

2006

CONTRIBUTION A LA CARACTERISATION ET A LA MODELISATION DE TRANSISTORS
BIPOLAIRES DE PUISSANCE INTEGRES DANS UNE FILIERE BICMOS SUBMICRONIQUE

Hélène BECKRICH-ROS

Résumé

L'émergence de la troisième génération de téléphone portable a fait évoluer les usages. Les utilisateurs peuvent désormais bénéficier d'un accès haut débit à l'Internet sans fil ce qui a rendu les services de communication multimedia: visiophonie, MMS, réception de programmes télévisés... Cette diversification du mode d'utilisation d'un portable a fait des amplificateurs de puissance des éléments prépondérants pour la transmission de l'information. C'est pourquoi cette étude propose une contribution à la caractérisation et à la modélisation de transistor de puissance RF intégrés dans une filière submicronique. Dans ce cadre d'application, il est important de tenir compte de l'influence de la température sur la réponse électrique d'un transistor bipolaire; cet effet est d'autant plus marqué pour les applications de puissance au regard des densités de courant mises en jeu. C'est pourquoi, une analyse des lois en température des paramètres du modèle compact HICUM/L2 est présentée, ainsi que les méthodes d'extraction associées. Puis, les phénomènes d'auto-échauffement et de couplage thermique dans les transistors de puissance sont étudiés à l'aide de simulations physiques et de caractérisations électriques pour mettre au point un modèle nodal SPICE. Finalement, les transistors de puissance sont caractérisés à l'aide de mesure load-pull en appliquant un signal à deux tons sur leur base. Ces caractéristiques sont comparées à des simulations Harmonic Balance de manière à valider le comportement grand signal du modèle HICUM/L2 et sa capacité à modéliser les phénomènes d'intermodulations fréquentielles.

Mots clés

Transistor bipolaire de puissance, auto-échauffement, couplage thermique, modèle compact, caractérisation load-pull, simulation Harmonic Balance

Abstract

The emergence of the mobile phone third generation made evolved the uses. From now on the users can have accesses to the Internet, which made the services of communication multi-media: video-telephony, MMS... That diversification of mobile phone uses makes power amplifiers a preponderant element for the transmission of information. That's why this study represents a contribution to the characterization and the modeling of RF power transistor integrated in a submicronic technology. For such applications, it is fundamental to consider the temperature influence on the electrical response of a bipolar transistor; this effect is even more important within the framework of power applications due to the current densities involved. Consequently, an analysis of the temperature laws of the HICUM/L2 model parameters is first presented, as well as the associated extraction methods. Then, self-heating and thermal coupling phenomena in powers transistors are studied using physical simulations and electrical characterization to develop a nodal SPICE model. Finally, the power transistors are characterized using load-pull measurement by applying a two-tone signal. These measurement are compared to Harmonic Balance simulations so as to validate the large signal behavior of HICUM/L2 model and its capacity to model frequency intermodulations.

Key words

Bipolar power transistor, self-heating, thermal coupling, compact model, load-pull measurement, Harmonic Balance simulation

N° d'ordre: 3260

THÈSE

Présentée à

L'UNIVERSITÉ BORDEAUX I

ÉCOLE DOCTORALE DE SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

par Hélène BECKRICH-ROS

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ: **ÉLECTRONIQUE**

**CONTRIBUTION À LA CARACTÉRISATION ET À LA MODÉLISATION
DE TRANSISTORS BIPOLAIRES DE PUISSANCE INTÉGRÉS
DANS UNE FILIÈRE BICMOS SUBMICRONIQUE**

Soutenue le: 27 novembre 2006

Après avis de:

M. RINALDI Niccolò	Professeur, Université Frederico II de Naples	Rapporteur
M. SCHRÖTER Michaël	Professeur, Université de Dresden	Rapporteur

Devant la commission d'examen formée de:

M. CÉLI Didier	Ingénieur, STMicroelectronics (Crolles)	
M. DEVAL Yann	Professeur, Université de Bordeaux I	Président
M. RINALDI Niccolò	Professeur, Université Frederico II de Naples	Rapporteur
M. SCHRÖTER Michael	Professeur, Université de Dresden	Rapporteur
M. ZIMMER Thomas	Professeur, Université de Bordeaux I	

Remerciements

Cette thèse est le fruit d'une collaboration entre STMicroelectronics (Crolles) et le laboratoire d'Etude de l'Intégration des Composants et Systèmes Electroniques (IXL) de l'Université de Bordeaux. A ce titre, je remercie Monsieur Patrick Mortini, Responsable du service Modélisation et Fiabilité, et le Professeur André Touboul, Directeur du laboratoire IXL, de m'avoir permis d'entreprendre ces travaux dans les meilleures conditions matérielles, humaines et scientifiques.

Je tiens à remercier Messieurs André Juge et Hervé Jaouen, Responsables du service Modélisation de STMicroelectronics de m'avoir accueillie au sein de leur service.

Je tiens également à remercier Monsieur Yann Duval, Professeur à l'Université Bordeaux I d'avoir présidé le jury.

Je remercie Monsieur le Professeur Niccolò Rinaldi de l'University Federico II (Naples) et Monsieur le Professeur Mickaël Schröter de l'Université de Dresde de m'avoir fait l'honneur d'être les rapporteurs méticuleux de ce manuscrit. Je tiens également à souligner le soutien expert du Professeur Schröter tout au long de ma thèse qu'il a suivie en tant qu'expert en modélisation de transistors bipolaires et fondateur du modèle HICUM, ainsi que pour ses critiques constructives.

Je remercie Monsieur Didier Céli, Responsable du groupe de modélisation bipolaire de STMicroelectronics, et Monsieur Thomas Zimmer, Professeur de l'Université Bordeaux I, d'avoir co-encadré cette thèse. Je les remercie pour leur soutien et leur patience tout au long de cette thèse.

Je tiens à remercier tout particulièrement Monsieur Denis Pache, pour m'avoir fait bénéficier de sa grande expertise dans le domaine de la conception RF sur Silicium. Je tiens à le remercier pour sa patience, sa disponibilité et le soutien qu'il m'a accordé au tout au long de ce travail. Il n'aurait pas été le même sans sa contribution.

Je remercie également Mademoiselle Sylvie Ortolland et Monsieur Raphaël Paulin pour nos collaborations. Celles-ci ont été à l'origine d'avancées conséquentes lors de cette étude.

Ce travail n'aurait pas été possible sans le concours de l'équipe de caractérisation. C'est pourquoi je remercie Madame Fabienne Saguin et Messieurs Daniel Gloria et Samuel Boret pour les mesures et l'expertise technique dont ils m'ont fait bénéficier au cours de ce travail.

Je tiens à remercier particulièrement les membres de l'équipe ESD pour leur soutien et leur support au cours de ce projet. Une grande partie de ce travail n'aurait pas vu le jour sans le support matériel (et amical) dont ils m'ont fait bénéficier.

Je tiens également à remercier Emmanuel Rouat, Rémi Larchévêque, Christophe Arricastres, Alexandre Giry, Jean-Luc Battaglia, Thierry Schwartzmann pour leur expertise et les nombreux échanges techniques que nous avons échangés, surtout en fin de thèse!

J'ai effectué cette thèse au sein de l'équipe de Modélisation Bipolaire de STMicroelectronics. A ce titre, je souhaiterais remercier les différents membres passés et présents de l'équipe: Thierry, Dominique, Sylvie, Floria, Franck, Christian et les Nicolas.

Je tiens à remercier les anciens thésards du laboratoire IXL de Bordeaux, Pierre-Yvan Sulima et Sébastien Frégonèse pour leur soutien technique mais aussi et surtout amical au cours de ce projet.

Finalement, je remercie l'ensemble du groupe de modélisation au sein duquel s'est effectué ce travail: Anis, Nathalie, Delphine, Corinne, Pascal, Charly, JR, Cédric, Claire, Noël, Eric, Patrick, Raphaël, Eric, Anna, Guillaume, Michel, Clément, Florian, Gilles, Jérémy, Guillaume, Denis, Maxime, Adi, Blandine, Xavier, Lorenzo, David, François, Fabien, Christophe.

Enfin un grand merci à tous ceux qui m'ont suivi de près ou de loin pendant ces trois années.

Table des matières

Remerciements	3
Table des matières	5
Notations	9
Constantes physiques	17
Introduction	19
Chapitre 1 Dépendance des paramètres du modèle avec la température	29
1.1 Introduction	29
1.2 Méthodologie d'extraction des paramètres en température	29
1.3 Quelques notions de physique des semiconducteurs	30
1.3.1 Mobilité des porteurs	30
1.3.2 Tension de bandgap	31
1.3.3 Concentration effective des porteurs intrinsèques	31
1.4 Courant collecteur à faible injection	32
1.4.1 Courant de saturation	32
1.4.2 Modélisation de la dépendance avec la température du courant collecteur à faible injection	33
1.4.3 Méthode d'extraction	34
1.5 Courant base	36
1.5.1 Courant de saturation de base	36
1.5.2 Courant de base idéal	37
1.5.3 Méthode d'extraction	38
1.5.4 Courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace base-émetteur	40
1.6 Gain en courant idéal	43
1.7 Capacités de transition	46
1.7.1 Potentiels de diffusion	46
1.7.2 Comportement thermique des capacités de transition	47

1.8	Résistances séries	49
1.8.1	Silicium mono-cristallin	49
1.8.2	Silicium poly-cristallin	49
1.8.3	Méthode d'extraction	50
1.9	Temps de transit en direct	52
1.9.1	Faible injection	52
1.9.2	Moyenne et forte injection	55
1.9.3	Méthode d'extraction	59
1.10	Avalanche	60
1.10.1	Avalanche par ionisation	61
1.10.2	Avalanche par effet tunnel	61
1.10.3	Méthode d'extraction	63
1.11	Quantification de l'erreur d'extraction	65
1.12	Conclusion	65
1.13	Références	65
Chapitre 2	Phénomène d'auto-échauffement dans les transistors bipolaires	69
2.1	Introduction	69
2.2	Sous-circuit thermique	69
2.3	Température interne	70
2.4	Les différents modes de transmission de la chaleur	72
2.5	Résistance thermique	73
2.5.1	Etat de l'art	73
2.5.2	Modèle nodal	76
2.5.3	Dépendance avec la température	85
2.5.4	Validation du modèle nodal	87
2.6	Capacité thermique	90
2.6.1	Mesure pulsée	90
2.6.2	Calibration de la mesure pulsée	91
2.6.3	Réponse en température du transistor	94
2.6.4	Extraction de la capacité thermique	94
2.7	Conclusion	97
2.8	Références	98
Chapitre 3	Modélisation du couplage thermique dans les transistors bipolaires de puissance	101
3.1	Introduction	101
3.2	Limites du modèle compact	103
3.3	Etat de l'art	103
3.4	Modèle nodal	105
3.4.1	Calcul du réseau thermique	105
3.4.2	Validation de la solution	106
3.4.3	Application à un cas pratique	113
3.5	Extension au cas des transistors interdigités	115
3.6	Conclusion	120
3.7	Références	120
Chapitre 4	Validation du modèle grand signal	123
4.1	Introduction	123

4.2	Bandes de fréquence pour le GSM, l'UMTS	124
4.3	Notions de linéarité	125
4.3.1	Définition d'un système non-linéaire	125
4.3.2	Point de compression à 1dB	125
4.3.3	Harmoniques et distortion d'intermodulation (IMD)	126
4.3.4	Point d'interception d'ordre n	128
4.4	Caractérisation électrique des amplificateurs de puissance	129
4.4.1	Classes de fonctionnement des transistors de puissance	129
4.4.2	Description du banc de mesure load-pull	131
4.5	Validation du modèle grand signal	132
4.5.1	Schématique de simulation grand signal	133
4.5.2	Principe d'une simulation Harmonic Balance	133
4.5.3	Caractéristiques DC	134
4.5.4	Choix des conditions de polarisation grand signal	136
4.5.5	Validation du modèle grand signal en zone de moyenne injection	138
4.5.6	Validation du modèle grand signal en zone de fort courant	143
4.6	Conclusion	146
4.7	Références	146
Conclusion		149
Liste des publications		153
Annexe A Liste des paramètres en température du modèle HICUM Level 2 Version 2.21		155
Annexe B Méthode d'extraction du paramètre V_{AR}		157
Annexe C Procédures d'extraction des paramètres en température		159
4.8	Courant collecteur à faible injection	159
4.9	Courant base à faible injection	159
4.10	Résistances séries sauf la résistance d'émetteur	160
4.11	Résistance d'émetteur	160
4.12	Temps de transit à faible injection	161
4.13	Paramètres d'avalanche	161
Annexe D Dépendance du temps de transit avec la température		163
4.14	Dérivée en température du gain en courant idéal	163
4.15	Dérivée seconde en température du gain en courant idéal	163
4.16	Développement en série de Taylor de τ_{Efo}	164
4.16.1	Dérivée en température de $f(T)$	164
4.16.2	Dérivée seconde en température de $f(T)$	165
4.16.3	Coefficients du développement de τ_{Efo}	165
4.17	Développement en série de Taylor de τ_{Bfd0}	165
4.18	Développement en série de Taylor de τ_{Bfv0}	166
4.19	Développement en série de Taylor de τ_{BC}	166
4.20	Développement en série de Taylor de τ_0	167

Annexe E	Calcul des facteurs de forme pour la détermination de R_{TH}	169
4.21	Pyramide	169
4.22	Pyramides tronquées	170
4.23	Parallélépipède	172
Annexe F	Données d'entrée du programme de calcul du réseau thermique	173
4.24	Lancement du programme	173
4.25	Transistor mono-émetteur seul isolé par tranchées profondes	174
4.26	Plusieurs transistors mono-émetteur isolés par tranchées profondes et alignés les uns par rapport aux autres	175
4.27	Plusieurs transistors mono-émetteur isolés par tranchées profondes et arrangés de manière matricielle	177
4.28	Transistor multi-émetteur seul isolé par tranchées profondes	178
4.29	Chargement d'un fichier pré-existant	179
Annexe G	Caractérisation des accès pour la simulation grand signal	181
Annexe H	Système d'unités utilisé en RF	187
4.30	Mesure relative en dB "décibel"	187
4.31	Mesure de puissance en dBm "dBmilliwatt"	187
4.32	Puissance d'un signal sinusoïdal	187
4.33	Gain en puissance	188

Notations

A

a_1	Coefficient en température de la tension de bandgap du premier ordre
a_2	Coefficient en température de la tension de bandgap du deuxième ordre
a_n	Taux d'ionisation
A	Surface perpendiculaire au flux thermique
A_E	Aire de la jonction base-émetteur
A_R	Constante de Richardson modifiée
A_x	Section que traverse le flux de chaleur dans la direction x
A_y	Section que traverse le flux de chaleur dans la direction y
A_z	Section que traverse le flux de chaleur dans la direction z
ACPR	Adjacent Channel Power Ratio
ADSL	“Asymmetric Digital Subscriber Line”: ligne d'abonné numérique à débit asymétrique
ARV	Analyseur de Réseau Vectoriel
α	Angle de propagation de la chaleur
α_{pE}	Coefficient en température de la mobilité des porteurs minoritaires dans l'émetteur neutre

B

b_n	Champ électrique d'ionisation
-------	-------------------------------

C

c_{11}	Coefficient d'auto-échauffement du transistor T_1
----------	---

c_{12}, c'_{12}	Coefficients de couplage thermique entre les transistors T_1 et T_2
c_{13}, c'_{13}	Coefficients de couplage thermique entre les transistors T_1 et T_3
c_{21}, c'_{21}	Coefficients de couplage thermique entre les transistors T_2 et T_1
c_{22}	Coefficient d'auto-échauffement du transistor T_2
c_{23}, c'_{23}	Coefficients de couplage thermique entre les transistors T_2 et T_3
c_{31}, c'_{31}	Coefficients de couplage thermique entre les transistors T_3 et T_1
c_{32}, c'_{32}	Coefficients de couplage thermique entre les transistors T_3 et T_2
c_{33}	Coefficient d'auto-échauffement du transistor T_3
CDMA	Code Division Multiple Access
C_{TH}	Capacité thermique
χ_e	Hauteur de la barrière effective pour les électrons

D

$\overline{D_{nB}}(T)$	Constante effective de diffusion des porteurs minoritaires dans la base (transistor NPN)
$\overline{D_{pE}}(T)$	Constante effective de diffusion des porteurs minoritaires dans l'émetteur (transistor NPN)
$D_{p,poly}$	Diffusivité des trous dans le polysilicium
DCS	"Digital Communication System", extension du GSM, utilisant la bande des 1800 MHz
DUT	"Device Under Test", abréviation désignant le dispositif de test
DTI	"Deep Trench Isolation", tranchée profonde d'isolation
δ	Épaisseur de la couche d'oxyde
δ_c	Angle de conduction
Δf	$= f_2 - f_1$. Écart de fréquence entre les deux tons du signal d'entrée d'un système non-linéaire
ΔT	Augmentation de la température à l'intérieur du transistor par rapport à l'ambiante
ΔT_1	Augmentation de la température à l'intérieur du transistor T_1 par rapport à l'ambiante
ΔT_2	Augmentation de la température à l'intérieur du transistor T_2 par rapport à l'ambiante
ΔT_3	Augmentation de la température à l'intérieur du transistor T_3 par rapport à l'ambiante
ΔT_{1s}	Augmentation de la température due à l'auto-échauffement du transistor T_1
ΔT_{2s}	Augmentation de la température due à l'auto-échauffement du transistor T_2
ΔT_{3s}	Augmentation de la température due à l'auto-échauffement du transistor T_3
$\Delta \omega$	$= \omega_2 - \omega_1$. Écart de pulsation entre les deux tons du signal d'entrée d'un système non-linéaire

E

E_C	Niveau de la bande de conduction
EDGE	Enhanced Data Rate for GSM Evolution
E_F	Niveau de Fermi
E_{Fn}	Quasi-niveau de Fermi des électrons
E_{Fp}	Quasi-niveau de Fermi des trous
E_G	Bande d'énergie interdite
E_n	Champ créé par le déplacement des porteurs dans la base
E_V	Niveau de la bande de valence
ε	Permittivité du semiconducteur
ε_{Si}	Permittivité du silicium

F

f	Densité de puissance de la source de chaleur
f_1	Fréquence du premier ton du signal d'entrée d'un système non-linéaire
f_2	Fréquence du deuxième ton du signal d'entrée d'un système non-linéaire
FDD	Frequency Division Duplex

G

GPRS	General Packet Radio Service
GSM	Global System for Mobile communications

H

h	Constante de Planck
H	Facteur de propagation
H1	Harmonique 1
H2	Harmonique 2
H3	Harmonique 3
H4	Harmonique 4
H5	Harmonique 5

I

IIP1	Point d'interception du premier ordre en entrée du système
IIP2	Point d'interception du second ordre en entrée du système
IIP3	Point d'interception du troisième ordre en entrée du système
IMD	“Intermodulation distortion”, distortion d'intermodulation
IM2	Distortion d'intermodulation d'ordre 2
IM3	Distortion d'intermodulation d'ordre 3
IM4	Distortion d'intermodulation d'ordre 4
IM5	Distortion d'intermodulation d'ordre 5
ITU	International Telecommunication Union

K

k	Constante de Boltzmann
K	Conductivité thermique

L

$L_{p,poly}$	Longueur de diffusion des trous dans le polysilicium
--------------	--

M

m_e^*	Masse effective des électrons
$\overline{\mu_{nB}}(T)$	Mobilité effective des porteurs minoritaires dans la base (transistor NPN)
μ_{nC0}	Mobilité des porteurs dans le collecteur à faible champ (transistor NPN)
$\overline{\mu_{pE}}(T)$	Mobilité effective des porteurs minoritaires dans l'émetteur (transistor NPN)
MMS	“Multimedia messaging service”: il s'agit d'un service de messagerie multimédia

N

n_B	Concentration d'électrons dans la base
$n_i(T)$	Concentration effective des porteurs intrinsèques
$n_{iB}(T)$	Concentration effective des porteurs intrinsèques dans la base neutre

$n_{iC}(T)$	Concentration effective des porteurs intrinsèques dans le collecteur neutre
$n_{iBE}(T)$	Concentration effective des porteurs intrinsèques dans la zone de charge d'espace base-émetteur
$n_{iE}(T)$	Concentration effective des porteurs intrinsèques dans l'émetteur
$n_{pb}(0, T)$	Concentration d'électrons injectés dans la base
n_{pb0}	Concentration d'électrons dans la base à l'équilibre thermodynamique
n_E	Nombre de doigt d'émetteur
N_A	Concentration d'atomes accepteurs
N_B	Nombre de Gummel: il s'agit du nombre total d'impuretés dans la base par unité d'aire
N_{Bc}	Concentration des dopants dans la zone de la base neutre située près du collecteur
N_{Be}	Concentration des dopants dans la zone de la base neutre située près de l'émetteur
N_D	Concentration d'atomes donneurs
N_t	Nombre total de niveaux d'énergie
NLDMOS	N-type lateral diffusion MOS transistor

P

p_B	Concentration de trous dans la base
$p_{ne}(0, T)$	Concentration de trous injectés dans l'émetteur
p_{ne0}	Concentration de trous dans l'émetteur à l'équilibre thermodynamique
P_D	Puissance dissipée par le transistor
P_{D1}	Puissance dissipée par le transistor T_1
P_{D2}	Puissance dissipée par le transistor T_2
P_{D3}	Puissance dissipée par le transistor T_3

Q

\vec{q}	Flux de chaleur
θ	Température fictive associée à la température du matériau (T) par la transformée de Kirchhoff

R

R_{bli}	Résistance de la couche enterrée
-----------	----------------------------------

R_{blx}	Résistance de la couche enterrée sous le puit collecteur
R_{sk}	Résistance du puit collecteur
R_{TH}	Résistance thermique
R_{TH1}	Résistance thermique du transistor T_1
R_{TH2}	Résistance thermique du transistor T_2
R_{TH3}	Résistance thermique du transistor T_3
S	
<hr/>	
SIT	Static Induction Transistor
STI	“Shallow Trench Isolation”, tranchée peu profonde d’isolation
σ	Section de capture des électrons ou des trous. Cette notion quantifie le niveau d’énergie d’un électron ou un trou nécessaire pour être capturé par un niveau d’énergie.
T	
<hr/>	
t	Temps
t_0	Temps de conduction
T	Température du matériau
T_0	Température nominale en Kelvin
T_j	Température de jonction
TDD	Time Division Duplex
τ_{Ef0}	Composante indépendante de la polarisation du temps de transit dans l’émetteur neutre à faible densité de courant
τ_{Bfd0}	Composante indépendante de la polarisation du temps de transit dans la base neutre à faible densité de courant. Cette composante est due au champ électrique dans la base neutre qui a tendance à retarder les porteurs.
τ_{Bfv0}	Composante indépendante de la polarisation du temps de transit dans la base neutre à faible densité de courant. Cette composante est due à l’accumulation des porteurs à l’interface entre la base neutre et la ZCE base-collecteur.
τ_{BC}	Composante indépendante de la polarisation du temps de transit dans la ZCE base-collecteur à faible densité de courant
U	
<hr/>	
U	Taux de recombinaison
UMTS	Universal Mobile Telecommunication System

V

$V_G(T)$	Tension de bandgap
V_{Geff}	Tension de bandgap effective à 0K
V_{GeffSi}	Tension de bandgap effective du silicium à 0K.
V_{GB}	Tension de bandgap effective dans la base à 0K
V_{GE}	Tension de bandgap effective dans l'émetteur à 0K
V_T	Tension thermodynamique
v_C	Vélocité des électrons dans la zone de la base neutre située près du collecteur
v_{th}	Vélocité thermodynamique
v_{kE}	Vélocité effective de recombinaison des porteurs à l'interface poly-monosilicium dans l'émetteur neutre
v_s	Vélocité de saturation

W

W_B	Epaisseur de la base neutre
W_D	Epaisseur de la zone de transition de la jonction base-émetteur
W_E	Largeur de l'émetteur neutre
ω	Pulsation du signal d'entrée
ω_1	Pulsation du premier ton du signal d'entrée d'un système non-linéaire
ω_2	Pulsation du deuxième ton du signal d'entrée d'un système non-linéaire
WCDMA	Wideband Code Division Multiple Access

X

ξ	Facteur de dérive dû au champ électrique de dérive
ξ_i	Facteur de dérive dû au bandgap narrowing

Z

ZCE	Zone de Charge d'Espace
-----	-------------------------

Constantes physiques

Quantité	Valeur
Coefficient en température de la tension de bandgap a_1	$a_1 = 4.3215 \cdot 10^{-4} \text{ V.K}^{-1}$
Coefficient en température de la tension de bandgap a_2	$a_2 = -1.02377 \cdot 10^{-4} \text{ V.K}^{-1}$
Température de nomimale T_0	300.15 K
Constante de Boltzmann k	$1.3806226 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$
Charge d'un électron q	$1.6021918 \cdot 10^{-19} \text{ eV}$
Tension thermodynamique à T_0 , V_{T0}	25.9 mV
Tension de bandgap effective du silicium à 0K	$V_{GeffSi} = 1.170 \text{ V}$
Conductivité thermique du silicium à T_0	$1.48 \text{ W.K}^{-1}.\text{cm}^{-1}$
Conductivité thermique du tungstène à T_0	$1.74 \text{ W.K}^{-1}.\text{cm}^{-1}$
Conductivité thermique de l'aluminium à T_0	$2.38 \text{ W.K}^{-1}.\text{cm}^{-1}$
Conductivité thermique du cuivre à T_0	$4.01 \text{ W.K}^{-1}.\text{cm}^{-1}$
Conductivité thermique du poly à T_0	$1.50 \text{ W.K}^{-1}.\text{cm}^{-1}$
Conductivité thermique de l'oxyde à T_0	$0.014 \text{ W.K}^{-1}.\text{cm}^{-1}$

Introduction

D'après l'Observatoire des mobiles, au 30 juin 2005 plus de 45 millions de Français possèdent un téléphone portable. La téléphonie mobile fait désormais partie intégrante de la vie de plus de trois français sur quatre, et le portable est devenu un produit de consommation grand public. De la première à la troisième génération, voilà une courte description de l'évolution des terminaux mobiles au cours des vingt dernières années [I.1].

1G

Dans les années 80, les premiers terminaux sans fil, les radiotéléphones analogiques, font leur apparition dans les voitures ou à transporter dans des valises. Ils sont énormes, dispendieux avec une couverture limitée. S'appuyant sur une technique de modulation radio proche de celle utilisée par les stations de radio FM, ces réseaux, qui ne permettent pas de garantir la confidentialité des communications, sont par ailleurs vite devenus saturés.



2G

La seconde génération est numérique. Outre une meilleure qualité d'écoute, elle s'accompagne de la réduction de la taille des combinés et assure une certaine confidentialité. Au début des années 90, la norme GSM pour la communication sans fil est adoptée en Europe. Depuis, elle s'est imposée à peu près partout, sauf au Japon, en Amérique du Nord et du Sud, où elle est présente de manière minoritaire. En France, le GSM fonctionne sur les fréquences 900 et 1800 MHz. L'avènement des premiers réseaux de seconde génération (sous l'impulsion de France Telecom et SFR, puis Bouygues Telecom) et de terminaux portables, plus petits et légers, révolutionnent l'accès à la téléphonie mobile et la vie quotidienne. Cette nouvelle manière de téléphoner devient peu à peu



accessible à tous. Si bien qu'en 2004, plus de 75% de la population française est équipée d'un mobile, selon l'Autorité de régulation des télécommunications.

2.5G

En 2001, une évolution importante de la norme GSM fait son apparition: le GPRS. Il autorise des débits plus importants. Le GSM avec un débit qui ne dépasse pas 9.6 kbps (équivalent à celui utilisé pour les fax) se destine principalement aux appels vocaux et peu à l'acheminement de données. A mi-chemin entre le GSM (2G) et l'UMTS (3G), le GPRS, souvent appelé 2.5G, permet d'obtenir des vitesses de transfert trois fois supérieures au GSM, soit de 20 à 30 kbps. Cela autorise un accès plus confortable à un internet allégé (e-mail sans pièce jointe et navigation sur le web). Concrètement, le GPRS n'étant qu'une amélioration du réseau existant, la voix continue de transiter sur le réseau GSM, tandis que les données circulent via le GPRS, selon le principe de transmission par paquets.

2.75G

Survient une autre évolution de la norme GSM: l'EDGE. C'est une étape intermédiaire supplémentaire entre le GPRS et l'UMTS qui permet l'introduction du haut débit dans les téléphones portables. Ses débits atteignent 130 kbps en réception et 60 kbps en émission, soit 6 à 10 fois plus importants que le GPRS.

3G

A l'automne 2004, la téléphonie mobile de troisième génération fait son apparition en France. Ce n'est pas une révolution de la même ampleur que la 2G dans les années 90, mais elle fait grandement évoluer les usages: accès haut débit à l'internet sans fil, visiophonie et messages vidéo ainsi que la réception de la télévision sur le téléphone... Ses débits moyens atteignent 250 kbps en réception et 50 kbps en émission.



La norme UMTS exploite le nouveau protocole de communication W-CDMA et de nouvelles bandes de fréquences situées entre 1900 et 2200 MHz. A la différence du GSM qui fait passer les données par une cellule divisée en canaux de fréquences différentes, elles-même réparties selon des créneaux de temps, le W-CDMA permet d'envoyer simultanément toutes les données, par paquets et dans le désordre (sur n'importe quelle fréquence), reste au téléphone à réceptionner les paquets de données et les rassembler.

Cette technologie permet de faire transiter davantage de données simultanément et offre un débit bien supérieur à ceux permis par les GSM et GPRS. En théorie, il peut atteindre 2 Mbps à partir d'un lieu fixe et 384 kbps en mouvement. Bien qu'on soit encore loin des performances théoriques, le maximum en Europe a été fixé à 384 kbps: soit 64 à 128 kbps en émission et 128 à 384 kbps en réception, même en mouvement (train, voiture). Ce

“haut débit” mobile n’est pas si éloigné des vitesses de transmission proposées dans le cadre des premières offres d’accès à l’internet par l’ADSL ou le câble.

Comme la technologie UMTS exploite une bande de fréquences plus large et plus haute, elle devrait en théorie remédier à la saturation des réseaux existant et proposer des services de meilleure qualité. Le débit cinq à dix fois plus rapide permet le développement de nouvelles applications, notamment dans le domaine du multimedia (visiophonie, diffusion de contenu vidéo et audio, MMS vidéo ou audio...). Le haut débit mobile facilite aussi l’accès aux données, web et e-mails, en situation de mobilité.

Cette révolution de notre mode de vie a été possible grâce aux efforts faits pour l’intégration des circuits sur silicium et l’amélioration constante des dispositifs de puissance [I.2]. Dans les années 80, l’effort des scientifiques a surtout porté sur l’intégration des circuits. C’est ainsi que l’amélioration des technologies a conduit à la démocratisation de l’utilisation de l’électronique dans les produits de consommation quotidienne (apparition des ordinateurs dans les foyers domestiques). Face au succès de l’intégration de fonctions électroniques dans les produits de consommation courante, l’évolution des dispositifs de puissance s’est vite avérée nécessaire. L’adaptation des méthodes d’intégration des circuits sur silicium à la conception de dispositifs de puissance a conduit à l’émergence d’un nouveau type de dispositifs de puissance. Ainsi les dispositifs de puissance ont bénéficié des avancées faites pour l’intégration des circuits sur silicium, bien que les limites physiques qui ont gêné le développement des circuits intégrés (champs électrique et dissipation de la puissance) influent également sur la conception de dispositifs de puissance. Toutefois, l’idée de combiner des éléments de puissance avec les fonctions électroniques sur une même puce suscite beaucoup d’intérêt et représente un grand challenge. Des progrès significatifs ont été accomplis dans cette optique depuis les dernières décennies bien que cette intégration s’accompagne souvent d’une perte dans la qualité des composants utilisés. Les principales limitations proviennent du coût de réalisation de tels composants au regard de leurs performances: les dispositifs de puissance tout intégrés sont plus chers à réaliser car ils voient beaucoup plus d’étapes technologiques que les dispositifs discrets, et l’intégration de ces composants s’accompagne souvent d’une dégradation de leurs performances. Malgré tous ces inconvénients, les dispositifs de puissance intégrés ont trouvé de nombreux champs d’application dans l’électronique automobile ou dans les télécommunications. Pour ces applications, l’utilisation de circuits de puissance intégrés se justifie du fait que les dispositifs discrets embarqués ou les packaging hybrides sur plusieurs puces sont peu désirables du fait de leur encombrement.

Cette évolution des méthodes de conception a été rendue possible grâce aux avancées des technologies silicium. Il y a de cela 20 ans, les fréquences de transition des transistors étaient insuffisantes pour viser des applications RF. Ce domaine était réservé aux technologies plus coûteuses telles que l’AsGa [I.3]. Mais leur coût représentait un frein au déploiement massif des équipements électroniques. Aussi, les systèmes de communications numériques n’auraient pas connu un tel essor sans l’avancée des technologies silicium à partir des années 1995. L’accroissement de la densité d’intégration, de la vitesse de calcul et la diminution des consommations ont rendu

possible le développement de circuits numériques peu encombrants et relativement peu coûteux, ayant des performances suffisantes pour les systèmes actuels. Enfin, l'augmentation des fréquences de transition et la forte amélioration des différents passifs ont ouvert la voie aux applications RF totalement intégrées sur un seul circuit. Il reste désormais à intégrer l'étage d'amplification en fin de la chaîne d'émission [I.4].

C'est ainsi que les dispositifs de puissance RF qui sont utilisés par les amplificateurs de puissance sont devenus des composants clés dans les systèmes de communication sans fil. Ces dispositifs sont soumis à des spécifications strictes en terme de puissance de sortie et de linéarité de manière à ce que les systèmes sans fil soient compatibles avec la norme pour laquelle ils sont conçus: GSM, DCS, CDMA, ou WCDMA. Aux exigences imposées par les normes, il faut rajouter les exigences imposées par les applications mobiles en terme de rendement énergétique, tension d'alimentation, robustesse, taille physique, fiabilité et coût [I.5]. Ainsi la puissance RF a maintenant un fort potentiel de recherche pour l'étude de nouvelles structures, du comportement thermique, de la linéarité, de l'intégration, de la mise en boîtier et de la conception d'amplificateurs.

Les transistors de puissance intégrés sur silicium les plus courants sont les transistors bipolaires à hétérojonction et les LDMOSFET [I.4]-[I.7]. Les transistors bipolaires à hétérojonction SiGe:C proposent de très bons f_T ainsi qu'un rapport g_m/I_C favorable à un bon gain en puissance. Les technologies LDMOSFET quant à elles sont très robustes: elles ont une meilleure tenue en tension que les technologies bipolaires et elles sont également plus stables en température. Plutôt que de les mettre en compétition, une solution possible est d'allier les avantages de chaque technologie. La Fig. I.1 représente le dessin d'un amplificateur de puissance intégré en technologie BiCMOS 0.25 μ m conçu pour des applications DCS qui conjugue l'utilisation des transistors bipolaires SiGe:C à celle des transistors NLD MOS. L'étage d'entrée permet de contrôler le gain et assure la polarisation des autres étages. L'étage intermédiaire de puissance est un étage d'amplification qui permet de piloter l'étage de puissance et qui a été conçu avec des transistors bipolaires de puissance afin de tirer profit de leur gain intrinsèque élevé. Finalement, l'étage de sortie sert à fournir un niveau élevé de puissance à l'antenne. Or l'utilisation de transistors de puissance NLD MOS permet de gérer de fortes puissances sans les contraintes de thermie intrinsèques aux technologies bipolaires, ni les risques de destruction liés aux variations d'impédance de l'antenne. Ainsi l'utilisation conjointe des technologies bipolaires et MOS représente une solution attractive pour la conception d'amplificateurs de puissance dédiés aux applications cellulaires, pour lesquelles rendement, robustesse et compacité sont des facteurs critiques. Cette étude est axée sur la problématique spécifique, en terme de thermie et de linéarité, liée aux transistors bipolaires à hétérojonction SiGe:C. L'étude des transistors NLD MOS de puissance quant à elle fait l'objet de travaux spécifiques, aussi bien en terme de modélisation [I.8] que de caractérisation [I.9]-[I.13] ou d'optimisation technologique [I.6], [I.14]-[I.17].

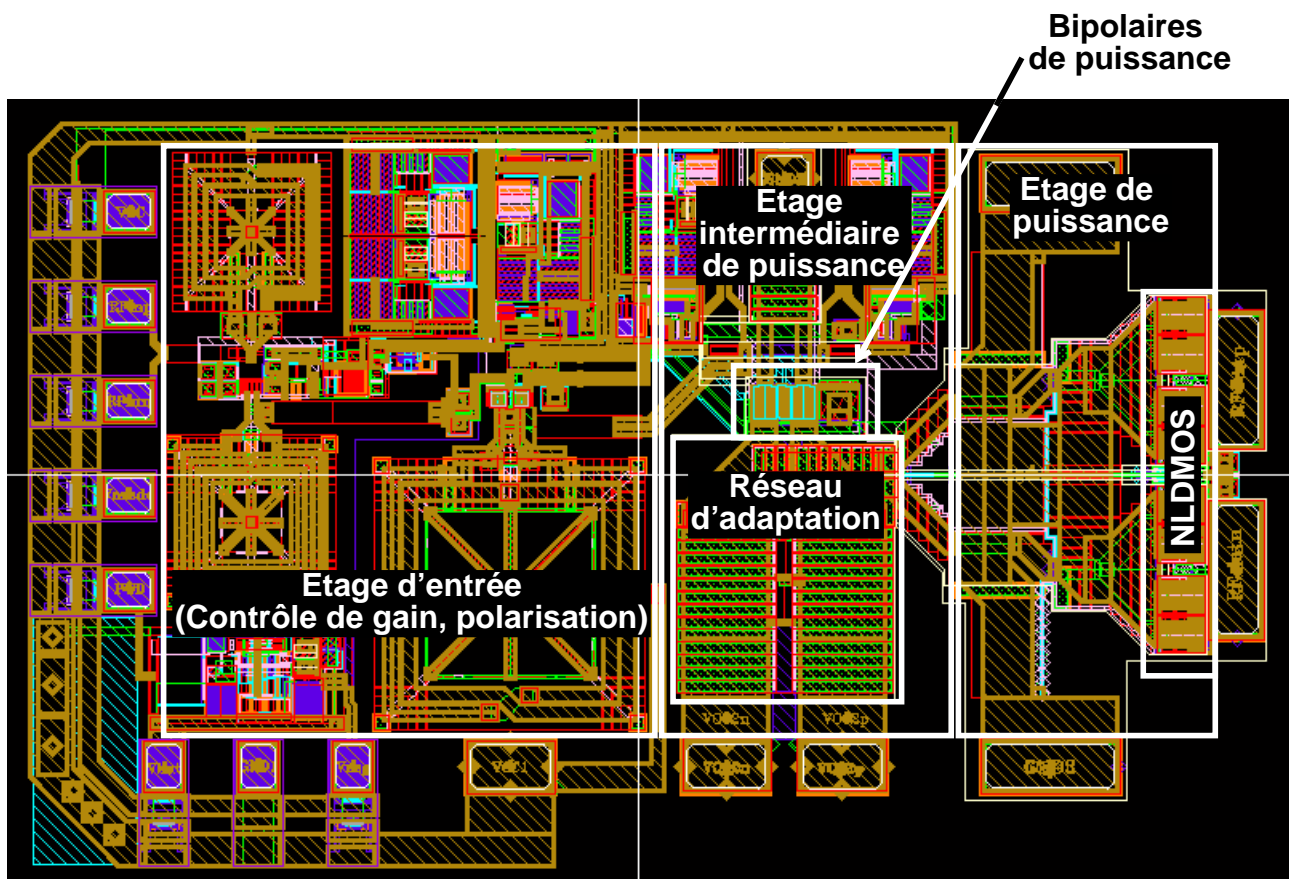


Fig. I.1 Dessin d'un amplificateur de puissance RF pour la norme DCS intégré en technologie BiCMOS 0.25 μm .

Ainsi, cette étude est dédiée à la caractérisation et à la modélisation de transistors bipolaires de puissance en technologie SiGe intégrés dans une filière BiCMOS. Une des problématiques principales liées à ce type de composant est l'influence de la température sur sa réponse électrique. De manière générale, les transistors bipolaires sont des composants très sensibles aux variations de température. A titre d'exemple, la tension base-émetteur diminue de 2.5 mV par $^{\circ}\text{C}$. Mais les transistors de puissance ne sont pas seulement sensibles à la variation de la température ambiante. Ils sont également influencés par l'augmentation de leur température interne due à l'effet d'auto-échauffement. Il s'agit d'un phénomène consécutif au passage d'une forte densité de puissance à travers les jonctions base-émetteur et base-collecteur d'un transistor. Un tel niveau de polarisation induit une forte dissipation de puissance au niveau du transistor. Or du fait de sa composition, un composant a une capacité limitée à dissiper cette puissance. Cette propriété fait qu'au-delà d'un certain seuil de puissance, le transistor a du mal à évacuer toute la chaleur qu'il produit, ce qui se traduit par une augmentation de la température interne du composant. Cependant les modèles classiques de transistors bipolaires tels que Spice-Gummel Poon ne tiennent pas compte de cet effet. Ce qui n'est pas le cas du modèle HICUM/L2 [I.18]: il s'agit d'un modèle électro-thermique, qui permet de considérer la température instantanée du transistor pendant la simulation. L'évaluation de l'auto-échauffement dans le modèle est faite grâce à l'appel à un sous-circuit constitué d'une source de courant,

Cela correspond à la zone (1) de la caractéristique de transfert de puissance (Fig. I.3). Puis, à partir d'un certain niveau de puissance, les non-linéarités du transistor font décroître son gain en puissance (zone (2) de la Fig. I.3). Finalement, à fort niveau de puissance (zone (3) de la Fig. I.3), la puissance de sortie devient quasiment constante et atteint sa valeur maximale. Il s'agit de la zone de saturation du transistor qui est fortement non-linéaire. Or, mis à part la classe A, les amplificateurs de puissance sont amenés à fonctionner dans les zones de compression de la caractéristique de puissance (zones (2) et (3) de la Fig. I.3). De plus c'est dans ces zones que la précision de la modélisation du temps de transit du transistor et des effets thermiques devient critique. C'est pourquoi il convient d'assurer aux concepteurs la précision du modèle dans ce domaine de la caractéristique de puissance.

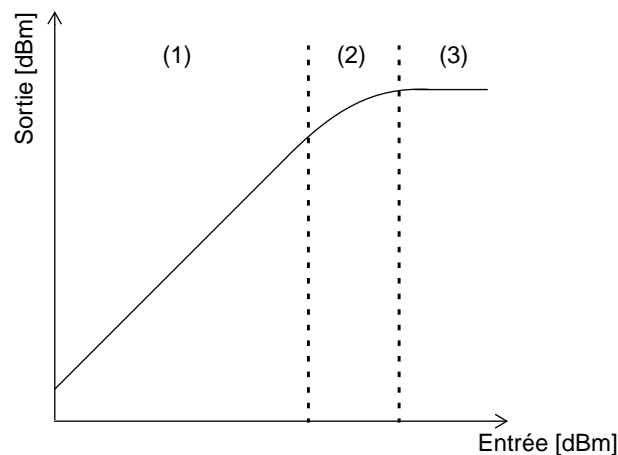


Fig. I.3 Définition des zones de fonctionnement du transistor en mode de fonctionnement grand signal.

D'autre part, l'évolution des normes a fortement complexifiée la conception des circuits de puissance. En effet, les amplificateurs de puissance sont situés à la fin de la chaîne de transmission. Ils sont destinés à amplifier le signal à émettre sans le déformer de manière à pouvoir le transmettre sur plusieurs centaines de mètres vers une station de base qui prendra le relais jusqu'à un correspondant. Or, dans le cas des normes de troisième génération, l'enveloppe temporelle du signal émis n'est pas constante. Ainsi, l'amplification du signal par un élément non-linéaire présente des risques de génération de signaux à des fréquences indésirables du fait des phénomènes d'intermodulations fréquentielles (cf Fig. I.4).

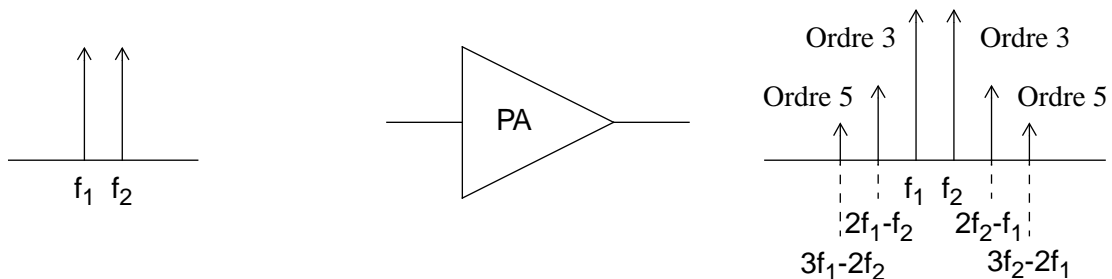


Fig. I.4 Test d'intermodulation

C'est pourquoi il est important de préserver la modulation complexe du signal émis ainsi que son environnement spectral de manière à le transmettre de la manière la plus intègre possible. Il convient donc de quantifier le comportement linéaire des transistors de puissance à l'aide de tests d'intermodulation fréquentiel (cf Fig. I.4). Ainsi le chapitre 5 de cette thèse porte sur la comparaison entre simulations et mesures grand signal des transistors de puissance à la fréquence fondamentale ainsi qu'aux raies d'intermodulation parasites afin de valider le comportement du modèle pour des applications de puissance.

Finalement cette étude sera conclue par une synthèse des points clés abordés au cours de différents chapitres, ainsi que par une perspective de l'évolution des transistors de puissance.

- [I.1] <http://www.zdnet.fr/>
- [I.2] P.L. Hower, "Power Semiconductor Devices: An Overview", Proceedings of the IEEE, vol. 76, n° 4, April 1988, p. 335-342
- [I.3] C.E. Weitzel, "RF power devices for wireless communications", 2002 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, vol. 1, p 285-288, 2002
- [I.4] D. Harame et al, "Imagine the Future in Communications Technology", Proceeding of the 32nd European Solid-State Device Research Conference, pp. 53-60, September 2002
- [I.5] K. Nellis, P. J. Zampardi, "A Comparison of Linear Handset Power Amplifiers in Different Bipolar Technologies", IEEE Journal of Solid-State Circuits, vol. 39, n° 10, pp. 1746-1754, October 2004
- [I.6] D. Muller, A. Giry, C. Arnaud, C. Arriscastres, R. Sommet, B. Szelag, A. Monroy, D. Pache, "LDMOS-FET and SiGe:C HBT integrated in a 0.25 μm BiCMOS technology for RF-PA applications", Proc. IEEE Bipolar Circuits and technology Meeting, pp. 168-171, 2004
- [I.7] Y-K. Liu, T. Zhao, S-F. Li, "Silicon power devices: RF power transistor & electric power device", 2001 6th International Conference on Solid-State and Integrated Circuit Technology. Proceedings, vol. 1, p 149-154, 2001
- [I.8] A. Canepari, Thèse de doctorat de l'Université de Lyon, Thèse en préparation
- [I.9] F. Blanchet, Thèse de doctorat de l'Université de Limoges, Thèse en préparation
- [I.10] F. Blanchet, H. Bousbia, D. Barataud, J. M. Nebus, D. Pache, "The locus of points of constant output VSWR around the load optimal impedance: evaluation of power transistors robustness", 67th ARFTG Microwave Measurements Conference, June 2006
- [I.11] F. Blanchet, D. Pache, A. Giry, M. El Yaagoubi, D. Barataud, J. M. Nebus, "Linearity measurements of Si/SiGe Heterojunction Bipolar Transistor using a Large Signal Network Analyzer with an harmonic Load-Pull setup", 2nd Conference on Ph. D. Research in MicroElectronics and Electronics, June 2006
- [I.12] F. Blanchet, D. Pache, H. Bousbia, D. Barataud, J. M. Nebus, "Comparison of calculation techniques of constant VSWR impedance circle: evaluation of power transistors robustness", 2nd Conference on Ph. D. Research in MicroElectronics and Electronics, June 2006
- [I.13] F. Blanchet, M. El Yaagoubi, D. Barataud, J. M. Nebus, D. Pache, A. Giry, "Linearity Measurements of Si/SiGe:C Heterojunction Bipolar Transistor using a Large Signal Network Analyzer associated with an active Load-Pull Setup", 36th European Microwave Conference, September 2006
- [I.14] D. Muller, "Optimisation des potentialités d'un transistor LDMOS pour l'application d'amplificateur de puissance RF sur silicium", Thèse de l'Université de Limoges, Octobre 2006
- [I.15] D. Muller, A. Giry, J. Mourier, D. Pache, B. Szelag, A. Monroy, "Architecture optimization of an n-channel LDMOS device dedicated to RF-Power application", ISPSD 2005, pp. 159-162
- [I.16] D. Muller, J. Mourier, A. Perrotin, B. Szelag, A. Monroy, "Comparison of two types of lateral DMOSFET optimized for RF power applications", ESSDERC 2005, pp. 125-128

- [I.17] D. Muller, A. Giry, F. Judong, C. Rossato, F. Blanchet, B. Szlag, A. Monroy, R.Sommet, O. Noblanc, "High Performance 15V Novel LDMOS Transistor Architecture in a 0.25 μ m BiCMOS Process for RF-Power Applications", Transaction on Electron Devices, submitted the 17th of May 2006, under review
- [I.18] M. Schröter, "HICUM L2V2.2: A Complete Documentation", disponible:
http://www.iee.et.tu-dresden.de/iee/eb/hic_new/hic_start.html

Chapitre 1

Dépendance des paramètres du modèle avec la température

1.1 Introduction

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, la prise en compte des phénomènes d'auto-échauffement dans un modèle compact ne peut pas être précise sans une bonne description de la dépendance des paramètres du modèle avec la température.

L'objectif de cette partie est de démontrer les équations du modèle HICUM Level 2 Version 2.21 [1.1] décrivant les variations en température des paramètres de modèle, puis d'exposer les méthodes d'extraction de ces paramètres. Ce chapitre se limite volontairement à la description des lois en température du modèle compact. Pour plus de renseignements concernant le modèle HICUM/L2, le lecteur pourra se référer à [1.1] et [1.2]. D'autre part, la prise en compte des phénomènes d'auto-échauffement dans le modèle compact est l'objet de deux chapitres dédiés. Par conséquent, la problématique liée à la résistance thermique et à la capacité thermique ne sera pas traitée dans cette partie.

Avant de débiter, rappelons que la difficulté de faire un bon modèle compact résulte dans le compromis entre la description physique du composant et les approximations faites afin de l'implémenter dans des simulateurs de type SPICE: "a compact model formulation always need to be an (optimum) compromise with respect to many contradiction requirements, in particular practical applications", M. Schröter [1.3].

1.2 Méthodologie d'extraction des paramètres en température

Afin d'extraire les paramètres en température d'un modèle compact, deux stratégies sont possibles. Une méthode consiste à extraire les paramètres électriques à partir de mesures faites à des températures différentes. Puis les paramètres en température sont déduits de la variation avec la température des paramètres électriques. Cette méthode est la plus évidente et elle est rapide à mettre en oeuvre. Par contre elle est coûteuse en temps de

mesure, ce qui est pénalisant dans un contexte industriel. De plus, elle est d'autant plus imprécise que les sources d'erreur se cumulent. La première source d'erreur provient de l'extraction du paramètre électrique. A celle-ci se rajoute l'erreur d'extraction du paramètre en température à partir de la variation avec la température du paramètre électrique.

Il est possible de procéder autrement, en optimisant les paramètres en température directement à partir de la mesure électrique du dispositif. On peut, grâce à une bonne compréhension du modèle compact, extraire ces paramètres à partir de mesures spécifiques en température - ce qui est le cas pour les paramètres relatifs aux courants - ou d'une analyse plus fine de la mesure à la température nominale - voir par exemple la méthodologie mise en oeuvre pour la résistance d'émetteur (cf paragraphe 1.8.3). C'est là l'enjeu de ce chapitre: réussir par le biais de la compréhension de l'origine physique du modèle compact d'allier un minimum de mesures à la meilleure précision possible pour l'extraction.

1.3 Quelques notions de physique des semiconducteurs

Avant de démontrer les équations du modèle compact, nous allons passer en revue quelques lois en température des grandeurs utiles en physique des semiconducteurs. Ces lois seront utilisées dans la suite de l'exposé.

1.3.1 Mobilité des porteurs

La dépendance de la mobilité des porteurs avec la température est décrite par la loi:

$$\mu(T) = \mu(T_0) \cdot \left(\frac{T}{T_0}\right)^{-\zeta} \quad (1.1)$$

Le coefficient ζ est fonction du niveau de dopage et du type du semiconducteur. Une représentation graphique de cette dépendance est proposée dans [1.4] pour le silicium (Fig. 1.1).

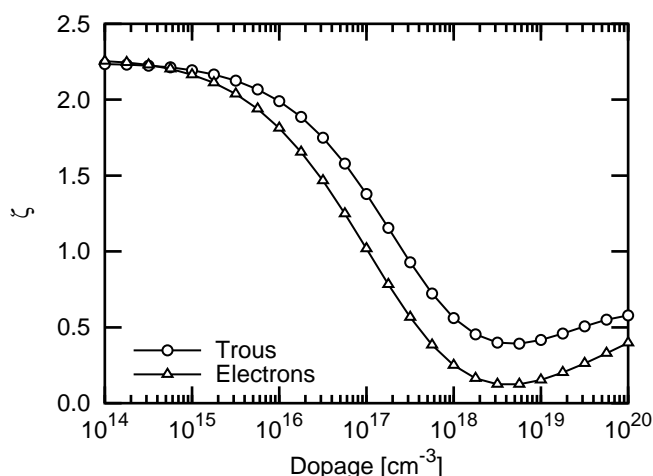


Fig. 1.1 Dépendance du coefficient ζ avec le niveau de dopage.

Cette courbe (Fig. 1.1) a été interpolée par la fonction suivante:

$$\zeta(N) = \frac{a + c \cdot x + e \cdot x^2 + g \cdot x^3}{1 + b \cdot x + d \cdot x^2 + f \cdot x^3} \quad (1.2)$$

avec $x = \log N$, où N est le niveau de dopage en cm^{-3}

Puis, les coefficients de l'équation (1.2) ont été déterminés à partir des données présentées dans [1.4].

Ils sont résumés dans la Table 1.1 pour du silicium de type N et P.

Table 1.1: Coefficients de la formule d'interpolation (1.2).

Paramètres	Matériau de type N	Matériau de type P
a	1.89436	2.039701
b	-0.11532	-0.159368
c	-0.20408	-0.3188115
d	0.003498	0.00847656
e	0.005503	0.01660176
f	-0.0000072	-0.000150237
g	0	-0.000287923

1.3.2 Tension de bandgap

La variation de la tension de bandgap avec la température est approchée par [1.5]:

$$V_G(T) = V_{Geff} + a_1 \cdot T + a_2 \cdot T \ln(T) \quad (1.3)$$

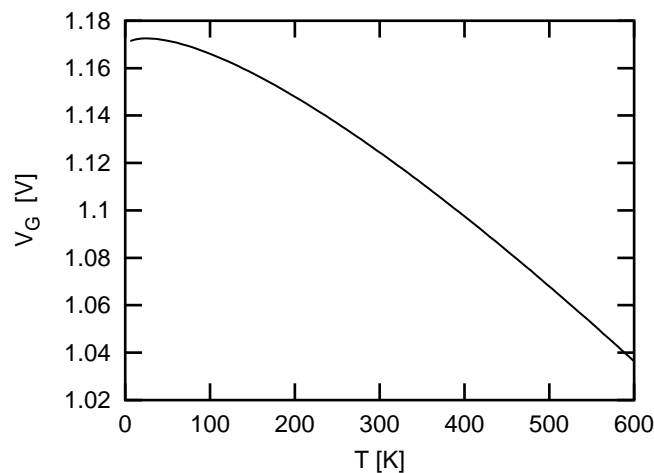


Fig. 1.2 Variation de la tension de bandgap avec la température.

1.3.3 Concentration effective des porteurs intrinsèques

La concentration effective des porteurs intrinsèques est définie par [1.7]

$$n_i(T)^2 = CT^3 \exp\left(-\frac{V_G(T)}{V_T}\right) \quad (1.4)$$

où C est une constante.

En remplaçant l'équation (1.3) dans (1.4), l'expression de la concentration effective des porteurs intrinsèques s'écrit:

$$n_i(T)^2 = n_i(T_0)^2 \left(\frac{T}{T_0}\right)^{3-a_2 \frac{T_0}{V_{T_0}}} \exp\left(\frac{V_{Geff}}{V_{T_0}} \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T}\right)\right) \quad (1.5)$$

La substitution de m_g à $3-a_2 \frac{T_0}{V_{T_0}}$ dans l'équation (1.5) permet d'obtenir l'expression suivante:

$$n_i(T)^2 = n_i(T_0)^2 \left(\frac{T}{T_0}\right)^{m_g} \exp\left(\frac{V_{Geff}}{V_{T_0}} \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T}\right)\right) \quad (1.6)$$

La Fig. 1.3 montre une représentation graphique de $n_i(T)^2 / n_i(T_0)^2$ en fonction de la température obtenue à partir de l'expression (1.6).

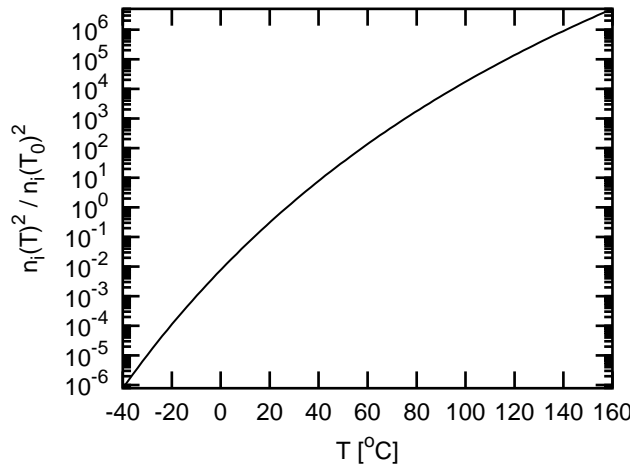


Fig. 1.3 Variation de la concentration effective de porteurs intrinsèques avec la température.

1.4 Courant collecteur à faible injection

1.4.1 Courant de saturation

La largeur de la base des transistors bipolaires est fine au regard de la longueur de diffusion des électrons de manière à ce qu'ils traversent la base le plus rapidement possible. C'est pourquoi il est possible de supposer que le dopage de la base est uniforme, ce qui permet d'approcher la distribution d'électrons par une loi linéaire [1.7]. Par conséquent, la densité de courant de saturation d'électron est directement proportionnelle à la concentration d'électrons dans la base. Cette hypothèse permet d'exprimer le courant de saturation de la manière suivante:

$$I_S(T) = \frac{q \cdot A_E \cdot n_{iB}(T)^2 \cdot D_{nB}(T)}{W_B N_B} \quad (1.7)$$

La constante de diffusion des porteurs minoritaires dans la base est reliée à la mobilité des porteurs par la relation:

$$D_{nB}(T) = V_T \cdot \mu_{nB}(T) \quad (1.8)$$

Ainsi, en remplaçant l'équation (1.1) dans (1.8), la dépendance avec la température de la constante de diffusion des porteurs minoritaires dans la base s'exprime par:

$$D_{nB}(T) = \mu_{nB}(T_0) \left(\frac{T}{T_0}\right)^{1-\zeta_B} \quad (1.9)$$

Dans la base, la tension de bandgap effective à 0K vaut V_{GB} . Ainsi, l'expression de la concentration de porteurs intrinsèques dans la base se déduit de l'équation (1.6) avec $V_{Geff} = V_{GB}$:

$$n_{iB}(T)^2 = n_{iB}(T_0)^2 \left(\frac{T}{T_0}\right)^{m_g} \exp\left(\frac{V_{GB}}{V_{T_0}} \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T}\right)\right) \quad (1.10)$$

La substitution de (1.9) et (1.10) dans (1.7) permet d'exprimer le courant de saturation sous la forme:

$$I_S(T) = \frac{q \cdot A_E \cdot n_{iB}(T_0)^2 \cdot \mu_{nB}(T_0)}{W_B N_B} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{1 - \zeta_B + m_g} \exp\left(\frac{V_{GB}}{V_{T_0}} \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T}\right)\right) \quad (1.11)$$

Finalement, en remarquant que $I_S(T_0) = \frac{q \cdot A_E \cdot n_{iB}(T_0)^2 \cdot \mu_{nB}(T_0)}{W_B N_B}$, l'expression (1.11) devient:

$$I_S(T) = I_S(T_0) \left(\frac{T}{T_0}\right)^{1 - \zeta_B + m_g} \exp\left(\frac{V_{GB}}{V_{T_0}} \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T}\right)\right) \quad (1.12)$$

1.4.2 Modélisation de la dépendance avec la température du courant collecteur à faible injection

Dans le modèle HICUM Level 2 Version 2.21, l'exposant $1 - \zeta_B + m_g$ de l'expression du courant de saturation (1.12) est remplacé par le paramètre de modèle Z_{ETACT} . De même la tension de bandgap effective dans la base à 0K est remplacée par le paramètre de modèle V_{GB} .

Ainsi, la dépendance avec la température du courant de saturation est modélisée par l'équation suivante:

$$I_S(T) = I_S(T_0) \left(\frac{T}{T_0}\right)^{Z_{ETACT}} \exp\left(\frac{V_{GB}}{V_{T_0}} \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T}\right)\right) \quad (1.13)$$

La Fig. 1.4 montre une représentation graphique de $I_S(T) / I_S(T_0)$ obtenue à partir de l'expression (1.13). Une étude de sensibilité du courant de saturation par rapport aux paramètres Z_{ETACT} et V_{GB} montre qu'une augmentation de ces constantes conduit à une augmentation globale du rapport $I_S(T) / I_S(T_0)$.

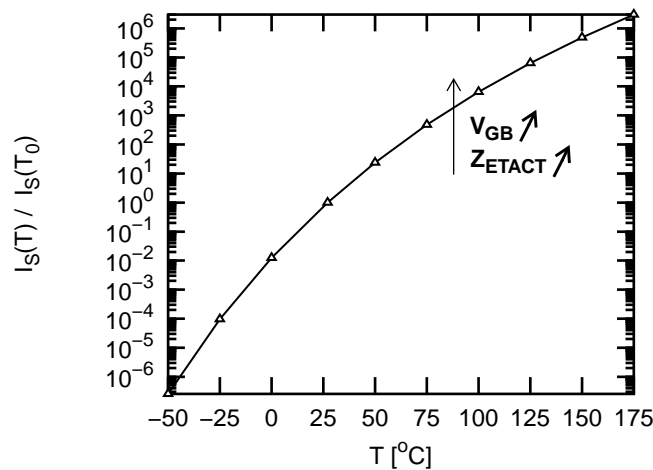


Fig. 1.4 Variation du courant de saturation avec la température.

Le courant collecteur à faible injection et à $V_{BC} = 0$ se formule:

$$I_C(T) = \frac{I_S(T)}{1 + h_{jEi} \frac{Q_{jEi}(T)}{Q_{P_0}(T)}} \exp\left(\frac{V_{BE}(T)}{V_T}\right) \quad (1.14)$$

Ce qui nous permet de l'écrire sous la forme:

$$I_C(T) = I_C(T_0) \frac{1 + h_{jEi} \frac{Q_{jEi}(T_0)}{Q_{P_0}(T_0)}}{1 + h_{jEi} \frac{Q_{jEi}(T)}{Q_{P_0}(T)}} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{Z_{ETACT}} \exp\left(\frac{V_{GB}}{V_{T_0}} \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T}\right)\right) \exp\left(\frac{V_{BE}(T)}{V_T} - \frac{V_{BE}(T_0)}{V_{T_0}}\right) \quad (1.15)$$

1.4.3 Méthode d'extraction

D'après (1.15), la dépendance avec la température du courant collecteur est la conséquence de celle du courant de saturation, de la charge de transition Q_{jEi} , et de la charge en trous à polarisation nulle Q_{P_0} . Cependant, la dépendance avec la température de Q_{jEi} et de Q_{P_0} complique grandement l'extraction des paramètres Z_{ETACT} et V_{GB} . De plus, il s'avère que le terme $1 + h_{jEi} Q_{jEi}(T)/Q_{P_0}(T)$ dépend faiblement de la température. Ainsi, par analogie avec le modèle Spice-Gummel-Poon [1.9], ce terme est approché par la quantité $1 + V_{BE}(T)/V_{AR}$

Sous la condition que $V_{BE}(T) \ll V_{AR}$: $1 + \frac{V_{BE}(T)}{V_{AR}} \approx \exp\left(\frac{V_{BE}(T)}{V_{AR}}\right)$

Par conséquent, sous ces hypothèses, nous pouvons réécrire l'expression (1.15) sous la forme:

$$I_C(T) = I_C(T_0) \left(\frac{T}{T_0}\right)^{Z_{ETACT}} \exp\left(\frac{V_{GB}}{V_{T_0}} \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T}\right)\right) \exp\left(\frac{V_{BE}(T)}{V_T} - \frac{V_{BE}(T_0)}{V_{T_0}}\right) \exp\left(-\frac{V_{BE}(T) - V_{BE}(T_0)}{V_{AR}}\right) \quad (1.16)$$

Plusieurs méthodes sont alors possible pour extraire les paramètres Z_{ETACT} et V_{GB} [1.10]. Dans ce paragraphe seule l'une d'entre elles sera exposée.

Si V_{BE} est mesurée à différentes températures en maintenant le courant collecteur constant, l'équation (1.16) peut alors se réécrire sous la forme:

$$V_{BE}(T_0) \left(\frac{1}{V_{T_0}} - \frac{1}{V_{AR}}\right) - V_{BE}(T) \left(\frac{1}{V_T} - \frac{1}{V_{AR}}\right) = \frac{V_{GB}}{V_{T_0}} \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) + Z_{ETACT} \ln\left(\frac{T}{T_0}\right) \quad (1.17)$$

Connaissant V_{AR} (cf Annexe B), il suffit alors d'estimer les paramètres par la méthode des moindres carrés [1.11].

Les valeurs de I_C doivent être choisies dans une zone où il n'y a pas d'effets de forte injection, ni d'auto-échauffement (voir Fig. 1.5 (a)). Les paramètres Z_{ETACT} et V_{GB} ont alors été extraits de mesures faites sur des transistors bipolaires SiGe:C 0.25 μm , avec un pic de f_T à 55 GHz et une tension de claquage égale à 3.3 V. La Fig. 1.5 (b) montre une comparaison entre les mesures et les simulations de $V_{BE}(T)$ à différents I_C constants choisis dans la zone de faible injection. On peut observer une bonne adéquation entre la mesure et la simulation. Cet écart est

inférieur à 0.6 mV (voir Fig. 1.5 (c)), ce qui représente une bonne précision par rapport à une résolution de l'appareil de mesure de 0.1 mV [1.12]. Toutefois cette caractéristique n'est pas suffisamment représentative de la précision de l'extraction des paramètres Z_{ETACT} et V_{GB} . C'est pourquoi il est préférable de pousser plus loin la validation des paramètres extraits en observant la comparaison entre les mesures et les simulations de $dV_{BE}(T)/dT$ à différents I_C constants [1.13] (voir Fig. 1.5 (d)), cette variation étant plus sensible à la précision des paramètres de modèle.

