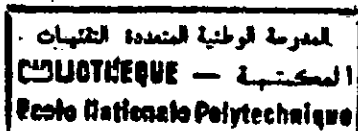


THESE



POUR L'OBTENTION DU DOCTORAT D'ETAT ES-SCIENCES

EN ELECTRONIQUE

OPTION. COMMUNICATION, MICRO-ELECTRONIQUE

Présentée par

SOUAR Zeggai

Ingenieur USTO, Docteur-Ingenieur ENSAE

**METHODOLOGIE DE CONCEPTION ET DE
REALISATION D'UN MELANGEUR HETERODYNE
A DIODE
METAL-ISOLANT-METAL**

Soutenue le 13-05-2001 devant le Jury composé de:

MM.

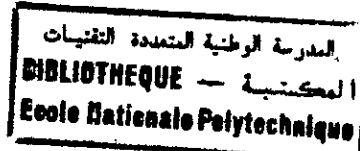
A. ZERGUERRAS
M. HADDADI
A. MARTINEZ
R. AKSAS
M. AOUCHER
M. DERDOUR

Professeur
Maître de Conférences
Professeur
Maître de Conférences
Maître de Conférences
Maître de Recherches

Président
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE D'ALGER

THESE



POUR L'OBTENTION DU DOCTORAT D'ETAT ES-SCIENCES

EN ELECTRONIQUE

OPTION: COMMUNICATION, MICRO-ELECTRONIQUE

Présentée par

SOUAR Zeggai

Ingénieur USTO, Docteur-Ingénieur ENSAE

METHODOLOGIE DE CONCEPTION ET DE REALISATION D'UN MELANGEUR HETERODYNE A DIODE METAL-ISOLANT-METAL

Soutenue le

devant le Jury composé de:

MM.

A. ZERGUERRAS
M. HADDADI
A. MARTINEZ
R. AKSAS
M. AOUCHER
M. DERDOUR

Professeur
Maître de Conférences
Professeur
Maître de Conférences
Maître de Conférences
Maître de Recherches

Président
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

العنوان:

منهجية تصميم وإنجاز الصمام الثنائي المضخم للأموح م/ع/م

الكلمات الجوهرية:

صمام ذي الطبقات معدن/عازل/معدن م/ع/م، أثر نفقي
مكتقة الوصلة، مضخم الأمواج، أمواج دون المليمترية.

الخلاصة:

هذه الأطروحة تتطرق بتفصيل إلى منهجية تصميم وإنجاز الصمام الثنائي المكون من وصلة ذات طبقتين معدنيتين م/م مفصولتين بعازل/ع/. لاستعمال هذا الصمام الثنائي كمضخم للأموح دون المليمترية، نقترح دارة مكافئة جديدة تعتمد أساسا على مكثف ذي نظام تغير سيعوي غير خطي. عمليا الصمام الثنائي مقترن بالأمواج باستعمال التقنيات الشبه بصرية. اعتمادا على نقاط مرجع التصميم، والنتائج النظرية المطابقة للنتائج التطبيقية المنشورة نختار الطريقة المثلى لإنجاز المضخم.

TITLE:

Method for Design and Construction of MIM Diode Heterodyne Mixer

KEY-WORDS:

MIM diode, Tunnelling effect, junction capacitance, Heterodyne mixer, Submillimetric wavelengths.

ABSTRACT:

The aim of this work is to present a general method for design and construction of the MIM diode used as an heterodyne mixer at Submillimetric wavelengths. Conduction mode and tunnelling effect theory are using to describe the non-linearity in the MIM junction. An original approach taking account the image force in the potential barrier is developed. The equivalent circuit is improved by including a non-linear capacitance junction. It is shown that design of such devices requires a careful choice of a quasi-optical coupling technique. The harmonic balancing method allows the valuation of mixer conversion loss and noise figure as well as the diode rectified voltage.

The results show a good agreement with the published experimental data. Using the optimised parameters of the simulation, MIM planar diode arrays are fabricated and their behaviour is analysed.

.. AVANT-PROPOS ..

Les travaux présentés dans cette thèse ont été effectués parallèlement au Laboratoire de Dispositifs de Communication et de Conversion Photovoltaïque de l'E.N.P. d'Alger et au Laboratoire d'Automatique et d'Analyse des Systèmes du C.N.R.S. de Toulouse.

Nous voulons exprimer toute notre reconnaissance et nos sincères remerciements au docteur **M. HADDADI** pour son aide efficace et ses conseils précieux qu'il n'a cessés de nous prodiguer, ainsi que le soutien humain et les encouragements qu'il nous a accordés.

L'aboutissement de ce travail lui est dû et nous voulons l'assurer en cette occasion de notre profond respect.

Nous présentons, également l'expression de notre profonde gratitude et nos vifs remerciements au Professeur **A. MARTINEZ** directeur de la division composants électroniques pour nous avoir accueilli dans son établissement ainsi que pour l'enthousiasme et les fructueuses discussions qui nous ont motivé dans cette étude.

Nous adressons nos fidèles remerciements à:

Monsieur le professeur **A. ZERGUERAS** de l'E.N.P. d'Alger, pour l'intérêt qu'il a porté à nos travaux et pour l'honneur qu'il nous a fait en acceptant de présider notre jury de thèse.

Monsieur **R. AKSAS** Maître de Conférences à l'E.N.P. d'Alger, pour l'intérêt qu'il manifeste à ce travail et pour sa présence à notre commission d'examen.

Monsieur **M. AOUCHER** Maître de Conférences à l'U.S.T.H.B., pour avoir bien voulu accepter de juger nos travaux et de faire partie de notre jury de thèse.

Monsieur le Docteur **M.DERDOUR** Maître de Recherches à l'U.D.T.S., pour avoir bien voulu examiner nos travaux et pour l'attention particulière qu'il a portée à notre thèse en acceptant de faire partie du jury d'examen malgré ses occupation.

C'est avec affinité et gratitude que nous adressons nos plus sincères remerciements à Messieurs M. OUADJAOUT, Z. TERRA, et M. YAHIAOUI enseignants à L'E.N.P. pour leurs dévouements, leurs concours et leurs discussions encourageantes. Nous voulons les assurer en cette occasion de notre plus profonde amitié.

Nous tenons également à exprimer tout particulièrement notre reconnaissance et notre affection à Messieurs A. BENBELKACEM, S. & M. BOUSBIAT, K. CHEGROUNE et A. MERAGHNI enseignants à L'E.N.S. de Kouba pour les conseils efficaces et la sympathie qu'ils nous ont témoignés.

Nous sommes très reconnaissants envers Monsieur M. BENZOHRA professeur à l'U.S.T.O. pour son amicale collaboration et pour l'intérêt particulier accordé à nos travaux.

Nous ne saurions achever ces propos sans oublier d'exprimer nos remerciements à tous nos amis, nos collègues et tous ceux qui nous ont aidés de près ou de loin dans d'autres circonstances.

Nous voulons remercier les personnels du L.A.A.S., techniciens et ingénieurs pour l'aide et l'accueil chaleureux que nous avons toujours trouvé auprès d'eux lors de nos divers séjours.

Ces remerciements s'adressent également aux personnels et techniciens de l'Ecole Nationale Polytechnique pour leur collaboration et leur dynamisme.

LISTE DES SYMBOLES UTILISES

- a_j : Surface de la jonction
 c : Vitesse de la lumière dans le vide
 $C_i(x)$: Cosinus intégral.
 c_j : Capacité de la jonction
 $c(t)$: Fonction de la capacité non-linéaire de la jonction
 $D(E)$: Probabilité de transition.
 D : Défectivité du détecteur
 d : Largeur du faisceau sur le point de focalisation
 D_i : Largeur du faisceau incident
 E^+ : Onde convergente vers le point focal.
 E^- : Onde divergente du point focal.
 e : Charge électrique unitaire
 E_f : Niveau de Fermi
 E_i, H_i : Champs électrique et magnétique incidents
 E_m : Energie maximum
 E_o, E_c : Fonction et amplitude du champ électrique du faisceau incident
 $f(E)$: Fonction de distribution de Fermi-Dirac.
 F : Distance focale
 f : Fréquence du signal
 F_B : Facteur de bruit.
 $F_k(V)$: Fonction définie par la méthode de Newton- Raphson
 f_o, f_i : Fréquence à la sortie du mélangeur et fréquence intermédiaire
 f_p : Fréquence de l'oscillateur local
 f_s : Fréquence du signal de radiofréquence à l'entrée du mélangeur
 F_{si} : Fréquence du signal image à l'entrée du mélangeur
 $g(t)$: Fonction de la conductance tunnel de la jonction
 h : Constante de Planck
 $i_d(t), i_j(t), i_g(t), i_c(t)$: Courants à travers la diode, la jonction, la conductance et la capacité.
 I_{dm}, I_{gm}, C_m, G_m : $M^{ème}$ Coefficient de Fourier de $i_d(t), i_j(t), v_d(t), g(t), c(t)$.
 $I_n(x)$: Fonction de Bessel modifiée de 1ère espèce, d'ordre n .
 j : Densité de courant tunnel
 j_c : Facteur de correction du courant tunnel dû à la température
 k : Vecteur d'onde(rad/m)
 K : Constante de Boltzmann
 K_{diel} : Constante diélectrique en haute fréquence de l'isolant.
 l : Longueur d'antenne.
 L_c : Perte de conversion.
 M' : Nombre d'échantillons réduit à $M/4$.
 m : Masse de l'électron
 M : Nombre d'échantillons des fonctions dans le domaine temporel.
 MDP : Puissance minimale détectable.
 $n(v_x)$: Nombre d'électrons avec une vitesse égale à v_x .
 N : Nombre d'harmonique utilisé par l'oscillateur local
 N_{am} : Puissance utilisable fictive à l'entrée du mélangeur

CONSTANTES ET UNITES USUELLES UTILISEES

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
المكتبة — BIBLIOTHEQUE
Ecole Nationale Polytechnique

1-Constantes: (*)

Constantes physiques [(Physics Letters, B239, III.1 (1990)].

(*) les chiffres entre parenthèses donnent l'incertitude à un écart type sur les derniers chiffres.
Les valeurs sans erreur sont exactes.

-Charge de l'électron	e	$1,60217733(49) \times 10^{-19} \text{ C}$
-Constante de Boltzmann	K	$1,3806513(25) \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$
-Constante de Planck	h	$6,6260755(40) \times 10^{-34} \text{ Js}$
-Constante de Planck réduite	$\hbar = h/2\pi$	$1,05457266(63) \times 10^{-34} \text{ Js}$
-Magnéton de Bohr	$m_B = e\hbar/2me$	$9,2740154(31) \times 10^{-24} \text{ JT}^{-1}$
-Magnéton nucléaire	$m_N = e\hbar/2mp$	$5,007866(17) \times 10^{-27} \text{ JT}^{-1}$
-Masse de l'électron	m_e	$9,1093897(54) \times 10^{-31} \text{ Kg}$
-Masse du proton	m_p	$1,6726231(10) \times 10^{-27} \text{ Kg}$
-Nombre d'Avogadro	N	$6,0221367(36) \times 10^{23} \text{ mole}^{-1}$
-Perméabilité du vide	μ_0	$4\pi \cdot 10^{-7} \text{ NA}^{-2}$
-Permittivité du vide	$\epsilon_0 = (\mu_0 c^2)^{-2}$	$8,854187817... \times 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$
-Vitesse de la lumière	c	$2,99792458 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$

2-Unités usuelles:

- 1 Å = 10^{-10} m .
- 1 atm = $1,01325 \times 10^5 \text{ Pa}$.
- 1 Torr = $1/760 \text{ atm}$.
- 1 Torr \cong 1 mm Hg. *
- 1 eV = $1,60217733(49) \times 10^{-19} \text{ J}$.
- 1 cal = $4,184 \text{ J}$.
- 1 Kcal mole⁻¹ = $0,04336 \text{ eV molécule}^{-1}$.
- 1 Debye = $3,336 \times 10^{-10} \text{ Cm}$.
- 1 Gauss = 10^{-4} T .
- 0°C \cong $273,14832175^\circ \text{ K}$. *
- 1 Oersted = $1/(4\pi \times 10^3) \text{ Am}^{-1}$.

(*) Le signe \cong signifie équivaut à....

- N_{as}, T_s : Puissance utilisable de bruit à l'entrée du mélangeur
 NEP. : Puissance équivalent de bruit
 N_{mo}, T_{mo} : Puissance et température de bruit délivrée à la sortie du mélangeur
 q, q' : Instant d'échantillonnage normal et augmenté à $4q$
 Q : Charge électrique.
 r : Distance radiale dans le faisceau.
 R : Rayon de courbure du front d'onde focalisé
 R_s : Résistance série en continu de la diode
 R_{SB} : Rapport signal à bruit.
 R_{sm} : Résistance série (pertes ohmiques et effet de peau) de la diode au $m^{ème}$ harmonique.
 R_v : Responsivité du détecteur
 S : Epaisseur de l'isolant
 S_1, S_2 : Valeurs de x pour lesquelles le potentiel de barrière est égal au niveau de Fermi.
 $S_i(x)$: Sinus intégral.
 T : Température absolu.
 t : Temps
 T_a : intervalle réduit d'échantillonnage à $T/4$
 T_e : Intervalle minimale d'échantillonnage
 T_o, N_o : Température et puissance totale de bruit délivrée à la sortie du mélangeur
 T_p : Période de l'oscillateur local
 u : Vecteur d'espace.
 $V(r), I(r)$: Tension et courant à la distance des sommets des cônes de l'antenne bicône.
 $v(x)$: Hauteur de la barrière de potentiel à la distance x à l'intérieur de l'isolant
 v : Vitesse des électrons
 $v_d(t), v_j(t)$: Fonction des tensions sur la diode et sur la jonction
 V_{det} : Tension détectée
 $v_i(k)$: même échantillon de la tension incidente et réfléchi dans la ligne de transmission
 V_{oi} : Tension crête de l'oscillateur local
 V_p, V_j : Tension appliquée sur la jonction MIM
 V_{pol} : Tension de polarisation en continu de la diode
 V_s, V_{oi} : Amplitudes des signaux de radiofréquence, et oscillateur local .
 W, W_o : Demi-largeur du faisceau et sa valeur minimale à l'amplitude $1/e$ du maximum
 x : Axe des distances à l'intérieur de l'isolant, origine sur la surface de l'électrode n° 1
 Z_c : Impédance caractéristique de la ligne fictive
 Z_{c_1} : Impédance d'entrée du composant
 Z_{c_2} : Impédance d'entrée de l'antenne
 Z_{em} : Impédance de la structure du montage de la diode
 Z_k : Impédance d'entrée de l'antenne bicône.
 Z_o : Impédance caractéristique du milieu entourant l'antenne.
 Z_{o_1} : Impédance de charge à la sortie du mélangeur
 Z_s : Impédance de la source de signal de radiofréquence

TABLE DES MATIERES

CHAPITRES

PAGES

= Introduction générale.

= Chapitre I: Analyse critique des concepts de conduction d'un mélangeur à diode MIM.

I.1.	- Introduction bibliographique.....	09
I.2.	- Théorie de base de l'effet tunnel.....	12
I.2.1.	- Relation I(v) à basse température.....	13
I.2.2.	- Critique de la formulation de Simmons.....	20
I.2.3.	- Influence de l'effet de Force-image.....	22
I.3.	- Théorie des mélangeurs hétérodynes.....	24
I.3.1.	- Perte de conversion.....	28
I.3.2.	- Matrice de conversion.....	29
I.3.3.	- Linéarité de conversion.....	34
I.3.4.	- Température de bruit.....	34
I.4.	- Facteur d'évaluation des mélangeurs.....	38
I.4.1.	- Bande de fréquence.....	39
I.4.2.	- Sensibilité.....	39
I.4.3.	- Puissance équivalente de bruit (NEP).....	40
I.4.4.	- Détectivité.....	40
I.4.5.	- Puissance minimale détectable (MDP).....	40
I.4.6.	- Expression de conversion.....	41
I.5.	- Expression du courant dans un mélangeur MIM.....	42

= Chapitre II: Etude et développement des techniques du couplage quasi-optiques.

II.1.	- Introduction.....	47
II.2.	- Etude du rayonnement focalisé.....	48
II.3.	- Etude de la partie en couplage quasi-optique.....	53
II.3.1.	- Caractéristique d'une antenne en couplage quasi-optique.....	53
II.3.2.	- Technique des antennes à trois dimensions.....	58
II.3.3.	- Technique des circuits planars.....	68

Chapitre III: Concepts analytiques des mélangeurs d'ondes submillimétriques.

III.1.	- Introduction.....	75
III.2.	- Hypothèses primitives pour analyse numérique.....	77
III.3.	- Analyse d'Egami pour mélangeur résistif.....	78
III.3.1.	- Exposé de la théorie de base.....	78
III.3.2.	- Analyse en fort signaux.....	82
III.3.3.	- Analyse en faible signaux.....	84
III.4.	- Analyse de Held et Kerr pour un mélangeur quelconque.....	88

CHAPITRES

PAGES

III.4.1. - Exposé de la théorie de base.....	88
III.4.2. - Algorithme de réflexions multiples.....	91
III.4.3. - Analyse en forts signaux.....	92
III.4.4. - Analyse en faibles signaux.....	94
III.4.5. - Perte de conversion.....	100
III.4.6. - Facteur de bruit.....	100
III.5. - Etude comparative des deux méthodes.....	104

=Chapitre IV: Simulation, modélisation et conception du mélangeur hétérodyne.

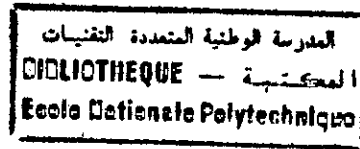
IV.1. - Introduction.....	111
IV.2. - Simplification imposés au modèle.....	111
IV.3. - Résultats expérimentaux publiés.....	122
IV.4. - Formulation du modèle.....	126
IV.5. - Résultats initiaux de simulation de Held-Kerr.....	131
IV.6. - Extension du modèle.....	142
IV.7. - Résultat de simulation.....	150
IV.8. - Conclusion.....	150

=Chapitre V: Définition des paramètres de réalisation des mélangeurs à diode MIM.

V.1. - Définition et structure possible.....	182
V.1.1. - Principales contraintes.....	183
V.1.1. - Structure proposé pour un mélangeur hétérodyne.....	185
V.2. - Utilisation possible du GeSe.....	190
V.2.1. - Méthode de dépôt de GeSe.....	190
V.2.2. - Caractérisation des couches.....	192
V.2.3. - Propriétés électriques des films de GeSe.....	196
V.3. -Caractéristiques du GeSe en micro-électronique.....	196
V.3.1.1. - Sensibilisations.....	197
V.3.1.2. - Insolation.....	199
V.3.1.3. - Désensibilisation.....	199
V.3.1.4. - Développement.....	201
V.3.2. - Caractéristiques en résine positive.....	201
V.3.2.1. - Sensibilisation.....	202
V.3.2.2. - Insolation.....	202
V.3.2.3. - Développement.....	203
V.4. - Conclusion.....	203

= Conclusion générale.....	207
-----------------------------------	------------

CHAPITRES



PAGES

=Annexes:

- **Annexe A:** - Calcul de la densité de courant J213
- **Annexe B:** - Calcul corrigé de la densité de courant de tunnel.....217
- **Annexe C:** - Calcul du potentiel de force-image223
- **Annexe D:** - Calcul de l'impédance d'une antenne en V227
- **Annexe E :** - Méthode mathématiques et algorithmes utilisés.....229
 - E1: -Algorithme d'interpolation de Lagrange adapté229
 - E2: -Transformé rapide de Fourier TRF.....230
 - E3: -Intégration numérique par la méthode de Romberg.....240
 - E4: - Calcul Approché de la barrière de potentiel.....242
 - E5: - Calcul par la méthode de Newton-Raphson adaptée246
 - E6: -Intégration numérique de l'équation différentielle non-linéaire.....248

=Références:.....255

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
BIBLIOTHEQUE — المكتبة
Ecole Nationale Polytechnique

INTRODUCTION GENERALE

Parmi les dispositifs susceptibles de réaliser ces fonctions à température ambiante et avec une bonne stabilité, nous citons particulièrement:

-Les microjonctions de Schottky réalisées sur semi-conducteurs de très grande mobilité et de faible masse électronique effective tels que les composés GaAs, InP, InAs, InSb, et GaInAs. Ces diodes peuvent être surmontées par une pointe métallique filaire assurant le rôle d'antenne entre la diode et le rayonnement électromagnétique incident [6].

-Les microdiodes "métal-isolant-métal" dites MIM; élaborées au moyen d'un oxyde natif et naturel entre les deux métaux, réalisant ainsi la couche isolante nécessaire pour avoir une jonction tunnel, (Figure -0.1.) stable et parfaitement reproductible.

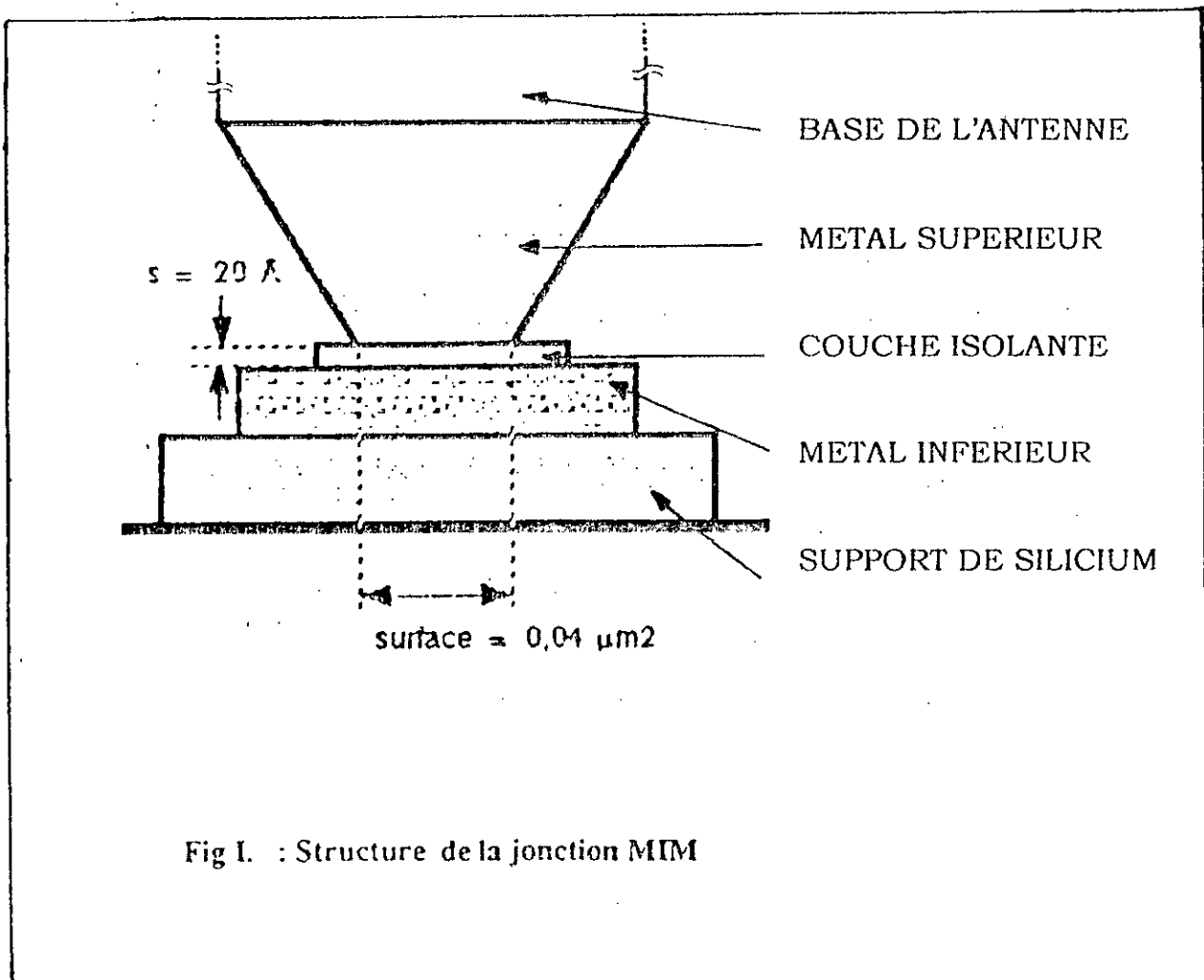


Fig I. : Structure de la jonction MIM

Les principes de la conversion et du mélange de fréquences à l'aide de jonctions résistives à caractéristique non-linéaire n'ont été étudiés et particulièrement mis en oeuvre que pour des ondes centimétriques. Ces travaux étaient incomplets pour les fréquences plus élevées en raison de la complexité du problème de non-linéarité et surtout par manque de générateurs d'ondes submillimétriques stables [1]. Le développement récent de sources génératrices cohérentes tels que les lasers moléculaires à décharges [2] et les lasers pompés optiquement [3] a déclenché des recherches intensives de dispositifs capables de fonctionner dans la gamme submillimétrique de longueur d'onde entre $15\ \mu\text{m}$ et 1mm . La marge spectrale couverte par ce rayonnement s'étend de 300 GHz à 20 THz.

De multiples recherches ont accentué récemment le développement de récepteurs d'ondes millimétriques et submillimétriques [4,5], qui requièrent souvent un intérêt particulier avec un usage croissant de composants susceptibles de réaliser des fonctions fondamentales en émission et en réception.

En effet; il est souhaitable de disposer pour cet usage spécifique, et dans cette bande de fréquence, de diodes à la fois rapides, efficaces et fiables, qui puissent non seulement détecter l'amplitude du signal avec une grande sensibilité, mais aussi être capables d'effectuer des mélanges de fréquences et des générations d'harmoniques.

En effet, pour avoir une fréquence de coupure f_c élevée, on peut faire appel à un dispositif à effet tunnel, donc extrêmement rapide. Ceci nous a conduit à remplacer le semi-conducteur des contacts de Schottky, réalisés dans des travaux antérieurs [7] par un métal judicieusement choisi. Dans ce cas le métal supérieur peut constituer la base de l'antenne et favoriser un couplage parfait entre l'onde électromagnétique incidente et la partie non-linéaire de la structure, siège de l'effet tunnel.

Cette technique nous facilitera l'adoption d'une propagation libre. En effet, l'usage des guides d'ondes est pratiquement impossible au-delà d'une fréquence de 300 GHz, à cause des pertes considérables dues essentiellement aux chutes des contacts ohmiques, siège d'un effet de peau [8], et à l'accroissement des fuites d'imperfection mécanique des guides d'ondes.

Dans l'intervalle des ondes submillimétriques ($40 \mu m \leq \lambda \leq 1 mm$), une précision mécanique supérieure au micron est désirable si l'on veut limiter les atténuations en ondes guidées, surtout au niveau des ajustements entre deux guides. Pour cette raison, la propagation libre au moyen des techniques de couplage quasi-optique est vivement conseillée. Le couplage avec un composant discret se fait alors par le biais d'un système, focalisant le rayonnement sur l'antenne filaire. Ce fil est terminé par une pointe de manière à faciliter le contact avec la surface métallisée de la diode. La longueur l de cette antenne filaire est grande devant celle de l'onde incidente ($l \gg \lambda$), de manière à ce que l'antenne soit éclairée suivant le lobe principal (puissance maximale) afin d'assurer une grande sensibilité.

Par ailleurs; nous signalons que les diodes MIM peuvent présenter aujourd'hui un regain d'intérêt éminent pour l'imagerie infrarouge active, ou bien encore pour les systèmes de communications optiques. En imagerie infrarouge active, il existe actuellement des caméras fonctionnant avec des matrices CCD [9]; mais il semble que leur sensibilité soit limitée ainsi que leur bande passante. De toute manière le problème reste posé en matière de détecteurs rapides, à large bande dans l'infrarouge lointain. Des diodes MIM disposées en matrice de détecteurs peuvent contourner cette difficulté. En communication optique, il est

clair que la largeur de bande des fibres optiques autorise la transmission sur des bandes de modulation très larges (millimétriques ou submillimétriques), et l'on peut prévoir un besoin imminent de récepteurs superhétérodynes sensibles, à large bande et fonctionnant à température ambiante. Des récepteurs à diodes MIM peuvent tout à fait remplir cette fonction [10], pourvu qu'ils soient adaptés, optimisés, et réalisés en structure planar.

Enfin il est impératif d'affirmer que, depuis plus de vingt années, aucun modèle complet n'a permis de relier les performances observées aux prédictions théoriques avancées, alors que la réalisation d'une structure MIM planar optimisée nécessite un tel modèle.

L'objectif essentiel de cette thèse est donc de dégager un modèle de mélangeur MIM fonctionnant en infrarouge. La réalisation pratique d'un tel mélangeur nécessite aussi une étude de sa faisabilité en structure planar. C'est la raison pour laquelle, nous nous sommes attachés à mettre en évidence les difficultés technologiques par rapport à l'état de l'art actuel, et à en déduire une structure originale de réalisation. La fabrication et la caractérisation d'un tel mélangeur constituent en soit une étude particulière et sort du cadre du présent travail.

L'ensemble des résultats publiés dans cette thèse concerne le développement d'une méthodologie globale de conception d'un mélangeur à diode MIM fonctionnant dans la gamme des ondes submillimétriques et l'application de ce mode de conception pour une réalisation micro-électronique en structure planar.

Dans ce travail nous pouvons distinguer trois parties essentielles:

-La première concerne l'analyse critique et actualisée des concepts théoriques de conduction dans la jonction MIM, siège de l'effet tunnel, responsable du fonctionnement de ces diodes en tant que mélangeur de fréquences (chapitre I). Ce qui nous conduit vers l'exposé des méthodes techniques de réception de l'onde incidente par l'antenne et les lois

fondamentales qui régissent ces procédés appliqués à plusieurs types d'antennes (chapitre II).

- La seconde partie présente une modélisation théorique originale d'un mélangeur à diode MIM agissant en infrarouge. Ce modèle a été élaboré à partir de l'analyse d'Egami valable uniquement pour les mélangeurs résistifs ainsi que celle de Held-Kerr conçue pour des mélangeurs quelconque opérant dans la gamme centimétrique (chapitre III). Ces méthodes corrigées et étendues nous ont permis d'ériger une simulation complète en vue de caractériser et valider le modèle construit (chapitre IV).

- La troisième et dernière partie fera l'objet de la définition des conditions de réalisation et l'établissement des critères de choix de mise en oeuvre des diodes mélangeuses en structure planar à partir des résultats précédents, optimisés pour une jonction métal-isolant-métal (chapitre V). La faisabilité pratique de ces composants a été rendue possible avec la disponibilité des précieux moyens de la centrale de technologie du laboratoire d'automatique et d'analyse des systèmes (LAAS - Division Composants) de Toulouse.

1.1 Introduction bibliographique

Les diodes MIM furent introduites par Dees [11] et utilisées pour la première fois par Hocker pour effectuer des mesures absolues de fréquences submillimétriques [12]. La jonction est constituée de deux métaux séparés par une couche isolante très mince; la plupart du temps, il s'agit d'une fine couche d'oxyde naturel de l'un des deux métaux.

L'onde électromagnétique incidente est couplée à la jonction au moyen d'une antenne filaire, et cette antenne est, en fait, l'une des deux électrodes de la jonction. L'autre électrode (appelée la base de la diode) est souvent mise à la masse. La Fig I.1 montre le schéma de cette diode, avec le fil d'antenne. Ce fil est en général long devant la longueur d'onde, ce qui provoque l'apparition de nombreux lobes d'antenne dont un, le principal, qui est le plus près de l'axe de l'antenne filaire. La mise en évidence de ce système de lobes revient à Matarrese et al. [13], lors de l'étude de la détection d'une onde submillimétrique par une jonction MIM.

Lorsque l'antenne est éclairée par une onde électromagnétique dans la direction d'un lobe principal ou bien quand on polarise les bornes de la jonction MIM, un faible courant circule entre les deux métaux M_1 et M_2 (Fig I.1) et la caractéristique courant-tension de cette jonction est non-linéaire. Cette non-linéarité a été attribuée dès le début à un effet tunnel au travers de la couche d'oxyde [14,15,16]. L'effet tunnel étant extrêmement rapide, cela a justifié la très haute fréquence de coupure de ces jonctions.

Actuellement, il semble qu'il existe une limitation pour réaliser une synthèse de fréquence au dessus de 200 THz [17]; toutefois, des mélanges entre deux fréquences voisines de 450 THz ($\lambda \approx 0,6 \mu\text{m}$) ont été observés en faisant battre les fréquences des ondes provenant de deux lasers à colorant.

Depuis leur première utilisation par Hocker, ces diodes ont été ignorées durant la dernière décennie par manque d'intérêt et surtout à cause des limitations des moyens technologiques de réalisations [18,19,20].

Elles sont essentiellement utilisées pour les mesures, la multiplication et le redressement de signaux d'ondes millimétriques et/ou infrarouges [21 à 24].

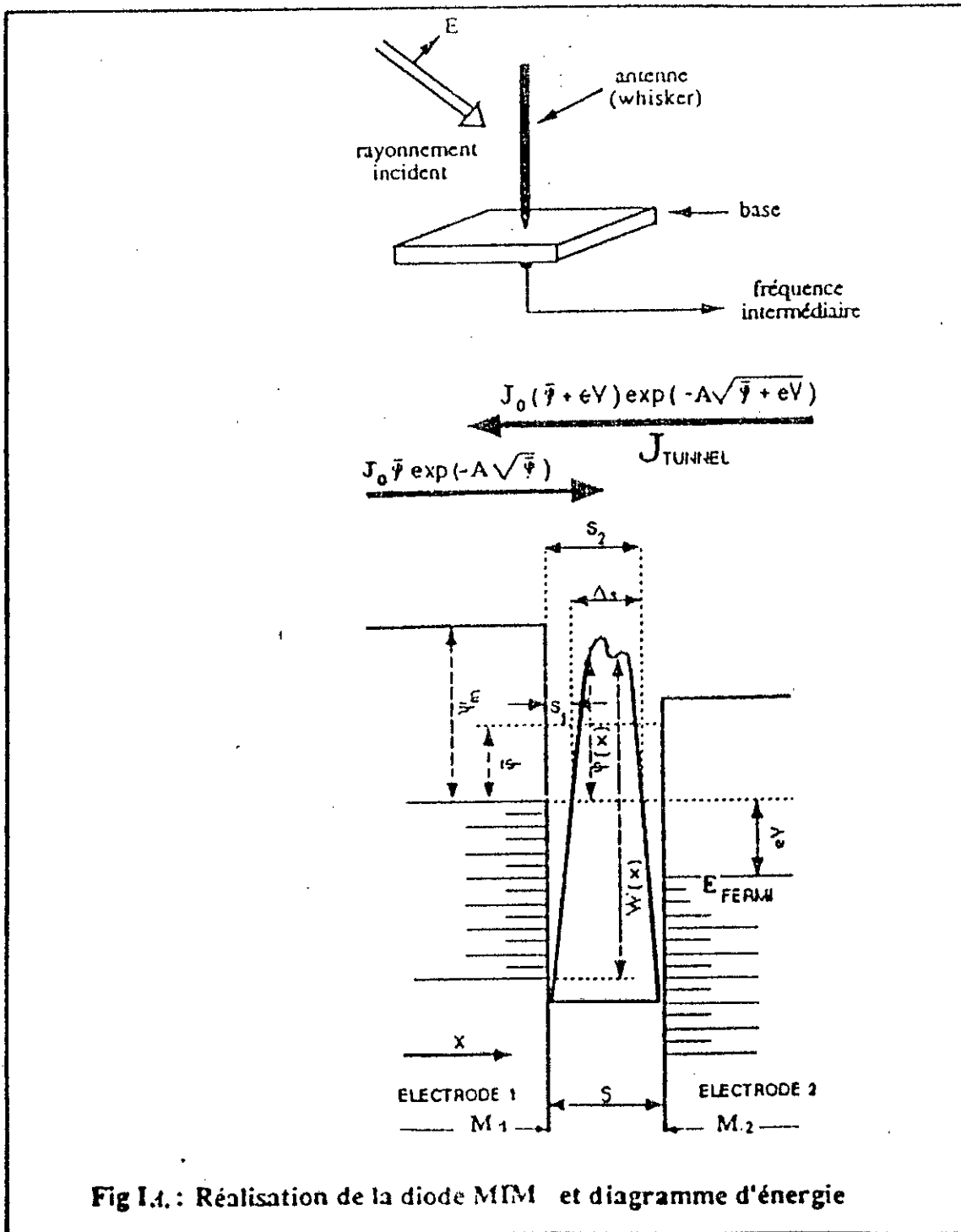


Fig 1.4. : Réalisation de la diode MIM et diagramme d'énergie

La théorie de l'effet tunnel pour un électron peut être développée, soit en utilisant le modèle de la barrière de potentiel, soit en utilisant une approche hamiltonienne (avec un hamiltonien effectif). Stratton [25] a proposé une approche plus complexe qui prend en compte la structure électronique des métaux (approche à plusieurs électrons). Plus récemment, S. Whiteley et K. Gustafson [26] proposent une méthode hamiltonienne dans laquelle l'hamiltonien global se décompose en trois termes:

- l'hamiltonien du métal 1: H_1
- l'hamiltonien du métal 2: H_2
- l'hamiltonien de transition: H_T

qui décrivent la transition entre les états de M_1 et M_2 comme une perturbation sous l'influence d'un champ statique ou variable dans le temps. Dans l'état actuel de cette théorie, le courant tunnel est exprimé en terme de valeur moyenne observable, mais ne permet pas d'obtenir des relations explicites entre la tension et le courant.

Notre objectif étant de trouver une modélisation électrique des diodes MIM et de rechercher leur caractérisation électronique, nous avons préféré choisir un traitement plus classique pour la barrière, similaire à la théorie de Simmons [27 à 33], en rejetant les approches trop simplistes, donc irréalistes [4].

L2 Rappel sur la théorie de base de l'effet tunnel [29]

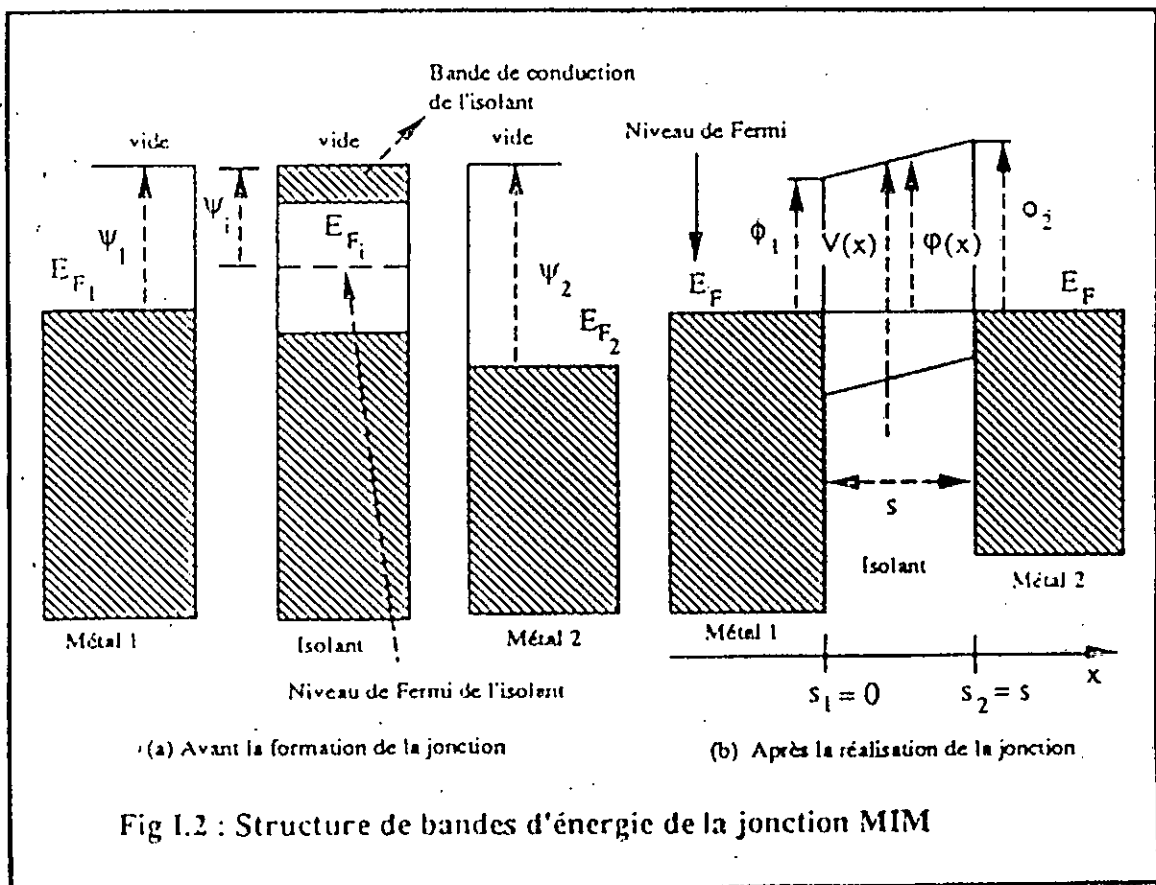
Les calculs que nous allons développer reposent sur quelques hypothèses:

- 1° - On considère une barrière de potentiel à un électron entre deux métaux.

2° - On néglige l'influence de la structure de bandes dans la barrière (ceci est dû à la faible épaisseur de la barrière).

On négligera donc l'effet de masse effective dans la barrière [34].
 Considérons le diagramme des énergies d'une jonction MIM [Fig 1.2] avant la formation (a) et après la réalisation (b).

Après avoir réalisé le contact, les niveaux de Fermi doivent être égaux (loi de la thermodynamique), ce qui a pour effet de faire apparaître les potentiels de contacts ϕ_1 et ϕ_2 avec l'isolant. (nous n'avons représenté que la bande de conduction de l'isolant, le niveau du vide n'étant pas utile).



1.2.1 Calcul de la relation (I-V) à basse température

Soit $0x$ l'axe perpendiculaire aux plans de la jonction dirigé du métal 1 vers le métal 2 et soit $s_2 - s_1$, l'épaisseur de la barrière. Désignons par E_x l'énergie cinétique partielle d'un électron avec la vitesse v_x selon $0x$.

Soit également $D(E_x)$ la probabilité de traverser la barrière avec l'énergie E_x , et $n(v_x)$ le nombre d'électrons ayant une composante de vitesse égale à v_x . Alors $n(v_x)dv_x$ est le nombre d'électrons par unité de volume avec une vitesse, selon Ox , comprise entre v_x et $v_x + dv_x$. Si l'on suppose une distribution isotrope des vitesses électroniques et si $f(E)$ désigne la fonction de distribution de Fermi-Dirac, alors:

$$n(v)dv_x dv_y dv_z = f(E) dv_x dv_y dv_z \cdot \left(\frac{2m^4}{h^3} \right) \quad (I.1)$$

où m est la masse de l'électron dans le vide.

En utilisant une notation en coordonnées polaires pour l'énergie, la relation (I.2) devient en tirant $n(v_x)$:

$$n(v_x) = \frac{4\pi m^2}{h^3} \int_0^{E_{m1}} f(E) dE_r \quad (I.3)$$

$$\text{où } E_r = \frac{1}{2} m [v_y^2 + v_z^2] = \frac{1}{2} m v_r^2$$

et E_{m1} est l'énergie maximum pour les électrons, dans l'électrode 1.

On peut maintenant exprimer la densité de courant électronique des électrodes 1 vers 2, en utilisant (I.3) et $D(E)$. En désignant par j_1 cette densité, on a:

$$j_1 = e N_1, \quad \text{avec} \quad N_1 = \int_0^{v_{m1}} v_x n(v_x) D(E_x) dv_x \quad \text{ou}$$

$$N_1 = \frac{1}{m} \int_0^{E_{m1}} \frac{4\pi m^2}{h^3} D(E_x) dE_x \left[\int_0^{E_{m1}} f(E) dE_r \right] \quad (I.5)$$

où v_{m1} est la vitesse maximum des électrons dans l'électrode 1. De la même manière, on peut exprimer le nombre N_2 des électrons qui passent de l'électrode 2 vers l'électrode 1. Pour être plus général, nous supposons que l'on applique une différence de potentiel V entre les deux électrodes. Alors $f(E)$ devient $f(E+eV)$ [Fig I.3] et:

$$N_2 = \frac{4\pi m}{h^3} \int_0^{E_{m2}} D(E_x) dE_x \int_0^{E_{m2}} f(E+eV) dE_T \quad (I.6)$$

Nous supposons que la température de la jonction n'est pas trop importante pour pouvoir approximer la fonction de Fermi-Dirac par une fonction en escalier au voisinage du niveau de Fermi [Fig I.4]. Dans ces conditions, la probabilité de trouver un électron au voisinage de E_{m1} (ou E_{m2}) est quasi nulle et on peut écrire:

$$\int_0^{E_{m1}} f(E) dE_T \cong \int_0^{\infty} f(E) dE_T \quad (I.7)$$

$$\int_0^{E_{m2}} f(E+eV) dE_T \cong \int_0^{\infty} f(E+eV) dE_T \quad (I.8)$$

Toujours à cause du fait qu'il n'y a pratiquement pas d'électrons au voisinage de E_{m1} ou E_{m2} , on peut écrire dans les deux autres intégrales:

$$N_1 = \frac{4\pi m}{h^3} \int_0^{E_m} D(E_x) dE_x \left[\int_0^{\infty} f(E) dE_T \right] \quad (I.9)$$

$$N_2 = \frac{4\pi m}{h^3} \int_0^{E_m} D(E_x) dE_x \left[\int_0^{\infty} f(E+eV) dE_T \right] \quad (I.10)$$

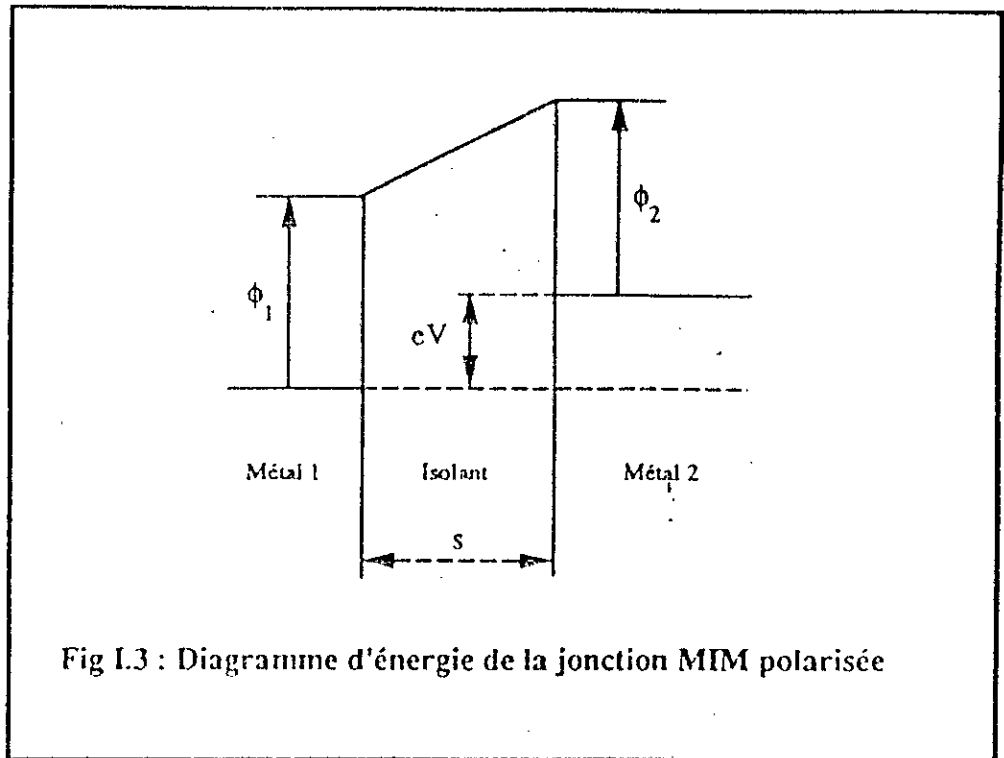


Fig I.3 : Diagramme d'énergie de la jonction MIM polarisée

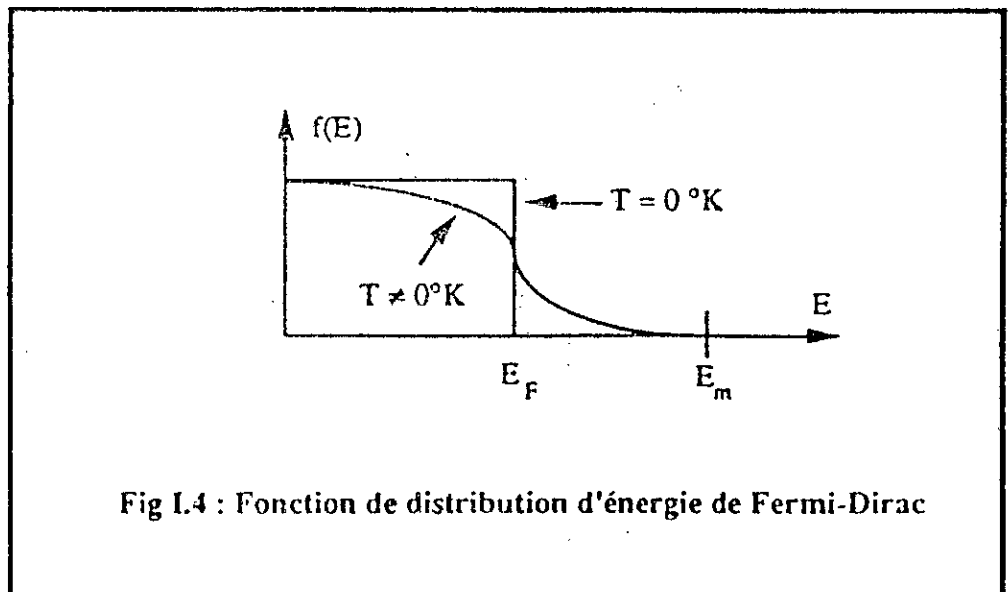


Fig I.4 : Fonction de distribution d'énergie de Fermi-Dirac

$$\text{avec } E_m = \frac{E_{m1} + E_{m2}}{2} \quad (\text{I.11})$$

en posant:

$$\xi_1 = \frac{4\pi m e}{h^3} \int_0^{\infty} f(E) dE_r \quad (\text{I.12})$$

$$\xi_2 = \frac{4\pi m e}{h^3} \int_0^{\infty} f(E+eV) dE_r \quad (\text{I.13})$$

$$\text{et } \xi = \xi_1 - \xi_2 \quad (\text{I.14})$$

Alors, la densité de courant totale s'écrit:

$$j = \int_0^{E_m} D(E_x) \xi dE_x \quad (\text{I.15})$$

Il reste à calculer ξ et $D(E_x)$.

I.2.1.1 Calcul de ξ :

Désignons E_F le niveau de Fermi mesuré par rapport au bas de la bande de conduction de l'électrode polarisée négativement. On a, avec l'approximation signalée pour $f(E)$:

$$\xi = \begin{cases} \frac{4\pi m e}{h^3} eV & \text{si } 0 < E_x < E_F - eV \\ \frac{4\pi m e}{h^3} (E_F - E_x) & \text{si } E_F - eV < E_x < E_F \\ 0 & \text{si } E_x > E_F \end{cases} \quad (\text{I.16})$$

I.2.1.2 Calcul de $D(E_x)$

Il faut donc calculer la probabilité $D(E_x)$ pour qu'un électron puisse traverser une barrière de potentiel de hauteur $V(x)$ [Fig I.2]. La formule de perturbation BKW donne:

$$D(E_x) = e^{-\frac{4\pi}{h} \int_{s_1}^{s_2} \{2m[V(x) - E_x]\}^{\frac{1}{2}} dx} \quad (I.17)$$

Ici $V(x)$ est une fonction dont la forme exacte peut ne pas être connue, en particulier si l'on a des états de surface, si l'on prend compte l'effet de force image etc... On va donc rechercher une approximation pour (I.17). Dans notre cas, désignons par $\varphi(x)$ la fonction barrière de potentiel au dessus du niveau de Fermi [Fig I.2]. On a:

$$V(x) = \varphi(x) + E_F \quad (I.18)$$

et posons

$$\xi(x) = \varphi(x) + E_F - E_x \quad (I.19)$$

(I.17) s'écrit alors:

$$D(E_x) = e^{-\frac{4\pi}{h} \sqrt{2m} \int_{s_1}^{s_2} \sqrt{\xi(x)} dx} \quad (I.20)$$

désignons par $\bar{\xi}$ la valeur moyenne de $\xi(x)$ sur l'intervalle ($s_1=0, s_2=s$) [Fig I.2]:

$$\bar{\xi} = \frac{1}{s_2 - s_1} \int_{s_1}^{s_2} \xi(x) dx = \frac{1}{\Delta s} \int_{s_1}^{s_2} \xi(x) dx \quad (I.21)$$

alors (I.20) s'écrit:

$$D(E_x) = e^{-\frac{4\pi}{h} \left\{ \sqrt{\bar{\xi}} \int_{s_1}^{s_2} \left[1 + \frac{\xi(x) - \bar{\xi}}{\bar{\xi}} \right]^{1/2} dx \right\}} \quad (I.22)$$

Si l'on suppose que sur $(s_1=0, s_2=s)$ on a:

$$\frac{\xi(x) - \bar{\xi}}{\bar{\xi}} \ll 1 \quad (I.23)$$

alors un développement au second ordre du crochet dans (I.22) donne:

$$D(E_x) = e^{-\frac{4\pi}{h} \sqrt{\bar{\xi}} \int_{s_1}^{s_2} \left\{ 1 + \frac{\xi(x) - \bar{\xi}}{2\bar{\xi}} + \frac{[\xi(x) - \bar{\xi}]^2}{8\bar{\xi}^2} \right\} dx} \quad (I.24)$$

Le second terme de l'accolade est nul, selon (I.23). Après intégration, en utilisant (I.19), ce qui permet de déduire: $\bar{\xi} = E_F - E_x + \bar{\varphi}$, on trouve:

$$D(E_x) = e^{-\left\{ \sqrt{2m} \frac{4\pi}{h} \sqrt{E_F - E_x + \bar{\varphi}} \beta \Delta s \right\}} \quad (I.25)$$

avec

$$\beta = 1 - \frac{1}{8\bar{\varphi}^2 \Delta s} \int_{s_1}^{s_2} [\varphi(x) - \bar{\varphi}]^2 dx \quad (I.26)$$

et

$$\bar{\varphi} = \frac{1}{s_2 - s_1} \int_{s_1}^{s_2} \varphi(x) dx = \frac{1}{\Delta s} \int_{s_1}^{s_2} \varphi(x) dx \quad (I.27)$$

β s'appelle le facteur de correction de Simmons.

Il vient finalement :

$$D(E_x) = e^{-A \sqrt{E_F - E_x + \bar{\varphi}}} \quad (I.28)$$

avec

$$A = \frac{4\pi\beta\Delta s}{h} \sqrt{2m} \quad (I.29)$$

En reportant les relations (I.16), (I.28) et (I.29) dans (I.15) il vient (voir Annexe A):

$$j = j_0 \left\{ \bar{\varphi} e^{-A\sqrt{\bar{\varphi}}} - (\bar{\varphi} + eV) e^{-A\sqrt{\bar{\varphi} + eV}} \right\} \quad (I.30)$$

$$\text{avec } j_0 = \frac{c}{2\pi h \beta^2 \Delta s^2} \quad (I.31)$$

I.2.2 Critique des résultats obtenus par Simmons

Le calcul ci-dessus ne donne pas une limite sur la précision du résultat obtenu. Par ailleurs, le fait de se placer à 0 °K (relation I.15) suppose que l'influence de la température est négligeable. C'est la raison pour laquelle nous proposons ici une méthode plus précise pour le calcul du courant tunnel. Nous ne supposerons pas d'emblée que la température est nulle, mais assez petite toutefois pour pouvoir assimiler la dérivée de la fonction de Fermi-Dirac à une distribution de Dirac. Une correction supplémentaire est d'ailleurs possible en utilisant un calcul numérique.

Le calcul est développé dans l'Annexe B et on trouve:

$$j = j_0 \left[e^{-A\sqrt{\bar{\varphi}}} \bar{\varphi} - e^{-A\sqrt{\bar{\varphi} + eV}} (\bar{\varphi} + eV) + j_c \right] \quad (I.32)$$

$$\text{avec } j_c = \frac{3}{A} \sqrt{\bar{\varphi}} e^{-A\sqrt{\bar{\varphi}}} - \frac{3}{A} e^{-A\sqrt{\bar{\varphi} + eV}} \sqrt{\bar{\varphi} + eV} - eV \sqrt{E_m} \quad (I.33)$$

Dans l'expression de j , le premier terme correspond à l'expression du courant trouvée par Simmons (relation I.30), et j_0 est donné par (I.31). Le terme j_c correspond à une correction au premier ordre sur l'expression de la densité de courant. Pour des valeurs typiques de barrière, j_c donne une erreur maximale de 20 %, sachant qu'en pratique la tension **V continue** sur la jonction ne doit pas excéder 1,5 V (risque de claquage du diélectrique).

Ceci montre qu'en première approximation l'expression simple proposée par Simmons [29] peut être utilisée.

Grundlach et Simmons [35] ont montré que l'on peut relier la caractéristique $j(V,0)$ à $j(V,T)$ par:

$$j(V,T) = j(V,0) \left[1 + \frac{3 \cdot 10^{-9} (\Delta s)^2 T^2}{\bar{\phi}} \right] \quad (I.34)$$

où $j(V,0)$ est donnée par (I.30), et Δs , T et $\bar{\phi}$ sont exprimés respectivement en Ångstroms, degrés Kelvin et Volts.

Le terme en 10^{-9} montre une faible dépendance en température, et cette faible variation en T^2 est caractéristique de l'effet tunnel. Par contre, une dépendance importante a été observée expérimentalement, en fonction de la température [36,37,38], dans des diodes MIM réalisées sur un support plan. Dans certain cas, on peut penser que l'effet thermocouple est responsable de cette variation de courant (on dit qu'il s'agit d'un *effet thermique*). C'est par exemple le cas des résultats obtenus par Heiblum [36]. Par contre Nelson [37] a montré qu'il existe une dépendance thermique pour la hauteur de barrière. Il propose une relation empirique de la forme:

$$\phi(T^{\circ}K, 0V) = a e^{-kT/b} + c \quad (I.35)$$

pour les variations de ϕ en fonction de T . Les constantes a , b et c dépendent de la nature des électrodes et de l'oxyde de la jonction. Cette relation montre que si T diminue, ϕ augmente et donc le courant doit diminuer d'après (I.30). C'est bien ce qui est observé expérimentalement [38].

1.2.3 Influence de la force image

Dans les expressions précédentes du courant, la barrière de potentiel entre les deux métaux est notée $\varphi(x)$, ce qui donne pour le potentiel $V(x)$ la relation (I.18). Dans l'approximation BKW nous avons été amené à intégrer cette fonction que nous avons remplacée par sa valeur moyenne φ corrigée par le facteur β (très proche de 1 en pratique). En fait la barrière de potentiel peut être déformée à cause de la *force image*. Lorsqu'un électron est situé entre les deux électrodes, il crée des images électriques dans les métaux [34], et celles-ci (en nombre infini), ont à leur tour une influence sur le potentiel $\varphi(x)$.

Dans l'Annexe C, l'expression du potentiel résultant est établie:

$$\varphi(x) = \varphi_0 + \frac{\Delta\Psi - v_p}{s} x - \phi_1(x) \quad (I.36)$$

$$\text{avec} \quad \phi_1(x) = \frac{7,1992}{K_{\text{diel}}} \left\{ \frac{1}{2x} + \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{ns}{(ns)^2 - x^2} - \frac{1}{ns} \right] \right\} \quad (I.37)$$

avec $\Delta\Psi = \psi_2 - \psi_1$ (voir Fig I.2), V_p la tension de polarisation et $\phi_1(x)$ est le potentiel image.

Dans ces relations, φ_0 , φ , $\Delta\Psi$, v_p , ϕ_1 sont exprimés en Volts et l'épaisseur de l'isolant s est exprimée en Ångstroms.

Dans le but d'obtenir une fonction de barrière $\varphi(x)$ générale (valable pour des jonctions symétriques et asymétriques), on a fixé la référence suivante: φ_0 est toujours la valeur de la barrière de potentiel de l'électrode avec le plus petit travail de sortie ψ ; et v_p est *positif* lorsque cette électrode est *polarisée positivement* par rapport à l'autre électrode.

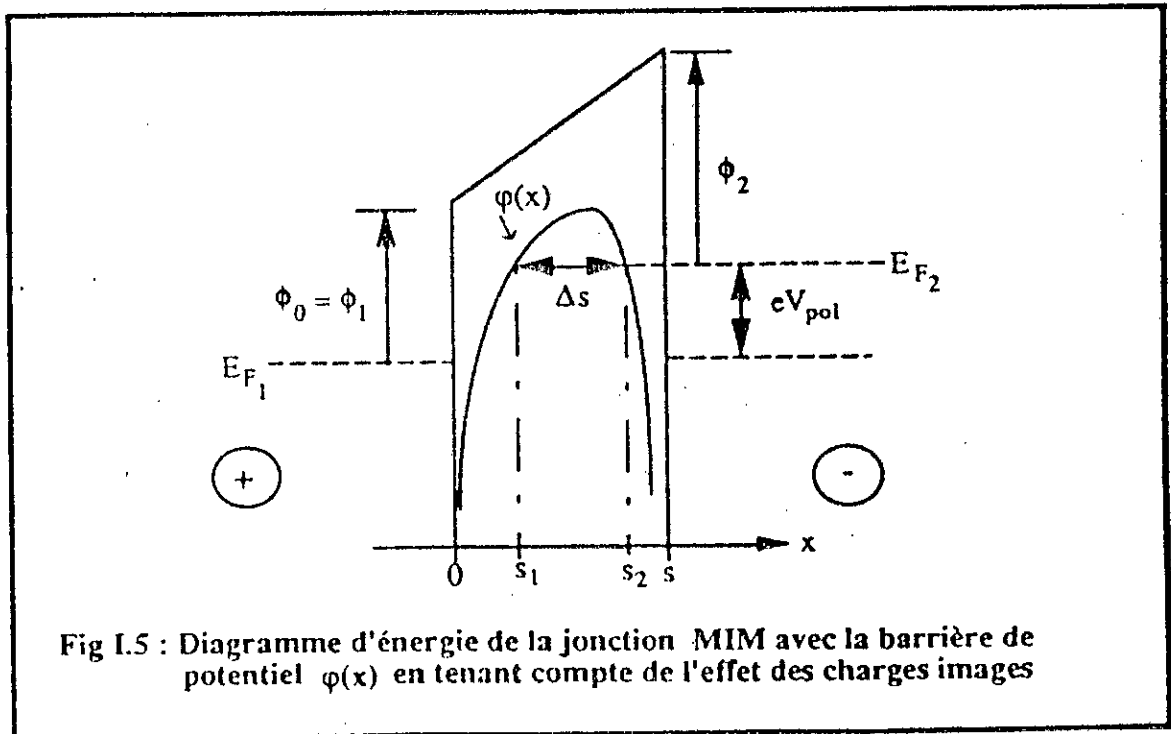
Pour des électrodes identiques, on a:

$$\begin{cases} \Delta\psi = 0 \\ v_p = - |v_{\text{polarisation}}| \end{cases} \quad (I.38)$$

Pour des électrodes non similaires, on a:

$$\begin{cases} \Delta\psi = |\psi_2 - \psi_1| & \text{(différence des travaux de sortie)} \\ v_p = v_{\text{polarisation}} \end{cases} \quad (I.39)$$

Cette force image a pour effet immédiat de réduire la hauteur de la barrière et de diminuer la largeur de la zone tunnel au voisinage du niveau de Fermi. Désignons par $\Delta s = s_2 - s_1$ la largeur tunnel pour ($E = E_F$) [Fig I.5].



Les valeurs de s_1 et s_2 sont les valeurs de x pour lesquelles le potentiel $\phi(x)$ est égal au niveau de Fermi de la cathode. Dans ces

conditions, il est clair que la largeur Δs est une fonction du potentiel de polarisation. Il en résulte une capacité dynamique donnée par [39]:

$$C_j = \frac{\epsilon_0 a_j}{\Delta s} K_{\text{die1}} \quad (\text{I.40})$$

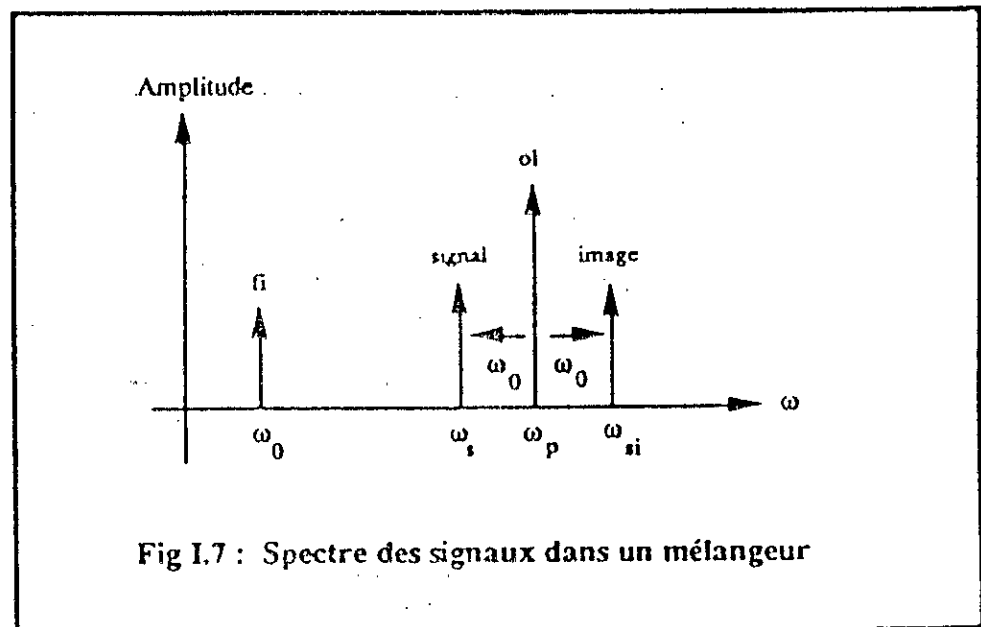
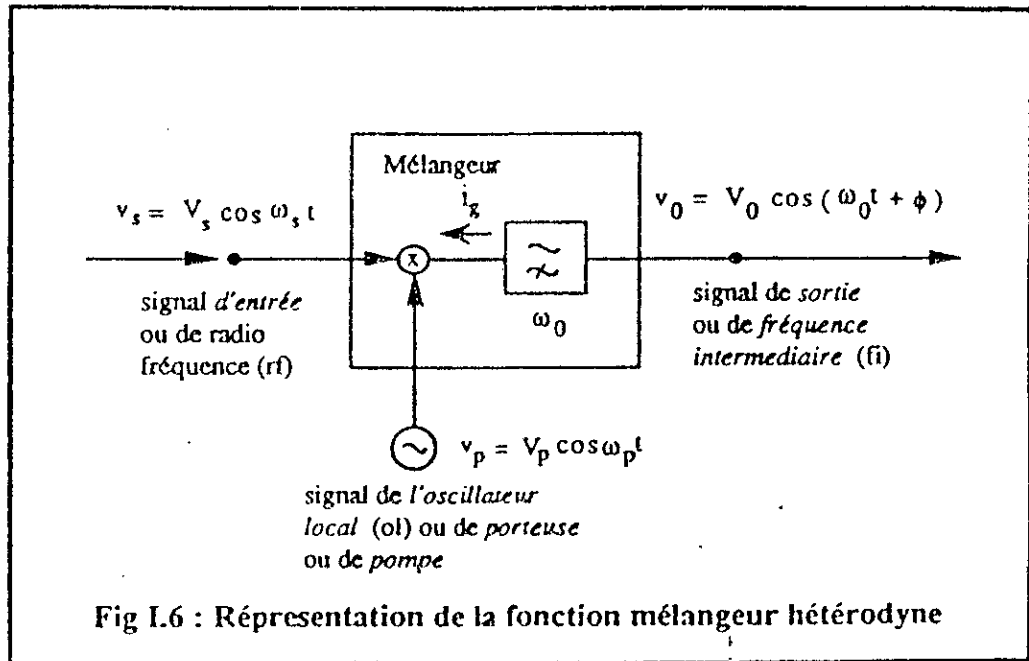
où a_j est la surface de la jonction et K_{die1} la constante diélectrique en haute fréquence de l'isolant.

La variation de la capacité C_j avec la tension a été observée expérimentalement par Nelson [37]. La non-linéarité provient de la variation de Δs avec la tension, s_1 et s_2 étant les deux racines de l'équation (I.48). Toutefois, cette non-linéarité n'a jamais été prise en compte, ni même évoquée dans les tentatives précédentes pour la compréhension du mécanisme de fonctionnement d'une diode MIM [39]. Nous verrons que cette capacité joue un grand rôle.

I.3 Rappels sur des mélangeurs hétérodynes

On appelle *fonction mélangeur hétérodyne* le battement entre deux signaux, l'un de fréquence $f_s = \omega_s/2\pi$, l'autre de fréquence f_p , tel que leur différence donne $f_0 = \omega_0/2\pi = |f_s - f_p|$ [Fig I.6]. Cette fonction est dite idéale, ou encore linéaire (le terme linéaire est ici abusif puisque la fonction réalisée dans le domaine temporel est essentiellement non linéaire), si le déplacement spectral du signal v_s vers le signal v_0 se fait sans modification de la forme d'onde originale. Dans ce cas, nous avons:

$$\left| \begin{array}{ll} V_0 = k V_S & \text{(relation entre amplitudes)} \quad (\text{I.41}) \\ \omega_0 = |\omega_p - \omega_s| & \text{(relation entre pulsations)} \quad (\text{I.42}) \\ \phi = \text{constante} & \text{(différence de phase entre l'entrée et la sortie)} \quad (\text{I.43}) \end{array} \right.$$



Donc la fonction hétérodyne conserve l'information sur la phase. Dans un récepteur hétérodyne, la puissance de l'ol est supposée très grande devant celles des signaux d'entrée et de sortie. Il en résulte que le signal ol pourra avoir une bien plus grande influence sur le circuit non linéaire que le signal d'entrée. Vis à vis d'un mélangeur hétérodyne, le signal ol joue le même rôle que la polarisation continue d'un circuit électronique. En particulier, il assure la polarisation dynamique du mélangeur. On peut, par exemple, assimiler la fonction mélangeur hétérodyne idéale à une conductance non-linéaire $g(t)$ dont la valeur est modifiée périodiquement au rythme de la fréquence de l'ol par v_p .

Le signal v_s ayant une puissance plus faible que l'ol, il n'a aucune influence sur $g(t)$, par contre "il voit" une conductance variable dans le temps. Il reste aussi, une deuxième classe de circuit mélangeur où une très forte puissance de l'ol permet de faire fonctionner le mélangeur dans deux états: *passant* ou *bloqué*. Le mélangeur fonctionne alors comme un commutateur électronique. Ces considérations laissent envisager deux modes de fonctionnement: le mode *continu non-linéaire* et le mode *commutatif*. Dans ce travail, et compte tenu de la forme des caractéristiques de la diode MIM, les circuits mélangeurs fonctionneront toujours selon le mode continu. Dans le but d'établir un modèle mathématique pour la fonction mélangeur hétérodyne quand le circuit travaille en continu, on décompose la fonction périodique $g(t)$ en série de Fourier:

$$g(t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} G_m e^{jm\omega_p t} \quad (I.44)$$

Le courant dû au signal d'entrée à travers la conductance prend alors la forme:

$$i_g(t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} G_m V_p e^{j(m\omega_p \pm \omega_s)t} \quad (I.45)$$

Nous voyons bien apparaître les composantes $m\omega_p \pm \omega_s$ ($m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots \pm \infty$). Le filtre passe-bas de la Fig 1.6 a pour fonction d'isoler la \mathbf{fl} de pulsation ω_0 , résultante de la différence $|\omega_p - \omega_s|$. La dualité de cette valeur absolue indique l'existence possible de deux signaux à l'entrée qui donne la même \mathbf{fl} . Si l'on suppose que la pulsation du signal présente à l'entrée ω_s est plus petite que ω_p , alors dans ce cas l'autre pulsation possible ω_{si} sera plus grande que ω_p , et son battement avec ω_p redonnera aussi ω_0 . Ce signal, de pulsation ω_{si} , ainsi défini s'appelle le *signal image*. Naturellement, si $\omega_p < \omega_s$, on obtient une situation similaire. La Fig 1.7 représente le spectre possible pour un mélangeur idéal, dans le cas où $\omega_p > \omega_s$.

Cependant, dans un mélangeur réel, si la puissance du signal est assez grande, la non-linéarité responsable de l'effet d'hétérodynage pourra donner des battements d'ordre supérieur. Dans ce cas, nous avons une non-linéarité du mélangeur qui se traduit par l'apparition d'harmonique de ω_s et fait apparaître des composantes aux fréquences $\omega_{m,n}$ telles que:

$$\omega_{m,n} = m\omega_p \pm n\omega_s, \quad m,n = \pm 1, \pm 2, \dots \pm \infty \quad (I.46)$$

Il en résulte que la composition du spectre est plus complexe: certaines fréquences $\omega_{m,n}$, situées autour de la pulsation ω_0 , ne pourront pas être séparées au moyen d'un filtre passe-bas. L'apparition de ces raies spectrales indésirables constitue un critère important dans la caractérisation du signal de sortie pour un mélangeur réel. En effet, il existe une limite pour la puissance du signal v_s , au delà de laquelle la *fonction mélangeur* ne peut plus être considérée comme *linéaire*.

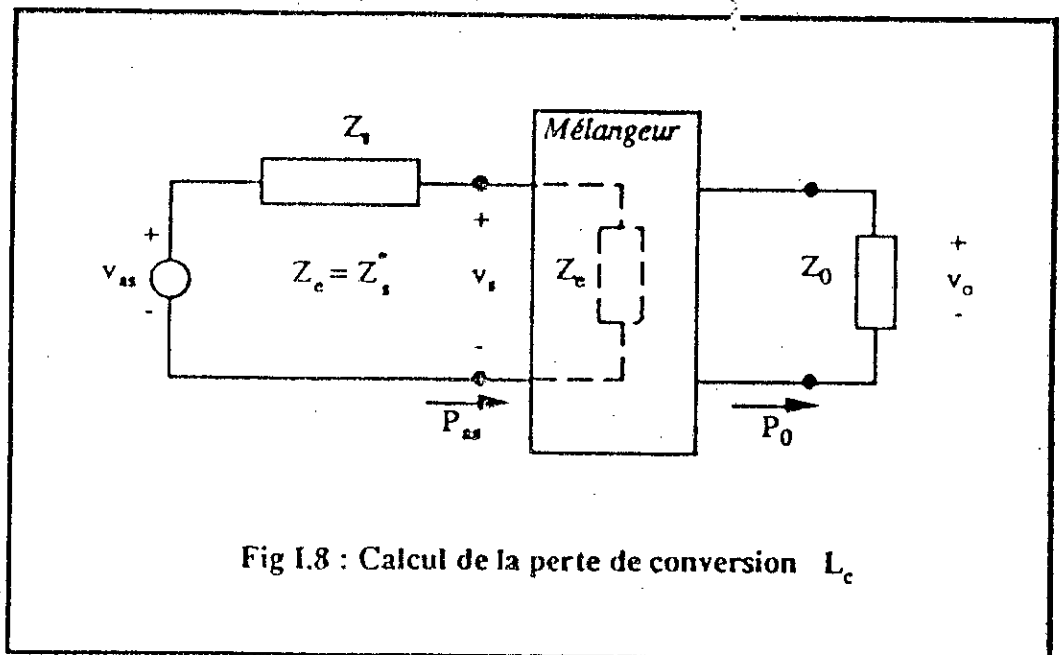
Définissons maintenant les paramètres principaux qui sont utilisés pour l'évaluation d'un mélangeur.

1.3.1 Perte de conversion

La perte de conversion d'un mélangeur est définie par le rapport entre la puissance utilisable P_{us} au niveau de la source de signal RF (c'est-à-dire en supposant l'adaptation du circuit mélangeur à la source RF) et la puissance P_o livrée à la charge fl. (Ici l'on ne suppose pas nécessairement l'adaptation). D'après la Fig [I.8], nous avons:

$$L_c = 10 \log \left(\frac{P_{us}}{P_o} \right) \quad (I.47)$$

Si le composant non linéaire utilisé n'apporte pas une amplification intrinsèque, la plus petite valeur théorique de L_c est égale à 3 dB, ce qui correspond à la fonction mélangeur idéale.



Dans ce cas, les impédances à l'entrée et à la sortie sont adaptées, respectivement, à l'impédance de la source de signal et à la charge placée

en sortie f_1 . On peut remarquer que la puissance de l'oi n'intervient pas directement dans le calcul de la perte de conversion L_c . L'adaptation entre l'élément non linéaire et la source de l'oi est très importante pour permettre d'obtenir le transfert maximum d'énergie.

En supposant maintenant cette adaptation obtenue, l'importance de la non linéarité du mélangeur utilisé ne sera sensible que sur le niveau de puissance de la source de l'oi nécessaire pour produire un contenu harmonique suffisant à la conversion (*hétérodynage*) des fréquences.

Cela signifie que, pour obtenir le même contenu harmonique du signal dans le mélangeur, il sera nécessaire d'avoir une puissance oi plus importante avec un mélangeur à faible non-linéarité, qu'avec un mélangeur à forte non-linéarité. Il est possible d'obtenir des pertes de conversion identiques avec les deux types précédents de mélangeurs à condition d'ajuster la puissance oi en conséquence. Cependant, dans la plupart des cas pratiques, nous ne pouvons pas augmenter indéfiniment la puissance de l'oi car on risque de détruire le mélangeur. Un compromis est donc nécessaire entre une valeur raisonnable des pertes de conversion et la puissance absorbée par le mélangeur. En outre, au-dessus d'un certain niveau de *pompage*, on observe une dégradation croissante du facteur de bruit du mélangeur (un paramètre qui sera défini dans le paragraphe 1.3.4).

1.3.2 Matrice de conversion

Le bilan d'énergie dans le mélangeur est mieux décrit en utilisant la matrice de conversion du dispositif non linéaire seul, puis celle du circuit tout entier. Pour introduire cette matrice, nous partirons de l'expression (1.45) et nous allons la modifier de telle sorte que l'entrée v_s , la réponse sur l'élément non-linéaire I_g et la conductance variable dans le temps g soient représentées par leur développement limité en série de Fourier. On appelle

limité ce développement parce que nous arrêtons le calcul des coefficients lorsque leur valeur est inférieure à une valeur fixée. Cette formulation est très bien adaptée au calcul sur ordinateur. En utilisant la notation de Saleh [40] et de Held-Kerr [41], qui sera détaillée dans le Chap III, on arrive à l'expression:

$$\sum_{n=-N}^{+N} I_{gn} e^{j(\omega_0 + m\omega_p)t} = \sum_{m=-N}^{+N} \sum_{n=-N}^{+N} G_{m-n} V_n e^{j[(m-n)\omega_p + \omega_0]t} \quad (I.48)$$

On peut transposer l'équation (I.48) en écriture matricielle selon la relation ci dessous (I.49):

$$\begin{bmatrix} I_{g-N}^* \\ I_{g-(N-1)}^* \\ \vdots \\ I_{g-1}^* \\ I_{g_0} \\ I_{g_1} \\ \vdots \\ I_{g_{N-1}} \\ I_{g_N} \end{bmatrix}^T = \begin{bmatrix} G_0 & G_{-1} & G_{-2} & \dots & G_{-(2N-1)} & G_{-2N} \\ G_1 & G_0 & G_{-1} & \dots & G_{-(2N-2)} & G_{-(2N-1)} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \dots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \dots & \vdots & \vdots \\ G_{N-1} & G_{N-2} & G_{N-3} & \dots & G_{-N} & G_{-(N+1)} \\ G_N & G_{N-1} & G_{N-2} & \dots & G_{-(N-1)} & G_{-N} \\ G_{N+1} & G_N & G_{N-1} & \dots & G_{-(N-2)} & G_{-(N-1)} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \dots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \dots & \vdots & \vdots \\ G_{2N-1} & G_{2N-2} & G_{2N-3} & \dots & G_0 & G_{-1} \\ G_{2N} & G_{2N-1} & G_{2N-2} & \dots & G_1 & G_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_{-N}^* \\ V_{-(N-1)}^* \\ \vdots \\ V_{-1}^* \\ V_0 \\ V_1 \\ \vdots \\ V_{N-1} \\ V_N \end{bmatrix} \quad (I.49)$$

Dans cette relation, l'astérisque indique un complexe conjugué et l'exposant **T** une transposition de matrice. Les vecteurs $[V_n]$ et $[I_{gn}]$, de dimension $(2N+1)$, représentent, respectivement, le contenu harmonique du signal à l'entrée v_s et de la réponse I_g sur la conductance périodique. La matrice carrée de la relation (I.49) s'appelle la *matrice de conversion de la conductance non linéaire*.

Quoique sa dimension soit aussi $(2N+1)$, nous remarquons qu'elle ne contient que les $2N$ premiers coefficients de Fourier de l'élément non linéaire. Cela est dû aux interactions entre les harmoniques d'ordre élevé dans le spectre.

Par exemple, le produit du terme V_{-N} (relatif au signal d'entrée v_s) avec G_{2N} (relatif à la conductance g), contribue à la valeur du coefficient I_{g+N} (relatif à la réponse i_g). On remarque aussi que le concept de spectre appliqué à $g(t)$ n'est en fait qu'une représentation mathématique, puisque $g(t)$ n'est pas un signal au même titre que v_s ou i_g . La justification de la décomposition de $g(t)$ en série de Fourier réside simplement dans le fait que $g(t)$ est une fonction périodique de ω . De même, les coefficients $[G_{n-m}]$ peuvent être complexes et cela ne signifie pas pour autant que la conductance variable dans le temps soit une *réactance*, mais plutôt qu'elle apporte une différence de phase dans la formation du spectre du signal.

Les signaux présents dans le mélangeur étant réels, les raies spectrales d'indice négatif, appelées les composantes de la *bande latérale inférieure*, sont complexes conjuguées des raies d'indice positif, nommées les composantes de la *bande latérale supérieure*. C'est la raison de la présence des termes conjugués dans la relation (I.49).

Pour pouvoir calculer la *matrice de conversion du mélangeur*, il nous faut maintenant introduire des éléments d'analyse des circuits possédant des composants de valeur variable dans le temps. Telle qu'elle a été introduite jusqu'à présent, la matrice de conversion peut être considérée comme la représentation scalaire soit de résistances, soit de conductances variables *périodiquement* dans le temps. Cette représentation est compatible avec les lois classiques de la théorie de l'analyse des réseaux électriques, telles que la loi d'Ohm scalaire, les lois de Kirchoff, etc. Si l'on

Dans le cas des réactances, nous introduisons la matrice $[\Omega]$ qui donne la dépendance fréquentielle en régime permanent sinusoïdal.

Soient, par exemple, une inductance de self L et un condensateur de capacité C , la première invariable et le deuxième variable dans le temps. Les matrices de conversion associées aux réactances s'écriront alors:

$$[jX_d] = j \begin{bmatrix} \omega_{-N} \\ \omega_{-N+1} \\ \vdots \\ \omega_{-1} \\ \omega_0 \\ \omega_1 \\ \vdots \\ \omega_{N-1} \\ \omega_N \end{bmatrix} \begin{bmatrix} L \\ L \\ \vdots \\ L \\ L \\ \vdots \\ L \\ L \end{bmatrix} \quad (I.51)$$

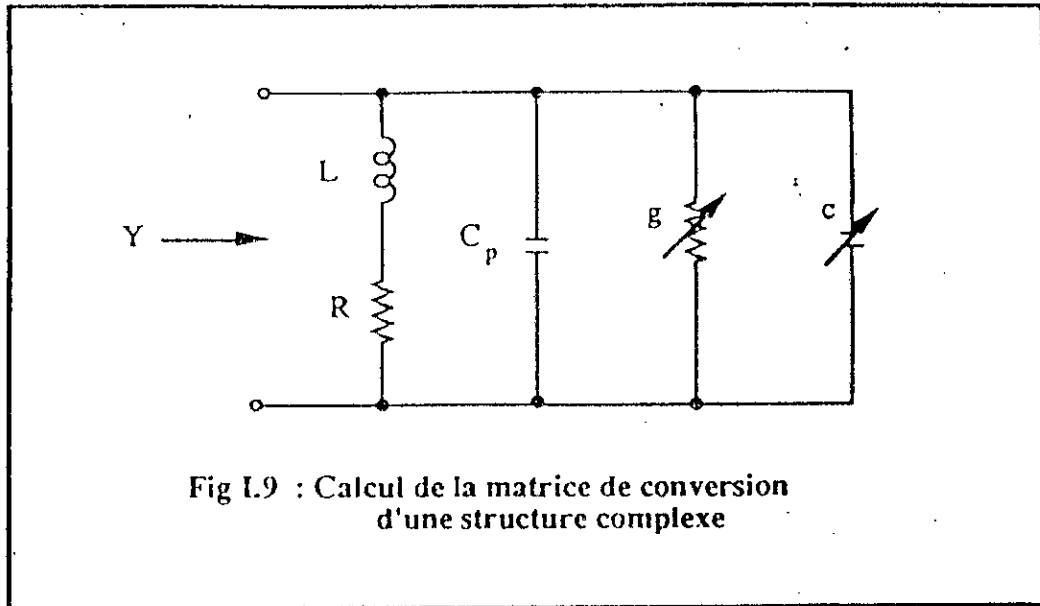
et:

$$[jX_c] = \left\{ \begin{matrix} j \\ j \\ \vdots \\ j \end{matrix} [j\Omega] \cdot \begin{bmatrix} C_0 & C_{-1} & \dots & C_{-(2N-1)} & C_{-2N} \\ C_1 & C_0 & \dots & C_{-(2N-2)} & C_{-(2N-1)} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ C_{2N-1} & C_{2N-2} & \dots & C_0 & C_{-1} \\ C_{2N} & C_{2N-1} & \dots & C_1 & C_0 \end{bmatrix} \right\}^{-1} \quad (I.52)$$

De cette façon, la matrice de conversion totale $[Y]$ de la Fig I.9, où seulement g et c sont variables dans le temps, est donnée par:

$$[Y] = \{[R] + j[\Omega].[L]\}^{-1} + [G] + j[\Omega].[C_p + C] \quad (I.53)$$

Grâce à ces concepts, même les matrices de conversion de structures mélangeuses complexes peuvent être calculées.



