

55376
1979
3

55376
1979
3

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le grade de

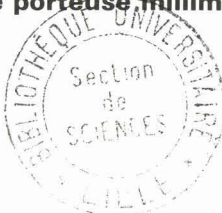
DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

Jean-Louis VATERKOWSKI

MÉLANGEURS D'ÉMISSION à DIODE À AVALANCHE

Etude théorique et expérimentale
Application aux télécommunications numériques
sur onde porteuse millimétrique.



Soutenue le 26 janvier 1979 devant la commission d'examen
Membres du Jury : MM.

A. LEBRUN
E. CONSTANT
R. ADDE
J. MAGARSHACK

Président
Rapporteur
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur



D 030 065985 7

A ma femme,

à Giliane et Christine

Le travail présenté ici a été effectué au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'Université des Sciences et des Techniques de Lille.

Monsieur le Professeur E. CONSTANT, Directeur du Centre, m'a accueilli dans son laboratoire où, depuis 1968, il m'a sans cesse guidé et conseillé efficacement. Je lui suis profondément reconnaissant d'avoir su éveiller, dans le jeune étudiant que j'étais, la passion de la recherche.

Monsieur le Professeur A. LEBRUN m'a toujours apporté son aide au cours de ma carrière d'Enseignant-chercheur. Il me fait le grand honneur de bien vouloir présider le jury et je lui exprime ma profonde gratitude.

Monsieur R. ADDE, Maître de recherches au C.N.R.S. et Monsieur J. MAGARSHACK du I.E.P. me font l'honneur de bien vouloir juger mon travail et je l'en remercie vivement.

Monsieur Ph. DUPUIS, du CNET Lannion, a très aimablement mis à ma disposition les équipements nécessaires à la mise en œuvre de techniques de mesures hautement spécialisées, il me fait, de plus, le plaisir de participer au jury et je tiens à lui exprimer mes chaleureux remerciements pour son aide.

Monsieur le Professeur L. RACZY m'honore de sa présence dans le jury et je l'en remercie sincèrement.

Certaines techniques de mesures ont nécessité la création d'appareillages électroniques et je tiens à remercier

Monsieur BAUDET et ses collaborateurs pour la compétence qu'ils ont montrée à la réalisation de ces appareils.

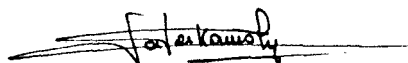
Comment aurais-je pu mener à bien une étude expérimentale dans un domaine où la mécanique de précision est fondamentale sans le goût profond pour le travail bien fait que Messieurs JENNEQUIN, ANDRIES, et NICHON ont toujours montré. Je leur adresse tous mes remerciements.

Je remercie Madame LECHEN pour la minutie qu'elle a apportée à la dactylographie de ce manuscrit, ainsi que Messieurs PILLUQUET et DEHOATER pour le soin avec lequel ils ont assuré son édition.

Cette étude a bénéficié de l'appui financier de la D. G. R. S. T que je tiens tout particulièrement à remercier.

Que tous mes amis du laboratoire puissent bien trouver ici l'expression de ma reconnaissance pour la sympathie qu'ils m'ont toujours témoignée et l'aide qu'ils m'ont souvent apportée.

Finalement, comment pourrais-je oublier ma femme et mes enfants qui ont su déjouer, avec beaucoup d'indulgence des trésors de patience et de compréhension et c'est pourquoi je leur dédie ce travail.



SOMMAIRE

	Pages
<u>PREAMBULE</u>	1
<u>INTRODUCTION</u>	3
<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	7
 <u>CHAPITRE I</u> 	
QUELQUES PROPRIETES GENERALES DES DIPOLES NON LINEAIRES EN FONCTIONNEMENT MULTIFREQUENCE	9
<u>INTRODUCTION</u>	11
<u>I. PRINCIPE DU FONCTIONNEMENT MULTIFREQUENCE D'UN DIPOLE NON LINEAIRE</u>	13
<u>II. RELATIONS DE DUALITE</u>	14
<u>III. DIPOLE NON DISSIPATIF : EQUATIONS DE MANLEY-ROWE GENERALISEES</u>	17
III.1. Multiplication de fréquence	18
III.2. Mélangeur de fréquences	18
III.2.1. Mélangeur de réception BLS	19
III.2.2. Mélangeur de réception BLI	19
III.2.3. Mélangeur d'émission BLS	20
III.2.4. Mélangeur d'émission BLI	21
III.2.5. Influence de l'impédance de charge à la fréquence image en mélangeur d'émission BLS	22
<u>IV. DIPOLE DISSIPATIF SANS MEMOIRE</u>	23
IV.1. Inégalité des puissances	25
IV.2. Multiplication de fréquence	26

IV.3. Oscillateur (dipôle dissipatif négatif)	27
IV.4. Mélangeurs	28
IV.4.1. Mélangeur de réception BLS	29
IV.4.2. Mélangeur d'émission BLS	31
IV.4.3. Influence de l'impédance de charge à la fréquence image dans un mélangeur d'émission BLS	32
V. <u>RELATIONS DES PHASES DANS LES MELANGEURS</u>	36
<u>CONCLUSION</u>	38
<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	39

CHAPITRE II

DETERMINATION THEORIQUE DES PERFORMANCES DES MELANGEURS D'EMISSION A DIODE A AVALANCHE EN REGIME DE FAIBLES PUISSANCES

<u>INTRODUCTION</u>	43
I. <u>LA DIODE A AVALANCHE : METHODE GENERALE D'ETUDE</u>	44
I.1. Phénoménologie de l'avalanche	44
I.2. Réalisation du phénomène d'avalanche	46
I.3. Propriétés de la diode PIN en mélangeur d'émission	49
II. <u>MELANGEUR D'EMISSION A DIODE PIN EN AVALANCHE</u>	54
<u>CAS DES FAIBLES SIGNAUX OU LA DIODE PEUT ETRE REPRESENTÉE</u> <u>COMME UNE REACTANCE NON LINEAIRE</u>	
II.1. Hypothèses	54
II.2. Calcul des puissances et des admittances	55
II.3. Mélangeur d'émission BLS : fréquence image court-circuitée	59

II.3.1. Conversion amplitude-amplitude	60
II.3.2. Conversion amplitude-phase	64
II.3.3. Influence de l'impédance de charge à la fréquence image	66
II.3.4. Conclusion	67
III. <u>MELANGEUR D'EMISSION A DIODE TYPE P⁺ N N⁺ EN AVALANCHE</u>	67
<u>INFLUENCE DE LA ZONE DE TRANSIT</u>	
III.1. Traitement de la zone de transit	68
III.2. Influence de la zone de transit dans un fonctionnement en mélangeur d'émission	69
<u>CONCLUSION</u>	73
<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	75

CHAPITRE III

<u>ETUDE THEORIQUE GENERALE</u>	77
<u>D'UN MELANGEUR D'EMISSION A DIODE A AVALANCHE</u>	
<u>INTRODUCTION</u>	79
I. <u>METHODES DE CALCUL DES PERFORMANCES DU MELANGEUR D'EMISSION</u> ..	80
<u>A DIODE A AVALANCHE</u>	
I.1. Hypothèses	80
I.2. Traitement numérique de la zone d'avalanche	81
I.3. Traitement de la zone de transit	82
I.4. Influence des pertes	83
I.5. Influence du circuit	84
I.6. Validité de la méthode de calcul des performances du mélangeur d'émission	85

II. <u>RESULTATS DE L'ETUDE NUMERIQUE</u>	88
II.1. Zone d'avalanche seule : cas de la diode PIN Etude de l'influence des non linéarités du taux d'ionisation	
II.1.1. Fonctionnement en courant à la fréquence moyenne	91
II.1.2. Le champ électrique à la fréquence moyenne est différent de zéro	98
II.1.3. Comparaison entre les résultats numériques et analytiques : conclusion de cette étude	101
II.2. Recherche du composant optimal	104
II.2.1. Influence de la largeur de la zone de transit	106
II.2.2. Influence de la largeur de la zone d'avalanche	107
II.2.3. Influence de la surface	108
II.2.4. Influence du courant de polarisation	108
II.3. La diode à avalanche dans son circuit hyperfréquence	111
II.3.1. Choix du circuit de charge à la fréquence de sortie BLS	111
II.3.2. Simulation complète du mélangeur d'émission à diode à avalanche	114
II.4. Influence de l'impédance de charge à la fréquence image	117
<u>CONCLUSION</u>	120
<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	121

CHAPITRE IV

ETUDE EXPERIMENTALE D'UN MELANGEUR D'EMISSION A DIODE A AVALANCHE DANS LE DOMAINE DES ONDES MILLIMETRIQUES

<u>INTRODUCTION</u>	125
<u>I. REALISATION D'UN MELANGEUR D'EMISSION</u>	126
I.1. La diode à avalanche : Technologie	126
I.2. Choix du circuit hyperfréquence	128
I.3. Mesures des impédances du circuit vues par la diode	133
I.3.1. Principe de la mesure d'impédance de circuit	133
I.3.2. Réalisation de l'appareil de mesure	139
I.3.3. Critique de la méthode de mesure d'impédance	140
I.3.4. Résultats des mesures d'impédances de circuits	141
<u>II. PERFORMANCES D'UN MELANGEUR D'EMISSION A DIODE A AVALANCHE</u>	142
II.1. Banc de mesures	142
II.2. Influence de la structure de la diode	143
II.3. Influence des conditions de fonctionnement	147
II.3.1. Influence du courant de polarisation	147
II.3.2. Influence de la puissance du signal moyenne fréquence	148
II.3.3. Influence de la puissance délivrée par l'oscillateur local	150
<u>CONCLUSION</u>	152
<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	153

CHAPITRE V

APPLICATION D'UN MELANGEUR D'EMISSION A DIODE A AVALANCHE A UN SYSTEME DE TELECOMMUNICATIONS 155

<u>INTRODUCTION</u>	157
<u>I. LA TRANSMISSION NUMERIQUE SUR ONDE PORTEUSE</u>	160
I.1. La modulation de phase	160
I.2. Influence des paramètres du mélangeur d'émission	164
I.2.1. Bande passante	164
I.2.2. Conversion amplitude-amplitude, conversion amplitude phase	164
I.2.3. Temps de propagation de groupe	165
<u>II. MESURES STATIQUES</u>	166
II.1. Méthodes de mesures	166
II.2. Bande passante du mélangeur d'émission	168
II.3. Conversion AM-AM, AM-PM	171
<u>III. MESURES DYNAMIQUES</u>	173
III.1. L'émetteur-récepteur expérimental	173
III.2. Le mélangeur d'émission	175
III.3. Principe de la mesure du taux d'erreurs	176
<u>IV. RESULTATS EXPERIMENTAUX COMPARES, RELATIFS A UN MELANGEUR D'EMISSION A DIODE A AVALANCHE ET A DIODE VARACTOR</u>	178
IV.1. Bande passante	179
IV.2. Conversion amplitude-amplitude	180

IV.3. Conversion amplitude-phase	180
IV.4. Temps de propagation de groupe	181
IV.5. Taux d'erreurs	182
<u>CONCLUSION</u>	183
<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	184

<u>CONCLUSION</u>	189
-------------------	-----

<u>ANNEXES</u>	191
----------------	-----

<u>ANNEXE I</u> : Dipôle non dissipatif et les lois de Manley-Rowe	193
<u>ANNEXE II</u> : Dipôle dissipatif	197
<u>ANNEXE III</u> : Relations des phases dans les mélangeurs	201

--0000000--

P R E A M B U L E

L'homme a toujours tenté de communiquer avec ses semblables, mais pendant de nombreux millénaires, seul l'air lui permet de transmettre la parole sur des distances ne dépassant pas quelques centaines de mètres. Il faut attendre le 18^e siècle pour qu'il affronte et résolve ce problème. C'est l'ère du télégraphe, dont le premier, optique, né de l'imagination de Claude CHAPPE, se développe rapidement en France pour atteindre son apogée au milieu du 19^e siècle avec 5000 km de lignes installées. A cette époque, à la suite des travaux d'OERSTED et d'AMPERE sur les phénomènes électromagnétiques, commencent à apparaître les télégraphes électriques : ce qui donne le départ au fulgurant essor des télécommunications par cables. Cependant le rêve de l'homme reste toujours de transmettre à distance sa propre parole. Grâce aux travaux du Français Charles BOURSEUIL et de l'Allemand Phillips REIS, BELL peut expérimenter sur 9 km, en utilisant les lignes du télégraphe, la première liaison téléphonique qui devient un moyen pratique de communication avec l'invention du microphone de l'Anglais HUGUES. Son usage se développe alors très rapidement suite à la naissance des systèmes de modulation qui permettent de transmettre plusieurs communications simultanément le long d'un même cable. Les succès grandissant, on assiste à une inflation galopante des systèmes de télécommunications de plus en plus élaborés. C'est ainsi que se développent successivement : les faisceaux hertziens analogiques et maintenant numériques, les télécommunications par satellite utilisant, comme vecteur support des informations, les bandes de fréquences centimétriques et, aujourd'hui, le guide d'onde circulaire en cours d'étude par les "grandes" puissances technologiques tels les U.S.A., le Japon et la France. Ce dernier utilisé dans le domaine des ondes millimétriques a une capacité pouvant s'élever à plusieurs milliers de communications simultanées.

I N T R O D U C T I O N

Dans tous les systèmes de télécommunications sur ondes porteuses centimétriques ou millimétriques, l'information, sous forme de voix humaines, d'images de télévision ou de signaux numériques, est caractérisée par un spectre limité aux fréquences relativement basses (3,4 KHz pour la voix, 10 MHz pour la télévision, 500 MHz pour les signaux numériques à très haut débit). Elle module un signal de fréquence moyenne (ou fréquence intermédiaire) et non pas directement l'onde porteuse. L'information contenue dans le signal moyenne fréquence est alors transférée sur la porteuse servant à la transmission. L'utilisation de plusieurs porteuses de fréquences différentes permet ainsi d'occuper tout l'espace des fréquences du canal de transmission alors qu'une modulation directe de l'onde porteuse ne conduirait pas à ce résultat. Le changement de la fréquence du signal transportant l'information ne peut s'effectuer que par l'intermédiaire d'un élément non linéaire qui reçoit simultanément un signal modulé de moyenne fréquence contenant l'information à transmettre et un signal sinusoïdal pur qui provient de l'oscillateur local (la fréquence du signal délivré par l'oscillateur local est toujours très voisine de la fréquence de la porteuse modulée que l'on souhaite transmettre). C'est le mélangeur d'émission qui assure le changement de fréquence et qui délivre donc le signal hyperfréquence porteur de l'information. Son rôle est essentiel puisqu'il doit effectuer cette fonction avec un rendement maximum et c'est pourquoi il nous a paru intéressant, dans le cadre de notre travail, de rechercher une solution nouvelle au problème posé par le changement de fréquence à fortes puissances. Dans tous les systèmes de télécommunications utilisés dans le domaine des ondes millimétriques (tels que ceux sur dispositifs guide d'onde circulaire) le problème d'optimisation du mélangeur d'émission se pose de façon particulièrement aiguë car les dispositifs actuels, utilisant des diodes à capacité variable (diode varactor), ne permettent de transformer en

signal utile qu'une faible fraction de la puissance millimétrique délivrée par l'oscillateur local. Nous avons pensé que seul un élément non linéaire (qualité indispensable) capable de présenter en plus une résistance négative serait à même d'améliorer cette conversion de puissance : la diode à avalanche et à temps de transit possède ces deux caractéristiques. Ce composant a été particulièrement bien étudié dans notre laboratoire principalement comme générateur ou amplificateur de signaux hyperfréquences centimétriques et millimétriques [1] [2]. Nous avons donc entrepris son étude en vue d'une utilisation possible dans les dispositifs mélangeurs d'émission. Une telle application de la diode à avalanche n'a quasiment jamais été étudiée, et seules quelques rares publications sont consacrées à ses propriétés paramétriques [3] [4] [5].

Pour présenter le résultat de nos travaux, nous avons découpé artificiellement notre manuscrit en deux parties, l'une théorique et l'autre expérimentale. Ce découpage ne reflète pas la chronologie de nos travaux puisque nous avons toujours conduit simultanément l'étude théorique et l'étude expérimentale, l'une réagissant sur l'autre en permanence. La première partie, plus théorique, est découpée en trois chapitres

Le premier chapitre est consacré à l'étude des propriétés générales caractérisant le fonctionnement des dipôles non linéaires dans des circuits comportant des signaux de fréquences différentes. Nous y étudions le comportement de deux grandes classes de dipôles non linéaires, les dipôles non dissipatifs auxquels nous étendons le champ d'application des lois de Manley-Rowe et les dipôles dissipatifs que nous tentons de caractériser. Bien que la plupart des résultats obtenus soient bien connus, il nous a semblé utile de les rappeler parce que d'une part il sont essentiels à la bonne compréhension de nos résultats et que d'autre part nous nous sommes efforcés de les généraliser afin de pouvoir les appliquer au cas de la diode à avalanche. Enfin, nous nous intéressons aux relations générales déterminant les phases des signaux dans

les mélangeurs, ce qui nous permet de diminuer le nombre des paramètres caractérisant ce régime de fonctionnement.

Dans le second chapitre, partant des mécanismes physiques de base, nous nous proposons d'étudier de façon analytique les propriétés de la diode à avalanche fonctionnant en mélangeur d'émission. Nous décrivons dans un premier temps le composant que nous allons utiliser, et nous en définissons un modèle mathématique que nous simplifions suffisamment, surtout au niveau de la caractérisation du phénomène d'avalanche, pour nous permettre d'en aborder dans un second temps l'étude analytique. Nous calculons alors tous les paramètres utiles à la détermination des performances d'un mélangeur d'émission. Nous montrons en particulier tout l'attrait que peut présenter dans une diode à avalanche l'utilisation des phénomènes de transit. Ils se traduisent par un déphasage supplémentaire du courant sur la tension, ce qui peut être favorable à l'exaltation du signal de sortie.

Le troisième chapitre reprend une partie des travaux du second chapitre, mais de façon plus quantitative. En effet, nous y abordons le problème plus complet posé par le traitement des phénomènes d'avalanche lorsque l'excitation est multifréquence et nous utilisons une méthode de simulation numérique que nous avons mise au point pour définir, d'une part la structure optimale du composant donnant les meilleures performances en mélangeur d'émission et d'autre part les caractéristiques des circuits hyperfréquences associés.

Les trois premiers chapitres permettent d'aboutir à une première évaluation des performances susceptibles d'être obtenues dans un mélangeur d'émission à diode à avalanche ainsi qu'à la description d'une diode et d'un circuit optimum. Il était bien sûr indispensable d'étayer ce travail théorique par une étude expérimentale aussi complète que possible. C'est l'objet du quatrième chapitre qui est consacré à la mesure des caractéristiques statiques

de différents mélangeurs d'émission. Nous y présentons les résultats obtenus avec des diodes ayant des profils de concentration en impuretés différents, ce qui nous permet de vérifier nos prévisions théoriques concernant la structure optimale de la diode. Le problème posé par le circuit hyperfréquence est plus complexe et aucune méthode satisfaisante ne permettait d'avoir accès à la mesure de l'impédance présentée à un composant par un circuit hyperfréquence. C'est pourquoi nous présentons dans ce chapitre une méthode de mesure originale, parfaitement adaptée à la caractérisation des circuits utilisés dans l'adaptation de dispositifs à deux électrodes. Nous décrivons alors les différents circuits que nous utilisons et nous en donnons les performances.

Dans le cinquième et dernier chapitre nous étudions plus particulièrement les caractéristiques d'un mélangeur d'émission que nous avons spécialement mis au point, et testé dans les équipements expérimentaux du Centre National d'Etudes et Télécommunications. Notre intérêt s'est porté sur la détermination des distorsions que pourrait apporter la diode à avalanche dans un mélangeur d'émission. Nous comparons les résultats obtenus à ceux correspondant à un mélangeur à diode varactor en ce qui concerne la bande passante, les conversions amplitude-amplitude, amplitude-phase et les temps de propagation de groupe. Nous mesurons finalement les taux d'erreurs apportés par notre mélangeur sur la modulation numérique d'une porteuse sinusoïdale par quatre états de phase à haut débit numérique, ce qui nous permet de nous prononcer sur l'utilisation possible de notre dispositif en télécommunications.

B I B L I O G R A P H I E
DE
L' I N T R O D U C T I O N

- 1 B. BOITIAUX, E. CONSTANT, B. KRAMER, M. LEFEBVRE, G. VAESKEN
A. SEMICHON
"Propriétés générales des diodes semiconductrices en régime
d'avalanche"
Acta Electronica, Avril 1969, Volume 12 N° 2
- 2 E. CONSTANT, A. MIRCEA, J. PRIBETICH, A. FARRAYRE
"Effect of transferred electron velocity modulation
in high efficiency GaAs Impatt diodes"
J.A.P. Volume 46, N° 9, Septembre 1975
G. SALMER, J. PRIBETICH, A. FARRAYRE, B. KRAMER
"Theoretical and experimental study
of GaAs Impatt oscillator efficiency"
J.A.P., Volume 44, N° 1 January 1973
J. PRIBETICH, M. CHIVÉ, E. CONSTANT, A. FARRAYRE
"Design and performances of maximum efficiency
single and double drift-region GaAs Impatt diodes in the
3-18 GHz frequency range"
A paraître, J.A.P. Novembre 1978
- 3 Y. FAKATSU, H. KATO
"Frequency conversion with gain through sideband locking
of an Impatt diode oscillation"
P.I.E.E.E. Mars 1969
- 4 MARION E. HINES
"Larges signal noise, frequency conversion and parametric
instabilities in Impatt diodes Networks"
P.I.E.E.E. Volume 60, N° 12, Décembre 1972
- 5 M.J. AHMED
"Avalanche diode up convertor"
Electronics Letters, Octobre 1973, Volume N° 9, 21

CHAPITRE I

Quelques propriétés générales des dipôles non-linéaires

en

fonctionnement multifréquence

INTRODUCTION

Les propriétés d'un dipôle non linéaire peuvent généralement être décrites par une équation intégrodifférentielle non linéaire liant la tension aux bornes du dispositif au courant qui le traverse. Soumis simultanément à des excitations (tensions ou courants) de fréquences différentes, un dipôle non linéaire est caractérisé par une réponse, (courants ou tensions) à l'une de ces fréquences, qui est fonction de l'ensemble des excitations aux différentes fréquences, et non pas simplement, de l'excitation appliquée à la fréquence considérée comme dans le cas des dipôles linéaires. Les dipôles non linéaires vont donc permettre, entre des signaux de fréquences différentes, des échanges d'énergie, que nous nous proposons d'étudier au cours de ce travail.

Nous pouvons classer les systèmes utilisant les dipôles non linéaires en deux grandes catégories:

- les multiplicateurs de fréquence
- les mélangeurs de fréquences

Le rôle des circuits multiplicateurs de fréquence est de transférer la puissance d'un signal à une fréquence f vers une fréquence harmonique nf , n étant le rang de multiplication.

Le rôle des circuits mélangeurs de fréquences est de transférer la puissance de deux signaux, de fréquences distinctes vers une troisième fréquence, composition linéaire des deux précédentes.

L'étude des mélangeurs étant le but principal de notre travail, il est intéressant de préciser le vocabulaire et les notations utilisées pour caractériser les fréquences rencontrées dans un circuit mélangeur.

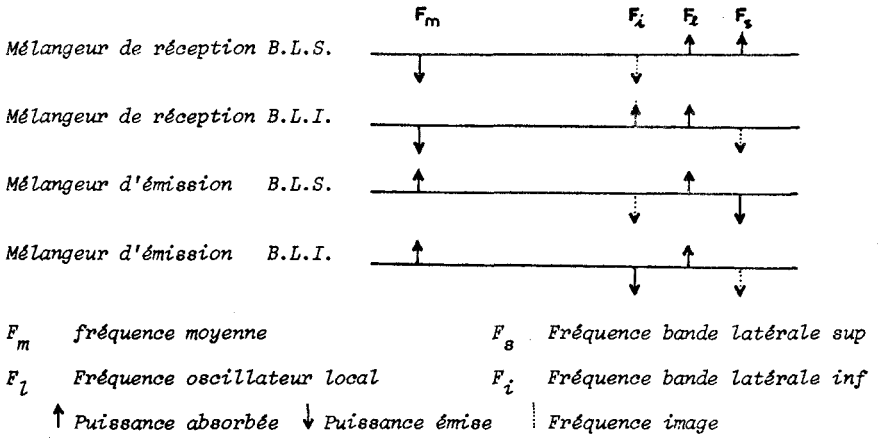


FIGURE A.1. DIFFERENTS TYPES DE MELANGEURS

La figure A.1. indique la disposition de ces fréquences dans le spectre des fréquences ainsi que les différents types de mélangeurs :

- le mélangeur de réception BLS (BLI) convertit la puissance appliquée à la fréquence F_s (F_i) en puissance à la moyenne fréquence (F_m)
- le mélangeur d'émission BLS (BLI) convertit la puissance appliquée à la fréquence moyenne en puissance à la fréquence F_s (F_i)

Ces deux changements de fréquences nécessitent la présence d'un signal d'oscillateur local.

I. PRINCIPE DU FONCTIONNEMENT MULTIFREQUENCE D'UN DIPOLE
NON LINEAIRE

Sous sa forme générale un dipôle non linéaire peut être caractérisé par la relation (A.1) liant le courant i qui le traverse à la tension v qui existe à ses bornes :

$$H \left[i^p, \left[\frac{d^n i}{dt^n} \right]^m, \left[\int \dots \int i dt \right]^s \right] = H' \left[v^{p'}, \left[\frac{d^{n'} v}{dt^{n'}} \right]^{m'}, \left[\int \dots \int v dt \right]^{s'} \right] \quad A.1$$

$\forall p, m, n, r, s$ $\forall p', m', n', r', s'$

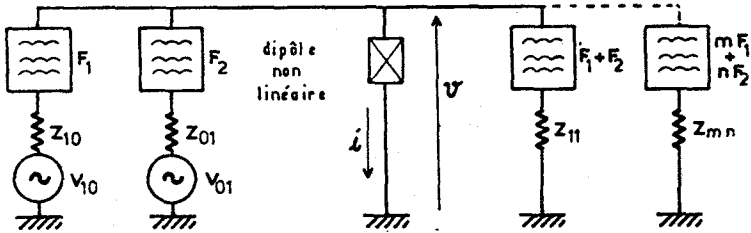


FIGURE A.2 : Circuit multifréquence à dipôle non linéaire

Considérons alors le circuit de la figure (A.2) où le dipôle non linéaire est soumis simultanément à des excitations de fréquences f_1 et f_2 différentes. Les deux générateurs de force électromotrice V_{10} et V_{01} créent aux bornes de l'élément non linéaire des tensions de fréquences f_1 et f_2 , qui induisent un courant donné par l'expression (A.1). Ce courant, dont l'expression est complexe peut être décomposé en série de Fourier étendue aux signaux pseudo périodiques [1]. Il est caractérisé par les termes I_{mn} correspondant aux fréquences $mf_1 + nf_2$. Ces composantes de courant : I_{mn} , en traversant les impédances Z_{mn} , vont donc induire aux bornes de l'élément non linéaire des tensions aux fréquences correspondantes $(mf_1 + nf_2)$. Une fois le régime per-

manent établi, la tension totale v aux bornes de l'élément non linéaire comporte donc des composantes à toutes les fréquences $mf_1 + nf_2$ pour lesquelles l'impédance de charge Z_{mn} n'est pas nulle. En conséquence, pour déterminer toutes les caractéristiques (tensions, courants, impédances, puissances) d'un circuit tel que celui de la figure (A.2), il est nécessaire de déterminer les composantes fréquentielles d'un courant donné par la relation (A.1) dans laquelle la tension v présente des composantes non nulles à un très grand nombre de fréquences.

Pour simplifier cette étude générale, il est intéressant de considérer tout d'abord les cas où la relation (A.1) se simplifie, c'est-à-dire les cas où le dipôle non linéaire se réduit à :

- la conductance et la résistance non linéaires
- la capacité et la self inductance non linéaires

Nous allons donc présenter quelques propriétés générales de ces quatre éléments non linéaires de base en montrant tout d'abord la conservation des relations de dualité pour ces éléments.

II. RELATIONS DE DUALITE

Les relations de dualité, classiques en électronique, montrent l'analogie de comportement entre la résistance et la conductance d'une part, la capacité et la self inductance d'autre part. Avec des composants non linéaires cette dualité prend une plus grande importance puisqu'elle va nous permettre de restreindre l'étude à deux composants non-linéaires de base.

Le courant traversant une capacité non linéaire est lié à la tension par l'équation suivante :

$$\mathbf{I} = \frac{d[\mathbf{Q}(\mathbf{V})]}{dt} = \frac{d}{dt} [\mathbf{C}(\mathbf{V}) \cdot \mathbf{V}] \quad \text{A.2}$$

tandis que pour son élément dual : la self inductance, nous avons la relation :

$$\mathbf{V} = \frac{d[\Phi(\mathbf{I})]}{dt} = \frac{d}{dt} [\mathbf{L}(\mathbf{I}) \cdot \mathbf{I}] \quad \text{A.3}$$

Le courant traversant une conductance non linéaire est lié à la tension par :

$$\mathbf{I} = \mathbf{G}(\mathbf{V}) \cdot \mathbf{V} \quad \text{A.4}$$

tandis que pour son élément dual , la résistance, nous avons :

$$\mathbf{V} = \mathbf{R}(\mathbf{I}) \cdot \mathbf{I} \quad \text{A.5}$$

On constate donc que l'on passe d'un élément à son dual en permuttant i et v et que mathématiquement deux éléments duals obéissent à des équations de forme similaire.

Supposons que la tension alternative v aux bornes de l'élément non linéaire soit de la forme :

$$\mathbf{v} = \sum_{n=1}^{\infty} \mathbf{V}_n \cos(\omega_n t + \varphi_n) \quad \text{A.6}$$

le courant i sera alors de la forme :

$$\mathbf{i} = \sum_{p=1}^{\infty} \mathbf{I}_p \cos(\omega_p t + \varphi_p) \quad \text{A.7}$$

Dans les expressions de v et i un certain nombre des pulsations ω_n et ω_p sont nécessairement identiques.

Par définition la puissance émise ou absorbée par le composant à la pulsation ω_m est donnée par :

$$\mathbf{P}_m = \langle \mathbf{v} \mathbf{I}_m \cos(\omega_m t + \varphi_m) \rangle_t = \langle \mathbf{i} \mathbf{V}_m \cos(\omega_m t + \varphi_m) \rangle_t \quad \text{A.8}$$

relations que l'on peut encore écrire :

$$P_m = \frac{V_m I_m}{2} \cos(\varphi_m - \psi_m) \quad A9$$

On constate donc que les relations donnant les puissances sont inchangées en permuttant i et v. En conséquence :

Toute relation entre les puissances émises ou absorbées par un élément non linéaire, est identique pour son élément dual.

L'admittance présentée par l'élément non linéaire à la pulsation ω_m est par définition :

$$Y_m = \frac{I_m e^{j\psi_m}}{V_m e^{j\varphi_m}} \quad \text{et l'impédance} \quad Z_m = \frac{V_m e^{j\varphi_m}}{I_m e^{j\psi_m}} \quad A10$$

En permuttant i et v on passe donc de l'impédance à l'admittance. En conséquence :

Toute relation entre les admittances présentées par un élément non linéaire devient une relation sur les impédances pour son élément dual.

Comme nous l'avons mentionné, ces considérations d'ordre général permettent de restreindre l'étude des composants non linéaires de base à la capacité et à la conductance non linéaires. Les règles de dualité précédemment énoncées permettent d'étendre les résultats obtenus aux deux autres composants.

III. DIPOLE NON DISSIPATIF : EQUATIONS DE MANLEY-ROWE GENERALISEES

Tout dipôle non linéaire caractérisé par une relation, entre la tension v et le courant i , du type (A.2) ou (A.3), où les lois $C(v)$ et $L(i)$ sont univalentes (c'est-à-dire sans phénomène d'hystérésis), est obligatoirement non dissipatif (annexe I). On a donc :

$$\sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} P_{mn} = 0 \quad \text{A 11}$$

où P_{mn} représente la puissance active s'écoulant dans le composant à la fréquence $mf_1 + nf_2$. Or, on peut montrer (Annexe I) que cette relation est une condition nécessaire et suffisante pour qu'un dipôle obéisse aux lois de Manley-Rowe [2] données par les relations suivantes :

$$\sum_{m=1}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{m P_{mn}}{mf_1 + nf_2} = 0 \quad \text{A 12}$$

$$\sum_{n=1}^{+\infty} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{n P_{mn}}{mf_1 + nf_2} = 0 \quad \text{A 13}$$

Ces deux lois de Manley-Rowe caractérisent donc le comportement en fonctionnement multifréquence de tout dipôle non dissipatif : c'est-à-dire de tout dipôle satisfaisant l'équation (A.11). Ce dernier résultat nous suggère d'effectuer un classement différent des dipôles non linéaires :

- les dipôles non dissipatifs : $\sum_{m,n} P_{mn} = 0$

- les dipôles "dissipatifs" : $\sum_{m,n} P_{mn} \neq 0$

Afin de pouvoir comparer les possibilités de ces deux types de composants, nous allons rappeler brièvement quelques propriétés résultant de l'application des lois de Manley-Rowe aux dipôles non dissipatifs [3] [4] [5].

III.1. Multiplication de fréquence

Dans ce mode de fonctionnement, le circuit de la figure (A.2) est tel que seules les puissances aux fréquences f_1 et mf_1 ne sont pas négligeables, c'est-à-dire que l'impédance de charge Z_{mm} à toutes les autres fréquences est soit nulle, soit infinie, soit purement réactive. Dans ces conditions les lois de Manley-Rowe s'écrivent :

$$\frac{P_1}{f_1} - \frac{m P_m}{m f_1} = 0 \qquad P_m = -P_1 \qquad \text{A14}$$

Toute la puissance appliquée au composant à la fréquence f_1 est transformée en puissance à la fréquence mf_1 et le rendement de conversion théorique est donc toujours égal à 1 quel que soit l'ordre m du multiplicateur. Il est bien évident que ce rendement est en pratique, plus faible, à cause des inévitables pertes dont l'importance augmente avec la fréquence [6].

III.2. Mélangeurs de fréquences

Dans ce mode de fonctionnement, le circuit général de la figure (A.2) est tel que seules les puissances aux fréquences $f_1 = f_m$ (moyenne fréquence) ; $f_2 = f_l$ (oscillateur local) ; $f_1 + f_2 = f_m + f_l = f_s$ (bande latérale supérieure) ; $f_2 - f_1 = f_l - f_m = f_i$ (bande latérale inférieure) peuvent ne pas être négligeables.

Les deux équations de Manley-Rowe donnent alors :

$$\frac{P_m}{f_m} + \frac{P_s}{f_s} - \frac{P_l}{f_l} = 0 \qquad \frac{P_l}{f_l} + \frac{P_s}{f_s} + \frac{P_i}{f_i} = 0 \qquad \text{A15}$$

et nous pouvons étudier les différents types de mélangeurs décrits par la figure (A.1).

III.2.1. MELANGEUR DE RECEPTION BLS

Puissances d'entrée : P_ℓ ; P_S

Puissance de sortie : P_m

Il faut que les puissances à la fréquence de l'oscillateur local : P_ℓ et à la fréquence BLS : P_S soient absorbées par le composant et que la puissance à la moyenne fréquence P_m soit émise, ce qui se traduit par les relations

$$\boxed{P_S > 0 \quad P_\ell > 0 \quad P_m < 0 \quad P_i = 0}$$

simultanément les deux lois de Manley-Rowe nous donnent :

$$P_m = -P_S \frac{f_m}{f_S} \qquad P_\ell = -P_S \frac{f_\ell}{f_S} \qquad A16$$

La lère loi de Manley-Rowe nous indique que le rendement de conversion $\eta = \frac{|P_m|}{P_S} = \frac{f_m}{f_S}$ est toujours faible car en mélangeur de réception nous avons généralement $f_m < f_S$. De plus, la seconde loi de Manley-Rowe montre que la puissance P_ℓ doit être négative ce qui signifie que la partie réelle de l'impédance présentée par le composant à la fréquence de l'oscillateur local est négative ce qui risque de créer des instabilités dans ce circuit.

III.2.2. MELANGEUR DE RECEPTION BLI

Puissances d'entrée : P_ℓ ; P_i

Puissance de sortie : P_m

Pour avoir un fonctionnement en mélangeur de réception BLI, les puissances doivent satisfaire aux conditions suivantes :

$$\boxed{P_i > 0 \quad P_\ell > 0 \quad P_m < 0 \quad P_S = 0}$$

associées aux deux lois de Manley-Rowe :

$$P_m = P_i \frac{f_m}{f_i} \qquad P_\ell = -P_i \frac{f_\ell}{f_i} \qquad A17$$

Pour avoir de la puissance émise à la moyenne fréquence ($P_m < 0$), la 1ère loi de Manley-Rowe montre que P_i doit être négatif ce qui entraîne que la partie réelle de l'impédance présentée par la diode à la fréquence BLI est négative, c'est pourquoi ici encore il y a des possibilités d'instabilité.

Nous constatons donc que tous les dipôles non dissipatifs obéissant à la relation (A.11), telles les capacités ou les selfs inductances non linéaires, peuvent difficilement être utilisés comme élément actif d'un mélangeur de réception. Nous allons montrer qu'il en est tout autrement dans les mélangeurs d'émission.

III.2.3. MELANGEUR D'EMISSION BLS

Puissances d'entrée : P_m, P_ℓ

Puissance de sortie : P_s

pour être dans ces conditions de fonctionnement nous devons avoir :

$P_m > 0$	$P_\ell > 0$	$P_s < 0$	$P_i = 0$
-----------	--------------	-----------	-----------

associé aux deux lois de Manley-Rowe :

$$P_s = -P_m \frac{f_s}{f_m} \qquad P_s = -P_\ell \frac{f_s}{f_\ell} \qquad A18$$

Nous obtenons donc une puissance émise à la bande latérale supérieure lorsque l'on fournit au composant de la puissance à la fréquence de l'oscillateur local et à la moyenne fréquence. Le rendement de conversion, défini

pour un mélangeur d'émission comme le rapport entre la puissance émise par le composant et la puissance fournie par l'oscillateur local est :

$$\eta_s = \frac{|P_s|}{P_\ell} = \frac{f_s}{f_\ell} \quad A19$$

Cette quantité est donc en théorie supérieure à l'unité. Il faut cependant se souvenir des rapports entre les différentes fréquences utilisées (fig A.1) qui en pratique sont telles que $f_s \sim f_\ell$. De plus, si l'on tient compte des inévitables pertes, le rendement de conversion devient inférieur à l'unité.

III.2.4. MELANGEUR D'EMISSION BLI

Puissances d'entrée : P_m, P_ℓ

Puissance de sortie : P_i

il faut ici :

$P_m > 0$	$P_\ell > 0$	$P_i < 0$	$P_s = 0$
-----------	--------------	-----------	-----------

avec les deux lois de Manley-Rowe

$$P_i = P_m \frac{f_i}{f_m} \quad P_i = -P_\ell \frac{f_i}{f_\ell} \quad A20$$

La première loi de Manley-Rowe montre que la puissance sera fournie par le composant à la fréquence moyenne ce qui risque de créer des instabilités dans le circuit moyenne fréquence.

On constate donc que le seul fonctionnement intéressant en mélangeur d'émission est le mélangeur BLS. Ce résultat a cependant été obtenu en admettant qu'aucune puissance n'était émise par le composant à la fréquence image (la fréquence image dans un mélangeur d'émission BLS est

la fréquence BLI). L'impédance de charge présentée par le circuit à la fréquence image était donc supposée purement réactive. Il est donc important d'essayer de préciser les effets résultant d'une impédance de charge en partie résistive à la fréquence image.

III.2.5. INFLUENCE DE L'IMPEDANCE DE CHARGE A LA FREQUENCE

IMAGE EN MELANGEUR D'EMISSION BLS

Les résultats précédents sont valables lorsque l'impédance de charge à la fréquence image est purement réactive. Lorsqu'il n'en est pas ainsi, une partie de la puissance émise par le composant peut être dissipée dans cette impédance. Dans ces conditions, l'équation (A.11) permet d'écrire :

$$P_s = -(P_m + P_L) - P_L \quad \text{A 21}$$

Comme la puissance à la fréquence image ne peut qu'être émise par le composant ($P_i < 0$), nous voyons que la puissance émise à la fréquence BLS sera diminuée par celle émise à la fréquence image. Cette constatation montre toute l'importance que revêt le choix de l'impédance de charge à la fréquence image dans les mélangeurs d'émission utilisant des dipôles non dissipatifs. Celle-ci doit être telle que la puissance émise à la fréquence image soit la plus faible possible.

Nous avons donc établi une généralisation des lois de Manley-Rowe à tous les dipôles non dissipatifs, et analysé plus particulièrement l'utilisation de ces lois dans l'étude des circuits mélangeurs utilisant des susceptances non linéaires. Tous les types de mélangeurs ne peuvent pas être réalisés à l'aide de dispositifs non dissipatifs : c'est le cas des mélangeurs de réception. Nous allons maintenant étudier les possibilités offer-

tes par un dipôle dissipatif sans mémoire tel que la conductance non linéaire.

IV. DIPÔLE "DISSIPATIF" SANS MEMOIRE

Nous définissons le dipôle "dissipatif" sans mémoire comme un composant dont le comportement à un instant t donné, ne dépend que de l'excitation à l'instant t et dont la somme des puissances émises ou absorbées par le composant est différente de zéro. Deux cas peuvent se présenter :

- le dipôle dissipe plus de puissance alternative qu'il n'en émet :

$$\sum_{\substack{mn \\ m \neq 0 \\ n \neq 0}} P_{mn} > 0 \quad \text{A 22}$$

Nous dirons que nous avons alors un dipôle "dissipatif" positif : c'est le cas des dipôles non linéaires habituels.

