

50376
1973
133

50376
1973
133

THÈSE

de

DOCTEUR-INGENIEUR

o o o

CONTRIBUTION A L'ETUDE DES OSCILLATEURS HYPERFREQUENCES HAUT RENDEMENT A DIODE AVALANCHE



MEMBRES DU JURY : M. CONSTANT (PRESIDENT)

M. SALMER (RAPPORTEUR)

M. BRIDOUX (EXAMINATEUR)

M. DESSERT (INVITE)

présentée par

Pierre Marie lebrun

- INGENIEUR I.D.N -

UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE
=====

DOYENS HONORAIRES de l'Ancienne Faculté des Sciences

MM. H. LEFEBVRE, PARREAU

PROFESSEURS HONORAIRES des Anciennes Facultés de Droit et
Sciences Economiques, des Sciences et des Lettres

M. ARNOULT, Mme BEAUJEU, MM. BEGHIN, BROCHARD, CAU, CHAPPELON, CHAUDRON,
CORDONNIER, DEHEUVELS, DEHORNE, DEHORS, FAUVEL, FLEURY, P. GERMAIN,
HEIM DE BALSAC, HOCQUETTE, KAMPE DE FERIET, KOURGANOFF, LAMOTTE, LELONG,
Mme LELONG, LIEBAERT, MARTINOT-LAGARDE, MAZET, MICHEL, NORMANT, PARISELLE,
PASCAL, PAUTHENIER, PEREZ, ROIG, ROSEAU, ROUBINE, ROUELLE, WIEMAN, ZAMANSKI.

PRESIDENT de l'UNIVERSITE
DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

M. DEFRETIN René

Professeur de Biologie Marine,
Directeur de l'Institut de
Biologie Maritime et Régionale de
Wimereux.

PROFESSEURS TITULAIRES

M. BACCHUS Pierre	Astronomie
M. BEAUFILS Jean-Pierre	Chimie Générale
M. BECART Maurice	Physique
M. BIAYS Pierre	Géographie
M. BLOCH Vincent	Psychophysiologie
M. BONNEMAN Pierre	Chimie et Physico-Chimie Industrielle
M. BONTE Antoine	Géologie Appliquée
M. BOUGHON Pierre	Mathématiques
M. BOURIQUET Robert	Biologie Végétale
M. CAPET Marcel-Francis	Institut de Préparation aux Affaires
M. CELET Paul	Géologie
M. CONSTANT Eugène	Physique Industrielle-Electronique
M. CORSIN Pierre	Paléobotanique
M. DECUYPER Marcel	Mathématiques Générales
M. DEFRETIN René	Biologie Marine
M. DELATTRE Charles	Géologie Générale
M. DURCHON Maurice	Zoologie Générale et Appliquée
M. FAURE Robert	Mécanique
M. FOURET René	Physique
M. GABILLARD Robert	Radio-Electricité-Electronique

M. GEHU Jean-Marie	Institut Agricole
M. GLACET Charles	Chimie Organique
M. GONTIER Gérard	Mécanique
M. GUILLAUME Jean	Biologie Végétale
M. HEUBEL Joseph	Chimie Minérale
M. JOLY Robert	Biologie (Amiens)
Me LENOBLE Jacqueline	Physique Expérimentale
M. LOMBARD Jacques	Sociologie
M. MONTARIOL Frédéric	Chimie Appliquée
M. MONTREUIL Jean	Chimie Biologique
M. POUZET Pierre	Informatique
Me SCHWARTZ Marie-Hélène	Analyse Supérieure
M. TILLIEU Jacques	Physique Théorique
M. TRIDOT Gabriel	Chimie
M. VAILLANT Jean	Mathématiques
M. VIDAL Pierre	Automatique
M. VIVIER Emile	Biologie Animale
M. WERTHEIMER Raymond	Physique
M. ZEYTOUNIAN Radyadour	Mathématiques

PROFESSEURS A TITRE PERSONNEL

M. BOUISSET Simon	Physiologie Animale
M. DELHAYE Michel	Chimie
M. FLATRES Pierre	Géographie
M. LEBRUN André	Electronique
M. LINDER Robert	Botanique
M. LUCQUIN Michel	Chimie Physique
M. PARREAU Michel	Mathématiques Appliquées
M. PRUDHOMME Rémy	Droit et Sciences Economiques
M. SCHILTZ René	Physique