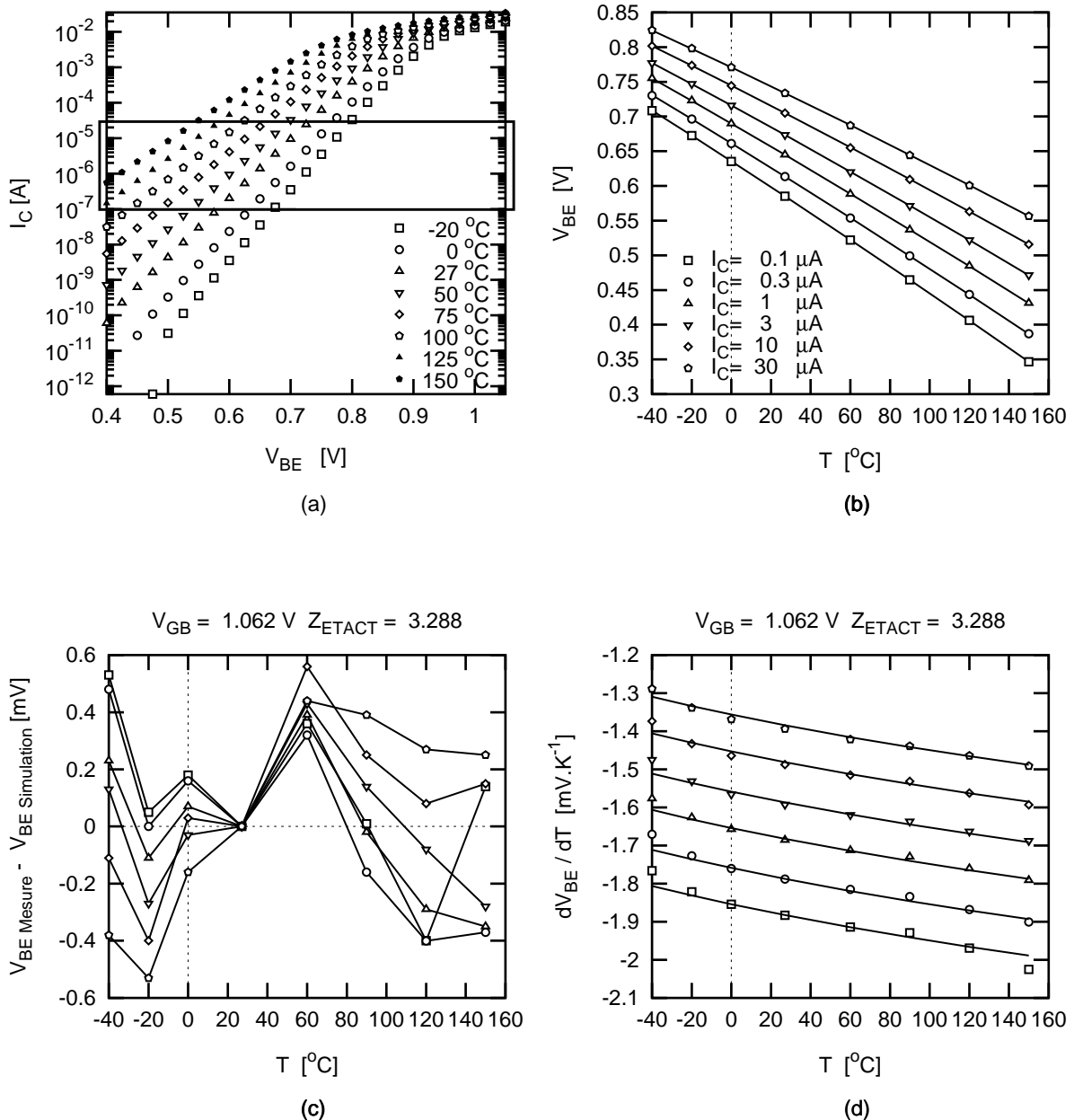


Fig. 1.5 (a) Courbe de Gummel: Mesure de $I_C(V_{BE})$ à température constante et à $V_{BC} = 0$ V. Le rectangle noir représente la zone de choix des valeurs de I_C pour l'extraction de Z_{ETACT} et V_{GB} . (b) Comparaison mesure (points) simulation (lignes) de $V_{BE}(T)$ à différents I_C constants choisis dans la zone de faible injection. (c) Représentation graphique de l'écart entre la mesure et la simulation de $V_{BE}(T)$ à différents I_C constants. (d) Comparaison mesure (points) simulation (lignes) de $dV_{BE}(T)/dT$ à différents I_C constants.

La valeur de la tension de bandgap du silicium vaut $V_{GB} = 1.170$ V. Or l'extraction de ce paramètre appliquée à une technologie SiGe:C donne une valeur $V_{GB} = 1.062$ V (cf Fig. 1.5). Cet écart s'explique par l'implantation de germanium dans la base qui a tendance à diminuer le niveau de bandgap dans la base (cf paragraphe 1.6).

1.5 Courant base

Les différentes composantes du courant de base sont représentées sur la Fig. 1.6 dans le cas d'un transistor NPN fonctionnant en mode direct, c'est-à-dire avec la jonction base-émetteur polarisée en direct et la jonction base-collecteur polarisée en inverse.

A cause de la polarisation positive appliquée à la jonction base-émetteur, des électrons sont injectés depuis l'émetteur vers la base. Réciproquement, un courant de trous se crée depuis la base vers l'émetteur. Lorsque les trous atteignent la zone de charge d'espace de la jonction base-émetteur, une partie se recombine avec des électrons en créant un courant de recombinaison I_{BR} . Puis les trous restant traversent l'émetteur neutre où ils deviennent des porteurs minoritaires créant un courant de diffusion I_{BI} . Il s'agit de la composante principale du courant de base: le courant de base idéal.

Considérons désormais le courant d'électrons. Lorsque les électrons traversent la base neutre, ils sont susceptibles de se recombiner avec des trous. En toute rigueur, il faudrait également tenir compte de ce courant de recombinaison. Toutefois, pour les technologies considérées dans cette étude, la base est très fine en regard de la durée de vie des porteurs libres. C'est pourquoi le taux de recombinaison dans la base neutre est faible, et par conséquent, cette composante du courant de base est négligeable.

Ainsi le courant de base est la somme du courant de base idéal I_{BI} et du courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace base-émetteur I_{BR} .

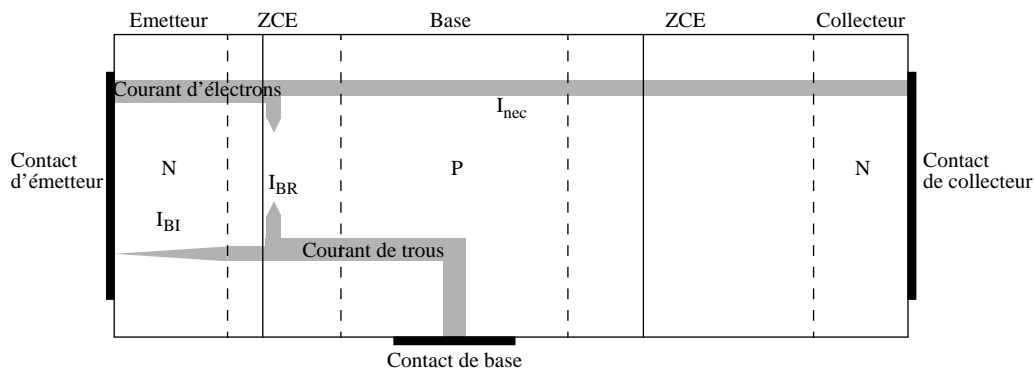


Fig. 1.6 Composantes du courant de base d'un transistor NPN polarisé en régime direct.

1.5.1 Courant de saturation de base

D'après [1.7] le courant de saturation de base est donné par:

$$I_{BS}(T) = \frac{q \cdot A_E \cdot n_{iE}(T)^2 \cdot D_{pE}(T)}{W_E \cdot N_{DE}} \quad (1.18)$$

La constante de diffusion des porteurs minoritaires dans l'émetteur est reliée à la mobilité des porteurs par la relation:

$$D_{pE}(T) = V_T \cdot \mu_{pE}(T) \quad (1.19)$$

En remplaçant l'équation (1.1) dans (1.19), la dépendance avec la température de la constante de diffusion des porteurs minoritaires dans l'émetteur s'écrit:

$$D_{pE}(T) = \mu_{pE}(T_0) \cdot \left(\frac{T}{T_0}\right)^{1-\zeta_E} \quad (1.20)$$

Dans l'émetteur, la tension de bandgap effective à 0K vaut V_{GE} . Ainsi, l'équation (1.6) permet d'exprimer la concentration de porteurs intrinsèques dans l'émetteur sous la forme:

$$n_{iE}(T)^2 = n_{iE}(T_0)^2 \left(\frac{T}{T_0}\right)^{m_s} \exp\left(\frac{V_{GE}}{V_{T_0}} \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T}\right)\right) \quad (1.21)$$

La substitution de (1.20) et (1.21) dans (1.18) conduit à l'expression suivante du courant de saturation de base:

$$I_{BS}(T) = \frac{q \cdot A_E \cdot n_{iE}(T_0)^2 \cdot \mu_{pE}(T_0)}{W_E \cdot N_{de}} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{1-\zeta_E+m_s} \exp\left(\frac{V_{GE}}{V_{T_0}} \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T}\right)\right) \quad (1.22)$$

Finalement, en remarquant que $I_{BS}(T_0) = \frac{q \cdot A_E \cdot n_{iE}(T_0)^2 \cdot \mu_{pE}(T_0)}{W_E \cdot N_{DE}}$, l'expression (1.22) devient:

$$I_{BS}(T) = I_{BS}(T_0) \left(\frac{T}{T_0}\right)^{1-\zeta_E+m_s} \exp\left(\frac{V_{GE}}{V_{T_0}} \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T}\right)\right) \quad (1.23)$$

1.5.2 Courant de base idéal

Dans le modèle HICUM Level 2 Version 2.21, l'exposant $1 - \zeta_E + m_s$ de l'expression du courant de saturation de base (1.23) est remplacé par le paramètre de modèle Z_{ETABET} . De même la tension de bandgap effective dans l'émetteur à 0K est remplacée par le paramètre de modèle V_{GE} .

Ainsi, la dépendance avec la température du courant de saturation de base idéal est modélisée par l'équation suivante:

$$I_{BS}(T) = I_{BS}(T_0) \left(\frac{T}{T_0}\right)^{Z_{ETABET}} \exp\left(\frac{V_{GE}}{V_{T_0}} \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T}\right)\right) \quad (1.24)$$

La Fig. 1.7 représente la variation du rapport $I_{BS}(T) / I_{BS}(T_0)$ en fonction de la température, obtenue à partir de l'équation (1.24). Une étude de sensibilité de ce rapport montre qu'il augmente lorsque les paramètres V_{GE} et Z_{ETABET} augmentent.

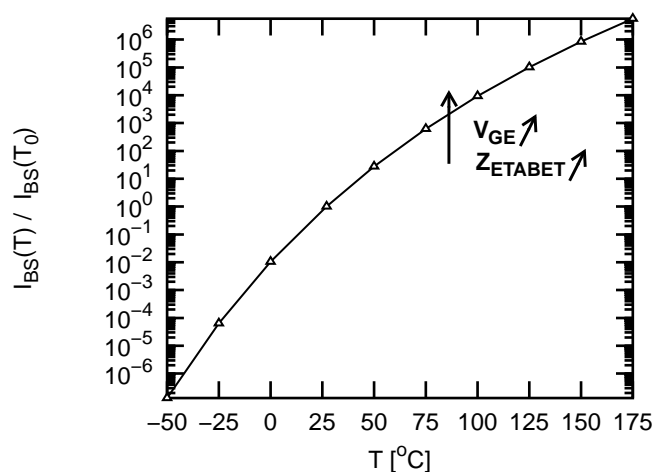


Fig. 1.7 Variation du courant de saturation de base avec la température.

Le courant de base est donné par l'équation suivante:

$$I_B(T) = I_{BS}(T) \exp\left(\frac{V_{BE}(T)}{\mathbf{m}_{BEi} V_T}\right) \quad (1.25)$$

Finalement, en supposant le coefficient de non-idéalité \mathbf{m}_{BEi} égal à 1, le courant de base idéal à $V_{BC} = 0$ V s'écrit:

$$I_{BI}(T) = I_{BI}(T_0) \left(\frac{T}{T_0}\right)^{Z_{ETABET}} \exp\left(\frac{V_{GE}}{V_{T_0}} \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T}\right)\right) \exp\left(\frac{V_{BE}(T)}{V_T} - \frac{V_{BE}(T_0)}{V_{T_0}}\right) \quad (1.26)$$

1.5.3 Méthode d'extraction

Plusieurs méthodes sont alors possibles pour extraire les paramètres Z_{ETABET} et V_{GE} [1.10]. Dans ce paragraphe seule l'une d'entre elles sera exposée.

Si V_{BE} est mesurée à différentes températures en maintenant le courant base constant, l'équation (1.26) peut alors se réécrire sous la forme:

$$\frac{V_{BE}(T_0)}{V_{T_0}} - \frac{V_{BE}(T)}{V_T} = \frac{V_{GE}}{V_{T_0}} \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) + Z_{ETABET} \ln\left(\frac{T}{T_0}\right) \quad (1.27)$$

Il suffit alors d'estimer les paramètres par la méthode des moindres carrés [1.11].

Les valeurs de I_B doivent être choisies dans une zone où il n'y a pas de courant de recombinaison (voir Fig. 1.8).

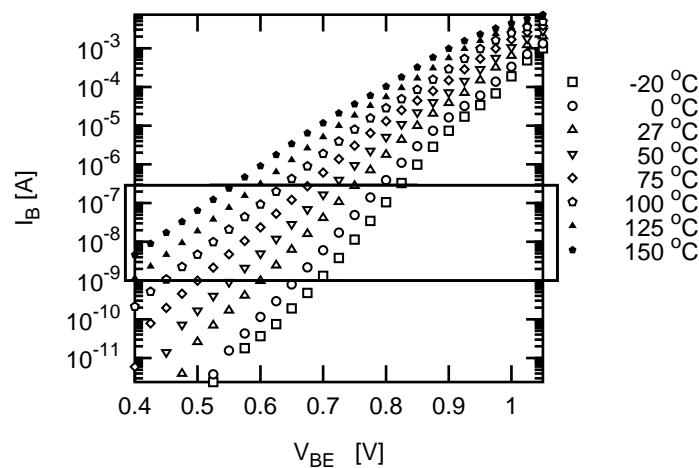


Fig. 1.8 Courbe de Gummel: Mesure de $I_B(V_{BE})$ à température constante et à $V_{BC} = 0$ V. Le rectangle noir représente la zone de choix des valeurs de I_B pour l'extraction de Z_{ETABET} et V_{GE} .

Les paramètres Z_{ETABET} et V_{GE} ont été extraits de mesures faites sur des transistors bipolaires SiGe:C 0.25 μm , avec pic de f_{Tpic} à 55 GHz et une tension de claquage à 3.3 V. La Fig. 1.9 (a) montre une comparaison entre les mesures et les simulations de $V_{BE}(T)$ à différents I_B constants choisis dans une zone sans courant de recombinaison. On peut observer une bonne adéquation entre la mesure et la simulation. Cet écart est inférieur à 0.5 mV (voir Fig. 1.9 (c)), ce qui représente une bonne précision par rapport à une résolution de l'appareil de mesure égale à 0.1 mV. Toutefois, cette caractéristique électrique n'est pas suffisamment sensible à la variation des paramètres Z_{ETABET} et V_{GE} pour juger de façon pertinente de la précision de l'extraction. C'est pourquoi, les paramètres extraits sont validés par la comparaison des mesures et des simulations de $dV_{BE}(T)/dT$ à différents I_B constants [1.13] (voir Fig. 1.9 (b)).

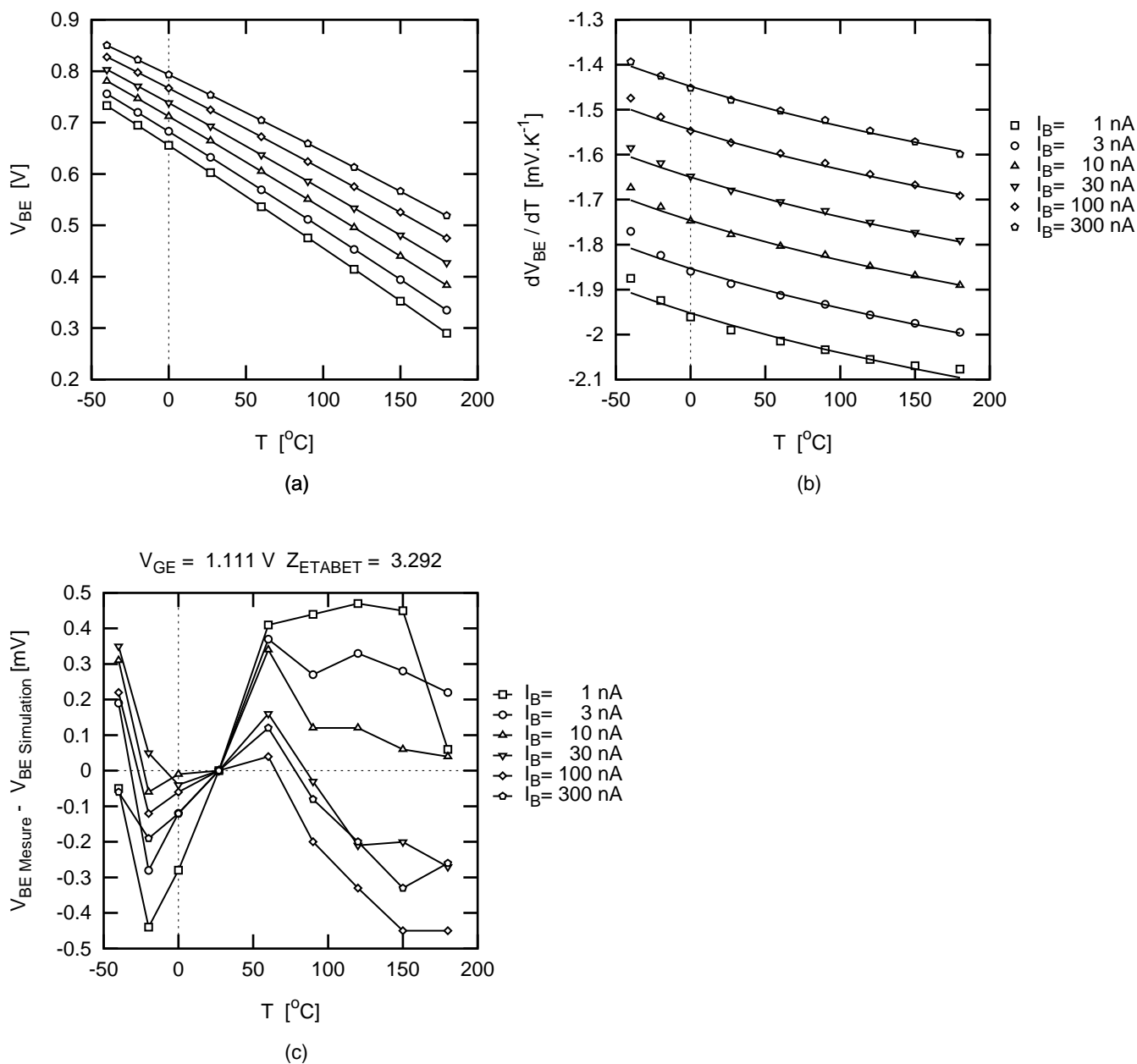


Fig. 1.9 (a) Comparaison mesure (points) simulation (lignes) de $V_{BE}(T)$ à différents I_B constants choisis dans une zone sans courant de recombinaison. (b) Comparaison mesure (points) simulation (lignes) de $dV_{BE}(T)/dT$ à différents I_B constants. (c) Représentation graphique de l'écart entre la mesure et la simulation de $V_{BE}(T)$ à différents I_B constants.

La valeur de la tension de bandgap du silicium vaut $V_{GE} = 1.170$ V. Or l'extraction de ce paramètre appliquée à une technologie SiGe:C donne une valeur $V_{GE} = 1.111$ V (cf Fig. 1.5). Ce faible écart s'explique par le phénomène de bandgap narrowing qui a tendance à diminuer le niveau de bandgap dans l'émetteur (cf paragraphe 1.6).

1.5.4 Courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace base-émetteur

Le courant de recombinaison s'observe à de faibles polarisations et se traduit par un changement de la pente du courant de base (voir Fig. 1.10).

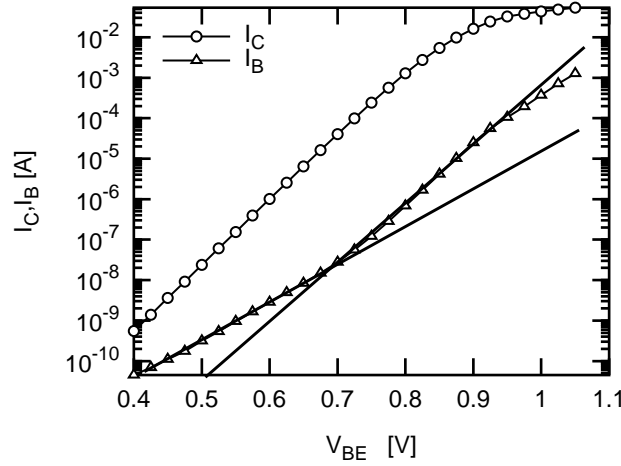


Fig. 1.10 Courbes de Gummel mesurées à $V_{BC} = 0V$, à $27\text{ }^{\circ}C$. Les mesures ont été faites sur des transistors SiGe:C, de règle de dessin $0.13\text{ }\mu m$ avec $f_{Tpic} = 250\text{ GHz}$ et $BV_{CEO} = 3.3\text{ V}$.

Le courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace base-émetteur est décrit par l'équation suivante

$$[1.7]: \quad I_{BR} = q \cdot A_E \cdot \int_0^{w_D} U dx \quad (1.28)$$

L'expression du taux de recombinaison peut être approchée par:

$$U = \sigma \cdot v_{th} \cdot N_t \cdot \frac{p \cdot n - n_i^2}{n + p + 2 \cdot n_i} \quad (1.29)$$

Les concentrations en trous et en électrons sont des fonctions des quasi-niveaux de Fermi. Elles sont définies par les équations suivantes:

$$n = n_i \cdot \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_i}{kT}\right) \quad (1.30)$$

$$p = n_i \cdot \exp\left(\frac{E_i - E_{Fp}}{kT}\right) \quad (1.31)$$

Sous l'hypothèse de quasi-équilibre, c'est-à-dire que les quasi-niveaux de Fermi sont constants dans la zone de charge d'espace de la jonction base-émetteur:

$$E_{Fn} - E_{Fp} = qV_{BE} \quad (1.32)$$

Par conséquent le produit $p \cdot n$ peut être obtenu à partir des équations (1.30), (1.31) et (1.32):

$$p \cdot n = n_i^2 \cdot \exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) \quad (1.33)$$

En insérant l'équation (1.33) dans l'équation (1.29), on obtient:

$$U \approx \frac{\sigma \cdot v_{th} \cdot N_t \cdot n_i^2}{n + p + 2n_i} \cdot \left(\exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) - 1 \right) \quad (1.34)$$

Le taux de recombinaison est maximum lorsque $n+p$ est minimum. Cette condition est obtenue si $n=p$. Ainsi:

$$n = p = n_i \exp\left(\frac{qV_{BE}}{2kT}\right) \quad (1.35)$$

En remplaçant l'équation (1.35) dans (1.34), on obtient:

$$U_{max} \approx \frac{\sigma \cdot v_{th} \cdot N_t \cdot n_i}{2} \cdot \frac{\exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) - 1}{\exp\left(\frac{qV_{BE}}{2kT}\right) + 1} \quad (1.36)$$

Finalement, l'équation (1.36) peut s'écrire sous la forme:

$$U_{max} \approx \frac{\sigma \cdot v_{th} \cdot N_t \cdot n_i}{2} \cdot \left(\exp\left(\frac{qV_{BE}}{2kT}\right) - 1 \right) \quad (1.37)$$

On peut ainsi évaluer une expression du courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace émetteur-base si l'on suppose que le taux de recombinaison est constant dans l'ensemble de la zone de charge d'espace et égale à sa valeur maximale U_{max} .

Sous ces hypothèses, l'équation (1.28) devient:

$$I_{BR} = \frac{1}{2} \cdot q \cdot A_E \cdot W_D \cdot \sigma \cdot v_{th} \cdot N_t \cdot n_i \cdot \left(\exp\left(\frac{qV_{BE}}{2kT}\right) - 1 \right) \quad (1.38)$$

En pratique, dans le modèle, l'exposant 2 du terme exponentiel de l'équation (1.38) est remplacé par un facteur de non-idéalité.

D'après (1.6), la dépendance de la concentration de porteur intrinsèque dans la zone de charge d'espace base-émetteur n_{iBE} avec la température est donnée par la relation suivante:

$$n_{iBE}(T) = n_{iBE}(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{m_g}{2}} \exp\left(\frac{V_{GBEeff}}{2 \cdot V_{T_0}} \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T} \right) \right) \quad (1.39)$$

V_{GBEeff} est la tension de bandgap dans la zone de charge d'espace de la jonction base-émetteur. Elle n'est pas constante tout au long de la jonction. Dans le modèle HICUM Level 2 Version 2.21, cette valeur est remplacée par la moyenne entre la tension de bandgap dans l'émetteur et la tension de bandgap dans la base:

$$V_{GBEeff} = \frac{V_{GB} + V_{GE}}{2}$$

La vitesse thermodynamique est définie par: $v_{th} = \sqrt{(3kT)/m^*}$.

Toutefois, dans le modèle, la dépendance avec la température de la vitesse thermodynamique et de la largeur de la zone de charge d'espace est négligée devant la dépendance avec la température de la concentration de porteur intrinsèque.

Par conséquent, la dépendance avec la température du courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace base-émetteur est donnée par la relation suivante:

$$I_{BR}(T) = I_{BR}(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{m_g}{2}} \exp\left(\frac{V_{GBEeff}}{2 \cdot V_{T_0}} \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T} \right) \right) \frac{\exp\left(\frac{V_{BE}}{m_{REi} V_T} \right) - 1}{\exp\left(\frac{V_{BE}}{m_{REi} V_{T_0}} \right) - 1} \quad (1.40)$$

Il n'y a pas de paramètre spécifique à extraire pour décrire la variation du courant de recombinaison avec la température. De plus, pour les technologies avancées, cet effet est peu important et peut être négligé.

1.6 Gain en courant idéal

Le gain en courant idéal est défini comme étant le rapport du courant collecteur par le courant de base idéal:

$$\beta(T) = I_C(T)/I_{BI}(T) \quad (1.41)$$

Contrairement au modèle Spice-Gummel-Poon [1.9], cette grandeur n'est pas un paramètre de modèle, mais elle est la conséquence de la modélisation du courant collecteur et du courant base par l'intermédiaire de la relation (1.41).

En considérant que l'émetteur est très fin et que la base est mince au regard de la longueur de diffusion des électrons, I_B et I_C sont proportionnels à la pente des porteurs minoritaires dans l'émetteur neutre et la base neutre [1.7]:

$$I_{BI}(T) = q \cdot A_E \cdot \overline{D_{pE}}(T) \cdot \frac{p_{ne}(0, T)}{W_E} \quad (1.42)$$

$$\text{et } I_C(T) = q \cdot A_E \cdot \overline{D_{nB}}(T) \cdot \frac{n_{pb}(0, T)}{W_B} \quad (1.43)$$

$$\text{où } p_{ne}(0, T) = p_{ne0} \cdot \exp\left(\frac{V_{BE}(T)}{V_T}\right) \quad (1.44)$$

$$\text{et } n_{pb}(0, T) = n_{pb0} \cdot \exp\left(\frac{V_{BE}(T)}{V_T}\right) \quad (1.45)$$

En remplaçant (1.44) et (1.45) respectivement dans (1.42) et (1.43), puis en insérant (1.42) et (1.43) dans (1.41), on obtient:

$$\beta(T) = \frac{\overline{D_{nB}}(T) \cdot n_{pb0} \cdot W_E}{\overline{D_{pE}}(T) \cdot p_{ne0} \cdot W_B} \quad (1.46)$$

En utilisant la loi d'action de masse, on peut écrire la concentration des porteurs minoritaires à l'équilibre thermodynamique en fonction de la tension de bandgap effective dans l'émetteur ou dans la base:

$$n_{pb0} = \frac{n_{ieB}^2}{N_{AB}} = \frac{N_C N_V \cdot \exp\left(-\frac{V_{GB}}{V_T}\right)}{N_{AB}} \quad (1.47)$$

$$\text{et } p_{ne0} = \frac{n_{ieE}^2}{N_{DE}} = \frac{N_C N_V \cdot \exp\left(-\frac{V_{GE}}{V_T}\right)}{N_{DE}} \quad (1.48)$$

En insérant les équations (1.47) et (1.48) dans l'expression (1.46), on obtient:

$$\beta(T) = \frac{\overline{D_{nB}}(T) N_{DE} W_E}{\overline{D_{pE}}(T) N_{AB} W_B} \cdot \exp\left(\frac{V_{GE} - V_{GB}}{V_T}\right) \quad (1.49)$$

En remplaçant les équations (1.9) et (1.20) dans l'équation (1.49), on obtient:

$$\beta(T) = \frac{N_{DE} W_E}{N_{AB} W_B} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\zeta_E - \zeta_B} \exp\left(\frac{V_{GE} - V_{GB}}{V_T}\right) \quad (1.50)$$

Finalement, on peut écrire l'équation (1.50) sous la forme:

$$\beta(T) = \beta(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\zeta_E - \zeta_B} \exp \left(\frac{V_{GB} - V_{GE}}{V_{T_0}} \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T} \right) \right) \quad (1.51)$$

Dans le modèle HICUM Level 2 Version 2.21, l'exposant $\zeta_E - \zeta_B$ de l'expression du gain en courant idéal en fonction de la température est approché par les paramètres de modèles $Z_{ETACT} - Z_{ETABET}$.

D'autre part, la tension de bandgap effective dans l'émetteur est modélisée par le paramètre de modèle V_{GE} , et celle dans la base par le paramètre de modèle V_{GB} .

Ainsi, le gain en courant idéal est modélisé par l'équation:

$$\beta(T) = \beta(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{Z_{ETACT} - Z_{ETABET}} \exp \left(\frac{V_{GB} - V_{GE}}{V_{T_0}} \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T} \right) \right) \quad (1.52)$$

La Fig. 1.11 représente la variation du rapport $\beta(T) / \beta(T_0)$ en fonction de la température obtenue à partir de la relation (1.52). D'autre part, une étude de sensibilité de ce rapport montre qu'il diminue lorsque les paramètres V_{GE} ou Z_{ETABET} augmentent ou lorsque V_{GB} ou Z_{ETACT} diminuent.

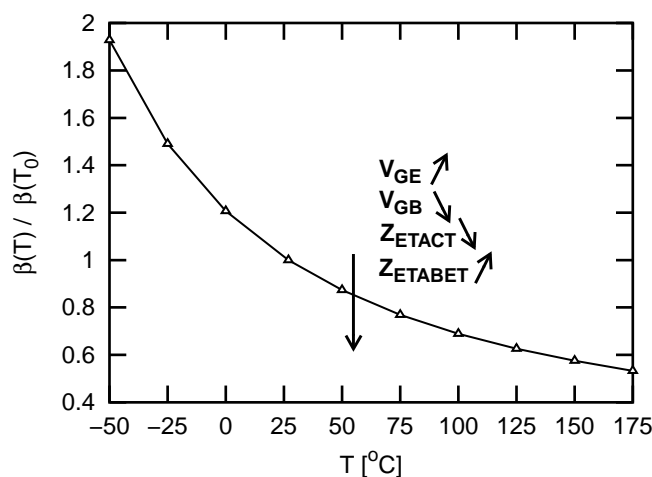


Fig. 1.11 Variation du gain avec la température.

Il n'y a pas de paramètre spécifique à extraire pour décrire la variation du gain avec la température.

Les Fig. 1.12 et Fig. 1.13 montrent une comparaison entre les mesures et les simulations du gain respectivement en fonction de I_C ou de V_{BE} à température constante. On observe une bonne adéquation du modèle avec les mesures, ce qui démontre d'une bonne prise en compte de la variation du gain avec la température par le modèle.

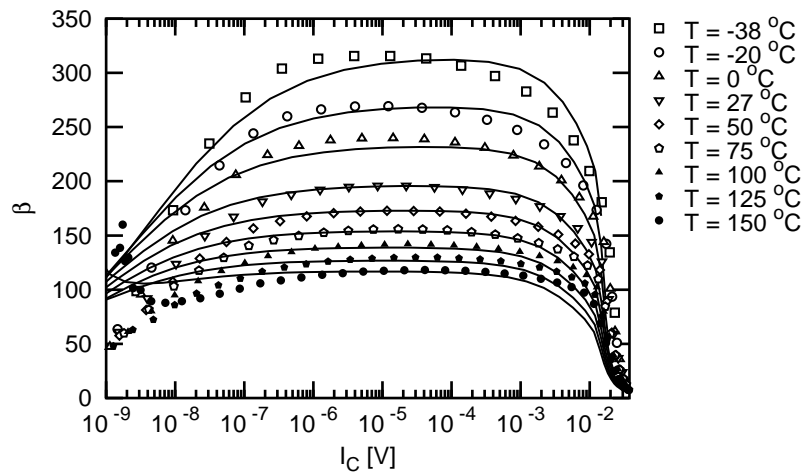


Fig. 1.12 Comparaison mesures (points) / simulations (lignes) du gain en fonction de I_C à température constante.

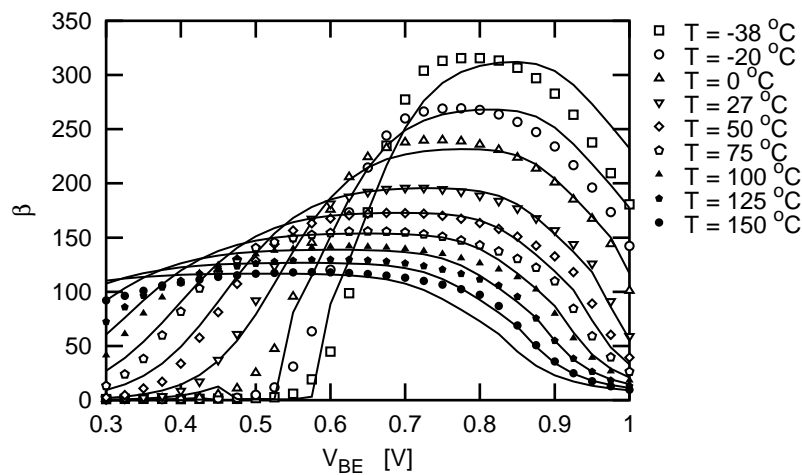


Fig. 1.13 Comparaison mesures (points) / simulations (lignes) du gain en fonction de V_{BE} à température constante.

Remarque: différence entre les transistors bipolaires silicium et les transistors bipolaires à hétérojonction SiGe

Dans les transistors bipolaires silicium, la différence de bandgap entre l'émetteur et la base est dû au bandgap narrowing dans l'émetteur [1.7], [1.14] (Fig. 1.14). Dans ce cas $V_{GE} < V_{GB}$ et le gain augmente avec la température.

L'introduction de germanium dans la base des transistors bipolaires à hétérojonction est responsable d'un abaissement du niveau de bandgap dans la base. La modification du diagramme de bande d'un transistor Si consécutive à l'introduction de germanium dans la base est illustrée Fig. 1.14.

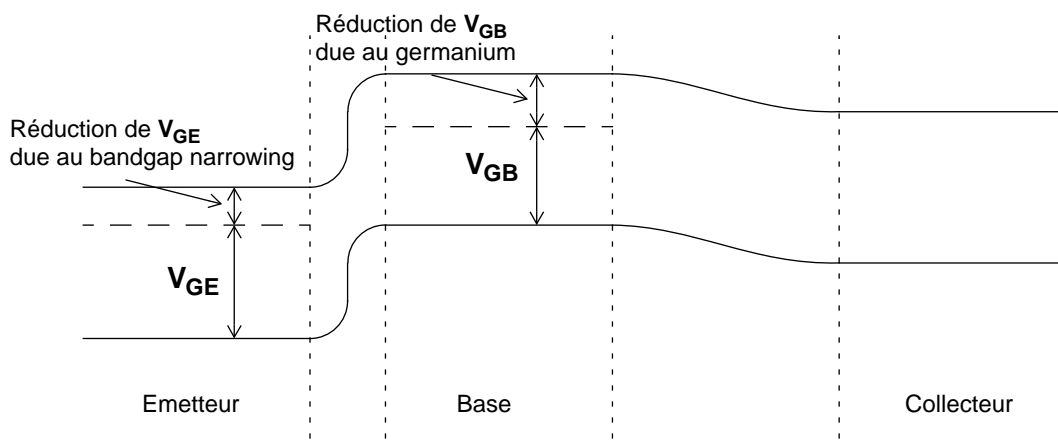


Fig. 1.14 Diagramme de bande d'un transistor Si et modification consécutive à l'introduction de germanium dans la base (aucune polarisation n'est appliquée).

Ainsi, en fonction du taux de germanium, $V_{GE} < V_{GB}$, ou $V_{GE} = V_{GB}$, ou $V_{GE} > V_{GB}$. La conséquence sur la variation du gain des transistors à hétérojonction est qu'il peut croître, être constant ou décroître avec la température. Pour les technologies étudiées au cours de ce projet, $V_{GE} > V_{GB}$; par conséquent le gain décroît avec la température. Toutefois, il peut être intéressant d'utiliser le profil de germanium comme un paramètre technologique permettant de régler le niveau de bandgap de la base. Ainsi, le bandgap narrowing de l'émetteur serait compensé par une diminution équivalente du bandgap de la base et le gain du transistor serait constant avec la température. Cette propriété est très intéressante dans le cadre de la conception d'amplificateur de puissance car il est alors possible d'optimiser le profil de germanium dans la base afin de concevoir un dispositif dont le gain ne varie pas avec la température [1.15].

1.7 Capacités de transition

1.7.1 Potentiels de diffusion

D'après [1.14], le potentiel de diffusion est défini par la relation suivante:

$$V_{Dj} = V_T \cdot \ln\left(\frac{n_{n0}}{n_{p0}}\right) = V_T \cdot \ln\left(\frac{p_{p0}}{p_{n0}}\right) \quad (1.53)$$

Si l'on suppose que $n_{n0} = N_D + p_{n0} \approx N_D$ et $p_{p0} = N_A + n_{p0} \approx N_A$, l'équation (1.53) s'écrit:

$$V_{Dj} = V_T \cdot \ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right) \quad (1.54)$$

En insérant l'équation (1.6) dans l'équation (1.54), on obtient l'expression suivante:

$$V_{Dj}(T) = V_T \ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2(T_0)}\right) - V_T m_g \ln\left(\frac{T}{T_0}\right) + V_{Geff} \cdot \left(1 - \frac{T}{T_0}\right) \quad (1.55)$$

$$V_{Dj}(T) = V_{Dj}(T_0) \frac{T}{T_0} - V_T m_g \ln\left(\frac{T}{T_0}\right) + V_{Geff} \cdot \left(1 - \frac{T}{T_0}\right) \quad (1.56)$$

Puisque le potentiel de diffusion représente le potentiel aux bornes des zones de charge d'espace base-émetteur, base-collecteur et collecteur-substrat, la tension de bandgap effective est la moyenne des tensions de bandgap de part et d'autre des zones de transition.

Table 1.2: Valeur de la tension de bandgap effective en fonction de la zone de transition considérée.

ZCE	V_{Geff}
Base-Emetteur	$(V_{GB} + V_{GE})/2$
Base-Collecteur	$(V_{GB} + V_{GC})/2$
Collecteur-Substrat	$(V_{GC} + V_{GS})/2$

Toutefois, la loi (1.56), bien que représentative de la physique des transistors bipolaires SiGe à hétérojonction, n'est pas valable pour les très hautes températures (Fig. 1.15), ce qui crée des problèmes de convergence dans les simulateurs.

Aux fortes températures $n_{n0} \approx n_{p0} \approx p_{p0} \approx p_{n0} \approx n_i$, par conséquent le potentiel de diffusion tend vers 0.

C'est pourquoi, une loi de lissage [1.8] a été ajoutée au modèle. Ainsi, la dépendance avec la température du potentiel de jonction est décrite par:

$$V_D(T) = V_{Dj}(T) + 2 \cdot V_T \cdot \ln \left(\frac{1}{2} \cdot \left[1 + \sqrt{1 + 4 \exp \left(-\frac{V_{Dj}(T)}{V_T} \right)} \right] \right) \quad (1.57)$$

La variation du potentiel de jonction avec la température est représentée sur la Fig. 1.15. Une étude de sensibilité de cette quantité par rapport au paramètre V_{Geff} permet de montrer qu'il diminue lorsque V_{Geff} augmente.

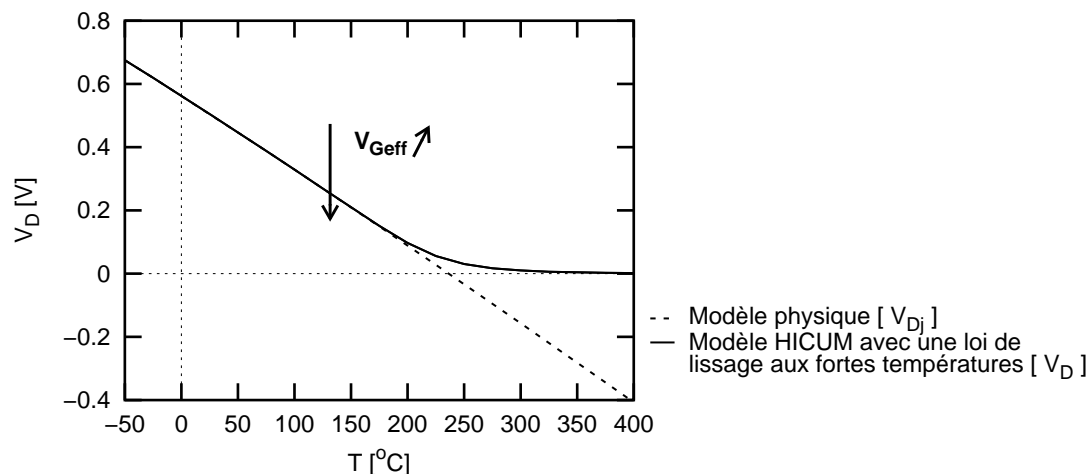


Fig. 1.15 Dépendance avec la température du potentiel de jonction.

1.7.2 Comportement thermique des capacités de transition

La capacité de transition lorsque la tension appliquée à la jonction est nulle dépend du potentiel de diffusion [1.14]:

$$C_{j0} = \left(\frac{qN\epsilon_{Si}}{2V_D} \right)^Z \quad (1.58)$$

Par conséquent le modèle s'écrit

$$C_{j0}(T) = C_{j0}(T_0) \cdot \left(\frac{V_D(T_0)}{V_D(T)} \right)^Z \quad (1.59)$$

La variation du rapport $C_{j0}(T) / C_{j0}(T_0)$ avec la température, obtenue à partir de l'expression (1.59) est représentée sur la Fig. 1.16.

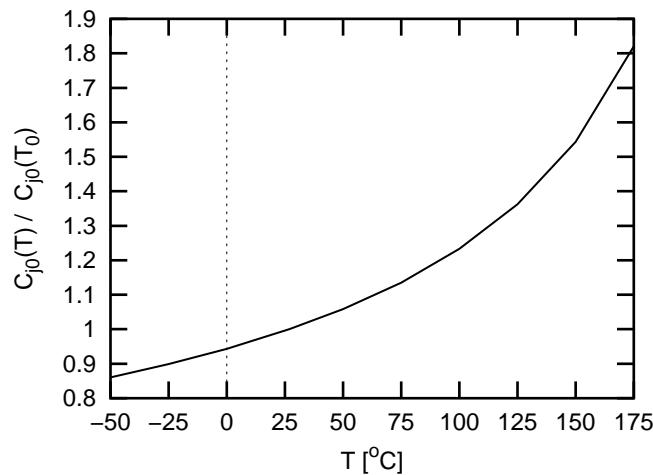
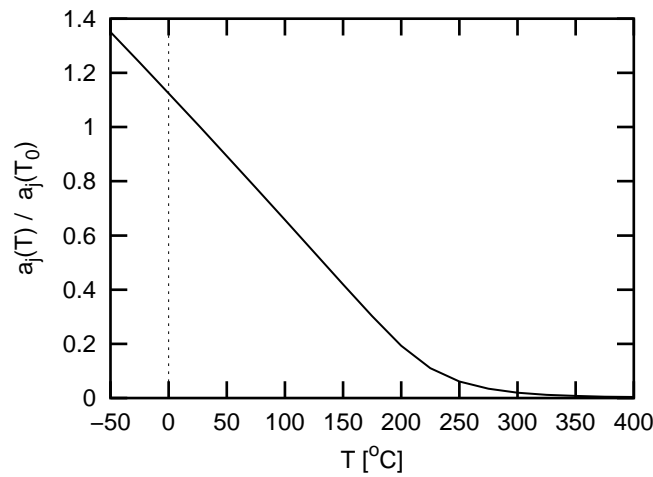


Fig. 1.16 Dépendance avec la température des capacités de transition.

Toutefois, cette loi croît avec la température alors que des simulations physiques [1.1] prouvent qu'en régime de polarisation directe lorsque la tension appliquée aux bornes du transistor est proche de la tension de diffusion, la capacité de transition diminue alors que la température augmente. C'est pourquoi un facteur de limitation a été introduit dans le modèle. Le paramètre empirique a_j détermine la valeur maximale que peut prendre la capacité de transition en régime de polarisation directe lorsque la tension appliquée aux bornes du transistor est proche de la tension de diffusion. Ce paramètre diminue lorsque la température augmente. Il est défini par:

$$a_j(T) = a_j(T_0) \cdot \frac{V_D(T)}{V_D(T_0)} \quad (1.60)$$

Il correspond aux paramètres de modèle $\mathbf{A_{JEI}}$ et $\mathbf{A_{JEP}}$. La variation du rapport $a_j(T) / a_j(T_0)$ avec la température, obtenue d'après la formule (1.60) est représentée sur la Fig. 1.17.

Fig. 1.17 Dépendance avec la température du paramètre empirique a_j .

1.8 Résistances séries

1.8.1 Silicium mono-cristallin

Dans les matériaux en silicium mono-cristallin, la dépendance avec la température des résistances séries est directement reliée à celle de la mobilité des porteurs par la relation [1.7]:

$$R(T) = R(T_0) \cdot \frac{\mu(T_0)}{\mu(T)} \quad (1.61)$$

En insérant l'équation (1.1) dans l'expression (1.61), la loi de dépendance des résistances séries avec la température s'écrit:

$$R(T) = R(T_0) \cdot \left(\frac{T}{T_0}\right)^\zeta \quad (1.62)$$

La liste des coefficients en température relatifs aux résistances séries est résumée en Annexe A.

1.8.2 Silicium poly-cristallin

Dans les technologies actuelles, l'émetteur est fait en silicium poly-cristallin, de manière à réduire la capacité base-émetteur sans dégrader le gain du transistor. Or la loi (1.61) n'est pas valable pour ce type de matériau.

D'après [1.7] et [1.16], la résistance série de l'émetteur est décrite par:

$$R_E = \frac{1 - C_e kT}{A_E q C_e T^2 A_R} \cdot \exp(b_e) \cdot \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right) \quad (1.63)$$

$$\text{où } b_e = \frac{4\pi\delta}{h} \sqrt{2m_e^* \chi_e} \text{ et } C_e = \frac{2\pi\delta}{h} \sqrt{\frac{2m_e^*}{\chi_e}}$$

La constante de Richardson modifiée est définie par:

$$A_R = \frac{4\pi q m_e^* k^2}{h^3} \quad (1.64)$$

Si l'on néglige la dépendance avec la température de la masse effective m_e^* et celle de la hauteur de la barrière effective pour les électrons χ_e , la dépendance avec la température de la résistance d'émetteur est décrite par:

$$R_E(T) = R_E(T_0) \cdot \frac{1 - C_e k T}{1 - C_e k T_0} \cdot \left(\frac{T_0}{T}\right)^2 \cdot \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{k} \cdot \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right) \quad (1.65)$$

En prenant les valeurs numériques données dans [1.16], il est possible d'évaluer la valeur de la constante C_e : $C_e \approx 7.15 \cdot 10^{19} \text{ J}^{-1}$. Par conséquent, l'approximation $C_e k T \gg 1$ est légitime.

$$\text{Sous ces hypothèses, l'équation (1.65) s'écrit: } R_E(T) = R_E(T_0) \cdot \left(\frac{T}{T_0}\right)^{-1} \cdot \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{k} \cdot \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right) \quad (1.66)$$

Le polysilicium est un cristal très fortement dopé, c'est pourquoi il est légitime de supposer que $E_C \approx E_F$.

Sous ces conditions l'équation (1.66) s'écrit:

$$R_E(T) = R_E(T_0) \cdot \left(\frac{T}{T_0}\right)^{-1} \quad (1.67)$$

C'est pourquoi la variation avec la température de la résistance d'émetteur est modélisée par la loi:

$$R_E(T) = R_E(T_0) \cdot \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\zeta_{R_E}}, \text{ où le coefficient en température } \zeta_{R_E} \text{ est négatif.} \quad (1.68)$$

1.8.3 Méthode d'extraction

Matériaux mono-cristallin

La connaissance des niveaux de dopage dans les différentes couches du transistor par l'intermédiaire de profils SIMS nous permet de calculer les coefficients Z_{ETACI} , Z_{ETARBI} , Z_{ETARBX} et Z_{ETARCX} grâce à l'équation (1.2).

Matériaux poly-cristallin

On ne peut pas appliquer la formule (1.2) au cas des matériaux silicium poly-cristallin.

Le dispositif est polarisé en émetteur commun de manière à appliquer une tension constante sur la base et à faire varier la tension de collecteur. La température ambiante est contrôlée grâce à l'utilisation d'un régulateur thermique; elle est fixée à la température nominale 27°C.

La tension V_{BE} est choisie de manière à ce que l'auto-échauffement du transistor soit suffisant pour influencer ses caractéristiques électriques. On mesure la variation du courant collecteur avec V_{CB} (Fig. 1.18).

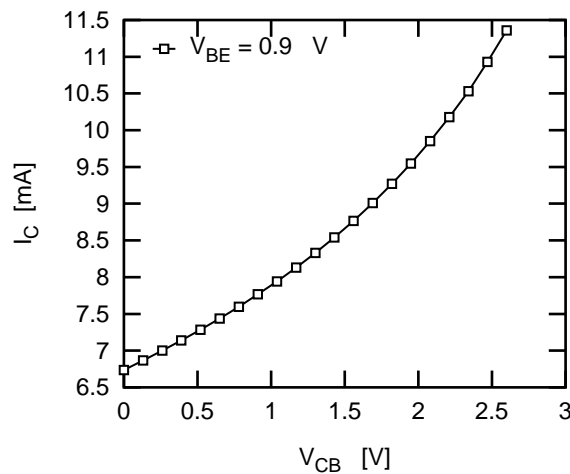


Fig. 1.18 Mesure du courant collecteur en fonction de V_{CB} à $V_{BE}=0.9V$.

Considérons le cas simple de la Fig. 1.19: $V_{CE} = V_{C'E'} + R_E I_E + R_C I_C$ (1.69)

Supposons que le gain soit suffisamment fort pour écrire que $I_E \approx I_C$, alors l'équation (1.69) s'écrit:

$$V_{CE} = V_{C'E'} + (R_E + R_C)I_C \tag{1.70}$$

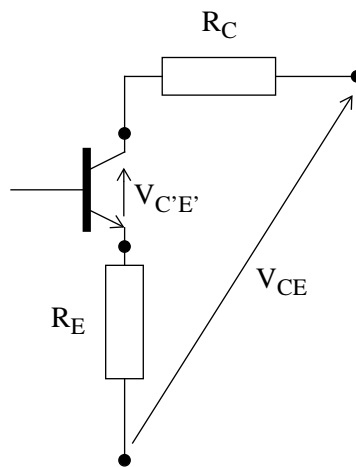


Fig. 1.19 Schéma équivalent simple pour la détermination du coefficient en température de la résistance d'émetteur.

Lorsque V_{CE} augmente, I_C augmente sous l'effet de l'auto-échauffement. Or l'augmentation de I_C avec la polarisation consécutive à une augmentation de température est sensible à la variation avec la température des résistances séries R_E et R_C d'après la formule (1.70).

En considérant que nous avons préalablement extrait les paramètres électriques des résistances (R_E et R_{CX}), tous les paramètres du courant collecteur, la résistance thermique (R_{TH}) et le coefficient en température de la résistance collecteur (Z_{ETARCX}), il est possible d'extraire le coefficient en température de la résistance d'émetteur en utilisant un algorithme d'optimisation de type Simplex [1.17] sur la mesure de I_C en fonction de V_{CE} à V_{BE} constant.

1.9 Temps de transit en direct

Le temps de transit en direct τ_f des porteurs dans le dispositif permet de modéliser le comportement dynamique du transistor. Cette grandeur représente le temps que mettent les porteurs minoritaires pour traverser le transistor depuis l'émetteur jusqu'au collecteur.

1.9.1 Faible injection

A faible injection, seules les composantes dans l'émetteur neutre, τ_{Ef0} , la base neutre, τ_{Bfd0} et τ_{Bfv0} , et la ZCE base-collecteur, τ_{BC} , contribuent au temps de transit total du transistor [1.18]. Ainsi, le temps de transit à faible densité de courant s'écrit:

$$\tau_0 = \tau_{Ef0} + \tau_{Bfd0} + \tau_{Bfv0} + \tau_{BC} \quad (1.71)$$

Émetteur neutre

La composante dans l'émetteur neutre s'écrit:

$$\tau_{Ef0} = \frac{1}{\beta_0} \cdot \left(\frac{W_E}{v_{kE}} + \frac{W_E^2}{2\mu_{pE}V_T} \right) \quad (1.72)$$

L'interface poly-monosilicium de l'émetteur neutre crée une barrière que doivent traverser les porteurs minoritaires: cet effet est modélisé par la première partie de l'équation (1.72). Pour les dispositifs dont l'émetteur a été recristallisé, la vitesse effective de recombinaison peut être approximée par:

$$v_{kE} = D_{p, poly} / L_{p, poly} \quad (1.73)$$

Or, puisque la durée de vie des porteurs augmente avec la température, pendant que la diffusivité décroît avec la température, il est légitime de supposer que la vitesse effective de recombinaison des porteurs à l'interface poly-monosilicium dans l'émetteur neutre décroît avec la température selon l'équation suivante [1.22], [1.23]:

$$v_{kE}(T) = v_{kE}(T_0) \cdot (T/T_0)^{-\alpha_{v_{kE}}} \quad (1.74)$$

D'autre part, la dépendance avec la température de la mobilité des porteurs minoritaires dans l'émetteur neutre est donnée d'après (1.1) par:

$$\mu_{pE}(T) = \mu_{pE}(T_0) \cdot (T/T_0)^{-\alpha_{\mu_{pE}}} \quad (1.75)$$

L'insertion des équations (1.75) et (1.74) dans (1.72) permet de décrire la dépendance avec la température du temps de transit dans l'émetteur neutre:

$$\tau_{Ef0}(T) = \frac{1}{\beta_0(T)} \cdot \left(\frac{W_E}{v_{kE}(T_0) \left(\frac{T}{T_0}\right)^{-\alpha_{v_{kE}}}} + \frac{W_E^2}{2\mu_{pE}(T_0) V_{T_0} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{1-\alpha_{\mu_{pE}}}} \right) \quad (1.76)$$

Base neutre

Le temps de transit dans la base neutre est la somme de deux composantes: l'une est la conséquence du déplacement des porteurs minoritaires sous l'effet du champ présent dans la base tandis que l'autre est causée par l'accumulation des porteurs à la frontière de la ZCE base-collecteur.

- Composante de diffusion

$$\tau_{Bfd0} = \frac{W_B^2}{\mu_{nB} \cdot V_T} \cdot \frac{(\xi - 1) \cdot f_\xi + 1}{\xi^2 \cdot f_\xi} \quad (1.77)$$

- Composante due à l'accumulation des porteurs à la frontière de la ZCE base-collecteur

$$\tau_{Bfv0} = \frac{W_B}{v_C} \cdot \frac{f_\xi - 1}{\xi \cdot f_\xi} \quad (1.78)$$

Dans ces deux expressions (1.77) et (1.78), $\xi = -\frac{E_n W_B}{V_T}$ et $f_\xi = \exp(\xi)$.

La prise en compte de la dépendance avec la température de E_n est complexe. En effet, d'après [1.18]:

$$E_n = \frac{V_T}{n + N_B} \cdot \frac{dN_B}{dx} - 2 \cdot \frac{V_T}{n_i} \cdot \frac{dn_i}{dx} \quad (1.79)$$

Puisque τ_{Bfd0} et τ_{Bfv0} représente le temps de transit dans la base à faible injection, il est possible de négliger n dans l'équation (1.79). Puis, en considérant que N_B ne varie pas avec la température, et que la dépendance avec la température de n_i et dn_i/dx est identique, on peut supposer que $E_n \propto V_T$. Ainsi les quantités ξ et f_ξ ne dépendent pas de la température.

D'autre part, d'après (1.1), la dépendance en température de la mobilité des porteurs minoritaires dans la base est:

$$\mu_{nB}(T) = \mu_{nB}(T_0) \cdot (T/T_0)^{-\alpha_{\mu_{nB}}} \quad (1.80)$$

De plus, la vitesse des électrons s'écrit:

$$v_C(T) = v_C(T_0) \cdot (T/T_0)^{-\alpha_{v_C}} \quad (1.81)$$

Par conséquent, en remplaçant les équations (1.80) et (1.81) respectivement dans (1.77) et (1.78), on peut écrire les équations décrivant la dépendance avec la température du temps de transit dans la base neutre:

$$\tau_{Bfd0}(T) = \tau_{Bfd0}(T_0) \cdot \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\alpha_{\mu_{nB}} - 1} \quad (1.82)$$

$$\tau_{Bfv0}(T) = \tau_{Bfv0}(T_0) \cdot \left(\frac{T}{T_0}\right)^{-\alpha_{v_C}} \quad (1.83)$$

ZCE base-collecteur

$$\tau_{BC} = \frac{W_{BC}}{2v_C} \quad (1.84)$$

En insérant (1.81) dans (1.84), la dépendance avec la température du temps de transit dans la ZCE base-collecteur est décrite par l'équation suivante:

$$\tau_{BC}(T) = \tau_{BC}(T_0) \cdot \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\alpha_{v_C}} \quad (1.85)$$

Temps de transit à faible injection

$$\tau_0(T) = \tau_{Ef0}(T) + \tau_{Bfd0}(T) + \tau_{Bfv0}(T) + \tau_{BC}(T) \quad (1.86)$$

$$\text{D'où } \tau_0(T) = \tau_0(T_0) \left(1 + \frac{\tau_{Efo}(T_0)}{\tau_0(T_0)} \cdot \left(\frac{\tau_{Efo}(T)}{\tau_{Efo}(T_0)} - 1 \right) + \frac{\tau_{Bfd0}(T_0)}{\tau_0(T_0)} \cdot \left(\frac{\tau_{Bfd0}(T)}{\tau_{Bfd0}(T_0)} - 1 \right) \right. \\ \left. + \frac{\tau_{Bfv0}(T_0)}{\tau_0(T_0)} \cdot \left(\frac{\tau_{Bfv0}(T)}{\tau_{Bfv0}(T_0)} - 1 \right) + \frac{\tau_{BC}(T_0)}{\tau_0(T_0)} \cdot \left(\frac{\tau_{BC}(T)}{\tau_{BC}(T_0)} - 1 \right) \right) \quad (1.87)$$

En insérant les équations (1.76), (1.82), (1.83) et (1.85) dans (1.87), et en faisant un développement de Taylor à l'ordre 2 de l'expression obtenue, l'expression de $\tau_0(T)$ s'écrit sous la forme quadratique:

$$\tau_0(T) = \tau_0(T_0)(1 + \mathbf{A}_{\mathbf{LT0}} \cdot (T - T_0) + \mathbf{K}_{\mathbf{T0}} \cdot (T - T_0)^2) \quad (1.88)$$

$\mathbf{A}_{\mathbf{LT0}}$ et $\mathbf{K}_{\mathbf{T0}}$ sont des paramètres de modèles, que l'on peut relier aux paramètres physiques grâce aux équations (D.40) et (D.41) établies dans l'Annexe D, et dont l'expression est rappelée ci-dessous:

$$\mathbf{A}_{\mathbf{LT0}} = \frac{\tau_{Efo}(T_0)}{\tau_0(T_0)} \cdot \left(\frac{(\alpha_{\mu_{pE}} - 1)v_{kE}(T_0) + 2\alpha_{v_{kE}}\mu_{pE}(T_0)V_{T_0}}{T_0(v_{kE}(T_0) + 2\mu_{pE}(T_0)V_{T_0})} - \left(\frac{\mathbf{Z}_{\mathbf{ETACT}} - \mathbf{Z}_{\mathbf{ETABET}}}{T_0} + \frac{\mathbf{V}_{\mathbf{GE}} - \mathbf{V}_{\mathbf{GB}}}{T_0 V_{T_0}} \right) \right) \\ + \frac{\tau_{Bfd0}(T_0)}{\tau_0(T_0)} \cdot \frac{\alpha_{\mu_{nB}} - 1}{T_0} + \left(\frac{\tau_{Bfv0}(T_0)}{\tau_0(T_0)} + \frac{\tau_{BC}(T_0)}{\tau_0(T_0)} \right) \cdot \frac{\alpha_{v_C}}{T_0}$$

$$\mathbf{K}_{\mathbf{T0}} = \frac{\tau_{Efo}(T_0)}{\tau_0(T_0)} \cdot \frac{(\alpha_{\mu_{pE}} - 1)(\alpha_{\mu_{pE}} - 2)v_{kE}(T_0) + 2\alpha_{v_{kE}}(\alpha_{v_{kE}} + 1)\mu_{pE}(T_0)V_{T_0}}{T_0^2(v_{kE}(T_0) + 2\mu_{pE}(T_0)V_{T_0})} \\ + \frac{\tau_{Efo}(T_0)}{\tau_0(T_0)} \cdot \left(\left[\frac{\mathbf{Z}_{\mathbf{ETACT}} - \mathbf{Z}_{\mathbf{ETABET}}}{T_0^2} + 2 \frac{\mathbf{V}_{\mathbf{GE}} - \mathbf{V}_{\mathbf{GB}}}{T_0^2 V_{T_0}} \right] + \left[\frac{\mathbf{Z}_{\mathbf{ETACT}} - \mathbf{Z}_{\mathbf{ETABET}}}{T_0} + \frac{\mathbf{V}_{\mathbf{GE}} - \mathbf{V}_{\mathbf{GB}}}{T_0 V_{T_0}} \right]^2 \right) \\ + \frac{\tau_{Bfd0}(T_0)}{\tau_0(T_0)} \cdot \frac{(\alpha_{\mu_{nB}} - 1)(\alpha_{\mu_{nB}} - 2)}{T_0^2} - \left(\frac{\tau_{Bfv0}(T_0)}{\tau_0(T_0)} + \frac{\tau_{BC}(T_0)}{\tau_0(T_0)} \right) \cdot \frac{\alpha_{v_C}(-\alpha_{v_C} + 1)}{T_0^2}$$

La Fig. 1.20 montre la variation du rapport $\tau_0(T) / \tau_0(T_0)$ avec la température obtenue d'après la formule (1.88). Une étude de sensibilité de ce ratio par rapport aux paramètres $\mathbf{A}_{\mathbf{LT0}}$ et $\mathbf{K}_{\mathbf{T0}}$ indique qu'il croît avec l'augmentation des paramètres.

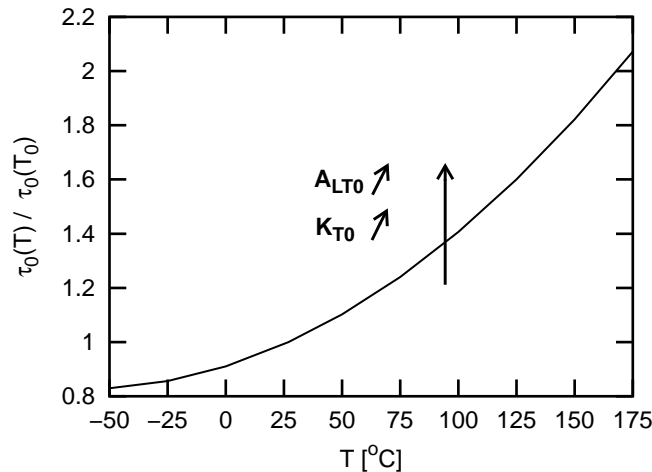


Fig. 1.20 Dépendance avec la température du temps de transit à faible injection.

1.9.2 Moyenne et forte injection

Lorsque le transistor opère à moyenne et forte densité de courant, le champ électrique dans la ZCE base-collecteur s'annule et cette zone devient quasiment neutre: c'est l'effet Kirk [1.18]. Il en résulte une forte augmentation du temps de transit. L'apparition de ce phénomène est modélisée par le courant critique I_{CK} .

Courant critique

Le courant critique I_{CK} est donné par:

$$I_{CK} = \frac{v_{ceff}}{R_{C10}} \frac{1}{\sqrt{1 + (v_{ceff}/V_{lim})^2}} \left(1 + \frac{x + \sqrt{x^2 + 10^{-3}}}{2} \right) \quad (1.89)$$

$$\text{Dans l'expression (1.89), } x = \frac{v_{ceff} - V_{lim}}{V_{PT}} \text{ et } v_{ceff} = V_T \left(1 + \ln \left(1 + \exp \left(\frac{v_{CEi} - V_{CES}}{V_T} - 1 \right) \right) \right)$$

Ainsi, il apparaît que le courant critique dépend de plusieurs paramètres de modèle:

- la résistance interne de collecteur, R_{C10} .
- la tension critique, V_{lim} . Elle définit le début de l'effet Kirk.
- la tension de punch-through, V_{PT} . Elle définit la tension pour laquelle la ZCE base-collecteur s'étend jusqu'à la couche enterrée.
- la tension de saturation de la zone collecteur-émetteur, V_{CES} . Elle définit le début de la quasi-saturation.

La dépendance avec la température de la résistance de collecteur a été définie par l'équation (1.62). Le paramètre de modèle correspondant est Z_{ETACI} .

$$\text{La tension critique [1.1], [1.18] est décrite par } V_{lim} = \frac{v_s w_c}{\mu_{nC0}} \quad (1.90)$$

D'après des études physiques [1.22], la vitesse de saturation dépend de la température selon la relation suivante:

$$v_s(T) = v_s(T_0) (T/T_0)^{-\alpha_{v_s}}. \quad (1.91)$$

D'autre part, d'après l'équation (1.1), la dépendance avec la température de la mobilité est décrite par la relation:

$$\mu_{nC0}(T) = \mu_{nC0}(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{-\zeta_{Ci}} \quad (1.92)$$

En remplaçant les équations (1.91) et (1.92) dans l'expression de la tension critique (1.90), on obtient sa loi en température:

$$V_{lim}(T) = V_{lim}(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\zeta_{Ci} - \alpha_{v_s}} \quad (1.93)$$

La constante ζ_{Ci} est remplacée par le paramètre de modèle Z_{ETACI} et la constante α_{v_s} par le paramètre A_{LVS} . Ainsi l'équation (1.93) devient:

$$V_{lim}(T) = V_{lim}(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{Z_{ETACI} - A_{LVS}} \quad (1.94)$$

La Fig. 1.21 montre la variation du rapport $V_{lim}(T) / V_{lim}(T_0)$ avec la température d'après la formule (1.94). On peut également observer que ce ratio augmente lorsque Z_{ETACI} augmente et A_{LVS} diminue.

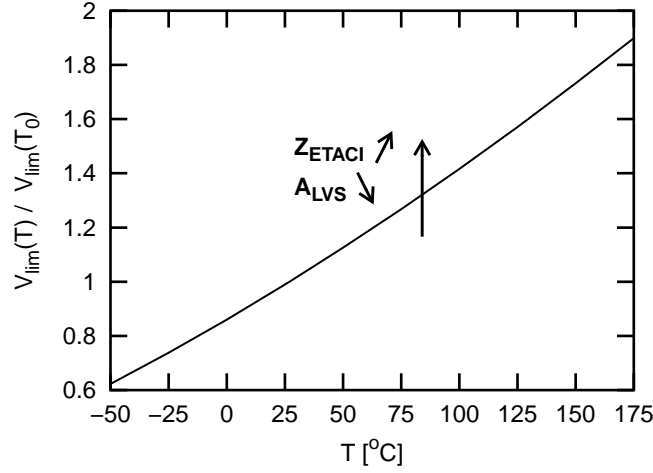


Fig. 1.21 Dépendance avec la température du paramètre V_{lim} .

La tension de punch-through [1.1], [1.18] est donnée par:

$$V_{PT} = \frac{qN_C}{2\epsilon} w_C^2 \quad (1.95)$$

Elle ne dépend donc pas de la température.