- le dipôle émet plus de puissance alternative qu'il n'en dissipe :

$$\sum_{\substack{mn \\ m \neq 0 \\ n \neq 0}} P_{mn} < 0 \quad \text{A 23}$$

Nous dirons alors que nous avons un dipôle "dissipatif" négatif. Le principe de conservation de l'énergie impose qu'on lui fournisse de la puissance continue sous forme d'une tension continue V_0 et d'un courant continu I_0 . C'est le cas de tous les dispositifs hyperfréquences à résistance négative tels que les composants à effet Gunn et les dispositifs à injection et temps de transit (Baritt, diode à avalanche). Un dipôle "dissipatif" négatif ne peut exister que dans la mesure où il reçoit de la puissance continue.

Nous nous proposons ici d'étudier essentiellement les dipôles dissipatifs positifs mais de préciser également, quand cela s'avère nécessaire, les modifications apportées lorsqu'on utilise des dipôles dissipatifs négatifs.

Le composant est généralement décrit par une relation, liant le courant qui le traverse à la tension qui existe à ces bornes, de la forme :

$$\mathbf{I} = \mathbf{G}(\mathbf{V}) \cdot \mathbf{V} \quad \text{A 24}$$

Ce n'est autre que la relation tension-courant d'une conductance non linéaire. Les règles de dualité énoncées précédemment permettent d'étendre les résultats obtenus à la résistance non linéaire*.

Nous ferons tout d'abord quelques hypothèses sur la forme de la caractéristique $G(V)$ de la conductance non linéaire :

a) Nous admettrons que la relation $G(V)$ est une relation biunivoque, c'est-à-dire que :

$$\forall \mathbf{v} \neq \mathbf{v}' \iff \mathbf{G}(\mathbf{v}) \neq \mathbf{G}(\mathbf{v}') \quad \text{A 25}$$

b) Le comportement de $G(V)$ au voisinage de $V = 0$ est tel que :

$$\lim_{\mathbf{v} \rightarrow 0} [\mathbf{I}] = \lim_{\mathbf{v} \rightarrow 0} [\mathbf{G}(\mathbf{v}) \cdot \mathbf{v}] = 0 \quad \text{A 26}$$

En partant de ces hypothèses associées à une troisième (à savoir :

$G(V) > 0 \forall V$), PAGE [7] a établi les inégalités suivantes pour une conductance non linéaire positive utilisée dans les conditions de la figure (A.2)

$$\sum_{mn} P_{mn} > 0 \quad \text{A 27} \quad \sum_{mn} |P_{mn}| < \infty \quad \text{A 28}$$

$$\sum_{mn} P_{mn}^2 < \infty \quad \text{A 29} \quad \sum_{mn} P_{mn} [1 - \cos(m\omega_1 + n\omega_2)x] > 0 \quad \forall x \quad \text{A 30}$$

* Ces résultats pourront aussi être étendus au cas où un dipôle linéaire non dissipatif (capacité ou self inductance) est placé en série ou en parallèle avec l'élément non linéaire dissipatif.

La première inégalité de PAGE (A.27) traduit le fait qu'une conductance non linéaire positive dissipe une partie de la puissance qui lui est appliquée sous forme d'effet Joule. Les relations (A.28) et (A.29) indiquent simplement l'impossibilité de générer les puissances infinies, tandis que la relation (A.30) découle du caractère strictement positif de la conductance non linéaire considérée. Or ce caractère strictement positif n'est pas toujours vérifié comme c'est le cas par exemple dans un composant tel que la diode à avalanche [8].

En faisant abstraction de la troisième hypothèse de PAGE, nous nous proposons d'établir une autre relation liant les puissances et les fréquences dans le fonctionnement multifréquence d'une conductance non linéaire.

IV.1. Inégalité des puissances

Considérons une conductance non linéaire utilisée dans les conditions de la figure (A.2). Dans ce cas la tension aux bornes de l'élément comporte toutes les fréquences obtenues par combinaison linéaire des fréquences f_1 et f_2 . Nous pouvons alors écrire :

$$V = \sum_{-8}^{+8} V_{mn} \exp j(m\omega_1 t + n\omega_2 t) \quad \text{A 31}$$

avec $V_{-m,n} = V_{mn}^*$ car V est une quantité réelle.

Il s'en suit que le courant traversant le composant prend la forme :

$$I = \sum_{-8}^{+8} I_{pq} \exp j(p\omega_1 t + q\omega_2 t) \quad \text{A 32}$$

Il est alors possible de calculer (annexe II) la quantité :

$$Q = \left\langle \frac{dV}{dt} \cdot \frac{dI}{dt} \right\rangle_t \quad \text{A 33}$$

et de la relier aux différentes puissances et fréquences apparaissant dans la conductance :

$$Q = \left\langle \frac{dV}{dt} \frac{dI}{dt} \right\rangle_t = \sum_{m=0}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (m\omega_1 + n\omega_2)^2 P_{mn} \quad \text{A 34}$$

Pour une conductance non linéaire, la quantité Q peut facilement être reliée à la forme de la caractéristique G(V) : En effet, nous avons aussi

$$Q = \left\langle g \left[\frac{dV}{dt} \right]^2 \right\rangle_t \quad \text{A 35}$$

où g représente la conductance différentielle instantanée $g = \frac{dI}{dV}$ autour d'un éventuel point de polarisation continu V_0, I_0 .

Si dans le domaine de variation de V, la conductance différentielle est toujours positive alors $\frac{dV}{dt}$ a le même signe que $\frac{dI}{dt}$ et la relation (A.34) devient :

$$\sum_{m=0}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (m\omega_1 + n\omega_2)^2 P_{mn} \geq 0 \quad \text{A 36}$$

Les relations (A.34) et (A.36) vont nous permettre de déterminer les performances des principaux circuits multifréquences à conductance non linéaire et de les comparer à celles obtenues dans les mêmes conditions avec un dispositif non dissipatif.

IV.2. Multiplication de fréquence

Dans ce mode de fonctionnement, le circuit de la figure (A.2) est tel que seules les puissances aux fréquences f_1 et mf_1 ne sont pas nulles.

Dans ce cas, la relation (A.36) permet d'écrire :

$$\omega_1^2 P_1 + (m \omega_1)^2 P_m \geq 0 \quad \text{soit} \quad P_m \leq -\frac{P_1}{m^2} \quad \text{A 37}$$

On montre ainsi qu'avec un multiplicateur à conductance non linéaire positive, le rendement de conversion $\eta = \frac{P_m}{P_1}$ ne peut pas être supérieur à $1/m^2$. Ce résultat est fondamentalement différent de celui que l'on peut obtenir avec un dipôle non dissipatif. Rappelons que cette limitation n'est valable que dans le cas où g est toujours positif et que des performances plus intéressantes pourraient être obtenues avec des dipôles dissipatifs négatifs [9].

IV.3. Oscillateur (dipôle "dissipatif" négatif)

Il est intéressant de remarquer que la relation (A.34) peut nous fournir des indications sur la caractéristique que doit présenter la conductance non linéaire pour réaliser un oscillateur.

Pour que le composant puisse émettre de la puissance alternative, nous savons qu'il est nécessaire de lui fournir une puissance continue. Nous définirons donc la caractéristique de la conductance autour du point de polarisation statique ($V_0, I_0 = G(V_0) \cdot V_0$) par la relation :

$$i = G(V_0, v) \cdot v \quad \text{A 38}$$

dans laquelle i et v représentent les variations de courant et de tension par rapport au point de polarisation statique.

Dans un fonctionnement en oscillateur à la pulsation ω , la

relation (A.34) nous donne :

$$\omega^2 P = \left\langle \frac{dv}{dt} \frac{di}{dt} \right\rangle = \left\langle \frac{dv}{dt} \frac{di}{dt} \right\rangle_1 \quad \text{A 39}$$

De la puissance alternative sera émise par le composant si P est négatif, ce qui entraîne la condition : $\left\langle \frac{dv}{dt} \frac{di}{dt} \right\rangle < 0$. Sachant que la tension aux bornes du composant est généralement de la forme $v = U \cos \omega t$, on peut exprimer cette dernière inégalité à partir des coefficients du développement en série de Fourier de $G(V_0, v)$ donnés par :

$$G_n = G_{-n}^* = \frac{1}{T} \int_0^T G(V_0, v) e^{-jn\omega t} dt \quad \text{A 40}$$

On obtient alors la condition d'oscillation suivante :

$$2 G_0 + G_1 + G_2^* < 0 \quad \text{A 41}$$

que nous pouvons écrire sous la forme :

$$\int_0^T G(V_0, U \cos \omega t) \cos^2 \omega t dt < 0 \quad \text{A 42}$$

Cette relation dépend de l'amplitude U de la tension alternative v aux bornes du composant. Elle nous montre, bien évidemment que la caractéristique G(V) doit présenter une partie négative dans le domaine de variation de v. Elle permet en plus de déterminer l'amplitude U de la tension alternative pour une fréquence d'oscillation donnée ainsi que la puissance d'émission à partir de l'équation $I_0 = G(V)$ qui caractérise la conductance non linéaire.

IV.4. Mélangeurs

Nous savons que dans ce mode de fonctionnement, le circuit de la figure (A.2) est tel que seules les puissances aux fréquences indiquées par la figure (A.1) ne sont pas nulles (il s'agit de la moyenne fréquence,

de l'oscillateur local, la BLS et la BLI). L'équation (A.34) nous donne alors :

$$\omega_m^2 P_m + \omega_l^2 P_l + \omega_s^2 P_s + \omega_i^2 P_i = \left\langle \frac{dV}{dt} \frac{dI}{dt} \right\rangle_t \quad A43$$

Nous nous proposons d'utiliser cette relation pour étudier les différents types de mélangeurs réalisés à partir de dispositifs non linéaires "dissipatifs".

IV.4.1. MELANGEUR DE RECEPTION BLS

Puissances d'entrée : P_s ; P_l

Puissance de sortie : P_m

Les conditions de fonctionnement d'un tel mélangeur sont :

$P_s > 0$	$P_l > 0$	$P_m < 0$	$P_i = 0$
-----------	-----------	-----------	-----------

en posant $P'_m = -P_m$, où P'_m représente donc la puissance que l'on peut recueillir à la moyenne fréquence, la relation (A.43) nous donne :

$$P'_m = \frac{\omega_l^2 P_l + \omega_s^2 P_s}{\omega_m^2} - \left\langle \frac{dV}{dt} \frac{dI}{dt} \right\rangle_t \frac{1}{\omega_m^2} \quad A44$$

Comme en général la moyenne fréquence est très inférieure à la fréquence BLS et donc à la fréquence de l'oscillateur local, nous pouvons écrire :

$$P'_m \approx \frac{\omega_l^2}{\omega_m^2} (P_l + P_s) - \frac{1}{\omega_m^2} \left\langle \frac{dV}{dt} \frac{dI}{dt} \right\rangle_t \quad A45$$

ce qui nous donne pour une conductance non linéaire positive :

$$P'_m \leq \frac{\omega_l^2}{\omega_m^2} (P_l + P_s) \quad A46$$

Comme en général $\omega_l \gg \omega_m$ nous pourrions donc avoir :

$$P'_m > P_2 + P_3 \quad \text{A 47}$$

mais ce résultat est contraire à la première loi de PAGE [7] qui pour une conductance positive, nous dit que :

$$P'_m \leq P_2 + P_3 \quad \text{A 48}$$

Ces relations ne nous apportent donc pas de renseignement précis sur le rendement de conversion entre la puissance BLS (P_s) et la puissance moyenne fréquence (P_m). Elles expriment simplement que le rendement global n'est limité que par la forme de la caractéristique $G(V)$ de la conductance.

L'équation (A.43) étant symétrique pour les signaux à la fréquence BLI et à la fréquence BLS, les performances des mélangeurs de réception BLS et BLI seront donc identiques. De nombreuses études ont été publiées sur les mélangeurs de réception [10] en prenant comme hypothèse de départ que l'oscillateur local est d'un niveau très supérieur aux autres signaux. Il est alors possible de simplifier considérablement le problème en admettant que la conductance non linéaire n'est pilotée que par le fort niveau de l'oscillateur local. Dans ces conditions on peut montrer que le rendement de conversion $\eta = \frac{P'_m}{P_s}$ est toujours inférieur à l'unité [10]. Cependant si cette hypothèse (niveau d'oscillateur local supérieur aux autres signaux) est justifiée par la conception même des mélangeurs de réception, il en est tout autrement dans les mélangeurs d'émission qui doivent convertir le maximum de puissance haute fréquence et qui, dans ces conditions, travaillent avec des niveaux de puissance comparables à toutes les fréquences.

IV.4.2. MELANGEUR D'EMISSION BLS

Puissances d'entrée : P_m, P_l

Puissance de sortie : P_s

A cause de la symétrie de l'expression (A.43) nous n'étudierons que le mélangeur d'émission BLS pour lequel nous devons avoir :

$$\boxed{P_m > 0 \quad P_l > 0 \quad P_s < 0 \quad P_i = 0}$$

L'équation (A.43) peut alors s'écrire :

$$P'_s = P_s = \frac{\omega_m^2 P_m + \omega_l^2 P_l}{\omega_s^2} - \left\langle \frac{dV}{dt} \frac{dI}{dt} \right\rangle_t \frac{1}{\omega_s^2} \quad \text{A 49}$$

Pour une conductance non linéaire positive nous avons $\left\langle \frac{dV}{dt} \frac{dI}{dt} \right\rangle_t > 0$ et dans ce cas nous obtenons :

$$P'_s \leq \frac{\omega_m^2 P_m + \omega_l^2 P_l}{\omega_s^2} \quad \text{A 50}$$

Nous voyons donc que le rendement global de conversion n'est plus limité par la première loi de PAGE, mais par le terme en $\frac{\omega_m^2}{\omega_s^2}$ en général très inférieur à l'unité (En effet $\omega_s = \omega_l + \omega_m \gg \omega_m$). Cependant le rendement de conversion du mélangeur d'émission défini par :

$$\eta_E = \frac{P'_s}{P_l}$$

est borné par :

$$\eta_E \leq \frac{\omega_m^2 P_m}{\omega_s^2 P_l} + \frac{\omega_l^2}{\omega_s^2} \approx 1 - \frac{2\omega_m}{\omega_s} + \frac{\omega_m^2}{\omega_s^2} \frac{P_m}{P_l} \quad \text{A 51}$$

Cette expression indique que le rendement de conversion est borné par une quantité qui est très voisine de l'unité. Elle peut même être supérieure à

l'unité pour une puissance moyenne fréquence appliquée au composant telle que :

$$P_m > \frac{2 \omega_s}{\omega_m} P_e \quad A52$$

ce qui correspond à une puissance moyenne fréquence très importante par rapport à la puissance délivrée par l'oscillateur local (en pratique $\omega_s \gg \omega_m$). De plus, cette augmentation favorable de la borne du rendement de conversion ne se traduit pas obligatoirement par une augmentation réelle du rendement à cause du terme $\langle \frac{dV}{dt} \frac{dI}{dt} \rangle_t$ qui dépend lui aussi des puissances.

Nous avons examiné le cas de la conductance non linéaire positive, mais il est possible en mélangeur d'émission d'utiliser des composants présentant une conductance différentielle négative. Dans ce cas, l'équation (A.49) montre que la puissance de sortie peut être notablement augmentée par le terme $\langle \frac{dV}{dt} \frac{dI}{dt} \rangle_t$ qui peut devenir négatif. Cela s'explique par le fait qu'une partie de la puissance continue, qui polarise le composant* est alors transformée en signal alternatif ce qui contribue à une amélioration du rendement.

IV.4.3. INFLUENCE DE L'IMPEDANCE DE CHARGE A LA FREQUENCE

IMAGE DANS UN MELANGEUR D'EMISSION BLS

Lorsque l'impédance de charge à la fréquence image (fréquence BLI dans le cas du mélangeur BLS) n'est plus purement réactive, elle absorbe une puissance $P'_i = - P_i \neq 0$.

*Il n'existe pas de conductance différentielle négative sans polarisation par une source extérieure.

Toutes les puissances mises en jeu doivent obéir aux relations suivantes :

- $P_m > 0$ Puissance absorbée à la moyenne fréquence
 $P_L > 0$ Puissance absorbée à la fréquence de l'oscillateur local
 $P'_s = - P_s > 0$ Puissance émise à la fréquence de sortie BLS
 $P'_i = - P_i > 0$ Puissance émise à la fréquence image BLI

L'équation des puissances (A.43) nous permet d'obtenir :

$$P'_s = \frac{\omega_m^2 P_m + \omega_L^2 P_L - \omega_i^2 P'_i}{\omega_s^2} - \left\langle \frac{dV}{dt} \frac{dI}{dt} \right\rangle_t \cdot \frac{1}{\omega_s^2} \quad \text{A 53}$$

Dans ces conditions, il apparaît que la puissance émise à la fréquence image (P'_i) vient se retrancher de la puissance de sortie à la bande latérale supérieure (P'_s). Il semble donc qu'il soit nécessaire d'accorder le circuit à la fréquence image par un circuit purement réactif. Ce résultat ne doit pas être considéré comme acquis. En effet, il ne tient pas compte des variations du terme $\left\langle \frac{dV}{dt} \frac{dI}{dt} \right\rangle_t$ dont les effets peuvent être prépondérants et nous ne pouvons exclure que, pour certaine forme de conductance non linéaire, le maximum de puissance de sortie soit obtenu pour une impédance de charge en partie résistive à la fréquence image.

Nous avons résumé dans le tableau (A.1) l'ensemble des performances que l'on peut obtenir avec un dipôle non dissipatif et avec un dipôle "dissipatif" sans mémoire. Nous avons distingué deux types de dipôles "dissipatifs".

a) Dipôle "dissipatif" positif :

La conductance différentielle présentée par ce composant est essentiellement positive dans le domaine de variation de la tension alterna-

tive. Ce type de composant dissipe sous forme d'effet Joule une partie de la puissance des signaux alternatifs, ce que nous traduisons par la relation :

$$\sum_{\substack{mn \\ m \neq 0 \\ n \neq 0}} P_{mn} > 0 \quad \text{A 54}$$

b) Dipôle "dissipatif" négatif :

La conductance différentielle présentée par ce type de composant est négative (ou présente des parties négatives) dans le domaine des variations de la tension alternative qui lui est appliquée. Dans ces conditions, le bilan global des puissances (puissance continue + puissances des signaux alternatifs) est bien entendu positif; cependant la somme des puissances alternatives est négative :

$$\sum_{\substack{mn \\ m \neq 0 \\ n \neq 0}} P_{mn} < 0 \quad \text{A 55}$$

Ce composant convertit donc une partie de la puissance continue qui lui est appliquée, en puissances alternatives.

	Dipôles non dissipatifs	Dipôles "dissipatifs" : $P_o + \sum P_{mn} > 0$	
	$\sum P_{mn} = 0$	Positifs $\sum P_{mn} > 0$	Négatifs $\sum P_{mn} < 0$
Multiplicateur rang n	$ P_n /P_1 = 1$	$ P_n /P_1 < 1/n^2$	$P_n/P_1 > 1/n^2$
Mélangeur de réception	instable	rend < 1	rend > 1 possible
Mélangeur d'émission	rend ~ 1	rend ~ 1	rend > 1 possible

TABLEAU A.1

Ces différents résultats comparés, montrent que les dipôles "dissipatifs" positifs (résistances ou conductances non linéaires) trouveront une application principale en mélangeur de réception [11] ; les dipôles non dissipatifs (capacité non linéaire par exemple) seront plus particulièrement utilisés dans les multiplicateurs de fréquences [12] et dans les mélangeurs d'émission [13]. Cependant, pour ces dernières applications, la réactance non linéaire, pourra être avantageusement remplacée par une conductance non linéaire présentant une caractéristique différentielle négative [14] [15].

Afin d'étudier plus en détail les différents modes de fonctionnement des mélangeurs, ce qui est le but de toute l'étude qui va suivre, il est nécessaire de pouvoir calculer les puissances et les impédances présentées par le dipôle non linéaire aux quatre fréquences prépondérantes qui sont :

- F_m la moyenne fréquence
- F_l la fréquence de l'oscillateur local
- F_s la fréquence de la bande latérale supérieure
- F_i la fréquence de la bande latérale inférieure

Il convient donc de déterminer les composantes du courant total et de la tension totale correspondant à ces différentes fréquences.

Comme l'indique l'équation générale (A.1), le régime de fonctionnement dépend à la fois des amplitudes des différentes composantes de la tension et de leur phase respective. Nous nous proposons de montrer que dans un fonctionnement en mélangeur les puissances hyperfréquences mises en jeu ne dépendent, outre des amplitudes, que de deux combinaisons

linéaires des phases des composantes (aux quatre fréquences F_m , F_l , F_s et F_i) de la tension qui ne sont donc pas indépendantes.

V. RELATIONS DES PHASES DANS LES MELANGEURS

Considérons un dipôle non linéaire destiné à fonctionner en mélangeur dans le système de la figure (A.2) où le circuit est tel que seules des tensions aux quatre fréquences F_m , F_l , F_s , F_i puissent exister aux bornes de l'élément non linéaire. Dans ces conditions, une fois le régime permanent établi, nous avons montré que la tension aux bornes de l'élément non linéaire prenait la forme :

$$v = v_0 + \sum_{\substack{x= \\ m,l,s,i}} v_x \cos(\omega_x t + \varphi_x) \quad A 56$$

Par ailleurs, l'élément non linéaire utilisé peut être caractérisé par une équation du type donné par la relation A.1 ce qui signifie que le courant total traversant le dipôle sera de la forme :

$$i = \sum_{\alpha_x} K(\alpha_x, \alpha_0) v_0^{\alpha_0} \prod_{\substack{x= \\ m,l,s,i}} \left[\frac{\cos(\omega_x t + \varphi_x)}{\sin(\omega_x t + \varphi_x)} \right]^{\alpha_x} \quad A 57$$

Nous avons alors calculé en annexe 3 les composantes de ce courant aux quatre fréquences pour lesquelles il existe des composantes de tension non nulles. Nous en avons déduit les expressions des puissances et des admittances correspondantes qui s'écrivent pour les quatre fréquences sous la forme :

$$P_x = \frac{1}{2} R \sum F_x v_x e^{j[A_x(\varphi_m + \varphi_l - \varphi_s) + (\varphi_m - \varphi_l + \varphi_i) B_x]} \quad A 58$$

$$Y_x = \sum \frac{F_x}{V_x} e^{j[A'_x(\varphi_m + \varphi_l - \varphi_s) + B'_x(\varphi_m - \varphi_l + \varphi_i)]} \quad A 59$$

Nous aboutissons donc au fait remarquable suivant :

Dans un fonctionnement en mélangeur , les puissances traversant l'élément non linéaire ainsi que les admittances qu'il présente aux quatre fréquences F_m , F_l , F_s , F_i , ne dépendent (pour les phases uniquement) que de deux combinaisons linéaires des phases des composantes de la tension qui existe à ces bornes :

$$\phi_s = \varphi_m + \varphi_l - \varphi_s \quad A\ 60 \qquad \phi_i = \varphi_m - \varphi_l + \varphi_i \quad A\ 61$$

Ces deux relations sont très intéressantes car elles montrent qu'il existe nécessairement une corrélation de phase entre les différents signaux dans un mélangeur.

En effet, considérons à titre d'exemple un mélangeur d'émission BLS : Les puissances fournies à la fréquence moyenne et à la fréquence de l'oscillateur local sont fixées ainsi que les admittances de charge aux fréquences BLS et BLI. Les relations (A.60) et (A.61) montrent que ϕ_s et ϕ_i ont alors une valeur pratiquement déterminée. Dans ces conditions la phase du signal de sortie BLS est donnée par la relation (A.60) soit :

$$\varphi_s = \varphi_m + \varphi_l - \phi_s \quad A\ 62$$

La relation (A.62) montre ainsi que la phase du signal de sortie BLS (φ_s) suivra fidèlement les variations de phase du signal d'entrée à la moyenne fréquence (φ_m) si la phase de l'oscillateur local est maintenue constante. Ce résultat est général et ne dépend pas du dipôle non linéaire utilisé pour réaliser le mélangeur.

CONCLUSION

Nous avons établi, dans ce chapitre, quelques lois générales caractérisant le fonctionnement multifréquence des dipôles non linéaires que nous avons classés en deux grandes catégories:

- les dipôles non dissipatifs pour lesquels nous avons étendu le champ d'application des lois de Manley-Rowe

- les dipôles "dissipatifs" sans mémoire que nous avons caractérisés par une loi générale sur les puissances

Ces résultats nous ont permis de comparer les performances que l'on peut espérer atteindre avec ces deux types de composants dans les fonctionnements classiques et très utilisés que sont les multiplicateurs, les oscillateurs et les mélangeurs.

Enfin, nous avons montré la corrélation qui existe entre les phases des différents signaux présents aux bornes d'un composant non linéaire fonctionnant en mélangeur de fréquences, sous forme de deux équations reliant ces phases entre elles. Ces deux dernières relations nous seront d'un très grand intérêt pour l'étude approfondie des mélangeurs d'émission en permettant de restreindre le nombre des paramètres qui caractérisent un régime de fonctionnement.

B I B L I O G R A P H I E

C H A P I T R E I

- 1 ANGOT
"Complément de mathématiques"
Edition de la Revue d'Optique, p. 74-75
- 2 MANLEY J.M et A1
"General energy relation in non linear reactance"
Proc IRE 47 N° 12, Décembre 1959, pp. 2115-2116
- 3 MANLEY et A1
"Some general properties of non linear elements"
Proc IRE Vol 44 N° 7, Jul 56, p 904-913
- 4 BYOMAN et ZADWORNY
"Générateurs et amplificateurs modernes"
Dunod Editeur
- 5 ROWE H.E
"General properties of non linear elements small signal theorie"
Proc. IRE Vol 46 N° 5 May 58 pp. 850-860
- 6 A. GUISSARD
"Adaptation d'impédance dans les circuits changeurs de fréquences"
Annal des Télécom. t 22 N° 3-4 1967, p. 85-106
- 7 CH. PAGE
"Frequency conversion with positive non linear resistors"
Journ of research of the Nat Bur of Standards
Vol 56, N° 4 Ap.56 p. 179-182
- 8 READ WT
"A proposed hight frequency negative resistance diode"
BSTJ 37, 1958, p. 401-406

- 9 P.A. ROLLAND
"Utilisation des diodes à avalanche pour la multiplication
de fréquences de rang élevé en ondes millimétriques"
Thèse de 3e cycle, Lille 1973
- 10 HC TORREY and CA WITMER
"Crystal rectifier" (MIT Radiation laboratory series)
Vol. 15 NY MC Graw Hill 1948
- 11 CA LIECHTI
"Down converters using schottky-Barrier diodes"
IEEE TED Vol ED 17, N° 11 Nov. 1970
- 12 A. GUISSARD
"Les circuits changeurs de fréquence : courbes réponses"
Ann des Telecom. t 23 N° 9-10 1968 p. 235-248
- 13 BRODERIC CW and al
"Varactor up converters for satellite use"
Microwave journal vol 10 N° 7 Juin 67, p. 57-61
- 14 J.L. VATERKOWSKI and al
"A Ka band avalanche diode up-converter"
P.I.E.E.E. Mai 1975, p. 820-822
- 15 MJ AHMED
"Avalanche diode amplifieur up converter"
Elec. Letters Vol 9, Oct. 73, P. 490-491

CHAPITRE I I

Détermination théorique des performances

des mélangeurs d'émission à diode à avalanche

en régime de faibles puissances

INTRODUCTION

De nombreux travaux ont été consacrés aux composants non linéaires utilisés principalement dans les systèmes multiplicateurs de fréquences [1] [2] [3] et les mélangeurs de réception [4] [5]. C'est ainsi que l'étude des diodes varactors et des diodes à stockage de charge fut particulièrement développée dans les systèmes multiplicateurs tandis que les possibilités offertes par les diodes à pointe et les diodes Schottky furent surtout explorées dans les mélangeurs de réception. Dans ce présent chapitre nous nous proposons d'étudier un problème plus nouveau : le fonctionnement en mélangeur d'émission d'une diode à avalanche. On utilisera dans ce but une théorie analytique qui, bien que ne s'appliquant que dans le cas des signaux d'amplitude suffisamment faible, permettra de mieux comprendre les problèmes spécifiques de ce régime de fonctionnement.

Au préalable il peut être important de préciser les différences majeures qui existent entre les deux régimes de fonctionnement d'apparence très voisins que sont le mélangeur de réception et le mélangeur d'émission. Les mélangeurs de réception, comme l'indiquent les figures A.1 et A.2 sont utilisés pour transporter l'information contenue dans un signal haute fréquence vers un signal basse fréquence dans le but de détecter cette information. Ce mode de détection, par changement de fréquence, ne se justifie qu'avec des signaux de hautes fréquences de très faibles niveaux (en pratique quelques picowatts). L'oscillateur local nécessaire à ce changement de fréquence est donc toujours d'un niveau très supérieur aux autres signaux (en pratique quelques milliwatts). Il résulte de ces ordres de grandeurs des puissances que la non linéarité du composant utilisé n'est pilotée que par le fort niveau de l'oscillateur tandis que le composant reste linéaire pour toutes les autres fréquences [6]. Ces considérations permettent de s'im-

plifier l'étude théorique des mélangeurs de réception.

Le mélangeur d'émission par contre, doit transporter l'information contenue dans un signal basse fréquence vers un signal haute fréquence de puissance la plus élevée possible. (En pratique, la puissance de sortie est du même ordre de grandeur que celle délivrée par l'oscillateur local). Dans ces conditions il n'est plus possible d'utiliser les hypothèses simplificatrices rencontrées dans l'étude des mélangeurs de réception car la non linéarité du composant utilisé est pilotée par tous les signaux. C'est là que réside la principale différence entre les deux modes de fonctionnement et aussi la principale difficulté rencontrée pour la détermination théorique des performances d'un mélangeur d'émission. Il nous faut donc en aborder l'étude progressivement et nous limiter dans ce chapitre, où les calculs seront effectués de façon analytique, aux régimes de faible puissance. Il sera alors possible de considérer, dans cette première phase, la diode à avalanche comme une réactance non linéaire et d'obtenir des expressions simples des puissances, des admittances et du rendement de conversion que nous nous efforcerons d'optimiser.

I. LA DIODE A AVALANCHE : METHODE GENERALE D'ETUDE

I.1. Phénoménologie de l'avalanche

L'effet d'avalanche [7] est la création, dans un semiconducteur, de paire électron-trou lors de l'interaction inélastique avec le réseau cristallin d'un porteur libre ayant acquis une certaine énergie grâce à un champ électrique intense. Ce phénomène est à distinguer de l'effet Zener qui se caractérise par une génération spontanée de paire électron-trou grâce à une transition isoénergétique des électrons entre la bande de valence et la bande de conduction. Les champs électriques nécessaires pour produire l'ionisation

par chocs (10^5 V/m) sont du même ordre de grandeur que pour l'effet Zener, seuls le profil de distribution des impuretés et la différence de potentiel appliquée à l'échantillon déterminent le phénomène prépondérant.

Le choc ionisant d'une particule de grande énergie sur un électron de valence d'un atome du réseau crée une paire électron-trou. Les nouveaux porteurs, ainsi que les porteurs initiaux, se déplacent alors dans le champ régnant dans le semiconducteur et si ce dernier est assez important, ils peuvent acquérir, à leur tour, suffisamment d'énergie pour créer de nouvelles paires électron-trou. Il apparaît alors immédiatement que le phénomène d'avalanche n'est possible que si un électron ou un trou issu d'une collision ionisante peut au cours de son transit dans le champ électrique, acquérir suffisamment d'énergie pour créer, en moyenne, une paire électron-trou : on obtient ainsi ce que l'on appelle la condition d'avalanche. Pour caractériser ce phénomène on définit deux grandeurs qui dépendent du type de semiconducteur considéré et du champ électrique régnant à l'intérieur de celui-ci : Ce sont les taux d'ionisation [8] [9] :

α_n = taux d'ionisation des électrons

α_p = taux d'ionisation des trous

Ils représentent le nombre de paires électron-trou créées par un porteur et par unité de longueur dans la direction du champ électrique. K.G. Mc KAY a le premier donné une théorie quantitative du phénomène d'avalanche et a établi la condition d'avalanche ou condition de Mc. KAY [10]

$$\int_0^{\delta} \alpha[E(x)] dx = 1$$

Cette expression * est obtenue dans le cas où les taux d'ionisation des électrons et des trous sont égaux et où le phénomène d'avalanche a lieu dans un semiconducteur "unidimensionnel" d'épaisseur δ soumis à une tension :

$$U_0 = \int_0^{\delta} E_{\alpha}(x) dx \quad B2$$

1.2. Réalisation du phénomène d'avalanche

Le phénomène d'avalanche peut théoriquement s'obtenir directement dans un semiconducteur en volume. Cependant, le courant électrique, correspondant à un champ électrique de quelques 10^5 V/cm nécessaire au déclenchement de l'avalanche, conduit à des dissipations thermiques souvent trop importantes pour être supportées par le matériau semiconducteur. Aussi utilise-t-on généralement une jonction semiconductrice polarisée en inverse. Le courant de saturation permet d'apporter dans la zone désertée un flux de porteurs suffisant pour être initiateur du phénomène d'avalanche.

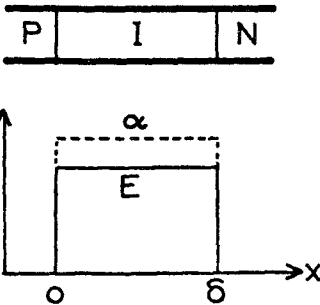


FIGURE B.1 : Carte du champ électrique et du taux d'ionisation d'une diode PIN.

La plus simple de ces structures est la diode PIN dont le régime d'avalanche a été étudié par MISAWA [11] figure (B.1). Le phénomène d'avalanche s'étend sur toute la zone désertée qui se confond dans ce cas particulier avec ce que nous appelons la "zone d'avalanche".

*Des relations plus complexes peuvent être obtenues lorsque les taux d'ionisation des électrons et des trous sont différents [8].

L'exemple présenté par la figure (B.2) correspond à une structure plus élaborée (P^+PIN^+). Le champ électrique n'est suffisamment intense, pour produire l'avalanche, que dans une "zone d'avalanche" d'épaisseur δ faible devant toute la zone désertée. Ce type de structure dit de READ [7] a été le premier à être étudié. Il peut être décomposé en une zone d'épaisseur δ où "zone d'avalanche" et une zone de d'épaisseur $W - \delta$ où le champ électrique n'est plus suffisamment intense pour produire l'avalanche, mais cependant suffisant pour entraîner les porteurs issus de la zone d'avalanche à leur vitesse limite : cette zone est appelée zone de transit.

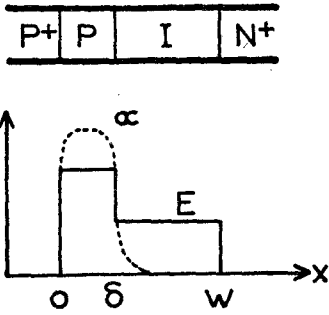


FIGURE B.2 : Diode P^+PIN^+

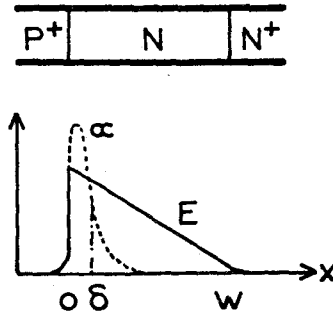


FIGURE B.3 : Diode $P^+N^+N^+$

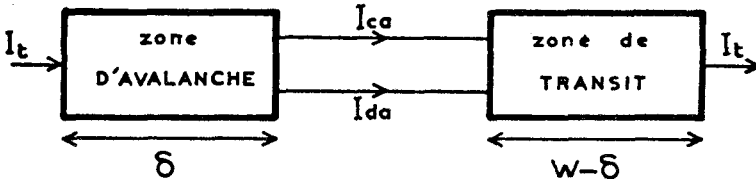
CARTE DU CHAMP ELECTRIQUE ET DU TAUX D'IONISATION

La diode de READ est souvent difficile à réaliser technologiquement. On est donc amené à considérer une structure plus simple : le type $P^+N^+N^+$ (figure B.3), qui permet de conserver une zone de transit dont nous verrons tout l'intérêt par la suite. La carte du champ électrique ne permet plus de distinguer aussi facilement la zone d'avalanche et la zone de transit. Mais, en considérant l'évolution du taux d'ionisation $\alpha(E)$, qui est une fonction très rapidement croissante du champ électrique, il est généralement possible de décomposer encore la diode en :

- une zone d'avalanche d'épaisseur δ où existe le phénomène d'ionisation (la méthode permettant la détermination de δ est donnée dans [12] [13].

- une zone de transit d'épaisseur $W - \delta$ où les porteurs se déplacent à leur vitesse limite * et où le phénomène d'avalanche est négligeable. (Cette zone n'existe pas dans le cas de la diode PIN).

Le comportement de ces deux zones est de nature très différent : elles seront donc traitées séparément selon la configuration de la figure (B.4)



I_t = courant total

I_{ca} = courant de conduction sortant de la zone d'avalanche

I_{da} = courant de déplacement sortant de la zone d'avalanche

FIGURE B.4 : Modèle à deux zones de la diode à avalanche et temps de transit.

Nous étudierons dans un premier temps le mélangeur d'émission à diode de type PIN qui ne présente qu'une simple zone d'avalanche. Les résultats que nous obtiendrons seront alors utilisés pour l'étude de la diode à avalanche avec transit (type $P^+ N N^+$).

*Ceci n'est vrai que si le champ électrique est supérieur au champ critique E_c ($E_c = 10$ KV/cm) : cette condition est satisfaite dans pratiquement toute la zone désertée lorsque la diode est polarisée à la tension d'avalanche.

I.3. Propriétés de la diode PIN (zone d'avalanche)

en mélangeur d'émission

A partir des équations de Poisson et de continuité de courant, READ [7] a établi une relation simple liant le courant de conduction $I_{ca}(t)$ supposé constant dans la zone d'avalanche, au champ électrique $E(x,t)$: c'est l'équation de READ :

$$\frac{\delta}{M v_0} \frac{d I_{ca}(t)}{dt} = [\Psi(E) - 1] I_{ca} + I_s \quad B 3$$

$$\Psi(E) = \int_0^{\delta} \alpha [E(x,t)] dx \quad M = 2 \quad B 4$$

Cette équation est obtenue en faisant les hypothèses suivantes :

- a) la diode est unidimensionnelle
- b) les taux d'ionisation des porteurs sont égaux ($\alpha_n = \alpha_p = \alpha$)
- c) les vitesses des porteurs, électrons et trous, sont toutes deux égales à la vitesse limite v_0
- d) l'effet sur le champ électrique de la charge d'espace due aux porteurs mobiles est négligé

Les trois dernières hypothèses sont assez loin d'être vérifiées dans le cas du silicium. LEE [14] a proposé une équation générale tenant compte de taux d'ionisation et de vitesses différentes pour les deux types de porteurs. On obtient ainsi des équations plus complexes mais finalement les expressions mathématiques restent assez analogues et conduisent à des résultats très voisins de ceux obtenus à partir de l'équation de READ, dans la mesure où le taux d'ionisation α qui entre dans l'expression (B.3) est un taux d'ionisation "moyen" convenablement choisi.

Par ailleurs, en ce qui concerne la quatrième hypothèse, certains auteurs ont montré que l'on pouvait en tenir compte en modifiant la valeur de M qui intervient dans l'équation de READ et obtenir ainsi des résultats très voisins de ceux correspondant à la résolution complète des équations électrocinétiques sur ordinateur [15]. Dans ce travail, nous avons donc choisi les valeurs suivantes pour le taux d'ionisation "moyen" α et le facteur M

$$\alpha(E) = \alpha_0 e^{\lambda E} \quad \alpha_0 = 28 \text{ cm}^{-1} \quad \lambda = 1.68 \cdot 10^{-5} \text{ cm/v} \quad M = 2.7 \quad B5$$

Pour pouvoir résoudre analytiquement l'équation (B.3) dans les conditions correspondant à un fonctionnement en mélangeur de fréquence, nous sommes amenés à introduire les hypothèses supplémentaires suivantes :

a) La zone d'avalanche est suffisamment confinée pour pouvoir admettre que le champ électrique y est constant * $E(x,t) = E(t)$; ce qui permet d'écrire :

$$\Psi(E) = \int_0^{\delta} \alpha(E) dx = \delta \cdot \alpha(E) \quad B6$$

b) Le courant de saturation, bien qu'initiateur de l'effet d'avalanche est suffisamment faible devant le courant de conduction total pour pouvoir être négligé dans l'équation (B.3). L'équation de Read s'écrit alors sous la forme :

$$\frac{\tau}{M} \frac{dI_c}{dt} \frac{1}{I_c} = \Psi(E_0 + e) - 1 \quad B7$$

$$\tau = \delta / v_0 \quad B8$$

*

En réalité il faut remarquer que cette condition est presque implicite dans l'équation de Read : Le courant total est constant, comme le courant de conduction est indépendant de x il en résulte que le courant de déplacement doit l'être aussi. Donc, le champ électrique alternatif est indépendant de x.

Il s'agit alors de résoudre l'équation (B.7) avec un champ électrique qui comporte :

- un champ constant E_0 dont la valeur est donnée par le circuit de polarisation
- un champ alternatif $e(t)$ périodique (de période T) et de valeur moyenne nulle

On peut tout d'abord remarquer que le champ électrique $e(t)$ étant stationnaire, $I_c(t)$ doit l'être également, il en résulte d'après (B.7) que :

$$\langle \Psi(E_0 + e) - 1 \rangle_T = 0 \quad \text{B 9}$$

c'est la condition d'avalanche en régime dynamique.