PROFESSEURS SANS CHAIRE

M. BELLET Jean	Physique
M. BILLARD Jean	Physique
M. BODARD Marcel	Botanique
M. BOILLET Pierre	Physique
M. DERCOURT Jean-Michel	Géologie
M. DEVRAINNE Pierre	Chimie Minérale
M. GOUDMAND Pierre	Chimie Physique
M. GRUSON Laurent	Mathématiques
M. GUILBAULT Pierre	Biologie
M. LACOSTE Louis	Biologie
M. LANDAIS Jean	Chimie
M. LEHMANN Daniel	Mathématiques
M. LOUCHEUX Claude	Chimie
M. MAES Serge	Physique
Mle MARQUET Simone	Mathématiques
M. MONTEL Marc	Physique
M. PANET Marius	I.E.E.A.
M. PROUVOST Jean	Minéralogie

MAITRES DE CONFERENCES (et chargés de fonctions)

M. ADAM Michel	Economie Politique
M. ANDRE Charles	Sciences Economiques
M. ANGRAND Jean-Pierre	Géographie
M. ANTOINE Philippe	Mathématiques
M. AUBIN Thierry	Mathématiques
M. BART André	Biologie
M. BEGUIN Paul	Mécanique des Fluides
M. BKOUCHE Rudolphe	Mathématiques
M. BOILLY Bénoni	Biologie
M. BONNEMAIN Jean-Louis	Biologie Végétale
M. BONNOT Ernest	Biologie Végétale
M. BOSQ Denis	Mathématiques
M. BRIDOUX Michel	Chimie
M. BRUYELLE Pierre	Géographie et Aménagement Spatial
M. CAPURON Alfred	Biologie Animale
M. CARREZ Christian	I.E.E.A.
M. CORDONNIER Vincent	Informatique
M. CORTOIS Jean	Physique
M. COULON Jean	I.E.E.A.
M. DEBOURSE Jean-Pierre	Sciences Economiques et Sociales
M. DEBRABANT Pierre	Sciences Appliquées
M. DELAUNAY Jean-Claude	Sciences Economiques et Sociales
M. DOUKHAN Jean-Claude	Physique
M. DRIEUX Baudouin	I.E.E.A.
M. DYMENT Arthur	Mathématiques
M. ESCAIG Bertrand	Physique
M. FONTAINE Jacques	Génie Electrique
M. FROELICH Daniel	Sciences Appliquées
M. GAMBLIN André	Géographie
M. GOBLOT Rémi	Mathématiques
M. GOSSELIN Gabriel	Sociologie
M. GRANELLE Jean-Jacques	Sciences Economiques
M. GUILLAUME Henri	Sciences Economiques et Sociales
M. HERMAN Maurice	Physique
M. JOURNEL Gérard	Sciences Appliquées
Mlle KOSMANN Yvette	Mathématiques
M. KREMBEL Jean	Chimie
M. LABLACHE COMBIER Alain	Chimie
M. LAURENT François	Automatique
M. LAVAGNE Pierre	Sciences Economiques et Sociales
Mlle LEGRAND Denise	Mathématiques
Mlle LEGRAND Solange	Mathématiques
Mme LEHMANN Josiane	Mathématiques
M. LENTACKER Firmin	Géographie et Aménagement Spatial
M. LEROY Yves	Electronique
M. LHENAFF René	Géographie
M. LOCQUENEUX Robert	Physique
M. LOUAGE Francis	Sciences Appliquées
Mme MAILLET Monique	Sciences Economiques
M. MAIZIERES Christian	I.E.E.A.
M. MALAUSSENA Jean-Louis	Sciences Economiques et Sociales
M. MERLAUX Emile	Sciences de la Terre
M. MESSELYN Jean	Physique
M. MIGEON Michel	Chimie (Sciences Appliquées)

M. PAQUET Jacques
M. PARSY Fernand
M. PECQUE Marcel
M. PERROT Pierre
M. PERTUZON Emile
M. PONSOLLE Louis
M. POVY Jean-Claude
M. RACZY Ladislas
Me RENVERSEZ Françoise
M. ROUSSEAU Jean-Paul
M. ROY Jean-Claude
M. SALMER Georges
M. SEGUIER Guy
M. SIMON Michel
M. SLIWA Henri
M. SMET Pierre
M. SOMME Jean
Mlle SPIK Geneviève
M. TOULOTTE Jean-Marc
M. TREANTON Jean-René
M. VANDORPE Bernard
M. VILETTE Michel
M. WATERLOT Michel
Me ZINN JUSTIN Nicole

Sciences Appliquées
Mathématiques
Chimie
Chimie
Biologie
Chimie (Valenciennes)
Sciences Appliquées
Physique - Electronique
Sciences Economiques et Sociales
Physiologie Animale
Biologie
Radio Electricité Electronique
Electronique
Psychologie
Chimie
Physique
Géographie
Chimie Biologique
Sciences Appliquées
Sciences Economiques et Sociales
Chimie Physique
Génie Mécanique
Géologie
Mathématiques.