La tension de saturation [1.1], [1.18] est définie par:

$$V_{CES} = V_{DEi} - V_{DCi} \quad (1.96)$$

D'après (1.55), le potentiel de diffusion base-émetteur s'écrit:

$$V_{DEi}(T) = V_T \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_{iE}(T_0)^2} \right) - V_T m_g \ln \left(\frac{T}{T_0} \right) + \frac{V_{GB} + V_{GE}}{2} \cdot \left(1 - \frac{T}{T_0} \right) \quad (1.97)$$

De même, le potentiel de diffusion base-collecteur s'écrit:

$$V_{DCi}(T) = V_T \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_{iC}(T_0)^2} \right) - V_T m_g \ln \left(\frac{T}{T_0} \right) + \frac{V_{GB} + V_{GC}}{2} \cdot \left(1 - \frac{T}{T_0} \right) \quad (1.98)$$

Le remplacement des équations (1.97) et (1.98) dans l'expression (1.96) permet d'écrire la loi en température de la tension de saturation:

$$V_{CES}(T) = V_T \ln \left(\frac{n_{iC}(T_0)^2}{n_{iE}(T_0)^2} \right) + \frac{V_{GE} - V_{GC}}{2} \cdot \left(1 - \frac{T}{T_0} \right) \quad (1.99)$$

$$\text{D'où } V_{CES}(T) = V_{CES}(T_0) + \left(\frac{k}{q} \ln \left(\frac{n_{iC}(T_0)^2}{n_{iE}(T_0)^2} \right) - \frac{V_{GE} - V_{GC}}{2T_0} \right) (T - T_0) \quad (1.100)$$

$$\text{Posons } \alpha_{CES} = \frac{k}{q} \ln \left(\frac{n_{iC}(T_0)^2}{n_{iE}(T_0)^2} \right) - \frac{V_{GE} - V_{GC}}{2T_0}, \text{ alors } V_{CES}(T) = V_{CES}(T_0) + \alpha_{CES}(T - T_0) \quad (1.101)$$

La dépendance avec la température de la tension de saturation est décrite par le paramètre \mathbf{A}_{LCES} selon l'équation:

$$V_{CES}(T) = V_{CES}(T_0) + \mathbf{A}_{LCES}(T - T_0) \quad (1.102)$$

La dépendance avec la température du ratio $V_{CES}(T) / V_{CES}(T_0)$ est représenté Fig. 1.22 d'après le résultat de la formule (1.102). Ce ratio augmente lorsque le paramètre \mathbf{A}_{LCES} augmente.

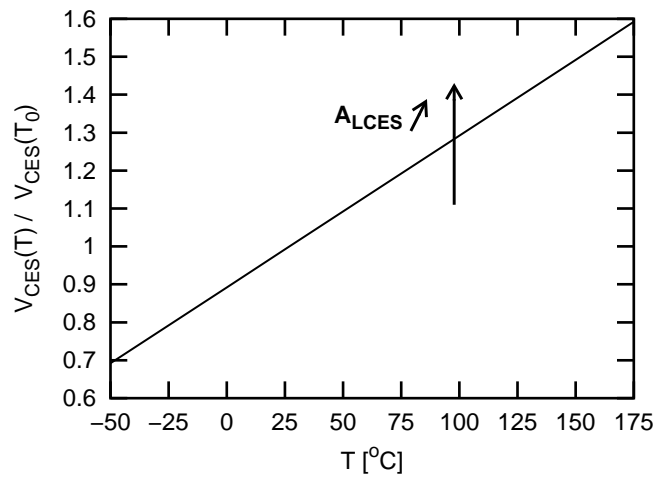


Fig. 1.22 Dépendance avec la température du paramètre V_{CES} .

Temps de transit de saturation

D'après [1.18], le temps de transit de saturation est donné par

$$\tau_{hcs} = \frac{w_{Bm} w_C}{2G_{\zeta_i} \mu_{nC0} V_T} + \frac{w_C^2}{4\mu_{nC0} V_T} \quad (1.103)$$

$$\text{D'où } \tau_{hcs}(T) = \left(\frac{w_{Bm} w_C}{2G_{\zeta_i}} + \frac{w_C^2}{4} \right) \cdot \frac{\mu_{nC0}(T_0) V_{T_0}}{\mu_{nC0}(T) V_T} \quad (1.104)$$

En utilisant l'équation (1.1), on peut réécrire (1.104) sous la forme

$$\tau_{hcs}(T) = \tau_{hcs}(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\zeta_{Ci} - 1}. \quad (1.105)$$

La constante ζ_{Ci} est remplacée par le paramètre de modèle \mathbf{Z}_{ETACI} . Ainsi, l'équation (1.105) devient:

$$\tau_{hcs}(T) = \tau_{hcs}(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\mathbf{Z}_{ETACI} - 1} \quad (1.106)$$

La dépendance avec la température du ratio $\tau_{HCS}(T) / \tau_{HCS}(T_0)$ est représenté sur la Fig. 1.23 d'après le résultat de la formule (1.106). Ce rapport augmente lorsque le paramètre de modèle \mathbf{Z}_{ETACI} augmente.

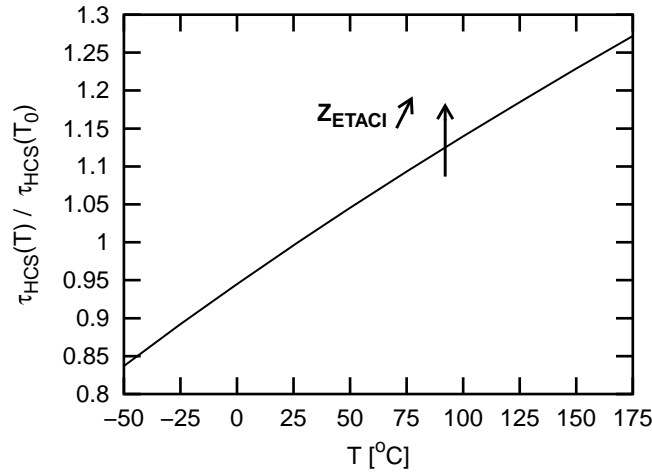


Fig. 1.23 Dépendance avec la température du temps de transit de saturation.

Temps de transit dans l'émetteur neutre

Rappelons l'équation (1.76):
$$\tau_{Efo}(T) = \frac{1}{\beta_0(T)} \cdot \left(\frac{W_E}{v_{kE}(T_0) \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\alpha_{v_{kE}}}} + \frac{W_E^2}{2\mu_{pE}(T_0) V_{T_0} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{1-\alpha_{\mu_{pE}}}} \right)$$

Dans les technologies récentes, l'émetteur est très fin [1.3]. Par conséquent le second terme de l'équation (1.76) est négligeable par rapport au premier. De plus, suivant certaines hypothèses concernant l'émission à travers l'interface poly-monosilicium [1.1], on peut supposer que $\alpha_{v_{kE}} \approx 0.5$.

Ainsi, l'équation (1.76) peut se réécrire sous la forme:

$$\tau_{Efo}(T) = \tau_{Efo}(T_0) \frac{\beta_0(T_0)}{\beta_0(T)} \cdot \left(\frac{T}{T_0}\right)^{-0.5} \quad (1.107)$$

En insérant l'équation (1.52) dans (1.107), on obtient l'expression de τ_{EFO} :

$$\tau_{Efo}(T) = \tau_{Efo}(T_0) \left(\frac{T}{T_0}\right)^{Z_{ETABET} - Z_{ETACT} - 0.5} \exp\left(\frac{V_{GB} - V_{GE}}{V_{T_0}} \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T}\right)\right) \quad (1.108)$$

La Fig. 1.24 représente la variation du rapport $\tau_{EFO}(T) / \tau_{EFO}(T_0)$ avec la température obtenue à partir de la formule (1.108). Ce rapport augmente lorsque V_{GB} ou Z_{ETABET} augmentent ou lorsque V_{GE} ou Z_{ETACT} diminuent.

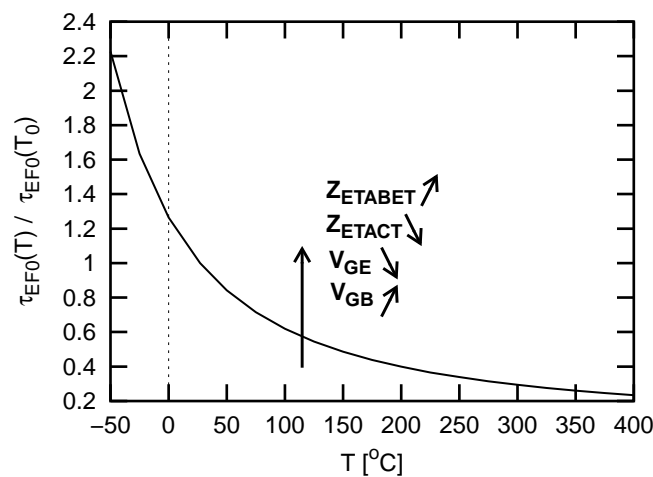


Fig. 1.24 Dépendance avec la température du temps de transit dans l'émetteur neutre.

1.9.3 Méthode d'extraction

Il y a finalement peu de paramètres en température spécifiques à extraire: A_{LT0} , K_{T0} , A_{LVS} et A_{LCES} .

Faible injection

Le temps de transit à faible injection est extrait en répétant la méthode d'extraction du paramètre τ_0 à différentes températures [1.2], [1.19]. Ce paramètre est extrait à partir des courbes $\frac{1}{2\pi f_T}$ en fonction de $\frac{1}{g_m}$. (Fig. 1.25)

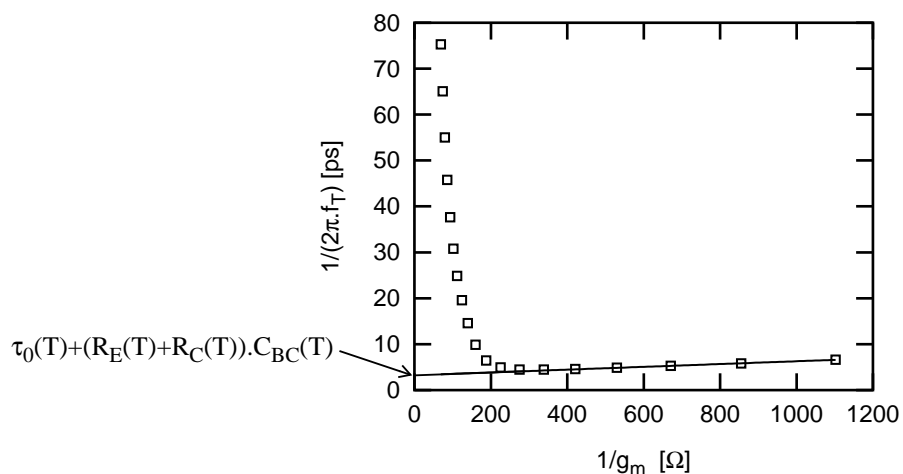


Fig. 1.25 Courbe d'extraction du paramètre τ_0 à la température T.

Puis les paramètres A_{LT0} et K_{T0} sont extraits de la variation avec la température de τ_0 (Fig. 1.26). Les valeurs ainsi obtenues servent de point de départ à une optimisation des paramètres A_{LT0} et K_{T0} sur les mesures de f_T en fonction de V_{BE} à $V_{BC}=0$ (Fig. 1.27 (b)). Cette optimisation permet de prendre en compte l'impact de l'auto-échauffement sur l'extraction de ces paramètres. La comparaison de courbes de f_T simulées aux mesures en fonction du courant collecteur à différentes températures et à V_{BC} nulle (Fig. 1.27 (a)) et en fonction de V_{BE} à différentes températures et à V_{BC} nulle (Fig. 1.27 (b)) valide les valeurs extraites de A_{LT0} et K_{T0} .

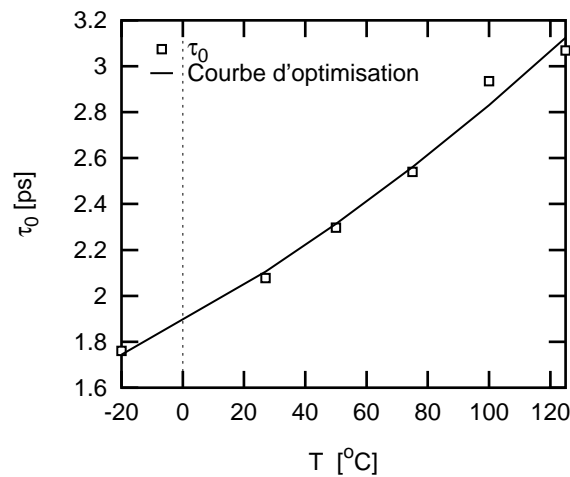


Fig. 1.26 Courbe d'optimisation des paramètres A_{LT0} et K_{T0} à partir de l'extraction de τ_0 à différentes températures.

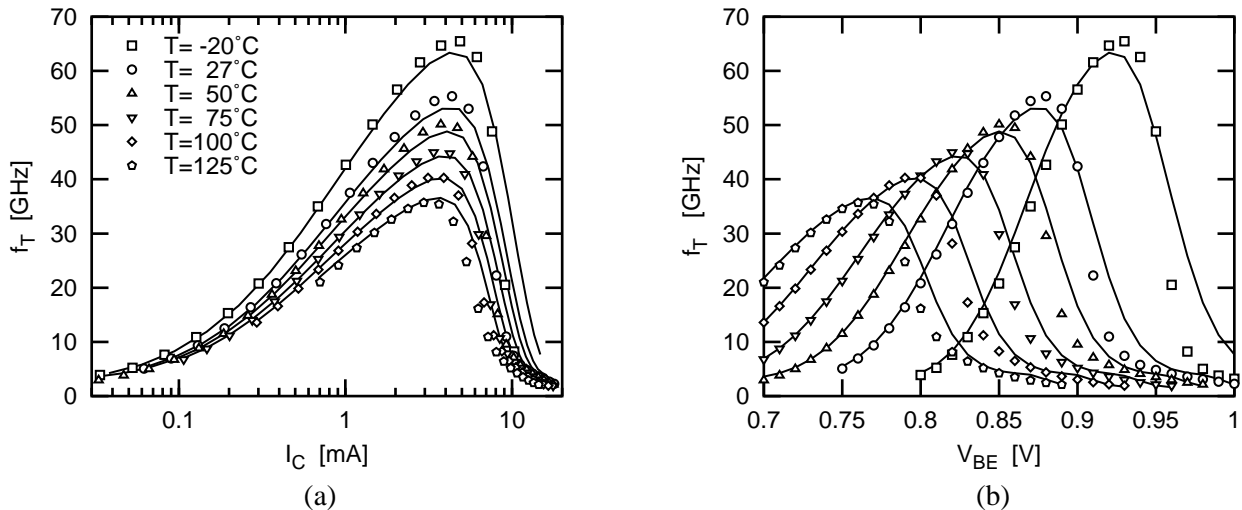


Fig. 1.27 (a) Comparaison mesures (points) simulation (lignes) de f_T à différentes températures et à V_{BC} nul en fonction du courant collecteur. (b) Comparaison mesures (points) simulation (lignes) de f_T à différentes températures et à V_{BC} nul en fonction de V_{BE} .

1.10 Avalanche

Lorsque les niveaux de dopages sont forts de part et d'autre de la jonction base-émetteur, la ZCE est suffisamment étroite pour permettre aux électrons de traverser la bande interdite. Ce mécanisme s'appelle l'effet tunnel. Il permet la génération de paires électrons-trous. Il se produit pour des tensions V_{BE} négatives et crée un courant de base de recombinaison qui dégrade le gain du transistor: le claquage de la jonction base-émetteur est dû à cet effet [1.20]. Dans ce cas, la tension de claquage diminue lorsque la température augmente. Cela vient du fait que la tension de bandgap des semiconducteurs (silicium, germanium...) diminue lorsque la température augmente. Ainsi la probabilité d'effet tunnel augmente ce qui permet au courant d'avalanche de se produire plus tôt, c'est-à-dire pour une tension base-émetteur plus faible.

D'autre part, le claquage de la jonction base-collecteur est dû à l'ionisation par impact [1.20]. Dans ce cas, la tension d'avalanche augmente avec la température. Les porteurs chauds qui traversent la couche de déplétion sous l'effet d'un fort champ électrique perdent une partie de leur énergie au profit des phonons optiques après avoir parcouru le libre parcours moyen électron-phonon. Or cette distance diminue lorsque la température du réseau cristallin augmente. C'est pourquoi, afin qu'ils acquièrent l'énergie d'ionisation nécessaire à la génération de paires électron-trous, les porteurs doivent atteindre un potentiel plus élevé, ce qui a pour conséquence de repousser l'apparition de l'avalanche vers de plus fortes tensions base-collecteur.

1.10.1 Avalanche par ionisation

Les paramètres de modèle décrivant le phénomène d'avalanche sont décrits par [1.1]:

$$\mathbf{F}_{\text{AVL}} = 2 \cdot \frac{a_n}{b_n} \quad (1.109)$$

$$\text{et } \mathbf{Q}_{\text{AVL}} = b_n \cdot \frac{\varepsilon \cdot A_E}{2} \quad (1.110)$$

Par conséquent, la dépendance avec la température des paramètres d'avalanche est gouvernée par la dépendance avec la température du taux d'ionisation a_n et du champ électrique d'ionisation b_n .

Une étude de ces paramètres à partir de données d'ionisation [1.20] montre que la dépendance avec la température de ces coefficients peut être décrite par les lois suivantes:

$$a_n(T) = a_n(T_0) \cdot \exp(\Psi \cdot \Delta T) \quad (1.111)$$

$$b_n(T) = b_n(T_0) \cdot \exp(\gamma \cdot \Delta T) \quad (1.112)$$

où Ψ et γ sont des constantes.

Par conséquent, en insérant les équations (1.111) et (1.112) dans les équations (1.109) et (1.110) nous permet d'obtenir la variation avec la température des paramètres de modèles décrivant le phénomène d'avalanche:

$$\mathbf{F}_{\text{AVL}}(T) = 2 \cdot \frac{a_n(T_0)}{b_n(T_0)} \cdot \exp((\Psi - \gamma) \cdot \Delta T) \quad (1.113)$$

$$\text{et } \mathbf{Q}_{\text{AVL}}(T) = \frac{\varepsilon \cdot A_E}{2} \cdot b_n(T_0) \cdot \exp(\gamma \cdot \Delta T) \quad (1.114)$$

En posant: $\mathbf{F}_{\text{AVL}}(T_0) = 2a_n(T_0)/b_n(T_0)$, $\mathbf{Q}_{\text{AVL}}(T_0) = \frac{\varepsilon \cdot A_E}{2} \cdot b_n(T_0)$, $\mathbf{A}_{\text{LFAV}} = \Psi - \gamma$ et $\mathbf{A}_{\text{LQAV}} = \gamma$, les équations (1.113) et (1.114) s'écrivent:

$$\mathbf{F}_{\text{AVL}}(T) = \mathbf{F}_{\text{AVL}}(T_0) \cdot \exp(\mathbf{A}_{\text{LFAV}} \cdot \Delta T) \quad (1.115)$$

$$\text{et } \mathbf{Q}_{\text{AVL}}(T) = \mathbf{Q}_{\text{AVL}}(T_0) \cdot \exp(\mathbf{A}_{\text{LQAV}} \cdot \Delta T) \quad (1.116)$$

1.10.2 Avalanche par effet tunnel

Dans le modèle HICUM Level 2 version 2.21, le courant tunnel est décrit par l'équation suivante [1.21]:

$$I_{\text{BET}} = I_{\text{BETS}} \cdot (-v_e) \cdot (1 - v_e)^{1 - z_{EP}} \cdot \exp(-a_{\text{BET}} \cdot (1 - v_e)^{z_{EP} - 1}) \quad (1.117)$$

Dans cette expression, $v_e = V_{B^*E}/V_{DEP}$, où V_{B^*E} est la tension appliquée à la jonction base-émetteur et V_{DEP} est la composante périphérique du potentiel de la jonction base-émetteur. z_{EP} est une constante; c'est l'exposant de la composante périphérique de la capacité de transition base-émetteur.

Le courant tunnel de saturation s'écrit:

$$I_{BETS} = \frac{2 \cdot \sqrt{2m_e^*/E_G} \cdot q^3 \cdot V_{DEP}^2}{h^2 \cdot \epsilon_{Si}} \cdot C_{jEp0} \quad (1.118)$$

$$\text{et le coefficient } a_{BET} = \frac{8\pi \cdot \sqrt{2m_e^*/E_G} \cdot E_G}{3q \cdot h \cdot E_{BEj0}} \quad (1.119)$$

La dépendance avec la température du potentiel de la jonction base-émetteur est décrite par l'équation (1.56). La masse effective des électrons, la constante de Boltzmann, la constante de Planck et la permittivité du silicium ne dépendent pas de la température. Par conséquent, la dépendance avec la température du courant tunnel de saturation est régie par l'expression suivante:

$$I_{BETS}(T) = I_{BETS}(T_0) \cdot \sqrt{\frac{E_G(T_0)}{E_G(T)}} \cdot \left(\frac{V_{DEP}(T)}{V_{DEP}(T_0)} \right)^2 \cdot \frac{C_{jEp0}(T)}{C_{jEp0}(T_0)} \quad (1.120)$$

et le coefficient a_{BET} dépend de la température suivant l'expression:

$$a_{BET}(T) = a_{BET}(T_0) \cdot \left(\frac{E_G(T)}{E_G(T_0)} \right)^{3/2} \cdot \frac{E_{BEj0}(T)}{E_{BEj0}(T_0)} \quad (1.121)$$

L'énergie de bandgap est reliée à la tension de bandgap par la relation suivante:

$$E_G(T) = q \cdot V_G(T) \quad (1.122)$$

Et E_{BEj0} est un paramètre indépendant de la polarisation qui s'écrit:

$$E_{BEj0} = \frac{5 \cdot C_{jEp0} \cdot V_{DEP}}{\pi \cdot \epsilon_{Si} \cdot P_{E0} \cdot x_{jE}} \quad (1.123)$$

En insérant les équations (1.122) et (1.123) respectivement dans les équations (1.120) et (1.121), on obtient les expressions suivantes de la dépendance avec la température du courant tunnel de saturation et du paramètre de modèle a_{BET} :

$$I_{BETS}(T) = I_{BETS}(T_0) \cdot \sqrt{\frac{V_G(T_0)}{V_G(T)}} \cdot \left(\frac{V_{DEP}(T)}{V_{DEP}(T_0)} \right)^2 \cdot \frac{C_{jEp0}(T)}{C_{jEp0}(T_0)} \quad (1.124)$$

$$a_{BET}(T) = a_{BET}(T_0) \cdot \left(\frac{V_G(T)}{V_G(T_0)} \right)^{3/2} \cdot \frac{V_{DEP}(T)}{V_{DEP}(T_0)} \cdot \frac{C_{jEp0}(T)}{C_{jEp0}(T_0)} \quad (1.125)$$

Il apparaît donc que la modélisation de la dépendance avec la température du courant tunnel ne nécessite pas de paramètre de modèle dédié.

1.10.3 Méthode d'extraction

Le phénomène d'avalanche par ionisation peut s'observer sur la mesure du courant base I_B en fonction de V_{CB} à V_{BE} constant. La Fig. 1.28 représente cette mesure faite sur un transistor bipolaire SiGe:C 0.25 μm , avec un pic de f_T à 55 GHz et une tension de claquage égale à 3.3 V. Afin de pouvoir visualiser sur la même courbe les mesures faites à différents V_{BE} constants, le courant de base est normalisé par rapport à sa valeur à V_{CB} nul. Observons la mesure faite à $V_{BE} = 0.7$ V. Le courant base est constant, jusqu'à une certaine valeur de V_{CB} au-delà de laquelle il commence à décroître à cause du courant d'avalanche par ionisation.

Lorsque V_{BE} est choisi suffisamment fort, des effets d'auto-échauffement se rajoutent. Observons les mesures du courant base à $V_{BE} > 0.7$ V (Fig. 1.28): à faible V_{CB} , le courant n'est plus constant avec la polarisation, mais il augmente. En effet, sous ces conditions de polarisation, le transistor dissipe beaucoup de puissance. La conséquence est une augmentation de la température interne du dispositif, qui provoque l'augmentation du courant. Puis l'avalanche se déclenche et fait décroître le courant de base.

Pour modéliser ce phénomène, le modèle fait intervenir les paramètres électriques de l'avalanche, ainsi que leur dépendance avec la température. Par conséquent, on pourrait extraire les paramètres A_{LFAV} et A_{LQAV} par optimisation de la mesure de I_B en fonction de V_{CB} à V_{BE} constant suffisamment fort pour que des effets d'auto-échauffement interviennent. Cette optimisation requiert d'avoir préalablement extrait les paramètres électriques de l'avalanche (F_{AVL} et Q_{AVL}), du courant base et de la résistance thermique (R_{TH}).

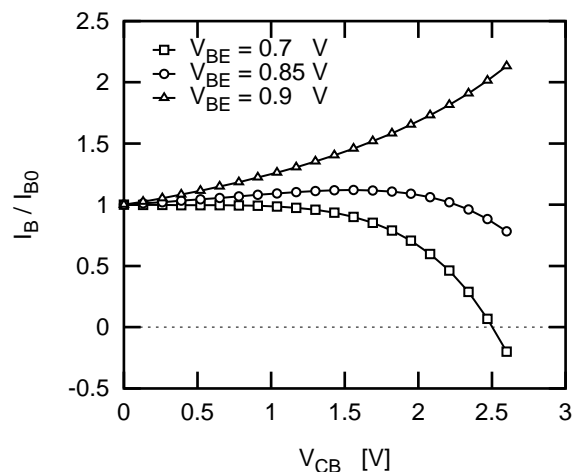


Fig. 1.28 Mesure du courant de base normalisé par sa valeur à V_{CB} nul en fonction de V_{CB} à différents V_{BE} constants.

En pratique, l'augmentation de température due au phénomène d'auto-échauffement n'est pas suffisamment importante pour permettre une bonne optimisation de ces paramètres. L'erreur liée à l'extraction des paramètres A_{LFAV} et A_{LQAV} par cette méthode est de plus de 50% !

Une autre manière de procéder consiste à mesurer le courant base en fonction de V_{CB} à une valeur V_{BE} constante suffisamment faible pour que l'auto-échauffement n'influence pas la caractéristique électrique du dispositif ($V_{BE}=0.7$ V dans le cas de la technologie testée Fig. 1.28) et pour différentes températures ambiantes. Puis on répète la méthode d'extraction des paramètres électriques modélisant l'avalanche (F_{AVL} , Q_{AVL}) à chacune de ces températures [1.2]. Enfin, les paramètres A_{LFAV} et A_{LQAV} sont extraits des courbes F_{AVL} et Q_{AVL} fonction de la température. Cette méthode est délicate à mettre en oeuvre car il faut être attentif à adapter la valeur de V_{BE} à laquelle est faite la mesure en fonction de la température ambiante, de manière à ce que le niveau de courant I_{B0} soit sensiblement du même ordre de grandeur à chaque température.

Toutefois, en pratique, ces paramètres restent difficiles à extraire car les paramètres électriques modélisant l'avalanche varient peu avec la température dans la gamme considérée (cf Fig. 1.29). De plus, une étude de sensibilité de ces paramètres montre que F_{AVL} et Q_{AVL} augmentent respectivement lorsque A_{LFAV} et A_{LQAV} augmentent.

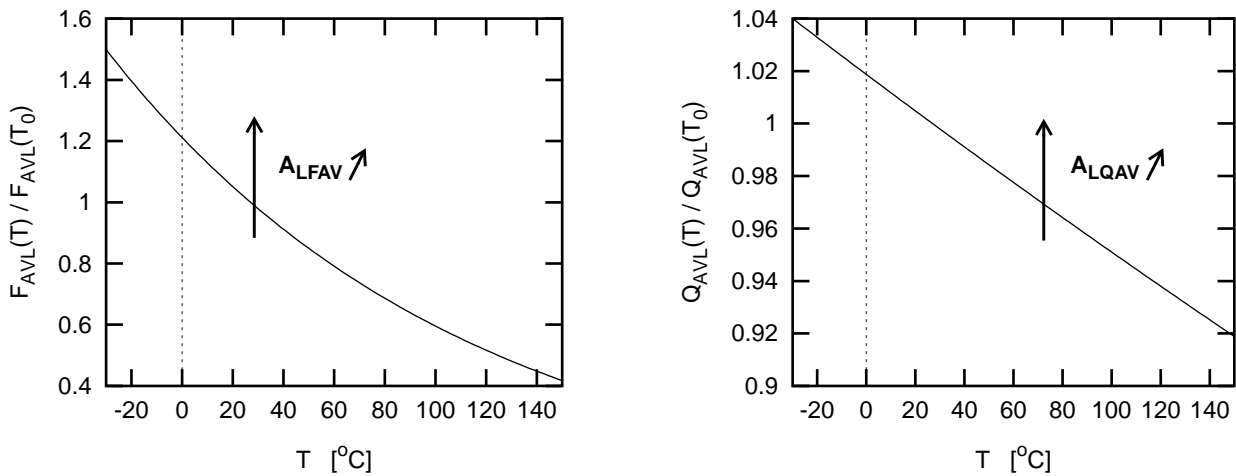


Fig. 1.29 Variation relative de F_{AVL} et Q_{AVL} avec la température.

La comparaison entre les mesures du courant de base en fonction de V_{CB} à V_{BE} constant suffisamment faible pour que l'auto-échauffement n'influence pas la caractéristique électrique du dispositif et pour différentes températures ambiantes avec les simulations valident cette méthode d'extraction (cf Fig. 1.30).

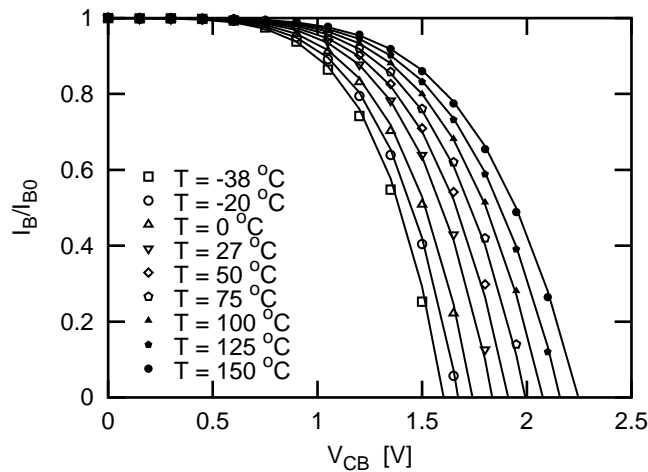


Fig. 1.30 Mesure du courant de base normalisé par sa valeur à V_{CB} nul en fonction de V_{CB} à V_{BE} constant choisi en zone de faible injection et à différentes températures.

1.11 Quantification de l'erreur d'extraction

Les méthodes d'extraction proposées dans ce manuscrit ont été testées sur des données générées à l'aide d'un simulateur SPICE afin de quantifier leur précision. Ainsi, la valeur des paramètres à extraire est connue puisqu'ils sont contenus dans la carte modèle qui a servi à faire la simulation. On peut donc comparer la valeur extraite à la valeur originale du paramètre, et ainsi évaluer la précision de la méthode mise en jeu.

Les valeurs obtenues sont résumées dans le tableau suivant:

Table 1.3: Quantification de la précision des méthodes d'extraction.

Paramètre	Valeur originale	Valeur extraite	Erreur
V_{GB}	1.059	1.059	0%
Z_{ETACT}	3.390	3.367	0.7%
V_{GE}	1.099	1.097	0.2%
Z_{ETABET}	4.730	4.769	0.8%
Z_{ETARE}	-1.000	-1.073	7.3%
A_{LFAV}	$-7.100 \cdot 10^{-3}$	$-5.684 \cdot 10^{-3}$	20%
A_{LQAV}	$-4.920 \cdot 10^{-4}$	$-6.880 \cdot 10^{-4}$	28%

1.12 Conclusion

La compréhension des lois en température et des méthodes d'extraction associées passe souvent au second plan des études sur les modèles compacts. Le but de ce chapitre était de présenter les approximations physiques sur lesquelles est basé le modèle HICUM Level 2 Version 2.21. En effet, la prise en compte des phénomènes d'auto-échauffement dans les modèles compacts est à la fois conditionnée par une bonne description de la résistance thermique d'un dispositif, mais également par la modélisation de la variation avec la température des paramètres. C'est pourquoi il est important de comprendre les approximations faites lors de l'écriture des lois en température du modèle compact, de manière à pouvoir juger de la pertinence du modèle lors des comparaisons mesure/simulation.

La précision d'un modèle compact est également conditionnée par l'extraction des paramètres de modèle. Nous avons présenté les méthodes d'extraction des paramètres en température et mis en évidence un point à développer concernant l'extraction des paramètres décrivant la dépendance avec la température du temps de transit à forte injection. Ces paramètres sont d'autant plus délicats à extraire qu'ils interviennent dans une zone où l'auto-échauffement influence beaucoup les caractéristiques électriques du dispositif.

1.13 Références

[1.1] M. Schröter, "HICUM L2V2.2: A Complete Documentation", disponible:

http://www.iee.et.tu-dresden.de/iee/eb/hic_new/hic_start.html

- [1.2] D. Berger, "Étude et validation d'un modèle de transistor bipolaire dédié aux applications hautes fréquences", Thèse de l'Université Bordeaux 1, Juin 2004
- [1.3] M. Schröter, Communication privée, Avril 2006
- [1.4] J.C.J. Paasschens, W.J. Kloosterman and R.J. Havens, "Parameter extraction for the Bipolar Transistor Model MEXTRAM", *Nat. Lab Unclassified Report NL-UR 2001/801*, pp. 58-59. May 2001
- [1.5] J.S. Lin, and A. Salama, "A $V_{BE}(T)$ Model with Application to Bandgap Reference Design", *IEEE J. of Solid State Circuit*, p. 1283, Dec. 1985
- [1.6] H. Beckrich, D. Céli, "Collector and Base Current Dependence with Temperature at Low Injection and Parameter Extraction with Application to HICUM Version 2.2", CMRF Workshop, Montreal, Septembre 2004
- [1.7] P. Ashburn, "SiGe Heterojunction Bipolar Transistors", 2003, édité par John Wiley & Sons Ltd, The Atrium, Southern Gate, Chichester, England
- [1.8] C. Mac-Andrew, "Notes on junction built-in potential temperature mapping", disponible: <http://www.designers-guide.org/VBIC/references.html>
- [1.9] I. Getreu, "Modeling the Bipolar Transistor", Tektronics Inc., Beaverton OR, 1979
- [1.10] H. Beckrich, "Temperature dependence of collector and base currents at low injection and extraction methodology", Rapport interne, STMicroelectronics, dm06.04
- [1.11] W.H. Press, B.P. Flannery, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, "Numerical Recipes, The Art of Scientific Computing [FORTRAN Version]", Cambridge University Press, 1989
- [1.12] Agilent Technologies, "Agilent Technologies 4155B/4156B Semiconductor Parameter Analyzer User's Guide Measurement and Analysis"
- [1.13] H. Beckrich, "A device characteristics derivative tool", Rapport interne, STMicroelectronics, dm04.36
- [1.14] D.J. Roulston, "Bipolar Semiconductor Devices", 1990, édité par MacGraw-Hill International Editions, Singapore
- [1.15] S. Jouan, A. Talbot, S. Haendler, P.-M. Mans, A. Perrotin, A. Monroy, "Bandgap Engineering in SiGe:C HBTs for Power Amplifier Applications", Second International SiGe & Ge: Materials, Processing, and Device Symposium (part of the 210th ECS Meeting), to be published
- [1.16] P. Ashburn, D.J. Roulston, C.R. Selvakumar, "Comparison of Experimental and Computed Results on Arsenic- and Phosphorus-Doped Polysilicon Emitter Bipolar Transistors", *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. ED-34, n° 6, June 1987
- [1.17] J.A. Nelder, R. Mead, "A simplex method for function minimization", *Computer Journal*, Vol. 7, n° 4, pp. 308-313, 1965
- [1.18] M. Schröter, T.-Y. Lee, "A physics-based minority charge and transit time model for bipolar transistors", *IEEE Trans. Electron Dev.*, vol. 46, pp. 288-300, 1999

- [1.19] H. Beckrich, D. Céli, D. Berger, P.Y. Sulima, T. Zimmer, “Bipolar transistor temperature modeling”, Proc. of the 12th International Conference Mixed Design of Integrated Circuits and Systems, pp. 245-248, June 2005
- [1.20] P. Mars, “Temperature dependence of avalanche breakdown voltage in pn junctions“, Int. J. Electronics, Vol. 32, No. 1, pp. 23-37, 1972
- [1.21] M. Schröter, Z. Yan, T.-Y. Lee, and W. Shi, “A compact tunneling current and collector breakdown model”, Proc. IEEE Bipolar Circuits and technology Meeting, Minneapolis, pp. 203-206, 1998
- [1.22] C. Jacoboni, C. Canali, G. Ottaviani and A. Alberigi Quaranta, “A review of some charge transport properties of Silicon”, Solid-State Electronics, Vol. 20, pp 77-89, 1977
- [1.23] N. Rinaldi, “Modeling and Optimization of Shallow and Opaque Heavily Doped Emitters for Bipolar Devices”, IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 42, No. 6, June 1995

Chapitre 2

Phénomène d'auto-échauffement dans les transistors bipolaires

2.1 Introduction

La problématique de l'auto-échauffement des transistors n'est pas neuve. En 1959, Strickland [2.1] pose les bases de la simulation électro-thermique en proposant un sous-circuit thermique très proche de la solution actuellement implémentée dans les simulateurs SPICE. Ces travaux étaient vraiment visionnaires. Il faudra attendre le milieu des années 70 et l'avènement des circuits intégrés pour qu'ils soient mis en application.

Il est important de modéliser correctement l'interaction électro-thermique car les effets électriques et thermiques peuvent interagir de façon complexe. Sous l'effet de l'auto-échauffement, la température interne du transistor augmente, ce qui conduit à une modification du point de fonctionnement du dispositif. Il est donc nécessaire de pouvoir prédire cet effet, d'autant plus que dans des cas extrêmes d'utilisation l'augmentation de la température interne peut conduire à la dégradation du dispositif [2.2].

Le but de ce chapitre consiste à établir une méthodologie servant à déterminer les paramètres R_{TH} et C_{TH} associés au sous-circuit thermique du modèle compact, pour des dispositifs sur plaquettes de silicium. Dans un premier temps, le sous-circuit thermique du modèle compact sera détaillé, de manière à préciser la signification des paramètres R_{TH} , C_{TH} et de la température interne du dispositif. Puis, un modèle nodal sera proposé afin de calculer R_{TH} . Les hypothèses concernant ce modèle seront détaillées et discutées, de manière à expliciter les avantages et inconvénients d'une telle approche. Finalement, ce chapitre sera conclu par la description d'une méthode d'extraction du paramètre C_{TH} .

2.2 Sous-circuit thermique

La prise en compte de l'auto-échauffement dans les modèles compacts est faite grâce à l'utilisation d'un sous-circuit constitué d'une source de courant, et d'une résistance en parallèle avec une capacité [2.1] (cf Fig. 2.1).

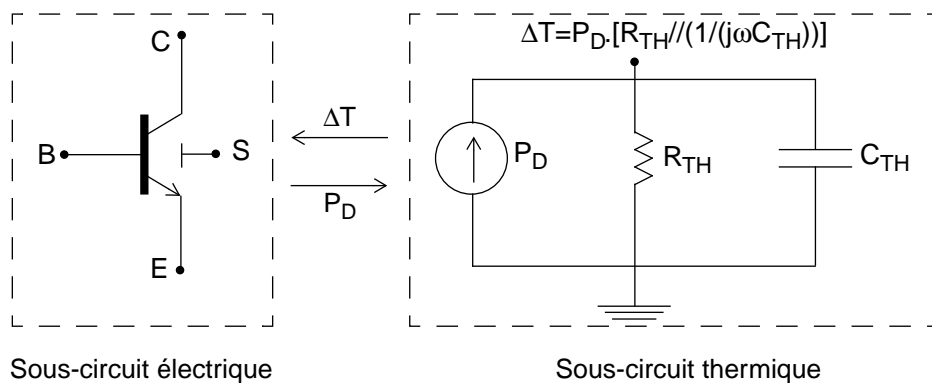


Fig. 2.1 Implémentation du phénomène d'auto-échauffement dans les modèles compacts.

La source de courant représente la puissance dissipée par le transistor. La résistance thermique (R_{TH}) et la capacité thermique (C_{TH}) représentent la faculté du transistor à dissiper cette puissance en fonction de sa géométrie, son architecture et des propriétés thermiques du matériau qui le constitue.

Ce sous-circuit a été construit par analogie entre quantités électriques et thermiques (cf Table 2.1).

Table 2.1: Analogie entre quantités électriques et thermiques.

Quantités électriques	Unités	Quantités thermiques	Unités
Tension	U	Température	K
Courant	A	Puissance dissipée	W
Résistance	Ω	Résistance thermique	K/W
Capacité	F	Capacité thermique	W.s/K

Ainsi, en appliquant la loi d'ohm: $\Delta T = P_D \cdot [R_{TH} // (1/(j\omega C_{TH}))]$ (2.1)

La quantité ΔT représente l'augmentation de température à l'intérieur du transistor par rapport à la température ambiante.

La résistance thermique et la capacité thermique sont des constantes, supposées indépendantes de la température. Il s'agit d'une approximation du modèle compact qui néglige la dépendance avec la température de la conductivité thermique. Cette hypothèse sera discutée au paragraphe 2.5.3.

2.3 Température interne

Dans le cas du modèle compact, la puissance dissipée est calculée à partir de la relation suivante [2.3]:

$$P_D = I_T V_{CE} + \sum I_{jd} V_{diode} + I_{AVL} (V_{DCi} - V_{B'C'}) + \sum \frac{\Delta V_n^2}{r_n} \quad (2.2)$$

où $d=\{BEi, BCi, BEp, BCp, SC\}$, V_{diode} est la tension de diode correspondante, r_n sont les résistances séries ($n=\{Bi, Bx, E, Cx\}$) et ΔV_n est la différence de potentiel aux bornes de ces résistances (cf Fig. 2.2).

L'augmentation de température à l'intérieur du transistor ΔT est calculée par le simulateur au moyen de cette puissance dissipée (2.2) et des paramètres R_{TH} et C_{TH} du modèle grâce à la relation (2.1). En réalité, cette grandeur représente une température moyenne sur l'ensemble du transistor. En effet, chaque élément du modèle variant avec la température est référencé à la même augmentation de température (cf Fig. 2.2).

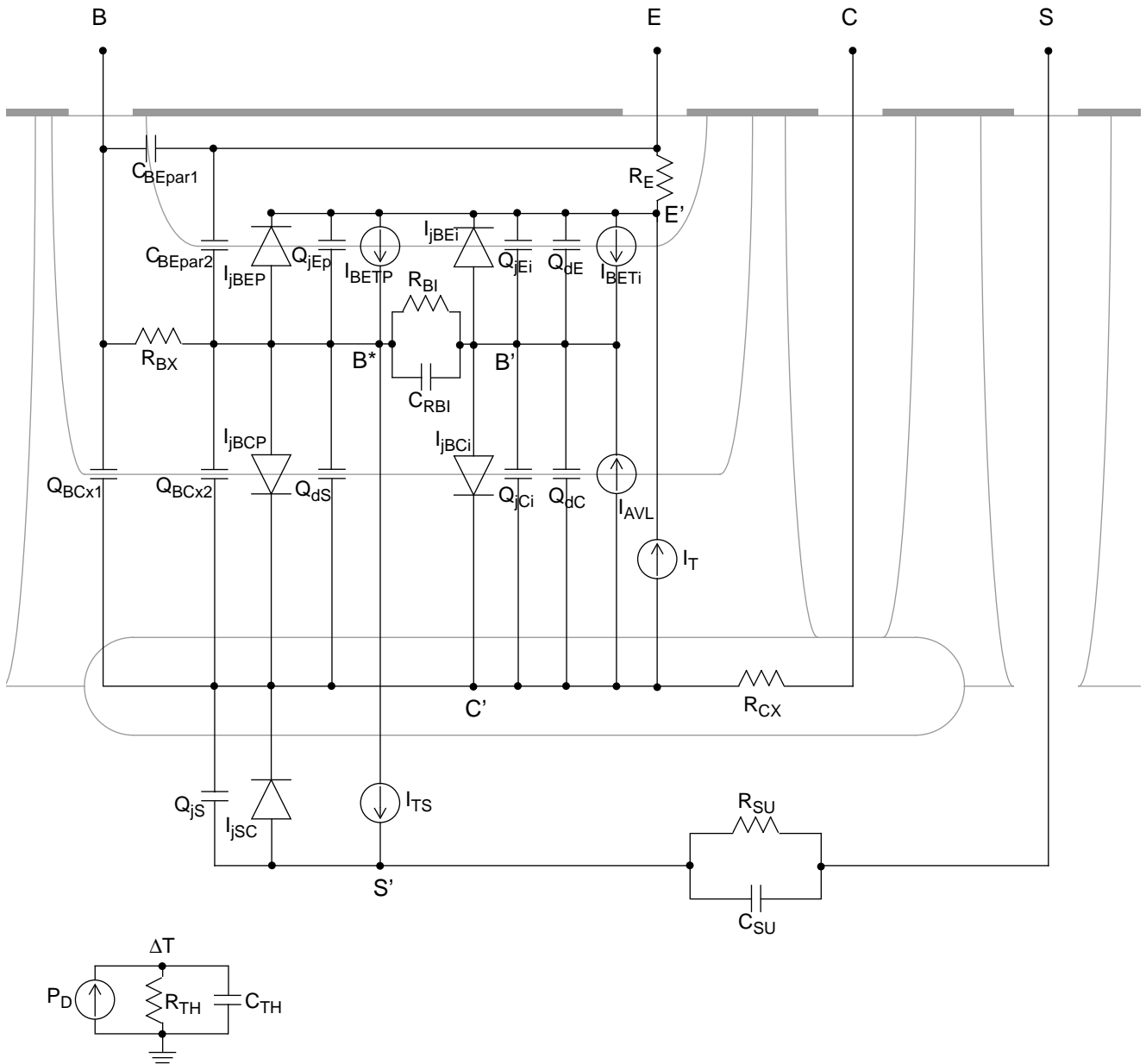


Fig. 2.2 Circuit équivalent du modèle HICUM Level 2 Version 2.21. Tous les éléments du modèle sont référencés à la même température.

Lors de la résolution du couplage électro-thermique dans un simulateur SPICE, ΔT est obtenue par (2.1). Cette nouvelle valeur est alors comparée à celle précédemment utilisée dans le sous-circuit thermique. S'il y a égalité, l'interaction s'arrête à ce stade; dans le cas contraire, l'augmentation de température est utilisée dans les lois en température du modèle compact pour évaluer la modification du point de fonctionnement du dispositif qui en

découle. La puissance dissipée par le dispositif puis l'augmentation de température sont alors recalculées par les relations (2.2) et (2.1) jusqu'à ce que la boucle électro-thermique s'équilibre (cf Fig. 2.3).

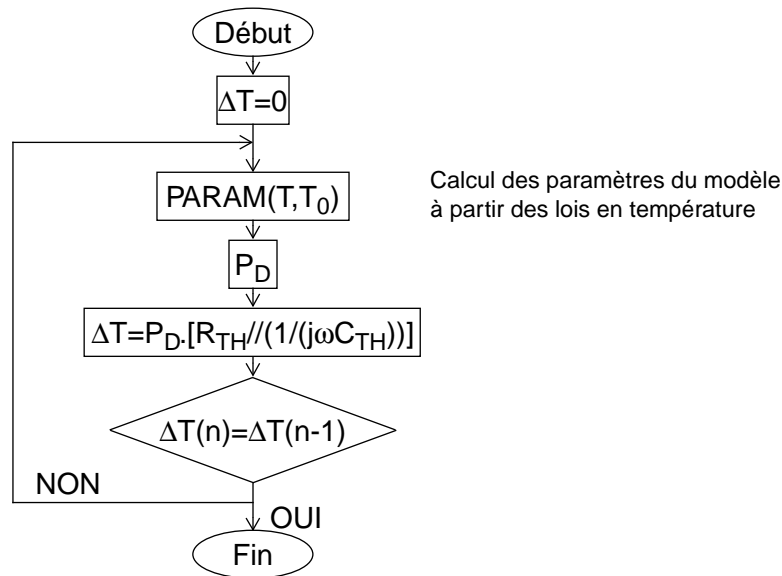


Fig. 2.3 Résolution du couplage électro-thermique par une méthode itérative.

2.4 Les différents modes de transmission de la chaleur

Le but de cette partie est de décrire de façon succincte les notions relatives au mode de transmission de la chaleur utiles à cette étude. Pour plus de renseignements concernant cette thématique, le lecteur peut se référer à des ouvrages spécialisés tel que [2.4].

Le transfert thermique est le transfert d'énergie qui résulte d'une différence de température. On distingue habituellement trois modes de transmission: par conduction, par convection et par rayonnement [2.4]. Toutefois, la conduction est le seul mécanisme intervenant dans le transfert de chaleur dans un solide homogène, opaque et compact. Ce sera donc le seul mécanisme pris en compte dans cette étude. La conduction est définie comme étant le mode de transmission de la chaleur (ou l'échange d'énergie interne) provoquée par la différence de température entre deux régions d'un milieu solide, liquide ou gazeux, ou encore entre deux milieux en contact physique; il n'y a pas de déplacement des molécules.

La loi de Fourier

Jean-Baptiste Fourier a publié la Loi fondamentale de la conduction en 1822. Il apparente la conduction de la chaleur à l'écoulement d'un fluide qui a lieu des régions chaudes vers les régions froides, et dont les seules manifestations dans la matière se traduisent par des variations de température. Cette théorie ne tient pas compte de la structure moléculaire ou atomique d'une substance, qu'elle assimile a priori à un milieu continu. Elle n'est plus

valable quand les distances entre molécules sont trop grandes (gaz raréfiés). De plus elle néglige les variations de volume dues aux dilatations et ne fait strictement intervenir que les échanges calorifiques.

Elle s'écrit:

$$\vec{q} = -K(T) \cdot A \cdot \vec{\text{grad}}(T) \quad (2.3)$$

La conductivité thermique

D'après la loi (2.3), la conductivité thermique représente le flux de chaleur qui traverse une surface unitaire quand le gradient de température est égal à l'unité.

Elle dépend de:

- la nature chimique du matériau
- la nature de la phase considérée (solide, liquide, gazeuse)
- la température
- l'orientation des cristaux ou de fibres dans les corps anisotropes

2.5 Résistance thermique

2.5.1 Etat de l'art

Méthodes d'extraction

Pour que l'effet de l'auto-échauffement modifie la réponse électrique d'un dispositif, il faut que l'augmentation de température à l'intérieur du composant soit suffisamment importante. C'est pourquoi le transistor doit être polarisé dans des zones de forte densité de puissance où les effets physiques intervenant sur le fonctionnement du dispositif sont des effets complexes tels que le mécanisme d'avalanche, l'effet Kirk ou les effets de quasi-saturation (cf Fig. 2.4)

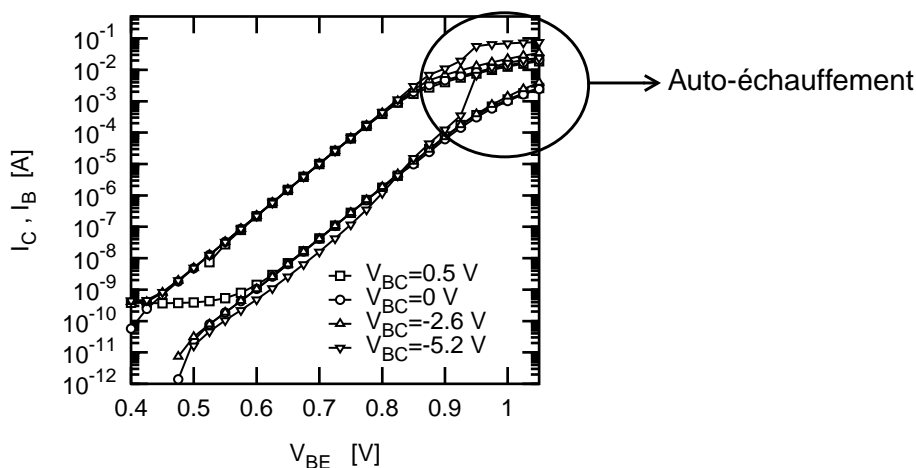


Fig. 2.4 Effet de l'auto-échauffement sur la mesure de courbes de Gummel.

Par conséquent, l'extraction du paramètre R_{TH} est rendue délicate à cause de la difficulté de décorreler les effets de forte injection du phénomène d'auto-échauffement. Ce qui explique pourquoi les méthodes proposées traitent le plus souvent la mesure du courant de base, car il est plus facile de décorreler les effets physiques à forte injection qui interviennent sur la mesure du courant de base que sur celle du courant collecteur. Ainsi, certaines méthodes proposent l'extraction simultanée de la résistance d'émetteur et de la résistance thermique [2.5], ou de la résistance de base et de R_{TH} [2.6].

Une autre manière d'extraire la résistance thermique consiste à exploiter la dépendance avec le courant de base en fonction de V_{CB} à V_{BE} constant [2.7] (cf Fig. 2.5).

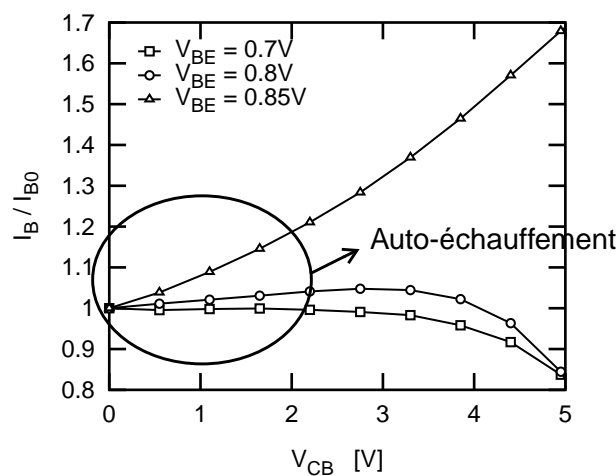


Fig. 2.5 Mesure du courant de base en fonction de V_{CB} à V_{BE} constant.
La mesure est normalisée par rapport à $I_{B0} = I_B(V_{CB}=0)$.

À faible densité de courant ($V_{BE} = 0.7V$), le courant de base est constant avec V_{CB} , jusqu'à ce que le courant d'avalanche fasse décroître sa valeur.

Puis une augmentation de V_{BE} conduit à une augmentation de la puissance dissipée par le transistor, et à celle de la température interne du transistor sous l'effet de l'auto-échauffement. Puisque le courant de base croît avec l'augmentation de la température, on observe sur la Fig. 2.5 que pour $V_{BE} = 0.8V$ le courant de base augmente avec V_{CB} jusqu'à 2.8 V. À des tensions collecteur-base supérieures à cette valeur, le phénomène d'avalanche prend le dessus par rapport à l'auto-échauffement du dispositif, et le courant d'avalanche fait décroître I_B .

Finalement, à forte densité de courant ($V_{BE} = 0.85V$), l'auto-échauffement du dispositif est tel que le phénomène d'avalanche est repoussé à des valeurs de V_{CB} en dehors de la plage de mesure. C'est pourquoi on n'observe plus qu'une augmentation du courant de base avec V_{CB} .

Ainsi quelque soit la valeur de V_{BE} , pour des valeurs de V_{CB} inférieures à 2.8 V, le courant de base n'est impacté que par le phénomène d'auto-échauffement (cf Fig. 2.5). Supposons que les paramètres électriques du courant de base et leur variation avec la température aient été préalablement extraits, I_B peut alors être utilisé comme capteur de température afin d'évaluer la température interne du dispositif. Finalement, connaissant la température

interne du dispositif telle qu'elle est définie au paragraphe 2.3 et sa puissance dissipée, le paramètre R_{TH} peut être évalué au moyen de la formule suivante: $R_{TH} = \frac{\Delta T}{P_D}$. (2.4)

L'inconvénient de la plupart des méthodes d'extraction est qu'il n'existe pas de méthode directe d'extraction de la résistance thermique. Or il serait utile de prédire la valeur de la résistance thermique, de manière à pouvoir décorréler les effets d'auto-échauffement des effets de forte injection lors de l'extraction des paramètres de modèle décrivant l'effet Kirk, les effets de quasi-saturation ou encore lors de l'extraction de la résistance d'émetteur.

Méthodes numériques

Une autre approche repose sur la discrétisation de la structure à analyser en éléments finis. Cette méthode est utilisée dans la plupart des simulateurs thermiques (ANSYS) [2.8] ou électro-thermiques (ISE, MEDICI) [2.9], [2.10]. Cette méthode permet de résoudre de manière couplée les équations du semiconducteur et l'équation de la chaleur. Elle ne nécessite donc pas de définir la source de chaleur. Cette solution est donc très intéressante pour localiser la source de chaleur et comprendre les mécanismes d'échange calorifique à l'intérieur de la structure à étudier. Toutefois, elle est étroitement liée à la taille du domaine d'étude et aux conditions aux limites appliquées à la structure ainsi qu'à la manière dont le domaine est discrétisé [2.8], [2.9], [2.10]. De plus la solution ainsi obtenue n'est pas immédiatement transposable dans un simulateur SPICE.

Méthodes analytiques

Une dernière approche consiste à résoudre de manière analytique l'équation de la chaleur [2.10]. Ainsi la résistance thermique est évaluée à partir d'hypothèses faites sur la forme et les dimensions de la source de chaleur, ainsi que sur la diffusion de la chaleur à l'intérieur du composant. L'avantage de cette méthode est qu'elle permet d'évaluer la résistance thermique d'un composant indépendamment du modèle compact utilisé, et que la solution obtenue est directement implémentable dans un simulateur SPICE. Par contre, elle ne permet pas de prendre en compte les effets de non-linéarités dus à la dépendance de la conductivité thermique avec la température.

Dans [2.10], le système est divisé en trois zones: la couche de passivation/métallisation au-dessus du transistor, une couche verticale qui contient les tranchées profondes d'isolation, et une dernière couche constituée du reste du substrat. La méthode consiste à déterminer l'impédance thermique de chaque zone à partir d'hypothèses portant sur la conductivité thermique équivalente des couches, sur la direction de diffusion de la chaleur et sur la forme de la source de chaleur. Ainsi, dans la troisième couche constituée du substrat, la conductivité thermique est supposée être égale à celle du silicium et la chaleur diffuse indifféremment dans les trois directions de l'espace. Dans la deuxième couche délimitée par les DTI, la conductivité thermique utilisée est celle du silicium, mais la chaleur est astreinte à diffuser uniquement dans la direction horizontale de la structure. Finalement, la conductivité thermique équivalente de la couche de métallisation/passivation est extraite à partir de mesures

électriques. Il est ainsi possible de déterminer à partir de ce modèle la résistance thermique d'un dispositif. Cette valeur est directement implémentable dans un modèle compact. Toutefois, appliquée à un contexte industriel, cette méthode présente l'inconvénient de nécessiter l'utilisation de mesures supplémentaires pour pouvoir procéder à l'étalonnage des paramètres du modèle.

2.5.2 Modèle nodal

Au cours de ce projet, nous nous sommes efforcé de développer un modèle permettant de calculer la résistance thermique d'un dispositif quelque soit son architecture. La solution proposée permet de prédire la résistance thermique d'un dispositif quelque soit sa géométrie et son architecture sans nécessiter de mesures supplémentaires à celles utilisées lors de l'extraction des paramètres du modèle compact. Le but de ce paragraphe est de présenter les hypothèses de calcul liées à ce modèle.

Les paramètres du modèle compact sont extraits à partir de la mesure sous pointes de transistor sur plaquette de silicium. Au cours de ces mesures, le fond de la plaquette est posé sur un régulateur thermique. Par conséquent, dans le cadre de cette étude, seule la conduction de la chaleur dans la plaquette est considérée. Toute forme de rayonnement ou de convection entre la plaquette et le régulateur thermique est négligée. D'autre part, la transmission éventuelle de la chaleur dans l'air au-dessus des métallisations est négligée.

Le modèle est basé sur l'hypothèse que la résistance thermique est un paramètre qui ne dépend que de la géométrie du transistor et des caractéristiques physiques des matériaux qui le constituent. Cette hypothèse est confirmée par l'observation des courbes de I_B mesuré en fonction de V_{CB} à V_{BE} constant. La Fig. 2.6 montre les courbes de I_B/I_{B0} en fonction de V_{CB} à V_{BE} constant; I_{B0} est la valeur de I_B correspondant à $V_{CB} = 0$. Les mesures ont été faites sur deux dispositifs de même technologie, mais l'un avec un maximum de f_T (f_{Tpic}) égal à 70 GHz et une tension de claquage ($B_{V_{CE0}}$) égale à 3 V (HV) et l'autre avec un maximum de f_T égal à 160 GHz et une tension de claquage égale à 1.7 V (LV).

Sur la Fig. 2.6 (a) est représentée la mesure faite à $V_{BE} = 0.75$ V. Dans cette gamme de polarisation, la puissance dissipée par le transistor est faible: il n'y pas d'auto-échauffement du dispositif. Le courant base est constant jusqu'à ce que l'avalanche se déclenche et fasse décroître le courant. L'avalanche apparaît plus tôt dans le cas du transistor LV que dans le cas du HV à cause du dopage du collecteur qui est différent pour les deux dispositifs.

Sur la Fig. 2.6 (b) est représentée la mesure faite à $V_{BE} = 0.85$ V. Dans cette gamme de polarisation, la puissance dissipée par le transistor est suffisamment importante pour que l'auto-échauffement du dispositif influence la mesure: le courant base augmente avec V_{CB} sous l'effet de l'augmentation de température interne du transistor. Puis l'avalanche se déclenche dans le cas du transistor LV, alors que le courant base continue à augmenter dans le cas du transistor HV. Dans la zone commune aux deux transistors, le courant base est uniquement influencé par l'auto-échauffement du transistor. On peut observer que les mesures obtenues pour les deux dispositifs sont superposées. Or les lois en température des deux dispositifs sont identiques, on peut donc en déduire que la résis-

tance thermique est semblable dans les deux cas. Cela confirme le fait que la résistance thermique ne dépend que de la géométrie du transistor et du matériau qui le constitue.

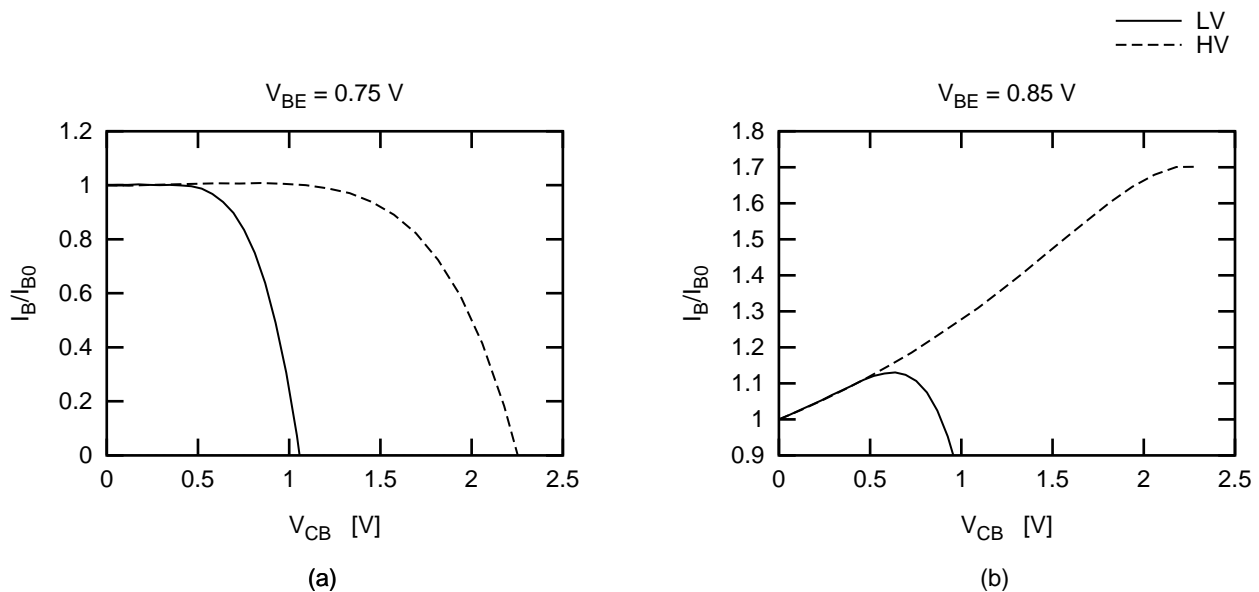


Fig. 2.6 (a) Courbes I_B/I_{B0} [$I_{B0}=I_B(V_{CB}=0)$] en fonction de V_{CB} à $V_{BE}=0.75V$. Les mesures ont été faites sur des transistors bipolaires SiGe:C, de règle de dessin $0.13\ \mu\text{m}$ avec $f_{Tpic} = 160\ \text{GHz}$ et $B_{V_{CE0}} = 1.7\ \text{V}$ (LV) ou $f_{Tpic} = 70\ \text{GHz}$ et $B_{V_{CE0}} = 3\ \text{V}$ (HV). (b) Courbes I_B/I_{B0} [$I_{B0}=I_B(V_{CB}=0)$] en fonction de V_{CB} à $V_{BE}=0.85V$. Les mesures ont été faites sur des transistors bipolaires SiGe:C, de règle de dessin $0.13\ \mu\text{m}$ avec $f_{Tpic} = 160\ \text{GHz}$ et $B_{V_{CE0}} = 1.7\ \text{V}$ (LV) ou $f_{Tpic} = 70\ \text{GHz}$ et $B_{V_{CE0}} = 3\ \text{V}$ (HV).

Génération et diffusion de la chaleur

Dans les dispositifs semiconducteurs, trois sous-systèmes (les électrons, les trous et le réseau cristallin) sont capables d'échanger de l'énergie entre eux [2.10], [2.11]:

- il peut y avoir une diffusion de l'énergie des porteurs au réseau cristallin par effet Joule
- l'énergie peut être échangée entre les électrons et les trous par des mécanismes de génération/recombinaison
- l'énergie peut être transférée à la matrice cristalline par collision des porteurs libres avec les défauts du réseau cristallin: c'est l'effet Thomson

Le résultat de simulations électro-thermique ISE est représenté Fig. 2.7. Les simulations ont été calibrées sur une technologie BiCMOS isolée par tranchées profondes, avec un maximum de f_T égal à $35\ \text{GHz}$ et une tension de claquage égale à $5.5\ \text{V}$. Le transistor est polarisé avec une tension V_{BE} égale à $0.9\ \text{V}$ et plusieurs tensions V_{CB} différentes ($V_{CB} = 0, 2.2, 3.3, 4.4\ \text{V}$). On observe sur les courbes correspondant aux quatre conditions de polarisation que les deux jonctions, base-émetteur et base-collecteur, contribuent à la génération de chaleur. Toutefois, la densité de puissance associée à chaque jonction n'est pas identique: la contribution de la jonction base-collecteur est prédominante du fait d'une plus forte tension V_{BC} . De plus, les deux sources sont très proches l'une de

l'autre. C'est pourquoi il est communément admis qu'il n'y a qu'une seule source de chaleur localisée au niveau de la jonction base-collecteur.

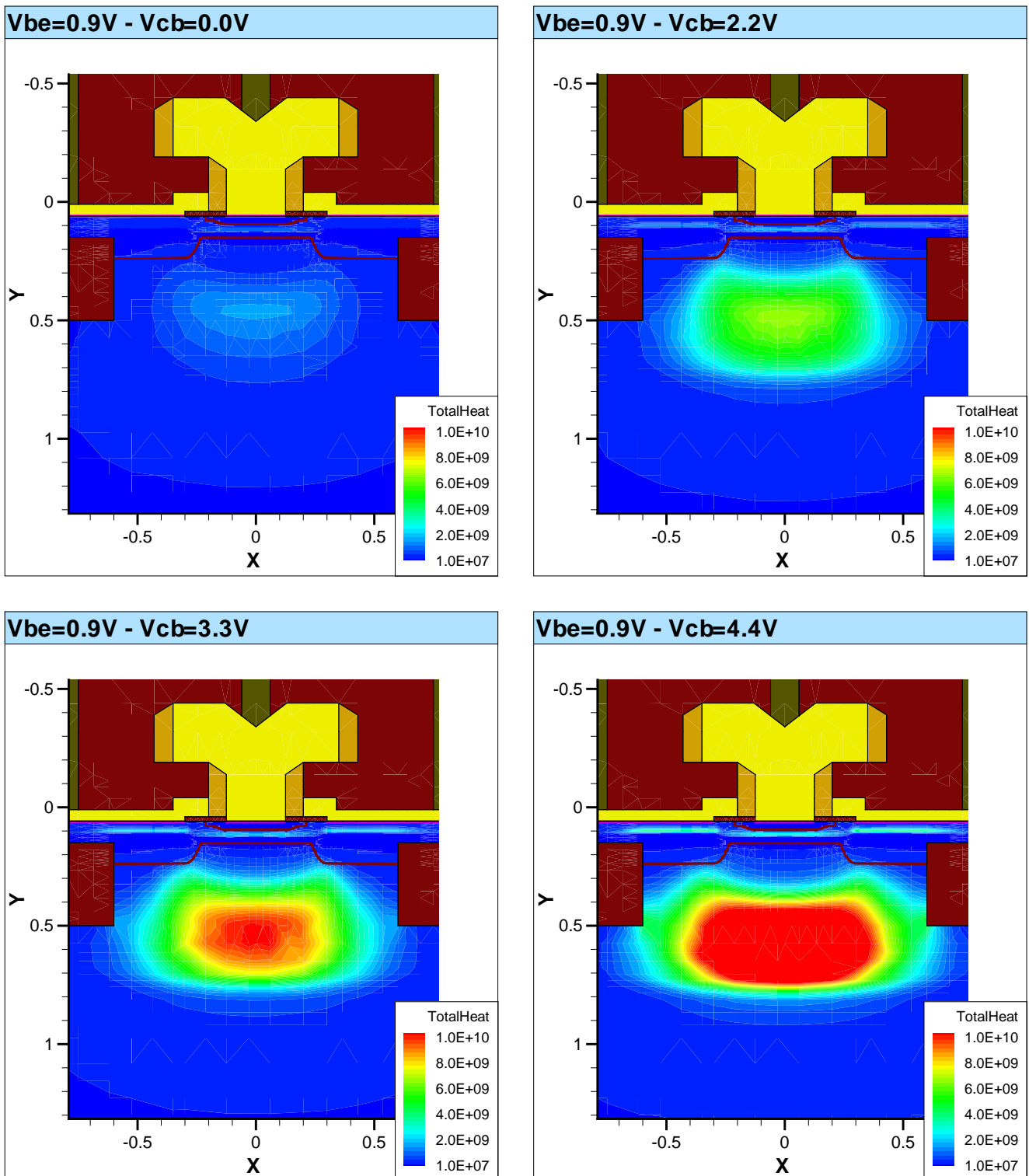


Fig. 2.7 Localisation des sources de chaleur par simulations ISE.