I.3.3 "Linéarité" de conversion

La non-linéarité des mélangeurs se traduit par l'apparition de plusieurs phénomènes [42]:

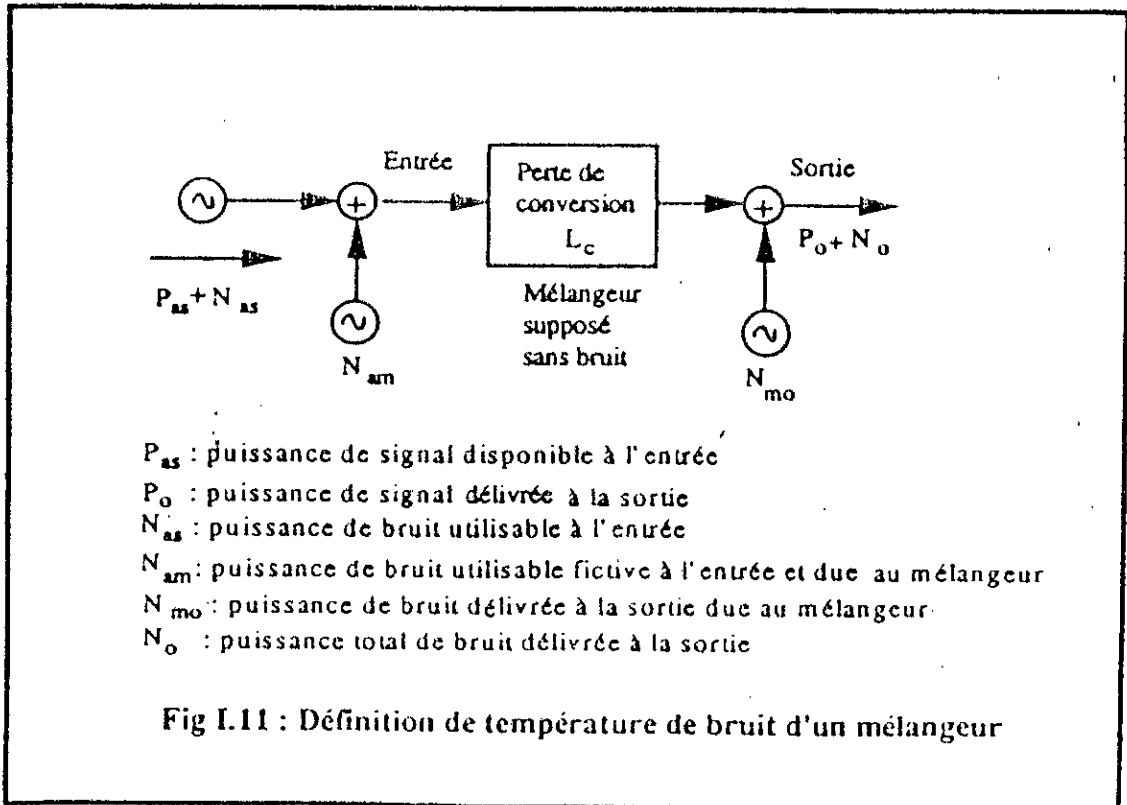
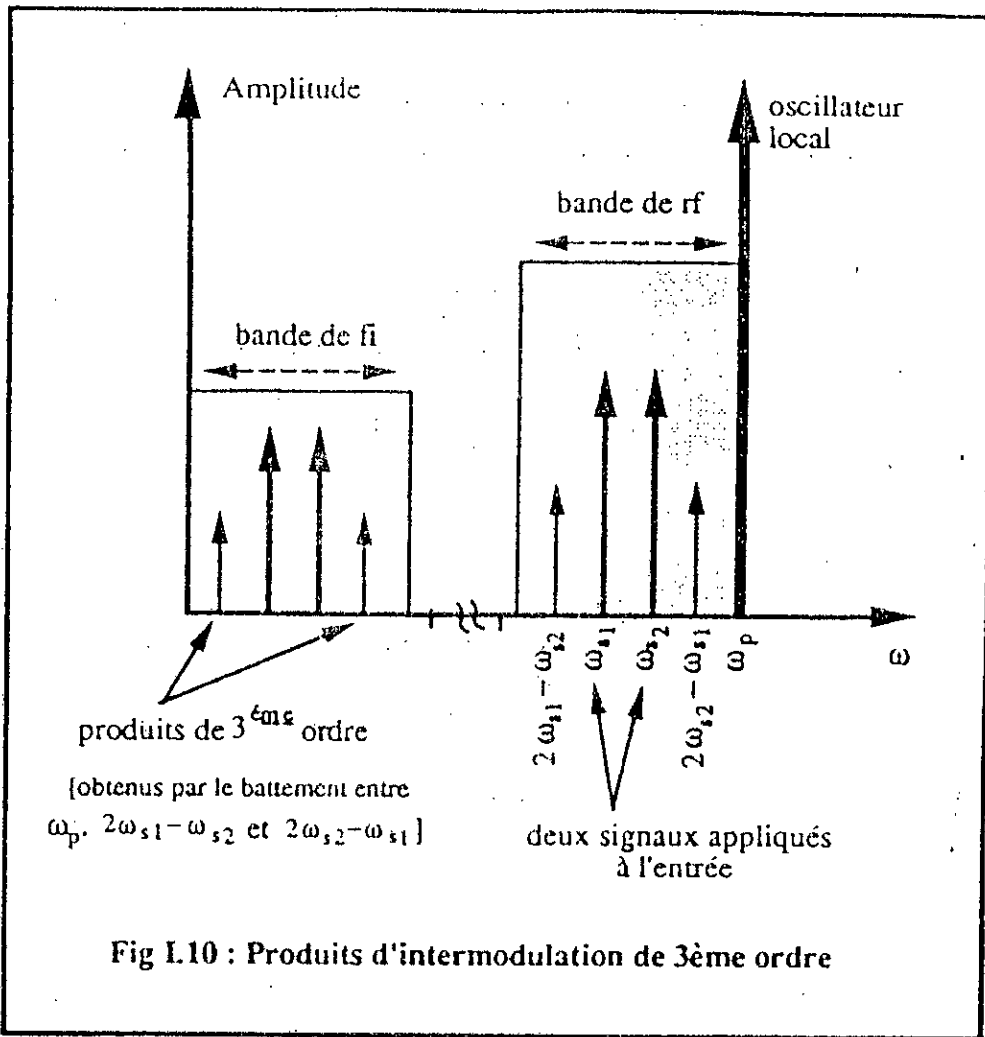
- présence de *fréquences parasites* données par l'expression (I.58).
- présence de produits d'*intermodulation* obtenus quand deux signaux v_{s1} et v_{s2} (ou même plus) sont appliqués simultanément et produisent les pulsations [Fig I.10]:

$$\omega_{m,n_1,n_2} = m\omega_p \pm n_1\omega_{s1} \pm n_2\omega_{s2} \quad (I.54)$$

- existence d'une *transmodulation* qui correspond à la transposition des bandes latérales de modulation d'amplitude d'un signal brouilleur sur un signal utile v_s .
- existence d'une *saturation* qui se produit lorsque le niveau du signal v_s devient suffisamment important pour agir sur l'élément non linéaire.

I.3.4 Température de bruit

On introduit classiquement le concept de *température de bruit* pour caractériser la contribution propre du mélangeur au bruit observé sur le signal de sortie. Le bruit thermique situé autour d'un signal f de



fréquence inférieure à la fréquence de coupure du bruit thermique aura une densité spectrale de puissance de bruit constante. On sait que la puissance de bruit observée dans une bande Δf , à la température T , est:

$$N_s = kT \Delta f \quad (I.55)$$

k : constante de Boltzmann

Δf : bande passante

T : température de bruit

Dans ces conditions pour une puissance de bruit N_s donnée, quelque soit son origine, pourvu que la densité spectrale soit à peu près constante dans une bande Δf , on peut lui associer une température équivalente T . C'est la température à laquelle il faudrait porter une résistance R pour obtenir la même puissance utilisable N_s autour de la f_n , et dans la même bande.

La dégradation du rapport signal à bruit (RSB) causée par un mélangeur avec une perte de conversion L_c est donnée par la température de bruit du mélangeur définie par la Fig I.11. Si l'on prend en compte la relation (I.47), la puissance de bruit délivrée à la sortie est la somme de la puissance de bruit propre du mélangeur et de la puissance de bruit accompagnant le signal divisée par la perte de conversion:

$$N_o = \frac{N_{as}}{L_c} + N_{mo} \quad (I.56)$$

En reportant dans (I.55) il vient:

$$T_o = \frac{T_s}{L_c} + T_{mo} \quad (I.57)$$

On peut considérer que la contribution du bruit à la sortie N_{mo} due au mélangeur, autour de la fréquence f_i est due à la source fictive placée à l'entrée (N_{am}) du mélangeur, supposé cette fois idéal et sans bruit.

Dans ce cas, la température de bruit de cette source équivalente définit la **température de bruit** du mélangeur T_m [43]:

$$\begin{aligned} N_{am} &= N_{mo} \cdot L_c \\ \text{où } T_m &= T_{mo} \cdot L_c \end{aligned} \quad (I.58)$$

A partir de cette définition on peut introduire le **facteur de bruit** du mélangeur:

$$F_B = \frac{(RSB)_{entrée}}{(RSB)_{sortie}} = \frac{\frac{P_s}{N_s}}{\frac{P_o}{N_o}} = \frac{N_{am}}{N_{as}} + 1 = \frac{T_m}{T_s} + 1 \quad (I.59)$$

Ces définitions sont valables pour un mélangeur n'ayant qu'une seule bande latérale autour du signal d'entrée.

Supposons maintenant que le bruit total à la sortie du mélangeur soit le résultat de la superposition de plusieurs sources de bruit de natures différentes. Alors, le calcul de T_m prend en compte la dépendance en fréquence et la corrélation fréquentielle interbandes des spectres du bruit. Le spectre de bruit utilisé pour ce calcul est celui qui est transposé dans la bande f_i par mélange hétérodyne, et qui apparaît à la sortie du mélangeur.

Ce sont les matrices de corrélation de bruit qui permettent à la fois cette formulation et le calcul de la contribution du bruit. Le bruit de

sortie résulte alors de la composition de deux sources de bruit supposées non corrélées. Les matrices de corrélation ont la même structure que celle décrite précédemment pour les matrices de conversion. Dans le cas des sources de bruit pour lesquelles la densité spectrale de puissance ne donne pas des bruits corrélés comme, par exemple, dans le cas du bruit thermique, la matrice de corrélation est diagonale. Si les bandes latérales sont corrélées, la matrice de corrélation devient non diagonale [43]. Si toutes les sources de bruit sont modélisées par n sources de courant, la puissance totale de bruit à la sortie de \mathbf{fl} est donnée par:

$$\bar{v}_{\mathbf{BO}}^2 = [\mathbf{Z}_0] \left\{ \sum_{i=1}^n \langle [\delta I_i] \cdot [\delta I_i]^T \rangle \right\} \cdot [\mathbf{Z}_0]^T \quad (1.60)$$

Le vecteur $[\mathbf{Z}_0]$ est la ligne d'indice $\mathbf{0}$ de la matrice de conversion du mélangeur, où se trouvent tous les battements possibles entre la composition spectrale de \mathbf{v}_s et \mathbf{g} capables de contribuer à la sortie \mathbf{v}_0 . Les corrélations entre les divers courants de bruits distribués dans chaque bande latérale du mélangeur sont données par la matrice de corrélation $[\delta I_i]$.

I.4 Rappels sur les facteurs d'évaluation des détecteurs de radiation

Nous ferons souvent référence à des paramètres usuels aux détecteurs classiques, puisque la plupart des données sont publiées avec ces paramètres. On peut classer les *détecteurs de radiation à interaction d'onde électromagnétique* en deux groupes: les *vidéodétecteurs* et les *détecteurs hétérodynes* [44]. Dans le premier cas, la conversion est faite par le redressement, partiel ou total, du rayonnement incident sur le dispositif non linéaire. Un seul rayonnement est nécessaire dans ce cas (avec parfois

une polarisation continue). Pour les détecteurs hétérodynes, la conversion est réalisée comme il a été indiqué au paragraphe I.3.1.

Les paramètres d'évaluation les plus souvent utilisés sont la **responsivité** (R_v) et la **puissance équivalente de bruit** (NEP) pour les vidéodétecteurs, la perte de conversion (L_c) et la **puissance minimale détectée** (MDP) pour les détecteurs hétérodynes [45]. Cependant, on trouve parfois les paramètres R_v , NEP et MDP employés indistinctement pour les deux types de détecteurs.

I.4.1 Bande de fréquences

Pour les détecteurs de radiation, on introduit des bandes de fréquences ainsi définies (les limites sont indiquées en longueurs d'onde) [46]:

ultraviolet extrême : 0,01 à 0,20 μm
ultraviolet lointain : 0,2 à 0,3 μm
ultraviolet proche : 0,3 à 0,39 μm

visible : 0,39 à 0,77 μm

infrarouge proche : 0,77 à 1,5 μm
infrarouge médium : 1,5 à 6,0 μm
infrarouge lointain : 6,0 à 40,0 μm
infrarouge extrême : 40,0 μm à 1 mm.
(ou submillimétrique)

Nous nous intéressons surtout ici à la bande de l'infrarouge lointain et du submillimétrique.

I.4.2 Responsivité (R_v) (Sensibilité)

La sensibilité d'un détecteur est donnée par le rapport entre l'intensité du signal à la sortie du détecteur et la puissance du rayonnement incident sur le composant, mesurés à une fréquence donnée:

$$R_v = \frac{\text{signal à la sortie (tension ou courant)}}{\text{puissance de rayonnement}} \text{ Volts(ou Amps)/Watts} \quad (I.61)$$

Si on considère la tension, elle doit être mesurée à circuit ouvert et dans le cas du courant, la sortie est en court-circuit.

I.4.3 Puissance équivalente de bruit (NEP)

Quoique la sensibilité définit bien les performances d'un détecteur, on n'a aucune indication du niveau minimal de signal détectable. Cette valeur est définie comme la puissance incidente minimale capable de produire un signal à la sortie du détecteur avec un rapport signal à bruit (RSB) égal à 1, soit **RSB = 0 dB** [6.47]. Le **NEP** est normalement donné pour une bande passante de 1Hz, ce qui définit sa valeur en $W/Hz^{1/2}$ pour un vidéo-détecteur (et en W/Hz pour un mélangeur).

I.4.4 Défectivité (D)

La définition ci-dessus montre que plus le **NEP** est petit, meilleures sont les performances du détecteur. On préfère souvent utiliser la défectivité **D**, définie comme l'inverse du **NEP**. Pour définir correctement la défectivité **D**, il est nécessaire de spécifier la longueur d'onde du rayonnement incident, la température du détecteur, la fréquence de découpage, la valeur de la polarisation continue, la surface du détecteur et la bande passante de l'amplificateur utilisé pour la mesure du bruit.

I.4.5 Puissance détectée minimale (MDP)

Le seuil d'observation d'un signal sur un oscilloscope, en présence de bruit, donne la puissance minimale de signal détecté (**MDP**). En microondes, pour un vidéo-détecteur, du genre "cristal vidéo" cette sensibilité est mesurée en $dBm/MHz^{1/2}$, où $0 \text{ dBm} = 1mW$. De cette façon, une valeur de **MDP** de $-50 \text{ dBm/MHz}^{1/2}$ correspond à $10^{-11} \text{ W/Hz}^{1/2}$. Par contre, pour les détecteurs hétérodynes, le **MDP** est donnée en W/Hz .

I.4.6 Expressions de conversion

L'algorithme de simulation que nous avons utilisé a été conçu au départ pour l'étude des circuits mélangeurs. Cependant, dans l'infrarouge lointain, la plupart des données publiées sont relatives à des mesures effectuées sur des diodes Schottky et MIM fonctionnant plutôt en tant que vidéo-détecteur.

Dans le but de pouvoir comparer ces données avec les résultats de la simulation présentés dans le Chap IV, nous proposons quelques expressions de conversion qui ne sont valables qu'en première approximation.

Pour simuler la vidéo-détection, nous avons supposé un mélangeur où la fréquence intermédiaire (f_i) vaut 1 Hz. Cela permet de confondre le signal et l'oscillateur local en une seule source, et d'envisager la simulation du détecteur à partir du concept de mélangeur.

La tension détectée est calculée par l'expression suivante:

$$V_{det} = \left[\frac{V_{ol}^2}{2\text{Re}[Z_p]} \cdot \frac{\text{Re}[Z_o]}{L_c} \right]^{1/2} \quad [\text{Volts}] \quad (\text{I.62})$$

où

V_p : amplitude de l'ol, confondue avec le signal

Z_p : impédance de la source de l'ol

Z_o : impédance de charge à la sortie de f_i .

L_c : perte de conversion du circuit mélangeur adapté pour la $f_i = 1\text{Hz}$ selon l'équation (I.47)

Le **NEP** du détecteur simulé peut être calculé à partir du facteur de bruit (**FB**) du mélangeur pour une largeur de bande à la sortie de f_i également de 1 Hz. Les conversions approximées pour le facteur de bruit

(FB), la température de bruit (T_B) et la puissance équivalente de bruit (NEP) sont données par les expressions:

$$\text{NEP [W/Hz]} \approx 4 k T_B [\text{°K}] \quad (\text{I.63})$$

$$\text{FB} = 1 + \frac{T [\text{°K}]}{290} \quad (\text{I.64})$$

$$\text{NEP [dBW/Hz]} = \text{FB [dB]} - 197,95 \quad (\text{I.65})$$

où k est la constante de Boltzmann

I.5 Approche analytique du calcul du courant dans un mélangeur à diode MIM: étude en tant que générateur d'harmoniques [48]

Nous allons rechercher une relation pour le courant $i(t)$ en appliquant sur la diode un signal en provenance d'un oscillateur local. Dans un premier temps, nous ferons une analyse selon le concept de Torrey et Whitmer [49], puis nous généraliserons le résultat. Nous supposons donc la diode MIM polarisée par une tension:

$$v_j = V_1 \cos \omega_p t \quad (\text{I.66})$$

en supposant que $eV_1 \ll \bar{\varphi}$ (I.67)

Dans ces conditions, en reportant v_j dans la relation (I.30) et en posant:

$$\alpha = \bar{\varphi} e^{-\Lambda} \sqrt{\bar{\varphi}} \quad (\text{I.68})$$

la relation (I.68) donne:

$$\sqrt{\bar{\varphi} + e v_j} \equiv \sqrt{\bar{\varphi}} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{e v_j}{\bar{\varphi}} \right)$$

d'où:

$$j = j_0 [\alpha - (\bar{\varphi} + eV_1 \cos \omega_{pt}) K_1 e^{\hat{v}_1 \cos \omega_{pt}}] \quad (I.69)$$

avec

$$\hat{v}_1 = \frac{-eAV_1}{2\sqrt{\bar{\varphi}}}$$

En utilisant un développement en série de Fourier pour l'exponentielle de (I.69) il vient [50]:

$$j = K_0 + \sum_{n=1}^{\infty} [K_3 I_{n-1}(\hat{v}_1) + 2K_2 I_n(\hat{v}_1) + K_3 I_{n+1}(\hat{v}_1)] \cos n\omega_{pt} \quad (I.70)$$

avec :

$I_n(x)$: fonction de Bessel modifiée de 1^{ère} espèce, d'ordre n

$$K_0 = j_0 \alpha + K_2 I_0(\hat{v}_1) + K_3 I_1(\hat{v}_1); \quad K_2 = -j_0 K_1 \bar{\varphi}; \quad K_3 = -j_0 K_1 e V_1$$

En utilisant (I.30) il est possible de calculer la conductance $g_j(t)$:

$$g_j(t) = \frac{dj}{dv_j} = \frac{d}{dv_j} \{j_0 [\alpha - (\bar{\varphi} + e v_j) e^{-A \sqrt{\bar{\varphi} + e v_j}}]\} \quad (I.71)$$

En utilisant une méthode de calcul analogue on obtient:

$$g_j(t) = K_0 + \sum_{n=1}^{\infty} [K_5 I_{n-1}(\hat{v}_1) + 2K_4 I_n(\hat{v}_1) + K_5 I_{n+1}(\hat{v}_1)] \cos(n\omega_{pt}) \quad (I.72)$$

$$K_0 = K_3 I_0(\hat{v}_1) + K_1 I_1(\hat{v}_1)$$

$$K_4 = -j_0 K_1 \left(1 - \frac{A^2 \sqrt{\bar{\varphi}^3}}{2} \right)$$

$$K_5 = -j_0 K_1 \frac{3A^2 e V_1 \sqrt{\bar{\varphi}}}{4}$$

Les relations (I.70) et (I.72) mettent clairement en évidence la génération d'harmonique avec une diode MIM. Toutefois, ces harmoniques doivent à leur tour avoir une influence sur la tension v_j appliquée sur la jonction. Cependant Torrey et Whitner [49] ne prennent pas en compte ce traitement, que l'on peut approcher en écrivant que la tension appliquée sur la jonction s'écrit:

$$v_j(t) = \sum_{k=0}^N V_k \cos(k\omega_p t) \quad (I.73)$$

En supposant toujours que l'amplitude totale résultante reste inférieure à (φ / e) on obtient, de la même manière ci-dessus:

$$j(t) = j_0 \alpha + j_0 K_1 \bar{\varphi} \prod_{k=1}^N \left\{ I_0(\hat{V}_k) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} I_n(\hat{V}_k) \cos(nk\omega_p t) \right\} - \\ - j_0 K_1 \left\{ \sum_{k=1}^N e V_k \cos(k\omega_p t) \cdot \prod_{k=1}^N I_0(\hat{V}_k) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} [I_n(\hat{V}_k) \cos(nk\omega_p t)] \right\} \quad (I.74)$$

et

$$g_j(t) = \left\{ K_4 + K_6 \sum_{k=1}^{\infty} e V_k \cos(k\omega_p t) \cdot \prod_{k=1}^N I_0(\hat{V}_k) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} [I_n(\hat{V}_k) \cos(nk\omega_p t)] \right\} \quad (I.75)$$

avec :

$$\hat{V}_k = \frac{-e A V_k}{2 \sqrt{\bar{\varphi}}} ; \quad K_6 = -j_0 K_1 \frac{3 \Lambda^2 \sqrt{\bar{\varphi}}}{4}$$

Il résulte des relations (I.74) et (I.75) qu'il n'est pas possible de mettre directement en évidence les harmoniques générés par la diode MIM, bien que ceux-ci existent comme en témoignent de la présence des termes en $\cos(nk\omega_p t)$ ou $\cos(n\omega_p t)$. Ceci résulte en partie de la forme assez compliquée de la relation courant-tension dans la diode MIM. Une analyse basée sur une étude numérique (conception de Egami ou de Held et Kerr) est donc nécessaire, et fera l'objet d'un développement ultérieur.

CHAPITRE II

**ETUDE ET DEVELOPPEMENT DES TECHNIQUES
DU COUPLAGE QUASI-OPTIQUES**

II.1 Introduction

L'objet de ce chapitre est de rappeler les principales notions introduites lors de l'utilisation des techniques quasi-optiques, et qui furent surtout étudiées pendant la dernière décennie. Lorsqu'on utilise un composant en microondes, l'onde électromagnétique est guidée jusqu'au plan du composant en question dans un guide d'onde. Si le guide fonctionne sur le mode fondamental, alors la densité d'énergie au voisinage du composant est très importante puisque les dimensions transversales du guide sont de l'ordre de λ par $\lambda/2$. On assure ainsi une première phase essentielle du couplage, à savoir, placer le détecteur dans une zone où la densité de champ est maximale.

L'adaptation du composant à l'onde guidée a pour objectif de modifier l'impédance du composant, ramenée dans un plan P , de telle sorte que l'énergie incidente y soit totalement absorbée.

Aux fréquences submillimétriques et infrarouges, qui nous intéressent ici, il n'est plus possible d'utiliser des systèmes en guide d'onde sur le mode fondamental, car les dimensions du guide deviennent trop petites et la précision sur la réalisation devient très critique. On peut distinguer deux sources principales de pertes dans les guides quand la fréquence augmente:

- 1°) Pertes dues à la précision sur la réalisation du guide. En particulier les angles entre deux faces perpendiculaires doivent avoir un "arrondi" aussi faible que possible, très difficile à réaliser, même par la technique de l'électroformage.
- 2°) Pertes dans les parois du guide à cause de l'effet de peau et qui augmente avec la fréquence. La seule manière de combattre ces pertes consiste à recouvrir l'intérieur du guide d'un dépôt en argent. Pour les guides de faibles dimensions internes, ce dépôt ne peut être fait que par électrolyse, ce qui aura pour effet de modifier le rayon de courbure des coins du guide.

Pour toutes ces raisons, on a été amené à développer des techniques de couplage à partir d'une onde non guidée. On dit qu'il s'agit de techniques *quasi-optique* [51,52,53].

L'onde électromagnétique est donc acheminée en propagation libre entre la source et le détecteur. Afin d'obtenir une densité d'énergie suffisante au niveau du composant, on est conduit à focaliser l'onde incidente sur le détecteur. Ensuite il faut s'assurer que le couplage est réalisé de manière à capter le maximum de puissance incidente.

II.2 Etude du rayonnement focalisé [53]

L'onde électromagnétique sera sensée provenir d'un laser (nous éliminons ici les lasers à cavité en guide d'onde). Il en résulte que si la cavité (Fabry-Perrot) de celui-ci est convenablement réglée, le faisceau de sortie sera gaussien et le champ électrique de l'onde électromagnétique sera de la forme suivante:

$$\mathcal{E}(x, y, z, t) = E_0(x, y, z) e^{j\omega t}$$

en supposant un régime harmonique de pulsation ω .

En posant: $\kappa = \omega/c$, c étant la vitesse de la lumière et κ le vecteur d'onde, l'équation d'onde scalaire, pour l'amplitude E_0 s'écrit:

$$\Delta E_0(x, y, z) + \kappa^2 E_0(x, y, z) = 0 \quad (\text{II.1})$$

On recherche des solutions qui donnent une onde se propageant selon Oz , de la forme:

$$E_0 = \Psi(x, y, z) e^{-j\kappa z} \quad \text{avec} \quad j^2 = -1 \quad (\text{II.2})$$

où Ψ est une fonction dépendant à priori de x , y et z . L'équation (II.1) devient:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} - 2jk \frac{\partial \Psi}{\partial z} = 0$$

Si l'on suppose des faisceaux laser paraxiaux, alors:

$$\frac{\partial^2 \Psi(x,y,z)}{\partial z^2} \rightarrow 0$$

Il reste [54,55]:

$$\frac{\partial^2 \Psi(x,y,z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi(x,y,z)}{\partial y^2} - 2jk \frac{\partial \Psi(x,y,z)}{\partial z} = 0 \quad (\text{II.3})$$

$$E_0 = E_c \frac{W_0}{W} e^{-r^2/W^2} \cdot e^{-j(\kappa z - \phi)} \cdot e^{-\kappa^2/2R} \quad (\text{II.4})$$

avec :

- r : distance radiale dans le faisceau

- W_0 : demi-largeur minimum du faisceau à $1/e$ (point quasi-focal)

$$W^2 = W_0^2 (1 + \alpha^2) \quad (\text{II.5})$$

$$R = z (1 + 1/\alpha^2) \quad (\text{II.6})$$

$$\text{tg} \phi = 1 + \alpha \quad (\text{II.7})$$

$$\alpha = \frac{\lambda z}{\pi W_0^2} \quad (\text{II.8})$$

A l'intérieur de la cavité du laser, la configuration impose une valeur *naturelle* pour W_0 (fonction de la géométrie de la cavité). Il en résulte que le faisceau de sortie est divergent et qu'il est en chaque point caractérisé par:

- le rayon de courbure R du front d'onde
- une répartition gaussienne de l'énergie dans une section transversale du faisceau, et qui a tendance à s'élargir au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la source [Fig. II.1 et II.2].

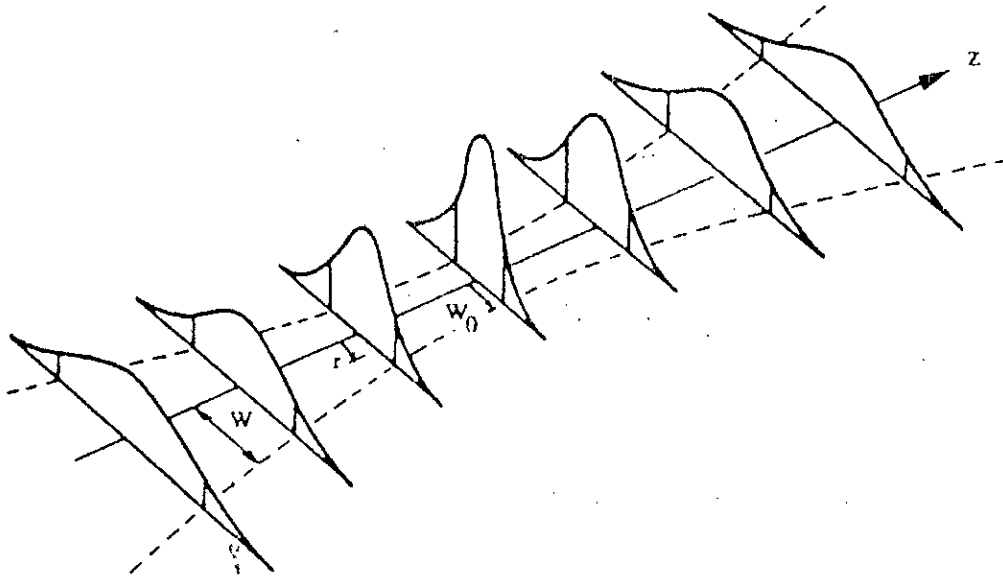


Fig II.1 : Profil du faisceau avec une distribution d'amplitude Gaussienne (réf: Martin [55])

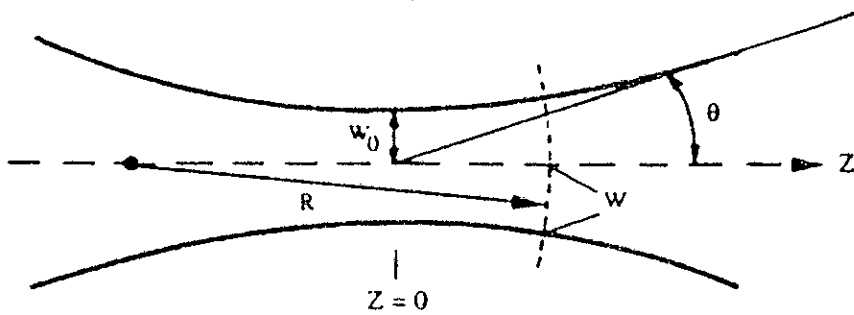


Fig II.2 : Définition des paramètres W , R et θ pour un faisceau gaussien

Lorsque le rayonnement est focalisé au voisinage d'un dispositif, on peut représenter l'onde focalisée par une onde sphérique convergente puis divergente. On développe alors l'expression du champ \mathbf{E} , \mathbf{H} en harmoniques sphériques, en se limitant aux premiers termes:

$$\vec{E}_i(\vec{u}, r) = \vec{E}_+(\vec{u}) \frac{e^{jkr}}{r} + \vec{E}_-(\vec{u}) \frac{e^{-jkr}}{r} + E(r^{-2}) \quad (\text{II.9})$$

$$\vec{H}_i(\vec{u}, r) = -\frac{1}{\eta} \vec{E}_+(\vec{u}) \wedge \vec{u} \frac{e^{jkr}}{r} + \frac{1}{\eta} \vec{E}_-(\vec{u}) \wedge \vec{u} \frac{e^{-jkr}}{r} + E(r^{-2}) \quad (\text{II.10})$$

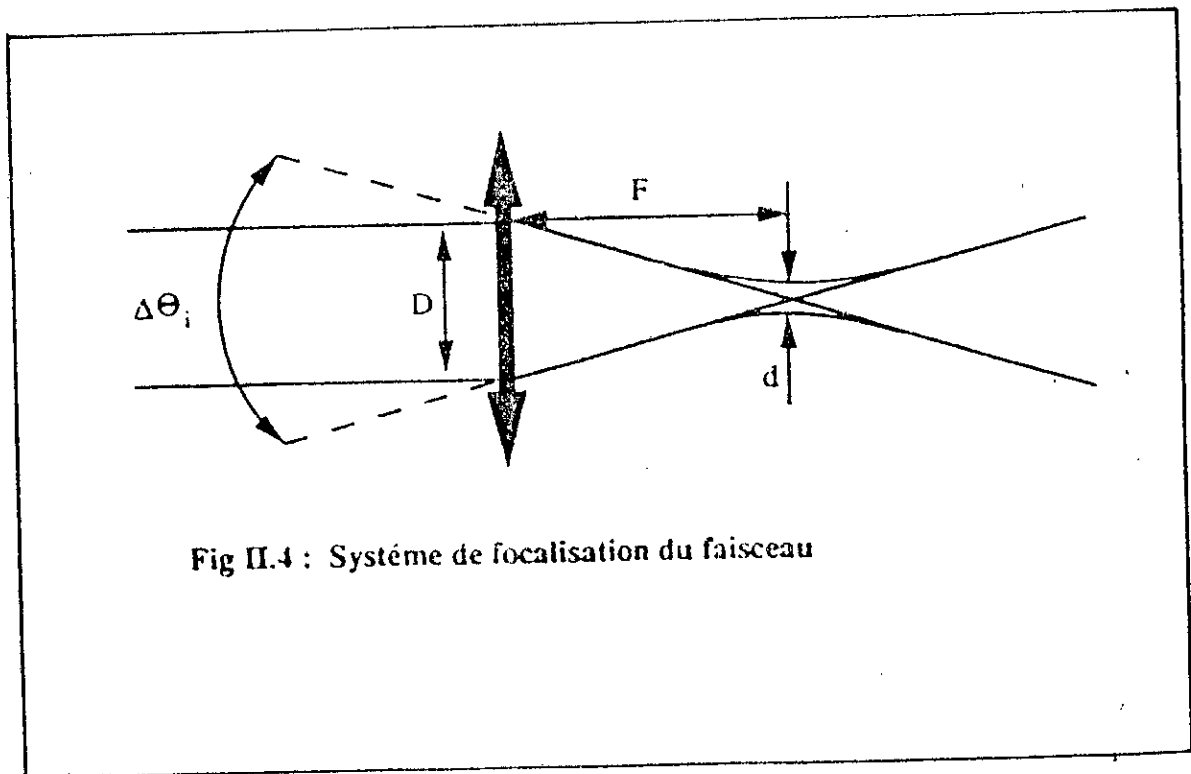
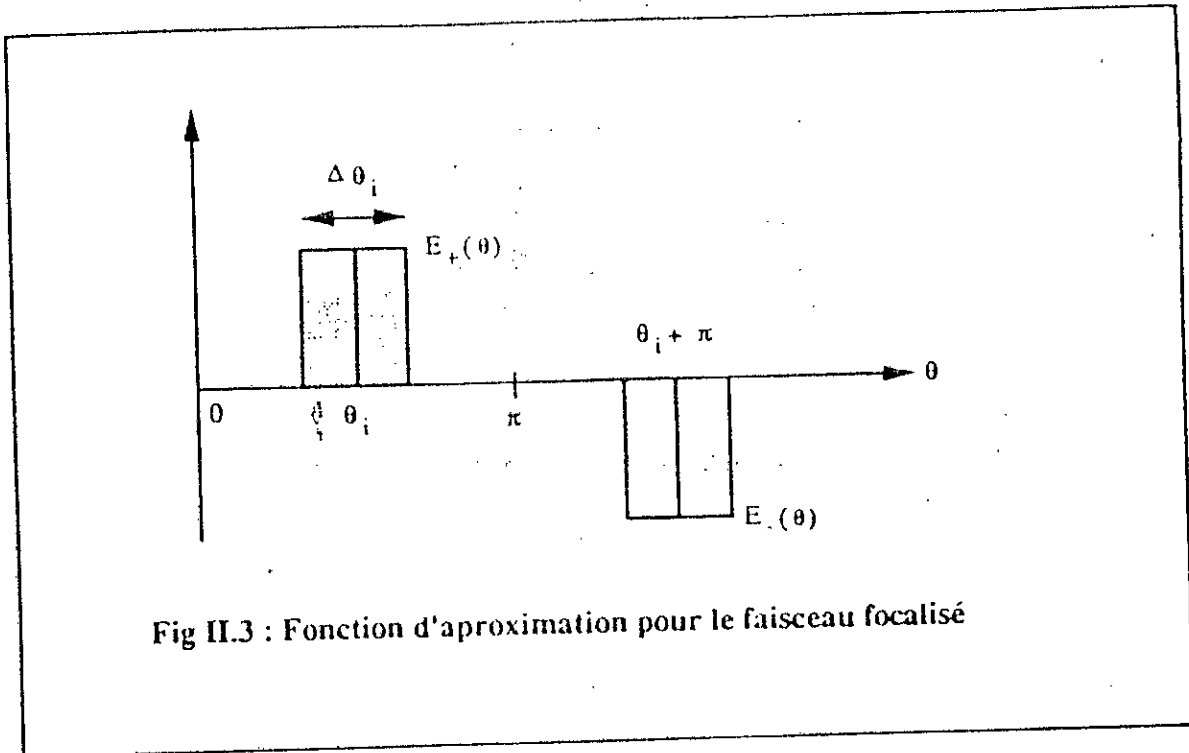
\mathbf{E}_+ et \mathbf{E}_- représentent respectivement les ondes convergentes vers le point focal et divergentes; \mathbf{u} est un vecteur d'espace et η l'impédance d'onde. On peut approximer le champ \mathbf{E}_+ par une fonction rectangulaire équivalente, centrée sur l'angle incident θ_i (angle de \mathbf{Oz} avec une direction de référence). Le rayon divergent sera lui aussi approximé par une fonction rectangulaire, mais centrée sur $\pi + \theta_i$. La Fig II.3 montre cette représentation d'un faisceau laser focalisé. $\Delta\theta_i$ est la largeur angulaire du rectangle équivalent. On a, pour définir les rectangles:

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{E}^+(\vec{u}) = \vec{E}_0(\vec{u}) \text{rect}_{\Delta\theta_i}(\vec{u} + \vec{u}_i) \\ \vec{E}^-(\vec{u}) = \vec{E}_0(\vec{u}) \text{rect}_{\Delta\theta_i}(\vec{u} - \vec{u}_i) \\ \vec{E}_0(\vec{u}) \cdot \vec{u} = 0 \end{array} \right. \quad (\text{II.11})$$

$$\vec{E}_0 = E_0 \vec{e}_\theta \quad (\text{II.12})$$

\mathbf{E}_0 permet une description du faisceau dans une section droite, selon la relation (II.4). Dans les relations (II.11), l'ouverture $\Delta\theta_i$ n'est fonction que du système focalisant [Fig II.4].

$$\text{On a: } \Delta\theta_i = 2 \text{ arctg } \frac{D}{2F} \quad (\text{II.13})$$



$$\text{et } d \cong 2,44 \frac{\lambda F}{D} \quad (\text{II.14})$$

La relation (II.14) résulte de la théorie classique de la diffraction. Cette modélisation a été contrôlée expérimentalement [53] et les résultats sont en bon accord avec les prévisions théoriques.

II.3 Etude de la partie récepteur d'un composant en couplage quasi-optique

La seule manière possible pour recevoir l'énergie contenue dans une onde électromagnétique est d'éclairer une antenne avec cette onde. Le circuit de réception peut être constitué d'une antenne filaire (dispositif à trois dimensions) ou d'une antenne plane (dispositif planar). Nous allons distinguer tour à tour les deux cas possibles et passer en revue les réalisations expérimentales.

II.3.1 Caractéristiques d'une antenne en couplage quasi-optique

Parmi les paramètres caractéristiques d'une antenne, nous en retiendrons deux, qui sont essentiels pour notre étude, à savoir le diagramme de rayonnement et l'impédance au point d'alimentation. Le diagramme de rayonnement représente les directions privilégiées de l'espace pour lesquelles le rayonnement électromagnétique incident se couple au mieux avec l'antenne.

En général on trace le diagramme de l'énergie captée, soit en coordonnées polaires, soit en coordonnées cartésiennes. Par exemple, pour une antenne filaire cylindrique longue devant λ , et pour un courant progressif, la Fig.II.5 montre les deux représentations possibles.

On distingue le *lobe principal* et les *lobes secondaires*. Le gain de l'antenne est le rapport entre l'énergie captée par l'antenne dans une direction θ , à l'énergie captée par une antenne de référence et isotrope.

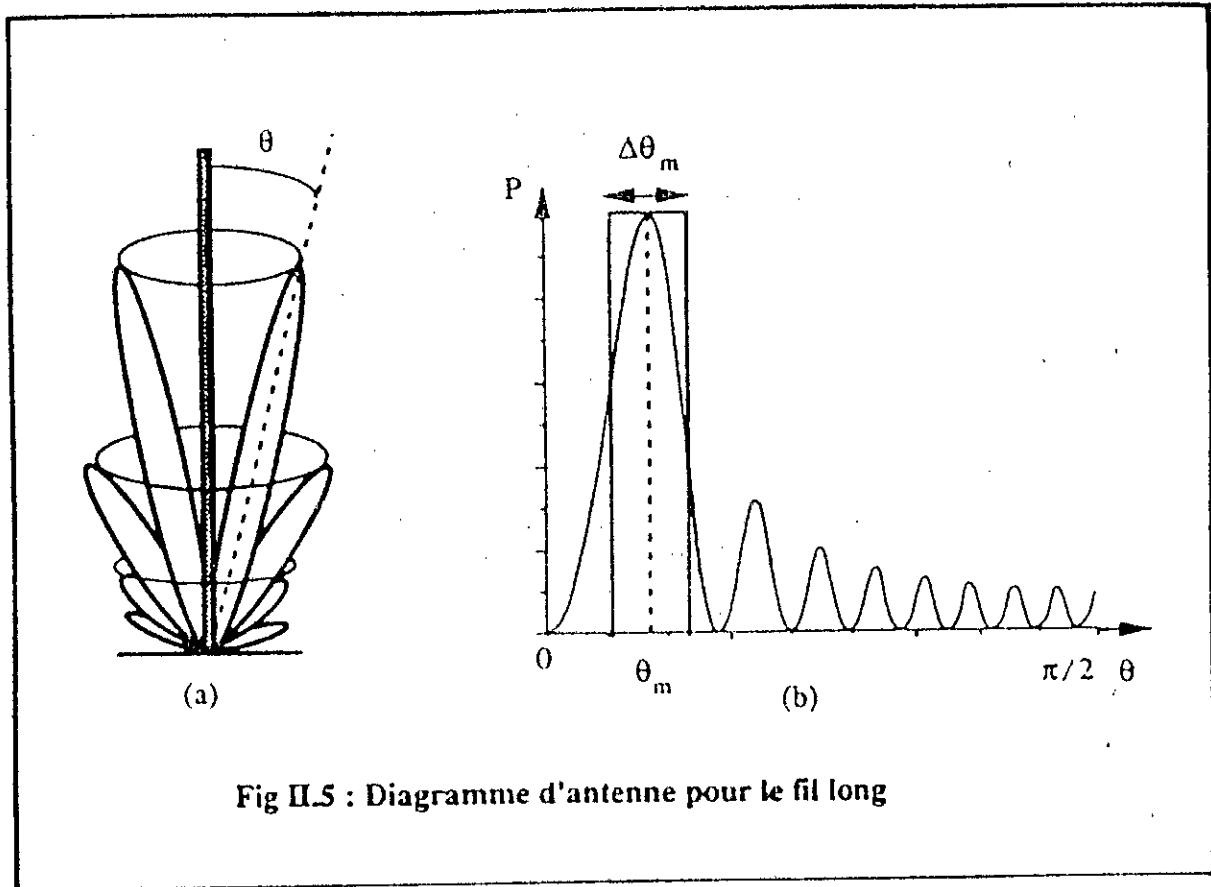


Fig II.5 : Diagramme d'antenne pour le fil long

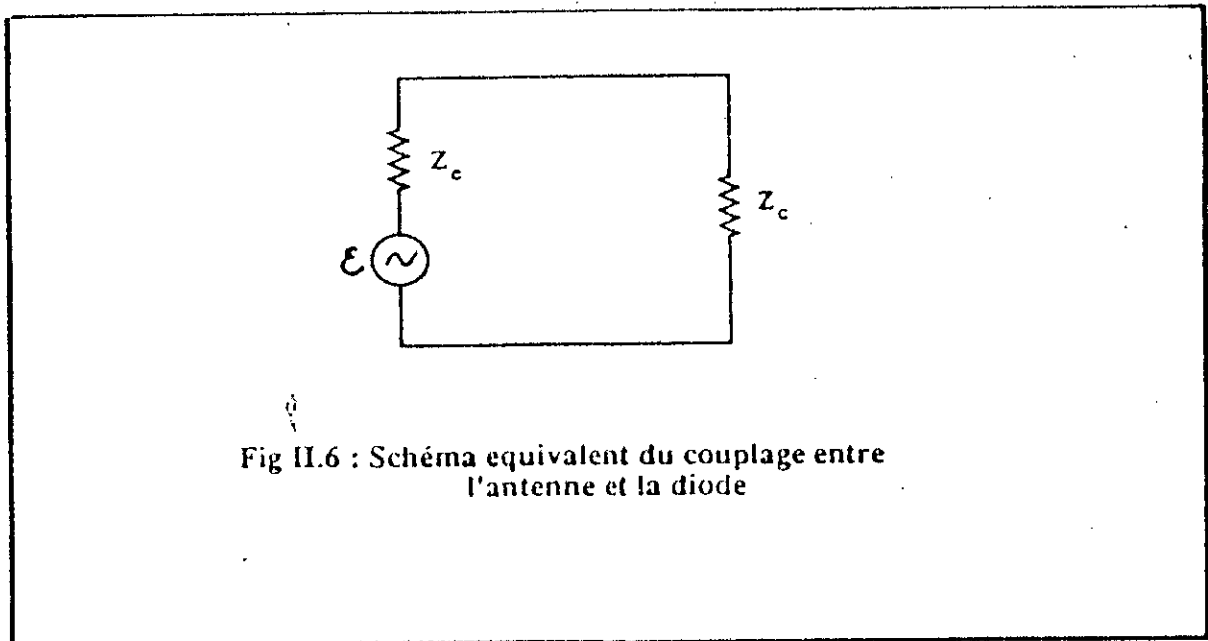


Fig II.6 : Schéma équivalent du couplage entre l'antenne et la diode

Pour une antenne de géométrie donnée et pour un courant d'antenne imposé, il est en principe possible de calculer le diagramme de rayonnement. Celui-ci peut se calculer pour l'antenne fonctionnant en régime d'émission ou de réception, on peut passer d'un régime à l'autre en utilisant le **théorème de réciprocité** qui s'énonce ainsi:

"L'espace utile Ω est divisé en deux sous-espaces Ω_1 et Ω_2 et l'on considère deux états:

Etat 1: Ω_1 contient des sources et Ω_2 des circuits passifs; soient \mathbf{E}_1 et \mathbf{H}_1 les champs résultants en tous points.

Etat 2: Ω_1 contient maintenant les circuits et Ω_2 les sources; soient \mathbf{E}_2 et \mathbf{H}_2 les champs résultants en tous points.

On doit avoir:

$$\int_{S_1 \cup S_2} (\vec{E}_1 \wedge \vec{H}_2 - \vec{E}_2 \wedge \vec{H}_1) \cdot \vec{u} \, ds = 0 \quad (\text{II.15})$$

où S_1 et S_2 sont les surfaces limitant Ω_1 et Ω_2 ".

Grâce à ce théorème, il est possible de modéliser une antenne fonctionnant à la réception par un **générateur de f.e.m.** \mathcal{E} calculé à partir du diagramme de rayonnement [53]. Ce générateur alimente le composant utilisé. L'impédance d'une antenne est aussi son impédance d'entrée. Dans la modélisation, on prend simplement l'impédance du générateur équivalent de l'antenne. On aboutit ainsi au schéma général de la Fig II.6, dans laquelle Z_c représente l'impédance d'entrée du composant.

On aura **adaptation électrique** si et seulement si:

$$Z_c = Z_c^* \quad (\text{II.16})$$

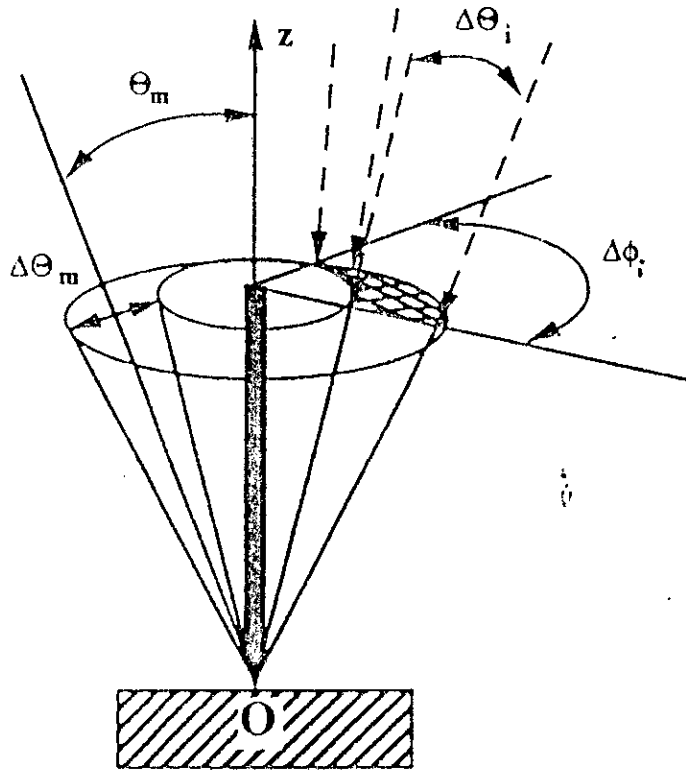
Sinon il faut définir un coefficient de désadaptation électrique:

$$\rho_c = 1 - \left| \frac{Z_c - Z_c^*}{Z_c + Z_c} \right|^2 \quad (II.17)$$

La connaissance de ρ_c nécessite celle de Z_c et celle de Z_c^* . Si une modélisation précise de l'antenne est possible, la valeur de Z_c peut être atteinte. Par contre Z_c^* nécessite une étude approfondie du composant. Les conditions de couplage optimale peuvent être définies indépendamment de la structure de l'antenne (trois dimensions ou planar). Pour que le maximum de puissance soit transmise à l'impédance Z_c , nous avons vu qu'il fallait respecter la condition donnée par (II.16). Ce n'est cependant pas suffisant pour recueillir le maximum de puissance. Il faut aussi que \mathbf{E} soit maximum, et cela dépendra des conditions d'illumination de l'antenne.

En considérant la Fig II.7, on peut imaginer une sphère fictive centrée sur l'antenne placée en \mathbf{O} . Le lobe principal d'antenne découpe un anneau sphérique d'ouverture angulaire $\Delta\theta_m$ situé autour de l'angle θ_m , défini comme sur la Fig II.5b. ($\Delta\theta_m$ étant la largeur équivalente du lobe principal de l'antenne). Par ailleurs, le faisceau incident découpe sur cette sphère une surface que l'on peut approximer par un rectangle sphérique d'ouverture $\Delta\theta_i, \Delta\phi_i$. Le couplage quasi-optique sera maximum si tout l'anneau sphérique est illuminé, avec une onde convergente conique et dont le champ électrique $\vec{\mathbf{E}}$ en chaque point reste dans un plan passant à l'axe \mathbf{Oz} de l'antenne. Partant d'un faisceau cylindrique, il n'existe pas de système optique permettant de transformer le faisceau pour réaliser une telle illumination. Seule une partie de l'anneau sera donc éclairée. Selon la direction ϕ_i , on a donc un rapport de couplage égal à: $\Delta\phi_i/2\pi$. Selon la direction θ , le rapport est fonction de deux angles $\Delta\theta_i$ et $\Delta\theta_m$. Introduisons :

$$\Delta\bar{\theta} = \begin{cases} \Delta\theta_i & \text{si } \Delta\theta_i < \Delta\theta_m \\ \Delta\theta_m & \text{si } \Delta\theta_i > \Delta\theta_m \end{cases} \quad (II.18)$$



Faisceau incident : $\Delta\theta_i \times \Delta\phi_i$

$$\rho_c = \frac{\Delta\phi_i}{2\pi} \frac{\Delta\theta_m^2}{\Delta\theta_i \Delta\theta_m}$$

Fig II.7 : Caractérisation de la structure de couplage entre le lobe principal de l'antenne filaire et le faisceau incident [53]

D'où le rapport cherché:

$$\frac{\Delta\theta_i^{-2}}{\Delta\theta_i \Delta\theta_m}$$

Finalement on obtient un coefficient de couplage optique :

$$\rho_0 = \frac{\Delta\phi_i}{2\pi} \cdot \frac{\Delta\theta_i^{-2}}{\Delta\theta_i \Delta\theta_m} \quad (\text{II.19})$$

Le coefficient de couplage quasi-optique global est alors égal à:

$$\rho = \rho_e \rho_0 \quad (\text{II.20})$$

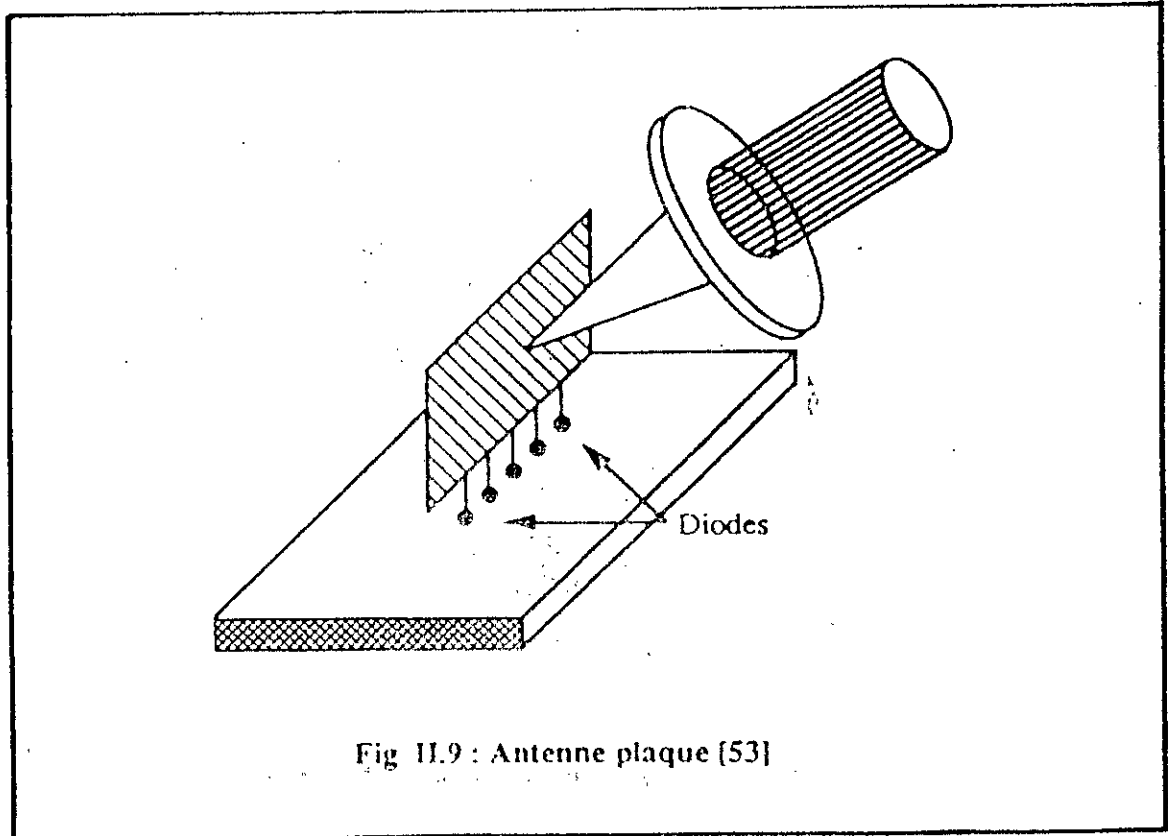
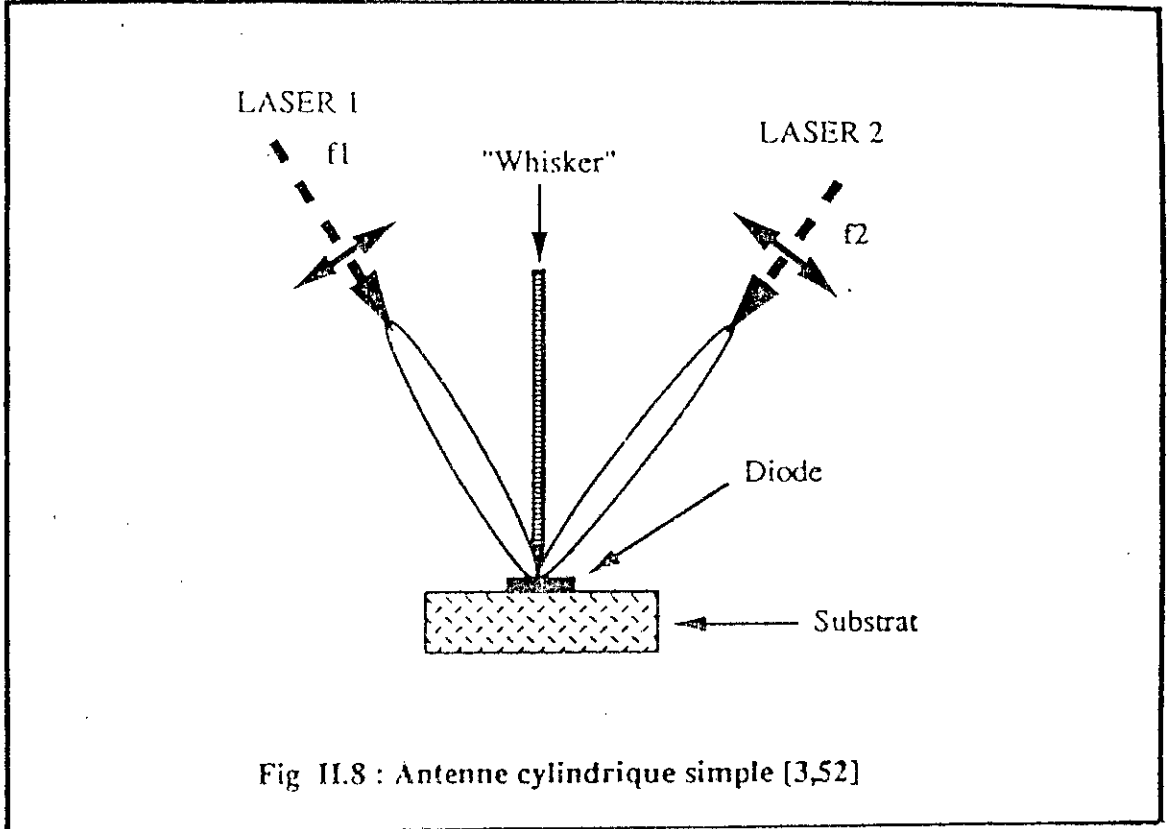
Cette relation établie pour la première fois par Bolomey et al.[51] a été vérifiée expérimentalement par Pyéc [53]. C'est cette notion qui remplace la notion d'adaptation d'un composant que l'on rencontre en onde guidée.

II.3.2 Technique des antennes à trois dimensions

Cette méthode de couplage fut la première utilisée, aussi bien pour les diodes MIM, Schottky que Josephson. Les réalisations pratiques peuvent se décomposer en plusieurs approches:

- antenne cylindrique simple [3,52,53,59] [Fig II.8]
- antenne plaque [53] [Fig II.9]
- antenne conique [57] [Fig II.10]
- antenne conique dans une cavité [58] [Fig II.11]
- antenne cylindrique avec des réflecteurs [53,56] [Fig II.12]

Dans le cas d'une antenne avec des réflecteurs, l'idée de base consiste à rompre la symétrie de révolution autour de l'axe de l'antenne, de manière à ce que le coefficient ρ_0 augmente ($2\pi/\Delta\phi_i \rightarrow 1$). Plusieurs types de réflecteurs sont possibles. Tout d'abord des plans réflecteurs sont placés à l'arrière de la diode et sur les côtés, de manière à reconstituer un rideau d'antennes grâce aux images électriques dans les réflecteurs [53].



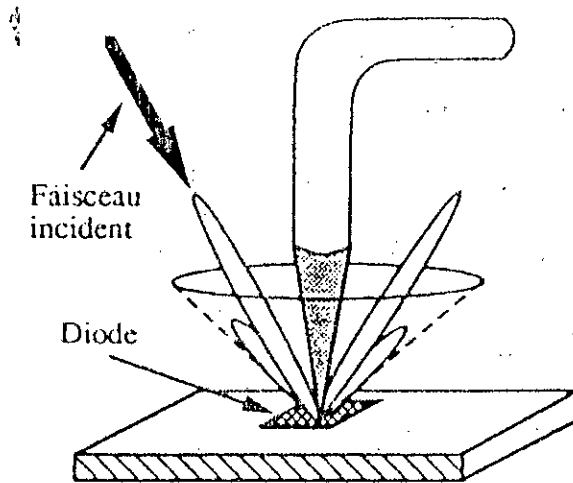


Fig II.10 : Antenne conique

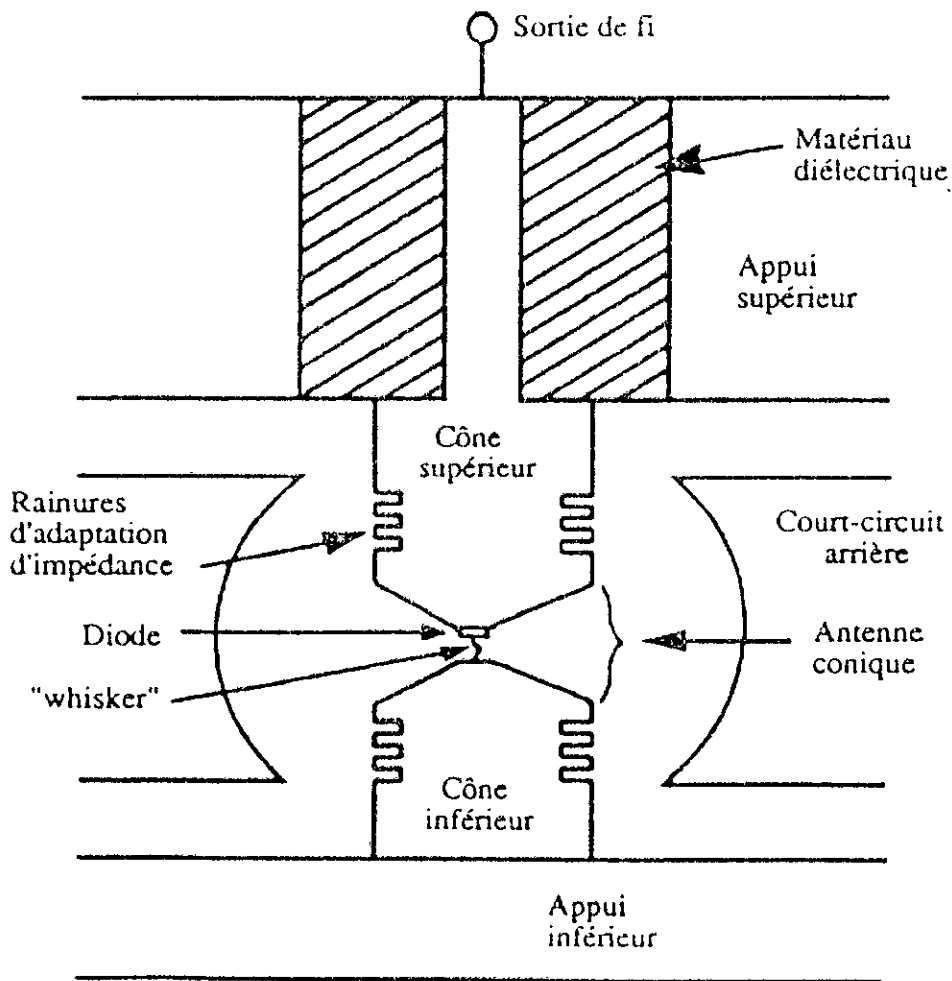
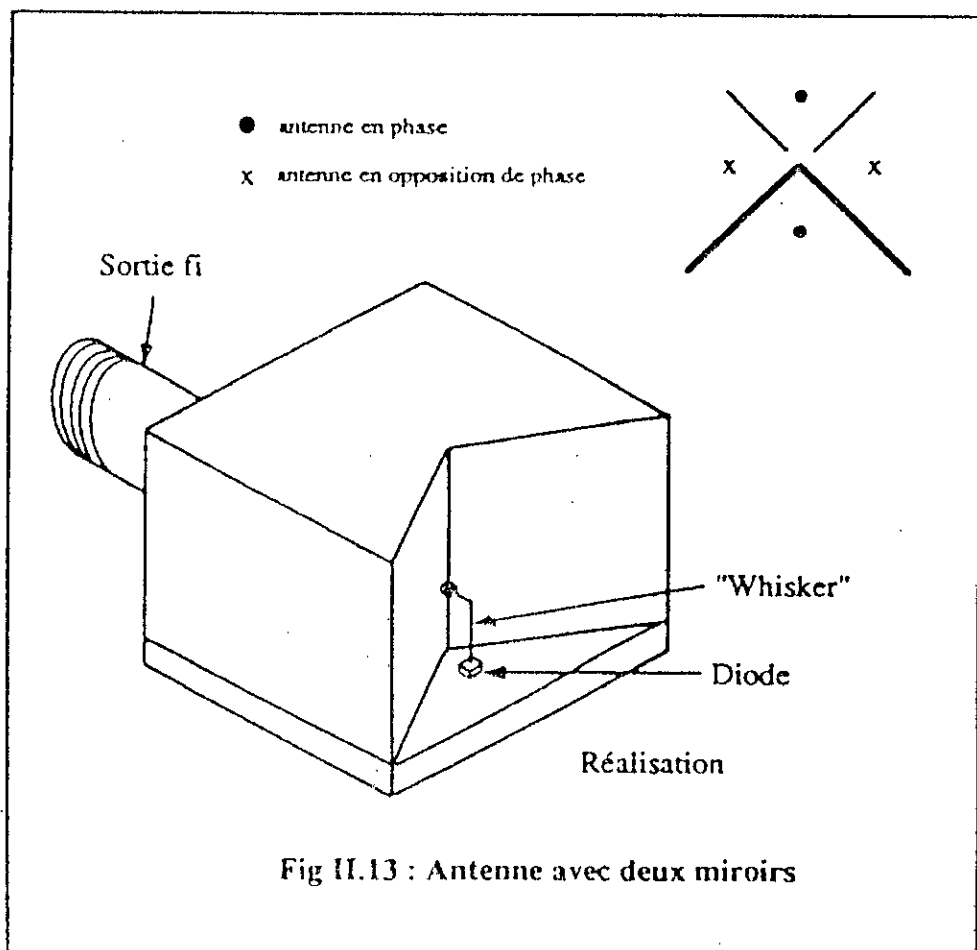
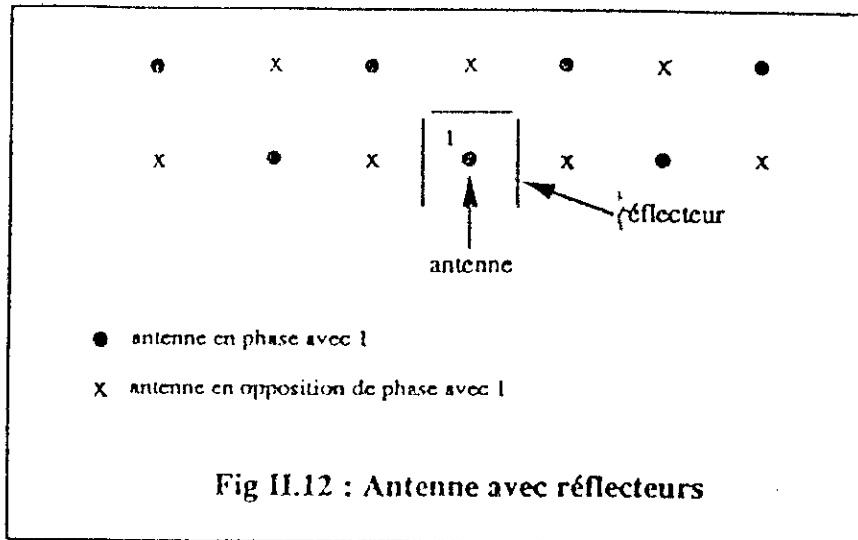


Fig II.11 : Antenne conique dans une cavité



La Fig II.12 montre cet arrangement expérimental en vue de dessus. Schultz [56] a proposé de mettre simplement deux miroirs au lieu de trois, de manière à ne reconstituer que trois images [Fig II.13]. En réglant correctement la distance a , on peut obtenir un diagramme de rayonnement de section transversale presque elliptique, que l'on peut coupler très correctement avec un miroir elliptique focalisant.

Les coefficients de couplage optique ainsi obtenus sont voisins de 90%. On peut aussi obtenir un très bon coefficient de couplage optique avec l'antenne conique placée dans une cavité sphérique annulaire [58]. Malheureusement, les problèmes de réalisation mécanique qu'engendre ce dispositif, n'ont pas permis le développement de cette technique. Il en est de même pour les antennes plaques. Par contre, Krautle [56] et Kurosawa [62] ont montré que pour des longueurs d'onde courtes ($\lambda = 10\mu\text{m}$ au moins), on devait remplacer l'antenne cylindrique précédente par une antenne conique formée par la pointe. Le diagramme de rayonnement de cette antenne est connu et il a été possible de le comparer au diagramme expérimental.

En ce qui concerne l'impédance d'antenne, on dispose de plusieurs approches théoriques, pour l'antenne conique aussi bien que pour l'antenne cylindrique. Remarquons toutefois qu'une antenne conique avec un angle au sommet très petit (cône très long) présente des caractéristiques très proches de celles d'un cylindre. En supposant une distribution de courant quasi progressive, et en utilisant la modélisation de Chaney [60], il a été possible de calculer l'impédance d'une antenne cylindrique longue devant λ [53]. On obtient (en prenant en compte la correction suggérée par Kreisler [61]):

$$Z_e = 15 \frac{z_{11} z_{12} - z_{12}^2}{z_{11} + z_{22} - 2z_{12}} \quad (\text{II.21})$$

Avec, pour un fil de longueur h et de diamètre a :

$$z_{11} = \frac{1}{\sin^2(\beta h)} \{ 2 \text{Cin}(2\beta h) - \sin(2\beta h) [2 \text{Si}(2\beta h) - \text{Si}(4\beta h)] + \\ + \cos(2\beta h) [2 \text{Cin}(2\beta h) - \text{Cin}(4\beta h)] + j \{ 2 \text{Si}(2\beta h) - \sin(2\beta h) [\Omega - \text{Log } 4 \\ + \text{Cin}(4\beta h) - 2 \text{Cin}(2\beta h)] + \cos(2\beta h) [2 \text{Si}(2\beta h) - \text{Si}(4\beta h)] \} \} \quad (\text{II.22})$$

$$z_{22} = 2 \text{Cin}(2\beta h) - 1 + \frac{1}{\beta h} [\sin(2\beta h) - 2 \text{Si}(2\beta h)] + \frac{1}{2(\beta h)^2} \{ 1 + 2 \text{Cin}(2\beta h) + \\ + \cos(2\beta h) [2 \text{Cin}(2\beta h) - 2 \text{Cin}(4\beta h) - 1] + 2 \sin(2\beta h) [\text{Si}(4\beta h) - \text{Si}(2\beta h)] \} + \\ + j \left\{ 2 \text{Si}(2\beta h) - \frac{1}{\beta h} [2\Omega - 2 - \cos(2\beta h) - 2 \text{Cin}(2\beta h)] + \frac{1}{2(\beta h)^2} [2 \text{Si}(2\beta h) + \right. \\ \left. + \sin(2\beta h) (2 \text{Log } 4 + 1 + 2 \text{Cin}(2\beta h) - 2 \text{Cin}(4\beta h)) + 2 \cos(2\beta h) (\text{Si}(2\beta h) - \text{Si}(4\beta h))] \right\} \quad (\text{II.23})$$

$$z_{12} = \frac{1}{\sin(\beta h)} \{ 2 \cos(\beta h) [\text{Si}(4\beta h) - 2 \text{Si}(2\beta h)] + 2 \sin(\beta h) [\text{Cin}(4\beta h) - \text{Cin}(2\beta h)] + \\ + j \{ 2 \cos(\beta h) [\text{Log } 4 - \Omega + 1 - \text{Cin}(4\beta h) + 2 \text{Cin}(2\beta h)] + 2 \sin(\beta h) [\text{Si}(4\beta h) - \\ - \text{Si}(2\beta h)] + \frac{1}{2\beta h} [3 \sin(\beta h) + 2 \sin(2\beta h) - \sin(3\beta h)] \} \} \quad (\text{II.24})$$

où $\text{Cin}(x) = \log x + \gamma - \text{Ci}(x)$ (II.25)

$\text{Ci}(x)$ et $\text{Si}(x)$ sont respectivement les cosinus et sinus Intégraux, γ la constante de Euler [100] et Ω est le paramètre de Hallen[53].

$$\Omega = 2 \log 2h/a \quad (\text{II.26})$$

Ces relations ont été utilisées pour modéliser l'impédance d'une antenne pour un détecteur à diode Schottky et les résultats obtenus sont en bon accord avec l'expérience. Les Figs II.14 et II.15 représentent les parties réelles et imaginaires de cette impédance en fonction de h/λ .

On peut obtenir une valeur théorique pour l'impédance d'entrée des antennes coniques dans les mêmes conditions que pour l'antenne cylindrique, mais en se limitant à des cônes de petits angles. Il existe par ailleurs les formules semi empiriques [63]. King[64] et Krauss [66] ont développé le calcul de l'impédance d'entrée de l'antenne bicône à partir du

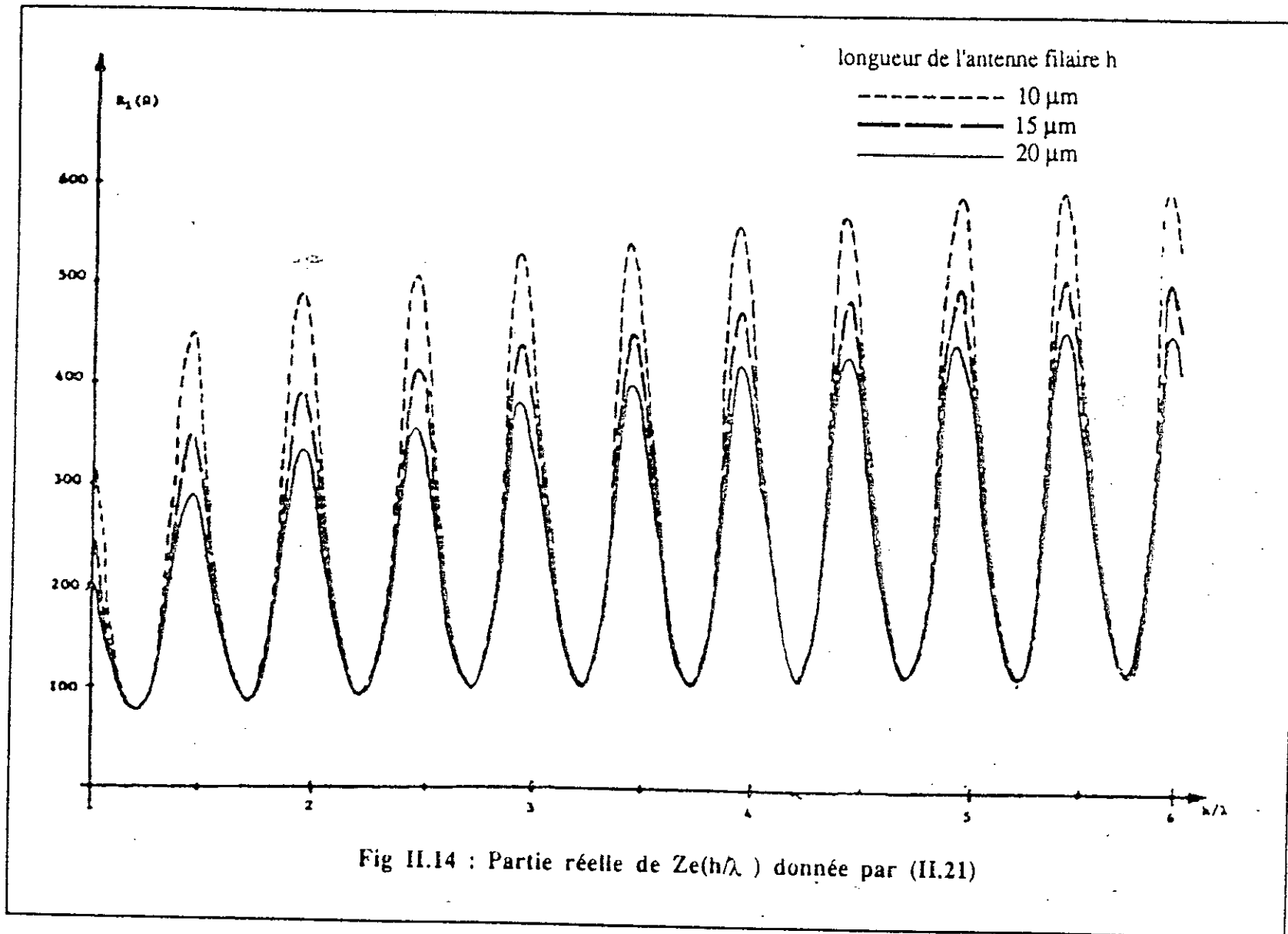
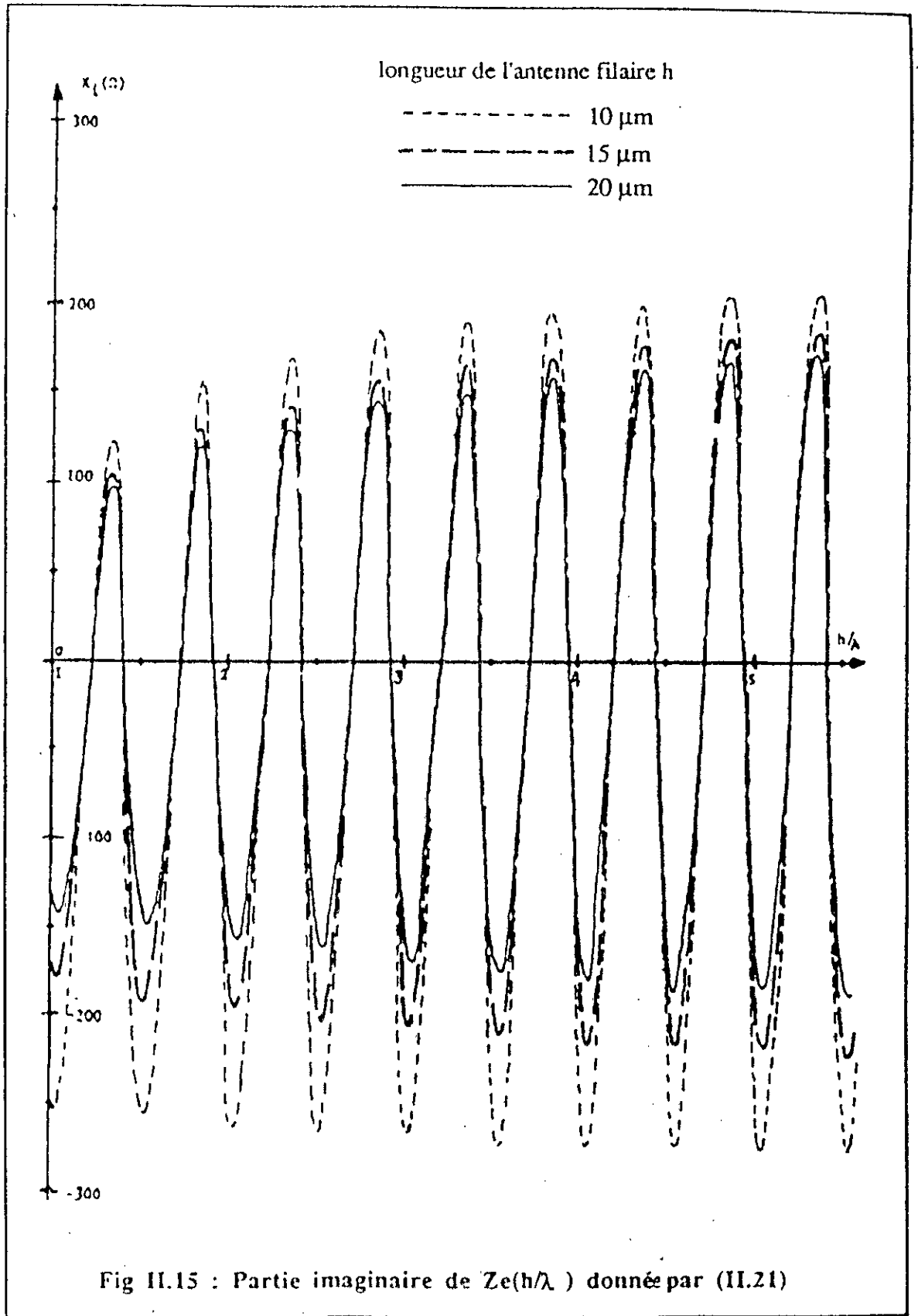


Fig II.14 : Partie réelle de $Z_e(h/\lambda)$ donnée par (II.21)



calcul du rapport de la tension $V(r)$ au courant $I(r)$ à la distance r des sommets des cônes [Fig II.16].

On obtient [66, p 221], avec l'hypothèse d'une onde **TEM** (transverse électromagnétique):

$$\frac{V(r)}{I(r)} = Z_k = \frac{Z_0}{\pi} \ln \left[\cotg \left(\frac{\theta_{hc}}{2} \right) \right] \quad (II.27)$$

Z_0 étant l'impédance du milieu entourant l'antenne. Pour le vide, on trouve:

$$Z_k = 120 \ln \left[\cotg \left(\frac{\theta_{hc}}{2} \right) \right] \quad (II.28)$$

Cette relation étant indépendante de r , elle montre que l'on peut assimiler l'antenne à une ligne dont l'impédance caractéristique est constante. Il reste maintenant à calculer l'impédance ramenée au point O. Pour cela Schelkunoff [63] a défini une sphère circonscrite aux cônes dans laquelle on peut définir deux zones principales [Fig II.17]:

- 1°) Près de la surface des cônes le mode **TEM** existe.
- 2°) Près de la zone équatoriale de la sphère des modes supérieurs se propagent. Il en résulte une impédance mal définie Z_1 dans cette zone.