A MA FEMME,
A MES MAITRES,
A MES CAMARADES.

SOMMAIRE

INTRODUCTION

PREMIERE PARTIE : METHODES ET DISPOSITIFS D'ETUDE

Pages

1. La diode à avalanche. Sa structure et son fonctionnement en oscillateur	3
2. Modèles d'étude théorique	6
2.1. Etude analytique	
2.1.1. L'impédance	
2.1.2. La puissance émise	8
2.2. Etude numérique	9
3. Etude expérimentale de la puissance	10
3.1. L'analyseur de réseau	
3.1.1. Appareillage	
3.1.2. Méthodes de mesure	11
3.1.3. Problèmes posés - L'encapsulation	12
3.2. Le banc de mesures de puissance	13
3.2.1. La cellule	14
3.2.2. Le circuit de mesures	16

DEUXIEME PARTIE : LA DIODE A AVALANCHE EN REGIME D'OSCILLATION

1. Méthodes de dépouillement	17
1.1. Résultats obtenus à l'analyseur de réseaux	18
1.1.1. Régime linéaire	
1.1.2. Régime non linéaire	23
1.2. Résultats obtenus sur le banc de mesure de puissance	27
2. Résultats obtenus et comparaisons	33
2.1. Impédance en régime non linéaire	
2.1.1. Types d'évolution	
2.1.2. Comparaison avec l'oscillation	35
2.1.3. Résultats de la théorie analytique	37
2.1.4. Influence des paramètres	38

2.2. Puissance et rendement	41
2.2.1. Résultats de l'oscillation	
2.2.1.1. Caractérisation systématique	
2.2.1.2. Caractérisation sélective	43
2.2.2. Prévisions des performances	49
2.3. Applications pratiques	52
2.3.1. Sources hyperfréquences accordables	54
2.3.2. Optimisation des structures	56

TROISIEME PARTIE : L'EFFET DE RECTIFICATION

1. La mise en évidence expérimentale	58
1.1. Les résultats de l'oscillation	
1.2. Les mesures en régime forcé	
1.3. Les grands types de variation	61
2. L'approche théorique	63
2.1. L'effet de non linéarité du taux d'ionisation	
2.1.1. Etude analytique simplifiée	
2.1.2. Modulation de la zone d'avalanche	66
2.1.3. Etude numérique	68
2.1.4. Remarques et conclusions	
2.2. L'effet d'un courant d'injection	70
2.2.1. La nature du courant d'injection supplémentaire	
2.2.2. La théorie analytique	71
2.2.3. Remarques et conclusions	72
3. Interprétation des variations expérimentales	75
3.1. Mise en évidence de l'influence d'un courant d'injection	
3.2. Mise en évidence de l'effet de non linéarité des taux d'ionisation	83
3.3. Effet d'augmentation anormale de la tension d'avalanche	87
3.3.1. Influence des paramètres	
3.3.2. Interprétations	89
3.4. Exemple d'interprétation	92
3.5. Conclusion. Influence sur le rendement	93

CONCLUSION

INTRODUCTION

Tout au long de ces dernières années de grands progrès ont été réalisés dans la génération d'ondes hyperfréquences à partir de diodes à avalanche et temps de transit (A.T.T.). L'augmentation constante des puissances et des rendements a été rendue possible par une meilleure connaissance des matériaux semiconducteurs, des paramètres caractéristiques (dimensions, profil de dopage) des échantillons fabriqués et la définition des valeurs optimales de ces paramètres. Les modèles théoriques destinés à l'optimisation des structures ont été constamment améliorés.

Dans notre travail, la démarche que nous nous proposons de suivre est en grande partie expérimentale et constitue le complément d'une étude plus fondamentale menée également au Laboratoire. En particulier, nous avons réalisé un grand nombre d'études et d'essais en régime d'oscillation et en régime forcé sur plus d'une centaine de diodes au GaAs et au Si. A côté des expérimentations effectuées par d'autres chercheurs pour des régimes différents de fonctionnement (statique, linéaire, amplification) nos essais ont contribué ainsi à la mise au point des structures à très haut rendement (1). Sans doute aussi, cette démarche expérimentale a-t-elle permis de mieux situer un certain nombre d'effets annexes qui peuvent devenir prépondérants : effet d'harmoniques, variation de tension continue, courant de saturation, etc...