Par ailleurs, la quantité :

$$R = \left\langle \frac{T}{M} \frac{dI_c}{dt} \right\rangle_T \quad \text{B 10}$$

est également nulle dans la mesure où $I_c(t)$ ne présente pas de discontinuités c'est-à-dire dans la mesure où le champ électrique $e(t)$ est mathématiquement continu, ce qui est toujours le cas avec des signaux sinusoïdaux.

L'équation de Read (B.7) permet alors d'écrire :

$$R = \left\langle \left[\Psi[E_0 + e(t)] - 1 \right] I_c \right\rangle_T = 0 \quad \text{B 11}$$

Cette relation (B.11) va nous renseigner sur le comportement de la diode à avalanche en fonction du niveau des signaux qui lui sont appliqués et nous allons considérer deux cas :

- a) le champ électrique alternatif est très faible par rapport au champ continu E_0 (par exemple inférieur à $E_0/10$.)

Dans ces conditions nous pouvons faire un développement au premier ordre de $\psi(E)$ de la forme *

$$\Psi(E_0 + e) = \Psi(E_0) + \Psi'(E_0) \cdot e(t) \quad \text{B 12}$$

La condition d'avalanche (B.9) nous donne alors :

$$\langle \Psi(E_0) + \Psi'(E_0) \cdot e(t) - 1 \rangle_T = 0 \quad \text{soit} \quad \Psi(E_0) = 1 \quad \text{B 13}$$

Puisque la valeur moyenne de $e(t)$ est nulle : il en résulte que le champ électrique E_0 , que l'on calcule à partir de (B.13), est indépendant de l'amplitude du signal alternatif.

L'expression (B.11) se simplifie et nous obtenons alors :

$$\langle e(t) \cdot I_c(t) \rangle_T = 0 \quad \langle \Psi'(E_0) \cdot e(t) \cdot I_c(t) \rangle_T = 0 \quad \text{B 14}$$

Cette dernière expression s'interprète facilement comme la puissance active dissipée dans la diode.

La relation (B.14) montre donc que la diode à avalanche, soumise à des champs électriques de faibles valeurs (donc à des puissances faibles), se comporte comme un dipôle non dissipatif, et de ce fait, obéit aux lois de Manley-Rowe. L'équation (B.7) montre que la diode est alors équivalente à une inductance non linéaire de valeur :

$$L(I_c) = \frac{\tau \delta}{M \cdot \Psi'(E_0)} \frac{1}{I_c} \quad \text{B 15}$$

*

A titre d'exemple avec une diode PIN de 0,5μ le champ électrique correspondant à la tension d'avalanche de 20V est de $4 \cdot 10^5$ V/cm. Compte tenu des valeurs numériques du taux d'ionisation données par (B.5) le terme du second ordre de développement de $\psi(E)$ devient aussi important que le terme du premier ordre pour une amplitude de champ électrique alternatif de 10^5 V/cm.

b) le champ alternatif n'est plus très faible devant E_0 (par exemple supérieur à $E_0/10$)

Le développement de $\psi(E)$ au premier ordre n'est plus possible et nous devons tenir compte des termes du second ordre sous la forme :

$$\psi[E_0 + e(t)] = \psi(E_0) + \psi'(E_0) e(t) + \frac{\psi''(E_0)}{2} e^2(t) \quad \text{B 16}$$

La condition d'avalanche (B.9) impose alors :

$$\psi(E_0) - 1 = -\frac{\psi''(E_0)}{2} \langle e^2(t) \rangle_T \quad \text{B 17}$$

On constate que le régime d'avalanche stationnaire ne peut être obtenu que dans la mesure où le champ d'avalanche statique E_0 diminue avec le niveau du signal alternatif : nous sommes donc en présence d'un effet de rectification.

En reportant la condition dynamique d'avalanche dans l'expression (B.11) nous obtenons :

$$\langle \delta \cdot e(t) I_c(t) \rangle_T = \frac{1}{2} \frac{\psi''(E_0)}{\psi'(E_0)} \frac{1}{\delta} \left[\langle \delta^2 \cdot e^2(t) \rangle_T I_0 - \langle \delta^2 \cdot e^2(t) I_c \rangle_T \right] \quad \text{B 18}$$

Ce que nous pouvons encore écrire sous la forme :

$$\langle \delta \cdot e(t) I_c(t) \rangle = \langle G(v) \cdot v^2 \rangle \quad \text{avec} \quad G(v) = \frac{1}{2} \frac{\psi''(E_0)}{\psi'(E_0)} \cdot \frac{1}{\delta} \cdot [I_0 - I_c(v)] \quad \text{B 19}$$

La puissance dissipée n'est donc pas nulle, et la diode ne peut plus être représentée par une réactance pure. Il convient d'ajouter en parallèle sur la réactance selfique (B.15) une conductance non linéaire $G(V)$ (B.19) comme le montre la figure (B.5)

L'étude complète de ce dernier cas ne peut être abordée simplement de façon analytique et sera traitée numériquement. Néanmoins, le schéma équivalent de la figure B.5 se révélera utile dans l'interprétation de nos résultats. Nous allons dans ce chapitre nous limiter au cas a) et étudier le mélangeur d'émission à diode à avalanche considéré comme une réactance pure non linéaire, ce

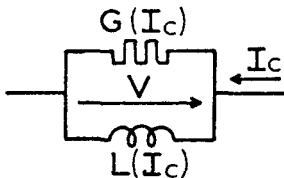


FIGURE B.5 : Schéma électrique équivalent à une zone d'avalanche soumise à de forts signaux hyperfréquences.

qui correspond au cas de signaux assez faibles.

II. MELANGEUR D'EMISSION A DIODE PIN EN AVALANCHE, CAS DES FAIBLES SIGNAUX OU LA DIODE PEUT ETRE REPRESENTEE COMME UNE REACTANCE NON LINEAIRE

II.1. Hypothèses

Nous supposons que la diode à avalanche est utilisée dans le circuit de la figure (A.2) de telle sorte que la tension à ses bornes ne comporte que des composantes non nulles aux fréquences suivantes :

- | | | | |
|-------|----------------------|-------|-------------------------------------|
| F_m | la fréquence moyenne | F_p | la fréquence de l'oscillateur local |
| F_s | la fréquence BLS | F_i | la fréquence BLI |

Dans ces conditions, le champ électrique total aux bornes de la zone d'avalanche peut s'écrire :

$$E = E_0 + \sum_{\substack{\omega = \\ m, s, i}} E_{\omega} \sin(\omega t + \varphi_{\omega}) = E_0 + e(t) \quad B20$$

Nous supposons que l'amplitude du champ alternatif total $e(t)$ est suffisamment faible pour permettre un développement au premier ordre du taux d'ionisation. L'équation de Read (B.7) prend alors la forme suivante :

$$\frac{\tau}{M} \frac{dI_c}{dt} = \psi' e(t) I_c \quad \text{B21}$$

Elle permet de calculer le courant de conduction :

$$I_c(t) = I_{c0} \exp \left[\sum_{\substack{x= \\ m_j, s_i}} - \frac{M \lambda E_x}{\tau \omega_x} \cos(\omega_x t + \varphi_{x0}) \right] \quad \text{B22}$$

La constante d'intégration I_{c0} est calculée en remarquant que la valeur moyenne du courant de conduction n'est autre que le courant continu I_0 qui polarise la diode. L'expression du courant de conduction traversant la diode à avalanche reste, malgré les hypothèses simplificatrices déjà introduites, une fonction trop complexe des amplitudes des différents champs électriques pour permettre une exploitation simple. Nous sommes donc amenés à développer l'exponentielle de l'expression (B.22) en série en limitant le développement au second ordre. Ceci suppose que les quantités $\frac{M \lambda E_x}{\tau \omega_x}$ sont inférieures à l'unité. Cette dernière hypothèse est plus restrictive que celle permettant le développement du taux d'ionisation car elle affecte différemment les amplitudes des champs électriques selon la fréquence. Compte tenu des valeurs numériques la condition :

$$\frac{M \lambda E_x}{\tau \omega_x} < 1 \text{ s'écrit} \quad \frac{E_x}{F_x} < 10^5 \text{ V/m/GHz} \quad \text{B23}$$

pour une diode de $0,5 \mu$ de zone d'avalanche.

II.2. Calcul des puissances et des admittances

Pour obtenir les expressions des puissances et des admittances présentées par la diode aux différentes fréquences, il faut tout d'abord extraire les composantes harmoniques du courant. Pour ces calculs nous avons

TABLEAU B.1.

$$Y_{am} = j K \frac{I_{co}}{\omega_m} \left[-1 + \frac{x_l x_s}{2 x_m} e^{-j\phi_s} + \frac{x_l x_i}{2 x_m} e^{-j\phi_i} \right] + j C_s \omega_m \quad B26$$

$$Y_{al} = j K \frac{I_{co}}{\omega_l} \left[-1 + \frac{x_m x_s}{2 x_l} e^{-j\phi_s} + \frac{x_m x_i}{2 x_l} e^{+j\phi_i} \right] + j C_s \omega_l \quad B27$$

$$Y_{as} = j K \frac{I_{co}}{\omega_s} \left[-1 + \frac{x_m x_l}{2 x_s} e^{+j\phi_s} \right] + j C_s \omega_s \quad B28$$

$$Y_{ai} = j K \frac{I_{co}}{\omega_i} \left[-1 + \frac{x_m x_l}{2 x_i} e^{-j\phi_i} \right] + j C_s \omega_i \quad B29$$

$$P_m = \frac{I_{co} \omega_m}{4 K} \left[x_m x_l x_s \sin \phi_s + x_m x_l x_i \sin \phi_i \right] \quad B30$$

$$P_l = \frac{I_{co} \omega_l}{4 K} \left[x_m x_l x_s \sin \phi_s - x_m x_l x_i \sin \phi_i \right] \quad B31$$

$$P_s = -\frac{I_{co} \omega_s}{4 K} \left[x_m x_l x_s \sin \phi_s \right] \quad B32$$

$$P_i = \frac{I_{co} \omega_i}{4 K} \left[x_m x_l x_i \sin \phi_i \right] \quad B33$$

$$I_{co} = \frac{I_0}{1 + \frac{1}{4} (x_m^2 + x_l^2 + x_s^2 + x_i^2)} \quad B34 \quad C_s = \frac{\epsilon_s}{\delta} \quad K = \frac{M \lambda}{\delta \tau} \quad B35$$

$$\phi_s = \varphi_m + \varphi_l - \varphi_s \quad \phi_i = \varphi_m - \varphi_l + \varphi_i \quad B36$$

$$x_m = \frac{M \lambda}{\tau} \frac{E_m}{\omega_m} \quad x_l = \frac{M \lambda}{\tau} \frac{E_l}{\omega_l} \quad x_s = \frac{M \lambda}{\tau} \frac{E_s}{\omega_s} \quad x_i = \frac{M \lambda}{\tau} \frac{E_i}{\omega_i} \quad B37$$

PUISSANCES ET ADMITTANCES PRESENTEES PAR UNE DIODE A AVALANCHE
DE TYPE PIN FONCTIONNANT EN MELANGEUR DE FREQUENCES.



introduit des variables réduites proportionnelles à la composante de Fourier du champ électrique existant à chaque fréquence

$$x_{\omega} = \frac{M \lambda E_{\omega}}{\tau \omega_{\omega}} \quad \text{B 24}$$

Les tensions correspondant à chacune des composantes du courant sont obtenues directement à partir des champs électriques supposés uniformes dans la zone d'avalanche :

$$V_{\omega} = E_{\omega} \delta \quad \text{B 25}$$

Nous avons développé dans l'annexe 4 l'ensemble des calculs qui nous ont permis d'aboutir aux expressions des puissances et des admittances données dans le tableau B.1. Ces expressions sont directement liées aux caractéristiques du composant ou du matériau (termes M , λ , τ) et aux valeurs des amplitudes des champs électriques à chaque fréquence (termes X_{ω}).

Il convient donc de calculer les X_{ω} en ajoutant les équations des circuits correspondant à chacune des fréquences :

$$E_m e^{j\theta_m} = \frac{Y_{cm}}{Y_{cm} + Y_{am}} \frac{U}{\delta} \quad \text{B 38} \quad E_l e^{j\theta_l} = \frac{Y_{cl}}{Y_{cl} + Y_{al}} \frac{U}{\delta} \quad \text{B 39}$$

$$Y_{cs} = -Y_{as} \quad \text{B 40} \quad Y_{cl} = -Y_{al} \quad \text{B 41}$$

Les relations (B.40) et (B.41) résultent du fait que nous avons imposé les tensions aux bornes de la diode qui sont aussi celles qui existent aux bornes des charges et que le courant qui en résulte est le même dans la diode et dans la charge pour l'une ou l'autre des fréquences où la diode fonctionne en générateur (circuit BLS et BLI) (figure B.6)

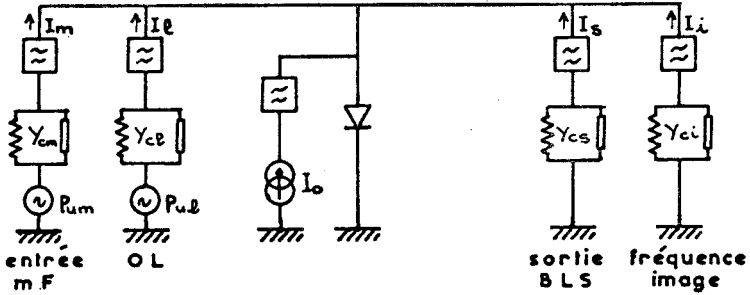


FIGURE B.6 : Mélangeur d'émission BLS : Définition des admittances des circuits.

Les expressions des puissances (tableau B.1, expressions B.30 à B.33) obéissent bien entendu aux lois de Manley-Rowe. Elles sont cependant plus riches en informations que celles obtenues directement à partir de ces lois générales. Ainsi, on peut faire, à partir de ces expressions, les remarques suivantes :

- pour des amplitudes de champs électriques données (c'est-à-dire pour des χ_x donnés) les puissances sont proportionnelles au courant continu de polarisation I_0 . Il faut cependant remarquer qu'une augmentation du courant continu I_0 se traduit par une augmentation de l'énergie dissipée par effet Joule dans la diode. En effet elle doit absorber une puissance continue $P_0 = E_0 \delta I_0$. On sera donc limité dans cette voie par la température maximum que peut supporter la diode.

- pour des amplitudes de champs électriques données, les puissances sont inversement proportionnelles à la largeur de la zone d'avalanche

- la réaction de charge d'espace, qui se traduit par une augmentation du coefficient M a un effet favorable sur les puissances

A partir des expressions des puissances et des admittances nous allons étudier en détail divers régimes de fonctionnement des mélangeurs d'émission à diode à avalanche.

II.3. Mélangeur d'émission BLS : fréquence image court-circuitée

Lorsque la fréquence image est court-circuitée, c'est-à-dire lorsque la partie réelle de l'admittance de charge est infinie à cette fréquence ($G_{ci} = \infty$), l'expression (B.29) montre que $x_i = 0$ ce qui signifie que la composante correspondante de la tension (ou ce qui revient au même, du champ électrique) est nulle.

La puissance de sortie BLS, donnée par l'expression (B.32), est maximum lorsque $\phi_s = \pi/2$ *. Par ailleurs, les puissances absorbées à la moyenne fréquence et à la fréquence de l'oscillateur local dépendent du rapport entre ces différentes fréquences conformément aux lois de Manley-Rowe que l'on retrouve dans les expressions (B.30), (B.31) et (B.32) à savoir :

$$P_s = - \frac{\omega_s}{\omega_m} P_m \quad \text{B 42}$$

$$P_s = - \frac{\omega_s}{\omega_l} P_l \quad \text{B 43}$$

Ces équations montrent que les relations entre les puissances dans la diode sont linéaires. Cependant, dans un fonctionnement normal, on n'impose pas les puissances au niveau de la diode, mais les puissances délivrées par les générateurs (P_{um} et P_{ul}) de la figure B.6 (les impédances présentées par le circuit étant figées). Dans ces conditions, il est essentiel d'étudier comment varie la puissance de sortie P_s avec la puissance d'entrée P_{um} lorsque

*A titre d'exemple, la puissance maximum de sortie calculée à partir de (B.32) est de 15 mW à 35 GHz avec une diode de 0,5 μ de zone d'avalanche polarisée à 100 mA et soumise à un régime de champs électriques tels que les X_x soient égaux à 1 (c'est-à-dire à la limite de validité des expressions que nous avons calculées). Il faut cependant noter qu'il ne s'agit pas de la puissance maximum que peut fournir la diode.

les admittances des circuits et la puissance délivrée par l'oscillateur local P_{ul} sont constantes. C'est la caractéristique de conversion amplitude-amplitude (conversion AM-AM) d'un mélangeur d'émission.

II.3.1. CONVERSION AMPLITUDE-AMPLITUDE (entrée F_m , sortie F_s)

Nous accordons l'admittance de charge du circuit BLS de telle sorte que la puissance de sortie soit maximum (c'est-à-dire pour satisfaire à la condition $\phi_s = \pi/2$). L'expression B.28 associée à la relation B.40 nous permet de déterminer cette admittance de charge optimum :

$$G_{cs} + j B_{cs} = Y_{cs} = - [Y_{as}]_{\phi_s = \frac{\pi}{2}} = I_{co} \frac{K}{\omega_s} \frac{x_m x_\ell}{2 x_s} + j \left[\frac{I_{co} K}{\omega_s} - C_s \omega_s \right] \quad B.44$$

Les expressions des admittances présentées par la diode aux autres fréquences (F_m et F_ℓ) se déduisent de la même manière à partir des expressions (B.26) et (B.27). Elles prennent des formes similaires à l'expression (B.44).

On remarque que la partie imaginaire des admittances présentées par la diode est pratiquement indépendante des amplitudes des champs électriques (x_m, x_ℓ, x_s) donc des niveaux des puissances appliquées à la diode (en négligeant les éventuelles variations de I_{co} avec les champs électriques (B.34)).

Compte tenu de la condition d'adaptation du circuit de sortie (B.40), la puissance utilisable en sortie P_{us} est toujours égale à la puissance délivrée P_s par la diode à la fréquence BLS. La première loi de Manley-Rowe (B.42) montre donc que nous conserverons une linéarité parfaite entre la puissance d'entrée moyenne fréquence P_{um} et la puissance de sortie P_{us} si la puissance absorbée par la diode P_m reste proportionnelle à la puissance délivrée

par le générateur P_{um} . Une façon commode d'obtenir ce résultat est de faire travailler les deux générateurs moyenne fréquence et oscillateur local en générateur de tension ce qui suppose des générateurs de très grande admittance interne par rapport à l'admittance présentée par la diode. Dans ces conditions les tensions (MF ou OL) (donc les X_χ) sont imposées par les générateurs avec :

$$x_m \approx \sqrt{P_{um}}$$

$$x_l \approx \sqrt{P_{ul}}$$

B45

Pour une admittance de charge donnée, en sortie BLS, correspondant à la relation (B.44) nous voyons que la tension BLS (donc x_s) est alors proportionnelle au produit $x_m x_l$. Il en résulte que la puissance de sortie que l'on calcule à partir de la relation (B.32) est proportionnelle aux puissances correspondantes et l'on obtient ainsi une linéarité parfaite. D'un point de vue pratique, effectivement, une complète désadaptation des circuits MF ou OL permet d'obtenir une bonne proportionnalité entre la puissance d'entrée moyenne fréquence P_{um} et la puissance de sortie P_{us} , mais il en résulte une augmentation importante des puissances que doivent fournir les générateurs (MF ou OL), qui peut s'avérer être un inconvénient majeur. Si l'augmentation de la puissance moyenne fréquence pose en général peu de problème (c'est généralement une fréquence relativement basse (2 GHz), par contre, toute augmentation de la puissance délivrée par l'oscillateur local (à une fréquence de quelques dizaines de GHz) est couteuse et donc à éviter dans toute la mesure du possible. Il est donc essentiel de se demander ce que devient alors la relation puissance d'entrée moyenne fréquence P_{um} , puissance de sortie P_{us} à puissance d'oscillateur local constant P_{ul} , lorsque les éléments réactifs des circuits sont adaptés.

Nous nous plaçons donc dans le cas où les parties imaginaires des admittances présentées par le circuit sont adaptées à celles présentées par la diode (condition qui est indépendante des niveaux des puissances comme nous l'avons indiqué précédemment), avec une susceptance de charge à la fréquence

BLS donnée par (B.44) (donc telle que $\phi_s = \pi/2$). Les parties résistives des admittances internes des générateurs aux fréquences F_m et F_l sont respectivement fixées aux valeurs G_{cm0} et G_{cl0} et la conductance de charge à la sortie BLS est maintenue à une valeur constante G_{cs0} .

Nous pouvons alors exprimer les puissances délivrées par les générateurs (P_u) à partir des puissances absorbées par la diode et de l'admittance présentée par les générateurs :

$$P_{um} = \left[x_m + \frac{I_{co} x_m x_l x_s}{2 G_{cm0}} K_m \right] \cdot \frac{G_{cm0}}{K_m^2} \quad B46$$

$$P_{ul} = \left[x_l + \frac{I_{co} x_m x_l x_s}{2 G_{cl0}} K_l \right] \cdot \frac{G_{cl0}}{K_l^2} \quad B47$$

Compte tenu que l'on doit toujours avoir :

$$G_{cs0} = I_{co} K_s \frac{x_m x_l}{x_s} \quad B48$$

La puissance de sortie BLS s'écrit :

$$P_{us} = - \frac{I_{co}}{4 K_s} x_m x_l x_s \quad B49$$

Dans toutes ces expressions nous avons posé :

$$K_x = \frac{M \lambda}{\tau \delta \omega_x} \quad B50$$

Ces relations permettent d'étudier les valeurs asymptotiques de l'évolution de la puissance de sortie P_{us} en fonction de la puissance d'entrée P_{um} lorsque la puissance délivrée par l'oscillateur local et les admittances présentées par tout le circuit restent constantes. Nous envisagerons successivement deux domaines de fonctionnement

a) $P_{um} \ll P_{ul}$: le régime est linéaire

Lorsque la puissance moyenne fréquence est très faible devant celle présentée par l'oscillateur local : la puissance de sortie est aussi très faible. Les champs électriques correspondant (c'est-à-dire les X_x) sont donc tels que :

$$x_m \text{ et } x_s \ll x_l$$

Dans ces conditions la puissance de sortie devient :

$$P_{us} = - \frac{I_{co}^2}{\delta G_{co} G_{cmo} G_{cl0}} K_m^2 K_l^2 P_{um} P_{ul} \quad B 51$$

La puissance de sortie P_{us} varie linéairement en fonction de la puissance d'entrée P_{um} puisque le niveau de l'oscillateur local P_{ul} reste constant : c'est le régime linéaire.

Il faut remarquer que dans ce cas, la puissance de sortie croît comme le carré du courant de polarisation, décroît comme la puissance huitième de la largeur de la zone d'avalanche δ . Nous constatons de plus que la puissance de sortie est inversement proportionnelle aux conductances présentées par les générateurs et qu'il faut donc choisir des circuits à faible conductance ce qui permet d'ailleurs de limiter l'influence des inévitables pertes de puissances dans les résistances parasites.

b) $P_{um} \gg P_{ul}$: régime saturé

Comme la puissance de sortie P_{us} sera maximum pour une puissance d'entrée P_{um} importante, nous allons considérer le cas extrême où la puissance moyenne fréquence P_{um} est très grande devant la puissance délivrée par l'oscillateur local. Dans ce cas le champ électrique moyenne fréquence est très supérieur aux deux autres ($x_m \gg x_l$ et x_s) et la puissance de sortie devient :

$$P_{usmax} = - \frac{\sqrt{G_{c10} P_{u1}}}{4 K_S} = - \frac{\delta^2 \omega_S}{4 M \lambda V} \cdot \sqrt{G_{c10} P_{u1}} \quad B52$$

On obtient ainsi le rendement maximum haute fréquence :

$$\eta = \frac{P_{usmax}}{P_{u1}} = \frac{\delta^2 \omega_S}{4 M \lambda V} \sqrt{\frac{G_{c10}}{P_{u1}}} \quad B53$$

Cette relation nous montre que η décroît avec la puissance de l'oscillateur local mais croît comme le carré de la largeur de la zone d'avalanche. Nous avons donc des effets opposés à ceux du régime linéaire (cas a)). Ainsi il apparaît difficile d'obtenir un rendement de conversion maximum simultanément en régime linéaire et en régime de saturation. Remarquons que ce comportement ne pouvait pas être prévu à partir des lois de Manley-Rowe qui ne peuvent traduire qu'un bilan des puissances au niveau du composant.

II.3.2. CONVERSION AMPLITUDE PHASE : Conversion AM-PM

Dans un mélangeur d'émission, la conversion amplitude phase traduit les variations de la phase du signal de sortie BLS en fonction de la puissance d'entrée à la moyenne fréquence (P_{um}), lorsque la puissance et la phase de l'oscillateur local sont maintenues constantes ainsi que les admittances présentées par le circuit. L'ordre de grandeur de la conversion amplitude phase est un paramètre particulièrement important car il permet, avec la conversion AM-AM, de déterminer la distorsion introduite par le mélangeur. Pour estimer ce paramètre remarquons que toutes les expressions des puissances et des admittances dépendent directement de :

$$\phi_S = \varphi_m + \varphi_L - \varphi_S \quad B54$$

où φ_m représente la phase de la tension aux bornes de la diode à la moyenne fréquence

φ_l représente la phase de la tension aux bornes de la diode à la fréquence de l'oscillateur local

φ_s représente la phase de la tension aux bornes de la diode à la fréquence de sortie BLS

Or, il faut noter que φ_s est aussi la phase de la tension qui existe aux bornes de l'admittance de charge Y_{CS} à la sortie BLS et représente de ce fait la phase du signal de sortie. Pour une admittance de charge $Y_{CS0} = G_{CS0} + B_{CS0}$ donnée à la sortie BLS, la condition d'adaptation d'impédance de sortie (B.48) permet la détermination de ϕ_s soit :

$$\operatorname{tg} \phi_s = \frac{-G_{CS0}}{B_{CS0} + C\omega_c - I_{CO}/K_S} \quad \text{B55}$$

Les variations de ϕ_s seront donc essentiellement liées aux variations de I_{CO} avec la puissance moyenne fréquence. Or, comme le montre l'expression (B.34) I_{CO} est une fonction décroissante des X_x soit des carrés des champs électriques. On peut donc dire que I_{CO} est une fonction décroissante des puissances appliquées à la diode, ce qui entraîne que ϕ_s sera une fonction croissante de la puissance moyenne fréquence. Nous ne pouvons malheureusement pas en déduire facilement l'ordre de grandeur des variations de la phase du signal de sortie φ_s car alors il faut tenir compte des variations des phases des champs appliqués à la diode à la moyenne fréquence (φ_m) et à la fréquence de l'oscillateur local (φ_l). On pourrait éventuellement faire ce calcul à partir des relations (B.38) et (B.39), nous avons préféré, vu sa complexité, ne l'effectuer que lors de la résolution numérique complète de l'équation de Read (B.7) (Chapitre III).

II.3.3. INFLUENCE DE L'IMPEDANCE DE CHARGE

A LA FREQUENCE IMAGE

L'expression de l'admittance présentée par la diode à la fréquence image (BLI) (B.29) associée à la condition d'adaptation (B.41) montre que lorsque le circuit accordé sur la fréquence image n'est pas court-circuité, une tension est développée à cette fréquence aux bornes du composant ($x_i \neq 0$). Nous étudierons essentiellement le cas où l'admittance de charge BLI est purement réactive. Les conséquences d'une admittance de charge dissipative à la fréquence image ont déjà été étudiées dans le cadre des applications des lois de Manley-Rowe (chapitre I). On peut simplement remarquer que la diode ne peut qu'émettre de la puissance à la fréquence image $P_i < 0$ (B.33). Les relations B.30 et B.31 montrent que s'il en est ainsi la puissance absorbée à la fréquence OL est grande (ce qui constitue un inconvénient) mais que par contre la puissance moyenne fréquence est plus faible.

Avec une admittance de charge purement réactive à la fréquence BLI, la puissance émise par la diode à cette fréquence est nulle et ϕ_i est alors égal à 0 ou π .

Deux effets peuvent alors être observés :

1°) Modification des parties imaginaires des admittances présentées par la diode à la moyenne fréquence et à la fréquence de l'oscillateur local, par l'apparition des termes en x_i dans les expressions (B.26) et (B.27). La susceptance présentée par la diode va alors dépendre plus fortement des puissances appliquées à la diode.

2°) Diminution de toutes les puissances en valeur absolue à cause du terme en I_{CO} (B.34) qui est inversement proportionnel à x_i^2 .

II.3.4. CONCLUSION

Nous avons montré les phénomènes essentiels qui apparaissent lors du fonctionnement en mélangeur d'émission d'une diode à avalanche, dans le cas où les puissances mises en jeu sont suffisamment faibles pour que la diode se comporte comme un composant non dissipatif. Dans ce type de fonctionnement une diode à simple zone d'avalanche, comme la diode PIN, présente des propriétés très voisines de celles d'une diode varactor. La différence essentielle réside dans le fait que l'élément réactif non linéaire est une inductance au lieu d'une capacitance. On peut alors se demander si l'adjonction d'une zone de transit, par la résistance négative qu'elle peut apporter, peut contribuer à améliorer notablement les résultats obtenus.

III. MELANGEUR D'EMISSION A DIODE TYPE P⁺ N N⁺ EN AVALANCHE :
INFLUENCE DE LA ZONE DE TRANSIT

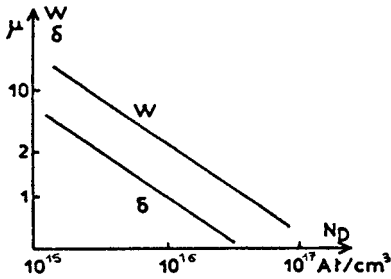
Dans un fonctionnement en avalanche des diodes P⁺ N N⁺ nous avons distingué deux zones :

- la zone d'avalanche d'épaisseur δ où se produit le phénomène d'avalanche
- la zone de transit d'épaisseur $(W - \delta)$ où les porteurs se déplacent à leur vitesse limite

En pratique, la largeur de la zone d'avalanche δ se calcule à partir du profil de concentration en impuretés de la diode par une méthode de simulation numérique mise au point dans notre laboratoire [16]. La méthode permet la détermination de la valeur de la résistance de charge d'espace :

$$R_c = (dI/dV)^{-1}$$

On en déduit alors la valeur de δ par comparaison avec la relation (B.57)



$$R_c = \frac{(w - \delta)^2}{2 \epsilon v_s} \quad \text{B57}$$

A titre d'exemple, nous donnons (figure B.7) l'évolution de la largeur de la zone d'avalanche et de la zone désertée W en fonction de la concentration en impuretés N_D de la zone N pour une diode $P^+ N N^+$ en silicium à jonction abrupte (la zone P^+ est supposée infiniment dopée)

FIGURE B.7 : Evolution de la largeur de la zone d'avalanche δ et de la zone désertée W avec la concentration en impuretés de la zone N d'une diode $P^+ N N^+$.

III.1. Traitement de la zone de transit

Nous supposons que le phénomène de transit n'affecte qu'un seul type de porteurs, ce qui signifie que le courant de conduction I_c , dans la zone de transit, n'est produit que par des électrons (se déplaçant par ailleurs à la vitesse limite v_s). La réaction de charge d'espace due aux porteurs mobiles est importante dans cette zone et le champ électrique hyperfréquence n'y est plus uniforme ; il peut se déterminer à partir de la théorie de Gilden et Hines [17]. Le calcul se simplifie en tenant compte du fait que la zone de transit a un comportement linéaire. On peut donc déterminer ses caractéristiques pour chacune des fréquences prises séparément. Pour caractériser l'émission des porteurs dans la zone d'avalanche il est commode d'introduire à chaque fréquence étudiée, la notion de conductivité d'injection définie par :

$$\Gamma(\omega_x) = \delta_x e^{j\psi_x} = \frac{I_c(\omega_x)}{E(\omega_x)} \quad \text{B58}$$

où $I_c(\omega_x)$ est la composante de Fourier à la fréquence $\omega_x/2\pi$ calculée à partir de l'expression (B.22). γ_x représente le module de la conductance d'injection et ψ_x la phase d'injection par rapport à la phase du champ électrique à la pulsation ω . Cette conductivité d'injection $\Gamma(\omega_x)$ est étroitement liée à l'admittance présentée par la zone d'avalanche et l'on peut donc la déterminer à partir des relations (B.26 à B.29)

$$\delta \Gamma(\omega_x) = \gamma_a(\omega_x) - j C \delta \omega_x \quad B59$$

Connaissant les $\Gamma(\omega_x)$ il est alors possible d'exprimer la puissance dissipée dans toute la diode à la fréquence $\omega_x/2\pi$ par :

$$P(\omega_x) = \frac{1}{2} \gamma_x E_x^2 w \left(1 - \frac{\delta}{w}\right) \left[\frac{(1 - \cos \theta_x) \psi_x + 2 \sin(\theta_x/2) \cos(\psi_x - \theta_x/2)}{\theta_x} + \frac{1}{2} \gamma_x E_x^2 \delta \cos \psi_x \right] \quad B60$$

Dans cette expression nous avons posé :

$$\theta_x = \omega_x (w - \delta) / v \quad B61 \quad \psi_x = \gamma_x / \omega_x \epsilon S \quad B62$$

θ_x est l'angle de transit et S représente la surface de la diode.

III.2. Influence de la zone de transit

 dans un fonctionnement en mélangeur d'émission

Nous avons montré précédemment que les conversions de puissances au niveau de la zone d'avalanche obéissaient aux lois de Manley-Rowe (au moins lorsque les champs électriques ne sont pas trop importants). Dans un fonctionnement en mélangeur d'émission à bande latérale supérieure, la puissance de sortie, fournie par la zone d'avalanche est pratiquement égale à la puissance qui y est absorbée à la fréquence de l'oscillateur local (car généralement les fréquences OL et BLS sont très voisines). Les expressions B.27 B.28, B.31 et B.32 montrent que dans ce cas les conductivités d'injections

sont telles que :

$$\psi_s \approx \psi_l$$

$$\psi_s \approx \pi - \psi_l$$

et la construction de Fresnel correspondante est représentée figure B.8

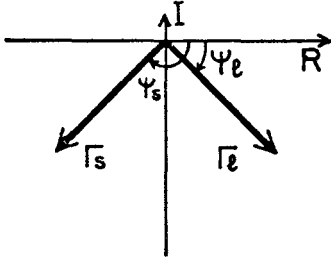


FIGURE B.8 : Conductivités d'injection aux fréquences OL et BLS.

Il est alors possible d'obtenir une expression très simple du rendement de conversion haute fréquence en admettant que les champs électriques OL et BLS sont très voisins et en négligeant les puissances dans la zone d'avalanche devant celles développées dans la zone de transit (il faut pour cela que la largeur de la zone d'avalanche soit faible devant la largeur de la zone de transit).

On obtient alors :

$$\eta = \frac{P_s}{P_l} \approx \frac{\nu + \sin \psi_l - \cos \psi_l \cotg \theta / 2}{\nu + \sin \psi_l + \cos \psi_l \cotg \theta / 2} \quad B63$$

$$\theta = \frac{\omega - \omega_c}{\nu} \approx \frac{\omega - \omega_c}{\nu} \quad \nu = \frac{\omega_l}{\omega_c} \approx \frac{\omega_l}{\omega_c}$$

L'expression (B.63) nous montre que l'on peut obtenir des taux de conversion négatifs (puisque l'on doit avoir $P_s < 0$ et $P_l > 0$) très supérieurs à 1 en module à condition de choisir des diodes présentant d'une part un angle de transit θ tel que :

$$\cotg \frac{\theta}{2} > - \frac{\nu + \sin \psi_l}{\cos \psi_l} \quad B64$$

et caractérisées d'autre part par l'inégalité

$$\nu + \sin \psi < 0 \quad \text{soit} \quad \nu < 1 \quad B65$$

Cette dernière inégalité est toujours réalisable pour un choix convenable du courant de polarisation I_0 puisque v est proportionnel à I_0 . Afin de préciser ce qu'implique la réalisation des deux inégalités (B.64, B.65), considérons l'exemple précis d'une diode au silicium d'un diamètre de 50 μ polarisée en avalanche par un courant de 50 mA travaillant à 35 GHz avec un champ électrique correspondant de 10^5 V/cm (il s'agit d'une valeur de champ électrique maximum dans la diode). La quantité v peut facilement se calculer en considérant que la valeur maximale de γ de $2I_0/E_L \approx 2I_0/E_S$ [19] ce qui nous donne :

$$v = 0,25$$

ce qui permet de satisfaire l'inégalité (B.65). Le problème est alors de déterminer l'angle de transit optimal. On peut à cet effet remarquer que le rendement calculé à partir de l'expression (B.63) peut devenir infini. La diode oscille alors indépendamment de l'oscillateur local et il est bien évident que ce régime, où le signal de sortie BLS n'est plus verrouillé en phase par l'oscillateur local ne peut être utilisé dans un mélangeur. En pratique, il est préférable de choisir l'angle θ de façon à obtenir des valeurs de rendement de conversion de quelques unités. Ainsi nous avons représenté sur la figure B.9 la valeur de l'angle de transit (et la valeur de la largeur de la zone de transit $W-\delta$) qu'il faudrait choisir pour obtenir un rendement de -3, en fonction de la valeur de la phase ψ_L de la conductivité d'injection à la fréquence de l'oscillateur local. La zone non hachurée correspond aux valeurs de θ satisfaisant à la condition (B.64). On voit donc qu'un gain de -3 est obtenu pour des angles de transit inférieurs ou de l'ordre de $\pi/2$. Dans ce but, il faut choisir convenablement la largeur de la zone de transit ou, pour une structure donnée, la fréquence de fonctionnement.

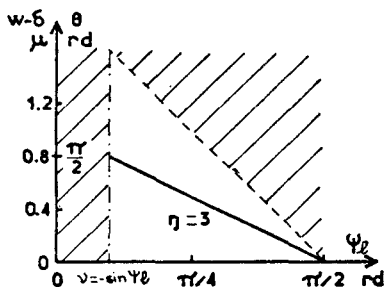


FIGURE B.9 : Angle de transit optimum pour une diode fonctionnant à 30 GHz.

Il est ainsi possible d'obtenir des rendements de conversion haute fréquence très élevés mais on peut se demander qu'elle est alors l'influence de la largeur de la zone de transit sur la puissance absorbée par la diode à la fréquence moyenne. L'expression de cette puissance P_m peut se simplifier en tenant compte du fait que l'angle de transit correspondant est très faible (la

moyenne fréquence est généralement très inférieure à la fréquence de l'oscillateur local). On obtient alors :

$$P_m = \frac{1}{4} \sigma_m^2 E_m^2 \frac{(w-6)^2}{\epsilon v^5} + \frac{1}{2} \sigma E_m^2 w \cos \psi_m \quad B 64$$

Le premier terme correspond à la puissance dissipée par effet Joule dans la résistance de charge d'espace R_c (B.56), il est proportionnel au carré de la largeur de la zone de transit. Le second terme représente la puissance dissipée dans la zone d'avalanche (multipliée par le terme $W/6$); il obéit donc aux lois de Manley-Rowe (au moins pour les signaux de relativement faible amplitude) et par conséquent il correspond à une puissance très faible par rapport aux puissances délivrées par l'OL et émise à la bande latérale supérieure (les puissances sont dans le rapport des fréquences). Il s'en suit que le terme de puissance due à la charge d'espace est prépondérant par rapport à la puissance dissipée dans la zone d'avalanche et la puissance que doit fournir le générateur moyenne fréquence est alors proportionnelle au carré de la largeur de la zone de transit. A titre d'exemple, pour une

diode $P^+ N N^+$ caractérisée par une concentration en impuretés

$$N_D = 2 \cdot 10^{16} \text{ At/cm}^3 \quad (\delta = 0,5\mu \quad W - \delta = 0,7)$$

la puissance moyenne fréquence absorbée est très importante (de l'ordre de 200 mW) alors qu'une diode ne présentant qu'une simple zone d'avalanche ($\delta = 0,5\mu$) n'en absorbe que 1 mW dans les mêmes conditions de champ électrique aux bornes de la zone d'avalanche ($X_\chi = 1$).

CONCLUSION

L'étude analytique de mélangeurs d'émission à diode à avalanche (soumise à des champs électriques suffisamment faibles), nous a permis dans un premier temps de comprendre les phénomènes liés au mélange de fréquences dans un élément non linéaire simple constitué par la réactance inductive d'une diode PIN en régime d'avalanche. Nous avons établi dans ce cas, les expressions des admittances et des puissances et nous en avons déduit les caractéristiques essentielles de ce type de mélangeur :

- rendement de conversion théorique (P_s/P_g) borné à 1
- puissance moyenne fréquence beaucoup plus faible que la puissance délivrée par l'oscillateur local
- influence non négligeable de l'impédance de charge présentée à la fréquence image

Nous avons alors étudié un élément beaucoup plus complexe : la diode à avalanche et à temps de transit (généralement constituée par des diodes $P^+ N N^+$). Dans ce type de composant l'adjonction, à la zone d'avalanche, d'une zone de transit permet par la résistance négative qu'elle apporte, d'augmenter sensiblement le rendement de conversion qui peut dépasser largement 100%. Cet avantage est cependant tempéré par le fait qu'il est alors nécessaire d'utiliser des puissances moyenne fréquence beaucoup plus importantes.

