base d'un TBH (10×2) μm^2 en fonction de I_B

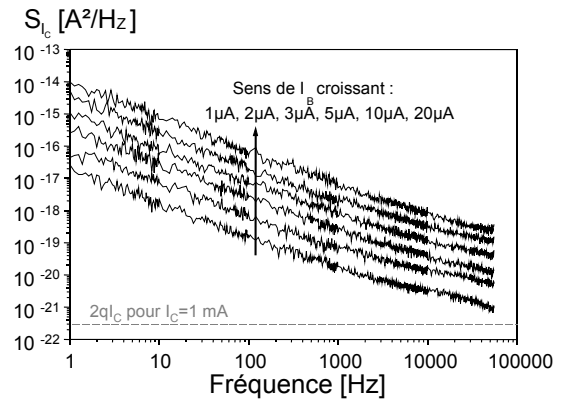


Figure 120 : Evolution de la densité spectrale de bruit en courant collecteur d'un TBH (10×2) μm^2 en fonction de I_B

Les figures 121 et 122 présentent les paramètres dynamiques calculés à t_0 . Là encore, la faible dispersion des mesures est caractéristique d'une faible dispersion technologique.

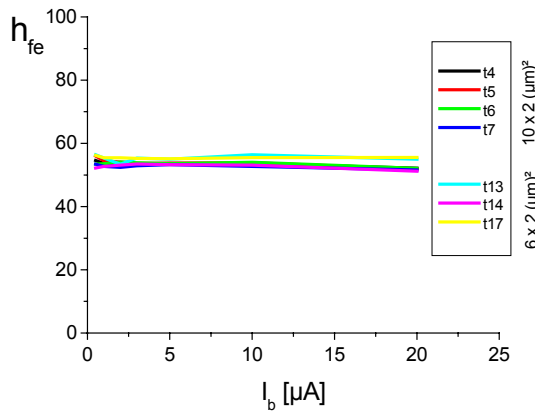


Figure 121 : Mesure de h_{fe} à t_0

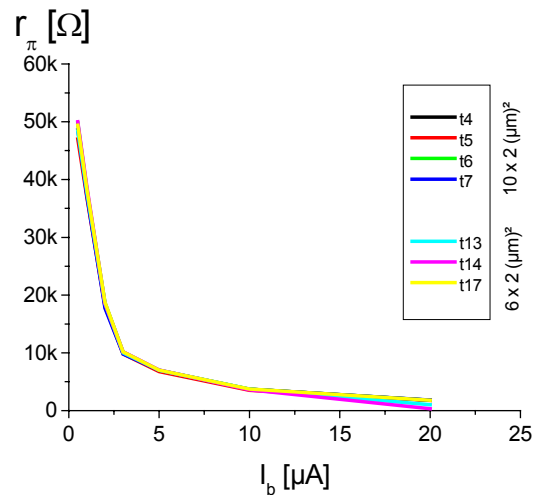


Figure 122 : Mesure de r_{π} à t_0

3.2. Dépendance du bruit en 1/f

Les mesures de bruit sont effectuées à 70 Hz. Elles présentent toutes une progression respective proche de I^2 . Les figures 123 et 124 présentent les valeurs de S_{i_b} et S_{i_c} à 70 Hz pour des polarisations en courant de base allant de $1 \mu A$ à $20 \mu A$.

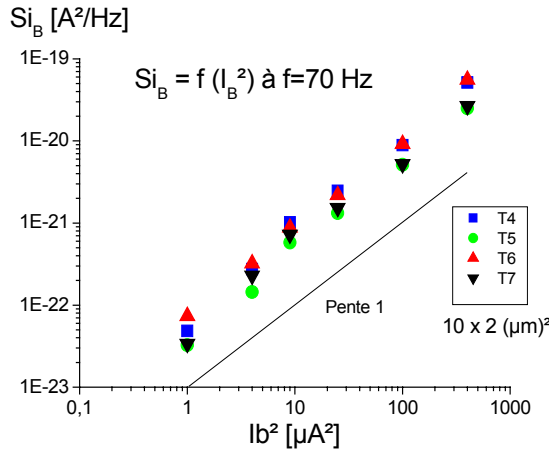


Figure 123 : Bruit en courant de base en fonction de I_B^2 à t_0 pour des TBH $(10 \times 2) \mu m^2$

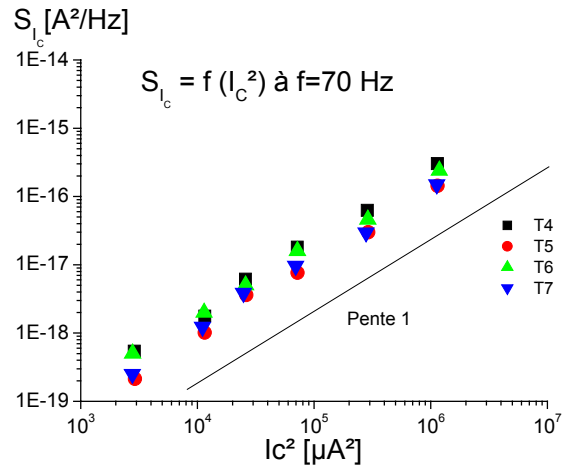


Figure 124 : Bruit en courant de collecteur en fonction de I_C^2 à t_0 pour des TBH $(10 \times 2) \mu m^2$

Les mesures précédentes de S_{i_B} et S_{i_C} peuvent être comparées en normalisant les valeurs en fonction de la surface d'émetteur A_E (figure 125 et 126).

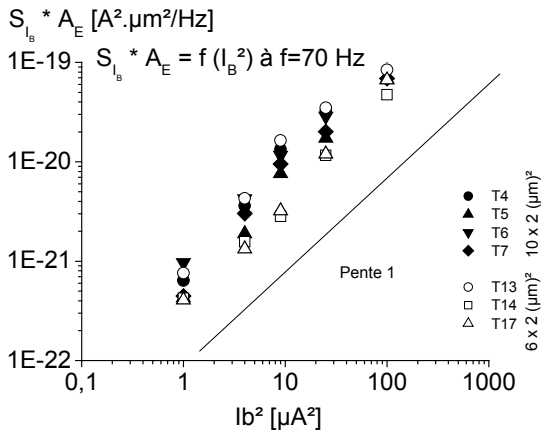


Figure 125 : Bruit en courant de base normalisé en fonction de la surface effective d'émetteur en fonction de I_B^2 à t_0

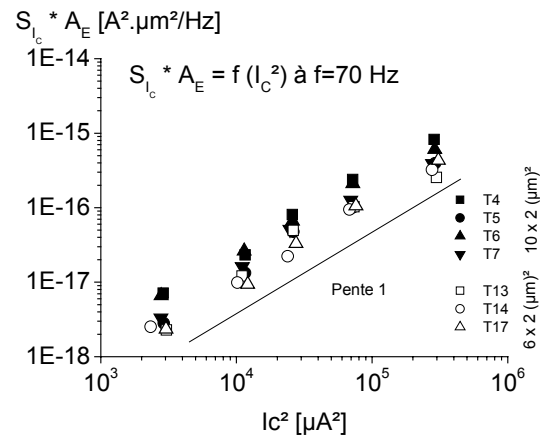


Figure 126 : Bruit en courant de collecteur normalisé en fonction de la surface effective d'émetteur en fonction de I_C^2 à t_0

Ces mesures montrent que les densités spectrales de bruit en courant de base et du collecteur proviennent toutes deux de la région intrinsèque du TBH à t_0 . La faible dispersion de l'ordre d'une demi décade montre de surcroît une bonne uniformité des mesures.

Afin de confirmer l'origine intrinsèque du bruit en $1/f$ à t_0 , des mesures ont été effectuées sur des TBH de 3 géométries différentes. Les densités spectrales du bruit en courant sur la base et sur le collecteur normalisées en fonction de la surface d'émetteur effective, prenant en compte les sous-gravures d'émetteur (tableau 12), sont représentées figure 127 et 128.

	$6 \times 2 \mu\text{m}^2$	$10 \times 2 \mu\text{m}^2$	$15 \times 3 \mu\text{m}^2$
Surface du masque d'émetteur	$12 \mu\text{m}^2$	$20 \mu\text{m}^2$	$45 \mu\text{m}^2$
Surface effective d'émetteur	$7,56 \mu\text{m}^2$	$13,16 \mu\text{m}^2$	$34,56 \mu\text{m}^2$

Tableau 12 : Surface effective d'émetteur en fonction de la surface du masque d'émetteur

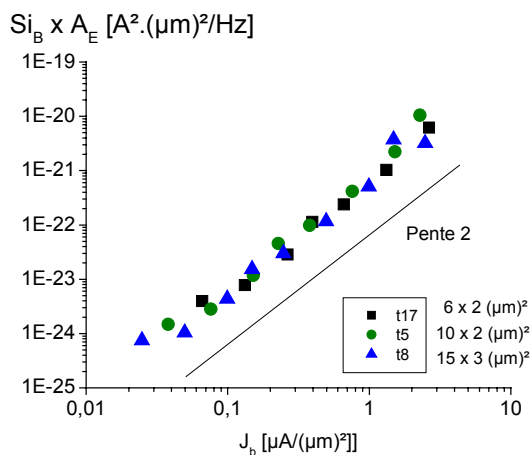


Figure 127 : Bruit en courant de base normalisé en fonction de la surface effective d'émetteur en fonction de J_B à t_0

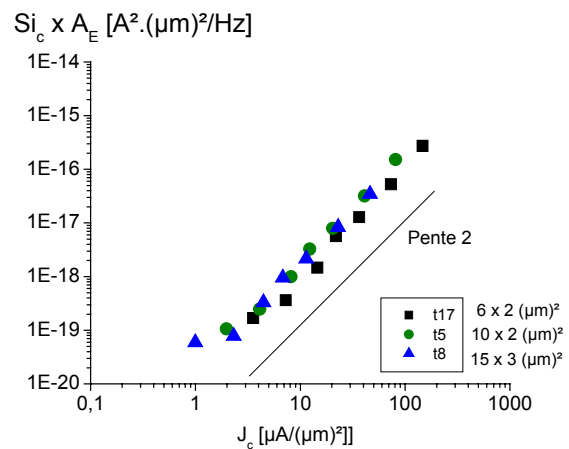


Figure 128 : Bruit en courant de collecteur normalisé en fonction de la surface effective d'émetteur en fonction de J_C à t_0

La faible dispersion des mesures de S_{i_B} et S_{i_C} normalisées en fonction de la surface d'émetteur confirme l'origine intrinsèque du bruit en $1/f$ à t_0 .

3.3. Etude de S_{i_n} et K

Le paramètre S_{i_n} du modèle quadripôle chaîne ainsi que le paramètre K du modèle SPICE sont largement utilisés pour déterminer et comparer les niveaux de bruit des composants. Le paramètre K est défini dans l'expression de la densité spectrale de bruit en courant de base comme :

$$S_{i_B} = K \frac{I_B^{A_F}}{f^\gamma} \quad \text{Équation 145}$$

avec dans notre cas A_F très proche de 2 et γ très proche de 1 pour les mesures de bruit que nous effectuons à 70 Hz.

Le calcul de S_{i_n} pour 8 composants à t_0 est présenté figure 129. Les niveaux sont en moyenne supérieurs d'une décade au niveau de bruit S_{i_B} calculés figure 130.

Lorsque l'origine majoritairement intrinsèque du bruit est prouvée comme c'est le cas ici à t_0 , le paramètre K est inversement proportionnel à A_E . Ainsi, on calcule le paramètre K_B qui est la normalisation de K par rapport à la surface d'émetteur intrinsèque. $K_B = K \times A_E$ est représenté figure 130 pour 8 composants, quatre de $(6 \times 2) \mu\text{m}^2$ et quatre de $(10 \times 2) \mu\text{m}^2$.

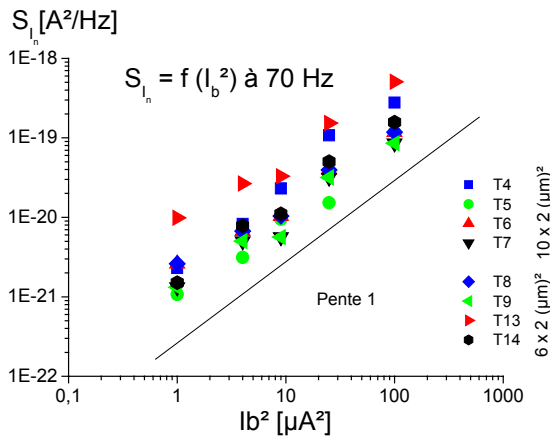


Figure 129 : Evolution de S_{i_n} en fonction de I_B^2 à t_0

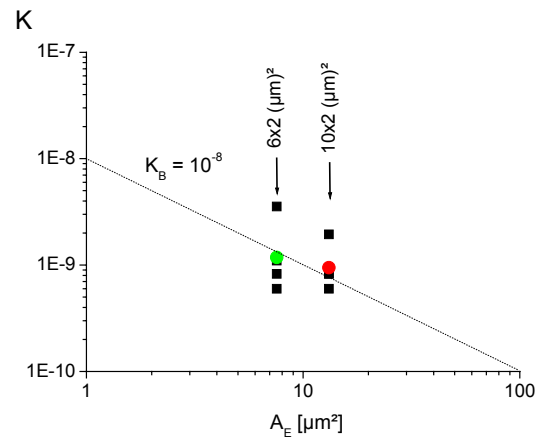


Figure 130 : Comparaison du paramètre K à t_0 pour 8 transistors de 2 géométries différentes, quatre composants $6 \times 2 \mu\text{m}^2$ et quatre composants $10 \times 2 \mu\text{m}^2$

Ces résultats montrent là aussi une bonne uniformité pour les deux géométries. $K_B = K \times A_E$ moyenné pour les huit transistors est égal à 10^{-8} , valeur en accord avec les mesures de bruit effectuées sur des TBH InP et présentées dans la littérature [Pascal03].

3.4. Conclusion

L'extraction des paramètres dynamiques de sept TBH à partir des mesures statiques à t_0 présente une faible dispersion des valeurs. Les mesures de bruit basses fréquences calculées montrent à la fois une dépendance très proche de I^2 et une faible dispersion pour les deux géométries testées. Une comparaison des niveaux de bruit issus des 7 TBH en fonction de la surface effective d'émetteur indique une localisation intrinsèque des sources de bruit en courant à t_0 , à la fois pour la base et pour le collecteur.

Enfin, le calcul des paramètres S_{i_n} et K a été effectué, permettant ainsi la comparaison avec d'autres TBH. Les niveaux de K extraits sont en accord avec la littérature.

Ces paramètres et ces niveaux de bruit extraits à t_0 pourront donc servir de référence pour l'étude et le suivi du bruit en $1/f$ au cours des vieillissements accélérés.

Chapitre 4 : Vieillissements

1. Détection des mécanismes de dégradation : Méthodologie

L'évolution constante des marchés de l'électronique conduit à la conception de nouveaux composants dont les technologies sont sans cesse plus complexes. Les structures en premier lieu optimisées pour les performances électriques requises doivent être ensuite étudiées en termes de qualité et de fiabilité.

Il s'avère alors nécessaire pour prédire les durées de vie de ces composants, de détecter et de localiser les dégradations éventuelles et d'en identifier l'origine physique.

1.1. Etat de l'art et choix des facteurs d'accélération

1.1.1. Mécanismes de dégradation du TBH

La fiabilité des technologies AlGaAs/GaAs et InGaP/GaAs sur substrat GaAs est déterminée par les paramètres technologiques de la base : nature de l'élément dopant, concentration de dopage, technique de croissance. L'utilisation du carbone comme élément dopant P constitue une alternative satisfaisante au problème de l'exodiffusion du béryllium. Cependant, les principales dérives des paramètres électriques de TBH performants, à dopage de base élevé (typiquement $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$), restent la variation du gain en courant β , l'augmentation du courant de base et l'évolution de la tension de seuil base-émetteur. Les énergies d'activation établies à partir de critères de panne en fonction du temps ([Maneux98]) relatives aux mécanismes de dégradation des TBH varient de 0,45eV à 2,0 eV. Cette dispersion s'explique par la diversité et par la superposition de différents mécanismes de dégradation.

Pour le TBH sur GaAs, ces mécanismes connus et répertoriés par la référence [Ueda97] sont :

- la formation de précipités carbone (observés par microscopie électronique en transmission) participant à la création de centres recombinants dans la zone de charge d'espace de la base,
- la migration d'espèces métalliques de l'électrode de base,
- la réactivation d'ions dopants carbone préalablement passivés par l'hydrogène,
- la formation et la propagation de lignes de dislocations dans la base.

Les solutions technologiques à ces mécanismes de dégradation sont adaptées par chaque fondeur, reposant généralement sur des techniques telles que l'isolement par des ions He⁺ ou des post-traitements thermiques spécifiques, minimisant l'incorporation d'hydrogène et les contraintes thermomécaniques dans la base.

1.1.1.1. Contacts Ohmiques

Le contact ohmique AuGeNi sur GaAs dopé n, largement utilisé pour réaliser les contacts émetteur et collecteur des filières TBH sur substrat GaAs, présente une stabilité suffisante sous contrainte thermique supérieure à 250°C.

Le même type de métallisation sur GaInP dopé n, utilisé pour les contacts ohmiques émetteur et collecteur des filières TBH sur InP ne présente pas la stabilité requise. Au Japon, un laboratoire [Dogushi95] a montré que des TBH InP/InGaAs soumis à une densité de courant collecteur de 10^4 A/cm^2 à 250°C présentent un court-circuit entre émetteur et collecteur après 500 heures. L'observation au microscope électronique à balayage d'une micro-section réalisée dans le plan du contact émetteur montre la diffusion des espèces du contact AuGeNi dans les couches épitaxiales au cours d'un vieillissement en température. L'énergie d'activation de ce mécanisme est déterminée à partir de la résistivité de contact au pour de tests réalisés à 225°C et 250°C. Sa valeur, soit 0,5eV, est proche de l'énergie d'activation de la diffusion de l'or dans l'indium, 0,48eV.

Le même auteur propose un contact ohmique Pt(20nm)/Ti(20nm)/Pt(20nm)/Au(100nm) comme solution technologique assurant la stabilité des contacts ohmiques. La comparaison a été effectuée entre les alliages AuGeNi largement utilisés dans le passé pour les contacts de type n et les alliages Pt/Ti/Pt/Au permettant d'augmenter la fiabilité des TBH InP. Les contacts ont été soumis à une température de 250 °C et une densité de courant collecteur J_C de 10^4 A/cm^2 .

Les figures suivantes présentent un exemple de pénétration des électrodes (Au) dans les couches épitaxiales après 300 heures alors que le système Pt/Ti/Pt/Au ne présente par de diffusion visible après 2700 heures de vieillissement à 250 °C (figure 131).

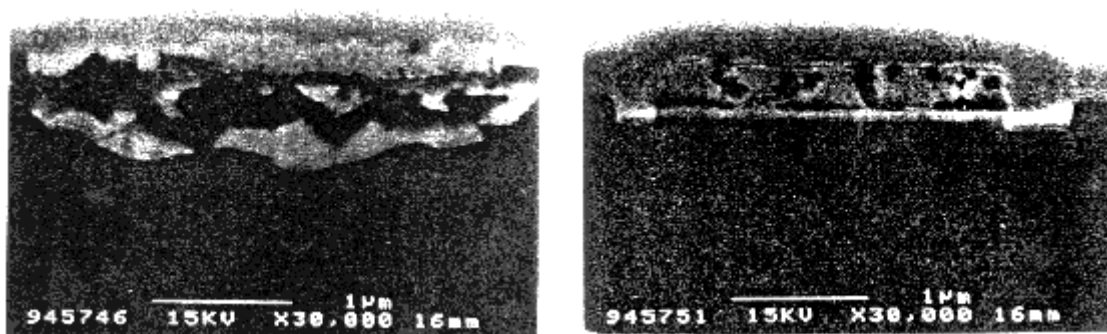


Figure 131 : Pénétration des électrodes Au (à gauche) et absence de diffusion des électrodes Pt/Ti/Pt/Au (à droite) [Dogushi95]

Le critère de défaillance choisi étant une variation du V_{Beon} de 3% (V_{Beon} étant la tension base-émetteur à partir de laquelle le transistor est considéré comme passant pour un courant de polarisation déterminé), l'énergie d'activation extraite est de 0,5 eV. Cette valeur peut être ici directement reliée à l'énergie de diffusion de l'or dans l'InP.

1.1.1.2. La base

La base des TBH est relativement critique en raison du fort dopage accepteur autorisé par l'hétérojonction. Les premiers TBH InP dopés au béryllium se sont vus avantageusement remplacés par des TBH avec un dopage Carbone.

1.1.1.2.1. Dopage Béryllium

Les TBH InP dont la base est dopée au béryllium présentent généralement une dégradation du gain en courant statique et une augmentation de la tension de seuil du transistor. Ce mécanisme de dégradation est attribué à la diffusion interstitielle du béryllium de la base vers l'émetteur lorsque la concentration de dopage efficace est supérieure à 10^{19} cm^{-3} . Deux types de solutions technologiques sont proposées.

- ✓ Si on associe une limitation de la densité de courant en fonctionnement à 10^4 A.cm^{-2} à une réduction de la concentration de dopage au béryllium de la base à environ 10^{19} cm^{-3} , la dérive de la tension de seuil du TBH InAlAs/InGaAs reste inférieure à 7mV [Tanaka 93].
- ✓ La deuxième solution porte sur l'utilisation d'un super-réseau au niveau de la jonction émetteur-base dont l'effet est similaire à celui d'une hétérojonction graduelle et de plus s'oppose à la diffusion du béryllium vers l'émetteur (figure 132). L'efficacité d'un super-réseau d'au moins 6 périodes est démontrée alors que la dérive de la tension V_{Beon} est observée sous contraintes thermique et électrique, lorsque l'épaisseur du super-réseau est réduite à 3 périodes [Hafizi97].

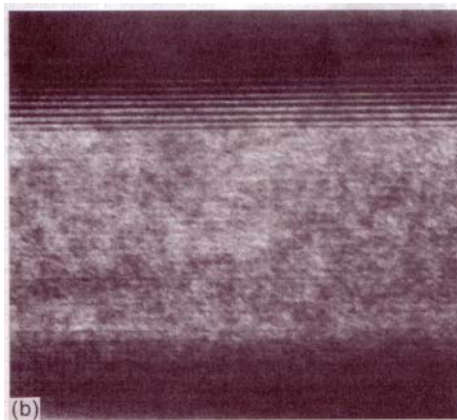
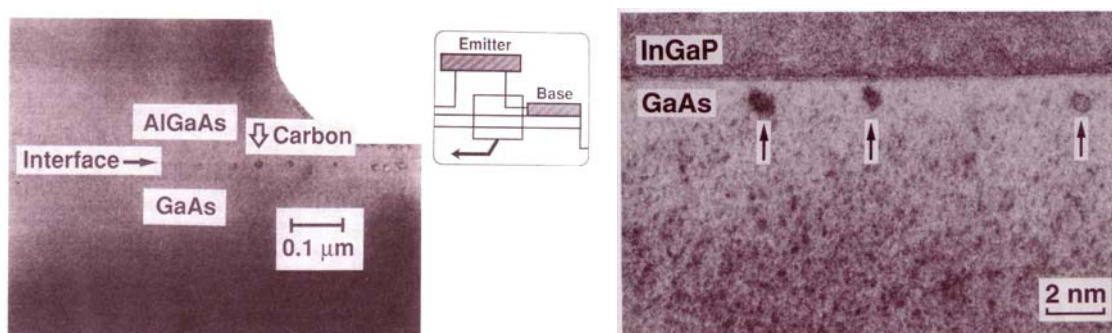


Figure 132 : AlInAs/InGaAs CSL (Chirped SuperLattice) [Liu97]

1.1.1.2.2. Dopage Carbone

Une autre solution consiste à doper la base au carbone au cours de la croissance MOCVD. Le carbone présente une meilleure solubilité que le béryllium et occupant des sites arsenic, cet élément est plus stable après la croissance. Les TBH dopés au carbone peuvent présenter cependant de fortes dérives du gain statique en raison d'une augmentation du courant de base. Dans ce cas, l'auto-passivation par la couche émetteur a été proposée pour réduire les recombinaisons de surface tandis que le co-dopage à l'indium de la base semble réduire les contraintes [Hafizi97].

Malgré tout, au vu des forts dopages employés proches de la dégénérescence, des risques d'apparition de micro-fissures ou de précipités de dopants (figure 133) ne sont pas écartés.