Puis la chaleur diffuse à travers le substrat et les métallisations. Le résultat de simulations électro-thermique ISE de la répartition du flux de chaleur est représenté Fig. 2.8. Ces simulations ont d'abord été réalisées pour un dis-

positif isolé par des DTI (profondeur = 5.2 μm) (figure de gauche), puis sans les tranchées profondes d'isolation (figure de droite).

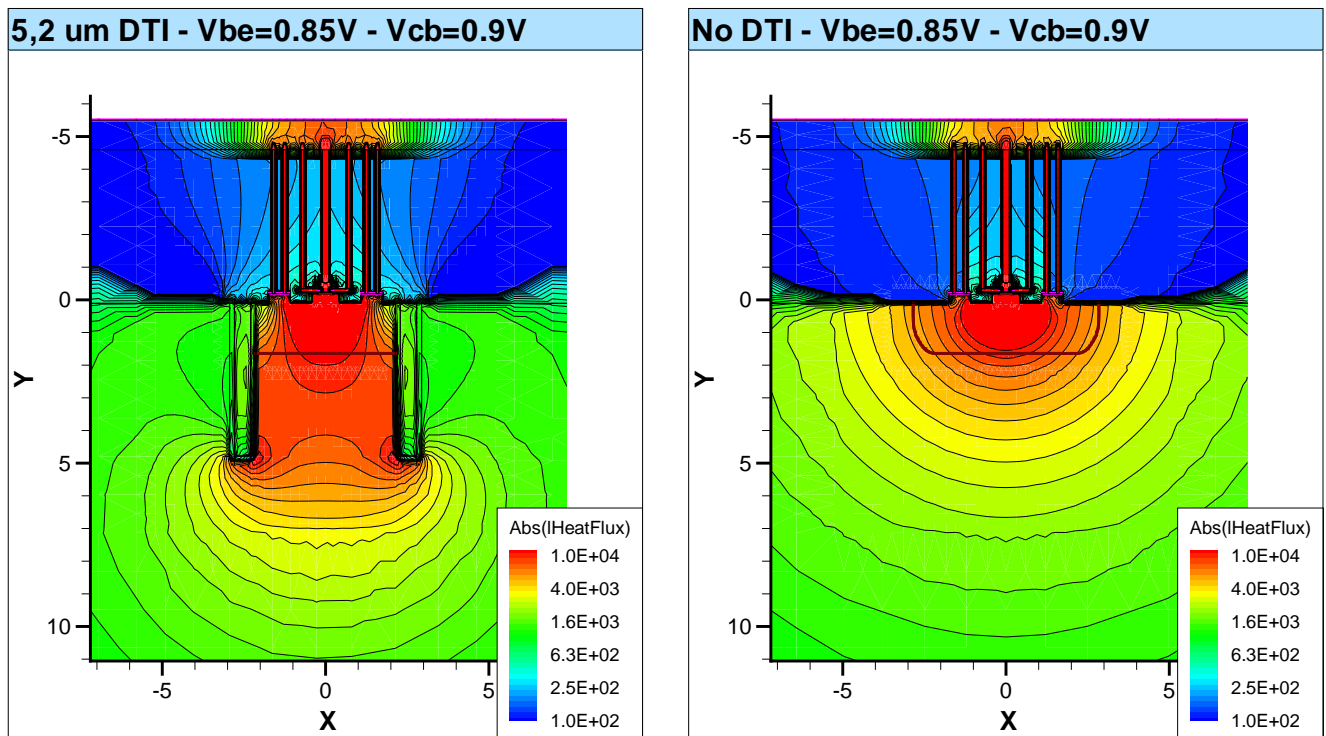


Fig. 2.8 Simulation ISE du flux de chaleur dans le substrat et dans la couche de passivation pour un dispositif isolé par des DTI (profondeur = 5.2 μm) (figure de gauche), et pour un dispositif isolé par des STI (figure de droite).

La conductivité thermique de l'aluminium à 27°C est de 2.38 W/(K.cm) contre 1.54 W/(K.cm) pour le silicium [2.4]. Bien que les métaux soient plus conducteurs que le silicium, l'essentiel de la chaleur s'évacue par le substrat. Il ne faut toutefois pas négliger la contribution des métallisations à la dissipation de la chaleur. On observe que les tranchées profondes tout comme l'oxyde d'isolation entre les vias se comportent comme de bons isolants thermiques.

L'ensemble de ces résultats de simulation nous permet de poser les hypothèses qui serviront de base au calcul de la résistance thermique associée au dispositif.

Contribution du substrat

Une partie de la chaleur s'évacue par le substrat. Aux vues des simulations ISE présentées Fig. 2.7, la source de chaleur associée au modèle nodal est localisée au niveau de la jonction métallurgique base-collecteur; c'est un rectangle infiniment fin qui a les dimensions de la jonction métallurgique base-émetteur. De plus, les tranchées profondes d'isolations sont considérées comme de parfaits isolateurs thermiques. Finalement, le flux de chaleur est confiné selon une pyramide faisant un angle de 45° [2.13]-[2.16] et dont l'origine est la source de chaleur (cf Fig. 2.9).

Sur la Fig. 2.9 est représentée la discrétisation de la résistance thermique dans les DTI et le substrat. Le flux de chaleur est divisé verticalement en un ensemble de mailles auxquelles sont associées des résistances thermiques R_{THi} . C'est cette discrétisation qui permet de prendre en compte à la fois la dépendance de la résistance thermique avec la température ambiante, et avec le gradient de température le long du dispositif. Ce point sera détaillé et illustré sur un cas pratique au paragraphe 2.5.4.

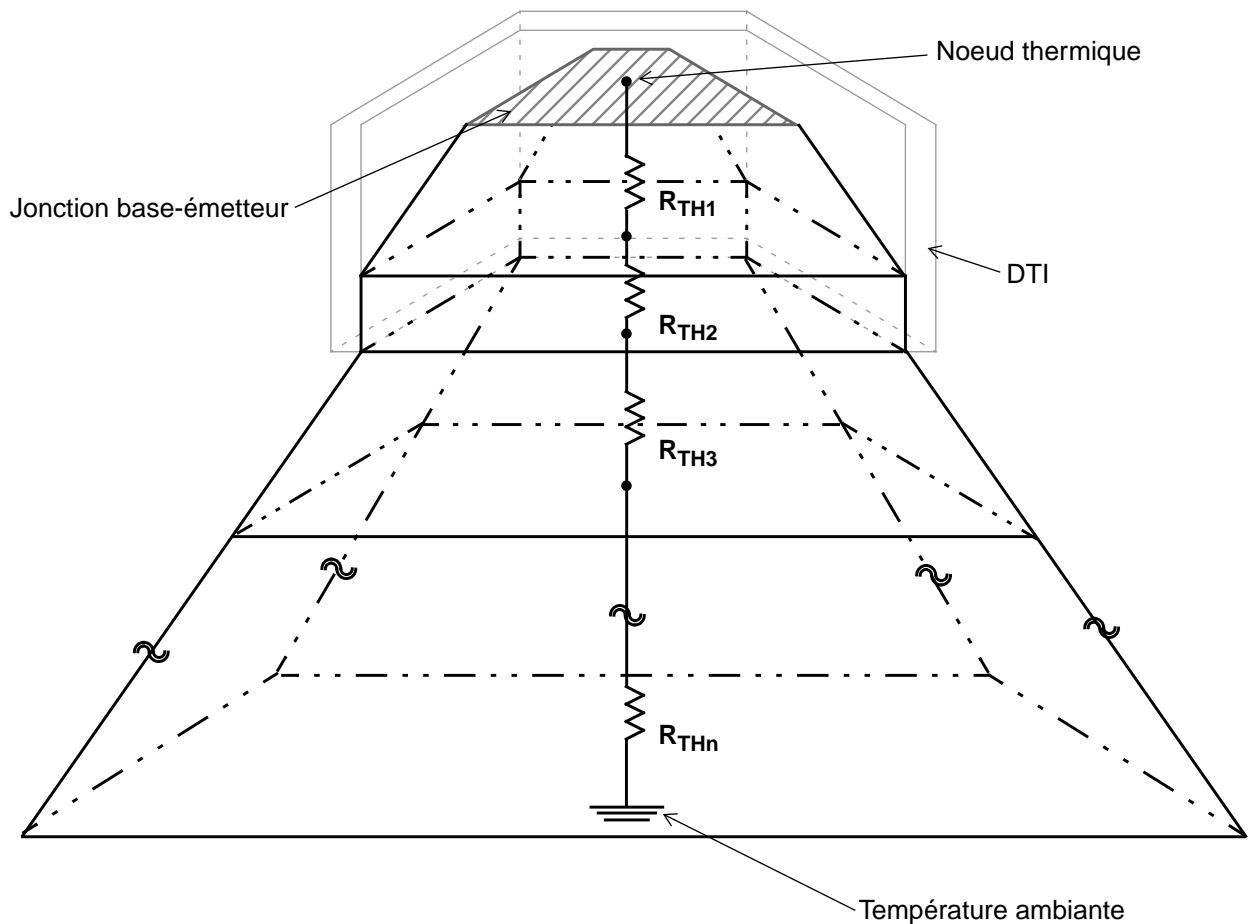


Fig. 2.9 Discrétisation de la résistance thermique dans les DTI et le substrat.

Ainsi, la capacité du substrat à dissiper la chaleur est représentée par un ensemble de résistances R_{THi} mises en série et connectées au noeud thermique du modèle compact d'une part et à la masse thermique d'autre part. Le calcul de chaque élément R_{THi} est détaillé ultérieurement dans ce paragraphe.

Contribution des métallisations

D'une manière analogue au cas du substrat, la capacité des métaux à dissiper la chaleur est représentée par un ensemble de résistances thermiques qui sont calculées à partir d'hypothèses portant sur le flux de chaleur.

L'oxyde isolant les contacts, les vias et les métallisations, est supposé être un parfait isolateur thermique. Ainsi, par analogie avec le cas précédent, le flux de chaleur est discrétisé en un ensemble de mailles auxquelles sont

associées des résistances thermiques. La Fig. 2.10 représente le réseau thermique associé aux métallisations. Sur cette figure chaque résistance représente une résistance thermique.

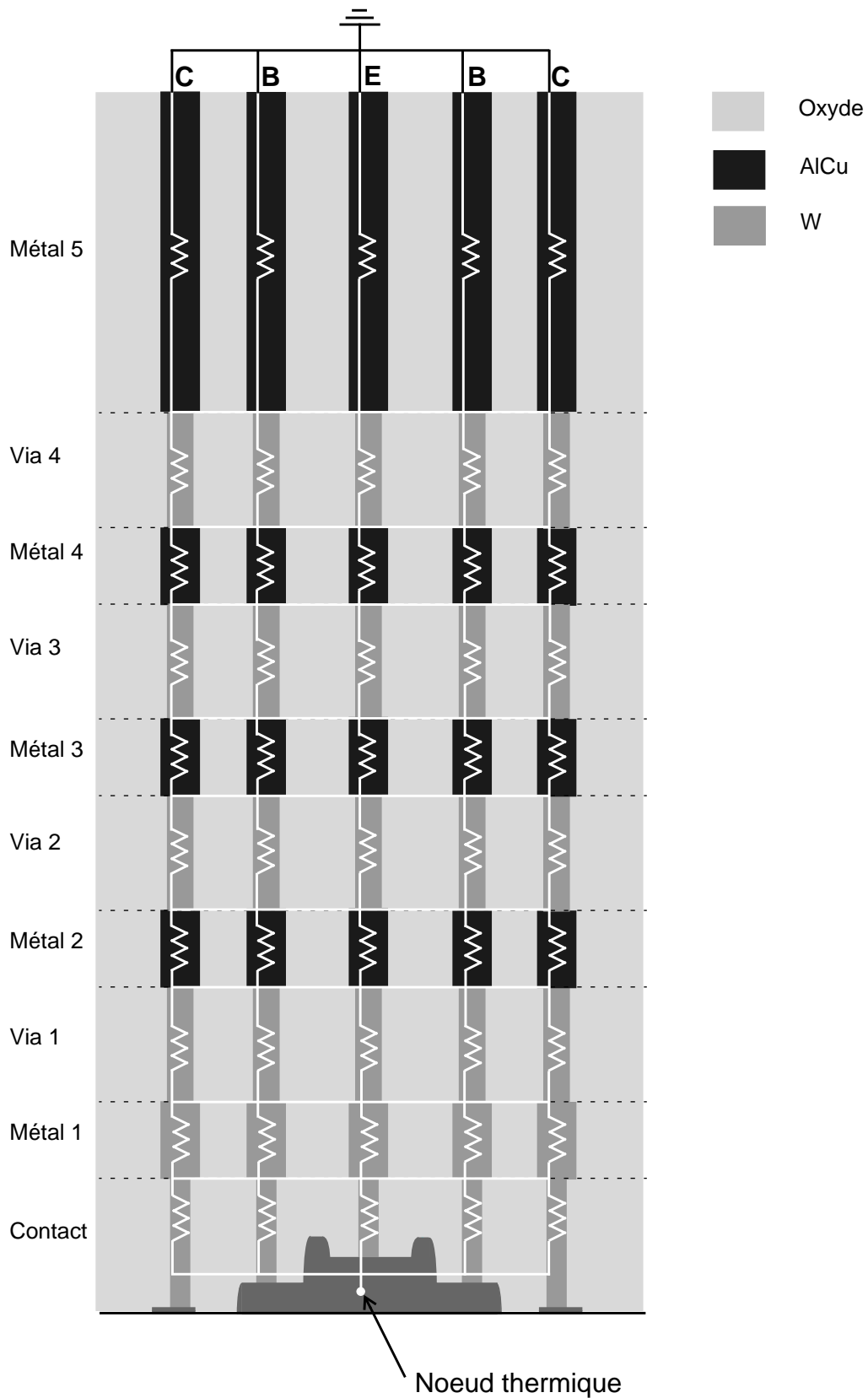


Fig. 2.10 Discrétisation de la résistance thermique dans les métallisations.

Dans les métaux, le flux de chaleur diffuse dans le prolongement des vias, et toute diffusion liée au désalignement vertical des vias est négligée. Dans les couches correspondant aux contacts et aux vias, la maille associée à une résistance thermique a les dimensions et la forme d'un contact ou d'un via. Dans les couches correspondant aux métaux, la maille associée à une résistance thermique a les dimensions et la forme d'un contact ou d'un via de la couche précédente. Toute diffusion horizontale dans les métaux est négligée.

Dans une même couche, les résistances thermiques associées aux différentes mailles sont connectées en parallèle. Puis les résistances thermiques correspondant à deux couches successives sont connectées en série (cf Fig. 2.10). Finalement, le réseau thermique lié à la diffusion de la chaleur dans les métaux est connecté au noeud thermique d'une part et à la masse thermique d'autre part. Il est en parallèle du réseau modélisant l'environnement thermique du substrat.

A titre d'illustration, pour un transistors isolé par tranchées profondes de largeur d'émetteur de $0.4 \mu\text{m}$ et de longueur d'émetteur de $12.8 \mu\text{m}$, la résistance thermique associée au substrat vaut 1281 K/W contre 6006 K/W pour celle associée aux métallisations. Ainsi, les métaux contribuent à hauteur de 18% dans l'évacuation de la chaleur du dispositif.

Calcul d'une résistance thermique élémentaire

L'équation de la chaleur s'écrit: $\text{div}(K(T)\overrightarrow{\text{grad}}(T)) = \rho c \frac{\partial T}{\partial t}$ (2.5)

T est la température locale; c'est une fonction de la position et du temps.

Développons cette équation dans un repère cartésien:

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(K(T)\frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(K(T)\frac{\partial T}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(K(T)\frac{\partial T}{\partial z}\right) = \rho c \frac{\partial T}{\partial t} \quad (2.6)$$

Pour résoudre cette équation, le domaine d'étude est discrétisé en un ensemble de mailles élémentaires. La Fig. 2.11 montre une vue en coupe du maillage dans la direction x.

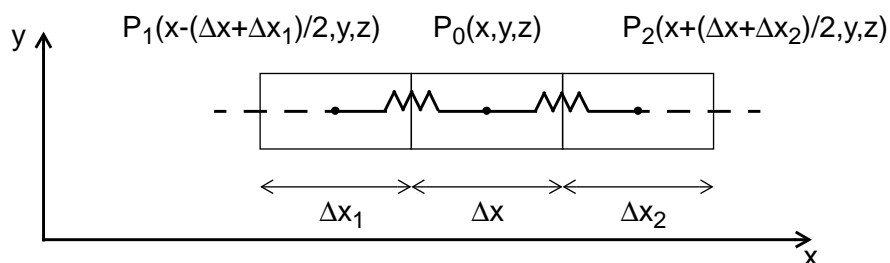


Fig. 2.11 Vue en coupe du maillage et des résistances thermiques associées dans la direction x.

Considérons que les dimensions du maillage sont suffisamment petites pour pouvoir écrire:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(K(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right) = \frac{K \left(T \left(x + \frac{\Delta x}{2}, y, z, t \right) \right) \frac{\partial T(x + \Delta x/2, y, z, t)}{\partial x} - K \left(T \left(x - \frac{\Delta x}{2}, y, z, t \right) \right) \frac{\partial T(x - \Delta x/2, y, z, t)}{\partial x}}{\Delta x} \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(K(T) \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \frac{K \left(T \left(x, y + \frac{\Delta y}{2}, z, t \right) \right) \frac{\partial T(x, y + \Delta y/2, z, t)}{\partial y} - K \left(T \left(x, y - \frac{\Delta y}{2}, z, t \right) \right) \frac{\partial T(x, y - \Delta y/2, z, t)}{\partial y}}{\Delta y} \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(K(T) \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \frac{K \left(T \left(x, y, z + \frac{\Delta z}{2}, t \right) \right) \frac{\partial T(x, y, z + \Delta z/2, t)}{\partial z} - K \left(T \left(x, y, z - \frac{\Delta z}{2}, t \right) \right) \frac{\partial T(x, y, z - (\Delta z/2), t)}{\partial z}}{\Delta z} \quad (2.9)$$

Puis:

$$\frac{\partial T(x + \Delta x/2, y, z, t)}{\partial x} = \frac{T \left(x + \frac{\Delta x + \Delta x_2}{2}, y, z, t \right) - T(x, y, z, t)}{\frac{\Delta x + \Delta x_2}{2}} \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial T(x - \Delta x/2, y, z, t)}{\partial x} = \frac{T(x, y, z, t) - T \left(x - \frac{\Delta x + \Delta x_1}{2}, y, z, t \right)}{\frac{\Delta x + \Delta x_1}{2}} \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial T(x, y + \Delta y/2, z, t)}{\partial y} = \frac{T \left(x, y + \frac{\Delta y + \Delta y_2}{2}, z, t \right) - T(x, y, z, t)}{\frac{\Delta y + \Delta y_2}{2}} \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial T(x, y - \Delta y/2, z, t)}{\partial y} = \frac{T(x, y, z, t) - T \left(x, y - \frac{\Delta y + \Delta y_1}{2}, z, t \right)}{\frac{\Delta y + \Delta y_1}{2}} \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial T(x, y, z + \Delta z/2, t)}{\partial z} = \frac{T \left(x, y, z + \frac{\Delta z + \Delta z_2}{2}, t \right) - T(x, y, z, t)}{\frac{\Delta z + \Delta z_2}{2}} \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial T(x, y, z - \Delta z/2, t)}{\partial z} = \frac{T(x, y, z, t) - T \left(x, y, z - \frac{\Delta z + \Delta z_1}{2}, t \right)}{\frac{\Delta z + \Delta z_1}{2}} \quad (2.15)$$

En substituant les équations (2.10) et (2.11) dans l'équation (2.7), puis (2.12) et (2.13) dans (2.8), et (2.14) et (2.15) dans (2.9), et finalement en insérant les équations (2.7), (2.8) et (2.9) dans la formule (2.6), l'équation de la chaleur peut se mettre sous la forme:

$$\begin{aligned}
& K\left(T\left(x + \frac{\Delta x}{2}, y, z, t\right)\right) \frac{2\Delta y \Delta z}{\Delta x + \Delta x_2} \left(T\left(x + \frac{\Delta x + \Delta x_2}{2}, y, z, t\right) - T(x, y, z, t)\right) \\
& + K\left(T\left(x - \frac{\Delta x}{2}, y, z, t\right)\right) \frac{2\Delta y \Delta z}{\Delta x + \Delta x_1} \left(T\left(x - \frac{\Delta x + \Delta x_1}{2}, y, z, t\right) - T(x, y, z, t)\right) \\
& + K\left(T\left(x, y + \frac{\Delta y}{2}, z, t\right)\right) \frac{2\Delta x \Delta z}{\Delta y + \Delta y_2} \left(T\left(x, y + \frac{\Delta y + \Delta y_2}{2}, z, t\right) - T(x, y, z, t)\right) \\
& + K\left(T\left(x, y - \frac{\Delta y}{2}, z, t\right)\right) \frac{2\Delta x \Delta z}{\Delta y + \Delta y_1} \left(T\left(x, y - \frac{\Delta y + \Delta y_1}{2}, z, t\right) - T(x, y, z, t)\right) \\
& + K\left(T\left(x, y, z + \frac{\Delta z}{2}, t\right)\right) \frac{2\Delta x \Delta y}{\Delta z + \Delta z_2} \left(T\left(x, y, z + \frac{\Delta z + \Delta z_2}{2}, t\right) - T(x, y, z, t)\right) \\
& + K\left(T\left(x, y, z - \frac{\Delta z}{2}, t\right)\right) \frac{2\Delta x \Delta y}{\Delta z + \Delta z_1} \left(T\left(x, y, z - \frac{\Delta z + \Delta z_1}{2}, t\right) - T(x, y, z, t)\right) = \rho c \Delta x \Delta y \Delta z \frac{\partial T}{\partial t}
\end{aligned} \tag{2.16}$$

Or l'analogie électrique de l'équation de la chaleur s'écrit [2.12]:

$$\frac{V_1 - V_0}{R_1} + \frac{V_2 - V_0}{R_2} + \frac{V_3 - V_0}{R_3} + \frac{V_4 - V_0}{R_4} + \frac{V_5 - V_0}{R_5} + \frac{V_6 - V_0}{R_6} = C \frac{dV_0}{dt} \tag{2.17}$$

où les termes V_i représente la tension au point P_i de la Fig. 2.12.

De même $T(x, y, z, t)$, $T\left(x - \frac{\Delta x + \Delta x_1}{2}, y, z, t\right)$, $T\left(x + \frac{\Delta x + \Delta x_2}{2}, y, z, t\right)$, $T\left(x, y - \frac{\Delta y + \Delta y_1}{2}, z, t\right)$, $T\left(x, y + \frac{\Delta y + \Delta y_2}{2}, z, t\right)$, $T\left(x, y, z - \frac{\Delta z + \Delta z_1}{2}, t\right)$, $T\left(x, y, z + \frac{\Delta z + \Delta z_2}{2}, t\right)$ représentent la température respectivement aux points $P_0, P_1, P_2, P_3, P_4, P_5, P_6$ de la Fig. 2.12

Ainsi, par analogie électro-thermique entre les équations (2.16) et (2.17), on peut évaluer la valeur de la résistance thermique associée à chaque élément du maillage (cf Fig. 2.12):

$$\mathbf{R}_1 = \frac{1}{K\left(T\left(x - \frac{\Delta x}{2}, y, z, t\right)\right)} \frac{\Delta x + \Delta x_1}{2\Delta y \Delta z} \tag{2.18}$$

$$\mathbf{R}_2 = \frac{1}{K\left(T\left(x + \frac{\Delta x}{2}, y, z, t\right)\right)} \frac{\Delta x + \Delta x_2}{2\Delta y \Delta z} \tag{2.19}$$

$$\mathbf{R}_3 = \frac{1}{K\left(T\left(x, y + \frac{\Delta y}{2}, z, t\right)\right)} \frac{\Delta y + \Delta y_2}{2\Delta x \Delta z} \tag{2.20}$$

$$\mathbf{R}_4 = \frac{1}{K\left(T\left(x, y - \frac{\Delta y}{2}, z, t\right)\right)} \frac{\Delta y + \Delta y_1}{2\Delta x \Delta z} \tag{2.21}$$

$$\mathbf{R}_5 = \frac{1}{K\left(T\left(x, y, z - \frac{\Delta z}{2}, t\right)\right)} \frac{\Delta z + \Delta z_1}{2\Delta x \Delta y} \tag{2.22}$$

$$R_6 = \frac{1}{K\left(T\left(x, y, z + \frac{\Delta z}{2}, t\right)\right)} \frac{\Delta z + \Delta z_2}{2\Delta x \Delta y} \tag{2.23}$$

Par extension au cas d'une maille non parallélépipédique, les composantes de la résistance thermique se calculent à l'aide des formules suivantes:

$$R_{THx}(x, y, z) = \frac{1}{K(T)} \int \frac{dx}{A_x(x, y, z)} \tag{2.24}$$

$$R_{THy}(x, y, z) = \frac{1}{K(T)} \int \frac{dy}{A_y(x, y, z)} \tag{2.25}$$

$$R_{THz}(x, y, z) = \frac{1}{K(T)} \int \frac{dz}{A_z(x, y, z)} \tag{2.26}$$

Ces formules sont appliquées à des cas pratiques dans l'Annexe E.

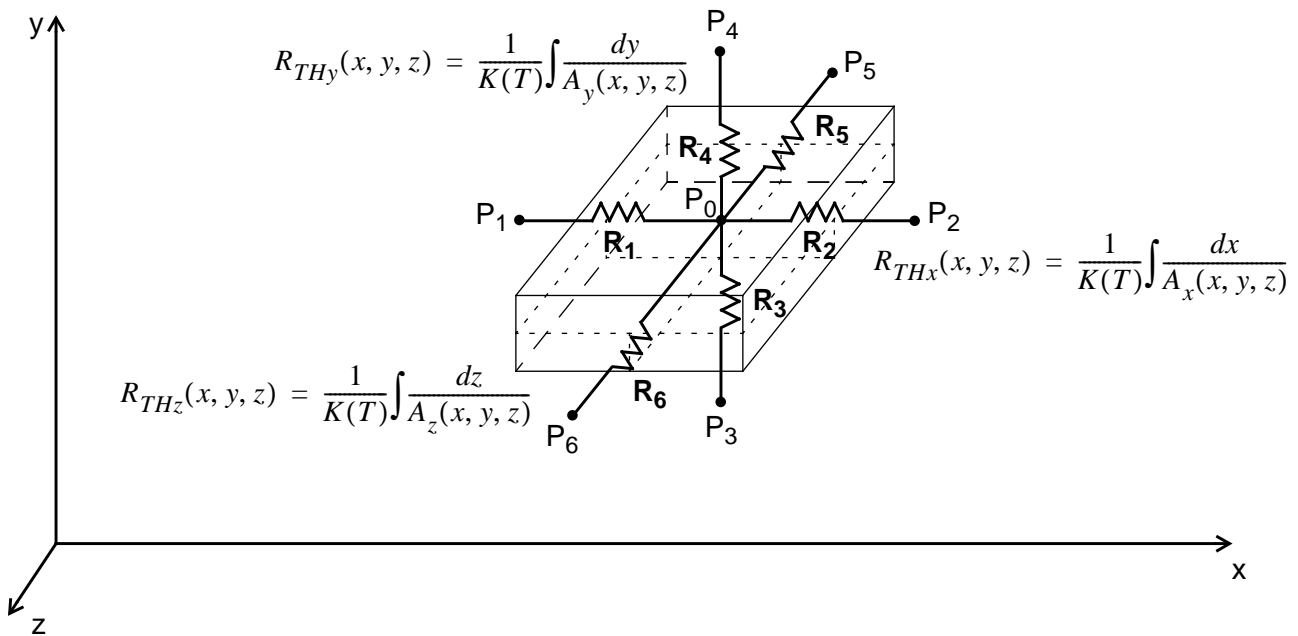


Fig. 2.12 Représentation graphique des résistances thermiques associées à une cellule élémentaire.

2.5.3 Dépendance avec la température

Par essence, la conductivité thermique du silicium dépend de la température [2.18]. Or dans le modèle compact, la résistance thermique est une constante: sa dépendance avec la température est négligée. Il est donc important de vérifier la légitimité de cette approximation et de délimiter son cadre d'application.

En pratique, la transformation de Kirchoff [2.17] permet de linéariser tout problème en régime stationnaire où la conductivité thermique est une fonction quelconque de la température.

Ainsi cette transformation permet de linéariser l'équation de la chaleur. En régime stationnaire, la distribution de température $T(x,y,z)$ dans le dispositif satisfait à l'équation non linéaire:

$$\text{div}(K(T)\overrightarrow{\text{grad}}(T)) = 0 \quad (2.27)$$

Considérons la température fictive $\theta(x,y,z)$ associée à la température actuelle $T(x,y,z)$ par la relation suivante:

$$\theta = T_0 + \frac{1}{K(T_0)} \int_{T_0}^T K(T') dT' \quad (2.28)$$

Ce changement de variable permet de linéariser l'équation (2.27) qui devient:

$$K(T_0)\overrightarrow{\text{div}}(\text{grad}(\theta)) = 0 \quad (2.29)$$

Puis il est possible de se ramener ensuite à la température réelle à l'intérieur du dispositif grâce à la relation (2.28).

D'après [2.18], la dépendance de la conductivité thermique (exprimée en $W/(K.\mu m)$) avec la température est définie par:

$$K(T) = \frac{1}{0.0165T^2 + 15.6T + 300} \quad (2.30)$$

L'utilisation de l'expression (2.30) dans la relation (2.28) permet d'obtenir la relation entre θ et T :

$$\theta = T_0 + \frac{0.0669}{K(T_0)} \ln\left(\frac{(T + 19.64)(T_0 + 925.82)}{(T + 925.82)(T_0 + 19.64)}\right) \quad (2.31)$$

En inversant l'expression (2.31), on obtient la relation entre T et θ :

$$T = \frac{925.82 \frac{T_0 + 19.64}{T_0 + 925.82} \exp\left(\frac{K(T_0)}{0.0669}(\theta - T_0)\right) - 19.64}{1 - \frac{T_0 + 19.64}{T_0 + 925.82} \exp\left(\frac{K(T_0)}{0.0669}(\theta - T_0)\right)} \quad (2.32)$$

Une autre manière d'évaluer la relation entre T et θ consiste à estimer l'augmentation de température à l'intérieur du transistor grâce à des simulations SPICE combinant le modèle compact HICUM/L2 à la résistance thermique calculée grâce au modèle nodal. Ce modèle permet de tenir compte de la non-linéarité de la conductivité thermique (voir paragraphe 2.5.4). T est obtenue grâce au noeud thermique du modèle compact lorsque la dépendance avec la température de la conductivité thermique est activée. θ est obtenue grâce au noeud thermique du modèle compact lorsque la dépendance avec la température de la conductivité thermique est désactivée. La conductivité thermique est alors égale à sa valeur à T_0 .

Ces deux approches sont comparées sur la Fig. 2.13. On constate qu'elles sont cohérentes entre elles. De plus, $T = \theta$ tant que l'augmentation de température à l'intérieur du composant reste inférieure à 50°C . Au-delà de cette valeur, il faut tenir compte de la non-linéarité de la conductivité thermique lors des simulations, et cela quel que soit la valeur de la température ambiante.

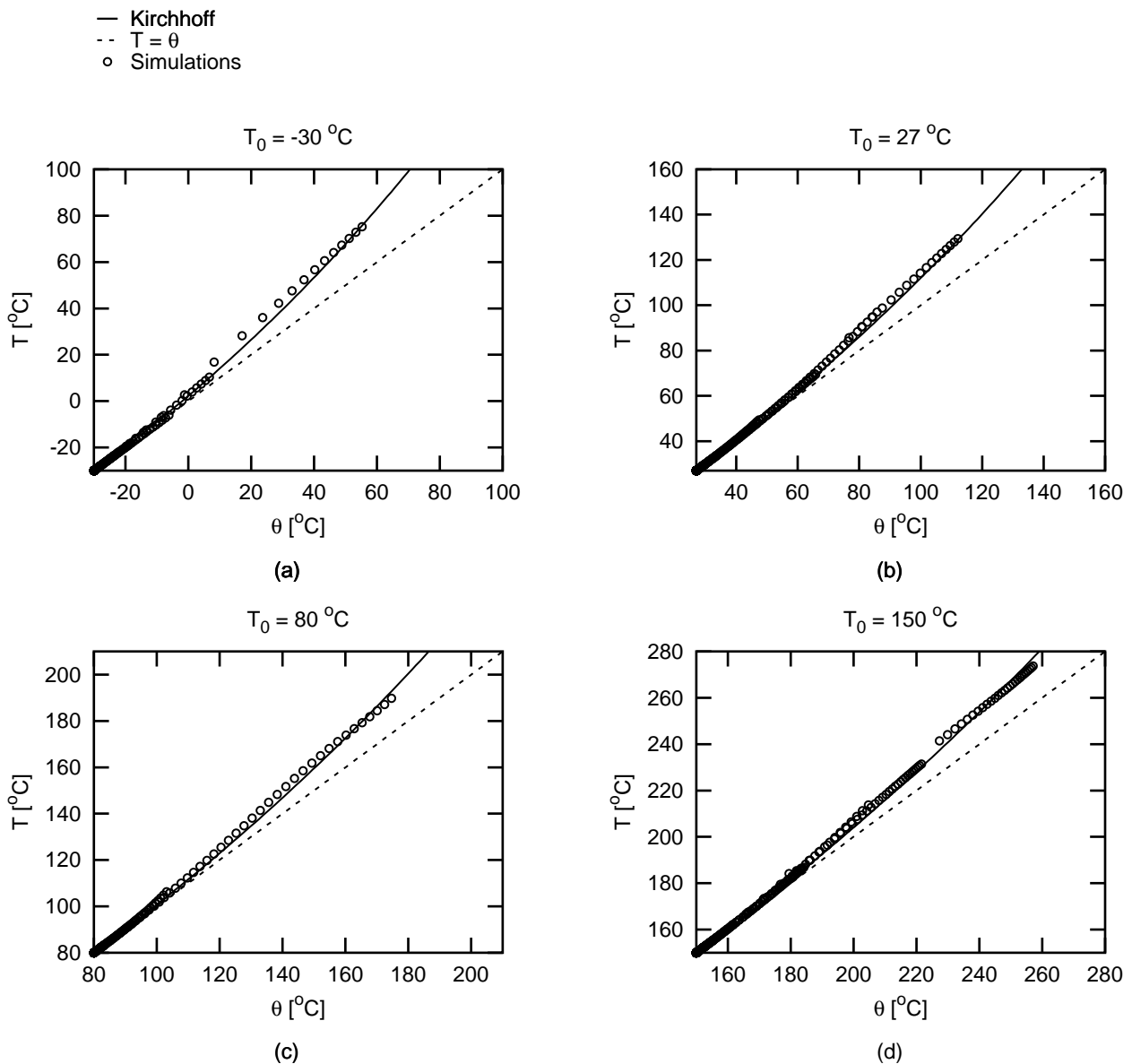


Fig. 2.13 Représentation de la température réelle à l'intérieur du composant T en fonction de la température fictive θ pour différentes valeurs de température ambiante (T_0). Les lignes représentent la transformée de Kirchhoff, et les points représentent la température interne du transistor obtenue en simulation SPICE.

2.5.4 Validation du modèle nodal

Pour valider le modèle, des mesures de transistors BiCMOS isolés par tranchées profondes, avec un maximum de f_T égal à 35 GHz et une tension de claquage égale à 5.5 V ont été comparées à des simulations SPICE, utilisant le modèle compact HICUM/L2 dans le simulateur ELDO.

Le paramètre R_{TH} du modèle compact a été désactivé, et remplacé par un sous-circuit décrivant l'environnement thermique du transistor. L'intérêt d'utiliser un sous-circuit thermique est de pouvoir tenir compte du gradient de température dans la structure, et par conséquent de la non-linéarité de la conductivité thermique du silicium. Pour cela, la structure est discrétisée dans le sens vertical en un ensemble de mailles de hauteur 3 μm sur

l'ensemble de la profondeur du substrat égale à 350 μm . L'exemple suivant décrit en pratique l'implémentation d'une telle netlist dans ELDO.

Considérons la simulation suivante:

```

EARLY SIMULATIONS
.TEMP 27
.OPTIONS GMIN=1E-18 RELTOL=1E-10 VNTOL=1E-6 ABSTOL=1E-12 NOPROBEOP

* Model card
.INCLUDE ../netlist/NP122A128.PARAM

* Thermal network
.INCLUDE ../netlist/substrat.net
.INCLUDE ../netlist/backend.net

.PARAM vbe=0.7
.PARAM vcemin=0.7
.PARAM vcemax=6.2

* Circuit
Q1 c b 0 0 T1 QINT AREA=1
X1 T1 0 backendRTh
X2 T1 0 reseauMRTh
VCE c 0 vcemax
VBE b 0 vbe

.DC VCE vcemin vcemax 0.1

.defwave ib=abs(i(VBE))
.defwave ic=abs(i(VCE))
.defwave vcb=(v(c)-v(b))
.print dc w(vcb) v(b) w(ic) w(ib) v(T1)

.ALTER
.PARAM vbe=0.8
.PARAM vcemin=0.8
.PARAM vcemax=6.3

.ALTER
.PARAM vbe=0.85
.PARAM vcemin=0.85
.PARAM vcemax=6.35

.END

```

Le collecteur du transistor est relié à une source de tension variable et la base à une source de tension constante. L'émetteur et le substrat sont connectés à la masse. On peut ainsi simuler la variation du courant de base en fonction de la tension collecteur-base à une tension base-émetteur constante.

Le paramètre R_{TH} du modèle compact est désactivé en lui attribuant une valeur très grande dans la liste des paramètres du modèle compact. En effet, la prise en compte de l'auto-échauffement lors de la simulation est activée par le fait d'attribuer une valeur strictement positive aux paramètres R_{TH} et C_{TH} . Par conséquent, l'attribution d'une valeur nulle au paramètre R_{TH} aurait pour conséquence de désactiver la simulation de l'auto-échauffe-

ment. Au contraire, l'attribution d'une valeur très grande au paramètre R_{TH} du modèle compact permet de désactiver son effet sans annuler la prise en compte de l'auto-échauffement dans la simulation.

La netlist suivante décrit la contribution du substrat à l'évacuation de la chaleur. Elle a été générée à l'aide d'un programme en C interfacé par un script en Tcl/Tk (cf Annexe F).

```
.SUBCKT mailleMRTh e s
+PARAM : rap=1
R1 e s value={(0.0165*(v(e)+300.15)*(v(e)+300.15)+15.6*(v(e)+300.15)+300)*rap}
.ENDS
*
.SUBCKT reseauMRTh y1 tsub
Xh1x1 y1 yh2x1 mailleMRTh rap=0.078624
Xh2x1 yh2x1 yh4x1 mailleMRTh rap=0.034488
Xh4x1 yh4x1 yh5x1 mailleMRTh rap=0.031186
...
Xh119x1 yh119x1 yh120x1 mailleMRTh rap=0.000006
Xh120x1 yh120x1 tsub mailleMRTh rap=6.123701E-06
.ENDS
```

Le sous-circuit est connecté au noeud thermique du transistor. Chaque facteur de propagation (représenté par la variable `rap` dans la netlist décrivant la contribution du substrat à l'évacuation de la chaleur) est calculé selon les hypothèses développées dans le paragraphe 2.5.2. Puis ce coefficient numérique est multiplié par la valeur de la conductivité au noeud considéré (représenté par la variable `value` dans la netlist décrivant la contribution du substrat à l'évacuation de la chaleur). La loi en température de la conductivité thermique est celle donnée par l'équation (2.30). Puisque la tension du noeud du sous-circuit représente la valeur de l'augmentation de température au point considéré, cette opération permet de tenir compte du gradient de température dans la structure, et par conséquent de la non-linéarité de la conductivité thermique avec la température.

La netlist suivante décrit la contribution des métallisations à l'évacuation de la chaleur:

```
.SUBCKT backendRTh y tsub
* Up emitter
Remc y hc 3501
Remm1 hc hm1 2001
Remv1 hm1 hv1 1688
...
Remv4 hm4 hv4 1688
Remm5 hv4 tsub 8
* Up base
Rbc y hc 1532
Rbm1 hc hm1 875
Rbv1 hm1 hv1 716
...
Rbm4 hv3 hm4 3151
Rbv4 hm4 hv4 7878
* Up collector
Rcolc y hc 1634
Rcolm1 hc hm1 934
...
Rcolm4 hv3 hm4 2251
Rcolv4 hm4 hv4 4727
.ends
```

Chaque résistance est calculée selon les hypothèses développées dans le paragraphe 3.5.2. Ce sous-circuit est connecté au noeud thermique du transistor, en parallèle de la netlist décrivant l'évacuation de la chaleur dans le substrat.

Le résultat de la simulation est présenté Fig. 2.14.

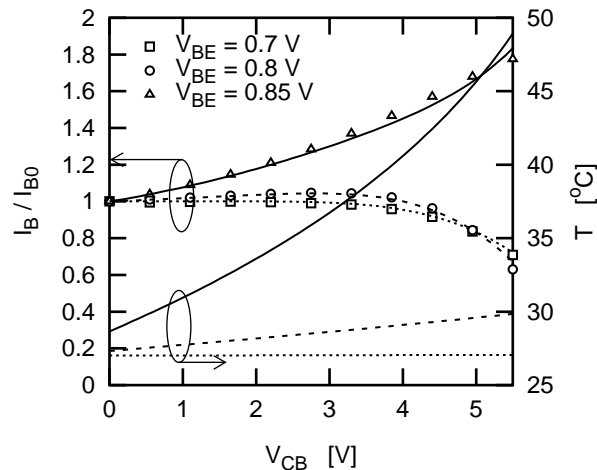


Fig. 2.14 Comparaison de la mesure (points) du courant de base en fonction de V_{CB} à V_{BE} constant aux simulations réalisées avec le modèle HICUM/L2 couplé au modèle de résistance thermique (lignes). Le courant de base est normalisé par rapport à sa valeur à $V_{CB} = 0$ (I_{B0}). La température, visualisée sur l'axe de droite, est obtenue grâce au noeud thermique du modèle compact.

On constate une parfaite adéquation entre les mesures (points) et les simulations (lignes). Le noeud thermique du transistor permet d'évaluer l'augmentation de température à l'intérieur du transistor. Pour cet exemple, l'augmentation de température due au phénomène d'auto-échauffement peut atteindre 22°C.

Cette comparaison a été effectuée sur un jeu complet de géométries différentes, ce qui permet de valider le modèle analytique de calcul de la résistance thermique.

2.6 Capacité thermique

Ce paramètre modélise la faculté du transistor à accumuler la chaleur consécutive à la dissipation d'une forte densité de puissance par les jonctions base-émetteur et base-collecteur. Il s'agit donc d'un phénomène transitoire. Par conséquent, on ne peut pas observer l'effet de la capacité thermique sur des mesures continues. Une méthode permettant d'extraire la capacité thermique consiste à faire fonctionner les dispositifs en régime transitoire en leur appliquant des pulses en tension [2.19].

2.6.1 Mesure pulsée

La mesure pulsée consiste à polariser la base avec un courant constant et à appliquer un pulse en tension sur le collecteur. L'émetteur du transistor est relié à la masse. Le schéma de mesure est représenté sur la Fig. 2.15.

Le niveau de courant est choisi de manière à ce que l'auto-échauffement du transistor influence sa réponse électrique. Ce point sera abordé plus en détails au paragraphe 2.6.2.

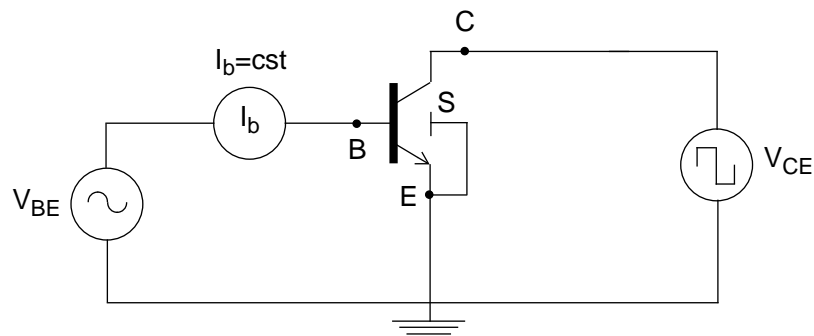


Fig. 2.15 Schéma électrique des mesures pulsées.

Lorsque le pulse sur le collecteur passe du niveau haut au niveau bas, la tension de la base augmente sous l'influence de la source de courant reliée à la base (Fig. 2.16). En effet, une diminution de la tension collecteur-émetteur devrait diminuer le courant collecteur et donc le courant de base. Or le courant de base est astreint à une valeur constante par une source de courant. Par conséquent, la diminution de la tension collecteur-émetteur n'est plus compensée par une variation du courant de base, mais par une augmentation de la tension base-émetteur.

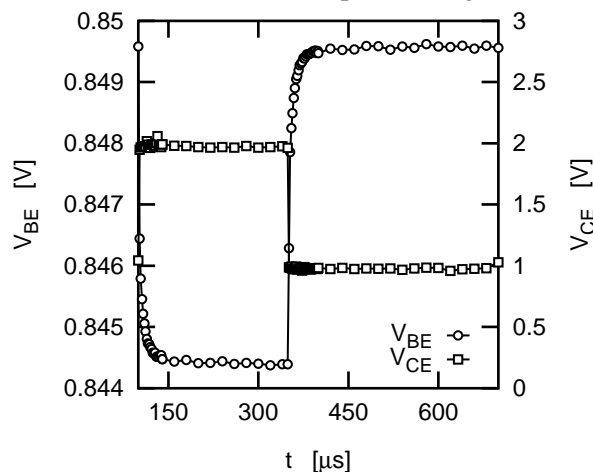


Fig. 2.16 Réponse électrique du transistor à un pulse en tension appliqué sur le collecteur.

La prochaine étape concernant l'exploitation de mesures pulsées en vue d'extraire la capacité thermique du dispositif consiste à relier la quantité électrique mesurée (V_{BE}) à la température interne du transistor (T_j). Pour cela, il convient de calibrer la mesure pulsée.

2.6.2 Calibration de la mesure pulsée

Ainsi que cela a été souligné au paragraphe précédent, le but de cette calibration est d'extraire une relation entre les paramètres électriques mesurés (V_{BE}) et la température interne du transistor (T_j).

Pour cela, les caractéristiques de sortie du transistor, I_C et V_{BE} en fonction de V_{CE} à I_B constant, sont mesurées pour différentes valeurs de la température ambiante (Fig. 2.17). La valeur de I_B doit être choisie minutieusement, de manière à ce qu'on puisse toujours considérer le phénomène d'auto-échauffement comme étant linéaire.

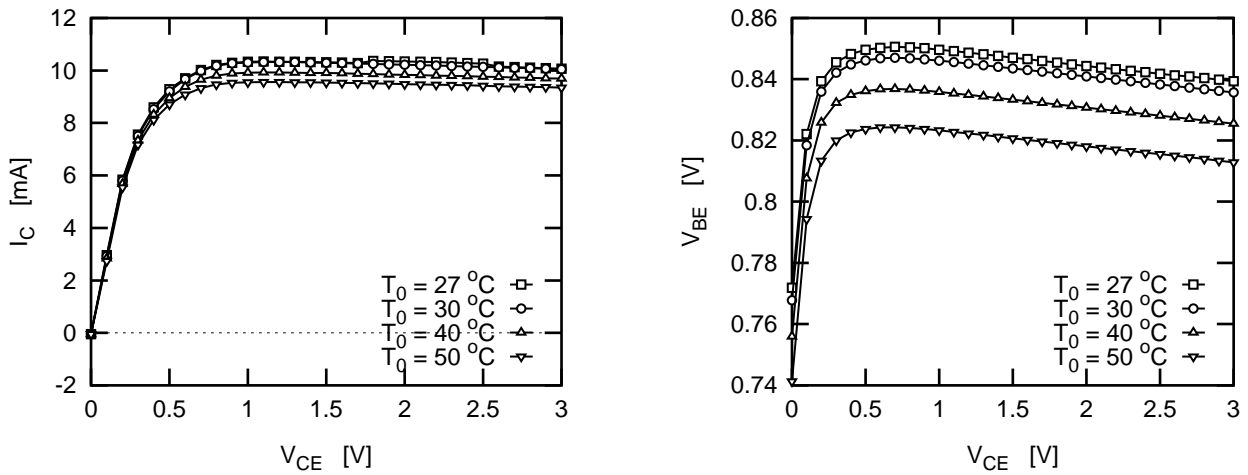


Fig. 2.17 Caractéristiques de sortie mesurées à I_B constant et à différentes valeurs de la température ambiante.

Puis, les variations de I_C et V_{BE} en fonction de la température ambiante à différentes valeurs constantes de V_{CE} sont déduites de ces mesures (Fig. 2.18).

Ces courbes vont permettre de déterminer la correspondance entre la température ambiante et la puissance dissipée par le dispositif. La méthodologie est décrite Fig. 2.18:

- 1 Une valeur de V_{BE} est choisie.
- 2 A partir des courbes de V_{BE} en fonction de T_0 , on détermine la valeur de I_C correspondante pour une valeur de V_{CE} constante donnée.
- 3 Puis la puissance dissipée correspondant à ce point de fonctionnement est calculée grâce à la formule:

$$P_D = I_C V_{CE} + I_B V_{BE}$$
- 4 Les points 3 et 4 sont ensuite répétés pour toutes les valeurs de V_{CE} auxquelles les mesures ont été faites.
- 5 Finalement les points 2, 3 et 4 sont répétés pour d'autres valeurs de V_{BE}

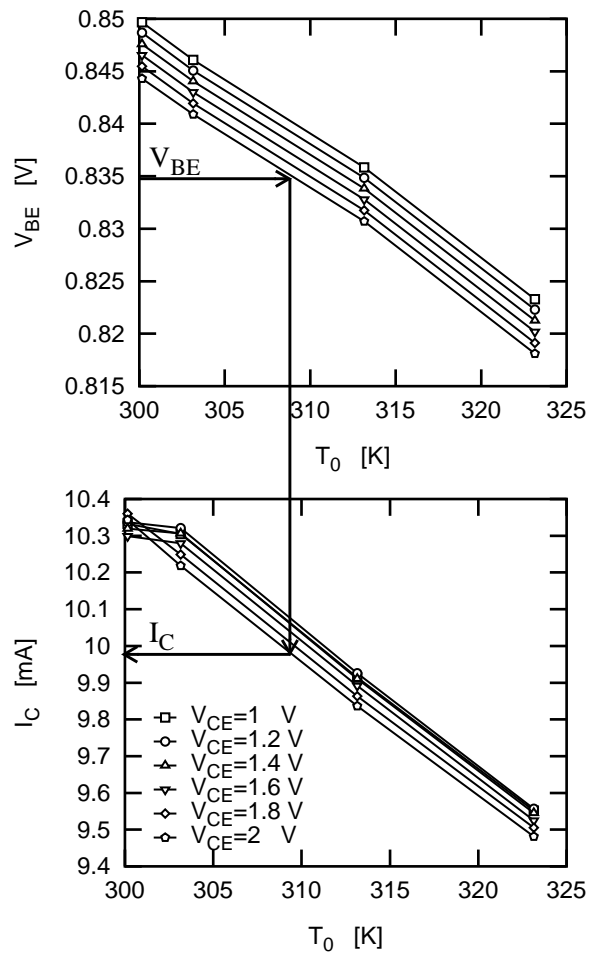


Fig. 2.18 Tracé de I_C et V_{BE} en fonction de la température ambiante pour différentes valeurs de V_{CE} . Ces courbes sont générées à partir des mesures présentées Fig. 2.17.

La courbe représentant la température ambiante en fonction de la puissance dissipée par le dispositif à V_{BE} constant est représentée Fig. 2.19.

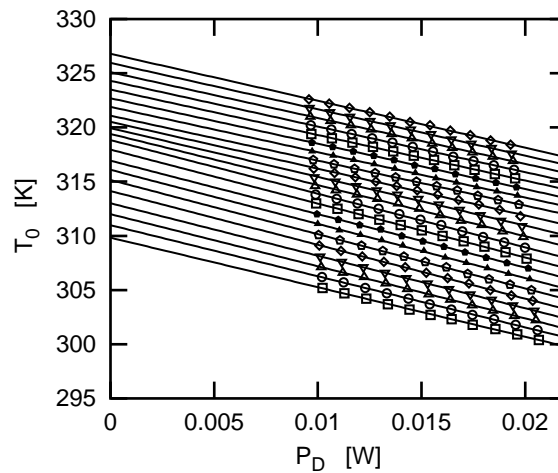


Fig. 2.19 Tracé de la température ambiante en fonction de la puissance dissipée par le dispositif pour différentes valeurs constantes de V_{BE} .

Cette caractéristique sert à déterminer la relation entre V_{BE} et la température de jonction du dispositif. Puisque $\Delta T = R_{TH}P_D$, alors $T_0 = T_j - R_{TH}P_D$. Ainsi, une régression linéaire sur les courbes représentant T_0 en fonction de P_D à V_{BE} constant nous permet d'extraire la température de jonction et la résistance thermique du dispositif mesuré (Fig. 2.20).

Finalement, une régression linéaire sur la courbe représentant V_{BE} en fonction de T_j nous permet d'extraire une loi reliant les caractéristiques électriques du transistor à sa température de jonction.

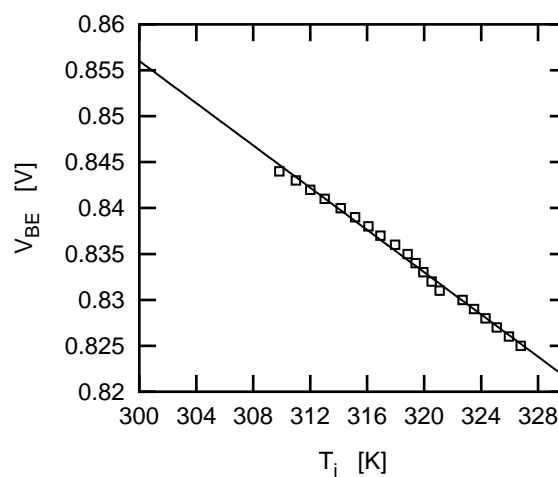


Fig. 2.20 Tracé de V_{BE} en fonction de la température de jonction du dispositif.

2.6.3 Réponse en température du transistor

Il suffit ensuite d'appliquer aux mesures pulsées de la Fig. 2.16 la loi reliant V_{BE} à la température de jonction qui a été extraite à partir de la calibration en mesure continue: on obtient ainsi la variation de la température de jonction avec le temps (Fig. 2.21).

La difficulté de cette méthode est que l'excursion en tension sur la base est très faible (quelques mV). Par conséquent, l'augmentation de température à l'intérieur du transistor est également très faible (quelques degré). Cela rend la mesure très délicate à mettre en oeuvre.

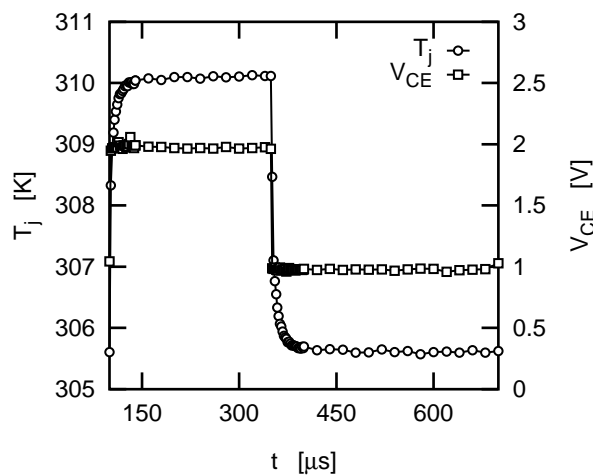


Fig. 2.21 Réponse thermique du transistor à un pulse en tension appliqué sur le collecteur.

2.6.4 Extraction de la capacité thermique

Considérons le sous-circuit thermique du modèle HICUM/L2:

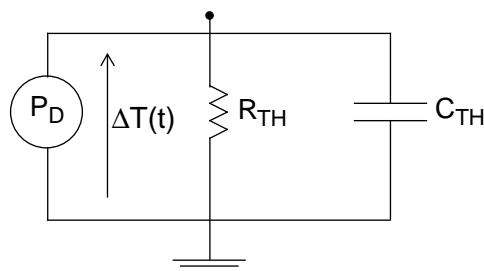


Fig. 2.22 Sous-circuit thermique du modèle HICUM/L2.

La réponse en température au passage du courant dans les jonctions s'écrit alors:

$$\Delta T(t) + R_{TH} C_{TH} \frac{d\Delta T(t)}{dt} = P_D R_{TH} \quad (2.33)$$

Dans le cas de la méthodologie exposée au paragraphe 2.6.2 et 2.6.3, on peut supposer que la puissance dissipée par le transistor est à peu près constante en fonction du temps car le temps de montée (ou de descente) de l'impulsion appliquée au collecteur est très faible. Sous cette hypothèse, une solution de l'équation (2.33) est:

$$\Delta T(t) = R_{TH} P_D \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{R_{TH} C_{TH}}\right) \right] \quad (2.34)$$

Grâce à cette expression (2.34), les paramètres R_{TH} et C_{TH} peuvent être extraits de la “mesure” de la température de jonction T_j en fonction du temps (cf Fig. 2.21).

Ainsi, $R_{TH} = \Delta T(\infty)/P_D$, où $\Delta T(\infty)$ est la valeur de l'augmentation de température dans le transistor lorsque le régime permanent est atteint.

De même, $C_{TH} = P_D / \left(\frac{d\Delta T}{dt} \right)_{t \rightarrow 0}$, où $\left(\frac{d\Delta T}{dt} \right)_{t \rightarrow 0}$ est la dérivée de l'augmentation de température au moment où le pulse de tension s'amorce.

La Fig. 2.23 (a) montre la comparaison entre la mesure et la simulation de V_{BE} en fonction de t pour un pulse sur le collecteur variant de 2 à 1V. La température de jonction a été déduite des mesures grâce à la méthode présentée aux paragraphes 2.6.2 et 2.6.3. Cette valeur est comparée à la donnée issue du noeud thermique du modèle (Fig. 2.23 (b)).

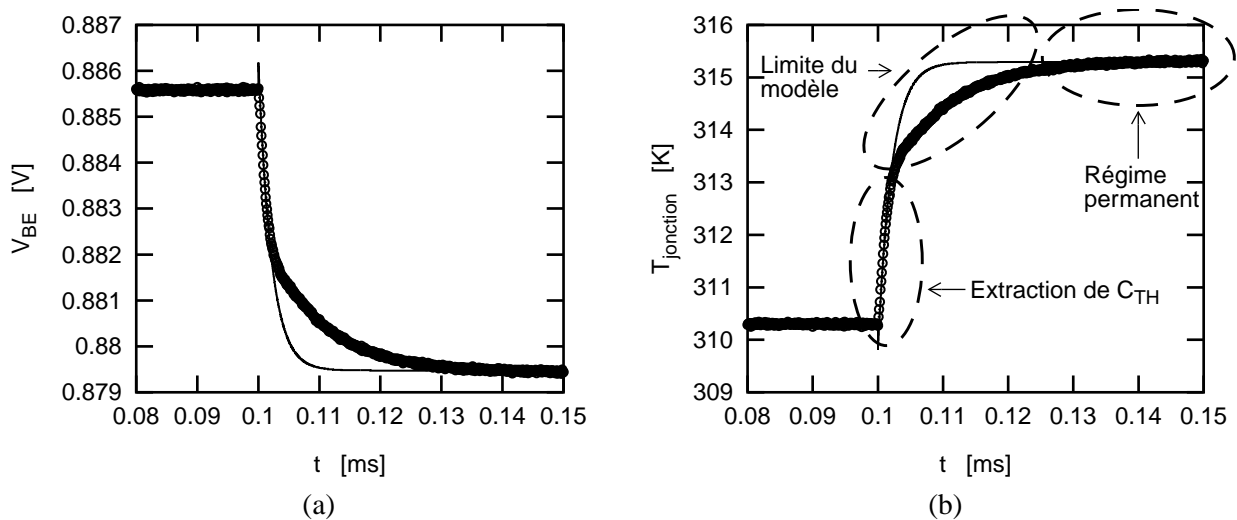


Fig. 2.23 (a) Comparaison entre les mesures (points) et la simulation de V_{BE} en fonction de t . Le pulse de V_{CE} varie entre 1V et 2V. (b) Comparaison entre la température de jonction évaluée à partir de la mesure (points) et la valeur du noeud thermique du modèle (lignes).

Les mesures ont été faites sur un transistor réalisé dans une technologie BiCMOS isolée par tranchées profondes, avec un pic de f_T à 55 GHz et une tension de claquage égale à 3.3 V. Il s'agit d'un dispositif avec un émetteur, deux bases et deux collecteurs. Les dimensions dessinées de l'émetteur sont $0.4 \mu\text{m}$ de large et $12.8 \mu\text{m}$ de long. La résistance thermique de ce dispositif vaut $1125 \text{ K}\cdot\text{W}^{-1}$ et sa capacité thermique $2 \text{ nJ}\cdot\text{K}^{-1}$.

Le paramètre C_{TH} est extrait dans une zone de la courbe qui correspond à l'amorce du pulse en tension: on peut constater une bonne adéquation entre la mesure et la simulation dans cette région de la courbe (Fig. 2.23 (b)). D'autre part, le régime permanent est également bien modélisé. Par contre, on observe une divergence entre la mesure et la simulation dans la région intermédiaire. Ceci s'explique par un manque de précision du modèle compact: un réseau $R_{TH}C_{TH}$ simple ne permet pas de modéliser la réponse thermique transitoire d'un transistor.

Cette imprécision du modèle peut être compensée grâce à l'implémentation d'un sous-circuit thermique récursif à la place de la simple cellule $R_{TH}C_{TH}$ [2.10]. Toutefois, cette approche n'est pas compatible avec l'étude de la résistance thermique développée au paragraphe 2.5. Une perspective possible du travail exposé dans cette partie serait de transposer le modèle développé au paragraphe 2.5 au calcul de la capacité thermique, afin de générer un sous-circuit thermique tel que celui décrit sur la Fig. 2.24.

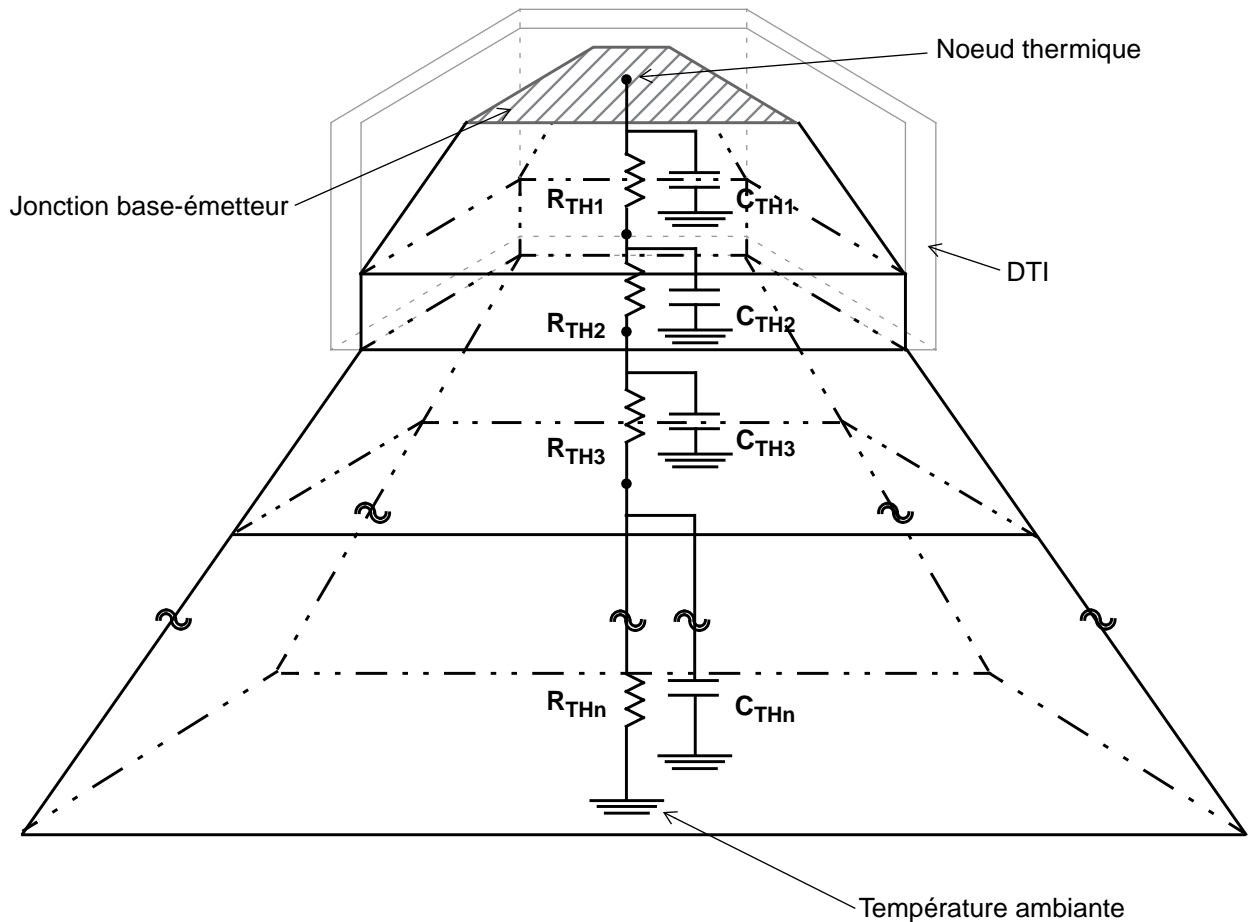


Fig. 2.24 Sous-circuit thermique complet décrivant la contribution du substrat à la dissipation de la chaleur.