Il faut cependant signaler que toute cette étude ne peut avoir qu'une valeur qualitative, car la complexité des expressions nous a conduits à émettre un certain nombre d'hypothèses simplificatrices qui restreignent le champ d'application des calculs que nous avons entrepris. En particulier, nous n'avons traité qu'en première approximation les non linéarités du courant d'avalanche et négligé la non linéarité du taux d'ionisation. La prise en compte de tous ces phénomènes importants ne peut être réalisée analytiquement et nous allons en étudier l'influence numériquement en résolvant sur ordinateur le problème complet du mélangeur d'émission à diode à avalanche et temps de transit.

B I B L I O G R A P H I E

C H A P I T R E II

1. P.A. ROLLAND and A1
"New modes of operations of avalanches diodes :
High rank high efficiency frequency multipliers"
1973 International Conference on Solid State Devices
TOKYO, Japan, August 1973
2. A.C. GUISSARD
"Adaptation d'impédances dans les circuits mélangeurs
de fréquences"
Ann. Telecom. 1967, 22, N° 3-4 pp. 85-106
3. H.C. LEE
"Multipliers and harmonic generator using varactor diodes"
Semiconductor products, Vol 5 pp. 17-23 Nov. 1962
4. Charles A. LIECHTI
"Down converters using Shottky-Barrier diodes"
IEE TED Vol ED 11 N° 11, Nov. 1970
5. D.N. HELD, A.R. KEER
"Conversion Loss and noise of microwave and millimeter
wave mixer"
IEEE MIT Fev. 1978 p. 49 à 61
6. TORREY-WHITMER
"Crystal rectifier"
Mac Graw Hill, 1948 Chap.5
7. READ WT
"A proposed high frequency negative resistance diode"
BSTJ 37 p. 401-406, 1958
8. B. BOITTLAUX
"De l'impédance hyperfréquence présentée par un semiconducteur
en avalanche"
Thèse 3e cycle, Lille, 1968

- 9 LEE C.A
"Ionisation rates of holes and electrons in silicon"
Phys Rev. Vol 134 Mai 1964, p. 761-773
- 10 MC KAY K.G
"Avalanche breakdown in silicon"
Phys. Rev. Vol 94 N° 4, Mai 1954 p. 877-884
- 11 MISAWA
"Negative resistance in PN Junction under avalanche
breakdown conditions"
IEEE TED Vol ED 13 N° 1, Jan. 1966, p. 137-151
- 12 TAGER AS
"The avalanche transit diode and its use in microwaves"
Soviet Physics Uspekhi vol 9, N° 6 Mai-Juin 1967, p. 892-912
- 13 VAESKEN G.
"Régime transitoire et permanent dans une diode avalanche
semiconductrice en hyperfréquence"
Thèse Docteur ingénieur, Lille, Juin 1970
- 14 LEE CA and Al
"Ionisation rates of holes and electrons in silicon"
Phys. Rev Vol 134, N° 3A, Mai 1964, p. 761-773
- 15 ALLAMANDO E.
"Etude théorique et expérimentale des dispositifs à
avalanche et à temps de transit"
Thèse d'Etat, Lille, Décembre 1973
- 16 PRIBETICH J.
"Détermination théorique et expérimentale des paramètres
caractéristiques des structures semiconductrices en
régime d'avalanche"
Thèse 3e cycle, Lille, Novembre 1971
- 17 GILDEN et HINES
"Electronic tuning effect in the read microwave avalanche diode"
IEEE-TED Vol ED 13, p. 169-175, Janvier 1966

CHAPITRE I I I

Etude théorique générale d'un mélangeur d'émission

à diode à avalanche

INTRODUCTION

La diode à avalanche est un composant très complexe et son étude dans un fonctionnement en mélangeur d'émission n'a pu être abordée de façon analytique que dans la mesure où les champs appliqués aux bornes de la zone d'avalanche étaient suffisamment faibles pour permettre d'une part un développement limité au premier ordre du taux d'ionisation et d'autre part un développement limité au second ordre de l'exponentielle permettant le calcul du courant de conduction. Il s'en suit que pour obtenir une précision de l'ordre de 10% sur la valeur des puissances, il faut que les champs électriques régnant dans la zone d'avalanche soient limités par exemple à :

$$E_m < 10^3 \text{ V/cm pour une moyenne fréquence de } 1,5 \text{ GHz}$$

$$E_2 = E_s = E_i < 2 \cdot 10^4 \text{ V/cm pour des fréquences OL, BLS, BLI voisines de } 35 \text{ GHz}$$

La validité du calcul analytique est donc limitée à des champs électriques faibles par rapport au champ d'avalanche ($E_0 \approx 4 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$). Les puissances correspondantes mises en jeu sont donc peu importantes (quelques dizaines de mW) et il n'est donc pas possible par ces méthodes de déterminer la puissance maximale que peut fournir le composant. Par ailleurs, le développement au premier ordre du taux d'ionisation auquel nous avons été contraint, ne nous a pas permis d'étudier l'influence de la résistance non linéaire qui apparaît lorsque les champs appliqués dans la zone d'avalanche sont importants, et dont le rôle peut être essentiel. En conséquence, le recours au calcul numérique sur ordinateur est indispensable. Il n'est alors plus possible d'obtenir des résultats généraux et il nous faut donc nous limiter à l'étude de cas particuliers. L'exemple qui sera essentiellement traité au cours de ce travail est celui d'un mélangeur d'émission dont la moyenne fréquence est choisie en bande L et la fréquence de sortie BLS en bande Ka. Un tel mélan-

geur peut en effet présenter de l'intérêt dans différents systèmes de télécommunications tels que les liaisons par guide d'onde.

I. METHODES DE CALCUL DES PERFORMANCES DU MELANGEUR D'EMISSION A DIODES A AVALANCHE

I.1. Hypothèses -----

Comme dans l'étude analytique présentée au chapitre précédent nous utiliserons un modèle à deux zones de la diode à avalanche et à temps de transit (figure B.4). Nous insisterons plus particulièrement sur le traitement numérique de la zone d'avalanche, car c'est le seul dont le processus, régi par une équation non linéaire avec mémoire, apporte quelques difficultés.

Le traitement numérique de l'équation de Read (25) est assez voisin de celui utilisé pour les autres modes de fonctionnement. Cependant dans un fonctionnement en mélangeur d'émission, les fréquences F_m (moyenne fréquence) et F_ℓ (oscillateur local) sont en général quelconques ce qui fait que la tension aux bornes de la zone d'avalanche n'est pas périodique. Dans ces conditions le calcul des valeurs moyennes, de la décomposition en série de Fourier étendue du courant, nécessiterait un temps d'intégration infini ce qui est incompatible avec le calcul numérique. Nous avons donc été amenés à choisir les fréquences F_m et F_ℓ de telle sorte que le signal soit périodique, mais nous avons pris soin d'éviter que la fréquence de l'oscillateur local soit harmonique de la fréquence moyenne pour supprimer les éventuels phénomènes de multiplication de fréquence. Pour tous les traitements numériques qui vont suivre nous avons donc choisi.:

$$F_m = 1.5 \text{ GHz} \quad F_i = 33.75 \text{ GHz} \quad F_\ell = 35.25 \text{ GHz} \quad F_s = 36.75 \text{ GHz}$$

ce qui nous donne une période $T = 2/F_m$ pour tous les signaux utilisés. Il est important de remarquer que ce choix de fréquence n'est lié qu'au procédé de calcul numérique utilisé. Il n'implique nullement que le fonctionnement en mélangeur n'est possible que pour certaines valeurs particulières de la fréquence [1].

Nous supposons que le circuit dans lequel est placé la diode à avalanche, semblable à celui de la figure (A.1), est tel que seuls les champs électriques E_m , E_ℓ , E_s et E_i correspondant respectivement aux fréquences moyennes, de l'oscillateur local, de la bande latérale inférieure et de la bande latérale supérieure ont des valeurs non négligeables.

I.2. Traitement numérique de la zone d'avalanche

L'équation de départ est l'équation de Read [2]

$$I_c(t) = I_{00} \exp \left[\frac{2.7}{\tau} \int_0^t \Psi(E(t)-1) dt \right] \quad C1$$

où le champ électrique est donné par :

$$E(t) = E_0 + e(t) = E_0 + \sum_{m,s,\ell,i} E_x \sin(\omega_x t + \varphi_x) \quad C2$$

le champ continu E_0 est tout d'abord déterminé en exprimant la condition d'avalanche qui signifie simplement que le courant $I_c(t)$ est stationnaire dans le temps

$$E_0 = -\frac{1}{\lambda} \text{LN} \left[\alpha_0 \delta < e^{\lambda e(t)} \right] \quad C3$$

on peut ainsi calculer l'effet de rectification, c'est-à-dire l'abaissement du champ continu E_0 résultant des champs hyperfréquences appliqués à la diode.

La valeur du courant de conduction initial I_{00} est alors obtenue en calculant le courant moyen $I_C(t)$ qui doit être égal au courant de polarisation continu I_0 d'où :

$$I_{00} = I_0 / \langle I_C(t) \rangle \quad C4$$

Après ces calculs préliminaires la forme temporelle du courant de conduction est connue et sa décomposition en série de Fourier permet de déterminer les composantes fréquentielles de $I_C(t)$ ce qui conduit facilement aux valeurs des conductivités et des phases d'injection correspondantes.

La difficulté de ce traitement numérique provient de la grande différence qui existe entre la fréquence moyenne et la fréquence de l'oscillateur local ce qui nécessite un échantillonnage très serré sur le temps pour obtenir des résultats précis. En pratique nous avons été conduit après des études de convergence à choisir un pas d'échantillonnage d'environ 0.6ps ce qui correspond à 1000 points sur la période moyenne fréquence, soit 2000 points sur la période des signaux compte tenu du choix des fréquences.

I.3. Traitement de la zone de transit

Nous avons vu qu'en utilisant un modèle à deux zones de la diode à avalanche le traitement de la zone de transit se ramenait à un calcul analytique pour chacune des fréquences. A partir de la composante du champ électrique et de la phase d'injection correspondant à une fréquence, la tension aux bornes de la diode s'écrit [3]

$$V_D = E_a w - E_a (w - \delta) \Rightarrow \left[j e^{j\psi} + \frac{e^{j(\psi-\theta)} - e^{j\psi}}{a} \right] \quad C5$$

$$\theta = \frac{(w - \delta)}{v} \omega \quad \Rightarrow = \frac{\gamma}{\epsilon S \omega}$$

correspondant donc au courant total :

$$I_t = \gamma E_0 e^{j\psi} + j\omega \epsilon S E_0 \quad C6$$

Des expressions (C.5) et (C.6) nous déduisons aux quatre fréquences d'intérêt l'impédance présentée par la diode :

$$R_D + jX_D = V_D / I_t \quad C7$$

ainsi que la puissance qui est donnée par l'expression (B.60).

Le comportement en mélangeur de la diode seule est alors parfaitement déterminé. Cependant, si l'on veut connaître les performances réelles d'un mélangeur il faut encore tenir compte des pertes et des impédances présentées par le circuit hyperfréquence qui contient la diode.

I.4. Influences des pertes

Dans notre programme nous tenons compte des pertes en introduisant en série avec la diode une résistance R_S qui représente de façon simplifiée la résistance du substrat formant la diode ainsi que la résistance des contacts et des connexions. Ces différentes résistances augmentent généralement légèrement avec la fréquence ce que nous avons simulé en utilisant dans nos calculs les valeurs suivantes obtenues souvent en pratique

$$R_S = R_{sub} + R_{hf} \quad C8$$

$$R_{sub} = 0,5 \Omega \quad R_{hf} = 2,6 \cdot 10^{-6} \sqrt{F} \Omega$$

ce qui nous donne $R_S = 0,5 \Omega$ à 1,5 GHz

$R_S = 1 \Omega$ à 36 GHz

A partir de la puissance émise par la diode (B.60) et la résistance R_D présentée par celle-ci (C.7) nous calculons les puissances réellement utilisables

bles en tenant compte des pertes par :

$$P_U = P_D \left[1 + R_S / R_D \right] \quad C9$$

Les pertes se traduisent alors par une augmentation des puissances fournies à la diode à la moyenne fréquence (F_m) et à la fréquence oscillateur local F_ℓ et par une diminution de la puissance émise par la diode à la fréquence BLS.

I.5. Influence du circuit

Lorsque nous voulons étudier un système mélangeur d'émission tel que celui de la figure B.6, il est nécessaire de connaître les puissances que doivent fournir les générateurs, c'est-à-dire les puissances que l'on peut mesurer expérimentalement, plutôt que de connaître les puissances au niveau du composant. Les puissances fournies par les générateurs MF et OL dépendent de l'impédance des circuits contenant ces générateurs et les calculs de ces puissances se font en considérant les circuits équivalents à l'ensemble diode-circuit générateur représenté sur la figure (C.1), pour l'un ou l'autre des générateurs. Dans cette configuration la puissance que doit fournir le générateur pour que la puissance absorbée par la diode soit P_D , est donnée par :

$$P_F = \frac{(R_C + R_D + R_S)^2 + (X_C + X_D)^2}{4 R_C R_D} P_D \quad C10$$

Dans ce schéma équivalent, l'impédance présentée par le générateur $R_C + jX_C$ peut tenir compte du circuit adaptateur d'impédance entre la diode et le générateur et éventuellement du boîtier contenant la pastille semiconductrice formant la diode proprement dite.

La puissance fournie par le générateur est bien entendue égale à la puissance absorbée par la diode et sa résistance série lorsque l'adapt-

tation d'impédance est réalisée, c'est-à-dire lorsque :

$$X_C = -X_D$$

$$R_C = R_D + R_S$$

C.11

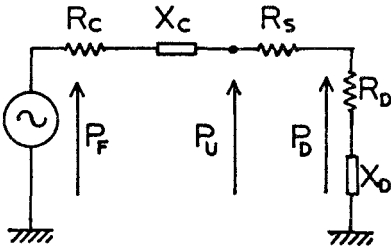


FIGURE C.1 : Schéma équivalent à l'ensemble diode plus circuit à une fréquence.

Ce calcul peut paraître inutile dans la mesure où l'on peut toujours choisir un circuit d'accord tel que le générateur soit adapté à la diode. Cependant, si ceci ne présente aucune difficulté d'un point de vue théorique, il en est tout autrement en pratique. En effet, l'impédance présentée par la diode n'est pas indépendante des conditions de fonctionnement (courant de polarisation,

puissance, impédance de charge) et il est alors impossible de considérer les générateurs comme toujours adaptés pour les études nécessitant de faire varier les puissances des générateurs d'entrée.

Pour les puissances de sortie, la méthode de calcul que nous avons utilisée qui consiste à imposer la forme des tensions, implique obligatoirement que le circuit de charge est adapté à l'impédance présentée par la diode; alors la puissance efficace recueillie dans la charge est donnée directement par l'expression (C.9).

I.6. Validité de la méthode de calcul ----- des performances du mélangeur d'émission -----

Dans tous ces calculs, correspondant au fonctionnement en mélangeur de la diode à avalanche dans les conditions de la figure (B.6), nous

supposons que le champ électrique dans la zone d'avalanche ne présente de composantes non nulles qu'aux fréquences d'entrées et de sorties (FM, OL, BLS, BLI). Cette condition ne peut être réalisée que si la diode ne présente qu'une simple zone d'avalanche (cas de la diode PIN) et si elle est court-circuitée à toutes les autres fréquences. Aussi, dans le cas où la diode comporte une zone de transit, l'impédance présentée par cette zone ne peut plus être rigoureusement nulle. Il en résulte la présence d'un grand nombre de composantes parasites non nulles de champ électrique dans la zone d'avalanche et ceci même dans le cas où les composantes de Fourier de la tension aux bornes de la diode sont limitées aux quatre composantes fondamentales. Ce type de fonctionnement est donc très difficile à simuler puisqu'il implique la prise en compte, dans l'expression du champ électrique appliqué à la zone d'avalanche, d'une infinité de composantes ; le nombre de paramètres ajustables est alors considérable et les temps de calculs deviennent prohibitifs.

On aurait pu envisager un traitement purement temporel du problème, mais dans ce cas alors, apparaît la difficulté de caractériser les impédances des circuits dans un domaine de fréquences s'étendant au moins de la moyenne fréquence à la fréquence BLS.

A la lumière de ces considérations, il nous a donc paru plus simple d'effectuer nos simulations numériques en supposant, dans tous les cas, (même lorsque la diode comporte une zone de transit), que le champ électrique, existant dans la diode au niveau de la zone d'avalanche, ne comporte que les quatre composantes fondamentales. On peut alors se demander quelles sont les conséquences d'une telle méthode de calcul.

Pour toutes les fréquences autres que F_m, F_ℓ, F_S, F_i , pour lesquelles nous imposons des composantes de champ électrique nulles dans la zone d'avalanche, la composante de Fourier du courant de conduction $I_C(\omega)$, résultant du battement des quatre signaux de fréquence fondamentale est généralement différente de zéro. Ces courants de conduction ne peuvent pas être compensés par un courant de déplacement et le courant total correspondant, issu de la zone d'avalanche, n'est pas nul. Ce courant traverse la zone de transit en dissipant de la puissance que l'on peut d'ailleurs calculer à partir de l'expression (B.60) en écrivant que le champ électrique est nul, mais pas le courant de conduction, ce qui donne :

$$P = \frac{1}{2} \frac{I_C^2}{\epsilon S \omega} (\omega - \delta) \frac{1 - \cos \theta}{\theta} \quad C12$$

Cette puissance, toujours positive, est donc absorbée par la diode et ne peut être nulle que dans la mesure où l'on introduit dans l'équation de Read des composantes de champ électrique à toutes les fréquences autres que F_m, F_ℓ, F_S, F_i , permettant la création d'un courant de déplacement susceptible d'annuler le courant total et les puissances dissipées dans la zone de transit. Il apparaît cependant :

- d'une part que les puissances calculées à partir de l'expression (C.12) ne constituent qu'un pourcentage assez faible des puissances correspondant à l'entrée et à la sortie (ce fait résulte des faibles valeurs des composantes de I_C correspondant aux fréquences éloignées des quatre fréquences fondamentales)

- d'autre part ces puissances ne peuvent être que fournies par la diode sans doute au détriment de la puissance de sortie

Ces considérations nous montrent que les résultats obtenus par notre méthode de calcul (qui consiste donc à imposer des champs électriques sinusoïdaux dans la zone d'avalanche) seront un peu pessimistes mais resteront

peu différents des résultats que l'on obtiendrait en faisant fonctionner la diode avec des tensions sinusoïdales à l'entrée comme à la sortie.

On peut d'ailleurs à ce sujet faire deux remarques :

- le procédé utilisé est le seul qui permette des temps de calcul acceptables
- l'étude de l'influence d'une composante de champ électrique à la fréquence image nous permettra d'obtenir une évaluation des erreurs faites en utilisant ce procédé de calcul et nous verrons alors que le fait d'introduire des champs électriques supplémentaires a pour effet de stimuler la non linéarité présentée par la diode, ce qui peut conduire à de meilleures performances.

En conclusion, il est nécessaire de restreindre le nombre de composantes du champ électrique aux bornes de la zone d'avalanche si l'on veut obtenir des temps de calcul raisonnables. Cette hypothèse simplificatrice se traduira en pratique par des résultats un peu pessimistes au niveau des performances calculées.

II. RESULTATS DE L'ETUDE NUMERIQUE

Nous nous proposons de décrire le comportement de la diode à avalanche en mélangeur d'émission BLS (le mélangeur BLI conduit à des résultats identiques) c'est-à-dire que le signal d'entrée est toujours la moyenne fréquence F_m et le signal de sortie est la bande latérale supérieure F_s , la bande latérale inférieure représentant la fréquence image. Dans une première partie il nous a semblé intéressant d'étudier les propriétés d'une diode PIN ne comportant qu'une simple zone d'avalanche ceci afin de bien comprendre les

phénomènes. Nous étudierons en particulier l'influence que peuvent avoir, sur les puissances délivrées par la diode, les non-linéarités du taux d'ionisation par rapport aux champs électriques qui existent dans la zone d'avalanche.

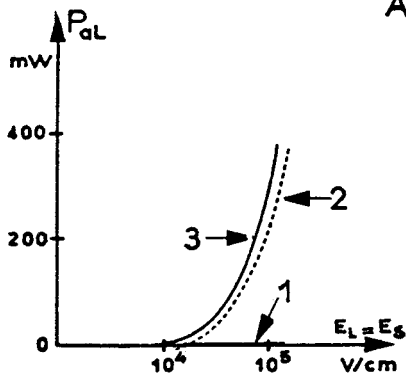
Nous recherchons ensuite la structure semiconductrice (comportant une zone d'avalanche et une zone de transit) la plus adaptée au fonctionnement en mélangeur d'émission. Une fois ce composant défini, nous pouvons alors décrire l'influence des circuits de charges, déterminer les conversions AM-AM et AM-PM et étudier enfin l'influence d'une impédance de charge non nulle à la fréquence image.

II.1. Zone d'avalanche seule : Cas de la diode PIN,

----- Etude de l'influence des non linéarités ----- du taux d'ionisation -----

Au cours du deuxième chapitre nous avons établi une théorie analytique simplifiée dans laquelle nous avons supposé que le taux d'ionisation variait linéairement avec le champ électrique hyperfréquence et nous avons constaté que dans ce cas, les transferts de puissance entre signaux de fréquences différentes n'étaient possibles que lorsque les composantes de champs électriques E_m , E_s , E_L étaient toutes différentes de zéro. L'un des résultats de l'étude numérique a été de montrer qu'il n'en était plus de même lorsque les champs électriques devenaient un peu importants et que les non linéarités du taux d'ionisation commençaient à intervenir. Il est alors possible de travailler en générateur de courant à la fréquence intermédiaire. La diode (limitée à une simple zone d'avalanche) présente alors à cette fréquence une impédance quasi nulle et le champ électrique correspondant E_m est très peu différent de zéro. Il est alors évident que ce régime de fonctionnement ne dépend plus que des amplitudes des champs électriques à la fréquence OL (E_p)

A



zone d'avalanche

$$\delta = 0.5 \mu\text{m}$$

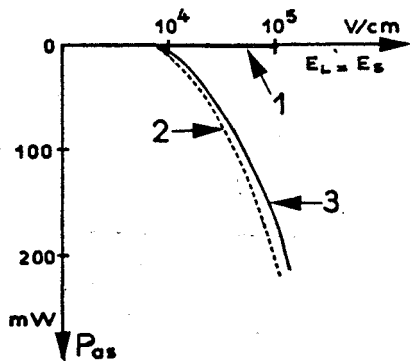
$$I_0 = 100 \text{ mA}$$

$$E_m = 0$$

$$1 : \alpha = \alpha_0 [1 + \lambda E] e^{\lambda E_0}$$

$$2 : \alpha = \alpha_0 \left[1 + \lambda E + \frac{\lambda^2 E^2}{2} \right] e^{\lambda E_0}$$

$$3 : \alpha = \alpha_0 e^{\lambda [E_0 + E]}$$



B

C

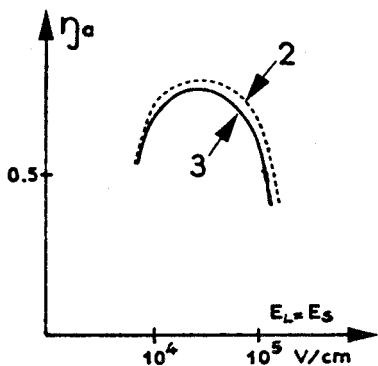


FIGURE C.2

Evolution des puissances et du taux de conversion en fonction des champs électriques E_L et E_s pour trois expressions du taux d'ionisation.



et à la fréquence BLS (E_s).

II.1.1. FONCTIONNEMENT EN COURANT A LA FREQUENCE MOYENNE

Nous nous proposons tout d'abord de montrer que ce mode de fonctionnement n'est rendu possible que par la forme non linéaire du taux d'ionisation. Dans ce but nous avons utilisé dans notre simulation numérique successivement trois expressions du taux d'ionisation résultant d'un développement limité de la forme du taux d'ionisation donné par Mac Kay (B5)

A : une expression linéaire

$$\alpha(E) = \alpha_0 e^{\lambda E_0} (1 + \lambda e)$$

B : une expression limitée au second ordre

$$\alpha(E) = \alpha_0 e^{\lambda E_0} \left(1 + \lambda e + \frac{\lambda^2 e^2}{2} \right)$$

C : l'expression exacte de Mac Kay

$$\alpha(E) = \alpha_0 e^{\lambda E_0} e^{\lambda e}$$

Les résultats obtenus lorsque le champ électrique à la fréquence intermédiaire est nul sont représentés sur les figures C.2(A) et C.2(B) où nous avons tracé l'évolution des puissances absorbées à la fréquence OL (P_{al}) et émises à la bande latérale supérieure (P_{as}) en fonction des champs électriques à ces fréquences E_s et E_l prises ici égales. A la lumière des résultats obtenus, les remarques suivantes peuvent être effectuées.

- Lorsque le taux d'ionisation est linéaire (A) ou lorsque les champs électriques sont inférieurs à 10^4 V/cm, les puissances obtenues sont quasi-nulles. Ce résultat était parfaitement prévisible car ces conditions correspondent au cas traité analytiquement (Chapitre II). C'est celui d'un dispositif non dissipatif obéissant donc aux lois de Manley-Rowe, et un champ électrique nul à la moyenne fréquence se traduit par des puissances nulles à tou-

tes les fréquences.

- Lorsque le taux d'ionisation est non linéaire (B) et (C), (et les champs électriques supérieurs à 10^4 V/cm), la puissance $P_{a\ell}$ positive (donc absorbée par la diode) croît très rapidement avec le champ. Simultanément la diode fournit de la puissance à la fréquence BLS ($P_{as} < 0$) (Nous avons bien entendu limité l'amplitude des champs alternatifs E_s et E_ℓ de façon à ne pas dépasser l'amplitude du champ continu E_0 de polarisation).

Sur la figure C.2 (C) nous avons représenté l'évolution du taux de conversion haute fréquence $\eta_a = \frac{|P_{as}|}{P_{oL}}$ en fonction des champs électriques nous remarquons que le taux de conversion passe par un maximum de l'ordre de 70% pour des champs électriques E_ℓ et E_s de 3×10^4 V/cm.

Le fait que le taux de conversion n'atteigne pas 100% montre que la conductance non linéaire induite par le champ dans la zone d'avalanche (conductance que nous avons mise en évidence analytiquement dans le second chapitre) est positive en valeur moyenne. Elle dissipe donc de la puissance

Un tel régime de fonctionnement peu paraître intéressant car la puissance absorbée par la diode à la moyenne fréquence est quasi nulle, mais alors deux questions se posent :

- Compte tenu de la résistance série des pertes et de l'impédance interne du générateur, quelle puissance doit fournir le générateur à la fréquence intermédiaire ?

- La phase du signal de sortie BLS est-elle toujours commandée par le signal moyenne fréquence ?

En ce qui concerne la première question, la puissance absorbée par la diode à la moyenne fréquence (P_{am}) est en théorie nulle lorsque la composante correspondante du champ électrique E_m tend vers zéro.

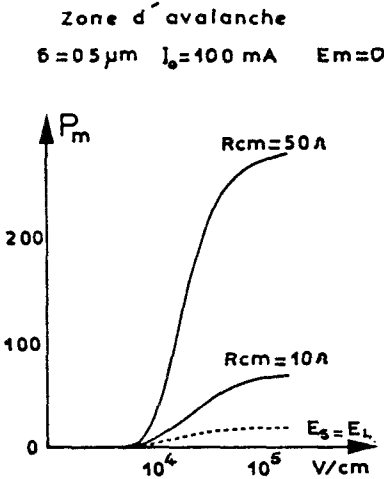


FIGURE C.3 : Evolution de la puissance fournie par le générateur MF pour différentes valeurs de sa résistance interne.

cette puissance est d'autant plus importante que la résistance interne du générateur moyenne fréquence R_{cm} est grande devant la résistance dues aux pertes. Les résultats numériques reportés sur la figure (C.3) illustrent bien l'augmentation de la puissance dissipée à la fréquence intermédiaire, liée à la présence d'une résistance série due aux pertes ainsi que les valeurs relativement élevées de la puissance qui devrait être fournie par un générateur présentant des impédances internes de 10Ω et 50Ω .

Cependant le courant à la fréquence intermédiaire est alors particulièrement élevé : pour des champs E_L et E_m de 3×10^4 V/cm, par exemple, la composante moyenne fréquence I_m du courant de conduction I_{ca} est de l'ordre de 190 mA avec un courant de polarisation de 100 mA donc très proche de sa valeur maximum qui est de $2I_0$ [4]. Ce courant, en traversant la résistance équivalente aux inévitables pertes, dissipe une puissance relativement importante qui est donc fournie par le générateur moyenne fréquence. De plus,

Pour répondre à la seconde question, nous avons entrepris à l'aide de notre programme de simulation numérique une expérience définie dans les conditions suivantes (correspondant à un champ MF nul dans la zone avalanche).

Zone d'avalanche

$S = 0,5 \mu\text{m}$ $I_0 = 100 \text{ mA}$ $E_m = 0$

$\phi_L = \text{Cste}$

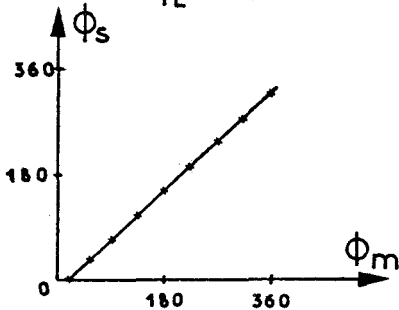


FIGURE C.4 : Variations de la phase du signal de sortie BLS avec la phase du signal délivré par le générateur moyenne fréquence.

Impédance de charge BLS :

$$R_{CS} = 7,1\Omega \quad X_{CS} = 15,2\Omega$$

Impédance présentée par le générateur OL

$$R_{Cl} = 8,9\Omega \quad X_{Cl} = 11,3\Omega$$

Impédance présentée par le générateur FM

$$R_{cm} = 0,52\Omega \quad X_{cm} = 0$$

Puissance fournie à la diode par le générateur OL lorsqu'il est adapté

$$P_{el} = 200 \text{ mW}$$

Puissance fournie à la diode par le générateur FM lorsqu'il est adapté

$$P_{em} = 10 \text{ mW}$$

Nous avons alors déterminé et représenté (figure C.4), dans ces conditions, l'évolution de la phase de la tension de sortie BLS en fonction de la phase de la tension délivrée par le générateur moyenne fréquence lorsque la phase de la tension délivrée par l'oscillateur local est maintenue constante (prise ici égale à zéro). Le résultat est flagrant, la phase du signal de sortie suit parfaitement celle du signal d'entrée, ce qui est tout à fait logique si l'on se souvient des relations générales que nous avons établies au chapitre I, et qui sont indépendantes des conditions de fonctionnement.

Zone d'avalanche

$\delta = 0.5 \mu\text{m}$ $I_0 = 100 \text{ mA}$ $E_m = 0$

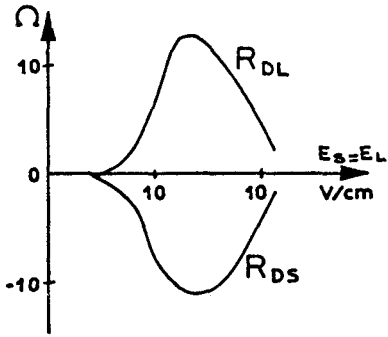


FIGURE C.5 : Résistance présentée par la diode en fonction des champs électriques OL et BLS pour un fonctionnement en courant à la moyenne fréquence.

Zone d'avalanche

$\delta = 0.5 \mu\text{m}$ $I_0 = 100 \text{ mA}$ $E_m = 0$

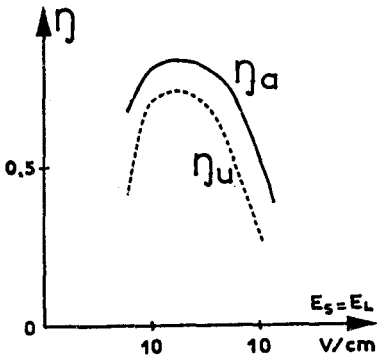


FIGURE C.6 : Taux de conversion au niveau de la diode η_a et en tenant compte de la résistance série η_u .

Pour définir plus précisément les performances du mélangeur d'émission commandé en courant à la fréquence intermédiaire, nous donnons sur la figure (C.5) l'évolution des résistances R_{DL} et R_{DS} présentée par la diode respectivement à la fréquence OL et à la fréquence BLS en fonction des champs électriques $E_s = E_L$

A partir de ces résultats il est possible de comparer (figure C.6) les taux de conversion haute fréquence lorsque l'on tient compte ou non de la résistance série équivalente aux pertes. On remarque qu'au point correspondant au rendement maximum, la différence entre les deux rendements est faible ce qui résulte de la valeur relativement élevée de la résistance présentée par la diode en ce point de fonctionnement.

$\delta = 0,5 \mu\text{m}$ $I_0 = 100 \text{ mA}$ $E_m = 0$

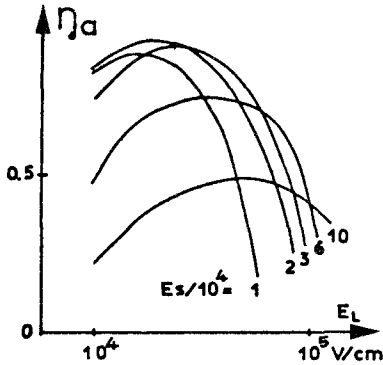


FIGURE C.7 : Variations du taux de conversion pour différentes valeurs des champs électriques.

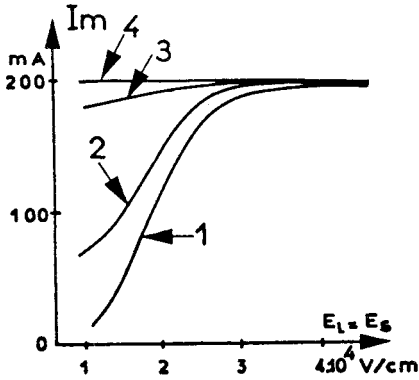
Tous les résultats précédents ont été obtenus avec des champs électriques à la fréquence OL (E_L) et à la fréquence BLS (E_S) égaux. On peut alors se demander si des champs électriques différents ($E_S \neq E_L$) ne pourraient pas conduire à une amélioration des taux de conversion. Nous avons donc étudié les variations du taux de conversion haute

fréquence au niveau de la seule zone d'avalanche en fonction du champ électrique (E_L) à la fréquence de l'oscillateur local pour différentes valeurs du champ électrique (E_S) à la fréquence BLS. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure (C.7). On constate que le maximum de taux de conversion est toujours obtenu pour des champs électriques voisins $E_S \approx E_L$ à la fréquence OL et à la fréquence BLS.

En conséquence, dans la plupart de nos calculs, nous choisissons donc des valeurs quasiment égales pour ces deux champs. En pratique, nous utilisons la relation suivante justifiée par l'étude analytique:

$$E_L / F_L = E_S / F_S$$

entre les champs et les fréquences. Comme les deux fréquences F_L et F_S sont très voisines ($F_L = 35,25 \text{ GHz}$; $F_S = 36,75 \text{ GHz}$) les champs électriques E_L et E_S ont effectivement des valeurs très proches.



Zone d'avalanche

$$\delta = 0.5 \mu\text{m}$$

$$I_0 = 100 \text{ mA}$$

- 1 : $E_m = 10^4$ V/cm
- 2 : " = 10^3 "
- 3 : " = 10^4 "
- 4 : " = 10^5 "

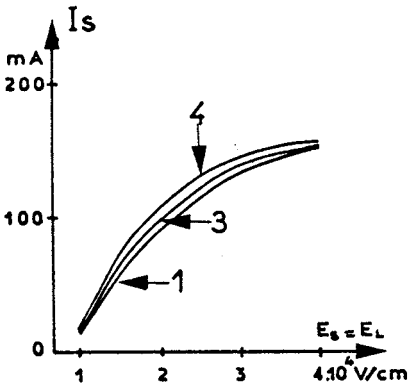
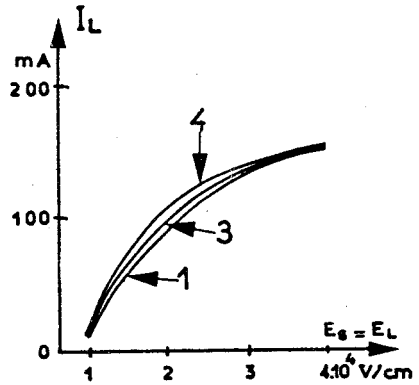


FIGURE C.8

Variation des courants de conduction dans la zone d'avalanche avec les champs OL et BLS pour différents champs moyenne fréquence. La phase ϕ_s est choisie de façon à obtenir une puissance de sortie maximum.

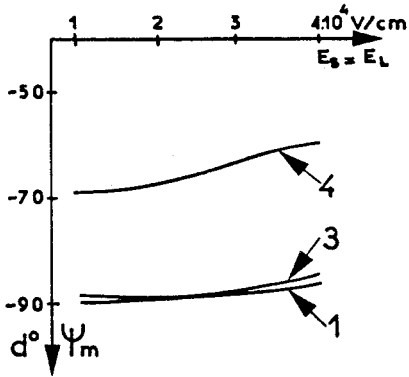


II.1.2. LE CHAMP ELECTRIQUE A LA FREQUENCE MOYENNE

EST DIFFERENT DE ZERO

Nous avons montré que le mélangeur d'émission à diode PIN pouvait être commandé en courant à la fréquence moyenne. En pratique (ne serait-ce qu'à cause de la résistance série) il n'est pas toujours possible d'accorder le circuit d'entrée de telle sorte que la composante du champ électrique E_m soit nulle. Il est alors important d'étudier quelles sont alors les modifications apportées par la présence de ce champ électrique E_m . Pour illustrer l'influence de E_m nous avons pensé qu'il était intéressant de revenir aux paramètres fondamentaux qui caractérisent le fonctionnement de la zone d'avalanche, c'est-à-dire les courants de conduction et leurs phases par rapport aux champs respectifs (F_m, F_ℓ, F_s). Sur la figure (C.8), nous avons tracé les variations des amplitudes des courants de conduction dans la zone d'avalanche en fonction des champs électriques. On remarque immédiatement que seul le courant de conduction à la fréquence moyenne augmente dans de très grandes proportions lorsque le champ correspondant E_m est du même ordre ou supérieur au champ correspondant à la fréquence OL (E_ℓ) et à la fréquence BLS (E_s), alors que les courants I_ℓ et I_s ne subissent qu'une très légère augmentation avec l'apparition d'un champ moyenne fréquence.

Par contre, comme le montre la figure C.9, toutes les phases d'injection sont modifiées par l'application d'un champ électrique E_m à la moyenne fréquence mais cette modification n'est ici encore sensible que lorsque les champs électriques E_ℓ et E_s sont faibles. Nous pouvons donc en conclure qu'une augmentation du champ électrique à la moyenne fréquence va se traduire par une augmentation de toutes les puissances (P_m, P_ℓ, P_s) qui ne sera notable qu'à très faible niveau. Ce résultat est illustré par la figure



Zone d'avalanche

$\delta = 0.5 \mu\text{m}$

$I_0 = 100 \text{ mA}$

- 1 : $E_m = 10^{-4} \text{ V/cm}$
- 2 : " = 10^3 "
- 3 : " = 10^4 "
- 4 : " = 10^5 "

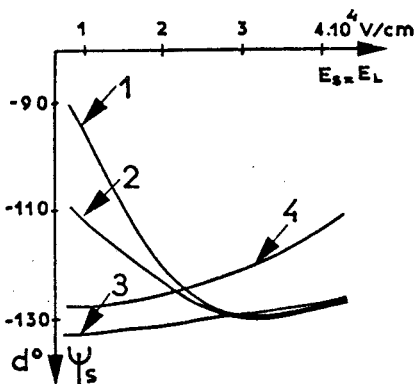
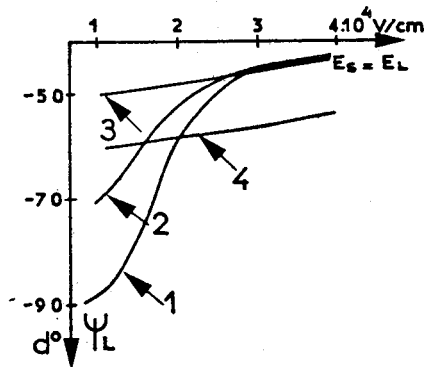
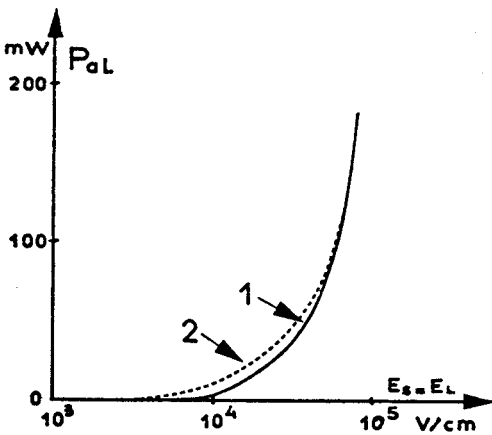


FIGURE C.9

Variations des phases d'injection avec les champs électriques OL et BLS pour différents champs électriques moyenne fréquence. La phase ϕ_s est choisie de façon à obtenir une puissance de sortie maximum.