1.1.1.3. Passivations

Les procédés de traitement de surface et les solutions technologiques adoptées pour la passivation et l'isolement des semiconducteurs de la famille GaAs ne s'appliquent pas avec efficacité aux matériaux de la famille InP.

Les travaux identifiés [Driad99] portent sur l'évaluation des traitements de surface et procédés de passivation appropriés pour minimiser la densité d'états de surface et pour assurer la protection du dispositif, la stabilité de l'interface semiconducteur/passivation et l'isolement des contacts.

Le procédé de passivation est évalué dans la région la plus sensible aux mécanismes de recombinaison en surface qui est la surface de la base extrinsèque. Selon la topologie d'intégration du TBH InGaAs/InP, il s'agit de passer le matériau de base InGaAs, la couche « ledge » non dopée InP ou les deux.

Malgré tout, sachant que les vitesses de recombinaison sont de l'ordre, respectivement pour InGaAs et GaAs, de 10^4 cm/s et de 10^6 cm/s, le problème est beaucoup moins critique dans les TBH InP.

L'oxydation thermique du matériau InP conduit à la migration du phosphore vers la surface, à la formation de lacunes de phosphore en volume et donc à la dégradation des propriétés de la surface du matériau. A la surface exposée à l'air du matériau InGaAs, se forment des oxydes natifs d'arsenic, de gallium et d'indium associés à des centres de recombinaison non radiatifs.

Le dépôt d'un oxyde par PECVD altère les caractéristiques d'un TBH non passivé initialement.

Le dépôt de polyimide reste une des techniques les plus simples à mettre en œuvre et la moins coûteuse, raisons pour lesquelles elle est couramment employée. Elle comporte néanmoins quelques imperfections. L'adhésion des polyimides employés entraîne des défauts de passivation à la périphérie d'émetteur. Cette lacune est mise en évidence par la technique de la coque polyimide permettant d'effectuer un moulage de la couche de passivation et ainsi une observation microscopique (figure 134).

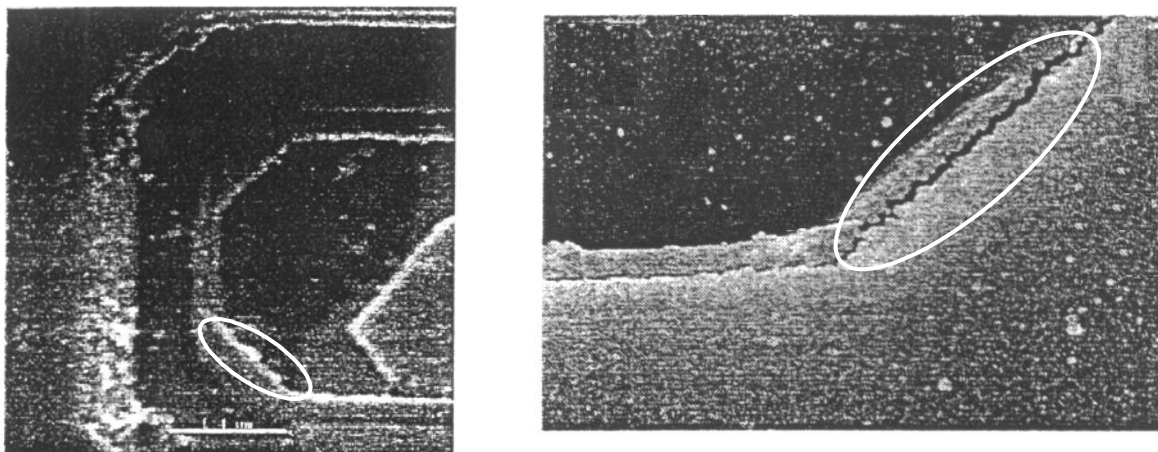


Figure 134 : Absence de passivation sur le flanc d'émetteur mise en évidence par la technique de la coque polyimide [Sirodov98]

Sur certains TBH InP, il apparaît des mécanismes de piégeage de charges sous contrainte en polarisation dans l'isolant polyimide aux abords du flanc émetteur. Ce mécanisme est clairement mis en évidence par [Wand00]. Des mesures électriques statiques effectuées sur des TBH InP pour différents points de polarisation et sous différentes configurations mettent en évidence des constantes de temps. De ce fait, un modèle analytique du mécanisme physique associé à la charge stockée dans le polyimide ou à l'interface InP/polyimide est proposé ainsi que l'extraction des principaux paramètres tel que l'énergie d'activation.

L'effet induit sur les transistors de cette étude se traduit par une augmentation du courant de base aux niveaux d'injection intermédiaires sur les courbes de Gummel en régime direct. La dynamique de la variation du courant base-émetteur ayant une constante de temps de plusieurs minutes, les courbes de Gummels mesurées après piégeage peuvent reprendre leur allure initiale au bout de plusieurs heures.

Les études décrites dans les paragraphes précédents montrent que les mécanismes de dégradation survenant dans les TBH GaAs et InP sont principalement associés à la base, intrinsèque et extrinsèque. Le procédé de fabrication des contacts ohmiques semble avoir quant à lui atteint sa maturité.

1.1.2. Facteurs d'accélération

Afin d'étudier les mécanismes de dégradation du composant, les TBH subissent différents vieillissements accélérés, sous des contraintes permettant d'activer différents mécanismes. Cependant, comme pour les transistors GaAs, le facteur d'accélération déterminant n'est pas toujours la température.

Pour les technologies sur GaAs, les mécanismes associés aux dégradations des interfaces métal-semiconducteur sont détectés à des températures de vieillissement élevées, en stockage et/ou sous faible polarisation. Les énergies d'activation thermique correspondantes prennent généralement de fortes valeurs, supérieures à 1eV (E_{a1}). C'est également le cas des technologies sur InP lorsque la stabilité des contacts est prouvée. Dans le cas contraire, l'énergie d'activation est souvent de l'ordre de 0,5 eV (figure 136).

D'autres mécanismes de dégradation dont le facteur d'accélération principal est le champ électrique et/ou la densité de courant sont susceptibles de se produire avec une énergie d'activation thermique plus faible, inférieures à 1eV (E_{a2}). Les mécanismes de dégradation dont l'origine est localisée dans le volume ou à la surface du semi-conducteur, caractérisés par des énergies d'activation modérées, sont attribués à l'activation de pièges ou à l'augmentation de la densité de défauts cristallins. Pour les technologies sur InP, ces mécanismes de défaillance peuvent parfois être masqués par les dégradations des systèmes métallurgiques.

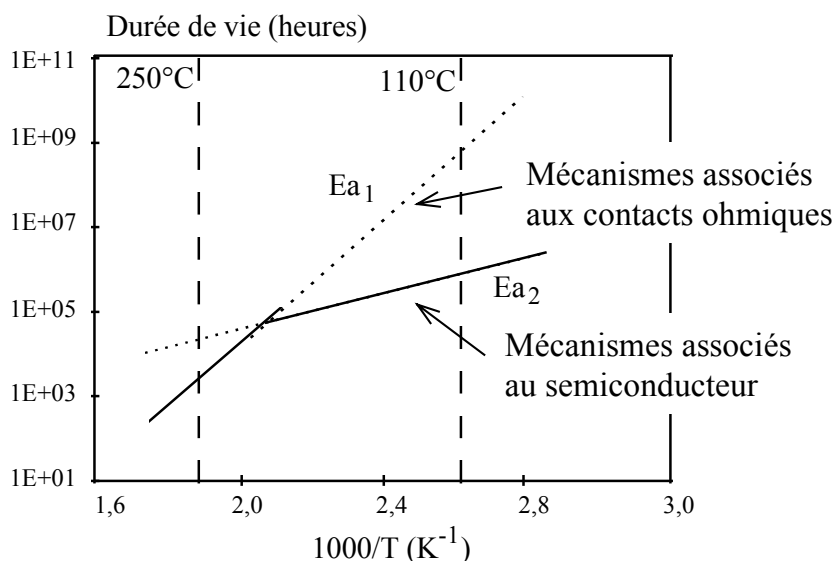


Figure 135 : Estimation de la durée de vie (trait plein) en présence d'un mécanisme à faible énergie d'activation E_{a2} et d'un mécanisme à forte énergie d'activation E_{a1}

Les conditions de vieillissement accéléré sont non seulement choisies en fonction des futures conditions de fonctionnement des composants mais aussi en fonction des mécanismes de dégradation traqués. Il s'agit en général de la densité de courant de polarisation de collecteur J_C et la température ambiante de l'étuve. Le graphique suivant résume quelques conditions de vieillissement issues de la littérature.

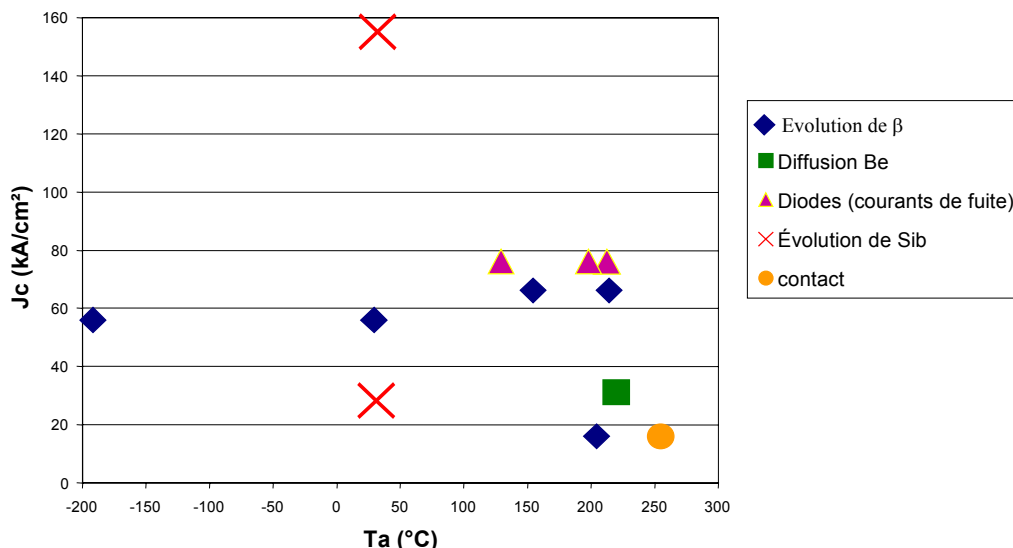


Figure 136 : Graphique récapitulatif des mécanismes de dégradation et facteurs d'activations issus de la littérature, d'après [Pavlidis99] [liu97] [ueda97] [Hafizi92]

Comme on peut le voir sur la figure 136, différentes configurations d'activation de dégradation sont possibles. En effet, la variation du gain en courant est activée par polarisation à différentes températures. Par ailleurs, l'évolution des courants de fuites des diodes base-émetteur et base-collecteur est activée par la polarisation pour des températures allant de 100 °C à 200 °C :

- La diffusion du béryllium dans la base est activée par une polarisation moyenne et pour une température de l'ordre de 200 °C.
- La dégradation des contacts ohmiques est activée pour une température supérieure à 250 °C.
- La variation de la densité spectrale de bruit en courant dans la base S_{Ib} est activée à température ambiante pour des polarisations moyenne ou forte à partir des résultats issus de la littérature.

1.2. Conditions de vieillissement accéléré retenues

A partir de l'expérience acquise au sein de l'équipe III-V du laboratoire IXL sur les composants GaAs [Maneux98], des informations collectées dans la littérature et des renseignements fournis par Opto+ sur les futures conditions de fonctionnement des TBH, il ressort différentes conditions de vieillissement accéléré. Sachant que les facteurs d'accélération doivent refléter les futures conditions de fonctionnement, nous distinguons :

- L'activation par énergie thermique
- L'activation par champ électrique
- L'activation par polarisation dans les conditions de fonctionnement associant la température et le champ électrique.

1.2.1. Stockage en température

La contrainte en température tient compte des cycles thermiques relatifs au recuit du polyimide soit trois fois une heure à 250°C. La température ambiante de l'étuve est fixée, dans un premier temps, à 220°C. Si, au cours du vieillissement, une évolution trop rapide des caractéristiques est observée, une température inférieure à 220°C est fixée.

Les reprises des mesures électriques statiques sont réalisées, à température ambiante, à 24h, 72h, 168h, 500h et 1000h.

1.2.2. Vieillissement sous polarisation en régime normal direct

Pour permettre une tenue suffisante en température, les cartes de polarisation des transistors sont réalisées sur alumine [Maneux98]. Elles sont conçues pour polariser indépendamment quatre transistors encapsulés en boîtier μX . Les transistors sont polarisés en régime de fonctionnement direct statique. Pour réduire le risque d'oscillations parasites hautes fréquences, les circuits sont réalisés en technologie CMS qui autorise un encombrement minimum, et donc un découplage au plus près des pistes de polarisation.

La densité de courant de collecteur J_C a été fixée à 30kA/cm² en collaboration avec Opto+ et en relation avec la valeur mesurée pour une fréquence de transition maximale d'environ 170GHz, soit 100kA/cm² [Godin02]. Le choix du paramètre J_C est justifié par son rôle prépondérant dans les circuits logiques ECL dans lesquels le transistor doit être intégré.

Deux valeurs de la tension collecteur-émetteur, V_{CE} , sont appliquées en fonction des contraintes associées aux applications visées :

- Réduction du seuil logique des circuits numériques, soit $V_{CE1}=1,5V$,
- Augmentation du courant délivré en sortie des circuits numériques, soit $V_{CE2}=3V$.

Pour chacune des tensions émetteur-collecteur, trois transistors sont polarisés dans les conditions décrites ci-dessus dans une étuve dont la température ambiante est fixée dans un premier temps à 100° C.

Les reprises des mesures électriques statiques sont effectuées à 24 h, 72 h, 168 h, 500 h et 1000h. Si, après 1000 h, aucune évolution des caractéristiques n'est observée, une température supérieure à 100°C sera fixée et les mêmes conditions de reprises de mesures seront appliquées.

1.2.3. Vieillissement à fort champ électrique inverse base-collecteur

Le composant est polarisé sous fort champ base-collecteur à faible courant. On se place ainsi dans les conditions de fonctionnement des TBH utilisés dans les circuits logiques tout en dissociant les effets dus au champ électrique et les effets dus à la température. Les transistors sont polarisés à $V_{CB}=6 V$ à température ambiante d'environ 20 °C.

1.3. Evaluation de la température de jonction

Les composants vieillissent sous polarisation statique en condition de fonctionnement normale dissipent une puissance non négligeable. Pour un composant de surface d'émetteur de $20 \mu\text{m}^2$, la densité de courant $J_C=30 \text{ kA/cm}^2$ associée à un $V_{CE}=1,5 \text{ V}$ dissipe une puissance de 9 mW dans le composant. Pour un $V_{CE}=3 \text{ V}$ à la même densité de courant, la puissance dissipée est de 18 mW , ce qui est proche de la puissance maximale estimée par Opto+ pour cette géométrie. Sachant que l'InP est un matériau dont la conductivité thermique est relativement faible, il est probable que la température interne du composant au cours de ces vieillissements soit bien plus élevée que la température ambiante prise comme référence.

Cette température interne peut être considérée comme proche de la température T de la jonction base-émetteur mesurable à partir de la tension base-émetteur.

En effet, la tension V_j aux bornes d'une jonction courte P⁺N a pour expression simplifiée :

$$V_j \approx \frac{\eta k}{q} T \ln \left[\frac{I_j}{\frac{S_{BE} D_p A^*}{W_{TE} N_D} T^3 \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right)} \right] \quad \text{Équation 146}$$

soit

$$V_j \approx \frac{\eta k}{q} T \left[\ln(I_j) - \ln(C T^3) + \frac{E_g}{kT} \right]; C = \frac{S_{BE} D_p A^*}{W_{TE} N_D}$$

- I_j : Courant parcourant la jonction
- S_{BE} : Surface de la jonction
- W_{TE} : Longueur de diffusion côté cathode
- D_p : Coefficient de diffusion des trous
- A^* : Constante de Richardson

La variation de V_j en fonction de la température a alors pour expression :

$$\left(\frac{\Delta V_j}{\Delta T} \right)_{I_j=cste} \cong \frac{1}{T} \left(V_j - 3 \frac{\eta k T}{q} - \eta \frac{E_g}{q} \right) \quad \text{Équation 147}$$

A courant constant et aux températures de fonctionnement, la tension V_j diminue avec la température. Mais l'expression de l'équation 147 est difficile à évaluer précisément sachant que les paramètres η et E_g sont eux aussi dépendants de la température. Les mécanismes de transport dans l'hétérojonction contribuent à la difficulté de calcul de cette expression. Aussi, sur une plage de température restreinte, une extrapolation polynomiale permet de calculer avec une bonne approximation la température de la jonction base-émetteur pendant le vieillissement.

En considérant la température constante dans le composant pendant la durée de la mesure, nous avons tracé les courbes de Gummel pour des températures allant de 213 K à 378 K pour un TBH de $20 \mu\text{m}^2$. Puis nous avons extrait V_{BE} à courant I_C fixé (figure 137).

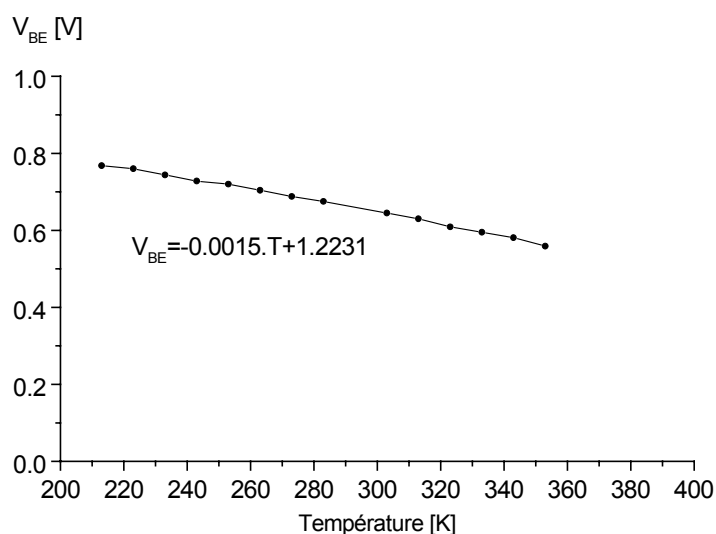


Figure 137 : Mesure de la tension V_{BE} en fonction de la température ambiante

D'après ces mesures, une approximation linéaire est suffisante dans la plage des températures de vieillissement. Ainsi, nous obtenons une variation de $-1,5 \text{ mV}/^\circ\text{C}$ pour un TBH de $20 \text{ }\mu\text{m}^2$ polarisé à $J_C=30 \text{ kA}/\text{cm}^2$, ce qui est de l'ordre de grandeur de la valeur associée au silicium, soit environ $-2 \text{ mV}/^\circ\text{C}$.

Ainsi, la température de jonction des TBH est proche de $160 \text{ }^\circ\text{C}$ pour un vieillissement sous $J_C = 30 \text{ kA}/\text{cm}^2$ et $V_{CE}=3 \text{ V}$ à température ambiante et elle est d'environ $90 \text{ }^\circ\text{C}$ pour un vieillissement sous $J_C = 30 \text{ kA}/\text{cm}^2$ et $V_{CE}=1,5 \text{ V}$. Elle est supérieure à $170 \text{ }^\circ\text{C}$ pour un vieillissement sous $J_C = 30 \text{ kA}/\text{cm}^2$ et $V_{CE}=1,5 \text{ V}$ à $100 \text{ }^\circ\text{C}$, ce qui est de l'ordre de la température de vieillissement en stockage.

Un résumé des températures de jonction estimées en fonction des conditions de vieillissement accéléré est présenté dans le tableau suivant :

Température équivalente de jonction [$^\circ\text{C}$]	Contrainte appliquée
90	Polarisation $30\text{kA}/\text{cm}^2$ - $V_{CE}=1.5 \text{ V}$ à température ambiante
160	Polarisation $30\text{kA}/\text{cm}^2$ - $V_{CE}=3 \text{ V}$ à température ambiante
170	Polarisation $30\text{kA}/\text{cm}^2$ - $V_{CE}=1.5 \text{ V}$ à $100 \text{ }^\circ\text{C}$
180	Stockage à $180 \text{ }^\circ\text{C}$
200	Stockage à $200 \text{ }^\circ\text{C}$
230	Polarisation $30\text{kA}/\text{cm}^2$ - $V_{CE}=3 \text{ V}$ à $100 \text{ }^\circ\text{C}$
250	Stockage à $250 \text{ }^\circ\text{C}$

Tableau 13 : Températures de jonction estimées en fonction des conditions de vieillissement accéléré

1.4. Méthodologie de détection des mécanismes de dégradation

L'analyse des mécanismes de dégradation est menée à l'aide de plusieurs techniques complémentaires ou mettant en évidence des conditions critiques de fonctionnement (tableau 11). Cette méthodologie a été élaborée en se basant sur les récents travaux de l'équipe III-V du laboratoire IXL ([Maneux98]) et complétée par l'étude bibliographique précédente (§ 1.1). La première étape est une caractérisation électrique statique permettant de détecter les mécanismes du premier ordre. Cette analyse est complétée par la caractérisation du TBH en conditions de claquage de la jonction base-collecteur. En effet, la tension collecteur-base admissible par les TBH InP étudiés supérieure à 5 V est un point fort de cette technologie.

Ensuite, une analyse du bruit aux basses fréquences permet d'obtenir des informations sur les mécanismes de dégradation difficilement détectables à l'aide des mesures statiques. Il s'agit là d'une analyse du second ordre.

Parallèlement, des simulations physiques statiques sont élaborées afin de confirmer les hypothèses émises à partir du diagnostic fourni par les mesures électriques statiques.

La méthodologie de détection des mécanismes de dégradation dans les TBH InP telle que décrite précédemment est résumée dans le tableau ci-dessous.

	Composant intrinsèque			Contacts	Plots	
	Jonctions	Structure collecteur	Composant			
Contrainte	Température et Polarisation			température	température	ACTIVATION
Dispositif sous test	TBH			TLM	TBH & PLOTS	
Caractérisation électrique	Bruit	Claquage	Caractérisation Statique	Résistance d'accès	Résistance de fuite	DETECTION
Analyse des mécanismes de défaillance	 Origine des mécanismes de dégradation					

Tableau 14 : Résumé de la méthodologie de détection des mécanismes de dégradation dans les TBH InP

L'étude des mécanismes de dégradation des TBH InP à partir de la littérature constitue un point de départ pour nos travaux. Elle permet d'effectuer un choix dans les conditions de vieillissement et met en évidence des pistes de réflexion.

2. Tests de vieillissement accéléré : Mesures statiques

Le lot de transistors dont la caractérisation statique a été présentée dans le chapitre 2 a fait l'objet de tests de vieillissement accéléré. Les contraintes appliquées lors de ces tests sont de type thermique et/ou électrique.

2.1. Caractérisation électrique statique au cours des tests de vieillissement

Tous les transistors soumis aux tests de vieillissement en température et/ou sous polarisation ainsi que les transistors de contrôle ont fait l'objet d'une caractérisation électrique statique complète au cours des mesures de reprises. Cette caractérisation inclut les mêmes mesures que celles effectuées pour la caractérisation à t_0 (Chapitre 2). Cependant, l'analyse présentée ici s'appuie principalement sur les courbes de Gummel.

L'ensemble des tests porte sur un lot total de 37 transistors issus d'une même plaque. Les résultats présentés ici constituent des exemples représentatifs de l'évolution des caractéristiques électriques au cours du vieillissement pour chaque contrainte appliquée.

2.1.1. Stockage en température à 180°C

Cinq TBH ont fait l'objet d'un vieillissement en stockage à 180 °C. Les figures suivantes présentent la caractérisation d'un transistor représentatif du lot référencé #16 pour les mesures de reprise à 0h, 4h, 24h, 72h, 168h et 500h.

2.1.1.1. Courbes de Gummel en régime de polarisation direct avec la tension base-collecteur V_{BC} nulle

Les caractéristiques de Gummel, mesurées en direct (figure 138), montrent :

- Des courants de fuite initialement de l'ordre de 10 nA pour des niveaux de tensions V_{BE} inférieurs à 0,4V qui augmentent d'une décade au cours des 4 premières heures puis diminuent pour se stabiliser autour de 1 nA.
- La similitude des pentes des courants de base et de collecteur aux niveaux d'injection intermédiaires ($0,65 < V_{BE} < 0,85V$) qui tend à démontrer l'absence de mécanismes de recombinaison, d'où un gain en courant stable dans cette région.
- L'influence des résistances d'accès relativement faible et stable tout au long du vieillissement, visible pour $V_{BE} > 0,85V$.