Considérons la démonstration du paragraphe 2.5.2. permettant d'établir les formules de calcul d'une résistance thermique élémentaire. Par analogie électro-thermique entre les termes de droite des équations (2.16) et (2.17), il est possible de calculer la valeur de la capacité thermique associée à chaque élément du maillage (cf Fig. 2.25°):

$$C = \rho c \Delta x \Delta y \Delta z \quad (2.35)$$

La généralisation de l'équation (2.35) donne l'expression de la capacité thermique associée à une maille de géométrie quelconque:

$$C_{TH} = \rho c \iiint dx dy dz \quad (2.36)$$

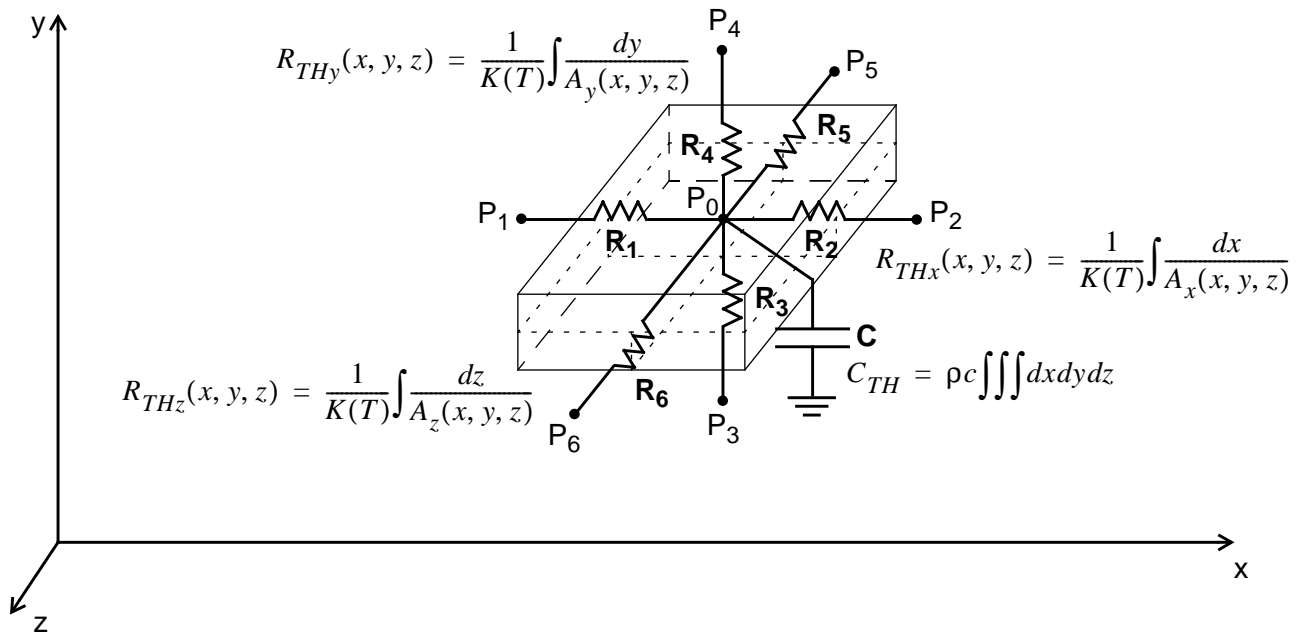


Fig. 2.25 Représentation graphique des résistances et de la capacité thermiques associées à une cellule élémentaire.

2.7 Conclusion

La miniaturisation et l'amélioration constante des performances des dispositifs bipolaires ont conduit à une augmentation de la densité de courant traversant les jonctions du transistor. Ainsi, les dispositifs sont amenés à dissiper plus de puissance dans un espace plus confiné, ce qui a pour conséquence de modifier la réponse électrique du transistor. C'est pourquoi tous les modèles SPICE actuels (VBIC, MEXTRAM, HICUM) prévoient la modélisation de l'auto-échauffement du dispositif en couplant un sous-circuit thermique au circuit équivalent du transistor. Malgré cela le phénomène d'auto-échauffement complique également l'extraction des paramètres de modèle qui décrivent les zones de fonctionnement du transistor impactées par cet effet. C'est pourquoi le but de ce chapitre a été d'établir un modèle permettant de prédire la valeur de la résistance thermique, indépendamment de l'extraction des paramètres du modèle compact.

Les hypothèses du modèle portent sur les dimensions de la source de chaleur et sa localisation dans la structure, ainsi que sur la propagation de la chaleur dans les métallisations et le substrat:

- la source de chaleur a les dimensions de la jonction base-émetteur
- la source de chaleur est localisée au niveau de la jonction métallurgique base-collecteur
- contribution des métallisations: le décalage des vias est négligé
- contribution du substrat: le flux de chaleur est confiné selon une pyramide ayant un angle de 45° .

De plus, ce modèle a permis de mettre en évidence la nécessité de tenir compte de la non-linéarité de la conductivité thermique du silicium lorsque l'augmentation de température à l'intérieur du dispositif est supérieure de 50°C à la température ambiante.

D'autre part, une méthode d'extraction de la capacité thermique a été présentée. Toutefois une suite possible de ce travail pourrait être de transposer la solution développée pour la détermination de la résistance thermique au cas de la capacité thermique.

Finalement, le travail entrepris dans ce chapitre pose les bases de la modélisation de l'interaction thermique entre plusieurs transistors, qui sera présentée au Chapitre 3.

2.8 Références

- [2.1] P. R. Strickland, "The thermal equivalent circuit transistors", IBM Journal of Research and Development, pp 35-45, January 1959
- [2.2] M.G. Stickler, "Second breakdown phenomena in transistors", International Electron Devices Meeting, vol. 10, 1964
- [2.3] M. Schröter, A. Chakravorty, "HICUM/L2 version 2.21: Release Notes", November 2005, disponible: http://www.iee.et.tu-dresden.de/iee/eb/hic_new/hic_start.html
- [2.4] A.B. De Vriendt, La transmission de la chaleur, 1984, édité par Gaëtan Morin éditeur, Chichoutimi, Québec, Canada
- [2.5] H. Tran, M. Schröter, D.J. Walkey, D. Marchesan, T.J. Smy, "Simultaneous Extraction of Thermal and Emitter Series Resistances in Bipolar Transistors", Proc. IEEE Bipolar Circuits and Technology Meeting, pp. 170-173, 1997
- [2.6] T. Vanhoucke, G.A.M. Hurkx, "Simultaneous Extraction of the Base and Thermal Resistances of Bipolar Transistors", IEEE Transaction on Electron Devices, vol. 52, n° 8, pp. 1887-1892, August 2005
- [2.7] H. Beckrich, D. Céli, D. Berger, P.Y. Sulima, T. Zimmer, "Bipolar transistor temperature modeling", Proc. of the 12th International Conference Mixed Design of Integrated Circuits and Systems, pp. 245-248, June 2005
- [2.8] V. d'Alessandro, N. Rinaldi, "A critical review of thermal models for electro-thermal simulation", Solid-State Electronics, n° 46, pp. 487-496, 2002
- [2.9] M. Guyonnet, "Modélisation Electrothermique Non Linéaire de Transistors de Puissance LDMOS: Application à la Détermination de Règles d'Echelle", Thèse de l'Université de Limoges, Mars 2005
- [2.10] P.Y. Sulima, "Contribution à la modélisation analytique tridimensionnelle de l'auto-échauffement dans les transistors bipolaires à hétérojonction de type Si/SiGe", Thèse de l'Université Bordeaux I, Décembre 2005
- [2.11] G. Wachutka, "Rigorous Thermodynamic Treatment of Heat Generation and Conduction in Semiconductor Device Modeling", IEEE Transactions on Computer-Aided Design, vol. 9, n° 11, November 1990
- [2.12] M. Latif, "A Numerical Study of Transistor Behavior Including Thermal Effects", Thèse de l'Université de Waterloo, 1979
- [2.13] R.F. David, "Computerized thermal analysis of hybrid systems", IEEE Transactions on Parts, Hybrids and Packaging, vol. PHP-13, n° 3, pp. 283-290, September 1977

- [2.14] J.S. Rieh, J. Johnson, S. Furkay, D. Greenberg, G. Freeman, S. Subbanna, "Structural Dependence of the Thermal Resistance of Trench-Isolated Bipolar Transistors", Proc. IEEE Bipolar Circuits and Technology Meeting, pp. 100-103, 2002
- [2.15] F.N. Masana, "A Closed Form Solution of Junction to Substrate Thermal Resistance in Semiconductor Chips", IEEE Transactions on Components, Packaging, and Manufacturing Technology-Part A, vol. 19, n° 4, pp 539-545, December 1996
- [2.16] D.P. Kennedy, "Spreading Resistance in Cylindrical Semiconductor Devices", Journal of Applied Physics, vol. 31, n° 8, pp. 1490-1497, August 1960
- [2.17] W.B. Joyce, "Thermal resistance of heat sinks with temperature dependent conductivity", Solid-State Electronics, vol. 18, pp. 321-322, 1975
- [2.18] C.J. Glassbrener and G. A. Slack, "Thermal conductivity of silicon and germanium from 3K to the melting point", Physical Review, vol. 134, pp. A1058-A1069, May 1964
- [2.19] P.Y. Sulima, T. Zimmer, H. Beckrich, J.L. Battaglia, S. Frégonèse, D. Céli, "A transient measurement setup for electro-thermal characterisation of SiGe HBTs", Proc. of the 12th International Conference Mixed Design of Integrated Circuits and Systems, pp. 241-244, June 2005

Chapitre 3

Modélisation du couplage thermique dans les transistors bipolaires de puissance

3.1 Introduction

Nous avons vu au chapitre précédent que, sous certaines conditions de polarisation, un transistor peut être soumis au phénomène d'auto-échauffement ce qui a pour conséquence d'augmenter sa température interne. D'un point de vue thermique, ce dispositif se transforme alors en source de chaleur, modifiant son environnement thermique. Ainsi, tout autre élément du circuit se trouvant à proximité de ce transistor va être influencé par cette augmentation de chaleur: les dispositifs sont thermiquement couplés.

Or, pour que les amplificateurs de puissance délivrent une densité de courant suffisante, les transistors de puissance sont connectés en parallèle. Ainsi, ces composants sont soumis à la fois au phénomène d'auto-échauffement et à celui de couplage thermique. C'est pourquoi, la modélisation des phénomènes thermiques dans les composants de puissance passe nécessairement par la prise en compte des phénomènes d'auto-échauffement et de couplage thermique entre les éléments du dispositif dans les modèles SPICE.

Tout comme le phénomène d'auto-échauffement, le couplage thermique provoque une modification de la réponse électrique du transistor. La Fig. 3.1 montre une comparaison entre la mesure du courant de base d'une structure composée de 15 transistors identiques connectés en parallèle et celui du transistor seul. Ces composants sont issus d'une technologie BiCMOS isolée par tranchées profondes, avec un pic de f_T à 35 GHz et une tension de claquage de 5.5 V. Le courant de base a été mesuré en fonction de V_{CB} en maintenant la tension V_{BE} constante, et il est normalisé par rapport à sa valeur à $V_{CB} = 0$. Pour de faibles valeurs de V_{BE} (< 0.75 V), le rapport I_B / I_{B0} est constant avec V_{CB} jusqu'à ce que le courant d'avalanche se déclenche et fasse décroître ce ratio. Les mesures correspondant au transistor seul sont superposées à celles de la structure de 15 transistors. Ce

résultat était attendu étant donné le fait que les dispositifs utilisés dans la structure de 15 transistors sont identiques à celui mesuré seul. Puis lorsque la tension V_{BE} augmente ($= 0.85$ V), le rapport I_B / I_{B0} n'est plus constant, mais au contraire il augmente avec V_{CB} avant de décroître à cause du courant d'avalanche. Cette augmentation est consécutive à l'augmentation de température interne des structures (le courant de base augmente lorsque la température croît) due aux phénomènes thermiques à l'intérieur des dispositifs. Là encore un résultat attendu serait une superposition des caractéristiques de mesure, ce qui n'est pas le cas. D'autant plus que les résultats obtenus pour les deux structures divergent encore plus lorsque V_{BE} augmente ($= 0.9$ V). Pour cette valeur de V_{BE} , on observe seulement une augmentation du ratio I_B / I_{B0} consécutive à l'augmentation de température interne des dispositifs: l'apparition du courant d'avalanche est repoussée en-dehors de la gamme de mesure de V_{CB} .

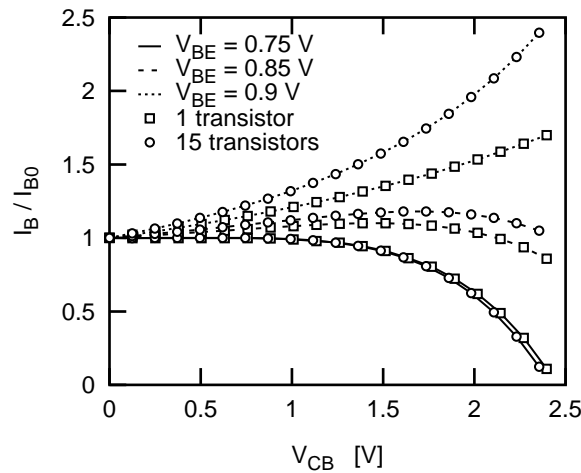


Fig. 3.1 Mesure du courant de base normalisé par rapport à sa valeur à $V_{CB}=0$ (I_{B0}) en fonction de V_{CB} à V_{BE} constant. La mesure a été faite sur un transistor seul, puis sur une structure composée de 15 transistors identiques connectés en parallèle.

Puisque les transistors utilisés dans les deux structures sont identiques, il n'y a pas de différence en ce qui concerne les performances électriques normalisées des dispositifs. Et c'est effectivement le cas pour la mesure à V_{BE} égal à 0.75 V. Ce n'est plus vrai lorsque les densités de puissance mises en jeu augmentent. On peut donc conclure que ce sont les phénomènes thermiques qui sont responsables de la divergence de comportement entre les dispositifs. Plus le phénomène thermique prend de l'ampleur dans le composant en suivant la puissance dissipée par les dispositifs, plus les courbes divergent sous l'effet du couplage thermique.

Un modèle nodal a été développé pour prendre ce phénomène en compte lors de simulations SPICE. Le but de ce chapitre est de détailler le principe de ce modèle. Dans un premier temps, les limitations du modèle compact seront mises en évidence. Puis la solution bâtie à partir du modèle nodal du chapitre 2 sera décrite et illustrée par des comparaisons entre mesures et simulations. La solution proposée a été validée par des mesures faites sur une structure de test spécifique.

3.2 Limites du modèle compact

Au chapitre 2, nous avons vu que le paramètre R_{TH} du modèle compact représente la capacité d'un transistor à évacuer la chaleur due au passage d'une forte densité de courant dans les jonctions base-émetteur et base-collecteur. La Fig. 3.2 montre une comparaison entre la mesure du courant de base en fonction de V_{CB} à V_{BE} constant d'une structure composée de 15 transistors en parallèle à la simulation faite avec le modèle compact.

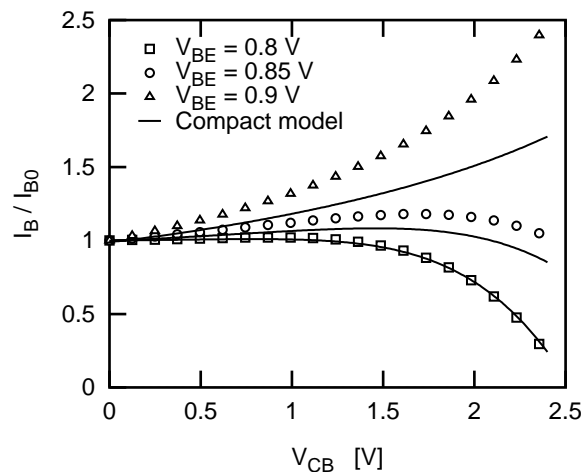


Fig. 3.2 Comparaison entre la mesure du courant de base normalisé par rapport à sa valeur à $V_{CB} = 0$ V, en fonction de V_{CB} à V_{BE} constant d'une structure composée de 15 transistors en parallèle à la simulation faite avec le modèle compact.

Cet exemple illustre l'incapacité du modèle compact à prédire la modification du point de fonctionnement du transistor due au couplage thermique, ainsi que la nécessité de développer un modèle spécifique pour palier à cette imprécision du modèle compact.

3.3 Etat de l'art

Bien que le phénomène de couplage thermique et la nécessité de le prendre en compte dans les simulations aient été identifiés depuis longtemps [3.1]-[3.4], aucune solution n'a été implémentée au niveau des modèles compacts. Comme nous l'avons vu au chapitre 1, il n'est plus possible de négliger l'auto-échauffement d'un dispositif lors de l'extraction des paramètres du modèle compact. Par conséquent, puisqu'un transistor de puissance est constitué de plusieurs transistors en parallèle, il faut également considérer l'interaction thermique entre les transistors pour la modélisation des dispositifs de puissance.

Une solution [3.5], [3.6] consiste à modéliser le couplage entre transistors grâce à des sources de tension contrôlées en tension (Fig. 3.3). Cette méthode propose de modéliser le couplage thermique entre transistors en séparant distinctement le phénomène d'auto-échauffement, représenté par une simple résistance thermique, du phénomène de couplage thermique, modélisé par des sources de tension contrôlées en tension.

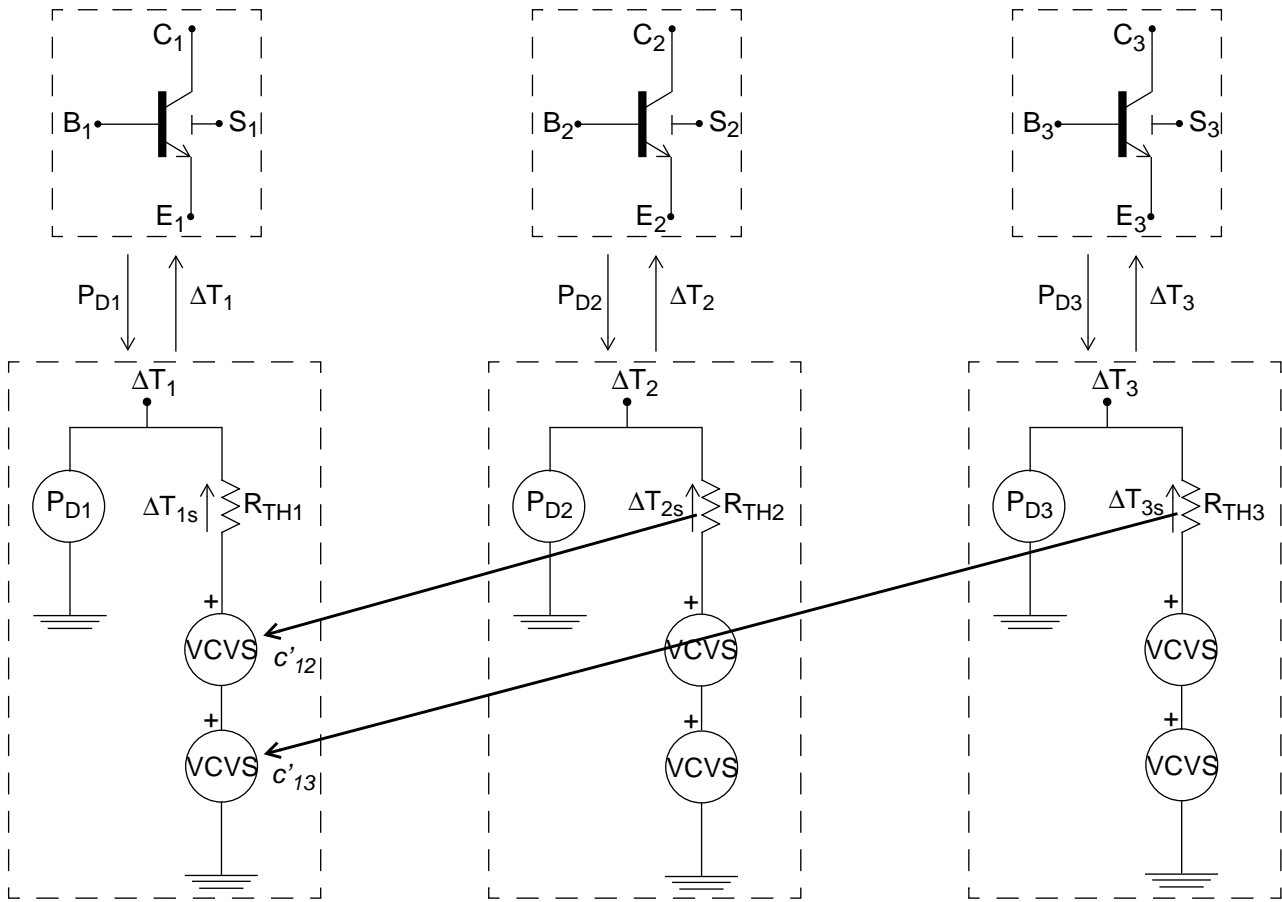


Fig. 3.3 Modélisation du couplage entre transistors grâce à des sources de tension couplées en tension pour une structure composée de trois transistors. Pour des raisons de clarté, seuls les coefficients de couplage du premier transistor sont dessinés.

Considérons un système composé de plusieurs transistors. L'hypothèse de base de ce modèle est que l'augmentation de température d'un élément du système est la conséquence de sa propre puissance dissipée plus de celle dissipée par chaque dispositif. Toutefois la contribution de chaque transistor est pondérée par un coefficient de couplage. Dans le cas d'un système simple composé de trois transistors (T_1, T_2, T_3) (cf Fig. 3.3), l'augmentation de température à l'intérieur de chaque transistor s'écrit:

$$\Delta T_1 = c_{11}P_{D1} + c_{12}P_{D2} + c_{13}P_{D3} \quad (3.1)$$

$$\Delta T_2 = c_{21}P_{D1} + c_{22}P_{D2} + c_{23}P_{D3} \quad (3.2)$$

$$\Delta T_3 = c_{31}P_{D1} + c_{32}P_{D2} + c_{33}P_{D3} \quad (3.3)$$

Par définition, les coefficients thermiques c_{ii} ($i=1, 2, 3$) sont en réalité la résistance thermique de chaque transistor s'il fonctionnait seul. On peut donc les identifier aux paramètres R_{THi} ($i=1, 2, 3$), et les équations (3.1), (3.2) et (3.3) s'écrivent alors:

$$\Delta T_1 = R_{TH1}P_{D1} + c_{12}P_{D2} + c_{13}P_{D3} \quad (3.4)$$

$$\Delta T_2 = c_{21}P_{D1} + R_{TH2}P_{D2} + c_{23}P_{D3} \quad (3.5)$$

$$\Delta T_3 = c_{31}P_{D1} + c_{32}P_{D2} + R_{TH3}P_{D3} \quad (3.6)$$

Mais, le point clé du modèle présenté dans [3.5] et [3.6] consiste à établir une relation entre l'augmentation de température du transistor T_i avec celle de ses voisins. C'est pourquoi dans les équations (3.4), (3.5), (3.6), les coefficients c_{ij} ($i \neq j$) sont remplacés par le produit $c'_{ij}R_{THj}$:

$$\Delta T_1 = R_{TH1}P_{D1} + c'_{12}R_{TH2}P_{D2} + c'_{13}R_{TH3}P_{D3} \quad (3.7)$$

$$\Delta T_2 = c'_{21}R_{TH1}P_{D1} + R_{TH2}P_{D2} + c'_{23}R_{TH3}P_{D3} \quad (3.8)$$

$$\Delta T_3 = c'_{31}R_{TH1}P_{D1} + c'_{32}R_{TH2}P_{D2} + R_{TH3}P_{D3} \quad (3.9)$$

Finalement, en remarquant que $R_{THi}P_{Di} = \Delta T_{is}$, ce qui représente l'augmentation de température du transistor T_i ($i=1, 2, 3$) lorsqu'il fonctionne seul, on peut réécrire les équations (3.7), (3.8) et (3.9) de la manière suivante:

$$\Delta T_1 = R_{TH1}P_{D1} + c'_{12}\Delta T_{2s} + c'_{13}\Delta T_{3s} \quad (3.10)$$

$$\Delta T_2 = c'_{21}\Delta T_{1s} + R_{TH2}P_{D2} + c'_{23}\Delta T_{3s} \quad (3.11)$$

$$\Delta T_3 = c'_{31}\Delta T_{1s} + c'_{32}\Delta T_{2s} + R_{TH3}P_{D3} \quad (3.12)$$

Ainsi, l'augmentation de température du transistor T_i est le résultat de son propre auto-échauffement plus le l'auto-échauffement de ses voisins atténué d'un coefficient de couplage.

Si les paramètres R_{THi} peuvent être déterminés grâce à une des méthodes présentées au chapitre 2, la difficulté de ce modèle consiste à extraire les paramètres de couplages c'_{ij} . [3.7] propose une solution dans le cas de deux transistors. Toutefois, cette méthode nécessite d'avoir recours à une structure de test et à des mesures complexes qui ne peuvent pas être intégrées en industrie dans le flux d'extraction des paramètres de modèle. De plus, dans le cas des transistors de puissance, il peut y avoir jusqu'à une vingtaine de transistors connectés en parallèle, ce qui complique d'autant plus la procédure d'extraction des paramètres de couplage.

Le travail décrit dans ce chapitre propose un modèle nodal simple, basé sur celui développé au chapitre 2, qui permet de modéliser l'interaction thermique entre plusieurs transistors en ayant recours à un minimum de mesures et ne nécessitant pas la mise au point de structures de test particulières.

3.4 Modèle nodal

3.4.1 Calcul du réseau thermique

La solution proposée afin de modéliser l'interaction thermique entre transistors est basée sur le modèle développé au chapitre 2.

Les hypothèses de calcul du réseau thermique associé à plusieurs transistors sont les suivantes.

Contribution des métallisations

La chaleur se dissipe dans les métallisations, mais l'interaction thermique dans le back-end peut être négligée au regard de celle dans le substrat. Ainsi, le calcul de la résistance thermique associée aux métallisations se fait de la même manière qu'au chapitre 2 (cf Fig. 2.10)° en associant une résistance thermique par transistor

Contribution du substrat

La chaleur se dissipe également dans le substrat. Pour calculer le réseau thermique associé à cette dispersion de la chaleur, la source de chaleur est localisée au niveau de la jonction métallurgique base-collecteur; c'est un rectangle infiniment fin qui a les dimensions de la jonction métallurgique base-émetteur. De plus, les tranchées profondes d'isolations sont considérées comme de parfaits isolants thermiques. Finalement, le flux de chaleur est confiné selon une pyramide faisant un angle de 45° et dont l'origine est la source de chaleur. L'interaction thermique se fait lorsque les flux de chaleur de deux composants se rencontrent et s'annulent. Il faut alors ajouter une composante horizontale afin de modéliser l'interaction thermique entre les composants (cf Fig. 3.4). Celles-ci se calculent de manière analogue aux résistances verticales (cf chapitre 2) en utilisant les formules (2.24) et (2.25).

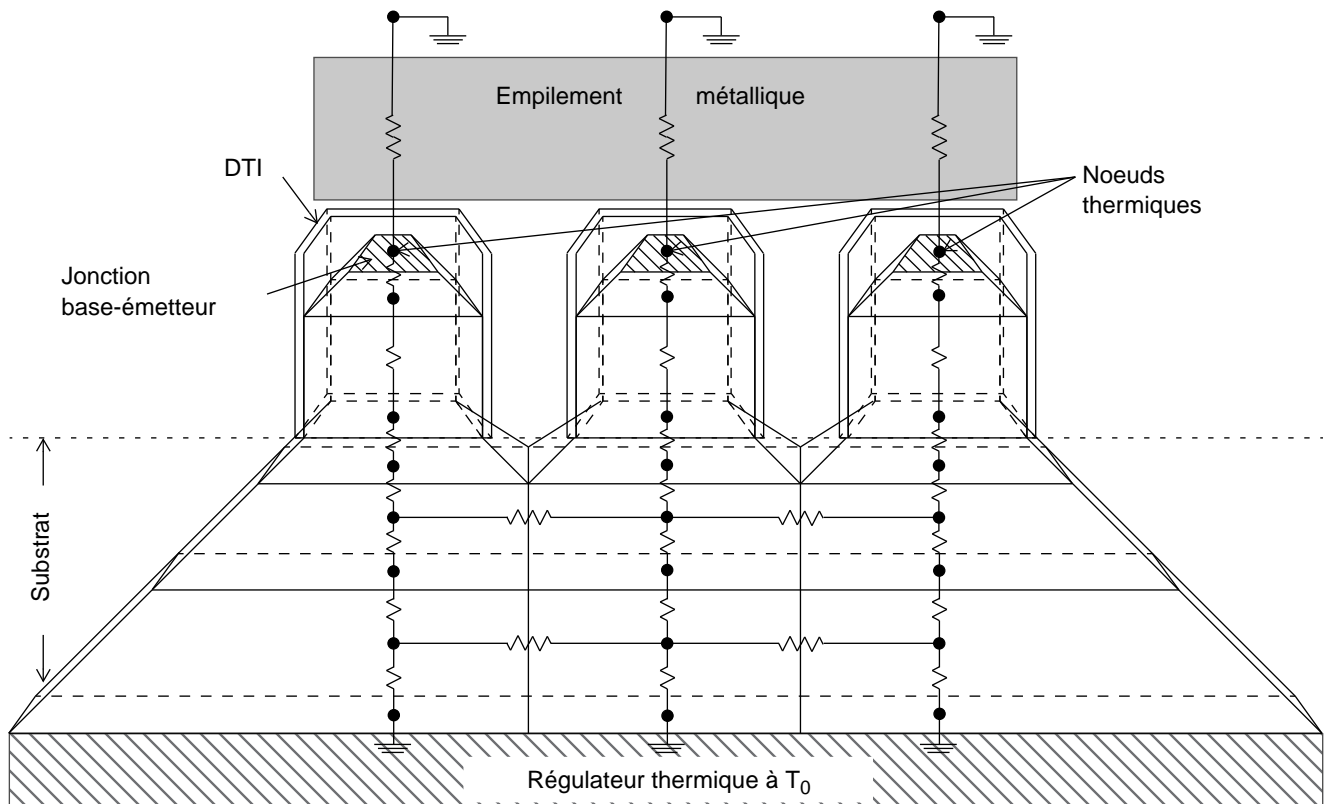


Fig. 3.4 Représentation du réseau thermique associé à trois transistors isolés par tranchées profondes.

3.4.2 Validation de la solution

Une structure de test spécifique a été mise au point afin de valider ce modèle [3.8] (cf Fig. 3.5). Elle consiste en un alignement de cinq dispositifs identiques. Ce sont des transistors bipolaires de puissance SiGe:C, avec un pic de f_T à 30 GHz et une tension de claquage égale à 6.0 V [3.9]. Le transistor central (T_0) est le dispositif de test; il est isolé électriquement des quatre autres (T_{1X} , T_{2X}) qui se comportent comme des sources de chaleur lorsqu'ils sont polarisés. Le but de cette structure de test est de mesurer le transistor T_0 lorsque son environnement thermi-

que varie. Cette variation est contrôlée grâce à la polarisation des transistors T_{1X} et T_{2X} . Afin de prévenir la mesure du transistor T_0 des problèmes d'oscillations [3.10], celui-ci est connecté à des plots HF. Les transistors sont espacés de $27\ \mu\text{m}$.

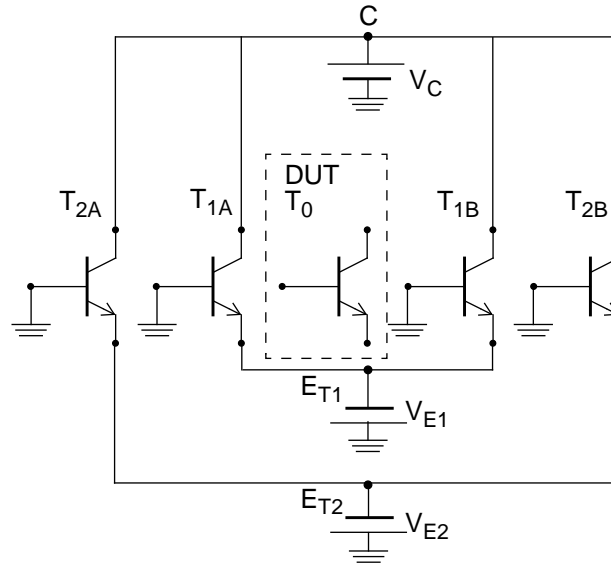


Fig. 3.5 Schéma de la structure de test.

Les transistors T_{1X} et T_{2X} sont tous connectés par leurs collecteurs. D'autre part, les transistors T_{1X} sont également connectés entre eux par leurs émetteurs, ainsi que les transistors T_{2X} . Les contacts base des transistors T_{1X} et T_{2X} sont reliés à la masse. Les dispositifs T_{1X} et T_{2X} sont alimentés par des sources de tension indépendantes, ce qui permet de toujours maîtriser et de connaître la puissance qu'ils dissipent. Les dispositifs T_{1X} et T_{2X} sont polarisés par l'intermédiaire de plots d'alimentation DC (cf Fig. 3.6).

Le transistor T_0 est mesuré grâce à des pointes Infinity i50 GSG 100. Les mesures ont été réalisées sur à un banc de mesure Cascade-Microtech semi-automatique couplé à un analyseur Hewlett-Packard HP4155A.

Cette structure permet quatre configurations de test:

1. Les transistors T_{1X} et T_{2X} sont tous éteints. Dans ce cas, seul l'auto-échauffement affectera les caractéristiques électriques du transistor de test T_0 .
2. Les transistors T_{1X} sont polarisés en appliquant une tension sur leur émetteur, alors que les transistors T_{2X} sont éteints ($V_{E2} = 0\ \text{V}$). Les caractéristiques électriques du transistor T_0 seront affectées par son auto-échauffement et par l'influence thermique de ses plus proches voisins, les transistors T_{1X} .
3. Les transistors T_{1X} sont éteints ($V_{E1} = 0\ \text{V}$), et les transistors T_{2X} sont polarisés. Les caractéristiques électriques du transistor T_0 seront affectées par son auto-échauffement et par l'influence thermique de ses voisins les plus lointains, les transistors T_{2X} .

4. Les transistors T_{1X} et T_{2X} sont tous alimentés. Les caractéristiques électriques du transistor T_0 seront affectées par son auto-échauffement et par l'influence thermique de tous ses voisins, les transistors T_{1X} et T_{2X} .

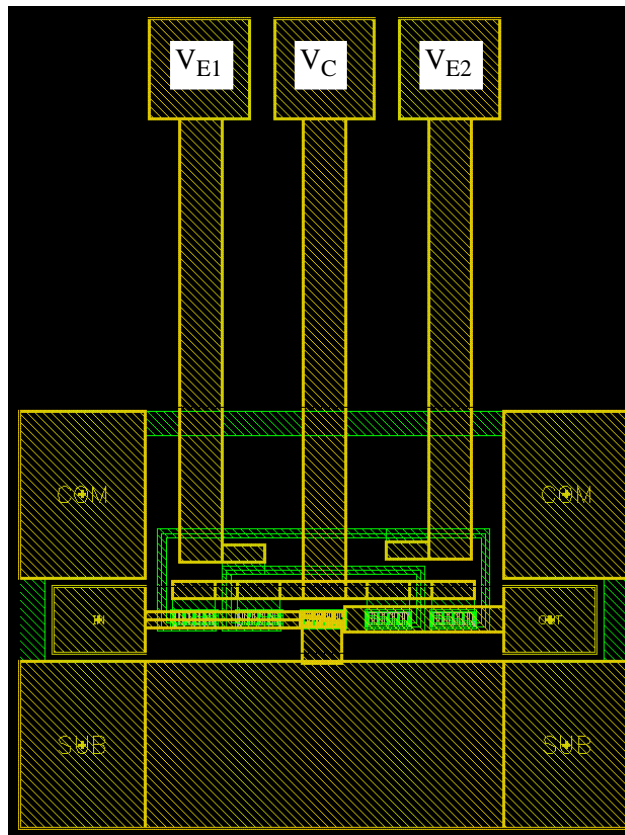


Fig. 3.6 Dessin de la structure de test et description des plots d'alimentation.

Modélisation de l'interaction thermique

Les simulations SPICE ont été réalisées avec le modèle HICUM Level 2 Version 2.21 [3.11] dans le simulateur ELDO. La Fig. 3.7 est une vue schématique de l'implémentation de la structure de test dans le simulateur. Le transistor de test (T_0) est électriquement déconnecté de ses voisins, mais il leur est thermiquement connecté par le sous-circuit thermique. Le réseau thermique remplace la résistance thermique interne du modèle HICUM/L2 et permet de connecter les transistors entre eux par leur noeud thermique, bien que le transistor T_0 soit électriquement déconnecté de ses voisins T_{1X} et T_{2X} .

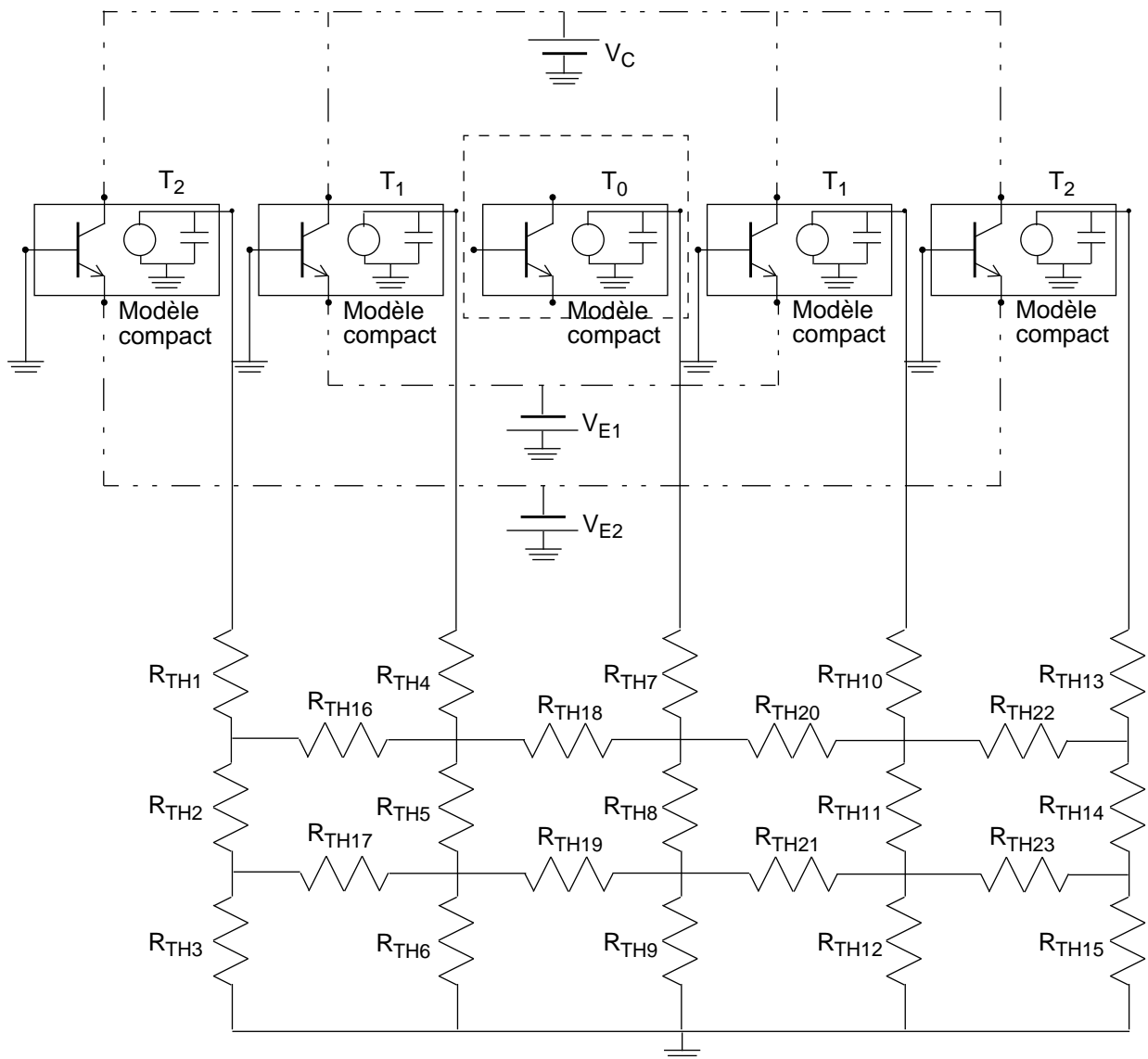


Fig. 3.7 Implémentation de la structure de test dans un simulateur SPICE. Le transistor de test (T_0) est électriquement déconnecté de ses voisins, mais il leur est thermiquement connecté par le sous-circuit thermique.

Comparaison entre mesures et simulations: influence de la puissance dissipée par les transistors voisins

Dans un premier temps, seuls les transistors T_{1X} sont polarisés avec différentes valeurs de V_{E1} (V_C est fixé) de manière à étudier l'influence de la puissance dissipée dans les transistors voisins sur les caractéristiques électriques du transistor T_0 .

La Fig. 3.8 (a) montre la comparaison entre les mesures et les simulations du courant de base en fonction de V_{CB} à V_{BE} fixé ($= 0.9$ V). Le courant de base est très sensible aux variations de température. Lorsque les transistors T_{1X} et T_{2X} sont tous éteints et que la tension V_{CB} augmente, la puissance dissipée par le transistor T_0 suit cette augmentation, faisant croître sa température interne: c'est l'effet de l'auto-échauffement sur la caractéristique électrique du dispositif T_0 . La conséquence en est une augmentation du courant base avec V_{CB} pour une tension

V_{BE} fixée. Puis, lorsque V_{E1} augmente, les transistors T_{1X} dissipent plus de puissance ($P_D = V_C \cdot I_{E1}$), ce qui fait augmenter la température du transistor T_0 . Cette augmentation de température ne dépend pas des conditions de polarisation du transistor T_0 , mais uniquement de la puissance dissipée par les transistors T_{1X} , produisant une augmentation du courant base de T_0 (ΔI_B constante quelque soit V_{CB}). ΔI_B représente la différence entre la mesure du courant de base du transistor T_0 lorsque les transistors T_{1X} sont éteints, et la même mesure avec les transistors T_{1X} polarisés. Cette variation du courant de base qui dépend de la puissance dissipée par les transistors voisins s'explique par le couplage thermique.

La Fig. 3.8 (b) montre la comparaison entre les mesures et les simulations du courant collecteur en fonction de V_{CB} à V_{BE} fixé ($= 0.9$ V). Comme pour le courant base, les caractéristiques électriques du transistor T_0 sont impactées à la fois par le phénomène d'auto-échauffement et le phénomène de couplage thermique. De plus, le sous-circuit thermique permet de prendre en compte les deux phénomènes lors de la simulation.

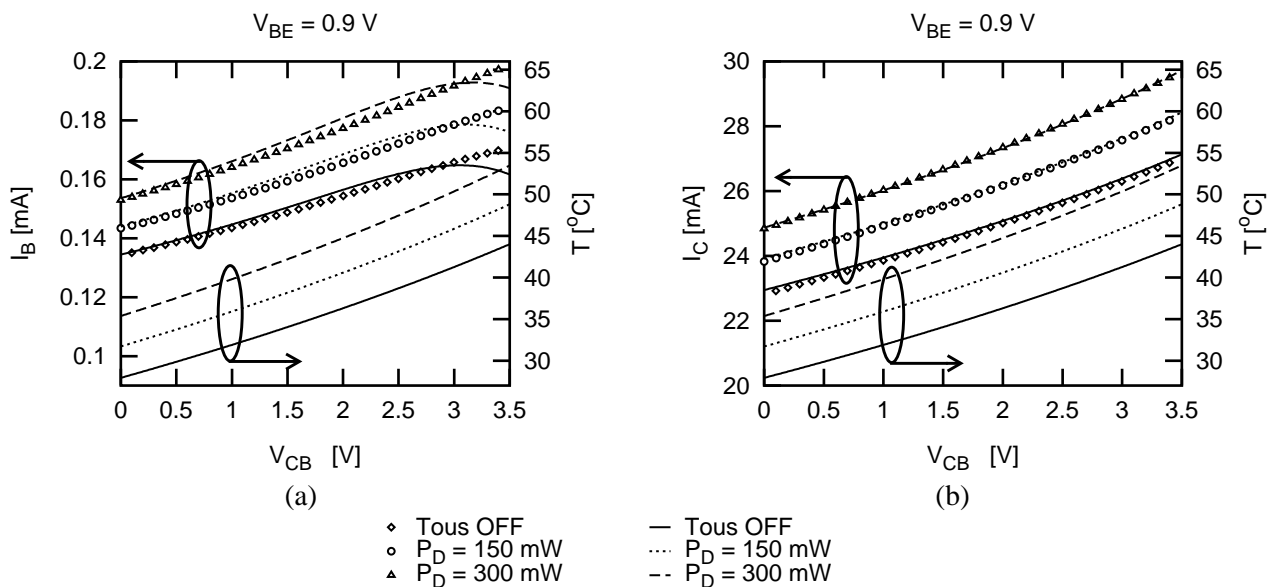


Fig. 3.8 (a) Sur l'axe de gauche: comparaison entre les mesures (points) et les simulations (lignes) du courant de base en fonction de V_{CB} à $V_{BE}=0.9$ V. Les transistors T_{1X} sont polarisés avec deux valeurs différentes de V_{E1} , et les transistors T_{2X} sont éteints. (b) Sur l'axe de gauche: comparaison entre les mesures (points) et les simulations (lignes) du courant collecteur en fonction de V_{CB} à $V_{BE}=0.9$ V. Les transistors T_{1X} sont polarisés avec deux valeurs différentes de V_{E1} , et les transistors T_{2X} sont éteints. (a) et (b) Sur l'axe de droite, T représente la température de jonction du transistor T_0 obtenue grâce au noeud thermique du modèle du transistor.

Comparaison entre mesures et simulations: influence de la position des transistors voisins

La seconde étape de cette étude consiste à polariser les transistors T_{1X} et T_{2X} indépendamment de manière à étudier l'influence de la position des sources de chaleur sur la réponse électrique du transistor T_0 . La puissance dissipée par les transistors T_{1X} et T_{2X} est fixée à 150 mW.

La Fig. 3.9 montre des comparaisons entre mesures et simulations des courants base et collecteur du transistor T_0 pour différentes configurations de ses voisins. Les courants sont maximum lorsque tous les transistors voisins T_{1X} et T_{2X} sont polarisés. Puis ils diminuent lorsque seuls les transistors T_{1X} sont alimentés. Ils sont encore plus

faibles lorsque seuls les transistors T_{2X} sont polarisés. Et finalement, ils sont minimum lorsque tous les voisins sont éteints.

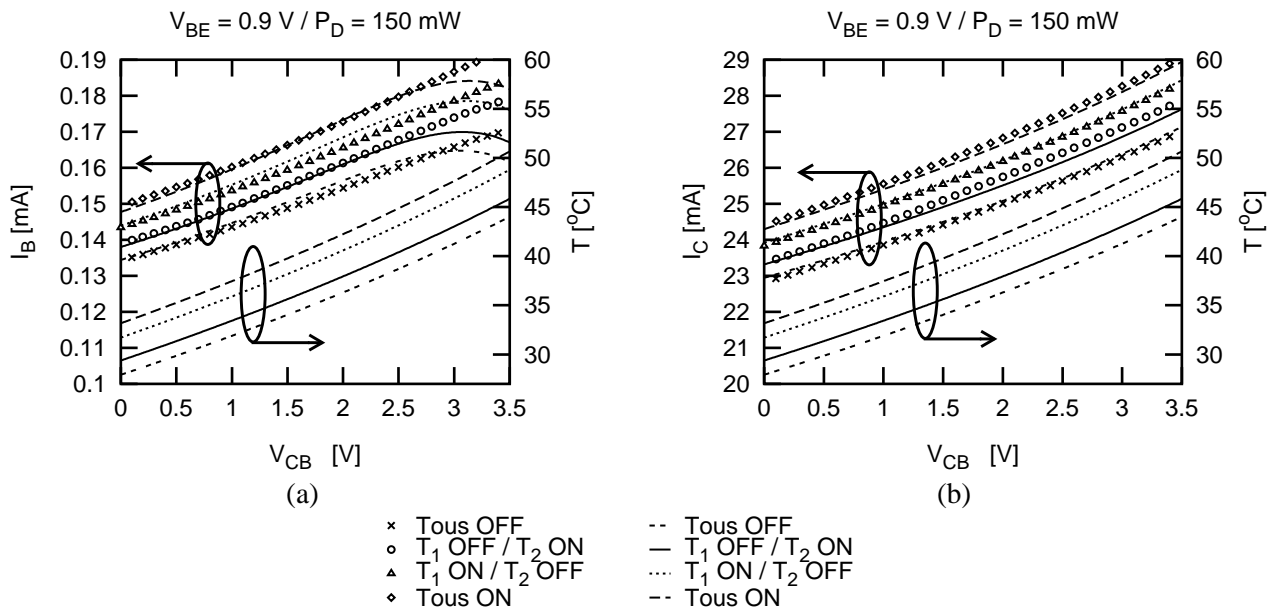


Fig. 3.9 (a) Sur l'axe de gauche: comparaison entre les mesures (points) et les simulations (lignes) du courant de base en fonction de V_{CB} à $V_{BE}=0.9 \text{ V}$, pour différentes configurations des transistors T_{1X} et T_{2X} . (b) Sur l'axe de gauche: comparaison entre les mesures (points) et les simulations (lignes) du courant collecteur en fonction de V_{CB} à $V_{BE}=0.9 \text{ V}$, pour différentes configurations des transistors T_{1X} et T_{2X} . (a) et (b) Sur l'axe de droite, T représente la température de jonction du transistor T_0 obtenue grâce au noeud thermique du modèle du transistor.

Pour un V_{CB} donné, ΔI est directement corrélé à l'augmentation de température ΔT causée par la dissipation de la puissance dans les transistors T_{1X} et T_{2X} et leur position par rapport au transistor de test (ΔT est la différence entre la température du transistor de test lorsque les dispositifs T_{1X} et T_{2X} sont éteints, et celle lorsque les transistors T_{1X} et/ou T_{2X} dissipent de la chaleur).

La table 3.1 résume la valeur de l'augmentation de température du transistor T_0 due au couplage thermique en fonction de la puissance dissipée par les dispositifs voisins.

Table 3.1: Augmentation de la température du transistor T_0 (ΔT) en fonction de la puissance dissipée dans T_{1X} et T_{2X} .

	$P_D = 150 \text{ mW}$	$P_D = 300 \text{ mW}$
T_{1X} OFF / T_{2X} ON	$\Delta T = 1.5^\circ\text{C}$	$\Delta T = 2.9^\circ\text{C}$
T_{1X} ON / T_{2X} OFF	$\Delta T = 3.8^\circ\text{C}$	$\Delta T = 7.4^\circ\text{C}$
T_{1X} ON / T_{2X} ON	$\Delta T = 5.2^\circ\text{C}$	$\Delta T = 10.3^\circ\text{C}$

On peut remarquer que lorsque la puissance dissipée par les voisins double, l'augmentation de température est également multipliée par deux, quelque soit la configuration environnante. D'autre part, l'augmentation de température obtenue pour la configuration correspondant à tous les dispositifs voisins allumés est égale à la somme de l'augmentation de température lorsque seuls T_{1X} sont allumés plus celle lorsque seuls T_{2X} sont allumés.

Cela nous permet de conclure que l'augmentation de température due au couplage thermique est proportionnelle à la puissance dissipée par les transistors T_{1X} et T_{2X} , et qu'elle dépend de l'ordonnancement géographique des dispositifs voisins par rapport au transistor de test T_0 .

De manière annexe, il est intéressant de remarquer que ces résultats confirment également les hypothèses sur lesquelles est bâti le modèle présenté au paragraphe 3.3 [3.5].

Validation du modèle analytique sur d'autres mesures

La Fig. 3.10 montre une autre représentation des effets du couplage thermique. Cette figure représente les courants base et collecteurs normalisés par $\exp(V_{BE}/V_T)$ en fonction de V_{BE} à $V_{BC}=-2.1$ V pour différentes valeurs de la puissance dissipée dans les transistors T_{1X} ($P_D = 20$ mW ou 100 mW). Les transistors T_{2X} restent éteints. La température de la tension thermodynamique dans le facteur de normalisation ($\exp(V_{BE}/V_T)$) est la température interne du transistor T_0 , obtenue grâce au noeud thermique du modèle. Les simulations ont été faites avec le sous-circuit thermique permettant de relier thermiquement les transistors entre eux (Fig. 3.7).

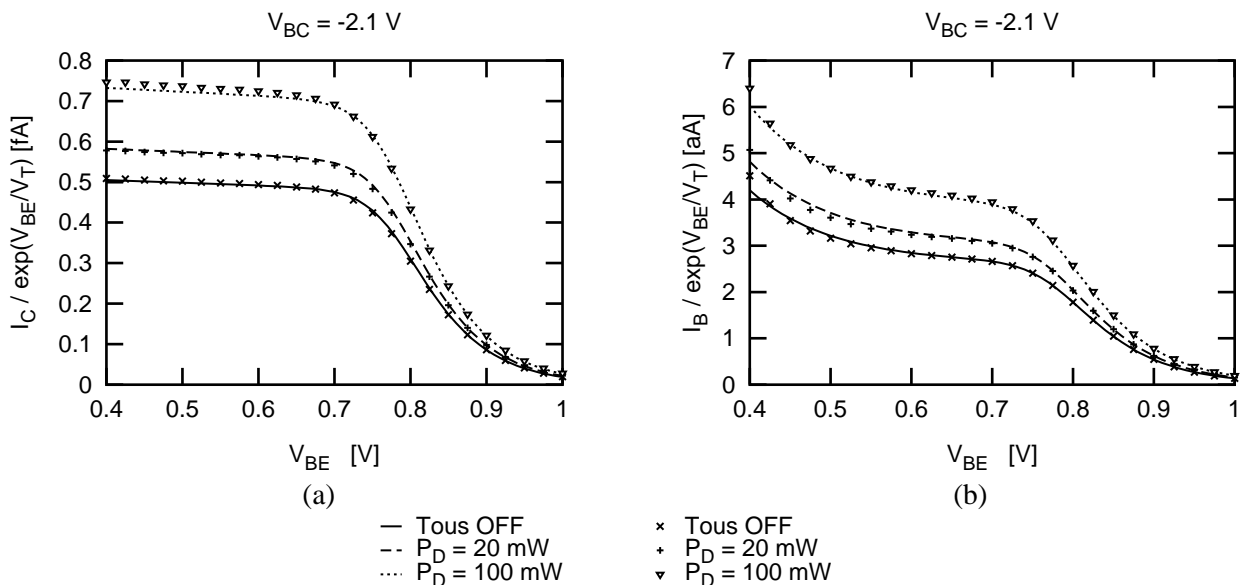


Fig. 3.10 (a) Comparaison entre les mesures (points) et les simulations (lignes) du courant collecteur normalisé par $\exp(V_{BE}/V_T)$ en fonction de V_{BE} à $V_{BC}=-2.1$ V (b) Comparaison entre les mesures (points) et les simulations (lignes) du courant de base normalisé par $\exp(V_{BE}/V_T)$ en fonction de V_{BE} à $V_{BC}=-2.1$ V. (a) et (b) Les transistors T_{1X} sont polarisés avec deux valeurs différentes de V_{E1} , et les transistors T_{2X} sont éteints.

Aux faibles polarisations ($V_{BE} < 0.7$ V), il y n'a pas d'effets d'auto-échauffement du transistor T_0 , car il dissipe trop peu de puissance. Par conséquent, la seule différence entre les trois courbes est causée par le couplage ther-

mique entre les transistors T_{1X} et T_0 . On peut constater que cet effet est vraiment significatif, et qu'il doit être pris en compte dans les simulations.

Lorsque V_{BE} augmente, l'écart entre les trois courbes diminue. Cet effet s'explique par le fait que la contribution de l'auto-échauffement du transistor T_0 à l'augmentation de température devient prédominante par rapport à celle du couplage thermique. En effet, l'augmentation de température due au phénomène d'auto-échauffement va augmenter avec V_{BE} , alors que la composante due au couplage thermique reste constante puisqu'elle est uniquement déterminée par la polarisation des transistor T_{1X} . Ainsi, plus V_{BE} augmente plus le phénomène d'auto-échauffement prédomine sur celui de couplage thermique, c'est pourquoi on observe une convergence du comportement électrique dans les trois cas.

Conclusion

L'exploitation de la structure de test permet de clairement distinguer les effets d'auto-échauffement des effets de couplage thermique. Ces derniers ont un impact non négligeable sur la réponse électrique des dispositifs, et il est impératif de les intégrer dans le modèle des transistors de puissance.

D'autre part, les mesures réalisées sur la structure de test ont été comparées aux simulations faites grâce au modèle HICUM/L2 associé au réseau thermique [3.8]. La bonne adéquation entre les mesures et les résultats simulés permet de valider le modèle analytique proposé au paragraphe 4.4.1, ainsi que les hypothèses qui ont servi à le mettre au point.

3.4.3 Application à un cas pratique

Le principe des transistors de puissance consiste à connecter des transistors en parallèle de manière à obtenir le meilleur rendement en puissance possible. Reprenons le cas présenté Fig. 3.1: il s'agit de la mesure de quinze transistors connectés en parallèle. Ces transistors sont géométriquement arrangés selon une matrice de cinq lignes et de trois colonnes tel que cela est représenté sur la Fig. 3.12.

Le réseau thermique décrit au paragraphe 3.4.1 a été généré pour cette structure. Puis des simulations SPICE faites grâce au modèle HICUM/L2 couplé au réseau thermique ont été comparées aux mesures du courant base en fonction de V_{CB} à différents V_{BE} constants. La Fig. 3.11 montre le résultat de cette comparaison.

On observe une bonne adéquation entre la mesure et la simulation. Ainsi, contrairement au cas de la Fig. 3.2, le modèle HICUM/L2 associé au sous-circuit thermique permet de modéliser les interactions thermiques entre les composants et leur effet sur les caractéristiques électriques du dispositif.

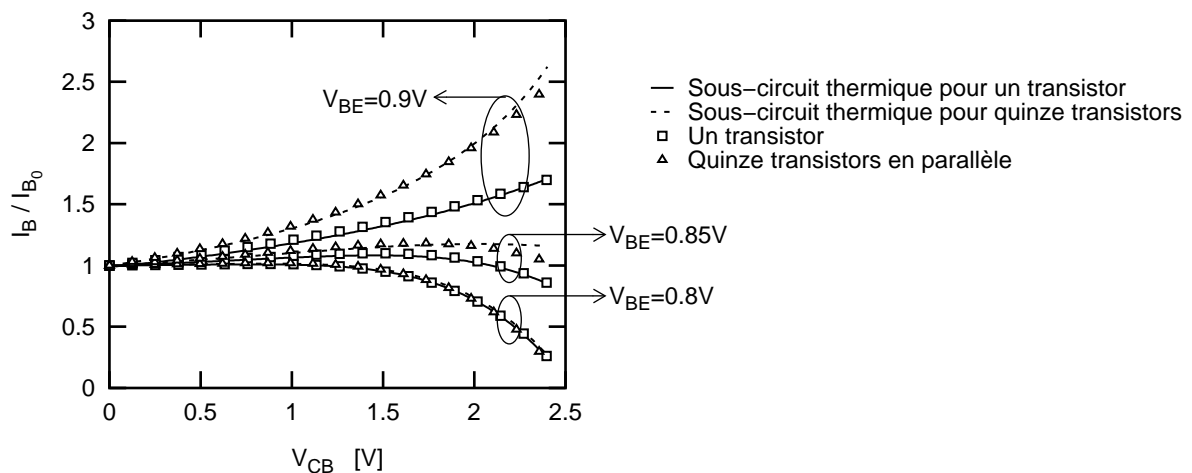


Fig. 3.11 Comparaison entre la mesure du courant de base normalisé par rapport à sa valeur à $V_{CB} = 0$ V, en fonction de V_{CB} à V_{BE} constant à la simulation faite avec le modèle compact couplé au réseau thermique. Cette comparaison est faite à la fois dans le cas d'un transistor unique et dans celui d'une structure composée de 15 transistors en parallèle.

D'autre part, ce modèle permet également d'évaluer la répartition de la température, obtenue grâce au noeud thermique du modèle compact, dans la structure de test. Sur la Fig. 3.12, chaque carré représente un transistor de la structure. Les dispositifs sont nommés T_i avec $i=1\dots 15$. L'échelle de gris est proportionnelle à la température interne du transistor. Le transistor le plus chaud est représenté en noir et le plus froid en blanc.

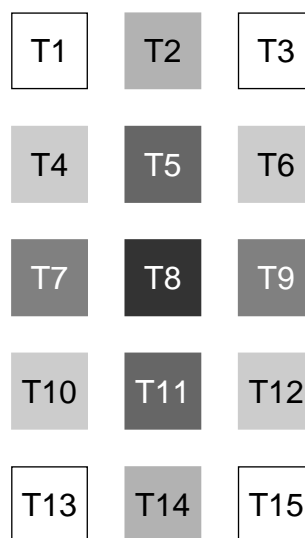


Fig. 3.12 Distribution de la température dans une structure de quinze transistors en parallèle. Le transistor le plus chaud est représenté en noir et le plus froid en blanc.

Le transistor central (T8) est le plus chaud, alors que ceux positionnés aux coins de la structure (T1, T3, T13, T15) sont les plus froids. Pour des raisons de symétrie, la température du transistor T5 est la même que celle du transistor T11; de même pour les transistors T7 et T9, pour T2 et T14, pour les dispositifs T4, T6, T10 et T12, et pour T1, T3, T13 et T15.

La Fig. 3.13 montre la répartition de température entre les quinze transistors correspondant à la simulation du courant base en fonction de V_{CB} pour V_{BE} égal à 0.9V. Pour certaines polarisations, la température du transistor central (T8) peut atteindre jusqu'à 15°C de plus que les transistors de coin (T1, T3, T13, T15). Or cette inhomogénéité de température est représentative d'une inhomogénéité de courant dans la structure. Celle-ci, dans des cas extrêmes d'utilisation peut conduire à la destruction du dispositif. Il s'agit là d'une information très importante pour la conception de transistors de puissance. En effet, il est possible de compenser cette inhomogénéité en ajoutant une résistance en série sur l'émetteur ou sur la base des transistors afin de limiter la puissance dissipée: il s'agit du ballastage des transistors [3.12]-[3.16]. Cette résistance est distribuée dans la structure: elle est plus forte là où l'augmentation de température est maximale.

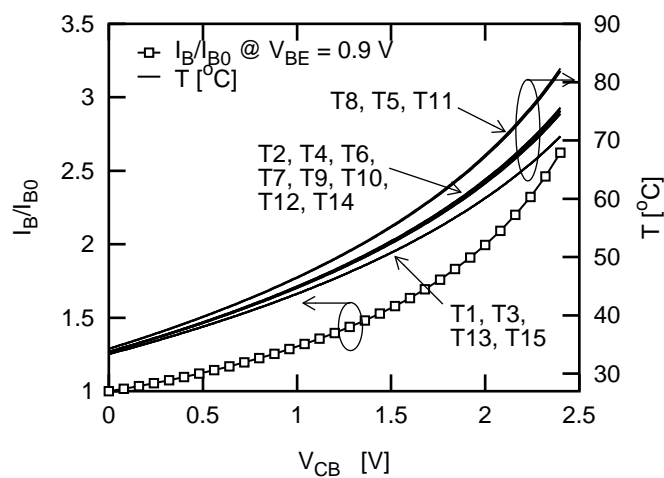


Fig. 3.13 Simulation SPICE du courant base en fonction de V_{CB} à V_{BE} constant égal à 0.9V et de la répartition de la température dans la structure composée de quinze transistors en parallèle. La simulation a été faite avec le modèle HICUM/L2 associé au sous-circuit thermique.

3.5 Extension au cas des transistors interdigités

Les transistors interdigités sont composés de plusieurs jonctions base-émetteur. Du point de vue thermique, ce sont autant de sources de chaleur. Par conséquent, il est légitime d'étudier le couplage thermique entre les doigts des transistors interdigités. La Fig. 3.14 représente la mesure du courant de base en fonction de V_{CB} pour différentes valeurs de V_{BE} constant. La mesure a été faite sur plusieurs transistors CB-n(EB)-C dont n, le nombre de doigt d'émetteur, varie de un à cinq. Pour pouvoir comparer les mesures entre elles, le courant I_B a été normalisé par rapport à sa valeur à $V_{CB}=0$ (I_{B0}).

A faible V_{BE} ($= 0.7$ V), la densité de courant est trop faible pour qu'il y ait échauffement du dispositif. Les courbes correspondant aux différents transistors sont superposées. Par contre, lorsque V_{BE} augmente, les phénomènes thermiques s'installent dans les transistors et influencent leur réponse électrique. On constate alors, comme au paragraphe 3.1, que les caractéristiques électriques des dispositifs divergent, ce qui est représentatif du phénomène de couplage thermique entre les doigts d'émetteur. Plus le nombre d'émetteurs augmente, plus il y a de couplage, et plus la température interne du dispositif est élevée.

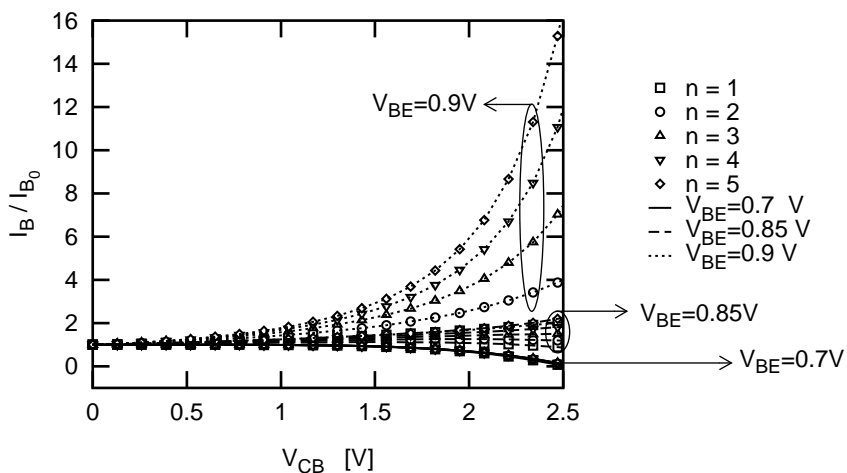


Fig. 3.14 Mesure du courant de base normalisé par rapport à sa valeur à $V_{CB}=0$ (I_{B0}) en fonction de V_{CB} à V_{BE} constant. La mesure a été faite sur des transistors dont le nombre d'émetteur varie de un à cinq.

Par analogie avec l'étude du couplage entre transistors, le sous-circuit thermique peut être généré afin d'étudier le couplage thermique entre doigts d'émetteur. La Fig. 3.15 montre une représentation du réseau thermique associé à une telle structure.

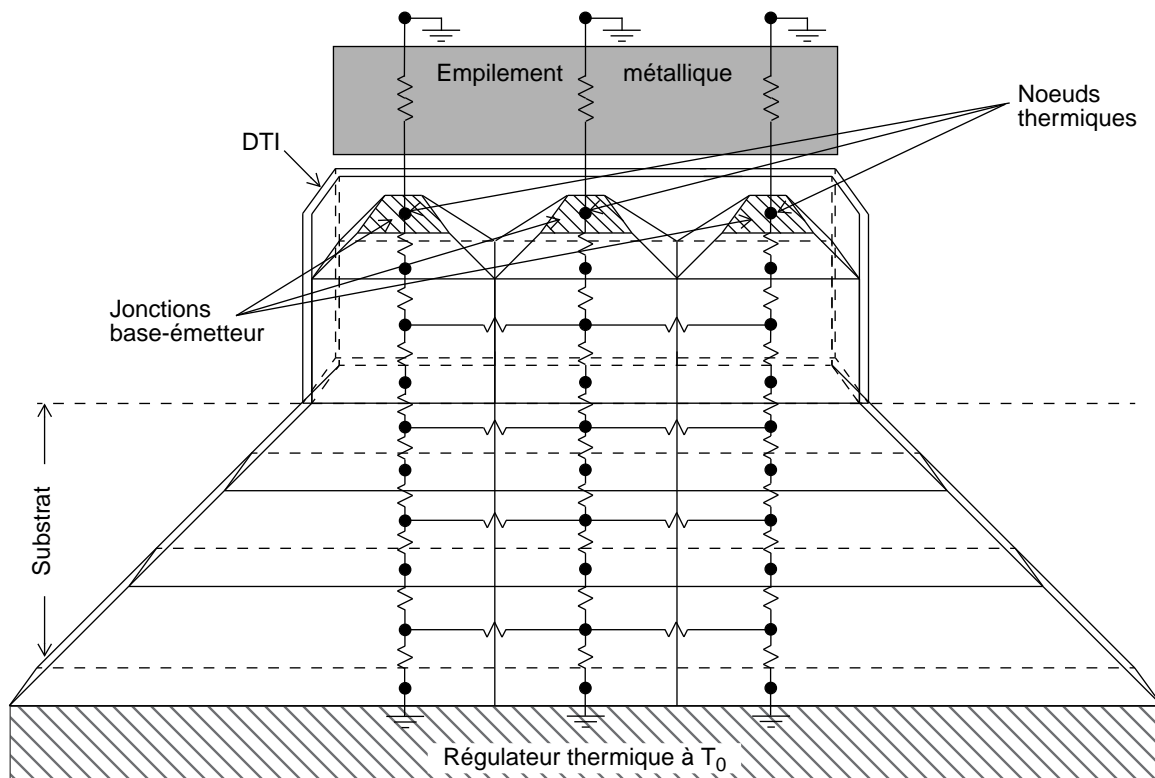


Fig. 3.15 Représentation du réseau thermique associé à un transistor isolé par tranchées profondes et constitué de trois émetteurs.