Zone d'avalanche

$$\delta = 0.5 \mu\text{m}$$

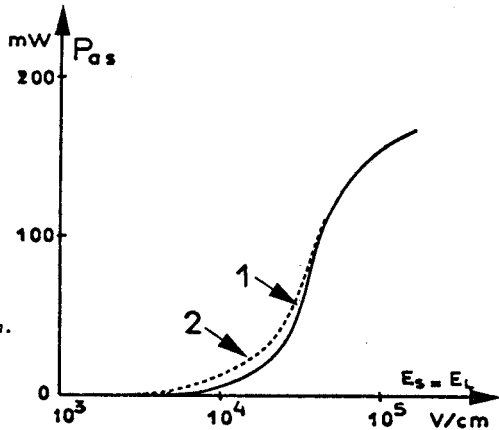
$$I_0 = 100 \text{ mA}$$

1 : $E_m = 0$

2 : $E_m = 10^4 \text{ V/cm}$

FIGURE C.10

Variation des puissances OL et BLS en fonction des champs E_L et E_S pour les champs $E_m = 0$ et $E_m = 10^4 \text{ V/cm}$.



(C.10) qui donne dans les mêmes conditions que précédemment l'évolution de la puissance absorbée par la diode à la fréquence de l'oscillateur local (P_o) et émise à la fréquence BLS (P_{as}).

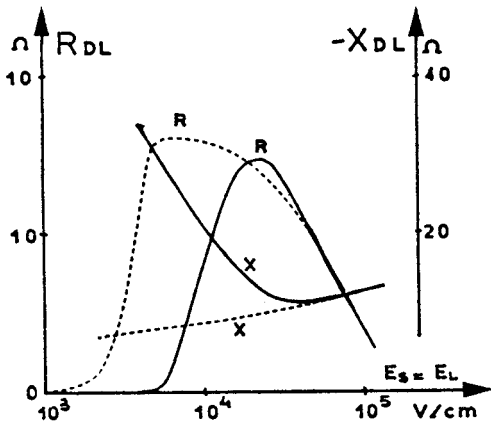
Sur les impédances présentées par le composant, l'influence du champ électrique à la moyenne fréquence est beaucoup plus sensible comme le montrent les résultats reportés sur la figure (C.11). A bas niveau le champ moyenne fréquence a pour effet de stimuler la résistance négative présentée par la diode à la fréquence de sortie BLS, ce qui s'accompagne simultanément d'une augmentation de la résistance présentée à la fréquence de l'oscillateur local. On constate néanmoins qu'à fort niveau les résultats ne dépendent pratiquement plus du champ E_m . En conséquence nous pouvons donc dire que pour une diode PIN, fonctionnant avec des puissances supérieures à la centaine de mW, le champ électrique induit dans la diode par le générateur moyenne fréquence a une influence quasi négligeable sur tous les paramètres de fonctionnement que sont les puissances et les impédances. Comme nous nous intéressons plus particulièrement aux performances maximum, nos résultats ne dépendront pas de la valeur du champ moyenne fréquence que nous pouvons alors fixer à une valeur arbitraire (que nous prenons généralement différente de zéro de façon à pouvoir déterminer commodément les impédances présentées par la diode à cette fréquence).

II.1.3. COMPARAISON ENTRE LES RESULTATS NUMERIQUES

----- ET ANALYTIQUES. CONCLUSION DE CETTE ETUDE -----

Au stade actuel de cette étude des mélangeurs à diode à avalanche, deux questions peuvent être posées :

-Les résultats analytiques présentés au chapitre II concordent-ils avec ceux obtenus par simulation numérique ?



Zone d'avalanche

$$\delta = 0.5 \mu\text{m}$$

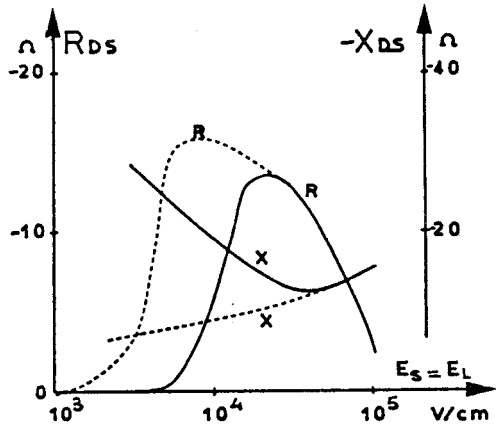
$$I_0 = 100 \text{ mA}$$

— $E_m = 0$

----- $E_m = 10^4 \text{ V/cm}$

FIGURE C.11

Variation des impédances OL et BLS en fonction des champs E_S et E_L pour un champ $E_m = 0$ et $E_m = 10^4 \text{ V/cm}$.



- La non linéarité du taux d'ionisation des porteurs dans le silicium améliore t-elle ou, au contraire, détériore t-elle les performances du mélangeur d'émission à diode à avalanche?

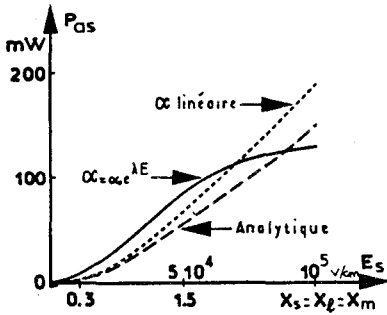


FIGURE C.12 : Variations de la puissance de sortie avec les champs électriques : Comparaison entre les calculs analytiques et numériques.

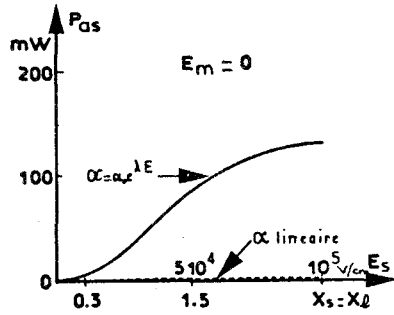


FIGURE C.13 : Influence du taux d'ionisation sur la puissance de sortie d'un mélangeur commandé en courant à la moyenne fréquence.

Pour tenter de répondre à ces deux questions nous avons reporté sur les figures C.12 et C.13 l'évolution de la puissance de sortie BLS en fonction de l'amplitude des champs électriques ($X_x = \frac{M\lambda E_x}{\tau\omega_x}$) dans les deux cas suivants :

- taux d'ionisation variant linéairement : $\alpha(e) = \alpha_0 e^{\lambda E_0} (1 + \lambda e)$
- expression exacte du taux d'ionisation : $\alpha(e) = \alpha_0 e^{\lambda(E_0 + e)}$

Afin de bien mettre en évidence les différences entre ces deux cas les calculs ont été faits successivement en prenant $E_m = E_s f_m / f_s$ (figure C.12) et $E_m = 0$ (figure C.13). Par ailleurs, sur la figure (C.12) nous avons fait figurer en trait discontinu, les valeurs de la puissance de sortie obtenues à l'aide des expressions analytiques que nous avons présentées dans le chapitre II (tableau B.1).

L'ensemble de ces résultats permet de faire les constatations suivantes :

- Dans le cas où le taux d'ionisation est linéaire (figure C.12) les résultats de l'étude analytique sont assez bien vérifiés par la simulation numérique pour des champs électriques pas trop importants. La théorie analytique que nous avons développée permet de prévoir les puissances de sorties avec une erreur qui ne dépasse pas 25%.

- La comparaison des figures (C.12) et (C.13) permet de bien mettre en évidence le rôle des non-linéarités du taux d'ionisation dont les effets sont, d'une part, de limiter considérablement l'influence du champ électrique moyenne fréquence et, d'autre part, d'accroître sensiblement la puissance de sortie pour les niveaux moyens, mais malheureusement de limiter aussi, de façon sensible la puissance de sortie maximum.

II.2. Recherche du composant optimal

L'étude précédente a été effectuée pour une diode PIN qui est caractérisée par une zone d'avalanche qui s'étend sur toute la zone désertée. Cependant, comme nous l'avons indiqué, d'autres composants plus élaborés (type $p^+ n^+$, $p^+ i n^+$, $p^+ p i n^+$) présentent en plus d'une zone d'avalanche très localisée, une zone de transit dont la largeur ($W - \delta$) dépend du profil de dopage de ces diodes.

Nous nous proposons donc maintenant de rechercher les valeurs de la largeur de la zone d'avalanche (δ) et de la zone de transit ($W - \delta$) permettant d'obtenir les performances les plus intéressantes (puissances utiles élevées, associées à un rendement de conversion entre les puissances à la fréquence BLS et à la fréquence OL le plus grand possible). Il est alors possible connaissant ces deux grandeurs, d'en déduire le profil de dopage optimum.

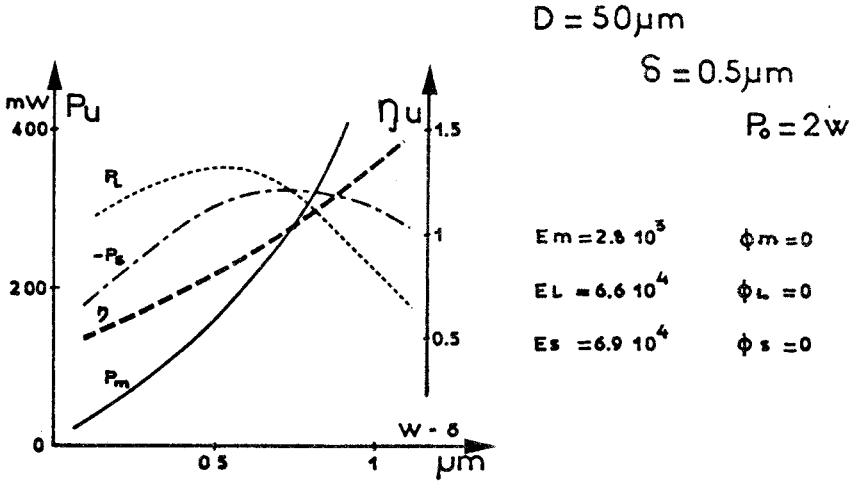
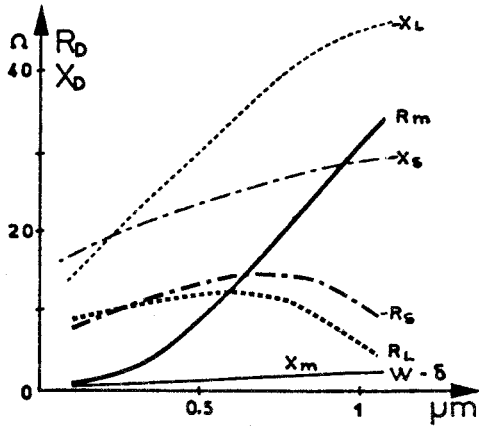


FIGURE C.14

Evolution des puissances utiles et des impédances de la diode en fonction de la largeur de la zone de transit.



Les résultats étant obtenus on cherchera alors la surface et le courant de polarisation optimum.

Pour effectuer cette recherche du composant et des conditions optimales, nous avons été conduits à imposer la puissance continue dissipée dans le composant, nous l'avons choisie en pratique égale à $2W$ ce qui correspond à un échauffement raisonnable de la jonction semiconductrice (moins de 100°C).

II.2.1. INFLUENCE DE LA LARGEUR DE LA ZONE DE TRANSIT

La diode étudiée, d'un diamètre égal à 50μ , possède une zone d'avalanche de $0,5\mu$. Les champs électriques imposés aux bornes de la zone d'avalanche sont déterminés à partir des résultats que nous avons obtenus lors de l'étude de la diode PIN, de façon à obtenir au niveau de la zone d'avalanche, d'une part un rendement de conversion proche de l'optimal, d'autre part, une puissance de sortie suffisamment importante. Nous vérifierons par la suite que ces valeurs de champs électriques sont voisines de celles qui permettent d'obtenir des puissances de sortie maximum pour la diode complète (comportant une zone de transit et une zone d'avalanche). L'évolution des puissances utiles (tenant compte des pertes dans la résistance série de la diode) et du taux de conversion haute fréquence, sont reportés sur la figure C.14, en fonction de la largeur de la zone de transit. On remarque que toutes les puissances commencent par augmenter, cependant, au delà de la valeur $W-\delta=0,6\mu$ la puissance $P_{u\ell}$ absorbée à la fréquence de l'oscillateur local diminue alors que la puissance émise à la fréquence de sortie BLS (P_{uS}) continue de croître ; le taux de conversion $\eta_u = \frac{P_{uS}}{P_{u\ell}}$ devient alors supérieur à l'unité. Cependant, comme nous l'avons montré dans l'étude analytique du Chapitre II, la puissance absorbée à la fréquence intermédiaire P_{um} , croît très rapidement (comme le car-

ré de la largeur de la zone de transit) ce qui peut devenir un inconvénient majeur dans de nombreuses applications. C'est pourquoi, une valeur intéressante de la largeur de la zone de transit ($W - \delta$) se situe aux environs de $0,7\mu$. On obtient alors un maximum de la puissance émise P_{US} (ici 350 mW) avec un rendement de conversion η_u de 0 dB et la puissance absorbée à la moyenne fréquence reste raisonnable (350 mW). La figure (C.14) donne dans les mêmes conditions l'évolution des impédances présentées par la diode aux différentes fréquences. On y remarque que les variations d'impédances sont corrélées aux variations des puissances émises ou absorbées aux différentes fréquences.

II.2.2. INFLUENCE DE LA LARGEUR DE LA ZONE D'AVALANCHE

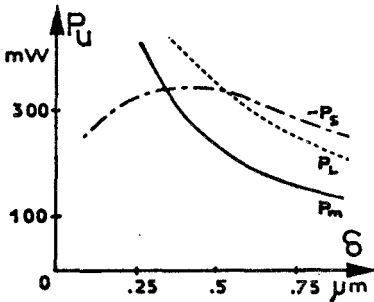


FIGURE C.15

Evolution des puissances utiles en fonction de la largeur de la zone d'avalanche.

En maintenant la largeur de la zone de transit égale à $0,6\mu$ nous avons représenté sur la figure C.15 l'évolution des puissances utiles en fonction de la largeur de la zone d'avalanche. Ces résultats sont obtenus en maintenant constante la puissance d'alimentation continue. On remarque que la puissance de sortie BLS passe par un maximum pour une largeur de la zone d'avalanche voisine de $0,5\mu$.

Nous pouvons donc conclure que dans les conditions de fonctionnement que nous avons définies (fréquences utilisées et puissance continue d'alimentation), la diode optimale devra présenter une zone d'avalanche de $0,5\mu$ et une zone de transit de $0,6$ à $0,7\mu$. On constate que ce type de diode correspond pratiquement aux diodes utilisées

en oscillateur, dans la gamme de fréquence correspondant à la fréquence de sortie fixée ici à 37 Ghz [3].

II.2.3. INFLUENCE DE LA SURFACE

(lorsque la résistance série R_s est fixée)

Pour cette étude nous avons maintenu constant : le profil de dopage de la diode, les champs électriques aux bornes de la zone d'avalanche

et la puissance continue d'alimentation (à la valeur $P_0 = 2W$). La figure C.16 nous montre l'évolution des puissances utiles en fonction de la surface de la diode.

Il faut noter que la variation de la puissance utile de sortie P_s présente un maximum qui est beaucoup plus large que celui constaté avec une diode en régime d'oscillation [5].

Le maximum de la puissance de sortie est obtenu ici pour une diode de surface égale à $0,25 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ et en pratique on utilisera donc des diodes d'un diamètre compris entre 50 et 60 μ .

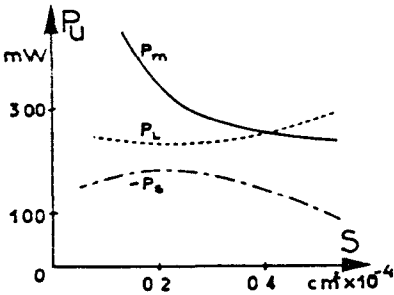


FIGURE C.16 : Evolution des puissances utiles en fonction de la surface de la diode.

II.2.4. INFLUENCE DU COURANT DE POLARISATION

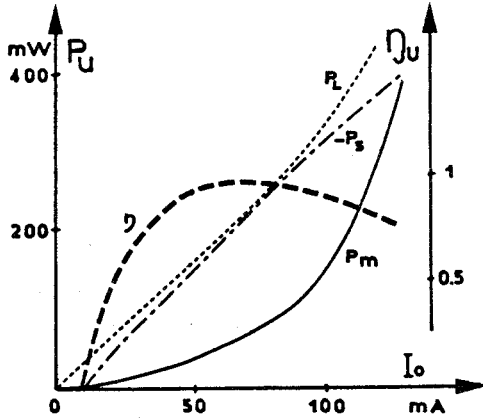
Dans cette étude effectuée pour une diode présentant une section de $0,25 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$, la puissance continue fournie à la diode ($P_0 = V_0 I_0$), n'est plus maintenue à une valeur constante.

Les figures C.17 montrent comment varient les puissances et les impédances à chaque fréquence en fonction du courant de polarisation. Les

$D = 50 \mu\text{m}$

$\delta = 0.5 \mu\text{m}$

$W = 1.1 \mu\text{m}$



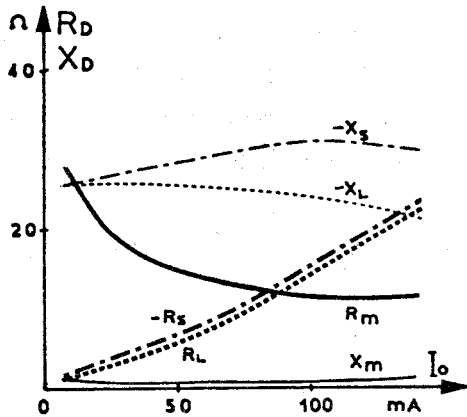
$E_m = 2.8 \cdot 10^5$ $\phi_m = 0$

$E_L = 6.6 \cdot 10^4$ $\phi_L = 0$

$E_s = 6.9 \cdot 10^4$ $\phi_s = 0$

FIGURE C.17

Evolution des puissances utiles et des impédances de la diode en fonction du courant de polarisation.



puissances sont des fonctions croissantes du courant de polarisation, mais la puissance émise P_{us} tend à se saturer ce qui entraîne que le rendement de conversion passe par un maximum obtenu ici pour un courant de 50 mA, il faut noter que ce courant optimum dépend des champs électriques induits aux bornes de la zone d'avalanche et qu'il est d'autant plus élevé que les champs électriques (donc les puissances) sont importantes.

On remarque ici encore que les parties réelles des impédances présentées par la diode à la fréquence d'oscillateur local et à la fréquence de sortie BLS sont quasiment identiques ce qui est d'un grand intérêt pour la réalisation du circuit hyperfréquence contenant la diode. En effet, les fréquences OL et BLS étant très voisines il eut été très difficile de réaliser un circuit présentant des variations d'impédances très importantes pour deux fréquences voisines comme c'est le cas ici.

Nous avons donc défini la structure du composant la mieux adaptée au fonctionnement en mélangeur d'émission dans la bande Ka. Il s'agit d'une diode dont la largeur de la zone désertée de $1,2\mu$ comporte une zone d'avalanche de $0,5\mu$ et une zone de transit de $0,6$ à $0,7\mu$ et dont la surface est de l'ordre de $3000\mu^2$. Un composant de ce type peut en pratique être réalisé par une jonction abrupte caractérisée par une concentration en impuretés de la zone N de $N_D = 2.5 \cdot 10^{16} \text{ At/cm}^3$ (figure B.7).

Nous nous proposons maintenant de placer ce composant dans un circuit hyperfréquence et de déterminer alors les caractéristiques du mélangeur, non plus en fonction des champs électriques appliqués au niveau de la zone d'avalanche (ce sont des grandeurs difficilement mesurables), mais en fonction des puissances réellement délivrées par les générateurs à la fréquence moyenne et à la fréquence de l'oscillateur local.

II.3. La diode à avalanche dans son circuit hyperfréquence

Nous avons montré que les puissances absorbées et émises par la diode étaient fonction des amplitudes et des phases des champs électriques existant dans la zone d'avalanche. Les champs électriques OL et FM sont induits par les générateurs correspondants, tandis que le champ électrique BLS est lié à l'impédance de charge à la fréquence BLS. Il est donc important de déterminer la valeur de cette impédance de charge BLS qui permettra d'obtenir les meilleures performances.

II.3.1. CHOIX DU CIRCUIT DE CHARGE A LA FREQUENCE

DE SORTIE BLS

L'impédance de charge optimum étant fonction des puissances appliquées à la diode, nous effectuons sa détermination dans le cas où les puissances délivrées par les générateurs moyenne-fréquence et oscillateur local sont :

$$P_{F1} = 400 \text{ mW}$$

$$P_{F2} = 200 \text{ mW}$$

C13

Nous avons choisi ces valeurs car elles correspondent à celles rencontrées en pratique dans la mise au point et l'étude expérimentale de ce type de mélangeur. Nous nous sommes de plus placés dans le cas le plus favorable où les impédances internes des générateurs OL et FM sont constamment adaptées à celles présentées par la diode à ces fréquences (en tenant compte des résistances de pertes) :

$$R_{cm} = R_{om} + R_{sm}$$

$$R_{cl} = R_{ol} + R_{sl}$$

C14

$$X_{cm} = -X_{om}$$

$$X_{cl} = -X_{ol}$$

Nous aurions pu pour toutes les impédances de charge Z_{CS} possibles déterminer la puissance de sortie BLS mais ces calculs sont très longs. En effet, le comportement de la diode n'est connu qu'à partir des valeurs du champ électrique dans la zone d'avalanche et le problème se pose donc ainsi : quelles valeurs de champ électrique avec leur phase respective doit-on mettre aux bornes de la zone d'avalanche pour que d'une part les puissances absorbées par la diode soient P_{um} et P_{ul} données par la relation (C.9) et pour que d'autre part l'impédance présentée par la diode à la fréquence BLS soit conjuguée de celle du circuit de charge Z_{CS} à cette même fréquence.

Plutôt que de résoudre ce problème de façon directe, nous avons préféré imposer un champ électrique E_s à la fréquence BLS dans la zone d'avalanche et calculer les champs moyenne fréquence E_m et oscillateur local E_L pour satisfaire les relations (C.13). Nous en déduisons alors pour ce champ E_s , l'impédance Z_{DS} présentée par la diode à la fréquence de sortie ainsi que la puissance de sortie P_{us} . L'impédance de charge est alors déterminée par :

$$Z_{CS} = -Z_{DS} - R_s \tag{C15}$$

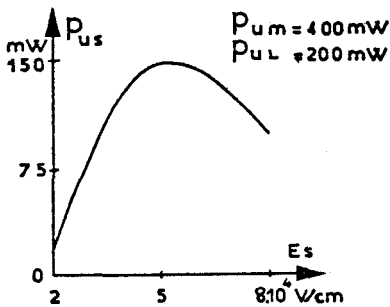


FIGURE C.18 : Variation de la puissance de sortie BLS en fonction du champ électrique BLS pour des puissances d'entrée constantes.

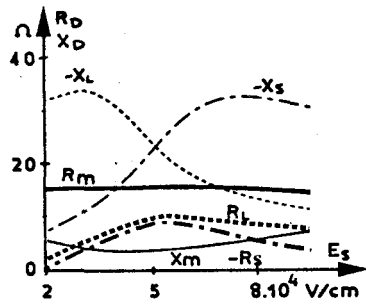
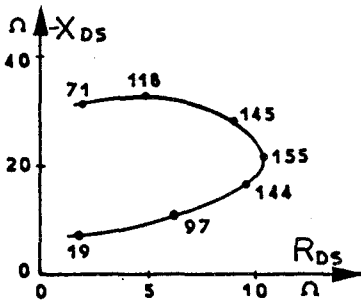


FIGURE C.19 : Variation des impédances présentées par la diode avec le champ électrique moyenne fréquence.

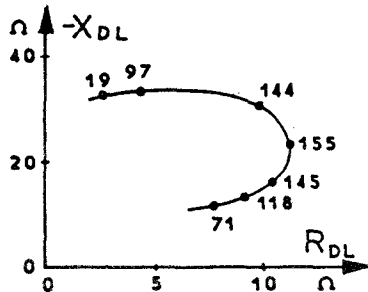
La figure C.18 nous montre comment varie la puissance de sortie BLS en fonction du champ électrique à la fréquence BLS (E_S) aux bornes de la zone d'avalanche lorsque les puissances délivrées par les générateurs moyenne fréquence P_{Um} et oscillateur local P_{uL} sont respectivement de 400 mW et 200 mW. Le maximum de puissance de sortie est obtenu pour un champ électrique E_S de l'ordre de 5×10^4 V/cm. Pour ces valeurs de champ électrique, la figure C.19 nous donne l'évolution des impédances présentées par la diode. On remarque que pour la valeur de champ électrique BLS $E_S = 5 \times 10^4$ V/cm correspondant au maximum de la puissance de sortie, les impédances présentées par la diode à la fréquence OL ($R_{DL} + j X_{DL}$) et à la fréquence BLS ($R_{DS} + j X_{DS}$) sont quasiment identiques (au signe près pour les parties réelles).



$D = 50 \mu\text{m}$ $I_0 = 100 \text{mA}$
 $\delta = 0.5 \mu\text{m}$ $W = 1.1 \mu\text{m}$
 $P_{Um} = 400 \text{ mW}$
 $P_{uL} = 200 \text{ mW}$

FIGURE C.20

Variation des impédances OL et BLS avec la puissance de sortie BLS lorsque les puissances d'entrée sont maintenues constantes.



Sur la figure C.20 nous avons regroupé ces résultats en traçant l'évolution des impédances présentées par la diode à la fréquence BLS et à la fréquence OL en fonction de la puissance émise à la fréquence BLS.

Pour la diode que nous avons utilisée ; (longueur de la zone désertée $1,1\mu$ avec $0,6\mu$ de zone de transit, un diamètre de 50μ , polarisée par un courant de 100 mA) soumise à des puissances d'entrée $P_{um} = 400$ mW, $P_{uq} = 200$ mW, le maximum de puissance de sortie $P_{us} = 155$ mW est obtenu pour une impédance de charge $Z_{CS} = 9,4\Omega + j24\Omega$. Dans ce cas l'oscillateur local adapté doit présenter une impédance $Z_{CL} = 9,4\Omega + j24\Omega$ donc identique à l'impédance de charge BLS : Z_{CS} .

Il faut remarquer que la puissance de sortie maximum n'est pas une fonction très critique de la réactance de charge X_{CS} : une variation de 10% de la réactance de charge autour du point optimum n'entraîne qu'une variation de 10% de la puissance de sortie. Par contre la résistance de charge est très critique : Une variation de quelques ohms, de cette résistance de charge entraîne des variations de près de 50% de la puissance de sortie.

II.3.2. SIMULATION COMPLETE DU MELANGEUR D'EMISSION

A DIODE A AVALANCHE

Dans un mélangeur d'émission en fonctionnement dans un système de télécommunications, la diode est soumise à un niveau d'oscillateur local constant. C'est le signal moyenne fréquence, qui contient de l'information, que l'on désire transporter sur le signal de sortie BLS avec la plus grande fidélité possible. Les causes de dégradation de l'information sont liées principalement :

- d'une part à la saturation de la puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée. La caractéristique puissance de sortie P_{US} , fonction de la puissance d'entrée P_{um} , à puissance constante délivrée par l'oscillateur local est généralement appelée conversion AM-AM.

- d'autre part, à la variation de la phase du signal de sortie avec la puissance d'entrée (les phases respectives du signal MF et du signal OL étant supposées constantes) : c'est la conversion AM-PM ou amplitude phase.

Le schéma complet du dispositif mélangeur d'émission à diode à avalanche est représenté figure C.21.

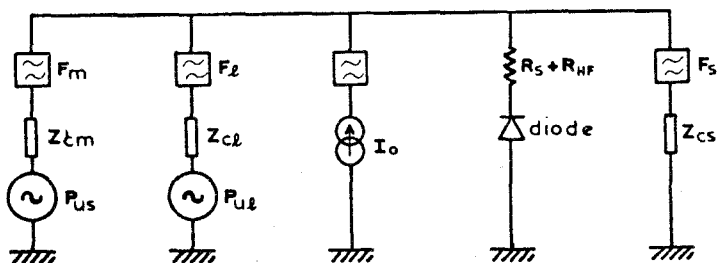


FIGURE C.21 : Schéma équivalent au mélangeur d'émission utilisé pour la simulation numérique.

C'est ce dispositif qu'il s'agit de simuler de façon la plus réaliste possible en tenant compte des conditions de fonctionnement usuelles :

- La puissance P_u fournie par l'oscillateur local ($P_{ul} = 200$ mW dans l'exemple que nous avons choisi et l'impédance ($R_{cl} + j X_{cl}$) présentée par le circuit d'oscillateur local sont constantes (celle-ci est proche de sa valeur optimale, soit dans l'exemple considéré $R_{cl} = 9,4\Omega$ et $X_{cl} = 24\Omega$)

- l'impédance ($R_{CS} + j X_{CS}$) présentée par le circuit de sortie est maintenue constante et égale à : $R_{CS} = 9,4\Omega$ et $X_{CS} = 24\Omega$ (valeurs proches de l'optimale)

- le signal fourni à la fréquence moyenne contient l'information et peut donc être modulé en amplitude, phase ou fréquence. Son impédance sera maintenue constante (nous avons pris dans ce cas $R_{cm} = 50\Omega$, $X_{cm} = 0$).

Il s'agit maintenant d'étudier dans quelle mesure et avec quelle précision le signal de sortie contient les informations transportées par la moyenne fréquence.

$$D = 50\mu\text{m} \quad I_o = 100\text{mA}$$

$$\delta = 0,5\mu\text{m} \quad W = 1,1\mu\text{m}$$

$$P_{FL} = 200\text{ mW}$$

$$R_{cm} = 50\Omega$$

$$X_{cm} = 0\Omega$$

$$R_{CL} = 9,4\Omega$$

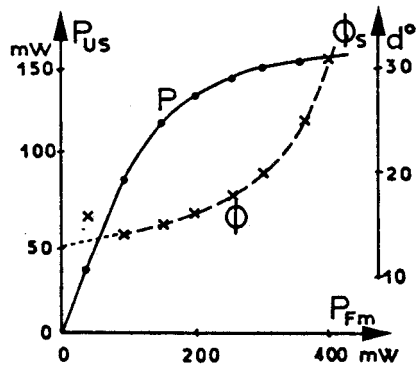
$$X_{CL} = 24\Omega$$

$$R_{CS} = 9,4\Omega$$

$$X_{CS} = 24\Omega$$

FIGURE C.22

Variations de la puissance et de la phase du signal de sortie avec la puissance d'entrée mF à niveau d'OL constant.



La figure C.22 représente la courbe de conversion AM-AM. On remarque que si cette courbe est linéaire à faible niveau ($P_{Fm} < 100\text{ mW}$), très rapidement une saturation apparaît avec un maximum de puissance de sortie de 160 mW. La puissance de sortie à 1 dB de compression est de 125 mW soit 1 dB en dessous de la puissance de saturation. Avec la puissance de 200 mW délivrée par l'oscillateur, nous obtenons donc un rendement de conversion global $\eta_u = \frac{P_{us}}{P_u}$ de - 0,8 dB pour une puissance d'entrée de 180 mW ce qui est de 3 à 4 dB supérieur à ce que l'on peut obtenir avec une diode varactor [7]. Il faut cependant signaler que dans les mêmes conditions de niveau d'oscillateur local,

avec une diode varactor, la saturation est obtenue pour un niveau moyenne fréquence beaucoup moins important, de l'ordre de la centaine de mW.

Avec la même diode et dans les mêmes conditions de fonctionnement, nous avons calculé les variations de la phase φ_s du signal de sortie avec les variations de la puissance d'entrée P_{um} . Les résultats sont représentés sur la figure C.22. On remarque que la phase varie très rapidement lorsque l'on atteint la zone de saturation de la puissance de sortie ce qui correspond au comportement classique des systèmes non linéaires au voisinage de la saturation. Dans la zone linéaire, la phase du signal de sortie est pratiquement insensible aux variations de la puissance d'entrée.

II.4. Influence de l'impédance de charge

----- à la fréquence image -----

L'étude de l'influence de l'impédance présentée par le circuit à la fréquence image (ici BLI) a été effectuée sur la diode à avalanche précédemment décrite, dans les mêmes conditions de fonctionnement.

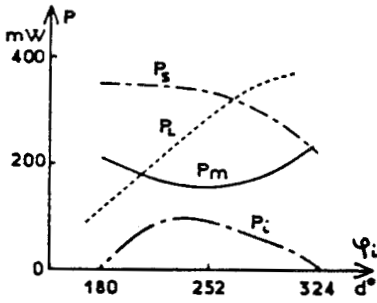
Nous avons fixé les champs électriques E_m , E_s , E_l et leurs phases respectives pour obtenir des conditions de fonctionnement optimum (résultant des études précédentes) à savoir :

$$\text{Champ électrique moyenne fréquence } E_m = 2.8 \cdot 10^4 \text{ V/cm} ; \varphi_m = 0$$

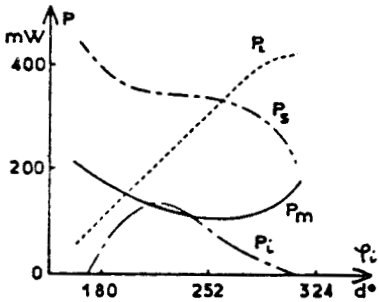
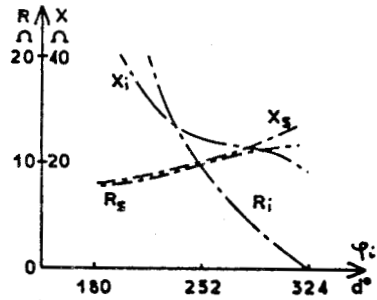
$$\text{Champ électrique oscillateur local } E_l = 6.6 \cdot 10^4 \text{ V/cm} ; \varphi_l = 0$$

$$\text{Champ électrique bande latérale supérieure } E_s = 6.9 \cdot 10^4 \text{ V/cm} ; \varphi_s = -\pi/2$$

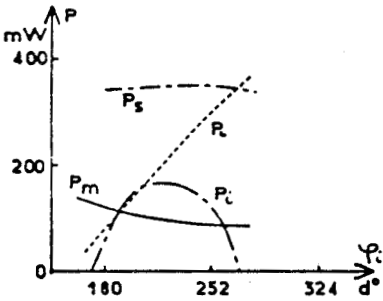
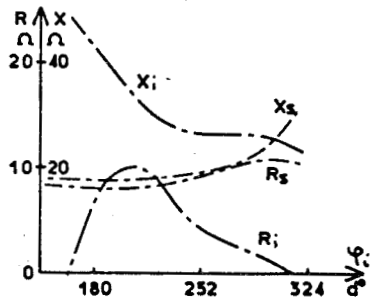
Nous avons alors calculé les valeurs des puissances et des impédances présentées par la diode en fonction de la phase du champ électrique à la fréquence BLI pour diverses valeurs de l'amplitude du champ électrique à cette



$E_{\lambda} = 4.10^4 \text{ V/cm}$



$E_{\lambda} = 6.10^4 \text{ V/cm}$



$E_{\lambda} = 8.10^4 \text{ V/cm}$

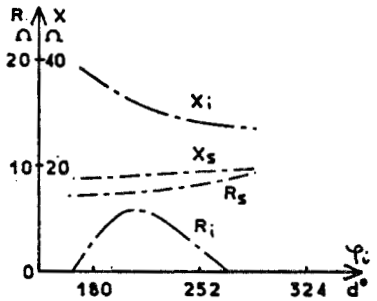


FIGURE C.23 : Influence d'une composante de champ électrique à la fréquence image et de sa phase sur les puissances et les impédances présentées par un mélangeur d'émission à diode à avalanche.

fréquence. Les résultats sont illustrés par la figure C.23 où nous n'avons représenté que les domaines de fonctionnement où la diode émet de la puissance à la fréquence image (c'est-à-dire les seuls que l'on puisse obtenir en pratique). Les constatations suivantes peuvent alors être faites :

- la puissance de sortie BLS (P_s) dépend assez peu de l'impédance de charge à la fréquence image ($R_i + j X_i$)
- la puissance absorbée par la diode à la fréquence de l'oscillateur local varie très fortement avec l'impédance de charge, lorsque celle-ci présente une partie résistive faible ($< 5\Omega$, dans le cas où $E_i = 8 \cdot 10^4$ V/cm)
- les meilleurs taux de conversion sont obtenus pour une impédance de charge à la fréquence image purement capacitive

Ces résultats sont illustrés par la figure C.23 dans le cas où le champ électrique à la fréquence image est de $8 \cdot 10^4$ V/cm : on peut obtenir une variation du taux de conversion haute fréquence $\eta = P_s/P_l$ de 0 dB à + 6 dB en accordant l'impédance présentée par le circuit à la fréquence image.

CONCLUSION

Dans cette partie de notre travail nous avons voulu présenter une étude aussi compète que possible du fonctionnement d'une diode à avalanche en mélangeur d'émission. Nous avons cherché à optimiser ce type de fonctionnement en étudiant successivement l'influence des caractéristiques du composant et celles du circuit associé, sur les performances

La méthode numérique que nous avons mise au point nous a permis de découvrir un mode de fonctionnement très particulier, lié à la forte non linéarité du taux d'ionisation des porteurs dans la zone d'avalanche : c'est un fonctionnement en mélangeur d'émission à champ électrique nul à la moyenne fréquence, celle-ci n'intervient que par le courant qu'elle produit à travers le composant.

Nous avons alors défini la structure du composant optimal ainsi que son circuit de charge associé.

Nous pensons ainsi avoir montré l'attrait présenté, dans ce nouveau type d'application par la diode à avalanche dont les possibilités sont nettement supérieures à celles que l'on peut obtenir actuellement avec des composants classiques telles les diodes varactor.

B I B L I O G R A P H I E

C H A P I T R E I I I

- 1 D. HARS
"Etude théorique et expérimentale de mélangeurs d'émission
à diodes à avalanche dans le domaine des ondes millimétriques"
Thèse 3e cycle, Lille, Mai 1976

- 2 READ WT
"A proposed high frequency negative resistance diode"
BSTJ 37 p. 401-406, 1958

- 3 DOUMBIA I
"Oscillations multifréquences des diodes semiconductrices
en régime d'avalanche"
Thèse 3e cycle, Lille, Février 1971

- 4 Mc KAY KG
"Avalanche breakdown in silicon"
Phys. Rev. Vol 94 N° 4, Mai 1954, p. 877-884

- 5 E. ALLAMANDO et Al
"Propriétés hyperfréquences des diodes à avalanche :
Modes d'oscillation"
Acta Electronica, Vol 12 N° 3, Juillet 1969, p. 211-256

- 6 E. ALLAMANDO
"Etude théorique et expérimentale des dispositifs
à avalanche et à temps de transit"
Thèse d'Etat, Lille, Décembre 1973

- 7 PALMAN BS, BOSSARD B.B
"Efficient high level parametric frequency converters"
PIEEE Février 1963, pp. 357-358

CHAPITRE IV

Etude expérimentale d'un mélangeur d'émission

à diode à avalanche

dans le domaine des ondes millimétriques

INTRODUCTION

La première maquette d'un mélangeur d'émission à diode à avalanche a été réalisée dans notre laboratoire, (en structure microstrip dans la bande X en 1970), par Monsieur LECOURT [1], dans le cadre d'un projet de fin d'étude d'ingénieur. Ce projet, imaginé par Monsieur DESSERT du laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée, a été le point de départ de toute l'étude que nous présentons ici.

Les projets de développement des télécommunications à haut débit d'informations dans le domaine des ondes millimétriques [2] [3] nous ont conduits à étudier et à mettre au point un mélangeur d'émission dans la bande Ka. L'âme du mélangeur que nous étudions est une diode à avalanche, de nombreuses structures de diodes étant disponibles actuellement, nous avons donc entrepris une comparaison systématique des performances du mélangeur en fonction des profils de concentration en impuretés des diodes dont nous pouvions disposer.

Les résultats de l'étude théorique des chapitres précédents nous indiquent que l'impédance présentée par la diode à la fréquence de sortie BLS et à la fréquence de l'oscillateur local est de l'ordre de quelques ohms ; il est donc indispensable de choisir une structure permettant l'adaptation de l'impédance présentée par la diode, à celle présentée par le guide d'onde rectangulaire standard de la bande Ka. Nous décrivons les différentes structures que nous avons utilisées.

Pour caractériser ces circuits hyperfréquences, nous avons étudié, en collaboration avec Monsieur CACHIER de la Compagnie Thomson CSF, une méthode originale de mesure de l'impédance que présente un circuit à un compo-

sant à l'état solide [4] [5] et nous avons mis au point, grâce à l'aide technique de Monsieur BAUDET de notre Université, un appareil nécessaire à la mise en oeuvre de cette méthode de mesure qui s'est révélée, par ailleurs, d'un grand intérêt pour les études d'autres systèmes effectués dans notre laboratoire comme : les oscillateurs [6] et les amplificateurs [7] [8].

La diode étant choisie, les circuits étant réalisés et caractérisés, il est alors possible de relever comment évoluent les performances du mélangeur en fonction du courant de polarisation de la diode et des différentes puissances qui lui sont appliquées.

I. REALISATION D'UN MELANGEUR D'EMISSION

La conception d'un mélangeur d'émission nécessite deux éléments :

- La diode à avalanche, élément non linéaire actif, qui assure le mélange des différents signaux.

-Le circuit hyperfréquence contenant la diode, qui est destiné à assurer à la fois l'adaptation des impédances et la séparation des différents signaux présents au niveau de la diode.

I.1. La diode à avalanche : Technologie

Les diodes à avalanche sont réalisées à partir de couches épitaxiées, N sur N⁺ de silicium, dont les concentrations en impuretés sont comprises entre 2 et 4 10^{16} At/cm³. Les épaisseurs de la zone N peuvent être ajustées par attaques chimiques successives. Une diffusion d'impuretés de type P⁺ sur la zone N permet alors de réaliser la jonction. Finalement une attaque mesa permet d'obtenir des diodes de surface différente comprise entre 2000 et 4000 μ^2 . Les pastilles ainsi réalisées sont ensuite montées dans un boîtier avec

la technique du montage dit inversé, c'est-à-dire que la zone P^+ est la plus proche du dissipateur thermique afin de réduire la résistance thermique de la diode. La grande majorité des diodes que nous avons utilisées, ont été fabriquées par Monsieur MICHEL du Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée [9].