Dans une première partie, nous rappelons brièvement la structure d'une diode à avalanche et nous présentons son utilisation en oscillateur. Après avoir fait rapidement le point sur les méthodes de calcul, tant analytiques que numériques, nous décrivons en détail les dispositifs expérimentaux qui nous ont permis de mener à bien notre étude. Nous abordons à ce propos les différentes méthodes et techniques de mesures utilisées.

La seconde partie est consacrée à l'exposé des résultats obtenus en oscillation pour quelques échantillons parmi les plus performants au Silicium et à l'Arséniure de Gallium. Nous montrons comment nous accédons à la connaissance de l'impédance des diodes fonctionnant en régime non linéaire tant à partir de l'étude en oscillation qu'en régime forcé. Après une rapide comparaison avec les résultats théoriques, nous tentons de cerner, compte tenu des limitations éventuelles, l'influence sur la puissance et de rendement de paramètres tels que : le profil, le matériau, l'impédance de charge, les pertes, etc...

Dans la troisième partie nous nous attachons à mettre en évidence l'influence des variations de tension continue avec le niveau hyperfréquence. Après avoir amorcé une approche théorique des phénomènes rencontrés, nous nous appliquons à les expliquer le plus complètement possible.

Enfin dans la conclusion nous faisons une synthèse des différents effets étudiés et nous montrons comment ils peuvent être utilisés, tant dans l'amélioration des performances de nos oscillateurs que dans la prévision de ces mêmes performances.

PREMIERE PARTIE

METHODES ET DISPOSITIFS D'ETUDE

1. LA DIODE A AVALANCHE - SA STRUCTURE ET SON FONCTIONNEMENT EN OSCILLATEUR

Notre étude de l'oscillation a porté sur des échantillons semiconducteurs réalisés soit en Silicium soit en Arséniure de Gallium. Deux types de structures sont décrits : des diodes à jonction $P^+N N^+$ et des diodes à barrière métal semiconducteur à l'or ou au platine. J. PRIBETICH (2) a montré comment, dans chaque cas, il est possible de déterminer le profil de dopage dans la zone N à partir de mesures de capacité à 1 MHz. Plus récemment, E. PLAYEZ (3) a conçu un appareil permettant de tracer directement ce profil par mesure automatique de $C(v)$ à l'analyseur de réseau. Pratiquement, les diodes que nous avons utilisées possèdent dans cette zone, soit un profil de dopage constant N_1 , soit un profil de dopage variable à deux paliers N_1 et N_2 , ces diodes sont dites "à profil différencié".

Ainsi, ont été étudiées :

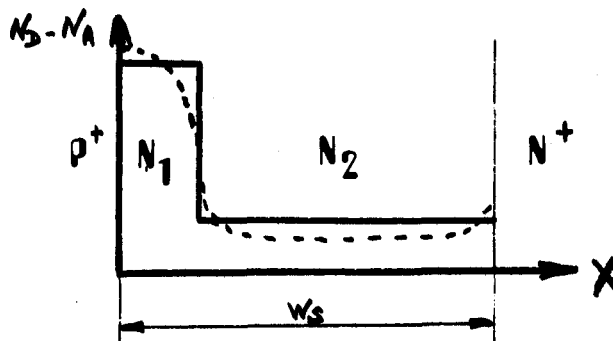
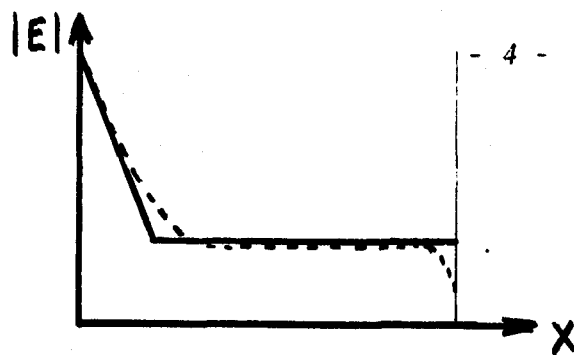
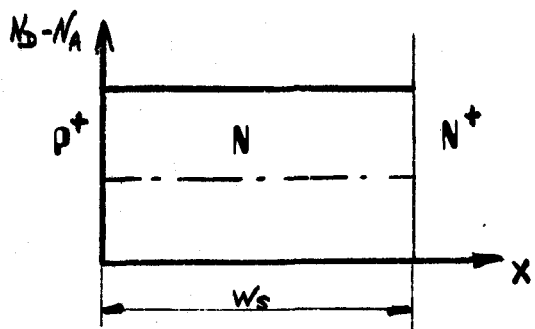
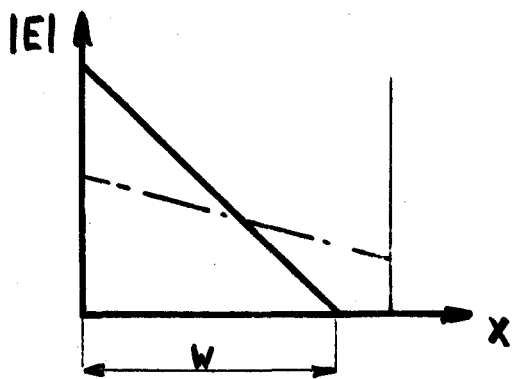
- des diodes au Silicium $P^+N N^+$ à dopage constant N_1
 $5.10^{15} \text{ At/cm}^3 < N_1 < 2.10^{16} \text{ At/cm}^3$