Toutefois, la difficulté consiste à rendre disponible un noeud thermique par doigt d'émetteur. Il faut donc scinder le sous-circuit électrique du modèle HICUM/L2 en un élément par doigt d'émetteur.

Pour cela, les paramètres correspondant à un doigt d'émetteur sont déduits de la carte modèle du transistor de la manière suivante:

- les résistances R_{CI0} , R_{BI0} , R_{BX} et R_E sont multipliées par le nombre d'émetteurs
- les capacités C_{JEI0} , C_{JCI0} , C_{JEP0} , C_{JCX0} , C_{JS0} et C_{EOX} sont divisées par le nombre d'émetteurs
- les courants I_{BEIS} , I_{REIS} , I_{BCIS} , I_{CH} , I_{REPS} , I_{TSS} , I_{SCS} , I_{BEPS} et I_{BETS} , et les charges Q_{P0} et Q_{AVL} sont divisés par le nombre d'émetteurs
- le paramètre C_{10} est divisé par le carré du nombre d'émetteurs

En ce qui concerne la résistance collecteur externe R_{CX} , le partage est plus délicat car la répartition de la résistance collecteur n'est pas identique pour les doigts externes et pour les doigts centraux. La répartition adoptée est celle décrite dans [3.17] (cf Fig. 3.16).

Les paramètres R_{sk} , R_{blx} et R_{bli} sont obtenus à partir du dessin du transistor et des données technologiques.

La répartition de la résistance collecteur dans une structure à plusieurs émetteurs est représentée Fig. 3.16.

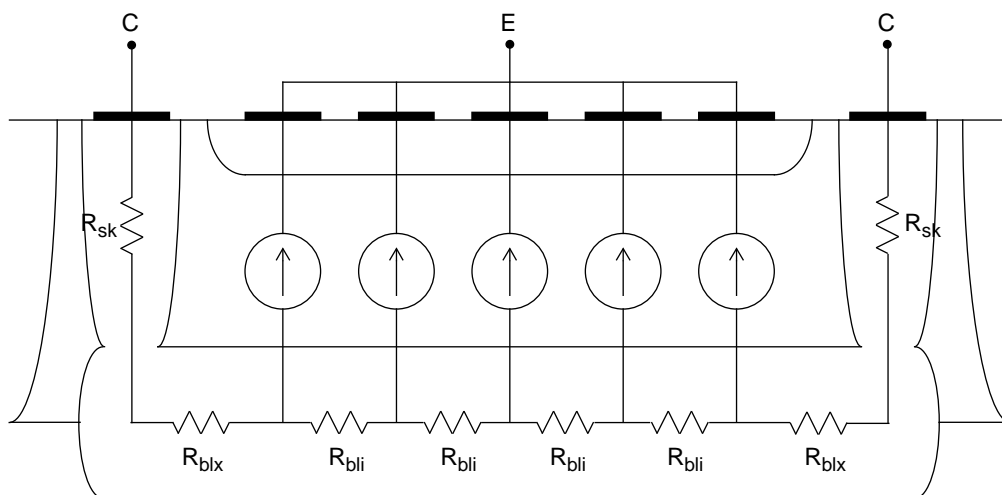


Fig. 3.16 Répartition de la résistance collecteur dans une structure à plusieurs émetteurs.

Des simulations SPICE faites avec un modèle HICUM/L2 par doigt d'émetteur couplé au sous-circuit thermique ont été comparées aux mesures du courant de base en fonction de V_{CB} à V_{BE} constant d'un transistor constitué de cinq émetteurs, six bases et deux collecteurs (Fig. 3.17). Ce dispositif est issu d'une technologie BiCMOS isolée par tranchées profondes avec un pic de f_T à 35 GHz et une tension de claquage égale à 5.5 V. Il est intéressant de signaler que le phénomène d'emballage thermique que l'on peut observer sur la mesure à $V_{BE} = 0.85$ V à $V_{CB} > 3$ V a conduit à la destruction du transistor.

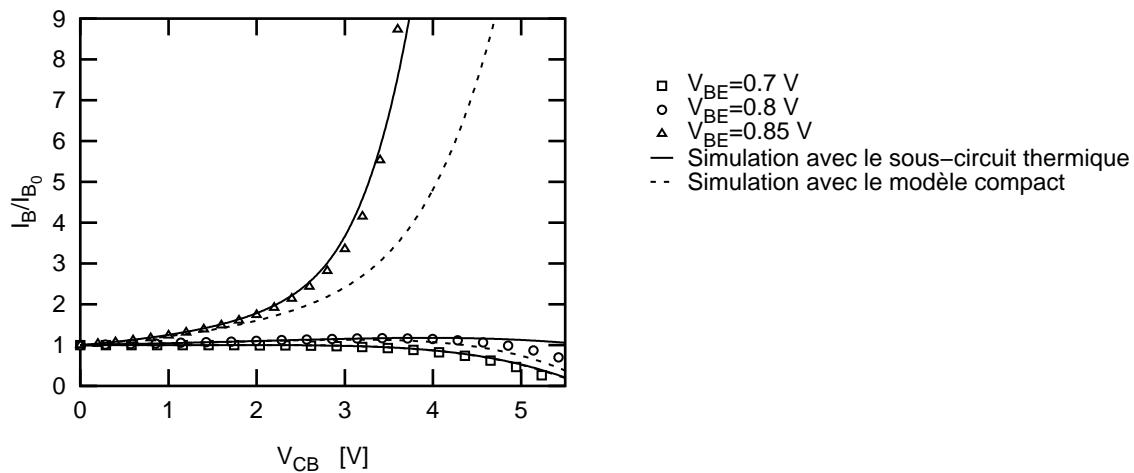


Fig. 3.17 Comparaisons entre les mesures (points) et les simulations (lignes) du courant de base en fonction de V_{CB} à V_{BE} constant. Les simulations ont été réalisées soit avec le modèle compact HICUM/L2, soit avec un modèle HICUM/L2 par doigt d'émetteur couplé au sous-circuit thermique.

La résistance thermique du modèle compact a été extraite selon la méthode décrite au paragraphe 2.5.1. A faible V_{CB} ($< 2\text{V}$), le phénomène thermique n'est pas encore trop important dans le transistor, et une simple résistance thermique est suffisante pour modéliser le comportement du dispositif. Par contre, lorsque V_{CB} augmente, l'augmentation de température dans le transistor est telle qu'il n'est plus possible d'utiliser une simple résistance thermique pour modéliser son comportement. Par contre le sous-circuit thermique associé au modèle HICUM/L2 permet de reproduire l'impact de l'auto-échauffement et du couplage thermique entre les émetteurs sur la caractéristique électrique du dispositif.

D'autre part, la simulation avec le sous-circuit thermique permet d'avoir une estimation de la répartition de température entre les doigts d'émetteur du transistor. Ainsi la Fig. 3.18 représente la simulation de la répartition de la température dans un transistor composé de cinq émetteurs, de six bases et de deux collecteurs. Il s'agit de la réponse thermique du transistor à la variation de la tension collecteur-base, en maintenant la tension base-émetteur constante et égale à 0.85 V . Dans cette gamme de polarisation, l'écart de température entre les trois doigts centraux (doigts 2, 3, 4) est faible; par contre il peut y avoir plus de 15°C d'écart entre les trois doigts centraux (doigts 2, 3, 4) et les doigts du bord (doigts 1, 5). C'est cette inhomogénéité de température qui est responsable de l'emballement thermique des dispositifs interdigités et qui fait que les transistors haute-tension de cette technologie n'atteignent pas le $B_{V_{CEO}}$ pour certaines polarisations: l'emballement thermique détruit le dispositif avant que la tension de claquage ne soit atteinte (Fig. 3.17).

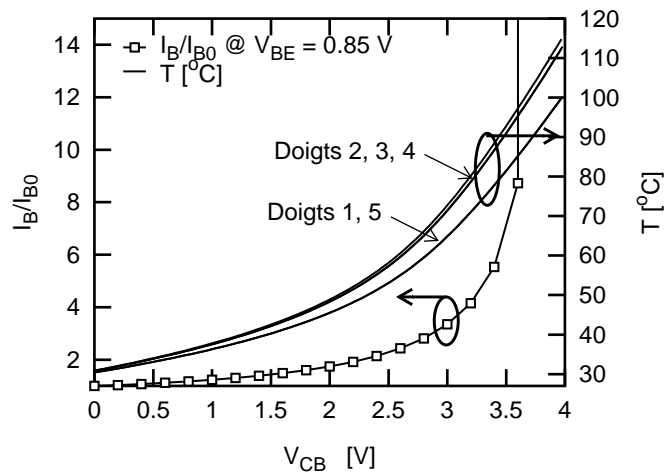


Fig. 3.18 Simulation SPICE du courant base en fonction de V_{CB} à V_{BE} constant égal à 0.85V et de la répartition de la température dans un transistor composé de cinq émetteurs, de six bases et de deux collecteurs. La simulation a été faite avec un modèle HICUM/L2 par doigt d'émetteur associé au sous-circuit thermique.

Aux vues des résultats de la Fig. 3.18, l'augmentation de la température à l'intérieur du dispositif dépasse 50°C. Or d'après les résultats du paragraphe 2.5.3, il s'agit d'un niveau de température qui nécessite de prendre en compte la dépendance avec la température de la conductivité thermique pendant les simulations. Sur la Fig. 3.19, les simulations en tenant compte de la dépendance avec la température de la conductivité thermique ou en la négligeant ont été comparées aux mesures.

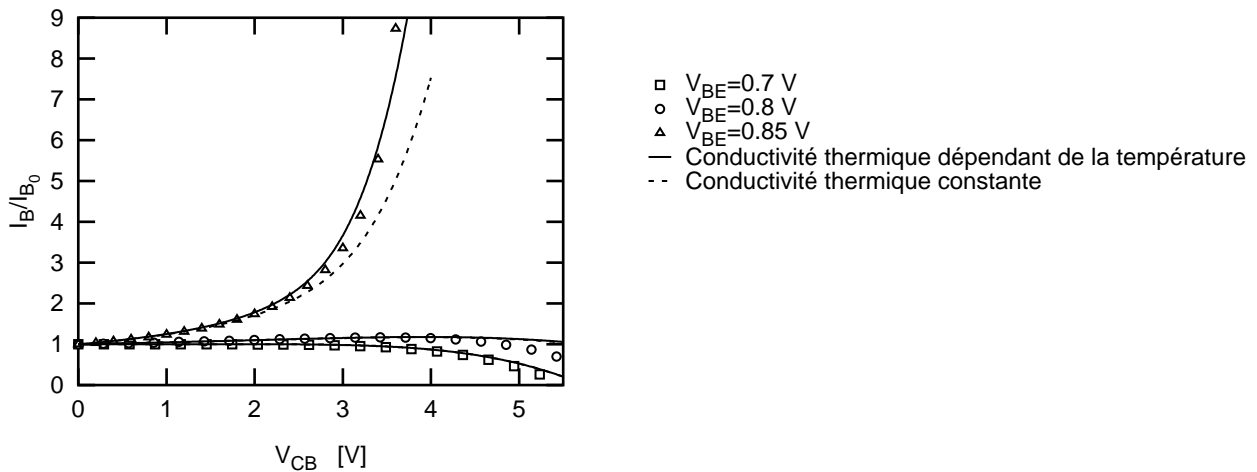


Fig. 3.19 Comparaisons entre les mesures (points) et les simulations (lignes) du courant de base en fonction de V_{CB} à V_{BE} constant. Les simulations ont été réalisées avec un modèle HICUM/L2 par doigt d'émetteur couplé au sous-circuit thermique soit en tenant compte de la dépendance de la conductivité thermique du silicium avec le gradient de température, soit en la négligeant.

Les simulations ont été faites en couplant un modèle HICUM/L2 par doigt d'émetteur au sous-circuit thermique. La dépendance avec la température a été activée en faisant dépendre la conductivité thermique du gradient de température dans la structure. On observe que dès que l'augmentation de température dans la structure dépasse 50°C, le modèle utilisant une conductivité thermique constante ne permet plus de prévoir le comportement du

dispositif. Cela illustre sur un cas pratique l'importance de la prise en compte du gradient de température dans la structure lorsque l'augmentation de température interne dépasse 50°C.

3.6 Conclusion

La problématique thermique des transistors de puissance dépasse la simple prise en compte des phénomènes d'auto-échauffement dans les modèles compacts. A cause de l'étroite proximité entre les dispositifs de puissance, il est nécessaire de modéliser l'interaction thermique entre eux. Actuellement, aucun modèle SPICE ne prévoit d'intégrer cette problématique. L'objet de ce chapitre a été de proposer une modèle permettant de connecter thermiquement des dispositifs entre eux. Ce modèle a été développé à partir des conclusions du chapitre 2.

Les hypothèses du modèle portent sur les dimensions de la source de chaleur, sa localisation dans la structure, sur la propagation de la chaleur dans les métallisations et le substrat, ainsi que l'ordonnancement géométrique des transistors de puissance:

- les sources de chaleur ont les dimensions de la jonction base-émetteur
- les sources de chaleur sont localisées au niveau de la jonction métallurgique base-collecteur
- contribution des métallisations: le décalage des vias est négligé, ainsi que le couplage thermique entre les dispositifs
- contribution du substrat: le flux de chaleur est confiné selon une pyramide ayant un angle de 45°
- interaction thermique: elle a lieu dans le substrat lorsque les flux de chaleur de deux composants se rencontrent et s'annulent. Une composante horizontale est alors ajoutée, qui dépend de la distance entre les dispositifs.

Tout comme le modèle du chapitre 2, la solution proposée dans cette partie permet de tenir compte de la dépendance de la conductivité thermique avec la température et du gradient de température dans la structure. Cette donnée est fondamentale lorsque l'augmentation de température dans la structure dépasse 50°C.

La solution proposée a été étendue au cas de transistors interdigités. Elle permet également de modéliser le phénomène d'emballage thermique que l'on observe désormais de plus en plus souvent dans les technologies bipolaires SiGe:C du fait des fortes densités de courant mises en jeu.

Une suite possible à ce travail pourrait consister à l'adapter au comportement thermique transitoire des dispositifs de puissance en intégrant des capacités thermiques dans le sous-circuit thermique proposé dans ce chapitre.

3.7 Références

- [3.1] P. Leturcq, J. M. Dorkel, A. Napieralski, E. Lachiver, "A new approach to thermal analysis of power devices", IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 34, no 5, pp. 1147-1156, May 1987
- [3.2] B.M. Tenbroek, W. Redman-White, M.S.L. Lee, R.J.T. Bunyan, M.J. Uren, "Static and dynamic thermal coupling in SOI NMOS current mirrors", Proceedings of the IEEE International SOI Conference, pp. 26-27, October 1996

- [3.3] B.M.Tenbroek, M.S.L. Lee, W. Redman-White, R.J.T. Bunyan, M.J. Uren, "Impact of self-heating and thermal coupling on analog circuits in SOI CMOS", IEEE Journal of Solid-State Circuits Vol. 33, no 7, pp. 1037-1046, July 1998
- [3.4] P. Baureis, "Electrothermal modeling of multi-emitter heterojunction-bipolar-transistors (HBTs)", Third International Workshop on Integrated Nonlinear Microwave and Millimeterwave Circuits, pp. 145 - 148, October 1994
- [3.5] D.J. Walkey, T.J. Smy, R.G. Dickson, J.S. Brodsky, D.T. Zweidinger, R.M. Fox, "Equivalent Circuit Modeling of Static Substrate Thermal Coupling Using VCVS Representation", IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol. 37, n° 9, pp 1198-1205, September 2002
- [3.6] Y. Zimmermann, "Modeling of spacially distributed and sizing effects in high-performance bipolar transistors", Master Thesis, Dresden University of Technology, June 2004
- [3.7] N. Nenadovic, S. Mijalkovic, L.K. Nanver, L.K.J. Vandamme, V. d'Alessandro, H. Schellevis, J.W. Slotboom, "Extraction and Modeling of Self-Heating and Mutual Thermal Coupling Impedance of Bipolar Transistors", IEEE Journal of Solid-State Circuits, vol. 39, n° 10, pp. 1764-1772, October 2004
- [3.8] H. Beckrich, S. Ortolland, D. Pache, D. Céli, D. Gloria, T. Zimmer, "Impact of Neighbor Components Heating on Power Transistor Electrical Behavior", Proc. International Conference on Microelectronic Test Structures, pp. 205-210, March 2006
- [3.9] D. Muller, A. Giry, C. Arnaud, C. Arriscastres, R. Sommet, B. Szelag, A. Monroy, D. Pache, "LDMOS-FET and SiGe:C HBT integrated in a 0.25 μm BiCMOS technology for RF-PA applications", Proc. IEEE Bipolar Circuits and Technology Meeting, pp. 168-171, 2004
- [3.10] P. Triolet, "Etude de la linéarité des amplificateurs de puissance intégrés à 5GHz", Thèse de l'Université de Marne-La-Vallée, Novembre 2003
- [3.11] M. Schröter, "HICUM L2V2.2: A Complete Documentation", disponible:
http://www.iee.et.tu-dresden.de/iee/eb/hic_new/hic_start.html
- [3.12] D.H. Navon, "Technique for Thermal Stabilization of Transistors", IEEE Transaction on Electron Devices, pp. 907-909, vol. 20, n° 10, 1973
- [3.13] R.S. Wrathall, "Double ballasted epi base transistor cell", Motorola Technical developments, pp. 22-23, vol. 4, 1984
- [3.14] M.G. Adlerstein, "Thermal Stability of Emitter Ballasted HBT's", IEEE Transaction on Electron Devices, pp. 1653-1655, vol. 45, n° 8, August 1998
- [3.15] Y. Zhu et al, "Self-Heating Effect Compensation in HBTs and Its Analysis and Simulation", IEEE Transactions on Electron Devices, pp. 2640-2646, vol. 48, n° 11, November 2001
- [3.16] N. Rinaldi, V. d'Alessandro, "Theory of electrothermal behavior of bipolar transistors: Part I -single-finger devices", IEEE Transactions on Electron Devices, pp. 2009-2021, vol. 52, n° 9, September 2005
- [3.17] D. Berger, "Etude et validation d'un modèle de transistor bipolaire dédié aux applications hautes fréquences", Thèse de l'Université Bordeaux I, Juin 2004

- [3.18] W. Liu, "The temperature and current profiles in an emitter finger as a function of the finger length", *Solid-State Electronics*, vol. 36, n° 12, pp. 1787-1789, May 1993
- [3.19] W. Liu, "Thermal Coupling in 2-Finger Heterojunction Bipolar Transistors", *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 42, n° 6, June 1995

Chapitre 4

Validation du modèle grand signal

4.1 Introduction

Les transistors de puissance sont des dispositifs destinés à opérer en mode de fonctionnement grand-signal. A faible niveau de signal, le comportement du dispositif est linéaire. Cela correspond à la zone (1) de la caractéristique de transfert de puissance (Fig. 4.1). Puis, à partir d'un certain niveau de puissance, les non-linéarités du transistor font décroître son gain en puissance (zone (2) de la Fig. 4.1). Finalement, à fort niveau de puissance (zone (3) de la Fig. 4.1), la puissance de sortie devient quasiment constante et atteint sa valeur maximale. Il s'agit de la zone de saturation du transistor qui est fortement non-linéaire. Or, mis à part la classe A de fonctionnement, les amplificateurs de puissance sont amenés à fonctionner dans les zones de compression de la caractéristique de puissance (zones (2) et (3) de la Fig. 4.1) [4.1]. C'est pourquoi il convient d'assurer aux concepteurs la précision du modèle dans ce domaine de la caractéristique de puissance.

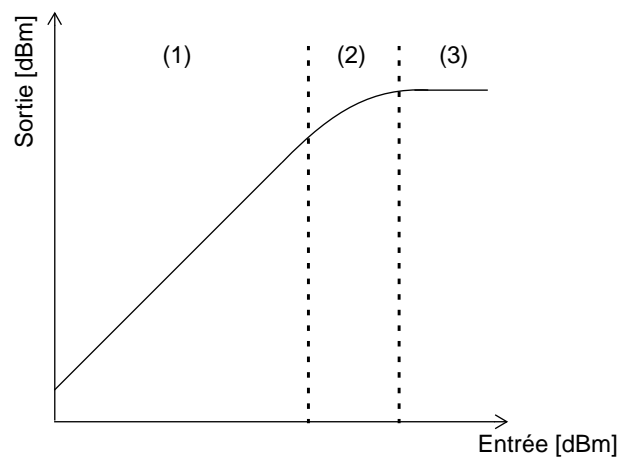


Fig. 4.1 Définition des zones de fonctionnement du transistor en mode de fonctionnement grand signal.

D'autre part, l'évolution des normes de téléphonie mobile [4.2] a fortement complexifiée la conception des circuits de puissance. Les normes de troisième génération ont durci les contraintes en terme de linéarité imposées aux composants de puissance. Il est nécessaire de préserver la modulation complexe du signal émis ainsi que son environnement spectral de manière à le transmettre de la façon la plus intègre possible. C'est pourquoi il convient de quantifier la génération de signaux à des fréquences indésirables en sortie du composant de puissance [4.1], [4.3]-[4.5].

Dans un premier temps, les notions permettant de quantifier la linéarité d'un dispositif seront rappelées. Puis une technique de mesure load pull sera exposée afin de mettre en lumière les points clés des simulations grand signal. Finalement, puisque l'extraction des paramètres du modèle est faite en régime petit signal, il est important d'évaluer son comportement lorsque des signaux de puissance multi-tons lui sont appliqués. C'est pourquoi des mesures du transistor en régime de forts signaux seront confrontées aux simulations obtenues en lui appliquant les mêmes contraintes.

4.2 Bandes de fréquence pour le GSM, l'UMTS

Le but de ce paragraphe est de rappeler les bandes de fréquences allouées aux normes GSM et UMTS dédiées aux applications de téléphonie mobile. Elles permettent de définir les plages fréquentielles de validation du modèle ciblées dans ce chapitre.

GSM

Le GSM opère dans la bande des 900 MHz où deux fois 25 MHz de bande ont été alloués. Les deux parties correspondent au sens montant et au sens descendant de la liaison. La largeur des canaux étant de 200 kHz, il y a 124 canaux disponibles par bande.

Les bandes de fréquences allouées au standard GSM 900 vont:

- de 890 MHz à 915 MHz pour les liaisons montantes
- de 935 MHz à 960 MHz pour les liaisons descendantes

UMTS

En ce qui concerne l'UMTS, les bandes de fréquences se situent autour de 2 GHz. La largeur des canaux est de 5 MHz, avec des sous-bandes de 200 kHz.

Les bandes de fréquences allouées au standard W-CDMA associé au mode d'accès FDD vont:

- de 1920 MHz à 1980 MHz pour les liaisons montantes
- de 2110 MHz à 2170 MHz pour les liaisons descendantes

Les bandes de fréquences allouées au standard TD-CDMA associé au mode d'accès TDD vont:

- de 1900 MHz à 1920 MHz pour les liaisons montantes
- de 2010 MHz à 2025 MHz pour les liaisons descendantes

4.3 Notions de linéarité

Tous les circuits électroniques sont non-linéaires. L'hypothèse de linéarité qui concerne la plupart des montages modernes est en réalité une approximation. Certains circuits, comme les amplificateurs faible bruit (LNA), sont faiblement non linéaires. Pour d'autres, comme les amplificateurs de puissance, les non-linéarités peuvent être responsables de la dégradation des performances du système et elles doivent être minimisées. Finalement il existe certaines applications, telles que les multiplieurs fréquentiels (frequency multiplier), où les non-linéarités des éléments du système sont exploitées: de tels montages ne seraient pas possible si les non-linéarités n'existaient pas [4.3].

Les circuits linéaires sont ceux pour lesquels le principe de superposition peut s'appliquer: la réponse d'un système linéaire et invariant dans le temps n'inclue que les fréquences présentes dans le signal d'excitation. Au contraire, les circuits non-linéaires génèrent souvent un grand nombre de signaux à de nouvelles fréquences.

En pratique, le fonctionnement linéaire d'un transistor est limité en fort signal par les phénomènes de distorsion non-linéaires tels que la saturation de la puissance de sortie et les distorsions d'intermodulation. Le but de cette partie consiste à répertorier et à définir les grandeurs les plus fréquemment utilisées pour évaluer la linéarité d'un dispositif [4.6]-[4.8].

4.3.1 Définition d'un système non-linéaire

Considérons un signal E à l'entrée d'un système non-linéaire délivrant un signal de sortie S . Ce système est dit non-linéaire d'ordre n si la fonction f liant S à E , $S = f(E)$, est un polynôme d'ordre n :

$$S = k_1 E + k_2 E^2 + k_3 E^3 + \dots + k_n E^n \quad (4.1)$$

où:

- $k_1 E$ est la composante fondamentale du signal de sortie
- $k_n E^n$ est la composante non-linéaire d'ordre n

En pratique, sauf dans les cas très non-linéaires, il est courant de ne considérer que les non-linéarités jusqu'à l'ordre 3, voire jusqu'à l'ordre 5 [4.1], [4.4], [4.5]. Ainsi, la contribution des non-linéarités d'ordre supérieur peut être négligée.

4.3.2 Point de compression à 1dB

Le point de compression à 1 dB quantifie la sensibilité d'un système non-linéaire par rapport à l'amplitude du signal d'entrée.

Lorsqu'un système non linéaire d'ordre 5 est soumis à un signal sinusoïdal comprenant un seul ton de fréquence de type: $E = E_0 \sin(\omega_1 t)$ (4.2)

sa réponse s'écrit:

$$S = k_1 E_0 \sin(\omega_1 t) + k_2 E_0^2 \sin^2(\omega_1 t) + k_3 E_0^3 \sin^3(\omega_1 t) + k_4 E_0^4 \sin^4(\omega_1 t) + k_5 E_0^5 \sin^5(\omega_1 t) \quad (4.3)$$

Le développement de l'équation (4.3) donne:

$$\begin{aligned}
S = & k_2 E_0^2 + \frac{3}{8} k_4 E_0^4 + \left(k_1 E_0 + \frac{3}{4} k_3 E_0^3 + \frac{5}{2} k_5 E_0^5 \right) \sin(\omega_1 t) - \left(\frac{k_2}{2} E_0^2 + \frac{k_4}{2} E_0^4 \right) \cos(2\omega_1 t) \\
& - \left(\frac{k_3}{4} E_0^3 + \frac{5}{4} k_5 E_0^5 \right) \sin(3\omega_1 t) + \frac{k_4}{8} E_0^4 \cos(4\omega_1 t) + \frac{k_5}{4} E_0^5 \sin(5\omega_1 t)
\end{aligned} \quad (4.4)$$

Dans la zone linéaire, lorsque l'amplitude du signal d'entrée n'est pas trop grande, le signal de sortie est à peu près égal à $k_1 E_0$.

Puis en augmentant l'amplitude du signal d'entrée, le transistor entre dans la zone de quasi-saturation. Les non-linéarités d'ordre 3 et 5 deviennent non négligeables. Elles viennent se retrancher au fondamental et font saturer le dispositif.

Le point de compression à 1 dB en entrée du système (IIP1) est le niveau du signal d'entrée pour lequel le gain du dispositif est inférieur de 1 dB au gain petit signal (Fig. 4.2).

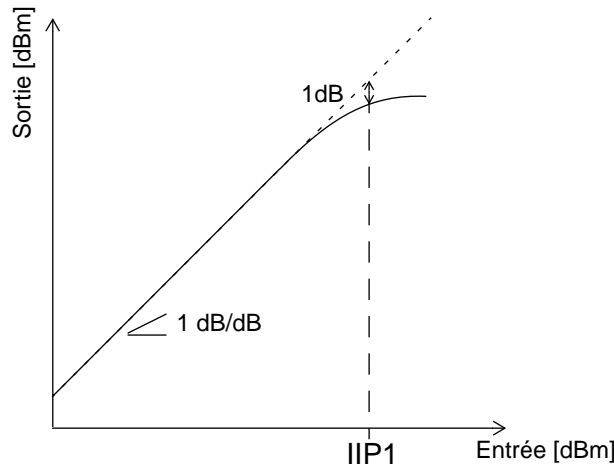


Fig. 4.2 Définition du point de compression à 1 dB

4.3.3 Harmoniques et distortion d'intermodulation (IMD)

Les distortions d'intermodulations sont un phénomène de génération de signal à des fréquences indésirables différentes de celles du signal d'entrée. Considérons un signal d'entrée E constitué de deux tons, aux fréquences f_1 et f_2 . L'expression du signal d'entrée E est la suivante: $E = E_0(\sin(\omega_1 t) + \sin(\omega_2 t))$. (4.5)

Dans le cas d'un système non-linéaire d'ordre 5, le signal de sortie s'écrit en fonction du signal d'entrée:

$$\begin{aligned}
S = & k_1(E_0(\sin(\omega_1 t) + \sin(\omega_2 t))) + k_2(E_0(\sin(\omega_1 t) + \sin(\omega_2 t)))^2 + k_3(E_0(\sin(\omega_1 t) + \sin(\omega_2 t)))^3 + \\
& k_4(E_0(\sin(\omega_1 t) + \sin(\omega_2 t)))^4 + k_5(E_0(\sin(\omega_1 t) + \sin(\omega_2 t)))^5
\end{aligned} \quad (4.6)$$

Le développement de l'équation (4.6) donne:

$$\begin{aligned}
S = & k_2 E_0^2 + \frac{15}{4} k_4 E_0^4 + & \mathbf{DC} \\
& \left(k_1 E_0 + \frac{9}{4} k_3 E_0^3 + \frac{65}{8} k_5 E_0^5 \right) [\sin(\omega_1 t) + \sin(\omega_2 t)] - & \mathbf{H1} \\
& \left(\frac{k_2}{2} E_0^2 + \frac{7}{2} k_4 E_0^4 \right) [\cos(2\omega_1 t) + \cos(2\omega_2 t)] - & \mathbf{H2} \\
& \left(\frac{k_3}{4} E_0^3 + \frac{5}{2} k_5 E_0^5 \right) [\sin(3\omega_1 t) + \sin(3\omega_2 t)] + & \mathbf{H3} \\
& \frac{k_4}{8} E_0^4 [\cos(4\omega_1 t) + \cos(4\omega_2 t)] + & \mathbf{H4} \\
& \frac{k_5}{4} E_0^5 [\sin(5\omega_1 t) + \sin(5\omega_2 t)] + & \mathbf{H5} \\
& (k_2 E_0^2 + 3k_4 E_0^4) [\cos((\omega_2 - \omega_1)t) - \cos((\omega_1 + \omega_2)t)] + & \mathbf{IM2} \\
& \left. \begin{aligned} & \left(\frac{3}{4} k_3 E_0^3 + \frac{25}{8} k_5 E_0^5 \right) [\sin((2\omega_1 - \omega_2)t) + \sin((2\omega_2 - \omega_1)t)] - \\ & \left(\frac{3}{4} k_3 E_0^3 + \frac{25}{8} k_5 E_0^5 \right) [\sin((2\omega_1 + \omega_2)t) + \sin((2\omega_2 + \omega_1)t)] + \end{aligned} \right\} & \mathbf{IM3} \\
& \left. \begin{aligned} & \frac{3}{2} k_4 E_0^4 [\cos(2(\omega_2 - \omega_1)t) + \cos(2(\omega_1 + \omega_2)t)] - \\ & \frac{k_4}{2} E_0^4 [\cos((3\omega_1 - \omega_2)t) + \cos((3\omega_2 - \omega_1)t)] + \end{aligned} \right\} & \mathbf{IM4} \\
& \left. \begin{aligned} & \frac{5}{8} k_5 E_0^5 [\sin((3\omega_1 - 2\omega_2)t) + \sin((3\omega_2 - 2\omega_1)t)] + \\ & \frac{5}{16} k_5 E_0^5 [\sin((4\omega_1 + \omega_2)t) + \sin((4\omega_2 + \omega_1)t)] + \\ & \frac{5}{8} k_5 E_0^5 [\sin((3\omega_1 + 2\omega_2)t) + \sin((3\omega_2 + 2\omega_1)t)] \end{aligned} \right\} & \mathbf{IM5}
\end{aligned} \tag{4.7}$$

Soit un spectre de sortie constitué de 27 raies de fréquence (Fig. 4.3), c'est-à-dire:

- d'une composante continue (**DC**) due aux non-linéarités d'ordre 2 et 4
- de raies aux fréquences fondamentales (**H1**) qui sont le résultat de l'amplification des raies aux fréquences f_1 et f_2 atténuées par les non-linéarités d'ordre 3 et 5
- de raies d'harmonique 2 (**H2**) qui sont le résultat des non-linéarités d'ordre 2 et 4
- de raies d'harmonique 3 (**H3**) qui sont le résultat des non-linéarités d'ordre 3 et 5
- de raies d'harmonique 4 (**H4**) qui sont le résultat des non-linéarités d'ordre 4
- de raies d'harmonique 5 (**H5**) qui sont le résultat des non-linéarités d'ordre 5
- de raies d'intermodulation d'ordre 2 (**IM2**). Elles sont dues au mélange des tons par l'intermédiaire des non-linéarités d'ordre 2 et 4.
- de raies d'intermodulation d'ordre 3 (**IM3**). Elles sont dues au mélange des tons par l'intermédiaire des non-linéarités d'ordre 3 et 5.

- de raies d'intermodulation d'ordre 4 (**IM4**). Elles sont dues au mélange des tons par l'intermédiaire des non-linéarités d'ordre 4.
- de raies d'intermodulation d'ordre 5 (**IM5**). Elles sont dues au mélange des tons par l'intermédiaire des non-linéarités d'ordre 5.

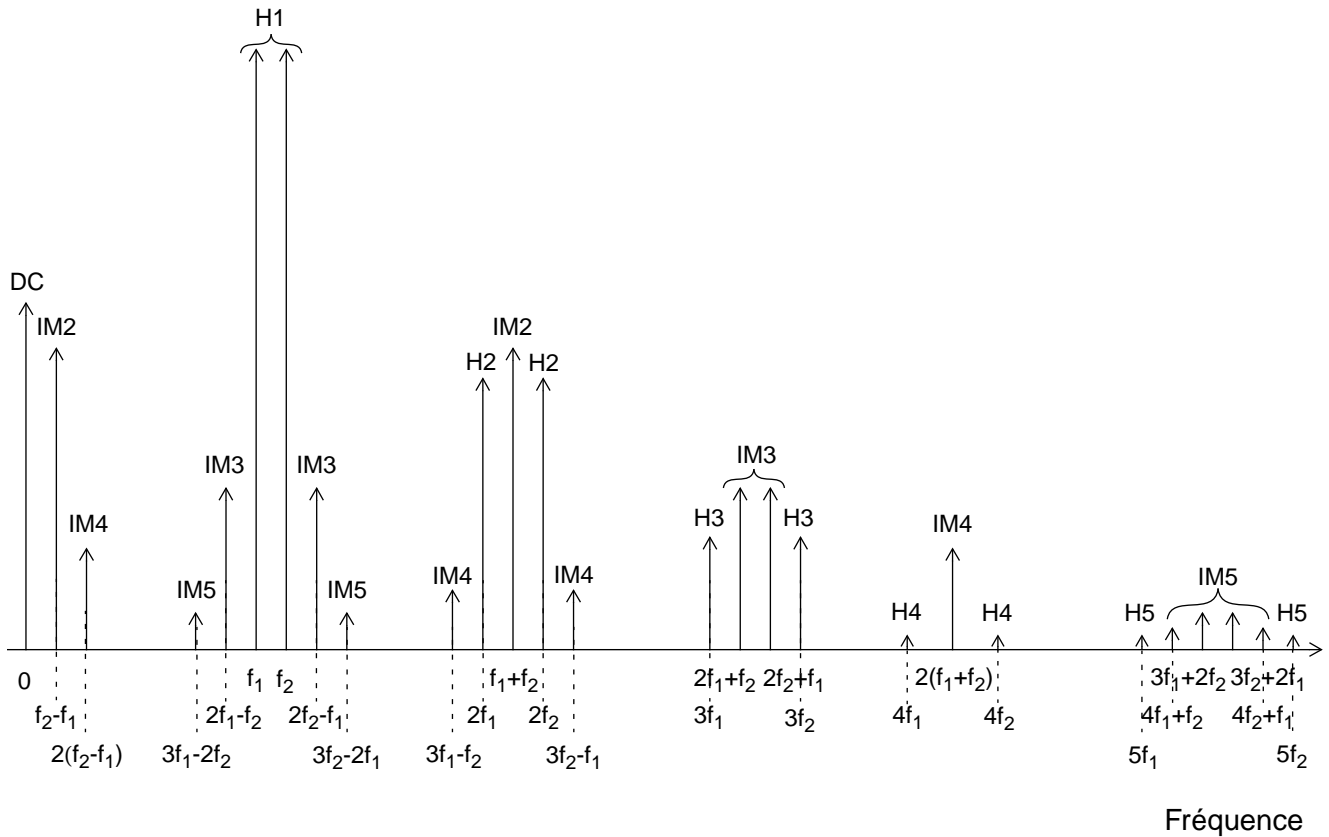


Fig. 4.3 Spectre du signal de sortie d'un système non-linéaire d'ordre 5.

De manière générale, les signaux aux harmoniques d'ordre n (H_n) correspondent à des raies aux fréquences $n.f_1$ et $n.f_2$. De même, les raies d'intermodulation d'ordre n (IM_n) sont situées à des fréquences $k.f_1 + l.f_2$ où $|k| + |l| = n$, k et l étant des entiers positifs ou négatifs.

4.3.4 Point d'interception d'ordre n

Le point d'interception d'ordre n est le niveau virtuel du signal d'entrée composé de deux fréquences pour lequel le fondamental du signal de sortie serait égal au niveau de la raie d' IM_n .

En effet, lorsque le signal d'entrée croît de 1dB, le niveau de la raie fondamentale du signal de sortie croît de 1 dB pendant que celui de la raie d' IM_n croît de n dB. C'est pourquoi, les deux composantes du signal de sortie pourraient virtuellement atteindre le même niveau. Toutefois, cela n'est vrai que pour de faibles valeurs du signal d'entrée. En effet, il existe une valeur seuil du niveau d'entrée à partir de laquelle les différentes composantes du

signal de sortie sont comprimées à cause des mélanges de tons, ce qui fait que le niveau de la raie fondamentale n'est jamais égale à la raie d'IMn. Les points d'interception d'ordre 2 et 3 sont illustrés sur la Fig. 4.4.

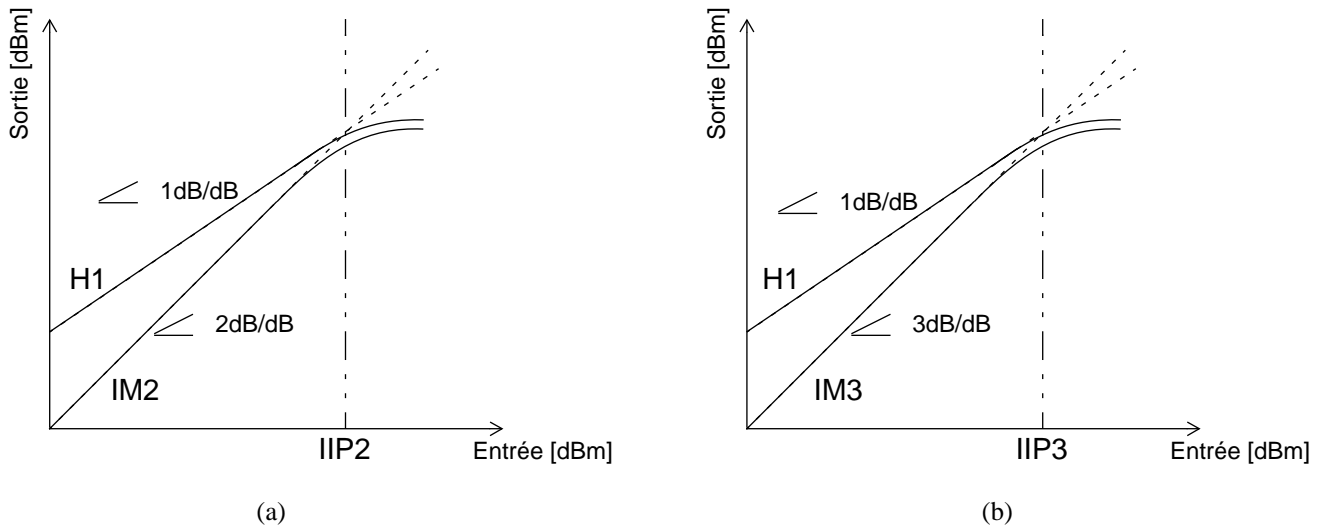


Fig. 4.4 Représentation graphique des points d'interception d'ordre 2 (a) et 3 (b).

4.4 Caractérisation électrique des amplificateurs de puissance

Dans un premier temps, le but de cette partie consiste à définir les conditions de fonctionnement des amplificateurs de puissance afin d'identifier les besoins en terme de modélisation compact.

Puis la technique de mesure load pull, utilisée pour caractériser les transistors de puissance en mode de fonctionnement grand signal, sera détaillée afin de mettre en évidence les difficultés de rétro-simulation de l'environnement de mesure.

4.4.1 Classes de fonctionnement des transistors de puissance

Le mode de fonctionnement d'un transistor de puissance est quantifié par la notion de classe de fonctionnement. Celle-ci est définie par le point de polarisation statique (DC), le temps de conduction du transistor et la forme temporelle des tensions d'entrée et de sortie. Les classes A, AB, B et C sont des classes de fonctionnement linéaires, dites sinusoïdales (les signaux d'entrée et/ou de sortie sont sinusoïdaux), alors que les classes D, E et F sont fortement non linéaires et sont dites commutées (les signaux d'entrée et/ou de sortie sont carrés).

Le temps de conduction est la durée pendant laquelle le transistor est conducteur. Il est représenté par la notion d'angle de conduction $\delta_c = \omega t_0$, où ω représente la pulsation du signal d'entrée et t_0 le temps de conduction. La linéarité d'un dispositif augmente avec l'angle de conduction au détriment de son rendement.

Classe A

Le transistor est alimenté par un signal sinusoïdal. Il fonctionne en régime linéaire et conduit pendant toute la période du signal RF ($\delta_c = 360^\circ$). Il a été prouvé que le rendement théorique maximal de cette classe atteint

50% [4.3], [4.5]. Le pendant de cette propriété est que le transistor dissipe thermiquement au-moins 50% de sa puissance, et qu'il reste moins de 50% de la puissance disponible pour la puissance RF de sortie.

Classe B

Ce mode de fonctionnement pallie en partie aux inconvénients de la classe A. Le transistor est alimenté par un signal sinusoïdal. Il fonctionne en régime linéaire mais ne conduit que pendant la moitié de la période du signal RF ($\delta_c = 180^\circ$). Cela permet d'augmenter le rendement théorique du transistor jusqu'à 78% [4.5]. Mais la puissance maximale disponible en sortie de l'amplificateur et son gain sont plus faibles que ceux obtenus avec un même dispositif fonctionnant en classe A.

Classe AB

La classe AB réalise un compromis entre la linéarité de la classe A et le rendement de la classe B. Le transistor est alimenté par un signal sinusoïdal. Il fonctionne en régime linéaire mais ne conduit pas tout à fait pendant la moitié de la période du signal RF ($180^\circ < \delta_c < 360^\circ$).

Classe C

Le fait de décroître l'angle de conduction du système permet d'augmenter son rendement tout en diminuant la puissance dissipée. L'inconvénient de cette technique est quelle à tendance à accroître les distortions du signal de sortie [4.3]. Le fonctionnement en classe C consiste à alimenter le transistor par un signal sinusoïdal avec un angle de conduction inférieur à 180° . Lorsque δ_c tend vers 0, le rendement théorique maximum peut atteindre 100%! Mais le gain en puissance reste faible et la puissance de sortie a tendance à décroître avec la diminution de l'angle de conduction. Les inconvénients liés à cette classe fait qu'elle n'est pas employée pour la conception d'amplificateurs de puissance pour la téléphonie mobile.

Classe D

La classe D utilise plusieurs transistor montés en commutateur afin de générer un signal carré. Un filtre en sortie du montage ne laisse passer que la composante à la fréquence fondamentale. Puisque les transistors ne conduisent que lorsqu'ils sont saturés, à tout moment soit le courant soit la tension collecteur sont nuls. Par conséquent, les transistors ne dissipent pas de puissance, et leur rendement théorique est de 100% [4.3].

Classe E

Le principe est semblable à celui de la classe D, mais cette classe n'utilise qu'un seul transistor en mode commuté. Elle permet également de réaliser un bon compromis entre la puissance dissipée et le rendement du montage [4.3].

Bilan sur les besoins en terme de modélisation

La description des différentes classes de fonctionnement des transistors de puissance met en lumière le fait qu'une bonne modélisation des points de compression à 1 dB, et des points d'interception du 2nd et du 3^{eme} ordre n'est de loin pas suffisante pour la conception d'amplificateurs de puissance. S'ils permettent d'estimer le degré de linéarité d'un dispositif, ils ne rendent absolument pas compte de sa non-linéarité à fort signal. Les contraintes en terme de modélisation pour la conception d'amplificateurs de puissance sont résumés Table 4.1.

Table 4.1: Résumé des besoins en terme de modélisation.

	Classe A	Classe AB	Classe B	Classe C	Classe D	Classe E
Zone linéaire (1) (cf Fig. 4.1)	++	++	++	+		
Zones de compression (2) et (3) (cf Fig. 5.1)					++	++
Modèle d'échauffement des dispositifs (R_{TH} , C_{TH})	++	++	+	+	+	+
Harmoniques		+	+	++	+	+
Raies d'intermodulations	+	+	+	++	++	++

4.4.2 Description du banc de mesure load-pull

La mesure des niveaux de puissance des raies fondamentales et des harmoniques, ainsi que des raies d'intermodulation peut être effectuée grâce à un système de mesure source et load-pull. Le principe des mesures consiste à présenter une série arbitraire d'impédances à l'entrée et à la sortie du dispositif grâce à l'utilisation de tuner de type Maury ("Tuner 1" et "Tuner 2" sur la Fig. 4.5) de manière à optimiser ses performances (gain en puissance, rendement, ...). Ces tuner sont passifs et ils balayent une gamme en fréquence allant de 800MHz à 20GHz.

Le point de polarisation continu du dispositif de test est fixé par un générateur de signal continu HP4142 ("Source DC" sur la Fig. 4.5).

La composante alternative du signal soumis au transistor est la somme des signaux générés par deux synthétiseurs de fréquence HP83623B (" f_1 " et " f_2 " sur la Fig. 4.5). L'utilisation de deux synthétiseurs offre la possibilité de stimuler les dispositifs de test avec un signal bi-porteuse afin d'étudier les distortions d'inter-modulations. Les signaux continus et alternatifs sont appliqués aux DUT à l'aide de Té de polarisation HP11612B ("TP1" et "TP2" sur la Fig. 4.5). Ils supportent un courant de 500mA et un potentiel de 40V. Les pointes utilisées pour la mesure ("Sonde 1" et "Sonde 2" sur la Fig. 4.5) sont des pointes GSG Infinity de Cascade Microtech, dont le pas est de 100 μ m. La puissance de sortie est mesurée via un analyseur de spectre HP8565EC qui couvre une gamme en fréquence allant jusqu'à 50GHz.

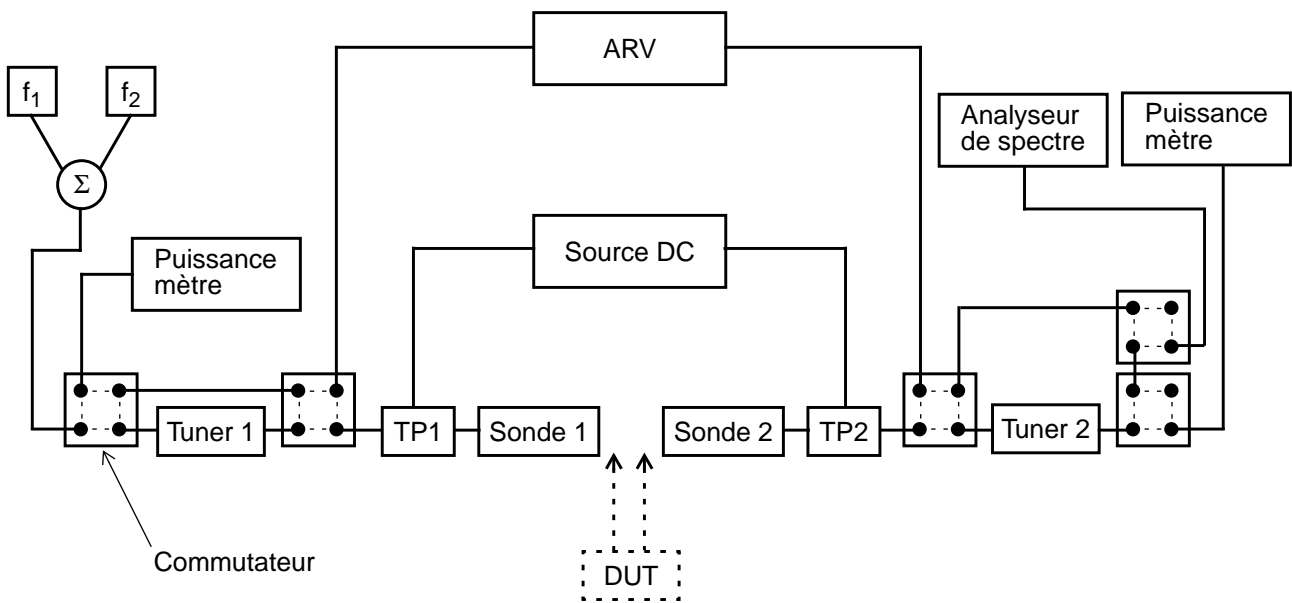


Fig. 4.5 Description du banc de mesure.

Contrairement au cas des mesures petit signal, il n'existe pas actuellement de méthodes d'épluchage ("de-embedding") des mesures grand signal, qui permettraient d'avoir accès à la mesure dans le plan du transistor. Il faudrait pour cela utiliser un coupleur bi-directionnel en entrée (ou en sortie) afin de mesurer à la fois la puissance présentée au transistor et la puissance réfléchi sur la charge d'entrée du dispositif (ou la puissance incidente et la puissance réfléchi sur la charge). Mais cela ajouterait une source supplémentaire de perte dans la chaîne de transmission du signal sans toutefois permettre la mesure dans le plan du transistor: il faudrait malgré tout corriger la mesure des pertes dans les tuner, les Té de polarisation, les sondes et les plots d'alimentation. Ceci est réalisé grâce à une rétro-simulation de l'environnement de mesure lors des simulations grand signal afin de pouvoir comparer les mesures faites sur le transistor de test aux simulations effectuées avec le modèle compact.

Un analyseur de réseau vectoriel HP 8510C ("ARV" sur la Fig. 4.5) a donc été ajouté au banc de mesure de manière à mesurer les paramètres [S] du DUT, de sa structure de test "circuit ouvert" et des accès. Toutefois, pour des raisons de reproductibilité du banc de mesure, la méthode de caractérisation utilisée est de type 1-Port. Or cette méthodologie ne permet pas de mesurer les quatre paramètres [S] des accès. Il n'est possible d'avoir accès qu'à S_{11} , S_{22} , et au produit $S_{12} \cdot S_{21}$ (voir Annexe G). Il faut alors faire l'hypothèse que les accès sont réciproques de manière à pouvoir supposer que $S_{12} = S_{21} = \sqrt{S_{12} S_{21}}$.

4.5 Validation du modèle grand signal

La validation du modèle grand signal consiste à vérifier le phénomène de compression de la puissance de sortie lorsque le signal d'entrée est fort (dans les zones de quasi-saturation et saturation de la caractéristique de transfert de puissance).

4.5.1 Schématique de simulation grand signal

La Fig. 4.6 représente la schématique de simulation grand signal.

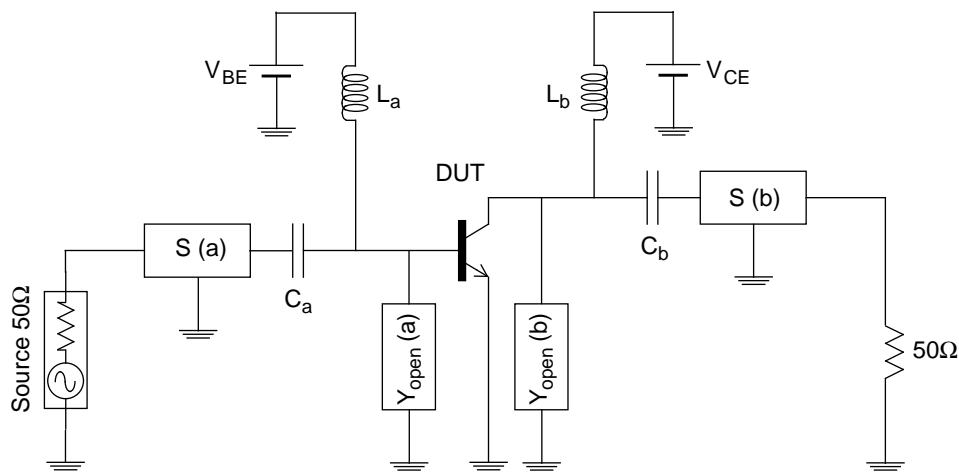


Fig. 4.6 Schématique de simulation grand signal.

Les capacités C_a , C_b et les inductances L_a , L_b sont des éléments idéaux qui servent à modéliser les Té de polarisation. Le point de polarisation est assuré grâce aux sources de tension constante V_{BE} et V_{CE} ; les synthétiseurs de fréquence (“Source 50Ω”) sont modélisés par une source de puissance multi-ton qui permet de définir les valeurs des fréquences à laquelle est faite l’analyse, ainsi que le niveau de puissance des porteuses. Les boîtes de paramètres [S] $S(a)$ et $S(b)$ permettent de rétro-simuler les pertes et les modifications du signal dû au passage par les câbles, les commutateurs, les tuner d’entrée et de sortie, les Té de polarisation (cf Annexe G). Les boîtes de paramètres Y , $Y_{open}(a)$ et $Y_{open}(b)$, servent à modéliser les altérations du signal dû au passage par les pistes métalliques sur silicium entre les pointes et le transistor. Les simulations ont été faites avec le simulateur ADS, version 2004A, d’Agilent Technologie.

4.5.2 Principe d’une simulation Harmonic Balance

Une simulation de type “Harmonic Balance” ([4.3], [4.9]) est une méthode d’analyse dans le domaine fréquentiel qui permet d’analyser les distorsions des systèmes non-linéaires. Cette simulation calcule la distribution spectrale des courants et tensions du circuit à l’état d’équilibre, qu’on appelle également régime établi.

La méthode de simulation Harmonic Balance (HB) est une méthode itérative. Elle est basée sur le fait qu’à tout problème excité par un signal sinusoïdal il existe une solution qui peut être approchée par une série de Fourier. Le circuit étudié est décomposé en un sous-circuit comprenant les éléments linéaires du montage, et un sous-circuit comprenant ses composantes non-linéaires. Le sous-circuit linéaire est analysé dans le domaine fréquentiel, alors que la partie non-linéaire est évaluée dans le domaine temporel. Puis la solution du problème non-linéaire est transposée dans le domaine fréquentiel en utilisant les transformées de Laplace. Les lois de Kirchhoff sont alors utilisées entre les deux sous-systèmes, ce qui conduit à l’établissement d’un système d’équations algébri-

ques non-linéaires. Celui-ci est résolu classiquement à l'aide de méthodes itératives telles que la méthode de Newton-Raphson.

La technique de simulation HB a été développée pour résoudre la problématique des circuits HF:

- une simulation HB donne directement la solution du système dans son état d'équilibre. Au contraire, une simulation temporelle doit au préalable établir la solution pendant le régime transitoire avant de parvenir au régime établi. Or le temps d'établissement du régime permanent peut être très long, ce qui augmente d'autant la durée globale de la simulation.
- les spécifications techniques pour caractériser les circuits HF font que les méthodes temporelles ne sont pas bien adaptées. Par exemple, le calcul désormais classique de l'intermodulation entraîne que l'espacement entre les deux fréquences fondamentales du circuit, Δf , peut être très faible. Or la durée d'une simulation temporelle est proportionnelle à l'inverse de Δf , tout en conservant l'impératif d'échantillonner les signaux suivant les fréquences HF. Ceci entraîne donc un nombre de pas de calcul important et prohibitif pour la durée de simulation.

Malgré ces inconvénients, les simulations temporelles trouvent toujours un intérêt, notamment pour détecter des oscillations éventuelles du circuit ou pour résoudre des problèmes fortement non-linéaires. Le principal intérêt des simulations HB réside dans le gain considérable de temps pour la simulation des produits d'intermodulation.

La problématique principale concernant la validation du modèle grand signal d'un transistor de puissance concerne les propriétés du dispositif dans les zones de compression et de saturation de la caractéristique de puissance aux fréquences fondamentales, mais également la réponse du transistor aux harmoniques et aux fréquences d'intermodulation (cf Table 4.1). C'est pourquoi la technique de simulation HB a été choisie pour analyser les propriétés de ces transistors.

4.5.3 Caractéristiques DC

Elles permettent d'évaluer la précision du modèle concernant la représentation du point de polarisation DC. La Fig. 4.7 montre la comparaison entre la mesure de I_C et I_B en fonction de V_{BE} à différents V_{BC} constants avec la simulation. Le dispositif de test est un transistor bipolaire SiGe:C isolé par tranchées profondes, de règle de dessin $0.25 \mu\text{m}$ avec pic de $f_{T\text{pic}}$ à 35 GHz et une tension de claquage $B_{V_{CE0}}$ égale à 5.5 V. Il a un émetteur, deux bases et deux collecteurs. Les dimensions dessinées de la fenêtre d'émetteur sont $0.4 \mu\text{m}$ de large et $12.8 \mu\text{m}$ de long. Pour ce transistor, le pic de f_T à $V_{BC} = 0$ se situe à une tension V_{BE} égale à 0.83 V. La simulation a été faite avec le modèle HICUM/L2 associé au modèle nodal de résistance thermique développé aux chapitres 2 et 3.

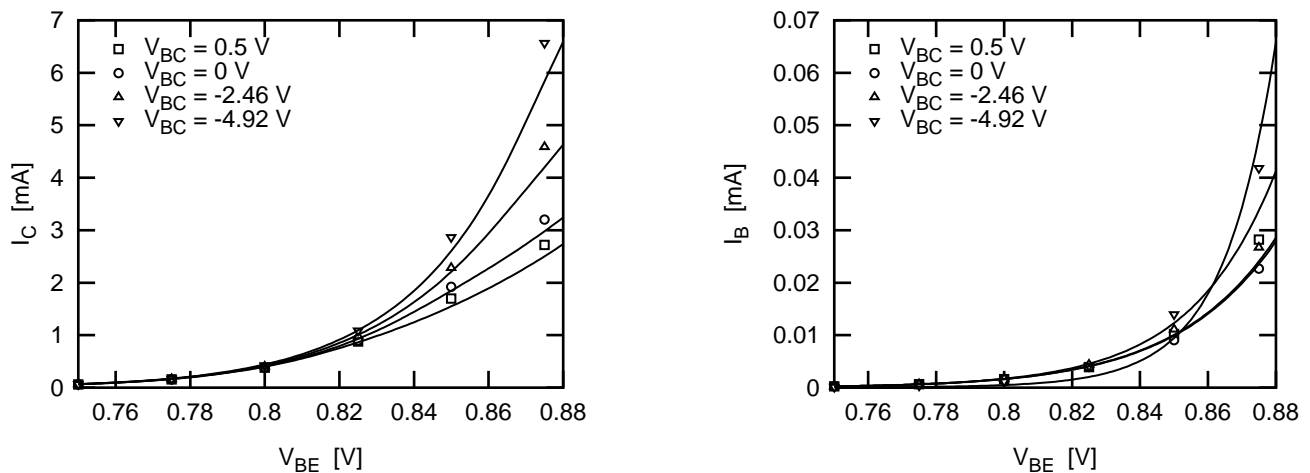


Fig. 4.7 Comparaison mesure (points) / simulation (lignes) des courants collecteurs et base en fonction de V_{BE} à V_{BC} constant

La dispersion des mesures pour $V_{BE} > 0.83$ V est due aux phénomènes d'auto-échauffement du transistor. Le modèle thermique utilisé permet de bien rendre compte de leur effet sur la réponse électrique du transistor.

Les comparaisons entre les mesures de g_m , g_π , d^2I_C/dV_{BE}^2 et d^2I_B/dV_{BE}^2 en fonction de V_{BE} à V_{BC} constant et les simulations permettent de renforcer la validité du modèle (cf Fig. 4.8 et Fig. 4.9). Ces figures de mérite apportent des informations complémentaires quant au comportement non-linéaire d'un transistor. En effet, celui-ci peut s'exprimer mathématiquement à l'aide d'une expression simple [4.6].

Si l'on suppose que les signaux d'entrée et de sortie sont explicitement définis par une relation analytique:

$$y(t) = f(x(t)) \quad (4.8)$$

Si l'on suppose d'autre part que l'on peut approcher la fonction f à l'aide d'une interpolation polynômiale, la relation reliant le signal d'entrée d'un dispositif $x(t)$ au signal de sortie d'un dispositif $y(t)$ est donnée par la relation suivante:

$$y(t) = K_1x(t) + K_2x^2(t) + K_3x^3(t) + \dots \quad (4.9)$$

Alors les coefficients K_1, K_2, K_3, \dots peuvent être explicitement identifiés aux coefficients du développement en série de Taylor de f :

$$K_1 = \frac{df}{dx}, K_2 = \frac{d^2f}{dx^2}, K_3 = \frac{d^3f}{dx^3}, \dots \quad (4.10)$$

Les dérivées successives de I_C et I_B par rapport à V_{BE} ont été obtenues en appliquant des méthodes numériques de dérivation aux données de la Fig. 4.7 [4.10] - [4.12]. La Fig. 4.8 montre la comparaison entre la mesure et la simulation de g_m et de g_π en fonction de V_{BE} à différents V_{BC} constants.

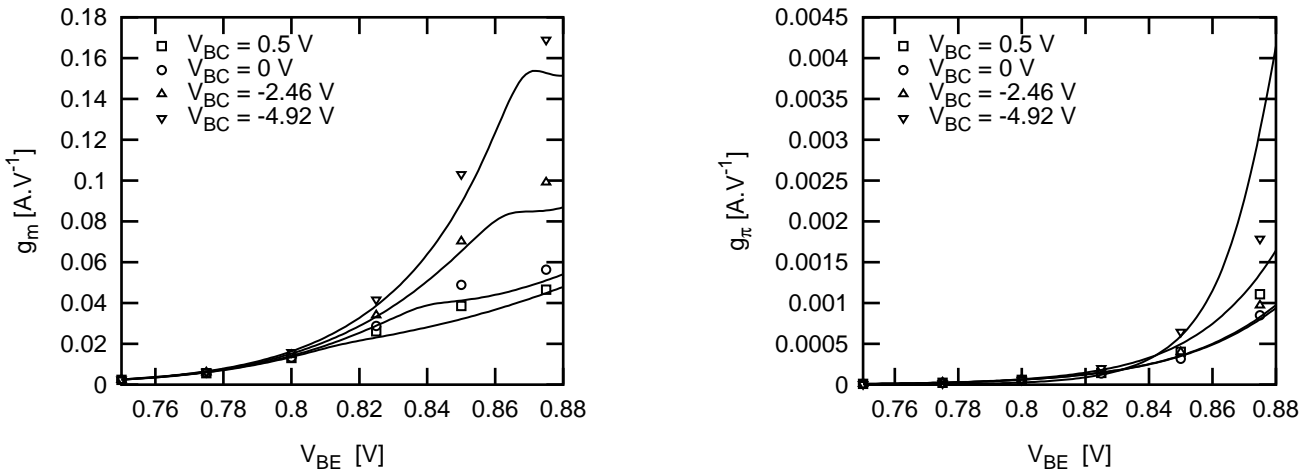


Fig. 4.8 Comparaison mesure (points) / simulation (lignes) de g_m et g_π en fonction de V_{BE} à V_{BC} constant.

La Fig. 4.9 montre la comparaison entre la mesure et la simulation de d^2I_C/dV_{BE}^2 et d^2I_B/dV_{BE}^2 en fonction de V_{BE} à différents V_{BC} constants.

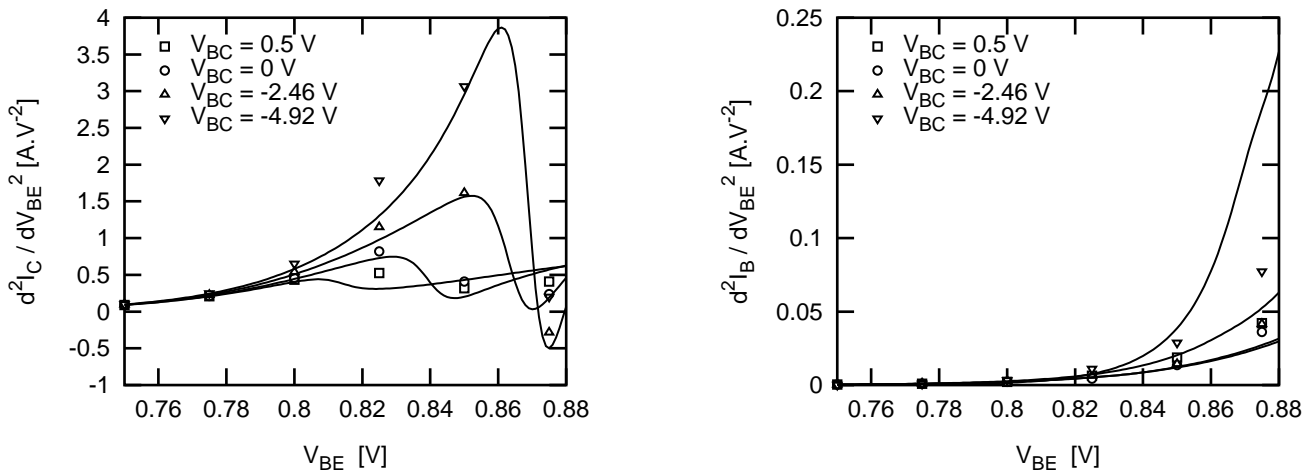


Fig. 4.9 Comparaison mesure (points) / simulation (lignes) de $\frac{d^2I_C}{dV_{BE}^2}$ et $\frac{d^2I_B}{dV_{BE}^2}$ en fonction de V_{BE} à V_{BC} constant.

Dans les deux cas (Fig. 4.8 et Fig. 4.9), les mesures et les simulations concordent bien. De plus, il est intéressant de constater la précision du modèle dans la zone correspondant à $V_{BE} > 0.83$ V où à la fois les effets d'auto-échauffement et les effets de forte injection déterminent la réponse électrique du dispositif.

4.5.4 Choix des conditions de polarisation grand signal

Le but de cette partie est d'expliquer le choix des points de polarisation pour valider le modèle grand signal. M. Schröter et al. [4.13] ont proposé des critères visant à vérifier la précision d'un modèle dans le but d'applications grand signal. D'après [4.13], la méthodologie mise en oeuvre doit vérifier un certain nombre de conditions portant sur:

1. la simplicité et la répétabilité de la procédure
2. la facilité de reproduire l'environnement de test dans un simulateur
3. la stabilité du dispositif dans toutes les conditions de mesure et de simulation
4. des conditions de mesures sévères permettant d'explorer les limites du modèle

Les points 1, 2 et 3 sont bien respectés par la méthodologie de mesure load-pull présentée au paragraphe 4.4. Il convient désormais de discuter du choix des conditions de polarisations permettant de valider le modèle grand signal.

Les impédances de source et de charge ("Tuner 1" et "Tuner 2" de la Fig. 4.5) sont imposées à 50Ω . Cela permet d'assurer une bonne répétabilité de la mesure quelque soit le dispositif de test. De plus, la procédure décrite en Annexe G permet d'assurer la reproductibilité du banc de mesure dans l'environnement de simulation.

Les mesures sont faites en présentant deux tons de fréquences en entrée du dispositif de test. Cela permet outre les problèmes de linéarité de caractériser les phénomènes de distorsions fréquentielles. Pour respecter les spécificités de la norme UMTS les raies de fréquences sont choisies à $f_1 = 2 \text{ GHz}$ et $f_2 = 2.1 \text{ GHz}$.