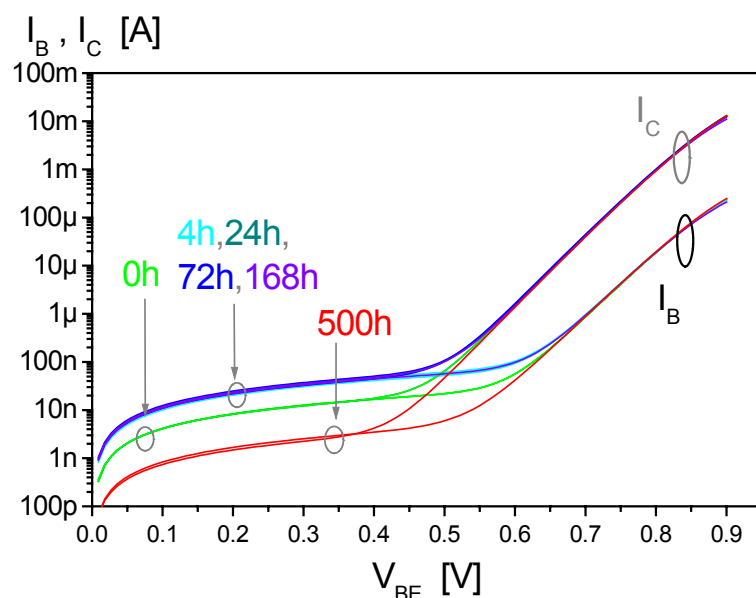


Figure 138 : Evolution des courbes de Gummel du transistor #16 polarisé en régime direct en stockage à 180°C

2.1.1.2. Courbes de Gummel en régime de polarisation inverse avec la tension émetteur-base V_{BE} nulle

Les caractéristiques de Gummel mesurées en inverse (figure 139), montrent :

- Une augmentation des courants de fuite pour $V_{CB} < 0,3$ V de l'ordre d'une décade dès les quatre premières heures puis diminution et stabilisation à 500 heures à des valeurs légèrement inférieures aux valeurs initiales.
- Une influence des résistances d'accès relativement faible, visible pour $V_{BC} > 0,65$ V et stable.

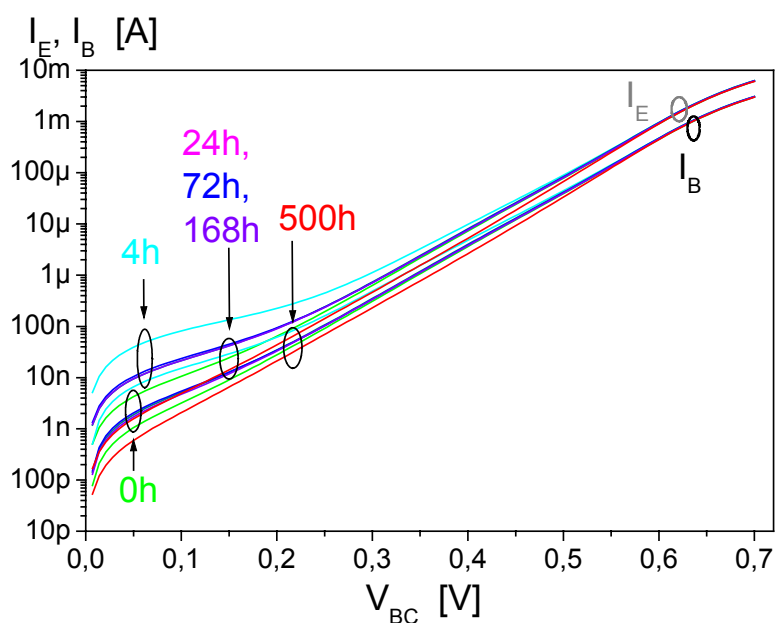


Figure 139 : Evolution des courbes de Gummel du transistor #16 polarisé en régime inverse en stockage à 180°C

2.1.1.3. Réseau de sortie courant collecteur I_C /tension émetteur-collecteur V_{CE} paramétré en courant de base I_B

Les courbes du réseau de sortie mesurées en régime de fonctionnement direct (figure 140) sont paramétrées pour cinq courants de base allant de 1 à 5 μA par pas de 1 μA . On note :

- Une tension de décalage, V_{Δ} de l'ordre de 220 mV stable.
- Une faible influence du phénomène d'Early.
- Une légère variation du gain apparent dû à la variation des courants de fuite.

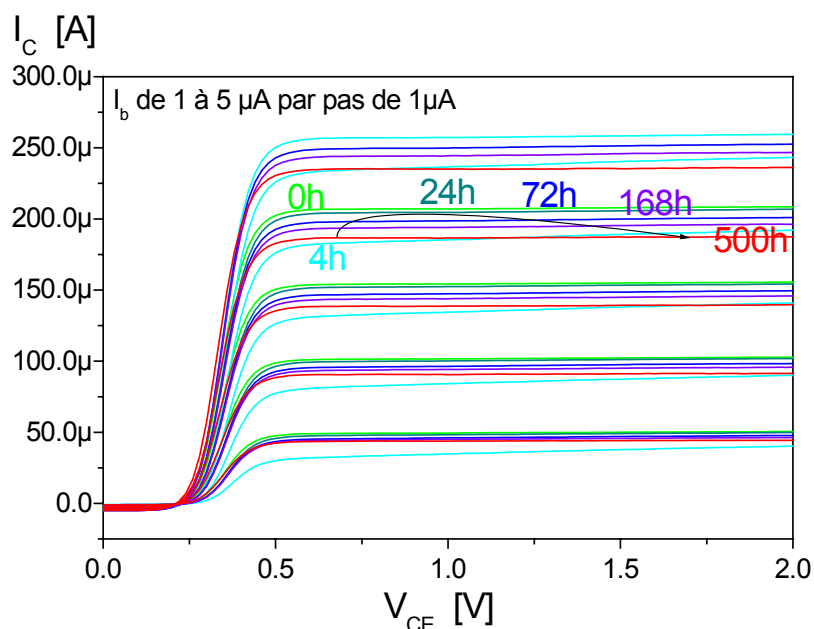


Figure 140 : Evolution du réseau de sortie du transistor #16 polarisé en régime direct en stockage à 180°C

2.1.1.4. Conclusion sur les vieillissements en stockage à 180 °C

La seule variation notable sous contrainte thermique à 180 °C est l'augmentation des courants de fuite, de l'ordre d'une demi-décade dès les premières heures de vieillissement, puis leur diminution à des valeurs inférieures aux valeurs initiales à l'issue des 500 heures.

2.1.2. Stockage en température à 200°C

Les figures suivantes présentent la caractérisation d'un transistor ayant subi un vieillissement en stockage à 200°C représentatif d'un lot de 5 composants pour les mesures de reprise à 0h, 4h, 24h, 168h et 500 h.

2.1.2.1. Courbes de Gummel en régime de polarisation direct avec la tension base-collecteur V_{BC} nulle

Les caractéristiques de Gummel, mesurées en direct (figure 141), montrent :

- Des courants de fuite initialement de l'ordre de 10 nA pour des niveaux de tensions V_{BE} inférieurs à 0,4V qui augmentent d'une décade dès les premières heures de vieillissement puis diminuent pour se stabiliser autour de la valeur initiale.
- La similitude des pentes des courants de base et de collecteur aux niveaux d'injection intermédiaires ($0,6 < V_{BE} < 0,8V$) qui tend à favoriser un gain stable sur une large plage de tension. Pour $I_C = 1mA$, le gain statique est de l'ordre de 60.
- Une influence des résistances d'accès relativement faible, visible à partir de $V_{BE} > 0,85 V$ et stable tout au long du vieillissement.

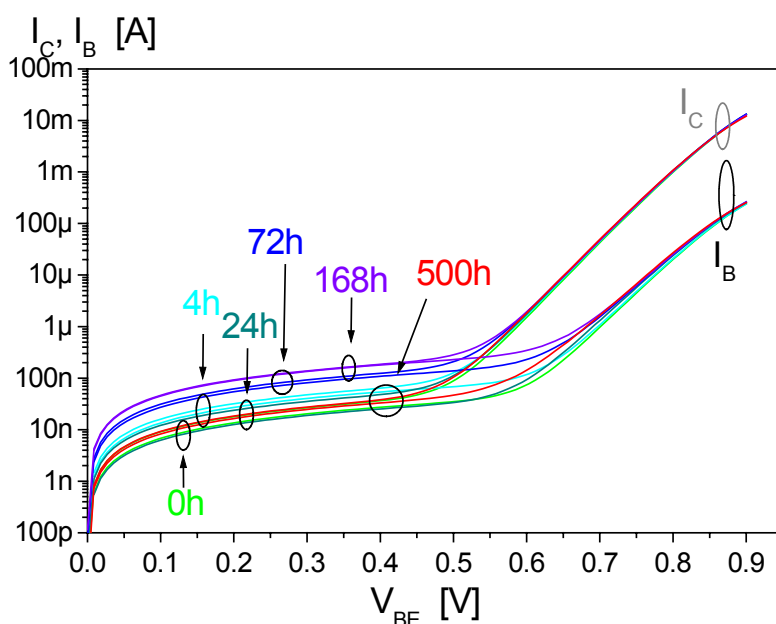


Figure 141 : Evolution des courbes de Gummel du transistor #4 polarisé en régime direct en stockage à 200°C

2.1.2.2. Courbes de Gummel en régime de polarisation inverse avec la tension émetteur-base V_{BE} nulle

Les caractéristiques de Gummel mesurées en inverse (figure 142), montrent :

- La faible importance des courants de fuite, avec une légère augmentation dès les quatre premières heures suivie d'une diminution puis une stabilisation autour des valeurs initiales, leur contribution influençant la valeur du courant d'émetteur pour des tensions $V_{CB} < 0,3V$.
- La similitude des pentes des courants de base et d'émetteur aux niveaux d'injection intermédiaires ($0,3 < V_{BC} < 0,65V$) qui tend à démontrer l'absence de mécanismes de recombinaison.
- Une influence des résistances d'accès relativement faible, visible pour $V_{BC} > 0,65V$ et stable tout au long du vieillissement.

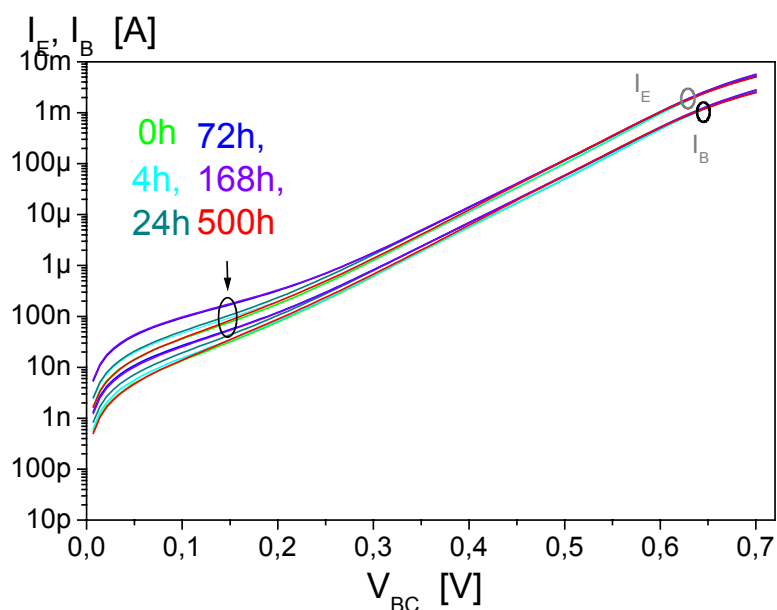


Figure 142 : Evolution des courbes de Gummel du transistor #4 polarisé en régime inverse en stockage à $200^\circ C$

2.1.2.3. Réseau de sortie courant collecteur I_C /tension émetteur-collecteur V_{CE} paramétré en courant de base I_B

Les courbes du réseau de sortie mesurées en régime de fonctionnement direct (figure 143) sont paramétrées pour cinq courants de base allant de 1 à 5 μA par pas de 1 μA .

On note :

- Une tension de décalage, V_{Δ} de l'ordre de 220 mV stable.
- Une faible influence du phénomène d'Early.
- Une variation du gain apparent induit par la variation des courants de fuite.

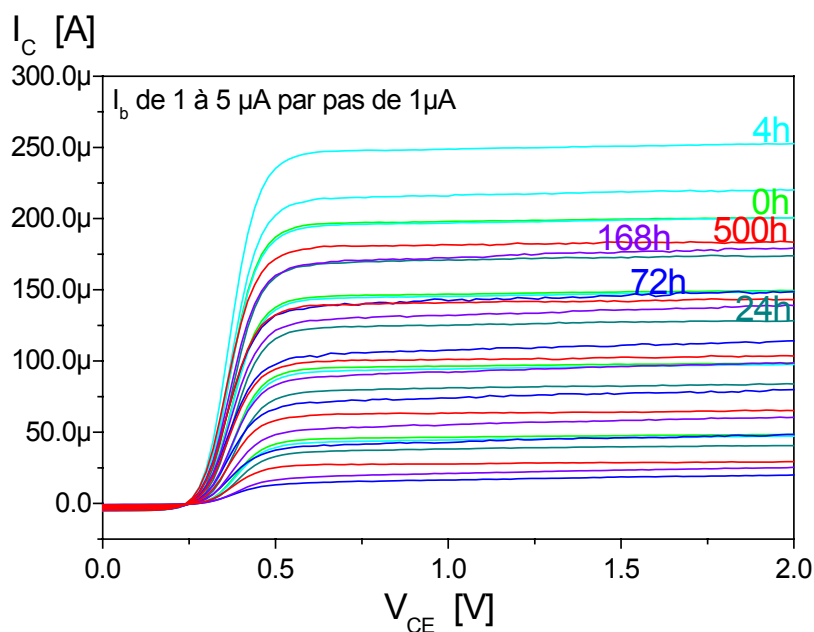


Figure 143 : Evolution du réseau de sortie du transistor #4 polarisé en régime direct en stockage à 200°C

2.1.2.4. Conclusion sur les vieillissements en stockage à 200 °C

La seule variation notable sous contrainte thermique à 200 °C est l'augmentation des courants de fuite, de l'ordre d'une décade dès les premières heures de vieillissement, puis leur diminution à des valeurs proches des valeurs initiales à l'issue des 500 heures.

2.1.3. Stockage en température à 250°C

Les figures suivantes présentent la caractérisation d'un transistor ayant subi un vieillissement en stockage à 250°C pour les mesures de reprise à 0h, 4h, 24h et 72h.

2.1.3.1. Courbes de Gummel en régime de polarisation direct avec la tension base-collecteur V_{BC} nulle

Les caractéristiques de Gummel mesurées en direct (figure 144), montrent :

- Des courants de fuite initialement de l'ordre de quelques nanoampères pour des tensions V_{BE} inférieurs à 0,4V qui augmentent de trois décades dès les premières heures de vieillissement puis diminuent pour se stabiliser autour de la valeur initiale après 96 heures.
- La similitude des pentes des courants de base et de collecteur aux niveaux d'injection intermédiaires ($0,6 < V_{BE} < 0,8V$) qui tend à favoriser un gain stable sur une large plage de tension. Pour $I_C = 1mA$, le gain statique est de l'ordre de 60.
- Une influence des résistances d'accès relativement faible, visible à partir de $V_{BE} > 0,85 V$ stables au cours du vieillissement.

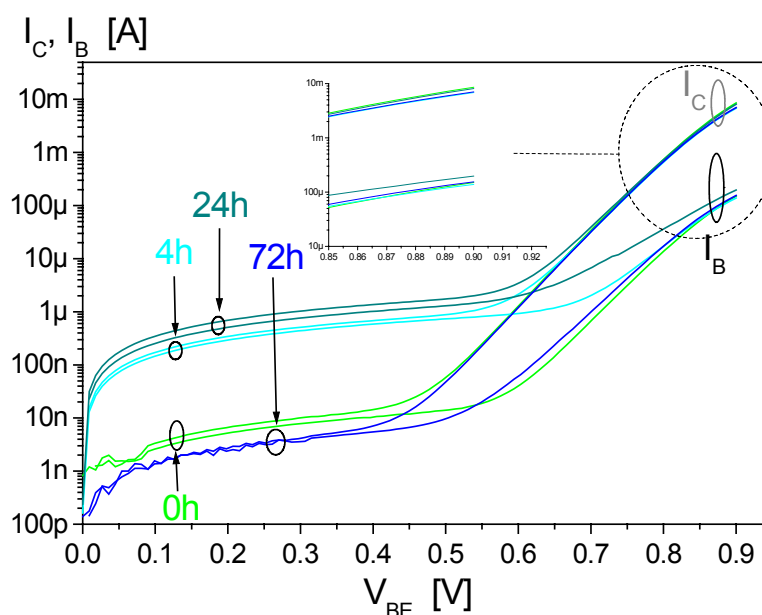


Figure 144 : Evolution des courbes de Gummel du transistor #17 polarisé en régime direct à 250 °C

2.1.3.2. Courbes de Gummel en régime de polarisation inverse avec la tension émetteur-base V_{BE} nulle

Les caractéristiques de Gummel mesurées en inverse (figure 145), montrent :

- La faible importance des courants de fuite à t_0 , avec une augmentation de deux décades dès les quatre premières heures, leur contribution étant visible pour des tensions $V_{BC} < 0,3$ V.
- La similitude des pentes des courants aux niveaux d'injection intermédiaires ($0,25$ V $< V_{BC} < 0,65$ V) qui tend à démontrer l'absence de mécanismes de recombinaison.
- Une diminution de la pente des courants et une augmentation du courant de saturation de la diode base-collecteur après 72 heures tout en conservant un gain constant indiquant une modification localisée dans le collecteur intrinsèque.
- Une influence des résistances d'accès relativement faible, visible pour $V_{BC} > 0$, stables au cours du vieillissement.

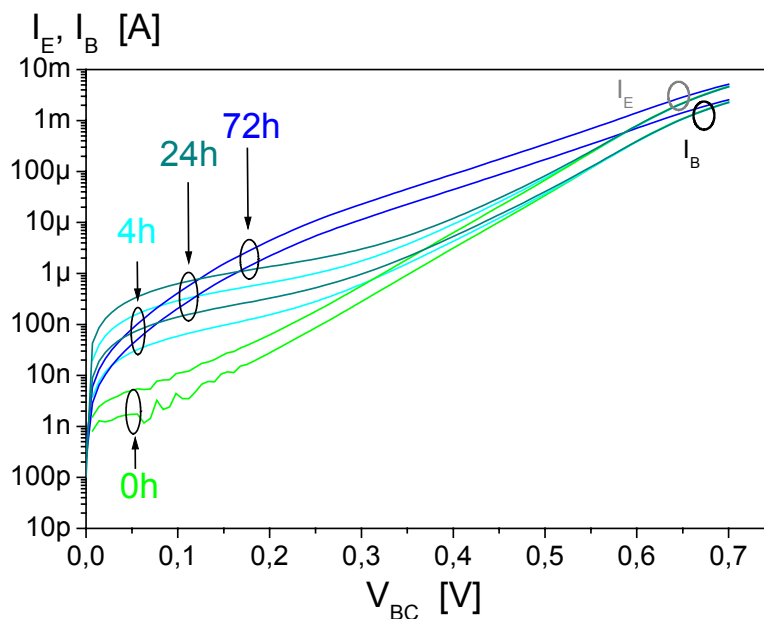


Figure 145 : Evolution des courbes de Gummel du transistor #17 polarisé en régime inverse à 250 °C

2.1.3.3. Réseau de sortie courant collecteur I_C /tension émetteur-collecteur V_{CE} paramétré en courant de base I_B

Les courbes du réseau de sortie mesurées en régime de fonctionnement direct (figure 146) sont paramétrées pour cinq courants de base allant de 1 à 5 μA par pas de 1 μA . On note :

- Une tension de décalage, V_{Δ} initialement de l'ordre de 220 mV qui augmente à 400 mV à l'issue des 72 heures.
- Une faible influence du phénomène d'Early.
- Une variation du gain apparent induite par la variation des courants de fuite.

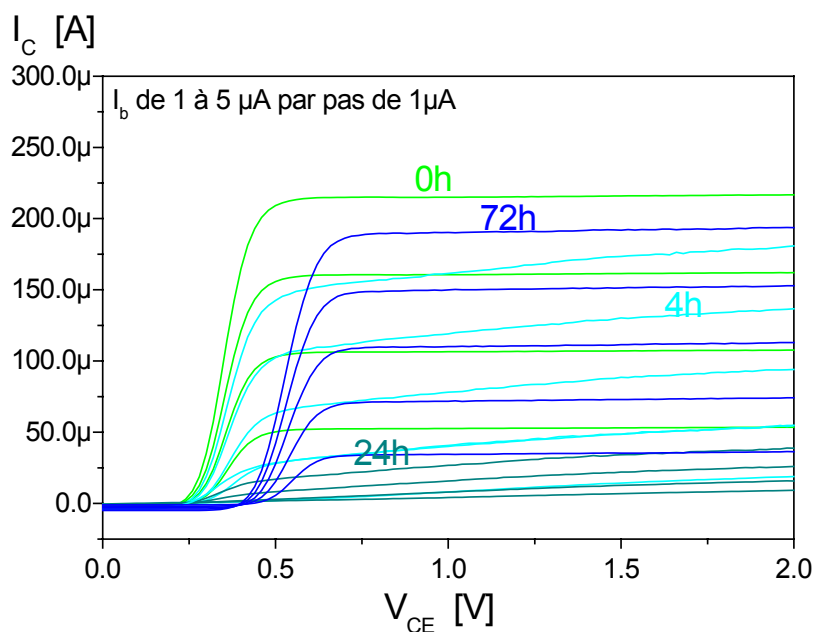


Figure 146 : Evolution du réseau de sortie du transistor #17 polarisé en régime direct à 250 °C

2.1.3.4. Conclusion sur les vieillissements en stockage à 250 °C

La contrainte en stockage à 250 °C fait apparaître deux mécanismes distincts :

- L'augmentation des courants de fuite de l'ordre de deux décades dès les premières heures de vieillissement puis leur diminution à des valeurs proches des valeurs initiales à l'issue des 72 heures.
- Une dégradation du collecteur intrinsèque à l'issue des 72 heures de vieillissement traduite par l'augmentation du courant de saturation et du facteur d'idéalité de la diode base-collecteur.

Malgré tout, un seul composant a été soumis à cette contrainte en température. D'autre part, un vieillissement similaire réalisé par Opto+ a mis en évidence l'absence de dégradation à travers l'analyse des courbes de Gummel en régime direct [Martin031]. Les résultats précédents sont donc à prendre avec beaucoup de précautions.

2.1.4. Vieillissement sous polarisation avec une puissance dissipée de 18 mW à température ambiante

Les figures suivantes présentent la caractérisation d'un transistor ayant subi un vieillissement sous polarisation à $J_C=30 \text{ kA/cm}^2$, $V_{CE}=3 \text{ V}$ à une température ambiante de 27°C pour les mesures de reprise à 0h, 4h, 24h, 72h, 168h et 500h. Ce composant est représentatif d'un lot de cinq TBH.

2.1.4.1. Courbes de Gummel en régime de polarisation direct avec la tension base-collecteur, V_{BC} nulle

Les caractéristiques de Gummel, mesurées en régime de fonctionnement au cours du vieillissement (figure 147) montrent :

- Des courants de fuite de l'ordre de 10 nA pour des niveaux de tensions V_{BE} inférieurs à 0,4V qui augmentent de quelques nanoampères au cours des 500 heures de vieillissement.
- La pente du courant de collecteur aux niveaux de polarisation intermédiaire ($0,65 \text{ V} < V_{BE} < 0,8 \text{ V}$) qui reste stable pendant toute la durée du test.
- La pente du courant de base proche de celle du courant de collecteur pour les niveaux de polarisation intermédiaire qui diminue légèrement au cours du vieillissement.
- Les résistances d'accès restent stables. Leur influence est significative pour $V_{BE} > 0,8 \text{ V}$.