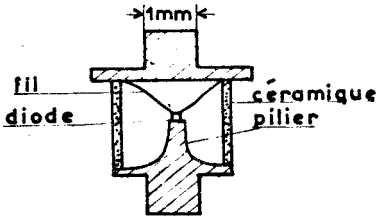


FIGURE D.1 : Coupe d'une diode à avalanche en boîtier type F 27d.

Pour les premiers essais de mélangeurs, nous avons disposé de diodes montées dans un boîtier du type F 27d dont une coupe est représentée par la figure D.1. Ce modèle d'encapsulation, très utilisé pour les diodes ATT en bande X, s'est révélé très peu intéressant dans la bande de fréquence que nous avons choisie (bande Ka), pour les raisons suivantes :

- Dimensions du boîtier comparables à celles du guide WR 28 utilisé en bande Ka
- Inductance série due aux fils de connection importante :
 $L_s \approx 0,15 \text{ nH}$
- Capacité parasite élevée : $C_p \approx 0,2 \text{ pF}$
- Fréquence de résonance du boîtier très basse, de l'ordre de 20 GHz .

Pour éliminer la capacité parasite du boîtier, qui vient shunter l'impédance de la diode, une structure dite "non encapsulée" analogue au type Beam Lead a été développée ; elle est représentée sur la figure D.2.

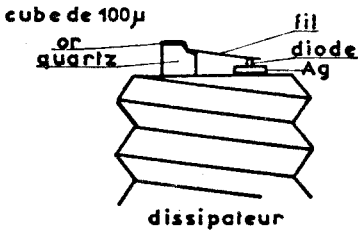


FIGURE D.2 : Diode à avalanche dite :
"non encapsulée"

Si cette structure a su répondre de façon satisfaisante aux problèmes posés par l'encapsulation, il n'en reste pas moins vrai que la diode non encapsulée reste très délicate à utiliser à cause de la fragilité du pilier de quartz sur lequel se fait le contact électrique avec le circuit. Nous avons, très souvent, été amenés à renouveler ce pilier de quartz ainsi que le fil d'or assurant la liaison électrique diode-pilier.

I.2. Choix du circuit hyperfréquence

Dans les mélangeurs d'émission que nous étudions, outre la polarisation continue, la diode reçoit deux signaux hyperfréquences :

- Le signal moyenne fréquence centré autour de 1.45 GHz
- Le signal de l'oscillateur local à 35 GHz

La diode assure le mélange de ces deux signaux et en émet différents autres parmi lesquels le signal BLS qui nous intéresse à 36,45 GHz et que nous devons récupérer dans les meilleures conditions d'adaptation possibles.

La séparation entre le signal moyenne fréquence en bande L et les signaux en bande Ka (OL et BLS) est assurée par un filtre passe-bas réalisé par une transition coaxiale guidée.

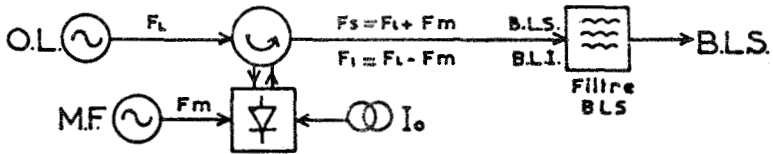


FIGURE D.3 : Montage en réflexion d'un mélangeur d'émission

La séparation des signaux d'oscillateur local et de sortie est plus délicate et deux solutions sont envisageables :

- Un circuit en réflexion , qui est le plus utilisé pour d'autres modes de fonctionnement tel que l'amplification [6], où la séparation entre les signaux millimétriques incidents et réfléchis est assurée par un circulateur (figure D.3). Un filtre de sortie permet de séparer les signaux indésirables.

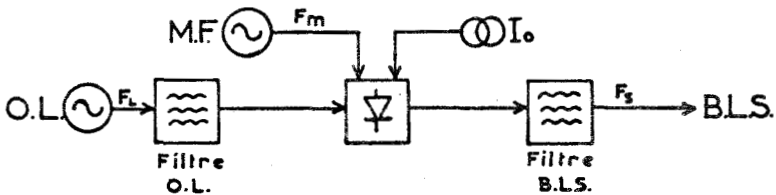


FIGURE D.4 : Montage en transmission d'un mélangeur d'émission

- Un circuit en transmission, où la séparation entre l'oscillateur local et le signal de sortie est assurée par des filtres (figure D.4) qui font alors partie intégrante du mélangeur

Quel que soit le circuit utilisé, il y a des critères communs à respecter pour obtenir un fonctionnement optimum :

- La puissance délivrée par le générateur moyenne fréquence doit être appliquée en totalité à la diode. Ceci suppose un circuit d'adaptation qui peut être délicat à réaliser, à cause de la bande passante relativement grande demandée à ce circuit (plusieurs centaines de MHz autour de 1.5GHz)

- La puissance issue de l'oscillateur local doit, elle aussi, être appliquée en totalité à la diode, tout en étant découplée du circuit moyenne fréquence et du circuit de sortie

- Enfin, il est nécessaire d'assurer un découplage correct entre les circuits OL et BLS, ce qui sera obtenu grâce à des filtres qui devront présenter des pertes d'insertion très faibles ainsi qu'une courbe de réponse présentant des "flancs" raides assurant un taux de réjection important pour les fréquences à éliminer

Nous avons été amenés à concevoir un circuit hyperfréquence permettant d'adapter l'impédance présentée par la diode, à l'impédance d'onde d'un guide d'onde rectangulaire de la bande Ka.

De l'étude complète réalisée par Monsieur HARS dans le cadre de sa thèse 3e cycle [10] préparée dans notre laboratoire, il résulte que la transition coaxiale guide utilisant un guide de hauteur réduite (Ridge-wave-guide) permet une grande souplesse tout en répondant aux critères d'adaptation précédemment cités. C'est cette structure, que nous avons retenue pour la cellule expérimentale, que nous utilisons dans un montage en réflexion

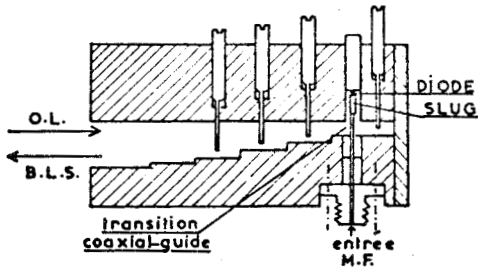


FIGURE D.5 : Cellule en réflexion : transition par guide à hauteur réduite

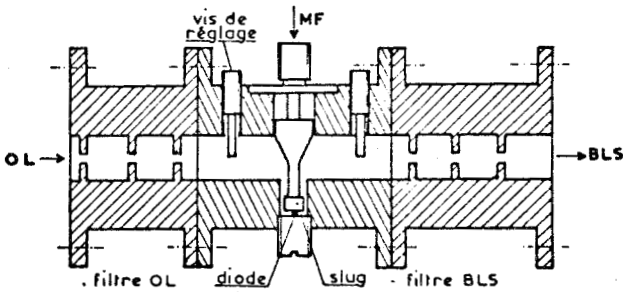


FIGURE D.6 : Cellule en transmission : Transition type "bouton de porte"

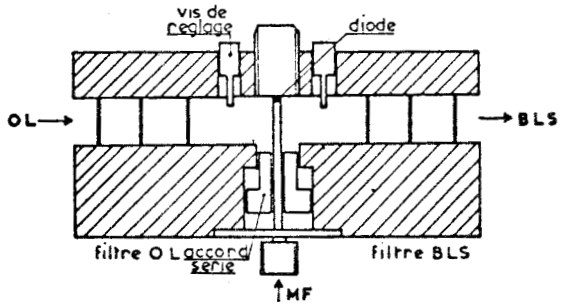


FIGURE D.7 : Transition coaxiale guide à accord série



(figure D.5).

Pour la structure "mélangeur en transmission" qui nécessite l'utilisation de filtres pour séparer le signal oscillateur local du signal de sortie BLS, nous avons utilisé deux types de transition coaxiale guide :

- La transition coaxiale guide dite en "bouton de porte" dont le schéma est donné par la figure D.6

- La transition coaxiale guide à accord série, représentée par la figure D.7. Nous avons choisi ces deux types de transition coaxiale-guide car elles permettent de réaliser une cellule dont la distance entre les filtres peut être de l'ordre de grandeur des longueurs d'onde des signaux millimétriques utilisés ce qui est nécessaire pour obtenir une bande passante du mélangeur suffisamment importante pour son utilisation en télécommunications.

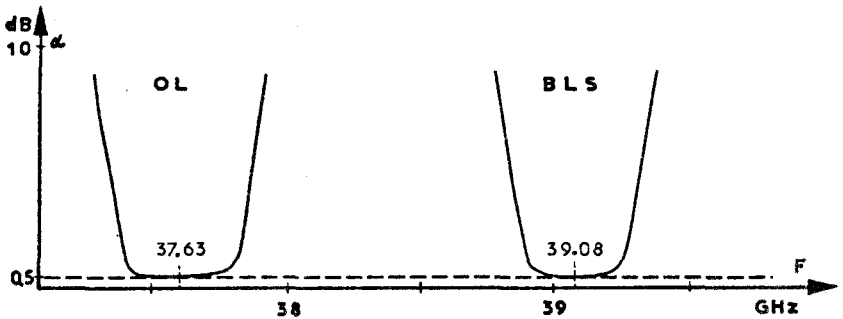


FIGURE D.8 : Courbe de réponse des filtres d'entrée (OL) et de sortie (BLS)

La réalisation des filtres de découplage est très délicate, et après quelques essais de faisabilité [1], nous avons fait appel à la Société L.T.T. [12]. La figure D.8 montre la courbe de réponse des filtres à barreaux que l'on nous a alors réalisés, ils présentent des pertes d'insertion très faibles (inférieures à 0,5 dB dans la bande passante).

Pour caractériser ces différentes "montures de diodes" nous avons mis au point, en collaboration avec Monsieur CACHIER, une méthode de mesure de l'impédance ramenée par le circuit sur la diode.

I.3. Mesure des impédances du circuit vues par la diode

Toutes les méthodes utilisées pour caractériser des circuits hyperfréquences comportant des diodes gunn, varactor ou avalanche, sont basées sur la mesure du coefficient de réflexion du système [13] [14]. L'étalonnage est effectué, soit en plaçant des impédances connues à la place de la diode, soit en utilisant la capacité d'une diode fonctionnant en varactor comme impédance étalon. Toutes ces méthodes admettent que le quadripôle équivalent au circuit contenant la diode est sans pertes et invariant avec la fréquence, ce qui n'est généralement pas justifié dans le domaine des ondes millimétriques.

Dans notre méthode, la diode polarisée à une tension inférieure à sa tension d'avalanche est utilisée, à la fois comme impédance étalon (fonctionnant en varactor) et comme détecteur du courant hyperfréquence qui la traverse. On peut ainsi mesurer l'impédance vue par la diode à toutes les fréquences intéressantes. Une extension de cette méthode permet aussi d'avoir accès à la mesure des pertes présentées par le circuit, ce qui est particulièrement intéressant pour les études réalisées sur les oscillateurs [8] et les amplificateurs [6] [7].

I.3.1. PRINCIPE DE LA MESURE D'IMPEDANCE DE CIRCUIT

Dans tous les systèmes hyperfréquences utilisant un composant à l'état solide (gunn, varactor, avalanche, baritt, etc...) un quadripôle d'adaptation est nécessaire pour ramener sur la diode une impédance compatible avec ses conditions de fonctionnement (figure D.9)

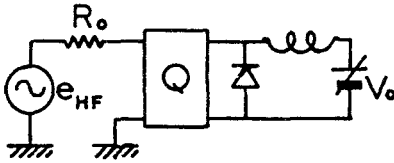


FIGURE D.9 : Schéma équivalent à une diode dans son circuit.

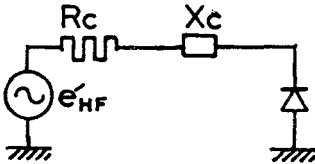


FIGURE D.10 : Impédance vue par la diode.

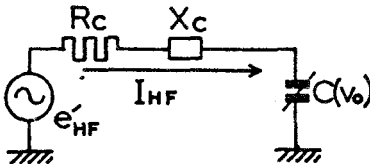


FIGURE D.11 : Utilisation d'une diode varactor.

A une fréquence donnée, l'impédance totale vue par la diode peut être mise sous la forme du dipôle série représenté par la figure D.10.

Nous nous proposons de décrire une méthode permettant de mesurer l'impédance équivalente au circuit de charge de la diode : $R_C + j X_C$

La diode est polarisée par une tension continue en dessous de sa tension d'avalanche. Elle est donc

équivalente à une capacité dont la valeur dépend de la tension de polarisation V_0 (fonctionnement en

varactor) et le schéma équivalent de la figure D.10 peut être remplacé par celui de la figure D.11 pour lequel le courant hyperfréquence

traversant la diode peut s'exprimer par la relation :

$$I_{HF} = \frac{e'_{HF}}{R_C + j X_C + 1 / [j C(V_0) \omega]} \quad D1$$

La connaissance des variations de I_{HF} en fonction de $C(V_0)$ permettrait la détermination de R_C et X_C : c'est le principe de la mesure. Tout le problème se ramène donc à la mesure du courant I_{HF} .

*La diode utilisée pour ces mesures peut être celle effectivement en place dans le circuit si elle peut fonctionner en varactor (c'est le cas des diodes à avalanche que nous utilisons). Dans le cas contraire, il conviendrait de remplacer le composant utilisé par une diode varactor.

Pour obtenir une information liée à la valeur du courant I_{HF} qui traverse la diode (courant qui n'est pas directement mesurable en pratique), nous utilisons un générateur hyperfréquence modulé en amplitude par une tension basse fréquence, avec l'idée d'utiliser l'effet paramétrique de la diode varactor pour détecter un signal de basse fréquence qui nous permette d'accéder à la valeur du courant haute fréquence I_{HF} .

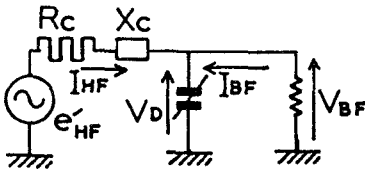


FIGURE D.12 : Principe de la mesure du courant I_{HF} .

En admettant résolus les problèmes de découplage entre les différentes fréquences, nous sommes donc amenés à considérer le circuit de la figure D.12.

Le générateur modulé en amplitude délivre un signal de la forme :

$$e'_{HF} = E_{HF} (1 + k \cos \Omega t) \cos(\omega t + \varphi)$$

où Ω est la pulsation basse fréquence du signal modulant la porteuse haute fréquence de pulsation ω avec un taux de modulation k .

Les variations de la capacité présentée par la diode en fonction de la tension qui existe à ses bornes sont de la forme :

$$C = C(V_D) = C_0 [1 - V_D / \phi_0]^m \quad D3$$

Les paramètres C_0 , ϕ_0 et m dépendent du profil de concentration en impuretés de la diode et sont déterminés expérimentalement à partir de la mesure de la caractéristique $C'(V_D)$ de la diode en basse fréquence [15].

Si l'amplitude de la tension alternative aux bornes de la diode est suffisamment faible pour permettre un développement au premier ordre de $C'(V_D)$, nous pouvons alors calculer l'amplitude V_{BF} de la tension basse fréquence, de pulsation Ω , détectée par la diode :

$$V_{BF} = A \frac{R_{BF} C \Omega}{[1 + R_{BF}^2 C^2 \Omega^2]^{1/2}} \cdot \frac{1}{[\phi_0 - V_0]^{1-2m}} \cdot \frac{1}{R_C^2 + [1/C\omega - X_C]^2} \quad D.4$$

Dans cette expression :

- A est une constante ne dépendant que du paramètre m de la diode, du taux de modulation k et de la puissance délivrée par le générateur

- C = C(V₀) : c'est la capacité statique présentée par la diode lorsqu'elle est soumise à une tension continue de polarisation V₀

L'expression D.4 montre que la tension basse fréquence induite aux bornes de la diode (tension qui devient accessible à la mesure) présente les caractéristiques suivantes :

- Elle est proportionnelle au carré du module du courant I_{HF} traversant la diode

- Elle est une fonction de la tension V₀ qui polarise la diode varactor. La mesure de l'évolution de la tension V_{BF} en fonction de la tension de polarisation (V₀) de la diode varactor permet alors d'obtenir, par comparaison avec l'expression D.4, les valeurs de R_C et de X_C représentant l'impédance ramenée par le circuit sur la diode.

En pratique, la partie réelle de l'impédance de charge que nous mesurons par la méthode que nous venons de décrire est composée de deux termes

- Un premier terme, que nous notons R_L, qui correspond à la partie réelle de l'impédance de charge du circuit vue à travers le quadripôle d'adaptation Q. C'est dans cette résistance que l'on peut récupérer la puissance utile émise par la diode

- Un second terme R_s qui correspond aux pertes du circuit hyperfréquence et à la résistance série présentée par la diode

Il est bien évident que la résistance équivalente aux pertes R_s doit être la plus faible possible comparée à la résistance équivalente à la charge R_L et nous pouvons définir un facteur de mérite du circuit par le rapport :

$$F_{\text{mérite}} = R_L / (R_L + R_s) \quad D5$$

Ce facteur de mérite représente le pourcentage utilisable de la puissance émise par la diode et on comprend alors tout l'intérêt qui réside dans la mesure de R_s . La méthode de mesure, que nous venons de décrire, permet aussi d'obtenir la valeur de la résistance équivalente aux pertes R_s . En effet, remarquons que la diode voit une résistance équivalente aux pertes, lorsque l'impédance de charge est nulle, ce qui revient à remplacer, dans la figure D.9, le générateur d'impédance interne R_0 par un générateur d'impédance interne nulle.

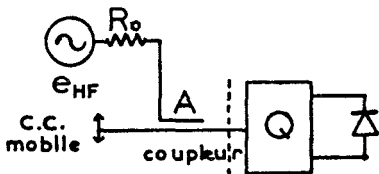


FIGURE D.13 : Principe de la mesure de la résistance équivalente aux pertes.

Dans le domaine hyperfréquence, dans lequel nous travaillons, nous pouvons réaliser un générateur d'impédance interne très faible en utilisant un coupleur directif conformément à la figure D.13. Dans ces conditions, la résistance interne de l'ensemble

coupleur-générateur est $R_0 / (2A - 1)$ où A est la valeur linéaire du couplage. Le court-circuit mobile permet de régler la valeur de la partie imaginaire de l'impédance vue par la diode pour obtenir une valeur identique à celle

obtenue dans la mesure qui correspond à la figure D.9. Si le quadripôle Q présente des pertes faibles, ce qui est souhaitable, la mesure de l'impédance de charge vue par la diode correspond alors au schéma équivalent donné par la figure D.14 soit :

$$R_{c2} + jX_{c2} = \frac{R_L}{2A-1} + R_S + jX_C \quad D6$$

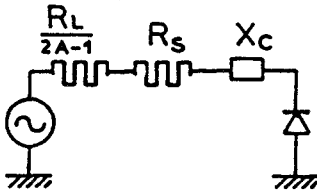


FIGURE D.14 : Schéma équivalent au circuit permettant la détermination de R_S .

La détermination des caractéristiques d'un circuit hyperfréquence se réalise donc en deux étapes :

- a) Détermination de l'impédance vue par la diode en utilisant un générateur dont l'impédance interne est égale à l'impédance du charge du dispositif (en pratique, il s'agit

toujours de l'impédance adaptée à la ligne ou au guide d'onde de sortie).

Cette première mesure nous donne donc comme impédance vue par la diode :

$$Z_{c1} = R_L + R_S + jX_C = R_{c1} + jX_{c1} \quad D7$$

- b) Mesure de la résistance de perte grâce à un coupleur directif permettant de diminuer l'impédance interne du générateur

$$Z_{c2} = \frac{R_L}{2A-1} + R_S + jX_C = R_{c2} + jX_{c2} \quad D8$$

De ces deux mesures, faites bien évidemment à la même fréquence, nous en déduisons les valeurs de la résistance de charge R_L (celle dans laquelle se récupère la partie utilisable de la puissance émise par la diode) et de la résistance équivalente aux pertes :

$$R_L = R_{c1} - R_{c2} \frac{(2A-1)}{(2A-2)} \quad D9$$

$$R_S = \frac{R_{c1} - R_{c2} (2A-1)}{2-2A} \quad D10$$

En répétant ces mesures pour différentes fréquences, il est ainsi possible de déterminer l'évolution de l'impédance de charge et de la résistance de perte avec la fréquence.

I.3.2. REALISATION DE L'APPAREIL DE MESURE

Nous avons conçu l'appareil de mesure d'impédances de circuits pour son utilisation avec les générateurs hyperfréquences Hewlett-Packard des séries 8620 et 8690 ce qui permet de couvrir un domaine de mesures s'étendant de 100 MHz à 40 GHz, avec une grande souplesse d'utilisation

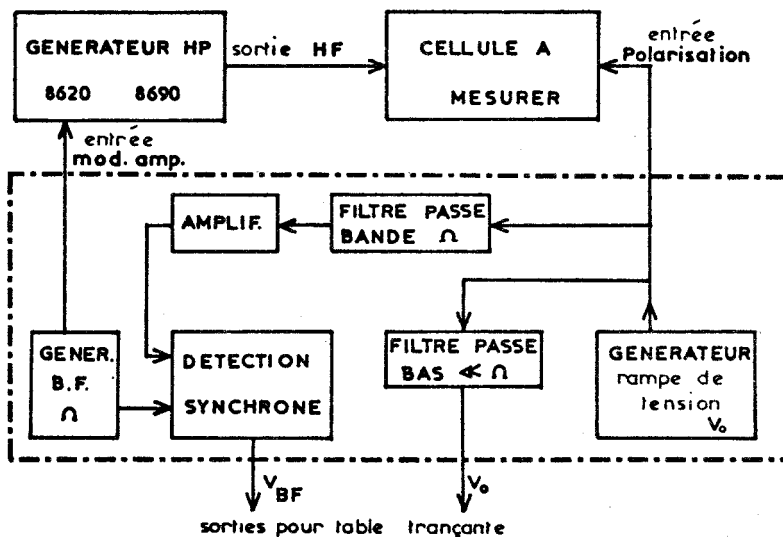


FIGURE D.15 : Schéma bloc du mesureur d'impédance de circuit.

Un schéma synoptique de l'appareil (intérieur du cadre en lignes interrompues) et du système de mesure est donné par la figure D.15. Les caractéristiques principales de cet appareil sont les suivantes :

- Aucune modification n'est à apporter à la cellule à mesurer, le signal de basse fréquence, détecté par la diode est recueilli directement par le connecteur nécessaire à la polarisation de la diode.

- Très grande sensibilité grâce à l'utilisation d'un détecteur synchrone qui permet de faire ces mesures avec un niveau faible du signal hyperfréquence modulé ce qui justifie les approximations nécessaires au développement au premier ordre de la caractéristique $C(V)$ de la diode varactor.

I.3.3. CRITIQUE DE LA METHODE DE MESURE D'IMPEDANCE

La méthode de mesure des impédances vues par une diode dans un circuit hyperfréquence, telle que nous venons de la décrire, doit être utilisée en tenant compte des remarques suivantes :

1) Comme le montre l'expression D.4, nous obtiendrons une grande précision sur la détermination de l'impédance de charge $R_C + j X_C$, lorsque la diode varactor utilisée pourra entrer en résonance avec le circuit à la fréquence de mesure. Pour les circuits à diode à avalanche, ce résultat ne sera obtenu qu'à la condition d'utiliser pour la mesure, une diode de plus faible surface que celle utilisée réellement dans le circuit (la capacité présentée par une diode à sa tension d'avalanche est plus faible que celle qui existe en régime varactor)

2) L'impédance que nous mesurons $Z_C = R_C + j X_C$, ne correspond pas exactement à celle vue par la diode, mais plus exactement à l'impédance vue par la jonction semiconductrice. C'est-à-dire que la valeur de Z_C obtenue, tient compte de la résistance série présentée par le substrat de la diode (résistance plus importante en régime varactor qu'en régime d'avalan-

che) et de l'impédance présentée par le boîtier contenant la diode

3) La précision des résultats des mesures dépend du soin apporté à la détermination de la caractéristique C(V) de la diode utilisée. Cette mesure est réalisée en basse fréquence [15] (100 MHz) et nous supposons que cette caractéristique reste invariable avec la fréquence

4) Nous avons négligé l'effet de détection due à la modulation de la résistance série de la diode varactor, ce qui se justifie par le haut coefficient de qualité des diodes que nous avons utilisées

1.3.4. RESULTATS DES MESURES D'IMPEDANCES DE CIRCUITS

Grâce à la méthode de mesure que nous avons mise au point, nous avons pu caractériser les différentes structures que nous avons utilisées en mélangeur d'émission. Il résulte de ces mesures et de celles effectuées par d'autres équipes de notre laboratoire, étudiant les oscillateurs et les amplificateurs [6] [7] [8], que, d'une part, la résistance de charge vue par la diode est toujours de l'ordre de 2 à 3 Ω et que d'autre part le facteur de mérite de ces circuits (représentant le pourcentage de la puissance émise par la diode effectivement utilisable) est compris entre 50% et 80%. La résistance équivalente aux pertes reste donc toujours inférieure à 1 Ω pour toutes les structures qui ont été mesurées.

Pour illustrer ces conclusions, nous ne présenterons que les résultats relatifs aux mesures d'impédances de deux types de monture de diode :

a) "Monture en réflexion" (de la figure D.5) avec une transition coaxiale guide utilisant un guide de hauteur réduite destinée à travailler avec une fréquence de sortie BLS centrée vers 35 GHz (figure D.16)

b) "Monture en transmission" (de la figure D.7) avec une transition coaxiale guide à accord série. La fréquence de sortie BLS est ici centrée vers

39 GHz (figure D.17)

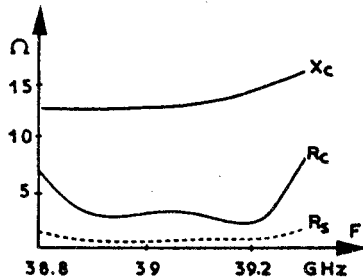
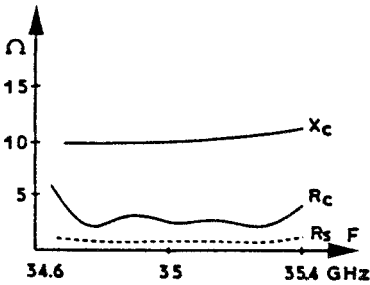


FIGURE D.16 : Impédance présentée par le circuit mélangeur en réflexion.

FIGURE D.17 : Impédance présentée par le circuit mélangeur en transmission.

On remarquera l'analogie entre les résultats obtenus dans ces deux cas, sur l'évolution avec la fréquence de l'impédance vue par la diode, dans la bande passante de la fréquence de sortie BLS. Lors de ces mesures, les réglages des circuits utilisés, correspondaient à un point de fonctionnement correct en mélangeur d'émission.

II. PERFORMANCES D'UN MELANGEUR D'ÉMISSION A DIODE A AVALANCHE

Nous nous proposons de présenter ici comment évoluent les performances d'un mélangeur d'émission avec les caractéristiques présentées par le composant, d'une part, et avec les conditions de fonctionnement d'autre part.

II.1. Banc de mesures

Le schéma synoptique du banc de mesures que nous avons utilisé pour caractériser le mélangeur d'émission est représenté par la figure D.18. Les branches correspondant aux signaux incidents (MF et OL) utilisent des wobulateurs Hewlett Packard 8620 et sont équipées d'atténuateurs variables. Des milliwattmètres permettent de mesurer en permanence les puissances, tout

en assurant la régulation des niveaux des puissances incidentes. Le signal de sortie BLS est contrôlé par un analyseur de spectre permettant de s'assurer de la validité de la mesure de la puissance de sortie.

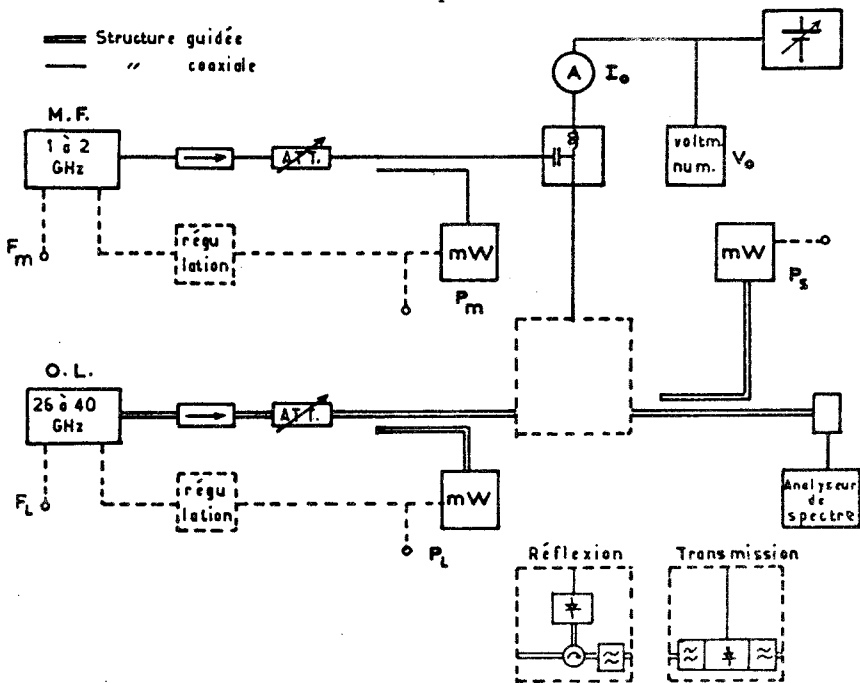


FIGURE D.18 : Schéma synoptique du banc de mesures des performances d'un mélangeur d'émission.

II.2. Influence de la structure de la diode

Nous avons pu disposer d'un échantillonnage suffisant de diodes à avalanche pour pouvoir entreprendre une étude comparative des performances d'un mélangeur d'émission en fonction de la longueur de la zone désertée de ces diodes. Toutes ces mesures ont été réalisées avec la cellule en réflexion (figure D.5) grâce à sa très grande souplesse d'utilisation.

La figure D.19 montre l'évolution des taux de conversion avec le courant pour des diodes constituées de jonction abrupte ($p^+ N N^+$) dont

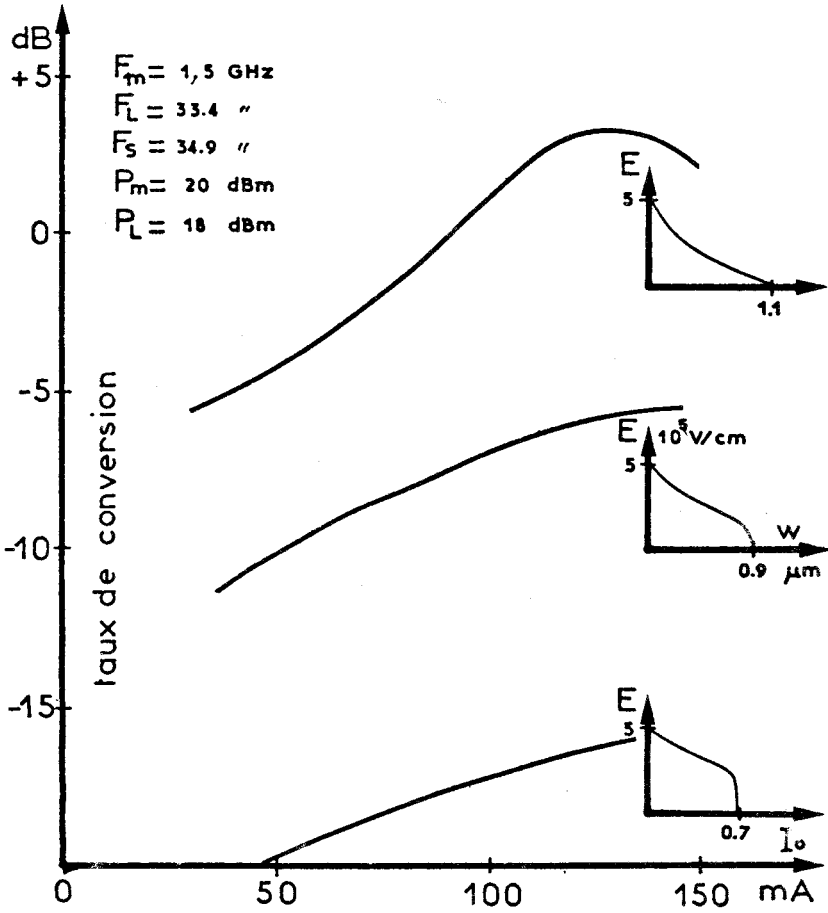


FIGURE D.19 : Variations du taux de conversion avec le courant pour différentes structures de diodes.



les épaisseurs de l'épithaxie (zone N) ont été progressivement diminuées par attaques chimiques successives. Le tableau D.1 résume les résultats que nous avons obtenus.

Type	Encapsulation	Va	δ	W	δ/W	R _{th}	Diamètre	Puissance obtenue		$\eta = \frac{P_3}{P_2}$
BV β	Oui	31 v	0,2 μ m	0,9 μ m	0,22	48 $^{\circ}$ C/W	48 μ m	P ₁ =400 mW P ₂ =100 mW	P ₃ = 65 mW 10 \times 100 μ A	-1,9 dB
BV α	Non	26 v	0,4 μ m	1,23 μ m	0,32	60 $^{\circ}$ C/W	45 μ m	P ₁ =400 mW P ₂ = 50 mW	P ₃ = 85 mW 10 \times 100 μ A	3,1 dB
							58 μ m	P ₁ =400 mW P ₂ = 65 mW	P ₃ =170 mW 10 \times 100 μ A	4,2 dB
							60 μ m	P ₁ =400 mW P ₂ = 43 mW	P ₃ =110 mW 10 \times 100 μ A	4,1 dB
BX α	Oui	33 v	0,65 μ m	0,9 μ m	0,5	32 $^{\circ}$ C/W	76 μ m	P ₁ =200 mW P ₂ = 70 mW	P ₃ =22 mW 10 \times 150 μ A	- 5 dB
BW α	Oui	25 v	0,43 μ m	0,7 μ m	0,64	32 $^{\circ}$ C/W	80 μ m	P ₁ =200 mW P ₂ =70 mW	P ₃ =2 mW 10 \times 150 μ A	-16 dB

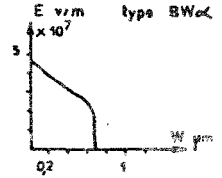
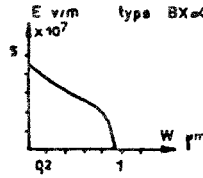
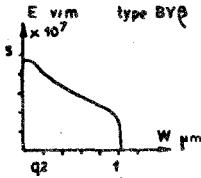
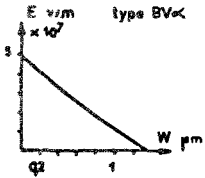


TABLEAU D.1 : Résultats obtenus en mélangeur BLS avec différents types de diodes.

On constate que les meilleures performances sont obtenues avec des diodes caractérisées par un profil triangulaire de champ électrique (type BV) dont la longueur de la zone désertée est de 1,1 μ à 1,2 μ . Compte tenu des fréquences des signaux utilisés pour ces mesures (fréquence de sortie BLS à 35 GHz), on constate que ces résultats confirment nos prévisions théoriques. Le profil de concentration en impuretés de ces diodes est proche de celui que l'on rencontre dans les diodes oscillatrices dans ce domaine de fréquence [8].

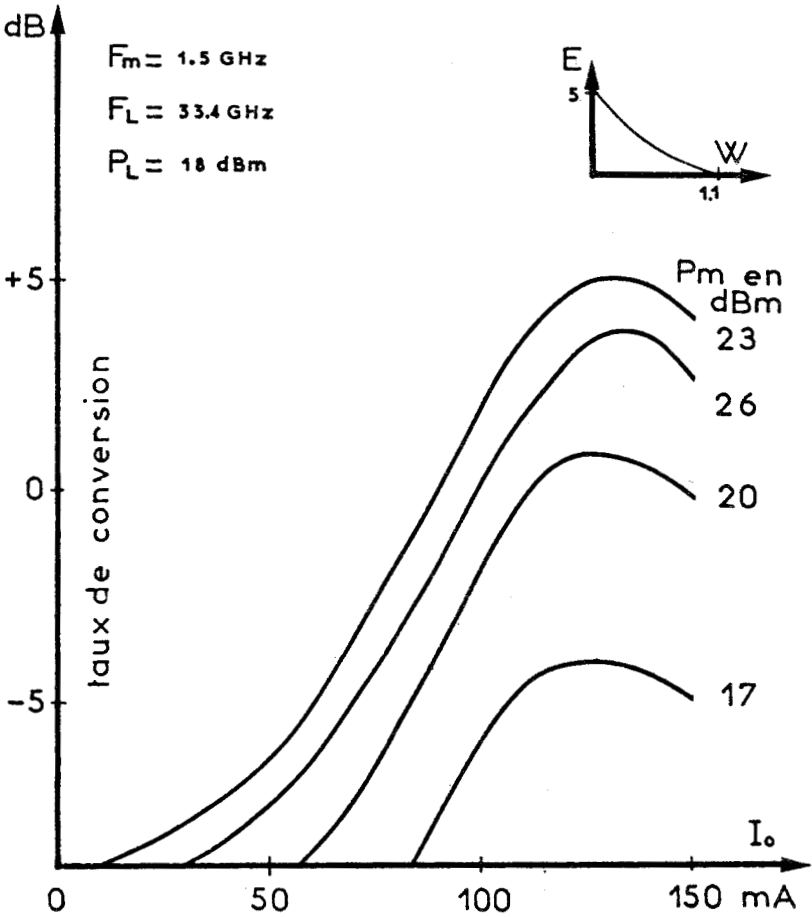


FIGURE D.20 : Influence du courant de polarisation sur le taux de conversion.

On remarquera par ailleurs que l'on a réussi à obtenir des taux de conversion P_s/P_e de +4dB, ce qui surpasse de plus de 8dB les meilleurs résultats obtenus avec des diodes varactor dans ce domaine de fréquences

II.3. Influences des conditions de fonctionnement

De nombreux paramètres conditionnent le fonctionnement d'un mélangeur d'émission à diode à avalanche. Outre les dispositifs d'accord du circuit hyperfréquence, trois paramètres restent importants :

1) Le courant continu qui polarise la diode : l'étude théorique des chapitres précédents nous a montré son influence sur les puissances et les impédances présentées par la diode.

2) La puissance moyenne fréquence qui permet de déterminer la zone de fonctionnement linéaire.

3) La puissance délivrée par l'oscillateur local

L'influence de ces trois paramètres s'est révélée en pratique indépendante, dans une large mesure, du type de circuit hyperfréquence utilisé pour réaliser le mélangeur (montage en réflexion ou en transmission) [10] [11]. Elle ne dépend que de la diode. Nous présenterons ici essentiellement les résultats relatifs à la diode BV α d'un diamètre de 58 μ qui nous a par ailleurs permis d'obtenir les meilleurs taux de conversion. Il faut signaler que toutes les diodes que nous avons testées avaient un comportement similaire, seul l'ordre de grandeur de la puissance de sortie était différent.

II.3.1. INFLUENCE DU COURANT DE POLARISATION

L'influence du courant de polarisation de la diode sur le taux de conversion haute fréquence est illustré par la figure D.20. Deux

faits essentiels sont à remarquer :

1) Pour des valeurs données de puissance moyenne fréquence et de puissance d'oscillateur local, il existe un courant de polarisation optimum permettant d'obtenir les meilleurs taux de conversion. Ce paramètre est particulièrement intéressant car il permet facilement d'ajuster le fonctionnement du mélangeur.

2) Pour un courant nul le taux de conversion n'est pas nul. Ce résultat est normal si l'on se souvient qu'une diode à avalanche polarisée en deçà de sa tension d'avalanche se comporte comme une diode varactor. Les courbes de la figure D.20 illustrent donc bien l'amélioration des performances que l'on peut obtenir avec une diode à avalanche par rapport à la diode varactor. Il faut cependant signaler que les conditions de fonctionnement en régime varactor, présentées ici, ne sont sans doute pas optimales.

II.3.2. INFLUENCE DE LA PUISSANCE DU SIGNAL

MOYENNE FREQUENCE

Le signal moyenne fréquence transporte l'information dans les systèmes mélangeurs d'émission utilisés en télécommunications et la linéarité entre la puissance d'entrée moyenne fréquence et la puissance de sortie BLS est un paramètre caractérisant la fidélité du report de l'information depuis le signal d'entrée vers le signal de sortie.