Ainsi l'impédance au point O peut être calculée à partir de la théorie des lignes de transmission:

$$Z_c = Z_k \frac{Z_L + j Z_k \operatorname{tg} \beta l}{Z_k + j Z_L \operatorname{tg} \beta l} \quad (II.29)$$

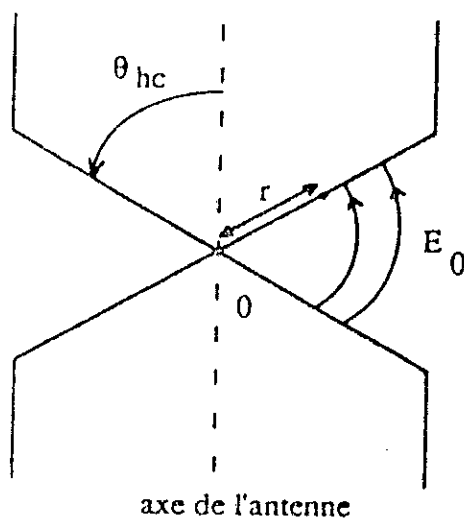


Fig II.16 : Schéma pour calculer Z_e de l'antenne bicône

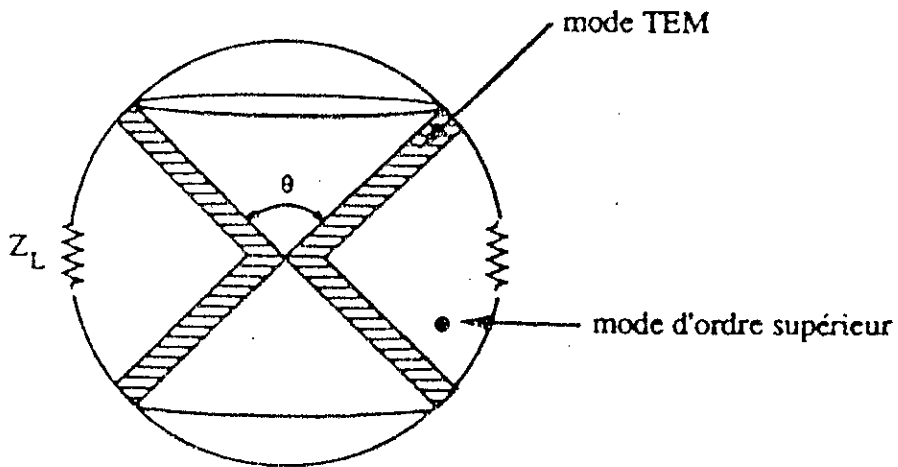


Fig II.17 : Modèle de Schelkunoff pour l'antenne bicône

Z_L n'étant pas connue, on ne dispose dans la littérature que des solutions exactes pour un angle θ_{hc} très petit ($\theta_{hc} \leq 3^\circ$). Dans ces conditions, l'antenne est presque cylindrique. Si θ_{hc} est très grand (cône très ouvert), on peut dire que la contribution des modes d'ordre supérieure dans Z_L est très réduite, et on admet une ligne entièrement TEM. Alors Z_L se réduit à l'impédance du vide:

$$Z_o = Z_L = 120\pi \quad (\text{II.30})$$

Pour un cône de longueur l , d'angle d'ouverture θ_{hc} et placé dans le vide on a:

$$Z_c = 120 \ln \cotg \frac{\theta_{hc}}{2} \frac{\pi + j \ln \cotg \frac{\theta_{hc}}{2} \operatorname{tg} \beta' l}{\ln \cotg \frac{\theta_{hc}}{2} + j \pi \operatorname{tg} \beta' l} \quad (\text{II.31})$$

II.3.3 Technique des circuits planars

Que ce soit pour des diodes Schottky aussi bien que pour des diodes MIM, la technologie planar a toujours été très attractive car elle permet une simplification dans l'utilisation, une meilleure reproductibilité grâce à un contrôle accru des dimensions et enfin une meilleure fidélité. Dans les deux cas, on trouve les approches suivantes pour les réalisations de détecteurs ou de mélangeurs:

- Réalisation d'antennes Yagi imprimées sur un substrat [67,68]
- Antennes à fente sur GaAs semi isolant [69]
- Antennes filaires réalisées par le croisement de deux fils [70]
- Antennes *noeud papillon*, utilisée pour des bolomètres et des diodes Schottky [71]
- Antennes en V réalisées en sandwich entre deux substrats [72]

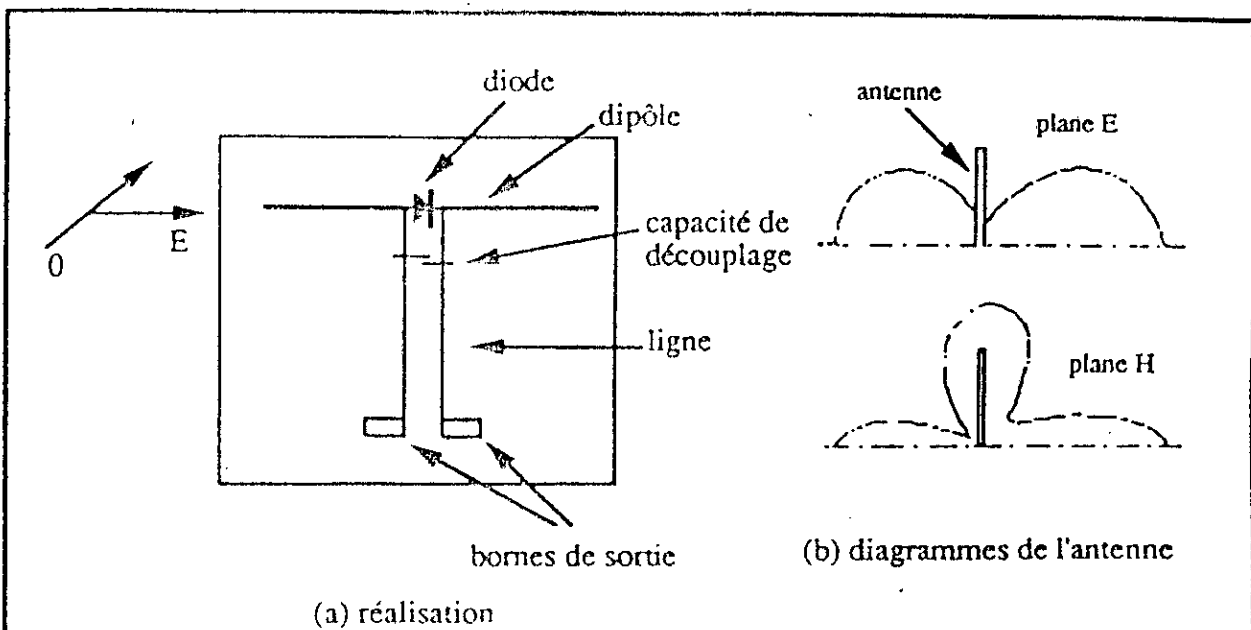


Fig II.18 : Réalisation de Mizuno et al. [67]

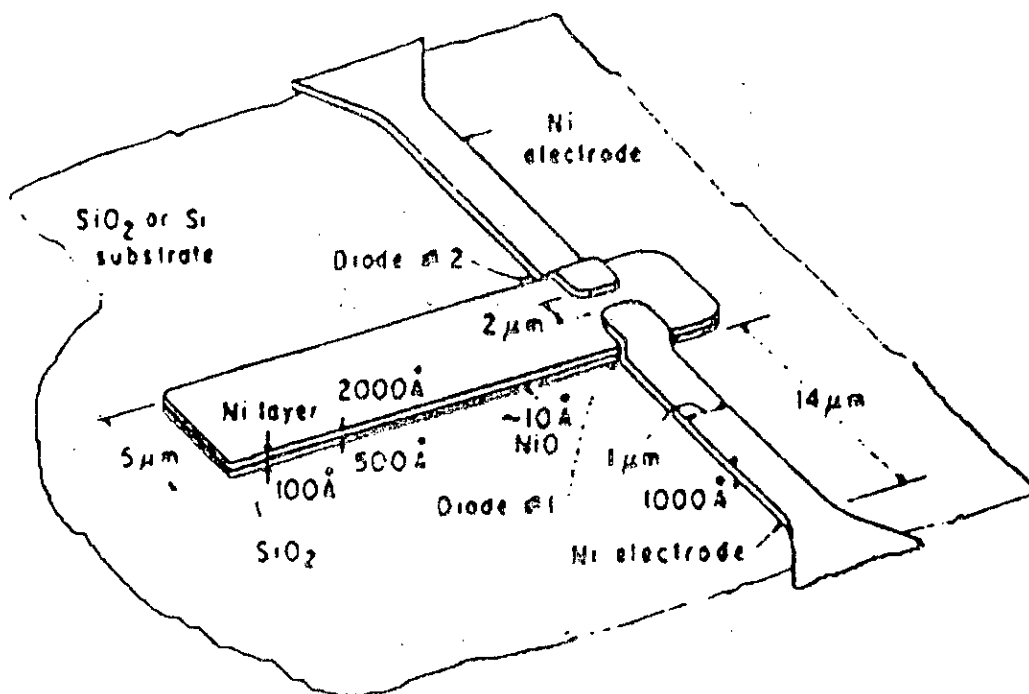
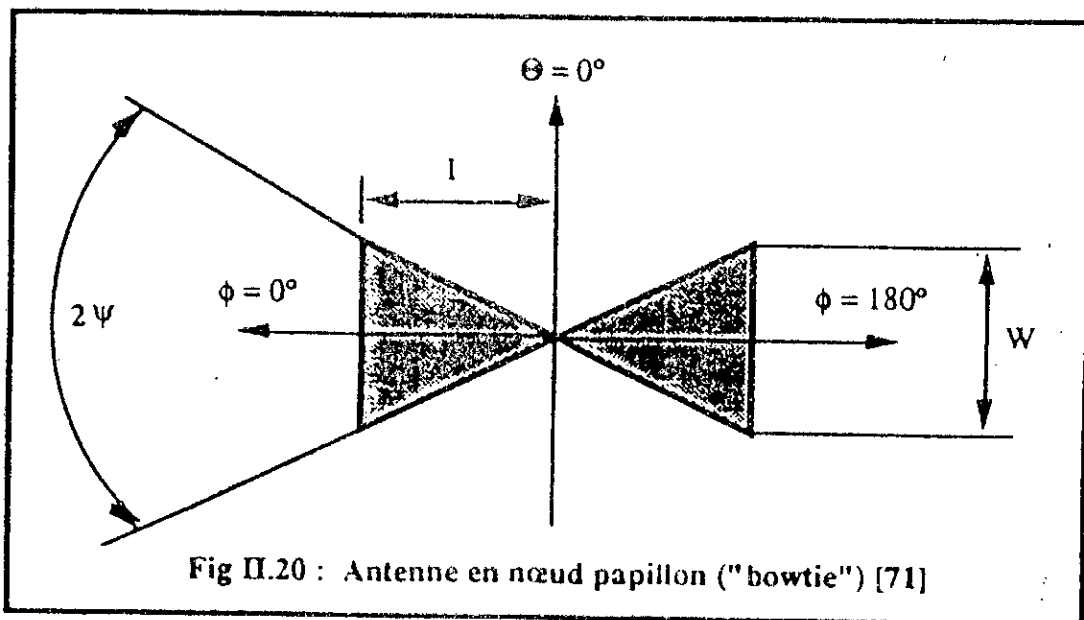


Fig II.19 : Réalisation de Heiblum et al [36]

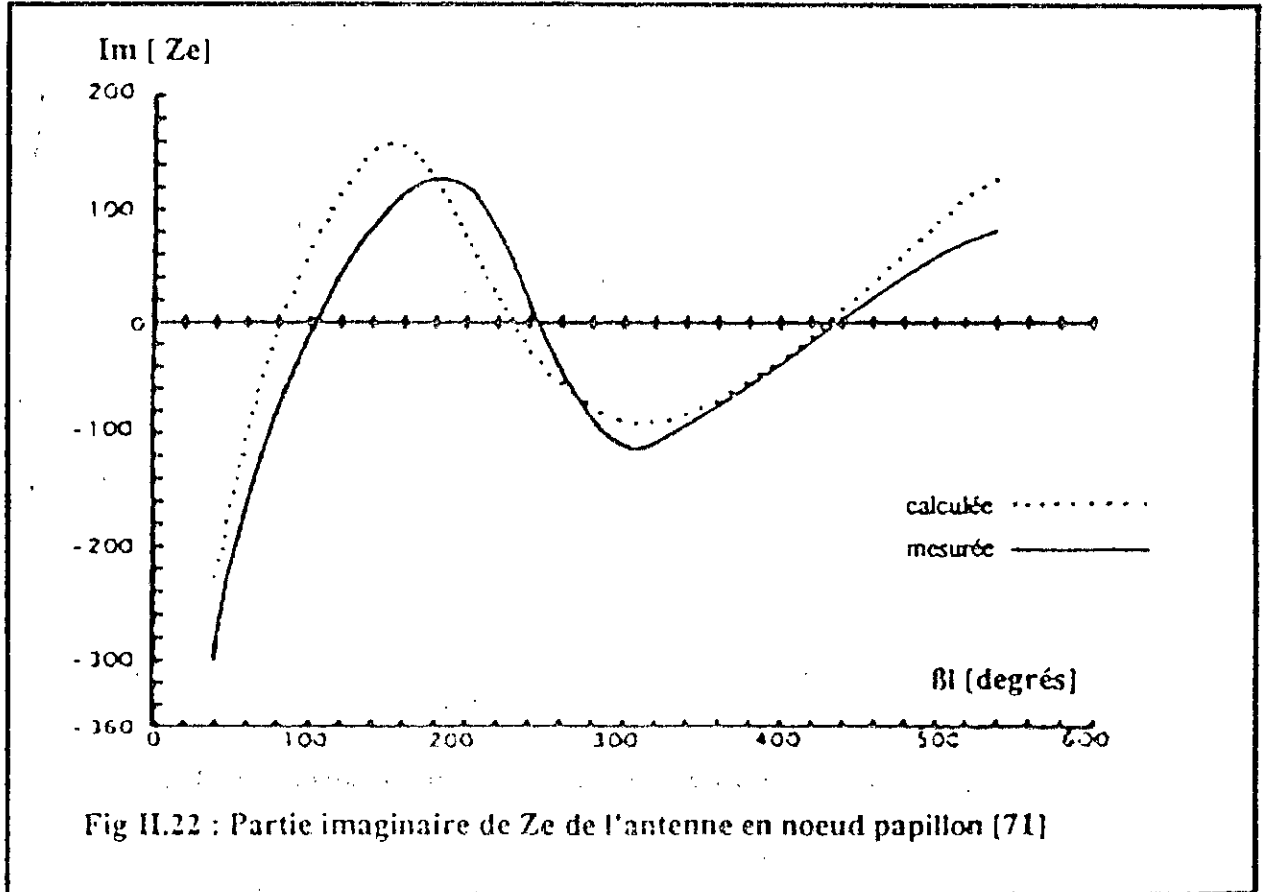
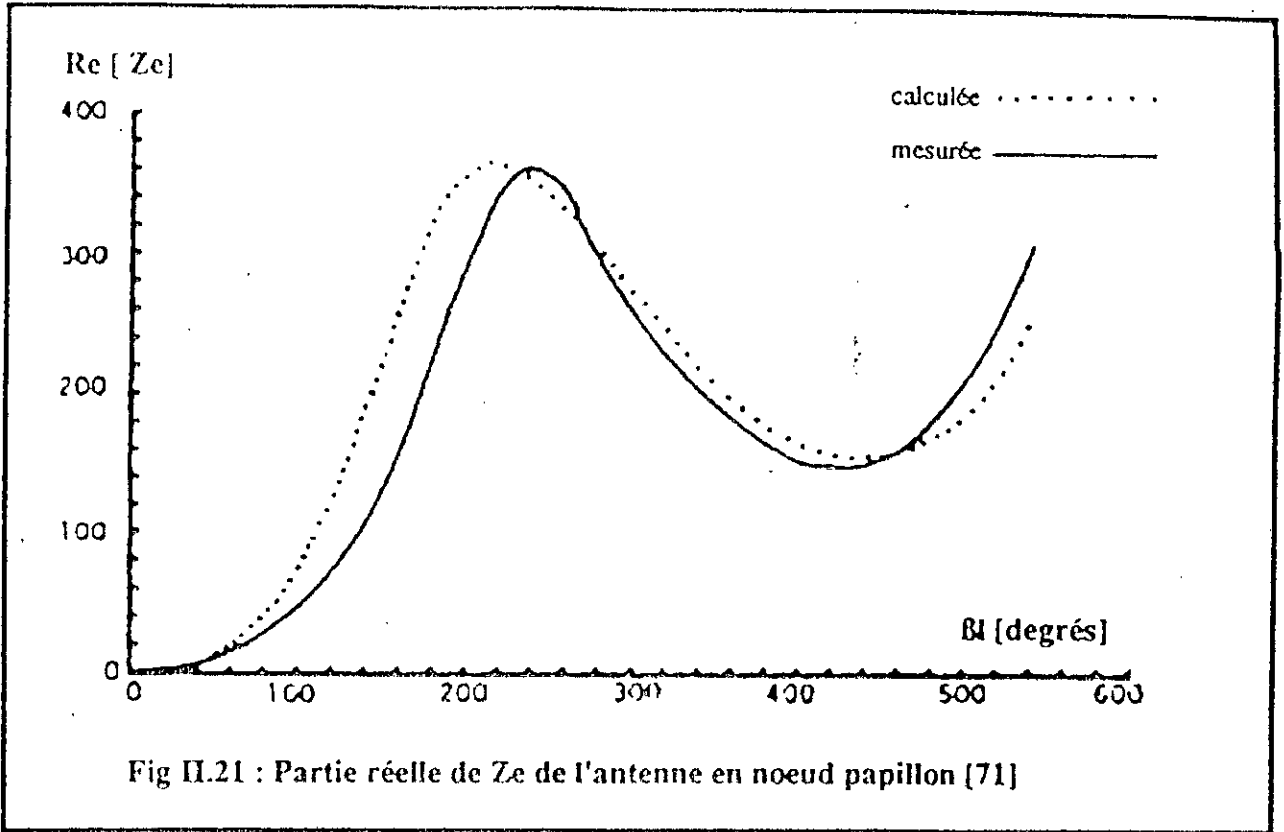
Avec les réalisations filaires intégrées, l'antenne Yagi fut parmi les premières réalisations planars. Le diagramme de rayonnement observé dépend de la nature du substrat sur lequel le détecteur est réalisé. On peut constater, dans ce cas, une augmentation de l'amplitude du lobe principal d'antenne du dipôle [Fig II.18] [67]

Des résultats ont été aussi obtenus en réalisant une diode avec des antennes filaires imprimées. La Fig II.19 montre un exemple de réalisation avec des diodes de "bord" [36] Les surfaces des diodes sont de l'ordre de $0,01 \mu\text{m}^2$ et le vidéodétecteur obtenu fonctionne très correctement jusqu'à $10,6 \mu\text{m}$ de longueur d'onde.

Aucun travail particulier n'a été fait en ce qui concerne l'étude du diagramme d'antenne ou de l'impédance d'entrée. Par contre, l'antenne en noeud papillon ("bowtie") a été étudiée [Fig II.20], aussi bien du point de vue du diagramme d'antenne que de l'impédance d'entrée [73].



Nous développerons au Chap V une étude plus particulière des circuits planars, en liaison avec la technologie microélectronique qu'elle nécessite. Les Figs II.21 et II.22 montrent l'évolution de la partie réelle et



de la partie imaginaire de l'impédance d'entrée d'une telle antenne, pour un angle de $2\psi = 60^\circ$, en fonction de la longueur βl exprimé en degrés.

Les diagrammes de rayonnement obtenus pour des antennes filaires, ou des dipôles placés sur un substrat diélectrique ne montrent pas un grand gain, même si les dimensions de l'antenne augmentent, contrairement au cas des antennes à 3 dimensions.

Rutledge et al. [72] ont montré, grâce à une étude théorique et à un modèle en microondes que la présence d'un substrat, sur lequel est imprimée une antenne, provoque une modification importante du courant. Ces auteurs préconisent une antenne en V, enfermée dans un diélectrique, ou bien des antennes extrêmement minces ($d = \lambda/75$).

Ces conclusions seront utilisées pour définir la structure d'un mélangeur en technologie planar, destiné à fonctionner à $10 \mu\text{m}$ de longueur d'onde, avec une diode MIM.

CHAPITRE III

CONCEPTS ANALYTIQUES DES MELANGEURS
D'ONDES SUBMILLIMETRIQUES

III.1 - Introduction

L'étude de Torrey et Whitmer (T.W.) au MIT en 1948 marqua le début du formalisme des mélangeurs [49]. Entre cette étude et les derniers développements apportés en 1978 par Held et Kerr [41], un certain nombre de travaux ont tenté d'améliorer la théorie de T.W. qui souffrait de nombreuses imperfections. En effet celle-ci assimilait le fonctionnement d'un mélangeur à celui d'une résistance non-linéaire, négligeant ainsi l'effet de la capacité non-linéaire d'une jonction.

Partant de l'équation $i=f(v)$ qui représente la caractéristique non-linéaire et si la tension v est sinusoïdale, le courant peut être décomposé en série de Fourier. Il est alors possible d'étudier le courant résultant de la superposition de deux tensions sinusoïdales. On peut ainsi faire apparaître la fréquence intermédiaire du battement, la fréquence image, la fréquence somme etc... et le courant continu qui résulte du redressement des signaux sinusoïdaux par la non linéarité du mélangeur. Cette approche, pour intéressante qu'elle soit, est incomplète; en effet, comment peut-on imaginer dans un circuit non linéaire la présence d'un courant périodique non sinusoïdal et d'une tension sinusoïdale? C'est une des imperfections de la théorie de T.W.

Plusieurs travaux importants ont amélioré partiellement cette première approche. Tout d'abord, Barber [74] a introduit la notion de commutateur commandé par l'oscillateur local. La tension de l'oscillateur local, appliquée sur une jonction, polarise dans le sens passant (alternance positive), une diode mélangeuse. Le signal est ainsi *découpé* au rythme de la fréquence de l'oscillateur local, et le spectre du courant résultant contient la fréquence intermédiaire, la fréquence image etc...

Cependant, cette approche souffre des mêmes insuffisances que la théorie de (T.W.). Saleh [40] a cherché à améliorer la théorie en précisant les formes d'ondes, mais uniquement pour un mélangeur résistif. Egami [75]

a introduit le concept de l'équilibrage harmonique pour résoudre correctement le problème de la forme d'onde de l'oscillateur local.

Le principe de la méthode est simple. Au départ, on suppose que la tension appliquée à la jonction est sinusoïdale. Le courant est alors calculé, ainsi que son contenu harmonique, en fonction de la non-linéarité. Ce courant provoque une d.d.p. aux bornes de la jonction qui n'est plus sinusoïdale. Cette tension s'ajoute à la tension initiale, ce qui provoque une nouvelle valeur du courant etc... Ce calcul itératif utilise la méthode de Newton Raphson modifiée, et la convergence est assurée en étudiant l'évolution du spectre des signaux (convergence dans le domaine fréquentiel).

Malgré le pas décisif apporté par Egami, la théorie ne s'applique qu'à des mélangeurs résistifs. Gwarek [76] a introduit une routine numérique capable de prendre en compte toutes les équations d'un mélangeur, y compris la capacité non-linéaire.

Ce sont Held et Kerr [41] qui ont synthétisé toute la théorie existante et qui ont proposé en 1978 une méthode générale adaptée aux semiconducteurs. Leur étude présente une analyse non-linéaire itérative en grands signaux et une analyse linéaire en petits signaux, parfaitement adaptée au traitement numérique sur ordinateur. Cette fois-ci, le critère de convergence de l'équilibrage harmonique est pris dans le domaine temporel. On doit aussi prendre en compte les impédances du montage ("embedding") pour les harmoniques de l'oscillateur local et pour toutes les fréquences des bandes latérales. Les relations courant-tension et capacité-tension de la diode peuvent être des fonctions tout à fait arbitraires. Des aspects plus particuliers tels que l'effet de peau, les constantes de temps thermique, etc... peuvent être pris en considération dans l'étude du mélangeur. Récemment cette modélisation a été appliquée à des diodes Schottky fonctionnant aux

fréquences submillimétriques, en incluant les effets dûs aux fréquences de plasma et de relaxation diélectrique dans les semiconducteurs.

A partir de toutes ces formulations initiales, plusieurs autres méthodes ont été proposées dans les dix dernières années, mettant parfois en relief quelques points plus spécifiques d'un circuit ou d'une application particulière. De nos jours, l'étude initiale de Held et Kerr a abouti à la création d'un puissant outil pour la simulation et l'analyse des circuits non linéaires. Les fonctions telles que:

- la génération d'harmonique,
- le mélange à plusieurs diodes,
- le mélange à transistor,
- les produits d'intermodulation dans les mélangeurs et les amplificateurs,
- les harmoniques créés dans les amplificateurs de puissance,

peuvent être simulées par cette méthode.

Dans ce chapitre, nous allons présenter un résumé de la méthode d'Egami et de la méthode de Held et Kerr de façon à permettre leur extension à l'analyse de la diode MIM en tant que mélangeur pour des fréquences situées dans l'infrarouge lointain.

III.2 Les hypothèses de départ d'une approche numérique pour l'analyse des mélangeurs à diode

Les méthodes d'analyse reposent sur les concepts de mélangeur déjà introduits dans le Chap. I. Pour effectuer cette étude numérique, nous ferons les hypothèses suivantes:

- a. Le circuit, juste au début du régime transitoire, après plusieurs périodes de l'ol, arrive toujours à un état stationnaire. Ceci suppose donc que le processus converge.
- b. On peut développer la solution en deux parties, traitées de façon tout à fait indépendantes et basées sur la grande

différence de niveau de puissance entre la puissance de l'ol et celle des signaux résultants du mélange. On peut donc effectuer une analyse non-linéaire en ne prenant en compte que l'excitation de l'ol et en négligeant la présence d'autres signaux. Ensuite, à partir de la répartition de la puissance du signal ol dans le spectre, on fait une analyse linéaire en petits signaux. En supposant premièrement un très petit écart de fréquence entre les signaux et les harmoniques de l'ol et deuxièmement une variation de puissance très faible par rapport au régime permanent établi auparavant, l'action de l'ol n'est plus prise en considération. Le bilan de puissance dans le mélangeur est obtenu grâce à la matrice de conversion.

- c. En première approximation, les effets d'ordre supérieur, tels que les produits d'intermodulation (§ 1.3.3), seront négligés.

III.3 L'analyse d'Egami pour un mélangeur résistif

III.3.1 Théorie de base

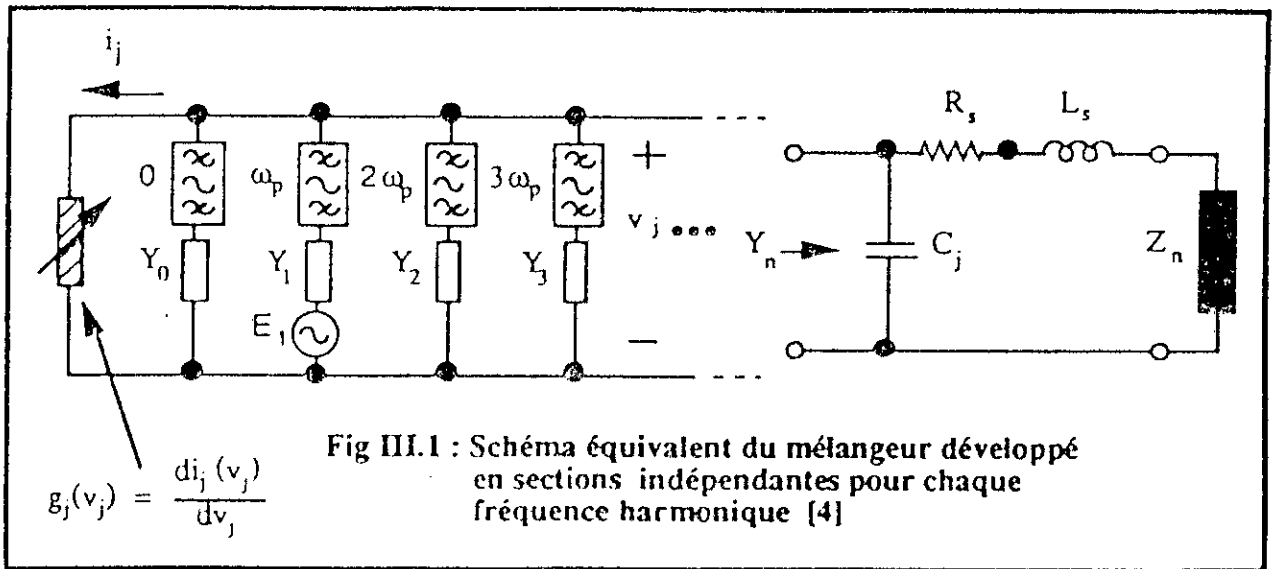
Egami a pris le schéma équivalent de la Fig III.1 pour modéliser le mélangeur. Pour pouvoir traiter un circuit à multifréquences dans l'analyse en grands signaux, il a proposé de faire apparaître dans le schéma équivalent des cellules indépendantes, séparées par des filtres fictifs de façon à pouvoir calculer l'admittance de charge pour chaque harmonique de l'ol et à chaque itération du calcul. L'idée de base d'un tel circuit avait déjà été proposée par Manley et Rowe [77].

Le procédé de calcul consiste à utiliser la méthode de Newton-Raphson adaptée à un nombre N d'harmoniques pour résoudre l'équation matricielle différentielle non-linéaire résultante. Le critère de convergence est la variation relative du niveau des harmoniques après chaque itération. Cette technique de calcul correspond à la méthode de l'équilibrage harmonique dans le domaine fréquentiel. Un vecteur de tolérance $\{\epsilon\}$ est

fourni au départ pour évaluer la convergence et arrêter le procédé si l'on arrive à la solution ou si l'algorithme diverge. On peut aussi fixer à l'avance une limite maximum pour le nombre d'itérations. Soit v_j et i_j la tension et le courant à travers la jonction. On suppose que v_j et i_j résultent de la superposition de N harmoniques:

$$v_j(t) \equiv \sum_{m=-N}^N V_m e^{j m \omega_p t} \quad (\text{III.1})$$

$$i_j(t) \equiv \sum_{m=-N}^N I_m e^{j m \omega_p t} \quad (\text{III.2})$$



où les coefficients V_m et I_m sont calculés par:

$$I_m = \frac{1}{T_p} \int_{-T_p/2}^{+T_p/2} i_j[v_j(t)] \cdot e^{-j 2 \pi m t / T_p} dt \quad (\text{III.3})$$

$$V_m = \frac{1}{T_p} \int_{-T_p/2}^{+T_p/2} v_j(t) e^{-j 2 \pi m t / T_p} dt$$

La loi de Kirchoff en courant, en tenant compte du contenu harmonique de $i_d(t)$ [Fig III.1], donne :

$$\begin{bmatrix} I_0 \\ \vdots \\ I_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_0 & & 0 \\ & Y_1 & \\ & & \ddots \\ 0 & & & Y_N \end{bmatrix} \cdot \left\{ \begin{bmatrix} V_0 \\ \vdots \\ V_N \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} E_1 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} \right\} \quad (\text{III.4})$$

d'où :

- $[I_k]$: matrice des coefficients de Fourier du courant $i(t)$
- $[Y_k]$: matrice des admittances sur chaque fréquence harmonique
- $[V_k]$: matrice des coefficients de Fourier de la tension $v(t)$
- $[E_k]$: matrice des excitations

La solution d'Égami correspond à la résolution de l'équation suivante par la méthode de Newton-Raphson modifiée :

$$[F_K(V)] = [I_K] + [Y_K] \cdot \{[V_K] - [E_K]\} = 0 \quad (\text{III.5})$$

Chaque élément de la matrice F_K est défini par:

$$F_K = \frac{1}{T_p} \int_{-T_p/2}^{+T_p/2} i_j[v_j(t)] \cdot e^{-j2\pi kt/T_p} dt + Y_k \cdot \{V_k - E_k \delta(k-1)\} \quad (\text{III.6})$$

avec :

- $k = 0, 1, 2, \dots, N$
- $\delta(m) = 1, \quad \text{si } m = 0$
- $\delta(m) = 0, \quad \text{si } m \neq 0$

Supposons une matrice d'estimation $[V^{(0)}]$ comme solution à l'ordre zéro de (III.5):

$$[F_k(V^{(0)})] + [D] \cdot [\delta V] = 0 \quad (\text{III.7})$$

d'où $[D] \cdot [\delta V]$ est l'erreur commise à l'ordre zéro, et s'écrit:

$$[D] = \begin{bmatrix} \frac{\partial F_0}{\partial V_0} & \frac{\partial F_0}{\partial V_1} & \dots & \frac{\partial F_0}{\partial V_N} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \frac{\partial F_N}{\partial V_0} & \frac{\partial F_N}{\partial V_1} & \dots & \frac{\partial F_N}{\partial V_N} \end{bmatrix} \quad (\text{III.8})$$

$$\text{et } [\delta V] = \begin{bmatrix} \delta V_0 \\ \delta V_1 \\ \vdots \\ \delta V_N \end{bmatrix} \quad (\text{III.9})$$

Le calcul de chaque élément de la matrice Jacobienne (III.8) est:

$$\frac{\partial F_k}{\partial V_m} = \frac{1}{T_p} \int_{-T_p/2}^{+T_p/2} g(t) \cdot e^{-j2\pi(k-m)t/T_p} dt + Y_p \cdot \delta(k-m) = G_{k-m} + Y_k \cdot \delta(k-m) \quad (\text{III.10})$$

Cette opération demande le calcul des dérivées partielles des coefficients complexes I_k de (III.6) par rapport aux coefficients complexes de V_k . L'existence de ces dérivées exige que la fonction I_k soit analytique par rapport à V_k . Ceci a été étudié par Camacho-Peñalosa [78]. Compte tenu de la relation $V_{-m} = V_m^*$, les conditions de Cauchy-Riemann donnent:

$$\frac{\partial I_k^r}{\partial V_0} + j \frac{\partial I_k^i}{\partial V_0} = G_k \quad (\text{III.11})$$

$$\frac{\partial I_k^r}{\partial V_m^r} + j \frac{\partial I_k^i}{\partial V_m^r} = G_{k-m} + G_{k+m} \quad (\text{III.12})$$

$$\frac{\partial I_k^r}{\partial V_m^i} + j \frac{\partial I_k^i}{\partial V_m^i} = j (G_{k-m} - G_{k+m}) \quad (\text{III.13})$$

avec : $m > 0, k \geq 0$

$[G_k]$: matrice des coefficients de Fourier de $g_j(t)$ [41].

Dans le cas de mélangeurs à une diode pompée directement par l'ol, les coefficients G_{k-m} sont négligés vis à vis des valeurs de G_{k+m} , ce qui permet de réduire la taille de la matrice $[G_k]$ à la dimension $(2N+1)$. Le vecteur de correction $[\delta V]$ est calculé par:

$$[\delta V] = -[D]^{-1} \cdot [F_k(V^{(0)})] \quad (\text{III.14})$$

Avec ce vecteur de correction, on obtient la valeur de la tension au premier ordre:

$$[V^{(1)}] = [V^{(0)}] + [\delta V] \quad (\text{III.15})$$

Cette procédure est répétée, en supposant la convergence, jusqu'à ce que $[\delta V] < [\epsilon]$, $[\epsilon]$ étant le vecteur de la précision désirée.

III.3.2 Analyse en grands signaux

Le calcul ci-dessus permet d'obtenir la forme d'onde à la fréquence de l'ol sur la diode. On rappelle qu'Egami l'a introduit [75] pour l'analyse d'un mélangeur à diode Schottky, ce qui a permis quelques simplifications mathématiques. Dans la Fig III.2 on propose l'organigramme de la méthode d'Egami généralisée pour n'importe quelle diode, caractérisée par les relations $I_j = f(v_j)$ et $g_j = f(v_j)$.

En utilisant la technique d'interpolation exposée dans l'Annexe E.1, on peut utiliser également des tableaux de données discrètes mesurées en laboratoire. La boucle à gauche réalise l'analyse de grands signaux. Le calcul des coefficients de Fourier (III.3) utilise la Transformée Rapide de Fourier (TRF). Il faut que N soit égal à une puissance de deux (Annexe E.2). Dans le but de réduire l'erreur de recouvrement spectral (*aliasing*), l'échantillonnage des fonctions $I_j(t)$ et $g_j(t)$ nécessite quatre fois plus de points que n'en demande le nombre d'harmoniques nécessaires pour l'algorithme de Newton-Raphson ($=4N$) (équations (III.4) et (III.10); voir

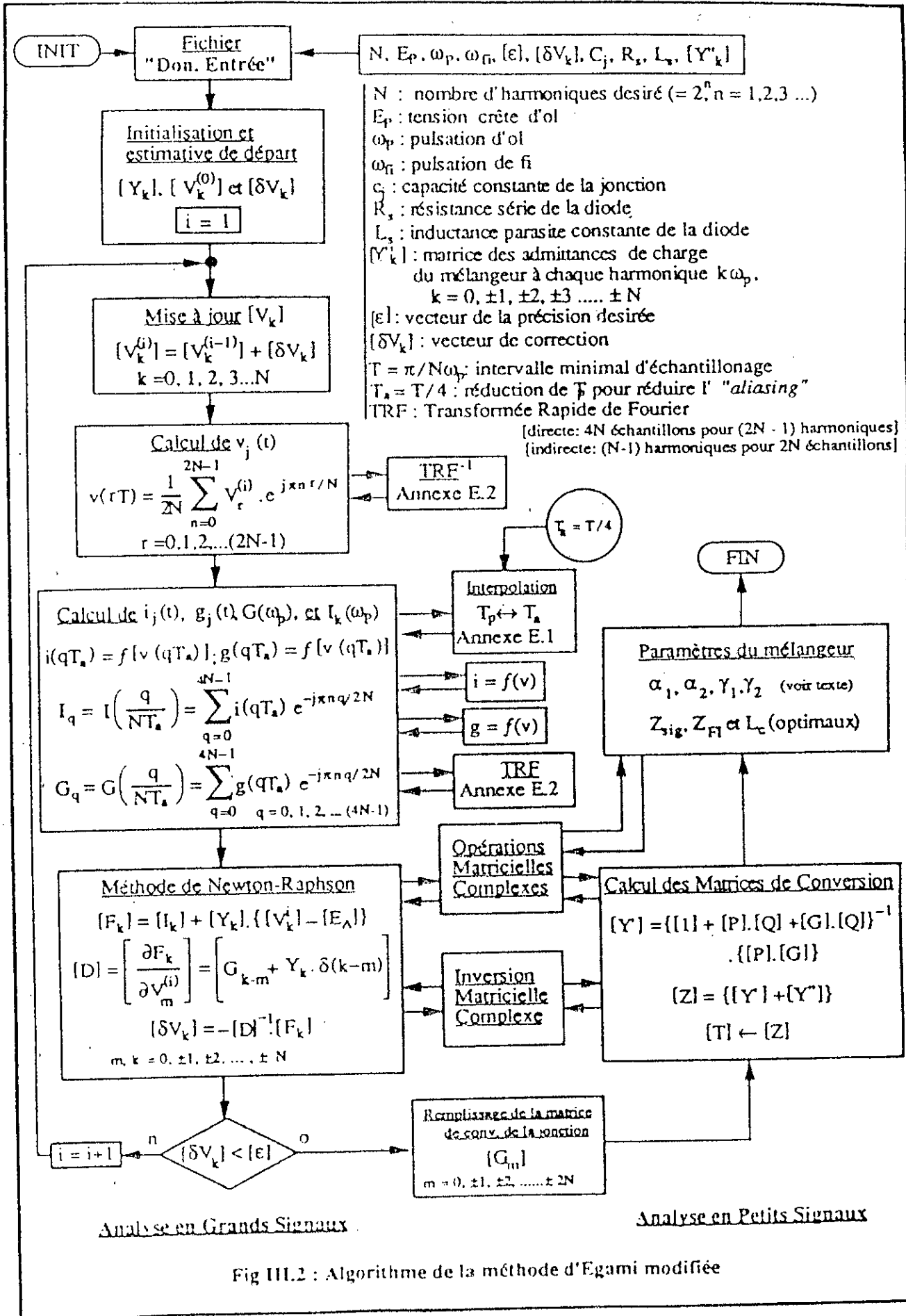


Fig III.2 : Algorithme de la méthode d'Egami modifiée

aussi Tab III.1, à la fin du chapitre). Ceci est aussi utile pour l'analyse de petits signaux, qui nécessite des harmoniques jusqu'à l'ordre $2N$ de $g_j(t)$ pour le calcul de la matrice de conversion de la jonction. Par contre, pour la transformée inverse, la tension $v_j(t)$ est calculée à partir des modifications du contenu harmonique obtenu par le procédé de Newton-Raphson, c'est à dire, jusqu'à l'harmonique d'ordre N . Cette approximation ne modifie pas la convergence de la méthode.

III.3.3 Analyse en petits signaux

La relation III.16 permet de connaître le contenu harmonique de la conductance non-linéaire $g(t)$:

$$\begin{bmatrix} \dot{I}_{-N} \\ \dot{I}_{-N+1} \\ \vdots \\ \dot{I}_0 \\ \vdots \\ \dot{I}_{N-1} \\ \dot{I}_N \end{bmatrix} = \underbrace{\begin{bmatrix} G_0 & G_{-1} & G_{-2} & \dots & G_{-2N-1} \\ G_1 & G_0 & G_{-1} & \dots & G_{-2N-2} \\ G_2 & G_1 & G_0 & \dots & G_{-2N-3} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ G_{2N-1} & G_{2N-2} & G_{2N-3} & \dots & G_1 \\ G_{2N} & G_{2N-1} & G_{2N-2} & \dots & G_0 \end{bmatrix}}_{[G]} \begin{bmatrix} \dot{V}_{-N} \\ \dot{V}_{-N+1} \\ \vdots \\ V_0 \\ \vdots \\ V_{N-1} \\ V_N \end{bmatrix} \tag{III.16}$$

où $[G]$ est la matrice de conversion déjà définie (voir § 1.3.2); $g(t)$ étant réelle, on a: $G_{-m} = G_m^*$. Ajoutons les éléments parasites de la diode, à savoir une résistance R_s en série avec une self L_s , et le tout en parallèle avec une capacité C_j , on obtient les matrices diagonales $[P]$ et $[Q]$ telles que:

$$P_k = j(k\omega_p + \omega_{FI})C_j \tag{III.17}$$

$$Q_k = R_s + j(k\omega_p + \omega_{FI})L_s \tag{III.18}$$

$$k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm 2N \tag{III.19}$$

d'après la Fig III.3 et III.4, la matrice de conversion de la diode $[Y]$ s'écrit:

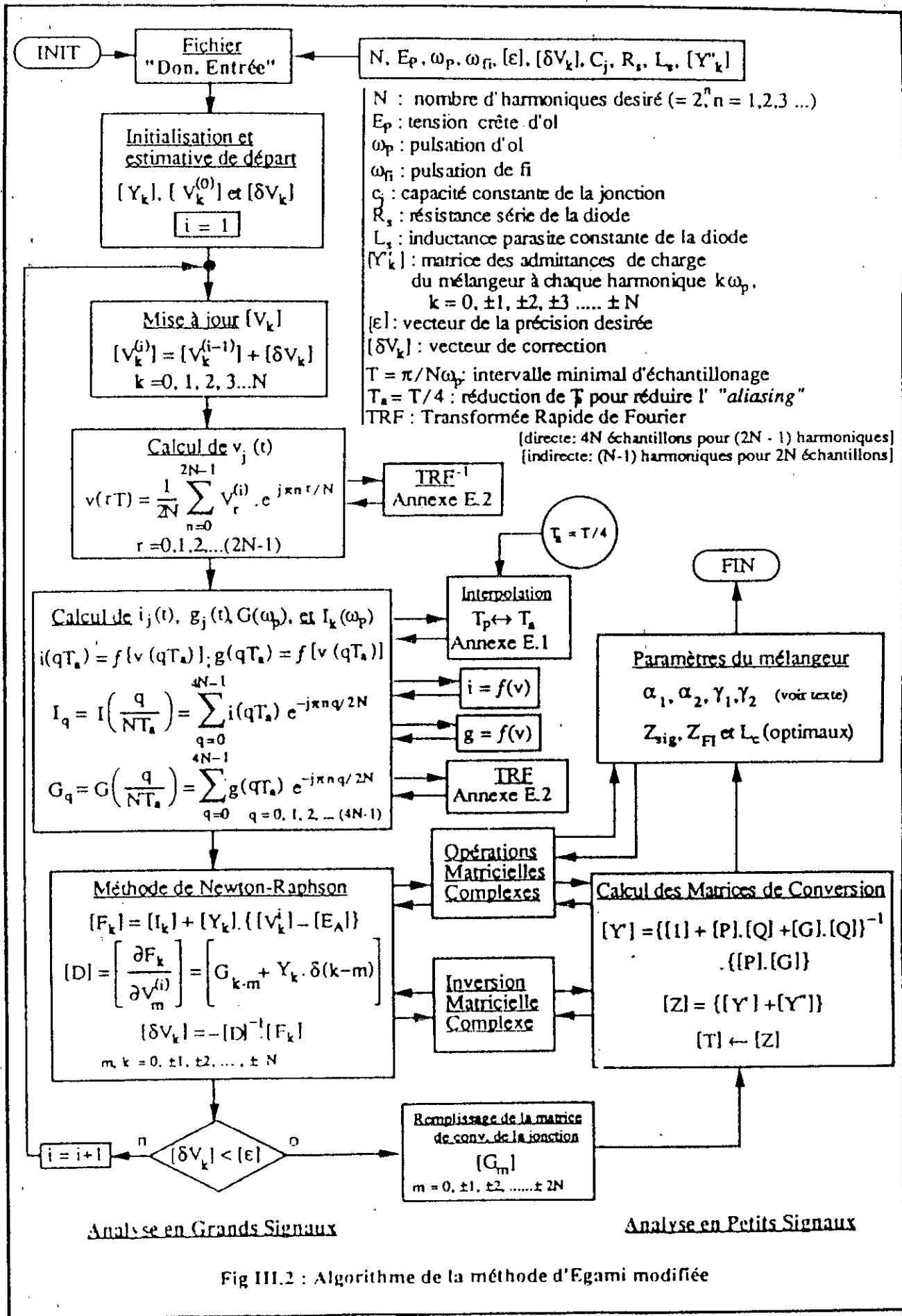
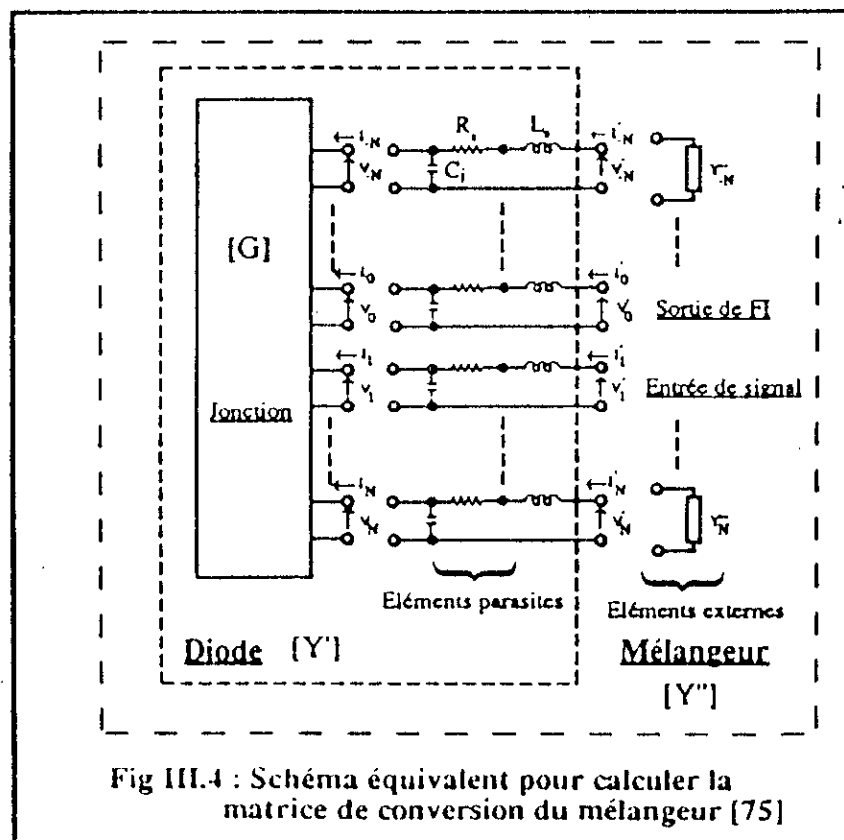
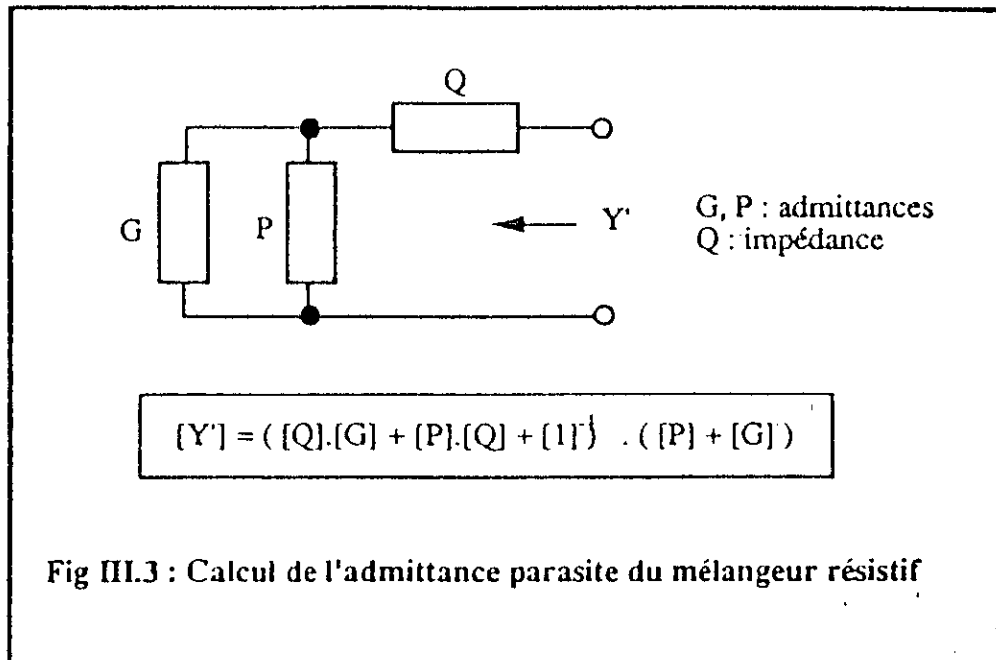


Fig III.2 : Algorithme de la méthode d'Egami modifiée



$$[\dot{Y}] = ([Q].[G] + [P].[Q] + [1])^{-1} . ([P] + [G]) \quad (\text{III.20})$$

Toutes les matrices de l'équation (III.17) sont carrées et de dimension $(2N+1)$. Pour calculer la *matrice de conversion du mélangeur*, il faut ajouter à $[Y]$ les admittances de charge pour chaque harmonique du signal, en prenant l'entrée **rf** (signal de radiofréquence) et la sortie **fi** (signal à fréquence intermédiaire) en circuit ouvert. La *matrice d'admittance de charge* $[Y'']$ représente la charge qu'il faut ajouter à $[Y]$:

$$[Y] = \begin{bmatrix} Y_{.N}'' & & & 0 \\ & \ddots & & \\ & & Y_{.1}'' & \\ & & 0 & \\ & & & 0 \\ 0 & & & & Y_{.N}'' \end{bmatrix} \quad (\text{III.21})$$

L'inversion de l'ensemble donne la *matrice impédance de conversion du mélangeur*:

$$[Z] = ([Y] + [Y''])^{-1} \quad (\text{III.22})$$

Pour la conversion du signal **rf** vers le signal **fi**, on prend seulement la partie relative aux fréquences d'indices 0 et 1 pour arriver à la matrice quadripolaire de conversion:

$$\begin{bmatrix} V_0 \\ V_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{00} & Z_{01} \\ Z_{10} & Z_{11} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} I_0 \\ I_1 \end{bmatrix} \quad (\text{III.23})$$

Cette matrice impédance est transformée en matrice de chaîne au moyen des relations de passage suivantes:

$$\begin{aligned} A &= Z_{11}/Z_{01} & B &= -Z_{10} + Z_{11} \cdot Z_{00}/Z_{01} \\ C &= 1/Z_{01} & D &= Z_{00}/Z_{01} \end{aligned} \quad (\text{III.24})$$

D'après la théorie classique des réseaux, si ces paramètres sont réels, la perte de conversion est minimale lorsque les impédances à l'entrée et à la sortie sont adaptées par des charges complexes conjuguées. Dans le cas contraire, si la matrice de chaîne est complexe, on peut utiliser la méthode de l'adaptation conjuguée [79]. Selon Egami, l'impédance de la source de signal optimale est donnée par:

$$Z_{S_{opt}} = -\alpha_1 + \sqrt{\alpha_1^2 + \alpha_2} \quad (\text{III.25})$$

En posant:

$$\alpha_1 = j \frac{\text{Im}[A^* C + A^* D]}{2 \text{Re}[C D^*]} \quad \alpha_2 = \frac{\text{Re}[A B^*]}{\text{Re}[C D^*]} \quad (\text{III.26})$$

Et à la sortie \mathbf{fl} , l'impédance de charge optimale est:

$$Z_{Fl_{opt}} = -\gamma_1 + \sqrt{\gamma_1^2 + \gamma_2} \quad (\text{III.27})$$

Avec:

$$\gamma_1 = j \frac{\text{Im}[A D^* + B^* C]}{2 \text{Re}[A C^*]} \quad \gamma_2 = \frac{\text{Re}[B D^*]}{\text{Re}[A C^*]} \quad (\text{III.28})$$

Si les conditions d'adaptation sont satisfaites, on peut calculer la perte de conversion optimale, donnée par [43]:

$$L_{c_{opt}} = \frac{\text{Re}[Z_{S_{opt}}]}{\text{Re}[Z_{Fl_{opt}}]} \frac{|A Z_{Fl_{opt}}^* + B|^2}{|Z_{S_{opt}}|^2} \quad (\text{III.29})$$

III.4 L'analyse d'Held et Kerr pour un mélangeur général

III.4.1 Théorie de base

La Fig III.5 présente le schéma simplifié de la structure du mélangeur proposé par Held et Kerr. Avec les mêmes conditions initiales pour la méthode d'Egami, ils ont généralisé l'analyse d'un mélangeur en supposant cette fois que la capacité de la jonction est non linéaire. La réponse stationnaire pour les grands signaux peut être décrite par les coefficients du développement en série de Fourier de la tension v_d et du courant à travers de la diode i_d :

$$v_d(t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} V_{dm} e^{jm\omega_p t}, \quad \text{avec } V_{-dm} = V_{dm}^* \quad (\text{III.30})$$

$$i_d(t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} I_{dm} e^{jm\omega_p t}, \quad \text{avec } I_{-dm} = I_{dm}^* \quad (\text{III.31})$$

$$i_d(t) = i_c(t) + i_g(t) \quad (\text{somme des courants dans la capacité et dans la conductance}) \text{ [Fig III.5]}$$

Deux ensembles de conditions aux limites doivent être satisfaites simultanément par $v_d(t)$ et $i_d(t)$:

(a) les conditions imposées par la jonction, qui s'expriment naturellement dans le domaine du temps:

$$i_g(t) = f(v_j) \quad (\text{relation non-linéaire courant-tension}) \quad (\text{III.32})$$

$$i_c(t) = c_j dv_j/dt \quad (\text{courant dans la capacité } c_j) \quad (\text{III.33})$$

$$c_j(t) = f(v_j) \quad (\text{relation non-linéaire entre } c_j \text{ et } v_j) \quad (\text{III.34})$$

$$g_j(t) = di_g/dv_j \quad (\text{loi d'Ohm dans la conductance}) \quad (\text{III.35})$$

(b) les conditions imposées par la structure du montage, qui s'expriment plus naturellement dans le domaine des fréquences où m est le rang de l'harmonique de l'oi:

$$V_{dm} = -I_{dm}(Z_{sm} + R_{sm}), \quad \text{avec } m = \pm 2, \pm 3, \dots, \pm\infty \quad (\text{III.36})$$

(loi d'Ohm généralisée aux bornes de la diode)

$$V_{d\pm 1} = V_{lo} - I_{d\pm 1}[Z_{s\pm 1} + R_{s\pm 1}] \quad (\text{III.37})$$

(tension aux bornes de la diode, et due à l'oscillateur local)

$$V_{d0} = V_{pol} - I_{d0}[Z_{s0} + R_{s0}] \quad (\text{III.38})$$

(tension due à la polarisation continue)

En posant:

$$V_{dm} = V_d(m\omega_p)$$

[amplitude du $m^{\text{ème}}$ coefficient de Fourier de la tension $v_d(t)$].

$$I_{dm} = I_d(m\omega_p)$$

[amplitude du $m^{\text{ème}}$ coefficient de Fourier du courant $i_d(t)$].

V_{lo} : tension crête de l'oscillateur local.

V_{pol} : tension de polarisation en continu.

$$R_{sm} = R_s(m\omega_p)$$

(résistance série des pertes ohmiques et de l'effet de peau de la diode).

$$Z_{cm} = Z_c(m\omega_p)$$

[impédance de la structure du montage (*embedding*)].

Ce système de 9 équations [de (III.30) jusqu'à (III.38)] est normalement non-linéaire et sa solution ne peut s'obtenir que par des méthodes numériques.

Gwarek [76] a présenté une méthode utilisant un développement jusqu'au 7^{ème} harmonique de l'oscillateur local. Nous allons généraliser le procédé de Gwarek [76], en nous fondant sur l'exposé de Maas [43] qui utilise l'algorithme des réflexions multiples de Kerr [80].

Il s'agit d'un procédé qui permet d'atteindre le contenu harmonique du mélangeur et qui est dérivé de la méthode des approximations successives et de la TRF (Annexe E.2).

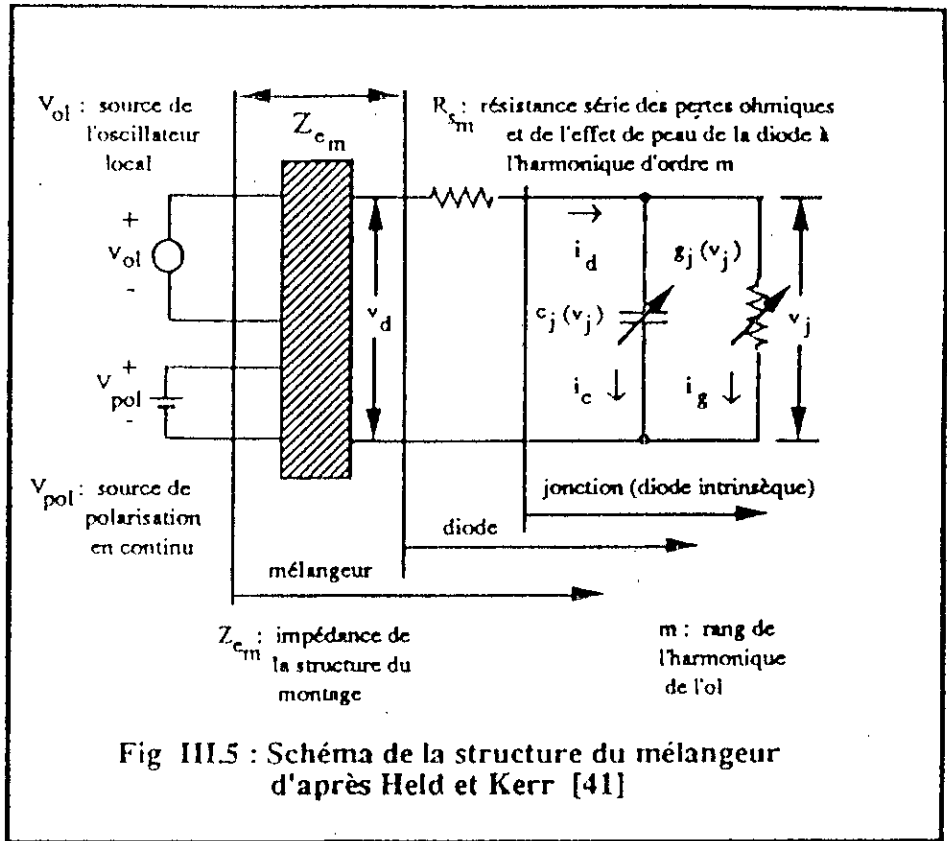


Fig III.5 : Schéma de la structure du mélangeur d'après Held et Kerr [41]

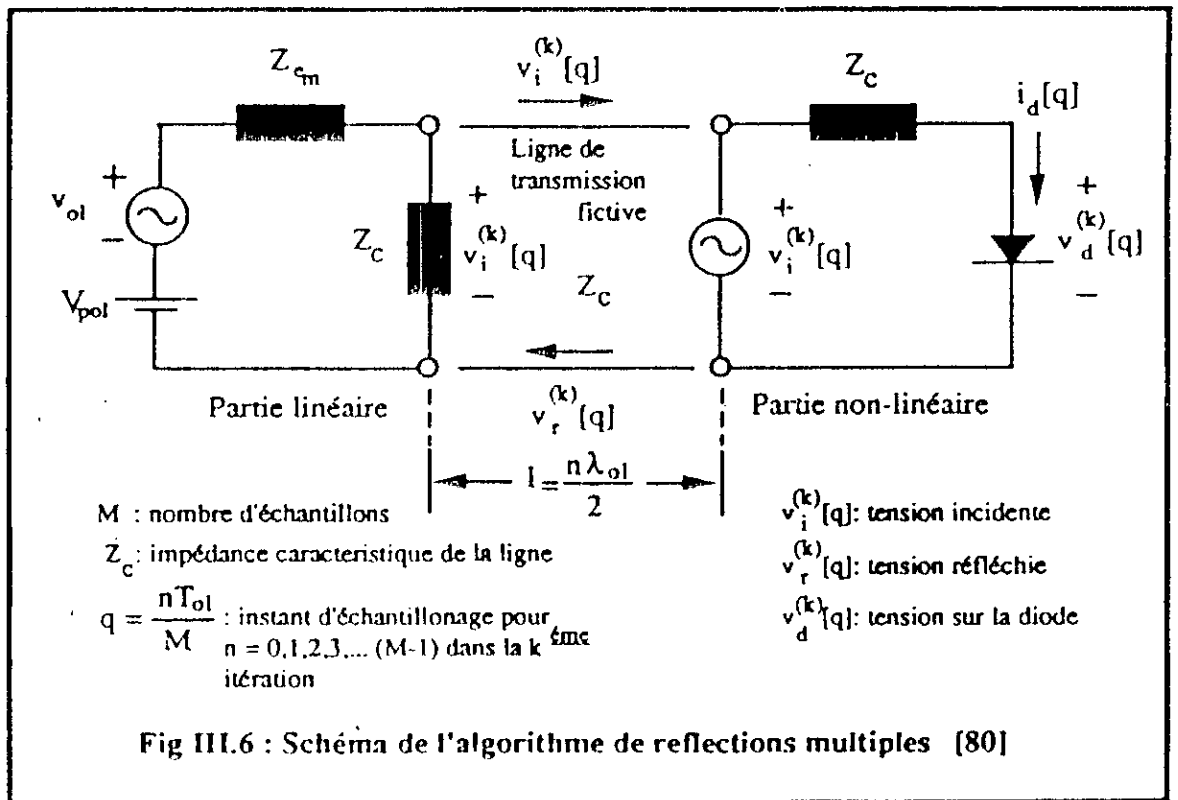


Fig III.6 : Schéma de l'algorithme de reflections multiples [80]

III.4.2 L'algorithme de réflexions multiples

Dans cet algorithme, le circuit est constitué de deux parties: la première est un circuit linéaire et la seconde, un circuit non-linéaire relié par une ligne fictive de longueur $l = n\lambda_{0l}/2$, $n = 1, 2, 3, \dots$, de telle sorte que la topologie globale du circuit initiale ne change pas [Fig III.6]. En revanche, cette technique assure la séparation du traitement mathématique dans le domaine du temps et dans le domaine de la fréquence, grâce à la séparation en partie linéaire et non-linéaire.

Toutes les fonctions temporelles sont échantillonnées sur la durée de la période de l'ol, de façon à permettre la manipulation informatique. Nous allons utiliser les notations et variables suivantes:

$v_{i,r}^{(k)}[q]$: échantillon $[q]$ de la tension incidente (i) ou réfléchi (r) dans la $k^{\text{ème}}$ itération

M : nombre d'échantillons

q : instant d'échantillonnage, donné par $q = nT_{10}/M$, $n = 0, 1, 2, \dots, (M-1)$.

ϵ : valeur quadratique moyenne de la différence entre les tensions à l'entrée de la ligne de transmission fictive aux itérations k et $k+1$.

ϵ_{tol} : précision désirée pour arrêter les itérations.

Le calcul commence par l'application de la tension $v_i^{(1)}[0]$, due à la source prédominante v_{10} à l'entrée de la ligne fictive calculée par:

$$v_i^{(1)}(q) = \frac{Z_c}{\sqrt{Z_c^2 + |Z_{e0}|^2}} V_{0L} \cos(\omega_p q + \theta) + \frac{Z_c}{Z_c + Z_{e0}} V_{pol}; \quad \theta = -\tan^{-1} \frac{\text{Im}[Z_{e0}]}{\text{Re}[Z_{e0}] + Z_c} \quad \text{(III.39)}$$

On suppose que l'impédance caractéristique de la ligne, Z_c est réelle et Z_{e0} est la réduction de l'impédance du montage en continue, c'est-à-dire R_o . Du côté non-linéaire, la tension réfléchi est calculée et développée en série de Fourier jus'au $N^{\text{ème}}$ harmonique:

$$v_r^{(1)}[q] = v_i^{(1)}[q] - i_d^{(1)}[q] \cdot Z_c = \sum_{m=-N}^{+N} v_{rm}^{(1)} e^{jm\omega_p t} \quad \text{(III.40)}$$

Ensuite, dans le domaine des fréquences, la nouvelle tension incidente est calculée à partir du coefficient de réflexion Γ_m :

$$\Gamma_m = \Gamma(m\omega_p) = \frac{Z_{cm} - Z_c}{Z_{cm} + Z_c} \quad (\text{III.41})$$

$$v_i^{(2)}[q] = v_i^{(1)}[q] + \sum_{m=-N}^{+N} \Gamma_m V_{rm}^{(1)} e^{jm\omega_p t} \quad (\text{III.42})$$

Le procédé se répète jusqu'à la convergence donnée par :

$$|\epsilon^{(k)} - \epsilon^{(k+1)}| < \epsilon_{tol} \quad (\text{III.43})$$

$$\epsilon^{(k)} = \sqrt{\frac{1}{M} \sum_{q=0}^M (v_i^{(k)}[q] - v_i^{(k+1)}[q])^2} \quad (\text{III.44})$$

Alors, l'algorithme peut être résumé dans les deux équations ci-dessous:

$$\sum_{m=-N}^{+N} V_{rm}^{(k)} e^{jm\omega_p t} = v_i^{(k)}[q] - i_d^{(k)}[q] Z_c \quad (\text{III.45})$$

$$v_i^{(k+1)}[q] = v_i^{(1)}[q] + \sum_{m=-N}^{+N} \Gamma_m V_{rm}^{(k)} e^{jm\omega_p t} \quad (\text{III.46})$$

A la sortie, on a l'état stationnaire de l'ol $[v_i(t)]$ sur M échantillons et son contenu harmonique sur la diode.

III.4.3 L'analyse en grands signaux

L'algorithme des réflexions multiples permet de traiter séparément, d'une part l'effet des impédances du montage et d'autre part l'effet de la diode sur la forme d'onde stationnaire de l'ol dans le mélangeur. Conformément à ce qui a été déjà exposé, l'action de la diode est mieux définie dans le domaine du temps. Le schéma de la Fig III.7 montre une vue

plus détaillée de la partie non linéaire de la Fig III.6. Les trois relations entre tensions et courants pour le circuit sont:

$$i_d(t) = i_g(t) + i_c(t) = i_g(v_j) + c_j(v_j) \frac{dv_j}{dt} \quad (\text{III.47})$$

$$v_d(t) = v_j(t) + R_{s1} i_d(t) \quad (\text{III.48})$$

$$v_i(t) = v_d(t) + Z_c i_d(t) \quad (\text{III.49})$$

Elles permettent d'établir l'équation différentielle non-linéaire pour les grands signaux sur la diode:

$$(Z_c + R_{s1}) c_j(v_j) \frac{dv_j}{dt} + v_j + (Z_c + R_{s1}) i_g(v_j) = v_i \quad (\text{III.50})$$

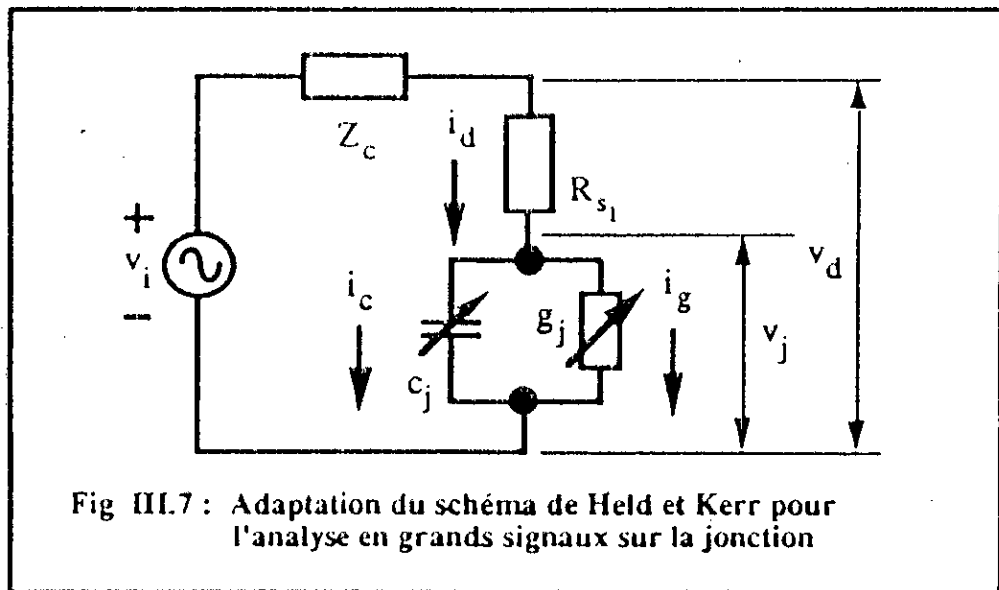


Fig III.7 : Adaptation du schéma de Held et Kerr pour l'analyse en grands signaux sur la jonction

On a utilisé le procédé numérique donnée par Maas [43] (et rappelé dans l'Annexe E.6), qui consiste essentiellement à utiliser une méthode d'approximations successives adaptée pour résoudre des équations transcendantes. L'algorithme des réflexions multiples permet de déterminer la forme d'onde de l'oi sur la diode et les valeurs de $g(t)$ et $c(t)$. Ces grandeurs sont obtenues grâce à l'analyse du contenu harmonique de V_{dm} et I_{dm} (relations (III.30) et (III.31)), et en utilisant une TRF [Annexe E.2]. Il vient:

$$i_j(t) = \sum_{m=-N}^{+N} I_{jm} e^{jm\omega_p t}, \quad I_{-jm} = I_{jm}^* \quad (III.51)$$

$$g_j(t) = \sum_{m=-N}^{+N} G_m e^{jm\omega_p t}, \quad G_{-m} = G_m^* \quad (III.52)$$

$$c_j(t) = \sum_{m=-N}^{+N} C_m e^{jm\omega_p t}, \quad C_{-m} = C_m^* \quad (III.53)$$

La Fig III.8 présente l'organigramme du programme pour l'analyse en grands signaux.

III.4.4 L'analyse en petits signaux

La connaissance des coefficients de Fourier de $i_j(t)$, $g_j(t)$ et $c_j(t)$, obtenus par les méthodes exposées ci-dessus, permet de construire les matrices de conversion en régime de petits signaux. Les petits écarts de la tension et du courant dus au signal superposé à la forme d'onde de l'oi sont représentés par $[\delta V_m]$ et $[\delta I_n]$. On peut donc établir la *matrice de conversion de la jonction* $[Y^j]$:

$[\delta I_m] = [Y^j] \cdot [\delta V_m]$, où $m, n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots$ soit encore:

$$\begin{bmatrix} \delta I_2 \\ \delta I_1 \\ \delta I_0 \\ \delta I_{-1} \\ \delta I_{-2} \\ \vdots \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} m \\ \vdots \\ 2 \\ 1 \\ 0 \\ -1 \\ -2 \\ \vdots \end{pmatrix} \begin{bmatrix} \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & Y_{22}^j & Y_{21}^j & Y_{20}^j & Y_{2,-1}^j & Y_{2,-2}^j & \dots \\ \dots & Y_{12}^j & Y_{11}^j & Y_{10}^j & Y_{1,-1}^j & Y_{1,-2}^j & \dots \\ \dots & Y_{02}^j & Y_{01}^j & Y_{00}^j & Y_{0,-1}^j & Y_{0,-2}^j & \dots \\ \dots & Y_{-12}^j & Y_{-11}^j & Y_{-10}^j & Y_{-1,-1}^j & Y_{-1,-2}^j & \dots \\ \dots & Y_{-22}^j & Y_{-21}^j & Y_{-20}^j & Y_{-2,-1}^j & Y_{-2,-2}^j & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \delta V_2 \\ \delta V_1 \\ \delta V_0 \\ \delta V_{-1} \\ \delta V_{-2} \\ \vdots \end{bmatrix} \quad (III.54)$$

(n ... 2 1 0 -1 -2 ...)

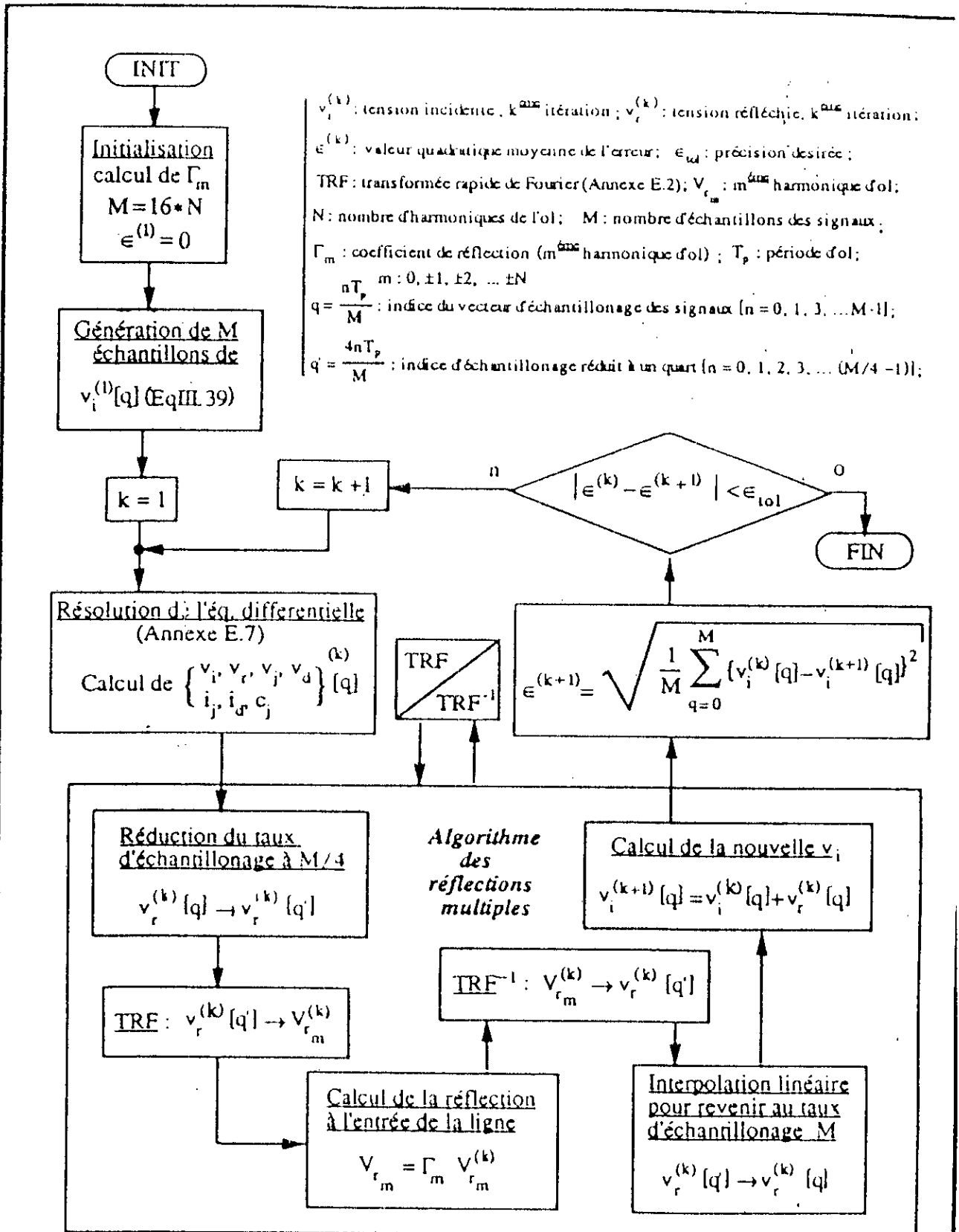


Fig III.8 : Algorithme de l'analyse en grands signaux d'après Held-Kerr [41] et Maas [43]

Chaque élément Y_{mn}^j de la matrice est égal à la composition des harmoniques de $g_j(t)$ et $c_j(t)$ selon la relation:

$$Y_{mn}^j = G_{m-n} + j(\omega_0 + m\omega_p) C_{m-n} \quad (III.55)$$

La Fig III.9 montre le spectre des fréquences qui se rapportent à relation (I.55). La convention adoptée pour les symboles est la suivante:

- ω_p : pulsation de l'oscillateur local.
- ω_0 : pulsation de la fréquence intermédiaire (**fi**).
- ω_s : pulsation du signal.
- ω_i : pulsation de l'image.

Afin d'obtenir une formulation commode pour le traitement informatique, on a utilisé la notation proposé par Saleh [40] :

$$\omega_m = \pm\omega_0 + m\omega_p \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots \dots \pm N$$

- si $m = 0$, on trouve: $\omega_m = \pm \omega_0$ (pulsation fi)
- si $m = 1$, on trouve: $\omega_1 = \omega_0 + \omega_p = \omega_s$ (pulsation signal)
- si $m = -1$, on trouve: $\omega_{-1} = -\omega_0 + \omega_p = \omega_i$ (pulsation image)

Si on ajoute la résistance série $R_{s,m}$ à la matrice $[Y^j]$, nous obtiendrons la *matrice de conversion de la diode* $[Z^d]$. Comme $R_{s,m}$ n'est pas une fonction temporelle, d'après § I.3.2, elle est représentée par une matrice carrée diagonale. Nous avons, donc:

$$[Z^d] = \text{diag} [R_{s,m}] + [Y^j]^{-1} \quad (III.56)$$

Pour la caractérisation complète du mélangeur, il faut ajouter à $[Z^d]$ la contribution de la structure du montage $Z_{e,m}$, nécessaire pour calculer la perte de conversion et le facteur de bruit du circuit. De la même façon que $R_{s,m}$, les impédances $Z_{e,m}$ ne sont pas variables dans le temps et donnent aussi une matrice carrée diagonale. Nous l'appellerons *matrice de*

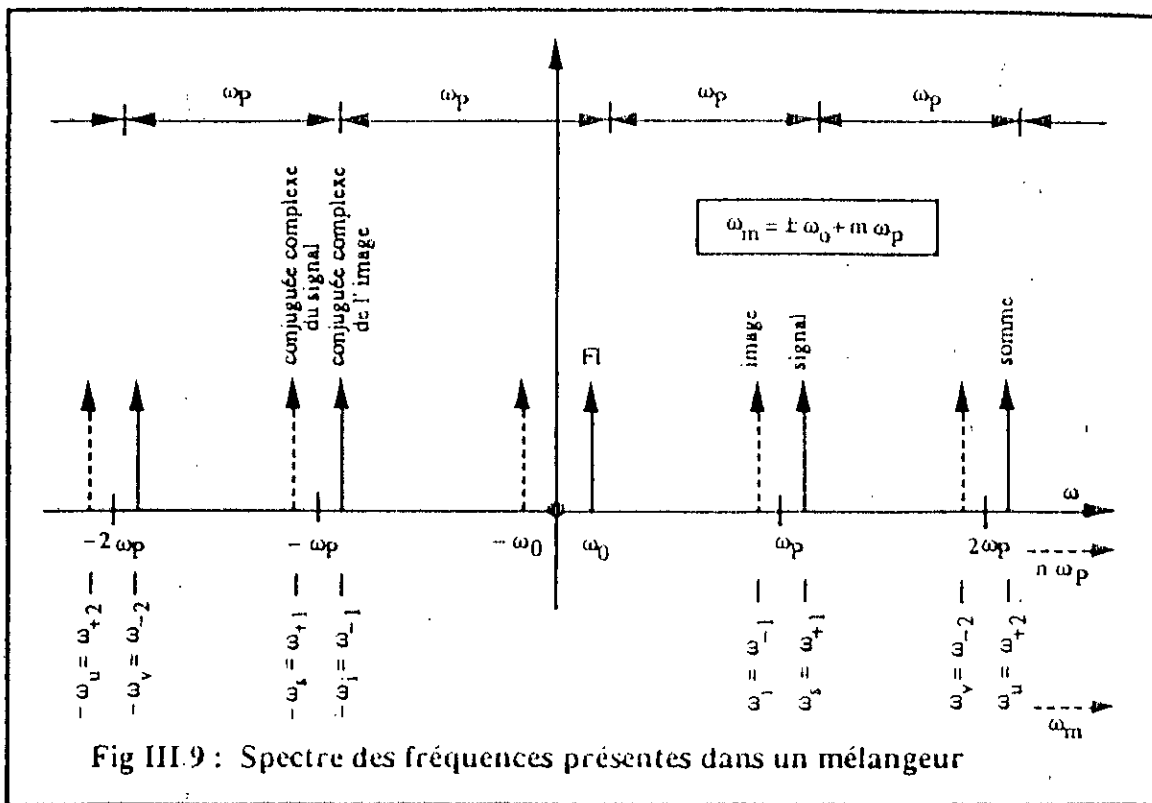


Fig III.9 : Spectre des fréquences présentes dans un mélangeur

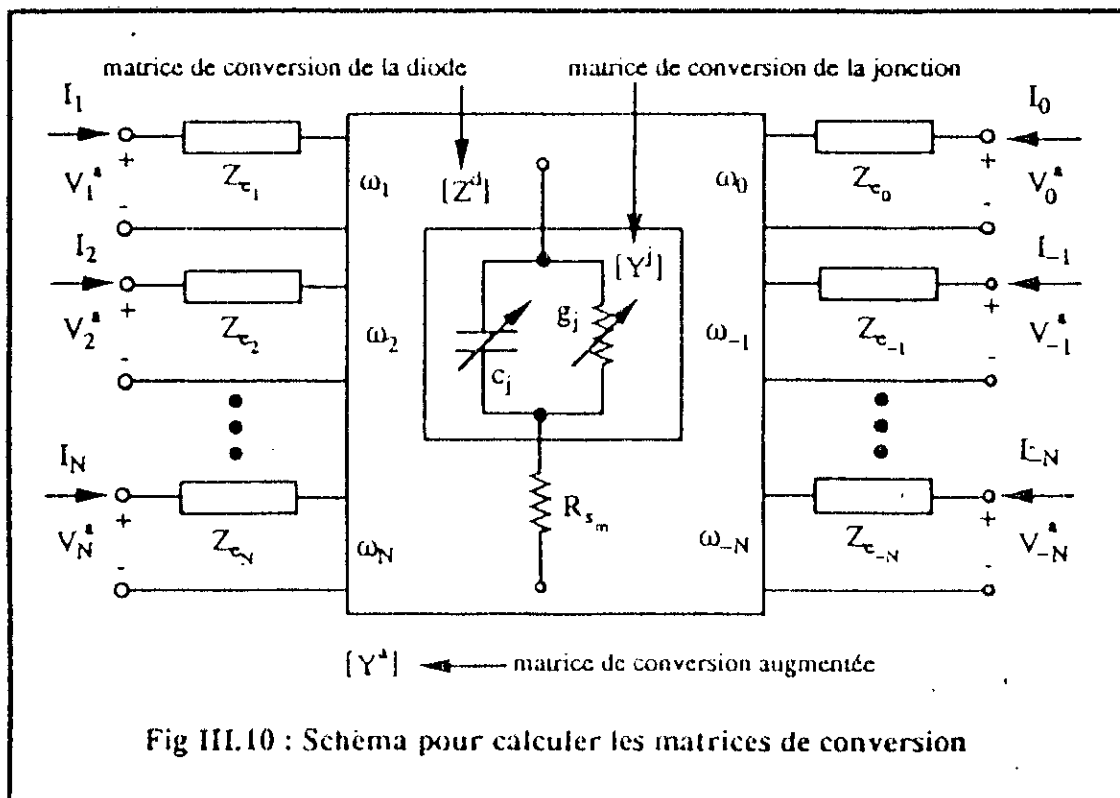


Fig III.10 : Schéma pour calculer les matrices de conversion

conversion du mélangeur ou matrice de conversion augmentée $[Z^a]$, plus utile sous la forme d'une matrice admittance:

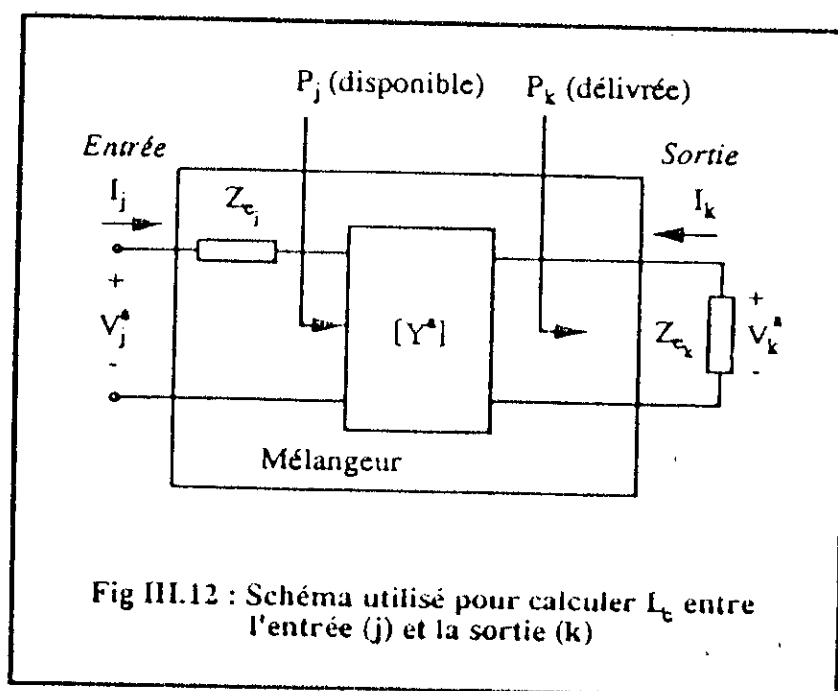
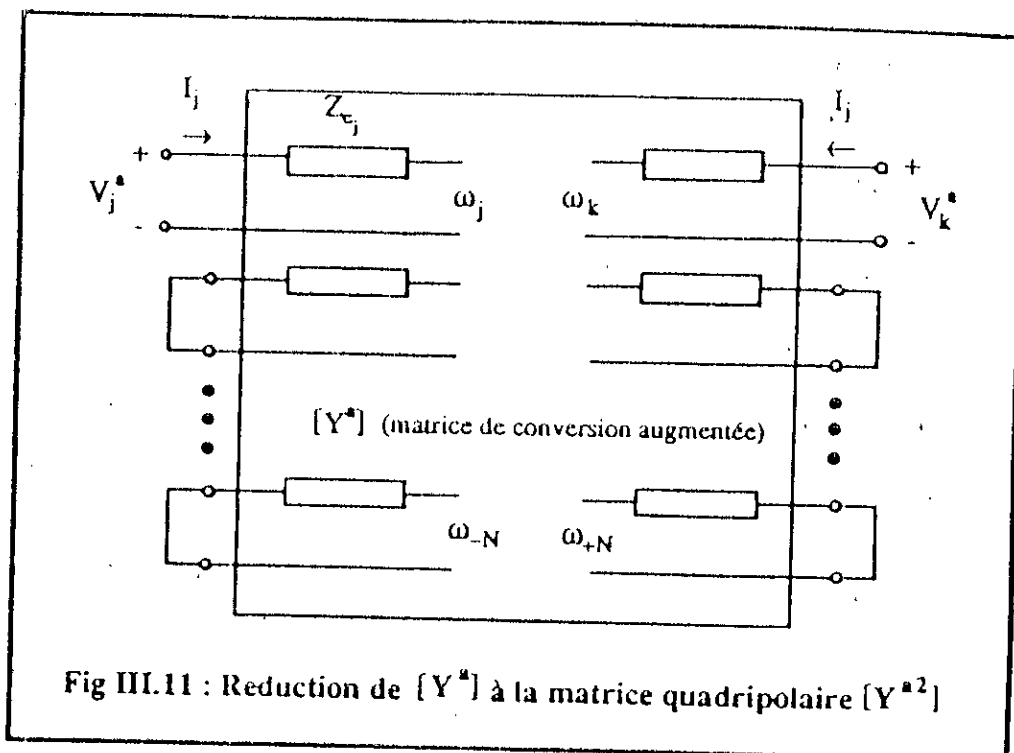
$$[Y^a] = \{ \text{diag} [Z_{cm}] + [Z^d] \}^{-1} \quad (\text{III.57})$$

La Fig III.10 illustre le schéma pour la séquence du calcul de III.54 à III.57. Pour le calcul de la perte de conversion, la matrice augmentée doit être réduite à une structure quadripolaire. Sur le schéma équivalent de la Fig III.11, on va considérer l'entrée (**j**) et la sortie (**k**) comme les paires d'accès extérieures du circuit. Les paires demeurant en court-circuit, $[Y^a]$ est réduite à une matrice quadripolaire désignée $[Y^{a2}]$:

$$\begin{matrix}
 \left[\begin{matrix} \vdots \\ I_{N+1} \\ \vdots \\ I_0 \\ I_1 \\ \vdots \\ I_N \end{matrix} \right]^T & = & \left[\begin{matrix}
 Y_0^a & Y_{-1}^a & Y_{-2}^a & \cdots & Y_{-(2N-1)}^a & Y_{-2N}^a \\
 Y_1^a & Y_0^a & Y_{-1}^a & \cdots & Y_{-(2N-2)}^a & Y_{-(2N-1)}^a \\
 \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\
 \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\
 Y_{N-1}^a & Y_{N-2}^a & Y_{N-3}^a & \cdots & Y_{-N}^a & Y_{-(N+1)}^a \\
 Y_N^a & Y_{N-1}^a & Y_{N-2}^a & \cdots & Y_{-(N-1)}^a & Y_{-N}^a \\
 Y_{N+1}^a & Y_N^a & Y_{N-1}^a & \cdots & Y_{-(N-2)}^a & Y_{-(N-1)}^a \\
 \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\
 \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots
 \end{matrix} \right] \begin{matrix}
 0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0
 \end{matrix} \\
 \\
 \left[\begin{matrix} I_j \\ I_k \\ \vdots \\ I_{N-1} \\ I_N \end{matrix} \right] & & \left[\begin{matrix}
 Y_{N+j}^a & \cdots & Y_j^a & Y_{j-1}^a & \cdots & Y_{-(N-j)}^a \\
 Y_{N+k}^a & \cdots & Y_k^a & Y_{k-1}^a & \cdots & Y_{-(N-k)}^a \\
 \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\
 \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\
 Y_{2N-1}^a & Y_{2N-2}^a & Y_{2N-3}^a & \cdots & Y_0^a & Y_{-1}^a \\
 Y_{2N}^a & Y_{2N-1}^a & Y_{2N-2}^a & \cdots & Y_1^a & Y_0^a
 \end{matrix} \right] \begin{matrix}
 V_j^a \\ V_k^a \\ \vdots \\ 0 \\ 0
 \end{matrix}
 \end{matrix} \quad (\text{III.58})$$

où
$$\begin{bmatrix} I_j \\ I_k \end{bmatrix}^T = \begin{bmatrix} Y_{jj}^{a2} & Y_{jk}^{a2} \\ Y_{kj}^{a2} & Y_{kk}^{a2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_j^a \\ V_k^a \end{bmatrix} \quad (\text{III.59})$$

Les impédances d'entrée et de sortie du mélangeur sont calculées grâce aux éléments de la diagonale de $[Y^{a2}]$:



$$Z_{\text{entrée}} = \frac{1}{Y_{jj}^{a2}} - Z_{ej} \quad (\text{III.60})$$

$$Z_{\text{sortie}} = \frac{1}{Y_{kk}^{a2}} - Z_{ek} \quad (\text{III.61})$$

III.4.5 Perte de conversion

La définition de perte de conversion a été présentée au § I.3.1, et son calcul est donné par l'expression (I.59). En utilisant la Fig III.12 on peut calculer les pertes de conversion entre les accès k et j selon la relation III.47.

$$L_{c_{ij}} = \frac{P_j \text{ (disponible)}}{P_k \text{ (délivrée)}} = \frac{\left| \frac{V_j}{2} \right|^2 \text{Re} [Z_{ej}]^{-1}}{\frac{|I_k|^2}{\text{Re} [Z_{ek}]^{-1}}} \quad (\text{III.62})$$

Le calcul des impédances Z_{ej} et Z_{ek} s'effectue comme pour III.60 et III.61. La matrice réduite $[Y^{a2}]$, prise selon le schéma de la Fig III.12, permet d'obtenir la perte conversion généralisée :

$$L_{c_{ij}} = \{4 |Y_{kj}^{a2}|^2 \text{Re} [Z_{ej}] \text{Re} [Z_{ek}]\}^{-1} \quad (\text{III.63})$$

III.4.6 Facteur de bruit

Pour une diode MIM, il existe deux sources prédominantes de bruit ramenées à la fréquence f : le **bruit de grenaille** ("shot noise") et le **bruit thermique**. Le bruit de grenaille est dû à la traversée d'une barrière de potentiel par les électrons.