- des diodes à l'Arséniure de Gallium à dopage constant N_1
 (Barrières et Jonctions) $5.10^{15} \text{ At/cm}^3 < N_1 < 3.10^{16} \text{ At/cm}^3$

- des diodes à l'Arséniure de Gallium dont le profil de dopage présente sensiblement deux paliers (N_1 et N_2), $5.10^{15} < N_1 < 4.10^{16} \text{ At/cm}^3$ et $5.10^{14} \text{ At/cm}^3 < N_2 < 5.10^{15} \text{ At/cm}^3$.

Selon l'importance relative de N_2 et N_1 , les diodes sont dites faiblement (8AC) ou fortement différenciées (4PP).

 Ces diodes ont été réalisées au Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée, sous la direction de MM. SEMICHON et MICHEL pour les diodes Silicium et sous la direction de MM. MIRCEA, KRAMER et FARRAYRE pour les diodes GaAs, nous tenons ici à les remercier.



Lorsque la jonction est soumise à une tension inverse suffisante V_a , le phénomène d'avalanche s'amorce dans la diode. Le champ électrique E_0 dans la zone N est alors fonction de l'abscisse et différentes configurations sont possibles :

- . diode dite confinée : le champ électrique n'est pas nul à l'interface n/n^+
- . diode juste confinée : le champ électrique s'annule à cet interface
- . diode non confinée : le champ électrique s'annule dans la zone n.

On considère en général que la zone désertée w est constituée d'une zone d'avalanche d'épaisseur δ et d'une zone de transit d'épaisseur $(W - \delta)$. Dans la zone d'épaisseur δ le taux d'ionisation $\alpha(E)$ est tel que la condition d'avalanche y soit sensiblement satisfaite et l'on a :

$$\int_0^{\delta} \alpha[E_0(x)] dx \approx 1$$

Lorsqu'une tension sinusoïdale $V_1 \sin \omega t$ est appliquée à cette diode, le déphasage courant-tension associé au comportement de la zone d'avalanche d'une part et au transit des porteurs d'autre part peut être tel qu'il donne naissance à une résistance différentielle négative R_D . L'impédance de la diode est alors $Z_D = R_D + jX_D$. On voit que si cette diode est associée à un circuit convenable, il sera possible d'entretenir des oscillations à la fréquence F_0 et de recueillir une puissance hyperfréquence aux bornes de la résistance de charge R_0 (figure 2).

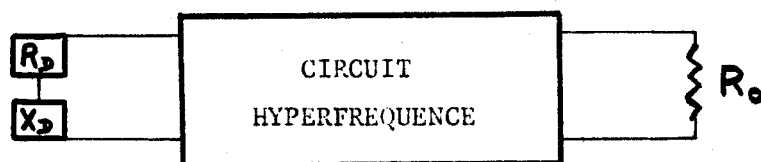


Figure 2

Pratiquement, la pastille semiconductrice, qui présente en outre une résistance parasite série R_S positive, est montée dans un boîtier. L'impédance, dite de la diode encapsulée, est alors $Z'_D = R'_D + jX'_D$. Nous verrons plus loin comment l'on peut calculer Z'_D à partir de Z_D et réciproquement. Le circuit d'utilisation, dont l'ensemble des pertes hyperfréquences peut être représenté par une résistance série R_{HF} (figure 3), est constitué d'une impédance de charge variable $Z_L = R_L + jX_L$.