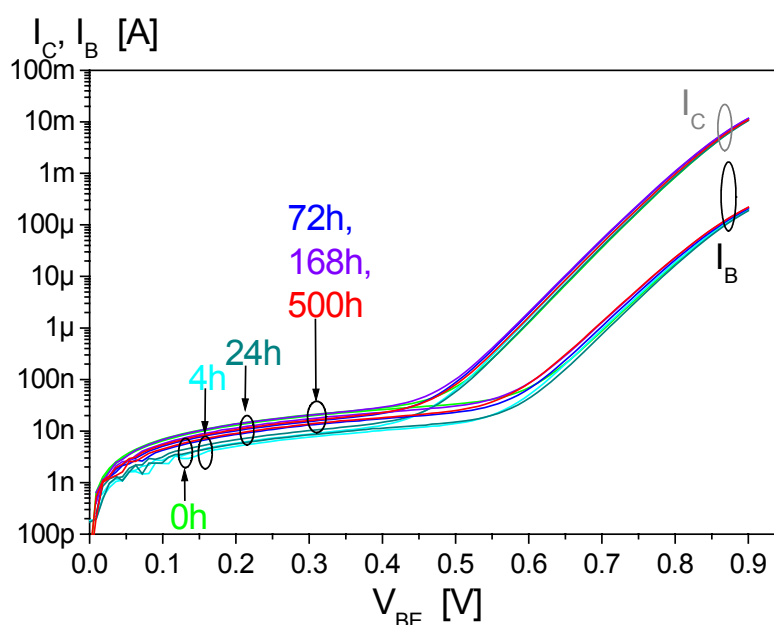


Figure 147 : Evolution des courbes de Gummel du transistor #6_3 polarisé en régime direct sous polarisation à 18 mW à température ambiante

2.1.4.2. Courbes de Gummel en régime de polarisation inverse avec la tension émetteur-base V_{BE} nulle

Les caractéristiques de Gummel mesurées en inverse en fonction de la durée de vieillissement (figure 148), montrent :

- Une très légère augmentation des courants de fuite ayant une influence minimale visible pour $V_{BC} > 0,3$ V.
- Des pentes identiques pour les courants aux niveaux de polarisation intermédiaires ($0,3 < V_{BC} < 0,55$ V) pendant toute la durée du test de vieillissement.
- Aucune évolution des courants aux forts niveaux de polarisation $V_{BC} > 0,65$ V.

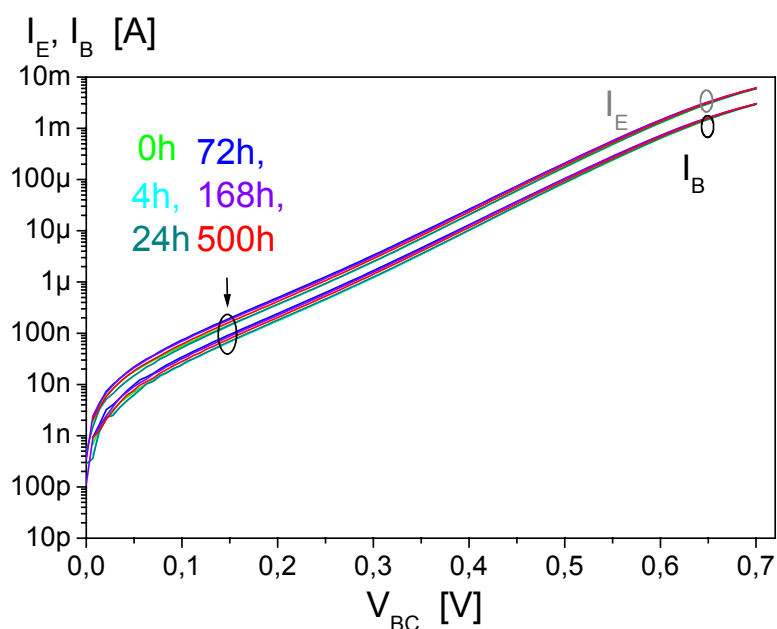


Figure 148 : Evolution des courbes de Gummel du transistor #6_3 polarisé en régime inverse sous polarisation à 18 mW à température ambiante

2.1.4.3. Réseau de sortie : Courant de collecteur, I_C en fonction de la tension émetteur-collecteur, V_{CE} paramétré en courant de base I_B

Les courbes du réseau de sortie mesurées en régime de fonctionnement normal direct (figure 149) sont paramétrées pour cinq courants de base allant de 1 à 5 μA par pas de 1 μA et mesurées pour différents temps de vieillissement. On note :

- Une tension de décalage V_Δ de l'ordre de 220 mV qui reste constante au cours du vieillissement.
- Une variation du gain apparent dû à la variation des courants de fuite.

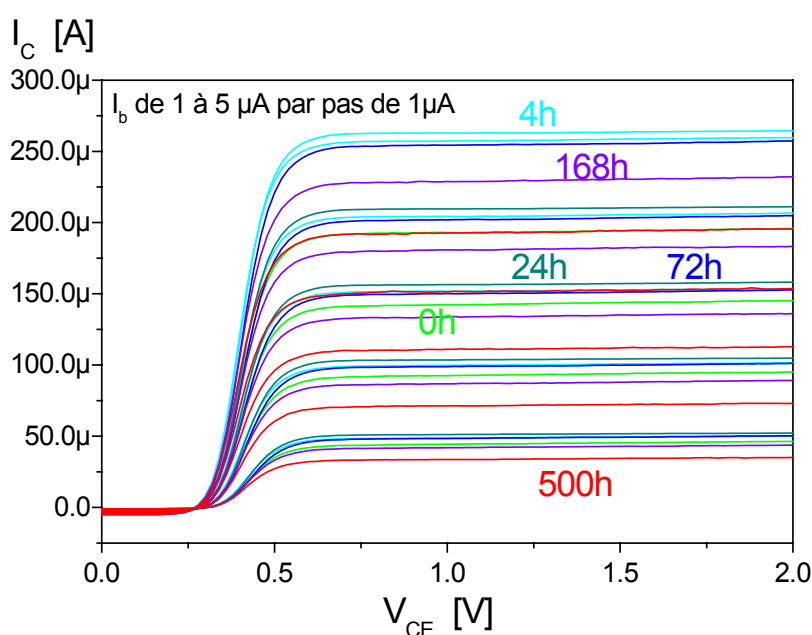


Figure 149 : Evolution du réseau de sortie du transistor #6_3 polarisé en régime direct sous polarisation à 18 mW à température ambiante

2.1.4.4. Conclusion sur les vieillissements sous polarisation à température ambiante

Le vieillissement sous une polarisation de 18 mW à température ambiante ne fait apparaître qu'une très faible variation des courants de fuite.

2.1.5. Vieillissement sous polarisation avec une puissance dissipée de 9 mW et à 100°C

Les figures suivantes présentent la caractérisation d'un transistor ayant subi un vieillissement sous polarisation à $J_C=30 \text{ kA/cm}^2$, $V_{CE}=1,5 \text{ V}$ à une température ambiante de 100 °C pour les mesures de reprise à 0h, 4h, 24h, 72h et 168h. Le comportement de ce composant est représentatif d'un lot de trois TBH.

2.1.5.1. Courbes de Gummel en régime de polarisation direct avec la tension base-collecteur, V_{BC} nulle

Les caractéristiques de Gummel, mesurées en régime de fonctionnement direct et en fonction du temps de vieillissement (figure 150), montrent :

- Des courants de fuite de l'ordre de quelques nanoampères pour des niveaux de tensions V_{BE} inférieurs à 0,4V qui augmentent d'une décade après 4h de vieillissement. Ensuite, ces courants diminuent et se stabilisent autour de 10 nA à l'issue des 168 heures de vieillissement.
- Que la pente du courant de collecteur aux niveaux de polarisations intermédiaires ($0,6 < V_{BE} < 0,8 \text{ V}$) reste stable pendant toute la durée du test.
- Que la pente du courant de base diminue régulièrement pendant les 168 heures traduisant une augmentation du courant de base aux niveaux de polarisation intermédiaires.
- Que l'influence des résistances d'accès est significative pour $V_{BE} > 0,8 \text{ V}$ et reste stable.

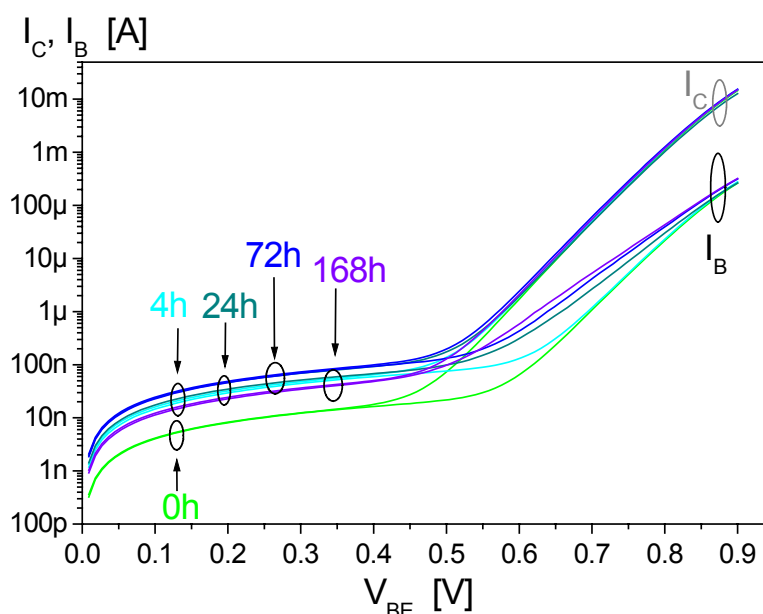


Figure 150 : Evolution des courbes de Gummel du transistor #3_2 polarisé en régime direct sous polarisation à 9 mW à 100 °C

2.1.5.2. Courbes de Gummel en régime de polarisation inverse avec la tension émetteur-base V_{BE} nulle

Les caractéristiques de Gummel mesurées en inverse en fonction de la durée de vieillissement (figure 151), montrent :

- Une augmentation des courants de fuite après 4 heures de vieillissement puis une diminution et une stabilisation autour de la valeur initiale.
- Des pentes identiques pour les courants de base et de d'émetteur aux niveaux de polarisation intermédiaires ($0,3 < V_{BC} < 0,6V$) pendant toute la durée du test de vieillissement.
- Aucune évolution des courants aux forts niveaux de polarisation $V_{BC} > 0,6 V$.

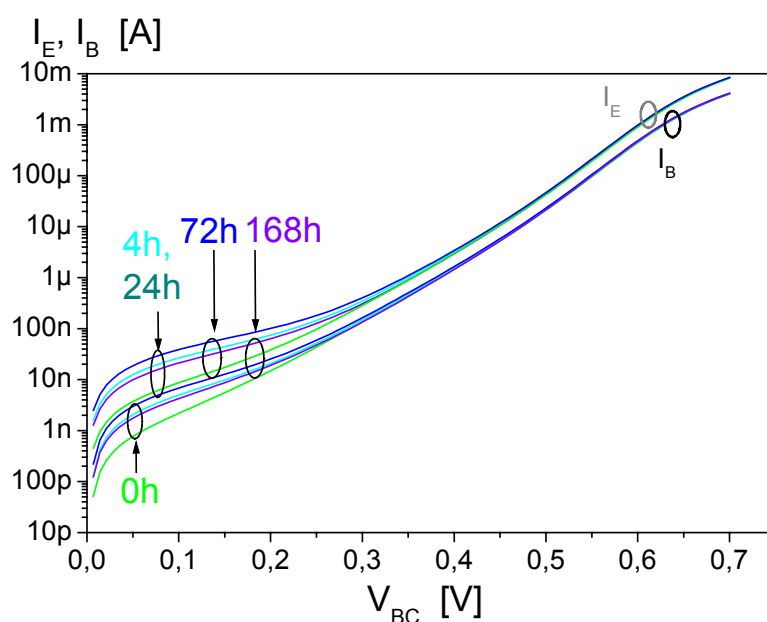


Figure 151 : Evolution des courbes de Gummel du transistor #3_2 polarisé en régime inverse sous polarisation à 9 mW à 100 °C

2.1.5.3. Réseau de sortie : Courant de collecteur I_C en fonction de la tension émetteur-collecteur V_{CE} paramétré en courant de base I_B

Les courbes du réseau de sortie mesurées en régime de fonctionnement normal direct (figure 152) sont paramétrées pour cinq courants de base allant de 1 à 5 μA par pas de 1 μA et mesurées pour différents temps de vieillissement. On note :

- Une tension de décalage, V_{Δ} de l'ordre de 220 mV qui diminue au cours du vieillissement.
- Une variation du gain apparent dû à la variation du courant de base.

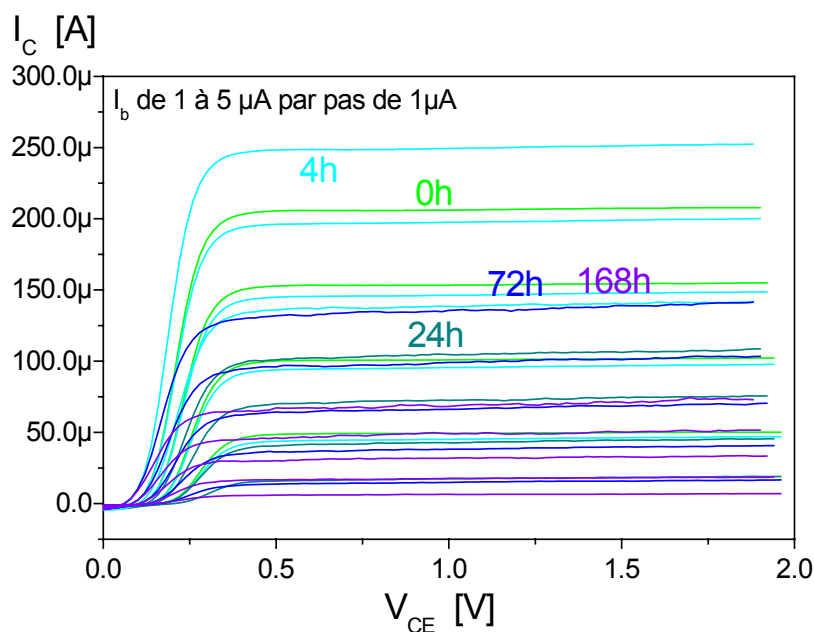


Figure 152 : Evolution du réseau de sortie du transistor #3_2 polarisé en régime direct sous polarisation à 9 mW à 100 °C

2.1.5.4. Conclusion sur les vieillissements sous polarisation de 9 mW à 100 °C

La contrainte en polarisation à 9 mW et à 100 °C fait apparaître deux mécanismes distincts :

- L'augmentation des courants de fuite de l'ordre d'une décade dès les premières heures de vieillissement puis leur diminution à des valeurs proches d'une demi-décade au dessus des valeurs initiales à l'issue des 168 heures.
- L'augmentation du courant de base visible sur les courbes de Gummel en direct aux régimes de polarisation intermédiaires.

2.1.6. Vieillissement sous polarisation avec une puissance dissipée de 18 mW et à 100°C

Ce paragraphe présente la caractérisation d'un transistor ayant subi un vieillissement sous polarisation à $J_C=30 \text{ kA/cm}^2$, $V_{CE}=3 \text{ V}$ à une température ambiante de 100 °C pour les mesures de reprise à 0h, 4h, 24h et 72h. Ce composant est représentatif d'un lot de trois TBH.

2.1.6.1. Courbes de Gummel en régime de polarisation direct avec la tension base-collecteur, V_{BC} nulle

Les caractéristiques de Gummel, mesurées en régime de fonctionnement direct et en fonction du temps de vieillissement (figure 153) montrent :

- Des courants de fuite de l'ordre de quelques nanoampères pour des niveaux de tensions V_{BE} inférieurs à 0,4V qui augmentent d'une décade après 4h de vieillissement puis diminuent et se stabilisent autour de 10 nA à l'issue des 72 heures.
- Une mesure de reprise après plusieurs mois qui met en évidence une diminution des courants de fuite de l'ordre de deux décades. Un mécanisme de guérison se produit donc en stockage à température ambiante.
- Que la pente du courant de collecteur aux niveaux de polarisations intermédiaires ($0,6 < V_{BE} < 0,8 \text{ V}$) reste stable pendant toute la durée du test.
- Que la pente du courant de base diminue régulièrement pendant les 72 heures traduisant une augmentation du courant de base aux niveaux de polarisation intermédiaires.
- Une mesure de reprise après plusieurs mois met en évidence une diminution du courant de base traduisant un retour aux valeurs initiales.
- Que l'influence des résistances d'accès est significative pour $V_{BE} > 0,8 \text{ V}$ et reste stable.

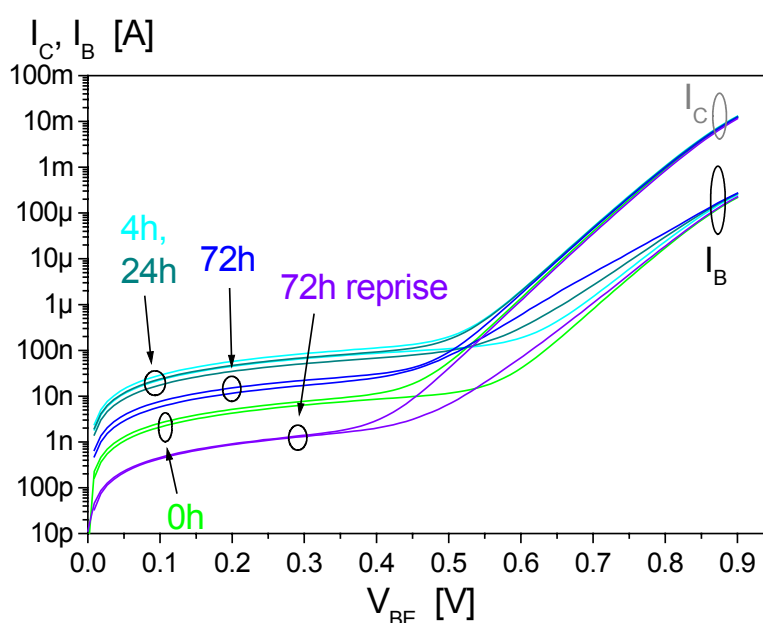


Figure 153 : Evolution des courbes de Gummel du transistor #6_2 polarisé en régime direct sous polarisation à 18 mW à 100 °C

2.1.6.2. Courbes de Gummel en régime de polarisation inverse avec la tension émetteur-base V_{BE} nulle

Les caractéristiques de Gummel mesurées en inverse en fonction du temps de vieillissement (figure 154), montrent :

- Une augmentation des courants de fuite après 4 heures de vieillissement puis une diminution et une stabilisation autour de la valeur initiale.
- Des pentes identiques pour les courants aux niveaux de polarisation intermédiaires ($0,3 < V_{BC} < 0,6V$) pendant toute la durée du test de vieillissement.
- Aucune évolution des courants aux forts niveaux de polarisation $V_{BC} > 0,6V$.

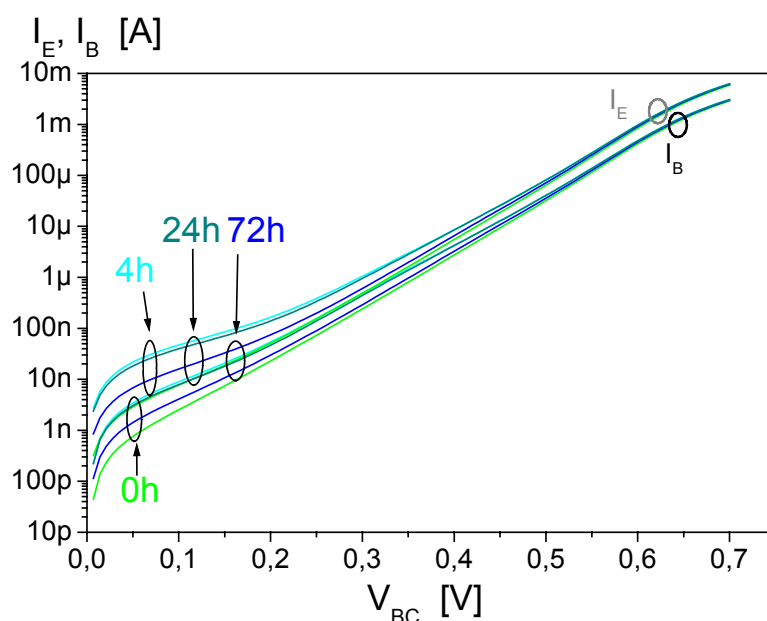


Figure 154 : Evolution des courbes de Gummel du transistor #6_2 polarisé en régime inverse sous polarisation à 18 mW à 100 °C

2.1.6.3. Réseau de sortie : Courant de collecteur I_C en fonction de la tension émetteur-collecteur V_{CE} paramétré en courant de base I_B

Les courbes du réseau de sortie mesurées en régime de fonctionnement normal direct (figure 155) en fonction de la durée de vieillissement montrent :

- Une tension de décalage, V_{Δ} de l'ordre de 220 mV qui diminue au cours du vieillissement.
- Une variation du gain apparent dû à la variation du courant de base.

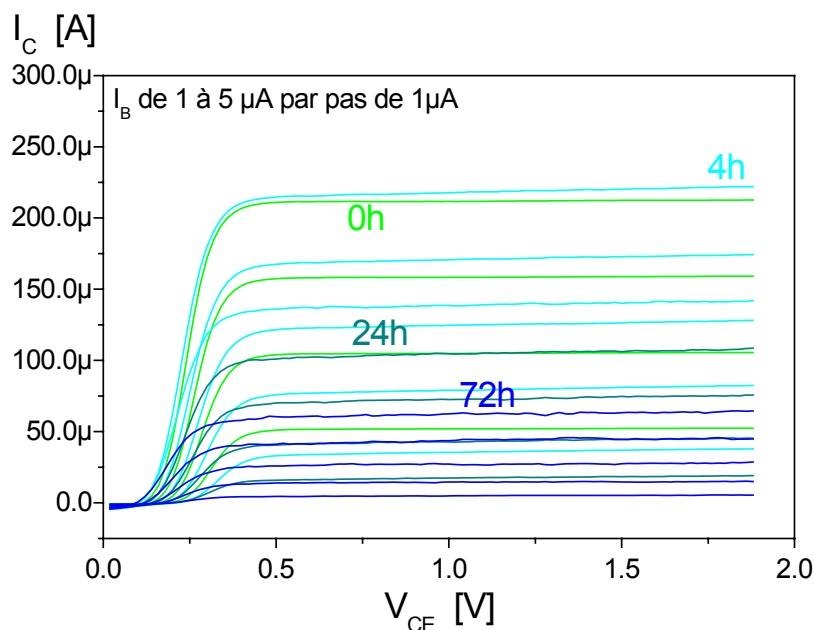


Figure 155 : Evolution du réseau de sortie du transistor #6_2 polarisé en régime direct sous polarisation à 18 mW à 100 °C

2.1.6.4. Conclusion sur les vieillissements sous polarisation de 18 mW à 100 °C

La contrainte en polarisation à 18 mW et à 100 °C fait apparaître deux mécanismes distincts :

- L'augmentation des courants de fuite de l'ordre d'une décade dès les premières heures de vieillissement puis leur diminution à des valeurs proches des niveaux d'origine à l'issue des 72 heures et à des valeurs inférieures aux niveaux d'origines pour une mesure de reprise après plusieurs mois.
- L'augmentation du courant de base visible sur les courbes de Gummel en direct aux régimes de polarisation intermédiaires qui tend à revenir aux niveaux d'origine lors d'une mesure de reprise effectuée après plusieurs mois.

2.1.7. Test sous polarisation inverse de la jonction base-collecteur à température ambiante

Les figures suivantes présentent la caractérisation d'un transistor ayant subi un vieillissement sous polarisation $V_{CB}=6\text{ V}$, $V_{BE}=0\text{ V}$ à une température ambiante de 27 °C pour les mesures de reprise à 0h, 4h, 24h, 72h, 168h, 500h et 1000h. Ce composant est représentatif d'un lot de deux TBH.

2.1.7.1. Courbes de Gummel en régime de polarisation direct avec la tension base-collecteur, V_{BC} nulle

Les caractéristiques de Gummel, mesurées en régime de fonctionnement direct et en fonction du temps de vieillissement (figure 156), montrent :

- Des courants de fuite de l'ordre de quelques nanoampères pour des niveaux de tensions V_{BE} inférieurs à $0,4\text{V}$ qui se stabilisent à partir de 4 heures autour de 1 nA .
- Que la pente du courant de collecteur aux niveaux de polarisations intermédiaires ($0,6 < V_{BE} < 0,8\text{V}$) reste stable pendant toute la durée du test.
- La pente du courant de base augmente dès les 4 premières heures de vieillissement jusqu'à se rapprocher de la pente du courant de collecteur à l'issue des 1000 heures.
- L'influence des résistances d'accès est significative pour $V_{BE} > 0,85\text{V}$. Leur valeur reste stable tout au long du vieillissement.