Quand un électron traverse la barrière de potentiel, on a une petite impulsion de courant. Si le temps de transit est assez petit en comparaison à l'inverse de la fréquence de variation du niveau de polarisation de la jonction, la forme d'onde du courant peut être traitée comme une série d'impulsions aléatoires. La moyenne du nombre de ces impulsions à chaque

seconde est constante et proportionnelle à la valeur du courant en continu . Par contre, la valeur instantanée de ce courant est variable dans le temps, ce qui ajoute une fluctuation aléatoire au signal reçu par la diode.

Dans le cas du mélangeur, le courant à travers la diode possède un contenu harmonique. En conséquence, l'action du bruit de grenaille est étalée dans le spectre de la même manière qu'au § 1.3.4. Cet étalement est transposé vers la sortie dans les bandes d'ordre supérieur. Ces bandes de bruits sont corrélées car elles sont de même origine. La contribution de chaque bande de bruit de grenaille répandue dans le spectre du bruit à la sortie est donnée par la *matrice de corrélation du bruit grenaille*. Dragone [81] a montré que pour un mélangeur à diode chaque élément de cette matrice est donné par:

$$\chi_{gr_{m-n}} = 2qI_{m-n}\Delta f \quad (III.64)$$

où I_{m-n} sont les coefficients de Fourier du courant à travers la jonction I_j , calculés par (III.51).

La seconde source de bruit importante pour la diode MIM est le bruit thermique produit par la résistance série R_{sm} . Ce bruit est présent dans n'importe quel milieu résistif à une température au-dessus du zéro absolu. Au-dessous de 6 THz, on peut le considérer comme indépendant de la fréquence et fonction seulement de la bande passante et de la température.

Puisqu'il s'agit d'un processus lié à un paramètre non variable dans le temps (R_{sm}), les bandes de bruit thermique répandues dans le spectre à cause de l'hétérodynage sont non corrélées. En conséquence, la matrice de corrélation du bruit thermique est une matrice carrée diagonale. Ses éléments sont définis par:

$$\chi_{th_{nm}} = \begin{cases} \frac{4kTR_{sm}\Delta f}{|Z_{em} + R_{sm}|^2} & , \text{ si } m = n \\ 0 & , \text{ si } m \neq n \end{cases} \quad (\text{III.65})$$

Ces deux sources de bruit sont ajoutées à la structure du mélangeur, supposée sans bruit, comme l'indique la Fig III.13. On a schématisé une situation générale, sans le souci de spécifier quel est l'harmonique considéré.

Le bruit de grenaille est représenté par la source de courant en parallèle avec la jonction. Une source de tension de bruit thermique a été intercalée entre la résistance R_s et l'impédance du montage Z_e [Fig III.13 (a)]. Pour alléger le calcul, la source de tension de bruit thermique est convertie en son équivalent de Norton, comme sur la Fig III.13 (b).

Pour le calcul du bruit du mélangeur, tout d'abord, on calcule la matrice de conversion de la diode terminée $[Z^{dt}]$ à partir de $[Y]$ et on ajoute les charges $[R_{sm} + Z_{em}]$ pour chaque harmonique [Fig III.14];

$$[Z^{dt}] = \left\{ [Y] + \text{diag} \left[\frac{1}{R_{sm} + Z_{em}} \right] \right\}^{-1} \quad (\text{III.66})$$

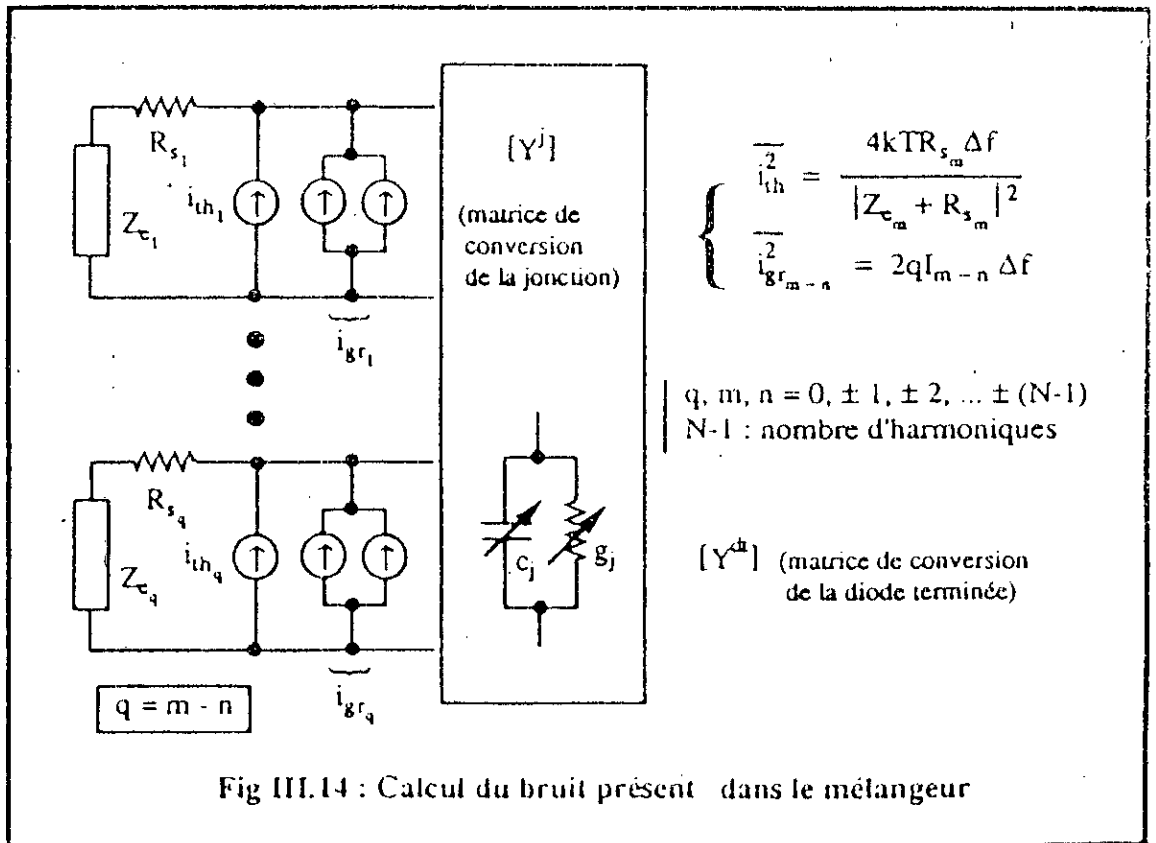
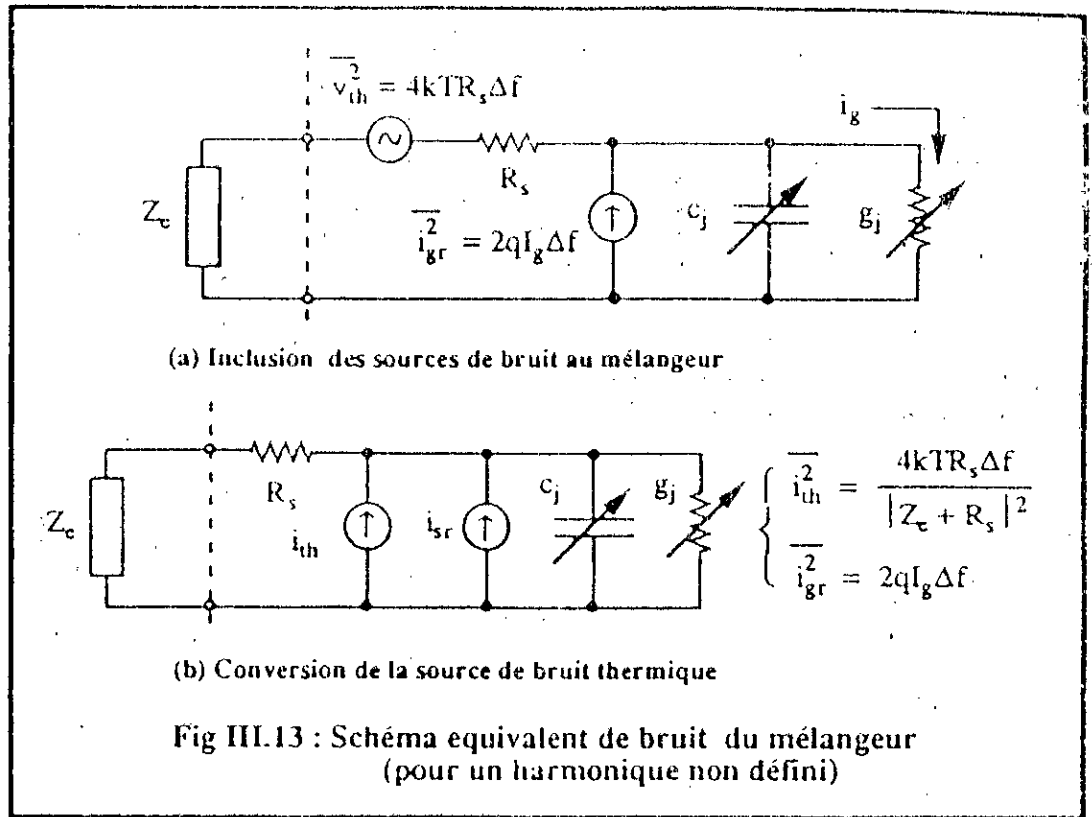
La puissance de bruit présente à la sortie (k) est donc calculée par:

$$N_k = [Z_k^{dt}] \cdot \{ [\chi_{gr}] + [\chi'_{th}] \} \cdot [Z_k^{dt}]^{*T} \quad (\text{III.67})$$

où $[\chi'_{th}]$ est la matrice $[\chi_{th}]$ avec l'élément $\chi_{th_{kk}}$ remplacé par $\frac{4kTR_{sk}\Delta f}{|Z_{ek}|^2}$

$[Z_k^{dt}]^{*T}$ est la matrice transposée conjuguée de $[Z_k^{dt}]$

La température et le facteur de bruit sont calculés directement par (I.70) et de (I.71):



$$T_{kj}(\text{SSB}) = \frac{B_k \cdot L_{c_{kj}} \cdot \text{Re}[Z_{ck}]}{k\Delta f |Z_{ck} + R_s|^2} \quad (\text{III.68})$$

$$F_{B_{kj}}(\text{SSB}) = 1 + \frac{T_{kj}}{290} \quad (\text{III.69})$$

Si le circuit mélangeur présente encore d'autres sources de bruit autrement que du bruit grenaille ou thermique, mais toujours non prédominants, la technique couramment utilisée est d'augmenter un petit peu le facteur de bruit.

Toute la procédure Informatique pour l'analyse en petits signaux vue dans ce paragraphe est schématisée dans la Fig III.15. On doit remarquer, par rapport à l'algorithme proposé, que le taux d'échantillonnage et le nombre d'harmoniques sont variables selon la précision requise pour chaque calcul matriciel. La détermination du nombre d'échantillons à traiter est fixée par la procédure proposée par Maas [43] et qui prend en compte les besoins correspondants au nombre d'harmoniques nécessaires et à la précision requise pour les calculs temporels. Le Tableau III.1 donne un résumé des critères proposés par Maas.

III.5 Comparaison entre les deux méthodes

Nous avons vu que les deux méthodes, d'Egami et de Held-Kerr, ont été conçues pour l'analyse numérique des mélangeurs à diode. La méthode d'Egami nécessite impérativement une estimation, au début du calcul, assez proche de la solution (c'est à dire, l'état stationnaire du mélangeur), de manière à assurer la convergence. Dans ces conditions, le calcul est très rapide (quelques secondes, environ).

Bien que la méthode de base ait été conçue pour des mélangeurs résistifs, la théorie présentée dans le § 1.3.2 permet d'envisager une généralisation de celle-ci en ajoutant des éléments réactifs dans le schéma équivalent. On peut aussi envisager de tenir compte des éléments "parasites"

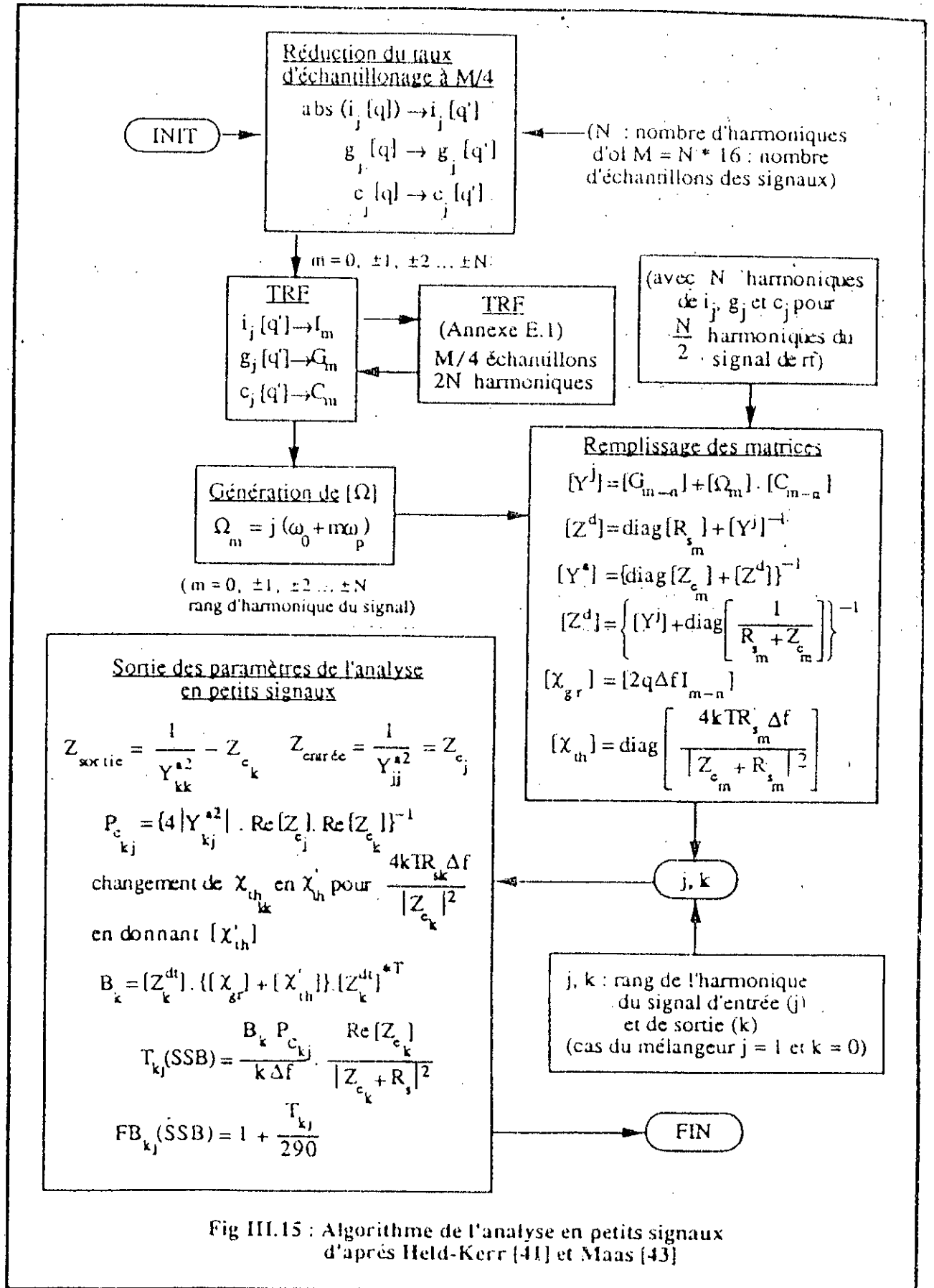


Fig III.15 : Algorithme de l'analyse en petits signaux d'après Held-Kerr [41] et Maas [43]

du mélangeur tels que l'influence du boîtier par exemple. Cependant la convergence devient dramatique au fur et à mesure que le nombre d'harmoniques à prendre en compte augmente ou que des éléments réactifs non linéaires sont ajoutés au modèle [82].

<i>Critères</i>	<i>Limite</i>
1. Nombre d'harmoniques de l'ol considérés	$N = 2^n \quad (n = 1, 2, 3, \dots)$
2. Nombre d'échantillons des signaux dans le domaine du temps	$M = 16 N$
3. Réduction d'échantillonnage pour la TRF	$M' = \frac{M}{4}$
4. Nombre d'harmoniques calculés par la TRF	$4N - 1 = \frac{M}{4} - 1$
5. Nombre d'harmoniques de l'ol pris pour calculer les matrices de conversion	$N = \frac{M}{16}$
6. Nombre d'harmoniques du signal de rf	$\frac{N}{2} = \frac{M}{32}$

Tab III.1 : Critères proposés par Maas [43] pour l'analyse de Held et Kerr

L'algorithme développé par Held et Kerr ne dépend pas d'une estimation initiale pour effectuer les itérations. La convergence est atteinte presque toujours, quoique parfois elle demande un nombre très important d'itérations. En particulier, cela peut arriver pour des circuits fortement excités, où les éléments réactifs non-linéaires sont prédominants par rapport aux composants résistifs. Vu la formulation plus générale de l'analyse proposée par Held-Kerr, nous l'avons retenue pour l'étude numérique des

mélangeurs utilisant des diodes MIM. En outre, les données numériques et expérimentales disponibles pour les mélangeurs MIM ne sont pas suffisantes pour établir convenablement la condition de départ nécessaire à la méthode d'Egami.

CHAPITRE IV

**SIMULATION, MODELISATION ET CONCEPTION
DU MELANGEUR HETERODYNE**

IV.1 Introduction

Les phénomènes physiques concernant le fonctionnement des détecteurs et des mélangeurs dans la bande submillimétrique et Infrarouge lointain sont très complexes et encore pas tout à fait connus. Plusieurs travaux ont été menés durant les vingt dernières années en mettant en évidence plusieurs aspects du problème. Parmi les articles classiques, on peut citer Teich [83], Kwok et al. [19], Green [4], Paris et al. [22], Riccius [84], Van der Ziel [85], Augeri [6], Whitford [86], Tucker [87], Hunt et al [88], Park et al [89], etc.

Jusqu'ici nous avons cherché à établir un modèle électronique pour le fonctionnement non-linéaire de la diode MIM. Nous avons supposé que la diode était utilisée en mélangeur à pointe, associée à un couplage quasi-optique.

En effet, la plupart des résultats actuellement publiés, et exploitables pour une confrontation théorique, ont été obtenus avec des diodes à pointes. Nous chercherons toutefois à adapter les résultats de notre modèle aux réalisations planars qui seules présentent un avenir certain. C'est aussi dans ce but que nous avons cherché à optimiser les paramètres de la diode.

IV.2 Simplifications imposées au modèle

On n'a pas trouvé dans la bibliographie, un modèle électronique convenable pour la simulation numérique de la diode MIM en tant que mélangeur, détecteur ou générateur d'harmonique.

Nous avons adopté le concept, largement accepté, que l'hétérodynage des fréquences est dû à la non-linéarité du courant tunnel à travers la barrière de potentiel. L'effet tunnel dans la diode MIM a été présenté en détail dans le Chap. I. Mais l'équation (I.32) ne permet pas d'obtenir la densité de courant directement, à cause de l'impossibilité de calculer s_1 et s_2 d'une manière analytique et par conséquent d'obtenir J .

Simmons a proposé des formules analytiques approchées pour ce calcul aussi bien pour des jonctions symétriques [29] que non symétriques [30]. En utilisant un procédé numérique, on a pu vérifier que seules les formules pour des jonctions symétriques conduisent à des valeurs raisonnables (quoiqu'elles ne soient pas assez précises pour le calcul de la capacité non linéaire). A cause de cette complication, nous avons commencé notre étude avec un schéma simplifié adapté à la simulation et permettant d'obtenir des résultats qui puissent être interprétés vis à vis du modèle lui même.

On va supposer que seul *l'effet tunnel excité par le champ électrique* ("émission par champ") est prédominant dans le fonctionnement de la jonction MIM. Cette supposition impose certaines restrictions pour les paramètres de la diode, à savoir:

a. Sur l'épaisseur de l'isolant

Simmons [90] et Hoofring [91] ont montré que l'effet tunnel est le processus prédominant dans la conduction de la diode pour des épaisseurs inférieures à 40 Å, environ. Au delà de cette valeur, le courant dû à *l'effet thermoionique* devient plus important que le courant tunnel.

b. Sur la température

D'après l'étude présentée dans le Chap I (§ 1.2.2), le courant tunnel est presque indépendant de la température. Dans la littérature, les expérimentateurs classent en général les effets non-linéaires dûs à la température sous l'appellation "d'effet thermique". Il faut comprendre alors qu'il s'agit d'un effet lent dû à l'échauffement du contact, par opposition à un effet rapide comme l'effet tunnel. Un effet thermique ne pourra pas être responsable de mélanges avec des fréquences intermédiaires élevées (supérieures à 10 KHz en pratique), ou de génération d'harmoniques. Par contre un effet thermique peut être responsable d'une vidéodétection. La tension détectée pouvant provenir soit d'un effet de thermocouple dû à un gradient thermique entre les électrodes du contact, soit dû à un effet

thermionique au dessus de la barrière (ce dernier effet présente une fréquence de coupure supérieure à celle de l'effet thermocouple).

En refroidissant la jonction, on peut améliorer les performances de la diode, car l'effet tunnel reste alors le processus dominant. Yasuoka et al [105] ont étudié l'évolution du courant d'une jonction à pointe à différentes températures et pour plusieurs épaisseurs d'oxyde (diode W-NiO-Ni). La Fig IV.1 montre cette évolution pour des épaisseurs de NiO comprises entre 10 et 1500 Å.

On voit clairement que I_j reste indépendant de la température pour des épaisseurs faibles, mais qu'il en dépend fortement pour des épaisseurs plus importantes, ce qui confirme bien l'existence des deux effets signalés ci-dessus. Ces résultats ont été confirmés avec des jonctions MIM planar par Nelson [37,38], Kanter et Feilbelman [92] et Pollack [93].

c. Sur la longueur d'onde du signal

Marshalek [94], a étudié la détection à l'aide d'une jonction planar Ni-NiO-Ni, $a_j = 100 \mu\text{m}^2$ et $s = 12 \text{Å}$, dans le visible ($4444 \text{Å} \leq \lambda \leq 6000 \text{Å}$). Il a mis en évidence la transition entre la détection par *l'effet tunnel* assisté par *le champ électrique* (émission par champ) et la détection par *l'effet tunnel photoassisté* (photo-émission). La Fig IV.2 montre la caractéristique V_{det} en fonction de la longueur d'onde du rayonnement incident. La longueur d'onde de transition est voisine de $1,0 \mu\text{m}$. Dans la région d'émission de champ, la tension détectée diminue si la fréquence augmente. Cela est dû à la dégradation de l'efficacité du couplage et au court-circuit apporté par l'impédance de la capacité parallèle de la jonction. Dans cette gamme de fréquence, le photon n'a pas une énergie suffisante pour déclencher l'effet tunnel. Lorsque la longueur d'onde est inférieure à $1 \mu\text{m}$ environ, les électrons n'ont pas encore assez d'énergie pour provoquer l'effet photoélectrique, mais on peut obtenir un effet tunnel photoassisté. Cet effet sera d'autant plus important que l'énergie des photons sera grande. C'est ce

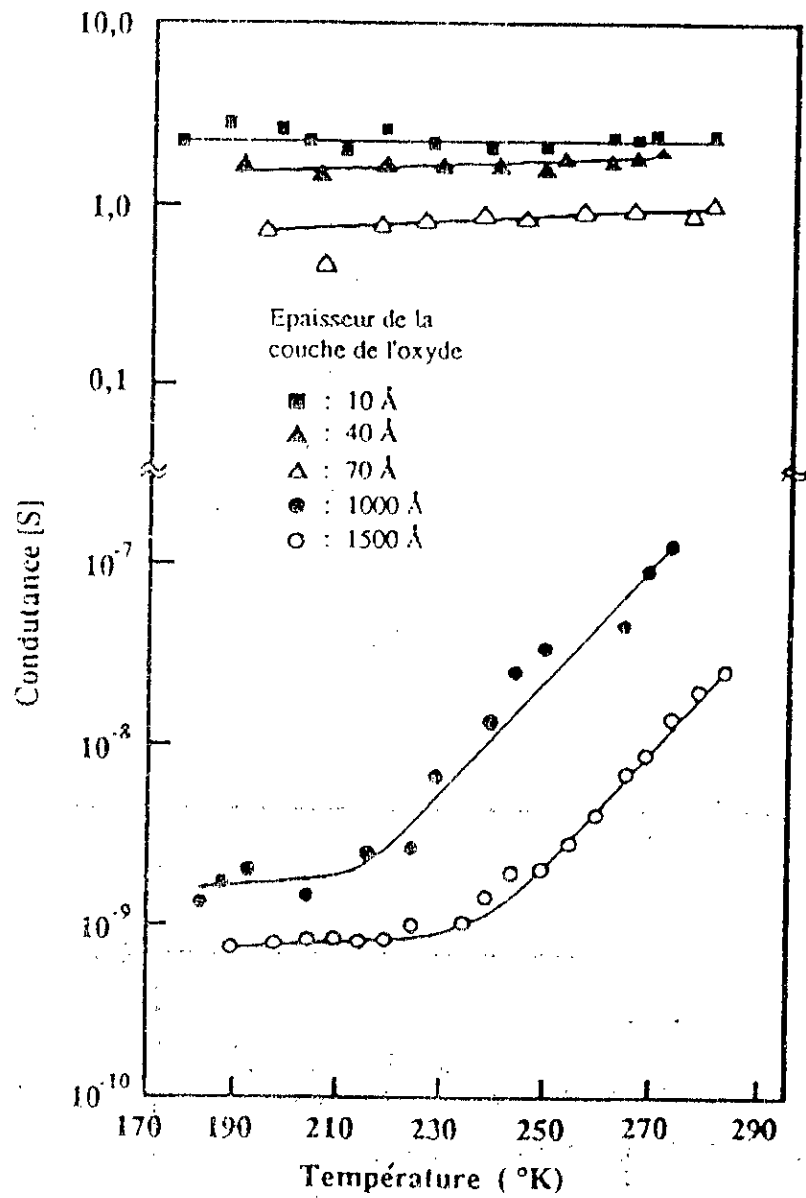


Fig IV.1 : Variation de la conductance des jonctions à pointe W-NiO-Ni pour plusieurs épaisseurs d'oxyde et en fonction de la température (réf: Yasuoka [105])

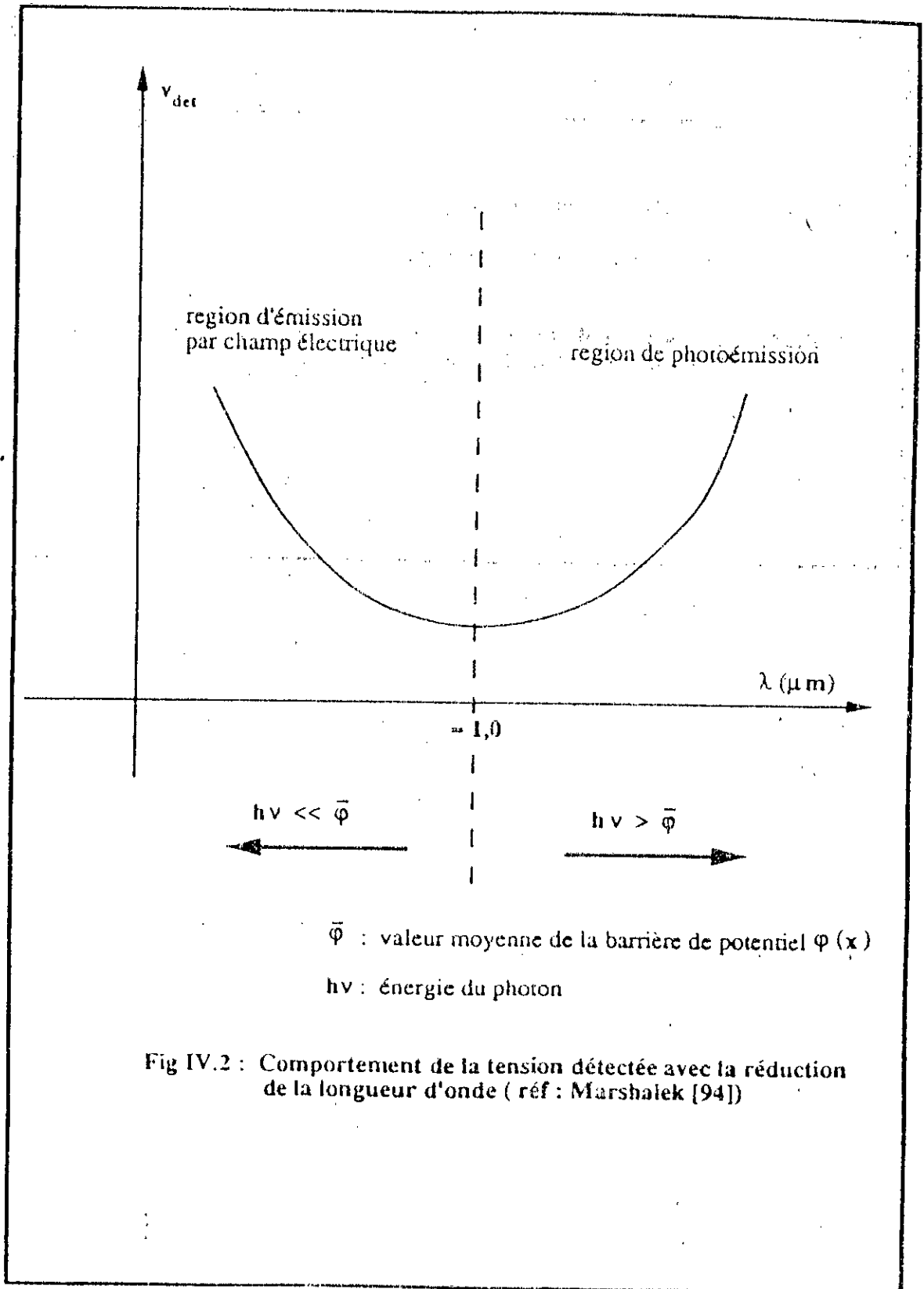


Fig IV.2 : Comportement de la tension détectée avec la réduction de la longueur d'onde (réf : Marshalek [94])

qui explique qu'au delà de 1µm (300THz) la tension détectée augmente avec la fréquence. Dans ce cas le couplage du champ électrique avec la jonction n'est plus un processus dominant, l'effet principal étant un effet de volume dans les matériaux. La théorie développée par Marshalek [94] permet d'expliquer les résultats obtenus par Twu [95] dans le visible ($\lambda = 6328\text{\AA}$ - laser HeNe). Quoique Twu ait proposé l'effet thermique (ou, plus précisément, un effet bolométrique) comme le responsable des écarts, l'absence de la directivité du whisker et le fort niveau de puissance sur la jonction renforcent plutôt l'hypothèse de Marshalek.

d. Sur la géométrie de la jonction

La diode MIM à contact ponctuel présente une géométrie asymétrique, ce qui n'est pas le cas du modèle planar développé par la théorie de Simmons [29,30,33]. Miskovsky et al. [96] ont fait l'étude de l'effet de la géométrie particulière de la diode à pointe sur la distribution du potentiel dans la jonction. Ils ont recherché une solution de l'équation de Laplace appliquée à la jonction polarisée (IV.1) [Fig. IV.3], grâce à la fonction de Green pour l'équation de Poisson dans l'isolant (IV.2). La géométrie du contact impose l'utilisation des coordonnées ellipsoïdales allongées (ξ, η, ϕ):

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta F(\vec{x}, \vec{x}_0) = 0 \\ \Delta G(\vec{x}, \vec{x}_0) = -4\pi |e| \delta(\vec{x} - \vec{x}_0) \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(IV.1)} \\ \text{(IV.2)} \end{array}$$

où \vec{x}_0 : vecteur de localisation de la charge $-|e|$ dans l'isolant par rapport à l'origine (0,0,0),

\vec{x} : vecteur de localisation du point où le potentiel est calculé par rapport à l'origine (0,0,0),

$F(\vec{x}, \vec{x}_0)$: fonction potentielle que doit satisfaire l'équation de Laplace dans l'isolant,

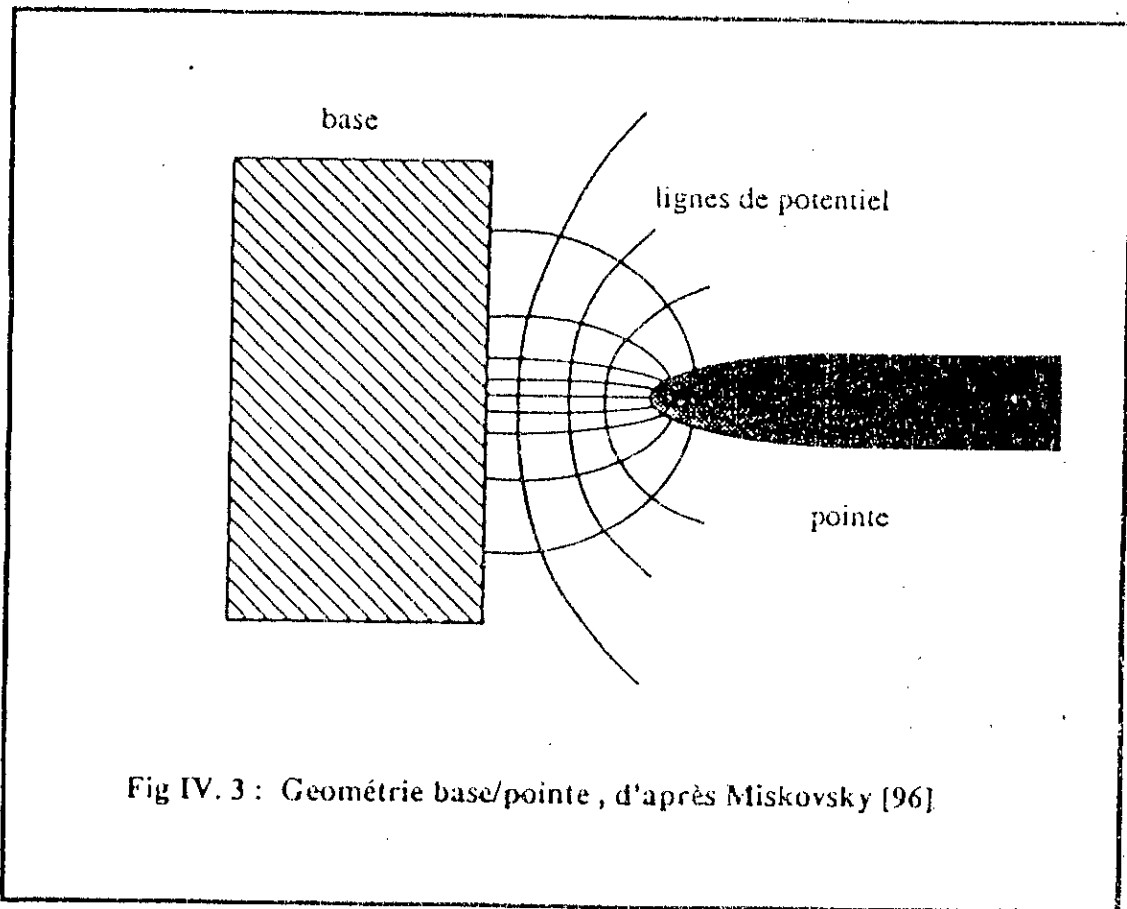


Fig IV. 3 : Géométrie base/pointe , d'après Miskovsky [96]

$G(\vec{x}, \vec{x}_0)$: fonction de Green qui représente le potentiel en \vec{x} dû à la charge unitaire placée à \vec{x}_0 .

Formellement, la combinaison de (IV.2) et (IV.3) donne la solution cherchée:

$$G(\vec{x}, \vec{x}_0) = \frac{-|e|}{|\vec{x} - \vec{x}_0|} + F(\vec{x}, \vec{x}_0) \quad (IV.3)$$

Dans (IV.3), le premier terme est le potentiel en \mathbf{x} dû à une charge $-|e|$ placée sur \mathbf{x}_0 et le deuxième représente le potentiel au même point dû à toutes les charges en dehors de l'isolant, soit les charges images. L'utilisation des coordonnées ellipsoïdales allongées permet de calculer la distribution des charges images par rapport aux parois métalliques placées sur les surfaces de coordonnées $\eta=0$ (base) et $\eta=\eta_0$ (pointe). La fonction $F(\eta, \eta_0)$ est donnée par:

$$F(\eta, \eta_0) = -\frac{2\pi}{\sqrt{a(a+\rho_r)}} \int_0^{\eta_0} \frac{\tau \tan h(\pi\tau)}{1 - \frac{K_\tau(\eta_0)}{K_\tau(\eta_m)}} \left\{ K_\tau(-\eta_m) [K_\tau(\eta_M) - K_\tau(-\eta_M)] + K_\tau(\eta_m) \left[K_\tau(-\eta_M) - K_\tau(\eta_M) \frac{K_\tau(-\eta_0)}{K_\tau(\eta_0)} \right] \right\} d\tau \quad (IV.4)$$

où a : distance pointe-base,

ρ_r : rayon de courbure de la pointe,

$\eta_m = \inf(\eta, \eta_0)$,

$\eta_M = \sup(\eta, \eta_0)$,

K_τ : fonctions de Legendre $P_i(\eta)$ d'indice complexe $i = -\frac{1}{2} + j\tau$.

Au voisinage de la pointe, on trouve une densité de lignes de courant très importante. En première approximation, on peut assimiler le voisinage de la pointe à une petite jonction planar. Dans le cas d'une réalisation planar de la jonction, le modèle à "un électron" proposé par Simnions permet de calculer le courant dans la diode avec une précision

raisonnable. Une approximation du seconde ordre doit tenir compte de l'effet de bord en fonction de la forme géométrique des électrodes.

A côté de ces limitations dues au modèle que nous utilisons, nous pouvons noter qu'il existe aussi certaines limitations sur les paramètres électriques. Ainsi, Hoofring et al [91] ont récemment étudié l'influence de la variation du niveau de polarisation continue d'une jonction planar Ni-NiO-Au sur la tension détectée. La diode délivre un signal qui présente un maximum (P_1) pour une polarisation donnant un point de fonctionnement au voisinage du seuil V_T de la jonction [Fig IV.4]. La valeur de seuil V_T diminue pour une épaisseur d'isolant inférieure à 30Å et atteint un *palier* pour des épaisseurs supérieures [Fig IV.5]. Au delà du maximum P_1 (correspondant à $V_{pol} = 100$ mV) On observe un minimum P_2 pour une polarisation de 125 mV environ. Pour $V_{pol} > 125$ mV on observe une croissance exponentielle de la détection. Ces résultats indiquent la prédominance de l'effet tunnel jusqu'au minimum P_2 et la croissance de l'effet thermique dû à l'échauffement de la jonction à cause du courant en continu. En conclusion, on peut dire que la polarisation en continu améliore les performances rapides de la diode, mais entraîne une augmentation indésirable de l'effet thermique. En prenant en compte les limites exposées, nous allons maintenant définir les conditions de validité de notre simulation:

- (1) la couche d'oxyde est supposée être uniforme et avoir des propriétés physiques isotropes
- (2) le contact est planar et submicronique (ceci inclut donc le cas des diodes à pointes)
- (3) l'effet de la force image est calculé pour une structure planar infinie
- (4) le courant tunnel assisté par le champ électrique couplé à la jonction à travers de l'antenne est supposé prédominant. On ne prendra pas en compte les effets suivants:
 - effets thermiques
 - photoémission
 - charge spatiale
- (5) la polarisation en continu n'échauffe pas la jonction

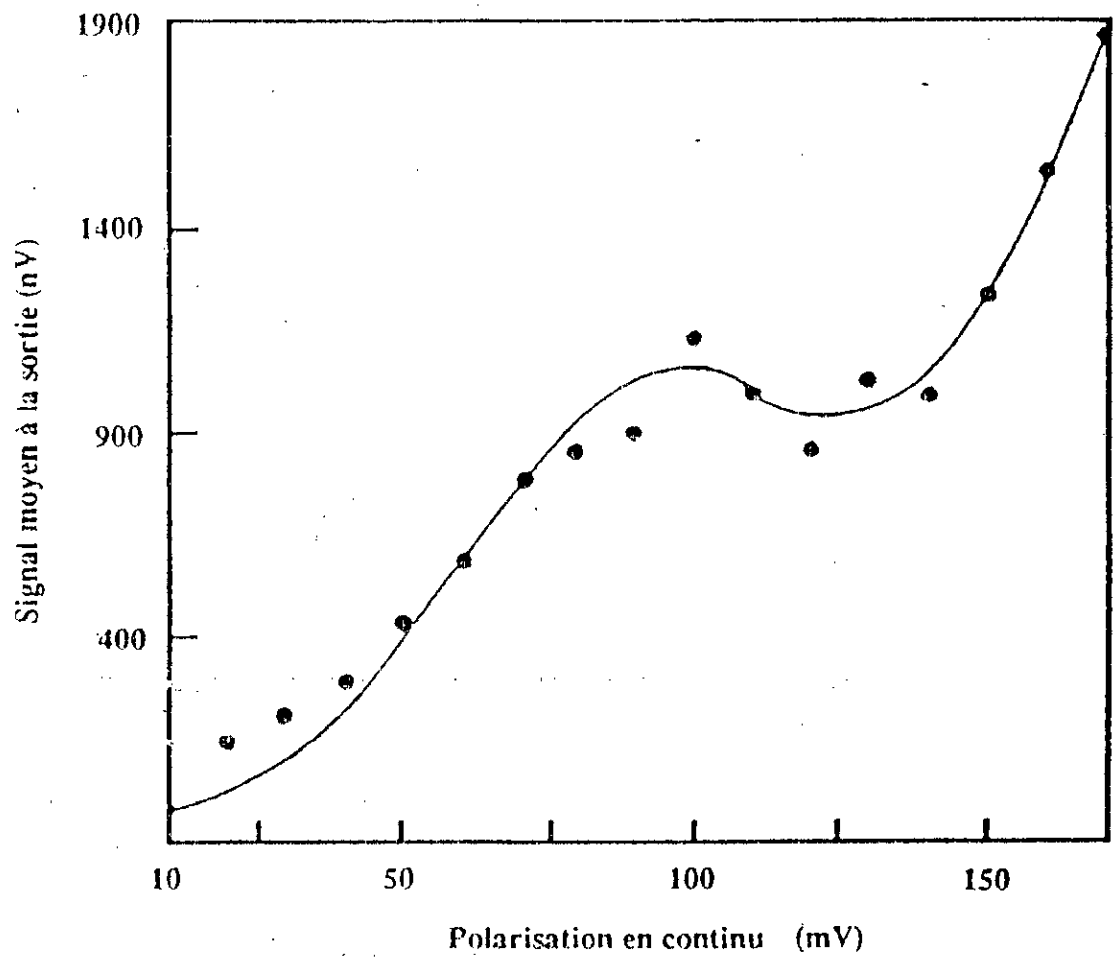


Fig IV.4 : Signal détectée sur une diode MIM avec une antenne planar formée de lignes parallèles. Le faisceau incident provient d'un laser CO₂ à 10,6 μ m. La jonction Au-NiO-Ni a 22 Å d'épaisseur d'oxyde.

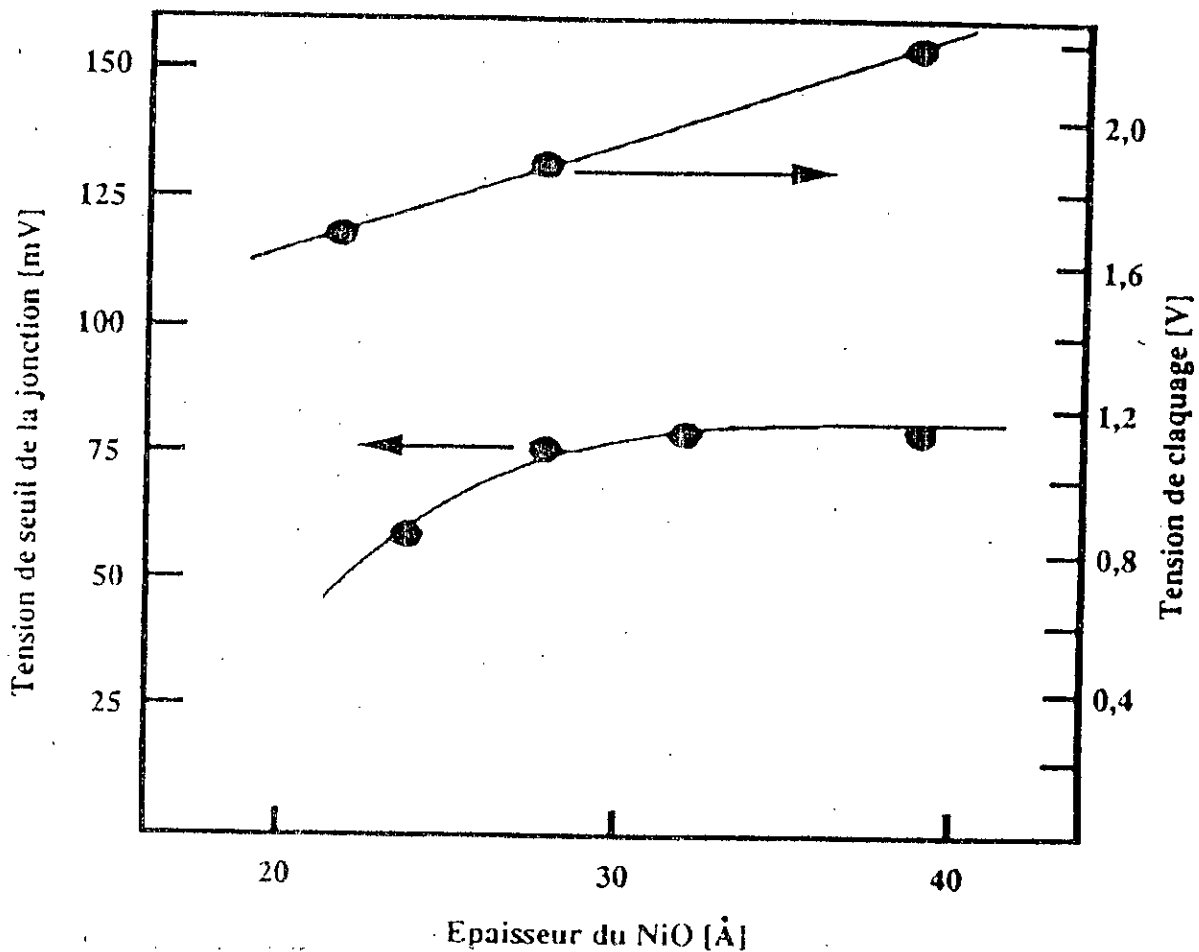


Fig IV.5 : Tension de seuil et de claquage d'une jonction planar Au-NiO-Ni en fonction de l'épaisseur de l'oxyde (réf: Fig 6, Hoofring [91])

- (6) l'effet tunnel est tout à fait élastique, et on supposera que l'isolant ne comporte aucun piège.
- (7) la valeur crête du champ électrique sur la barrière de potentiel, due au signal, augmentée de la tension de polarisation, est toujours plus petite que la valeur E_c de claquage du diélectrique. Si le champ électrique $E(t)$ est supérieur à E_c dans l'intervalle de temps $\delta t = t_1 - t_2$, on suppose que δt est très inférieur au temps d'ionisation τ_i du diélectrique.
- (8) en vue d'assurer la meilleure coïncidence entre la courbe théorique donnée par l'équation tunnel (I.30) et les caractéristiques expérimentales, on a pris le potentiel de contact métal-isolant plus petit que la valeur réelle [94]. Cela inclut aussi la réduction de la barrière due aux effets de bord.
- (9) le modèle n'a pas retenu une structure particulière pour le couplage quasi-optique. Dans ces conditions, le couplage est considéré idéal ($\rho_r=1$) et la puissance totale transportée par le faisceau incident est supposée délivrée entièrement à la diode.
- (10) vis-à-vis de la fréquence intermédiaire, le bruit thermique est supposé très faible devant le bruit de grenaille (réception à bande étroite)

IV.3 Résultats expérimentaux publiés

Le Tab IV.1 donne un résumé de l'état de l'art dans le domaine des mélangeurs à diodes MIM à pointe. La première et la seconde colonnes donnent les références, l'année des résultats et les auteurs. La troisième colonne donne la(les) longueur(s) d'onde ou la(les) fréquence(s) utilisée(s), avec les niveaux de puissance lorsqu'ils sont connus.

La constitution physique de la diode, puis les caractéristiques de l'antenne lorsqu'elles sont connues sont ensuite reportées. La dernière colonne donne les mesures effectuées: la sensibilité (tension détectée par la diode en circuit ouvert), exprimée en V/W; la perte de conversion (L_c), exprimée en décibels. Parfois, on donne le NEP ou le MDP (§I.4). La vitesse de découplage n'a pas été précisée, les détecteurs étant à très large bande.

Référence (année)	Auteurs	Longueur d'onde ou fréquence	Diode Technologie	Dimensions de la jonction [ρ : rayon. de courbure de la pointe]	Paramètres mesurés ou simulés
[3] (1970)	Mataresse Evenson	Laser HCN: 337 μm / 890 GHz Laser CO ₂ 10,6 μm / 28 THz	diodes en général	?	Etude générale sur la diode, antenne de fil long, etc...
[10] (1970)	Abrams Gandrud	10,6 μm	W/laiton	?	MDP(mélange) = $9,1 \times 10^{-14}$ W/Hz
[5] (1972)	Pyée	10 GHz (30 mW)	Plusieurs types	?	Vidéodétection et comparaison avec la diode 1N23 Caractéristiques I/V en continu
[101] (1974)	Gustafson Bridges	P(20), P(22) CO ₂ [10,6 μm]	W/Au	$a_j \approx 0,003 \mu\text{m}^2$ $s = 7,3 \text{ \AA}$	Signal réirradié : 5×10^{11} W RSB ($f_i = 54,28$ GHz) = 50 dB
[57] (1975)	Twu Scharwz	10,6 μm	W/Ni W/Au	$s = 10 \text{ \AA}$	Etude sur l'effet de la partie conique de whisker, sa longueur.
[105] (1978)	Yasuoka Sakurada Miyata	10,6 μm $P_{oi} = 100$ mW	W/Ni	$c = 7,0 \times 10^{-18}$ $\rho < 250 \text{ \AA}$	Résultats exposés dans le texte de cette dissertation (§ V.7)

Tab IV.1 : Valeurs expérimentales (ou simulées) pour des détecteurs ou mélangeurs à diode MIM à pointe dans la bande submillimétrique et infrarouge lointain

Référence (année)	Auteurs	Longueur d'onde ou fréquence	Diode Technologie	Dimensions de la jonction [ρ : rayon. de courbure de la pointe]	Paramètres mesurés ou simulés
[97] (1979)	Epton, Wilson Tittel, Rabson	311 μm / 964 GHz $P_{\text{ol}} \approx 5 \text{ mW}$ $P_{\text{sig}} \approx 0,4 \text{ mW}$	W/Ni	$\rho < 100 \text{ \AA}$	fil $\frac{5}{4}\lambda$ ($P_{\text{ol}} = +2 \text{ dBm}$) : $L_c = 82 \pm 4 \text{ dB}$; MDP = $13 \times 10^{-12} \text{ W/Hz}$ (FB $\approx 89 \text{ dB}$) fil $\frac{31}{4}\lambda$ ($P_{\text{ol}} = -4 \text{ dBm}$) : $L_c = 75 \pm 4 \text{ dB}$; MDP = $2,5 \times 10^{-12} \text{ W/Hz}$ (FB = 82 dB)
[106] (1979)	Yasuoka Sakurada, Siu Gustafson	10 MHz 9,5 GHz 28,3 THz	W/Ni	$\rho < 500 \text{ \AA}$	$V_{\text{det}}(\text{max}) \approx 1 \text{ mV}$ (dans les trois cas)
[107] (1974)	Kurosawa Sakurai Tanaka	9,4 μm	W/Ni W/Co	?	$5 < \text{RSB} < 50 \text{ dB}$ (signal détecté)
[8] (1983)	Drullinger Evenson Jennings et al.	visible	W/Co W/Ni	$R_s(\text{opt}) \approx 300 \Omega$ en continu $100 \text{ \AA} < \rho < 600 \text{ \AA}$	sensibilité mesurée jusqu'à 170 THz
[15] (1983)	Klingenberg Weiss	30, 88, 118 THz jusqu'au visible	W/Nb W/Ni	$R_s(\text{opt}) \approx 300 \Omega$ $\rho \approx 1000 \text{ \AA}$	—

Tab IV.1 : Valeurs expérimentales (ou simulées) pour des détecteurs ou mélangeurs à diode MIM à pointe dans la bande submillimétrique et infrarouge lointain (suite 1)

Référence (année)	Auteurs	Longueur d'onde ou fréquence	Diode Technologie	Dimensions de la jonction [ρ : rayon. de courbure de la pointe]	Paramètres mesurés ou simulés
[12] (1984)	Kurosawa Morinaga Sakurai Tanaka	10,32 THz 22 GHz	W/Ni	?	Etude du RSB et de l'efficacité du couplage
[24] (1985)	Evenson Inguscio Jennings	88 THz	W / NiO / Ni	?	Etude sur la stabilité du "whisker" au travers ρ plus grand
[108] (1988)	Kurosawa	32 THz	W/Ni	?	Résultats exposés dans le texte de cette dissertation (§ IV.7)

Tab IV.1 : Valeurs expérimentales (ou simulées) pour des détecteurs ou mélangeurs à diode MIM à pointe dans la bande submillimétrique et infrarouge lointain (suite 2)

Le Tab IV.2, donne les mêmes renseignements que le Tab IV.1, mais pour des diodes réalisées en structure planar. Il ressort clairement de cette étude que la mesure des pertes de conversion n'a été réalisée qu'une fois et pour une diode à pointe. On dispose par contre de beaucoup plus de résultats sur la détectivité et sur l'évaluation des **NEP**. La relation (III.62) permet d'obtenir une évaluation des pertes de conversion si les impédances Z_0 et Z_p sont connues. On peut voir aussi la valeur très importante des pertes de conversion (environ 80 dB vers 1THz). Ces mesures ont été réalisées avec une diode W-NiO-Ni par Epton et al [97]. Les puissances des sources étaient de 5mW et de 0,4mW, respectivement délivrées par un laser HCN et un laser HCOOH pompé optiquement. Les auteurs ont utilisé deux longueurs différentes de whisker, qui ont donné les résultats suivants:

- a) Antenne $l = \frac{5}{4}\lambda$, $P_{ol} = +2\text{dBm}$; $P_c = 82 \pm 4$ dB, $\text{NEP} = 13 \times 10^{-12}$ W/Hz (NF = 89 dB)
- b) Antenne $l = \frac{31}{4}\lambda$, $P_{ol} = -4\text{dBm}$; $P_c = 75 \pm 4$ dB, $\text{NEP} = 2,5 \times 10^{-12}$ W/Hz (NF = 82 dB)

Ce résultat montre clairement l'influence du gain de l'antenne. A titre de comparaison, le Tab IV.3 donne quelques résultats obtenus avec des diodes Schottky. On peut y voir que l'on obtient des valeurs de perte de conversion de 29 dB pour le même ordre de grandeur de puissance P_{ol} et pour une fréquence de 1THz.

IV.4 Formulation du modèle

Le schéma du montage d'un mélangeur MIM en couplage quasi-optique est représenté sur la Fig IV.6(a). La jonction résultant de ce contact MIM est supposée submicronique et fonctionnant dans les limites décrites dans le § IV.2.

Le whisker réalise une antenne longue, et nous n'avons représenté qu'une partie des lobes de cette antenne. Dans sa partie supérieure, le whisker se termine par une boucle qui joue deux rôles: d'une part il s'agit

Référence (année)	Auteurs	Longueur d'onde ou fréquence	Diode Technologie	Dimensions de la jonction [ρ : rayon. de courbure de la pointe]	Paramètres mesurés ou simulés
[21] (1974)	Small Elchinger Javan et al.	microwave 337 μm $\approx 10 \mu\text{m}$	Ni/Ni Cr/Ni (NiO)	$a_j \approx 1 \mu\text{m}^2$ $s < 10 \text{ \AA}$	largeur de lignes de l'antenne = 1,25 μm $\text{NEP} < 10^8 \text{ W/Hz}^{1/2}$
[70] (1974)	Gustafson Schmidt Perucca	visible (laser HeNe 20 mW)	Al/Al ₂ O ₃ /Ni	$s \approx 22 \text{ \AA}$ $R_d = 26 \text{ M}\Omega$ $a_j = 10 \mu\text{m}$	tension détectée $\approx 0,25 \text{ mV}$
[109] (1975)	Wang Isawa Gustafson	10,6 μm Densité de P_{in} : $\approx 10 \text{ W/cm}^2$	Ni/NiO/Au	$a_j = 2 \mu\text{m}^2$ $R_d = 1,4 \text{ M}\Omega$	$\text{NEP} = 2 \times 10^{-6} \text{ W/Hz}^{1/2}$
[110] (1976)	Elchinger Sanchez et al.	visible 0,4579 à 0,5145 μm	Al/Al ₂ O ₃ /Al	$a_j \approx 0,01 \mu\text{m}^2$ $s \approx 13 \text{ \AA}$	<u>antenne</u> : 20 μm de longueur par 0,1 μm de largeur
[36] (1978)	Heiblum Wang et al.	10,6 μm 3,39 μm 0,6328 μm	Ni/NiO/Ni	$a_j \approx 0,01 \mu\text{m}^2$ $s \approx 10 \text{ \AA}$	diode MIM de bord ("edge")
[94] (1983)	Marshalek Davidson	visible 0,44 à 0,60 μm	Ni/NiO/Ni	$a_j \approx 100 \mu\text{m}^2$ $s = 7, 10 \text{ et } 12 \text{ \AA}$	-Mésures de I/V en continu et de la videodétection - études d'approximation de caractéristiques I/V théoriques et mesurées
[91] (1989)	Hoofring Kapoor Krawczonek	10,6 μm	Ni/NiO/Au	$a_j \approx 0,64 \mu\text{m}^2$ $s = 22, 28 \text{ et } 39 \text{ \AA}$	$\vec{E}_j (\text{max}) [\text{NiO}] \approx 6,6 \times 10^6 \text{ V/m}$

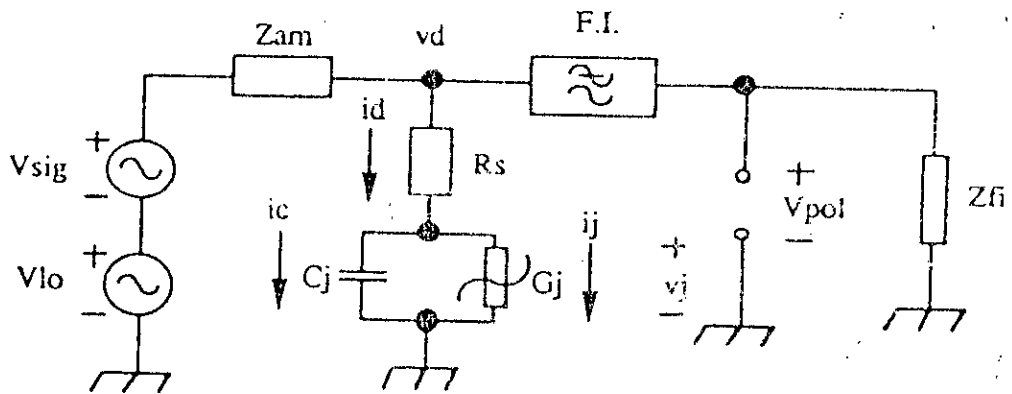
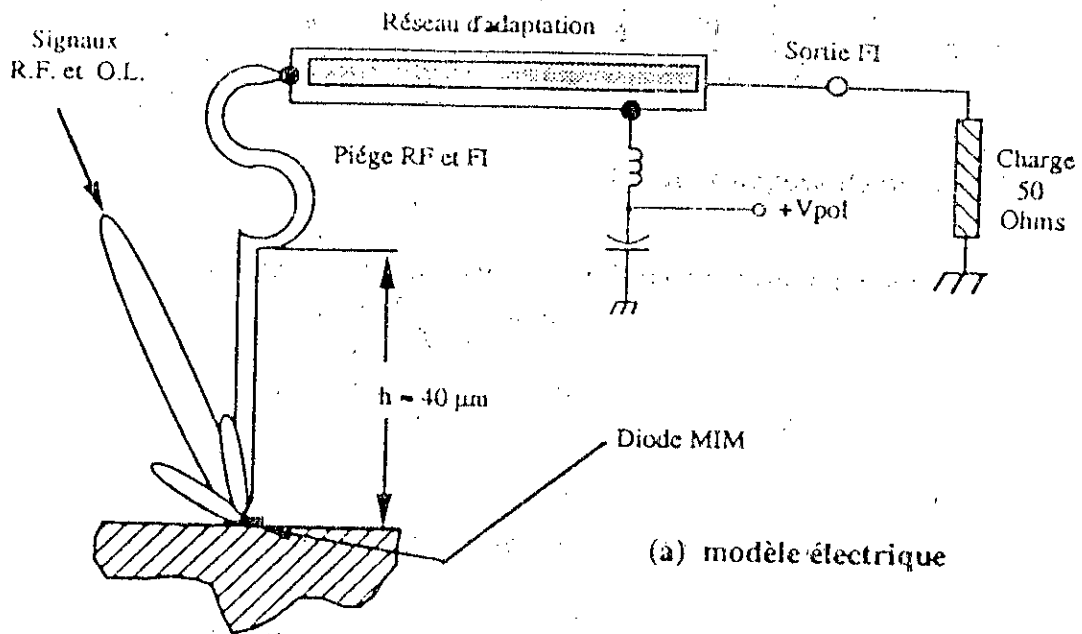
Tab IV.2 : Valeurs expérimentales (ou simulées) pour des détecteurs ou mélangeurs à diode MIM (réalisation planar) dans la bande submillimétrique et infrarouge lointain

Réf (année)	Auteurs	Diode Technologie	Fréquence (THz)	Diamètre jonction (μm)	Paramètres mesurés ou simulés												
1. [111] (1974)	Fetterman, Clifton et al.	Schottky Point-contact	jusqu'à 3	$\sim 1,0$	NEP (1,9 THz) = $0,5 \times 10^{-12}$ W/Hz (mélangeur) NEP (2,4 THz) = $0,7 \times 10^{-7}$ W/Hz (vidéodétection)												
2. [112] (1975)	Reinert	Schottky Point-contact	0,89 (337 μm)	?	L_c entre 46 et 50 dB pour $T_B \approx 1,1 \times 10^3$ °K, ce qui correspond à NEP $\approx 7 \times 10^{-14}$ W/Hz et $F_B \approx 56$ dB												
3. [113] (1976)	Zuidberg Dymanus	Schottky Point-contact	0,89 (337 μm)	$\sim 1,0$	L_c entre 47 et 67 dB NEP entre $1,4 \times 10^{-12}$ et $1,1 \times 10^{-14}$ W/Hz												
4. [114] (1977)	Mc Coll Hodges Garber	Schottky Planar	jusqu'à 7,2 (42 μm)	0,1	<table border="0"> <tr> <td>Freq (THz)</td> <td>R_v (V/W)</td> <td>NEP (W/Hz)</td> </tr> <tr> <td>0,4 \rightarrow 7,2</td> <td>30 \rightarrow 0,02</td> <td>$7 \times 10^{-4} \rightarrow 5 \times 10^{-5}$</td> </tr> </table>	Freq (THz)	R_v (V/W)	NEP (W/Hz)	0,4 \rightarrow 7,2	30 \rightarrow 0,02	$7 \times 10^{-4} \rightarrow 5 \times 10^{-5}$						
Freq (THz)	R_v (V/W)	NEP (W/Hz)															
0,4 \rightarrow 7,2	30 \rightarrow 0,02	$7 \times 10^{-4} \rightarrow 5 \times 10^{-5}$															
5. [115] (1977)	Sauter Schultz	Schottky Point-contact	0,89 (337 μm)	?	<table border="0"> <tr> <td>P_{ol} (mW)</td> <td>P_{rf} (μW)</td> <td>P_{fi} (μW)</td> <td>L_c (dB)</td> </tr> <tr> <td>3,8</td> <td>18,7</td> <td>$2,5 \times 10^{-3}$</td> <td>29</td> </tr> <tr> <td>90</td> <td>0,9</td> <td>16×10^{-3}</td> <td>37,5</td> </tr> </table>	P_{ol} (mW)	P_{rf} (μW)	P_{fi} (μW)	L_c (dB)	3,8	18,7	$2,5 \times 10^{-3}$	29	90	0,9	16×10^{-3}	37,5
P_{ol} (mW)	P_{rf} (μW)	P_{fi} (μW)	L_c (dB)														
3,8	18,7	$2,5 \times 10^{-3}$	29														
90	0,9	16×10^{-3}	37,5														

Tableau IV.3 : Valeurs expérimentales (ou simulées) pour des détecteurs ou mélangeurs à diode Schottky dans la bande submillimétrique et infrarouge lointain

Réf (année)	Auteurs	Diode Technologie	Fréquence (THz)	Diamètre jonction (μm)	Paramètres mesurés ou simulés
6. [116] (1977)	Mc Coll Hodges et al.	Schottky Point-contact	2,5 et 0,672 (118. et 447 μm)	0,25 à 0,1	avec $P_{oi} = 13 \text{ mW}$ (2.5 THz) $L_c = 69 \text{ dB}$, $F_B = 63 \text{ dB}$ avec $P_{oi} = 4 \text{ mW}$ (672 GHz) $L_c = 34 \text{ dB}$, $F_B = 28 \text{ dB}$
7. [117] (1978)	Kelly Wrixon	Schottky (étude de la jonction)	0,3 0,9 et 1,5	?	Simulation, en donnant L_c entre 4 et 30 dB
8. [118] (1979)	Clifton	Schottky Point-contact	0,671	?	T_B (DSB) = 1500°K \longrightarrow $F_B = 17,22 \text{ dB}$
9. [119] (1983)	Wilson	Schottky Point-contact	0,3 à 1,0	?	T_B (SSB, 752 GHz) = 45000°K \longrightarrow $F_B = 22 \text{ dB}$
10. [120] (1984)	Weiss Godone	Schottky Point-contact	4,2 et 5,3	?	SNR (4,2 THz) : entre 25 - 30 dB SNR (5,3 THz) : entre 33 - 39 dB R_v (1,8 - 502 THz) : 8 - 0,1 V/W

Tableau IV.3 : Valeurs expérimentales (ou simulées) pour des détecteurs ou mélangeurs à diode Schottky dans la bande submillimétrique et infrarouge lointain (suite)



- Z_{am} : Impédance d'une antenne de fil long sur l'harmonique m
- R_s : Résistance série (en continu)
- G_j : Conductance due à l'effet tunnel
- C_j : Capacité fixe de la jonction

Fig IV.6 : Modèle adopté pour le mélangeur à diode MIM

d'un piège destiné à découpler les signaux ol et rf et d'autre part d'un ressort qui maintient la pression du contact du whisker sur la base. Le réseau d'adaptation assure le transfert de la puissance disponible à la fréquence intermédiaire vers la charge de sortie. Le filtre passe-bas LC assure, à son tour, le découplage de la tension de polarisation continue de la jonction.

Le schéma de la Fig IV.6(b) montre les composants du modèle électrique du mélangeur. En première approximation, nous avons considéré que l'ensemble des impédances du montage: Z_{am} représente la valeur des impédances d'entrée de l'antenne longue aux différentes fréquences. Z_{olm} désigne l'impédance Z_{am} pour chaque harmonique de l'ol et Z_{rlgm} correspond à cette impédance pour la fréquence du signal rf et ses harmoniques. Cette hypothèse est raisonnable pour une structure ouverte et à contact ponctuel. De cette façon, les effets de la désadaptation entre l'onde électromagnétique couplée à l'antenne et la diode mélangeuse pourront être évaluées dans la simulation numérique.

Au départ, la diode a été modélisée par la conductance tunnel non-linéaire placée en parallèle sur la capacité fixe de la jonction. Le modèle inclut aussi la résistance série des pertes ohmiques en continu qui apparaissent dans les fils de liaison.

IV.5 Résultats initiaux de la simulation de Held et Kerr

Le modèle de départ a été utilisé pour estimer la perte de conversion et le facteur de bruit du mélangeur. On a programmé les algorithmes en langage Pascal sur un microordinateur équipé d'un coprocesseur arithmétique fonctionnant à 16 MHz. Nous avons choisi $N = 2^2 = 2^3 = 8$ harmoniques de l'ol, et 4 harmoniques pour le signal plus le fondamental.

Les calculs ont été conduits dans la domaine temporel avec $M=16$, soit $N=128$ échantillons pour la tension v_j aux bornes de la jonction (voir Tab

III.1). Nous avons limité le choix du nombre d'harmoniques de l'oi à **8** pour des raisons physiques. En effet si $n=4$, on doit prendre **16** harmoniques, ce qui conduit pour le **16^{ème}** harmonique à une fréquence de **480 THz** (le fondamental étant à **30 THz**, soit $\lambda = 10 \mu\text{m}$). Cette fréquence donne une longueur d'onde dans le visible ($\lambda=0,625 \mu\text{m}$) et dans ce cas la formulation adoptée pour l'antenne doit être revue car on est proche de la fréquence de plasma de surface du métal [98]. La valeur de ϵ_{toi} nécessaire pour définir la convergence a été fixée à **5 mV** (voir § IV.3). Avec les valeurs numériques du Tab V.4 l'analyse en grands signaux demande **5** itérations (en moyenne) de **8** secondes chacune et l'analyse en petits signaux demande **15** secondes. Il faut donc considérer que chaque point nécessite un temps de calcul de **1 min** environ.

Nous avons utilisé une diode hypothétique d'électrodes identiques (barrière symétrique), sans tenir en compte l'effet de charges images. Dans ce cas, la relation I/V due à l'effet tunnel, donnée par (I.30), devient analytique, puisque la valeur moyenne de barrière de potentiel ne dépend pas de la détermination des paramètres s_1 et s_2 , racines de l'équation (I.36). Les expressions de $i_j(v_j)$ et de $g_j(v_j)$ sont données par:

a) Pour $0 < |v_j| < \phi_0$:

$$i_j(v_j) = k_1 [v_a e^{k_2 \sqrt{v_a}} - v_b e^{k_2 \sqrt{v_b}}] \quad [\text{A}] \quad (\text{IV.5})$$

$$g_j(v_j) = -\left(\frac{k_1}{2}\right) \left[(1 + k_2 \sqrt{v_a}) e^{k_2 \sqrt{v_a}} + (1 + k_2 \sqrt{v_b}) e^{k_2 \sqrt{v_b}} \right] \quad [\text{S}] \quad (\text{IV.6})$$

a) Pour $|v_j| > \phi_0$:

$$i_j(v_j) = k_3 v_j^2 \left[c \frac{k_4}{v_j} - v_c e^{-\frac{k_4 \sqrt{v_c}}{v_j}} \right] \quad [\text{A}] \quad (\text{IV.7})$$

$$g_j(v_j) = k_3 (2v_j - k_4) \cdot c \left(\frac{k_4}{v_j} \right) + 2k_3 v_j \left(1 + \frac{v_j}{\phi_0} - \frac{k_4 v_j \sqrt{v_c}}{\phi_0} \right) \cdot c^{k_4 \sqrt{v_c}} \quad [\text{S}] \quad (\text{IV.8})$$

où:

$$k_1 = \frac{6,2 \times 10^2 a_j}{s^2} \quad (\text{IV.9})$$

$$k_2 = -1,0255 \quad (\text{IV.10})$$

$$k_3 = \frac{3,38 \times 10^2 a_j}{\phi_0 \cdot s^2} \quad (\text{IV.11})$$

$$k_4 = 0,689 s \sqrt{\phi_0^3} \quad (\text{IV.12})$$

$$v_a = \phi_0 - \frac{v_j}{2} \quad [\text{V}] \quad (\text{IV.13})$$

$$v_b = \phi_0 + \frac{v_j}{2} \quad [\text{V}] \quad (\text{IV.14})$$

$$v_c = 1 + \frac{2v_j}{\phi_0} \quad [\text{V}] \quad (\text{IV.15})$$

$$a_j = \frac{11,294 \times 10^{-3} s[\text{A}] \cdot C_j[\text{fF}]}{K_{del}} \quad [\mu\text{m}^2] \quad (\text{IV.16})$$

Les fonctions $l_j(v_j)$ et $g_j(v_j)$ ont été programmées dans l'algorithme. Les données initiales pour les paramètres de fonctionnement du mélangeur sont introduites dans un fichier de données. Le Tab IV.4 reproduit ce fichier que le programme vient chercher en fonction de ses besoins.

Nous remarquons que la valeur de la capacité de la jonction apparaît comme une donnée initiale, et non pas sa surface, celle-ci étant calculée au moyen de la relation IV.6. Les valeurs données dans le Tab IV.4 correspondent à des valeurs de tests et non pas nécessairement à des valeurs réalisées.

Les impédances Z_{o1m} et Z_{a1gm} nécessaires ont été calculées séparément à partir de l'expression (II.21) qui ne prend pas en compte l'image de l'antenne. Le calcul des impédances jusqu'au 8^{ème} harmonique de l'o1, nécessite les valeurs des fonctions $Si(x)$ et $Cin(x)$ pour $x \leq 805$. $Si(x)$ et $Cin(x)$ sont calculées par intégration numérique à partir des équations suivantes [99]:

$$Si(x) = \int_0^x \frac{\sin t}{t} dt \quad (\text{IV.17})$$

$f_{ol} = 30$ THz	(fréquence de l'ol)
$f_{\bar{a}} = 25$ GHz	(fréquence \bar{a})
$\Delta f(f_{\bar{a}}) = 5$ GHz	(bande passante en \bar{a})
$V_{ol}(\max) = 3,0$ volts	(valeur crête de l'ol)
$V_{pol} = -1,0$ volts	(niveau de polarisation en continu)
$C_j = 0,01$ fF	(capacité de la jonction)
$R_s = 20$ Ω	(résistance série de la diode sans polarisation)
$s = 20$ Å	(épaisseur de l'isolant)
$\phi_0 = 3,5$ V	(hauteur de la barrière de potentiel)
$K_{del} = 3,0$	(constante diélectrique de l'isolant)
$T = 293$ K	(température de la jonction)

Tab IV.4 : Valeurs numériques prises pour la simulation de départ

Harmoniques de l'ol	Harmoniques du signal rf
Fol [1] : 106,9 - j38,5	Fsig [-4] : 184,3 + j79,63
Fol [2] : 309,0 + j118,5	Fsig [-3] : 224,2 - j55,3
Fol [3] : 219,9 + j55,9	Fsig [-2] : 305,2 + j121,1
Fol [4] : 188,7 + j83,1	Fsig [-1] : 107,7 - j43,2
Fol [5] : 343,9 + j38,3	Fsig [1] : 106,3 - j34,47
Fol [6] : 148,3 - j6,7	Fsig [2] : 312,6 + j115,7
Fol [7] : 343,8 + j115,7	Fsig [3] : 215,6 - j56,3
Fol [8] : 255,1 - j9,6	Fsig [4] : 193,2 + j86,5

Tab IV.5 : Ensemble d'impédances nécessaires pour l'analyse d'Held et Kerr

$$\text{Cin}(x) = \log x + \delta - \int_0^x \frac{1 - \cos t}{t} dt \quad (\text{IV.18})$$

Pour une longueur d'antenne $h_a/\lambda=4$, pour $\lambda=10 \mu\text{m}$ et pour un diamètre de l'antenne $a=0,5 \mu\text{m}$, l'ensemble des impédances calculées est présenté sur le Tab IV.5. Un exemple de la sortie de l'analyse en grands signaux est représentée sur la Fig IV.7. Sur cette figure on peut observer l'allure des tensions et des courants de l'ol, aussi sur la jonction que sur la diode. Les spectres des tensions et courant sont aussi représentés. Il est intéressant de noter la grande différence entre les tensions v_j et v_d d'une part et i_j et i_d d'autre part. Ces différences sont dues à la présence de la résistance série et de la capacité de jonction. La Fig IV.8 montre l'évolution des pertes de conversion (L_c) du facteur de bruit (**FB**), de l'efficacité du signal ol sur la jonction (η), et de la partie réelle de l'impédance de la jonction. Les grandeurs sont représentées en fonction des paramètres de la diode tels que: la hauteur de la barrière (ϕ_0), l'épaisseur de l'isolant (s), sa constante diélectrique (K_{die}) et la tension crête de l'oscillateur local (V_{ol}). Les valeurs numériques sont principalement celles du Tab IV.4. Parmi ces résultats, on peut noter les points suivants:

- (a) Il existe une désadaptation d'impédance très importante entre l'impédance de la source ol et celle de la jonction. Nous avons vérifié, en changeant les valeurs numériques, l'impact important de cette désadaptation sur les paramètres caractéristiques tels que L_c , **FB**, η ,.... Grâce à une itération bouclée, on a pu rechercher les conditions optimales de fonctionnement. Dans ce cas, par exemple, on peut diminuer les pertes de conversion jusqu'à 15 dB en utilisant une impédance d'antenne faible (20Ω). [Fig IV.9]. Ce résultat confirme au moins au niveau numérique, la désadaptation inhérente au circuit mélangeur lui même.
- (b) Epton et al [97] ont utilisé une longueur d'onde de $311 \mu\text{m}$ avec une puissance ol de 5 mW. Dans ces conditions, l'étude précédente nous indique que la tension aux bornes de la jonction était très faible, sûrement inférieure à 3 V crête.