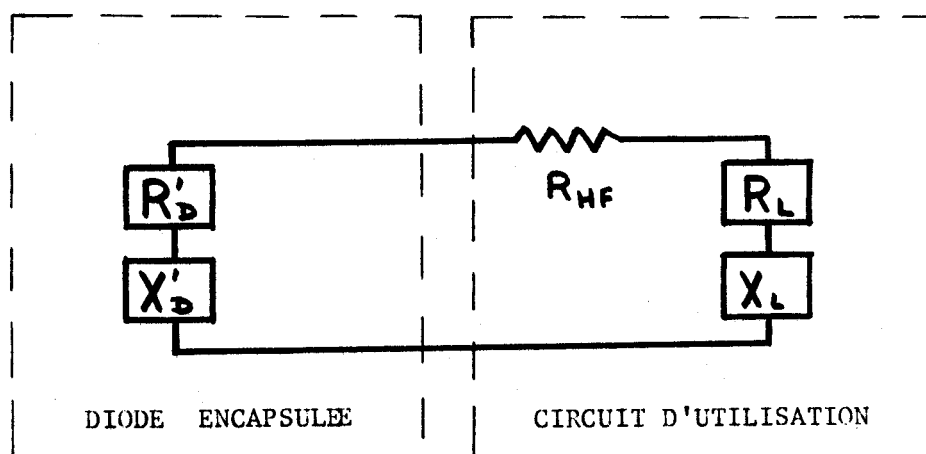


Figure 3

Lorsqu'on applique une tension continue de polarisation suffisante à la diode, les oscillations s'entretiennent pour un courant de polarisation I_0 tel que :

$$R'_D + R_{HF} + R_L = 0$$

$$X'_D + X_L = 0$$

D'autres régimes stationnaires sont possibles avec la même impédance de charge, car si R'_D augmente avec I_0 , elle diminue par ailleurs avec le niveau hyperfréquence aux bornes de l'échantillon. En première approximation, on peut donc dire que la valeur de R , déterminera la puissance P_0 des oscillations, et X_L leur fréquence F_0 , car la réactance de la diode varie peu avec le courant I_0 .

2. MODELES D'ETUDE THEORIQUE

L'étude théorique de la diode à avalanche, utilisée comme oscillateur, découle du choix d'un modèle physique auquel on applique les équations fondamentales qui régissent les phénomènes. Dans la mesure où ce modèle reste simple, un traitement analytique est envisageable, mais dès que le modèle cerne d'avantage la réalité, il devient nécessaire d'entreprendre une étude numérique sur ordinateur. Nous n'avons pas contribué à l'élaboration de tels programmes que nous avons cependant utilisés, ils sont l'oeuvre de nombreux chercheurs du Laboratoire et en particulier MM. LEFEBVRE (4), ALLAMANDO (5), DOUMBIA (6), PRIBETICH (2), CASTELAIN (7). Nous nous permettrons d'en donner un rapide aperçu afin de mieux comprendre les nombreuses références qui y seront faites.

2. 1. Etude analytique

2. 1. 1. L'impédance

Le modèle retenu est celui de "READ" dans lequel on considère indépendamment les comportements de la zone d'avalanche et de la zone de transit. De nombreux auteurs (8), (9), (10), (11), (4) ont étudié, dans ce cas, l'impédance présentée par la diode, tant en régime linéaire qu'en régime non linéaire, compte tenu des hypothèses suivantes :

- les épaisseurs δ et $(W - \delta)$ sont indépendantes du champ E et $\delta \ll (W - \delta)$
 - le temps de transit dans la zone d'avalanche est très inférieur à la période du signal $\omega \tau_0 \ll 1$
 - les taux d'ionisation des électrons et des trous sont égaux, $\alpha_n = \alpha_p = \alpha$
 - les porteurs (électrons et trous) se déplacent toujours à leur vitesse limite
- $$v = v_n = v_p$$
- le courant de saturation et le courant lié à l'effet Tunnel sont nuls :
- $$I_S = I_T = 0$$
- $\alpha''(E)$ est nul en tout point.

Ainsi, on trouve pour l'impédance la valeur suivante :

$$R_D = - \frac{1}{\omega C} \left[\left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \frac{\omega_{a_1}^2}{\omega^2 - \omega_{a_1}^2} \chi(\theta) \right]$$

$$X_D = - \frac{1}{\omega C} \left[\left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \frac{\omega_{a_1}^2}{\omega^2 - \omega_{a_1}^2} \lambda(\theta) + 1 \right]$$

où C = capacité de la jonction $= \frac{\epsilon S}{W}$

θ = angle de transit défini par $\theta = \omega \left[\frac{W - \delta}{v} \right]$

ω = pulsation de travail

ω_{a_1} = pulsation d'avalanche $\omega_{a_1} = 2 \pi F_{a_1}$ F_{a_1} est la fréquence de résonance de la zone d'avalanche

$$\chi(\theta) = \frac{1 - \cos \theta}{\theta} \quad \lambda(\theta) = \frac{\sin \theta}{\theta} + \frac{\delta}{W - \delta}$$