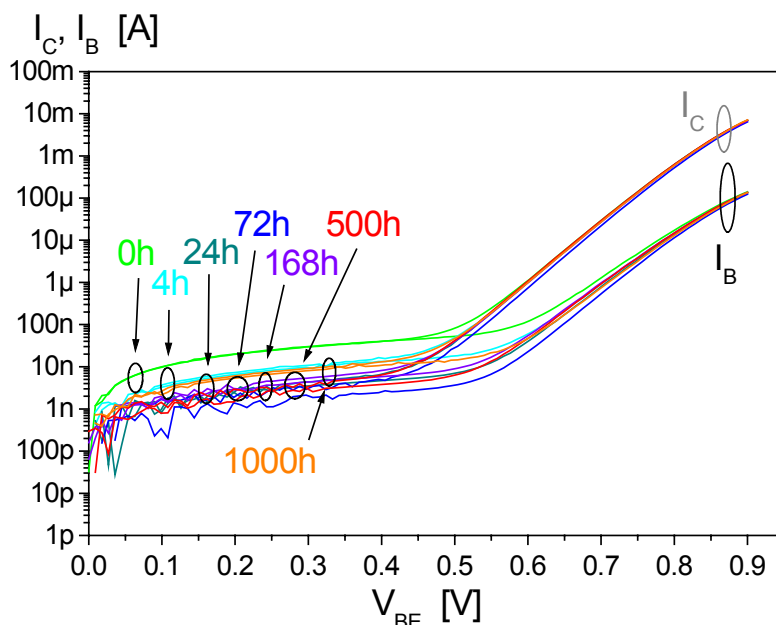


Figure 156 : Evolution des courbes de Gummel du transistor #8_3 polarisé en régime direct sous polarisation inverse de la jonction base-collecteur à température ambiante

2.1.7.2. Courbes de Gummel en régime de polarisation inverse avec la tension émetteur-base V_{BE} nulle

Les caractéristiques de Gummel mesurées en inverse en fonction du temps de vieillissement (figure 157), montrent :

- Des courants de fuite qui se stabilisent dès les 4 heures de vieillissement.
- Des pentes identiques pour les courants de base et de d'émetteur aux niveaux de polarisation intermédiaires ($0,3 < V_{BC} < 0,55V$) augmentant légèrement pendant toute la durée du test de vieillissement.
- Aucune évolution des courants aux forts niveaux de polarisation $V_{BC} > 0,6V$.

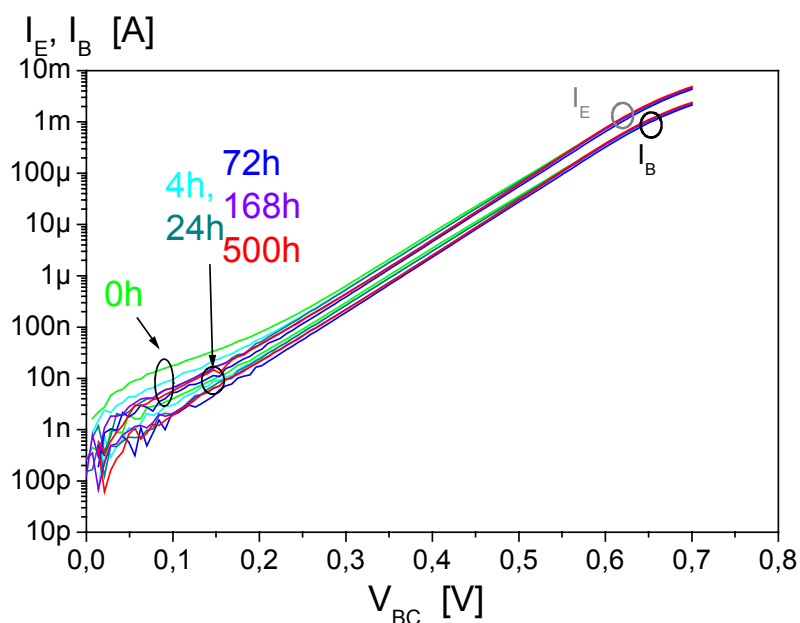


Figure 157 : Evolution des courbes de Gummel du transistor #8_3 polarisé en régime inverse sous polarisation inverse de la jonction base-collecteur à température ambiante

2.1.7.3. Réseau de sortie : Courant de collecteur, I_C en fonction de la tension émetteur-collecteur, V_{CE} paramétré en courant de base I_B

Les courbes du réseau de sortie mesurées en régime de fonctionnement normal direct (figure 158) en fonction de la durée de vieillissement montre :

- Une tension de décalage V_{Δ} de l'ordre de 220 mV qui reste constante au cours du vieillissement.
- Une augmentation apparente du gain due à la diminution des courants de fuite.

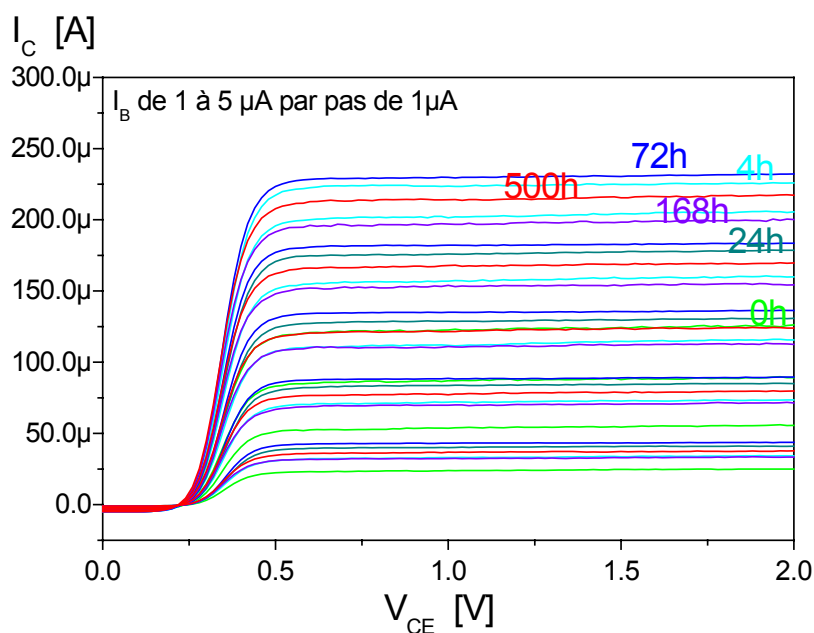


Figure 158 : Evolution du réseau de sortie du transistor #8_3 polarisé en régime direct sous polarisation inverse de la jonction base-collecteur à température ambiante

2.1.7.4. Conclusion sur les vieillissements sous polarisation inverse de la jonction base-collecteur à température ambiante

La seule variation notable sous contrainte en polarisation inverse de la jonction base-collecteur est la diminution des courants de fuite dès les quatre premières heures de vieillissement. Il est important de noter que ces courants de fuite restent stables par la suite.

2.1.8. Conclusion

L'analyse des caractéristiques électriques statiques des tests de vieillissement effectués sous contrainte thermique et/ou sous polarisation révèle un mécanisme de dégradation générique : l'augmentation rapide des courants de fuite dès les premières heures de vieillissement puis leur diminution et leur stabilisation à l'issue des 500 heures. Les composants soumis à une contrainte en polarisation à température ambiante sans dissipation de puissance présentent des courants de fuite stables à partir des premières heures de vieillissement. Il semble donc que le facteur principal d'activation du mécanisme de variation des courants de fuite soit la température.

Les composants soumis à la fois à une contrainte en polarisation et en température présentent une augmentation du courant de base aux niveaux d'injection intermédiaires. Ce mécanisme est réversible puisque des composants mesurés après plusieurs mois en stockage à température ambiante présentent une diminution importante des courants de base, tendant vers un retour aux valeurs initiales.

Enfin, un stockage à haute température (250 °C) semble modifier la structure intrinsèque du collecteur alors que celle-ci reste stable pour une contrainte en tension de 6 V entre collecteur et base à température ambiante.

2.2. Etude du mécanisme de défaillance extrinsèque associé aux résistances de fuite

2.2.1. Evolution des valeurs des résistances de fuite R_{BE} , R_{CE} , R_{BC} du modèle en fonction de la durée de vieillissement

Les résistances de fuite R_{BE} , R_{CE} , R_{BC} (cf. Chapitre 2 - § 2-3-6) du modèle du TBH suivent toutes la même évolution au cours du test de vieillissement en stockage à 180 °C. Elles diminuent après les 4 premières heures puis elles augmentent et se stabilisent autour de 20 M Ω . La figure 160 montre l'évolution de leur valeur moyenne au cours du test de vieillissement, la valeur moyenne de R_{CE} étant pondérée afin d'obtenir le même ordre de grandeur que les valeurs moyenne de R_{BE} et R_{CB} .

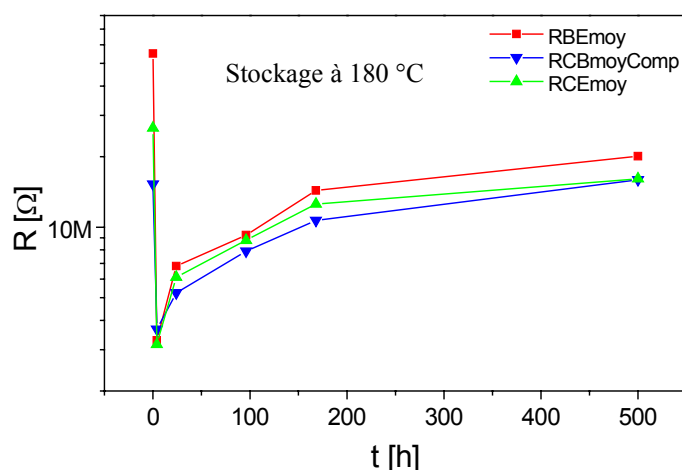


Figure 159 : Evolution des résistances de fuite en fonction de la durée de vieillissement d'un TBH en stockage à 180 °C

Quel que soit le vieillissement accéléré subi par le TBH, l'allure de la variation des courants de fuite et donc des résistances de fuite du modèle du TBH est identique. Il est alors apparu nécessaire de localiser précisément l'origine des courants de fuite pour tirer des conclusions sur le mécanisme de dégradation.

2.2.2. Comparaison de l'évolution des courants de fuite des TBH et des courants des motifs de test "circuit ouvert"

L'évolution des courants de fuite au cours des tests en vieillissement accéléré impose des tests supplémentaires. En effet, bien que la dynamique de variation des courants de fuite soit différente entre vieillissement sous polarisation et en température, le comportement reste identique. Cela laisse supposer que l'activation du mécanisme responsable de la variation de ces courants de fuite est principalement due à la température. Dans ces conditions, il est possible d'exploiter le vieillissement de structures composées uniquement des plots de contact afin de dissocier et de localiser l'origine des courants de fuite.

2.2.2.1. Evolution des valeurs des courants entre plots des motifs de test "circuit ouvert" en fonction de la durée de vieillissement à 180°C

Les motifs de test "circuit ouvert" ont une configuration de plots identique à celle des transistors. Cependant, les deux plots émetteurs sont isolés tandis que les plots de base et de collecteur sont court-circuités (figure 160).

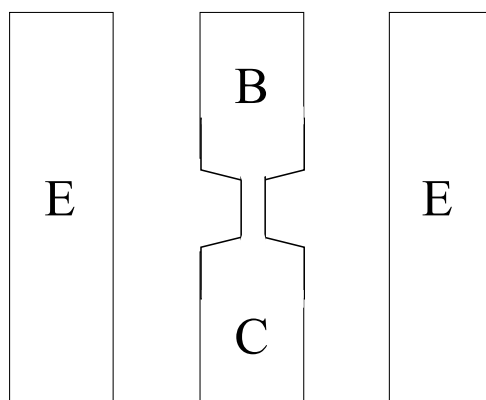


Figure 160 : Configuration des plots des motifs de test "circuit ouvert" où sont repérés les plots E, B et C

Les motifs de test "circuit ouvert" #4, #5, #6, #7 ont été soumis au même test de vieillissement thermique que les TBH, soit une température d'étuve de 180°C. Les quatre motifs de test "circuit ouvert" présentent les mêmes évolutions au cours du test. Les figures 161 et 162 présentent l'évolution des caractéristiques courant-tension entre les plots E et B en fonction de la durée de vieillissement, pour le motif de test "circuit ouvert" #7, représentatif du lot.

On remarque que le courant augmente après 4 heures de vieillissement puis diminue, passe en dessous de sa valeur initiale après 168 heures et continue de diminuer après 500 heures.

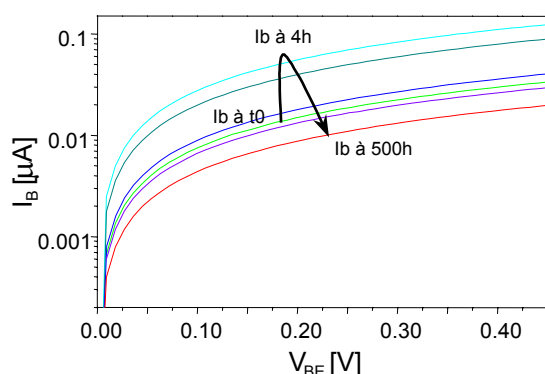


Figure 161 : Echelle semi-logarithmique
Caractéristique courant-tension entre les plots E et B du motif de test "circuit ouvert" #7 en fonction de la durée de vieillissement

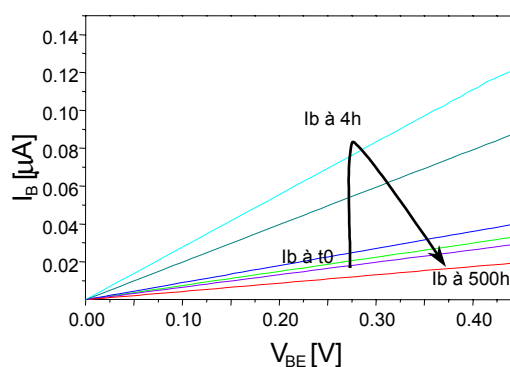


Figure 162 : Echelle linéaire

La figure 162 montre que la relation courant-tension entre les plots est linéaire ce qui justifie le calcul d'une résistance équivalente, R_F .

2.2.2.2. Analyse de la résistance équivalente, R_F entre plots du motif de test "circuit ouvert" en fonction de la durée du vieillissement à 180°C

La figure 163 montre que la résistance, R_F mesurée entre les plots E et B présente une évolution similaire en fonction de la durée de vieillissement pour les motifs de test "circuit ouvert" #4, #5, #6 et #7. On observe que le motif de test #4 a un comportement légèrement différent. Sa résistance équivalente est plus élevée que les autres probablement en raison d'une détérioration visible en observation optique survenue au cours du report.

L'évolution de la résistance moyenne équivalente, R_{Fmoy} de ces résistances en fonction de la durée du test de vieillissement est présentée sur la figure 164. Cette évolution est similaire à celle des résistances de fuite R_{BE} , R_{CE} , R_{BC} du modèle des TBH soumis au même test de vieillissement. Ce résultat tend à montrer que le courant entre plots est l'une des contributions aux courants de fuite des TBH et que cette contribution évolue au cours du vieillissement. Elle devient la composante principale au cours des premières heures puis sa valeur diminue progressivement ainsi que sa contribution aux résistances de fuite R_{BE} , R_{CE} , R_{BC} du modèle des TBH.

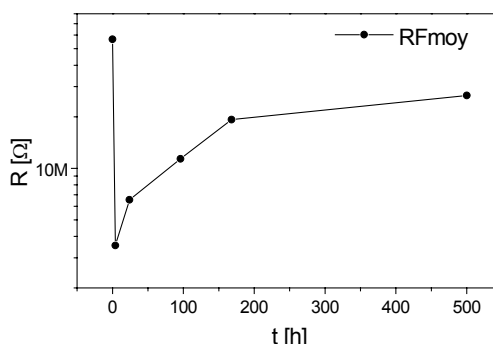
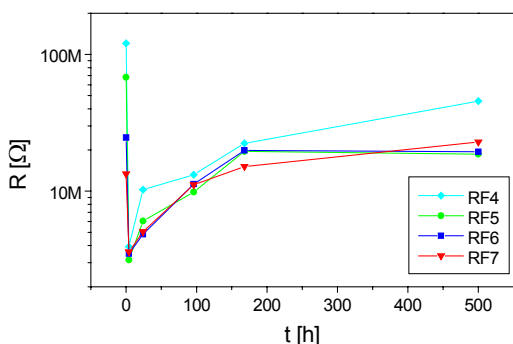


Figure 163 : Résistances équivalentes, R_F des motifs de test "circuit ouvert" #4, #5, #6 et #7 en fonction de la durée de vieillissement
 Figure 164 : Résistance moyenne équivalente, R_{Fmoy} en fonction de la durée de vieillissement

2.2.2.3. Comparaison de la résistance R_F équivalente entre plots des motifs de test "circuit ouvert" et des résistances de fuite R_{CE} , R_{BE} , R_{BC} du modèle du TBH

La figure 166 montre la comparaison des valeurs moyennes des résistances de fuite R_{CE} , R_{BE} , R_{BC} et de celle des résistances équivalentes entre plots, R_F en fonction de la durée de vieillissement. La similitude de leurs évolutions montre que la résistance entre plots semble être une des contributions principales des résistances de fuite des TBH mais qu'elle n'est pas la seule. Plus précisément, les valeurs moyennes des résistances de fuite R_{CE} , R_{BE} , R_{BC} deviennent égales à celle de R_F au cours des 24 heures premières heures, puis, elles deviennent inférieures à celle de R_F .

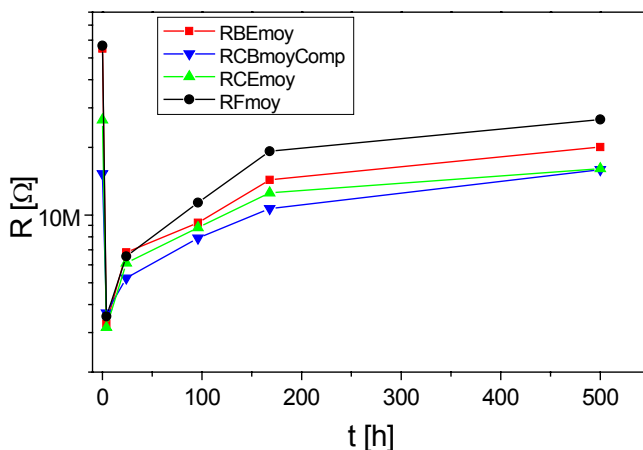


Figure 165 : Evolutions des valeurs moyennes des résistances de fuite R_{CE} , R_{BE} , R_{BC} et de celle des résistances équivalentes entre plots, R_F en fonction de la durée de vieillissement

2.2.2.4. Calcul des composantes de la résistance, R_F équivalente entre plots des motifs de test "circuit ouvert"

La configuration des plots des motifs de test "circuit ouvert" ne permet pas une comparaison directe des valeurs mesurées de la résistance, R_F avec celles des résistances de fuite R_{CE} , R_{BE} , R_{BC} des TBH. Par conséquent, il est nécessaire de décomposer la résistance R_F pour évaluer ces différentes composantes. Les figures 166 et 167 montrent respectivement la localisation des plots d'un transistor unitaire T10RA20 (géométrie d'émetteur de $10 \times 2 \mu\text{m}^2$) et la représentation schématique des résistances entre plots. En supposant ces résistances localisées géométriquement entre les plots d'émetteur, de base et de collecteur du TBH, on distingue deux résistances R_E et R_{CBi} .

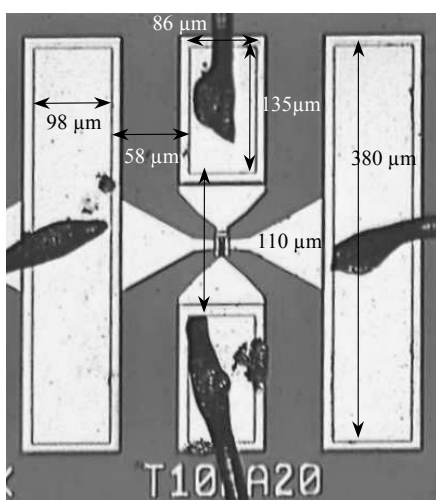


Figure 166 : Dimensions des plots et distances entre plots

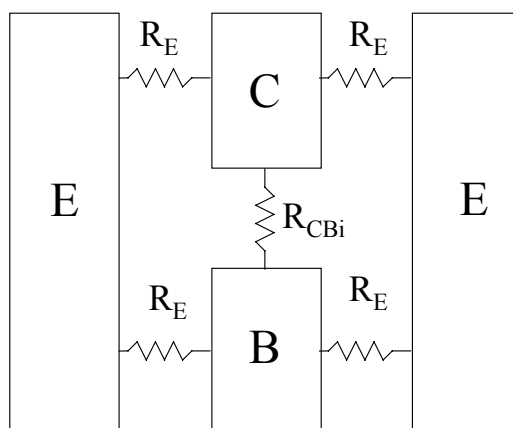


Figure 167 : Représentation schématique localisant les résistances entre plots

Le calcul des composantes de la résistance, R_F entre plots des motifs de test "circuit ouvert" est basé sur les distances entre les plots schématisées sur la figure 167. En effet, la

résistance, R_F mesurée entre les plots des motifs de test "circuit ouvert" correspond au cas où $R_{CBi} = 0 \Omega$ et n'est mesurée qu'entre B (ou C) et un seul plot E. Donc, $R_F = \frac{R_E}{2}$.

On suppose que les résistances entre plots ont toutes la forme d'un parallélépipède de longueur inter-électrode L , de largeur l et de hauteur h , (figure 168).

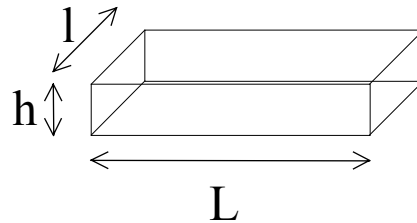


Figure 168 : Représentation schématique de la résistance équivalente entre plots

Si on considère h constante, alors les résistances R_E et R_{CBi} sont proportionnelles à $\frac{L}{l}$. Soit :

$$R_E = \frac{58}{135} \cdot h = 0,43 \cdot h \quad \text{Équation 148}$$

$$R_{CBi} = \frac{110}{86} \cdot h = 1,28 \cdot h \quad \text{Équation 149}$$

or, comme

$$R_F = \frac{R_E}{2} \quad \text{Équation 150}$$

alors

$$\frac{R_F}{R_{CBi}} = \frac{R_E}{2R_{CBi}} = \frac{0,215}{1,28} = 0,168 \quad \text{Équation 151}$$

et donc

$$R_{CBi} = 5,95 \cdot R_F = 2,98 \cdot R_E \quad \text{Équation 152}$$

Par conséquent, il semble que les résistances de fuite R_{CB} ou R_{CE} ou R_{BE} résultent de deux résistances en parallèle : une résistance R_{CB0} ou R_{CE0} ou R_{BE0} dont la valeur ne varie pas, a priori, au cours du vieillissement et R_F dont la valeur diminue et devient la composante principale pendant les premières heures du vieillissement (figure 169).

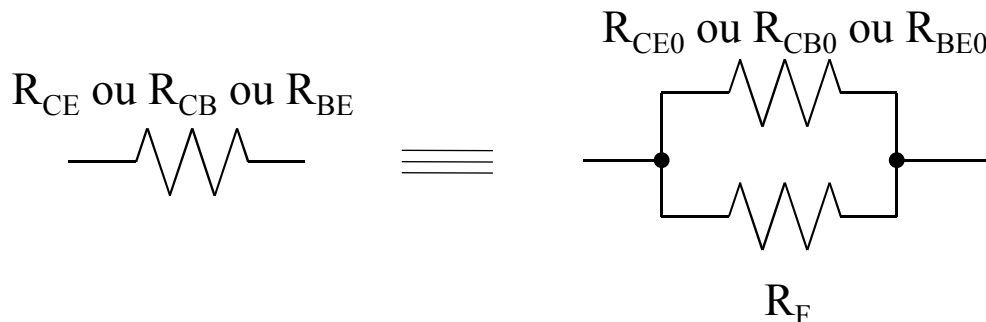


Figure 169 : Hypothèse sur la contribution de la résistance R_F équivalente entre plots aux résistances de fuite R_{CB} ou R_{CE} ou R_{BE} du TBH

Pour confirmer cette hypothèse, on suppose qu'une résistance de fuite, par exemple R_{CE} , est constituée de R_{CE0} dont la valeur ne change pas au cours du vieillissement et reste égale à sa valeur avant le test (à t_0) en parallèle avec R_F . Comme nous connaissons la valeur de R_{CE} et de R_F à t_0 , on peut écrire :

$$R_{CE}(t_0) = \frac{R_F(t_0) \times R_{CE0}(t_0)}{R_F(t_0) + R_{CE0}(t_0)} \quad \text{Équation 153}$$

avec

$$R_{CE0}(t_0) = \frac{R_F(t_0) \times R_{CE}(t_0)}{R_F(t_0) - R_{CE}(t_0)} = \frac{2,65 \cdot 10^7 \times 5,67 \cdot 10^7}{5,67 \cdot 10^7 - 2,65 \cdot 10^7} = 4,97 \cdot 10^7 \Omega \quad \text{Équation 154}$$

Connaissant la valeur de R_{CE0} considérée comme constante et la valeur de R_F pour chaque mesure de reprise, on évalue R_{CE} à 4, 24, 72, 168, et 500 heures. La figure 170 montre la comparaison des valeurs mesurées R_{CEm} et calculée R_{CEc} en supposant R_{CE0} en parallèle avec R_F . On observe un très bon accord.