LOGICIEL:
FICHIER DE DONNEES:

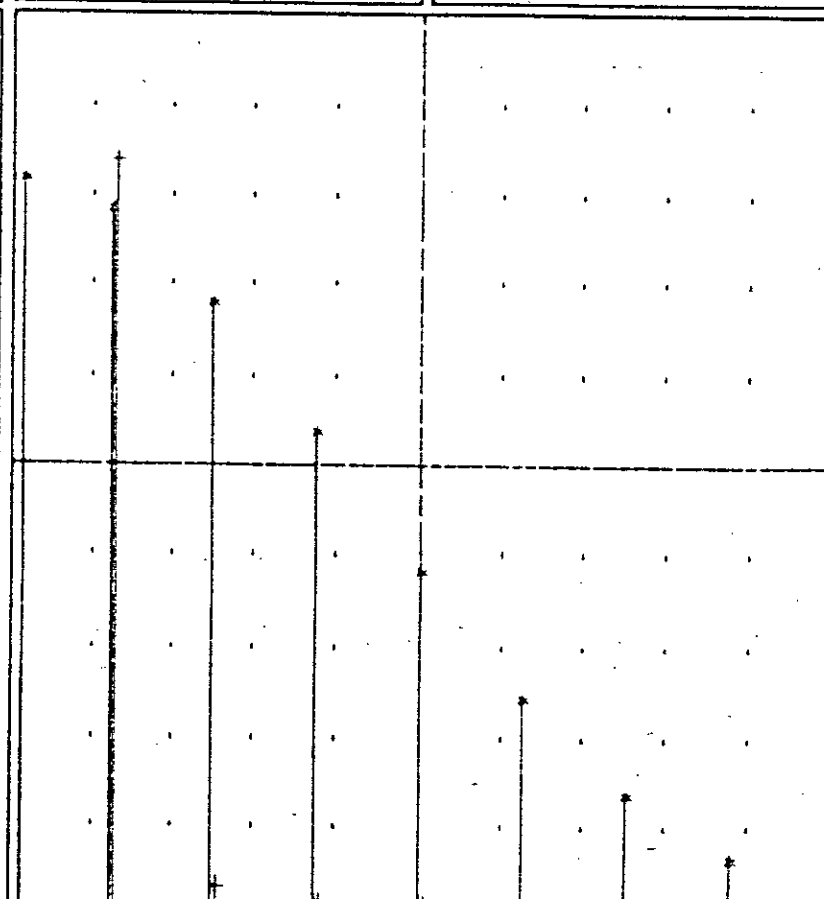
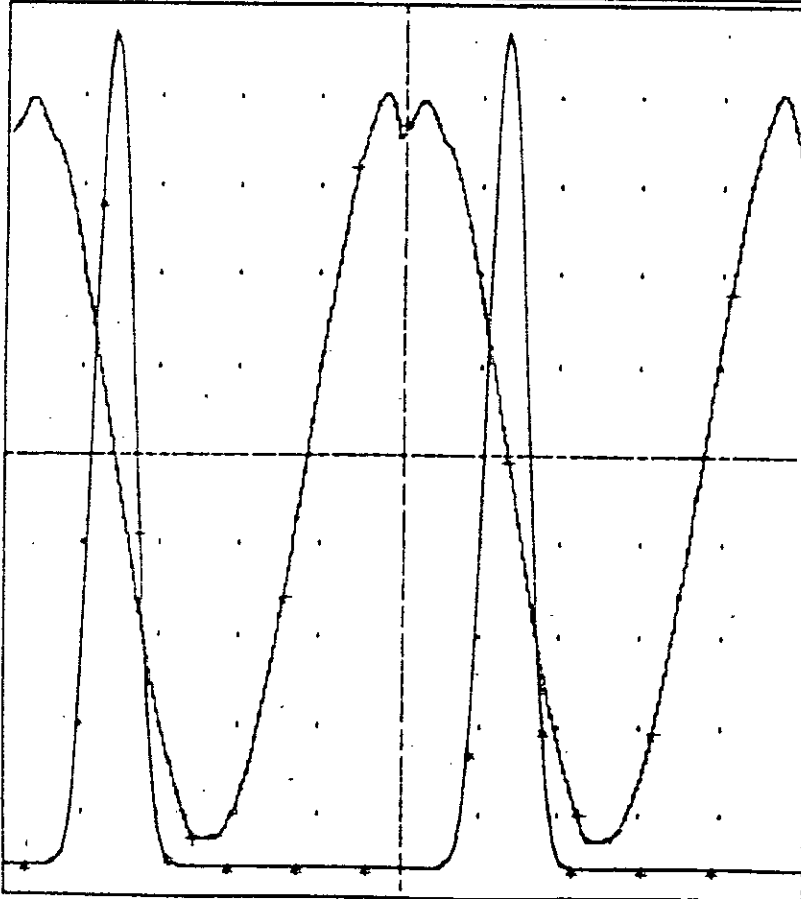
MELANGEUR A DIODE MIM - Fig IV.7(b)
DDS

$i_j(t)$ *
ref: $0.7 \mu\text{A}$
esc: $0.15 \mu\text{A/div}$

$i_d(t)$ +
ref: 0 mA
esc: 1.2 mA/div

$I_j(f)$ *
ref: 100 nA
esc: 20.0 nA/div

$I_d(f)$ +
ref: 1.5 mA
esc: 0.3 mA/div



0 s

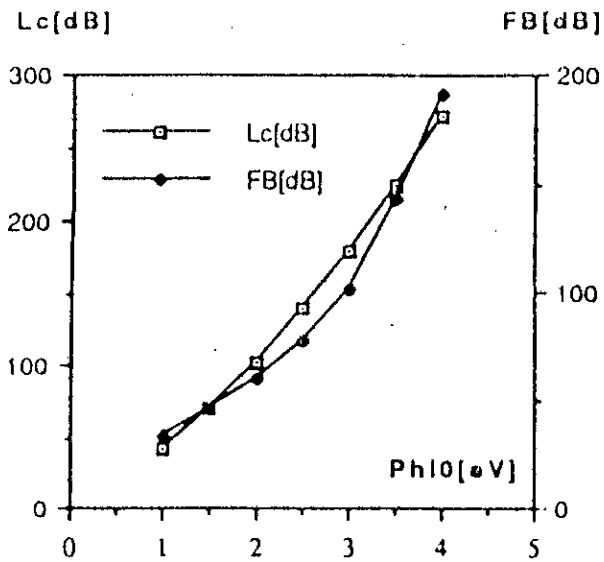
6.5 fsec/div

65 fsec

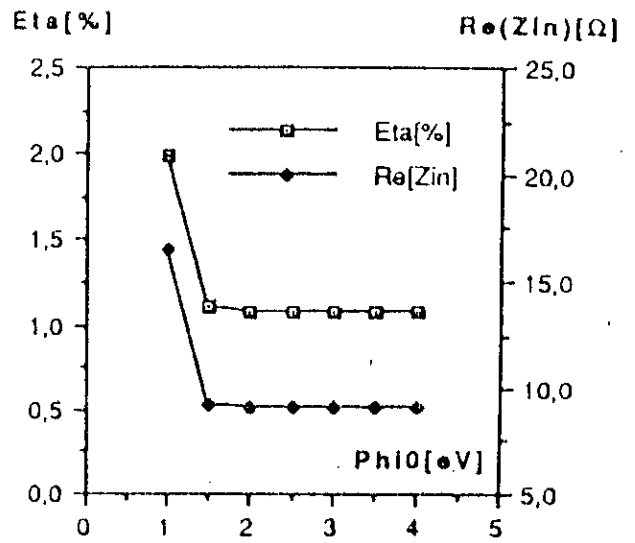
0 Hz

24 THz/div

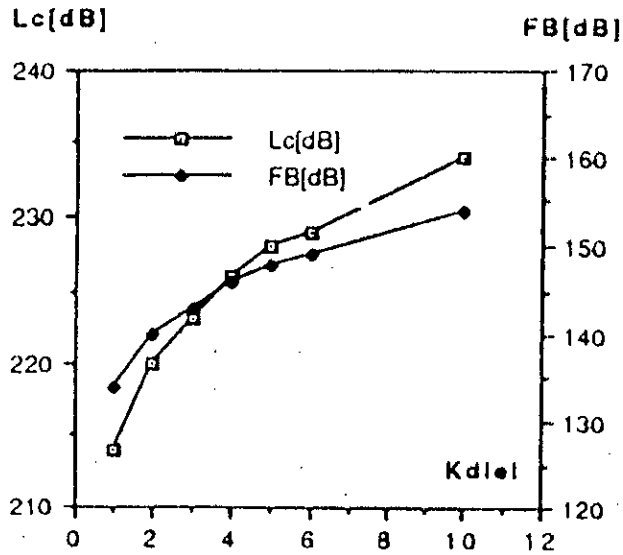
240 THz



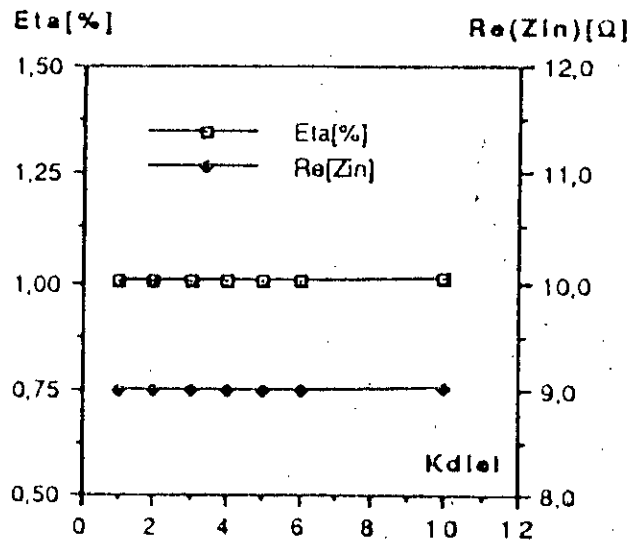
(a)



(b)



(c)



(d)

Fig IV.8 : Résultats initiaux de la simulation

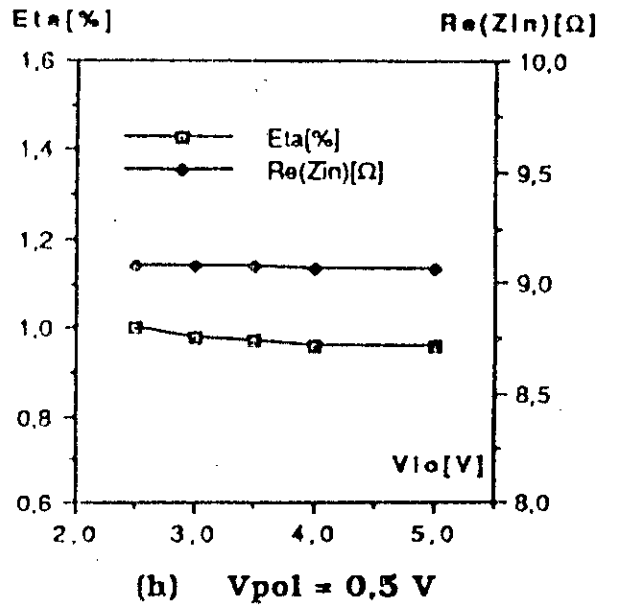
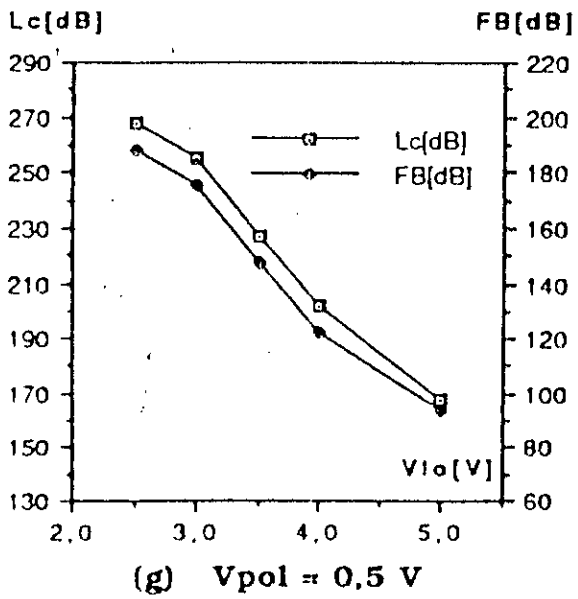
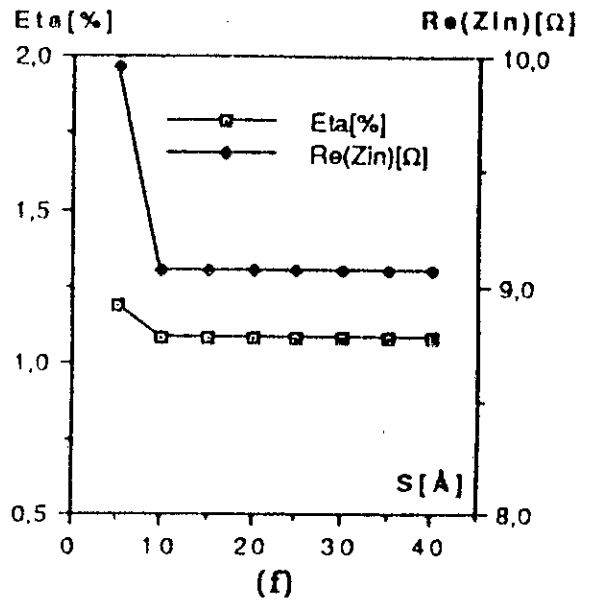
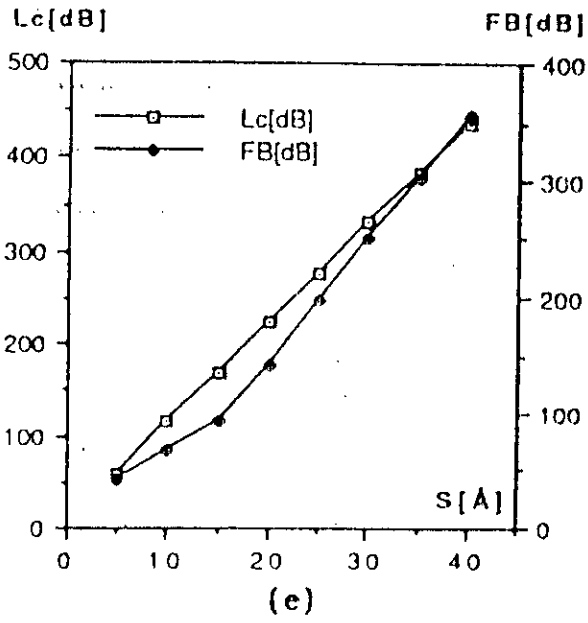
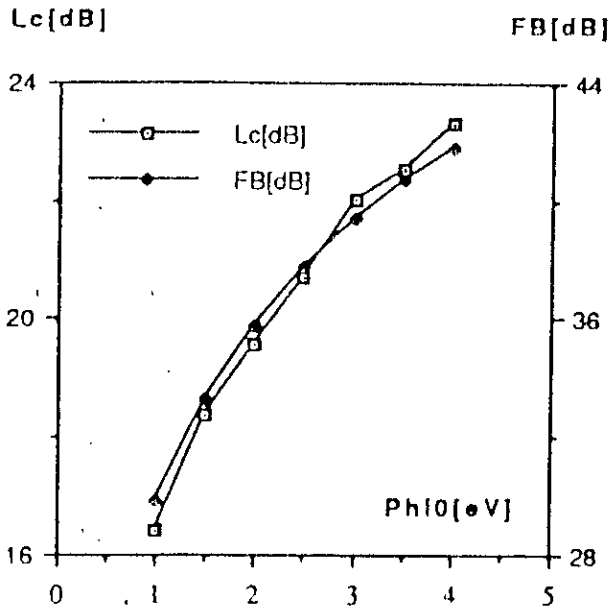
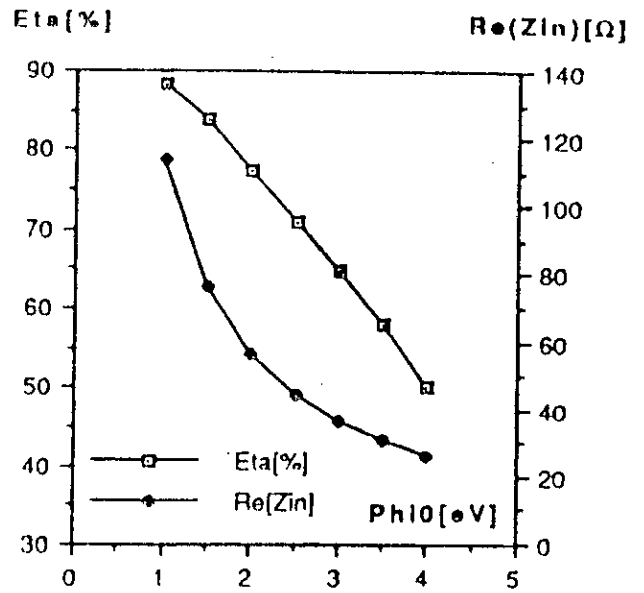


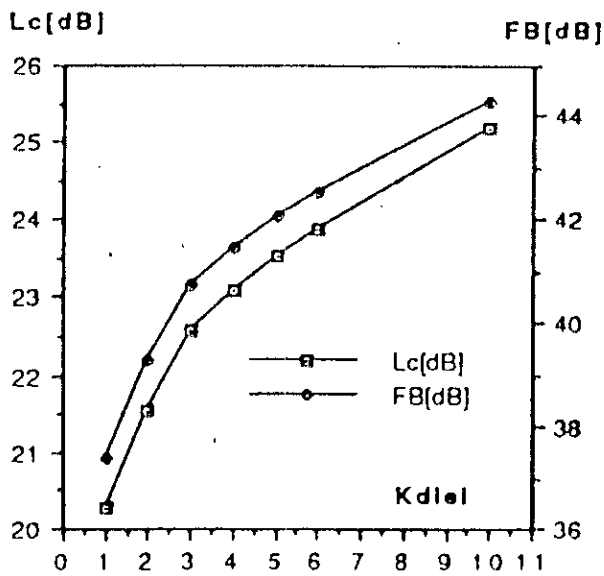
Fig IV.8 : Résultats initiaux de la simulation



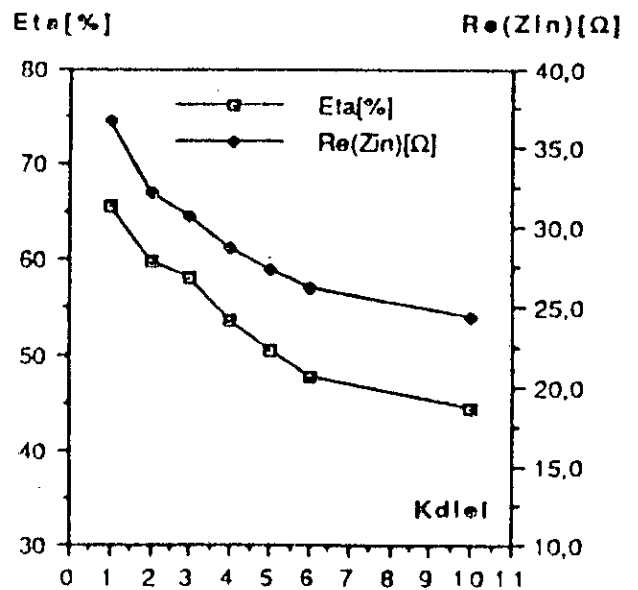
(a)



(b)



(c)



(d)

Fig IV.9 : Résultats de la simulation après une recherche numérique itérative des conditions optimales de fonctionnement

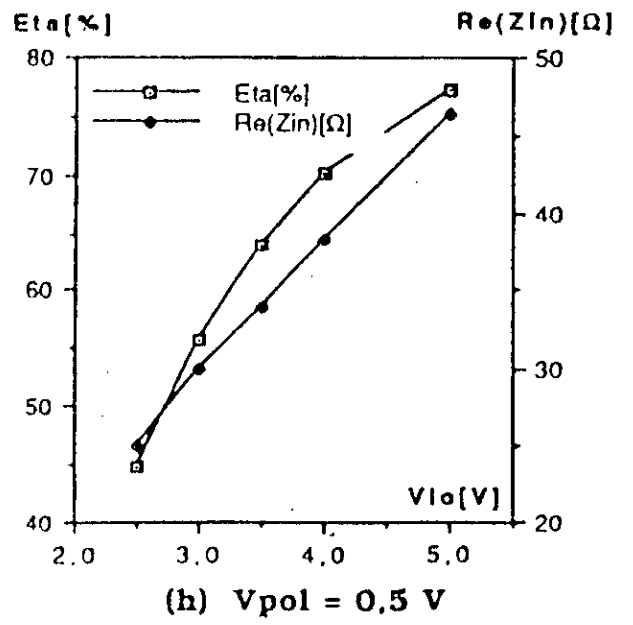
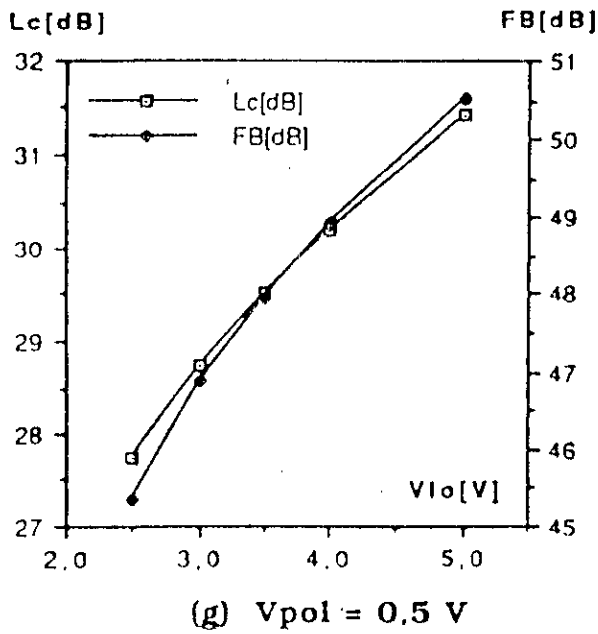
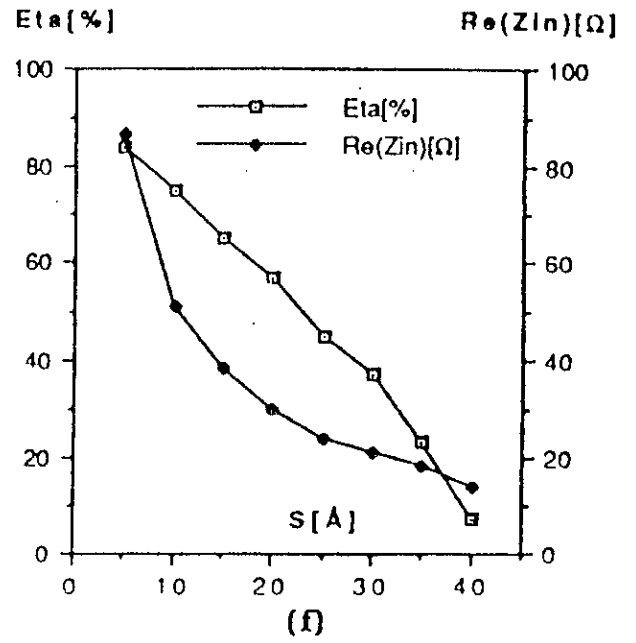
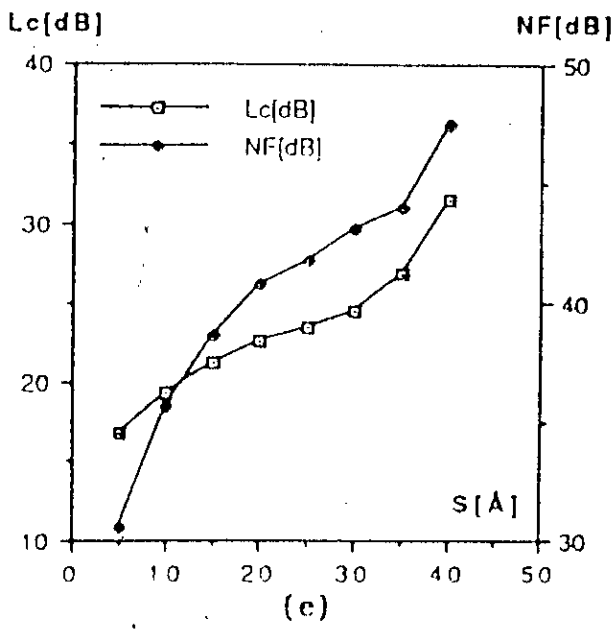


Fig IV.9 : Résultats de la simulation après une recherche numérique itérative des conditions optimales de fonctionnement

Cependant les pertes de conversion mesurées sont de l'ordre de **80 dB** et le facteur de bruit, de l'ordre de **85 dB**. Le logiciel, donne des pertes de conversion de 170 dB (en prenant une épaisseur d'oxyde de 15 Å dans la diode) et une tension crête **01** de **3 V** et en supposant $\phi_0 = 3.5 \text{ eV}$. Il semble donc que le modèle adopté pour la jonction ne soit pas valable. Nous allons modifier le schéma équivalent de la jonction en prenant en compte l'action de la force image sur le courant tunnel et son influence en introduisant un effet non linéaire à la capacité de la jonction.

IV.6 Evolution du modèle

L'évolution de notre modèle de la jonction portera sur deux points:

- a) nous allons prendre en compte la dissymétrie du contact,
- b) nous allons introduire une capacité non linéaire,

On sait que, même dans le cas des jonctions réalisées avec des métaux identiques, les hauteurs de barrière ne sont pas égales. Selon Pollack et al [93] la géométrie, l'épaisseur, le procédé microélectronique utilisé pour la réalisation de chaque couche métallique jouent sur la valeur de la hauteur de la barrière de potentiel. Par ailleurs, on a vu dans le Chap I que la force image produit une variation de la capacité de la jonction, ce qui introduit un élément non-linéaire supplémentaire dans le schéma.

Nous avons dû abandonner les valeurs proposées par Simmons dans notre simulation, les formules approchées publiées s'étant révélées imprécises ou inexactes [29-30]. En outre, un calcul analytique étant impossible à cause de la présence d'une série et d'une équation transcendante, nous avons donc construit un programme qui permet d'obtenir les valeurs nécessaires.

Nous avons adopté les notations et les définitions, pour la barrière de potentiel, données dans le Chap I. La barrière $\phi(x)$ exprimée par (I.36) n'est pas continue dans l'intervalle totale de l'isolant, puisque $\phi_1(x)$ définie par (I.37) est indéterminée pour $x=0$ et $x=s$. Selon le concept émis par

Schottky [100]. l'action de la force image n'est plus valable pour des distances plus petites que 1\AA au voisinage de la surface des électrodes.

Pour rendre l'expression de la barrière $\phi(x)$ continue sur toute l'épaisseur de l'isolant, nous avons utilisé l'approximation parabolique décrite dans l'Annexe E.4. Cette approximation nous a permis de calculer d'une manière très précise la variation dynamique de l'épaisseur de la barrière. En conséquence, nous avons pu ajouter, au modèle de départ, l'action de la force image sur la conductance tunnel et sur la capacité de la jonction, obtenant ainsi un effet varactor. Cela introduit un modèle tout à fait nouveau pour la diode MIM et permet d'obtenir, dans la simulation, des résultats en très bon accord avec les valeurs numériques publiées. Nelson [37] a observé cette variation de capacité comme nous l'avons déjà mentionné [§ 1.2.3], mais il n'a donné aucune interprétation [Fig IV.10], de plus l'épaisseur d'oxyde qu'il a utilisé était très supérieure à celle qui permet d'obtenir un effet tunnel. C'est la raison probable de la non identification jusqu'à maintenant, d'une capacité non-linéaire dans les jonctions MIM.

La conséquence de l'introduction de l'influence de la force image est que $I_j(\nabla_j)$, $g_j(\nabla_j)$ et $c_j(\nabla_j)$ ne peuvent plus être calculés par des relations analytiques, on utilisera donc des méthodes numériques. La Fig IV.11 montre l'algorithme utilisé pour ce calcul. Le logiciel "**Param.Diode**" permet de remplir les trois fichiers (I_j , g_j et c_j) en fonction des paramètres de la diode:

- $s[\text{\AA}]$: épaisseur de l'isolant
- K_{diel} : constante diélectrique de l'isolant
- $a_j[\mu\text{m}^2]$: surface de la jonction
- $\phi_0[\text{eV}]$: hauteur de la barrière de l'électrode de travail de sortie plus faible
- $\Delta\psi[\text{eV}] = |\psi_2 - \psi_1|$: valeur absolue de la différence des travaux de sortie des électrodes
- $\eta_1[\text{eV}], \eta_2[\text{eV}]$: valeur du fond du puits de potentiel par rapport au niveau de Fermi des métaux

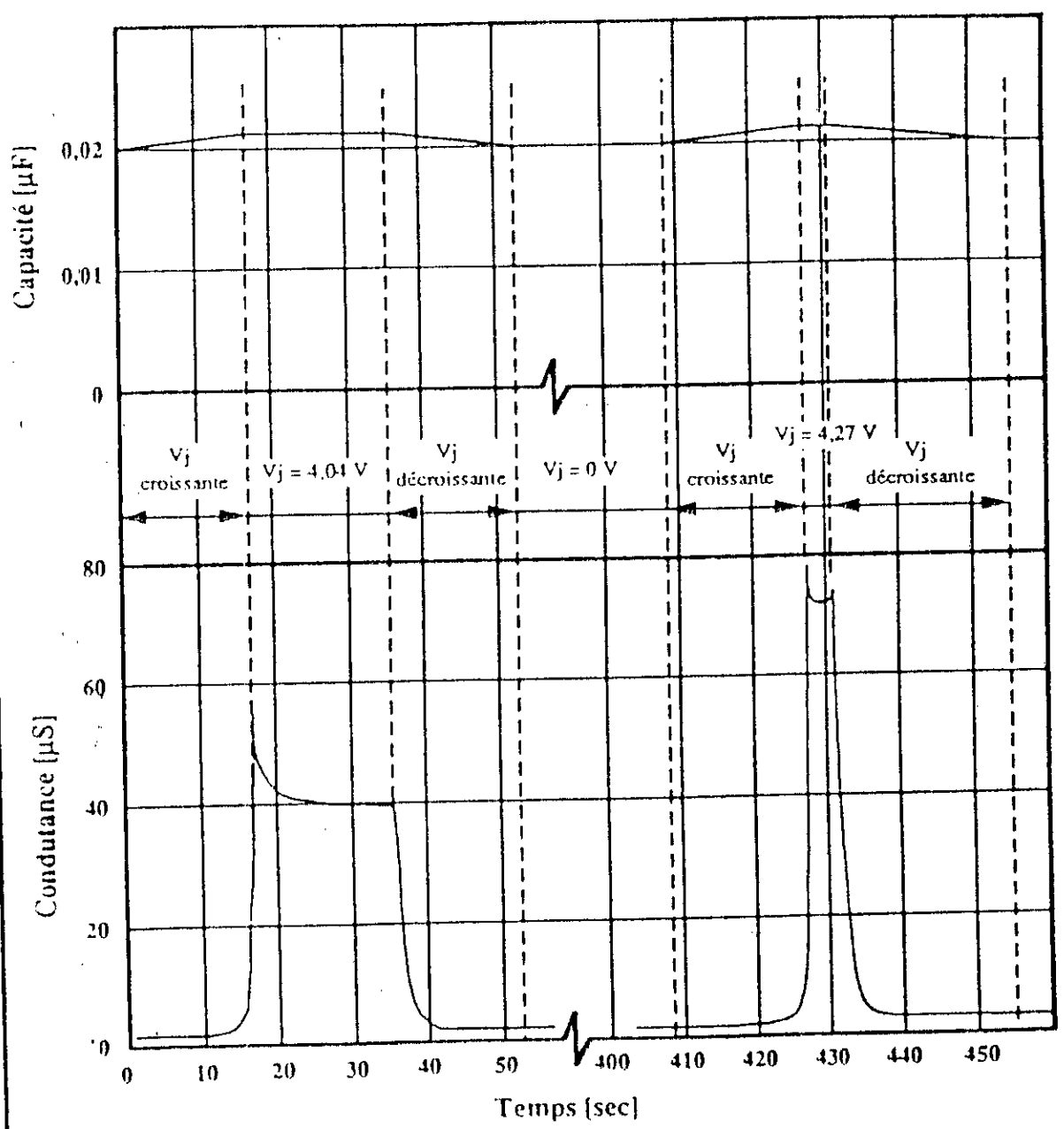


Fig IV.10 : Mesure faite par Nelson (réf [37], Fig 8) de la variation de la capacité d'une diode Al-Al₂O₃-Al à 300 °K, épaisseur d'oxyde = 65 Å, surface = 3,5 mm²

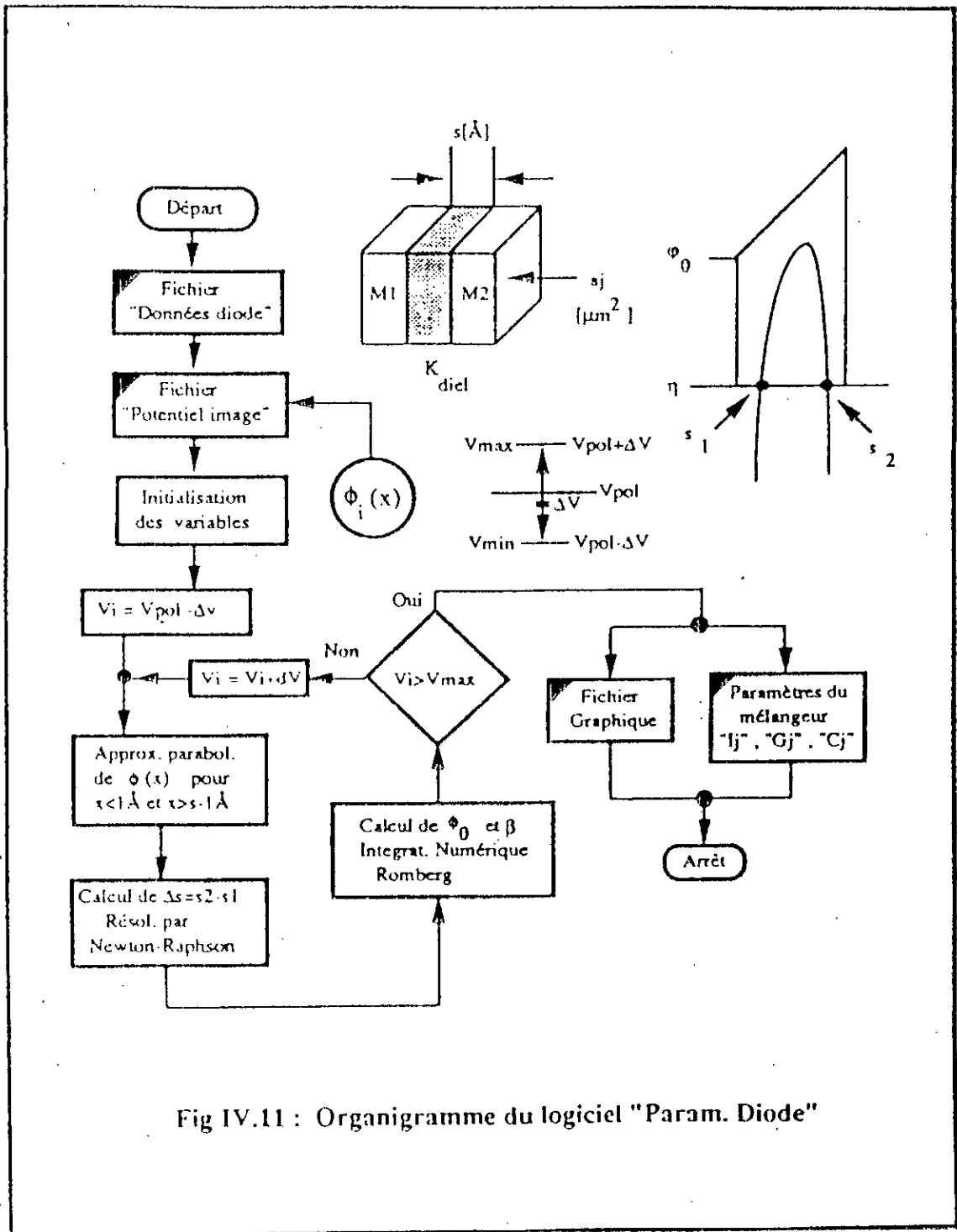


Fig IV.11 : Organigramme du logiciel "Param. Diode"

et des limites pré-établies pour la tension sur la jonction v_j , données par:

- V_{pol} [V] : niveau de polarisation continue sur la jonction,
- ΔV [V] : excursion maximale de la tension v_j par rapport à V_{pol} ,
- dV : valeur de pas entre deux valeurs de v_j .

Les fichiers remplis constitueront les tableaux numériques qui remplaceront les fonctions analytiques demandés par la simulation. A partir de l'épaisseur de l'isolant s , le programme recherche dans le tableau pré-calculé des valeurs de la série du potentiel image $\phi_1(x)$ (Chap I), afin de déterminer la fonction *barrière de potentiel* $\varphi(x)$.

On recherche, pour chaque valeur de v_j , les cinq paramètres suivants:

- la forme de la barrière (Chap I)
- les approximations paraboliques de la force image (Annexe C)
- les racines s_1 et s_2 (Chap I)
- la valeur moyenne (Annexe A)
- le facteur de correction (Annexe A)

le temps de calcul total est de 40 min pour 80 valeurs de v_j .

La Fig IV.12 montre un exemple de résultat du programme "**Param. Diode**" sous forme graphique . Nous avons mis en évidence le rapport entre la réduction de la largeur de la barrière (Δs) et l'augmentation de la capacité de la jonction [Fig IV.13].

Le programme de simulation "**Equil.Harm**" a été modifié pour fonctionner en utilisant des tableaux de données à la place de fonctions analytiques [Fig IV.14]. A partir du nom d'un fichier (identificateur) le programme recherche les données correspondantes et effectue leur transfert dans la mémoire de chargement, appelée "**fichiers I_j, G_j, C_j** " dans l'organigramme. Pour chaque valeur de la tension v_j on effectue une interpolation de Lagrange du 5^e degré sur les valeurs du fichier **I,G,C**, afin d'obtenir $l(v_j)$; $g(v_j)$ ou $c(v_j)$ [Annexe E.1].

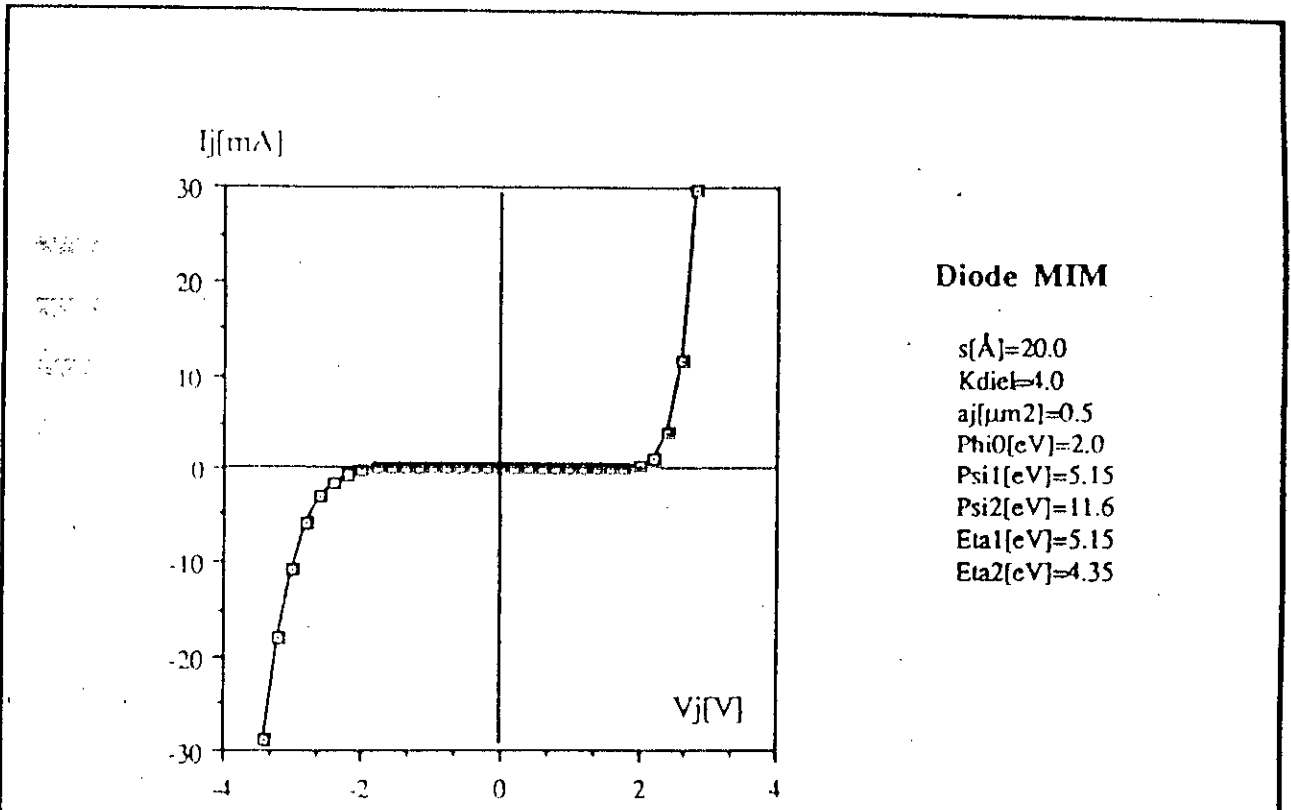


Fig IV.12(a) : Caractéristique I_j (courant tunnel) x V_j

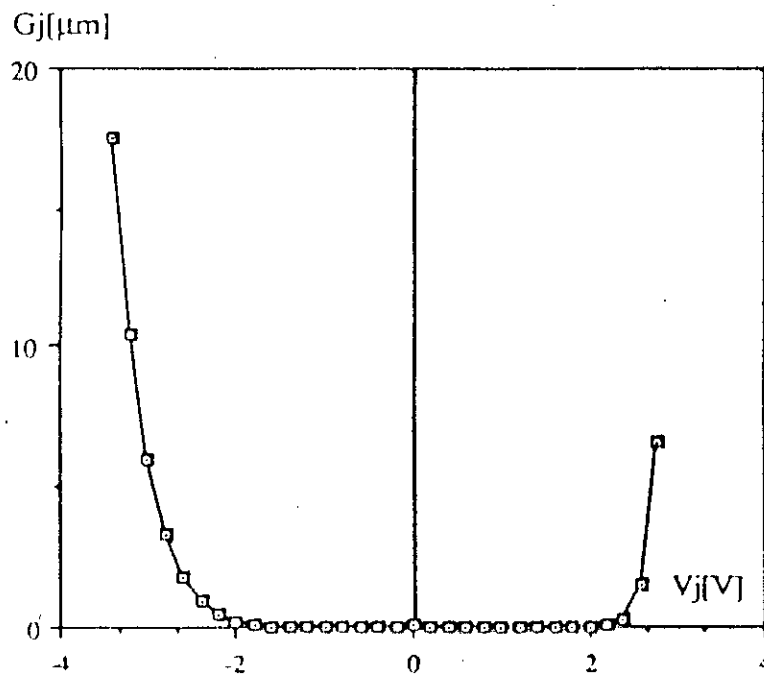
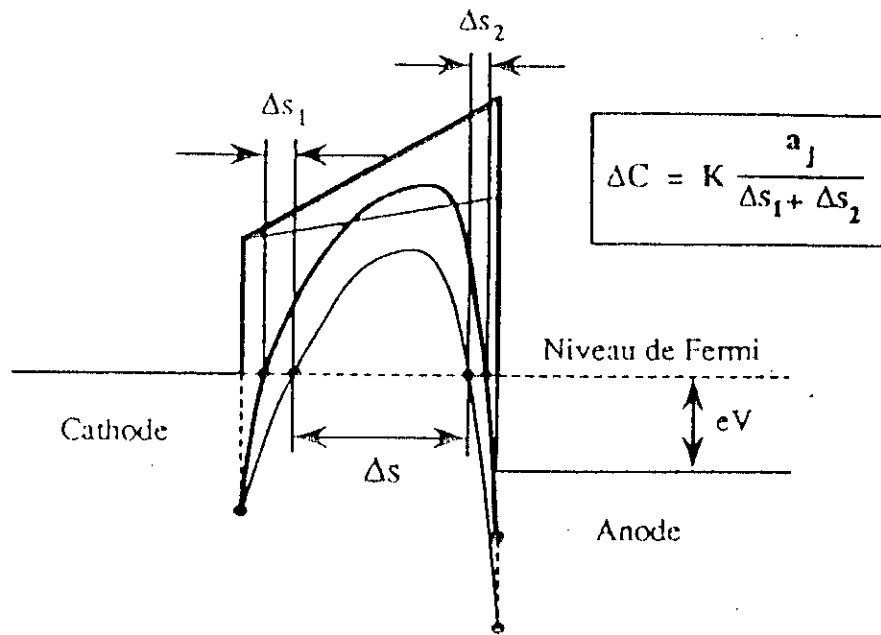
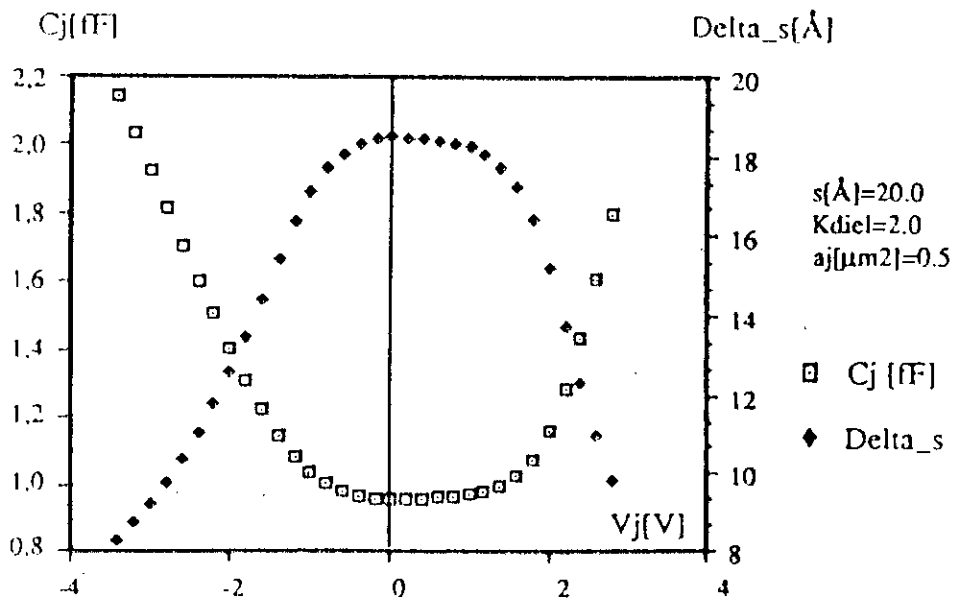


Fig IV.12(b) : Caractéristique G_j (conductance tunnel) x V_j



(a) Origine physique de la capacité non-linéaire



(b) : Variation de Cj avec la tension sur la diode Vj et reduction de la barrière de potentiel Delta_s

Fig IV.13 : Origine physique et valeur numérique de la capacité non-linéaire

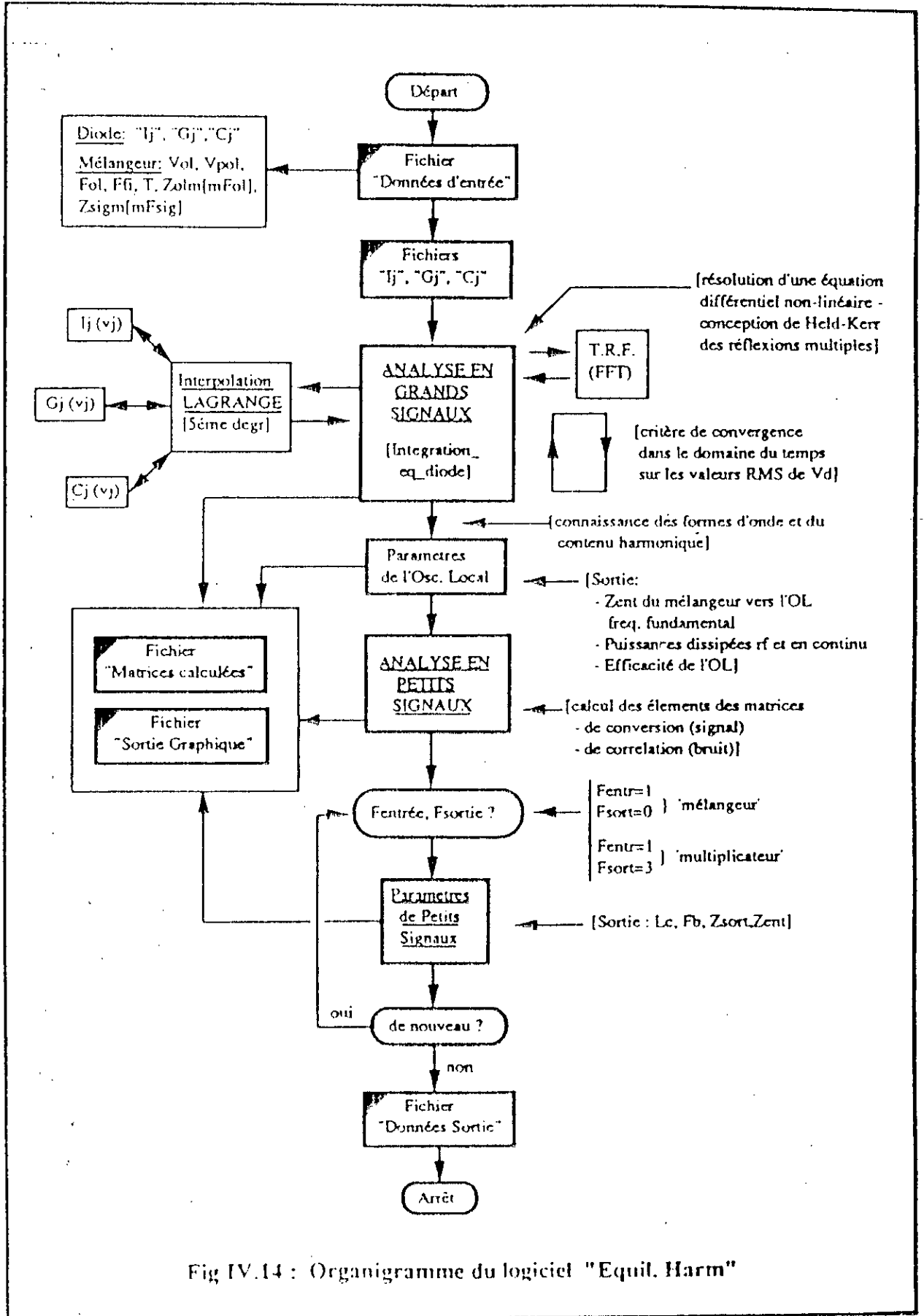


Fig IV.14 : Organigramme du logiciel "Equil. Harm"

L'analyse en petits signaux peut être utilisée pour simuler trois fonctions:

- la fonction mélangeur qui permet de passer de la fréquence du signal à la fréquence intermédiaire.
- la fonction de génération d'harmoniques: $2f_{ol}$, $3f_{ol}$, ..., $7f_{ol}$.
- la vidéodétection qui permet d'obtenir un signal redressé à partir de l'onde incidente.

Dans le premier cas, la fréquence intermédiaire est égale à $|f_{ol} - f_{sig}|$. Dans le second cas, il suffit de supposer que $f_{ol} = f_{sig}$ et que $P_{ol} \gg P_{sig}$. La vidéodétection correspond aussi au cas où $f_{ol} \equiv f_{sig}$, mais $P_{ol} \equiv P_{sig}$.

Enfin, ce programme a été bouclé pour permettre d'étudier les effets de la variation des paramètres à la fois de la diode et du mélangeur. La Fig IV.15 montre la version finale du logiciel de simulation ("*Mel/Det.Bal*"). La boucle **A** permet d'analyser le comportement du circuit (L_c , NF ...) en fonction des variations des paramètres de la diode (s , a_j , ϕ_0 , et K_{diele}). Chaque nouvelle valeur d'une variable nécessite l'utilisation d'un nouveau fichier I, G, C [102]. La boucle **B**, permet d'analyser le comportement du circuit en fonction du niveau d'excitation de la diode (V_{ol} et $V_{p_{ol}}$). Enfin la boucle **C** permet de vérifier les valeurs de ce comportement en fonction des variables indépendantes du logiciel "*Param.Diode*" (R_n , f_{ol} , f_{ff} , h_n , a , Z_{sig0}).

Lorsqu'on fait varier la hauteur de l'antenne, on utilise toujours la technique de l'interpolation de Lagrange pour le calcul de l'ensemble des impédances d'entrée. Les fonctions $SI(x)$ et $CIn(x)$, qui ont été calculées par l'intégration numérique, sont fournies à partir d'un tableau. Chaque itération du programme "*Mel/Det. Bal*" demande environ 50 secondes.

IV.7 Résultats de la simulation [48,103,104]

Nous avons orienté notre simulation tout d'abord de manière à pouvoir retrouver des résultats déjà publiés, afin de valider notre logiciel.

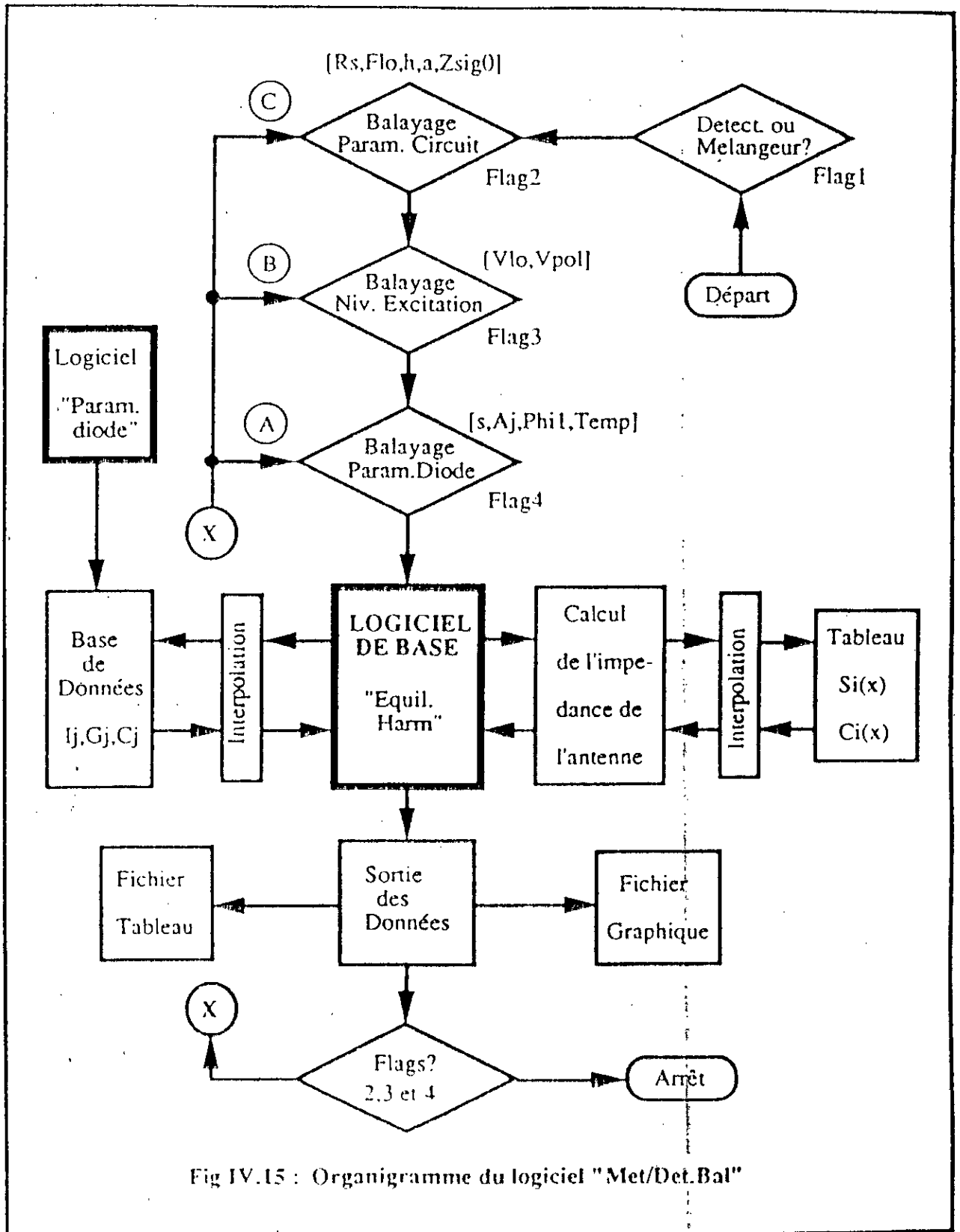


Fig IV.15 : Organigramme du logiciel "Met/Det. Bal"

Nous avons ensuite recherché les conditions qui donnent des valeurs optimales pour un mélangeur planar à 30 THz.

La Fig IV.16 montre des résultats obtenus par Yasuoka [105] et Kurosawa [108] en ce qui concerne la détection en fonction de l'épaisseur de la barrière ou de la résistance en continu d'une diode Ni-NiO-W à 10,6 μ m. Ces résultats mettent en évidence une valeur optimale pour l'épaisseur ($s = 10 \text{ \AA}$) et pour la résistance ($R_s = 1000 \text{ } \Omega$). Pour une diode semblable à celle utilisée par Yasuoka, mais à 9,4 μ m, Kurosawa a mesuré le rapport signal à bruit (RSB), et la puissance du signal P_1 dans un mélange à trois ondes: deux rayonnements à 9,4 μ m délivrés par deux lasers CO₂ et un signal microonde. Le battement correspond dans ce cas à la relation (I.1) pour $m_1=1$ et $m_2=1$. Afin de valider le logiciel, on peut sûrement retenir les résultats obtenus par Yasuoka. Parmi les résultats publiés par Kurosawa, certains peuvent être exploités par notre logiciel et d'autres non. En effet, l'auteur rapporte deux types de mesures très différentes:

- 1) Un mélange à deux ondes entre deux raies de laser CO₂ ($\lambda \cong 9,4 \text{ } \mu\text{m}$). Les fréquences de ces deux raies sont maintenues très proches l'une de l'autre (10MHz) et le rapport signal à bruit du battement a été mesuré lorsque la puissance de l'un des lasers varie. Dans ce cas, les données expérimentales sont suffisantes pour pouvoir estimer les pertes de conversion.
- 2) Un mélange à trois ondes. Cette fois les fréquences des lasers sont très écartées (plusieurs dizaines de GHz). Il est nécessaire d'utiliser un oscillateur microonde pour ramener la fréquence intermédiaire à 10 MHz. Le logiciel de Held et Kerr ne peut pas prendre en compte ce type de mélange.

Les valeurs numériques que nous pouvons obtenir sont, pour une résistance de jonction de 1000 Ω :

- pour les pertes de conversion $L_c \cong 50 \text{ dB}$
- pour le facteur de bruit du mélangeur $FB \cong 72 \text{ dB}$
- pour le NEP $2,8 \times 10^{-13} \text{ W/Hz}$.

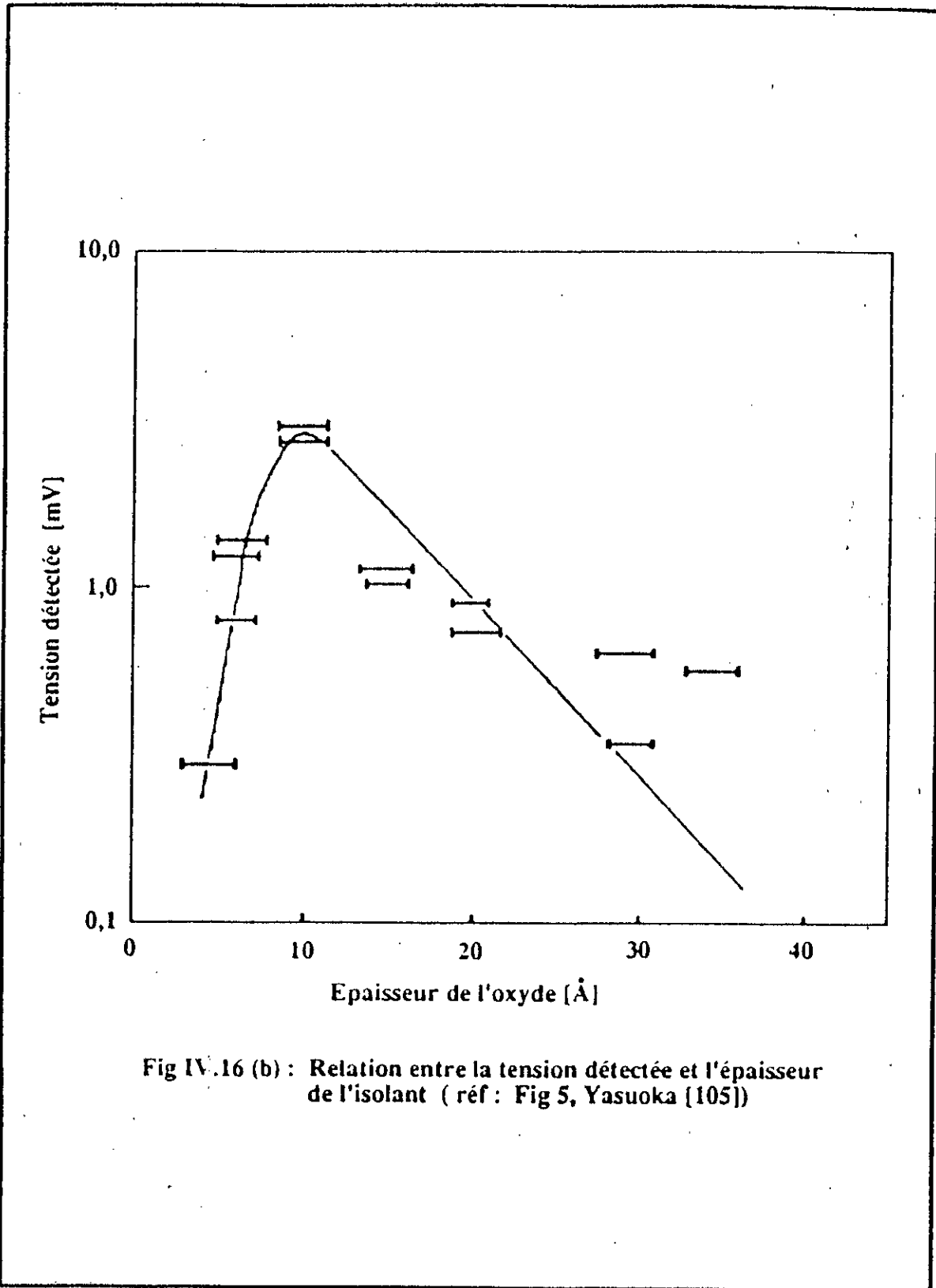


Fig IV.16 (b) : Relation entre la tension détectée et l'épaisseur de l'isolant (réf : Fig 5, Yasuoka [105])

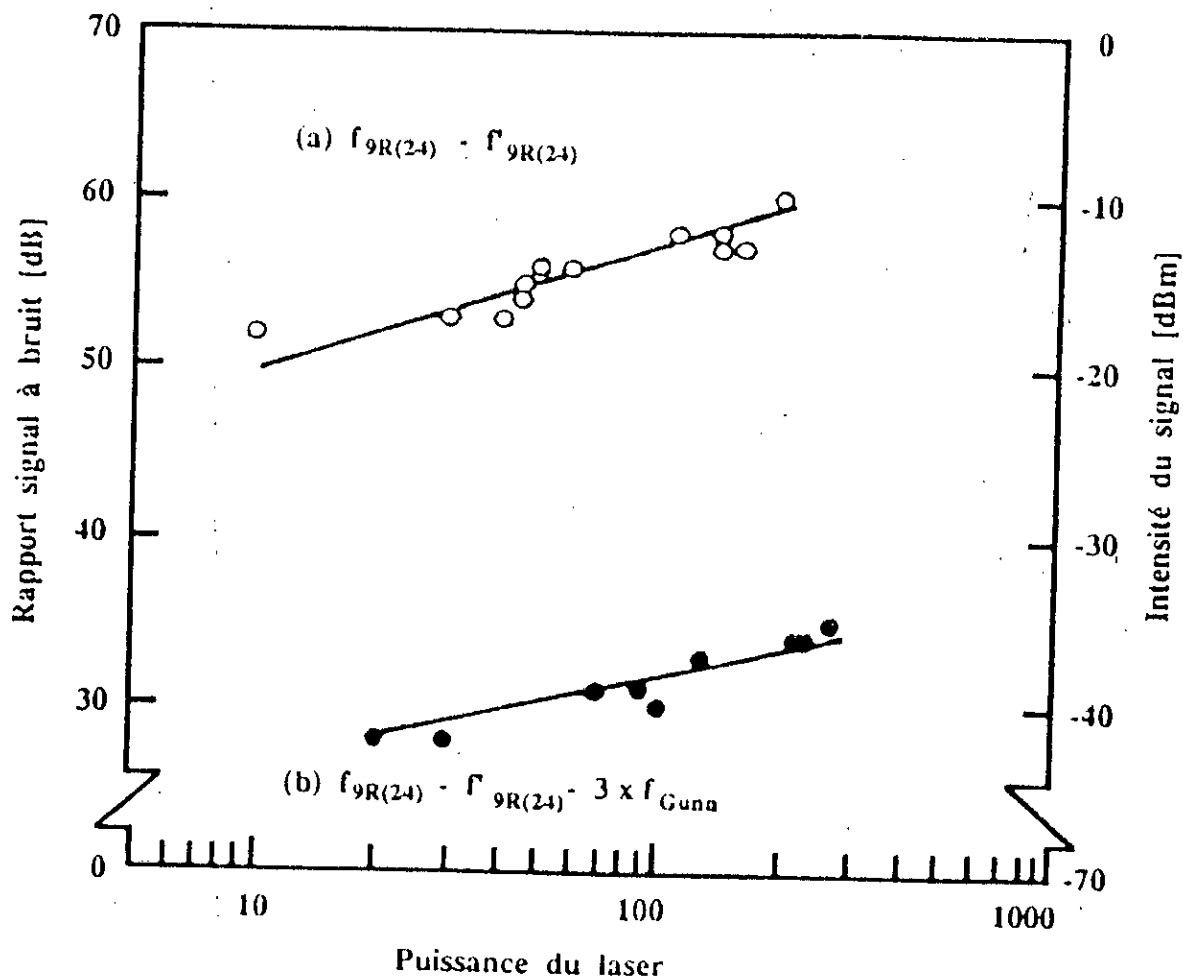


Fig IV.16 (c) : Rapport signal à bruit de deux battements et leurs puissances relatives mesurés en fonction des puissances des faisceaux laser incidents (réf : Fig 2, Kurosawa [108])

Notons que Abrams et Gandrud [10] ont mesuré un NEP à $10\mu\text{m}$ de $1,4 \times 10^{-13}$ W/Hz avec une résistance de jonction de 50Ω , ce qui montre un bon recouvrement des valeur numériques. Nous avons effectué la simulation avec une diode W-NiO-Ni dont les paramètres sont reportés dans le Tab IV.6. Les variations de L_c ont été étudiées en fonction des paramètres suivants [Figs IV.17 jusqu'à 25]:

- rapport de la hauteur de l'antenne à la longueur d'onde (h_a/λ)
- diamètre de l'antenne (a)
- épaisseur de l'isolant (s)
- surface de la jonction (a_j)
- tension de polarisation (V_{pol})
- tension crête de l'oscillateur local (V_{ol})

De cette étude, il ressort tout d'abord que les courbes obtenues en fonction des variations de V_{pol} présentent la même allure que celles publiées par Epton et al [97] et par Klingenberg et Weiss [15]. Par ailleurs nous pouvons voir que les variations de L_c en fonction de h/λ sont quasi-périodiques avec une répétition approximative de $\lambda/2$ et que l'amplitude des oscillations est d'environ 15 dB, pour une surface $a_j = 10^{-3} \mu\text{m}^2$ [Fig IV.17]. La courbe reste quasi-périodique et de même période si $a_j = 10^{-2} \mu\text{m}^2$ [Fig IV.18] mais l'amplitude des oscillations varie de 4 à 8 dB et n'est plus constante. Enfin on peut voir, en comparant les deux courbes, que la valeur moyenne de L_c est croissante si $a_j = 10^{-2} \mu\text{m}^2$ et décroissante dans l'autre cas.

Ces résultats tendent à prouver la grande dépendance de L_c en fonction de h/λ , c'est à dire en fonction de l'impédance d'entrée de l'antenne. On doit s'attendre également à observer une dépendance en fonction de la surface de la diode. Ces deux dépendances existent également pour des diodes Schottky [53]. On peut observer [Fig IV.20] que, contrairement à l'idée la plus couramment répandue, les pertes de conversion ne décroissent pas d'une façon monotone en fonction de la surface du contact. Il existe en effet une valeur optimale pour celle-ci, qui

<u>Paramètres de la diode W-NiO-Ni</u>	<u>Impédances d'entrée de l'antenne filaire Z_e [Ω]</u>
a_j [μm^2] = 0,01/0,001 S [\AA] = 5/30 K_{diel} [NiO] = 8,0 ψ_1 (Ni) [eV] = 4,68 ψ_2 (W) [eV] = 5,15 η_1 (Ni) [eV] = 5,5 η_2 (W) [eV] = 4,5 ϕ_0 [eV] = 1,0/1,5/2,2 Temp [°K] = 293	$f_{\text{ol}} [1]$: 107 - j 40 $f_{\text{ol}} [2]$: 312 + j 120 $f_{\text{ol}} [3]$: 221 - j 61 $f_{\text{ol}} [4]$: 188 + j 84 $f_{\text{ol}} [5]$: 349 + j 34 $f_{\text{ol}} [6]$: 148 - j 8 $f_{\text{ol}} [7]$: 345 + j 117 $f_{\text{ol}} [8]$: 256 - j 14 $f_{\text{sig}} [-4]$: 188 + j 84 $f_{\text{sig}} [-3]$: 221 - j 61 $f_{\text{sig}} [-2]$: 312 + j 120 $f_{\text{sig}} [-1]$: 107 - j 40 $f_{\text{sig}} [1]$: 107 - j 40 $f_{\text{sig}} [2]$: 312 + j 119 $f_{\text{sig}} [3]$: 221 - j 61 $f_{\text{sig}} [4]$: 188 + j 84
<u>Paramètres du mélangeur</u> R_s [Ω] = 100 f_{ol} [THz] = 28,3016 λ [μm] = 0,6 f_{fi} [MHz] = 300 Δf [KHz] = 10 h_a [μm] = 42 a [μm] = 0,5 Z_{fi} [K Ω] = 5,0 V_{ol} [V] = 2,5 V_{pol} [V] = -1,0	

Tab IV.6 : Valeurs numériques prises pour la simulation du modèle avec la capacité non-linéaire

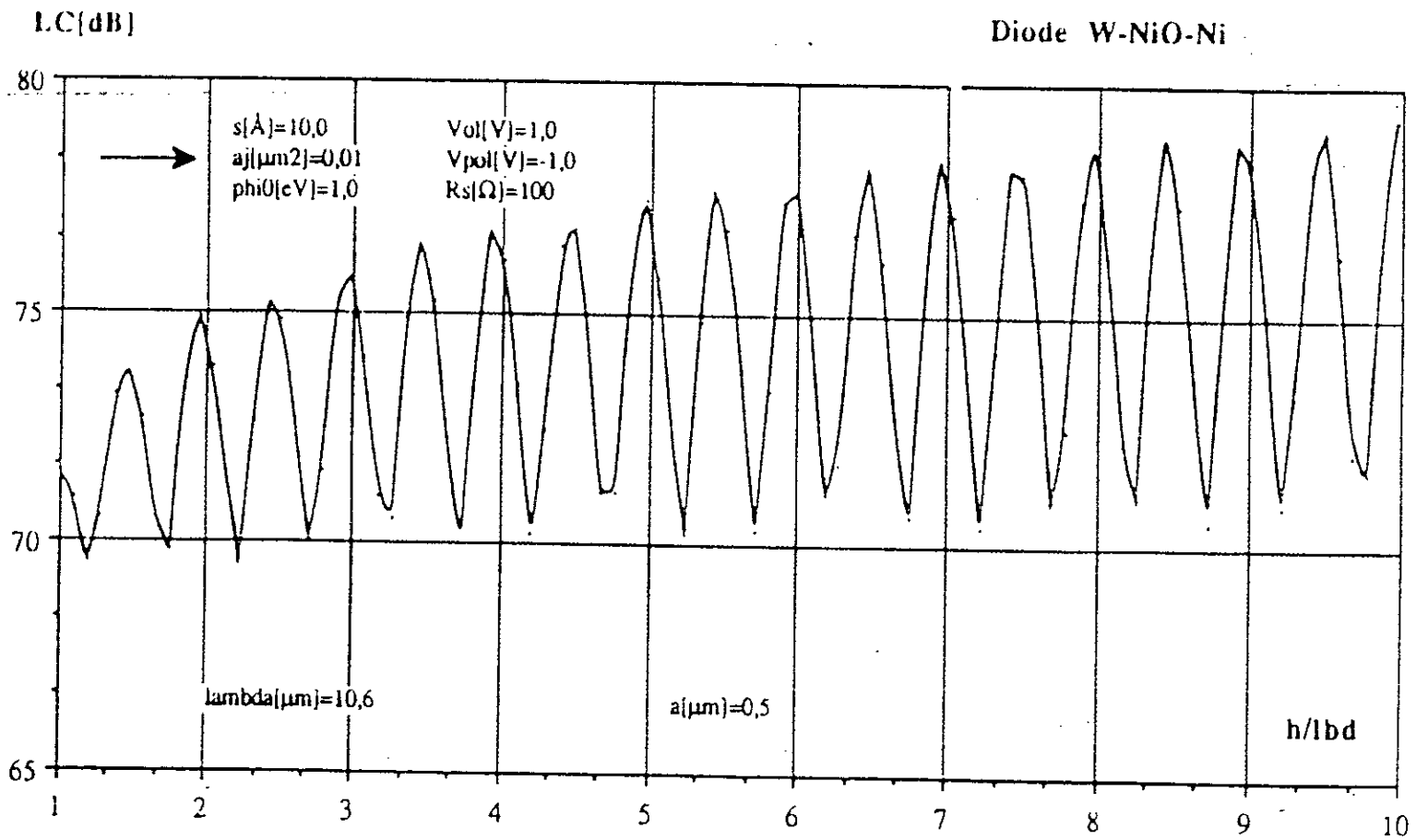


Fig IV.18 : Variation de la perte de conversion avec la longueur de l'antenne pour $a_j = 0,01 \mu\text{m}^2$

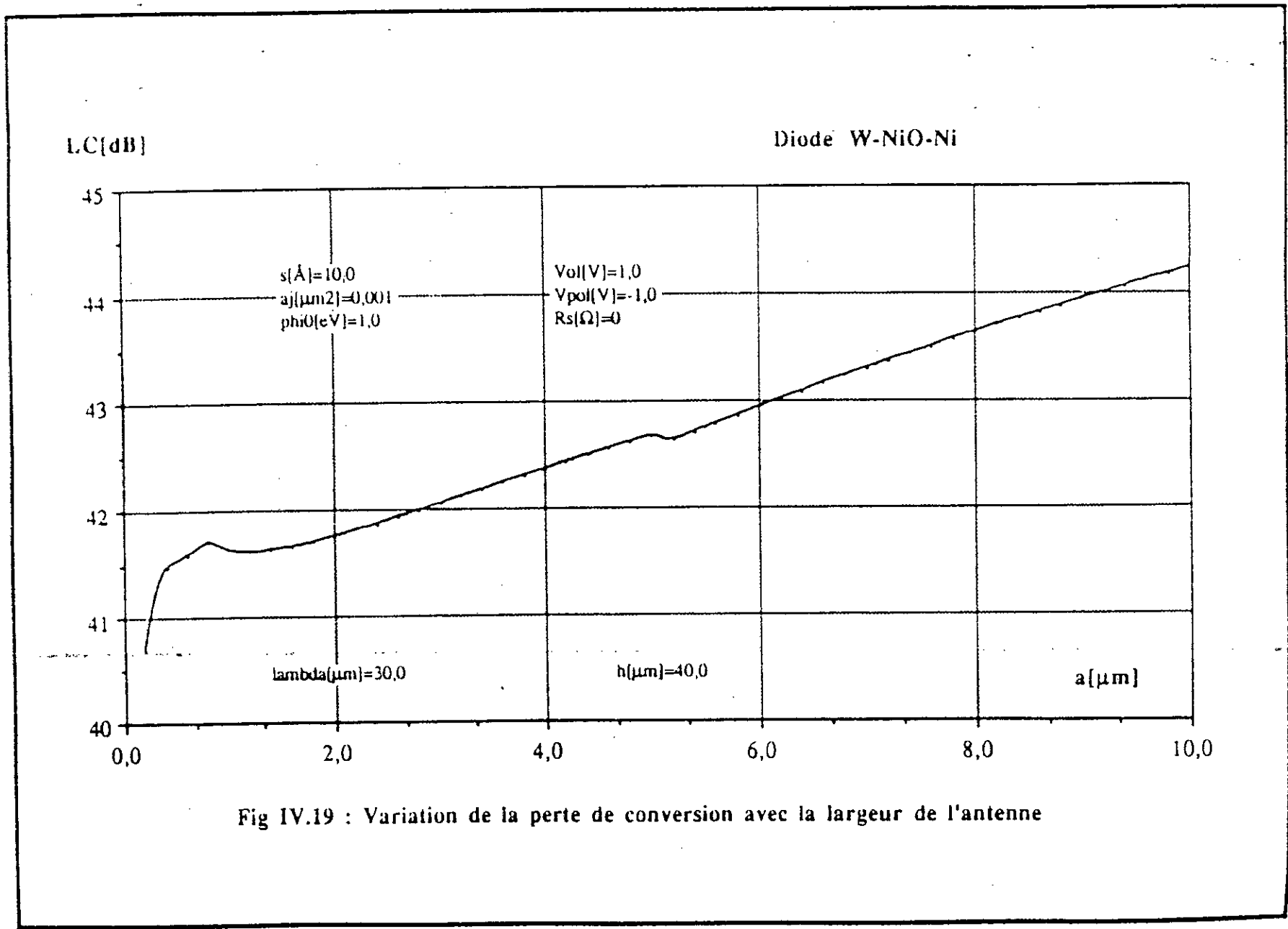
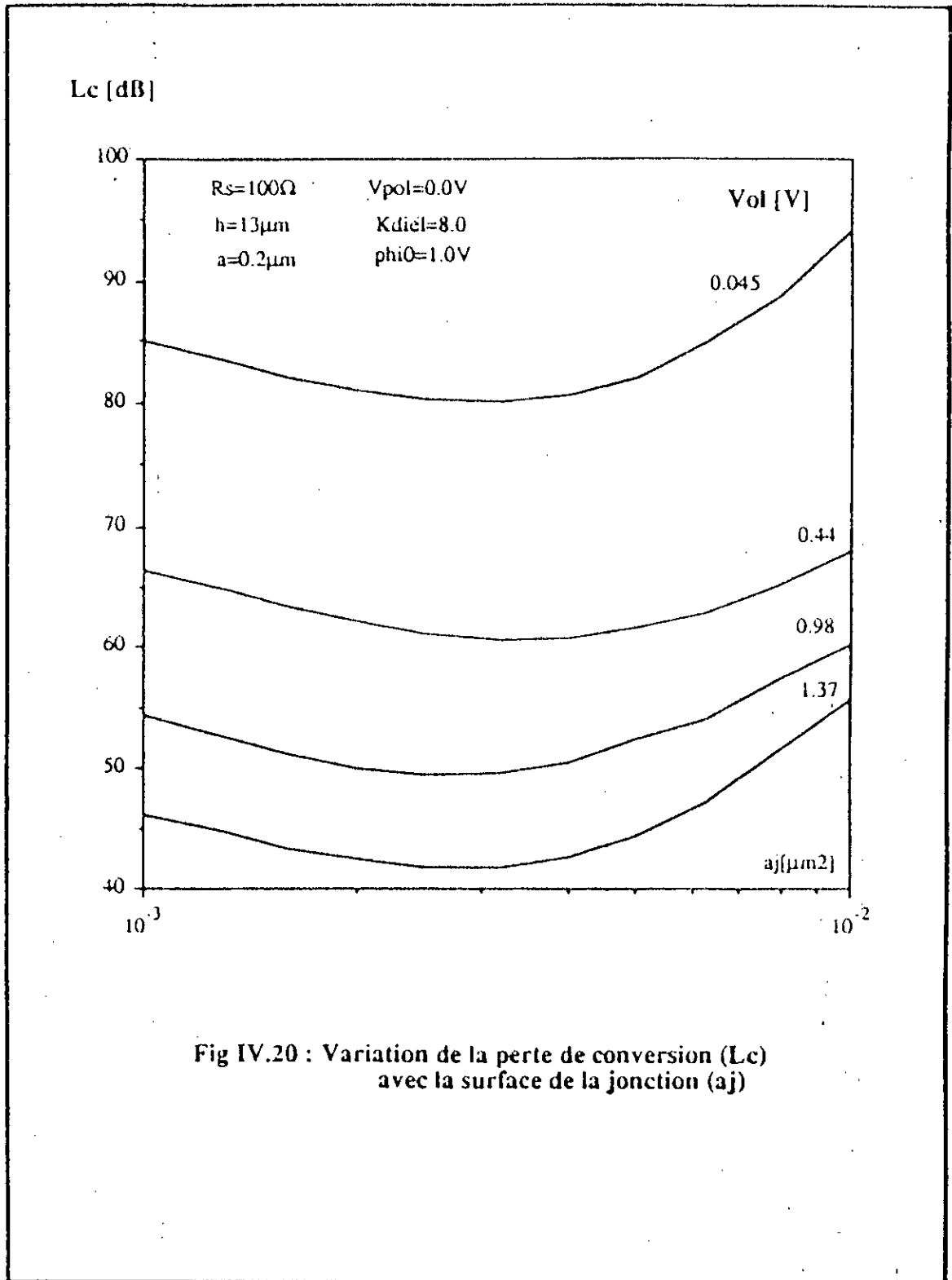


Fig IV.19 : Variation de la perte de conversion avec la largeur de l'antenne



LC [dB]

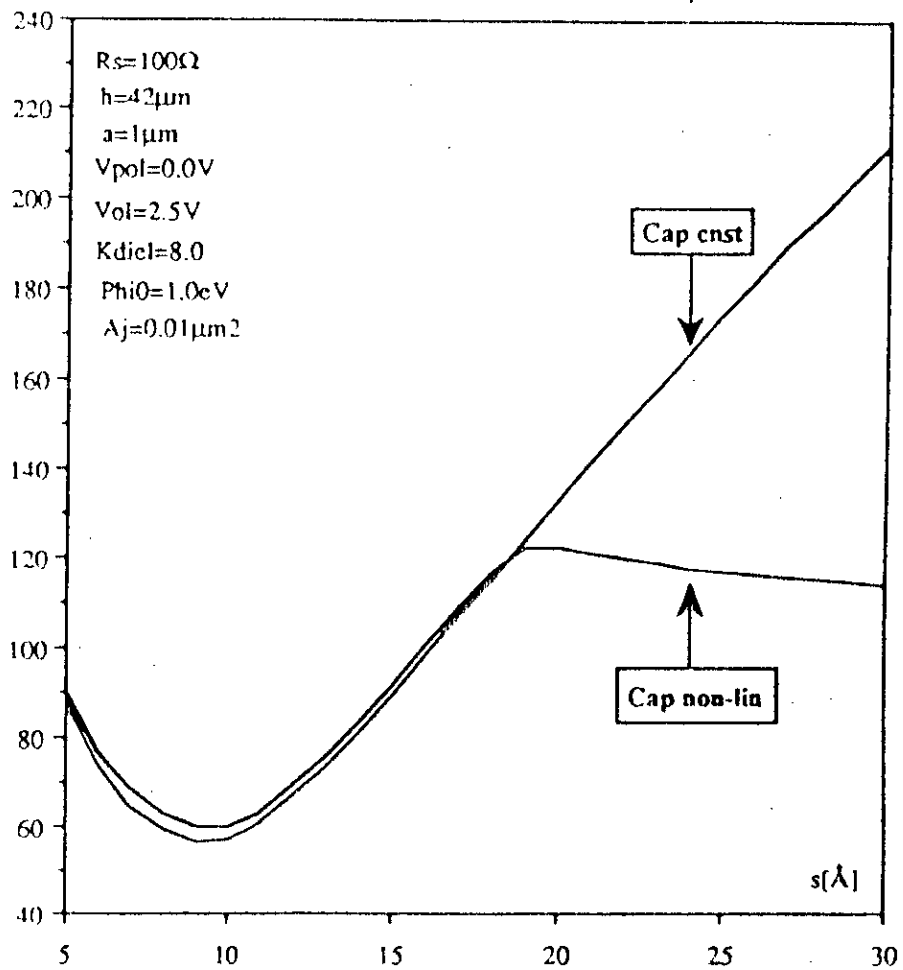


Fig IV.21 : Influence de la capacité non linéaire sur la perte de conversion

L_c [dB]