Des courbes caractéristiques de la conversion AM-AM entre la puissance d'entrée et la puissance de sortie sont données par la figure D.21 pour diverses valeurs du courant de polarisation I_0 . On obtient les résultats classiques correspondant aux systèmes non linéaires avec un domaine de saturation apparaissant ici pour des puissances moyenne fréquence voisines de 23 dB. On remarquera, qu'en toute rigueur, la zone linéaire ne s'étend que

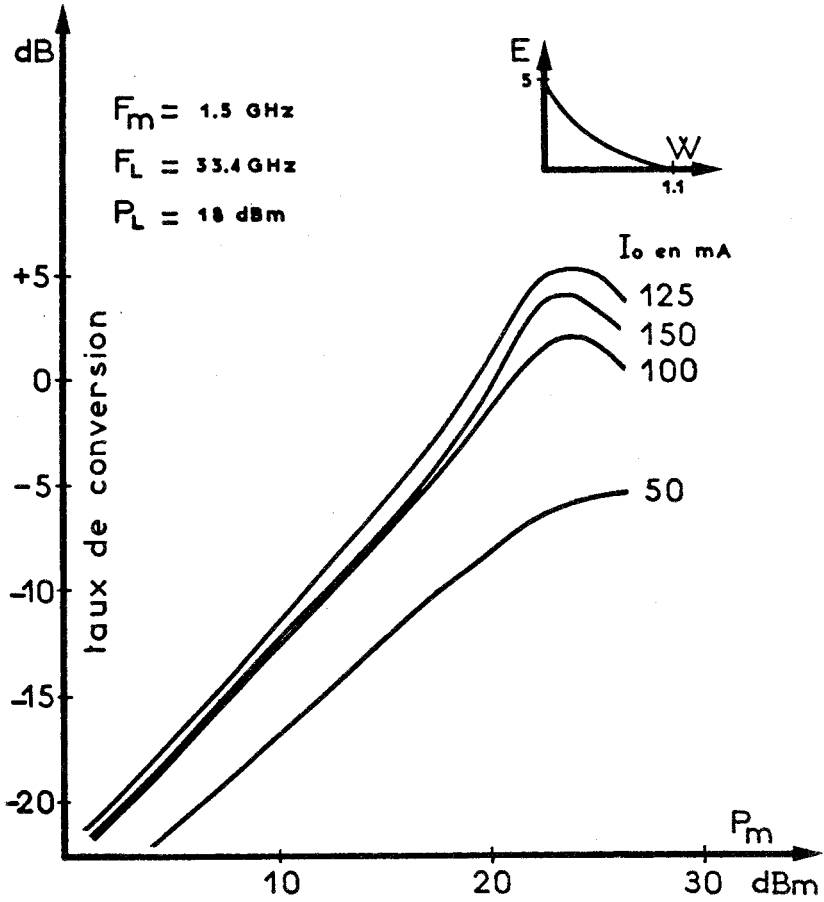


FIGURE D.21 : Influence de la puissance moyenne fréquence sur le taux de conversion



jusqu'à une puissance d'entrée d'environ 17 dBm. Au delà de cette valeur, et jusqu'à la saturation, on obtient un gain plus élevé que celui donné par la loi de variation linéaire. Ce phénomène n'apparaît que pour des courants continus de polarisation importants (ici supérieurs à 100 mA), il est sans doute dû à l'influence de la résistance négative présentée par la diode à la fréquence du signal de sortie BLS.

II.3.3. INFLUENCE DE LA PUISSANCE DELIVREE

----- PAR L'OSCILLATEUR LOCAL -----

Dans un mélangeur d'émission, l'oscillateur local a un rôle purement passif et dans un système, son niveau est constant. Nous avons cependant étudié son influence, ne serait-ce que pour déterminer la puissance optimale qui doit être délivrée par l'oscillateur local. Les résultats sont illustrés par la figure D.22.

Le niveau optimum de la puissance délivrée par l'oscillateur local dépend de la puissance de la source moyenne fréquence : plus le niveau de l'oscillateur local est important et plus le niveau du signal moyenne fréquence doit être élevé. Cependant, on remarque qu'il existe un couple de valeur P_m , P_f (puissance moyenne fréquence, puissance à la fréquence de l'oscillateur local) permettant d'obtenir le taux de conversion optimum optimum. Ce couple, comme le suggèrent les résultats précédents, dépend de la valeur du courant de polarisation.

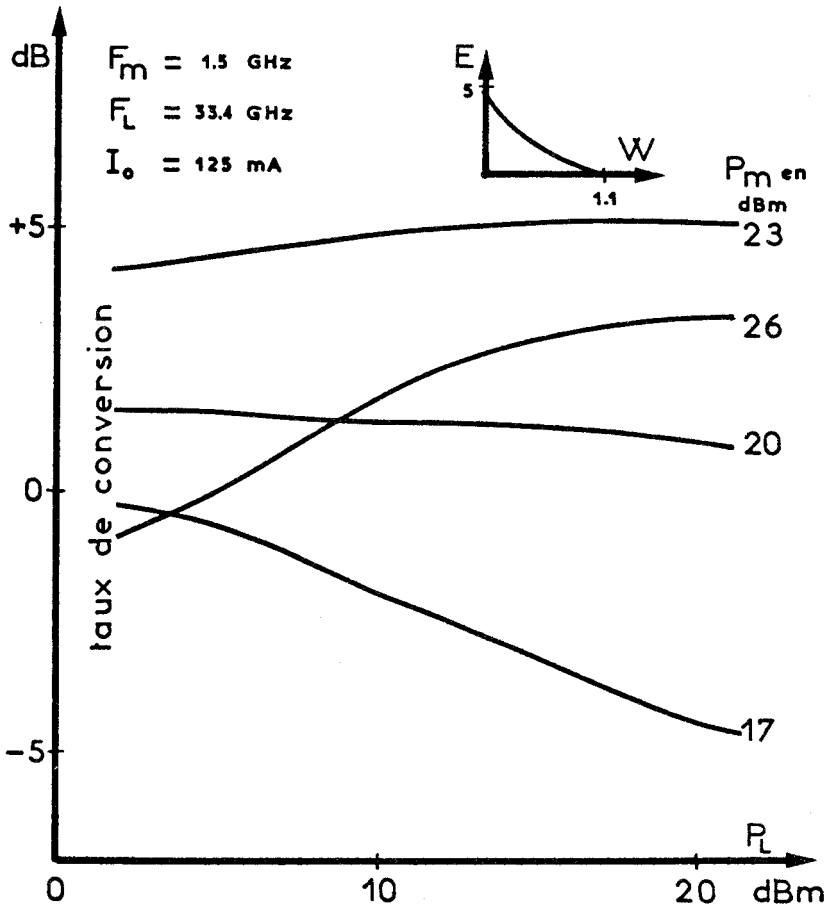


FIGURE D.22 : Influence de la puissance délivrée par l'oscillateur local sur le taux de conversion.



CONCLUSION

Nous avons au cours de ce chapitre décrit les différentes possibilités de réaliser pratiquement un mélangeur d'émission à diode à avalanche. Dans ce but, nous avons étudié les différents types de circuits hyperfréquences utilisables et nous les avons caractérisés grâce à une méthode de mesure originale que nous avons mise au point. Cette méthode permet d'accéder à l'impédance vue par un composant placé dans un circuit hyperfréquence et d'effectuer de façon commode cette caractérisation dans un domaine important de fréquences.

Le circuit mélangeur étant défini, nous avons alors recherché la structure de la diode semiconductrice s'adaptant le mieux à cette fonction et, nous avons pu, à partir de la structure retenue, obtenir des taux de conversion nettement supérieurs à 0 dB, résultat qu'il est impossible d'atteindre avec des diodes varactor.

L'étude des conditions de fonctionnement statiques (détermination de l'évolution de la puissance de sortie en fonction du courant de polarisation et des puissances d'entrées) montre que ce type de mélangeur peut s'avérer très intéressant pour des applications en télécommunications. Il paraît donc important d'entreprendre une étude plus complète en régime dynamique de ces mélangeurs d'émission à diode à avalanche dans le but de confirmer leur utilisation possible en télécommunications.

B I B L I O G R A P H I E

C H A P I T R E I V

- 1 J. LECOURT
 "Etude et réalisation d'un transposeur de fréquences
 en stripline"
 D.E.A. Lille 1973

- 2 DUPUIS-JOINDOT
 "580 Mbits mm wave transmission over 15 Km trial waveguide link"
 EMC, Montreux, 1974

- 3 B. BACCETTI and A1
 "800 Mbit/s 4 PSK transmitter and receiver for circular waveguide"
 EMC, Montreux, 1974

- 4 J.L. VATERKOWSKI and A1
 "Une nouvelle méthode de mesure de l'impédance vue par une
 diode Impatt ou une diode varactor"
 Journées Nationales Microondes, Limoges, Mars 1976

- 5 G. CACHIER
 "Wideband measurement of millimeter circuits for varactor
 and Impatt"
 EMC, Rome, 1976

- 6 DEJEAGER
 "Etude théorique et expérimentale des amplificateurs
 hyperfréquences à diode à avalanche en ondes millimétriques"
 Thèse 3e cycle, Lille, Juin 1977

- 7 I. DOUMBIA
 "Contribution à la définition de modèles physiques, étude
 des limitations en ondes millimétriques, application aux
 dispositifs d'amplification"
 Thèse d'Etat, Lille, Mars 1978

- 8 M. CHIVE
"De l'utilisation de l'effet tunnel dans les structures
semiconductrices à temps de transit pour la génération
d'ondes hyperfréquences"
Thèse d'Etat, Lille, Décembre 1978

- 9 J. MICHEL and Al
"Elaboration des diodes à avalanche"
Acta Electronica, Vol 12, N° 3 1969, p. 255-273

- 10 D. HARS
"Etude théorique et expérimentale de mélangeur d'émission
à diode à avalanche dans le domaine des ondes millimétriques"
Thèse 3e cycle, Lille, Mai 1976

- 11 J.L. VATERKOWSKI et Al
"Déphaseur, mélangeurs, transposeurs à diodes à avalanche
en ondes centimétriques et millimétriques"
Rapport de contrat DGRST 73.7.1373, Décembre 1974

- 12 J.R. MAHIEU
"Techniques et réalisation de dispositifs en ondes millimétriques"
Onde Electrique, Vol 53, Fasc. 5, Mai 1973

- 13 R.C. TOZER and Al
"Characterisation of microwave oscillator and amplifier
circuits using an Impatt diode biased below breakdown"
IEEE Trans MIT 22 pp. 806-808, 1974

- 14 HJ KUNO and Al
"Characterisation of Impatt diodes at millimeter wave frequencies"
IEEE TED Vol. ED 19, 1972, pp. 752-757

- 15 E. PLAYEZ
"Etude et réalisation d'un calculateur analogique pour le
tracé automatique de la carte de champ dans un composant
semiconducteur"
Mémoire CNAM, Lille, Octobre 1975

CHAPITRE V

Application d'un mélangeur d'émission à diode à avalanche

à un système de télécommunications

INTRODUCTION

Les systèmes modernes de télécommunications à haut débit d'informations utilisent la modulation numérique sur onde porteuse. De tels procédés sont actuellement mis en oeuvre dans le domaine des ondes centimétriques (cas des faisceaux hertziens [1]). La constante augmentation du nombre des utilisateurs des télécommunications (particulièrement dans le domaine téléphonique) a motivé les études de transmission sur porteuse millimétrique autorisant des bandes passantes utilisables plus importantes, donc un débit d'informations plus élevé que dans le domaine des ondes centimétriques.

Dans ce domaine de fréquences (30 à 90 GHz en France), la liaison entre stations répétrices est assurée par un guide d'onde circulaire utilisé en mode TE_{01} qui présente une atténuation kilométrique de l'ordre de 3 dB/km dans la bande passante. Des répéteurs-régénérateurs sont donc indispensables pour transmettre correctement l'information sur de grandes distances (quelques centaines de km).

Les répéteurs régénérateurs extraient le signal numérique de l'onde reçue et refabriquent, après décision, un nouveau train numérique identique, aux erreurs près, au train numérique émis par le répéteur précédent. Ce nouveau train numérique module à nouveau la porteuse moyenne fréquence * qui est ensuite transposée dans la bande millimétrique et réémise vers le répéteur-régénérateur suivant. La structure type d'un répéteur-régénérateur est donnée par la figure E.1. Ces systèmes, en phase de développement dans

* Généralement, la porteuse millimétrique n'est pas modulée directement. On préfère moduler une sous porteuse moyenne fréquence dont l'information est transposée dans le domaine millimétrique par un mélangeur d'émission.

différents pays [2] seront des moyens de transmission à très forte capacité (plus de 100.000 voies téléphoniques).

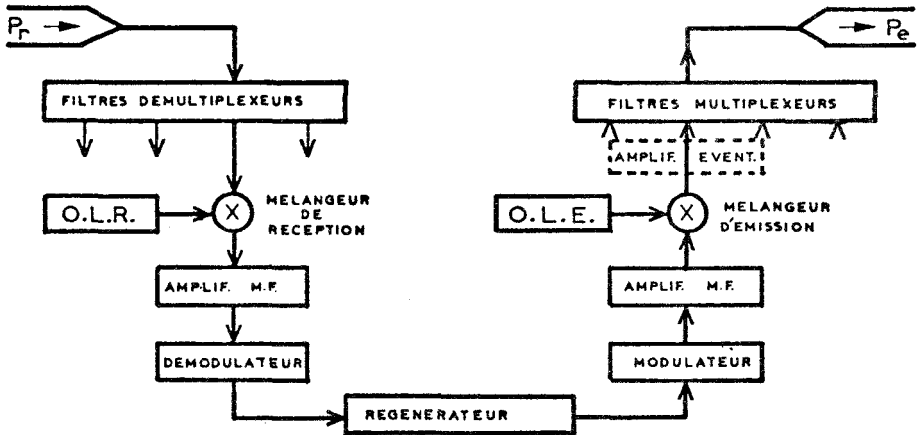


FIGURE E.1 : Schéma bloc d'un répéteur-régénérateur.

La distance entre deux répéteurs-régénérateurs (R-R) dépend des pertes dans la ligne de transmission (généralement en guide d'ondes circulaire dans ce domaine de fréquence) et du gain apporté par les R-R, pour un rapport signal sur bruit donné.

Le rapport signal sur bruit est une fonction directe de la puissance émise P_e par chaque R-R, c'est donc une fonction croissante avec la puissance disponible à la sortie du mélangeur d'émission. On comprend alors tout l'intérêt que peut présenter un mélangeur d'émission à diode à avalanche par rapport au mélangeur à diode varactor classiquement utilisé dans les R-R.

Nous nous proposons dans ce chapitre de décrire les résultats obtenus avec un mélangeur d'émission à diode à avalanche utilisé dans un R-R à la place d'un mélangeur à varactor.

Dans une première partie, après avoir présenté les différentes caractéristiques des signaux électriques à transmettre ainsi que les conditions à remplir pour transmettre "correctement" ces signaux, nous présentons les résultats que nous avons obtenus avec notre mélangeur à diode à avalanche et nous les comparons à ceux obtenus avec un mélangeur à diode varactor.

Cette comparaison n'apporte aucune contre-indication à l'utilisation du mélangeur dans un système de télécommunications, mais, il apparaît que seule une expérience sur un système réel doit permettre d'apporter des conclusions définitives.

Nous avons donc trouvé l'aide nécessaire à la réalisation de cette expérience auprès du Centre National d'Etudes des Télécommunications qui a entrepris l'étude d'une liaison téléphonique par guide d'onde circulaire à haut débit numérique (580 Mbits) utilisant la modulation de phase différentielle à quatre états [3]. C'est ainsi qu'un mélangeur d'émission à diode à avalanche compatible avec les équipements expérimentaux du CNET a été mis au point et que nous avons pu le tester sur un système industriel de télécommunications et comparer ainsi le taux d'erreurs apporté par un mélangeur à diode à avalanche par rapport à un mélangeur à diode varactor.

I. LA TRANSMISSION NUMERIQUE SUR ONDE PORTEUSE

Il existe deux sortes de messages à transmettre :

a) Les messages analogiques constitués de valeurs définies dans une plage continue ou représentés par une fonction continue du temps.

b) Les messages numériques constitués de valeurs discrètes choisies dans un ensemble fini de valeurs (c'est le cas de la transmission de données où les messages sont des chiffres ou des suites de chiffres qui peuvent éventuellement représenter les amplitudes des échantillons d'un signal analogique).

De plus en plus, la transmission de message analogique tend à disparaître au profit des systèmes numériques auxquels nous nous intéresserons exclusivement. Dans les systèmes de transmission sur onde porteuse, la densité spectrale du signal est localisée autour d'une fréquence porteuse f_0 . Ce résultat est obtenu en modulant la porteuse sinusoïdale par le signal numérique. On peut moduler l'onde porteuse en amplitude, en fréquence ou en phase [4] mais nous ne nous intéresserons qu'à cette dernière qui est la plus utilisée en transmission numérique à haut débit [5] [6].

I.1. La modulation de phase

En modulation de phase cohérente, à chacun des messages numériques (généralement des éléments binaires "0" ou "1" ou des mots binaires) est associé un état de phase d'une porteuse sinusoïdale de fréquence f_0 pendant une durée T ($1/T$ désigne la rapidité de modulation). Il est normal de séparer au maximum les différents états de phase pour que le récepteur puisse les distinguer le mieux possible. On est ainsi conduit à choisir un écart de phase de $2\pi/N$ pour une modulation à N états. Un exemple de répartition des phases, pour une modulation à deux et quatre états est donné par la figure E.2.

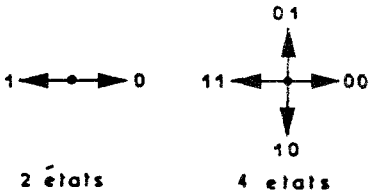


FIGURE E.2 : Position des phases dans une modulation à 2 et 4 états.

La modulation de phase cohérente nécessite que le récepteur connaisse avec précision la phase de référence de l'oscillateur d'émission ce qui suppose une récupération de la fréquence porteuse qui peut se révéler délicate. Pour pallier cette difficulté, les systèmes de transmission numérique développés pour les télécommunications terrestres, utilisent

la modulation de phase différentielle à deux états et le plus souvent à quatre états pour les systèmes à très haut débit numérique

En modulation différentielle de phase, l'information est transmise sous forme d'une différence de phase (ou saut de phase) d'une porteuse sinusoïdale entre deux périodes de modulation. Le signal se compose donc de morceaux successifs, de la porteuse sinusoïdale, de durée T , présentant entre eux des sauts de phase $\Delta\varphi$ caractéristiques de l'information à transmettre. Dans une modulation différentielle à quatre états nous aurions par exemple les sauts de phase suivants associés à deux trains numériques A et B :

A	B	$\Delta\varphi$
0	0	0
0	1	$\pi/2$
1	1	π
1	0	$3\pi/2$

Un paramètre important, caractérisant un type de modulation, est l'intensité spectrale qui en résulte puisque l'on peut en déduire la valeur de la bande passante nécessaire à la transmission du signal modulé. On montre que, si la fréquence porteuse est suffisamment élevée devant la "rapidité de modulation"

[7], les spectres des modulations de phase cohérente et différentielle sont identiques et ceci quel que soit le nombre des états de phase. Ce spectre est représenté sur la figure E.3 : c'est le spectre d'un signal numérique NRZ [8] centré autour de la fréquence porteuse f_0 .

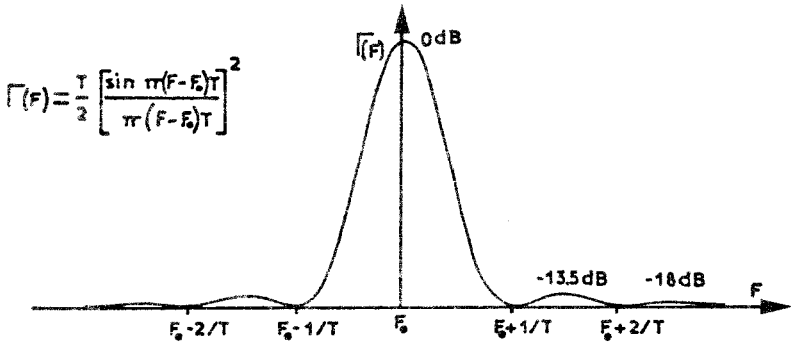


FIGURE E.3 : Spectre d'un signal modulé par sauts de phase.

Le fait que l'encombrement spectral du signal modulé soit indépendant du nombre d'états de phase, justifie pleinement l'utilisation de la modulation de phase. Il est ainsi possible d'augmenter le débit numérique (en augmentant le nombre d'états) sans modifier la bande passante nécessaire à la transmission. Il est malheureusement difficile d'aller très loin dans cette voie car il faut tenir compte de l'influence du bruit sur le signal.

Cette influence peut être illustrée par construction de Fresnel (figure E.4) où l'on voit qu'à un signal émis \vec{v} d'amplitude V et de phase φ correspond un signal reçu $\vec{v}' = \vec{v} + \vec{b}$ où \vec{b} représente le vecteur équivalent au bruit que l'on suppose généralement blanc additif et gaussien.

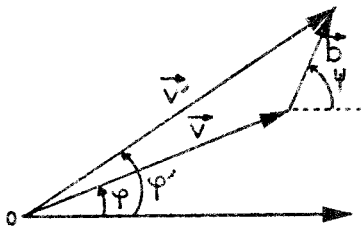


FIGURE E.4 : Influence d'un bruit sur un signal modulé en phase.

Les valeurs numériques détectées au niveau du récepteur vont donc être entachées d'erreurs à cause du bruit. Il est possible d'obtenir, pour les modulations de phase précédemment citées, l'expression analytique des probabilités d'erreurs théoriques associées aux différentes modulations [4] (calculs correspondant au récepteur optimal suivant le critère du maximum de vraisemblance). Les résultats sont illustrés par la figure E.5 qui présente l'évolution du taux d'erreurs en fonction du rapport entre la puissance de la

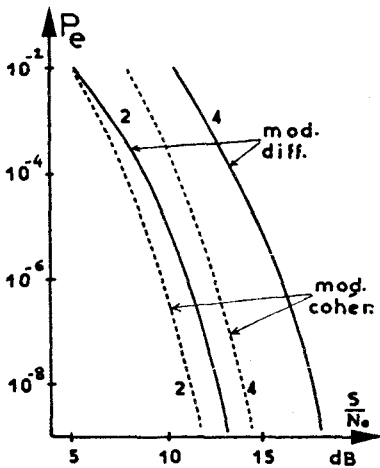


FIGURE E.5 : Taux d'erreurs théoriques en modulation de phase.

encore : pour préserver un taux d'erreurs donné, il faut augmenter la puissance de la porteuse par rapport au bruit si l'on augmente le nombre d'états de phase. Ceci se traduit par une augmentation de 3 dB du rapport signal sur bruit pour passer de 2 à 4 états en modulation cohérente alors que dans les mêmes conditions il faut augmenter la puissance du signal de presque 5 dB en modulation différentielle.

porteuse et la puissance du bruit, pour les modulations les plus utilisées. Ces courbes appellent quelques remarques :

- La modulation de phase différentielle est plus sensible au bruit que la modulation cohérente car en modulation différentielle, le bruit affecte de façon indépendante les phases des deux vecteurs dont la différence contient l'information.
- L'augmentation du nombre d'états de phase se traduit par une rapide dégradation du taux d'erreurs ou

Les courbes de la figure E.5 sont théoriques et d'autres phénomènes autres que le bruit, peuvent entraîner une dégradation du taux d'erreur. Nous allons étudier très rapidement ces divers phénomènes ce qui nous permettra de définir quelques critères auxquels doit satisfaire notre mélangeur d'émission.

I.2. Influence des paramètres du mélangeur d'émission

I.2.1. BANDE PASSANTE

La figure E.3 donnant l'intensité spectrale d'un signal modulé en phase montre qu'en toute rigueur, la bande passante nécessaire à la transmission de ce signal doit être très supérieure à la rapidité de modulation. Pour diminuer le niveau de bruit on est cependant amené à travailler avec des bandes passantes des systèmes de l'ordre de 1,1 et 1,2 fois la rapidité de modulation (soit 1,1 à 1,2 fois la bande de Nyquist). C'est un bon compromis entre le filtrage du bruit et l'interférence intersymbole [9] [10].

I.2.2. CONVERSION AMPLITUDE-AMPLITUDE,

CONVERSION AMPLITUDE PHASE

En utilisant une modulation de phase, l'effet des non-linéarités devrait être nul, en réalité, il n'en est rien, car, la limitation de la bande passante du système ainsi que la rapidité des modulateurs utilisés se traduisent par une modulation d'amplitude particulièrement sensible au niveau des transitions de phase. Il est donc important de caractériser le système non linéaire constitué par le mélangeur, ce que l'on peut faire en première approximation en déterminant sa réponse en amplitude et en phase

$$P_s = G(P_e) \quad \text{caractéristique AM-AM}$$

$$\Delta\varphi_s = (P_e) \quad \text{caractéristique AM-PM}$$

Dans la mesure où $\Delta\varphi$ dépend de la puissance d'entrée P_e , on note qu'à un signal d'entrée sinusoïdal de la forme $v_e = V_e \cos(\omega t + \varphi_0)$ correspondra un signal de sortie :

$$v_s = G(V_e^2/2) \cos[\omega t + \varphi_0 + \Delta\varphi_s(V_e^2/2)]$$

dont la phase sera alors fonction du niveau d'entrée. Les non linéarités contribuent donc à une dégradation du taux d'erreurs, phénomène qui n'a guère été étudié pour les modulations numériques. On peut éviter dans une certaine mesure ces inconvénients en utilisant des circuits linéariseurs [11].

I.2.3. TEMPS DE PROPAGATION DE GROUPE : T.P.G.

Les temps de propagation de groupe, ou plus précisément les variations du T.P.G. dans la bande de fréquence occupée par le signal, contribuent à déformer le signal reçu et donc à augmenter l'interférence intersymbole. Ce phénomène peut être corrigé dans une certaine mesure par un égaliseur fréquentiel ou correcteur de T.P.G. [12].

Ainsi, à partir de l'étude des conversions AM-AM, AM-PM et des variations du T.P.G., il est possible d'obtenir une première évaluation des détériorations que peut apporter le mélangeur dans la transmission de l'information. Il apparaît néanmoins que la meilleure façon de caractériser le système est de mesurer le taux d'erreurs supplémentaire qu'il apporte par rapport aux taux d'erreurs théoriques donnés par la figure E.6 (nous appellerons cette détermination une mesure dynamique par opposition aux mesures statiques que sont la bande passante, les conversions AM-AM, AM-PM et le T.P.G.). Nous avons donc procédé à la caractérisation complète du système dont nous allons présenter les résultats, et nous donnerons ensuite les résultats des

mesures du taux d'erreurs effectuées au CNET.

II. MESURES STATIQUES

II.1. Méthodes de mesures

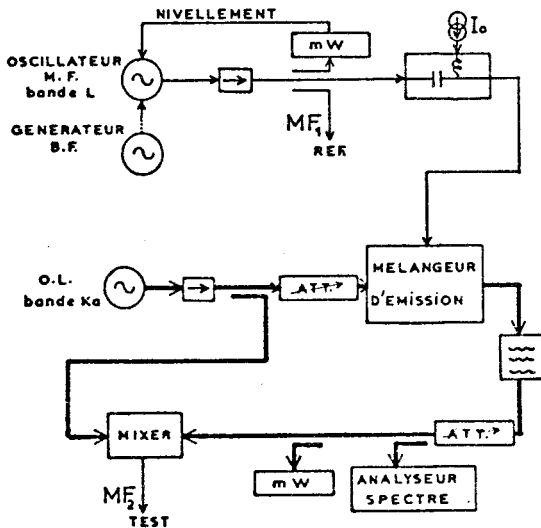


FIGURE E.6 : Schema d'ensemble du banc de mesures.

Nous cherchons à caractériser un mélangeur d'émission, c'est-à-dire un circuit dont le signal de sortie ne se trouve pas dans la même bande de fréquences que le signal d'entrée. Dans notre cas, le signal d'entrée moyenne fréquence est dans la bande L tandis que le signal de sortie est dans la bande Ka. Pour pouvoir déterminer les caractéristiques AM-PM et les variations du T.P.G. il est nécessaire de ramener le signal de sortie dans la même bande de fréquence que le signal d'entrée par un autre changement de fréquence, ce qui nous a conduit à réaliser le montage complet illustré par la figure E.6. Il nous a permis de mesurer toutes les grandeurs précédemment citées grâce à l'analyseur de réseau Hewlett Packard HP 8410 A.

Dans ce banc de mesures, l'oscillateur local est un klystron accordable mécaniquement dans la bande 33 à 39 GHz et capable de délivrer une puissance supérieure à 100 mW. Cette puissance est divisée en deux parties inégales par un coupleur directif :

Dans ce banc de mesures, l'oscillateur local est un klystron accordable mécaniquement dans la bande 33 à 39 GHz et capable de délivrer une puissance supérieure à 100 mW. Cette puissance est divisée en deux parties inégales par un coupleur directif :

- La première partie attaque le mélangeur d'émission qui reçoit simultanément le signal moyenne fréquence MF₁ délivrée par un générateur wobulable de 1 à 2 GHz (générateur HP 8620)

- La seconde partie (- 10 dB) sert d'oscillateur local à un mélangeur de réception qui reçoit simultanément le signal transposé par le mélangeur d'émission ce qui permet donc de récupérer un signal MF₂ de même fréquence que le signal MF₁ qui attaque le mélangeur d'émission

Les signaux MF₁ et MF₂ sont alors envoyés respectivement vers les voies "référence" et "test" de la tête d'échantillonnage de l'analyseur de réseau (HP 8410 A). Ce dernier donne alors directement la valeur en amplitude et en phase du coefficient de transfert entre MF₁ et MF₂.

Nous pouvons ainsi relever directement la réponse en fréquence ainsi que les caractéristiques AM-AM et AM-PM.

Le banc de mesures illustré par la figure E 6 permet aussi de déterminer les variations du T.P.G. dans la bande passante. En effet le T.P.G. τ est donné par :

$$\tau = \frac{d\varphi_s}{2\pi dF_m}$$

où $d\varphi_s$ représente la variation de la phase du signal de sortie correspondant à une variation dF_m du signal de sortie (ou ce qui revient au même du signal d'entrée. Les signaux MF₁ et MF₂ ont bien entendu la même fréquence). L'expression même de τ suggère alors la méthode de mesures .

Le signal délivré par le générateur moyenne fréquence bande L est modulé en fréquence par un signal basse fréquence $F_B = 1\text{KHz}$; La fréquence moyenne est alors de la forme :

$$F_m = F_{m0} + dF_m \sin(2\pi F_B t)$$

La différence de phase entre les signaux MF_1 et MF_2 mesurée par l'analyseur de réseau prend alors la forme :

$$\varphi_{MF2} - \varphi_{MF1} = \Delta\varphi = \Delta\varphi_0 + d\varphi_s \sin(2\pi F_B t + \psi)$$

Une détection de l'amplitude de la modulation de la différence de phase permet d'obtenir un signal électrique proportionnel à $d\tau$ donc au T.P.G. pour une excursion de fréquence dF_m donnée. En wobulant le signal moyenne fréquence sur toute la bande utile on obtient ainsi les variations du T.P.G.. Ces mesures sont relatives et un étalonnage préalable est effectué en plaçant entre les entrées "Test" et "Référence" de l'analyseur de réseau une ligne coaxiale de longueur connue donc de T.P.G. connu.

II.2. Bande passante du mélangeur d'émission

La réponse en fréquence du mélangeur a été mesurée pour les deux types de système : le mélangeur en réflexion et le mélangeur en transmission. Des différents essais que nous avons réalisés nous n'avons retenu que les résultats les plus typiques correspondant aux deux structures.

La figure E.7 illustre les résultats que l'on peut obtenir avec un mélangeur en réflexion dont nous avons rappelé la structure. Une bande passante à 3 dB de 720 MHz a été obtenue avec des fluctuations, de niveau, dans la bande inférieures à 1.5 dB. La puissance de sortie BLS est pratiquement égale à la puissance délivrée par l'oscillateur local. La diode que nous avons utilisée est une diode simple drift non encapsulée dont les caractéristiques (profil de dopage et surface) sont très proches des paramètres

optimum que nous avons définis dans le troisième chapitre.

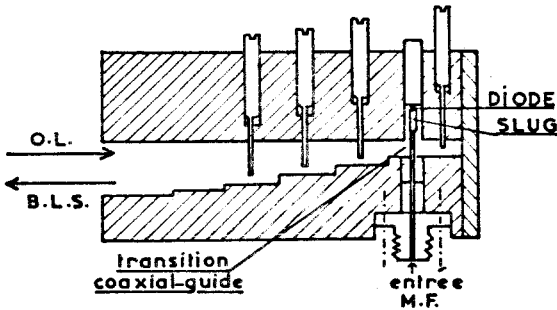
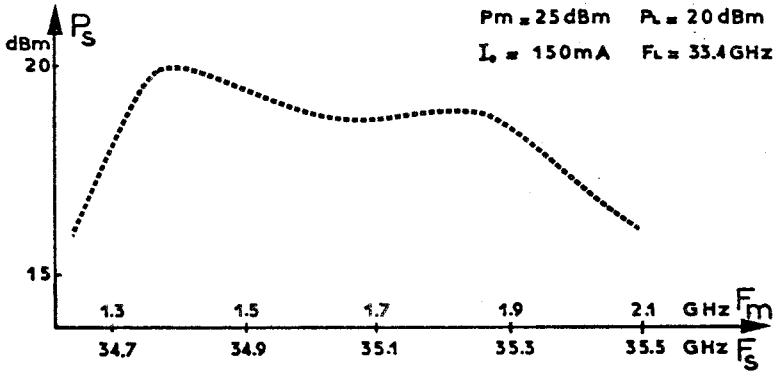


FIGURE E.7 : Bande passante typique obtenue avec un mélangeur en réflexion.

La figure E.8 illustre les résultats obtenus avec le mélangeur en transmission dans lequel la diode est pratiquement similaire à celle utilisée en réflexion. Le schéma de la figure E.8 montre la structure correspondante. La transition coaxiale guide est du type "bouton de porte". Deux filtres sont nécessaires pour assurer la séparation des signaux provenant de l'oscillateur local et de la bande latérale supérieure [13]. La figure E.8 donne aussi la courbe de réponse de ces deux filtres que nous avons réalisés dans notre laboratoire et dont les pertes d'insertion sont particulièrement élevées (7 dB pour le filtre centré sur la fréquence de l'oscillateur local et 3 dB

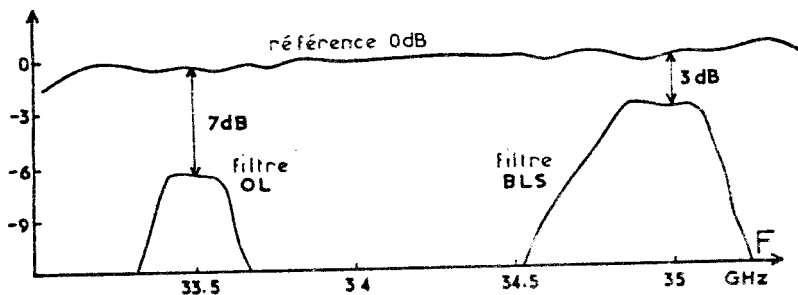
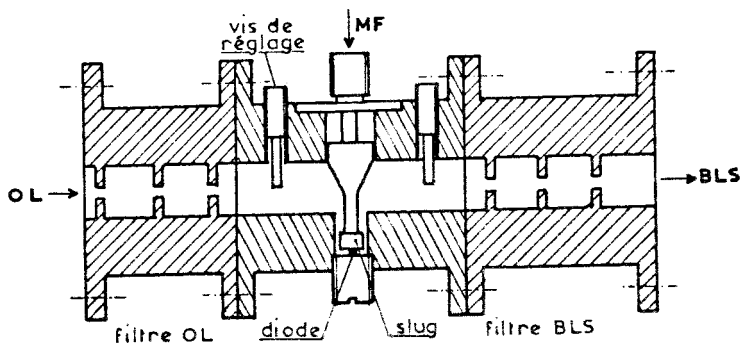
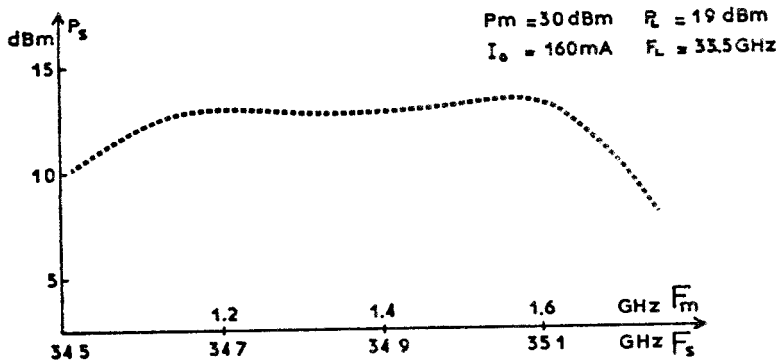


FIGURE E.8 : Bande passante typique d'un mélangeur d'émission en transmission. Les courbes du bas de la figure illustrent la réponse en fréquence des filtres d'entrée et de sortie du système.

BLS
 LILLE

pour le filtre de sortie centré sur la fréquence BLS.

La bande passante du mélangeur en transmission est limitée par le filtre de sortie et dans le cas présenté ici elle devrait être supérieure à 500 MHz. Il faut remarquer que la puissance maximum de sortie n'est que de 13 dBm pour une puissance délivrée par l'oscillateur de 19 dBm ce qui donne un rendement de conversion de - 6 dB. Par contre, si l'on calcule ce taux de conversion au niveau de la diode (c'est-à-dire en corrigeant les pertes dues aux filtres) le résultat est de + 4 dB ce qui est comparable à ce que l'on peut obtenir avec le montage en réflexion.

Il nous est donc apparu que les deux structures de mélangeur d'émission : réflexion et transmission étaient capables de performances identiques. Le mélangeur en transmission assure automatiquement la séparation des signaux provenant de l'oscillateur local et émis à la bande latérale supérieure; son emploi est de ce fait beaucoup plus souple. Cependant le filtre de sortie doit être très proche de la diode [13] et fait donc double emploi puisqu'on ne peut pas utiliser pour cette fonction le filtre que l'on trouve nécessairement dans le multiplexeur de sortie de tous les systèmes de télécommunications à plusieurs canaux [14]. Pour cette raison, nous nous intéresserons plus particulièrement au mélangeur en réflexion.

II.3. Conversion AM-AM, AM-PM

Nous avons réalisé ces mesures avec la cellule en réflexion représentée par la figure E.7. La diode est une simple drift non encapsulée polarisée en avalanche par un courant de 150 mA. L'oscillateur local d'une fréquence de 33,4 GHz délivre une puissance de 20 dBm.

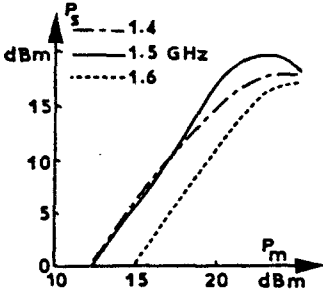


FIGURE E.9 : Conversion AM-AM.

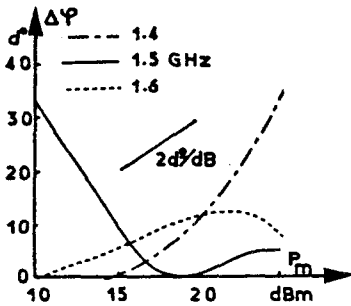


FIGURE E.10 : Conversion AM-PM.

La figure E.9 nous montre dans ces conditions l'évolution de la puissance de sortie avec la puissance d'entrée pour différentes valeurs de la fréquence intermédiaire. Nous obtenons

1 dB de compression du gain pour une puissance d'entrée de 22 dBm quelle que soit la fréquence, ce qui nous donne la plage de fonctionnement linéaire. La puissance de sortie maximum est alors de pratiquement 20 dBm.

La figure E.10 donne l'évolution correspondante de la différence de phase entre les signaux MF_1 et MF_2 (figure E.6). Ces courbes suggèrent plusieurs remarques :

- Les variations de la différence de phase entre les signaux d'entrée et de sortie moyenne fréquence avec la puissance d'entrée sont importantes : pratiquement toujours supérieures à 2°/dB.

- La phase varie très rapidement avec la fréquence moyenne ce qui correspond à de très fortes variations du temps de propagation de groupe. Cependant ces résultats reflètent non seulement les distorsions apportées par le mélangeur d'émission, mais aussi l'ensemble des distorsions apportées par le banc de mesures de la figure E.6. Il s'en suit que les mesures de temps de groupe réalisées avec ce montage ont donné des résultats assez difficiles à utiliser pour caractériser les propriétés intrinsèques du mélangeur [15]. Ce type de mesures a donc été repris par la suite avec un équipement expérimental plus élaboré, un émetteur et un récepteur qui nous ont été prêtés par le Centre National d'Etudes des Télécommunications.

III. MESURES DYNAMIQUES

L'équipement expérimental mis à notre disposition par le CNET faisait partie d'un ensemble destiné à "tester" les performances d'une liaison par guide d'onde circulaire dont les caractéristiques sont résumées ici :

Bande de fréquence exploitable	30 à 60 GHz
Débit numérique par canal	2 x 290 Mbit/s
Fréquence intermédiaire	1,45 GHz
Modulation	4 DCPSK *

La bande de fréquence exploitable est occupée par 21 canaux et c'est l'équipement émetteur récepteur d'un de ces canaux (centré sur 39,08 GHz) que nous avons utilisé.

III.1. L'émetteur-récepteur expérimental

Un schéma synoptique de l'émetteur et du récepteur est donné par la figure E.11. On remarquera que les oscillateurs locaux d'émission (OLE) et de réception (OLR) sont issus d'un multiplicateur par trois à diode varactor commandé par le signal issu d'un oscillateur à diode gunn stabilisé par une cavité à la fréquence de 12,543 GHz ce qui donne une fréquence d'oscillateur local de 37,63 GHz. L'oscillateur local d'émission (OLE) délivre une puissance de 20 dBm. On utilise dans ce but, à l'entrée du multiplicateur à diode varactor un oscillateur à diode IMPATT synchronisé par la diode Gunn. Un couplage est possible entre les deux oscillateurs locaux (OLE et OLR) pour assurer leur synchronisation ce qui est indispensable pour

* DCPSK : Differential continuous phase Shift Keying : Modulation de phase différentielle.