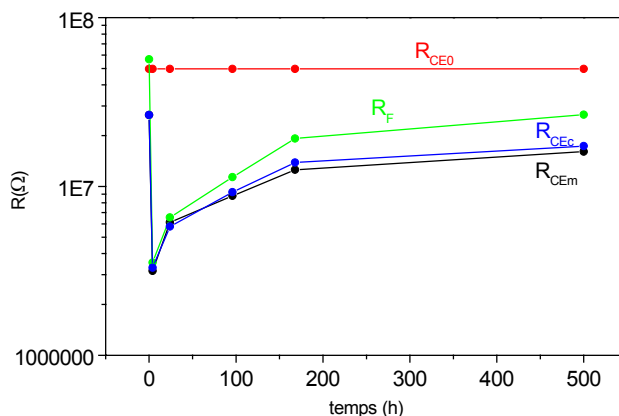


Figure 170 : Evolution de la résistance de fuite R_{CE} en fonction du temps de vieillissement : R_{CEm} , valeur mesurée et R_{CEc} , valeur calculée

2.2.3. Evolution en Température

La variation des courants de fuite entre plots de mesure est probablement due à une variation de la densité de pièges actifs au cours du vieillissement. Or les mécanismes de génération-recombinaison associés aux pièges sont fortement dépendants de la température.

La mesure des courants de fuite entre plots sur une structure de test en circuit ouvert non vieillie en fonction de la température présente deux régions distinctes (figure 171).

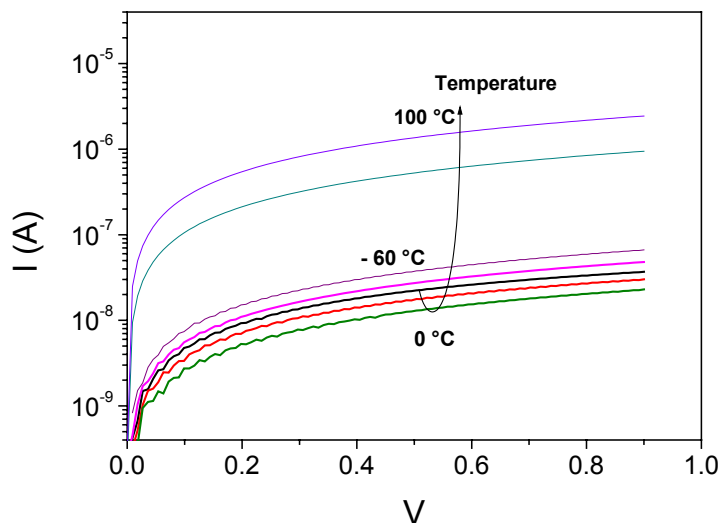


Figure 171 : Evolution des résistances de fuite en fonction de la température

La variation des courants de fuite entre -60 °C et 0 °C correspondant aux basses températures met en évidence le mécanisme de conduction pour lequel la résistance équivalente augmente avec la température. Ceci se traduit par une diminution des courants de fuite avec la température. La plage de variation comprise entre 0 °C et $+100\text{ °C}$ correspondant aux températures élevées met en évidence une augmentation du courant avec la température propre aux mécanismes de recombinaison. L'extraction de l'énergie d'activation pour cette région entre 20 °C et 100 °C , soit pour cinq valeurs, met en évidence une énergie E_a égale à 802 meV . Cette valeur qui est à prendre avec beaucoup de précautions est néanmoins proche de l'énergie d'activation de la diffusion du Fer dans l'InP [Pearton89]. Le substrat dopé au fer pourrait donc être en partie responsable de la variation des courants de fuites en fonction de la température.

2.2.4. Origine du mécanisme responsable de la variation des courants de fuite

La variation des courants de fuite est induite par une variation des résistances équivalentes localisées entre plots de mesure. La structure du substrat entre les plots de mesures est décrite sur la figure suivante :

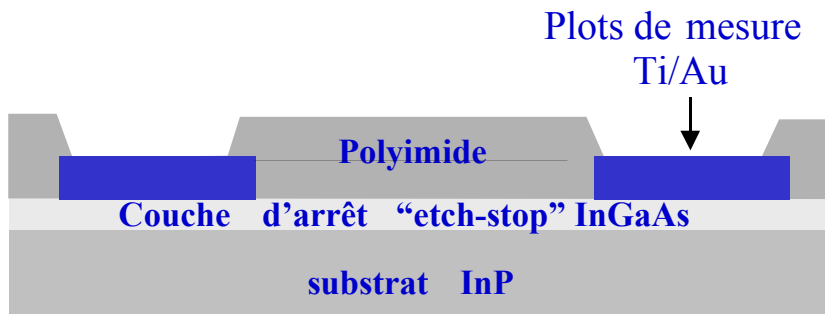


Figure 172 : Schéma en coupe d'une puce entre plots de mesure

Une couche en InGaAs de 100 nm d'épaisseur permet l'arrêt de la gravure de l'InP au cours du procédé de fabrication. Cette couche appelée « etch-stop » pouvant être à l'origine de la variation des courants de fuite, des mesures complémentaires de résistances entre plots ont été réalisées sur des structures sans couche d'arrêt [Martin031]. La figure 173 présente la mesure des résistances de fuite équivalentes au cours du vieillissement en stockage à 180 °C pour une structure avec couche d'arrêt (RL_{es}) et pour une structure sans couche d'arrêt (RL_{nes}).

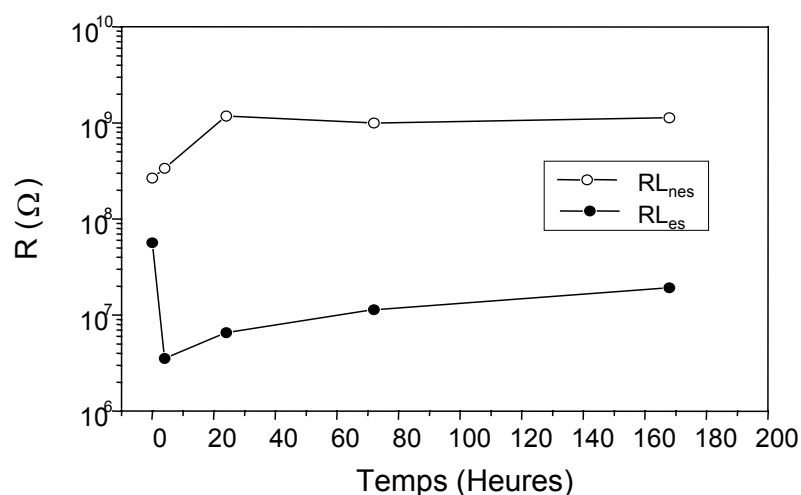


Figure 173 : Comparaison de l'évolution des résistances de fuites entre plots de mesure au cours d'un vieillissement à 180°C pour deux substrats, sur des motifs de test avec et sans couche d'arrêt en InGaAs

La valeur de RL_{es} est initialement inférieure à RL_{nes} . Au cours du vieillissement, RL_{es} diminue puis augmente pour se stabiliser alors que RL_{nes} augmente légèrement puis se stabilise. Après 168 heures RL_{nes} reste deux décades au-dessus de RL_{es} .

La couche d'arrêt en InGaAs est donc clairement responsable de la variation des courants de fuite localisés dans la couche elle-même ou à l'interface avec le substrat en InP. La localisation du mécanisme est donc extrinsèque au TBH.

2.2.5. Conclusion sur l'analyse des résistances de fuite

La variation des résistances de fuite dans les premières heures de vieillissement est essentiellement activée par la température. Cette évolution tend à se stabiliser au bout d'une centaine d'heures sous une contrainte en température de 180 °C pour revenir aux valeurs initiales des courants de fuite. Elle reste néanmoins plus proche d'une stabilisation technologique que d'une dégradation. La localisation de ces courants se situe entre plots de mesures. Il est donc probable que ce mécanisme n'apparaisse pas dans le cas de TBH utilisés dans les circuits intégrés.

2.3. Etude d'un mécanisme de défaillance extrinsèque associé au polyimide

Les mesures des courbes de Gummel en régime direct au cours des vieillissements sous polarisation font apparaître une variation du courant de base aux régimes de polarisation intermédiaires (cf §2.1.5.2 et §2.1.5.3). Une mesure de reprise après plusieurs mois met en évidence une guérison du mécanisme (cf §2.1.5.3). Cette mesure de reprise présente les mêmes caractéristiques que celles associées à un piégeage de charges dans le polyimide sur le flanc d'émetteur (cf. §1.1.1.3). Afin de confirmer cette hypothèse, nous avons réalisé des mesures de courbes de Gummel en régime direct sur un TBH InP au cours du temps.

La figure 174 présente la mesure des courbes de Gummel d'un TBH de $10 \times 2 \mu\text{m}^2$ au cours du temps à 20°C après quelques secondes à 100°C .

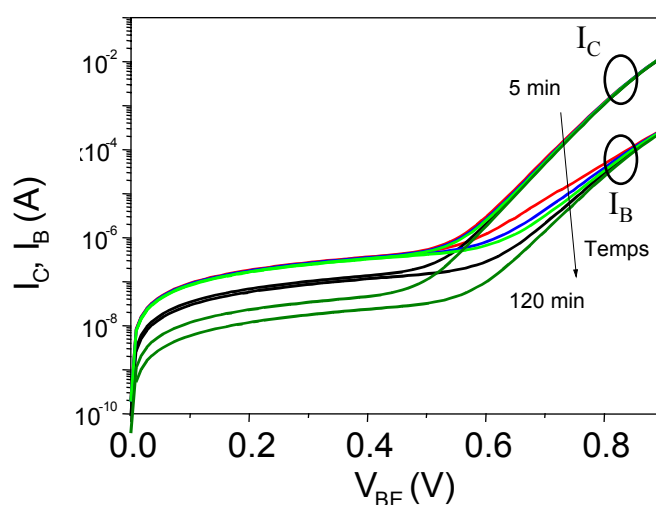


Figure 174 : Evolution des courbes de Gummel en direct à température ambiante sur un TBH InP de $20 \mu\text{m}^2$ pour des mesures réalisées au cours du temps de 5 mn à 120 mn.

On observe que la pente du courant collecteur reste constante tout au long de l'expérience. A l'issue de la mise en température à 100°C , la pente du courant de base aux régimes de polarisation intermédiaires a diminué traduisant une augmentation du courant de base. Après un retour à 20°C , la pente du courant de base aux régime de polarisation intermédiaires augmente progressivement au cours du temps traduisant une diminution du courant de base. L'évolution tend vers un retour aux niveaux d'origine, avant la mise en température.

L'allure des courbes de Gummel mesurées au cours du temps est donc comparable aux résultats mis en évidence par [Wand00]. Les constantes de temps de l'ordre de plusieurs dizaines de minutes sont aussi en accord avec ces travaux. Dans notre cas, le nombre de charges piégées avant la mesure est plus importante puisque la température du composant est portée à 100°C alors que ces mêmes expériences sont réalisées à température ambiante dans les travaux [Wand00].

Ce mécanisme ne constitue pas une dégradation irréversible puisqu'il y a systématiquement guérison. Il sera donc nécessaire, par la suite, d'effectuer une étude spécifique sur des circuits afin de déterminer l'impact de ce mécanisme sur leur fonctionnalité.

2.4. Conclusion sur les mesures statiques

Le facteur d'activation commun aux tests de vieillissement accéléré est l'énergie thermique. Nous avons montré que les composants vieillis sous polarisation présentaient une température de jonction proche des températures de vieillissement en stockage. Ainsi, l'augmentation des courants de fuite dès les premières heures de vieillissement puis leur diminution et leur stabilisation autour des valeurs initiales est un mécanisme activé thermiquement. L'analyse de la figure 175 montre que sa dynamique est liée à la température de jonction.

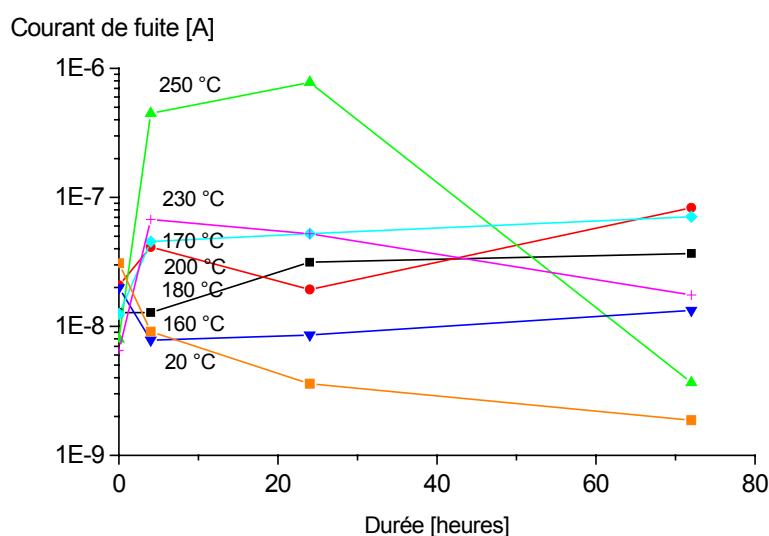


Figure 175 : Evolution des courants de fuite sur les courbes de Gummel en direct à $V_{BE}=300$ mV en fonction de la durée de vieillissement paramétré en température de jonction estimée

La seule évolution atypique correspond à un vieillissement sous une puissance dissipée de 9mW à 100 °C dont la température semble sous-estimée à 170 °C au vu de l'évolution des courants de fuite. Il faut malgré tout remarquer que l'origine des courants de fuite est localisée entre les plots de mesure des structures de test alors que nous utilisons ici la température de la jonction base-émetteur du transistor comme référence. Ainsi, seule les températures de stockage correspondent réellement à la température du substrat.

Le mécanisme mis en évidence a été modélisé par des résistances de fuite localisées extrinsèquement. Il est dû à la présence d'une couche d'arrêt en InGaAs à la surface du substrat. Une étude complémentaire sur des circuits est alors nécessaire afin de vérifier l'influence de ce mécanisme sur le fonctionnement.

Deux mécanismes de dégradation supplémentaires ont été détectés :

- Les vieillissements en stockage à 250 °C ont montré une dégradation du collecteur intrinsèque se traduisant par une augmentation du courant de saturation de la jonction base-collecteur ainsi que de son facteur d'idéalité.
- Les vieillissements sous polarisation mettent en évidence un mécanisme de piégeage de charges dans le polyimide à la jonction base-émetteur. Ce dernier est activé par la température puisqu'il n'apparaît pas sous polarisation à température ambiante et est induit par le champ électrique puisqu'il n'apparaît pas au cours des vieillissements en stockage.

3. Impact des tests de vieillissement sur les caractéristiques de claquage

Les transistors T8 et T9 de géométrie (6 x 2) μm^2 ont subi un vieillissement à température ambiante (environ 300 K) sous polarisation inverse de la jonction base-collecteur $V_{CB} = 6 \text{ V}$ et à $V_{BE} = 0 \text{ V}$. Au cours des tests de vieillissement, les mesures de reprises ont permis de suivre l'évolution des courbes d'ionisation par impact pour trois courants d'émetteur 1 μA , 10 μA et 100 μA et pour des tensions collecteur-base allant de 0 V à 5 V (figure 106, Chapitre 3 - §1.4.1).

L'évolution importante des paramètres associés à ces courbes est observée au cours des premières heures de vieillissement accéléré (4 heures et 24 heures). Elle est principalement due à la variation des courants de fuite parasites entre base et émetteur entraînant des incertitudes dans la procédure d'extraction.

Cependant, à partir de 168 heures de vieillissement, les valeurs des paramètres extraits présentent une bonne stabilité pendant les 500 premières heures, ce qui nous a conduit à prolonger la durée de l'étude jusqu'à 1000 heures.

L'évolution de la tension V_{CB0} en fonction de la durée du vieillissement est présentée figure 176. Les valeurs sont stables pendant les 1000 heures de vieillissement pour le transistor référencé T9, V_{CB0} restant proche de 6 V. Les valeurs obtenues pour le transistor T8 varient entre 7 V et 5 V. Cette stabilité est représentative à la fois des tensions de claquage mais aussi du gain en courant (Chapitre 3 – § 1.3.2).

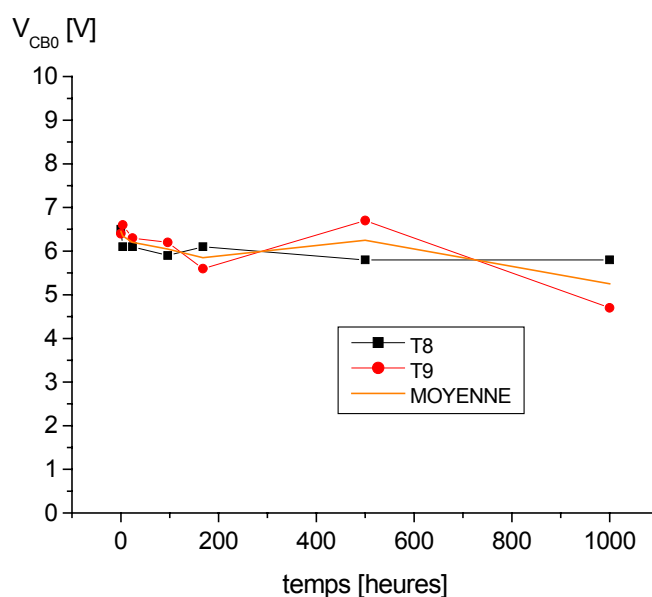


Figure 176 : Evolution de la tension V_{CB0} extraite au cours du vieillissement accéléré sous forte polarisation inverse de la jonction base-collecteur

L'évolution de la tension critique extraite pour les mécanismes Zener et pour l'avalanche, respectivement B_0 et B_1 , est présentée figure 177. A partir de 168 heures de vieillissement, les valeurs se stabilisent. La tension critique moyenne relative au mécanisme Zener est alors proche de 30 V et celle relative au mécanisme d'avalanche est proche de 20 V.

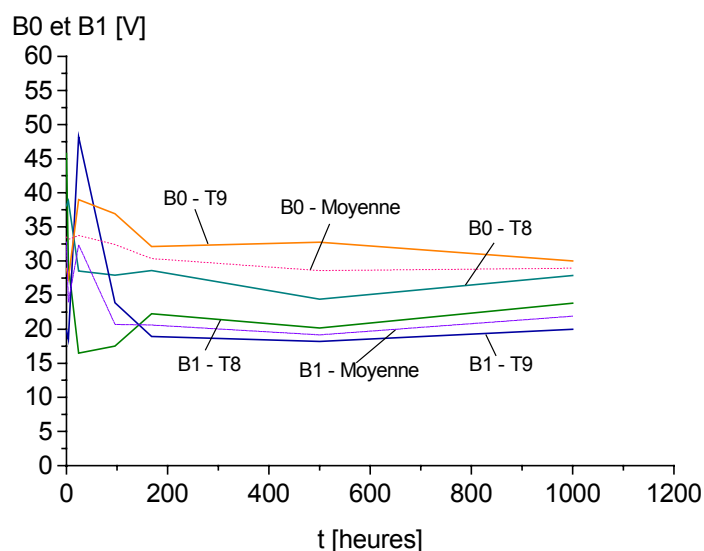


Figure 177 : Evolution des tensions de claquage du mécanisme Zener (B_0) et de l'avalanche (B_1) au cours du vieillissement accéléré sous forte polarisation inverse de la jonction base-collecteur

L'extraction des paramètres de claquage de la jonction base-collecteur au cours du vieillissement accéléré indique une bonne stabilité du composant dans ces conditions de vieillissement. Ces résultats laissent présager un bon comportement dans le temps du TBH utilisé en tant que pilote du modulateur à électro-absorption (MEA) sous $V_{CE} = 5V$.

4. Impact des tests de vieillissement accéléré sur les spectres de bruit basse fréquence

L'étude du bruit basse fréquence au cours du vieillissement accéléré a été effectuée sur 8 composants. Les mesures de bruit réalisées avant les tests de vieillissement à t_0 sont prises comme référence dans la mesure où elles mettent en évidence une faible dispersion du bruit en $1/f$. Par conséquent, seuls deux transistors ont été soumis aux quatre types de contraintes soit en stockage à $180^\circ C$ et à $200^\circ C$, sous polarisation en condition de fonctionnement à température ambiante et sous polarisation inverse de la jonction base-collecteur. Pour toutes les contraintes appliquées, l'analyse de l'évolution des mesures de bruit basse fréquence est basée sur la comparaison des mesures effectuée à t_0 et des mesures réalisées à l'issue des 500 heures de vieillissement [Martin032] [Martin033].

La figure 178 présente l'allure d'un spectre typique S_{Ib} à l'issue de 500 heures de vieillissement accéléré à $180^\circ C$.

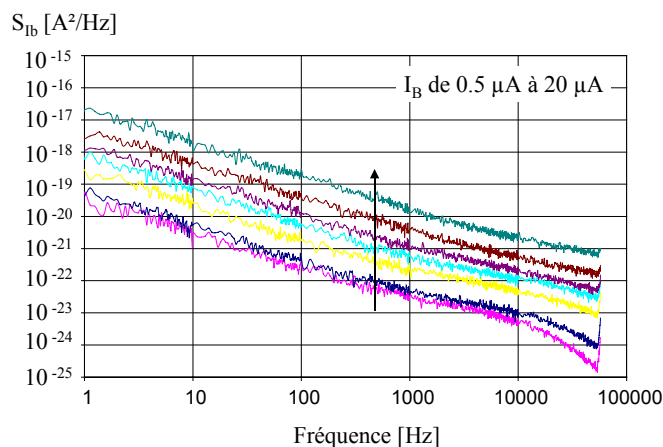


Figure 178 : Allure de S_{Ib} après 500 heures de vieillissement à $180^\circ C$ pour un TBH de $12 \mu m^2$

A l'issue des vieillissements accélérés, les spectres S_{Ib} et S_{Ic} présentent tous un comportement en $1/f$ entre 1 Hz et 1 kHz. Aucune composante marquée de génération recombinaison n'est visible dans la plage de fréquence mesurée. Nous pouvons donc toujours extraire la densité spectrale de bruit en $1/f$ à 70 Hz. Les mesures sont exploitées pour des polarisations en courant de base de $1 \mu A$, $2 \mu A$, $3 \mu A$, $5 \mu A$ et $10 \mu A$.

Une présentation systématique des résultats obtenus est présentée dans les paragraphes suivants. Ces résultats sont analysés en fonction de ceux pris comme référence mesurés à t_0 . Ensuite, l'analyse de l'ensemble des résultats est menée sous forme de comparaison de l'évolution des spectres de bruit selon le type de contrainte appliquée.

4.1. Contrainte thermique à 180°C

L'analyse du bruit basse fréquence a été réalisée pour deux composants référencés t_{13} et t_{14} de $(6 \times 2) \mu\text{m}^2$. Ces TBH sont soumis à une température d'étuve de 180 °C pendant 500 heures. La figure suivante (figure 179) présente les niveaux de bruit en courant S_{I_b} extrait à 70 Hz en fonction de I_B^2 pour des polarisations en courant de base allant de 1 μA à 10 μA à t_0 et à 500 heures.