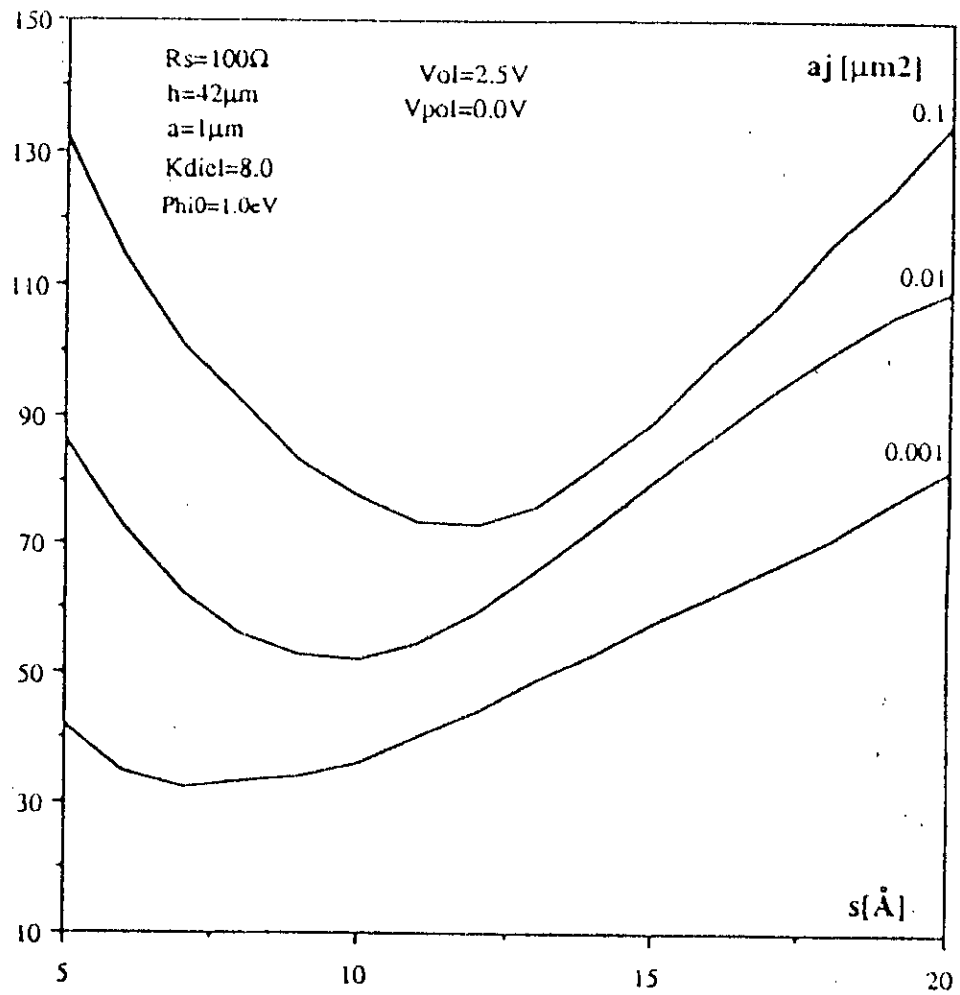


Fig IV.22 : Influence de l'épaisseur du diélectrique sur la perte de conversion

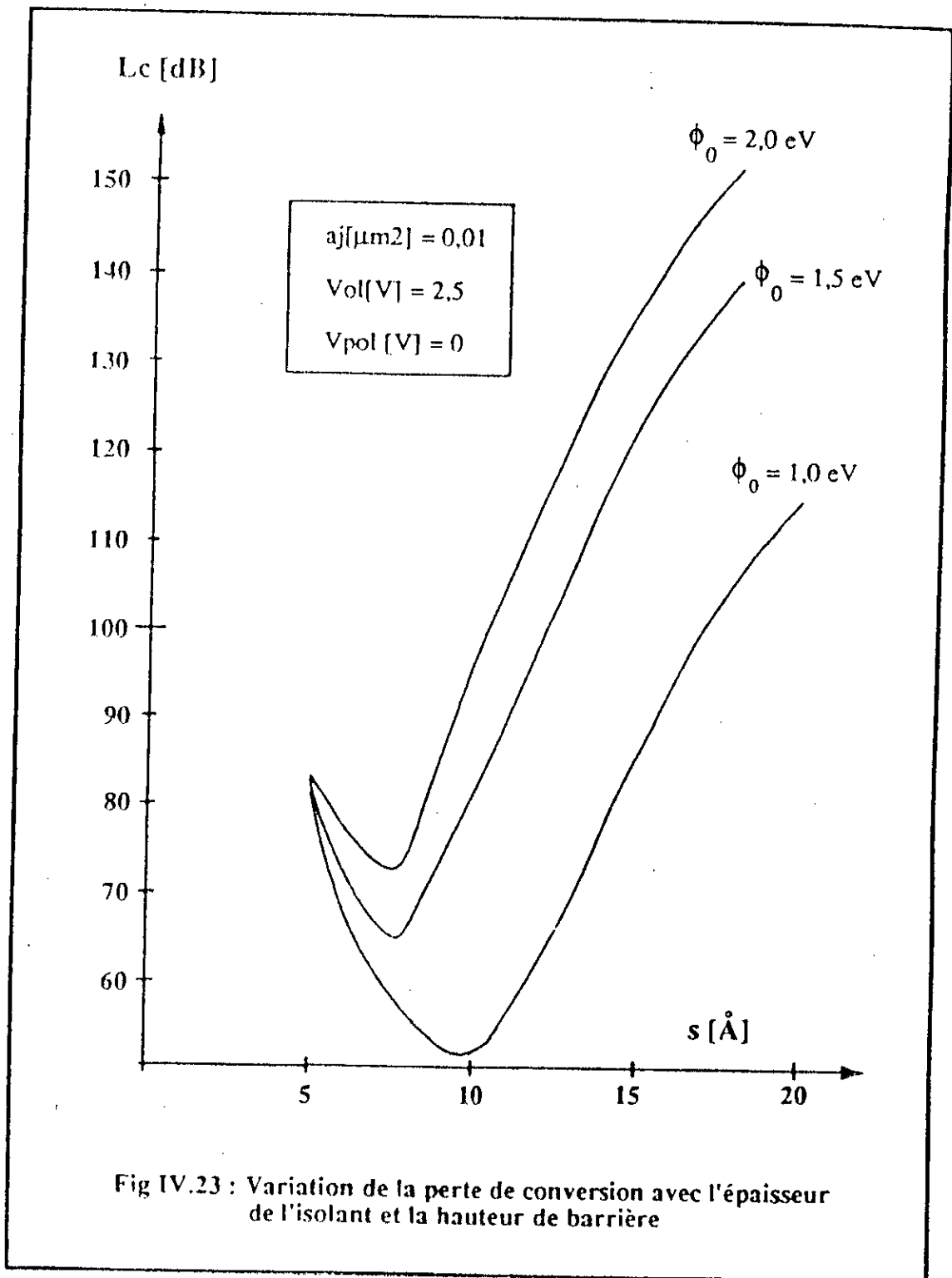


Fig IV.23 : Variation de la perte de conversion avec l'épaisseur de l'isolant et la hauteur de barrière

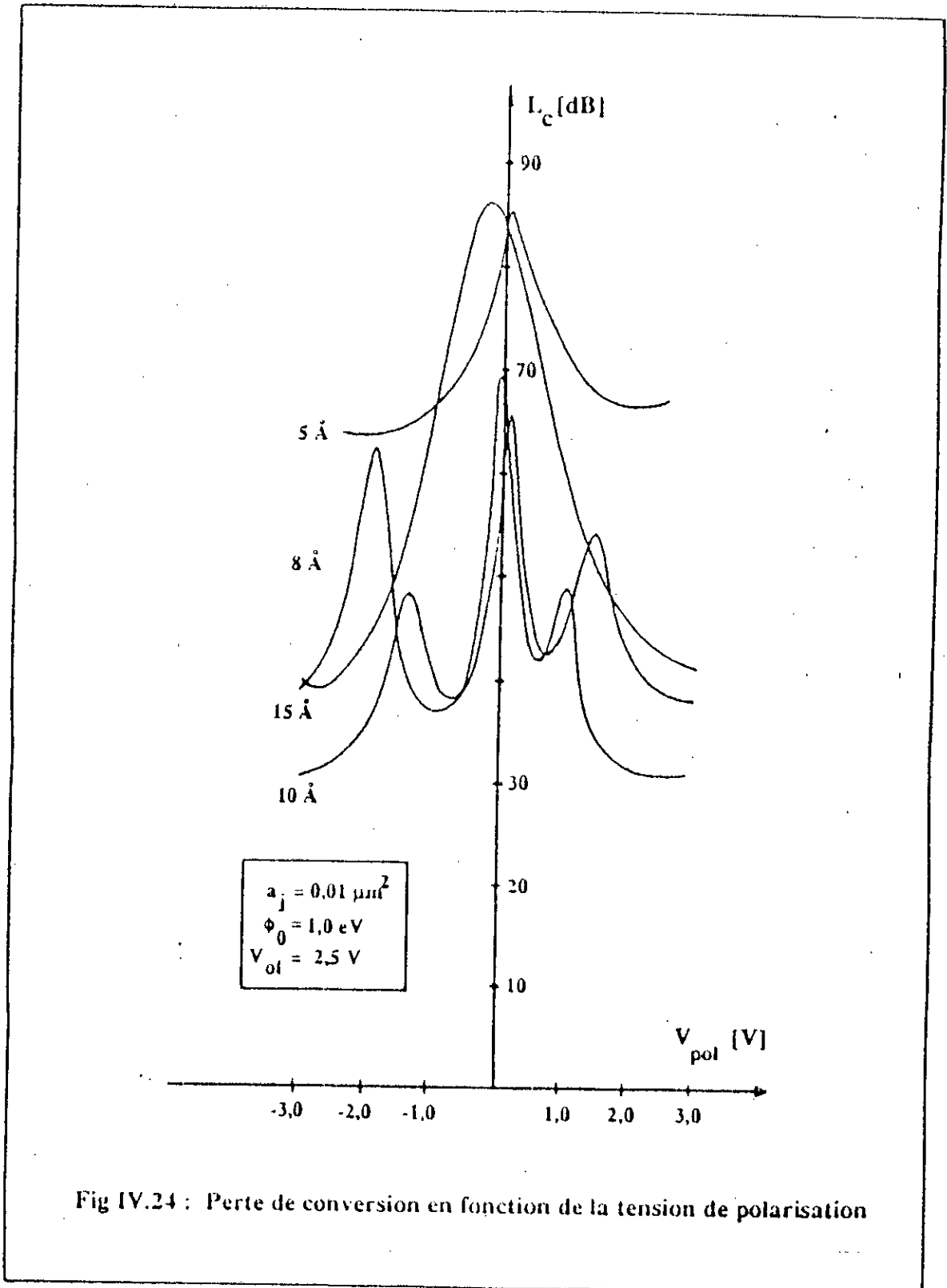


Fig IV.24 : Perte de conversion en fonction de la tension de polarisation

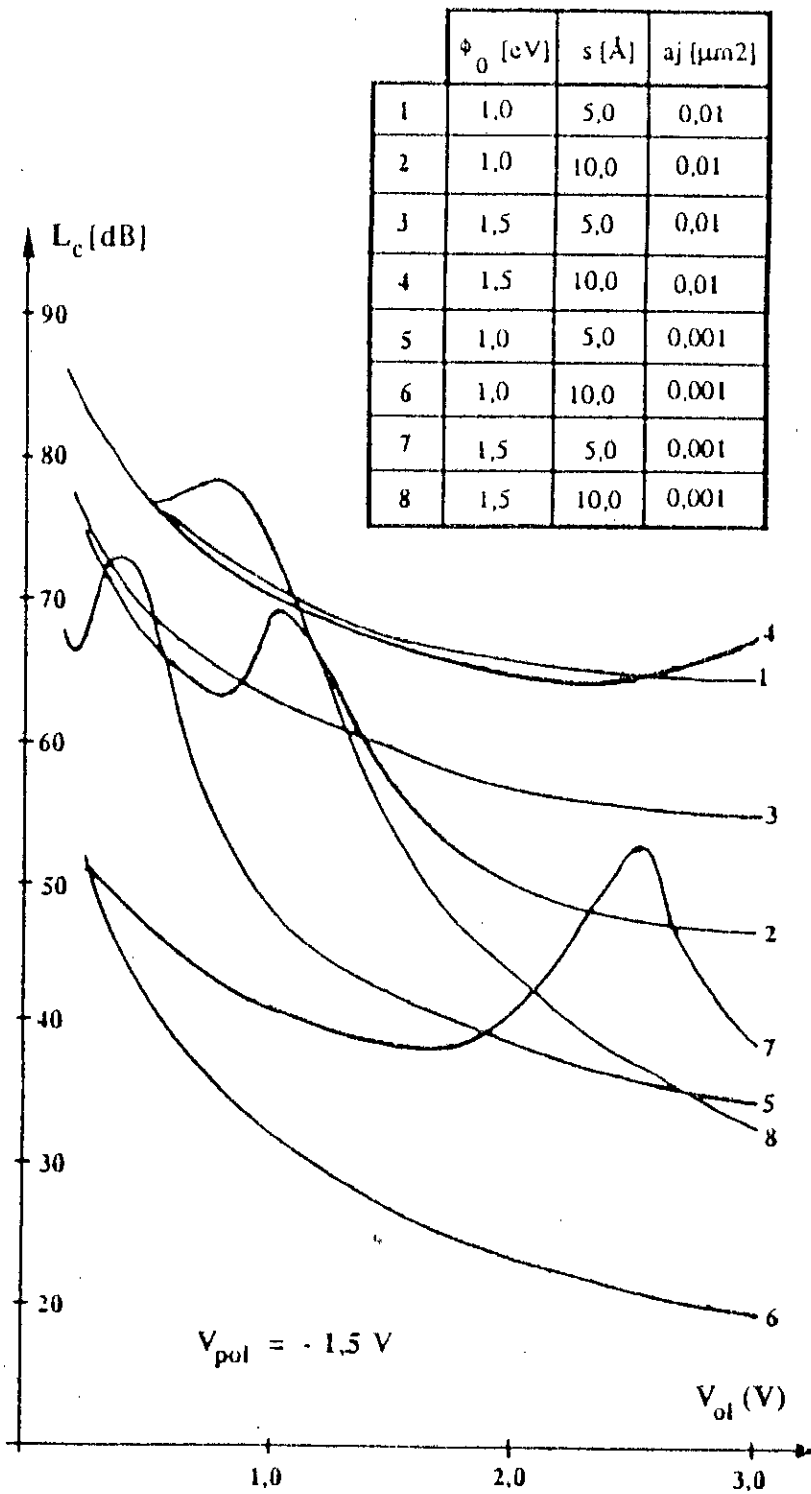


Fig IV.25 : Variation de la perte de conversion en fonction de la tension crête de l'oscillateur local

vaut à $3 \times 10^{-3} \mu\text{m}^2$ pour les conditions retenues dans notre simulation ($f_{ol} = 30 \text{ THz}$, $V_{ol} = 1,37 \text{ V}$).

On peut observer aussi [Fig IV.20] que la valeur optimale de a_j augmente quand la puissance de l'oscillateur local diminue, et qu'en parallèle, les pertes de conversion augmentent aussi. Riccius et al [13,121] ont étudié la possibilité d'avoir des "microshunts" dans une diode MIM, et il a estimé que les performances d'un mélangeur seront optimales pour une surface de jonction de $10^{-3} \mu\text{m}^2$. On peut encore observer la très bonne concordance entre les valeurs numériques de notre simulation et la valeur proposée par Riccius.

Un résultat également intéressant concerne la variation de L_c en fonction de l'épaisseur de l'isolant (s). La Fig IV.21 montre que l'introduction de la capacité non-linéaire permet de distinguer deux types de conduction, selon que l'épaisseur est supérieure à 20 \AA ou inférieure. Dans le premier cas, la conduction de la jonction est dominée par l'élastance* de la capacité non-linéaire, alors que dans le second cas, la conduction est essentiellement dominée par l'effet tunnel. La simulation a confirmé la valeur de l'épaisseur optimale ($s \approx 10 \text{ \AA}$) [Fig IV.22] et l'ordre de grandeur de la capacité d'une jonction à pointe [Fig IV.26] mesurés par Yasuoka [105]. Pour une jonction W-NiO-Ni de surface $a_j = 0,001 \mu\text{m}^2$, $s = 10 \text{ \AA}$ et $\phi_0 = 1,0 \text{ eV}$, le logiciel a calculé $c_j = 0,0081 \times 10^{-15} \text{ F}$ (sans polarisation) et Yasuoka dans les conditions semblables a estimé expérimentalement $c_j = 0,00695 \times 10^{-15}$.

* Par définition, pour une capacité non-linéaire $c(t)$ dans le domaine temporel, on a:

$$i(v) = \frac{d}{dt} [c(t).v(t)]$$

$$v(t) = \int_0^t s(t).i(t) dt$$

où $s(t)$ est l'élastance.

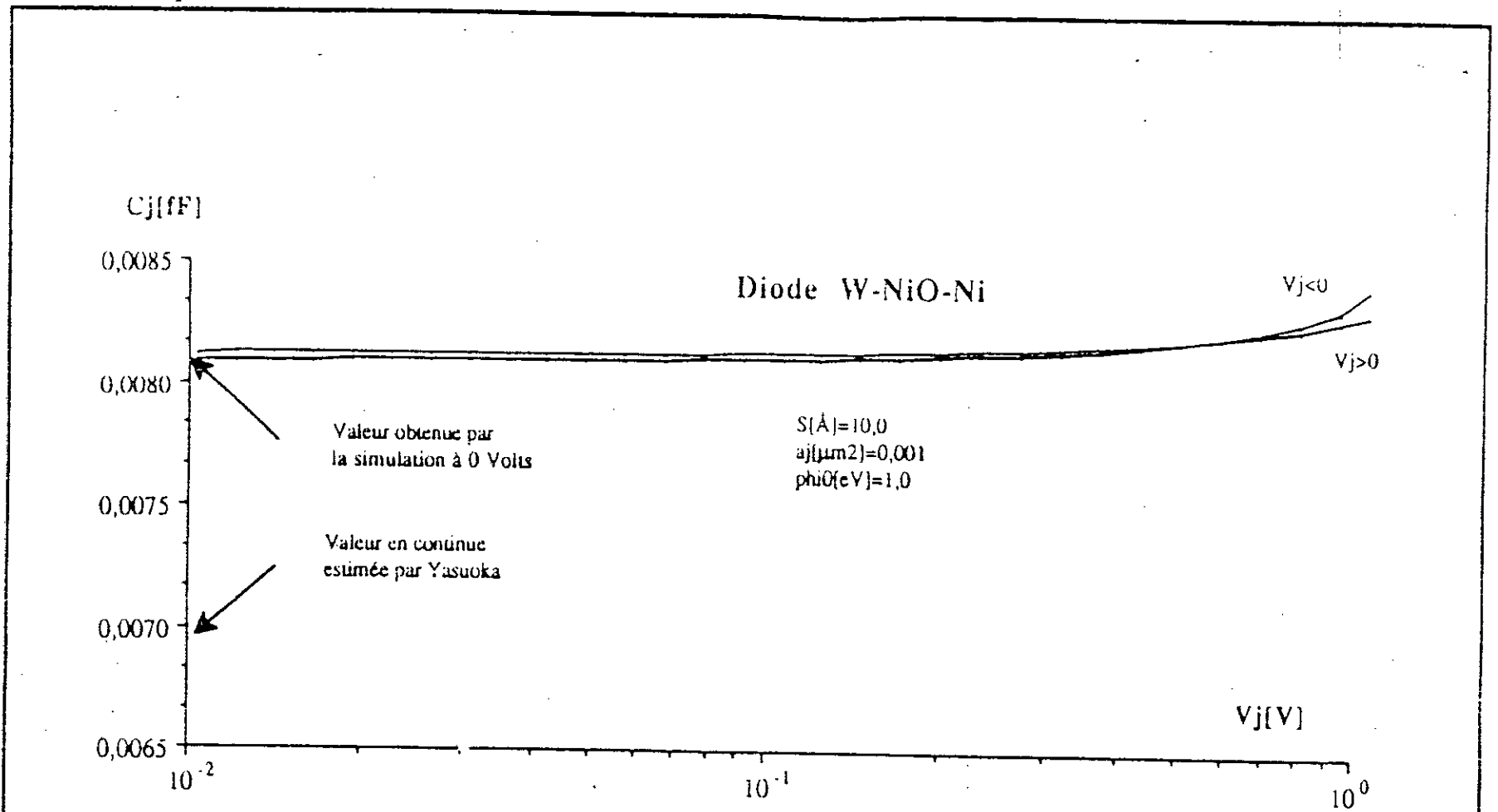


Fig IV.26 : Comparaison entre la capacité non linéaire calculée par la simulation et la valeur en continue estimée à partir des travaux de Yasuoka [105]

La variation de L_c par rapport au niveau de pompage de l'oi est rapportée [Fig IV.25] et on retrouve un résultat attendu dans tous les mélangeurs classiques, à savoir la présence d'un palier à partir d'un certain niveau de puissance de l'oi. La simulation en vue du comportement du bruit a donné des résultats très semblables à ceux obtenus pour la perte de conversion.

Toutefois, on peut voir que les valeurs optimales nécessaires pour les pertes de conversion ne donnent pas des valeurs optimisées pour le facteur de bruit. A titre d'exemple, nous avons présenté quelques courbes [Figs IV.27 jusqu'à 30] donnant les variations du facteur de bruit en fonction de h/λ , V_{pol} , V_{oi} et la fréquence. On appelle efficacité de l'oi le facteur suivant:

$$\eta = \frac{P_d \text{ (puissance de l'oi délivrée à la diode)}}{P_{oi} \text{ (puissance disponible sur la source de l'oi)}} \quad (IV.19)$$

où:

$$P_d = \frac{1}{T_{oi}} \int_0^{T_d} v_d(t) \cdot i_d(t) dt - V_{pol} \cdot I_{pol}$$

$$\text{et } P_{oi} = \frac{V_{oi}^2}{8 \operatorname{Re}[Z_{oi}]}$$

Les valeurs de η sont d'autant plus grandes que la hauteur de la barrière est grande [Fig IV.32]. Enfin il apparaît clairement que les conditions les plus mauvaises pour le fonctionnement correspondent à $V_{pol}=0$ V. Notons que les conditions les plus favorables à η ne sont pas celles qui donnent des pertes de conversion optimales. Le paradoxe n'est qu'apparent: en effet, pour une valeur donnée de la tension, si la surface de la jonction est grande le courant tunnel est grand et la conductance de la jonction est grande [Fig IV.33], donc une partie importante de la puissance incidente se retrouve sur la résistance série. Si la surface de la jonction est plus petite, la conductance tunnel diminue et une partie de la puissance

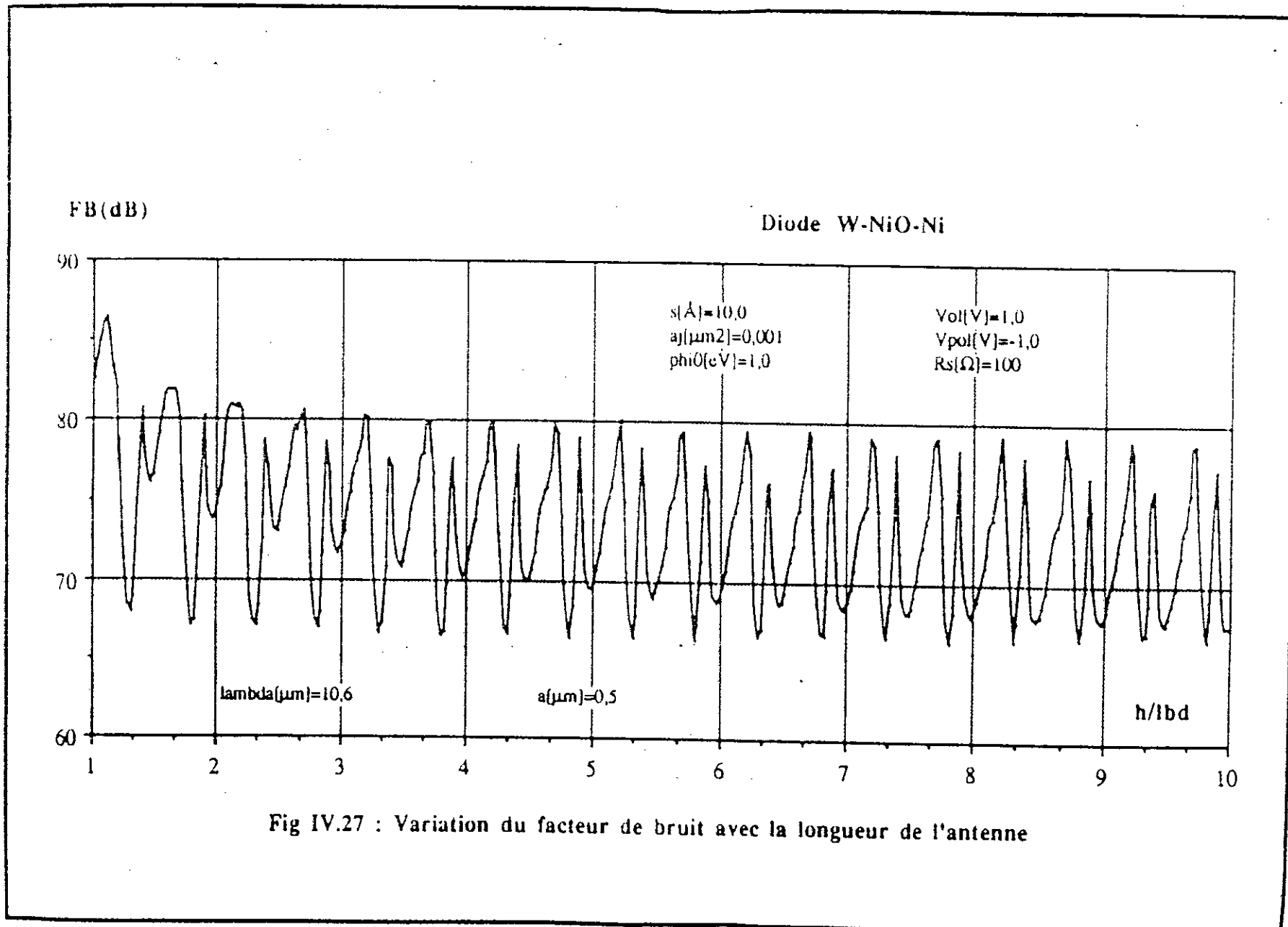


Fig IV.27 : Variation du facteur de bruit avec la longueur de l'antenne

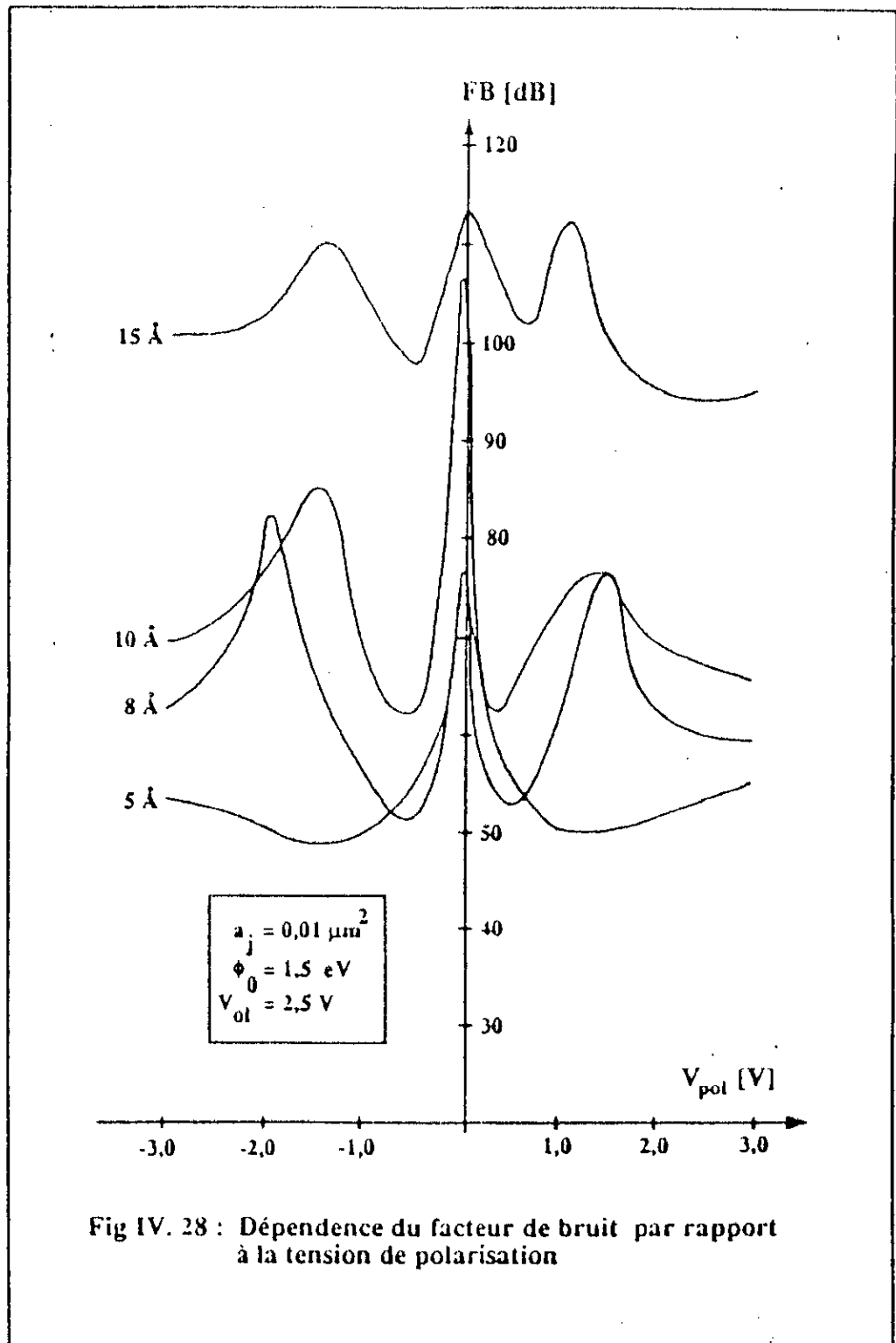


Fig IV. 28 : Dépendance du facteur de bruit par rapport à la tension de polarisation

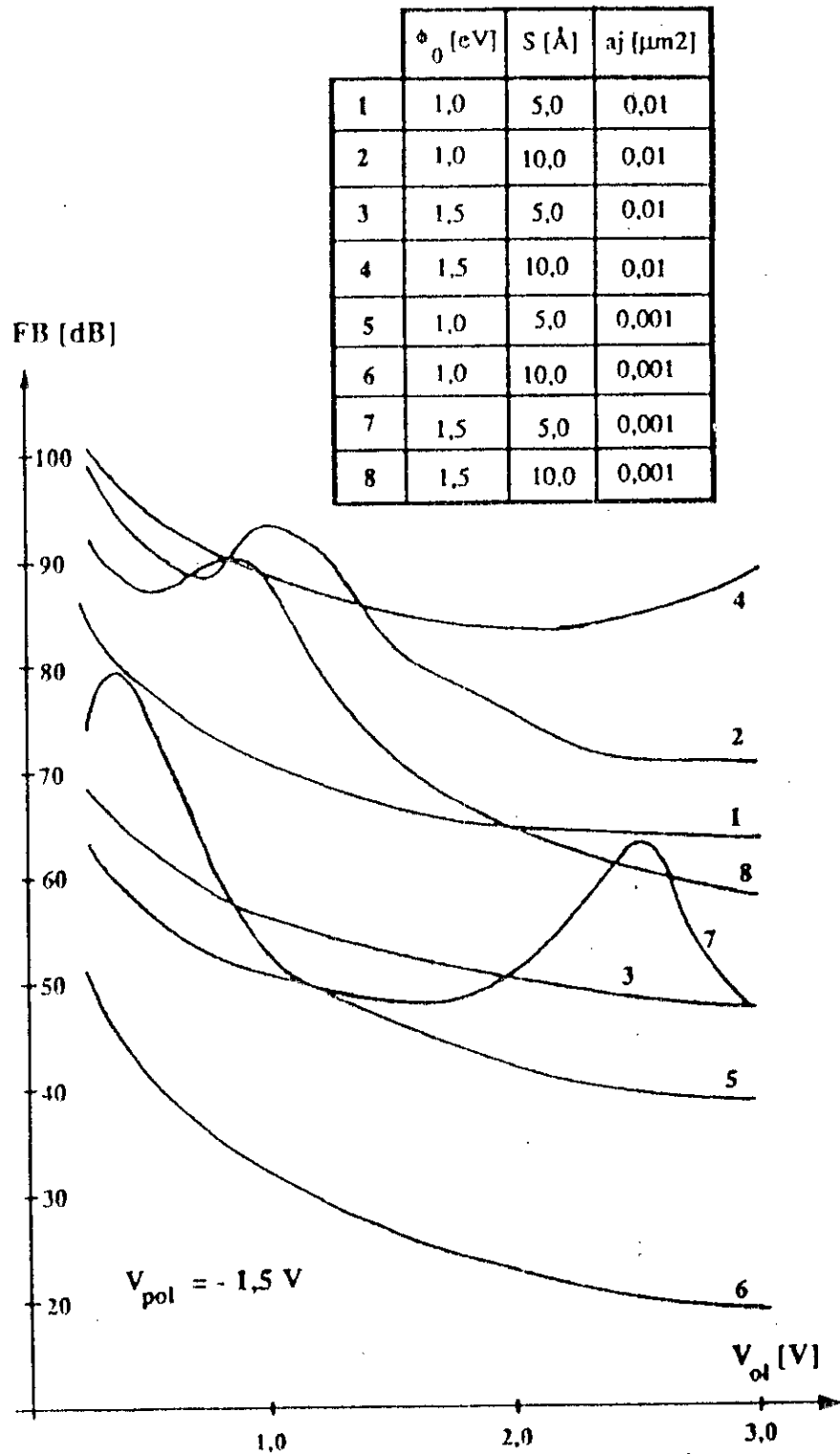


Fig IV. 29 : Variation du facteur de bruit en fonction de la tension crête de l'oscillateur local

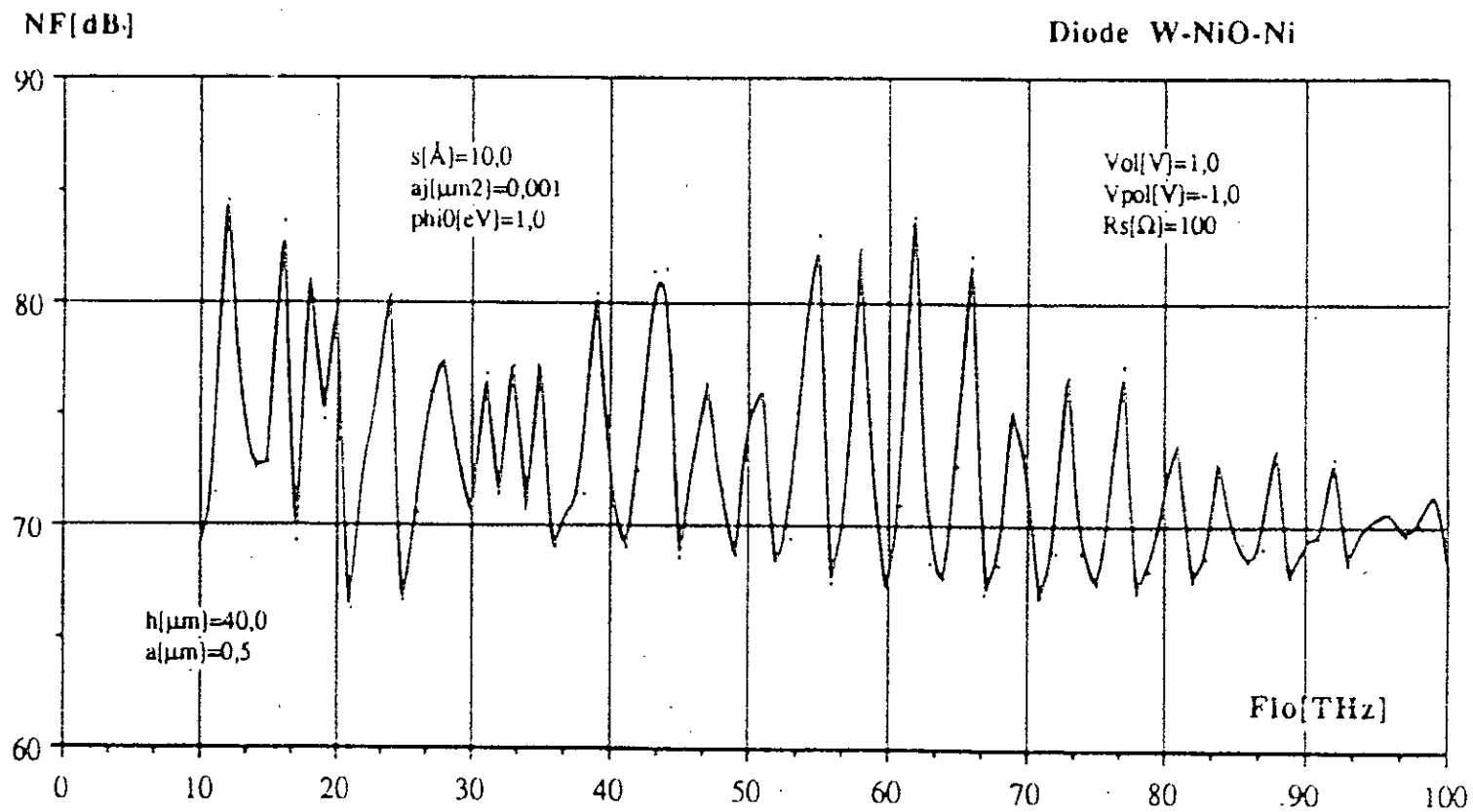


Fig IV.30 : Variation du facteur de bruit avec la fréquence

Eta(%)

Diode W-NiO-Ni

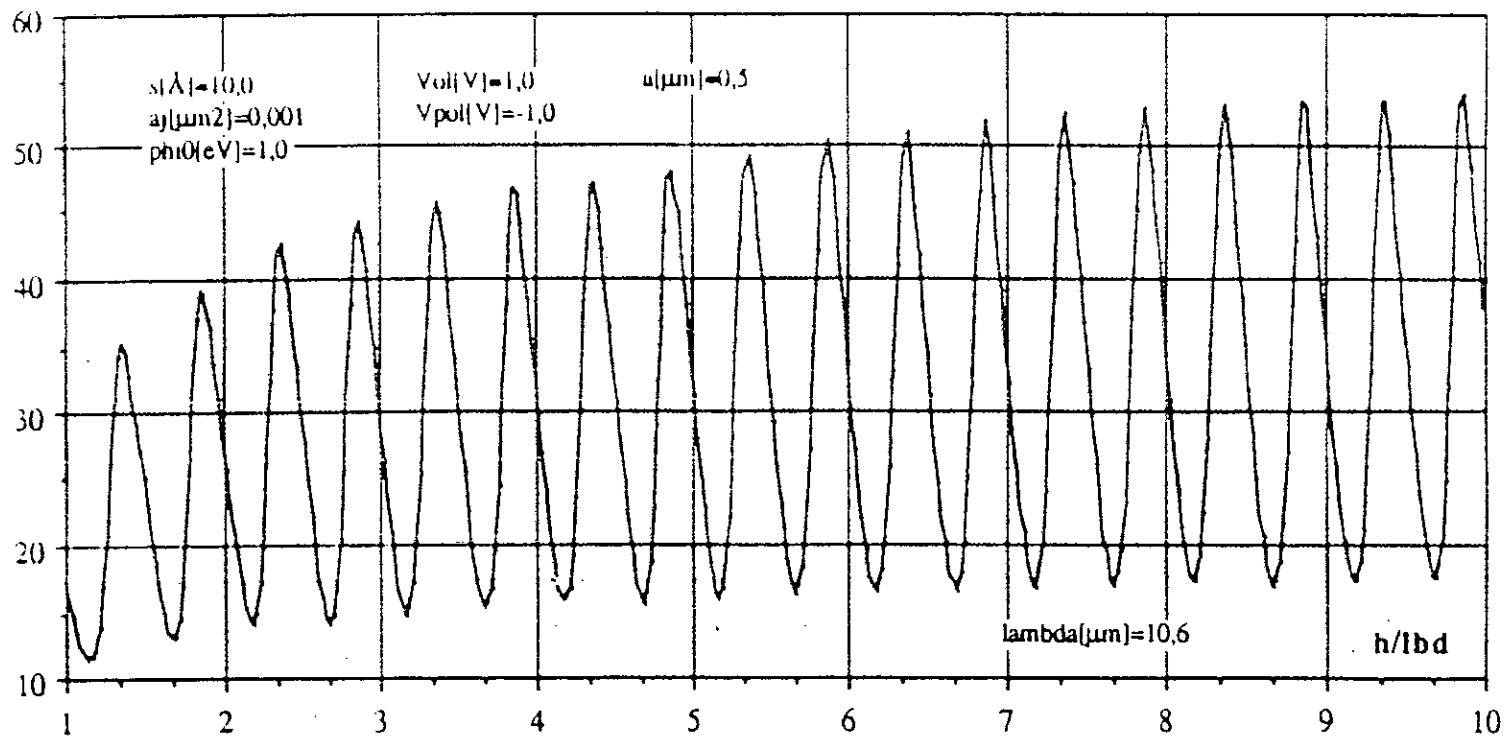


Fig IV.31 : Variation de l'efficacité de l'oi avec la longueur de l'antenne

	ϕ_0 [eV]	S [Å]	a_j [μm^2]
1	1,0	8,0	0,01
2	1,5	8,0	0,01
3	2,0	8,0	0,01
4	1,0	8,0	0,001
5	1,5	8,0	0,001
6	2,0	8,0	0,001

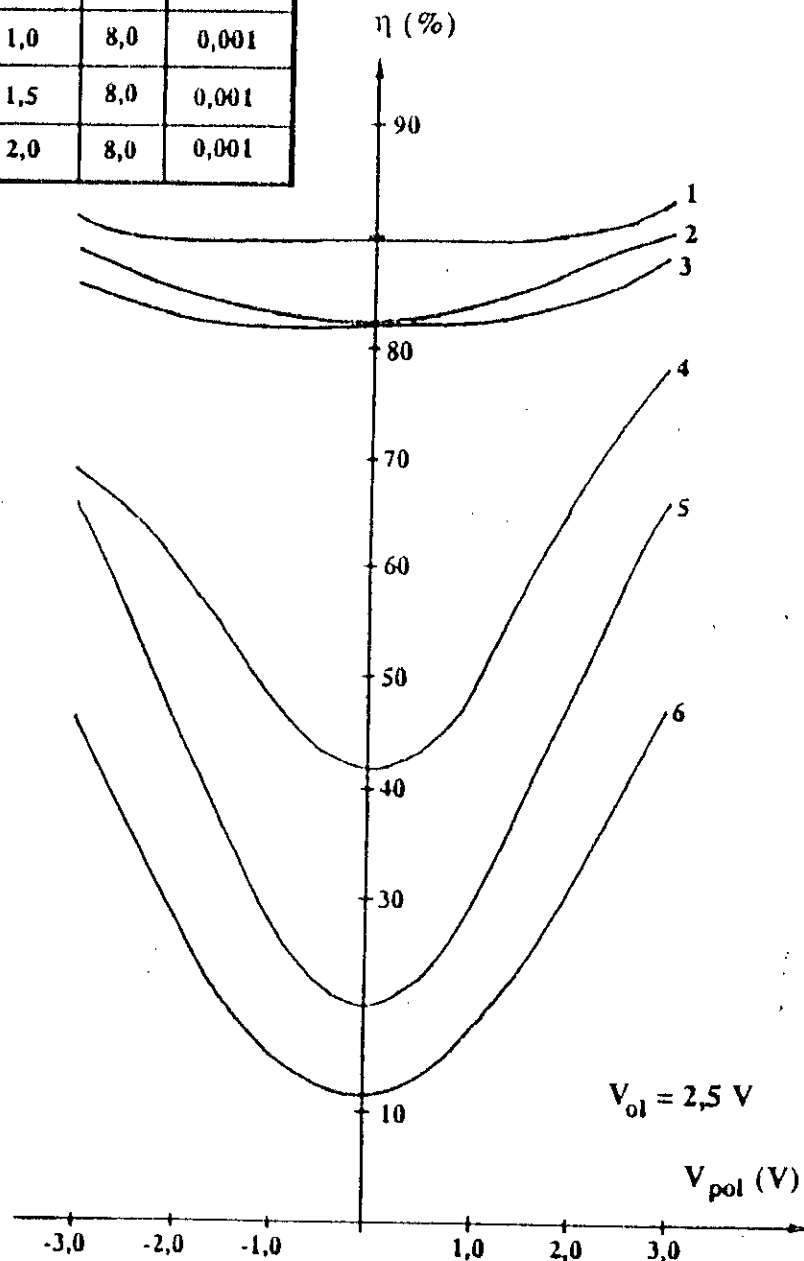


Fig IV. 32 : Variation de l'efficacité de l'ol en fonction de la tension de polarisation de la diode

	ϕ_0 [eV]	s [\AA]	a_j [μm^2]
1	1.0	5.0	0.01
2	1.0	5.0	0.001
3	1.5	8.0	0.01
4	1.5	8.0	0.001
5	1.0	10.0	0.01
6	1.0	10.0	0.001
7	1.5	10.0	0.001

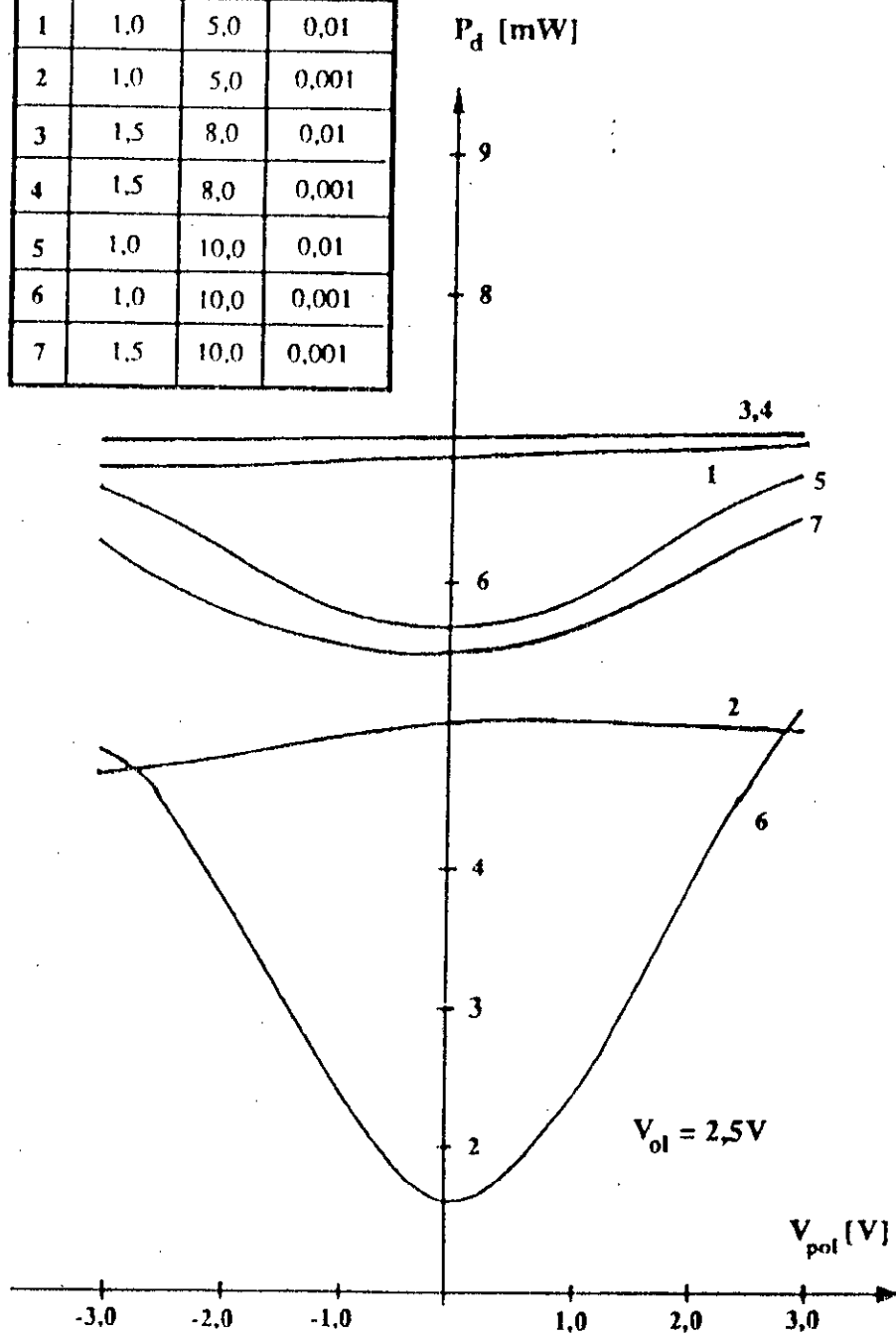


Fig IV.33 : Variation de la puissance de l'ol délivrée à la diode par rapport à la tension de polarisation

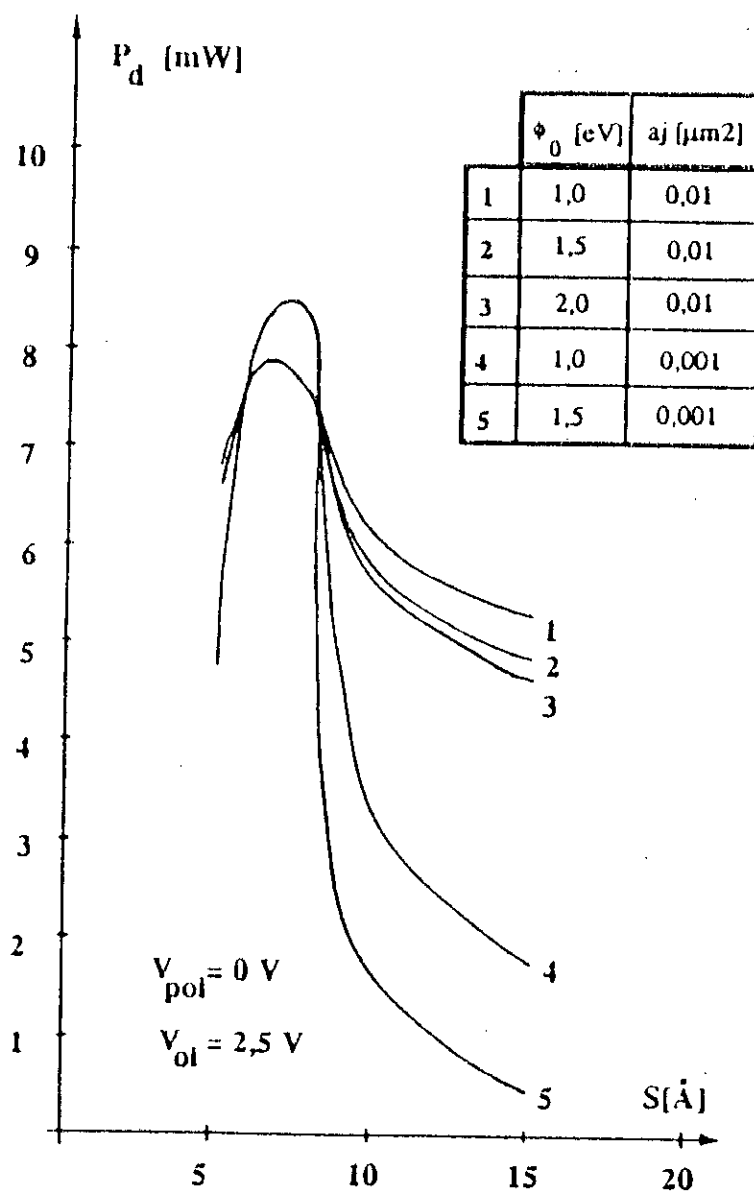


Fig IV.34 : Dépendance de la puissance de l'ol délivrée à la diode par rapport à l'épaisseur de l'isolant

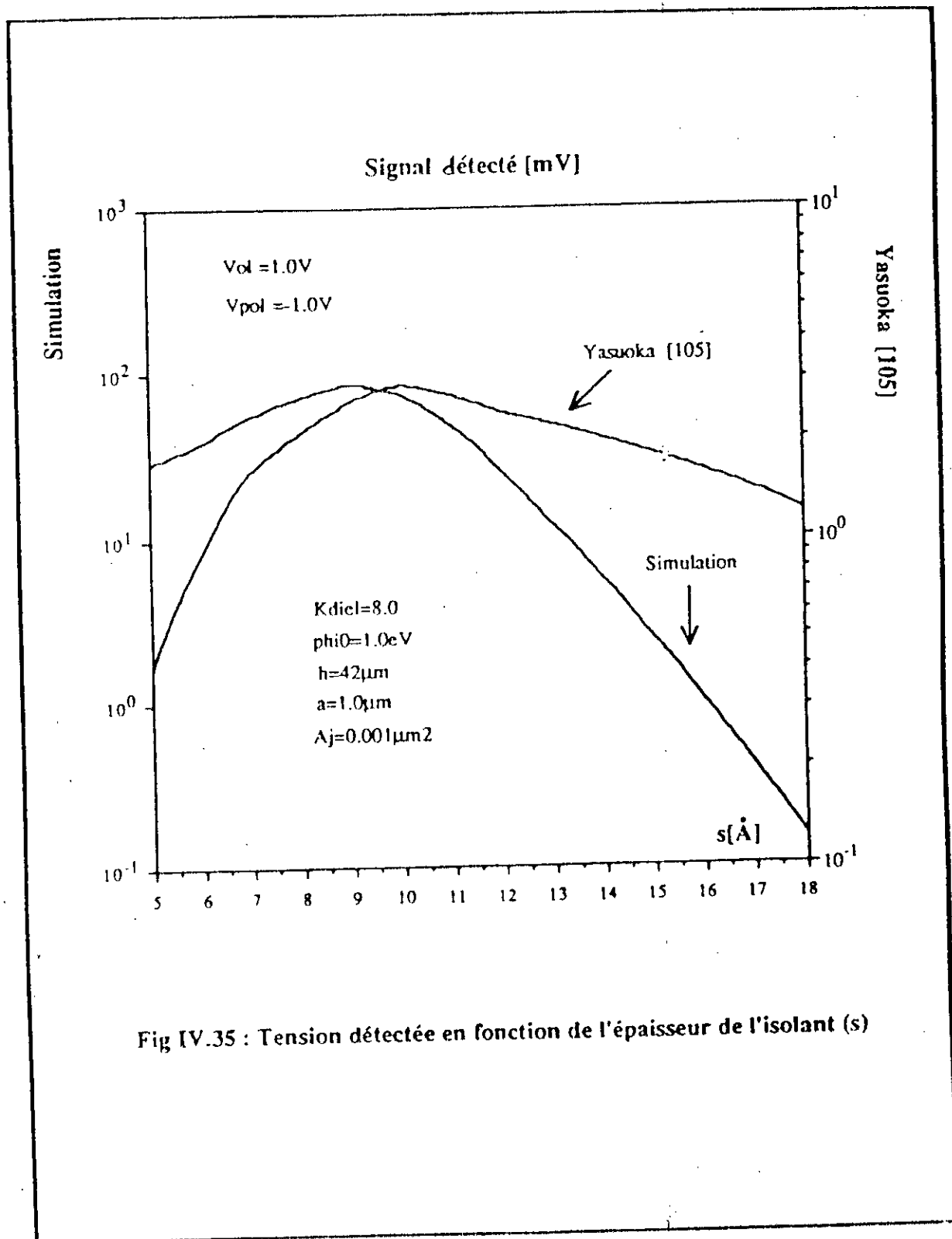


Fig IV.35 : Tension détectée en fonction de l'épaisseur de l'isolant (s)

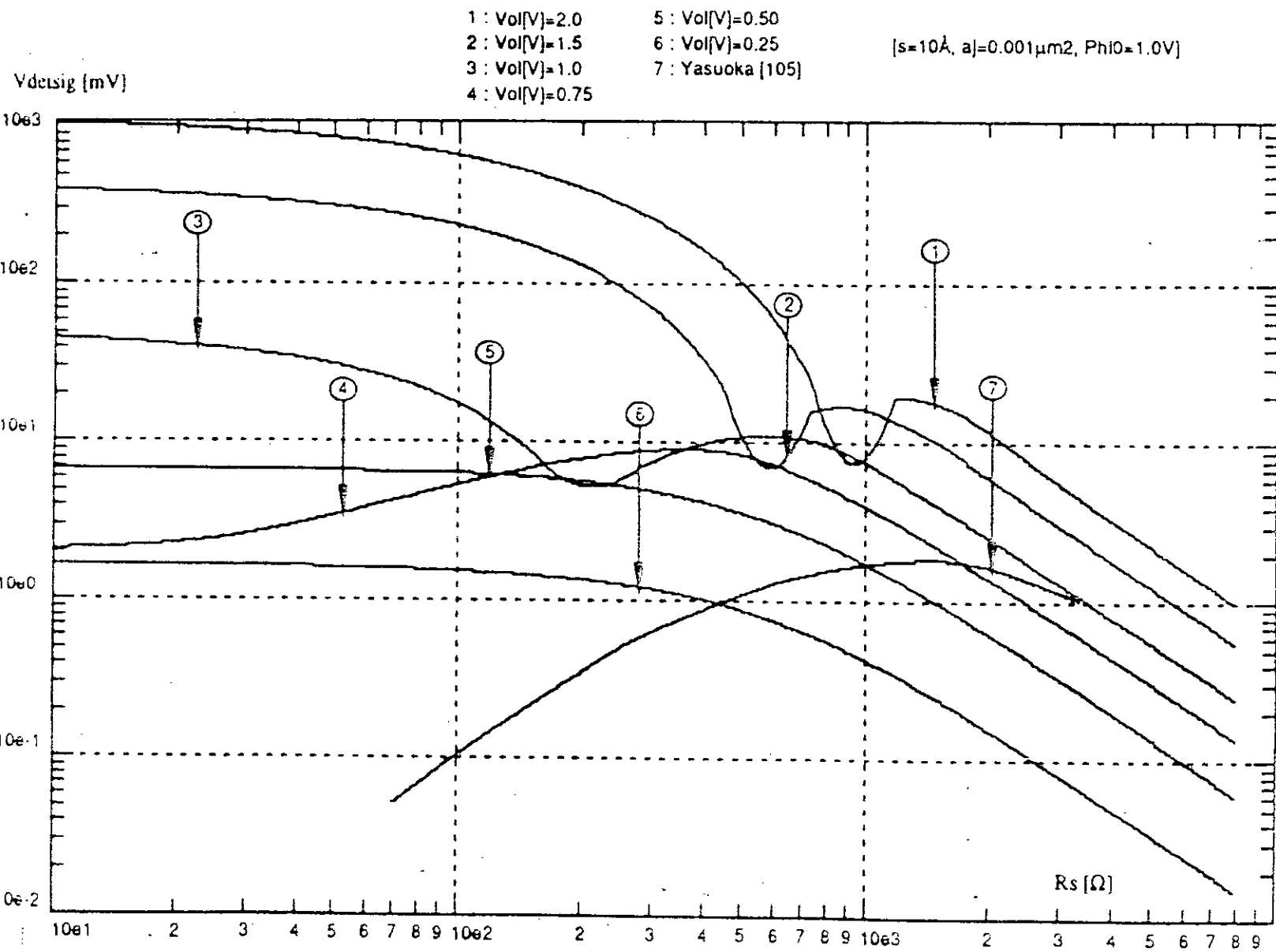


Fig IV.36 : Variation de la tension détectée en fonction de la résistance série de la jonction en continu

dissipée précédemment dans la résistance série est maintenant dissipée dans la jonction ce qui aura pour effet de diminuer les pertes de conversion [Fig IV.34]. On retrouve ce paradoxe apparent en comparant les variations de L_c et de η en fonction de h/λ [Figs IV.17 et 31]. Les minima de pertes de conversion ne correspondent pas aux minima de η . Par exemple pour $h/\lambda \approx 1,7$, η est minimum alors que le minimum de L_c se produit pour $h/\lambda = 1,85$.

La vidéodétection est représentée en fonction des variations de l'épaisseur (s) et de la résistance série de la diode [Figs IV.35 et 36]. Les résultats mesurés par Yasuoka ont été ajoutés sur la courbe de manière à permettre une meilleure comparaison. On peut remarquer que, par rapport à la variation de l'épaisseur, la valeur optimale de s est la même. Par contre, les pentes de chaque côté de la valeur optimale sont différentes. Il y a deux raisons possibles pour cette différence:

- 1) L'auteur ne précise pas la longueur de l'antenne utilisée, et nous avons arbitrairement fixé $h/\lambda = 4$ pour pouvoir effectuer notre simulation.
- 2) La simulation ne prend pas en compte l'effet thermique dans la jonction.

En ce qui concerne les variations de la détectivité avec la résistance série, nous avons pu estimer le niveau de l'oscillateur local (environ 0,5 V), ce qui donne la courbe simulée [Fig IV.36]. Un décalage entre les deux courbes existe, mais leur allure au voisinage du maximum est identique. L'écart entre les deux courbes peut s'expliquer par l'augmentation de la capacité de la jonction qui accompagne la réduction de la résistance de contact, fait que la simulation n'a pas pris en compte.

CHAPITRE V

**DEFINITION DES PARAMETRES DE REALISATION
DES MELANGEURS A DIODE MIM**

V.1 Définitions et structure possible du composant à réaliser

V.1.1 Principales contraintes à respecter

V.1.1.1 Objectif

Notre objectif, ainsi que nous l'avons déjà annoncé dans l'introduction, est d'étudier la possibilité de réaliser un mélangeur à diode MIM, en structure planar, optimisé pour la longueur d'onde de $10,6 \mu\text{m}$ (qui correspond à l'émission d'un laser de CO_2). Cette longueur d'onde présente un grand intérêt en pratique (système de visualisation de nuit dans l'infrarouge, détection infrarouge d'objets de petite dimension, possibilité d'équipement des récepteurs de lidar - "*light detection and ranging*"...). Il n'existe pas actuellement de détecteurs rapides à température ambiante, pas plus que des mélangeurs à large bande, ou des dispositifs associables afin de réaliser des matrices de détecteurs à température ambiante. Des diodes MIM supposées fabriquées en structure planar (donc fiable), peuvent contribuer à combler ce manque. En effet:

- ces diodes ont montré expérimentalement, depuis longtemps qu'elles peuvent parfaitement détecter, mélanger et générer des harmoniques à des fréquences aussi élevées que 30 THz,
- elles peuvent fonctionner à température ambiante,
- réalisées en structure planar, les diodes MIM peuvent être associées entre-elles pour réaliser des réseaux de détecteurs très utiles en imagerie rapide.

V.1.1.2 Contraintes imposées à un tel détecteur

Il est nécessaire, dans un récepteur hétérodyne que les pertes de conversion et de bruit soient aussi faibles que possible. Nous avons vu que la surface optimale de la jonction est de l'ordre de $4 \cdot 10^{-3} \mu\text{m}^2$. Si la surface a une forme carrée, cela nous conduit à réaliser des contacts de 650 Å de côté. L'obtention de telles dimensions est du domaine de la nanolithographie. Or il n'existe pas actuellement de masqueur capable de réaliser ce circuit, par contre en utilisant des microscopes à haute énergie,

on sait qu'il est possible d'atteindre de telles dimensions [122 à 126]. D'autre part, des résines solides GeSe semblent actuellement être les plus prometteuses quant à la résolution [127-128].

Une autre contrainte importante concerne l'épaisseur de la couche d'oxyde, nous avons vu que celle-ci doit être de l'ordre de 10 Å pour obtenir des pertes de conversion minimales. De telles épaisseurs sont difficiles à réaliser et à contrôler. D'autre part, la couche doit être uniforme et non poreuse de manière à éviter des claquages ou des courts-circuits. Heiblum [36] préconise l'utilisation de couches de nickel déposées puis oxydées dans un réacteur cathodique en même temps qu'un processus de gravure. Les deux procédés étant simultanés, la croissance de l'oxyde résulte d'un processus différentiel. La vitesse de l'oxydation suit une loi:

$$\left[\frac{dx}{dt} \right]_{0xy} = K e^{-x/x_0} \quad (V.1)$$

qui montre une décroissance de l'oxydation avec le temps, c'est à dire au fur et à mesure que la couche d'oxyde croit. A un certain moment, la vitesse de gravure du nickel est égale à la vitesse de l'oxydation, ce qui rend la croissance de l'oxyde indépendante du temps. Par un ajustement de la vitesse des deux effets antagonistes, on peut contrôler avec précision l'épaisseur de l'oxyde. En outre, les résultats sont reproductibles.

Une dernière contrainte à prendre en compte concerne le problème de l'antenne. Nous avons vu dans le Chap II que l'antenne en V était préconisée par Rutledge [72] pour la qualité de son diagramme lorsque les antennes sont réalisées sur un substrat.

Notre objectif ici n'est pas de réaliser des diodes ou de les tester, mais plutôt d'étudier la faisabilité de telles diodes en examinant les points "durs" d'une réalisation, de manière à donner au technologue des indications prenant en compte toutes les contraintes apportées par la simulation.

C'est la raison pour laquelle nous allons tout d'abord nous préoccuper d'une structure possible en technologie planar. Nous examinerons ensuite les problèmes posés par le substrat et par la nanolithographie nécessaire. Ce dernier point fera l'objet d'une étude microélectronique sur des matériaux nouveaux.

V.1.2 Structure proposée par un mélangeur hétérodyne

La solution la plus simple est celle représentée sur la Fig V.1. Les substrats 1 et 2 doivent être transparents et avoir de faibles pertes pour la longueur d'onde envisagée. Les candidats possibles sont:

- ZnSe
- CdTe
- Si
- Ge...

Le substrat n°2 est rapporté sur le substrat n°1 après que le circuit ait été réalisé. Il doit y avoir un contact parfait entre les deux lames, à l'épaisseur des métallisations près.

Cette structure a été testée par Hwang [129] qui a obtenu de bons résultats quant au diagramme de rayonnement. Par contre, des pertes existent au niveau des métallisations et dans l'antenne, dues au fait que la constante de propagation dans le métal est différente selon la surface du métal est en contact avec l'air ou avec un diélectrique. Il en résulte une dégradation des performances du mélangeur. Ces pertes peuvent être réduites en courbant les faces d'entrée, ou bien en assurant un couplage planaire.

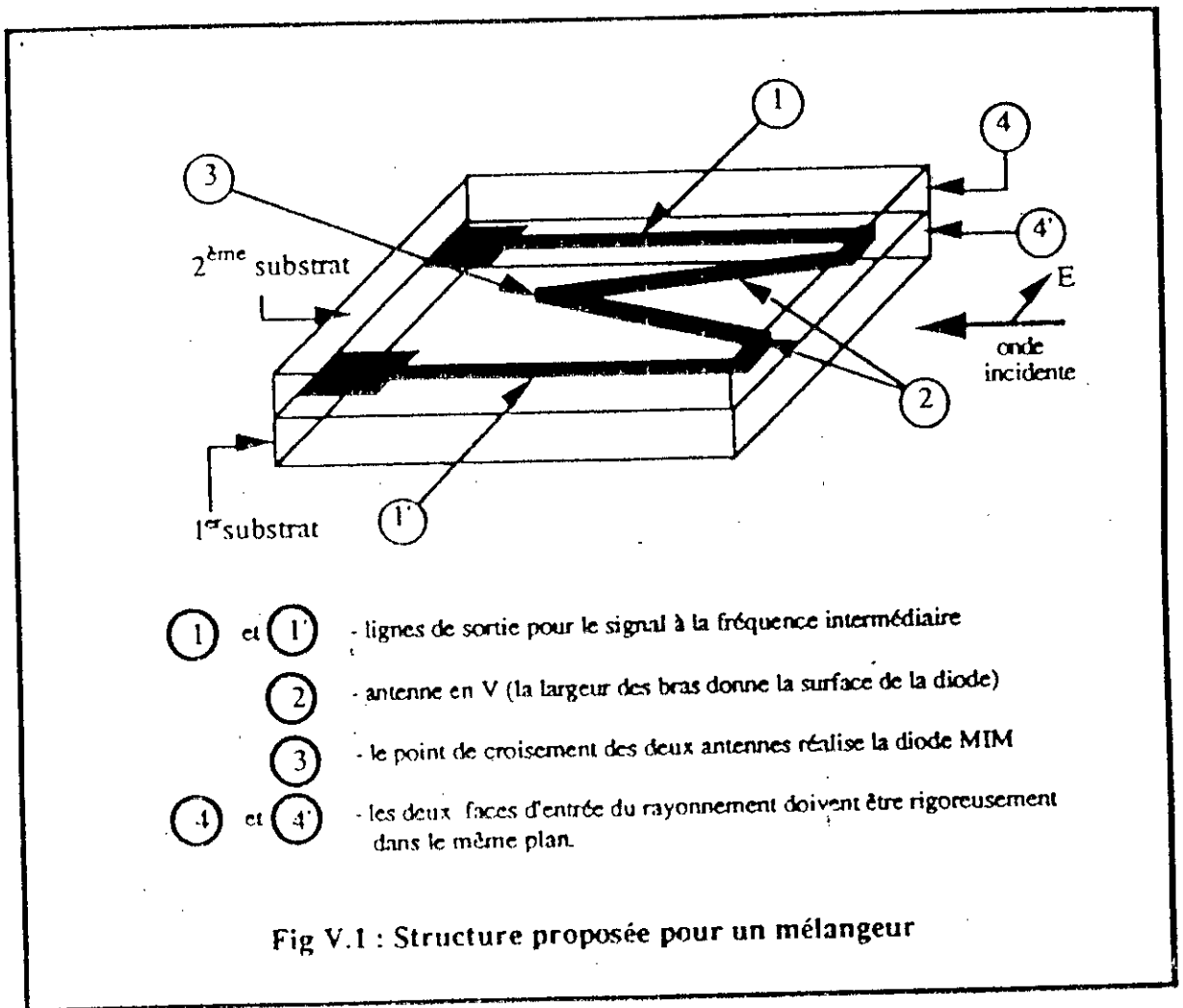
Plusieurs possibilités peuvent être retenues pour la réalisation de la diode MIM avec cette conception:

- 1) Avec des diodes à recouvrement total de surface**

La Fig V.2 montre ce type de diode, localisée au croisement des deux rubans constituant l'antenne. Pour deux rubans identiques de largeur l et d'épaisseur t , la surface de la jonction est:

$$a_j = l^2 + 2lt$$

Si l'on souhaite minimiser a_j , on peut s'arranger pour ne garder que l'un des deux termes dans cette relation.



2) Avec des diodes de bord

Cette solution consiste à ne garder que le terme $2lt$ (ou lt) dans l'expression de a_j . La partie supérieure de la jonction a été supprimée en recouvrant l'électrode 1 d'une couche isolante de SiO_2 . Selon la largeur de l'électrode 1, on pourra avoir une ou deux diodes de bord. En effet pour une

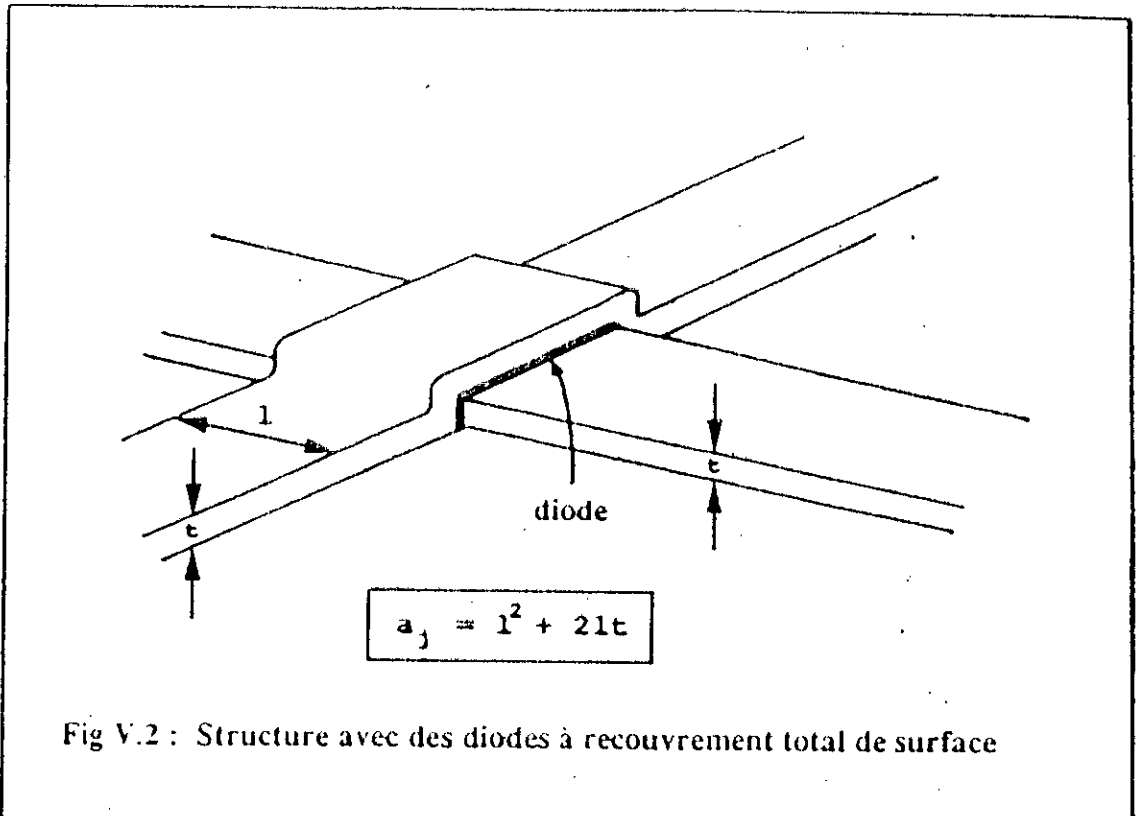


Fig V.2 : Structure avec des diodes à recouvrement total de surface

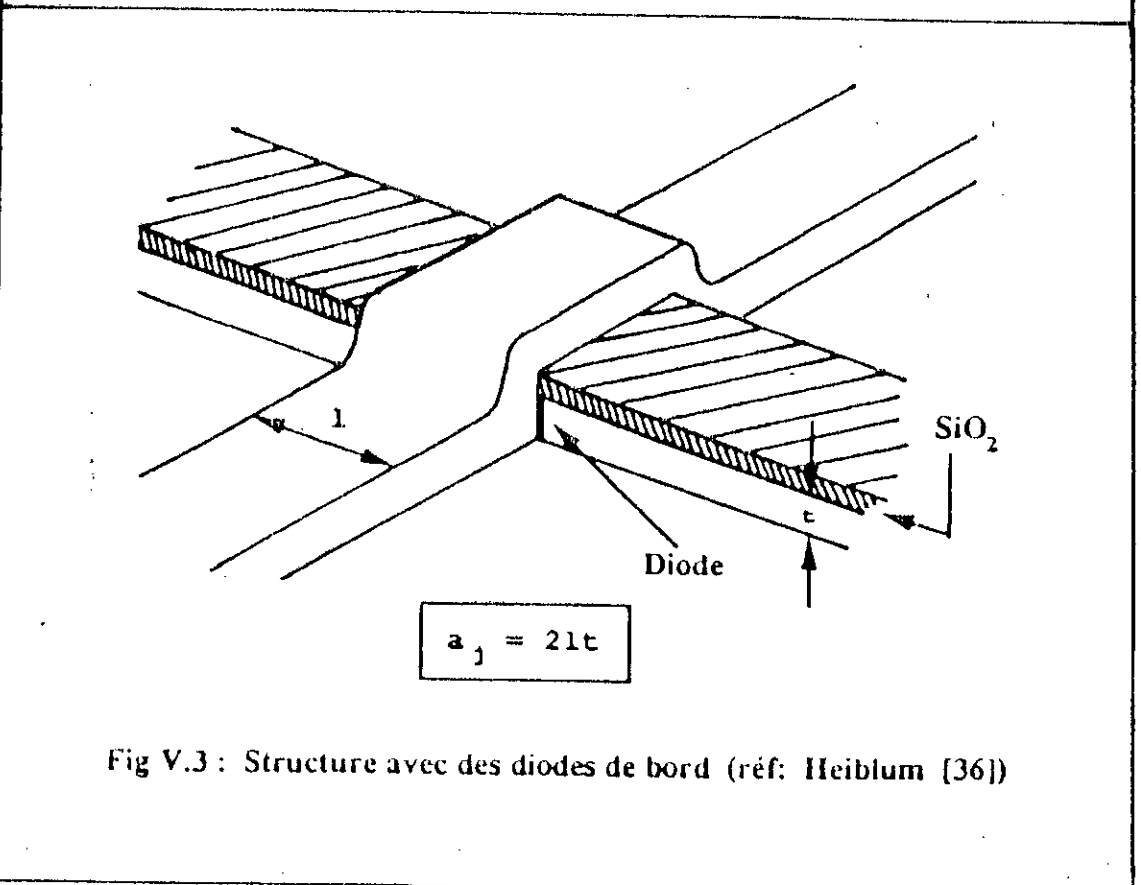


Fig V.3 : Structure avec des diodes de bord (réf: Heiblum [36])

faible largeur de cette électrode, l'électrode 2 la recouvrira complètement, ce qui donnera deux diodes (une sur chaque face opposée [Fig V.3]). L'inconvénient de cette structure, proposée par Heiblum [36] est l'apparition d'une capacité "d'overlap" qui peut être importante à cause de la présence de la couche de silice. Par ailleurs, la courbure du ruban, à la base de l'antenne, ramène, dans le schéma équivalent, une self série. Ce deux éléments parasites contribuent à diminuer les performances du mélangeur.

3) Avec des diodes à recouvrement partiel

C'est la solution que nous proposerons; elle consiste à ne conserver que le premier terme dans l'expression de a_j , en réalisant les deux rubans sur deux niveaux différents. La Fig V.4(a) montre le principe de la constitution du dispositif:

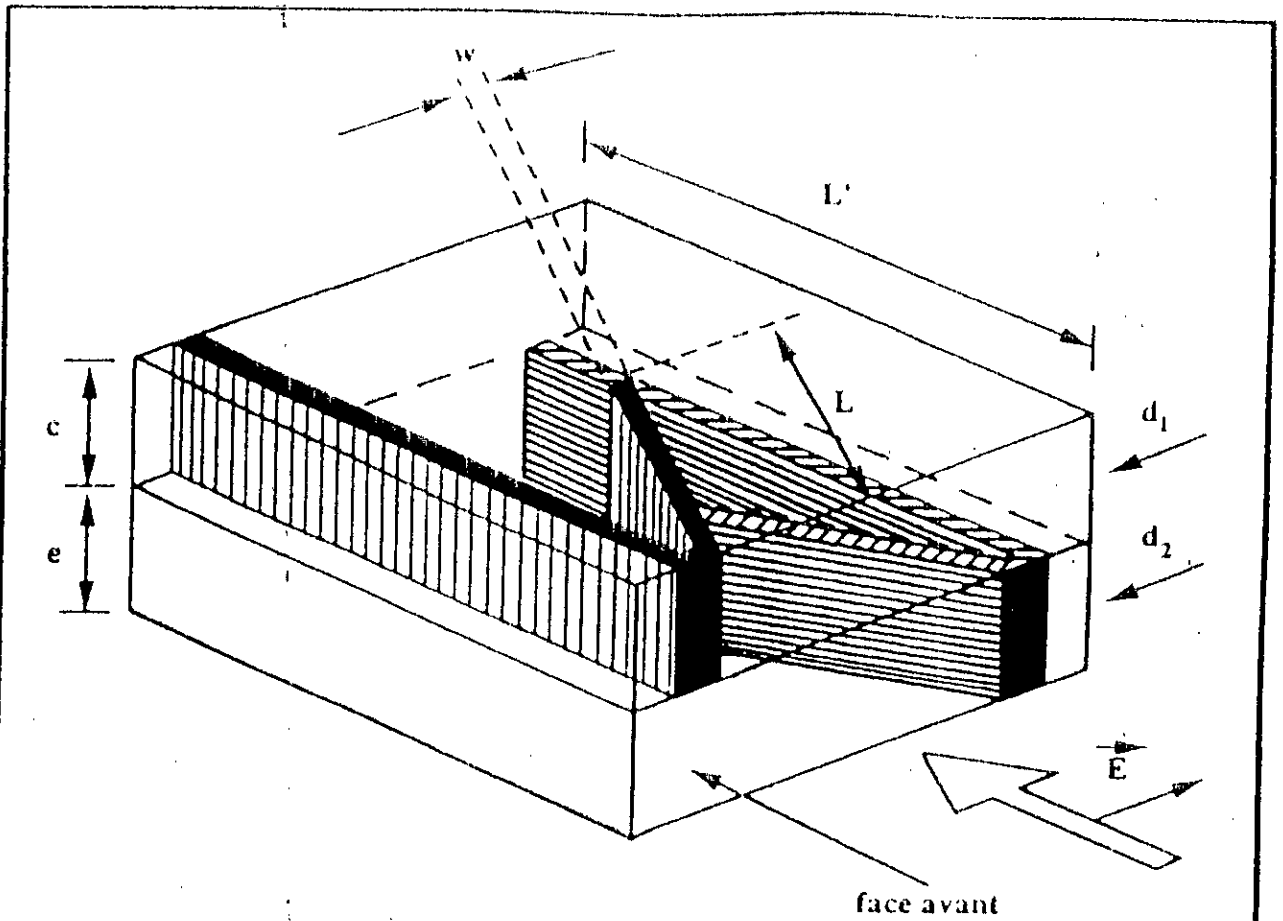
- a) Le couplage quasi optique est assuré au moyen d'une antenne en V formée de deux rubans placés dans un diélectrique. Il n'existe ainsi aucune discontinuité de surface, la constante de propagation sera donc uniforme dans l'antenne [Fig V.4(a)].
- b) La diode est obtenue au niveau du croisement des deux rubans, et seules les deux surfaces en regard sont à considérer.
- c) Au niveau de la diode, il n'y a plus de couche, donc plus de *self parasite*. Pour que cette technique soit réalisable, il faut s'assurer que la largeur w des rubans reste très petite, car la surface de la jonction vaut:

$$a_j = \frac{w^2}{\cos 2\alpha} \quad (V.2)$$

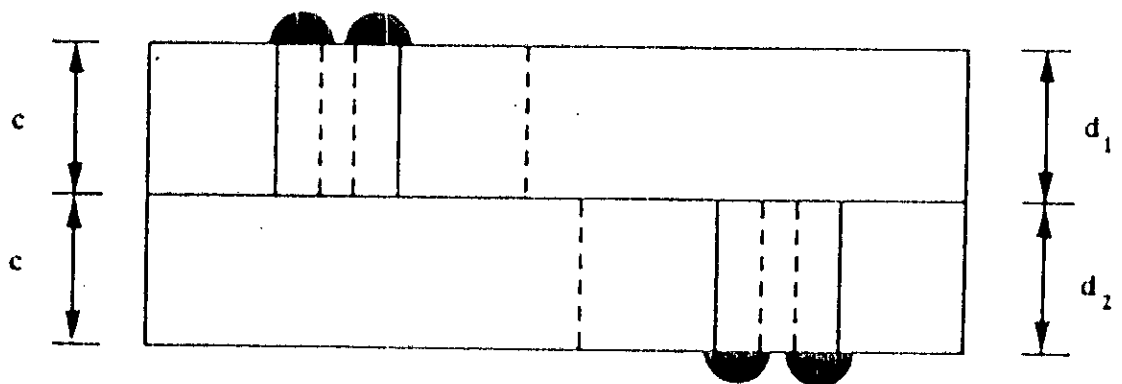
où 2α est l'angle d'ouverture du V.

L'angle 2α est de l'ordre de 40° pour des valeurs de L comprises entre 4 et $6 \lambda_0$. Dans ces conditions, pour respecter la valeur optimale a_j , w doit être de l'ordre de 550 \AA .

- d) Afin de ne pas trop pénaliser la résistance d'accès au mélangeur, il faudra que les épaisseurs c et e des deux



(a) Vue du dispositif



(b) Vue de la face avant avec les surcharges des métallisations

Fig V.4: Structure avec des diodes à recouvrement partiel

rubans soient grandes, ou bien que l'on rajoute une métallisation *champignon* sur chaque bras du V comme l'indique la Fig V.4(b). Dans ces conditions la résistance d'accès vaudra, avec les solutions de la Fig V.4(b):

$$R_s = \left[\rho \frac{L+L'}{w} \cdot \left(\frac{1}{c} + \frac{1}{c'} \right) \right] // R_{ch} \quad (V.3)$$

où R_{ch} est la résistance de la métallisation supplémentaire, et ρ la résistivité du métal.

Le diagramme de l'antenne est principalement déterminé par la longueur des bras de V. L'impédance d'entrée est déterminée, pour une antenne mince, par la relation (D.1) - Annexe D - donnée par King [64], en fonction de h , w et des angles formés par les deux branches.

V.2 Utilisation possible du GeSe_y

La structure proposée ci dessus peut être très critique à réaliser à cause des dimensions nécessaires pour les rubans constituant de l'antenne. Si l'on sait développer au laboratoire des structures très fines grâce à la lithographie, le transfert de gravure à partir de la résine reste un problème très sérieux. C'est la raison pour laquelle il est préférable d'envisager une réalisation "sans transfert de gravures". Les résines inorganiques nous semblent intéressantes pour réaliser les diélectriques d_1 et d_2 de la Fig V.4(a) dans la mesure où elles pourront être à la fois une résine électrosensible et un des constituants du composant. Nous allons maintenant étudier certaines de leurs propriétés en vue de définir un process technologique de réalisation.