Finalement les points de polarisation DC sont choisis selon deux gammes principales de mesure afin d'explorer les limites du modèle:

- En moyenne injection (cf Fig. 4.10):
 $V_{BE} = 0.75 \text{ V}$ et $V_{CE} = 0.25 \text{ V}, 0.75 \text{ V}, 3.5 \text{ V}$
- V_{BE} choisi au maximum de f_T (cf Fig. 4.10):
 $V_{BE} = 0.83 \text{ V}$ et $V_{CE} = 0.83 \text{ V}, 3.5 \text{ V}$, puis $V_{BE} = 0.81 \text{ V}$ et $V_{CE} = 0.31 \text{ V}$

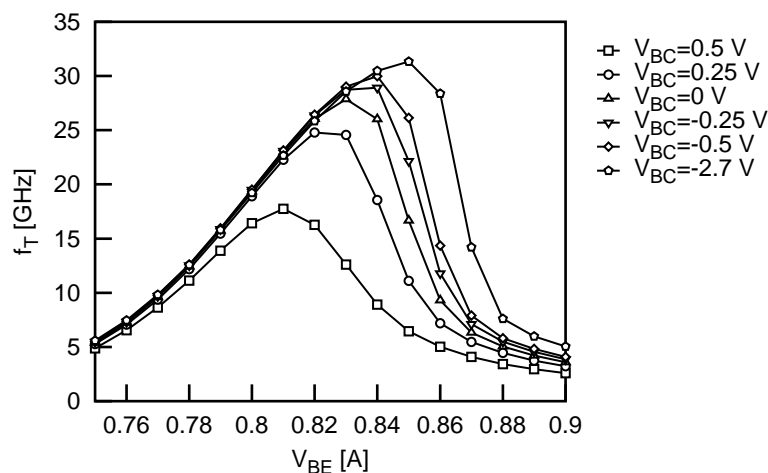


Fig. 4.10 Caractéristique de f_T en fonction de V_{BE} à V_{BC} constant.

4.5.5 Validation du modèle grand signal en zone de moyenne injection

Le dispositif testé dans ce paragraphe est le transistor bipolaire qui a été caractérisé au paragraphe 4.5.4.

Caractéristiques de puissance à la raie fondamentale (2 GHz)

La Fig. 4.11 montre une comparaison entre les mesures et les simulations de la puissance de sortie (P_{out}) en fonction de la puissance d'entrée (P_{in}) à la fréquence fondamentale ($f_1 = 2$ GHz). Les caractéristiques sont tracées pour $V_{BE} = 0.75$ V et trois valeurs successives de V_{CE} (0.25 V, 0.75 V et 3.5 V).

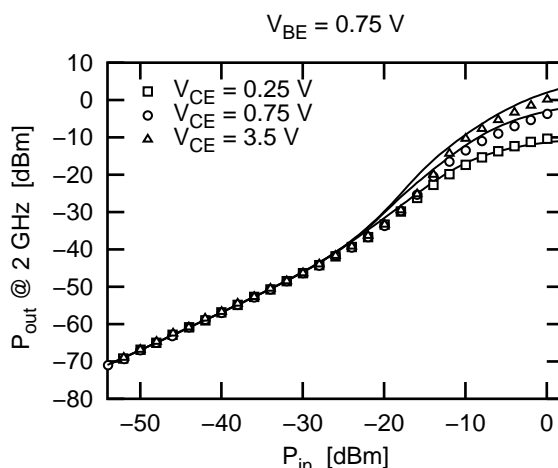


Fig. 4.11 Comparaison mesure (points) / simulation (lignes) de la puissance de sortie (P_{out}) en fonction de la puissance d'entrée (P_{in}) à la fréquence fondamentale ($f_1 = 2$ GHz).

Dans la zone de linéarité, les trois caractéristiques sont superposées. L'écart entre les mesures et les simulations est inférieur à 1 dB, ce qui représente une très bonne précision.

Dans la zone de compression, les caractéristiques divergent sous l'effet des non-linéarités du système consécutives aux différents points de fonctionnement du transistor. Toutefois la simulation permet de prédire cet effet. Cette zone de fonctionnement dépend fortement de la précision du modèle du temps de transit à forte injection du transistor, notamment de la précision des paramètres T_{EF0} , G_{TFE} , T_{HCS} , A_{LHC} du modèle HICUM/L2.

Gain en puissance

La Fig. 4.12 montre une autre représentation de la Fig. 4.11. Il s'agit de la comparaison mesures / simulations du gain en puissance ($P_{out_{dBm}} - P_{in_{dBm}}$) en fonction de la puissance d'entrée. Le choix des points de polarisation ainsi que des impédances de charge et de source fait que le transistor a un gain en puissance très faible (-17 dBm en zone de linéarité). Toutefois le modèle permet de simuler cet effet avec une précision inférieure à 1 dB.

Dans la zone de compression, on peut observer un phénomène d'expansion du signal de sortie qui se traduit par une augmentation de la puissance de sortie du fait des non-linéarités du transistor. De la même manière le modèle donne une bonne représentation de ce phénomène.

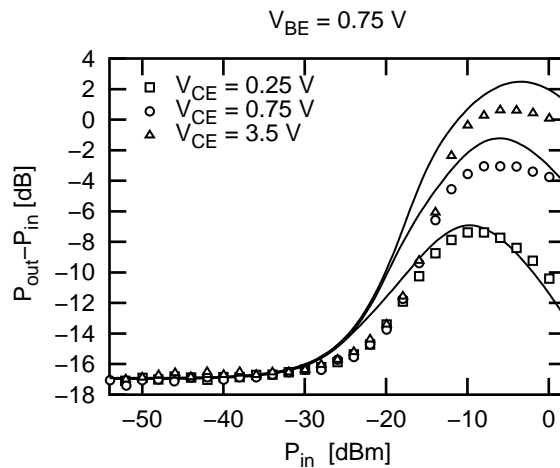


Fig. 4.12 Comparaison mesure (points) / simulation (lignes) du gain en puissance en fonction de la puissance d'entrée (P_{in}).

Caractéristiques de puissance aux raies d'IM2 (100 MHz et 4.1 GHz)

Ainsi que nous l'avons démontré aux paragraphes précédents, il est important de vérifier la validité du modèle pour les signaux d'IM2. Pour cela la mesure de la puissance de sortie aux fréquences d'IM2 ($f_2 - f_1 = 100 \text{ MHz}$ et $f_1 + f_2 = 4.1 \text{ GHz}$) en fonction de la puissance d'entrée est comparée aux simulations. Cette validation est effectuée pour $V_{BE} = 0.75 \text{ V}$ et trois valeurs successives de V_{CE} (0.25 V, 0.75 V et 3.5 V) sur la Fig. 4.13.

Dans la zone de linéarité, les trois caractéristiques sont superposées. L'écart entre les mesures et les simulations est inférieur à 1 dB, ce qui est très précis.

Puis de manière analogue au signal de sortie correspondant à la fréquence fondamentale, les caractéristiques divergent dans la zone de compression sous l'effet des non-linéarités du système consécutives aux différents points de fonctionnement du transistor. Toutefois la simulation permet de prédire cet effet.

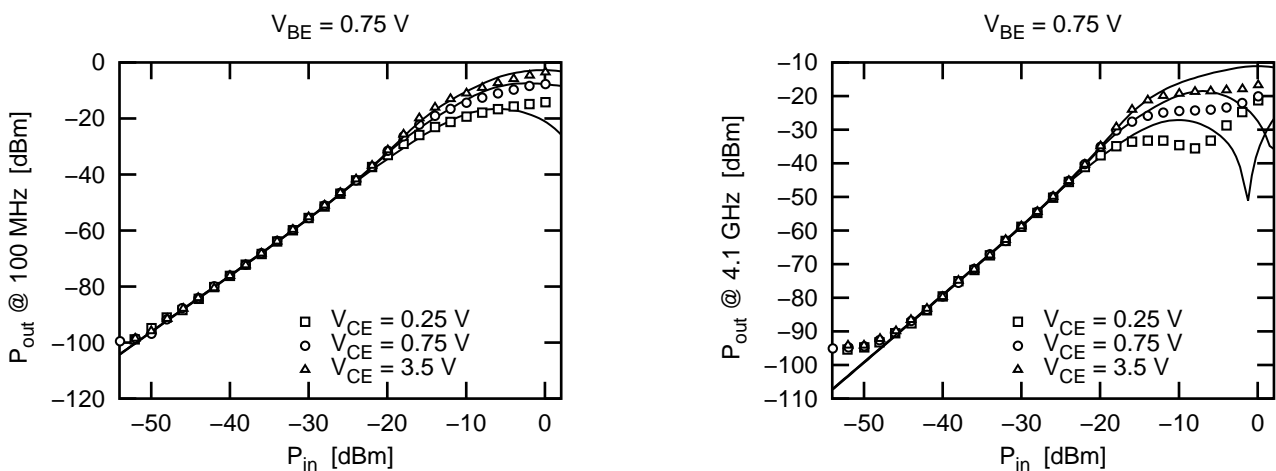


Fig. 4.13 Comparaison mesure (points) / simulation (lignes) de la puissance de sortie (P_{out}) en fonction de la puissance d'entrée (P_{in}) aux fréquences d'intermodulation d'ordre 2 (100 MHz et 4.1 GHz).

Caractéristiques de puissance aux raies d'IM3 (1.9 GHz et 2.2 GHz)

Finalement nous nous sommes intéressés à la validité du modèle pour les signaux d'IM3. Pour cela la mesure de la puissance de sortie aux fréquences d'IM3 ($2f_1-f_2 = 1.9$ GHz et $2f_2-f_1 = 2.2$ GHz) en fonction de la puissance d'entrée est comparée aux simulations. Cette validation est effectuée pour $V_{BE} = 0.75$ V et trois valeurs successives de V_{CE} (0.25 V, 0.75 V et 3.5 V) sur la Fig. 4.14.

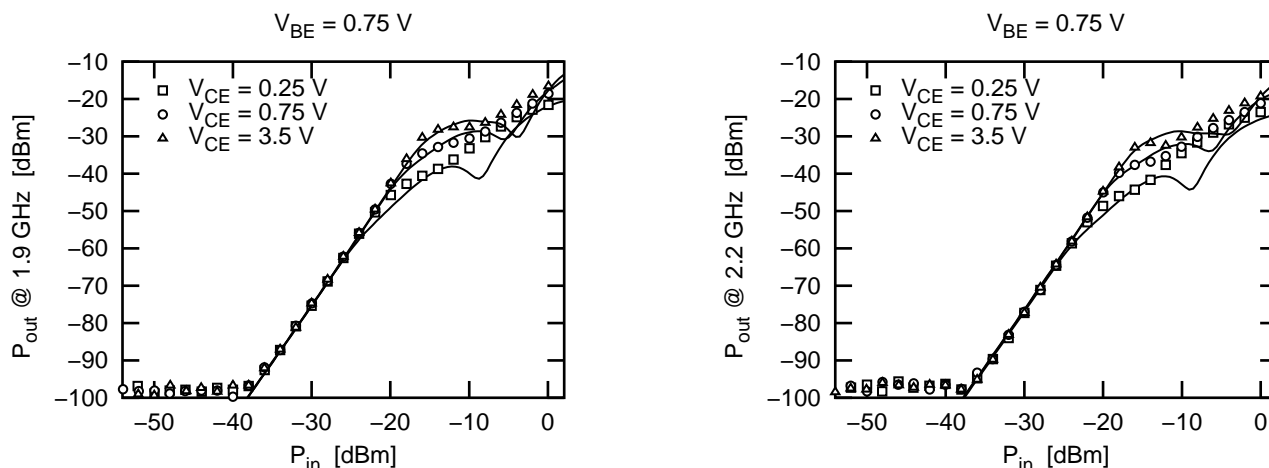


Fig. 4.14 Comparaison mesure (points) / simulation (lignes) de la puissance de sortie (P_{out}) en fonction de la puissance d'entrée (P_{in}) aux fréquences d'intermodulation d'ordre 3 (1.9 GHz et 2.2 GHz).

Dans la zone de linéarité, les trois caractéristiques sont superposées. L'écart entre les mesures et les simulations est inférieur à 1 dB, ce qui représente une très bonne précision.

Puis de manière analogue au signal de sortie correspondant à la fréquence fondamentale, les caractéristiques divergent dans la zone de compression sous l'effet des non-linéarités du système consécutives aux différents points de fonctionnement du transistor. Toutefois la simulation permet de prédire cet effet.

La saturation du signal qui a lieu aux faibles puissance d'entrée ($P_{in} < -40$ dBm) est due au fait que la limite de résolution de l'appareil de mesure est atteinte.

Courants statiques

Finalement, la comparaison entre la mesure des courants statiques (I_C et I_B) en fonction de la puissance d'entrée et la simulation est également une figure de mérite qui intéresse beaucoup les concepteurs. Celle-ci est présentée sur la Fig. 4.15 pour $V_{BE} = 0.75$ V et trois valeurs successives de V_{CE} (0.25 V, 0.75 V et 3.5 V).

La modélisation des courants statiques dans toutes les zones de fonctionnement du transistor (zone de linéarité ou de compression) donne une bonne indication sur la réponse du composant en fonctionnement linéaire ou non. Cependant, quelques améliorations supplémentaires devraient pouvoir être apportées sur la modélisation du courant de base dans la zone de compression du signal de sortie.

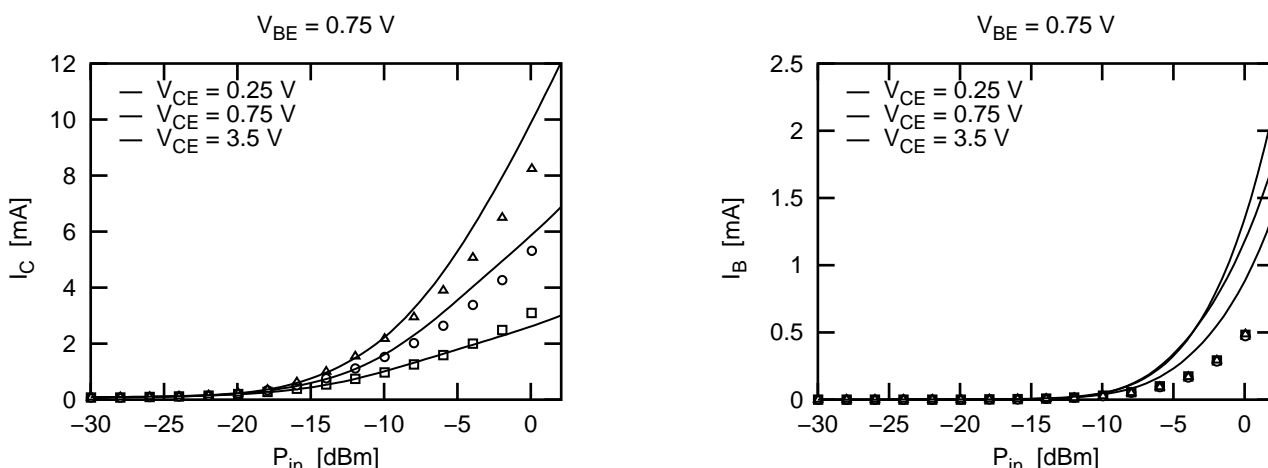


Fig. 4.15 Comparaison mesure (points) / simulation (lignes) des courants statiques (I_C et I_B) en fonction de la puissance d'entrée (P_{in}).

Evolution de la température interne du transistor

Il est possible d'utiliser le noeud thermique du modèle pour estimer l'évolution de la température interne du transistor en fonction de temps. Le modèle de résistance thermique implémenté pour les simulations grand signal est le modèle nodal développé aux chapitres 2 et 3.

Sur la Fig. 4.16, la température interne du transistor, obtenue grâce au noeud thermique du modèle compact, est tracée en fonction du temps pour deux niveaux différents de la puissance d'entrée. L'un des niveaux est choisi dans la zone de linéarité ($P_{in} = -50 \text{ dBm}$) alors que l'autre est choisie dans la zone de compression du signal ($P_{in} = 0 \text{ dBm}$). Le point de polarisation DC du dispositif est $V_{BE} = 0.75 \text{ V}$ et $V_{CE} = 3.5 \text{ V}$.

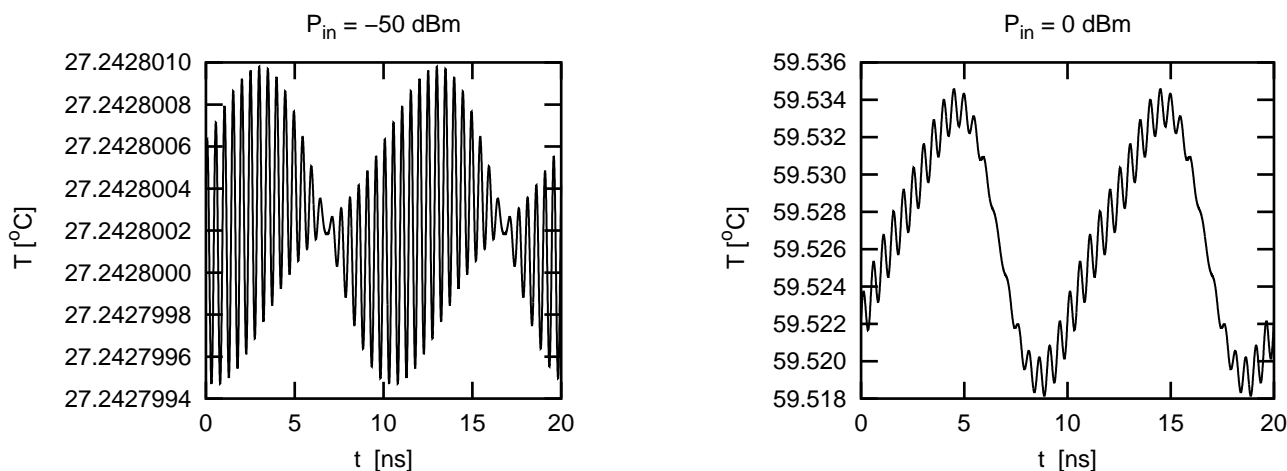


Fig. 4.16 Représentation de la température interne du transistor en fonction de temps pour deux valeurs de la puissance d'entrée ($P_{in} = -50 \text{ dBm}$ et $P_{in} = 0 \text{ dBm}$).

En zone linéaire ($P_{in} = -50$ dBm), il n'y a pas de fluctuation de température et l'élévation moyenne de température correspond à celle du point de polarisation statique.

En zone de compression ($P_{in} = 0$ dBm), les fluctuations de la température autour de la valeur moyenne ne sont pas très importantes, toutefois l'élévation moyenne de température est bien plus importante que celle du point de polarisation statique. Cela illustre l'importance de l'étude précédente ayant débouchée sur la mise au point du réseau thermique.

Etudions désormais le comportement d'un dispositif soumis à une excitation composée de deux raies de fréquences. La fréquence de coupure thermique de ce transistor vaut 72 kHz. Elle est définie par la résistance thermique et la capacité thermique du composant.

La Fig. 4.17 montre l'évolution de la température interne du transistor, évaluée grâce au noeud thermique du modèle compact, en fonction du temps et de la distance entre les deux fréquences (Δf). Lorsque Δf est inférieure à la fréquence de coupure thermique, la température du transistor est modulée par Δf et l'amplitude de la réponse du transistor est maximale. Lorsque Δf augmente pour être égale à la fréquence de coupure, la réponse du transistor est toujours modulée par Δf , toutefois l'amplitude de température n'est plus maximale. Finalement, lorsque Δf est supérieure à la fréquence de coupure, la température interne du transistor n'est plus modulée, et l'augmentation de température à l'intérieur du dispositif est uniquement fixée par le point de polarisation DC du dispositif, ainsi que par le niveau de la puissance d'entrée.

Cet exemple souligne l'influence de C_{TH} sur la réponse en température du transistor, ainsi que la nécessité de poursuivre l'étude des phénomènes thermiques transitoires dans le cas de couplage thermique afin de compléter le modèle nodal des chapitres 2 et 3.

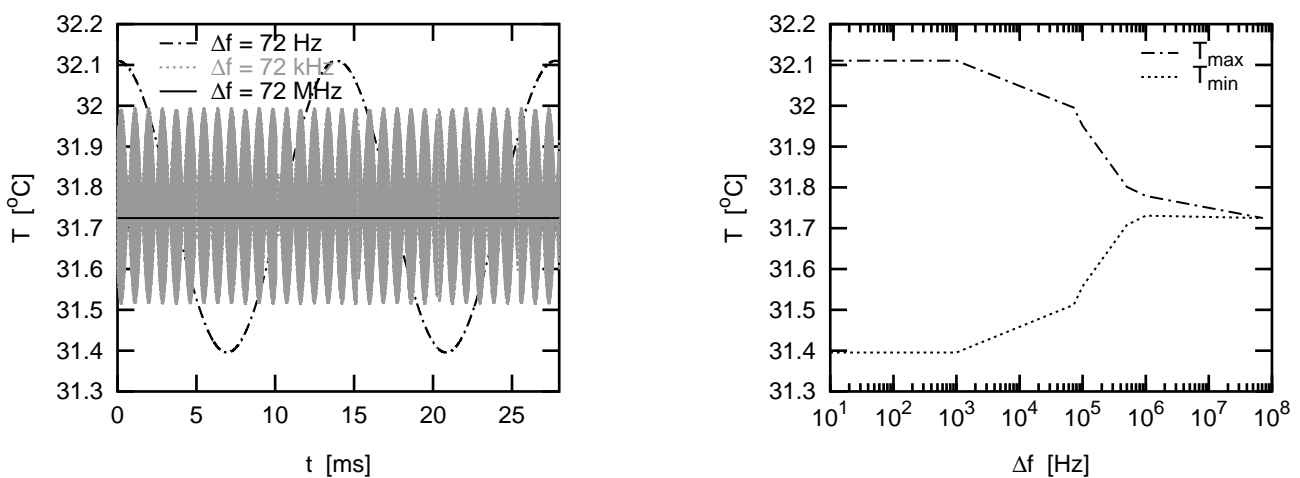


Fig. 4.17 Représentation de la température interne du transistor en fonction de temps pour différentes largeurs entre les raies d'intermodulation ($\Delta f = 72$ Hz, $\Delta f = 72$ kHz et $\Delta f = 72$ MHz). La fréquence de coupure du dispositif vaut 72 kHz.

4.5.6 Validation du modèle grand signal en zone de fort courant

Dans cette zone de fonctionnement, les phénomènes physiques mis en jeu sont plus complexes: le transistor fonctionne en zone de forte injection. Une bonne représentation du transistor dans cette zone passe par la modélisation du courant critique, des temps de transit et des phénomènes d'avalanche (cf chapitre 1).

Le dispositif testé dans ce paragraphe est le transistor bipolaire qui a été caractérisé au paragraphe 4.5.4.

Caractéristiques de puissance à la raie fondamentale (2 GHz)

La Fig. 4.18 montre une comparaison entre les mesures et les simulations de la puissance de sortie (P_{out}) en fonction de la puissance d'entrée (P_{in}) à la fréquence fondamentale ($f_1 = 2$ GHz). Les caractéristiques sont tracées pour V_{BE} choisi au pic du f_T et différentes valeurs de V_{CE} :

- $V_{BE} = 0.83$ V et $V_{CE} = 0.83$ V
- $V_{BE} = 0.83$ V et $V_{CE} = 3.5$ V
- $V_{BE} = 0.81$ V et $V_{CE} = 0.31$ V

Dans la zone de linéarité, les trois caractéristiques ne sont plus superposées du fait du choix des point de polarisation DC. En outre, l'écart entre les mesures et les simulations est inférieur à 1 dB, ce qui représente une très bonne précision. Le modèle permet également une bonne représentation de la zone de compression du signal de sortie.

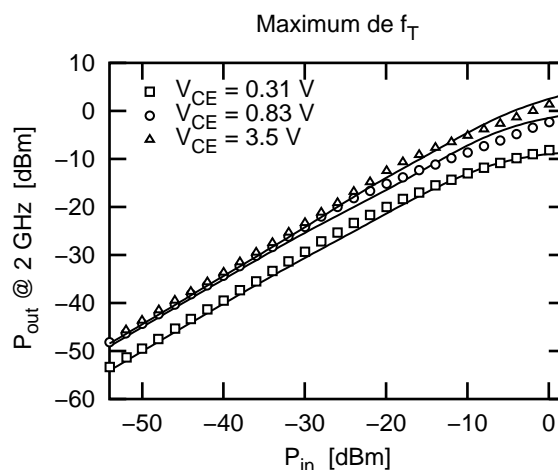


Fig. 4.18 Comparaison mesure (points) / simulation (lignes) de la puissance de sortie (P_{out}) en fonction de la puissance d'entrée (P_{in}) à la fréquence fondamentale (2 GHz).

Gain en puissance

La Fig. 4.19 montre une autre représentation de la Fig. 4.18. Il s'agit de la comparaison mesures / simulations du gain en puissance ($P_{out_{dBm}} - P_{in_{dBm}}$) en fonction de la puissance d'entrée. Le choix des points de polarisation ainsi que des impédances de charge et de source permet d'obtenir un gain en puissance de quelques dBm (en zone de linéaire). Toutefois le modèle permet de simuler cet effet avec une bonne précision.

Dans la zone de compression, le signal de sortie décroît du fait des non-linéarités du transistor. Ce phénomène est bien représenté par le modèle.

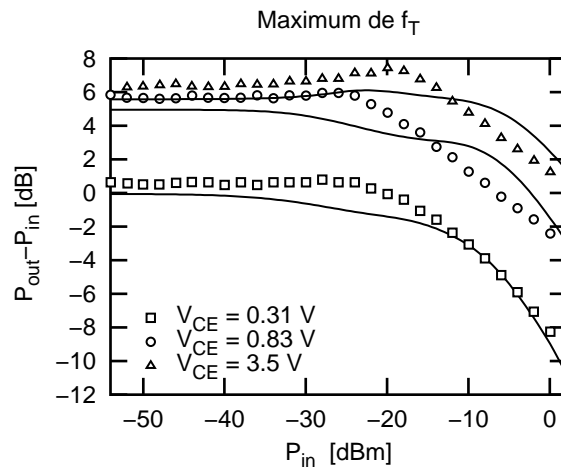


Fig. 4.19 Comparaison mesure (points) / simulation (lignes) du gain en puissance en fonction de la puissance d'entrée (P_{in}).

Caractéristiques de puissance aux raies d'IM2 (100 MHz et 4.1 GHz)

Afin de vérifier la validité du modèle pour les signaux d'IM2, la mesure de la puissance de sortie aux fréquences d'IM2 ($f_2 - f_1 = 100$ MHz et $f_1 + f_2 = 4.1$ GHz) en fonction de la puissance d'entrée est comparée aux simulations. Cette validation est effectuée pour V_{BE} choisi au pic du f_T et différentes valeurs de V_{CE} sur la Fig. 4.20.

Le modèle permet de bien représenter les zones de linéarité et de compression du transistor. Toutefois l'écart entre les mesures et les simulations dans la zone de linéarité est supérieur à 1 dB, ce qui permet d'envisager une marge de progression concernant la précision du modèle. Les points à améliorer concernant les paramètres de modèle concerne le partage de capacité entre la composante périphérique et la composante surfacique, ainsi que l'extraction des paramètres correspondant à la modélisation du temps de transit à forte injection.

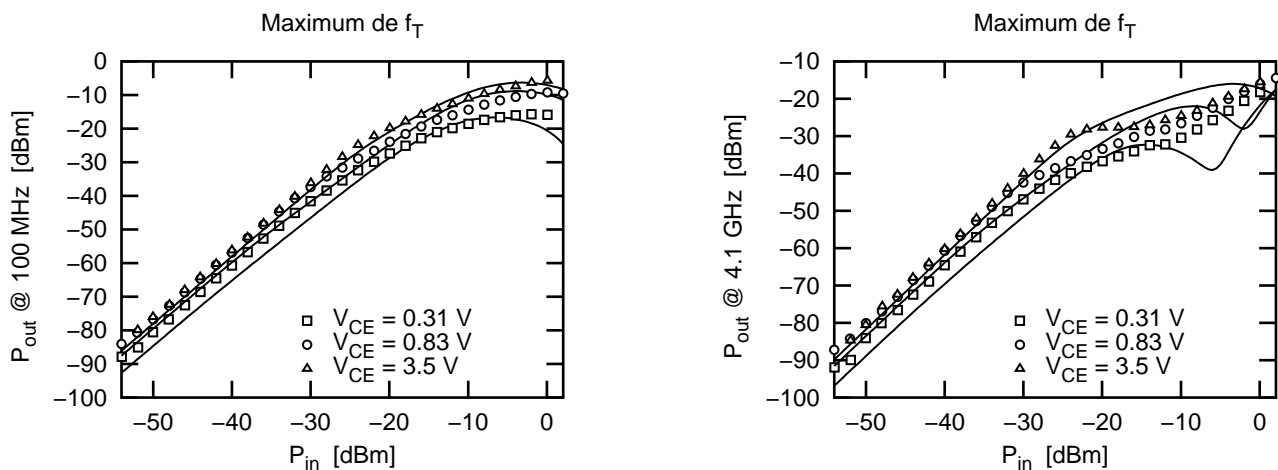


Fig. 4.20 Comparaison mesure (points) / simulation (lignes) de la puissance de sortie (P_{out}) en fonction de la puissance d'entrée (P_{in}) aux fréquences d'intermodulation d'ordre 2 (100 MHz et 4.1 GHz).

Caractéristiques de puissance aux raies d'IM3 (1.9 GHz et 2.2 GHz)

Finalement nous nous sommes intéressé à la validité du modèle pour les signaux d'IM3. Pour cela la mesure de la puissance de sortie aux fréquences d'IM3 ($2f_1 - f_2 = 1.9$ GHz et $2f_2 - f_1 = 2.2$ GHz) en fonction de la puissance

d'entrée est comparée aux simulations. Cette validation est effectuée pour V_{BE} choisi au pic de f_T et différentes valeurs de V_{CE} sur la Fig. 4.21.

Puis de manière analogue au signal de sortie correspondant aux raies d'IM2, le modèle permet de bien représenter les zones de linéarité et de compression du transistor. Toutefois l'écart entre les mesures et les simulations dans la zone de linéarité est supérieur à 1 dB, ce qui permet d'envisager une marge de progression concernant la précision du modèle.

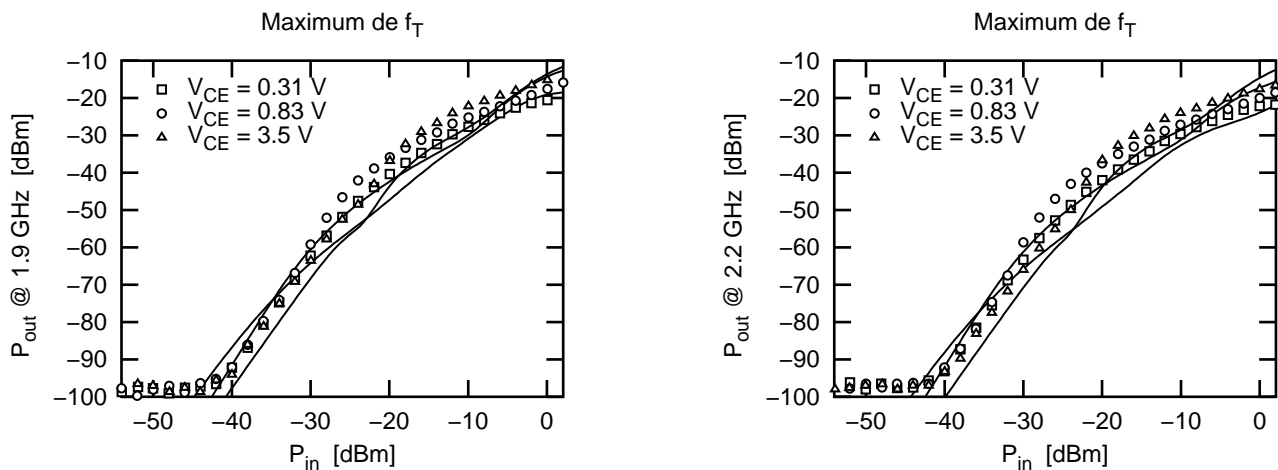


Fig. 4.21 Représentation de la puissance de sortie (P_{out}) en fonction de la puissance d'entrée (P_{in}) aux fréquences d'intermodulation d'ordre 3 (1.9 GHz et 2.2 GHz).

Courants statiques

De manière analogue au paragraphe 4.5.5, la comparaison (cf Fig. 4.22) entre la mesure des courants statiques (I_C et I_B) en fonction de P_{in} avec la simulation complète la validité du modèle dans le cadre de simulations grand signal. Bien que la zone de linéarité soit bien modélisée pour I_C et I_B , une marge de progression subsiste concernant la modélisation du courant base dans la zone de compression.

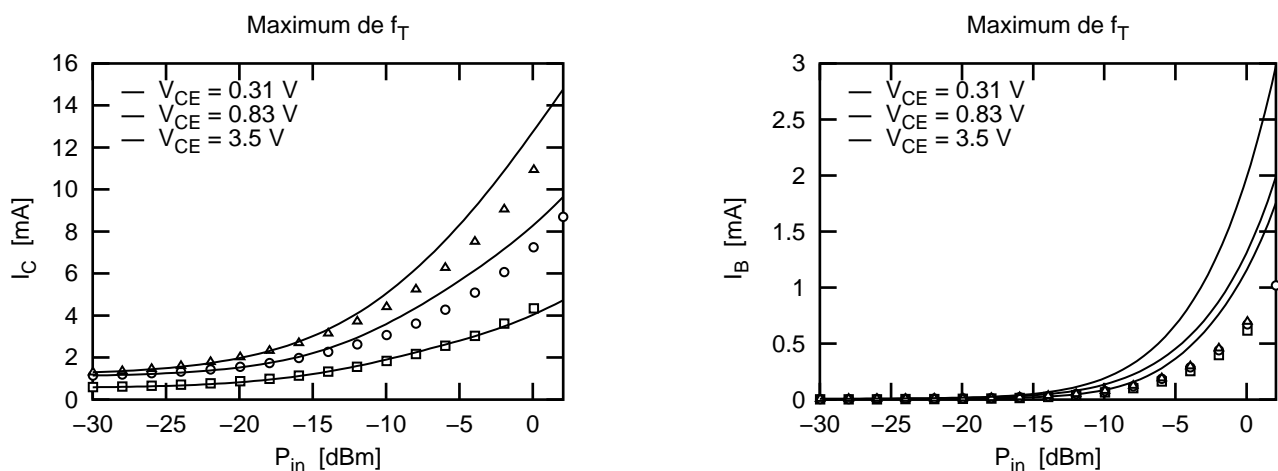


Fig. 4.22 Comparaison mesure (points) / simulation (lignes) des courants statiques (I_C et I_B) en fonction de la puissance d'entrée (P_{in}).

4.6 Conclusion

Une méthodologie permettant de valider le comportement du modèle HICUM/L2 associé au modèle thermique nodal développé aux chapitres 2 et 3 a été mise en place.

Ses principales caractéristiques sont:

- la simplicité et la répétabilité de la procédure
- la facilité de reproduire l'environnement de test dans un simulateur
- la stabilité du dispositif dans toutes les conditions de mesure et de simulation
- le choix des conditions de mesures permettant d'explorer les limites du modèle

Les comparaisons entre les mesures de g_m , g_π , $d^2 I_C / dV_{BE}^2$ et $d^2 I_B / dV_{BE}^2$ en fonction de V_{BE} à V_{BC} constant et les simulations apportent des informations complémentaires quant au comportement non-linéaire d'un transistor. Le modèle HICUM/L2 couplé au modèle thermique nodal permet de simuler très précisément le comportement du transistor.

D'autre part, les premières comparaisons entre mesures grand signal et simulations mettent en lumière une bonne précision du modèle. La précision du modèle nodal a été mise en évidence, et l'intérêt d'un modèle précis d'auto-échauffement dans le cadre de simulations grand signal a été souligné.

Toutefois la méthodologie mise en oeuvre souligne également les perspectives d'études à investiguer afin d'améliorer la précision du modèle:

- l'intérêt d'intégrer une capacité thermique dans le modèle thermique nodal a été souligné
- la précision des paramètres de modèle décrivant les effets de forte injection est fondamentale pour simuler la zone de compression de la caractéristique de transfert de puissance

Finalement il serait intéressant d'approfondir cette étude pour différentes valeurs d'impédances d'entrée/sortie.

4.7 Références

- [4.1] A. Giry, "Etude des potentialités des technologies CMOS avancées pour les radiofréquences: Application aux amplificateurs de puissance", Thèse de l'INPG, Juillet 2001
- [4.2] "3GPP TS 25.101 v5.9.0: Technical Specification", disponible:
http://www.3gpp.org/ftp/tsg_t/WG1_Test/TSGT1_EMC/TSGT1EMC_11_Naantali/Documents/
- [4.3] S. A. Maas, "Nonlinear Microwave and RF Circuits", Artech House Microwave Library, January 2003
- [4.4] R. Paulin, "Etude théorique et optimisation des performances de linéarité des transistors bipolaires SiGe et SiGeC en vue de l'amélioration des compromis gain/bruit/linéarité/consommation des fonctions intégrées radiofréquences des récepteurs multi-modes de 3^{ème} génération", Thèse de l'INPG, Novembre 2005
- [4.5] P. Triolet, "Etude de la linéarité des amplificateurs de puissance intégrés à 5GHz", Thèse de l'Université de Marne-La-Vallée, Novembre 2003

- [4.6] P. Wanbacq, W. Sansen, “Distortion analysis of analog integrated circuits”, Klumer Academic Publishers, 1998
- [4.7] J. D. Cressler, G. Niu, “Silicon-Germanium Heterojunction Bipolar Transistors”, Artech House, 2002
- [4.8] J. Rogers, C. Plett, “Radio Frequency Integrated Circuit Design”, Artech House, 2003
- [4.9] Agilent Technologies, “Harmonic Balance Simulation”, disponible:
<file:///sw/agilent/ads/2004a/sun/doc/cktsimhb/index.html>
- [4.10] W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, “Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing (Fortran Version)”, Cambridge University Press, 1989
- [4.11] J. P. Nougier, “Méthodes de calcul numérique”, Masson, 3^e édition, 1989
- [4.12] H. Beckrich, “A device characteristics derivative tool”, Rapport interne, STMicroelectronics, dm04.36
- [4.13] M. Schröter, D.R. Pehlke, T.-Y. Lee, “Compact Modeling of High-Frequency Distortion in Silicon Integrated Bipolar Transistors”, IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 47, n^o 7, pp. 1529-1535, July 2000
- [4.14] N. Le Gallou, J.M. Nebus, E. Ngoya, H. Buret, “Analysis of Low frequency Memory and Influence on Solid State HPA Intermodulation Characteristics”, 2001 IEEE MTT-S Digest, pp. 979-982

Conclusion

Depuis le début des années 1990, les services de communication cellulaires connaissent un développement sans précédent, rendu possible par l'existence de technologies numériques dites de 2^{ème} génération, le GSM étant l'une des plus populaires. Afin de permettre la création de nouveaux services et d'offrir aux usagers une véritable itinérance à l'échelle mondiale, il était devenu nécessaire de franchir le pas vers les réseaux cellulaires de 3^{ème} génération.

Cette évolution a été rendue possible grâce aux avancées des technologies silicium et des applications RF totalement intégrées sur un seul circuit. Il reste désormais à intégrer l'étage d'amplification en fin de la chaîne d'émission. Ce travail s'inscrit dans cette optique. Il s'agit d'une contribution à la caractérisation et à la modélisation de transistors bipolaires de puissance intégrés dans une filière submicronique. Une des problématiques principales liées à ce type de composant est l'influence de la température sur sa réponse électrique. C'est pourquoi le chapitre 1 de cette thèse porte sur l'étude de la dépendance des paramètres du modèle avec la température. L'objectif de ce chapitre est de présenter les approximations physiques sur lesquelles est basé le modèle HICUM Level 2 Version 2.21, de manière à pouvoir juger de la pertinence du modèle lors des comparaisons mesure/simulation. Toutefois la précision d'un modèle compact est également conditionnée par la précision des paramètres de modèle. En conséquence une partie de ce chapitre porte sur les méthodes d'extraction des paramètres. Nous avons proposé des méthodologies fiables permettant d'extraire précisément les paramètres en température des courants collecteur et base à faible injection, des résistances séries, du temps de transit à faible injection et du courant d'avalanche par ionisation. Il reste cependant quelques efforts à porter sur l'extraction des paramètres décrivant la dépendance avec la température du temps de transit à forte injection. Ces paramètres sont d'autant plus délicats à extraire qu'ils interviennent dans une zone où l'auto-échauffement influence beaucoup les caractéristiques électriques du dispositif.

Mais les transistors de puissance ne sont pas seulement sensibles à la variation de la température ambiante. Ils sont également influencés par l'augmentation de leur température interne due à l'effet d'auto-échauffement. Il s'agit d'un phénomène consécutif au passage d'une forte densité de puissance à travers les jonctions base-émetteur et base-collecteur d'un transistor. Un tel niveau de polarisation induit une forte dissipation de puissance au niveau du transistor. Or du fait de sa composition, un composant a une capacité limitée à dissiper cette puissance. Cette propriété fait qu'au-delà d'un certain seuil de puissance, le transistor a du mal à évacuer toute la chaleur qu'il produit, ce qui se traduit par une augmentation de la température interne du composant. Le chapitre 2 porte sur la mise au point d'un modèle nodal de résistance thermique permettant de prendre en compte l'effet de l'auto-échauffement lors de simulations SPICE. Les hypothèses du modèle portent sur les dimensions de la source de chaleur et sa localisation dans la structure, ainsi que sur la propagation de la chaleur dans les métallisations et le substrat. De plus, ce modèle a permis de mettre en évidence la nécessité de tenir compte de la non-linéarité de la conductivité thermique du silicium lorsque l'augmentation de température à l'intérieur du dispositif est supérieure de 50°C à la température ambiante. Ce chapitre se conclue par la présentation d'une méthode d'extraction de la capacité thermique.

D'un point de vue thermique, lorsqu'un transistor est soumis au phénomène d'auto-échauffement, il devient une source de chaleur, modifiant par là même son environnement thermique. Par conséquent, tout autre élément du circuit se trouvant à proximité de ce dispositif va être influencé par cette augmentation de chaleur: les dispositifs sont couplés thermiquement. Or dans le but de fournir une quantité de courant conséquente, les transistors de puissance sont constitués de plusieurs transistors identiques connectés en parallèle. Par voie de conséquence, ces composants sont donc soumis à la fois aux phénomènes d'auto-échauffement et de couplage thermique. C'est pourquoi, le chapitre 3 porte sur la prise en compte des phénomènes d'auto-échauffement et de couplage thermique entre les éléments des transistors de puissance dans les modèles SPICE. Un modèle nodal a été développé à partir du modèle développé au chapitre 2 pour prendre ce phénomène en compte lors de simulations SPICE. Les hypothèses du modèle portent également sur les dimensions de la source de chaleur, sa localisation dans la structure, sur la propagation de la chaleur dans les métallisations et le substrat, mais aussi sur l'ordonnancement géométrique des transistors de puissance. Tout comme le modèle du chapitre 2, la solution proposée dans cette partie permet de tenir compte de la dépendance de la conductivité thermique avec la température et du gradient de température dans la structure. La solution proposée a été étendue au cas de transistors interdigités. Elle permet également de modéliser le phénomène d'emballage thermique que l'on observe désormais de plus en plus souvent dans les technologies bipolaires SiGe:C du fait des fortes densités de courant mises en jeu.

Finalement, les transistors de puissance sont des dispositifs destinés à opérer en mode de fonctionnement grand-signal. C'est pourquoi le dernier chapitre de cette thèse porte sur la validation du modèle dans le cadre de simulations grand signal. Une méthodologie permettant de valider le comportement du modèle HICUM associé au modèle thermique nodal développé aux chapitres 2 et 3 a été mise en place. Ses principales caractéristiques

sont la simplicité et la répétabilité de la procédure, la facilité de reproduire l'environnement de test dans un simulateur, et la stabilité du dispositif dans toutes les conditions de mesure et de simulation. Les premières comparaisons entre mesures grand signal et simulations mettent en lumière une bonne précision du modèle HICUM associé au modèle thermique nodal dans le cadre de simulations Harmonic Balance. La précision du modèle nodal a été mise en évidence, et l'intérêt d'un modèle précis d'auto-échauffement dans le cadre de simulations grand signal a été souligné.

Malgré les résultats prometteurs obtenus au cours de ce projet, la méthodologie mise en oeuvre souligne également les perspectives d'études à investiguer afin d'améliorer la précision du modèle:

- il est nécessaire de poursuivre l'étude du modèle nodal dans le but d'intégrer une capacité thermique.
- la précision des paramètres de modèle décrivant les effets de forte injection est fondamentale pour simuler la zone de compression de la caractéristique de transfert de puissance. C'est pourquoi il faut poursuivre l'étude portant sur l'extraction des paramètres en température du temps de transit à forte injection.

Finalement il serait intéressant de pousser la comparaison entre mesures grand signal et simulations pour différentes impédances d'entrée/sortie, puis en choisissant des points de fonctionnement DC autour du pic de f_T en zone de forte injection de manière à pousser le modèle dans des cas extrêmes de fonctionnement.

Liste des publications

H. Beckrich, D. Berger, D. Céli, “HICUM temperature scaling laws and parameter extraction”, 4th European HICUM Workshop, Bordeaux, France, June 2004

H. Beckrich, D. Céli, “Collector and base currents dependence with temperature at low injection and parameter extraction with application to HICUM version 2.2”, Workshop on Compact Modeling for RF/Microwave Applications, Montréal, Canada, September 2004

P. Y. Sulima, H. Beckrich, J. L. Battaglia, T. Zimmer, “Self-heating investigation of bulk and SOI transistors”, MOS-AK Meeting, Strasbourg, France, April 2005

H. Beckrich, S. Ortolland, T. Schwartzmann, D. Céli, T. Zimmer, “A thermal sub-circuit for modeling temperature distribution in multi-finger HBTs and in multi-HBTs structures”, 5th European HICUM Workshop, Crolles, France, June 2005

P. Y. Sulima, J. L. Battaglia, T. Zimmer, H. Beckrich, D. Céli, “3D self heating modelling for electrothermal characterisation of SiGe HBTs”, 5th European HICUM Workshop, Crolles, France, June 2005

H. Beckrich, D. Céli, D. Berger, P. Y. Sulima, T. Zimmer, “Bipolar Transistor Temperature Modeling”, Mixed Design of Integrated Circuits and Systems, Kraków, Poland, pp. 245-248, June 2005

P. Y. Sulima, T. Zimmer, H. Beckrich, J. L. Battaglia, S. Fregonese, D. Céli, “A Transient Measurement Setup for Electro-thermal Characterisation for SiGe HBTs”, Mixed Design of Integrated Circuits and Systems, Kraków, Poland, pp. 241-244, June 2005

H. Beckrich, T. Schwartzmann, D. Céli, T. Zimmer, “A SPICE model for predicting static thermal coupling between bipolar transistors”, Proceedings of the 2005 PhD Research in Microelectronics and Electronics Conference, pp. 275-278, July 2005

S. Fregonese, S. Lehmann, T. Zimmer, M. Schroter, D. Celi, B. Ardouin, H. Beckrich, P. Brenner, W. Kraus, “A computationally efficient physics-based compact bipolar transistor model for circuit Design-part II: parameter extraction and experimental results”, IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 53, n° 2, pp. 287-295, Feb. 2006

H. Beckrich, S. Ortolland, S., D. Pache, D. Celi, D. Gloria, T. Zimmer, “Impact of neighbor components heating on power transistor electrical behavior”, Proceedings of the 2006 International Conference on Microelectronic Test Structures, pp. 205-210, March 2006

Annexe A

Liste des paramètres en température du modèle HICUM Level 2

Version 2.21

Le tableau ci-dessous liste l'ensemble des paramètres en température du modèle HICUM Level 2 Version 2.21 [A.1], ainsi qu'une description sommaire de leur rôle dans le modèle compact.

Table A.1: Liste des paramètres en température du modèle HICUM Level 2 Version 2.21.

Nom	Description	Valeur par défaut	Unité
V_{GB}	Tension de bandgap à 0 K	1.17	V
F_{1VG}	Coefficient en température du premier ordre décrivant la dépendance en température de la tension de bandgap	$-1.02377 \cdot 10^{-4}$	V/K
F_{2VG}	Coefficient en température du second ordre décrivant la dépendance en température de la tension de bandgap	$4.3215 \cdot 10^{-4}$	V/K ²
Z_{ETACT}	Coefficient décrivant la dépendance en température du courant de transfert	3.0	-
V_{GE}	Tension de bandgap effective dans l'émetteur	1.17	V
Z_{ETABET}	Coefficient décrivant la dépendance en température du courant de jonction base-émetteur	3.5	-
V_{GC}	Tension de bandgap effective dans le collecteur	1.17	V
V_{GS}	Tension de bandgap effective dans le substrat	1.17	V
A_{LT0}	Coefficient en température du premier ordre décrivant la dépendance en température du temps de transit T_0	0	1/K

Table A.1: Liste des paramètres en température du modèle HICUM Level 2 Version 2.21.

Nom	Description	Valeur par défaut	Unité
K_{T0}	Coefficient en température du second ordre décrivant la dépendance en température du temps de transit T_0	0	$1/K^2$
Z_{ETACI}	Coefficient décrivant la dépendance en température de R_{CI0}	0	-
A_{LVS}	Coefficient en température relatif à la vitesse de saturation des électrons	0	$1/K$
A_{LCES}	Coefficient en température relatif à V_{CES}	0	$1/K$
Z_{ETARBI}	Exposant en température de la résistance de base intrinsèque	0	-
Z_{ETARBX}	Exposant en température de la résistance de base extrinsèque	0	-
Z_{ETARCX}	Exposant en température de la résistance de collecteur extrinsèque	0	-
Z_{ETARE}	Exposant en température de la résistance d'émetteur	0	-
Z_{ETACX}	Exposant en température de la mobilité dans le transistor parasite	1.0	-
A_{LFAV}	Coefficient en température relatif à F_{AVL}	0	$1/K$
A_{LQAV}	Coefficient en température relatif à Q_{AVL}	0	$1/K$

[A.1] M. Schröter, "HICUM L2V2.2: A Complete Documentation", disponible:

http://www.iee.et.tu-dresden.de/iee/eb/hic_new/hic_start.html

Annexe B

Méthode d'extraction du paramètre V_{AR}

Le paramètre V_{AR} est extrait de la mesure de I_C en fonction de V_{BE} à $V_{BC} = 0$ et à T_0 :

$$I_C(T) = I_S(T) \cdot \left(1 - \frac{V_{BE}(T)}{V_{AR}}\right) \cdot \exp\left(\frac{V_{BE}(T)}{V_T}\right)$$

$$\text{Donc } I_C(T_0) \cdot \exp\left(-\frac{V_{BE}(T_0)}{V_{T_0}}\right) = I_S(T_0) - \frac{I_S(T_0)}{V_{AR}} \cdot V_{BE}(T_0)$$

Lorsqu'on trace $I_C(T_0) \cdot \exp\left(-\frac{V_{BE}(T_0)}{V_{T_0}}\right)$ en fonction de $V_{BE}(T_0)$, $I_S(T_0)$ est le point d'intersection de la

courbe avec l'axe des ordonnées. La pente de cette courbe est $-\frac{I_S(T_0)}{V_{AR}}$.

En conclusion, le paramètre V_{AR} vaut $-\frac{\text{point d'intersection}}{\text{pente}}$.

Annexe C

Procédures d'extraction des paramètres en température

C.1 Courant collecteur à faible injection

Mesures	$V_{BE}(T)$ à $V_{BC}=0$ à différents I_C constants choisis dans la zone de faible injection
Pré-requis	V_{AR} à T_0 (voir Annexe B)
Procédure d'extraction	Méthode des moindres carrés sur la courbe $V_{BE}(T_0) \left(\frac{1}{V_{T_0}} - \frac{1}{V_{AR}} \right) - V_{BE}(T) \left(\frac{1}{V_T} - \frac{1}{V_{AR}} \right) = \frac{V_{GB}}{V_{T_0}} \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T} \right) + Z_{ETACT} \ln \left(\frac{T}{T_0} \right)$
Paramètres extraits	Z_{ETACT} , V_{GB}
Schéma électrique	

C.2 Courant base à faible injection

Mesures	$V_{BE}(T)$ à $V_{BC}=0$ à différents I_B constants choisis dans une zone sans courant de recombinaison
---------	---

Pré-requis	Aucun
Procédure d'extraction	Méthode des moindres carrés sur la courbe $\frac{V_{BE}(T)}{V_T} - \frac{V_{BE}(T_0)}{V_{T_0}} = \frac{V_{GE}}{V_T} \cdot \left(1 - \frac{T}{T_0}\right) - Z_{ETABET} \ln\left(\frac{T}{T_0}\right)$
Paramètres extraits	Z_{ETABET} , V_{GE}
Schéma électrique	

C.3 Résistances séries sauf la résistance d'émetteur

Mesures	Profils SIMS
Pré-requis	Aucun
Procédure d'extraction	Calcul à partir de la formule reliant le coefficient en température de la mobilité au niveau de dopage dans la couche considérée
Paramètres extraits	Z_{ETARBI} , Z_{ETARBX} , Z_{ETACX} , Z_{ETACI}

C.4 Résistance d'émetteur

Mesures	$I_C(V_{CB})$ à $V_{BE}=0.9$ V et à T_0
Pré-requis	Paramètres électriques du courant collecteur, R_{CX} , R_E , Z_{ETARCX} , R_{TH}
Procédure d'extraction	Optimisation avec l'algorithme de Levenberg-Marquardt
Paramètres extraits	Z_{ETARE}
Schéma électrique	

C.5 Temps de transit à faible injection

Mesures	Paramètres S à $V_{BC}=0$ et à plusieurs températures ambiantes
Pré-requis	Paramètres électriques du f_T , R_{CX} , R_E , Z_{ETARCX} , Z_{ETARE} , C_{BC} , V_{GB} , V_{GC} , R_{TH}
Procédure d'extraction	Extraction du paramètre τ_0 à chaque température; Extraction des paramètres en température de la courbe $\tau_0(T)$; Optimisation de ces paramètres sur les courbes de f_T avec l'algorithme de Levenberg-Marquardt
Paramètres extraits	A_{LT0} , K_{T0}
Schéma électrique	

C.6 Paramètres d'avalanche

Mesures	$I_B(V_{CB})$ à $V_{BE}=0.7$ V (à 27°C) et à plusieurs températures ambiantes Attention: la valeur de V_{BE} est à adapter en fonction de la température
Pré-requis	Paramètres électriques du courant base
Procédure d'extraction	Extraction des paramètres électriques de l'avalanche (F_{AVL} et Q_{AVL}) à chaque température; Extraction des paramètres en température des courbes $F_{AVL}(T)$ et $Q_{AVL}(T)$
Paramètres extraits	A_{LFAV} , A_{LQAV}
Schéma électrique	

Annexe D

Dépendance du temps de transit avec la température

Comme nous l'avons vu au Chapitre 1, le temps de transit à faible injection dépend de la température suivant la formule (1.87):

$$\tau_0(T) = \tau_0(T_0) \left(1 + \frac{\tau_{Efv0}(T_0)}{\tau_0(T_0)} \cdot \left(\frac{\tau_{Efv}(T)}{\tau_{Efv0}(T_0)} - 1 \right) + \frac{\tau_{Bfd0}(T_0)}{\tau_0(T_0)} \cdot \left(\frac{\tau_{Bfd}(T)}{\tau_{Bfd0}(T_0)} - 1 \right) + \frac{\tau_{Bfv0}(T_0)}{\tau_0(T_0)} \cdot \left(\frac{\tau_{Bfv}(T)}{\tau_{Bfv0}(T_0)} - 1 \right) + \frac{\tau_{BC}(T_0)}{\tau_0(T_0)} \cdot \left(\frac{\tau_{BC}(T)}{\tau_{BC}(T_0)} - 1 \right) \right)$$

Pour obtenir l'équation (1.88), il faut faire un développement en série de Taylor de l'équation (1.87).

D.1 Dérivée en température du gain en courant idéal

Dans le modèle HICUM Level 2 Version 2.21, le gain en courant idéal dépend de la température suivant la formule (1.52):

$$\beta(T) = \beta(T_0) \cdot \left(\frac{T}{T_0} \right)^{Z_{\text{ETACT}} - Z_{\text{ETABET}}} \cdot \exp\left(-\frac{V_{\text{GE}} - V_{\text{GB}}}{V_T} \cdot \left(1 - \frac{T}{T_0} \right) \right)$$

La dérivée de cette formule par rapport à la température donne:

$$\frac{d\beta(T)}{dT} = \left(\frac{Z_{\text{ETACT}} - Z_{\text{ETABET}}}{T} + \frac{V_{\text{GE}} - V_{\text{GB}}}{TV_T} \right) \beta(T) \quad (\text{D.1})$$

$$\text{D'où: } \frac{\beta'(T_0)}{\beta(T_0)} = \left(\frac{Z_{\text{ETACT}} - Z_{\text{ETABET}}}{T_0} + \frac{V_{\text{GE}} - V_{\text{GB}}}{T_0 V_{T_0}} \right) \quad (\text{D.2})$$

D.2 Dérivée seconde en température du gain en courant idéal

La dérivée de (D.1) donne:

$$\frac{d^2\beta(T)}{dT^2} = \left(- \left[\frac{Z_{\text{ETACT}} - Z_{\text{ETABET}}}{T^2} + 2 \frac{V_{\text{GE}} - V_{\text{GB}}}{T^2 V_T} \right] + \left[\frac{Z_{\text{ETACT}} - Z_{\text{ETABET}}}{T} + \frac{V_{\text{GE}} - V_{\text{GB}}}{T V_T} \right]^2 \right) \beta(T) \quad (\text{D.3})$$

D'où:

$$\frac{\beta''(T_0)}{\beta(T_0)} = \left(- \left[\frac{Z_{\text{ETACT}} - Z_{\text{ETABET}}}{T_0^2} + 2 \frac{V_{\text{GE}} - V_{\text{GB}}}{T_0^2 V_{T_0}} \right] + \left[\frac{Z_{\text{ETACT}} - Z_{\text{ETABET}}}{T_0} + \frac{V_{\text{GE}} - V_{\text{GB}}}{T_0 V_{T_0}} \right]^2 \right) \quad (\text{D.4})$$

D.3 Développement en série de Taylor de τ_{Efo}

Un développement en série de Taylor à l'ordre 2 de $\tau_{Efo}(T)$ s'écrit:

$$\tau_{Efo}(T) = \tau_{Efo}(T_0) + \tau_{Efo}'(T_0) \cdot (T - T_0) + \frac{\tau_{Efo}''(T_0)}{2} \cdot (T - T_0)^2 \quad (\text{D.5})$$

$$\text{D'où } \frac{\tau_{Efo}(T)}{\tau_{Efo}(T_0)} = 1 + \frac{\tau_{Efo}'(T_0)}{\tau_{Efo}(T_0)} \cdot (T - T_0) + \frac{\tau_{Efo}''(T_0)}{2\tau_{Efo}(T_0)} \cdot (T - T_0)^2 \quad (\text{D.6})$$

$$\text{Posons } f(T) = \frac{W_E^2}{v_{kE}(T_0) \cdot \left(\frac{T}{T_0}\right)^{-\alpha_{v_{kE}}}} + \frac{W_E^2}{2\mu_{pE}(T_0) \cdot V_{T_0} \cdot \left(\frac{T}{T_0}\right)^{1-\alpha_{\mu_{pE}}}}. \quad (\text{D.7})$$

$$\text{Si on remplace l'équation (D.7) dans l'équation (1.76), } \tau_{Efo} \text{ s'écrit sous la forme } \tau_{Efo}(T) = \frac{f(T)}{\beta(T)} \quad (\text{D.8})$$

Ainsi:

$$\tau_{Efo}(T_0) = \frac{f(T_0)}{\beta(T_0)} \quad (\text{D.9})$$

$$\tau_{Efo}'(T_0) = \frac{f'(T_0)}{\beta(T_0)} - \frac{f(T_0) \cdot \beta'(T_0)}{\beta(T_0)^2} \quad (\text{D.10})$$

$$\tau_{Efo}''(T_0) = \frac{f''(T_0)}{\beta(T_0)} - \frac{f(T_0) \cdot \beta''(T_0)}{\beta(T_0)^2} + 2 \frac{f(T_0) \cdot \beta'(T_0)^2}{\beta(T_0)^3} \quad (\text{D.11})$$

$$\text{D'où } \frac{\tau_{Efo}'(T_0)}{\tau_{Efo}(T_0)} = \frac{f'(T_0)}{f(T_0)} - \frac{\beta'(T_0)}{\beta(T_0)} \quad (\text{D.12})$$

$$\text{et } \frac{\tau_{Efo}''(T_0)}{\tau_{Efo}(T_0)} = \frac{f''(T_0)}{f(T_0)} - \frac{\beta''(T_0)}{\beta(T_0)} + 2 \left(\frac{\beta'(T_0)}{\beta(T_0)} \right)^2 \quad (\text{D.13})$$

D.3.1 Dérivée en température de $f(T)$

$$f'(T) = \frac{\alpha_{v_{kE}} W_E^2}{T_0 \cdot v_{kE}(T_0) \cdot \left(\frac{T}{T_0}\right)^{1-\alpha_{v_{kE}}}} + \frac{(\alpha_{\mu_{pE}} - 1) W_E^2}{2\mu_{pE}(T_0) \cdot T_0 \cdot V_{T_0} \cdot \left(\frac{T}{T_0}\right)^{2-\alpha_{\mu_{pE}}}} \quad (\text{D.14})$$

$$\text{D'où: } \frac{f'(T_0)}{f(T_0)} = \frac{(\alpha_{\mu_{pE}} - 1) v_{kE}(T_0) + 2\alpha_{v_{kE}} \mu_{pE}(T_0) V_{T_0}}{T_0 (v_{kE}(T_0) + 2\mu_{pE}(T_0) V_{T_0})} \quad (\text{D.15})$$

D.3.2 Dérivée seconde en température de $f(T)$

$$f''(T) = \frac{-\alpha_{v_{KE}}(-\alpha_{v_{KE}} + 1)W_E^2}{T_0^2 \cdot v_{KE}(T_0) \cdot \left(\frac{T}{T_0}\right)^{2-\alpha_{v_{KE}}}} + \frac{(\alpha_{\mu_{PE}} - 1)(\alpha_{\mu_{PE}} - 2)W_E^2}{2\mu_{PE}(T_0) \cdot T_0^2 \cdot V_{T_0} \cdot \left(\frac{T}{T_0}\right)^{3-\alpha_{\mu_{PE}}}} \quad (D.16)$$

$$D' \text{ où } \frac{f''(T_0)}{f(T_0)} = \frac{(\alpha_{\mu_{PE}} - 1)(\alpha_{\mu_{PE}} - 2)v_{KE}(T_0) + 2\alpha_{v_{KE}}(-\alpha_{v_{KE}} + 1)\mu_{PE}(T_0)V_{T_0}}{T_0^2(v_{KE}(T_0) + 2\mu_{PE}(T_0)V_{T_0})} \quad (D.17)$$

D.3.3 Coefficients du développement de τ_{Efo}

En remplaçant (D.2) et (D.15) dans (D.12), on obtient:

$$\frac{\tau_{Efo}'(T_0)}{\tau_{Efo}(T_0)} = \frac{(\alpha_{\mu_{PE}} - 1)v_{KE}(T_0) + 2\alpha_{v_{KE}}\mu_{PE}(T_0)V_{T_0}}{T_0(v_{KE}(T_0) + 2\mu_{PE}(T_0)V_{T_0})} - \left(\frac{Z_{ETACT} - Z_{ETABET}}{T_0} + \frac{V_{GE} - V_{GB}}{T_0 V_{T_0}} \right) \quad (D.18)$$

Puis, en remplaçant (D.2), (D.4) et (D.17) dans (D.13), on obtient:

$$\begin{aligned} \frac{\tau_{Efo}''(T_0)}{\tau_{Efo}(T_0)} &= \frac{(\alpha_{\mu_{PE}} - 1)(\alpha_{\mu_{PE}} - 2)v_{KE}(T_0) + 2\alpha_{v_{KE}}(-\alpha_{v_{KE}} + 1)\mu_{PE}(T_0)V_{T_0}}{T_0^2(v_{KE}(T_0) + 2\mu_{PE}(T_0)V_{T_0})} \\ &+ \left[\frac{Z_{ETACT} - Z_{ETABET}}{T_0^2} + 2\frac{V_{GE} - V_{GB}}{T_0^2 V_{T_0}} \right] + \left[\frac{Z_{ETACT} - Z_{ETABET}}{T_0} + \frac{V_{GE} - V_{GB}}{T_0 V_{T_0}} \right]^2 \end{aligned} \quad (D.19)$$

D.4 Développement en série de Taylor de τ_{Bfd0}

Un développement en série de Taylor à l'ordre 2 de $\tau_{Bfd0}(T)$ s'écrit:

$$\tau_{Bfd0}(T) = \tau_{Bfd0}(T_0) + \tau_{Bfd0}'(T_0) \cdot (T - T_0) + \frac{\tau_{Bfd0}''(T_0)}{2} \cdot (T - T_0)^2 \quad (D.20)$$

$$D' \text{ où } \frac{\tau_{Bfd0}(T)}{\tau_{Bfd0}(T_0)} = 1 + \frac{\tau_{Bfd0}'(T_0)}{\tau_{Bfd0}(T_0)} \cdot (T - T_0) + \frac{\tau_{Bfd0}''(T_0)}{2\tau_{Bfd0}(T_0)} \cdot (T - T_0)^2 \quad (D.21)$$

$$\text{En dérivant l'équation (1.82), on obtient } \frac{\tau_{Bfd0}'(T)}{\tau_{Bfd0}(T)} = \frac{\alpha_{\mu_{nB}} - 1}{T_0} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\alpha_{\mu_{nB}} - 2} \quad (D.22)$$

$$D' \text{ où } \frac{\tau_{Bfd0}'(T_0)}{\tau_{Bfd0}(T_0)} = \frac{\alpha_{\mu_{nB}} - 1}{T_0} \quad (D.23)$$

La dérivée seconde de l'équation (1.82) permet d'écrire l'expression suivante:

$$\frac{\tau_{Bfd0}''(T)}{\tau_{Bfd0}(T)} = \frac{(\alpha_{\mu_{nB}} - 1)(\alpha_{\mu_{nB}} - 2)}{T_0^2} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\alpha_{\mu_{nB}} - 3} \quad (D.24)$$

$$D' \text{ où } \frac{\tau_{Bfd0}''(T_0)}{\tau_{Bfd0}(T_0)} = \frac{(\alpha_{\mu_{nB}} - 1)(\alpha_{\mu_{nB}} - 2)}{T_0^2} \quad (D.25)$$

D.5 Développement en série de Taylor de τ_{Bfv0}

Un développement en série de Taylor à l'ordre 2 de $\tau_{Bfv0}(T)$ s'écrit:

$$\tau_{Bfv0}(T) = \tau_{Bfv0}(T_0) + \tau_{Bfv0}'(T_0) \cdot (T - T_0) + \frac{\tau_{Bfv0}''(T_0)}{2} \cdot (T - T_0)^2 \quad (D.26)$$

$$D'ou\ \frac{\tau_{Bfv0}(T)}{\tau_{Bfv0}(T_0)} = 1 + \frac{\tau_{Bfv0}'(T_0)}{\tau_{Bfv0}(T_0)} \cdot (T - T_0) + \frac{\tau_{Bfv0}''(T_0)}{2\tau_{Bfv0}(T_0)} \cdot (T - T_0)^2 \quad (D.27)$$

$$\text{En dérivant l'équation (1.83), on obtient: } \frac{\tau_{Bfv0}'(T)}{\tau_{Bfv0}(T)} = \frac{\alpha_{vc}}{T_0} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\alpha_{vc}-1} \quad (D.28)$$

$$D'ou\ \frac{\tau_{Bfv0}'(T_0)}{\tau_{Bfv0}(T_0)} = \frac{\alpha_{vc}}{T_0} \quad (D.29)$$

La dérivée seconde de l'équation (1.83) permet d'écrire l'expression suivante:

$$\frac{\tau_{Bfv0}''(T)}{\tau_{Bfv0}(T)} = \frac{-\alpha_{vc}(-\alpha_{vc} + 1)}{T_0^2} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\alpha_{vc}-2} \quad (D.30)$$

$$D'ou\ \frac{\tau_{Bfv0}''(T_0)}{\tau_{Bfv0}(T_0)} = \frac{-\alpha_{vc}(-\alpha_{vc} + 1)}{T_0^2} \quad (D.31)$$

D.6 Développement en série de Taylor de τ_{BC}

Un développement en série de Taylor à l'ordre 2 de $\tau_{BC}(T)$ s'écrit:

$$\tau_{BC}(T) = \tau_{BC}(T_0) + \tau_{BC}'(T_0) \cdot (T - T_0) + \frac{\tau_{BC}''(T_0)}{2} \cdot (T - T_0)^2 \quad (D.32)$$

$$D'ou\ \frac{\tau_{BC}(T)}{\tau_{BC}(T_0)} = 1 + \frac{\tau_{BC}'(T_0)}{\tau_{BC}(T_0)} \cdot (T - T_0) + \frac{\tau_{BC}''(T_0)}{2\tau_{BC}(T_0)} \cdot (T - T_0)^2 \quad (D.33)$$

$$\text{En dérivant l'équation (1.85), on obtient: } \frac{\tau_{BC}'(T)}{\tau_{BC}(T)} = \frac{\alpha_{vc}}{T_0} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\alpha_{vc}-1} \quad (D.34)$$

$$D'ou\ \frac{\tau_{BC}'(T_0)}{\tau_{BC}(T_0)} = \frac{\alpha_{vc}}{T_0} \quad (D.35)$$

La dérivée seconde de l'équation (1.85) permet d'écrire l'expression suivante:

$$\frac{\tau_{BC}''(T)}{\tau_{BC}(T)} = \frac{-\alpha_{vc}(-\alpha_{vc} + 1)}{T_0^2} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\alpha_{vc}-2} \quad (D.36)$$

$$D'ou\ \frac{\tau_{BC}''(T_0)}{\tau_{BC}(T_0)} = \frac{-\alpha_{vc}(-\alpha_{vc} + 1)}{T_0^2} \quad (D.37)$$

D.7 Développement en série de Taylor de τ_θ

En insérant les équations (D.6), (D.21), (D.27) et (D.33) dans l'équation (1.87), puis en identifiant l'expression ainsi obtenue avec l'équation (1.88), on obtient l'expression des paramètres de modèles $\mathbf{A}_{\mathbf{LT0}}$ et $\mathbf{K}_{\mathbf{T0}}$:

$$\mathbf{A}_{\mathbf{LT0}} = \frac{\tau_{E_{f0}}(T_0)}{\tau_0(T_0)} \cdot \frac{\tau_{E_{f0}}'(T_0)}{\tau_{E_{f0}}(T_0)} + \frac{\tau_{B_{fd0}}(T_0)}{\tau_0(T_0)} \cdot \frac{\tau_{B_{fd0}}'(T_0)}{\tau_{B_{fd0}}(T_0)} + \frac{\tau_{B_{fv0}}(T_0)}{\tau_0(T_0)} \cdot \frac{\tau_{B_{fv0}}'(T_0)}{\tau_{B_{fv0}}(T_0)} + \frac{\tau_{BC}(T_0)}{\tau_0(T_0)} \cdot \frac{\tau_{BC}'(T_0)}{\tau_{BC}(T_0)} \quad (\text{D.38})$$

$$\mathbf{K}_{\mathbf{T0}} = \frac{\tau_{E_{f0}}(T_0)}{\tau_0(T_0)} \cdot \frac{\tau_{E_{f0}}''(T_0)}{\tau_{E_{f0}}(T_0)} + \frac{\tau_{B_{fd0}}(T_0)}{\tau_0(T_0)} \cdot \frac{\tau_{B_{fd0}}''(T_0)}{\tau_{B_{fd0}}(T_0)} + \frac{\tau_{B_{fv0}}(T_0)}{\tau_0(T_0)} \cdot \frac{\tau_{B_{fv0}}''(T_0)}{\tau_{B_{fv0}}(T_0)} + \frac{\tau_{BC}(T_0)}{\tau_0(T_0)} \cdot \frac{\tau_{BC}''(T_0)}{\tau_{BC}(T_0)} \quad (\text{D.39})$$

Le remplacement des équations (D.18), (D.23), (D.29) et (D.35) dans l'équation (D.38) nous permet de relier les paramètres de modèle $\mathbf{A}_{\mathbf{LT0}}$ et $\mathbf{K}_{\mathbf{T0}}$ aux grandeurs physiques du semiconducteur:

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_{\mathbf{LT0}} = & \frac{\tau_{E_{f0}}(T_0)}{\tau_0(T_0)} \cdot \left(\frac{(\alpha_{\mu_{pE}} - 1)v_{kE}(T_0) + 2\alpha_{v_{kE}}\mu_{pE}(T_0)V_{T_0}}{T_0(v_{kE}(T_0) + 2\mu_{pE}(T_0)V_{T_0})} - \left(\frac{\mathbf{Z}_{\mathbf{ETACT}} - \mathbf{Z}_{\mathbf{ETABET}}}{T_0} + \frac{\mathbf{V}_{\mathbf{GE}} - \mathbf{V}_{\mathbf{GB}}}{T_0 V_{T_0}} \right) \right) \\ & + \frac{\tau_{B_{fd0}}(T_0)}{\tau_0(T_0)} \cdot \frac{\alpha_{\mu_{nB}} - 1}{T_0} + \left(\frac{\tau_{B_{fv0}}(T_0)}{\tau_0(T_0)} + \frac{\tau_{BC}(T_0)}{\tau_0(T_0)} \right) \cdot \frac{\alpha_{v_c}}{T_0} \end{aligned} \quad (\text{D.40})$$

$$\begin{aligned} \mathbf{K}_{\mathbf{T0}} = & \frac{\tau_{E_{f0}}(T_0)}{\tau_0(T_0)} \cdot \frac{(\alpha_{\mu_{pE}} - 1)(\alpha_{\mu_{pE}} - 2)v_{kE}(T_0) + 2\alpha_{v_{kE}}(\alpha_{v_{kE}} + 1)\mu_{pE}(T_0)V_{T_0}}{T_0^2(v_{kE}(T_0) + 2\mu_{pE}(T_0)V_{T_0})} \\ & + \frac{\tau_{E_{f0}}(T_0)}{\tau_0(T_0)} \cdot \left(\left[\frac{\mathbf{Z}_{\mathbf{ETACT}} - \mathbf{Z}_{\mathbf{ETABET}}}{T_0^2} + 2 \frac{\mathbf{V}_{\mathbf{GE}} - \mathbf{V}_{\mathbf{GB}}}{T_0^2 V_{T_0}} \right] + \left[\frac{\mathbf{Z}_{\mathbf{ETACT}} - \mathbf{Z}_{\mathbf{ETABET}}}{T_0} + \frac{\mathbf{V}_{\mathbf{GE}} - \mathbf{V}_{\mathbf{GB}}}{T_0 V_{T_0}} \right]^2 \right) \\ & + \frac{\tau_{B_{fd0}}(T_0)}{\tau_0(T_0)} \cdot \frac{(\alpha_{\mu_{nB}} - 1)(\alpha_{\mu_{nB}} - 2)}{T_0^2} - \left(\frac{\tau_{B_{fv0}}(T_0)}{\tau_0(T_0)} + \frac{\tau_{BC}(T_0)}{\tau_0(T_0)} \right) \cdot \frac{\alpha_{v_c}(-\alpha_{v_c} + 1)}{T_0^2} \end{aligned} \quad (\text{D.41})$$

Annexe E

Calcul des facteurs de forme pour la détermination de R_{TH}

E.1 Pyramide

Soit une pyramide dont la base est de dimension $x \times y$, de hauteur h , et dont l'angle de propagation vaut α (cf Fig. E.1).