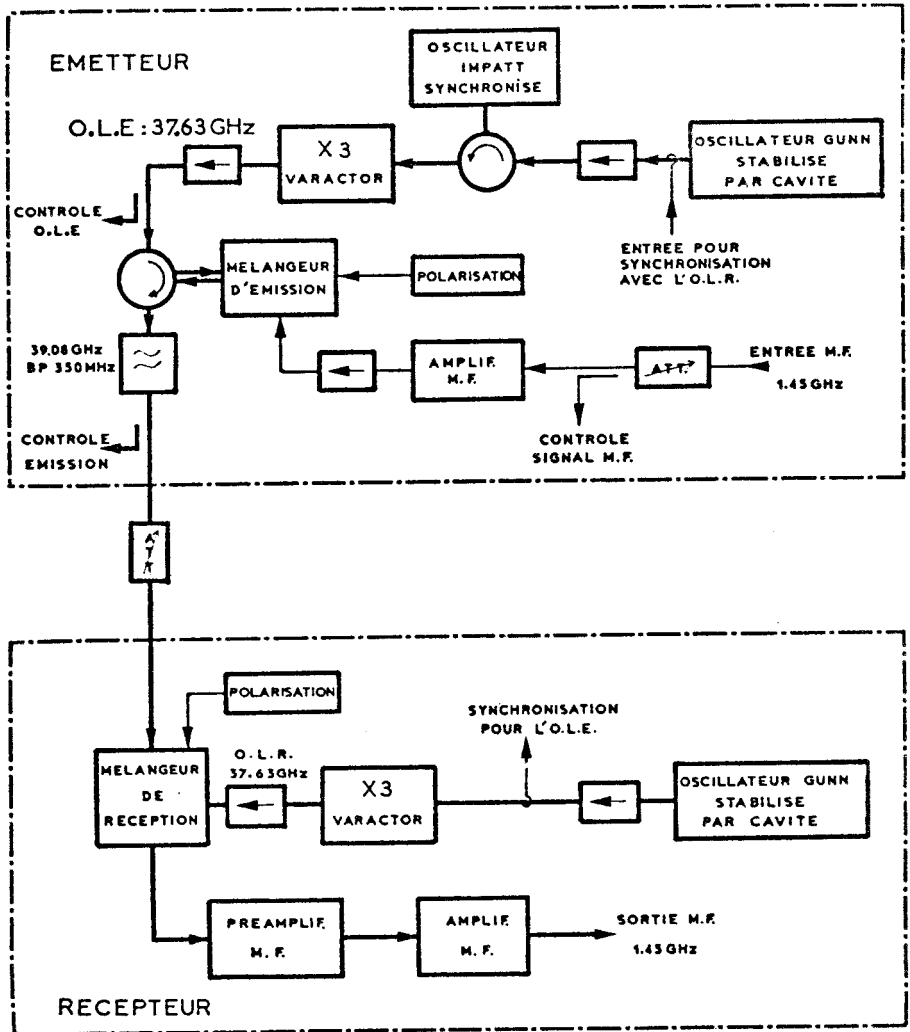


FIGURE E.11 : Schéma bloc de l'émetteur récepteur expérimental.

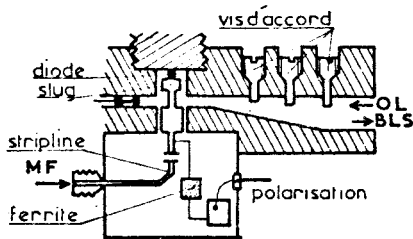
BIS
LILLE

toutes les mesures utilisant l'analyseur de réseau Hewlett Packard, telles que nous les avons définies précédemment (conversion AM-PM, TPG). Le signal d'entrée moyenne fréquence est appliqué au mélangeur d'émission par l'intermédiaire d'un amplificateur présentant un gain linéaire de 18 dB et ayant une puissance de sortie à la saturation de 18 dBm.

Entre l'émetteur et le récepteur, est intercalé un atténuateur simulant les pertes d'une liaison réelle et évitant ainsi de saturer le mélangeur de réception. En divers endroits du circuit, des coupleurs directionnels prélèvent une partie des différents signaux, ce qui permet un contrôle permanent de l'OLE, du signal de sortie BLS à 39 GHz et du signal d'entrée moyenne fréquence.

III.2. Le mélangeur d'émission

En possession de l'équipement complet illustré par la figure E.11 nous avons dû concevoir un mélangeur d'émission à diode à avalanche destiné à remplacer le mélangeur à diode varactor monté d'origine. Après quelques essais infructueux des diverses montures de diode que nous avons utilisées précédemment, nous avons réalisé le mélangeur en réflexion donné par la figure E.12. Ce circuit est très semblable dans son principe à celui de



la figure E.7 qui nous a permis d'obtenir de très bons résultats à 35 GHz. Les dimensions ont été changées en fonction de la valeur de l'oscillateur local (37,63 GHz).

FIGURE E.12 : Structure du mélangeur d'émission.

Pour découpler le signal incident moyenne fréquence de la polarisation de la diode, nous avons utilisé un circuit en ligne plaquée (stripline) qui est intégré directement à la monture.

Pour séparer le signal de sortie BLS centré sur 39 GHz des signaux résiduels dus à l'oscillateur local à la bande latérale inférieure etc... nous avons utilisé un filtre à barreaux réalisé par LIT [16] et dont la courbe de réponse en fréquence est donnée par la figure E 13 . La bande passante à 3 dB de ce filtre est de 400 MHz avec 0,5 dB de pertes d'insertion au centre de la bande passante à 39,08 GHz.

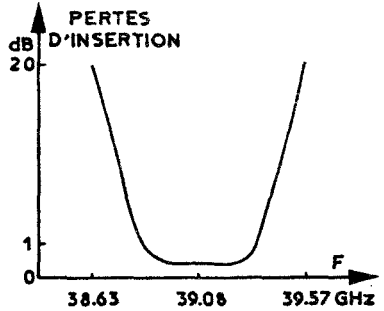


FIGURE E.13 : Courbe de réponse du filtre de sortie.

III.3. Principe de la mesure du taux d'erreurs [17]

Nous avons défini le taux d'erreurs (ou probabilité d'erreurs)

P_e comme le rapport entre le nombre de bits détectés à la sortie qui diffèrent de ceux émis par la source et le nombre total de bits émis par la source : $P_e = \Delta N/N_T$.

La mesure du taux d'erreurs nécessite des équipements spéciaux lorsque les rapidités de modulations atteignent 290 Mbauds (correspondant à un débit numérique de 580 Mbits en modulation de phase quatre états) comme c'est le cas du système développé par le CNET. On trouvera des informations précises sur ce système dans la référence [19] et nous ne donnerons que le principe de l'équipement que nous avons utilisé (figure E.14).

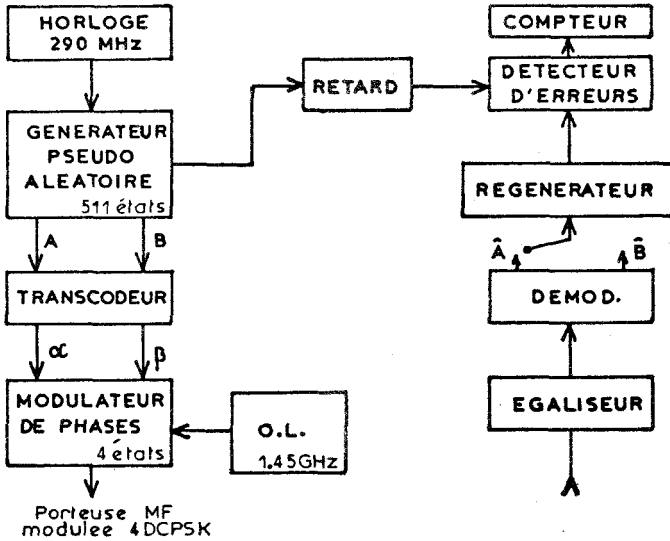


FIGURE E.14 : Schéma de principe du circuit utilisé pour la mesure du taux d'erreurs.

Un générateur pseudo aléatoire délivre deux séquences de 511 éléments binaires à 290 Mbit/s qui module en phase (quatre états) un oscillateur moyenne fréquence de 1.45 GHz. Ce signal modulé est appliqué à l'entrée moyenne fréquence de l'émetteur expérimental (figure E.11). Le signal recueilli à la sortie moyenne fréquence du récepteur traverse tout d'abord un égaliseur avant d'être démodulé. Le rôle de l'égaliseur est double :

- Assurer une correction des variations de temps de propagation de groupe.
- Corriger les fluctuations de la courbe de réponse en fréquence de l'ensemble émetteur-récepteur.

Le signal est ensuite détecté ce qui permet de récupérer les deux traits numériques \hat{A} et \hat{B} qui sont alors comparés aux signaux émis A ou B.

Un détecteur d'erreurs et un compteur permettent d'obtenir directement le pourcentage d'erreurs.

IV. RESULTATS EXPERIMENTAUX COMPARES RELATIFS A UN MELANGEUR D'EMISSION A DIODE A AVALANCHE ET A DIODE VARACTOR

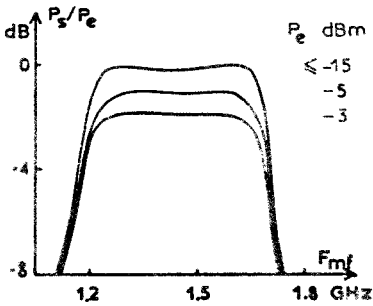
Toutes les méthodes de mesures que nous avons décrites précédemment (concernant la bande passante, les conversions AM-AM, AM-PM, TPG, taux d'erreurs) ont été utilisées pour caractériser le système complet décrit par la figure E.11. Nous avons disposé dans cet équipement, soit d'un mélangeur d'émission à diode varactor, soit du mélangeur à diode à avalanche de la figure E.12, et, il nous a donc été possible d'en comparer les performances.

Nous avons précédemment montré la supériorité de la diode à avalanche pour la réalisation d'un mélangeur d'émission, au niveau des taux de conversion et de la puissance de sortie. Le problème posé est de savoir si les autres caractéristiques sont aussi favorables.

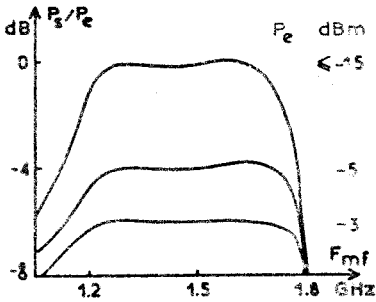
L'étude qui suit a été effectuée, afin de faciliter les comparaisons, avec une puissance de sortie du même ordre de grandeur dans le cas du mélangeur à diode à avalanche et à varactor. Les résultats obtenus précédemment montrent qu'avec une diode à avalanche convenablement optimisée et un boîtier de fréquence de coupure plus élevée, il doit être possible d'obtenir des puissances et des taux de conversion largement supérieurs avec la diode à avalanche.

Tous les résultats de mesures que nous allons présenter ici sont relatifs à l'ensemble complet émetteur-récepteur (figure E.11) que nous avons

considéré comme un quadripôle fonctionnant dans la bande de la moyenne fréquence, c'est-à-dire autour de 1.450 MHz.



a) Mélangeur à diode à avalanche



b) Mélangeur à diode varactor

FIGURE E.15 : Courbes de réponse en fréquence de l'ensemble émetteur-récepteur pour différentes valeurs de la puissance d'entrée.

IV.1. Bande passante :

La figure E.15 nous montre la courbe de réponse de l'ensemble émetteur-récepteur pour différentes valeurs de la puissance d'entrée, les courbes a) en plaçant notre mélangeur à diodes avalanche et les courbes b) avec un mélangeur à diode varactor. La courbe de réponse du mélangeur à diode à avalanche reproduit fidèlement celle du filtre de sortie (fig. E.13) et nous obtenons donc une bande passante de 350 MHz ce qui est supérieur à la bande de Nyquist, nécessaire à la transmission du signal

modulé à 290 Mbauds. Il en est bien entendu de même pour le mélangeur à diode varactor qui, n'utilisant pas le même filtre de sortie a une bande passante plus large. La différence de bande passante, n'est liée qu'aux différences entre les courbes de réponse des filtres utilisés dans les deux cas. On remarquera que dans le cas où l'on utilise la diode à avalanche, le gain de conversion P_s/P_e reste pratiquement indépendant du niveau d'entrée alors qu'un effet de saturation très prononcé s'observe dans le cas de la diode varactor.

IV.2. Conversion amplitude-amplitude AM-AM

L'évolution de la puissance de sortie moyenne fréquence (normalisée par rapport à la puissance de sortie maximum) en fonction de la puissance d'entrée de l'équipement complet (figure E.11) est montrée par la figure E.16.

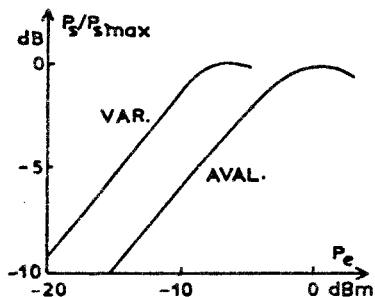


FIGURE E.16 : Caractéristiques AM-AM de l'ensemble émetteur-récepteur.

Les deux types de mélangeur ont un comportement similaire, la seule différence réside dans le fait qu'il faut une puissance d'entrée moyenne fréquence sensiblement quatre fois plus importante pour commander la diode à avalanche que pour commander la diode varactor, c'est un défaut que nous avons déjà signalé au chapitre III des mélangeurs

d'émission à diode à avalanche, qui peut présenter quelques inconvénients dans les systèmes où la consommation d'énergie est prépondérante.

IV.3. Conversion amplitude phase

La différence de phase entre l'entrée moyenne fréquence de l'émetteur et la sortie du récepteur ne peut se mesurer que si les deux oscillateurs locaux (OLE et OLR) sont synchronisés, ce qui est réalisable dans l'équipement que nous avons utilisé (figure E.11). Dans la bande passante de l'émetteur récepteur, les variations relatives typiques de la différence de phase, entre les signaux moyenne fréquence d'entrée et de sortie, avec la puissance d'entrée, sont données par la figure E.17.

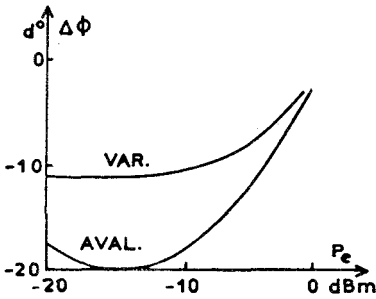


FIGURE E.17 : Caractéristiques AM-PM moyenne de l'ensemble émetteur-récepteur.

Avec le mélangeur à diode varactor, la conversion AM-PM reste toujours inférieure à $1^\circ/\text{dB}$ en étant particulièrement faible dans la zone linéaire (pour des puissances d'entrée inférieures à celles correspondant à 1 dB de compression de gain de la caractéristique AM-AM).

Avec le mélangeur à diode à avalanche

la phase est beaucoup plus sensible aux

variations de la puissance d'entrée : elle atteint pratiquement $2d^\circ/\text{dB}$ pour une puissance d'entrée correspondant à 1 dB de compression de gain. Cette valeur importante de la conversion AM-AM est-elle préjudiciable à la transmission du signal modulé tel que nous l'avons définie : c'est une question à laquelle nous nous proposons de répondre en mesurant les taux d'erreurs résultant de l'utilisation des deux types de systèmes.

IV.4. Temps de propagation de groupe

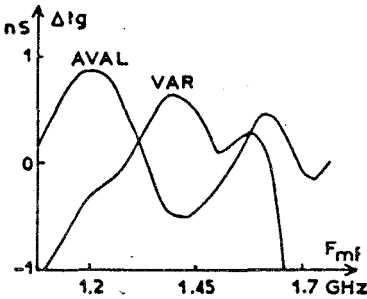


FIGURE E.18 : Variations du temps de propagation de groupe de l'ensemble émetteur-récepteur.

Les variations du temps de propagation de groupe dans la bande passante de l'ensemble émetteur-récepteur restent inférieures à 2 ns comme le montre la figure E.18. Les résultats sont comparables, qu'il s'agisse d'un mélangeur d'émission à diode varactor ou à diode à avalanche.

IV.5. Taux d'erreurs

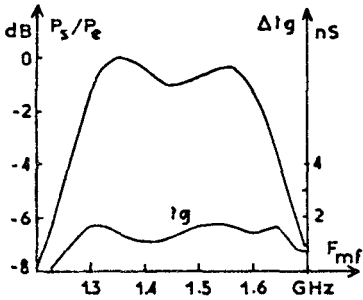


FIGURE E.19 : Courbes de réponse en fréquence et en TPG de l'ensemble émetteur-récepteur après utilisation de l'égaliseur d'amplitude et de TPG pour le mélangeur à diode à avalanche.

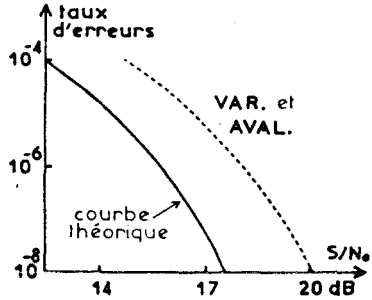


FIGURE E.20 : Variations du taux d'erreurs avec le rapport signal sur bruit dans les conditions de bande passante et de temps de groupe de la figure E.19.

Les mesures de taux d'erreurs ont été effectuées au Centre National d'Etudes des Télécommunications à Lannion en utilisant l'équipement dont le schéma de principe a été donné par la figure E.14.

La figure E.19 correspond à la réponse en fréquence et en temps de propagation de groupe de l'émetteur (avec le mélangeur d'émission à diode à avalanche)- récepteur, corrigé par l'égaliseur de TPG et d'amplitude. Les variations du TPG sont alors ramenées à moins de 1 ns dans la bande passante du système. C'est dans ces conditions qu'ont été faites les mesures du taux d'erreurs en fonction du rapport entre la puissance de la porteuse et la puissance de bruit dans la bande de Nyquist.

On constate que, compte tenu de la précision de mesures, il est impossible de déceler une différence notable entre les taux d'erreurs mesurés lorsque l'on utilise un mélangeur d'émission à diode à avalanche ou un

mélangeur à diode varactor. Dans les deux cas, la valeur du rapport signal sur bruit nécessaire pour obtenir un taux d'erreurs de 10^{-8} est un peu plus élevée (2,5 dB) que la valeur théorique. Cette dégradation est due à plusieurs phénomènes parmi lesquels on peut citer [18] :

- La limitation de la largeur de la bande passante de l'équipement
- La distorsion résiduelle du temps de propagation de groupe
- Les temps de montée et de descente du modulateur

CONCLUSION

Avec un équipement expérimental d'émission réception à 40 GHz, destiné à travailler avec un signal modulé à quatre états de phases à 2×290 Mbits/s, nous avons vérifié qu'il était possible d'utiliser un mélangeur d'émission à diode à avalanche dans un système de télécommunications sur guide en ondes millimétriques. Les taux d'erreurs mesurés avec le mélangeur d'émission à diode à avalanche nous ont donné des résultats tout à fait comparables à ceux obtenus avec le mélangeur à diode varactor, seule la puissance moyenne fréquence de commande du mélangeur, nécessaire au fonctionnement, est un peu plus élevée lorsqu'on utilise le mélangeur à diode à avalanche.

BIBLIOGRAPHIE

CHAPITRE V

- 1 R.S. SWAIN
"Utilisation of microwave bands for digital radio-reley systems"
EMC, Paris, 1978
- 2 DUPOIS
"Système de transmission numérique en hyperfréquence"
Notice technique TMA/ETL/64, Janvier 1974
- 3 DUPOIS, GOLOUBKOFF
"Comparison of different microwave systems"
EMC, Bruxelles, Septembre 1973, session B12/1
- 4 JOINDOT
"Transmission numérique en onde porteuse"
Cours de l'Ecole d'été du Trégor, Lannion, Juillet 1977
- 5 OGUCHI
"Microwave and millimeter wave communication in Japan"
IEEE Trans on Communication, Août 1972
- 6 READ
"The realisation and performances of terminal equipment for circular waveguide TE 01 mode truck communication systems"
EMC, Montreux 1974
- 7 JOINDOT
"Notions théoriques de base sur les procédés de transmission en modulation de phase"
Not. Tech. TMA/ETL/65 Fev. 1974
- 8 L.J. LIBOIS
"Faisceaux hertzien et systèmes de télécommunication"
Collection Tech. et Scient. du CNET, Edition Chiron

- 9 JOINDOT
"Etude de l'influence d'un filtre gaussien sans distorsion de temps de groupe sur un signal en modulation différentielle à quatre états de phases"
Not. Techn. TMA/ETL/26, Mars 1972
- 10 JOINDOT
"Etude de l'influence d'un filtre de Butterworth sur un canal de transmission en modulation différentielle à quatre états de phases"
Not. Techn. TMA/ETL+54, Octobre 1973
- 11 HILLION
"Linéarisation des amplificateurs hyperfréquences pour des signaux en multiporteuse"
Mémoire de 3e année ENST, Mai 1977
- 12 DUPUIS
"Bilan de liaison d'un système de transmission numérique radioélectrique terrestre"
Ecole d'été du Trégor, Lannion 1977
- 13 VATERKOWSKI, CONSTANT, HARS
"Déphaseurs, mélangeurs, transposeurs à diodes à avalanches en ondes centimétriques et millimétriques"
Rapport de contrat DGRST, 73.7.1373, Décembre 1974
- 14 Advanced communications systems STC Monograph
Editor BJ Halliwell 1974
- 15 HARS
"Etude théorique et expérimentale de mélangeurs d'émission à diode à avalanche dans le domaine des ondes millimétriques"
Thèse 3e cycle, Lille, Mai 1976
- 16 MAHIEU
"Technique et réalisation de dispositifs en ondes millimétriques"
Onde Electrique, Vol 53, Fasc.5, Mai 1973

17 DUPUIS, JOINDO, VERDOT

"Mesures de taux d'erreurs sur l'ensemble modulateur
démodulateur à quatre états de phases à 2×290 Mbits/s"

Not. Techn. TMA/ETL/40, 1973

18 DUPUIS, JOINDOT

"580 Mbits mm wave transmission over 15 Km trial
waveguide link"

EMC, Montreux, 1974

C O N C L U S I O N

C O N C L U S I O N

Au cours de ce travail, il nous a été possible d'explorer un très vaste domaine de recherches, s'étendant de la physique des composants aux problèmes spécifiques liés aux télécommunications numériques sur onde porteuse, en passant par les techniques de caractérisation des circuits micro-ondes.

Nous avons ainsi proposé une nouvelle technique de changement de fréquence, permettant d'obtenir des puissances et des taux de conversion nettement plus importants que les meilleurs résultats obtenus avec les mélangeurs d'émission classiques. Cette technique est basée sur l'utilisation des propriétés non linéaires de la diode à avalanche. Les effets paramétriques rencontrés dans ce composant, ne peuvent pas être représentés par une simple réactance non linéaire, mais il faut nécessairement faire intervenir une conductance non linéaire très particulière, en effet, cette dernière n'apparaît que lorsque les signaux appliqués à la diode ont des niveaux suffisamment importants.

Nous nous sommes efforcés d'obtenir dans les conditions les plus générales, les lois classiques régissant le fonctionnement des dipôles non linéaires, lesquelles, nous ont permis d'apporter quelques lumières sur le fonctionnement multifréquence des diodes à avalanche; Cependant, seule la méthode numérique de simulation que nous avons développée, nous a donné à la fois des valeurs réalistes et la possibilité de déterminer le composant optimal et son circuit associé; notons que cette méthode peut être étendue à l'étude de tous les systèmes multifréquences.

Nous avons réalisé différents circuits mélangeurs, dont la caractérisation a été effectuée par une méthode de mesure originale permettant d'ob-

tenir la valeur de l'impédance présentée par le circuit à la diode. Par ailleurs, cette technique s'est révélée très efficace pour étudier les circuits destinés à la réalisation des oscillateurs et des amplificateurs, quelle que soit leur gamme d'ondes d'utilisation (centimétriques ou millimétriques), son champ d'application pouvant s'étendre très largement.

Nous avons alors mis en évidence expérimentalement le fait qu'il était possible de gagner quasiment un ordre de grandeur sur la puissance de sortie d'un mélangeur d'émission en utilisant une diode à avalanche au lieu d'une diode varactor. Il nous fallait montrer qu'un tel mélangeur à diode à avalanche pouvait être utilisé en télécommunications et nous avons entrepris cette étude sur un équipement réel. Il apparaît que, sur les taux d'erreurs, les résultats obtenus avec un mélangeur à diode à avalanche sont identiques à ceux que l'on obtient avec une diode varactor. Nous regrettons cependant que, faute de composants et de boîtiers plus appropriés à la fréquence qui nous était imposée, ces mesures n'aient pu être faites dans les conditions conduisant à une puissance de sortie maximale.

Nous espérons que ce nouveau type d'application des diodes à avalanche pourra dans le futur se développer dans tous les domaines où la puissance de sortie est un paramètre important (cas des liaisons par guides d'ondes millimétriques et des faisceaux hertziens centimétriques). nous pensons par ailleurs que les méthodes mises au point, à la fois théoriques et expérimentales, pourraient être utilisées pour l'étude de tous les systèmes mélangeurs de fréquences fonctionnant soit avec les composants traditionnels, soit avec les récents transistors à effet de champ. Dans ce domaine, un grand nombre de problèmes nous paraissent encore se poser pour caractériser de façon exhaustive les systèmes non-linéaires et, une voie de recherche reste ouverte dans ce domaine difficile certes, mais sans doute riche en nouvelles et nombreuses applications.

ANNEXES

ANNEXE I

DIPOLE NON DISSIPATIF ET LOIS DE MANLEY-ROWE

Considérons une capacité non linéaire caractérisée par une loi univalente liant la valeur de la capacité à la tension qui existe à ses bornes de la forme :

$$C = C(v)$$

Appliquons aux bornes de cette capacité une tension périodique:

$$v(t) = v(t + T)$$

un courant i traverse alors la capacité que nous pouvons écrire :

$$i = \frac{d}{dt} [C(v(t)) \cdot v(t)]$$

Connaissant la tension et le courant qui en résulte nous pouvons calculer la puissance totale absorbée par la capacité :

$$p = \langle i v \rangle_T = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{d}{dt} [C(v(t)) \cdot v(t)] v(t) dt$$

En intégrant cette expression par partie nous obtenons :

$$p = \frac{1}{T} \left[C(v(t)) \cdot v^2(t) \right]_0^T - \frac{1}{T} \int_{v(0)}^{v(T)} C(v(t)) \cdot v(t) dv$$

Comme la fonction $C(v)$ est univalente et que la fonction $v(t)$ est périodique de période T , les deux termes donnant la puissance absorbée par la capacité non linéaire sont nuls ce qui montre que:

La puissance totale absorbée par une capacité non linéaire est nulle. Considérons alors le circuit de la figure 1 où la capacité non linéaire est utilisée pour assurer le mélange de signaux de différentes fréquences :

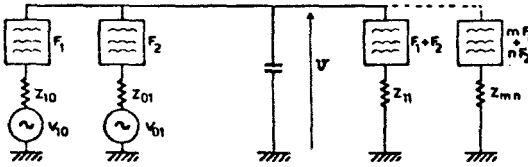


Figure 1:

Les puissances P_{mn} dissipées par la diode à toutes les fréquences $mf_1 + nf_2$ sont donc telle que :

$$\sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} P_{mn} = 0 \quad (1)$$

dans cette relation nous avons pris comme convention que:

$$P_{-m,-n} = P_{m,n} \quad \text{et} \quad P_{-m,n} = P_{m,-n}$$

ce qui signifie que toutes les puissances sont comptées deux fois dans la relation (1) que nous pouvons transformer sous la forme :

$$P_1 \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{m P_{mn}}{m P_1 + n P_2} + P_2 \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{n P_{mn}}{m P_1 + n P_2} = 0 \quad (2)$$

Or ces relations doivent être vraies quelles que soient les fréquences f_1 et f_2 . Pour cela, il faut que chacun des deux termes de l'équation (2) soit nul :

$$\sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{m P_{mn}}{m P_1 + n P_2} = 0 \quad (3) \quad \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{n P_{mn}}{m P_1 + n P_2} = 0 \quad (4)$$

Considérons alors l'équation (3) dans laquelle nous décomposons la somme sur m en deux parties :

$$\sum_{m=-\infty}^{-1} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{m P_{mn}}{m P_1 + n P_2} + \sum_{m=1}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{m P_{mn}}{m P_1 + n P_2} = 0 \quad (5)$$

En changeant les signes de m et n dans le premier terme de l'équation (5) nous obtenons :

$$\sum_{m=1}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{-m P_{-m,-n}}{-m P_1 - n P_2} + \sum_{m=1}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{m P_{m,n}}{m P_1 + n P_2} = 0 \quad (6)$$

ce que l'on peut encore écrire :

$$\sum_{m=1}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{m P_{mn}}{m P_1 + n P_2} = 0 \quad (7)$$

Or, la relation (7) n'est autre que la première loi de Manley-Rowe.

En décomposant de la même manière la somme sur n de l'équation (4) nous obtiendrions la seconde loi de Manley-Rowe :

$$\sum_{n=1}^{+\infty} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{n P_{mn}}{m P_1 + n P_2} = 0 \quad (8)$$

ANNEXE II

DIPOLE DISSIPATIF

La tension aux bornes de l'élément non linéaire de caractéristique

$i = G(v) \cdot v$ est de la forme :

$$v = \sum_{m,n} V_{m,n} e^{j(m\omega_1 + n\omega_2)t} \quad \text{avec } V_{-m,-n} = V_{m,n}^* \quad (1)$$

Cette tension v pilote la conductance non linéaire que nous pouvons décomposer en série de Fourier (décomposition en série de fourier des fonctions pseudo périodiques)

$$G(v) = \sum_{r,s} G_{r,s} e^{j(r\omega_1 + s\omega_2)t} \quad \text{avec } G_{-r,-s} = G_{r,s}^* \quad (2)$$

Le courant total prend alors la forme suivante :

$$\dot{i} = \sum_{\substack{m,n \\ r,s}} V_{m,n} G_{r,s} e^{j[(m+r)\omega_1 + (n+s)\omega_2]t} \quad (3)$$

que nous pouvons donc écrire :

$$\dot{i} = \sum_{p,q} \dot{I}_{p,q} e^{j(p\omega_1 + q\omega_2)t} \quad (4)$$

en posant :
$$I_{p,q} = \sum_{m,n} G_{p-m,q-n} V_{m,n} = \sum_{r,s} G_{r,s} V_{p-r,q-s} \quad (5)$$

Ces dernières relations montrent que chaque composante du courant est une fonction non linéaire de toutes les tensions existant aux bornes de l'élément non linéaire. Calculons :

$$Q = \left\langle \frac{dv}{dt} \frac{di}{dt} \right\rangle_t$$

D'après (1) nous avons :

$$\frac{dy}{dt} = \sum_{m,n} j(m\omega_1 + n\omega_2) V_{mn} e^{j(m\omega_1 + n\omega_2)t}$$

et comme i est une quantité réelle nous avons $i^* = i$ soit $\frac{di^*}{dt} = \frac{di}{dt}$

La relation (4) nous permet alors d'écrire :

$$\frac{di}{dt} = \frac{di^*}{dt} = \sum_{p,q} -j(p\omega_1 + q\omega_2) I_{p,q}^* e^{-j(p\omega_1 + q\omega_2)t}$$

en reportant ces deux relations dans Q nous obtenons :

$$\begin{aligned} Q &= \left\langle \sum_{\substack{m,n \\ p,q}} (m\omega_1 + n\omega_2)(p\omega_1 + q\omega_2) V_{m,n} I_{p,q}^* e^{j[(m-p)\omega_1 + (n-q)\omega_2]t} \right\rangle_x \\ &= \sum_{\substack{m,n \\ p,q}} (m\omega_1 + n\omega_2)(p\omega_1 + q\omega_2) V_{m,n} I_{p,q}^* \left\langle e^{j[(m-p)\omega_1 + (n-q)\omega_2]t} \right\rangle_x \end{aligned}$$

or, nous savons que :

$$\left\langle \exp j[(m-p)\omega_1 + (n-q)\omega_2]t \right\rangle_x = \delta_{m-p} \delta_{n-q}$$

où δ est le symbole de Kronecker.

Nous obtenons donc :

$$\begin{aligned} Q &= \sum_{\substack{m,n \\ p,q}} (m\omega_1 + n\omega_2)(p\omega_1 + q\omega_2) V_{m,n} I_{p,q}^* \delta_{m-p} \delta_{n-q} \\ &= \sum_{m,n} (m\omega_1 + n\omega_2)^2 V_{m,n} I_{m,n}^* \end{aligned}$$

En décomposant la somme sur m en deux termes nous obtenons :

$$Q = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (m\omega_1 + n\omega_2)^2 V_{m,n} I_{m,n}^* + \sum_{m=0}^{-\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (m\omega_1 + n\omega_2)^2 V_{m,n} I_{m,n}^*$$

or $V_{-m,-n} = V_{m,n}^*$ ce qui permet d'écrire :

$$Q = \sum_{m=0}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (m\omega_1 + n\omega_2)^2 [V_{m,n} I_{m,n}^* + V_{m,n}^* I_{m,n}]$$

Expression dans laquelle $V_{mn} I_{mn}^* + V_{mn}^* I_{mn}$ est facilement interprété comme la puissance dans le composant à la pulsation $n\omega_1 + n\omega_2$ soit P_{mn} .

Nous obtenons donc la relation suivante :

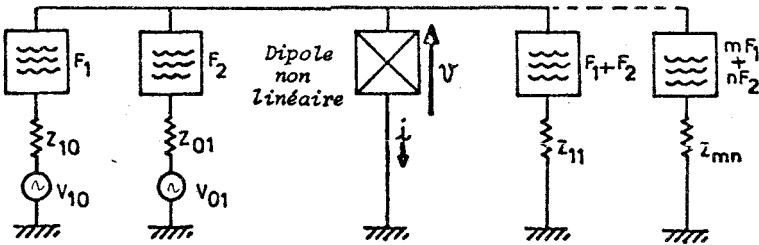
$$Q = \left\langle \frac{dy}{dt} \cdot \frac{dI}{dt} \right\rangle_t = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} (m\omega_1 + n\omega_2)^2 P_{m,n}$$



ANNEXE III

RELATIONS DE PHASE DANS LES MELANGEURS

Nous supposons que le circuit est tel que seuls existent des signaux aux fréquences f_m, f_i, f_s, f_L , tous les signaux aux autres fréquences étant supposés court-circuités.



Dans ces conditions la tension aux bornes de l'élément non linéaire est de la forme :

$$v = V_0 + V_m \cos(\omega_m t + \varphi_m) + V_L \cos(\omega_L t + \varphi_L) + V_s \cos(\omega_s t + \varphi_s) + V_i \cos(\omega_i t + \varphi_i)$$

l'élément non linéaire soumis à cette tension v va être parcouru par un courant dépendant linéairement d'expression de v ayant toutes les formes possibles suivantes :

$$v, v^2, v^3, \dots$$

$$\frac{dv}{dt}, \left(\frac{dv}{dt}\right)^2, \dots$$

$$\frac{d^p v}{dt^p}, \left(\frac{d^p v}{dt^p}\right)^2, \dots$$

$$\int v dt, \left(\int v dt\right)^2, \dots$$

$$\underbrace{\int \dots \int}_q v(d t)^q, \left[\underbrace{\int \dots \int}_q v(d t)^q \right]^2, \dots$$

Le courant total i sera donc de la forme :

$$i = \sum_{\substack{\alpha, \beta, \gamma, \delta, \epsilon \\ \delta, \epsilon}} K(\alpha, \beta, \gamma, \delta, \epsilon) V_m^\alpha V_e^\beta V_s^\delta V_i^\epsilon E \left[\cos(\omega_m t + \varphi_m) \right]^\alpha \left[\cos(\omega_e t + \varphi_e) \right]^\beta \left[\cos(\omega_s t + \varphi_s) \right]^\delta \left[\cos(\omega_i t + \varphi_i) \right]^\epsilon$$

Cette expression générale nous pouvons l'écrire en notation complexe sous la forme :

$$i = \sum_{\substack{a, b, c, d, e \\ -\infty \\ +\infty}} F_{a, b, c, d, e}(V_e, V_m, V_e, V_s, V_i) e^{j[(a\omega_m + b\omega_e + c\omega_s + d\omega_i)t + a\varphi_m + b\varphi_e + c\varphi_s + d\varphi_i]}$$

Expression dans laquelle $f_{abcde}(V_e, V_m, V_e, V_s, V_i)$ est une fonction complexe des amplitudes des différentes tensions que nous noterons F dans la suite.

Or, les pulsations $\omega_m, \omega_e, \omega_s, \omega_i$ sont liées par les relations :

$$\omega_s = \omega_e + \omega_m \qquad \omega_i = \omega_e - \omega_m$$

ce qui reporté dans l'expression de i conduit à :

$$i = \sum_{\substack{a, b, c, d, e \\ -\infty \\ +\infty}} F \exp j \left\{ [(a+c-d)\omega_m + (b+c+d)\omega_e]t + a\varphi_m + b\varphi_e + c\varphi_s + d\varphi_i \right\}$$

nous pouvons alors extraire de ce courant les composantes I_m, I_e, I_s, I_i aux pulsations respectives $\omega_m, \omega_e, \omega_s, \omega_i$

Pour calculer I_m il faut extraire de l'expression de i les termes de pulsation ω_m ce qui impose donc :

$$a + c - d = 1 \qquad b + c + d = 0$$

$$\text{soit } a = 1 - c + d \qquad b = -c - d$$

d'où la valeur de I_m :

$$I_m = \sum_{c, d, e} F_m \exp j [\omega_m t + \varphi_m - c(\varphi_m + \varphi_e - \varphi_s) + d(\varphi_m - \varphi_e + \varphi_i)]$$

Les expressions de I_l , I_s , I_i sont obtenues de la même manière et donnent les résultats suivants :

$$I_l = \sum F_l \exp j[\omega l t + \varphi_l - c(\varphi_m + \varphi_l - \varphi_s) + d(\varphi_m - \varphi_l + \varphi_i)]$$

$$I_s = \sum F_s \exp j[\omega s t + \varphi_m + \varphi_l - c(\varphi_m + \varphi_l - \varphi_s) + d(\varphi_m - \varphi_l + \varphi_i)]$$

$$I_i = \sum F_i \exp j[\omega i t + \varphi_l - \varphi_m - c(\varphi_m + \varphi_l - \varphi_s) + d(\varphi_m - \varphi_l + \varphi_i)]$$

Ces quatre courants peuvent être écrits sous la forme générale suivante :

$$I_n = \sum F_n \exp j[\omega n t + \varphi'_n - c(\varphi_m + \varphi_l - \varphi_s) + d(\varphi_m - \varphi_l + \varphi_i)]$$

avec n prenant les valeurs, m, l, s, i telles que :

$$\varphi'_m = \varphi_m ; \quad \varphi'_l = \varphi_l ; \quad \varphi'_s = \varphi_m + \varphi_l ; \quad \varphi'_i = \varphi_l - \varphi_m$$

Nous pouvons alors calculer les puissances et les admittances présentées par le composant; en écrivant les différentes tensions alternatives sous forme complexe :

$$U_n = V_n e^{j(\omega n t + \varphi_n)} \quad n = m, l, s, i$$

nous obtenons les puissances et les admittances correspondantes par :

$$P_n = \frac{1}{2} \mathcal{R} [U_n^* I_n] \quad \text{et} \quad Y_n = \frac{I_n}{U_n} \quad n = m, l, s, i$$

ce qui nous donne :

$$P_n = \frac{1}{2} \mathcal{R} \sum F_n V_n \exp j[\varphi'_n - \varphi_n - c(\varphi_m + \varphi_l - \varphi_s) + d(\varphi_m - \varphi_l + \varphi_i)]$$

$$Y_n = \sum \frac{F_n}{V_n} \exp j[\varphi'_n - \varphi_n - c(\varphi_m + \varphi_l - \varphi_s) + d(\varphi_m - \varphi_l + \varphi_i)]$$

Nous voyons donc que les puissances et les admittances ne dépendent que d'un seul terme de phase qui est :

$$\Psi_n = \Psi_n' - \Psi_n - c (\Psi_m + \Psi_E - \Psi_S) + d (\Psi_m - \Psi_E + \Psi_i).$$

En exprimant ce terme de phase pour les quatre fréquences nous obtenons :

$$\Psi_m = -c (\Psi_m + \Psi_E - \Psi_S) + d (\Psi_m - \Psi_E + \Psi_i)$$

$$\Psi_E = -c (\Psi_m + \Psi_E - \Psi_S) + d (\Psi_m - \Psi_E + \Psi_i)$$

$$\Psi_S = -(c-1) (\Psi_m + \Psi_E - \Psi_S) + d (\Psi_m - \Psi_E + \Psi_i)$$

$$\Psi_i = -c (\Psi_m + \Psi_E - \Psi_S) + (d-1) (\Psi_m - \Psi_E + \Psi_i).$$

On constate donc que les puissances et les admittances de l'élément non linéaire ne dépendent que de deux combinaisons linéaires des phases des tensions qui existent à ces bornes soit de :

$$\phi_s = \Psi_m + \Psi_E - \Psi_S \qquad \phi_i = \Psi_m - \Psi_E + \Psi_i$$

ce qui montre que les puissances et les admittances peuvent être écrites sous la forme :

$$P_n = \frac{1}{2} R \sum F_n V_n e^{j [A_n \phi_s + B_n \phi_i]}$$

$$Y_n = \sum \frac{F_n}{V_n} e^{j [A_n \phi_s + B_n \phi_i]}$$