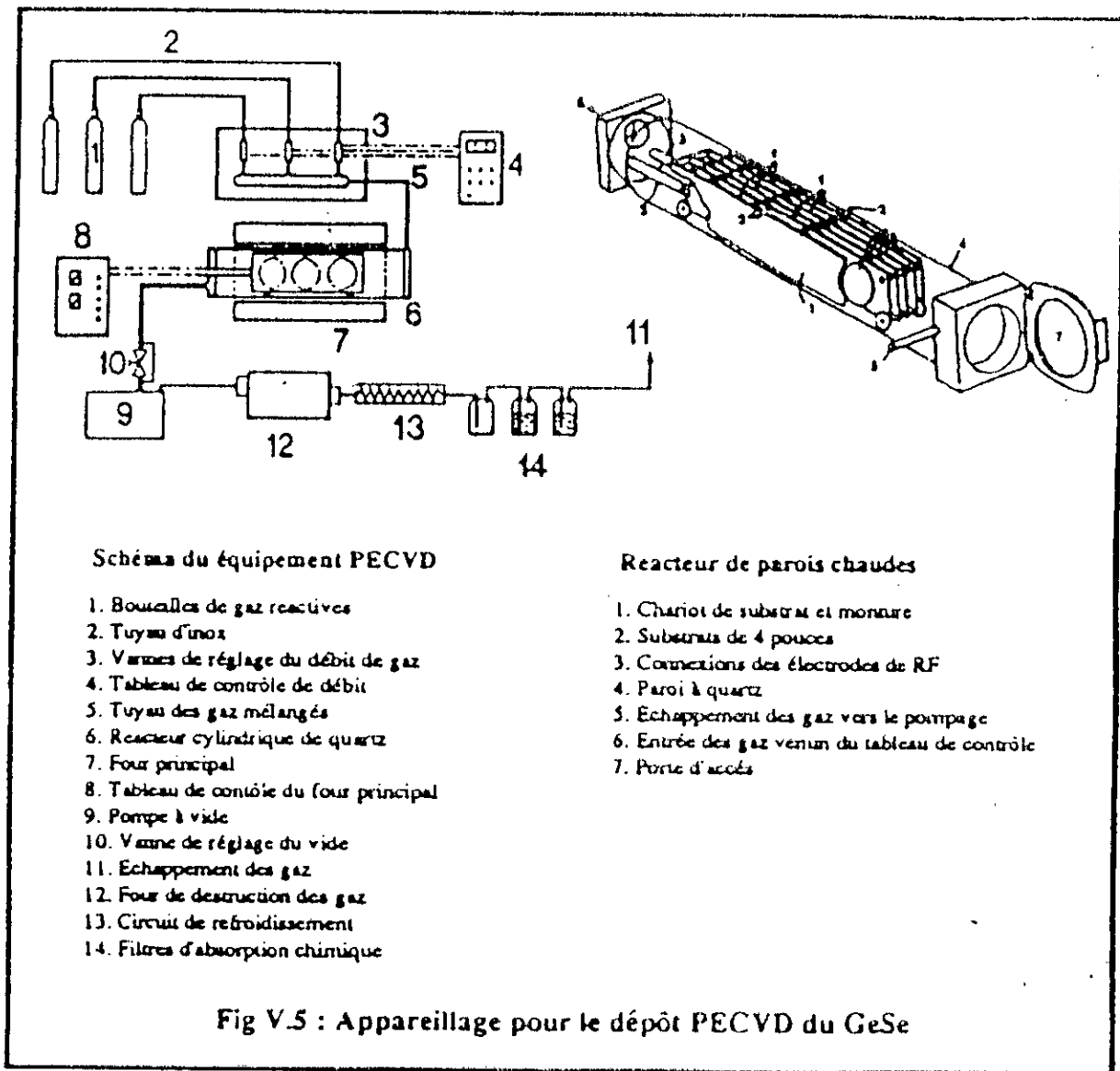
V.2.1 Méthode de dépôt du GeSe

Les verres de chalcogénure de GeSe peuvent être déposés de plusieurs manières:

- pulvérisation cathodique [130]
- centrifugation [131]
- évaporation [132]
- pulvérisation magnétron [133]
- dépôt PECVD

Nous avons bénéficié des couches de métallisation élaborées par PECVD dans la centrale de technologie du laboratoire d'automatique et d'analyse des systèmes de Toulouse.

La figure V.5 ci-dessous présente l'appareillage utilisé [134,135].



Les plaquettes de silicium, sur lesquelles les couches sont réalisées, sont disposées verticalement sur un support en graphite et placées dans une région à température uniforme. Le plasma est réalisé au moyen d'un générateur radiofréquence de 450 KHz et de 45W de puissance

moyenne. Le gaz réactif qui permet le dépôt est constitué d'un mélange de germané d'hydrogène sélénié et d'azote (Air Liquide, qualité N50 pour les deux premiers gaz et N48 pour l'azote). Le réacteur peut contenir jusqu'à 18 plaquettes de 10,06 cm (4 pouces) de diamètre.

Pour obtenir une composition $\text{GeSe}_{5,5}$ il faut des débits de gaz respectifs de 11, 50 et 400 ml/min, et pour la composition GeSe_3 les débits respectifs deviennent: 20, 50 et 400 ml/min. La pression doit être stabilisée à 0,87 hPa et la température de dépôt est en général de 100°C (on a pu aussi réaliser des couches déposées à froid). La vitesse de dépôt est de 40 nm/min [Tab V.1].

Gaz		Dose (ml / min)		Paramètres du Réacteur
Substance	Classe	$\text{GeSe}_{3,0}$	$\text{GeSe}_{5,5}$	
SeH_2	N50	11	20	pression: 0,87 hPa température: 100°C
GeH_4	N50	50	50	
N_2	N48	400	400	

Tab V.1 : Process de dépôt

Après le dépôt, les couches restent dans le réacteur pendant 60 min sous un flux d'azote à 90°C [Tab V.2].

Gaz	Classe	Durée (min)	Temp (°C)	Condition
N_2	N48	60	100	courant libre

Tab V.2 : Recuit après le dépôt

Les couches obtenues sont très uniformes en épaisseur. Après le dépôt une analyse de la composition est réalisée au moyen d'une microsonde d'analyse Camebax et la surface est observée avec un SEM.

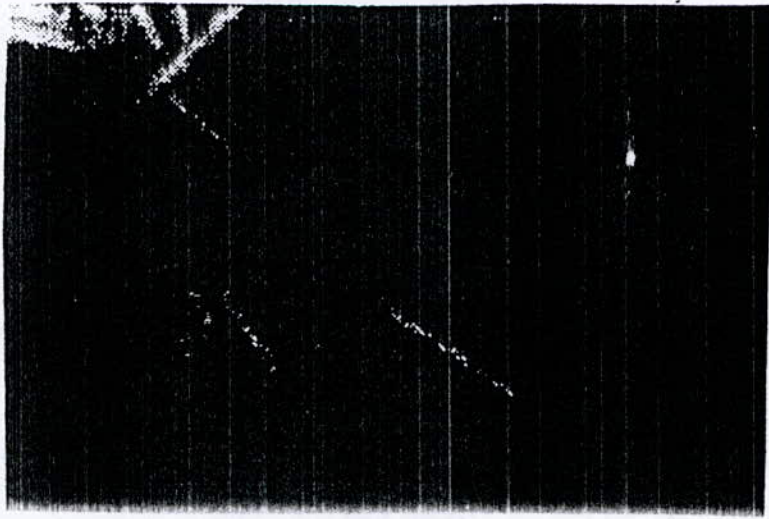


Fig A.6 (a) : GeSe 5.5 (grossissement 18000)

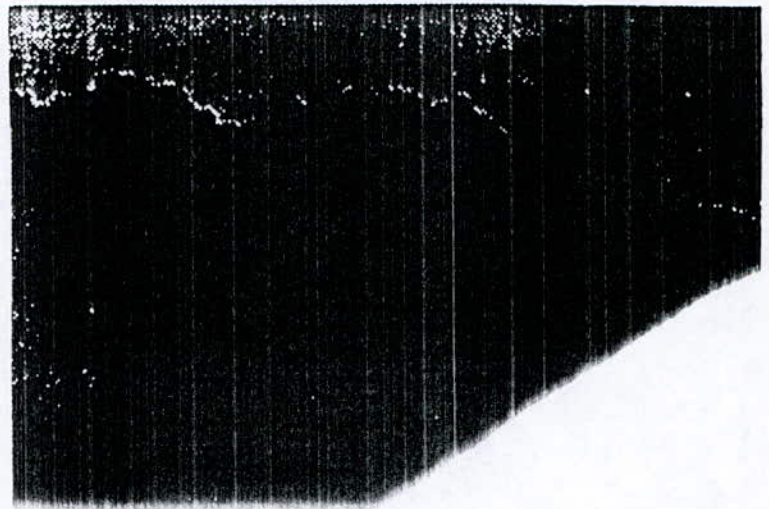


Fig A.6 (b) : GeSe 3.0 (grossissement 18000)

V.2.2 Caractérisation des couches

Les couches de GeSe ont été observées par Camon et Balladore [133] au moyen d'un microscope électronique à transmission. Deux types d'observation ont été faits, avant la sensibilisation des couches par GeSe, et après sensibilisation au moyen d'un film d'argent.

V.2.2.1 Avant sensibilisation

Pour observer les couches, celles-ci ont été élaborées sur un substrat de silicium recouvert d'une couche de résine PMMA, par la méthode décrite ci-dessus. Après dissolution du PMMA, on peut récupérer le mince film de GeSe et le déposer sur une grille de cuivre pour en faire l'observation. Cette dernière est réalisée au moyen d'un microscope à transmission (TEM, Jeol 200 CX) avec une tension d'accélération de 200 KeV. L'image et le diagramme de diffraction sont généralement fait de telle manière que la densité électronique du faisceau soit faible pour éviter une accumulation de charges sur la surface du film. L'épaisseur de ce dernier, lors des observations, est comprise entre 300 et 700 Å. La Fig V.6 montre l'aspect de la surface d'un film de GeSe_{5,5} (a) et GeSe₃ (b) respectivement, et pour un grossissement faible (18000). Les matériaux observés montrent un comportement amorphe.

V.2.2.2 Après sensibilisation avec une couche d'argent

Les films sont élaborés comme ci-dessus, mais avant la dissolution du PMMA, les films sont sensibilisés par trempage dans une solution de nitrate d'argent à 0.025 M.

La Fig V.7 montre une couche de GeSe_{5,5} sous un grossissement de 30000. On peut observer la présence d'un whisker avec une prédominance de sélénium. La Fig V.8 montre une couche de GeSe₃ avec un grossissement de 150000 sans contraste prédominant. La sensibilité à l'argent a été confirmée par analyse aux rayons X.

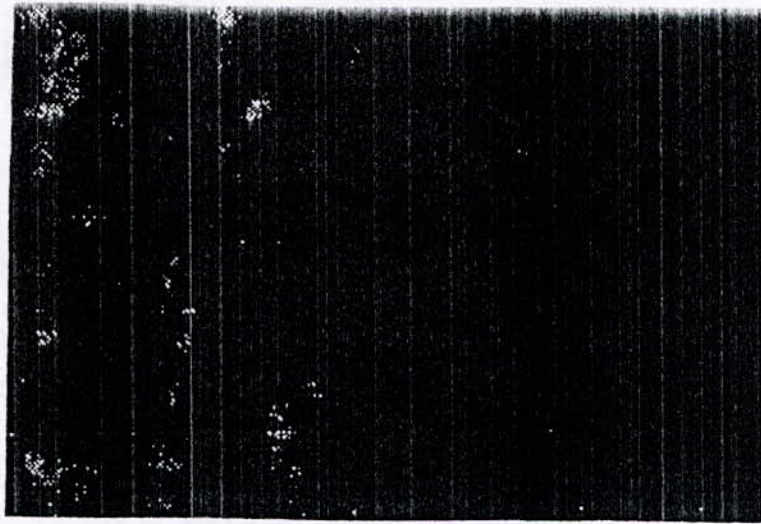


Fig V.7 : 4.05e 5.5 (grossissement 90 000)



Fig V.8 : 4.05e 5.5 (grossissement 600 000)

V.2.2.3 Conclusion

Ces observations montrent que les couches préparées par CVD, assistées par plasma ont une structure demixtée (aussi bien pour GeSe_3 que pour $\text{GeSe}_{5,5}$). Les films sont constitués de microdomaines dont la taille varie selon la composition entre 250 nm ($\text{GeSe}_{5,5}$) et 20 nm (GeSe_3). Ces microdomaines correspondent à deux phases différentes, l'une riche en germanium (GeSe_2) pour la composition globale, l'autre, minoritaire, est riche en sélénium (GeSe_{10} ou GeSe_{20}) ou bien encore formée d'amas de sélénium. Cette composition est caractéristique de cette méthode de dépôt des films. Nous verrons que cette composition a une influence sur les caractéristiques lithographiques du matériau.

V.2.3 Propriétés électriques des films de GeSe

Nous avons mesuré la conductivité des films de $\text{GeSe}_{5,5}$ avant et après avoir été sensibilisés par une couche d'argent. La mesure a été réalisée au moyen d'une méthode de quatre pointes. Avant d'effectuer la mesure, les films ont été nettoyés avec du trichloéthylène puis de l'acétone pur et chaud, ensuite nous avons effectué un rinçage dans l'eau déionisée puis un séchage sous azote sec.

La mesure donne une résistivité de $10^{-8} \Omega \cdot \text{cm}$ pour $\text{GeSe}_{5,5}$, en accord avec des autres mesures [137]. Après avoir réalisé un dépôt d'argent par trempage dans une solution de NO_3Ag [0,025M] à 35°C pendant 5 min, le film est exposé aux rayonnements UV d'une machine d'insolation. Enfin le film d'argent en surface est dissout dans une solution fraîche d'un mélange d'iodure de potassium et d'iode (2M et 0,02M respectivement). La mesure de la résistivité de la couche montre que celle-ci reste isolante, même si la résistivité a diminué ($\rho \approx 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}$).

Ces informations sont intéressantes car elles montrent que si le GeSe peut être utilisé comme résine de lithographie, on peut aussi envisager d'utiliser ce film comme l'un des constituants du dispositif, à

condition de l'utiliser comme diélectrique. Dans notre cas, il pourra être considéré comme substrat 1 et 2 pour la réalisation du détecteur.

V.3 Caractéristiques du GeSe en microélectronique

V.3.1 Procédé microélectronique du GeSe

Les étapes technologiques, pour utiliser le GeSe en tant que résine négative, sont reportées sur la figure [Fig V.9 (a)]. Les paramètres du procédé ont été optimisés par l'expérience.

On peut distinguer:

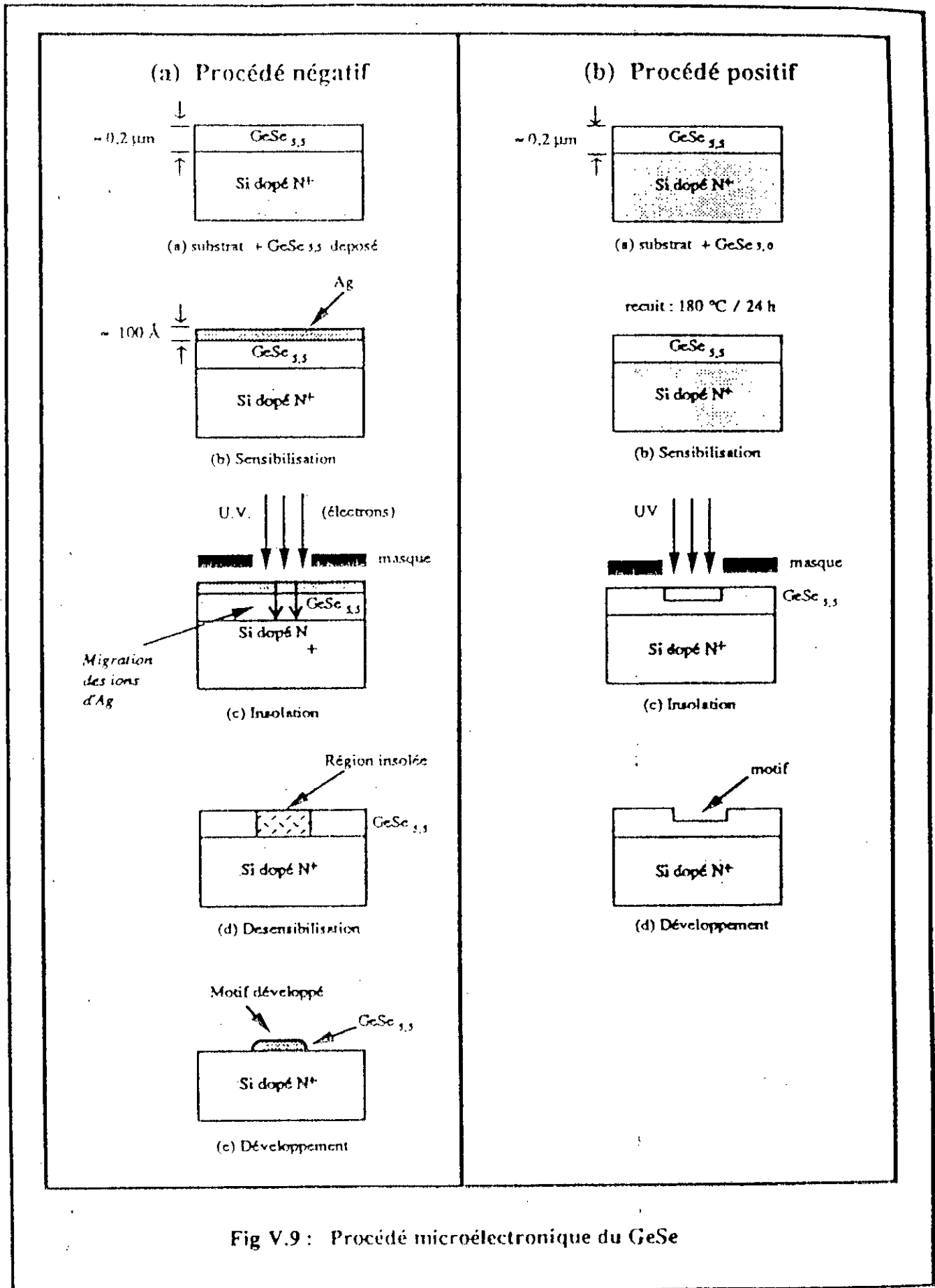
V.3.1.1 La Sensibilisation

La sensibilisation est obtenue en recouvrant d'une mince couche d'argent la surface de GeSe avant d'être insolée. Plusieurs méthodes de dépôt peuvent être utilisées:

- par pulvérisation cathodique.
- par évaporation sous vide.
- par échange ionique en trempant l'échantillon dans une solution saturée d'un sel d'argent [138,139].

Nous avons retenu la troisième méthode, en utilisant une solution de 0,05 M de AgNO_3 . La sensibilité dépend fortement de l'épaisseur de la couche d'argent. Nous avons cherché à augmenter son épaisseur en chauffant la solution. L'échauffement de la couche de GeSe a pour effet de provoquer une rapide diffusion de l'argent dans la couche inférieure. Par exemple, à 70°C la diffusion est telle que la couche devient inutilisable. Nous avons cherché une température qui donne un bon compromis entre une couche suffisamment épaisse (environ 100Å) et une diffusion naturelle non-gênante. Finalement, les conditions optimales correspondent à un dépôt pendant 5 minutes dans une solution de AgNO_3 à 35°C.

Afin d'augmenter davantage la couche d'argent, nous avons essayé de réaliser une électrolyse en impulsions en utilisant l'arrangement



expérimental de la Fig V.10. Le dépôt obtenu est plus épais mais il n'est pas uniforme. La couche d'argent superposée présente une surépaisseur au voisinage des points où l'échantillon a été tenu par la pince. On a remarqué aussi qu'une différence de potentiel supérieure à 2V produit des dépôts troués, probablement causés par un courant ionique trop intense.

V.3.1.2 Insolation

Le bicouche **GeSe + Ag** est sensible dans une large bande de rayonnement [140] ainsi qu'aux faisceaux d'électrons [130]. En utilisant une machine à insoler en U.V. [KSM - MJB3 (Karl Süss) dotée d'une ampoule HBO-200] les meilleurs résultats ont été obtenus avec un temps d'exposition de 5 minutes. En électrolithographie, les essais ont été faits sur un MEB JEOL JSM-U3. Le faisceau électronique a été programmé pour produire une série des matrices de points. L'énergie du faisceau est comprise entre 10 et 30 KeV. Les meilleurs résultats sont obtenus pour la plus faible énergie, ce qui correspond tout à fait aux observations faites par Polasko [141].

La Fig V.11 montre la photo d'une partie de la matrice de points ainsi obtenus dans la résine. Il faut noter que l'on peut obtenir une augmentation de la sensibilité aux électrons en réduisant l'énergie du faisceau [140], à faible énergie. Contrairement à notre méthode de dépôt, les résultats obtenus par Polasko [141] correspondent à des couches déposées par l'évaporation cathodique. Il apparaît donc que l'augmentation de la sensibilité est indépendante de la méthode de dépôt. La sensibilité obtenue à 15 KV est de 2.2 mC/cm². Ce résultat est environ 200 fois plus mauvais que la sensibilité mesurée pour le PMMA [142] dans des conditions semblables. Cette valeur est proche de la valeur trouvée par Polasko [141], de 1,0 mC/cm². Yoshikawa [143] ont obtenu 0,1 mC/cm² à 10 KeV pour 2800 Å de GeSe_{5,5} déposé par pulvérisation cathodique.

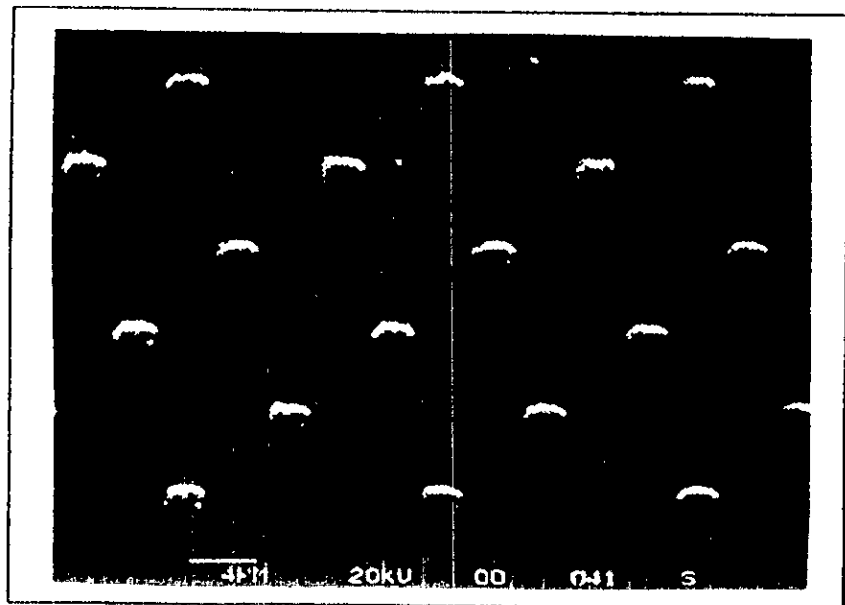
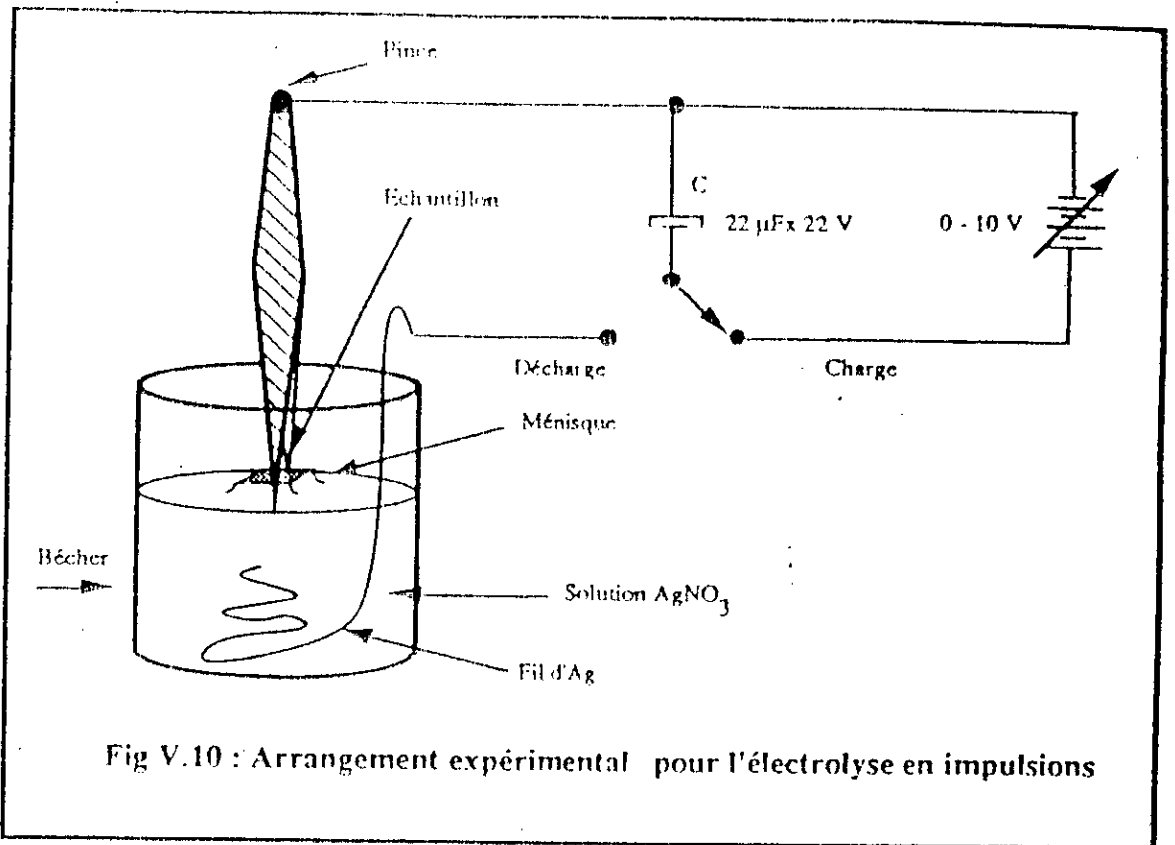


Fig V. 11 : Essai d'insolation aux électrons (procédé négatif)

V.3.1.3 Désensibilisation

Cette étape consiste à enlever la couche d'argent restante. Deux solutions ont été utilisées:

- l'eau régale [138]
- un mélange IK + I₂ [144]

Nous avons retenu la seconde solution avec les concentrations de 2M+0.02M échauffée à 35°C. Le temps d'attaque est d'une minute et demi (1'30"). Ces valeurs correspondent à une couche d'argent obtenue par trempage dans AgNO₃.

V.3.1.4 Développement

Le développement est réalisé dans une solution basique additionnée de Na₂S. La base la mieux adaptée est le TMAH (hydroxyde de tétraméthylammonium: (CH₃)₄NOH (produit par Hoechst - AZ 314 MIF). La solution TMAH + Na₂S est réalisée avec des concentrations respectives de 0.1M + 0.05M. L'attaque est effectuée à 35°C et le temps moyen de développement est de l'ordre de 2 minutes pour 1800Å de GeSe_{5,5} sur un substrat de silicium dopé N⁺ [Tab V.3].

Phase	Solution	Concentration	Temp (° C)	Durée (min)
(a)	AgNO ₃	0,05 M	35	5
(b)	Insolation UV (ou aux électrons)			5
(c)	IK + I ₂	2 M + 0,02 M	35	1 30"
(d)	TMAH + Na ₂ S	0,1 M + 0,05 M	35	2

Tab V.3 - Procédé microélectronique négatif

V.3.2 Caractéristique en résine positive

Brocheton [144] a étudié ces résines en tant que photorésines négatives; nous avons testé ces mêmes matériaux en tant que résine positive. Les films utilisés ont une épaisseur de 1800Å de GeSe_{3,0} déposés sur alumine. Le processus est décrit ci-après. [Fig V.9 (b)]

V.3.2.1 Sensibilisation

Le GeSe présente, à l'origine, une sensibilisation inhérente aux rayonnements et aux faisceaux électroniques, mais sa valeur est assez faible. En effectuant un recuit à 180°C, pendant 24 h à l'atmosphère, mais à l'abri de la lumière, on peut augmenter considérablement cette sensibilité. La couleur de la couche, après le recuit devient un peu plus foncée, ce qui indique une modification structurale probable.

V.3.2.2 Insolation

Cette étape est similaire à celle déjà décrite pour les résines négatives.

V.3.2.3 Développement

Le recuit effectué afin d'obtenir la sensibilisation du film change aussi les propriétés chimiques du GeSe. La vitesse d'attaque dans la solution de développement utilisée initialement (TMAH+Na₂S/0,1M+0,05M) est considérablement augmentée d'un facteur soixante environ. Il est possible de retrouver des conditions normales en réduisant la concentration à 0,02M + 0,01M, respectivement du TMAH et Na₂S; on arrive à une vitesse de dissolution d'ordre de 20 secondes pour 1800Å, à la température ambiante.

Le motif développé nous a montré que l'action du rayonnement a été limitée à une profondeur estimée de 0,1µm. Il est possible que l'action de la lumière U.V. modifie les propriétés optiques du GeSe pendant l'insolation, la rendant progressivement opaque. Dans ces conditions, seule une faible partie du film sera insolée en surface. En tenant en compte cette propriété, l'épaisseur de la couche de GeSe pour utilisation en tant que résine positive est limitée à 600 Å environ. On peut comprendre l'existence de cette couche opaque en partant de la loi de Lambert-Bouguer. Désignons par y_0 l'intensité lumineuse à la surface du matériau et par $y(x)$ cette

intensité après une pénétration de longueur x dans le matériau. Sur une longueur dx , l'intensité lumineuse a diminué d'une valeur dy . On peut écrire que cette variation est proportionnelle à l'intensité y , au nombre N_0 de centres photoabsorbants et à la probabilité d'absorption des photons σ_0 .

Alors:

$$dy = -y \sigma_0 N_0 dx \quad (V.4)$$

$$y(x) = y_0 e^{-\sigma_0 N_0 x} \quad (V.5)$$

Si le processus de photolithographie a pour effet d'augmenter au cours du temps le nombre N_0 de centres absorbants, on voit que la relation s'écrit:

$$y(x,t) = y_0 e^{-\sigma_0 N(t) x} \quad (V.6)$$

$N(t)$ étant une fonction croissante du temps.

La détermination expérimentale de $N(t)$ est difficile car elle nécessite de la photolithographie de plusieurs échantillons pour des temps différents. Or le processus de développement n'est pas rigoureusement sélectif, dans la mesure où même la zone non irradiée de la résine est dissoute par la solution de développement. Dans ces conditions, la connaissance de l'évolution de la profondeur de la zone insolée au cours du temps ne peut être qu'approximative.

V.4 Conclusion

Les performances de ces résines les rendent très attractives pour la réalisation de composants dans lesquels la résine n'est plus seulement un simple moyen de dessin, mais devient une partie du composant final. La possibilité de les utiliser, aussi bien en tant que résine positive ou négative.

présente l'intérêt supplémentaire d'éviter des transferts définis par le dessin dans la résine (gravure métallique, lift-off, etc...). Ces transferts répétés plusieurs fois, affectent toujours la précision des dessins (donc ultérieurement les performances des composants). Si les variations de dimensions restent faibles (entre 50 et 150 Å en moyenne) elles peuvent devenir dramatiques si les dimensions du dessin sont de l'ordre de 500 à 600Å. On voit ainsi l'intérêt des processus technologiques sans transfert.

CONCLUSION GENERALE

L'ensemble des travaux décrits dans cette thèse, constitue l'aboutissement de plusieurs années de recherches, incluant en outre, la production et l'ajustement d'un processus de réalisation de réseaux de vidéo-détecteurs submicroniques intégrés à diodes de Schottky sur semi-conducteurs [145].

En bref; les points essentiels que l'on peut retenir du présent travail, se situent dans le cadre de l'étude des possibilités de concevoir et réaliser un mélangeur superhétérodyne à diode métal-isolant-métal (MIM) en structure planar, en prévision des développements possibles de systèmes d'émission et de réception fonctionnant en infrarouge ainsi que de dispositifs optoélectroniques des télécommunications du prochain millénaire [146].

C'est à notre connaissance la première fois qu'une tentative de modélisation de tels composants fonctionnant dans la gamme des ondes submillimétriques, est élaborée avec des méthodes issues des techniques de micro-ondes [147].

En premier lieu nous citons les problèmes de couplage et les remèdes apportés par les procédés quasi-optiques, en matière de focalisation de l'onde électromagnétique incidente. Pour une réalisation planar, il nous a semblé

aussi très important de rechercher des structures d'antennes présentant une faible impédance d'entrée. La configuration en V que nous avons proposé peut être une première approche qu'il reste toutefois à optimiser d'avantage. Malheureusement le manque de moyens typiques, n'a guère permis une caractérisation particulière et complète. Néanmoins l'amélioration du couplage avec ce type d'antenne a été prouvé. Il apparaît à ce titre que l'essentiel des pertes de conversion est dû à une mauvaise adaptation électrique. Celle-ci est d'autant plus critique que la non-linéarité de la jonction est relativement faible.

Le second point qui mérite d'être relevé, concerne la modélisation d'un mélangeur à jonction métal-isolant-métal, en incluant les divers mécanismes de conduction intervenant en hyperfréquences. Dans cette modélisation nous avons été également amenés à introduire une capacité non-linéaire dont le rôle est important, surtout pour des épaisseurs d'isolant suffisantes entre les deux métaux. Aucune des tentatives d'explication physique du fonctionnement des jonction MIM publiées jusqu'alors, n'avait pris en compte cet effet, probablement à cause de la difficulté de contrôler et d'estimer la variation de cette capacité avec la tension (formulation de $C(v)$).

Pour apprécier tous les résultats théoriques, et valider le modèle élaboré, des simulations numériques qui respectaient dans chaque phase les critères inséparables de convergence et de temps de calcul réduit, ont été nécessaires. Un tableau de valeurs intermédiaires a été construit au moyen d'une interpolation de Lagrange du cinquième degré, pour retrouver les solutions recherchées avec une grande précision et une extrême rapidité.

Toujours dans l'objectif de diminuer le temps de calcul, nous avons étendu la méthode d'interpolation au calcul des caractéristiques courant-tension $I(v)$ et conductance-tension $G(v)$, constituant ainsi un nouveau système d'interpolation adaptative. Ceci ouvre le logiciel élaboré, à un usage facile, aussi bien pour les fonctions analytiques que pour les données expérimentales.

Le troisième élément est celui qui se rapporte au processus de réalisation des réseaux de mélangeurs MIM en structure planar. Il a été marqué par l'utilisation des résines solides (GeSe) pour la première fois en microlithographie électronique. Nous avons pu montrer que le procédé de dépôt par plasma n'affecte pas les propriétés de la résine par rapport à celui observé avec d'autres méthodes, toutefois la constitution chimique et les propriétés physiques des couches doivent être améliorées afin d'obtenir une gravure isotrope et assurer une métallisation supérieure homogène.

A titre d'exemple la sensibilité de ces films a été largement accentuée et les motifs considérablement perfectionnés, en effectuant un recuit. Nous avons pu mettre en évidence l'intérêt potentiel d'un tel matériau aussi bien pour son aspect masque (support de gravure) que pour son aspect diélectrique (correction de la couche isolante).

Dans ces conditions cette thèse ne constitue qu'une première contribution aux méthodologies de conception de réseaux de mélangeurs à diode MIM car il reste nécessaire d'entreprendre des efforts importants dans les techniques de couplage, ce qui ne va pas s'accomplir sans occasionner de réels problèmes dans un domaine de longueur d'onde où la propagation guidée est quasi-impossible actuellement (à cause des performances des guides).

En outre, il faut réfléchir sur la base du modèle élaboré à une méthode de simulation plus générale, qui décrive de façon complète le comportement de ces dispositifs, au-delà du seuil des ondes submillimétriques.

Le processus de réalisation technologique peut être aussi complété par une étude thermique, surtout pour les structures planar. Ceci nécessitera sans doute une modélisation physique du comportement de la jonction avec la température et une maîtrise parfaite de la configuration géométrique de la diode, afin d'estimer la tenue en température, car l'effet thermique induit une tension continue, qu'on peut inclure à la polarisation et que notre logiciel peut aisément gérer.

Enfin, nous souhaitons que de multiples prospections devraient être conduites pour le développement des antennes planes, qui permettent d'envisager dès maintenant, la réalisation en structures intégrées de mélangeurs MIM à multicontacts, surtout que la difficulté d'intégration des selfs inductives semble être quasiment éliminée[148].

ANNEXES

Annexe A

Calcul de la densité de courant j

L'expression de départ est donnée par l'équation (I.15):

$$j = \int_0^{E_m} D(E_x) \xi dE_x \quad (A1)$$

avec : $D(E_x) = e^{-A(E_F - E_x + \bar{\phi})^{1/2}} \quad \alpha$

$$\xi = \begin{cases} \frac{4\pi m e}{h^3} eV & 0 < E_x < E_F - eV \\ \frac{4\pi m e}{h^3} (E_F - E_x) & E_F - eV < E_x < E_F \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases}$$

L'intervalle de 0 à E_m sera décomposé en deux: de 0 à $(E_F - eV)$, puis de $(E_F - eV)$ à E_F . Au delà de E_F la contribution est nulle, ce qui justifie à postériori l'approximation faite pour E_m .

$$j = \frac{4\pi m e}{h^3} \left[eV \int_0^{E_F - eV} e^{-A(E_F - E_x + \bar{\phi})^{1/2}} dE_x + \int_{E_F - eV}^{E_F} (E_F - E_x) e^{-A(E_F - E_x + \bar{\phi})^{1/2}} dE_x \right] \quad (A2)$$

Calculons d'abord la première intégrale:

$$eV \int_0^{E_F - eV} e^{-A(E_F - E_x + \bar{\phi})^{1/2}} dE_x = \frac{2eV}{A^2} \left\{ [A(\bar{\phi} + eV)^{1/2} + 1] e^{-A(\bar{\phi} + eV)^{1/2}} - [A(\bar{\phi} + E_F)^{1/2} + 1] e^{-A(\bar{\phi} + E_F)^{1/2}} \right\}$$

Dans ces conditions on peut approximer la première intégrale par:

$$\frac{2eV}{\Lambda} \sqrt{\bar{\varphi} + eV} e^{-\Lambda \sqrt{\bar{\varphi} + eV}} \quad (A3)$$

Ecrivons maintenant la seconde intégrale sous la forme:

$$\int_{E_F - eV}^{E_F} (E_F - E_x) e^{-\Lambda \sqrt{E_F + \bar{\varphi} - E_x}} dE_x = - \left\{ + \bar{\varphi} \int_{E_F - eV}^{E_F} e^{-\Lambda \sqrt{E_F + \bar{\varphi} - E_x}} dE_x - \int_{E_F - eV}^{E_F} (E_F + \bar{\varphi} - E_x) e^{-\Lambda \sqrt{E_F + \bar{\varphi} - E_x}} dE_x \right\}$$

La première intégrale est de la même forme que celle déjà calculée ce qui donne immédiatement:

$$-2 \frac{\bar{\varphi}}{\Lambda^2} \left\{ [\Lambda \bar{\varphi} + 1] e^{-\Lambda \sqrt{\bar{\varphi}}} - [\Lambda(\bar{\varphi} + eV) + 1] e^{-\Lambda \sqrt{\bar{\varphi} + eV}} \right\} \quad (A4)$$

Enfin, la dernière intégrale s'écrit, en posant: $t = (E_F + \bar{\varphi} - E_x)$

$$\int_{E_F - eV}^{E_F} [E_F + \bar{\varphi} - E_x] e^{-\Lambda \sqrt{E_F + \bar{\varphi} - E_x}} dE_x = \int_{\bar{\varphi}}^{\bar{\varphi} + eV} t e^{-\Lambda \sqrt{t}} dt$$

$$2 \int_{\sqrt{\bar{\varphi}}}^{\sqrt{\bar{\varphi} + eV}} \xi^3 e^{-\Lambda \xi} d\xi = 2 \left[-e^{-\Lambda \xi} \left(\frac{\xi^3}{\Lambda} + \frac{3\xi^2}{\Lambda^2} + \frac{6\xi}{\Lambda^3} + \frac{6}{\Lambda^4} \right) \right]_{\sqrt{\bar{\varphi}}}^{\sqrt{eV + \bar{\varphi}}}$$

Les deux derniers termes de la parenthèse sont négligeables en regard des deux premiers, ce qui donne pour la dernière intégrale:

$$\frac{2}{\Lambda} \left\{ \bar{\varphi} e^{-\Lambda \sqrt{\bar{\varphi}}} - (\bar{\varphi} + eV) e^{-\Lambda \sqrt{\bar{\varphi} + eV}} \right\} + \frac{6}{\Lambda^2} \left\{ \bar{\varphi} e^{-\Lambda \sqrt{\bar{\varphi}}} - (\bar{\varphi} + eV) e^{-\Lambda \sqrt{\bar{\varphi} + eV}} \right\} \quad (A5)$$

En faisant la somme des quatre intégrales: A2, A3, A4 et A5, et en tenant compte du facteur $4\pi me/h^3$, et de la valeur de (A1) il vient:

$$j = \frac{c}{2\pi h} (\beta \Delta s)^{-2} \{ \bar{\varphi} e^{-A} \sqrt{\bar{\varphi}} - (\bar{\varphi} + cV) e^{-A} \sqrt{\bar{\varphi} + cV} \}$$

On pose $j_0 = \frac{c(\beta \Delta s)^{-2}}{2\pi h}$, d'où :

$$j = j_0 \{ \bar{\varphi} e^{-A} \sqrt{\bar{\varphi}} - (\bar{\varphi} + cV) e^{-A} \sqrt{\bar{\varphi} + cV} \} \quad (A6)$$

Annexe B

Calcul corrigé de la densité de courant tunnel

En partant de (I.9), (I.10) et (I.28) et en notant que dans les intégrales contenant $f(E)$ on peut remplacer la limite supérieure d'intégration E_m par l'infini, car la contribution à l'intégrale entre E_m et l'infini est totalement négligeable:

$$j = \frac{4\pi me}{h^3} \int_0^{E_m} e^{-A|E_F - E_x + \bar{\phi}|^{1/2}} \left[\int_0^{\infty} [f(E) - f(E+eV)] dE_r \right] dE_x \quad (B1)$$

Calculons d'abord:

$$\int_0^{\infty} f(E+eV) = \int_0^{\infty} \frac{dE_r}{1 + e^{\frac{E_r + E_x - E_F + eV}{kT}}}$$

on pose $x = 1 + e^{\frac{E_r + E_x + eV - E_F}{kT}}$, ce qui donne

$$\int_0^{\infty} f(E+eV) = kT \log \left[1 + e^{\frac{E_F - E_x - eV}{kT}} \right] \quad (B2)$$

Soit:

$$\int_0^{\infty} [f(E) - f(E+eV)] dE_r = kT \log \left[\frac{1 + e^{\frac{E_F - E_x}{kT}}}{1 + e^{\frac{E_F - E_x - eV}{kT}}} \right] \quad (B3)$$

(B1) s'écrit alors:

$$j = \frac{4\pi me}{h^3} kT \int_0^{E_m} e^{-A|E_F - E_x + \bar{\phi}|^{1/2}} \log \left[\frac{1 + e^{\frac{E_F - E_x}{kT}}}{1 + e^{\frac{E_F - E_x - eV}{kT}}} \right] dE_x \quad (B4)$$

Pour que cette relation garde un sens physique, il faut que : $E_F + \bar{\phi} \geq E_m$.

Nous supposons que: $E_m = E_F + \bar{\phi}$ (B5)

On peut décomposer la relation (B4) en deux relations, et écrire:

$$j = \frac{4\pi me}{h^3} kT [I_1 - I_2] \quad (B6)$$

avec
$$I_2 = \int_0^{E_m} e^{-\Lambda \sqrt{E_m - E_x}} \log \left[1 + e^{\frac{E_m - \bar{\phi} - E_x - eV}{kT}} \right] dE_x \quad (B7)$$

et I_1 se déduisant de I_2 pour $V=0$.

1) Calcul préliminaire

On rencontrera souvent l'intégrale:

$$P = \int e^{-\Lambda \sqrt{z}} dz \quad (B8)$$

Posons $\xi = u^2 \Rightarrow P = 2 \int u e^{-\Lambda u} du \quad (B9)$

Les intégrales (B8) ou (B9) sont donc équivalentes. Partant de (B9) on trouve, en intégrant par parties:

$$P = 2 \left[\frac{-u}{\Lambda} e^{-\Lambda u} + \frac{1}{\Lambda} \int e^{-\Lambda u} du \right]$$

$$P = \frac{-2e^{-\Lambda u}}{\Lambda} \left[u + \frac{1}{\Lambda} \right] = \frac{-2}{\Lambda} e^{-\Lambda \sqrt{z}} \left[\sqrt{z} + \frac{1}{\Lambda} \right] \quad (B10)$$

2) Calcul de I_2

Nous avons à calculer:

$$I_2 = \int_0^{E_m} e^{-\Lambda \sqrt{E_m - E_x}} \log \left[1 + e^{\frac{E_F - E_x - eV}{kT}} \right] dE_x \quad (B11)$$

avec $E_m = E_F + \bar{\phi}$

Intégrons par parties en posant: $dV = e^{-\Lambda \sqrt{E_m - E_x}}$

et
$$U = \log \left[1 + e^{\frac{E_F - E_x - eV}{kT}} \right]$$

d'où
$$V = \int e^{-\Lambda \sqrt{E_m - E_x}} dE_x = - \int e^{-\Lambda \sqrt{z}} dz \quad \text{si } z = E_m - E_x$$

donc
$$V = + \frac{2}{A} e^{-A} \sqrt{E_m - E_x} \left[\sqrt{E_m - E_x} + \frac{1}{A} \right] \quad [\text{d'après (B10)}]$$

et :
$$dU = \frac{-\frac{1}{kT} e^{\frac{E_F - E_x - eV}{kT}}}{1 + e^{\frac{E_F - E_x - eV}{kT}}} dE_x$$

Donc, avec (B11):

$$I_2 = \frac{2}{A} \left\{ \frac{1}{A} \log \left[1 + e^{\frac{-\bar{\phi} + eV}{kT}} \right] - e^{-A} \sqrt{E_m} \left[\sqrt{E_m} + \frac{1}{A} \right] \log \left[1 + e^{\frac{E_F - eV}{kT}} \right] + \right. \\ \left. + \frac{1}{kT} \int_0^{E_m - A} \frac{e^{-A} \sqrt{E_m - E_x}}{\left(\sqrt{E_m - E_x} + \frac{1}{A} \right) \left(1 + e^{\frac{E_x + eV - E_F}{kT}} \right)} dE_x \right\} \quad (B12)$$

Désignons par Y_2 cette dernière intégrale:

$$Y_2 = \int_0^{E_m} e^{-A} \sqrt{E_m - E_x} \left(\sqrt{E_m - E_x} + \frac{1}{A} \right) \frac{dE_x}{1 + e^{\frac{E_x + eV - E_F}{kT}}}$$

Intégrons par parties à nouveau, en posant:

$$dW = e^{-A} \sqrt{E_m - E_x} \left(\sqrt{E_m - E_x} + \frac{1}{A} \right) dE_x$$

et
$$Z = \frac{1}{1 + e^{\frac{E_x + eV - E_F}{kT}}}$$

On en tire:

$$W = - \int e^{-A} \sqrt{z} \left(\sqrt{z} + \frac{1}{A} \right) dz$$

avec encore $\xi = E_m - E_x$

soit
$$W = - \int \sqrt{z} e^{-A} \sqrt{z} dz + \frac{1}{A} \int e^{-A} \sqrt{z} dz$$

Cette seconde intégrale a déjà été calculée, il reste:

$$\int \sqrt{z} e^{-\Lambda \sqrt{z}} dz = 2 \int u^2 e^{-\Lambda u} du = \int (2u e^{-\Lambda u} du) \cdot u$$

Sous cette forme on peut intégrer par parties en remarquant que la parenthèse correspond à (B9). Il vient finalement:

$$W = \frac{2}{\Lambda} e^{-\Lambda \sqrt{E_m - E_x}} \left[E_m - E_x + \frac{3}{\Lambda} \sqrt{E_m - E_x} + \frac{3}{\Lambda^2} \right]$$

et

$$dZ = \frac{-\frac{1}{kT} e^{\frac{E_x + eV - E_F}{kT}}}{\left[1 + e^{\frac{E_x + eV - E_F}{kT}} \right]^2}$$

d'où l'on tire:

$$Y_2 = \frac{2}{\Lambda} \left\{ \frac{3}{\Lambda^2} \frac{1}{1 + e^{\frac{-\bar{\phi} + eV}{kT}}} - e^{-\Lambda \sqrt{E_m}} \left(E_m + \frac{3}{\Lambda} \sqrt{E_m} + \frac{3}{\Lambda^2} \right) \frac{1}{1 + e^{\frac{eV - E_F}{kT}}} + K_2 \right\} \quad (B13)$$

$$K_2 = \frac{2}{\Lambda} \int_0^{E_m} e^{-\Lambda \sqrt{E_m - E_x}} \left[E_m - E_x + \frac{3}{\Lambda} \sqrt{E_m - E_x} + \frac{3}{\Lambda^2} \right] \left[\frac{1}{kT} e^{\frac{E_x + eV - E_F}{kT}} \right]^2 \frac{dE_x}{\left[1 + e^{\frac{E_x + eV - E_F}{kT}} \right]^2} \quad (B14)$$

Dans ces relations certains termes sont négligeables:

$$\frac{1}{\Lambda} \log \left[1 + e^{\frac{-\bar{\phi} + eV}{kT}} \right] ; \frac{1}{\Lambda^2} \frac{1}{1 + e^{\frac{\bar{\phi}}{kT}}} ; \frac{3}{\Lambda^2} ; \frac{1}{\Lambda} \text{ devant } \sqrt{E_m}$$

Par ailleurs on a: $\log \left(1 + e^{\frac{E_F - eV}{kT}} \right) \cong \frac{E_F - eV}{kT}$

$$\frac{1}{1 + e^{\frac{eV - E_F}{kT}}} \cong 1$$

On obtient finalement:

$$I_2 = \frac{2}{\Lambda} \left\{ \frac{1}{\Lambda} \log \left[1 + e^{\frac{-\bar{\phi} + eV}{kT}} \right] - e^{-\Lambda \sqrt{E_m}} \left[\sqrt{E_m} \frac{1}{\Lambda} \right] \cdot \log \left(1 + e^{\frac{E_F - eV}{kT}} \right) + \frac{1}{kT} \frac{1}{2} \right\} \quad (B15)$$

$$y_2 = \frac{2}{\Lambda} \left\{ \frac{3}{\Lambda^2} \frac{1}{1 + e^{\frac{\bar{\varphi} + eV}{kT}}} - e^{-\Lambda \sqrt{E_m}} \left(E_m + \frac{3}{\Lambda} \sqrt{E_m} + \frac{3j_c}{\Lambda^2} \right) \frac{1}{1 + e^{\frac{eV - E_F}{kT}}} + K_2 \right\} \quad (B16)$$

$$K_2 = \frac{2}{\Lambda} \int_0^{E_m} e^{-\Lambda \sqrt{E_m - E_x}} \left[E_m - E_x + \frac{3}{\Lambda} \sqrt{E_m - E_x} + \frac{3j_c}{\Lambda^2} \right] \left[\frac{1}{kT} e^{\frac{E_x + eV - E_F}{kT}} \right] \frac{dE_x}{1 + e^{\frac{E_x + eV - E_F}{kT}}} \quad (B17)$$

De ces relations on déduit facilement I_1 , en faisant $V = 0$.

1°) Pour calculer le dernier terme on peut remarquer que le second crochet dans K_2 est la dérivée d'une fonction de Fermi-Dirac. On sait qu'une telle fonction est presque partout nulle, sauf au voisinage de $(E_F - eV)$. On pourra donc approximer K_2 en remplaçant le dernier crochet par une fonction de Fermi-Dirac centrée sur E_F . On obtient alors, avec (B5):

$$K_2 = \frac{2}{\Lambda} e^{-\Lambda \sqrt{\bar{\varphi} + eV}} \left[\bar{\varphi} + eV + \frac{3}{\Lambda} \sqrt{\bar{\varphi} + eV} + \frac{3j_c}{\Lambda^2} \right] \quad (B18)$$

On obtient alors pour I_2 et I_1 , en négligeant les termes infiniment petits:

$$I_1 = \frac{2}{\Lambda} \left\{ \frac{1}{kT} \left[\frac{2}{\Lambda} e^{-\Lambda \sqrt{\bar{\varphi}}} \left(\bar{\varphi} + \frac{3}{\Lambda} \sqrt{\bar{\varphi}} \right) - e^{-\Lambda \sqrt{E_m}} \left(E_m + \frac{3}{\Lambda} \sqrt{E_m} \right) \right] - \left[e^{-\Lambda \sqrt{E_m}} \frac{E_F \sqrt{E_m}}{kT} \right] \right\} \quad (B19)$$

$$I_2 = \frac{2}{\Lambda} \left\{ \frac{1}{kT} \left[\frac{2}{\Lambda} e^{-\Lambda \sqrt{\bar{\varphi} + eV}} \left(\bar{\varphi} + eV + \frac{3}{\Lambda} \sqrt{\bar{\varphi} + eV} \right) - e^{-\Lambda \sqrt{E_m}} \left(E_m + \frac{3}{\Lambda} \sqrt{E_m} \right) \right] - \left[e^{-\Lambda \sqrt{E_m}} \frac{(E_F - eV) \sqrt{E_m}}{kT} \right] \right\} \quad (B20)$$

D'où la densité de courant j , après simplification, est donnée par:

$$j = j_0 \left[e^{-\Lambda \sqrt{\bar{\varphi}}} \bar{\varphi} - e^{-\Lambda \sqrt{\bar{\varphi} + eV}} (\bar{\varphi} + eV) + j_c \right] \quad (B21)$$

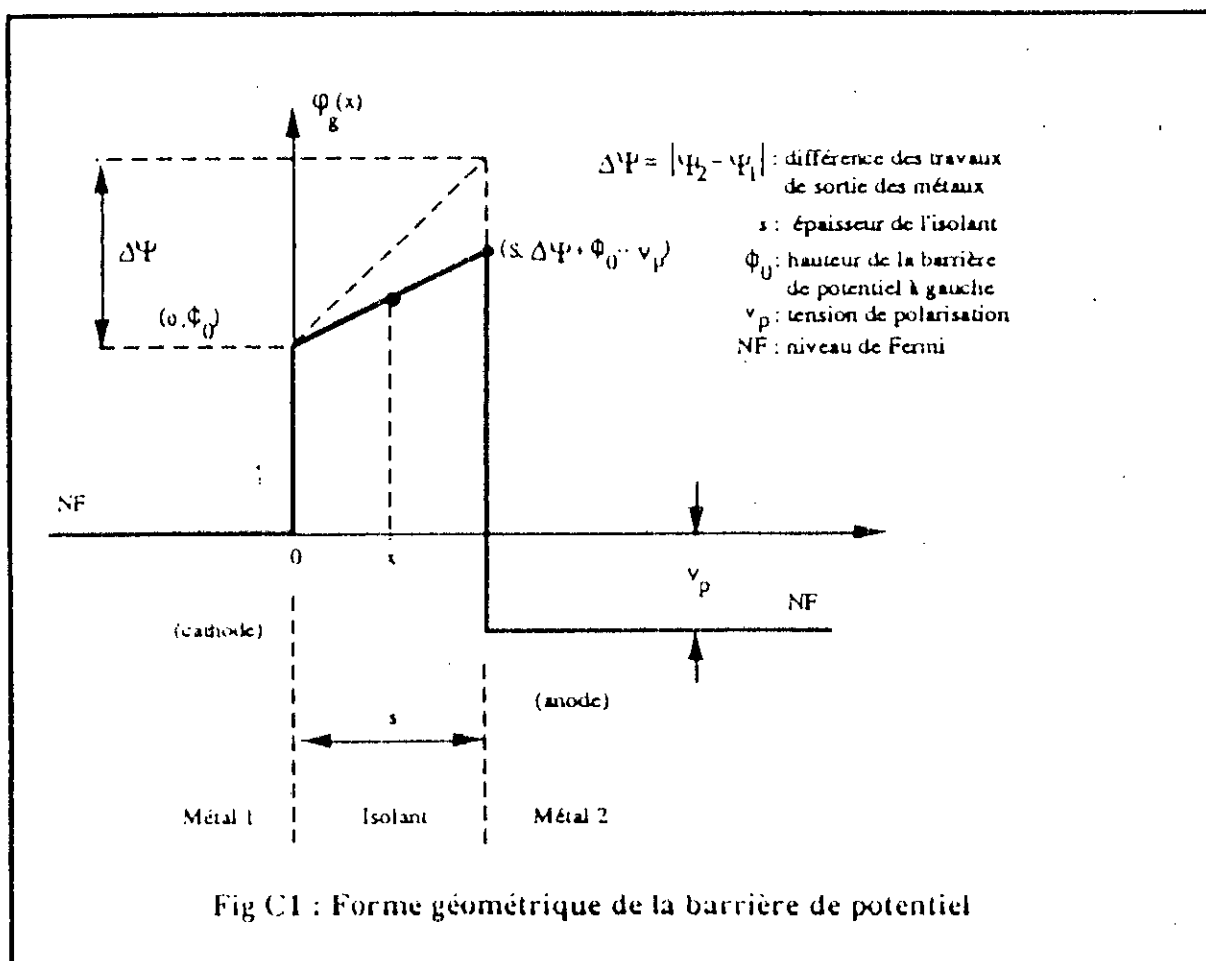
$$j_c = \frac{3}{\Lambda} \sqrt{\bar{\varphi}} e^{-\Lambda \sqrt{\bar{\varphi}}} - \frac{3}{\Lambda} e^{-\Lambda \sqrt{\bar{\varphi} + eV}} \sqrt{\bar{\varphi} + eV} - eV \sqrt{E_m} \quad (B22)$$

Annexe C

Calcul du potentiel de force image

La barrière de potentiel entre les deux métaux est d'abord calculée par le diagramme d'énergie de la jonction MIM polarisée [Fig C1]. La forme géométrique de la barrière est définie par les niveaux de Fermi des métaux (1 et 2) et par la limite inférieure de la bande de conduction de l'isolant. On a tenu compte de la notation de Simmons [90], en prenant le niveau de Fermi de la cathode en tant qu'origine de référence du potentiel. L'expression géométrique de la barrière de potentiel géométrique est donc donnée par:

$$\varphi_g(x) = \Phi_0 + \frac{\Delta\Phi - e v_p}{s} x \quad (C1)$$



Cependant, la transition abrupte de la barrière de potentiel φ_g dans l'interface métal-insolant, est physiquement irréalisable, car elle entraînerait l'existence d'un champ électrique infini

dans la région de contact entre les deux matériaux. En vérité, la barrière de potentiel a une action progressive, sur les charges images distribuées dans le métal. Ces charges fictives représentent l'effet de la polarisation de la surface métallique due aux charges électriques qui sortent de l'électrode. On va employer la méthode des images [146], pour établir l'influence de ces charges sur la fonction $\phi_g(x)$. Le calcul est effectué à partir du modèle d'une charge située entre deux murs métalliques [Fig C2(a)]. L'électron $-e$, localisé à la distance x à l'intérieur de l'isolant, est soumis à un potentiel $V_{im}^{(1)}$ dû à sa charge image désignée par 1, de valeur $q/2$:

$$V_{im}^{(1)} = \frac{e}{16\pi\epsilon} = \frac{K}{2x} \quad (C2)$$

où $K = \frac{e}{8\pi\epsilon}$

$\epsilon = K_{diel} \cdot \epsilon_0$: perméabilité de l'isolant

e : valeur absolue de la charge de l'électron

De même pour la charge $q/2$ résultante de l'image par 2. Il en résulte de proche en proche une suite qui permet d'établir le potentiel total $V_{im}^{(n)}$ appliqué sur l'électron:

$$V_{im}^{(2)} = K \frac{1}{2(s-x)}$$

$$V_{im}^{(3)} = K \frac{-1}{2s}$$

$$V_{im}^{(4)} = K \frac{-1}{2s}$$

$$V_{im}^{(5)} = K \frac{1}{2s+2x}$$

$$V_{im}^{(6)} = K \frac{1}{4s-2x}$$

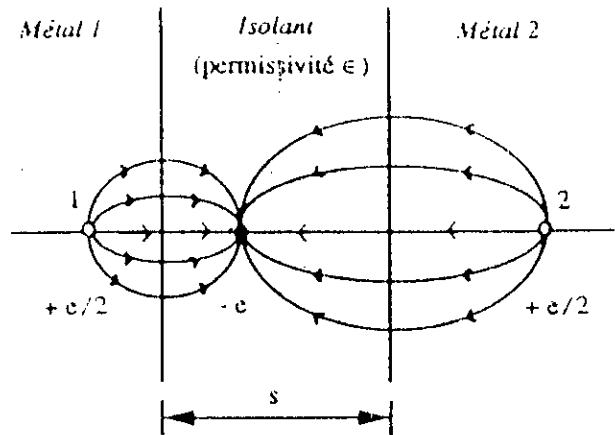
$$V_{im}^{(7)} = K \frac{-1}{4s}$$

$$V_{im}^{(8)} = K \frac{-1}{4s}$$

$$V_{im}^{(9)} = K \frac{1}{4s+2s}$$

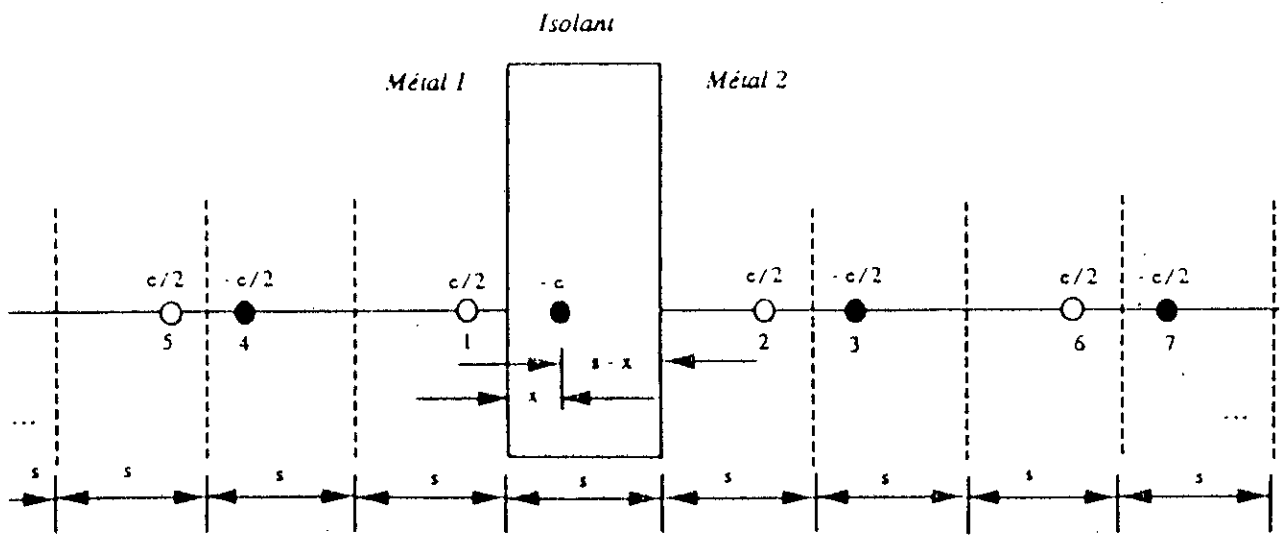
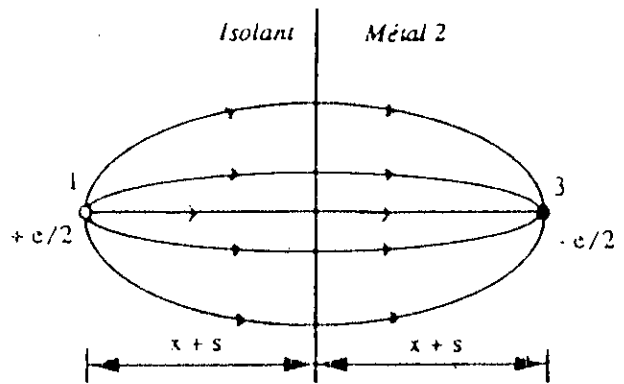
$$V_{im}^{(10)} = K \frac{1}{6s+2s}$$

$$V_{im}^{(tot)} = \sum_{n=1}^{\infty} V_{im}^{(n)} = K \left\{ \frac{1}{2x} + \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{ns}{(ns)^2 - x^2} - \frac{1}{ns} \right] \right\} \quad (C3)$$



(a) Une charge électrique entre deux parois métalliques

(b) Une charge électrique devant une paroi métallique



(c) Distribution des charges images dans la jonction MIM

Fig C2 : Calcul de l'action des charges images

En utilisant le critère de Gauss pour une suite générale a_n :

$$\frac{a_{n+1}}{a_n} = \frac{P(n)}{Q(n)} = \frac{n^k + an^{k-1} + \dots}{n^k + bn^{k-1} + \dots} \quad (C4)$$

$$\begin{cases} \text{si } b-a > 1, \text{ la convergence est assurée} \\ \text{si } b-a \leq 1, \text{ la série ne converge pas} \end{cases}$$

Pour la suite donnée en (C3), on peut calculer:

$$\frac{a_{n+1}}{a_n} = \frac{n^3 + \frac{x^2}{s^2} n}{n^3 + 3n^2 + \left(\frac{3s^2 + x^2}{s^2}\right)n + \frac{x^2 + s^2}{s^2}} \quad (C5)$$

On voit que $b=3$ et $a=0$, donc la suite converge.

La contribution des charges images à la barrière de potentiel est calculée par l'action de $V_{im}^{(tot)}$ sur l'électron qui se déplace dans l'isolant:

$$E_{im}^{(tot)} = -e \cdot V_{im}^{(tot)} \quad [\text{eV}] \quad (C6)$$

Cependant, pour les calculs développés dans le Chapitre IV, on utilise plutôt la barrière exprimée en [Volts]. Avec les valeurs, en supposant que s et x sont en [\AA], il vient:

$$\phi_i(x) = \frac{7,1992}{K_{diel}} \left\{ \frac{1}{2x} + \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{ns}{(ns)^2 - x^2} - \frac{1}{ns} \right] \right\} [\text{V}] \quad (C7)$$

En rajoutant l'effet image $\phi_i(x)$ à la barrière géométrique $\phi_g(x)$, on arrive à l'expression générale de barrière de potentiel $\varphi(x)$ dans la diode MIM:

$$\varphi(x) = \phi_0 + \frac{\Delta\Psi - v_p}{s} x - \phi_i(x) \quad [\text{V}] \quad (C8)$$

Annexe D

Calcul de l'impédance d'une antenne en V

L'impédance d'une antenne en V s'exprime en première approximation par [64] :

$$Z_e = \frac{-j \xi_0 \psi_v}{2\pi \sqrt{\epsilon_r}} \cdot \frac{\cos \beta_d h + A v_1 / \psi_v}{\sin \beta_d h + M v_1 / \psi_v} \quad (D1)$$

où ξ_0 est l'impédance du vide

ϵ_r la permittivité relative des substrats 1 et 2

$$\beta_d = \frac{2\pi}{\lambda_d}, \quad \lambda_d = \text{longueur d'onde dans l'antenne sur le diélectrique: } \lambda_d = \frac{\lambda_0}{n}$$

n : indice du milieu

h : longueur d'onde

Pour définir les valeurs de $A v_1$, $M v_1$, ψ_v , introduisons:

$$F_v(z) = \psi_v [\cos \beta_d z - \cos \beta_d h] - [C_{11}(h, z) - C_{11}(0, z)] + \cos \beta_d h [E_{11}(h, z) - E_{11}(h, 0)] \\ + \cos \Delta \{ [C_{12}(h, z, \Delta) - C_{12}(0, z, \Delta)] - \cos \beta_d h [E_{12}(h, z, \Delta) - E_{12}(0, z, \Delta)] \} \quad (D2)$$

$$G_v(z) = \psi_v [\sin \beta_d z - \sin \beta_d h] - [S_{11}(h, z) - S_{11}(0, z)] + \sin \beta_d h [E_{11}(h, z) - E_{11}(h, 0)] \\ + \cos \Delta \{ [S_{12}(h, z, \Delta) - S_{12}(0, z, \Delta)] - \sin \beta_d h [E_{12}(h, z, \Delta) - E_{12}(0, z, \Delta)] \} \quad (D3)$$

$$\text{avec } C_{11}(h, z) = \cos U_{01} [C_{c_k}(A_1, U_{11}) + C_{c_k}(A_1, U_{01}) - j S_c(A_1, U_{11}) - j S_c(A_1, U_{01})] - \\ \sin U_{01} [C_s(A_1, U_{11}) + C_s(A_1, U_{01}) - j S_s(A_1, U_{11}) - j S_s(A_1, U_{01})] \quad (D4)$$

$$S_{11}(h, z) = \sin U_{01} [C_{c_k}(A_1, U_{11}) + C_{c_k}(A_1, U_{01}) - j S_c(A_1, U_{11}) - j S_c(A_1, U_{01}) + \\ \cos U_{01} [C_s(A_1, U_{11}) - C_s(A_1, U_{01}) - j S_s(A_1, U_{11}) + j S_s(A_1, U_{01})] \quad (D5)$$

$$E_{11}(h, z) = C_i(A_1, U_{11}) + C_i(A_1, U_{01}) - j S(A_1, U_{11}) - j S(A_1, U_{01}) \quad (D6)$$

$$E_{12}(h, z, \Delta) = C_i(A_2, U_{12}) + C_i(A_2, U_{02}) - j S(A_1, U_{11}) - j S(A_1, U_{02}) \quad (D7)$$

Où l'on a noté:

$$\begin{cases} A_1 = \beta_d w & ; & U_{01} = \beta_d z & ; & U_{11} = \beta_0(h-z) \\ A_2 = \beta_d \sqrt{z^2 \sin^{-2} \Delta + w^2} & ; & U_{02} = \beta_d z \cos \Delta & ; & U_{12} = \beta_d(h - z \cos \Delta) \end{cases}$$

$$C_i(\Lambda_1) = \text{Argsh} \frac{U_{11}}{\Lambda_1} - C(U_{11}, \Lambda_1)$$

$$C_c(\Lambda_1, U_{11}) = \text{Argsh} \frac{U_{11}}{\Lambda_1} - C(U_{11}, \Lambda_1) - C_c(U_{11}, \Lambda_1)$$

$$S(a, x) = \int_0^x \frac{\sin w}{w} du$$

$$\text{avec } w = \sqrt{w^2 + u^2}$$

$$C(a, x) = \int_0^x \frac{1 - \cos w}{w} du$$

$$S_s(a, x) = \int_0^x \sin u \frac{\sin w}{w} du$$

$$S_c(a, x) = \int_0^x \cos u \frac{\sin w}{w} du$$

$$C_s(a, x) = \int_0^x \sin u \frac{\cos w}{w} du$$

$$C_c(a, x) = \int_0^x (1 - \cos u) \frac{\cos w}{w} du$$

$$C_x(a, x) = \text{Argsh} \frac{x}{a} - C(a, x) - C_c(x, a)$$

Enfin on a:

$$\psi_v = \left| \sin \beta_d h \{ [C_{11}(h, z) - C_{11}(0, z)] - \cos \Delta [C_{12}(h, z, \Delta) - C_{12}(0, z, \Delta)] \} - \right. \\ \left. - \cos \beta_d h \{ [S_{11}(h, z) - S_{11}(0, z)] - \cos \Delta [S_{12}(h, z, \Delta) - S_{12}(0, z, \Delta)] \} \right| \quad (\text{D8})$$

$$A_{v_1} = F_{v_1}(h)$$

$$M_{v_1} = F_{v_1}(z) \sin \beta_d h - G_{v_1}(z) \cos \beta_d h + G_{v_1}(h) \cos \beta_d z - F_{v_1}(h) \sin \beta_d z$$

La connaissance de ϵ_r pour les substrats utilisés permet de calculer β_d et d'obtenir ainsi, pour une longueur h d'antenne et pour un angle Δ donné, la valeur de l'impédance d'entrée Z_e .

Annexe E

Méthodes mathématiques et algorithmes utilisés

E.1 L'algorithme d'interpolation de Lagrange adapté

Nous avons utilisé la méthode de Lagrange pour interpoler des points inégalement espacés. Si l'on suppose $n+1$ données [147] (la donnée est *un point* que l'on répertorie par deux nombres):

$$(x_0, y_0), (x_1, y_1), (x_2, y_2), \dots, (x_n, y_n) \quad (E1)$$

et que nous voulons trouver le polynôme de degré $n^{\text{ème}}$ qui contient tous ces points. Il nous faut calculer les coefficients c_n du développement:

$$P_n(x) = c_n x^n + c_{n-1} x^{n-1} + \dots + c_1 x + c_0 \quad (E2)$$

de telle façon que: $P_n(x_k) = y_k \quad (E3)$

Le polynôme de Lagrange de degré n est défini par:

$$L_k(x_i) = 0 \quad \dots \quad \text{si } i \neq k$$

$$L_k(x_i) = 1 \quad \dots \quad \text{si } i = k$$

Alors, on peut écrire $P_n(x)$ en fonction des polynômes de Lagrange:

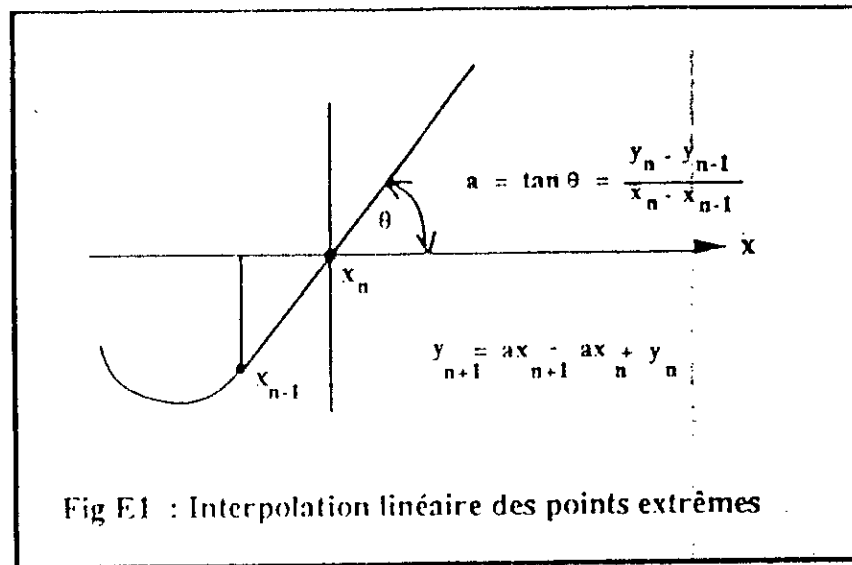
$$P_n(x) = \sum_{k=0}^n L_k(x) y_k \quad (E4)$$

Ces polynômes peuvent être calculés par:

$$L_k(x) = \prod_{i=0, i \neq k}^n \frac{x - x_i}{x_k - x_i} \quad (E5)$$

Si une donnée est située en dehors de l'intervalle $|x_n - x_0|$, on peut aussi obtenir un arrêt de cette subroutine lorsqu'elle est appelée. Pour cette raison, on a utilisé une interpolation linéaire [148].

Dans ce cas, la fonction interpolée devient continue et linéaire sur le segment (x_0, y_0) , (x_n, y_n) [Fig E.1].



Cette technique d'interpolation oblige le degré du polynôme à être toujours égal au nombre de données moins une. Cela demande un temps de calcul trop élevé et peut aussi introduire des oscillations pour la fonction $P_n(x)$, qui n'ont pas de sens physique lors de la description des relations: courant tension, conductance-tension et capacité-tension. Pour surmonter cette difficulté on a introduit dans la subroutine un algorithme pour limiter le degré du polynôme d'interpolation.

Les essais initiaux ont montré qu'en se limitant au cinquième degré on obtient une bonne courbure sans introduire d'oscillations perceptibles. Ceci assure la stabilité numérique nécessaire. La Fig E2 montre l'organigramme de l'algorithme développé pour réaliser l'interpolation ci-dessus décrite [149].

E.2 La transformée rapide de Fourier

E.2.1 Rappels sur la transformée discrète de Fourier

Soit la fonction $h(t)$ continue et sa transformée de Fourier $H(f)$ [Fig E3(a)]. Pour pouvoir traiter cette paire de fonctions continues dans un ordinateur, il faut l'échantillonner. La paire modifiée, appelée transformée discrète de Fourier, doit être la plus proche possible de la paire originale. La procédure adaptée est la suivante [150]:

- a. La fonction $h(t)$ est multipliée par une fonction d'échantillonnage $\Delta_0(t)$:

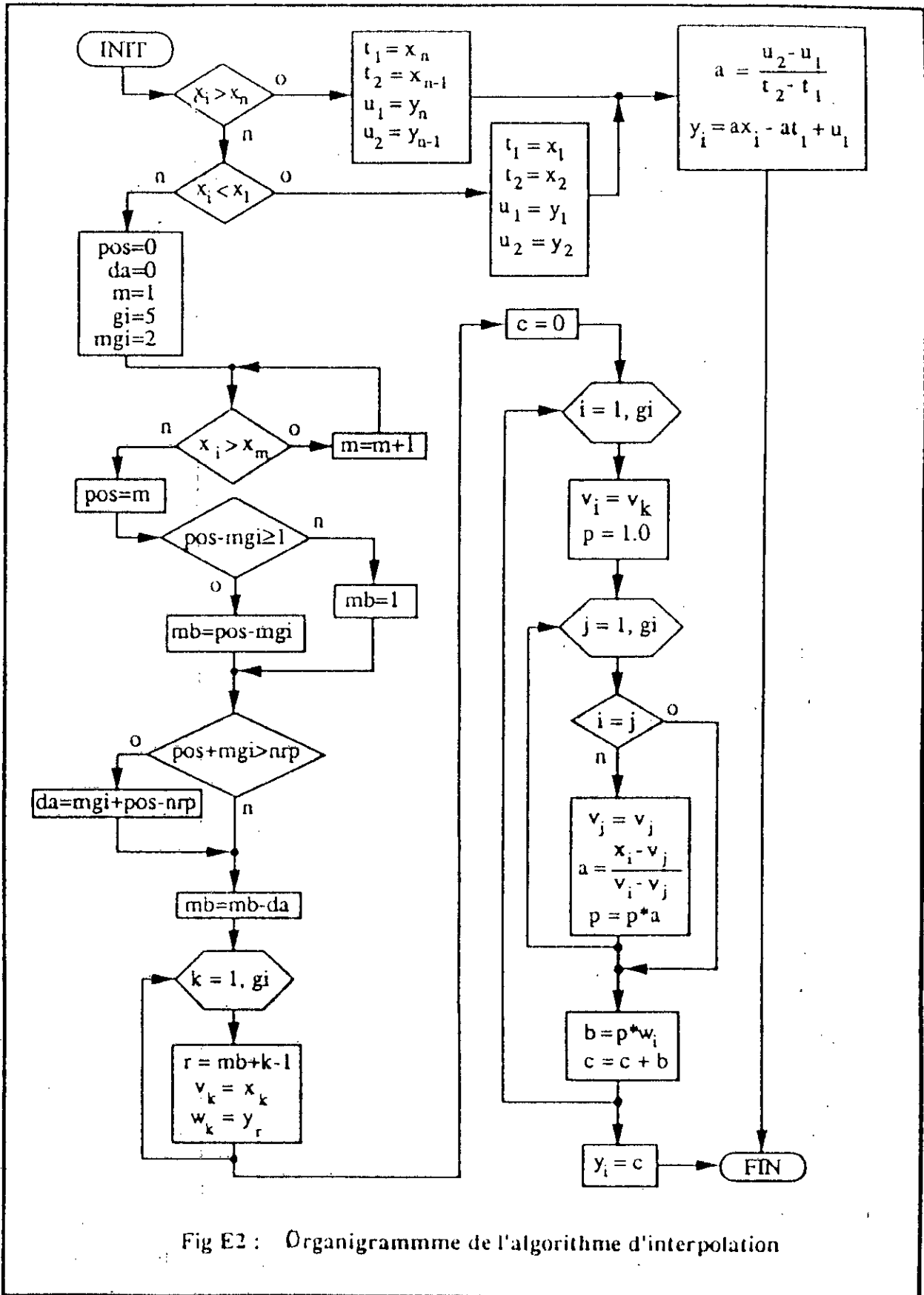


Fig E2 : Organigramme de l'algorithme d'interpolation

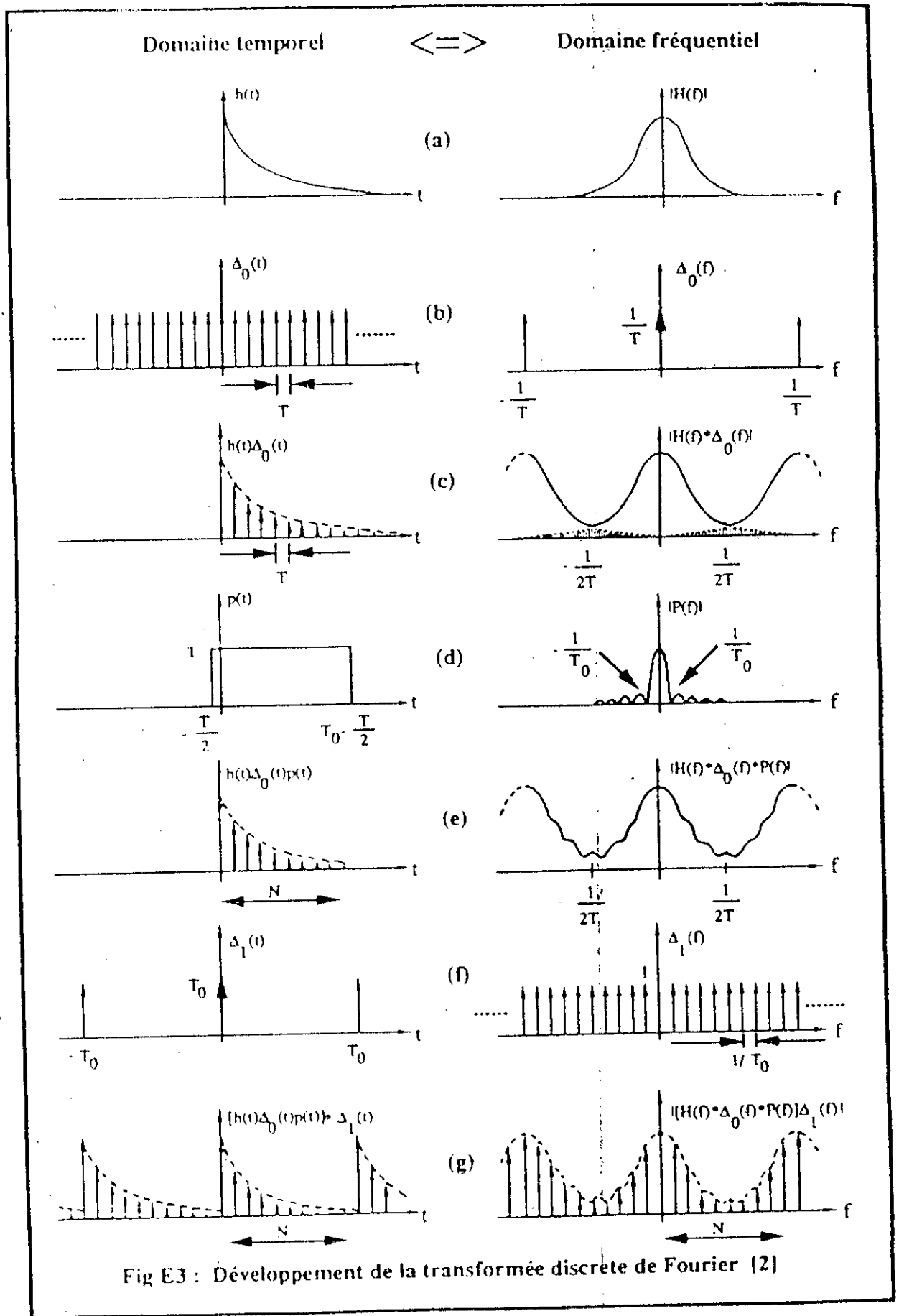


Fig E3 : Développement de la transformée discrète de Fourier [2]

$$h(t) \cdot \Delta_0(t) = h(t) \cdot \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \delta(t - kT) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} h(kT) \cdot \delta(t - kT) \quad (E6)$$

où T est l'intervalle d'échantillonnage. [Fig. E3(b)].

La Fig E3.c montre l'effet bien connu du recouvrement spectral (*aliasing*) dû au choix de T .

- b. La fonction d'échantillonnage doit être tronquée. En utilisant une fonction rectangulaire $p(t)$ [Fig E3(d)], la série infinie est tronquée sur l'intervalle T_0 , ce qui comprend $N = T_0/T$ échantillons de $\Delta_0(t)$:

$$h(t) \cdot \Delta_0(t) \cdot p(t) = \sum_{k=0}^{N-1} h(kT) \cdot \delta(t - kT) \quad (E7)$$

Le fait de tronquer la fonction $h(t) \cdot \Delta_0(t)$ produit l'apparition d'ondulation dans le spectre [Fig E3(e)]. Par contre, le bon choix de T_0 peut réduire le phénomène de recouvrement spectral, car si T_0 augmente, le spectre de $p(t)$ est moins étendu autour de l'origine des fréquences. Cela veut dire que nous avons pris un nombre plus important d'échantillons de la fonction primitive $h(t)$. Ceci est en conformité avec le Théorème de l'Echantillonnage.