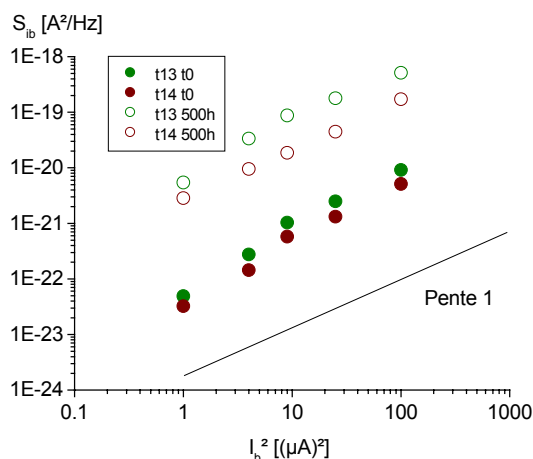


Figure 179 : S_{I_b} à 70 Hz à t_0 et après 500 heures de vieillissement en stockage à 180 °C

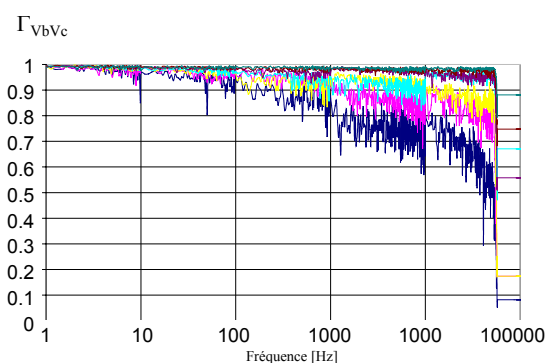


Figure 180 : Fonction de cohérence $\Gamma_{V_bV_c}$ après 500 heures de vieillissement en stockage à 180 °C

L'augmentation de S_{I_b} est de l'ordre de deux décades en moyenne pour toutes les polarisations après 500 heures de vieillissement. La dépendance en courant de base a diminué, elle est proche de $I_B^{1.7}$. Après 500 heures de vieillissement, la fonction de cohérence présentée sur la figure 180 est proche de 1 sur toute la gamme de fréquence et pour toutes les polarisations. De ce fait, l'extraction de S_{I_c} n'est pas possible.

4.2. Contrainte thermique à 200 °C

L'analyse du bruit basse fréquence a été réalisée pour deux composants référencés t_4 et t_5 de $(10 \times 2) \mu\text{m}^2$. Ces TBH sont soumis à une température d'étuve de 200 °C pendant 500 heures. La figure suivante (figure 181) présente les niveaux de bruit en courant S_{I_b} extraits à 70 Hz en fonction de I_B^2 pour des polarisations en courant de base allant de 1 μA à 10 μA à t_0 et à 500 heures.

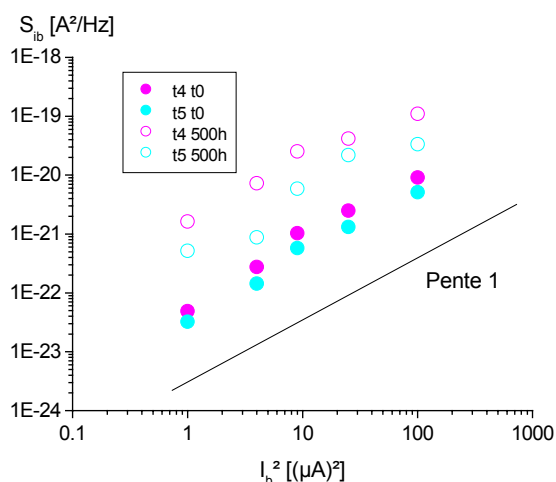


Figure 181 : S_{I_b} à 70 Hz à t_0 et après 500 heures de vieillissement en stockage à 200 °C

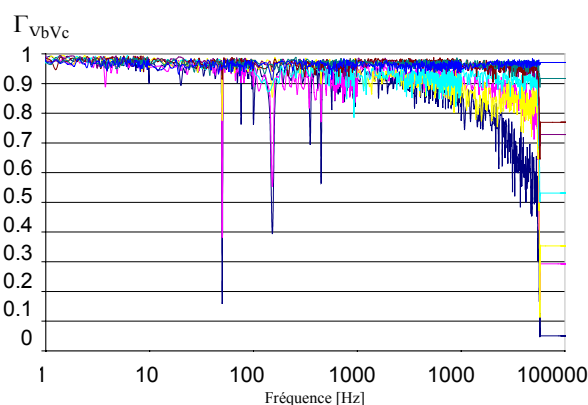


Figure 182 : Fonction de cohérence $\Gamma_{V_bV_c}$ après 500 heures de vieillissement en stockage à 200 °C

Après 500 heures de vieillissement en stockage à 200 °C, l'augmentation de S_{I_b} est de l'ordre de une à deux décades en moyenne pour toutes les polarisations de base. La dépendance en courant de base a diminué, elle est proche de $I_B^{1.8}$. La fonction de cohérence présentée sur la figure 182 est proche de 1 sur toute la gamme de fréquence et pour toutes les polarisations. De ce fait, de même que pour les transistors vieillis sous contrainte thermique à 180°C, l'extraction de S_{I_c} n'est pas possible.

4.3. Contrainte sous polarisation à température ambiante

L'analyse du bruit en $1/f$ associé au courant de base a été étudiée pour deux composants référencés t_6 et t_7 de $(10 \times 2) \mu\text{m}^2$. Ces TBH sont soumis à une polarisation en courant $J_C=30 \text{ kA/cm}^2$ et $V_{CE}=3\text{V}$ à température ambiante pendant 500 heures. La figure suivante (figure 183) présente les niveaux de bruit en courant S_{I_b} mesurés à 70 Hz en fonction de I_B^2 pour des polarisations en courant de base allant de $1 \mu\text{A}$ à $10 \mu\text{A}$ à t_0 et à 500 heures.

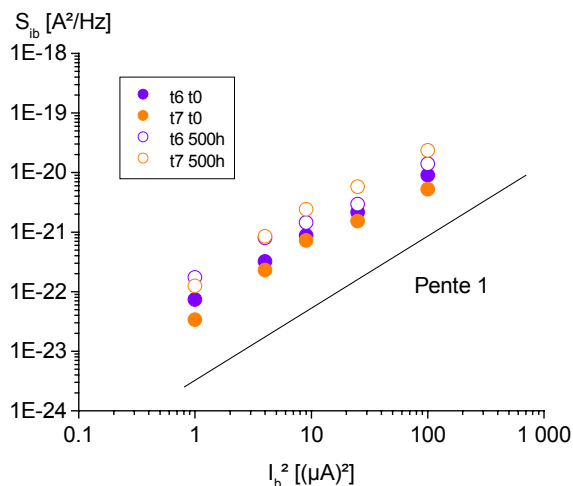


Figure 183 : S_{I_b} à 70 Hz à t_0 et après 500 heures de vieillissement sous polarisation à température ambiante

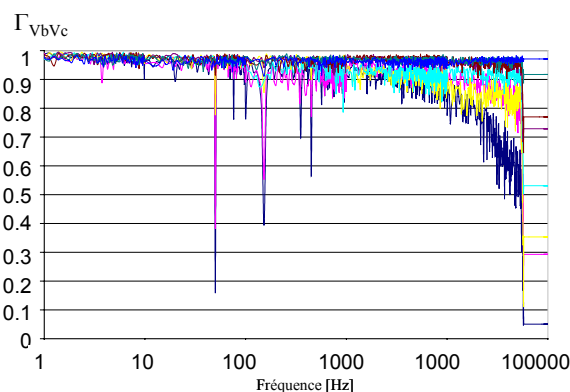


Figure 184 : Fonction de cohérence $\Gamma_{V_bV_c}$ après 500 heures de vieillissement sous polarisation à température ambiante

L'augmentation de S_{I_b} est d'environ une demi décade en moyenne pour toutes les polarisations au bout des 500 heures de vieillissement en stockage à 200°C . La dépendance en courant de base a diminué, elle est proche de $I_B^{1.8}$. Après 500 heures de vieillissement, la fonction de cohérence présentée sur la figure 184 est proche de 1 sur toute la gamme de fréquence et pour toutes les polarisations. De ce fait, de nouveau, l'extraction de S_{I_c} n'est pas possible.

4.4. Contrainte sous polarisation de la jonction base-collecteur en inverse

L'évolution du bruit en $1/f$ associé respectivement au courant de base et au courant de collecteur a été étudiée pour deux composants référencés t_8 et t_9 de $(6 \times 2) \mu\text{m}^2$. Ces TBH sont soumis à une polarisation en tension $V_{CB} = 6\text{V}$ et $V_{BE} = 0\text{V}$ à température ambiante pendant 500 heures. La puissance dissipée dans le transistor étant faible dans ces conditions de polarisation, la température intrinsèque est proche de la température ambiante. La fonction de cohérence est inférieure à 0,8 à l'issue des 500 heures de vieillissement (figure 185), ce qui a permis ici d'extraire S_{Ic} .

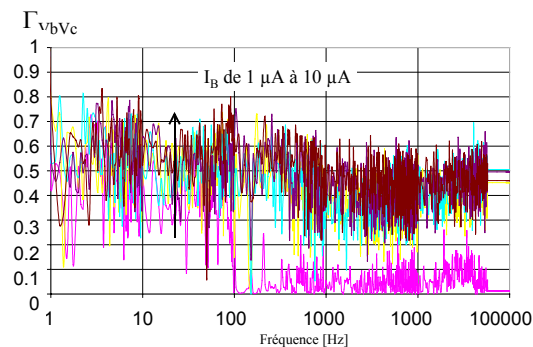


Figure 185 : Γ_{vbVc} après 500 heures de vieillissement sous polarisation inverse de la jonction base-collecteur à température ambiante

Les figures suivantes présentent les niveaux de bruit en courant S_{Ib} (figure 186) et S_{Ic} (figure 187) mesurés à 70 Hz en fonction de I_B^2 pour des polarisations en courant de base allant de $1 \mu\text{A}$ à $10 \mu\text{A}$ à t_0 et à 500 heures.

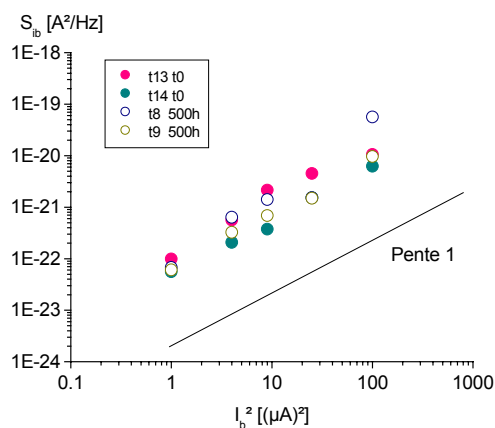


Figure 186 : S_{Ib} à 70 Hz à t_0 et après 500 heures de vieillissement sous polarisation inverse de la jonction base-collecteur à température ambiante

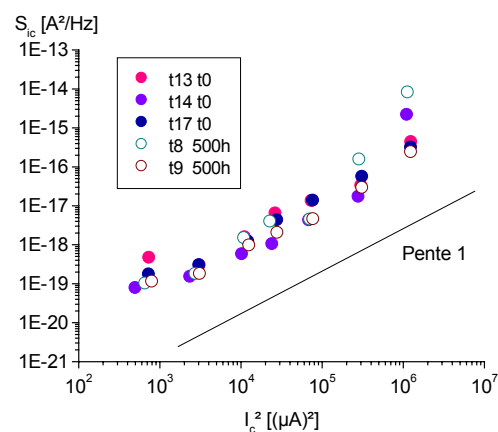


Figure 187 : S_{Ic} à 70 Hz à t_0 et après 500 heures de vieillissement sous polarisation inverse de la jonction base-collecteur à température ambiante

Les niveaux de bruit en courant S_{I_b} et S_{I_c} sont pratiquement identiques aux niveaux mesurés à t_0 à l'issue des 500 heures de vieillissement sous une polarisation de $V_{CB} = 6$ V. Ceci démontre une bonne stabilité du composant dans ces conditions de vieillissement accéléré.

4.5. Conclusion

A l'issue des vieillissements accélérés, les niveaux de bruit en courant mesurés sur la base à 70 Hz présentent une augmentation plus ou moins importante selon les contraintes appliquées. Ces niveaux suivent une dépendance en courant de base inférieure à I_B^2 généralement proche de $I_B^{1.8}$.

- L'augmentation la plus importante du niveau de bruit en 1/f associée au courant de base S_{I_b} est constatée pour les transistors soumis à une température d'étuve de 180°C et 200°C pendant 500 heures. Cette augmentation est de l'ordre de deux décades pour les deux contraintes thermiques. La dépendance en courant de base est comprise entre $I_B^{1.7}$ et $I_B^{1.8}$.
- Les composants vieillis sous une contrainte en polarisation présentent deux comportements bien distincts :
 - Les composants vieillis sous contrainte en polarisation en condition de fonctionnement, soit $J_C=30$ kA/cm² et $V_{CE}=3$ V correspondant à une puissance dissipée de 18 mW, à température ambiante présentent la même évolution que les transistors vieillis sous contrainte thermique. Cependant, l'élévation du niveau de bruit dans la base reste modérée, de l'ordre d'une demi-décade. La dépendance en courant de base est proche de $I_B^{1.8}$. Par conséquent, le mécanisme de dégradation semble être activé par la température puisque la puissance dissipée dans le cas de cette contrainte électrique correspond à une température de la jonction base-émetteur de 160°C, soit une valeur inférieure aux deux tests précédents.
 - Les composants vieillis sous une polarisation inverse base-collecteur $V_{CB}=6$ V à température ambiante présentent une faible variation des niveaux de bruit en courant après 500 heures aussi bien pour S_{I_b} que pour S_{I_c} qui dans ces conditions de vieillissement a pu être extrait. La dépendance en courant est alors identique à celle mesurée avant vieillissement soit respectivement en I_B^2 et I_C^2 .

Il semble donc que la température soit le principal facteur d'activation du mécanisme à l'origine de l'augmentation du bruit basse fréquence en courant de base. Cependant, les mesures électriques statiques ne présentent pas d'évolutions significatives dans les mêmes conditions de vieillissement.

Aucun des composants vieillis ne fait apparaître de composante de génération-recombinaison marquée. Ces conditions de vieillissement n'induisent donc pas de niveaux de pièges discrets. D'autre part, la hausse du niveau de bruit en 1/f constatée est induite par une source localisée à la jonction base-émetteur. La dépendance en courant de base qui a diminué

à l'issu des vieillissements met en évidence la contribution d'une source de bruit en $1/f$ supplémentaire. A priori, sans transistors de tailles différentes, la localisation intrinsèque ou extrinsèque de cette source de bruit supplémentaire n'a pu être mise en évidence. La technologie de fabrication de la base peut entraîner quelques réflexions sur la variation de S_{1b} , bien que la localisation intrinsèque n'ait pu être démontrée à l'issue des vieillissements accélérés. La base fortement dopée au carbone et contrainte en tension par la gradualité d'indium est sujette à de nombreux mécanismes de dégradation comme on a pu le voir au début de ce chapitre. Ainsi, la hausse du niveau de bruit en courant constatée pourrait être induite par une augmentation de la densité de pièges dans la zone de charge d'espace base-émetteur. Ce mécanisme pouvant être annonciateur d'une dégradation future mais pouvant aussi indiquer une stabilisation technologique.

5. Conclusion sur l'étude en vieillissement accéléré des TBH InP

L'analyse des résultats des tests de vieillissement accéléré a été effectuée à partir de mesures électriques statiques des TBH et des motifs « circuit-ouvert », de mesures de claquage de la jonction base-collecteur et de mesures de bruit basse fréquence. Cette étude a permis de mettre en évidence plusieurs mécanismes distincts dont l'impact sur la fiabilité de la filière technologique est très différent.

- L'augmentation du courant de base aux niveaux d'injection intermédiaires. Ce mécanisme activé par la polarisation résulte du transfert de charges piégées dans le polyimide vers la surface du composant. Des mesures complémentaires ont démontrées qu'il y avait guérison, mise en évidence par un retour aux valeurs initiales des caractéristiques électriques statiques.
- Une évolution des courants de fuites induite par la variation de résistances équivalentes localisées entre plots de mesures. Ces courants sont induits par la présence d'une couche d'arrêt en InGaAs à la surface du substrat InP. Des mesures en température sur des structures de plots en circuit ouverts indiquent que l'interface entre le substrat en InP et la couche d'arrêt en InGaAs pourrait être responsable de ce mécanisme. Ce dernier, induit par la température, est à associer à une stabilisation technologique puisqu'il se traduit par une évolution des courants de fuites suivie d'un retour à l'état initial.
- L'augmentation du bruit basse fréquence associée à la diminution de la dépendance en courant de base au cours des vieillissements qui est activée par la température et qui indique une dégradation de la jonction base-émetteur. Par ailleurs, ce mécanisme n'influence pas les mesures électriques statiques. Les tests ayant été réalisés sur des composant d'une seule géométrie, la localisation intrinsèque ou extrinsèque de cette source de bruit supplémentaire n'a pu être mise en évidence.

L'étude des tensions de claquage de la jonction base-collecteur au cours du vieillissement accéléré indique une bonne stabilité de la structure de couche collecteur sous contrainte en tension à température ambiante. Ces résultats laissent présager un bon comportement dans le temps du TBH utilisé en tant que pilote du modulateur à électro-absorption (MEA) sous $V_{CE} = 5V$.

Conclusion générale

Le travail présenté dans ce manuscrit porte sur l'évaluation technologique de la filière Transistors Bipolaires à Hétérojonction sur substrat InP conçus par Opto+, Alcatel R&I. Ces transistors sont destinés à la réalisation de circuits pour les télécommunications à haut débit fonctionnant au-delà de 40 Gb/s. Pour ces circuits, le niveau de fiabilité requis est de 10^8 heures pour une température de jonction de 125°C et un courant collecteur de 40kA/cm^2 . L'évaluation des durées de vie des transistors passe par l'étude des mécanismes de défaillance associés. Ainsi, ce travail de thèse présente l'évaluation comportementale de cette technologie qui est abordée en terme d'analyse des mécanismes de transport parasites, de détection et de localisation de ces mécanismes de dégradation.

Grâce à une comparaison systématique des facteurs de mérite en régime statique du transistor bipolaire à homojonction, le principe de fonctionnement du transistor bipolaire à hétérojonction a été rappelé. Puis la filière technologique étudiée a été présentée à travers une description de l'optimisation des paramètres et la mise en œuvre de la simulation physique pour l'analyse de son fonctionnement électrique. Les résultats de la simulation physique ont permis, en particulier, d'évaluer l'impact de la structure épitaxiale originale du collecteur sur la répartition des grandeurs physiques dans la structure, en particulier le champ électrique et la densité des porteurs.

La caractérisation électrique statique des transistors sous test a permis une étude statistique des paramètres extraits du modèle avant les tests de vieillissement. Les résultats montrent une bonne uniformité des valeurs extraites qui permet de conclure sur la maturité de la filière technologique. La dispersion relative du niveau des courants de fuite reste, cependant, un point remarquable dont l'impact est largement minimisée dans la mesure où ils n'interviennent pas dans la plage nominale de fonctionnement. L'étude complémentaire des structures de test TLM a permis l'analyse des couches d'accès au transistor ainsi que la comparaison des différentes métallisations mises en œuvre, soit Ti/Au, Pt/Ti/Au et Ti/Pt/Ti/Au. Il en ressort que les couches d'accès ne sont pas influencées par la métallisation

du contact et que la métallisation la plus complexe en Ti/Pt/Ti/Au présente la plus faible résistivité de contact.

L'évaluation des mécanismes parasites de fonctionnement a nécessité le développement de techniques de caractérisation spécifiques. L'évaluation des mécanismes physiques à l'origine du claquage de la jonction base-collecteur a contribué à l'élaboration d'un modèle analytique permettant de compléter le modèle électrique statique. Une analyse des paramètres extraits de ce modèle, réalisée avant vieillissement, a montré une importante dispersion des valeurs en raison de l'importance des courants de fuites influençant les résultats de la méthode d'extraction.

De même, la mise en place du banc de mesure de bruit basse fréquence et les techniques de mesure associées à la méthode d'extraction des paramètres a permis d'évaluer un lot de transistors avant les tests de vieillissement. Les résultats ont d'une part mis en évidence une bonne uniformité des valeurs extraites qui sont en outre comparables aux résultats publiés dans la littérature. Ceci démontre, de nouveau, la maturité de cette filière technologique. Ainsi, l'exploitation de ces résultats a permis de conclure sur la localisation des sources de bruit dans le transistor intrinsèque.

L'étude des mécanismes de dégradation a été abordée par une synthèse bibliographique des mécanismes détectés dans les TBH conduisant à la mise en place d'une méthodologie adaptée au TBH InP. Le suivi des caractéristiques électriques statiques a été mené pour différentes contraintes de vieillissement. Plusieurs mécanismes distincts ressortent de cette étude :

- La variation des résistances de fuite dès les premières heures de vieillissement suivi d'un retour progressif aux niveaux d'origine. Ce mécanisme, activé thermiquement, a été localisé dans la partie extrinsèque à l'aide de mesures sur des motifs de tests spécifiques. L'origine du mécanisme de dégradation a été associée à la couche d'arrêt de gravure en InGaAs déposée sur le substrat en InP qui crée un chemin de conduction entre les plots de mesure. Associé aux motifs de test et constituant plutôt une stabilisation technologique, ce mécanisme n'induit donc pas d'impact sur la fiabilité du transistor intrinsèque.

- Aux régimes de fonctionnement intermédiaires, l'augmentation du courant de base sous contraintes thermique et électrique a été associée au mécanisme de piégeage d'électrons dans l'isolant polyimide aux abords du flanc d'émetteur. Des mesures complémentaires à température ambiante ont été effectuées en fonction du temps sur plus d'une heure qui montrent un retour aux caractéristiques initiales de la jonction émetteur-base. L'évaluation de l'impact de ce mécanisme sur la fonctionnalité des circuits nécessiterait la mise en place de tests sur des structures permettant le suivi de l'évolution des paramètres du circuit.

Le suivi des caractéristiques électriques associées au mécanisme de claquage et au bruit basse fréquence a été également mené pour différentes contraintes de vieillissement. Les conclusions sont les suivantes :

- Après une variation importante au cours des premières heures de vieillissement, l'étude des paramètres du claquage de la jonction base-collecteur présente une bonne stabilité. Ce résultat permet d'envisager un comportement stable du transistor dans les circuits logiques sous forte tension collecteur-émetteur.
- Les niveaux de bruit basse fréquence extraits au cours du vieillissement accéléré comportant une contrainte thermique présentent une augmentation de l'ordre de une à deux décades et une diminution de la dépendance en courant de base. La localisation précise de ce mécanisme qui est donc activé par la température n'a pas pu être réalisée. Néanmoins, les propriétés de la base graduelle fortement dopée et contrainte permettant de générer un champ électrique nous font penser que la hausse du bruit basse fréquence en courant de base est associée à une augmentation de la densité de pièges dans la zone de charge d'espace base-émetteur intrinsèque. Cependant, aucun impact n'a été observé sur les caractéristiques électriques statiques.

Ces travaux de thèse ont donc permis, au travers de l'étude des mécanismes de dégradation, de contribuer à la qualification de la filière TBH sur substrat InP d'Opto+, Alcatel R&I, cette filière ayant été transférée en production chez OMMIC en 2004.