Si l'on veut tenir compte de phénomènes tels que, le courant de saturation, le courant tunnel, l'effet de non linéarité dans la zone d'avalanche et l'influence du temps de transit dans cette même zone, il est possible de modifier les formules d'impédance données plus haut, par l'introduction d'une résistance supplé-
 R_δ dans la zone d'avalanche (figure 4).

$$R_D = - \frac{1}{\omega C} \left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \frac{\omega_{a_1}^2 / \omega^2}{(1 - \omega_{a_1}^2 / \omega^2)^2 + \sigma^2} \left[\left(1 - \frac{\omega_{a_1}^2}{\omega^2}\right) \chi(\theta) - \sigma \lambda(\theta) \right]$$

$$X_D = - \frac{1}{\omega C} \left[1 + \frac{\omega_{a_1}^2 / \omega^2}{(1 - \omega_{a_1}^2 / \omega^2)^2 + \sigma^2} \left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \left[\sigma \chi(\theta) + \left(1 - \frac{\omega_{a_1}^2}{\omega^2}\right) \lambda(\theta) \right] \right]$$

où $\sigma = \frac{R_\delta}{L_\delta \omega}$ L_δ est la self équivalente à la zone d'avalanche.

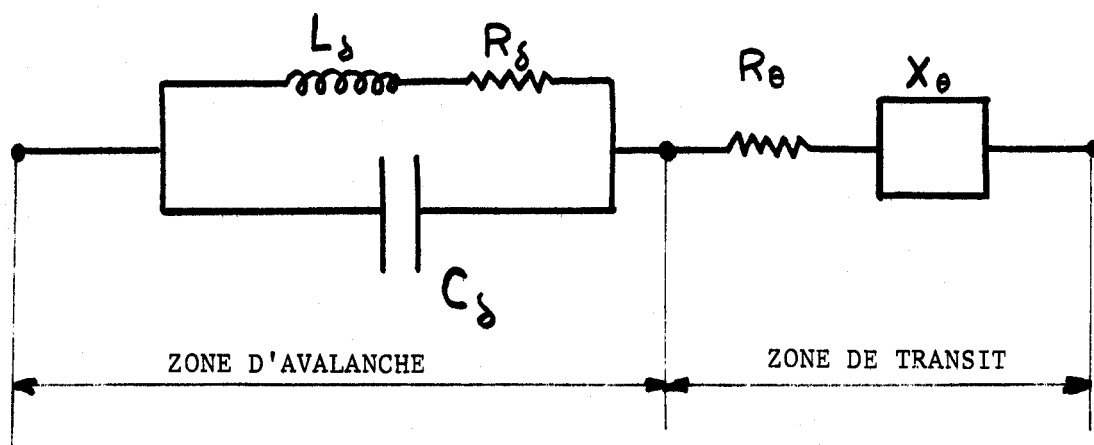


Figure 4

2.1.1. La puissance émise P_E

Lorsque la diode à avalanche est placée dans un circuit hyperfréquence tel que celui décrit au début de ce chapitre, et que nous rappelons ci-dessous (figure 5), il est possible de calculer analytiquement la puissance et le rendement à partir de la valeur de l'impédance Z_D donnée plus haut. Pour ce calcul, nous pouvons tenir compte de l'encapsulation en considérant les impédances R'_{HF} , R'_L , X'_L ramenées au niveau de la diode par le quadripôle équivalent à l'encapsulation. Deux puissances différentes peuvent être calculées : la puissance émise P_E au niveau du semiconducteur lui-même et la puissance utile P_u , effectivement recueillie compte tenu de la résistance série R_s et des pertes du circuit.