- c. Pour échantillonner la transformée $H(f)$. On prend une nouvelle fonction $\Delta_1(t)$ [Fig E3(f)], définie par:

$$\Delta_1(t) = T_0 \sum_{r=-\infty}^{+\infty} \delta(t - rT_0) \quad (E8)$$

La convolution de $\Delta_1(t)$ par la fonction $h(t) \cdot \Delta_0(t) \cdot p(t)$ définie par (E7) donne la fonction discrète $g(t)$ approchée de $h(t)$ [Fig E3(g)].

$$g(t) = [h(t) \cdot \Delta_0(t) \cdot p(t)] * \Delta_1(t) = T_0 \sum_{r=-\infty}^{+\infty} \left[\sum_{k=0}^{N-1} h(kT) \cdot \delta(t - kT - rT_0) \right] \quad (E9)$$

- d. La transformée $G(f)$ peut être calculée à partir du développement en série de Fourier:

$$G\left(\frac{n}{T_0}\right) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} c_n \delta(f - nf_0), \quad f_0 = \frac{1}{T_0} \quad (E10)$$

où:

$$c_n = \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0-T/2} g(t) \cdot e^{-j2\pi nt/T_0} dt, \quad n=0, \pm 1, \pm 2... \quad (E11)$$

En remplaçant (E9) dans (E11):

$$G\left(\frac{n}{NT}\right) = \sum_{k=0}^{N-1} g(kT) e^{-j2\pi nk/N}, \quad n = 0, 1, 2, \dots, N-1 \quad (E12)$$

e. La transformée inverse peut donc être établie:

$$g(kT) = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} G\left(\frac{n}{NT}\right) e^{j2\pi nk/N}, \quad k = 0, 1, 2, \dots, N-1 \quad (E13)$$

f. Cependant, il existe encore une différence entre $H(f)$ et $G(n/NT)$ due au facteur T_0 de l'expression (E8). Un facteur d'échelle T est ajouté à (E13), ce qui permet de trouver la transformée discrète cherchée [152]:

$$H\left(\frac{n}{NT}\right) = T \sum_{k=0}^{N-1} h(kT) \cdot e^{-j2\pi nk/N} \quad (E14)$$

Les conditions de validité pour que la transformée discrète puisse remplacer la transformée continue sont:

- la fonction continue $h(t)$ doit être périodique et avoir un spectre limité.
- le taux d'échantillonnage minimum doit être deux fois plus grand que la fréquence la plus élevée du spectre de $h(t)$ (taux de Nyquist).
- la fonction de partition $\Delta_1(t)$ doit être non-nulle pour tout l'intervalle T_0 de durée égale à une ou plusieurs périodes de $h(t)$.

E.2.2 Algorithme de la TRF (Transformée Rapide de Fourier) utilisée

Si l'on désigne par $W = e^{j2\pi/N}$ et la fonction discrète par $x_n(t)$, en prenant compte (E12) et (E13), la paire discrète devient [152]:

$$X(n) = \sum_{k=0}^{N-1} x_0(k) \cdot W^{nk} \quad (E15)$$

et

$$x_0(n) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} X(n) \cdot W^{-nk} \quad (E16)$$

$$n = 0, 1, 2, \dots, N-1$$

Dans le cas où $N=2^n$ ($n=1,2,3,\dots$) le calcul de la transformée peut être simplifié et devenir beaucoup plus rapide grâce à un algorithme basé sur le comportement périodique de W^{nk} . Prenons, par exemple, $N=4$. On peut écrire (E10) avec une notation matricielle:

$$\begin{bmatrix} X(0) \\ X(1) \\ X(2) \\ X(3) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} W^0 & W^0 & W^0 & W^0 \\ W^0 & W^1 & W^2 & W^3 \\ W^0 & W^2 & W^4 & W^6 \\ W^0 & W^3 & W^6 & W^9 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x_0(0) \\ x_0(1) \\ x_0(2) \\ x_0(3) \end{bmatrix} \quad (E17)$$

Les X correspondent au domaine fréquentiel et les x au domaine temporel. On remarque qu'il nous faut effectuer, pour chaque élément de $[X(n)]$, quatre multiplications plus quatre additions complexes. Si $N=4$, le facteur W^m se répète dès que $m > 3,7,11,\dots$, et (E17) devient:

$$\begin{bmatrix} X(0) \\ X(1) \\ X(2) \\ X(3) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & W^1 & W^2 & W^3 \\ 1 & W^2 & W^0 & W^2 \\ 1 & W^3 & W^2 & W^1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x_0(0) \\ x_0(1) \\ x_0(2) \\ x_0(3) \end{bmatrix} \quad (E18)$$

Ce qui permet une première simplification des calculs. La matrice carrée peut être développée en deux facteurs, de la façon suivante [153]:

$$\begin{bmatrix} X(0) \\ X(2) \\ X(1) \\ X(3) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & W^0 & 0 & 0 \\ 1 & W^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & W^1 \\ 0 & 0 & 1 & W^3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & W^0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & W^0 \\ 1 & 0 & W^2 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & W^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_0(0) \\ x_0(1) \\ x_0(2) \\ x_0(3) \end{bmatrix} \quad (\text{E19})$$

Cependant, cette dernière opération ne respecte plus le classement des éléments de matrice de $[X(n)]$. On désigne par $[x_1(n)]$ la matrice obtenue par la première multiplication. Si l'on tient compte des relations:

$$W^2 = -W^0$$

$$W^3 = -W^1$$

Alors:

$$\begin{bmatrix} x_1(0) \\ x_1(1) \\ x_1(2) \\ x_1(3) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & W^0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & W^0 \\ 1 & 0 & -W^0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & -W^0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_0(0) \\ x_0(1) \\ x_0(2) \\ x_0(3) \end{bmatrix} \quad (\text{E20})$$

$$\text{soit} \begin{cases} x_1(0) = x_0(0) + W^0 x_0(2) \\ x_1(1) = x_0(1) + W^0 x_0(3) \\ x_1(2) = x_0(0) - W^0 x_0(2) \\ x_1(3) = x_0(1) - W^0 x_0(3) \end{cases} \quad (\text{E21})$$

La multiplication qui reste est réduite à:

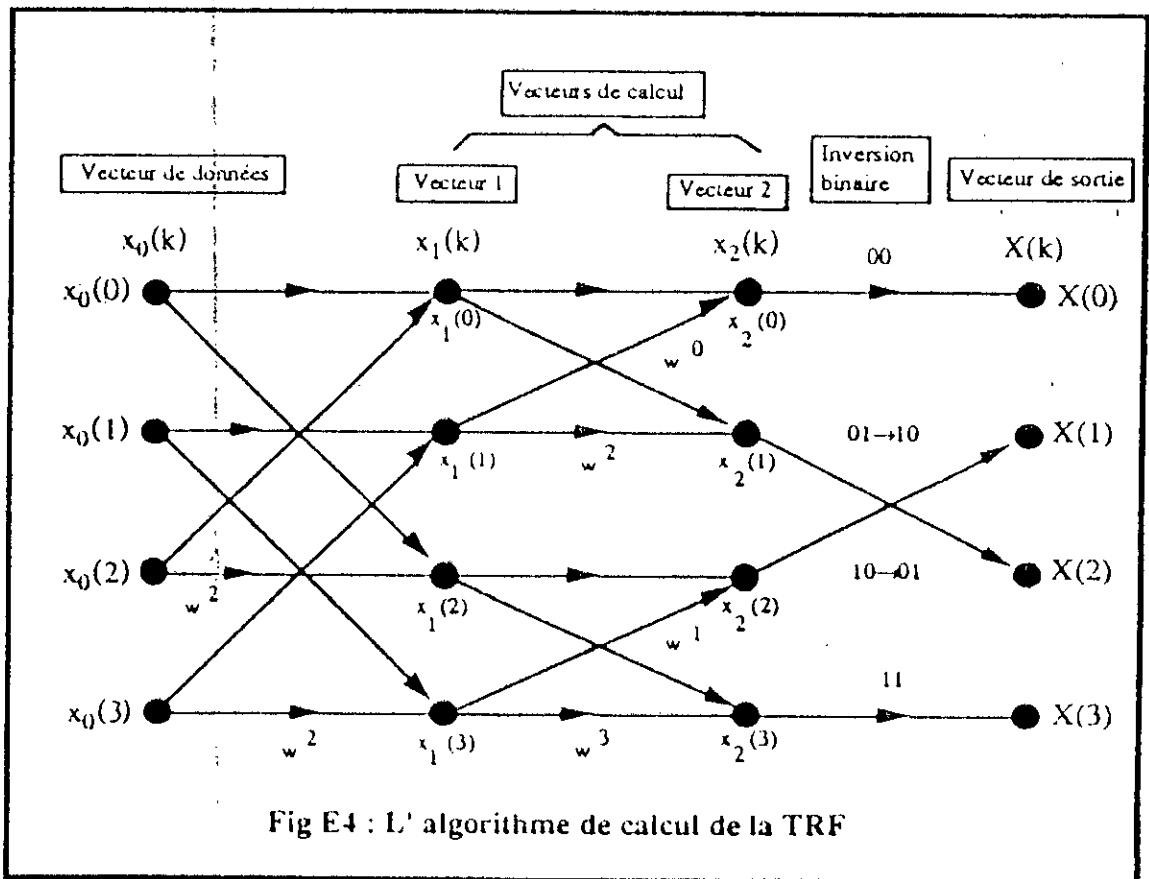
$$\begin{bmatrix} X(0) \\ X(2) \\ X(1) \\ X(3) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x_2(0) \\ x_2(1) \\ x_2(2) \\ x_2(3) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & W^0 & 0 & 0 \\ 1 & -W^0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & W^1 \\ 0 & 0 & 1 & -W^1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1(0) \\ x_1(1) \\ x_1(2) \\ x_1(3) \end{bmatrix} \quad (\text{E22})$$

$$\text{soit} \begin{cases} X(0) = x_2(0) = x_1(0) + W^0 x_1(1) \\ X(2) = x_2(1) = x_1(0) - W^0 x_1(1) \\ X(1) = x_2(2) = x_1(2) + W^1 x_1(3) \\ X(3) = x_2(3) = x_1(2) - W^1 x_1(3) \end{cases} \quad (\text{E23})$$

On obtient un calcul nécessitant seulement deux multiplications et deux additions, ce qui diminuera le temps de calcul sur ordinateur. Pour retrouver la succession normale des éléments de matrice de $[X(n)]$, il suffit d'écrire n en binaire et d'échanger 0 et 1 dans la notation (inversion linéaire). Ainsi:

$$\begin{bmatrix} X(0) \\ X(2) \\ X(1) \\ X(3) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} X(00) \\ X(10) \\ X(01) \\ X(11) \end{bmatrix} \Rightarrow \text{inversion binaire} \Rightarrow \begin{bmatrix} X(00) \\ X(01) \\ X(10) \\ X(11) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} X(0) \\ X(1) \\ X(2) \\ X(3) \end{bmatrix} \quad (E24)$$

On peut représenter l'algorithme [152] en utilisant le schéma de la Fig E4:



Sa formulation générale s'écrit:

$$\begin{cases} x_i(k) = x_{i-1}(k) + W^p x_{i-1}(k+N \cdot 2^i) \\ x_i(k+N/2^i) = x_{i-1}(k) - W^p x_{i-1}(k+N \cdot 2^i) \end{cases} \quad (E25)$$

L'exposant p est trouvé de la façon suivante:

- a. Calcul de $\gamma = \log_2 N$
- b. Conversion de k pour la base 2 avec γ chiffres binaires.
- c. Déplacement de $(\gamma-i)$ chiffres binaires à droite, en remplissant les endroits vides à gauche par zéros.
- d. Inversion du numéro binaire.
- e. Conversion décimale du résultat.

La transformée inverse est réalisée de la même manière, simplement en changeant le signe de l'exposant nk , dans la relation (E15).

E.2.3 Application de la TRF à l'analyse spectrale

L'organigramme de la Fig. E5 présente l'algorithme utilisé pour effectuer la TRF directe et inverse dans le but de calculer les coefficients de Fourier de la forme d'onde du signal et de revenir à cette forme d'onde à partir de ces coefficients. La transformée inverse est utilisée après avoir effectué les itérations non-linéaires du calcul en grands signaux.

La TRF permet d'établir la paire $h(kT)$ et $H(n/NT)$. Cependant, la détermination des coefficients de Fourier impose des adaptations et quelques simplifications à la TRF. La suite de la transformée discrète est symétrique par rapport au centre (échantillon $n = N/2$), puisque sa partie réelle est paire. Le résultat pour $n > N/2$ correspond aux fréquences négatives du spectre de $h(kT)$. Alors, il suffit de calculer $H(n/NT)$ de $n = 0$ jusqu'à $n = (N/2)-1$. Le rapport entre les coefficients de la série c_n et la transformée de Fourier $H(f)$ est donnée par:

$$c_n = \frac{1}{T_0} H(nf_0) = \frac{1}{T_0} H\left(\frac{n}{T_0}\right) \quad (\text{E26})$$

On obtient la suite des c_n avec (E14):

$$c_n = \frac{1}{T_0} H\left(\frac{n}{NT}\right) = \frac{T}{NT} \sum_{k=0}^{N-1} h(kT) e^{-j2\pi nk/N} = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} h(kT) e^{-j2\pi nk/N} \quad (\text{E27})$$

(E27) et (E13) permettent de revenir à la suite temporelle:

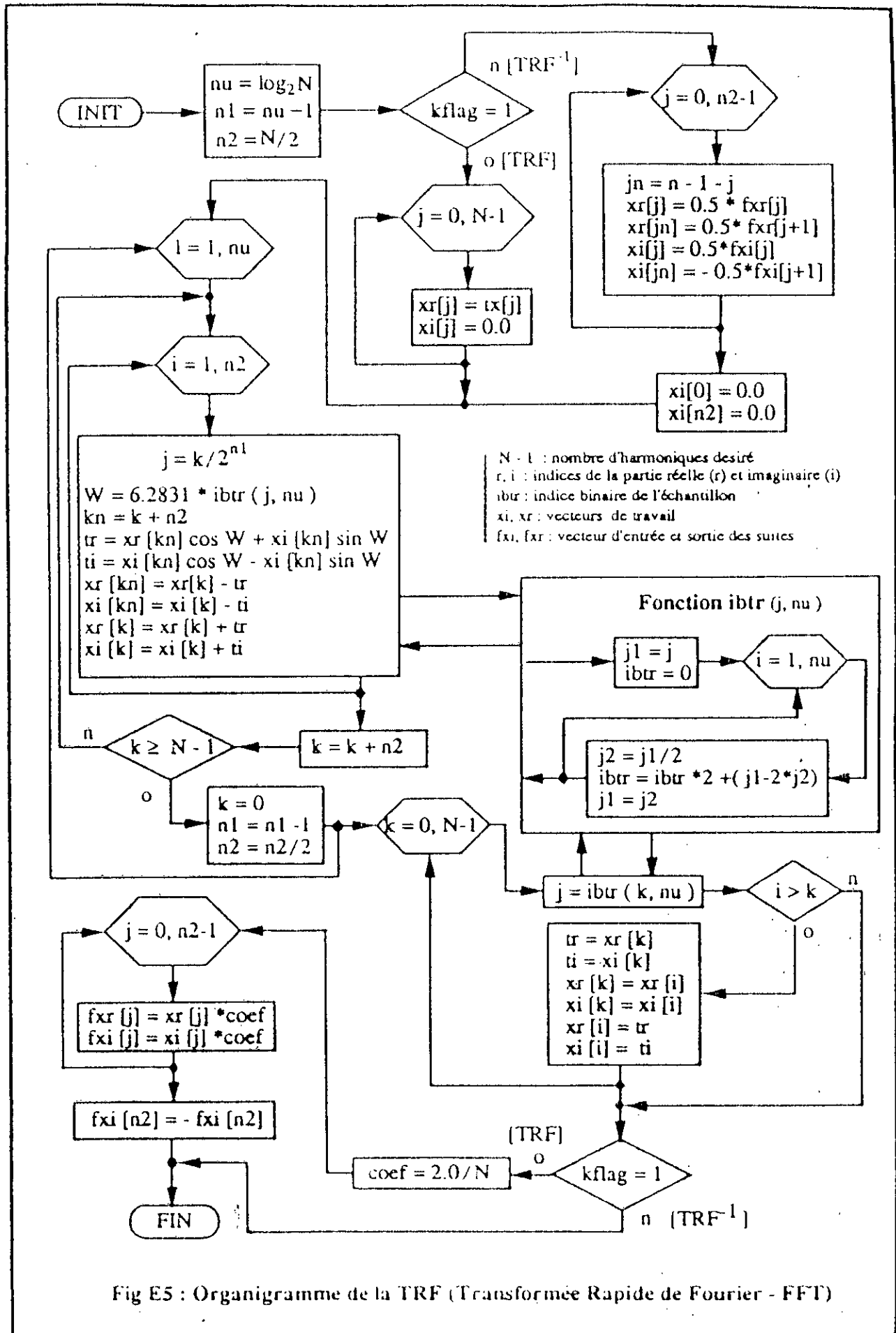


Fig E5 : Organigramme de la TRF (Transformée Rapide de Fourier - FFT)

$$h(kT) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} H\left(\frac{n}{NT}\right) e^{j2\pi nk/N} = \sum_{n=0}^{N-1} \frac{1}{N} H\left(\frac{n}{NT}\right) e^{j2\pi nk/N} = \sum_{n=0}^{N-1} c_n e^{j2\pi nk/N} \quad (\text{E28})$$

Cette suite de déductions montre la raison pour laquelle le procédé pris pour l'algorithme semble s'opposer aux expressions (E15) et (E16). Les opérations algébriques complexes ont été dédoublées en calculs réels. C'est pour cela que l'on trouve la multiplication pour 2,0 dans la transformée directe et pour 0,5 dans la transformée inverse. On a pris les relations:

$$c_n = \frac{a_n - jb_n}{2} \quad \begin{cases} a_n = 2c_n \cos[\arg(c_n)] \\ b_n = 2c_n \sin[\arg(c_n)] \end{cases} \quad (\text{E29})$$

L'algorithme a été modifié pour traiter directement les suites de 0 à N-1 au lieu des suites de 1 à N, employées par Maas [43]. Ce procédé introduit une correction à l'organigramme de départ proposé par Brigham [151]. Pour assurer la stabilité numérique de la TRF et aider la convergence du calcul de grands signaux (voir les Chap. III et IV), il faut tenir compte du fait que la suite fréquentielle de la partie réelle est une fonction continue et paire, alors que la suite fréquentielle de la partie imaginaire est une fonction impaire et non continue, pour l'échantillon central. Pour éviter des instabilités numériques, on doit annuler la partie imaginaire de la dernière raie de la suite fréquentielle et en faire son inversion pour revenir au domaine du temps, d'après Brigham[151] et Maas[43].

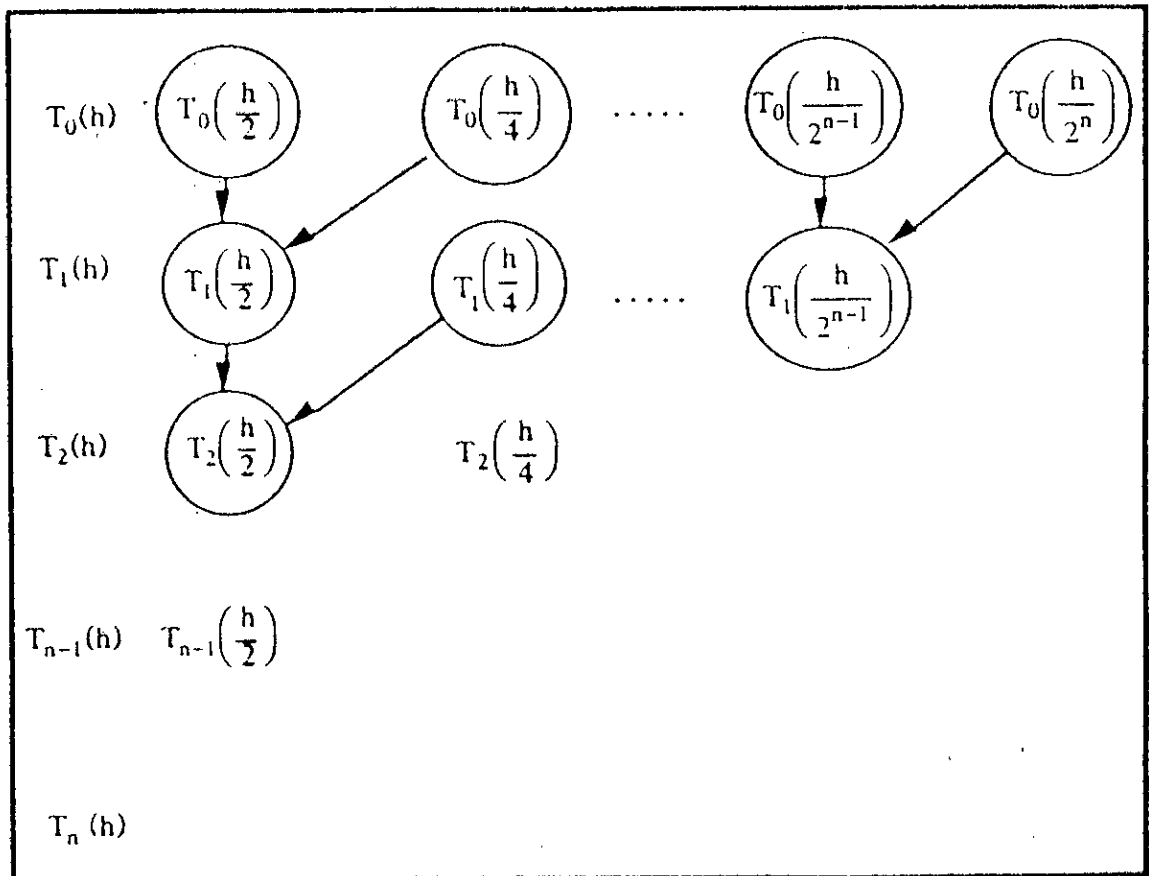
E.3 Intégration numérique par la méthode de Romberg

La méthode d'intégration numérique de Romberg est basée sur l'utilisation de trapèzes[154]. Son avantage est que la précision désirée peut être choisie a priori. On commence par fixer un pas d'intégration initiale h , qui permet d'estimer la valeur $T_p(h)$ d'ordre $p = 0$, calculée par la méthode des trapèzes. Si h est divisé par 2, on obtient une nouvelle estimation $T_0(h/2)$ plus précise que la précédente. De la même façon, $T_0(h/4)$, $T_0(h/8)$ jusqu'à $T_0(h/2^n)$, $n = 0,1,2,\dots$ peuvent être calculés. Cette série converge vers la valeur exacte de

l'intégrale. Romberg a proposé le développement de nouvelles séries d'ordre supérieur à zéro en utilisant la relation de récurrence [147]:

$$T_p\left(\frac{h}{2^k}\right) = \frac{4^p T_{p-1}\left(\frac{h}{2^{k+1}}\right) - T_{p-1}\left(\frac{h}{2^k}\right)}{4^p - 1}, \quad \begin{matrix} k \in [0, n-p] \\ p = 1, 2, 3, \dots, n \end{matrix} \quad (E30)$$

On peut montrer que $T_{p+1}(h/2^{k+1})$ donne une meilleure approximation pour la valeur de l'intégrale que la valeur $T_p(h/2^k)$. De plus, la suite d'ordre converge bien plus rapidement que la suite de départ $T_0(h/2^k)$. L'algorithme peut être résumé sur le tableau ci-dessous [148]:



La dimension du tableau croît jusqu'à ce que la différence entre $T_{n+1}(h)$ et $T_n(h)$ soit plus petite que la précision fixée. Cependant, à cause de la durée de calcul et des limitations de la taille du tableau de variables imposées par le compilateur Pascal utilisé, n est limité à 8 et l'erreur admise est de 0,01. Plusieurs essais entrepris ont montré que la plupart des intégrations faites donnent cette précision avant d'atteindre la dimension $n = 8$.

L'algorithme suit la séquence suivante [148]:

a. $T[0,0] = T_0(h) = \frac{h}{2} [f(b) + f(a)]$, ($h = b-a$ et $m = 0$)

b. $T[0,1] = T_0\left(\frac{h}{2}\right) = h \left[\frac{f(b) + f(a)}{2} + f(a+h) \right]$, ($h = \frac{b-a}{2}$ et $m = 1$)

c. $T[1,0] = \frac{4 T_0\left(\frac{h}{2}\right) - T_0(h)}{4 - 1}$, (formule de Romberg)

d. $T[0,2] = h \left[\frac{f(b) + f(a)}{2} + f(a+h) + f(a+2h) \right]$, ($h = \frac{b-a}{4}$ et $m = 2$)

e. $T[1,1] = \frac{4 T_0\left(\frac{h}{4}\right) - T_0\left(\frac{h}{2}\right)}{4 - 1}$

f. $T[2,0] = \frac{4^2 T_1\left(\frac{h}{2}\right) - T(h)}{4^2 - 1}$

L'organigramme est présenté dans la Fig E6 [151].

E.4 L'approximation de la barrière de potentiel

Pour des valeurs de $x < 1(\text{Å})$ et $x > s-1(\text{Å})$, on approxime la fonction continue $\varphi(x)$ par une fonction parabolique tangente à $\varphi(x)$ en $x=1(\text{Å})$ et $x=s-1(\text{Å})$. La Fig E7 montre tous les paramètres nécessaires pour calculer cette approximation. Les données du départ sont les suivantes:

- à gauche

$$P_{01} \begin{cases} x_{01} = 0 \\ y_{01} = \eta_1 \end{cases} \quad \text{(énergie du bas de la bande de conduction du métal } l \text{ mesurée par rapport au niveau de Fermi)}$$

$$P_1 \begin{cases} x_1 = 1 \text{ Å} \\ y_1 = \varphi(x_1) \\ \varphi'(x_1) \end{cases} \quad \text{(pente de la fonction } \varphi(x) \text{ en } x = x_1)$$

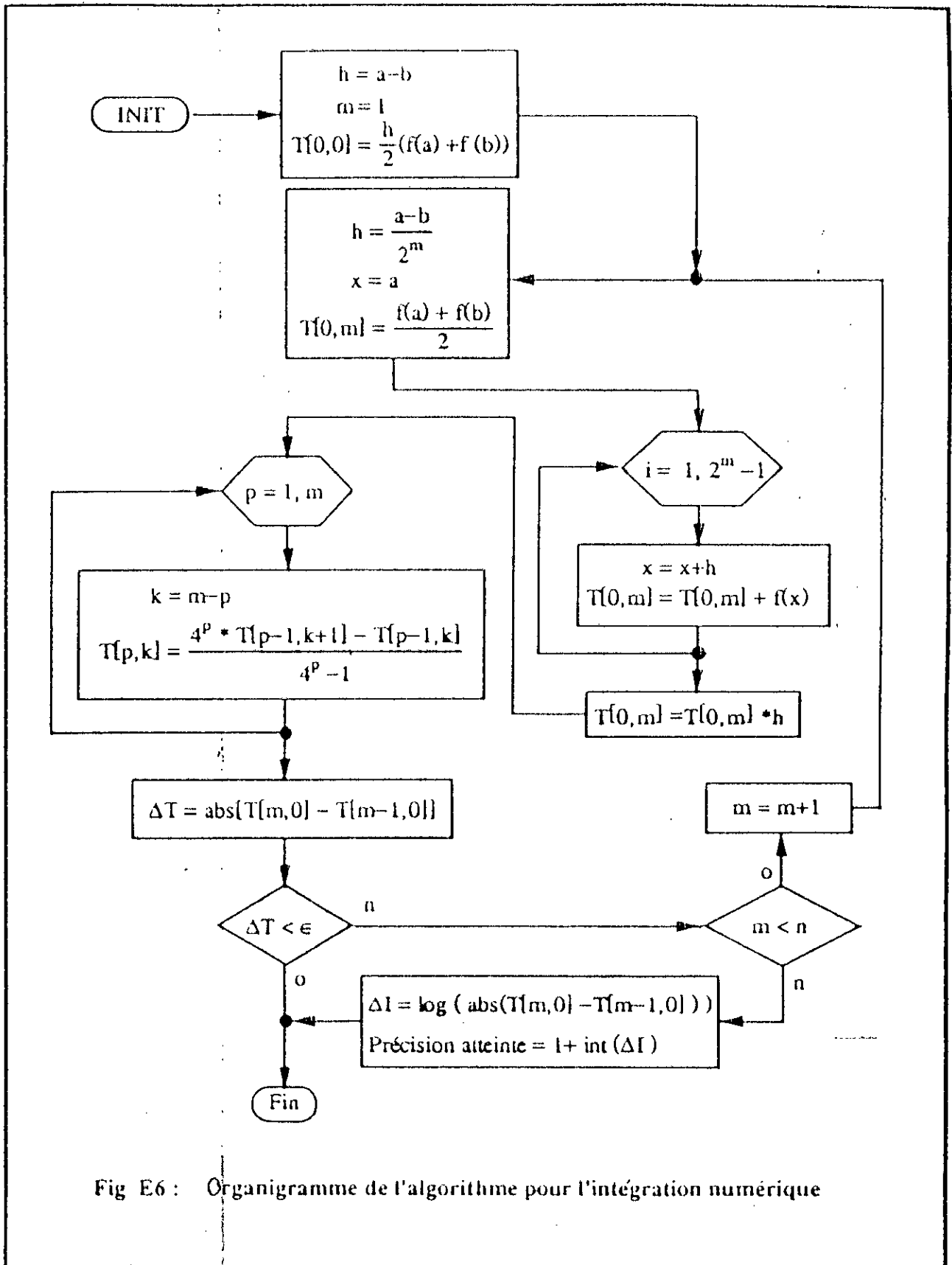


Fig E6 : Organigramme de l'algorithme pour l'intégration numérique

a droite

$$P_{02} \begin{cases} x_{02} = s \\ y_{02} = \eta_2 \end{cases} \quad (\text{idem pour le métal 2})$$

$$P_2 \begin{cases} x_2 = s - 1 \text{ \AA} \\ y_{02} = \varphi(x_2) \\ \varphi'(x_2) \end{cases} \quad (\text{idem en } x = x_2)$$

On prend une fonction parabolique avec sa forme canonique aussi bien pour l'approximation à droite qu'à gauche:

$$\varphi(x) = a_i x^2 + b_i x + c_i \quad (\text{E31})$$

$$[a_i, b_i, c_i] \begin{cases} [a_1, b_1, c_1] \\ [a_2, b_2, c_2] \end{cases}$$

(où les indices 1 et 2 désignent respectivement les fonctions valables sur la partie gauche ou droite de la Fig E7) et sa 1^{ère} dérivée :

$$\varphi'(x) = 2a_i x + b_i \quad (\text{E32})$$

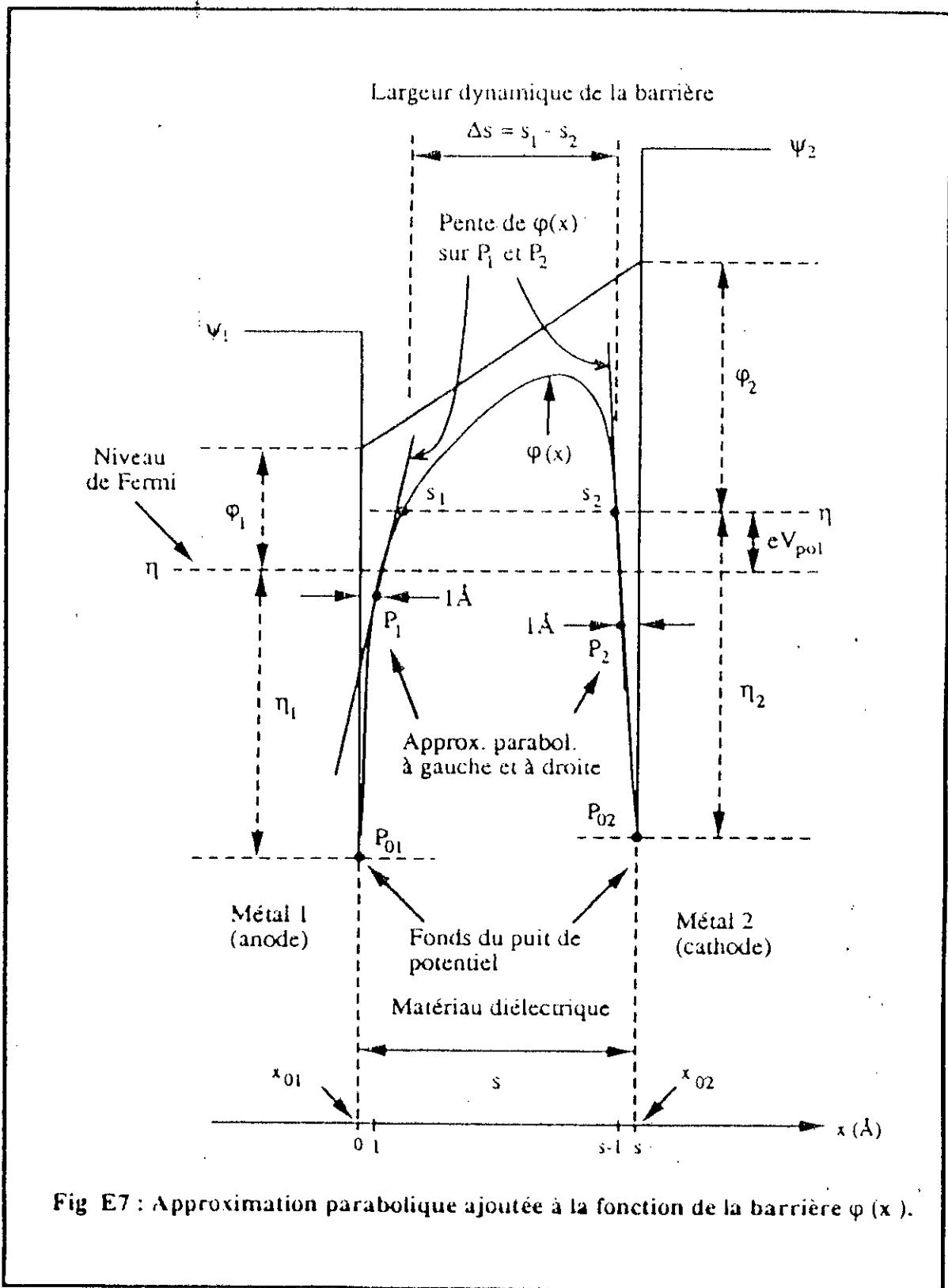
Les fonctions d'approximation sont calculées à partir de deux points connus (P_{01}, P_1 ou P_{02}, P_2) et de la pente de $\varphi(x)$ en P_1 (ou P_2). Les inconnues a_i, b_i et c_i sont alors données par:

$$\left\{ \begin{array}{l} a_i = \frac{\varphi(x_{0i}) - \varphi(x_i)}{(x_{0i} - x_i)^2} - \frac{\varphi'(x_i)}{x_{0i} - x_i} \end{array} \right. \quad (\text{E33})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} b_i = \varphi'(x_i) - 2x_i a_i \end{array} \right. \quad (\text{E34})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} c_i = \varphi(x_{0i}) - x_{0i}^2 a_i - x_{0i} b_i \end{array} \right. \quad (\text{E35})$$

Dans ces relations i correspond soit aux valeurs à gauche (1), soit aux valeurs à droite (2). On trouve finalement:



Paramètre	à gauche (i = 1)	à droite (i = 2)
a_i	$-\eta_1 - \varphi(1) + \varphi'(1)$	$-\eta_2 - \varphi(s-1) - \varphi'(s-1)$
b_i	$\varphi'(1) - 2a$	$\varphi'(s-1) - 2(s-1)a$
c_i	$\varphi(1) - a - b$	$\varphi(s-1) - s^2a - sb$

Les dérivées sont calculées numériquement avec une approximation d'ordre 6 [148, 154] de la fonction $f(x)$:

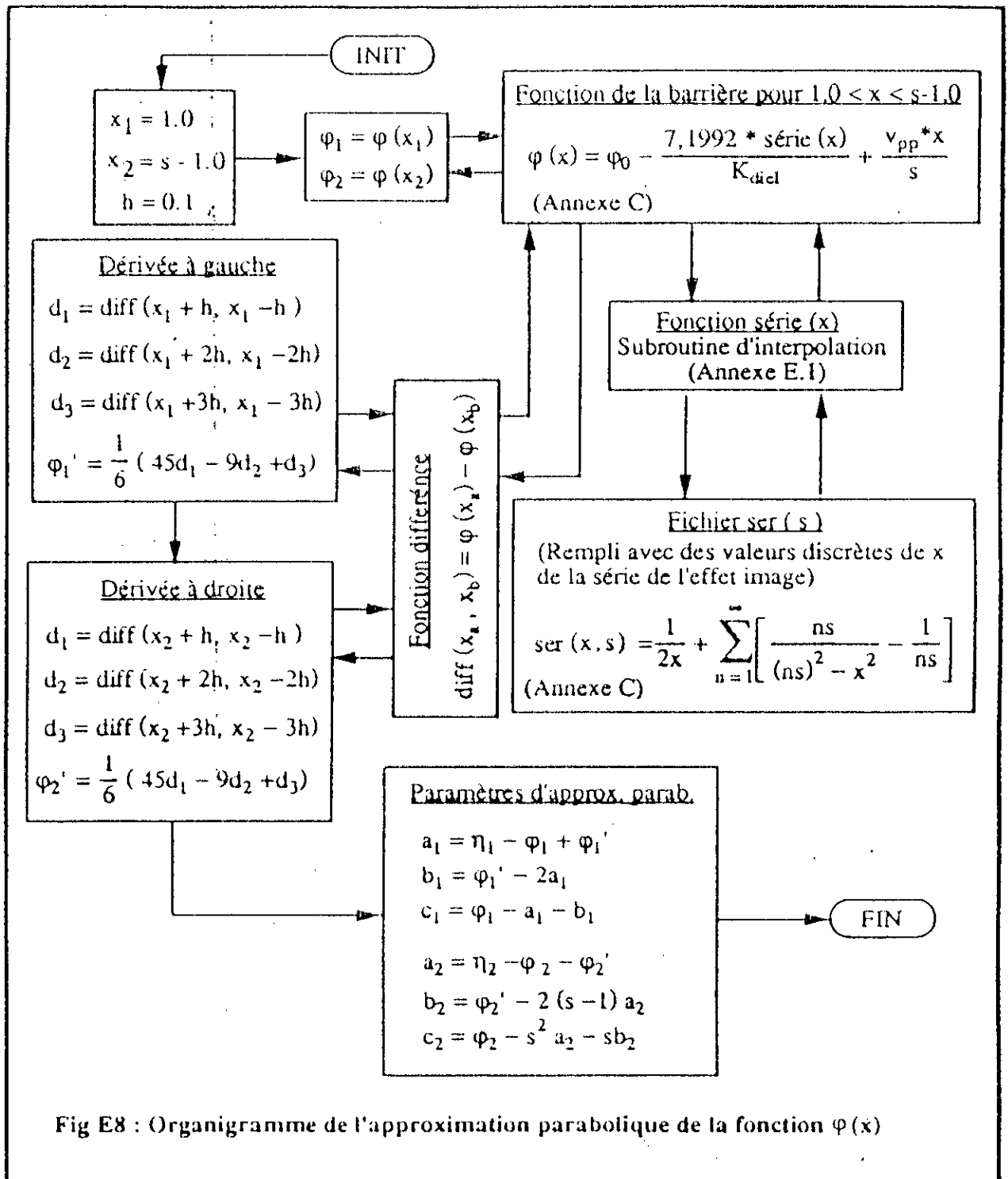
$$f'(x_0) = \frac{1}{60h} [45 \Delta f(h) - 9 \Delta f(2h) + \Delta f(3h)] \quad (E36)$$

$$\begin{aligned} \text{d'où:} \quad \Delta f(h) &= f(x_0 + h) - f(x_0 - h) \\ \Delta f(2h) &= f(x_0 + 2h) - f(x_0 - 2h) \\ \Delta f(3h) &= f(x_0 + 3h) - f(x_0 - 3h) \end{aligned}$$

Divers essais ont montré que cette méthode donne une très bonne approximation sans avoir recours à une double précision. L'organigramme pour calculer l'ensemble de paramètres $\{a_2, b_2, c_2\}$ et $\{a_1, b_1, c_1\}$ pour l'approximation parabolique à gauche et à droite de la barrière $\varphi(x)$ est détaillé sur la Fig E8.

E.5 Méthode de Newton-Raphson adaptée au calcul des valeurs de s_1 et s_2 de la barrière de potentiel $\varphi(x)$ au niveau de Fermi de la cathode

La méthode de Newton-Raphson est utilisée pour résoudre des équations transcendantes avec une vitesse raisonnable de convergence [147,155]. Le défaut de cette méthode est la nécessité d'avoir une valeur initiale proche de la racine recherchée, sinon l'algorithme risque de ne pas converger. Dans le cas de la diode MIM, cette difficulté est minimisée à cause la forme quasi-parabolique de la barrière de potentiel. Ainsi, les valeurs de départ $x_1 = 1(\text{\AA})$ et $x_2 = s-1(\text{\AA})$ pour calculer s_1 et s_2 , respectivement, constituent des très bons points de départ [90].

Fig E8 : Organigramme de l'approximation parabolique de la fonction $\varphi(x)$

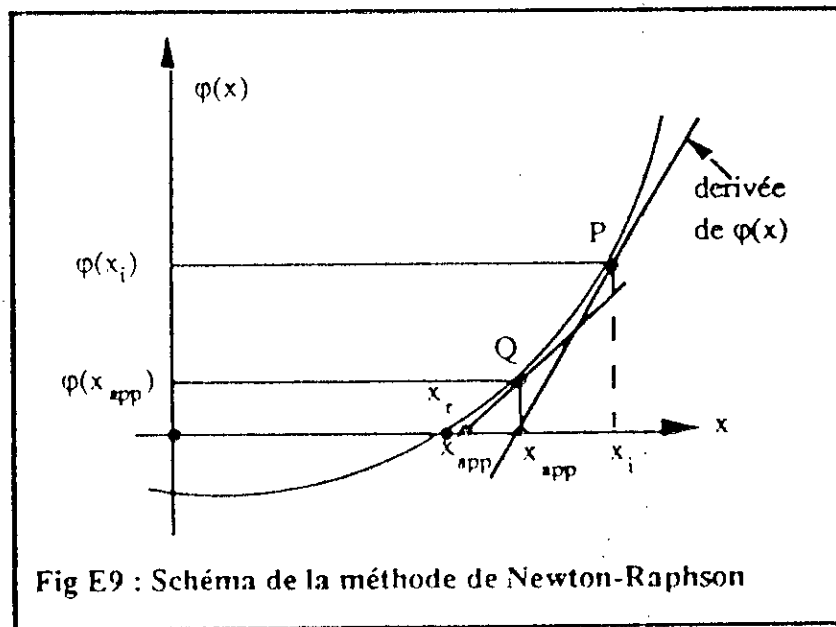
Prenons le point P pour commencer [Fig E9] les itérations. La dérivée de $f(x)$ sur P permet d'obtenir l'approximation x_{app} de la racine. $\varphi(x_{app})$ donne le point Q où l'on peut recommencer le calcul de la dérivée et obtenir la valeur x'_{app} et ainsi de suite. Le développement en série de Taylor donne:

$$\varphi(x_{app}) = \varphi(x_i) + (x_{app} - x_i) \cdot \varphi'(x_i) + \dots + \frac{\varphi^{(k)}(x_i) (x_{app} - x_i)^k}{k!} + R \quad (E37)$$

Si l'on suppose que x_{app} est assez proche de la racine x_p , alors $\varphi(x_{app}) \approx 0$ et

$$x_{app} = x_i - \frac{\varphi(x_i)}{\varphi'(x_i)} \quad (E38)$$

La dérivée de la fonction $\varphi(x)$ est calculée conformément au paragraphe E.4. L'application de cet algorithme dans le programme *Param.Diode* est présentée dans l'organigramme dans la Fig E10.



E.6 Intégration de l'équation différentielle non-linéaire (I.50)

On utilise une approximation de la méthode "recherche du semi-intervalle" [147] connue pour résoudre les équations transcendentes. Néanmoins, l'équation (I.50) dépend de deux fonctions non linéaires [$c_j(v_j)$ et $i_R(v_j)$] impose une approche tout particulière.

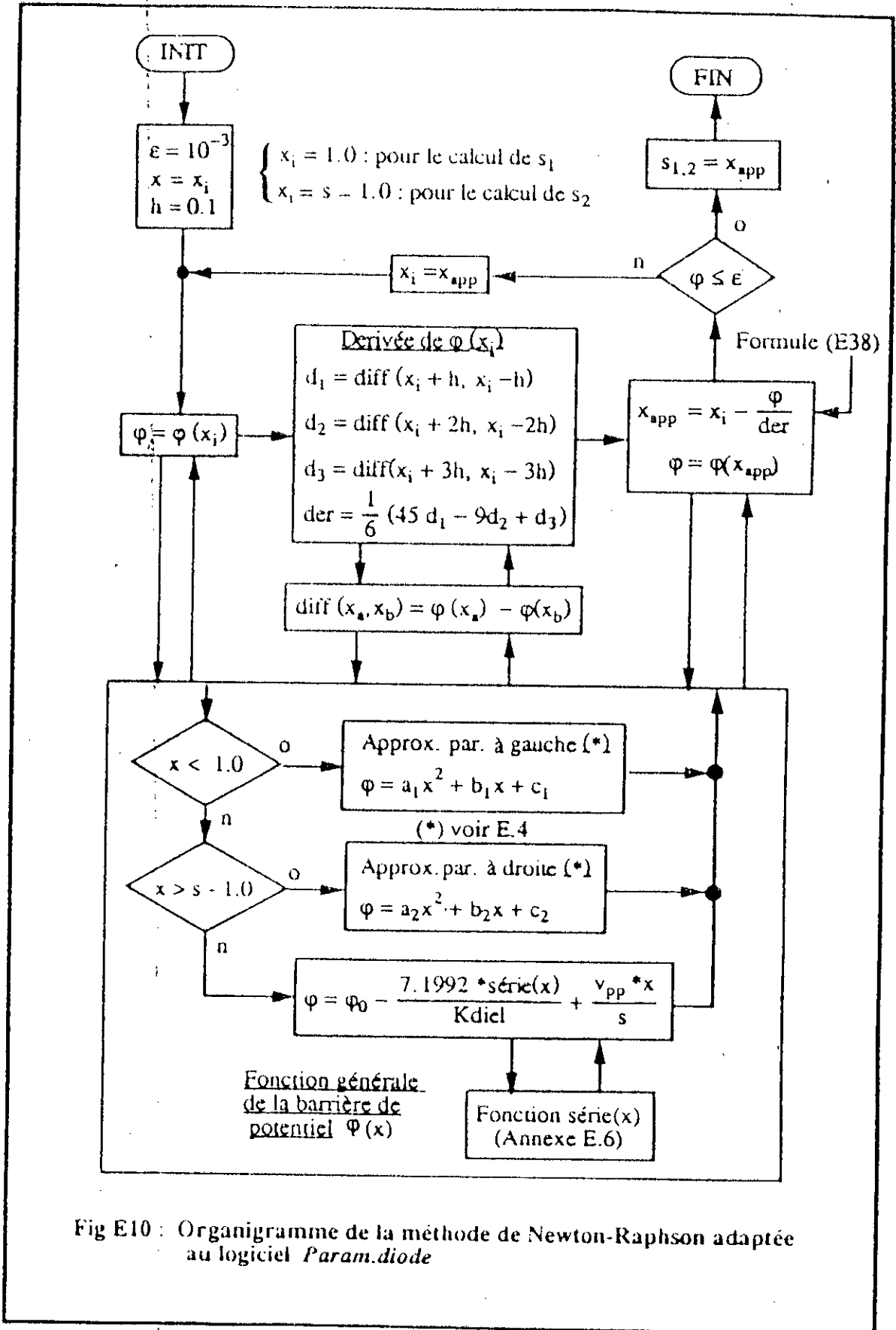


Fig E10 : Organigramme de la méthode de Newton-Raphson adaptée au logiciel *Param.diode*

L'analyse temporelle est faite à partir de la réponse du circuit au train de M impulsions geré par l'échantillonnage de la tension $v_i(t)$ à l'entrée de la ligne de transmission fictive [43]. La réponse à chaque impulsion est calculée, individuellement, en ajoutant la variation moyenne *mémorisée* dans la partie réactive du circuit $c_j(v_j)$. Il faut donc déterminer l'état initial du circuit, supposé au repos au début du process, quand la première impulsion $v_i[0]$ arrive. A cet instant le schéma équivalent de la Fig III.7 peut être réduit au circuit de la Fig E11(a).

La capacité de la jonction est considérée comme un circuit ouvert, donc $i_d[0] = i_j[0]$. La valeur de la tension aux bornes de la conductance non-linéaire est comprise dans l'intervalle $[0, 2v_i]$. La valeur zéro correspond au court-circuit ($g_j \rightarrow \infty$), tandis que $2v_i$ est la valeur maximale obtenue pour le circuit ouvert ($g_j = 0$). Pour le schéma de la Fig E11(a), on peut donc établir:

$$\text{func} = 2v_i[0] - (Z_c + R_s) i_d(v_{j\text{est}}) - v_{j\text{est}} \quad (\text{E39})$$

On suppose la valeur "estimée" $v_{j\text{est}} = v_i[0]$ pour démarrer le calcul dans l'intervalle $[0, 2v_i[0]]$. Cet intervalle est réduit progressivement à la moitié, jusqu'à la convergence, obtenue quand [Fig E12, où $v_{j\text{sav}}$ est égal à $v_{j\text{est}}$]:

$$\epsilon = \text{abs}(v_{j\text{est}} - v_i[0]) < 0.005 \quad (\text{E40})$$

où $v_{j\text{sav}}$ est égal à $v_{j\text{est}}$.

Ensuite, à partir de cette valeur initiale de $v_j[0]$, en ajoutant la capacité non linéaire [Fig E11(b)], le calcul est répété pour chaque échantillon de $v_j[q]$. Maintenant, l'algorithme cherche l'annulation de la dérivée dv_j/dt , ce qui indique l'état stationnaire de la tension v_j sur la capacité c_j et alors, la convergence.

La fonction à être annuler s'écrit:

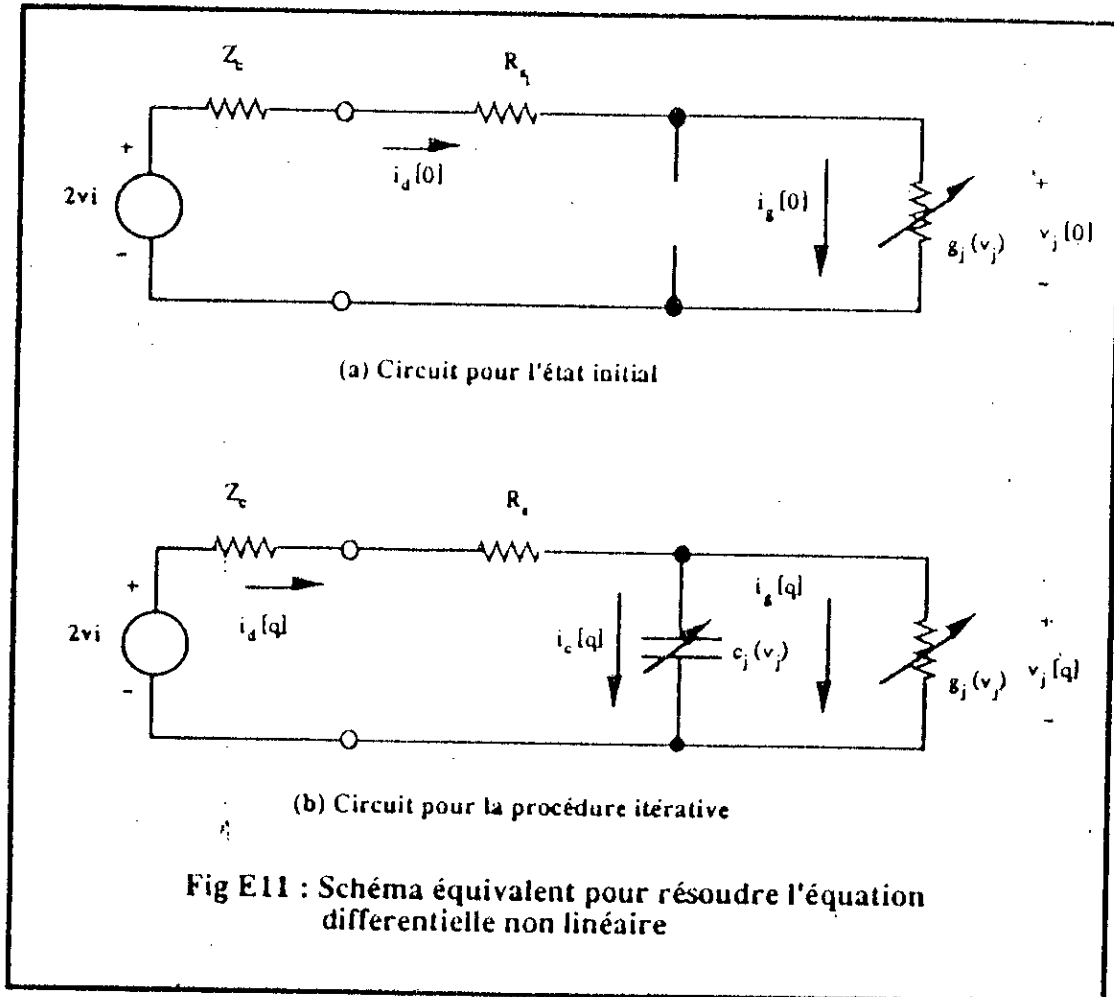
$$\frac{dv_j[q]}{dt} = \frac{2v_i[q] - v_j[q] - (R_s + Z_c) * i_g(v_j[q])}{(R_s + Z_c) * c_j(v_j[q])} \quad (\text{E41})$$

Le point critique à ce moment-là est l'équilibrage de la variation de i_g par rapport à i_c . Pour assurer la convergence de la méthode, à chaque itération on vérifie si

$$i_g \leq \frac{c_j}{100 \cdot dt} \quad (E42)$$

où $dt = T_p/M$ (intervalle d'échantillonnage). Si (D-4) est satisfait, la valeur *memorisée* par la partie réactive est calculée par:

$$v_j[q+1] = v_j[q] + dt \cdot \frac{dv_j[q]}{dt} \quad (E43)$$



Dans le cas contraire, en envisageant la stabilité numérique de l'algorithme, la variation est réduite de moitié. On calcule une nouvelle valeur pour le taux de variation de v_{jint} (valeur *intermédiaire* de v_j) et pour la nouvelle tension $v_j[q+1]$:

$$v_{jint} = v_j[q] + \frac{dt}{2} \cdot \frac{dv_j[q]}{dt} \quad (E44)$$

$$\frac{dv_{jint}}{dt} = \frac{v_j[q] + v_j[q+1] - v_{jint} - (R_{s1} + Z_c) \cdot i_g(v_{jint})}{(R_s + Z_c) \cdot c_j(v_{jint})} \quad (E45)$$

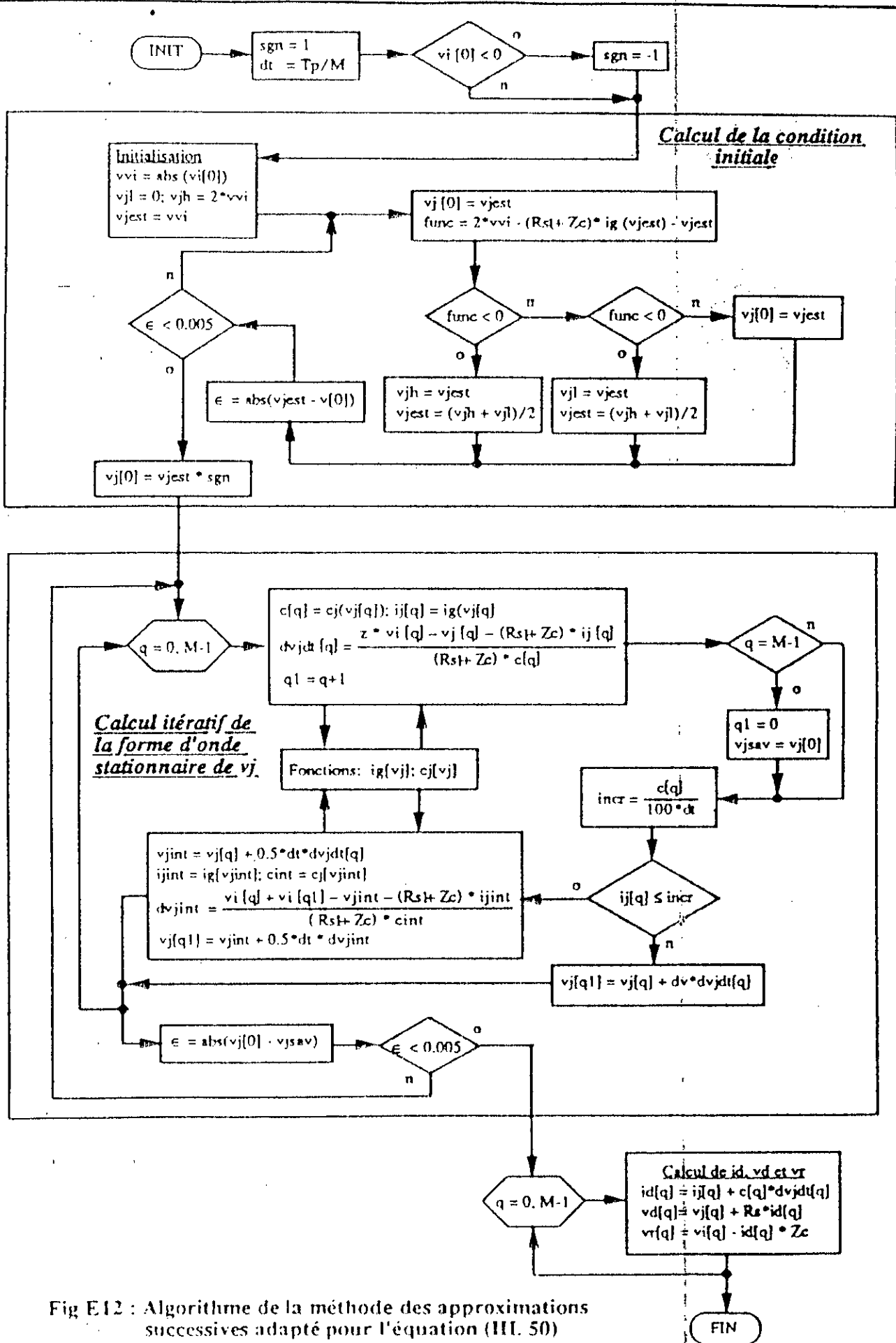


Fig E12 : Algorithme de la méthode des approximations successives adapté pour l'équation (III. 50)

$$v_j[q+1] = v_{jint} + \frac{dt}{2} * \frac{dv_{jint}}{dt} \quad (E46)$$

D'une façon semblable à la convergence vue pour la valeur initiale, le calcul itérative s'arrête quand:

$$\text{abs}(v_j^{(k)}[M-1] - v_j^{(k+1)}[0]) < 0.005 \quad (E47)$$

où k désigne l'itération en cours.

La procédure, avant de finir, fait la mise à jour des M échantillons de i_d , v_d et de v_r , la tension réfléchie dans la ligne de transmission, données nécessaires pour l'analyse en grands signaux de Held-Kerr.

- [1] Mac Millan R.W. « Near millimeter waves sources of radiation" Proc. of IEEE Trans. on MTT vol. 73 N°1 pp. 86-91 (1985)
- [2] Pichamuthu J.P. « Submillimeter lasers with electrical and chemical excitation" Int. Jor. of Inf. and Millimeter waves N°7 pp. 165-176 (1983)
- [3] Gastaud C. and al. "Optical pumping by CO₂ and N₂O and FIR emission" Int. Jor. of Inf. and Millimeter waves vol 6 N°1 pp. 63-69 (1985)
- [4] Wilson W.J. " Submillimeter wave receivers " a status report IEEE Trans. on MTT vol. 31 N°11 (1983)
- [5] Mac Millan R.W. " Near millimeter waves sources of radiation " Proc. of IEEE Trans. on MTT-31 n° 11 pp. 86 (1985)
- [6] Bolomey J.C. " Réponse d'une antenne à une onde incidente non plane " Annales des télécommunications n° 34 pp. 469 (1985)
- [7] Souar Z, Chegroune K, Martinez A. & al. « Etude des paramètres de réalisation des Diodes de Schottky sur semiconducteurs (GaAs) " Rapport DRET Paris n° 82/54 (1986)
- [8] Hegazi M. Jelenski A. & al. " Limitations of microwave & millimeter wave mixer due to excess noise " IEEE Trans. on MTT vol. 33 n°12 pp. 1404 (1985).
- [9] Sequin C.H. & Tompsett M.F. " Charges Transfer Devices " 3rd Ed. Academic Press Inc. New-York (1985)
- [10] Fedoseev L. I. "Some features of operation of a heterodyne receiver" Int. Jor. of Inf. and millimeter waves n° 3-2 pp. 205 (1982)
- [11] Dees J. W. "Detection and harmonic generation in the submillimetric wavelength region" Microwave Jor. 48-55 (1966)
- [12] Hocker and al. " Frequency mixing in the IR and FIR using metal to metal point contact diode" Appl. Phys. Let. n° 12 (1968)
- [13] Matarrese L.M. and al " Improved coupling to Infrared Radiation whisker by use of antenna theory " Appl. Phys. Let. n° 17-1 (1970)
- [14] Evenson K.M. and al " Laser spectroscopy III " Ed. Hall & Carlsten Springer pp. 56 Berlin (1977)
- [15] Jennings and al. " Optical frequency measurements" Proc. of MTT IEEE n°74-1 (1987)
- [16] Drullinger and al " The 2,5 THz frequency difference measurements in the visible using MIM diode" Appl. Phys. Let. n° 42 (1983)
- [17] Kurosawa T. and al. " Characteristic of the S/N. ratio of the beat note obtained from the frequency mixing experiments between CO₂ & H₂O Laser " Appl. Phys. Let. n° 54 Spring Verlag pp. 49-54 (1984)
- [18] Evenson K.M. and al. " Tunable far-infrared spectroscopy " Appl. Phys. Let. n° 12-6 pp. 576-578 (1984)
- [19] Klingenberg and al. " Rectification and harmonic generation with MIM in the mid-infrared " Appl. Phys. Let. n° 43-4 pp. 351-363 (1983)
- [20] Saurai T. and al. " Harmonic generation & mixing with W-Ni point contact diode in the FIR " Japanese Jor. of Appl. Phys. n° 26-3 pp. 507 (1987)
- [21] Haddadi M. " Etude et réalisation des structures M.I.M." Thèse de doctorat Université d'Alger (1973).
- [22] Tanaka K. and al. " D.C. bias dependance of W-Co point contact diode as harmonic generators & mixers at 9,4 μm " Appl. Phys. Let. n° 36-9 (1980)
- [23] Weiss C.O. and al. " Detection of 10,6 mm radiation by MIM point contact diode" Appl. Phys. Let. n° B 37 Spring Verlag pp. 145 (1985)

- [24] Inguscio M. and al. "Point contact diode at laser frequencies" *Jor. of Appl. Phys.* n° 57-3 pp. 956-960 (1985)
- [25] Stratton R. " Voltage-current characteristics for tunneling through insulating films " *Jor. of Phys. & Chemistry of the solids Pergamon Press* n°23 pp. 1177 (1962)
- [26] Whiteley S.R. & Gustafson T.K. "Stationary state model for normal metal tunnel junction phenomena " *IEEE Jor. of Quantum Electronics* n°18-9 pp. 1398 (1982)
- [27] Simmons J. G. " Intrinsic fields in thin films between dissimilar electrodes " *Phys. Review Let.* n° 10-1 pp. 10-12 (1963)
- [28] Simmons J. G. " Low-Voltage $I(v)$ relationship of tunnel junctions " *Jor. Appl. Phys.* n° 34-1 pp. 238-239 (1963)
- [29] Simmons J. G. " Generalized formula for the electric tunnel between similar electrodes separated by a thin-insulating film" *Jor. Appl. Phys.* n° 34-6 pp. 1793 (1963)
- [30] Augeri R.C. " Heterodyne analysis of Metal-Oxide-Metal" *Jor. of Appl. Phys.* n° 52-10 pp. 6395-6400 (1981)
- [31] Simmons J. G. " Potential barriers and emission limited current flow between closely spaced parallel metal electrodes " *Jor. Appl. Phys.* n° 35-8 pp. 2472 (1964)
- [32] Simmons J. G. " The electrical tunnel effect and its use in the determining properties of surface oxides " *Trans. of the Metallurgical Society Jor. AIME* n° 233-3 pp. 485 (1965)
- [33] Simmons J. G. " Conduction in thin dielectric films " *Jor. of Phys. D Applied physics* n°4 pp. 613-657 (1971)
- [34] Goureaux G. " Physique des composants et des dispositifs électroniques" Ed. Masson pp. 46-70 Paris (1994)
- [35] Grundlach K.H. & Simmons J. G. " Range of validity of the WKB tunnel probability and comparison of experimental data and theory " *Thin film solids* n°4 pp. 61-79 (1989)
- [36] Heiblum M. and all " Characteristic of integrated MOM junctions at DC and optical frequencies *IEEE Jor. of Quantum Electronics* n° 14-3 pp. 159 (1978)
- [37] Nelson O.L. "Studies of potential barrier parameters in thin film MOM devices " Ph. D. thesis Minnesota University July (1985)
- [38] Mathieu H. " Physique des semiconducteurs et des composants électronique 2° Edition Ed. Masson Paris pp. 458-600 (1991)
- [39] Souar Z. " A suitable model for a MIM diode submillimeter detector numerical analysis" *Proc. of CMSES Saida 13 & 14th May 97* pp. 50 (1997)
- [40] Saleh A.A.M. " Theory of resistive mixers" *Research Monograph* n°64 Ed. MIT Press Cambridge, M.A. (1971)
- [41] Held D.N, Kerr A.R. " Conversion loss and noise of microwave and millimeter-wave mixers " Part 1. *IEEE Trans. on MTT* vol. 26 pp. 49-61 (1978).
- [42] Someda G.C. "Electromagnetic waves" Ed. Chapman and Hall London (1998)
- [43] Augeri R C" Heterodyne analysis of metal-oxide-metal" *Appl. Phys. Let.* n° 52 (1981)
- [44] Maas S.A. " Microwave Mixers " Ed. Artech House-Norwood, MA New-York (1986)
- [45] Dennis P.N.J. " An introduction to current technology for detectors and mixers" Ed. Plenum-Press New-York (1986).
- [46] Balanis C.A. "Advanced Engineering Electromagnetic" Ed. J. Wiley New York (1993)
- [47] Chegroune K. " Réalisation de diodes de Schottky " Thèse de Doctorat de 3° cycle 18-12-86 UPS Toulouse (1986)
- [48] Hodges D.T. " Advanced Technology for the Millimeter & Submillimeter wave region" *Proc. of AGARD Conf.* n° 245 pp. 21 (1979)
- [49] Torrey H.C. and Whitmer C.A. " Crystal Rectifiers " MIT Rad. Lab. Series 15 Ed. Mac Graw-Hill New-York (1948)

- [50] Stiefel E. "Introduction to numerical mathematics " 5th Ed. Academic Press vol. N°3 New York (1995).
- [51] Floyd T.L. " Electronic devices " Ed. Mac Graw Hill New jersey (1994).
- [52] Bolomey J. C. Cashman J. and al. "Coupling optimization of point contact detectors and mixers " 4th Inter. Conf. on Infra. & Millimeter Waves Miami pp. 112 (1980).
- [53] Pyee M. "Etude des conditions d'utilisation des diodes Schottky sur GaAs en video-detection dans la gamme submillimetrique" Thèse d'état Université de Paris VI (1983).
- [54] Belloc P. & Schiller P. « Mathematiques pour l'Electroniques" Ed. Masson Paris (1994)
- [55] Martin D.H. " Submillimeter Waves Optics" Jor. of Infra. Physics vol. 18 pp. 405 (1978)
- [56] Krautle H., Shultz G.V. & Sauter E. " Antenna characteristic of whisker used as submillimeter receivers" Jor. of Infra. Physics vol. 17 pp. 477-483 (1977)
- [57] Twu B. & Schwartz S.E. " Properties of infrared cat-whisker near 10,6 mm" Appl. phys. let. n°26-12 pp. 672-675 (1975)
- [58] Gustinc J.J. " A quasi-optical receiver design " IEEE Trans. on MTT Inter. Microwave Symposium n° 77 CH pp. 99-101 (1977).
- [59] Eliot R.S. "Antenna theory & design" 3rd Prentice-Hall Inc. Englood, New Jersey (1966)
- [60] Chaney J.G. " A simple solution to the problem of the cylindrical antennas" IRE Trans. on Antennas & Propagation n° AP 5-4 pp. 217 (1975)
- [61] Kreisler A. & Pham Q.P. " Quasi-optical couplers for submillimeter wave schottky diodes mixers " Conf. Proc. of MIOP'87 Wiesbaden pp. B-1 May (1987).
- [62] Kurosawa T. and al. " The antenna pattern of W-Ni point contact diode for CO₂ laser radiation" Bull. of Nat. Research Lab. Metro. NRLM n° 30-1 pp. 8-15 (1981)
- [63] Schelkunoff S.A. " Electromagnetic Waves " Ed. D. Van Nostrand pp. 231-330 New-York (1963)
- [64] King R.W.P. "The theory of linear antennas" Harvard University Press Cambridge (1976)
- [65] Martin C & Jacket S. " Composants, Antennes, Fonctions, Mesures " T.II 2° Ed. Masson pp. 231-267 Paris (1994)
- [66] Krauss J.D. " Antennas " Ed. Mac Graw Hill New-york pp. 220-335 (1956).
- [67] Mizuno K. and al. " Design of printed resonant antennas for monolithic-diode detectors" IEEE Trans. on MTT n° 25-6 pp. 470-472 (1972)
- [68] Jakes W.C. " Antenna Engineering Handbook " 5th Ed. Jasik & Mac Graw Hill pp. 304 - 399, New York (1992)
- [71] Balanis C.A. " Advanced Engineering Electromagnetic" Ed. J. Wiley New York (1993)
- [72] Rutheldge D.B. and al. " Infrared and Submillimeter Antennas" Jor. of Inf. Physics n° 18 pp. 713-729 (1978)
- [73] Brown G.H. and'al. " Experimentally determined radiation characteristics of conical & triangle antennas " RCA Review n° 13-12 (1972)
- [74] Barber M.R. " A numerical analysis of the Tunnel diodes frequency converter" IEEE Trans. on MTT N°13-5 pp. 663-670 (1965)
- [75] Egami S. "Nonlinear analysis and computer aided design of resistifs mixers" IEEE Trans. on MTT vol. 32 (1973)
- [76] Gwarek W.K. "Non linear analysis of millimeter mixers" Ph.D. Thesis MIT Cambridge pp. 217-225. (1980)
- [77] Manley J.M. and Rowe H.E. " Some general properties of nonlinear elements" Part I Proc. of IRE n° 44-7 pp. 904-913 (1976).

- [78] Camacho-Penalosa and al. " Efficient calculation of partial derivatives in nonlinear conductance " *Jor. of Electronics Letters* vol. 23-11 pp. 565-569 (1987).
- [79] Bastard G. " Wave mechanics applied to heterostructures " Pub. Editions-Physiques Paris pp. 356-471 (1988).
- [80] Kerr A. " Technique for determining the local oscillator wave forms in microwave mixers" *IEEE Trans. on MTT* n° 34-10 pp. 828-831 (1975)
- [81] Dragone C " Analysis of thermal detection " *Proc. of the IEEE* n° 56-1 pp. 37-46 (1968)
- [82] Gomes N.J. and al. " Tunneling metal semiconductor contact optically pumped mixer " *Proc. of IEE* n° 136-J1 pp. 88-96 (1989)
- [83] Teich M.C. " Infrared heterodyne detection " *Proc. of IEEE* n°56-1 pp. 37-46 (1968)
- [84] Riccius H.D. " High frequency limitation of MIM point contact diode" *Appl. phys. let.* n°27-4, pp. 233-234 (1975)
- [85] Van der Ziel A. " Infrared detection and mixing in heavily doped Schottky barrier diodes" *Jor. of App. phys.* n°47-5 pp. 2059-2068 (1976)
- [86] Whitford B.G. " Experimental nonlinearity coefficients for the Tg-Ni point contact diode" *IEEE Jor. of Quantum Electronics* vol. Q.E. 18-3 pp. 428-432 (1982)
- [87] Tucker J.R. " Quantum limited detection in tunnel junction mixers " *IEEE Jor. of Quantum Electronics* vol. QE 18-3 pp. 428-432 (1979)
- [88] Hunt J.M. and al. " Optimum local oscillator levels for a coherent detection using photoconductors" *Jor. of Applied optics* n°27-15 pp. 3135-3141 (1988)
- [89] Park I.S. and al. " Ga-As photoconductors for FIR heterodyne detection" *Jor. of Applied optics* n°27-19 pp. 4143-4150 (1988)
- [90] Simmons J.G. " Electronic conduction" *Handbook of thin film technology* Chap.IV pp. 421 Ed. Mac Graw Hill New-York (1998)
- [91] Hoofring A.B. and al. " Submicron Ni-O-Au tunnel diode detector for rectennas" *Jor. of Appl. Phys.* n° 66-1 pp. 430-437 (1989)
- [92] Kanter H. and al. " Electron emission from thin Al-Al₂O₃-Au structures " *Jor. of Appl. Phys.* n° 33-12 pp. 3580-3588 (1962)
- [93] Pollack S.R. " Schottky field emission through insulating layers " *Jor. of Appl. Phys.* n° 34-4 pp. 877-880 (1963)
- [94] Marshalek R.G. and al. " Photoresponse characteristics of thin film Ni-Ni-O tunneling junctions " *IEEE Jor. of Quantum Electronics* vol. QE 19-4 pp. 743-754 (1983)
- [95] Twu B. " Properties and mechanism of MIM point contact infrared diode detectors " Ph.D. Thesis California University Berkeley (1975).
- [96] Miskovsky N.M. and al. "Effect of geometrical & multiple image interaction on tunneling & I/V characteristic of infrared point contact detectors " 4th Int. Conf. of Infrared and Millimeter Waves pp. 144-145 (1979).
- [97] Epton and al. " Mixing of submillimetric wave radiation in MIM and MIS point contact diodes " *Jor. of Infrared physics* (1979).
- [98] Souar Z "Theoretical estimation of conversion loss and noise figures of a single MIM submillimeter mixer" *Jor. of Elect. Technol.* vol. 23 n°1/4 p. 76-83 Warszawa (1990)
- [99] Sadiku M.N. "Numerical Techniques in Electromagnetic" Ed. C.R.C. Press pp. 379 Tokyo (1992)
- [100] Schottky W. " Contact metal-semiconductor theory" *physik z.* n° 15 pp. 872 (1964)
- [101] Souar Z., Haddadi M. A Martinez. "Origin and effect of the non-linear capacitance in the mim-diode mixers at submillimeter wavelengths" in pub. *Jor. of Elect. Technol.* (2000)
- [102] Huelsman L.P. " Engineering and scientific computation in Pascal" Ed. Harper and Row London (1986).

- [103] Souar Z. " Heterodyne detection by MIM point contact diode " Proc. of Jordan IEEE Conf. Amman pp. 330-335 (1996).
- [104] Behforooz A. and Holoien W. " Problem solving and structured programming with Pascal " Ed. Brooks & Cole Co., Toronto (1986)
- [105] Yasuoka Y. and al. "Mechanism and properties of point contact W-Ni diode detectors" Japanese. Jor. of Appl. Phys. N°17 (1987)
- [106] Yasuoka Y. and al. " Resistance dependence of detected signals of MOM diodes" Jor. of Appl. Phys. n° 50-9 pp. 5860-5864 (1979)
- [107] Kurosawa T and al. " DC bias dependence of W-Ni & W-CO point contact diode as harmonic generators and mixers at $9,4 \mu\text{m}$ " Appl. Phys. Let. n°36-9 pp. 751 (1980)
- [108] Kurosawa " Properties of the S/N ratio of the note in frequency mixing using the W-Ni point contact diode at 32 THz" Japanese. Jor. of Appl. Phys. N°27-1 pp. 55-61 (1988)
- [109] Wang S.Y. and al. " Coupling Characteristics of thin-film MOM diodes at $10,6 \mu\text{m}$ " Appl. Phys. Let. n° 27-9 pp. 481-483 (1985)
- [110] Elchinger G.M. and al. " Mechanism detection of radiation in a high-speed MOM junctions in the visible region and at longer wavelengths " Jor. of Appl. Phys. n° 47-2 pp. 591-594 (1976).
- [111] Fetterman H.K. and al. " Submillimeter detection and mixing using schottky diodes " Appl. Phys. Let. n° 24-2 pp. 70-72 (1984)
- [112] Reinert W. " Investigation of a superheterodyne mixing system with an open structure" Space Science Reviews n° 17 pp. 703-707 (1982).
- [113] Zuidberg B.F.J. and al. " High order submillimeter mixing in point contact diodes" Appl. Phys. Let. n° 29-10 pp. 643-645 (1986)
- [114] Mac Coll M. and al. " Submillimeter wave detection with submicron size Schottky barrier diodes " IEEE Trans. on MTT n° 25-6 pp. 463-467 (1977).
- [115] Schultz G.V. " Comparison of methods for sensitivity determination of point-contact diodes " IEEE Trans. on MTT n° 25-6 pp. 468-470 (1977).
- [116] Hodges D.T. " Detection & mixing at FIR submillimeter wavelength " Proc. of 31st Annual Symposium on frequency Control (1977).
- [117] Kelly W.M. & Wrixon G.T. " Schottky barrier diodes for low noise mixing in far infrared " Appl. Phys. Let. n° 32-9 pp. 525-527 (1979)
- [118] Clifton B.J. " Schottky diodes receivers for operation in the 100-1000 Hz region " Radio & Elect. Engineers Jor. n°49 7/8 pp. 333-346.
- [119] Wilson W.J. " Submillimeter wave receivers " IEEE Trans. on MTT n° 25-6 pp. 468-470 (1977)
- [120] Weiss C.O. and all "Rectification and harmonic generation with MIM diodes in the Mid-Infrared" Jor. of Appl. Phys. Let. (spring verlag) B-37. 145 (1985)
- [121] Riccius H.D. & Siemsen K.J. " Point contact diodes" Jor. of Appl. Phys. n° A35 (1984)
- [122] Camon H. " Elaboration des paramètres de lithographie électronique " Thèse de doctorat Université P. Sabatier Toulouse (1987).
- [123] Balladore J.L., Camon H. & al. " Utilisation du GeSe en tant que résine négative pour la nanolithographie " Proc. of GCIS'89 n°18 pp. 116-120 (1989)
- [124] Sze S.M. " Physic of semiconductors devices" 3rd Ed. J. Willy Intersciences (1986).
- [125] Souar Z. Haddadi M. & Martinez A. " A new approach to the design of MIM diode submillimeter mixers " Proc. of CESA'98 IMACS Multiconf. Nabeul Ap. 1-4 (1998).
- [126] Chang T.H.P. and al. " Nanostructures Technology " IBM Jor. of Research & Develop. n° 32-4 pp. 462-493 (1988).

- [127] Yoshikawa A. and al. "Angstrom Resolution in GeSe inorganic photoresist" Japanese Jor. of Appl. Phys. n° 20-2 pp. L81-L83 (1981)
- [128] Singh B. "Physics of semiconductors and heterostructures" Ed. Mc Graw-Hill New-York (1993)
- [129] Hwang T.L. and al. "Planar sandwich antennas for submillimeter application" Appl. Phys. Let. n°34-1 pp. 9-11 (1979)
- [130] Pham H. and Lacoste P. "Etude et réalisation de métallisation par pulvérisation cathodique" Rapport interne n° 94/632 Ed. LAAS Toulouse (1994).
- [131] Cherg G.C. & Lauks I. and al. "Spin-Coated amorphous chalcogenide films" Jor. of Appl. Phys. n° 53-10 pp. 6979-6982 (1982).
- [132] Chen C.H. "Direct observation of columnar structure in glassy GeSe₂ films by electron microscopy" Jor. of Non-Crystal Solids n°44 pp. 391-395 (1981).
- [133] Camon H. & Ballardore P. "Techniques de pulvérisation magnétron et ses applications aux couches de GeSe" Rapport interne n° 94/573 Ed. LAAS Toulouse (1993).
- [134] Ribes M. Cros B. & Julien P. "Vitreous chalcogenide GeSe_y thin films obtained by PECVD" Proc. of SPIE-Optical Microlithographie Tech. n°811 pp. 202-205 (1987)
- [135] Rossel F., Rossel P. & Sanchez P. "Paramètres de dépôt de films de résines par PECVD et test du GeSe₂" Rapport interne n° 92/269 Ed. LAAS Toulouse (1992).
- [136] Souar Z., Pyee M. & Meot M. "Characterization and lithography process for a GeSe₂ inorganic resist" Proc. of GCIS'85 n°14 pp. 263-269 (1985)
- [137] Utsugi Y., Yoshikawa A. & Kitayama T. "An inorganic resist technology and its application to VLSI fabrication process" A Status Report of Micoelectronic Engineering vol. 2 (1984)
- [138] Yoshikawa A. Ochi O. & al. "A new inorganic photoresist using Ag photodoping in GeSe glass films" Appl. Phys. Let. n°27-10 (1976)
- [140] Mizushima Y. & yoshikawa A. "Photoprocessing and lithographic application" Proc. of JARECT 16 pp. 277-295 Tokyo (1982).
- [141] Polasko K.J. & Pease R.F.W. "Electron beam exposure of GeSe_x" Proc. of SPIE Elect Beam, XRay II " n° 393 pp. 27-33 (1983)
- [142] Souar Z. "Etude et réalisation de diodes Schottky en vue de dispositifs hyperfréquences intégrés" These de Docteur-ing. ENSAE Toulouse France 13-3 (1987).
- [143] Yoshikawa A. Nagai H. & al. "New application of GeSe glass to silicon micro-fabrication technology" Japanese. Jor. of Appl. Phys. n°16 pp. 67-71 (1976)
- [144] Brocheton Y. "Caractérisation des photorésines négatives." Thèse de doctorat Ed. USTL Laboratoire de Chimie Languedoc Montpellier (1989)
- [145] Souar Z. and Haddadi M. "A new theoretical model for the quasioptical diode videodetector" Proc. of Electronics Engineering Int. Conf. 99 Turkey Bursa (1999).
- [146] Ross D.A. "Optoelectronic devices and optical imaging technics" Ed. Mc Millan press LTD London (1999).
- [147] Itoh T and al. "Numerical Techniques for Microwave and Submillimeter Waves Passives Structures" 3^{ed} Ed. John Willy New-York (1998).
- [148] Camin D.V., pessina G "Cryogenic ASIC in GaAs for applications with particle detectors" Proc of 2nd European on L.T Electronics Louvin Belgium June (1996).
- [149] Sibony M. & al. "Approximations et équations différentielles" Ed. Hermann Paris (1984)
- [150] Cooley J.W. "The finite Fourier Transforms" IEEE Trans. on Audio & Electron. Acoustics n° AU 17- pp. 77 (1989).

- [151] Brigham E.O. "The Fast Fourier Transform" 6th Ed. Prentice-Hall New-York (1990).
- [152] Turkey J.W. & Cooley J.W. "An Algorithm for machine of complex Fourier Transform"
Ed. Math Computation n° 19-4 pp. 297 (1985)
- [153] Gentlemann W. M. " Matrix Multiplication and Fast Fourier Transform " Bell Syst.
Tech. Jor. n° 47-4 pp. 1099-1103 (1988).
- [154] Hultquist P.F. " Numerical Method for Engineers and Computer Scientist " Ed.
Benjamin & Cummings Pub. Co. Menlo Park CA (1988).
- [155] Weisbuch C. « Linear & Non-linear Systems" Ann. of Physics n° C2-20 pp. 353
(1995)

العنوان:

منهجية تصميم وإنجاز الصمام الثنائي المصنوع للأمواج $\mu\text{C}/\text{C}$

الكلمات الجوهرية:

صمام ذي الطبقات معدن/عازل/معدن $\mu\text{C}/\text{C}$, أثر نفقي
مكتفة الوصلة, مصنوع الأمواج, أمواج دون المايكروية.

الخلاصة:

هذه الأطروحة تتطرق بتفصيل إلى منهجية تصميم وإنجاز الصمام الثنائي المكون من وصلة ذات طبقتين معدنيتين $\mu\text{C}/\text{C}$ مفصولتين بعازل $\mu\text{C}/\text{C}$. لاستعمال هذا الصمام الثنائي كـمصنوع للأمواج دون المايكروية، نقتراح دائرة مكافئة جديدة تعتمد أساساً على مكثف ذي نظام تدوير سيووي غير خطي. عملياً الصمام الثنائي مقترن بالأمواج باستخدام التقنيات الشبه بسيرية. اعتماداً على نقاط مرجع التصميم، والنتائج النظرية المتابعة النتائج التجريبية المنشورة نختار الطريقة المثلى لإنجاز المصنوع.

TITLE:

Method for Design and Construction of MIM Diode Heterodyne Mixer

KEY-WORDS:

MIM diode, Tunneling effect, junction capacitance, Heterodyne mixer, Submillimetric wavelengths.

ABSTRACT:

The aim of this work is to present a general method for design and construction of the MIM diode used as an heterodyne mixer at Submillimetric wavelengths. Conduction mode and tunnelling effect theory are using to describe the non-linearity in the MIM junction. An original approach taking account the image force in the potential barrier is developed. The equivalent circuit is improved by including a non-linear capacitance junction. It is shown that design of such devices requires a careful choice of a quasi-optical coupling technique. The harmonic balancing method allows the valuation of mixer conversion loss and noise figure as well as the diode rectified voltage. The results show a good agreement with the published experimental data. Using the optimised parameters of the simulation, MIM planar diode arrays are fabricated and their behaviour is analysed.