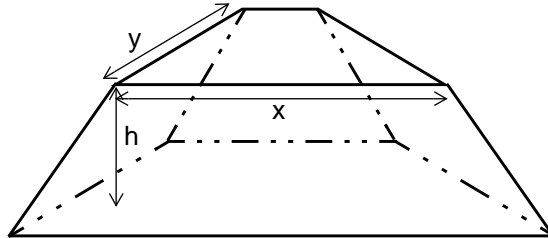


Fig. E.1 Représentation d'une pyramide dont la base est de dimension $x \times y$, de hauteur h , et dont l'angle de propagation vaut α .

Le facteur de propagation associé à cette maille vaut:

$$H = \int_0^h \frac{dz}{(x + 2z \tan \alpha)(y + 2z \tan \alpha)} \quad (\text{E.1})$$

c'est-à-dire:

$$H = \frac{1}{(y-x)2 \tan \alpha} \ln \left(\frac{y}{x} \cdot \frac{x + 2h \tan \alpha}{y + 2h \tan \alpha} \right) \quad (\text{E.2})$$

E.2 Pyramides tronquées

Supposons que la chaleur diffuse avec un degré de liberté selon l'axe des x et un degré de liberté selon l'axe des y (cf Fig. E.2).

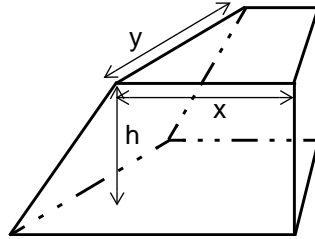


Fig. E.2 La chaleur diffuse avec un degré de liberté selon l'axe des x et un degré de liberté selon l'axe des y .

Le facteur de propagation associé à cette maille vaut:

$$H = \int_0^h \frac{dz}{(x + z \tan \alpha)(y + z \tan \alpha)} \quad (\text{E.3})$$

c'est-à-dire:

$$H = \frac{1}{(y-x) \tan \alpha} \ln \left(\frac{y}{x} \cdot \frac{x + h \tan \alpha}{y + h \tan \alpha} \right) \quad (\text{E.4})$$

Supposons que la chaleur diffuse avec un degré de liberté selon l'axe des x (cf Fig. E.3).

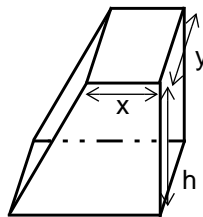


Fig. E.3 La chaleur diffuse avec un degré de liberté selon l'axe des x .

Le facteur de propagation associé à cette maille vaut:

$$H = \int_0^h \frac{dz}{y(x + z \tan \alpha)} \quad (\text{E.5})$$

c'est-à-dire:

$$H = \frac{1}{y \tan \alpha} \ln \left(\frac{x + h \tan \alpha}{x} \right) \quad (\text{E.6})$$

Par analogie, le facteur de propagation associé à une maille où la chaleur diffuse avec un degré de liberté selon l'axe des y vaut:

$$H = \frac{1}{x \tan \alpha} \ln \left(\frac{y + h \tan \alpha}{y} \right) \quad (\text{E.7})$$

Supposons que la chaleur diffuse avec deux degrés de liberté selon l'axe des x (cf Fig. E.4).

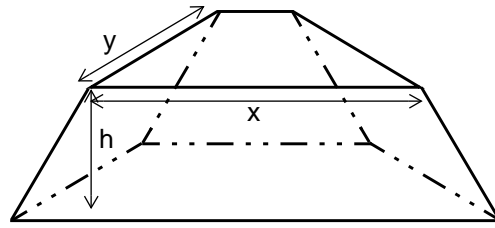


Fig. E.4 La chaleur diffuse avec deux degrés de liberté selon l'axe des x.

Le facteur de propagation associé à cette maille vaut:

$$H = \int_0^h \frac{dz}{y(x + 2z \tan \alpha)} \quad (\text{E.8})$$

c'est-à-dire:

$$H = \frac{1}{2y \tan \alpha} \ln \left(\frac{x + 2h \tan \alpha}{x} \right) \quad (\text{E.9})$$

Par analogie, le facteur de propagation associé à une maille où la chaleur diffuse avec deux degrés de liberté selon l'axe des y vaut:

$$H = \frac{1}{2x \tan \alpha} \ln \left(\frac{y + 2h \tan \alpha}{y} \right) \quad (\text{E.10})$$

Supposons que la chaleur diffuse avec deux degrés de liberté selon l'axe des x et un degré de liberté selon l'axe des y (cf Fig. E.5).

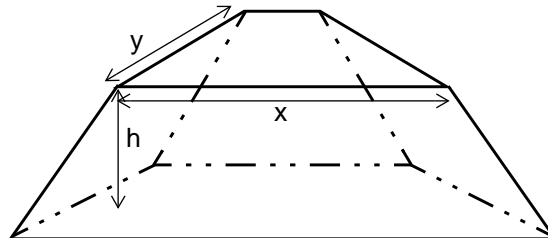


Fig. E.5 La chaleur diffuse avec deux degrés de liberté selon l'axe des x et un selon l'axe des y.

Le facteur de propagation associé à cette maille vaut:

$$H = \int_0^h \frac{dz}{(x + 2z \tan \alpha)(y + z \tan \alpha)} \quad (\text{E.11})$$

c'est-à-dire:

$$H = \frac{1}{(2y - x) \tan \alpha} \ln \left(\frac{y}{x} \cdot \frac{x + 2h \tan \alpha}{y + h \tan \alpha} \right) \quad (\text{E.12})$$

Par analogie, le facteur de propagation associé à une maille où la chaleur diffuse avec deux degrés de liberté selon l'axe des y et un degré de liberté selon l'axe des x vaut:

$$H = \frac{1}{(2x - y) \tan \alpha} \ln \left(\frac{x}{y} \cdot \frac{y + 2h \tan \alpha}{x + h \tan \alpha} \right) \quad (\text{E.13})$$

E.3 Parallélépipède

Soit un parallélépipède dont la base est de dimension $x \times y$, de hauteur h (cf Fig. E.6)°.

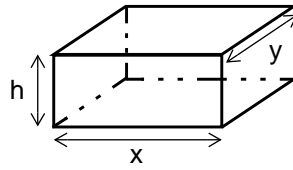


Fig. E.6 Représentation d'un parallélépipède dont la base est de dimension $x \times y$ et de hauteur h .

Le facteur de propagation associé à cette maille vaut:

$$H = \int_0^h \frac{dz}{xy} \quad (\text{E.14})$$

c'est-à-dire:

$$H = \frac{h}{xy} \quad (\text{E.15})$$

Annexe F

Données d'entrée du programme de calcul du réseau thermique

Un programme en C, interfacé grâce à un script en Tcl/Tk, a été développé afin de générer le réseau thermique associé au substrat des chapitres 2 et 3, quelque soit la géométrie et la configuration de la structure étudiée.

Le but de cette annexe consiste à décrire le mode d'emploi de ce programme.

F.1 Lancement du programme

Le programme permet de calculer le réseau thermique dans le substrat associé:

- à un transistor mono-émetteur seul isolé par tranchées profondes
- à plusieurs transistors mono-émetteur isolés par tranchées profondes et alignés les uns par rapport aux autres
- à plusieurs transistors mono-émetteur isolés par tranchées profondes et arrangés de manière matricielle
- à un transistor multi-émetteur seul isolé par tranchées profondes

Le choix de chacun des cas cités précédemment se fait par l'intermédiaire de la fenêtre principale de la Fig. F.1.

Dans un premier temps, à l'aide des onglets en haut de la fenêtre, l'utilisateur peut choisir:

- de calculer le réseau thermique dans le substrat associé à un ou plusieurs transistors mono-émetteur
- de calculer le réseau thermique dans le substrat associé à un transistor interdigité
- de charger un fichier pré-existant correspondant à l'une des configurations précédentes

Remarque: l'onglet noté "Back-end" n'est pas opérationnel. Il est prévu d'automatiser le calcul du réseau thermique associé aux métallisations. Ce calcul se fait actuellement à l'aide d'une feuille de calcul Excel.

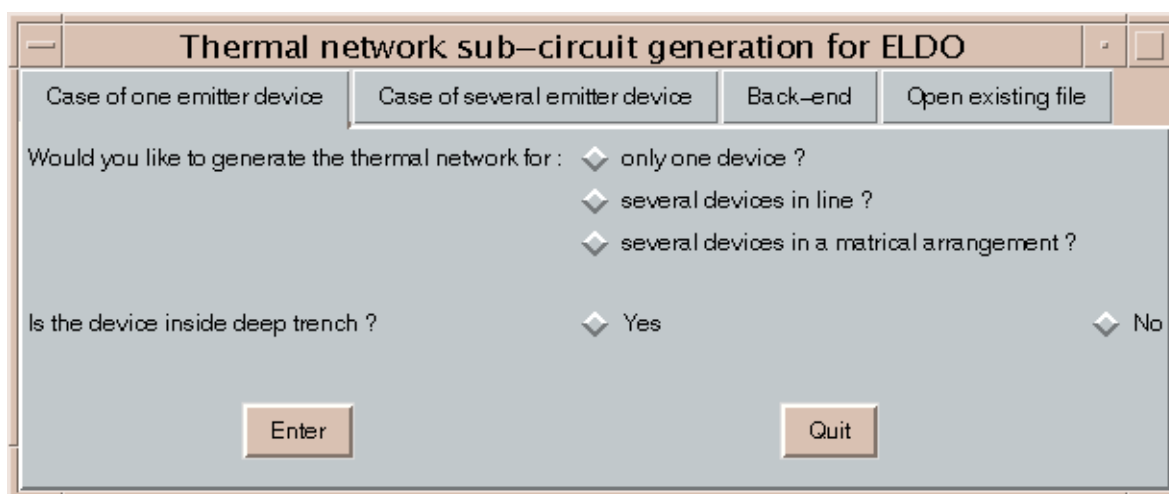


Fig. F.1 Fenêtre principale du programme de génération du réseau thermique.

Lorsque l'onglet a été choisi, l'utilisateur doit alors cocher la configuration qui l'intéresse puis appuyer sur la bouton "Enter".

F.2 Transistor mono-émetteur seul isolé par tranchées profondes

Si l'utilisateur choisi les cas "only one device ?" et "Yes" de la Fig. F.1, la fenêtre de la Fig. F.2 s'ouvre.

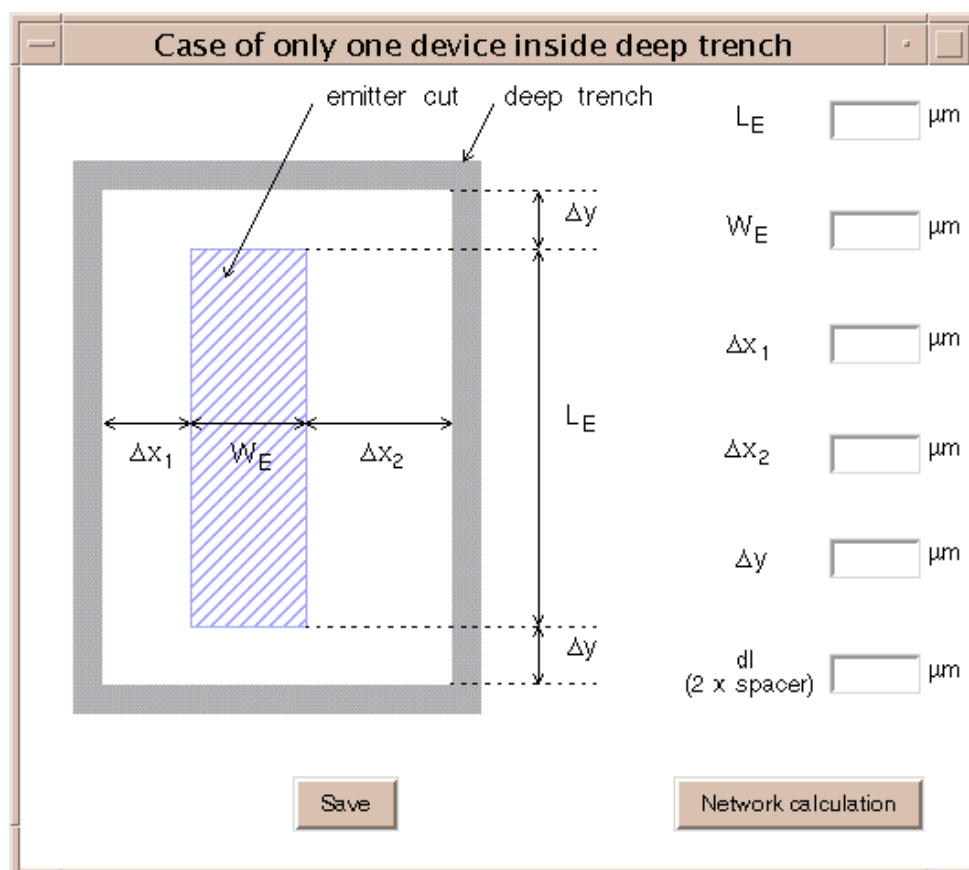
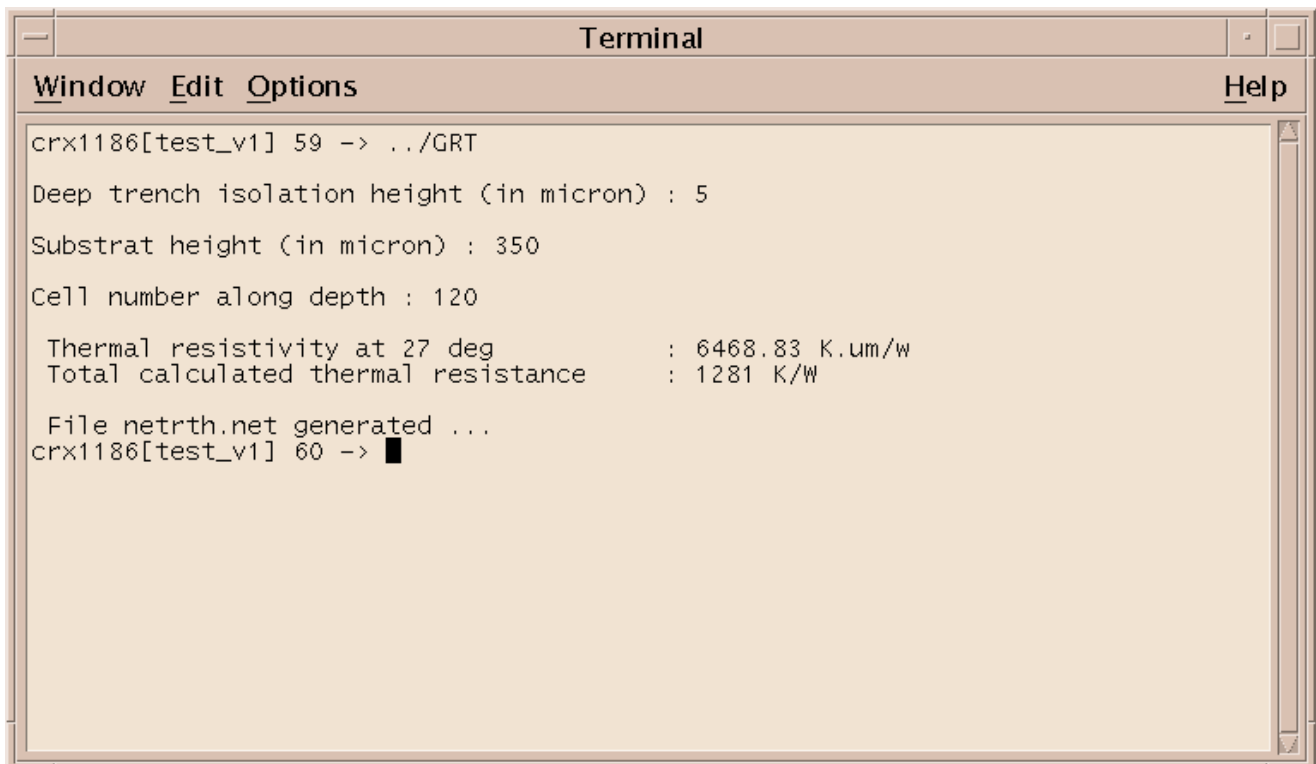


Fig. F.2 Fenêtre de dialogue correspondant au cas d'un transistor mono-émetteur seul isolé par tranchées profondes.

Le dessin de la Fig. F.2 est un dessin simplifié d'un transistor mono-émetteur isolé par tranchées profondes. Les données utiles au calcul du réseau thermique sont les dimensions de l'emitter cut, ainsi que sa position dans les tranchées d'isolation.

L'utilisateur a alors la possibilité de sauvegarder la configuration qu'il vient de définir grâce au bouton "Save". Le bouton "Network calculation" va transmettre les données entrées via l'interface au programme en C. Il reste alors à l'utilisateur à définir en ligne dans un terminal la hauteur des tranchées d'isolation, du substrat ainsi que le nombre de maille dans le sens de la profondeur (cf Fig. F.3).



```
Terminal
Window Edit Options Help
crx1186[test_v1] 59 -> ../GRT
Deep trench isolation height (in micron) : 5
Substrat height (in micron) : 350
Cell number along depth : 120
Thermal resistivity at 27 deg      : 6468.83 K.um/w
Total calculated thermal resistance : 1281 K/W
File netrth.net generated ...
crx1186[test_v1] 60 -> █
```

Fig. F.3 Définition de la hauteur des tranchées d'isolation, du substrat ainsi que du nombre de maille dans le sens de la profondeur.

Lorsque le calcul est terminé, la valeur de la résistivité thermique à 27°C est rappelée. La valeur de la résistance thermique correspond à une résistance associée au substrat sous l'hypothèse que la conductivité thermique ne dépende pas de la température.

Le sous-circuit thermique est généré dans le fichier "netrth.net".

F.3 Plusieurs transistors mono-émetteur isolés par tranchées profondes et alignés les uns par rapport aux autres

Si l'utilisateur choisit les cas "several devices in line ?" et "Yes" de la Fig. F.1, c'est alors la fenêtre de la Fig. F.4 qui s'ouvre.

Les dimensions utiles au calcul du réseau thermique associé à une telle structure sont répertoriées sur le schéma de la Fig. F.4. Il s'agit comme le cas du paragraphe F.2 des dimensions de l'emitter cut ainsi que de sa position à l'intérieur des tranchées d'isolation, mais également de la position des transistors les uns par rapport aux autres.

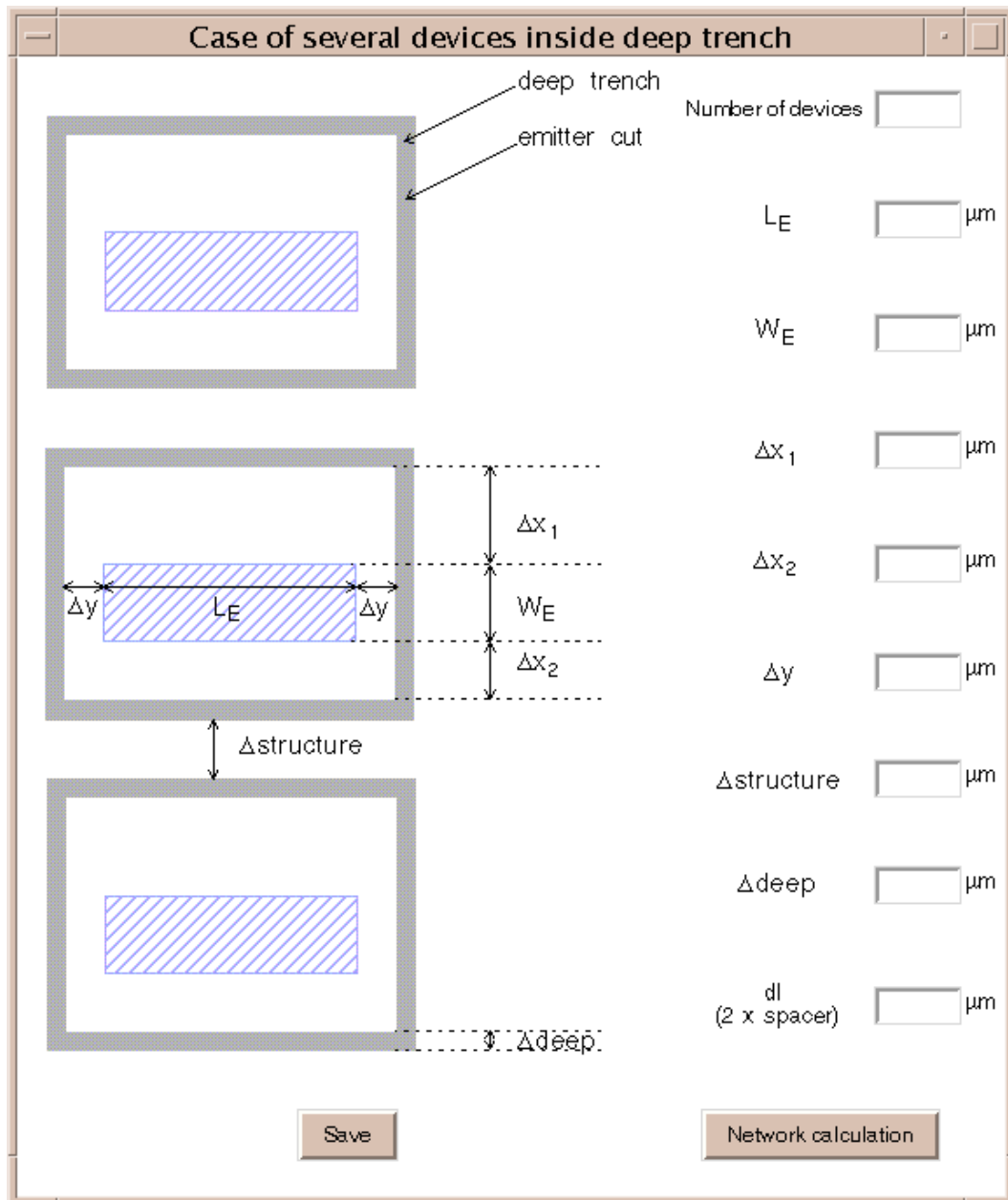


Fig. F.4 Fenêtre de dialogue correspondant au cas de plusieurs transistors mono-émetteur seuls isolés par tranchées profondes et alignés.

De la même manière que précédemment, l'utilisateur a alors la possibilité de sauvegarder la configuration qu'il vient de définir grâce au bouton "Save", alors que le bouton "Network calculation" permet de transmettre les données entrées via l'interface au programme en C. Il reste alors à l'utilisateur à définir en ligne dans un terminal la hauteur des tranchées d'isolation, du substrat ainsi que le nombre de maille dans le sens de la profondeur.

A la différence du paragraphe F.2, il n'est pas possible de calculer une résistance thermique équivalente à cause de la complexité du réseau thermique associé à ce cas.

Le sous-circuit thermique est sauvegardé dans un fichier "netrth.net".

F.4 Plusieurs transistors mono-émetteur isolés par tranchées profondes et arrangés de manière matricielle

Finalement si l'utilisateur choisit les cas "several devices in matricial arrangement ?" et "Yes" de la Fig. F.1, il doit remplir les champs de la Fig. F.5.

The dialog box "Case of several devices inside deep trench" contains the following parameters and fields:

- Number of rows:
- Number of columns:
- L_E : μm
- W_E : μm
- Δx_1 : μm
- Δx_2 : μm
- Δy : μm
- $\Delta\text{structure/row}$: μm
- $\Delta\text{structure/col}$: μm
- Δdeep : μm
- dl (2 x spacer): μm

Buttons: Save, Network calculation

Fig. F.5 Fenêtre de dialogue correspondant au cas de plusieurs transistors mono-émetteur seuls isolés par tranchées profondes et arrangés de manière matricielle.

Comme aux paragraphes F.2 et F.3, l'utilisateur doit renseigner des champs correspondant à la dimension de la fenêtre d'émetteur, à sa position à l'intérieur des tranchées d'isolation, ainsi qu'à l'arrangement des dispositifs les uns par rapport aux autres.

Il est également possible de sauvegarder la configuration définie grâce au bouton "Save". Le bouton "Network calculation" permet de transmettre les données entrées via l'interface au programme en C. Puis il suffit finalement de renseigner le programme à propos de la hauteur des tranchées d'isolation, de la profondeur du substrat ainsi que du nombre de maille. Le sous-circuit thermique est alors enregistré dans un fichier "netrth.net".

F.5 Transistor multi-émetteur seul isolé par tranchées profondes

Si l'utilisateur choisit l'onglet "Case of several emitter device" (cf Fig. F.6), il peut alors calculer le réseau thermique dans le substrat associé à un transistor interdigité seul, isolé par tranchées profondes. Les autres configurations de la fenêtre Fig. F.6 ne sont pas encore disponibles.

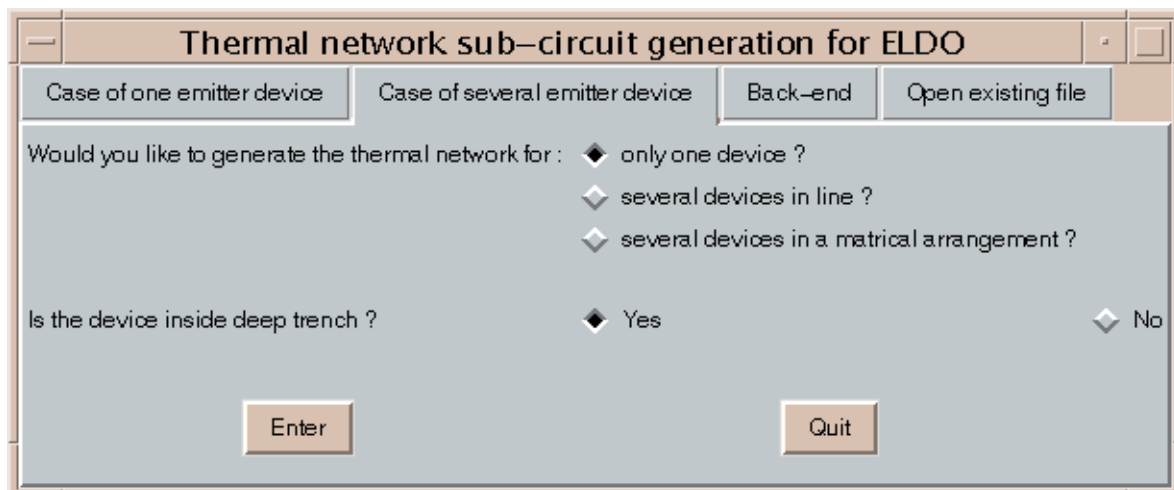


Fig. F.6 Fenêtre correspondant au cas des transistors interdigités.

Une fois les options sélectionnées, l'utilisateur doit appuyer sur le bouton "Enter" afin de faire apparaître la fenêtre de la Fig. F.7. Cette fenêtre de dialogue sert à renseigner le programme sur le nombre de doigt d'émetteur, sur les dimensions des émetteurs cut, la position des doigts à l'intérieur des tranchées d'isolation ainsi que la position des doigts les uns par rapport aux autres.

Grâce au bouton "Save", il est possible à l'utilisateur de sauvegarder la configuration qu'il vient de définir.

Le bouton "Network calculation" transmet les champs remplis par l'utilisateur au programme en C. Lorsque les informations relatives à la profondeur des tranchées d'isolation, à l'épaisseur du substrat, ainsi qu'au nombre de maille dans le sens de la profondeur ont été remplies, le sous-circuit correspondant à l'architecture définie par l'utilisateur est stocké dans un fichier "netrth.net".

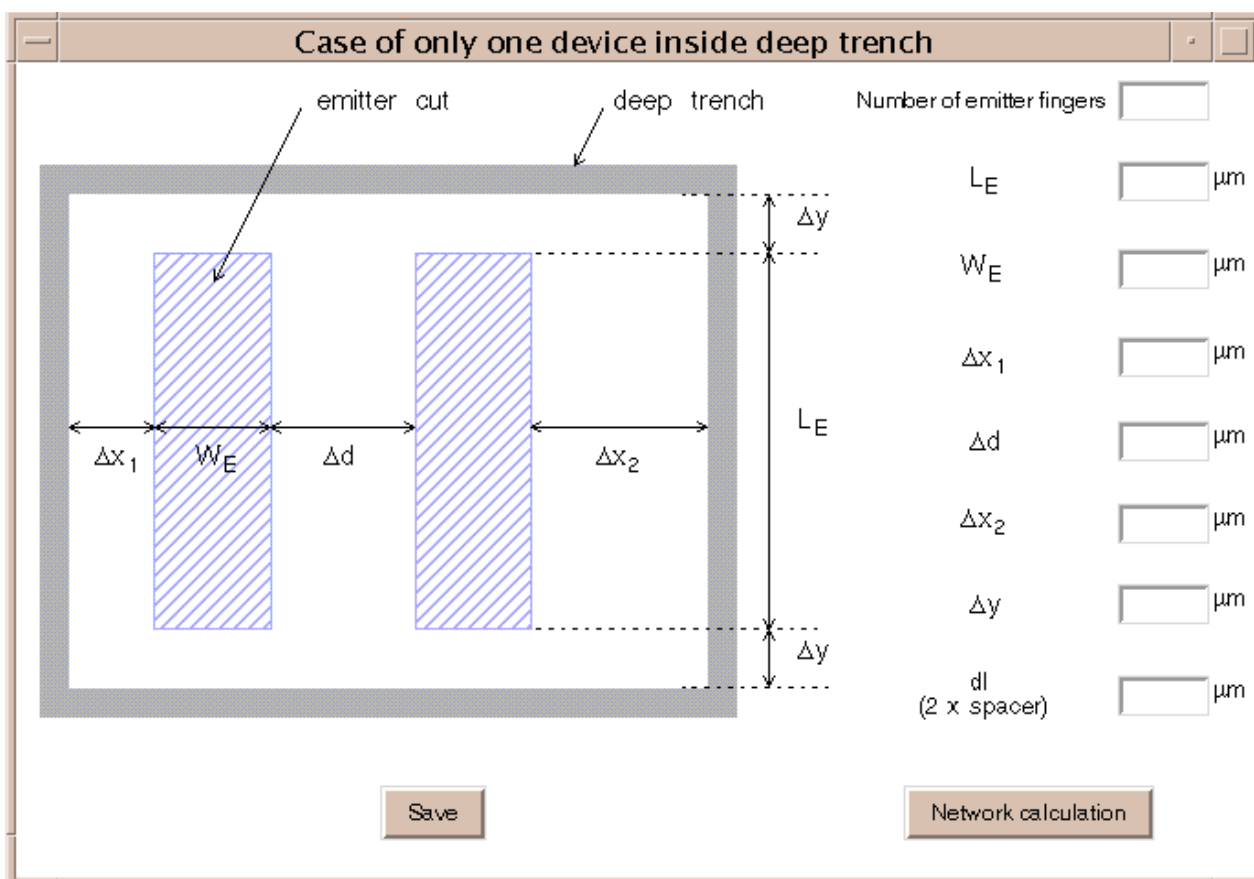


Fig. F.7 Fenêtre de dialogue correspondant au cas d'un transistor interdigité seul isolé par tranchées profondes.

F.6 Chargement d'un fichier pré-existant

Il est possible de recharger un fichier qui a été généré à l'aide d'une des fenêtres précédentes (Fig. F.2, Fig. F.4, Fig. F.5, Fig. F.7).

Pour cela, il faut sélectionner l'onglet "Open existing file" du menu principal (cf Fig. F.8).

Le bouton "Open" de la Fig. F.8 permet de choisir le fichier de configuration. Il faut alors le charger à l'aide du bouton "Load". Puis la génération du réseau thermique se fait de manière analogue aux cas précédents à l'aide du bouton "Network calculation".

Une fois les renseignements portant sur la hauteur des tranchées profondes d'isolation, la profondeur du substrat et le nombre de maille dans le sens de la profondeur transmis au programme en C, le réseau thermique est calculé et stocké dans un fichier "netrth.net".

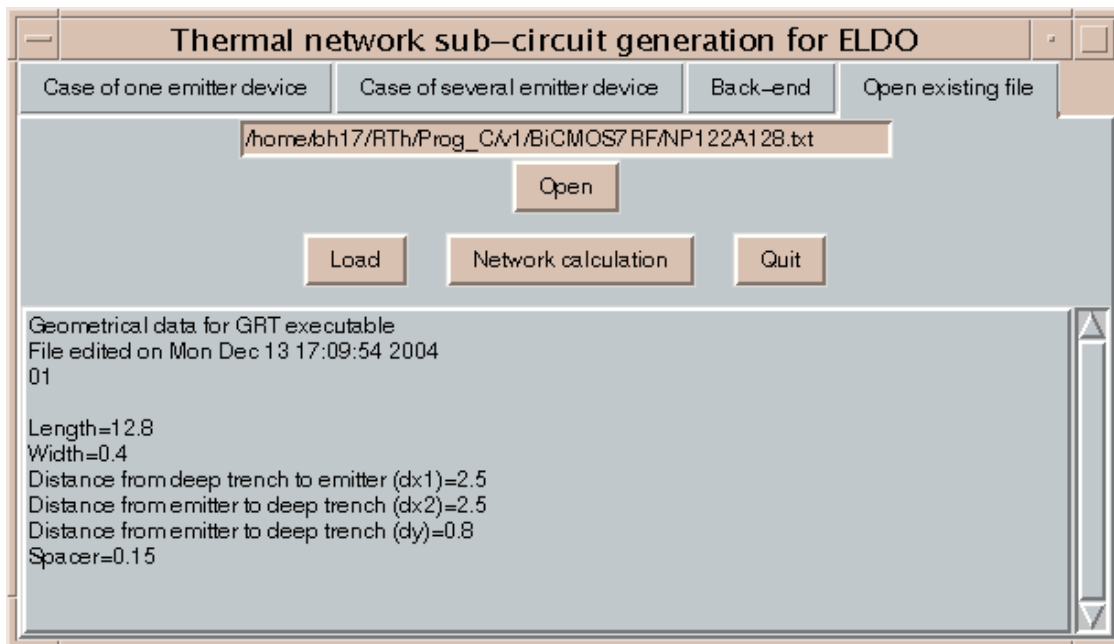


Fig. F.8 Fenêtre correspondant à un cas pré-défini.

Annexe G

Caractérisation des accès pour la simulation grand signal

Au Chapitre 4, nous avons vu qu'il est fondamental de rétro-simuler les accès à la structure de test. La caractérisation des commutateurs, tuner d'entrée et de sortie, Té de polarisation et sondes se fait en plusieurs étapes, qui permettront au final de connaître les paramètres S_{11} , S_{22} , et le produit $S_{12} \cdot S_{21}$ des chaînes d'entrée et de sortie (Fig. G.1).

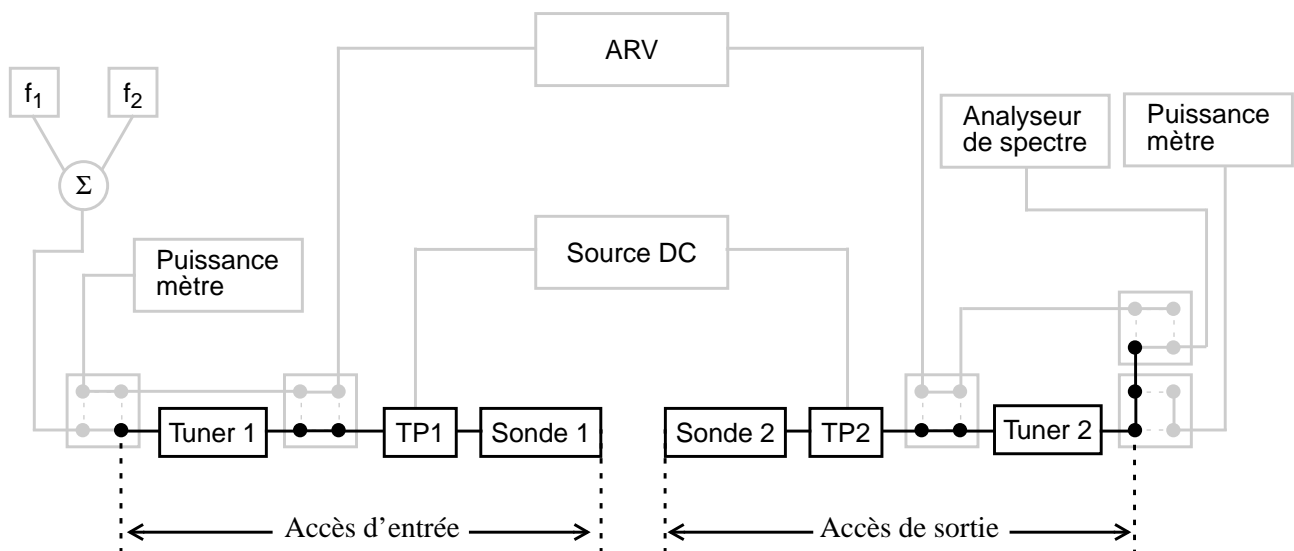


Fig. G.1 Description des accès d'entrée et de sortie

Dans un premier temps, les plans de référence en entrée et en sortie sont ramenés aux points P_{in} et P_{out} des Fig. G.2 et Fig. G.3 en calibrant l'analyseur de réseau vectoriel par une technique 1-Port du type SOL et en utilisant des standard coaxiaux Short, Open et Load [G.1].

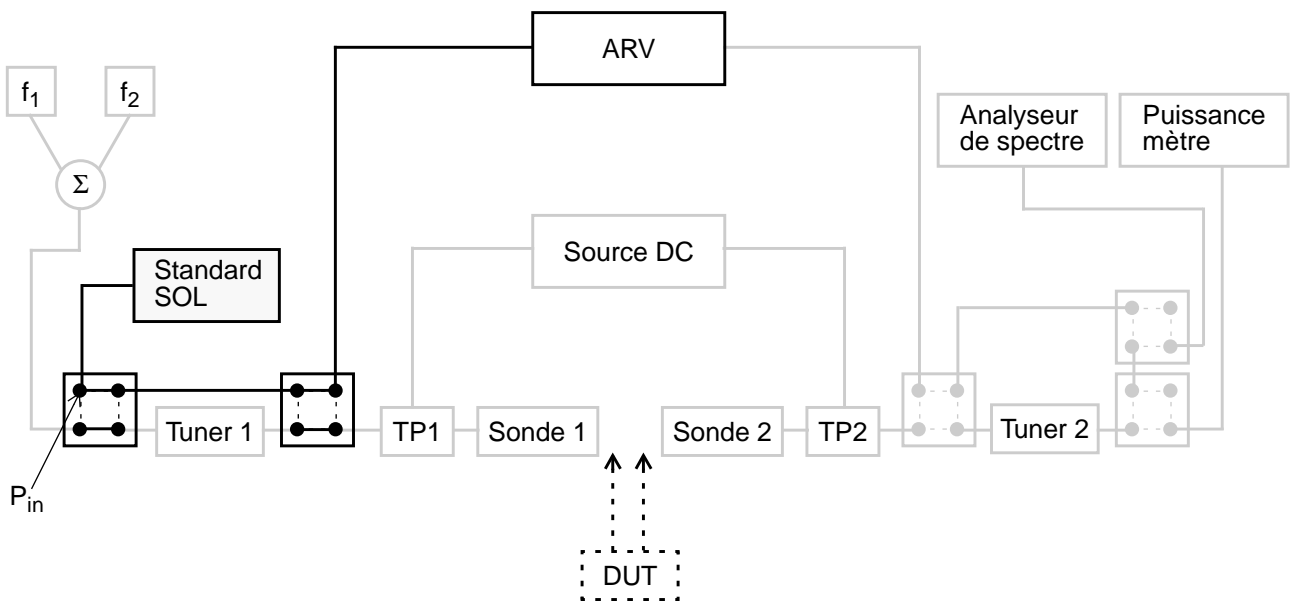


Fig. G.2 Calibration du plan de référence d'entrée par une technique de calibrage 1-Port de type SOL de l'ARV

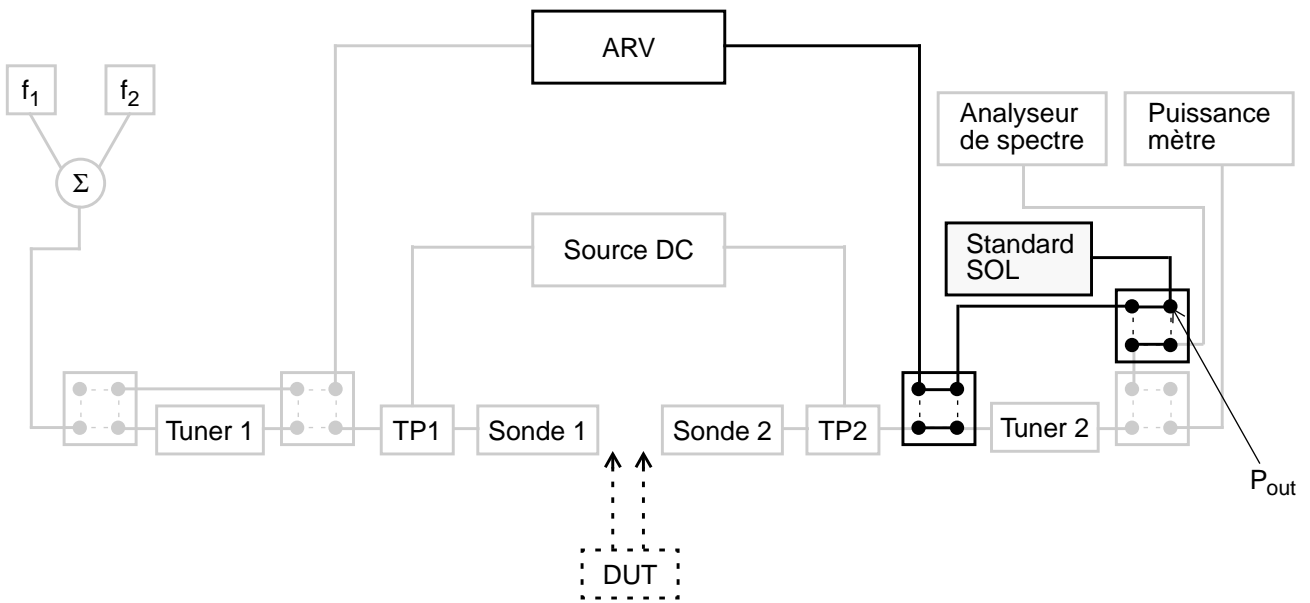


Fig. G.3 Calibration du plan de référence de sortie par une technique de calibrage 1-Port de type SOL de l'ARV

Les accès sont alors caractérisés par une mesure 1-Port coaxiale en plaçant successivement trois standard sous les pointes: Short, Open et Load (cf Fig. G.4 et Fig. G.5). Cela nous permet de mesurer les coefficients de réflexion dans les plans de référence P_{in} et P_{out} .

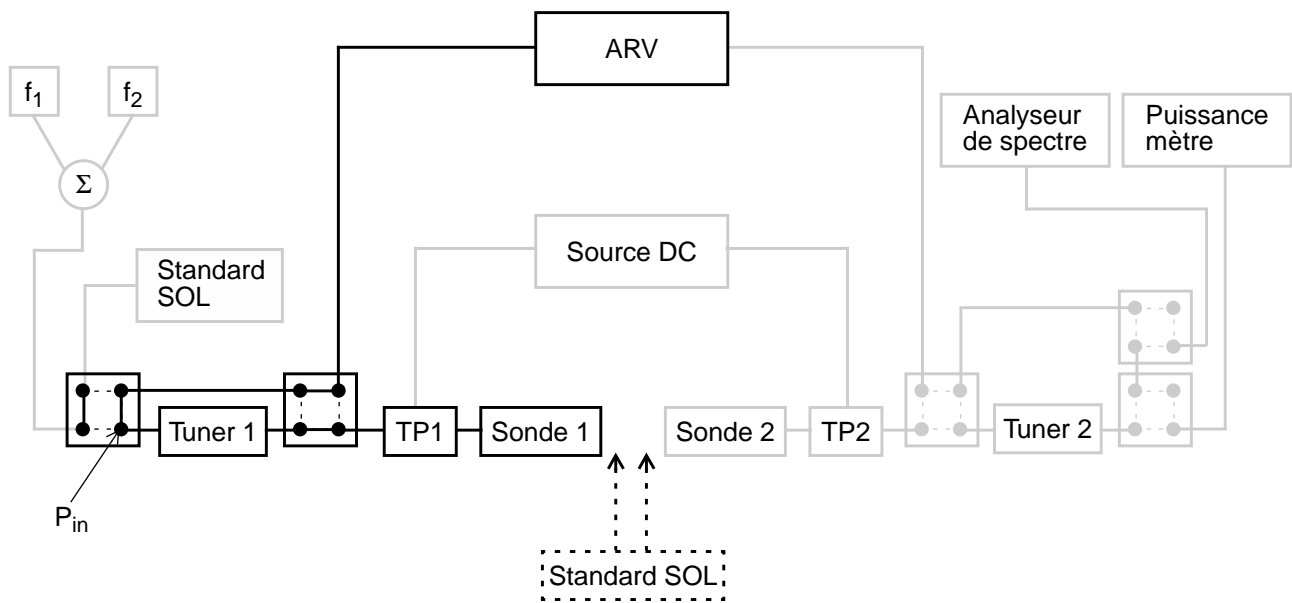


Fig. G.4 Caractérisation de la chaîne d'entrée avec des standard sous pointes

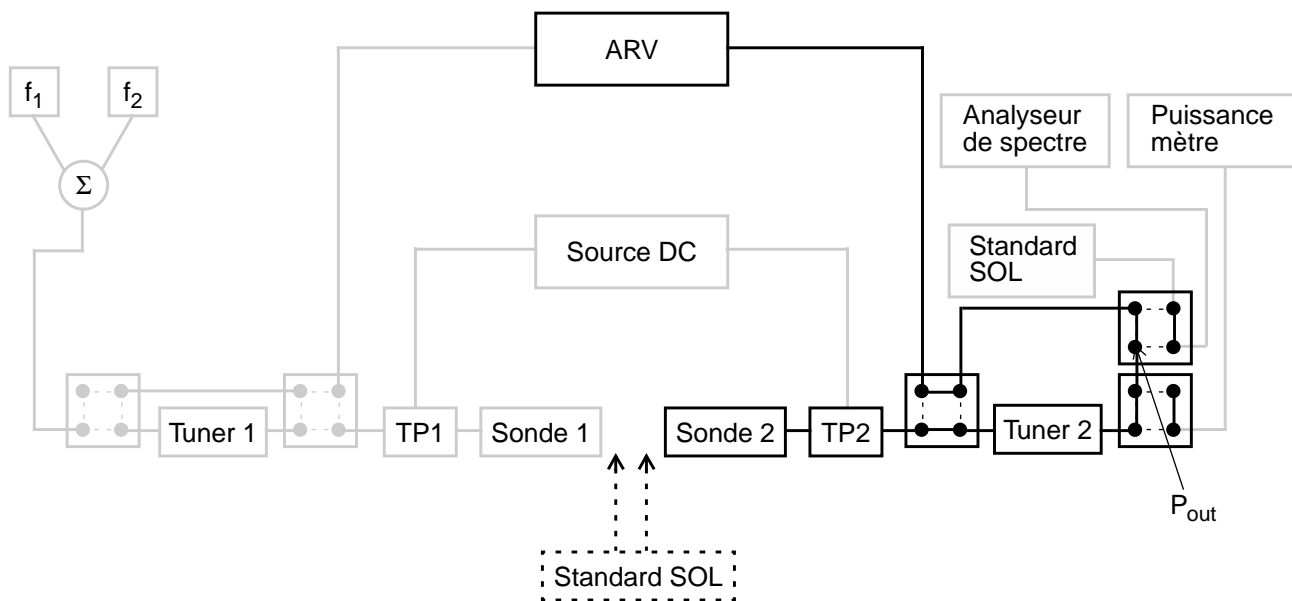


Fig. G.5 Caractérisation de la chaîne de sortie avec des standard sous pointes

Ensuite les standards sous pointes Short, Open et Load sont caractérisés de manière à connaître précisément leur coefficient de réflexion. Pour ce faire, il est nécessaire de calibrer l'analyseur de réseau dans le plan des sondes. On utilise alors un calibrage 2-Port de type SOLT (cf Fig. G.6).

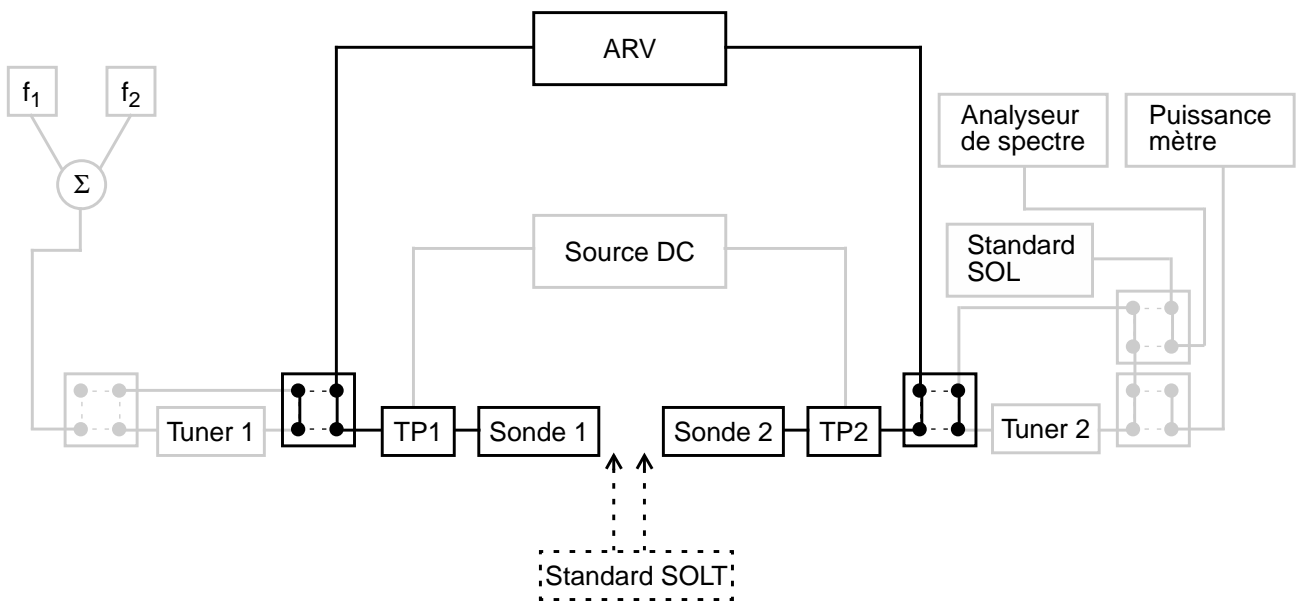


Fig. G.6 Caractérisation des coefficients de réflexion dans le plan des pointes

Grâce à la connaissance des coefficients de réflexion dans les plans de référence et dans les plans des sondes, les paramètres S_{11} , S_{22} et le produit $S_{12} \cdot S_{21}$ des chaînes d'accès entrée et sortie peuvent être déduits de l'équation suivante:

$$\Gamma_{\text{réf}} = S_{11} + \frac{S_{12} \cdot S_{21} \cdot \Gamma_{\text{sonde}}}{1 - S_{22} \cdot \Gamma_{\text{sonde}}} \quad (\text{G.1})$$

où les S_{ij} correspondent aux paramètres $[S]$ des accès d'entrée et de sortie.

Les paramètres $[S]$ sont déterminés en mettant en correspondance les coefficients de réflexion dans les plans de référence et dans les plans des pointes obtenus pour les trois standard SOL dans la formule (G.1). Par conséquent, le produit $S_{12} \cdot S_{21}$ ne peut pas être décorrélé. C'est pourquoi en simulation nous avons fait l'hypothèse que les accès au transistor de test sont réciproques de manière à pouvoir supposer que $S_{12} = S_{21}$.

Toutefois, il reste quelques inconnues pour que la rétro-simulation des accès soit complète. En entrée, la puissance appliquée au DUT est mesurée grâce à un puissance-mètre. Cette mesure nous permet de connaître la puissance appliquée dans le plan de référence en entrée (P_{in}) aux pertes dans le câble reliant le puissance-mètre au commutateur près. De même, en sortie, il faut tenir compte des pertes dues au commutateur et au passage dans le câble reliant l'analyseur de spectre au commutateur (cf Fig. G.7).

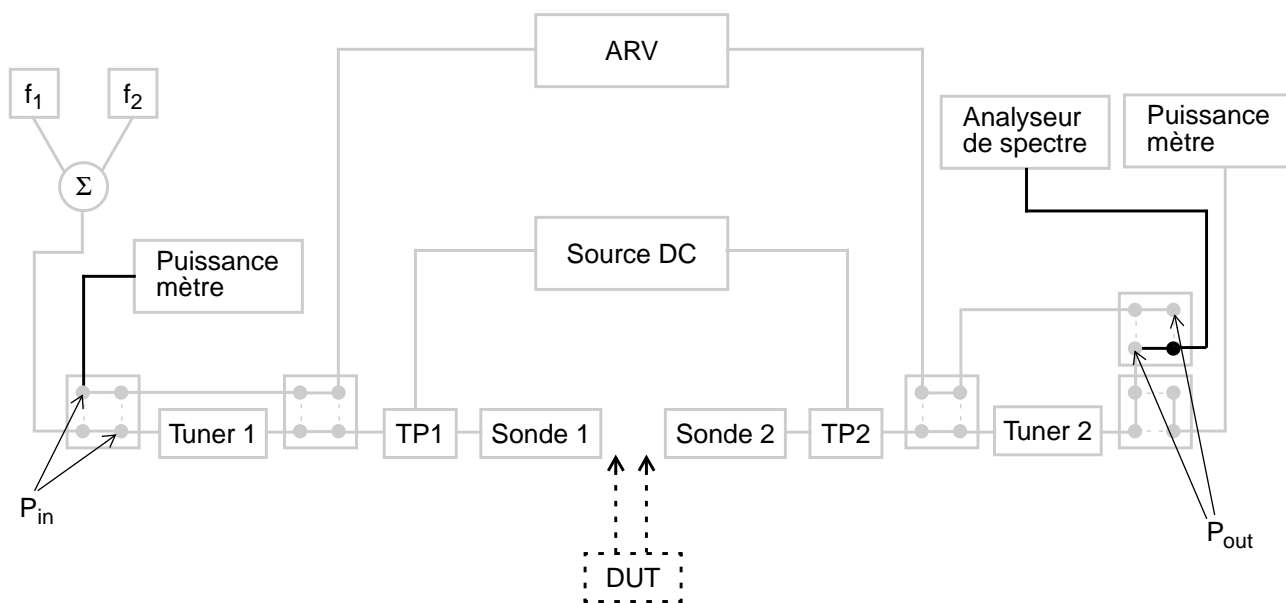


Fig. G.7 Représentation des sources de pertes non prises en compte lors de la caractérisation des accès

Cas des mesures du chapitre 4

Les Fig. G.8 et Fig. G.9 montrent la magnitude et la phase de l'impédance des chaînes d'entrée et de sortie utilisées pour les mesures présentées au chapitre 4. Ces impédances sont obtenues à partir de la mesure des paramètres [S] des chaînes d'entrée/sortie décrite ci-dessus.

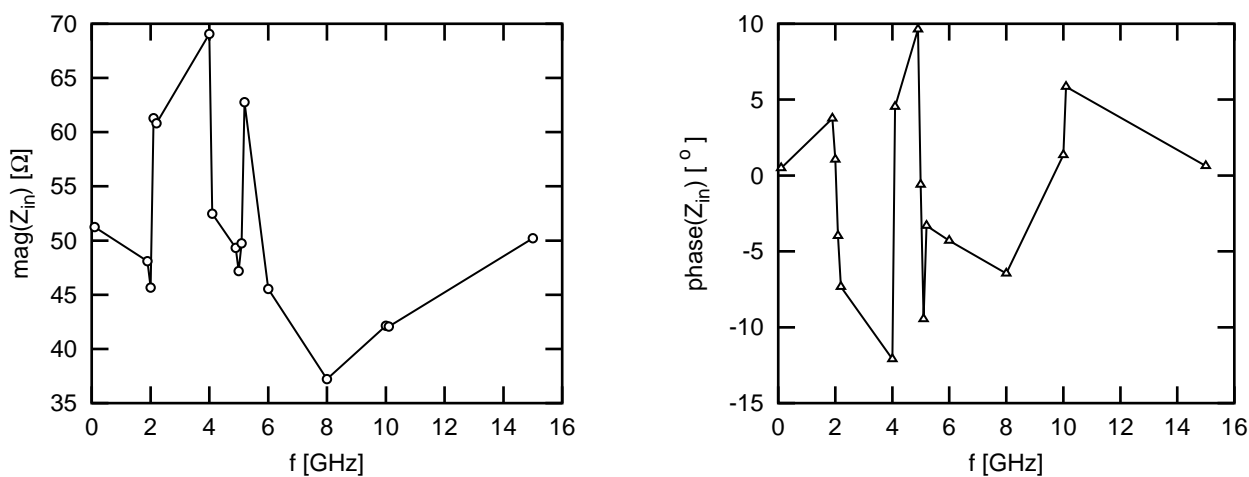


Fig. G.8 Magnitude et phase de l'impédance de la chaîne d'entrée.

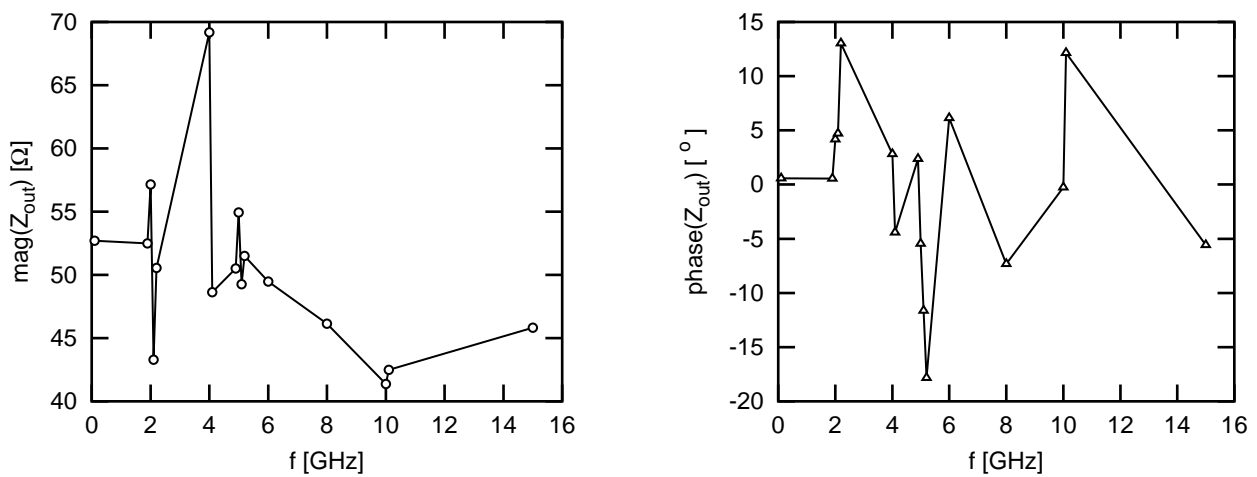


Fig. G.9 Magnitude et phase de l'impédance de la chaîne de sortie.

- [G.1] G. Dambrine, "Caractérisation des transistors à effet de champ: mesure précise de la matrice de répartition et détermination directe du schéma équivalent", Thèse de l'Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres Artois, Mars 1989
- [G.2] J.L. Carbonero, "Développement des méthodes de mesures en hyperfréquences sur tranches de silicium et application à la caractérisation des technologies CMOS et BiCMOS sub-microniques", Thèse de l'Institut National Polytechnique de Grenoble, Avril 1996

Annexe H

Système d'unités utilisé en RF

H.1 Mesure relative en dB “décibel”

Le décibel (dB) est une mesure du ratio entre deux puissances.

$$\left(\frac{P_1}{P_2}\right)_{dB} = 10\log\frac{P_1}{P_2} \quad (\text{H.1})$$

H.2 Mesure de puissance en dBm “dBmilliwatt”

L'unité dBm indique des dB référencés à 1 milliwatt. Ainsi, un milliwatt vaut zéro dBm.

$$P_{dBm} = 10\log\frac{P_W}{10^{-3}} \quad (\text{H.2})$$

Ainsi, par extension:

$$P_{1_{dBm}} - P_{2_{dBm}} = 10\log\frac{P_{1_w}}{P_{2_w}} = \left(\frac{P_{1_w}}{P_{2_w}}\right)_{dB} \quad (\text{H.3})$$

H.3 Puissance d'un signal sinusoïdal

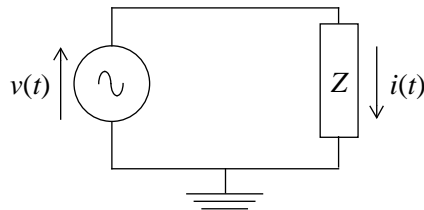


Fig. H.1 Puissance moyenne dans une impédance Z en régime sinusoïdal

La puissance RF dans une impédance Z en régime sinusoïdal (Fig. H.1) est donnée par:

$$P = \frac{1}{T} \int v(t)i(t)dt = \frac{1}{2}Re[\bar{V}\bar{I}^*] = \frac{1}{2}Re\left[\frac{1}{Z^*}\right]|V|^2 = \frac{1}{2}Re[Z]|I|^2 \quad (\text{H.4})$$

H.4 Gain en puissance

De manière général, le gain est défini comme le rapport de la grandeur de sortie sur celle d'entrée. Le gain en puissance d'un système peut être exprimé en logarithme et l'unité est alors le dB:

$$Gain(dB) = 10 \log \frac{P_{out}}{P_{in}} = \left(\frac{P_{out}}{P_{in}} \right)_{dB} = P_{out_{dBm}} - P_{in_{dBm}} \quad (H.5)$$