Bibliographie

- Ardouin01 B. Ardouin, "Contribution à la Modélisation et à la Caractérisation en Hautes Fréquences des Transistors Bipolaires à Hétérojonction Si/SiGe", Thèse de Doctorat, Université Bordeaux 1, 2001
- Bary01 L. Bary, "Caractérisation et modélisation du bruit basse fréquence de composants bipolaires micro-ondes : Application à la conception d'oscillateurs à faible bruit de phase". Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, 18 Décembre 2001.
- Blayac01 S. Blayac, "Transistor Bipolaire à Double Hétérojonction InP/InGaAs pour Circuits de Communications Optiques a Tres Haut Debit", Thèse de L'Université Montpellier II, 2001
- Blotekjaert70 K. Blotekjaert, "Transport equations for electrons in two-valley semiconductors", IEEE Transaction on Electron Device, Vol. 17 N°1 p38-47 , 1970
- Bouhafs97 B. Bouhafs, H. Aourag, M. Fermhat, A. Zaoui et M. Certier, « Theoretical analysis of disorder effect on electronic and optical properties in InGaAsP quaternary alloy », American institute of physic, 1997
- Bovolon00 N. Bovolon, R. Schultheis, J-E Müller, P. Zwicknagl," Analysis of the Short-Term DC-Current Gain Variation During High Current Density–Low Temperature Stress of AlGaAs/GaAs Heterojunction Bipolar Transistors, Transaction on Electron Devices, Vol. 47, No. 2, February 2000
- Canali96 C. Canali, P. Pavan, A. Di Carlo, "Experimental and Monte Carlo Analysis of Impact-Ionization in AlGaAs/GaAs HBT's.", IEEE Transaction on Electron Devices, Vol. 43, N°. 11, November 1996
- Chandrasekhar97 S. Chandrasekhar, "Optoelectronics System Integration using InP-Based HBTs for Lightwave Communications", Solid States Electronics, Vol. 41, N° 10, pp, 1413-1417, 1997
- Charoy92 A. Charoy, "Parasites et perturbations des électroniques", Dunod Tech, 1992, Tome 1 à 4.
- Chau92 Hin-Fai Chau, Juntao, Dimitris Pavlidis - « Breakdown-Speed Considerations in AlGaAs/GaAs Heterojunction Bipolar Transistors with Special Collector Designs », IEEE Transaction on Electron Devices, Vol. 39, No. 12, DECEMBER 1992
- Chay02 C. Chay, S.G.-Jarrix, A. Pénarier, C.Delnesy, F. Pascal, "Effet du vieillissement électrique sur le Bruit Basse Fréquence dans les TBH Si/SiGe", Proc. JNM2002

- Chen01 X.Y. Chen, A. Pedersen, A.D. van Rheenen, "Effect of Electrical and Thermal Stress on Low-Frequency Noise Characteristics of Laser Diodes", *Microelectronics Reliability*, vol. 41, pp 105-110, 2001
- Chen89 James J. Chen, Guang-Bo Gao, Jen-Inn Chyi - Breakdown Behavior of GaAs/AlGaAs HBT's - - *IEEE Transaction on Electron Devices*, Vol. 36, No. 10, October 1989
- Chen97 X.Y. Chen, F.N. Hooge, M.R. Leys, "The Temperature Dependence of 1/f Noise in InP", *Solid States Electronics*, vol. 41, n°9, pp 1269-1275, 1997
- Dessis7.0 ISETCAD 7.0, manuel utilisateur de DESSIS
- Dogushi95 K. Doguchi, H. Yano, M. Murata, H. Nishizawa, "Reliability Analysis of InP-based HBTs", *Proc. IPRM95*
- Driad99 R. Driad, Z. H. Lu, S. P. McAlister, W. R. McKinnon, « Passivation of InP-Based HBTs », *Solid-State Electronics*, Vol. 43, 1999, p. 1445-1450.
- Gasparotto01 A. Gasparotto, B. Fraboni, "Assesment of electrical and optical properties of heavily Fe-implanted semi-insulating InP", *Materials Science and Engineering*, vol. B80, pp. 202-205, 2001
- Godin02 J. Godin (Alcatel R&I, Marcoussi), "GaAsSb ou InGaAs ? Quels matériaux de base pour demain ?", *Proc. Journées Nationales Microelectronique Optoelectronique 2002*, St Aygulf, 2002
- Hafizi97 M. Hafizi, "HBT IC Manufacturability and Reliability", *Solid States Electronics*, Vol. 41, No 10, pp. 1591-1598, 1997
- Ho89 Simon C. M. Ho and David L. Pulfrey, « The Effect of Base Grading on the Gain and High-Frequency Performance of AlGaAs/GaAs Heterojunction Bipolar Transistors », *IEEE Transaction on Electron Devices*, Vol. 36, No. 10, October 1989
- Hooge94 F.N. Hooge, "1/f Noise Sources", *Transactions on Electron Devices*, vol. 41, N° 11, November 1994
- Ioffe04 IOFFE Physico Technical Institute, semiconductors parameters : <http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/>
- Ishibashi88 Tadao Ishibashi and Yoshiki Yamauchi, « A Possible Near-Ballistic Collection in an AlGaAs/GaAs HBT with a Modified Collector Structure », *IEEE Transaction on Electron Devices*, Vol. 35, N°. 4, April 1988
- JamalDeen00 M. Jamal Deen, S. Rummyantsev, "Low Frequency Noise in Complementary npn and pnp polysilicon emitter bipolar junction transistors", *Microelectronics Reliability*, vol 40, pp 1855-1861, 2000

- Jarrix94 S. Jarrix, "Etude du bruit de fond basse fréquence dans les transistors bipolaires à hétérojonction $Al_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs$ et dans les structures de test de type TLM associées », Thèse de doctorat de l'Université de Montpellier 1994
- Kirtania96 A.K. Kirtania, M.B. Das, S. Chandrasekhar, L.M. Lunardi, G.J. Qua, R.A. Hamm, L-W. Yang, " Measurement and comparison of 1/f and g-r noise in Silicon homojunction and III-V heterojunction bipolar transistors ", IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 43, N°5, pp 784-792, 1996
- Kleinpenning94 G.M. Kleinpenning, "Low-Frequency Noise in Modern Bipolar Transistors : Impact of Intrinsic Transistor and Parasitic Series Resistances", Transactions on Electron Devices, vol. 41, N° 11, November 1994
- Lin02 F. Lin, B. Chen, T. Zhou, "Characterization and Modeling of avalanche multiplication in HBTs", Microelectronics Journal, vol. 33, pp. 39-43, 2002
- Liou95 J.J. Liou, C.I. Huang, J. Barette, "A Model to Monitor the Current Gain Long-Term Instability in AlGaAs/GaAs HBTs Based on Noise and Leakage Current Characteristics", Solid States Electronics, vol. 38, n° 4, pp 761-765, 1995
- Liu97 T. Liu, M. Chen, C. Nguyen and R. Virk, "InP-Based DHBT with 90% Power-Added Efficiency and 1W output Power at 2GHz", Solid-States Electronics, vol. 41, N° 10, pp 1681-1686, 1997
- Lopez-Gonzales97 J. Lopez-Gonzales et L. Prat, « The importance of bandgap narrowing distribution between the conduction and valence bands in abrupt HBT's », IEEE Transaction on electron devices Vol 44, N°7 pp.1046-1051, 1997
- Maneux98 C. Maneux, "Etude des mécanismes de dégradation dans les Transistors Bipolaire à Hétérojonction sur substrat GaAs", Thèse de l'Université de Bordeaux I, 1998
- Martin00 J.C. Martin, "Évaluation des Mécanismes de Défaillance de TBH InP pour Circuits de Communication Optique à Très Haut Débit Fonctionnant à 40 Gbits/s", DEA Electronique Université Bordeaux I, 2000
- Martin01 J.-C. Martin, C. Maneux, N. Labat, A. Touboul, M. Riet, J.-L. Benchimol, « Experimental evidence of impact ionisation in InP HBT's designed for rapid applications : Implementation in a DC model », ESSDERC 2001, Nuremberg, 2001, p. 323-326.
- Martin021 J.C. Martin, C. Maneux, N. Labat, A. Touboul, M. Riet, S. Balyac, M. Kahn, J. Godin, "Caractérisation et modélisation de l'ionisation par impact des TBH InP", Proc. Journées Nationales du Réseau Doctoral en Microélectronique 2002, Grenoble, Avril 2002
- Martin022 J.C. Martin, C. Maneux, N. Labat, A. Touboul, M. Riet, S. Blayac, M. Kahn, J. Godin, "Fiabilité du TBH à double hétérojonction sur InP : Résultats préliminaires", Proc. Journées Nationales Microelectronique Optoelectronique 2002, St Aygulf, 2002

- Martin031 J.C. Martin, C. Maneux, N. Labat, A. Touboul, M. Riet, S. Balyac, M. Kahn, J. Godin, "Extrinsic Leakage Current on InP/InGaAs DHBTs", Proc. International conference of Indium Phosphide and Related Materials, San Fransisco, Mai 2003
- Martin032 J.C. Martin, C. Maneux, N. Labat, A. Touboul, M. Riet, S. Balyac, M. Kahn, J. Godin, "Fiabilité du TBH sur InP – Analyse du Bruit aux Basses Fréquences," Proc. Journées Nationales Micro-ondes 2003, Lille, Mai 2003
- Martin033 J.C. Martin, C. Maneux, N. Labat, A. Touboul, M. Riet, S. Blayac, M. Kahn, J. Godin, "Reliability of InP/InGaAs DHBTs and 1/f noise analysis after stress", Proc. Microelectronic Reliability, vol. 43, issue 9-11 - pp. 1725-1730
- Mathieu90 H. Mathieu, "Physique des Semiconducteurs et des composants électroniques", Ed. Masson, 1990
- Mba99 J. Mba, "Fabrication, caractérisation et modélisation des transistors bipolaires à double hétérojonction InP pour circuits de communication optiques à très haut débit (40 Gbit/s)", Thèse I.N.S.A. Lyon, 1999
- Mdraw7.0 ISETCAD, manuel utilisateur de MDRAW
- Metzger01 W. K. Metzger, M. W. Wanlass, R. J. Ellingson, R. K. Ahrenkiel, and J. J. Carapella, "Auger recombination in low-band-gap n-type InGaAs", Applied Physics Letters Vol 79(20) pp. 3272-3274. November 12, 2001
- Micard03 G. Micard, «Simulation physique 2 dimensions d'un transistor bipolaire à hétérojonction », Projet de fin d'étude, ENSEIRB, Juin 2003
- Mohammadi00 Saeed Mohammadi, Dimitris Pavlidis, Burhan Bayraktaroglu, "Relation Between Low-Frequency Noise and Long-Term Reliability of Single AlGaAs/GaAs Power HBTs", Transaction on Electron Devices, vol. 47, n° 4, april 2000
- Oka97 T. Oka, K. Ouchi, K. Mochizuki and T. Nakamura, "Hight Speed InGaP/GaAs HBTs with Fmax of 159 GHz", Solid-State Electronics, vol. 41, N° 10, pp-1611-1614, 1997
- Okuto75 Y. Okuto and C.R. Crowell, "Threshold energy effects on avalanche breakdown voltage in semiconductor junctions", Solid-States Electronics, vol. 18, pp. 161-168, 1975
- Overstraeten70 R.V. Overstraeten and H.D. Man, "Measurment of the ionization rates in diffused Silicon p-n junctions", Solid-States Electronics, vol. 13, pp. 583-608, 1970
- Pascal03 F. Pascal, S. G-Jarrix, C. Delsney, A. Penarier, C. Chay, M.J. Deen, "Comparison of Low Frequency Noise in III-V and Si/SiGe HBTs", Proceeding of SPIE, vol 5113, 2003

- Pau04 Site officiel de la ville de Pau. <http://www.pau.fr/02economie/index.html>
Menu Nouvelles Technologies > Très Haut Débit (PBC)
- Pavlidis99 D. Pavlidis, "Reliability characteristics of GaAs and InP-based heterojunction bipolar transistors", *Microelectronics Reliability*, No 39, pp. 1801-1808, 1999
- Pearnton89 S. J. Pearnton, C.R. Abernathy, "Implant-Induced High-resistivity regions in InP and InGaAs", *Journal of Applied Physics*, vol. 66-2, pp 656-662, 1989
- Penarier01 A. Penarier, "Étude du bruit de fond BF et HF dans les transistors bipolaires double polysilicium et dans les transistors bipolaires à hétérojonctions Si/SiGe et InP/InGaAs". Thèse de doctorat, Université Montpellier II Sciences et Techniques du Languedoc, 23 Novembre 2001.
- Penarier02 A. Pénarier, S.G.-Jarrix, C.Delnesy, F. Pascal, C. Chay, "Etude du Bruit RTS dans les domaines temporel et Fréquentiel", *Proc. JNM2002*,
- Plankovski00 V. Palankovski, "Simulation of heterojunction bipolar transistor", Thèse de l'université de Vienne (Autriche) - 2000
- Quay01 R. Quay, « Analysis and simulation of high electron mobility transistor », Thèse de l'université de Vienne (Autriche) - 2001
- Reeves82 G. K. Reeves, H. B. Harrison, "Obtaining the Specific Contact Resistance from Transmission Line Model Measurements", *IEEE Electron Device Letters*, vol. Edl-3, No 5, May 1982
- Rnrt04 Réseau National de Recherche en Télécommunication
<http://www.telecom.gouv.fr/rnrt>
- Rocchi03 M. Rocchi, "Avancées récentes des filières III/V dans le domaine des télécommunications mobiles et à haut débit sur fibre optique", Session INV2, *Proc. "XIII journée nationales microondes"*, Lille, 2003
- Sauvage92 Gérard Sauvage « Les mesures de bruit accessibles à tous » Europtest, *Kontron Elektronik*, 1992, ch. 1.2 et 1.3.
- Sawdai99 D. Sawdai, D. Pavlidis and D. Cui, « Enhanced transmission line model structures for accurate resistance evaluation of small-size contacts and for more reliable fabrication », *IEEE Transaction on Electron Devices*, 46(7), pp. 1302-1311, juillet 1999.
- Saysset96 N. Saysset, "Développement d'une méthodologie et des techniques d'analyse associées permettant l'évaluation de la qualité et de la fiabilité des transistors à haute mobilité électronique", Thèse de l'Université de Bordeaux I, 1996
- Scavenec01 A. Scavenec, "Introduction of InP high speed electronics into optical fiber transmission systems and current technological limits", *Microelectronics Reliability*, Vol. 41, Issues 9-10, pp 1563-1566, September-October 2001,

- Scavenec97 A. Scavenec et R. Lefèvre, "III-V Heterostructure microelectronics for electronic and optoelectronic system in Europe", Solid State Electronics, vol. 41, n° 10, pp 1389-1396, 1997
- Shin98 J.H. Shin, J. Kim, Y. Chung, J. Lee, "Low-Frequency Noise Characterization of Self-Alligned AlGaAs/GaAs HBT with a Noise Corner Frequency Below 3 kHz", Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 46, N° 11, November 1998
- Sirodov98 V. Sidorov, Y. Paz, D. Ritter, "New Method for observation of polyimide Adhesion on Non-Planar Surfaces", Proc. of 3rd International Conference on Adhesive joining and coating technology in Electronics Manufacturing, pp 202, IEEE Transaction on Electron Devices, 1998
- Sitch97 J. Sitch, « HBTs in telecommunications », Solid-State Electronics, Vol. 41, N°10, pp. 1397 1997
- Sotoodeh00 M. Sotoodeh, A.H. Khalid et A. Rezazadeh, "Empirical low-field mobility model for III-V compounds applicable in device simulation codes" Journal of applied physics Vol 87 N°6 pp. 2890-2900, 2000
- Stratton62 R. Stratton, "Diffusion of hot and cold electrons in semiconductors barriers", Physical Review Vol 126 N°6 p 2002-2014, 1962
- Sze81 S.M. Sze, "Physics of Semiconductors Devices", Ed. John Wiley & Sons, 1981
- Takanashi98 Y. Takanashi, "Low-Frequency Noise of InP/InGaAs Heterojunction Bipolar Transistors", IEEE Transaction on Electron Devices, vol. 45, n° 12, pp. 2400-2406, December 98
- Tanaka93 S. Tanaka, H. Shimawaki, K. Kasahara, K. Honjo, « Characterization of current-induced degradation Be-doped HBT's based in GaAs and InP », IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 40, N°7, p. 1194-1201, 1993
- Tessier98 R. Teissier, J.-L. Pelouard, F. Molloy, « Direct measurement of ballistic electron distribution and relaxation length in InP-based heterojunction Bipolar transistors using electroluminescence spectroscopy », Applied Physics Letters Vol. 72, No. 21, 25 May 1998
- Ueda97 O. Ueda, A. Kawano, T. Takahashi, T. Tomioka, "Current Status of Reliability of InGaP/GaAs HBT's", Solid States Electronics, Vol. 41, N° 10, pp 1605-1610, 1997
- Vandamme94 L. K. J. Vandamme, "Noise as a diagnostic Tool for Quality and Reliability of Electronic Devices", Transactions on Electron Devices, vol. 41, N° 11, November 1994
- Vandamme97 L.K.J. Vandamme, E.P. Vandamme, J.J. Dobbels, "Impact of Silicon, Iron contamination and perimeter on saturation current and noise in n+-p diodes", Solid-States Electronics, vol 41, N° 6, pp 901-908, 1997

- Vanderziel76 A. Van Der Ziel, "Noise in Measurement", New York : John Wiley and Sons, 1976
- VanDerZiel81 A. Van Der Ziel, "Proposed Discrimination Between 1/f Noise Sources in Transistors", Solid States Electronics, vol. 25, n° 2, pp 141-143, 1982
- Vanderziel86 A. Van Der Ziel, X. Zhang, A.H. Pawlikiewicz, « Location of 1/f noise sources in BJT's and HBJT's – I. Theory », IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 33, N°9, p. 1371-1376, 1986
- Vanderziel89 A. Van Der Ziel, « Formulation of surface 1/f noise processes in bipolar junction transistors and in p-n diodes in Hooge-type form », Solid State Electronics, Vol. 32, N°1, p. 91-93, 1989
- Vasilescu00 Gabriel Vasilescu, « Bruit et signaux parasites », Dunod, 2000.
- Vendrame95 Loris Vendrame, Enrico Zabotto, Alessandro Dal Fabbro - Influence of Impact-Ionization-Induced Base Current Reversal on Bipolar Transistor Parameters - IEEE Transaction on Electron Devices, Vol. 42, N°. 9, September 1995
- Wand00 Hong Wand, Geok-Ing Ng, "Current Transient in Polyimide-Passivated InP/InGaAs Heterojunction Bipolar Transistor", IEEE Transaction on Electron Devices, Vol.47, N°12, 2000, pp 2261-2289
- Xichen85 Xichen Zhu, A. Van Der Ziel, "The Hooge Parameters of n⁺-p-n and p⁺-n-p Silicon Bipolar Transistors", IEEE Trans. On Electron. Devices, vol, ED-32, N° 3, March 1985
- Yang95 K. Yang, A. L. Gutierrez-Aitken, X. Zhang - SPICE-based DC and Microwave Characterization of InAlAs/InGaAs HBT's Used for Large-Bandwidth Integrated transimpedance Amplifiers - IPRM 1995
- Yuan99 Jiann S. Yuan, "SiGe, GaAs, and InP Heterojunction Bipolar Transistors", Ed. John Wiley & Sons, Inc., 1999

Liste des Symboles

A

- A^* : constante de Richardson
 A_E : surface effective d'émetteur
 α_H : paramètre de Hooge
 α_N : gain en courant du montage base commune
 α_n : taux d'ionisation des électrons
 α_p : taux d'ionisation des trous

B

- BV_{CE} : tension de caquage collecteur émetteur
 β : gain en courant statique en montage émetteur commun
 β_0 : gain maximum intrinsèque du transistor
 β_F : gain en courant en régime normal direct
 β_R : gain en courant en régime normal inverse

C

- C_{BC} : capacité entre base et collecteur

D

- D_n : coefficients de diffusion des électrons
 D_{nB} : coefficient de diffusion de l'électron dans la base
 D_p : coefficients de diffusion des trous
 D_{pE} : coefficient de diffusion des trous dans l'émetteur
 D_{pE} : coefficient de diffusion des trous dans l'émetteur
 δ : facteur de transport dans la base

E

- E : champ électrique
 E_a : énergie d'activation
 E_c : énergie de la bande de conduction
 E_f : énergie du niveau de Fermi
 E_g : énergie de la bande interdite
 E_v : énergie de la bande de valence
 ϵ_B : constantes diélectriques du matériau de base
 ϵ_E : constantes diélectriques du matériau d'émetteur

F

- F_{max} : fréquence maximale d'oscillation
 F_T : fréquence de transition

G

- Γ_{ibic} : coefficient de corrélation en courant entre base et collecteur
 Γ_{vbvc} : coefficient de corrélation en tension entre base et collecteur
 G_n : taux de génération d'électron
 G_p : taux de génération de trous
 γ : efficacité d'injection

H

- h_{fe} : gain en courant dynamique en montage émetteur commun
 η_F : coefficient d'idéalité de la diode base émetteur

η_R :	coefficient d'idéalité de la diode base émetteur
I	
I_K :	courant de coude modélisant les effets de forte injection
I_n :	courant d'électrons injectés de l'émetteur vers la base
I_nC :	courant d'électrons collectés
I_{pE} :	courant de trous injectés de la base vers l'émetteur
I_R :	courant de recombinaison
I_{rl} :	courant de recombinaison à l'interface émetteur base
I_{rv} :	courant de recombinaison dans le volume de la base
I_S :	courant de saturation
I_{SBC} :	courant de saturation idéal de la jonction base-collecteur
I_{SBE} :	courant de saturation idéal de la jonction base émetteur
I_{SC} :	courant de saturation de la jonction base-collecteur extrinsèque du modèle Gummel-Poon HSPICE
I_{SE} :	courant de saturation de la jonction base-émetteur extrinsèque du modèle Gummel-Poon HSPICE
I_{SF} :	courant de saturation de la jonction base-émetteur intrinsèque du modèle Gummel-Poon HSPICE
I_{SR} :	courant de saturation de la jonction base-collecteur intrinsèque du modèle Gummel-Poon HSPICE
J	
J_C :	densité de courant collecteur
J_n :	densités de courant d'électrons
J_p :	densités de courant de trous
J_R :	densité de courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace émetteur-base.
K	
k :	constante de Boltzmann
κ_n :	conductivités thermiques des électrons
κ_p :	conductivités thermiques des trous
L	
L_T :	longueur de transfert sous le contact
M	
M :	facteur de multiplication du courant d'électrons collecté
m^* :	la masse effective du porteur
m_e :	masse de l'électron
m_e^* :	masse effective de l'électron
m_p^* :	masse effective du trou
N	
n :	concentrations d'électrons
N_A :	concentration en dopant accepteur
N_{AB} :	concentration en dopant accepteur dans la base
N_c :	densités d'états dans la bande de conduction
N_{CB} :	densité d'états effective de la bande de conduction du matériau de base
N_D :	concentration en dopant donneur
N_{DE} :	concentration en dopant donneur dans l'émetteur
n_i :	concentration intrinsèque de porteurs
n_{iB} :	concentration intrinsèque de la base
N_v :	densités d'états dans la bande de valence

- Liste des symboles -

N_{VE} :	densité d'états effective de la bande de valence du matériau d'émetteur	O
		P
p :	concentrations de trous	
ψ :	potentiel électrostatique	Q
q :	charge de l'électron	
qb :	Charge de base normalisée du modèle Gummel-Poon SPICE	R
ρ_C :	résistivité de contact	
R_B :	Résistance d'accès base	
R_C :	Résistance d'accès collecteur	
R_E :	Résistance d'accès émetteur	
R_n :	taux de recombinaison d'électrons	
R_p :	taux de recombinaison de trous	
$R\pi$:	résistance dynamique de la jonction base émetteur	
ρ :	densité de charges	S
S_{BC} :	surface de la jonction base-collecteur	
S_{EB} :	surface de la jonction base émetteur	
S_i :	densité spectrale de bruit en courant	
S_{i0} :	densité spectrale de bruit en courant en sortie du modèle quadripôle parallèle	
S_{ib} :	densité spectrale de bruit en courant de la jonction base émetteur	
S_{iBC} :	densité spectrale de bruit courant croisée entre base et collecteur	
S_{ic} :	densité spectrale de bruit en courant de la jonction base collecteur	
S_{in} :	densité spectrale de bruit en courant en entrée du modèle quadripôle	
S_n :	flux d'énergie transporté par les électrons	
S_p :	flux d'énergie transporté par les trous	
S_v :	densité spectrale de bruit en tension	
S_{vB} :	densités spectrales de bruit en tension sur la base	
S_{vBC} :	densité spectrale de bruit en tension croisée entre base et collecteur	
S_{vC} :	densités spectrales de bruit en tension sur le collecteur	
S_{vn} :	densité spectrale de bruit en tension du modèle quadripôle série	T
T_l :	température du réseau cristallin	
T_n :	température des électrons	
T_p :	température des trous	
τ_C :	temps de transit dans le collecteur	
τ_{CC} :	temps de charge de la zone de charge d'espace base-collecteur.	
τ_E :	temps de charge de la zone de charge d'espace émetteur-base	
τ_e :	temps moyen de relaxation de l'énergie des électrons	
τ_{EC} :	temps de transit total dans le transistor, entre émetteur et collecteur	
τ_n :	constante de temps de diffusion des électrons	
τ_p :	temps moyen de relaxation de l'énergie des trous	
τ_B :	temps de transit dans la base	U
μ_n :	mobilités des électrons	
μ_p :	mobilités des trous	
U_T :	kT/q	

V

V_A :	tension d'Early
V_{BEon} :	tension base émetteur en fonctionnement nominal
V_{CB} :	tension collecteur-base
V_{CE} :	tension collecteur-émetteur
V_D :	potentiel de diffusion
V_{Dn} :	potentiel de diffusion des électrons
V_{Dp} :	potentiel de diffusion des trous
V_{EB} :	tension émetteur-base
V_j :	tension aux bornes d'une jonction PN
V_{sat} :	tension de saturation
V_{Δ} :	tension de décalage

W

W :	extension totale de la zone de transition
W_B :	épaisseur de la base
W_n :	densité volumique de puissance des électrons
W_p :	densité volumique de puissance des trous
W_{TB} :	étendue de la zone désertée côté base
W_{TE} :	étendue de la zone désertée côté émetteur

X

x_p :	extension de la zone de transition côté p
---------	---

Y

Z