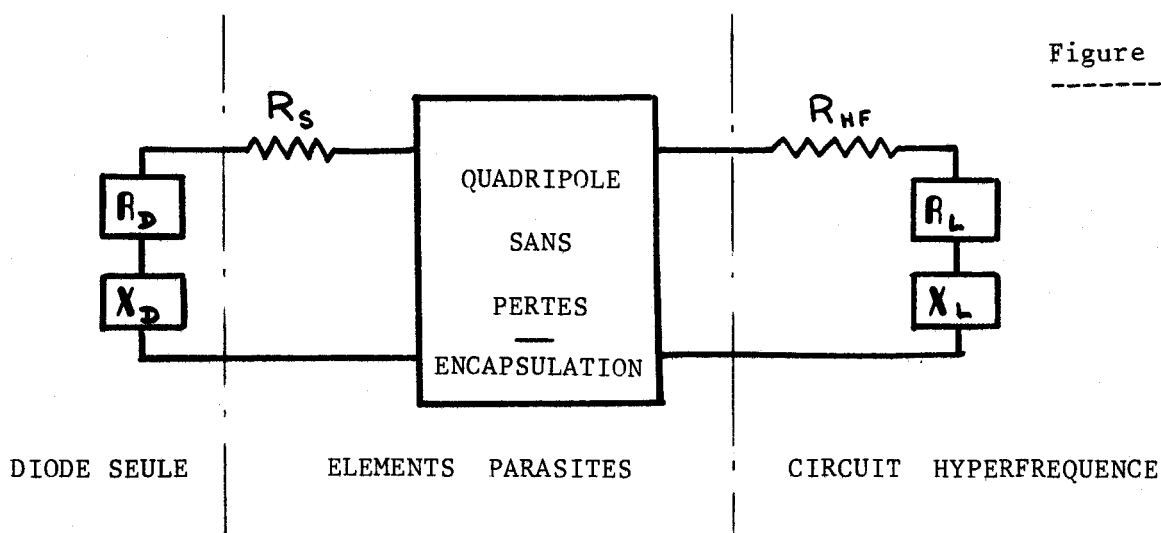


Figure 5

$$\text{On a : } P_E = |R_D| \frac{I_1^2}{2} \quad \text{et} \quad P_u = R_L^2 \frac{I_1^2}{2}$$

I_1 étant le courant hyperfréquence à la pulsation fondamentale.

Remarquons ici, que dans le calcul analytique, on introduit le plus souvent, pour caractériser le niveau hyperfréquence, le paramètre

$$Y = \frac{2 v \bar{\alpha}' E_1}{\omega} \quad \text{où } \bar{\alpha}' \text{ est la dérivée moyenne du taux d'ionisation dans la zone d'avalanche.}$$

Dans ces conditions, il est possible d'écrire la puissance émise P_E sous la forme :

$$P_E = \frac{I_{xo}}{2 \omega C} \left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \chi(\theta) I_0 \left[1 - \frac{I_0}{I_{xo}} \Gamma(Y)\right] Y^2 \Gamma(Y) \left[1 - \frac{\sigma \lambda(\theta)}{\chi(\theta) (1 - \omega_{a1}^2 / \omega^2)}\right]$$

$$\Gamma(Y) = \frac{2}{Y} \frac{B_1(Y)}{B_0(Y)} \quad B_0(Y) \text{ et } B_1(Y) \text{ sont les fonctions de BESSEL modifiées.}$$

Le calcul de la puissance émise à partir de ces formules est assez lourde à mettre en oeuvre car les différents paramètres réagissent les uns sur les autres. On peut cependant retrouver ainsi l'évolution du phénomène en fonction du courant de polarisation et en particulier mettre en évidence l'existence d'un courant limite de démarrage de l'oscillation I start. Malheureusement, cette méthode ne permet pas l'optimisation de la structure pour laquelle il faut recourir à l'étude sur ordinateur.

2.2. Etude numérique

La méthode générale décrite par E. ALLAMANDO (5) consiste à résoudre par une double discrétisation sur le temps et sur l'espace les équations de continuité et l'équation de POISSON dans l'ensemble de la diode. On suppose connue la configuration temporelle du champ électrique en un point de la diode.

Après itération, le programme donne la tension $V(t)$ et le courant $I(t)$ en tout point de la diode, puis la puissance fournie ou consommée aux différents harmoniques. On peut ainsi, après coup, en déduire les impédances présentées par la diode aux différents régimes de fonctionnement ; la simulation numérique permet en outre, d'introduire des valeurs de la vitesse et du taux d'ionisation qui dépendent de la température et du champ électrique.

Divers programmes simplifiés, basés sur le modèle à deux zones ont été par ailleurs élaborés (4) (6), et tiennent compte de la plupart des effets caractéristiques des diodes en régime non linéaire. Ce seront ces programmes qui seront utilisés dans nos études comparatives entre théorie et expériences.

Rappelons toutefois que cette étude nécessite la parfaite connaissance de l'échantillon en régime statique tant pour ses propriétés géométriques (longueur, surface) qu'électriques (dopage, champ E_0).

3. ETUDE EXPERIMENTALE DE LA PUISSANCE

L'étude expérimentale de la puissance a nécessité deux types de mesure sur nos échantillons. En effet, pour exploiter complètement les résultats enregistrés sur le "banc de mesure en oscillation" il a fallu le plus souvent procéder à l'étude complète des impédances sur l'analyseur de réseau. Nous abordons ici ces seuls aspects sans aborder les problèmes de dépouillement de nos mesures qui font l'objet du chapitre suivant.

3.1. L'analyseur de réseau

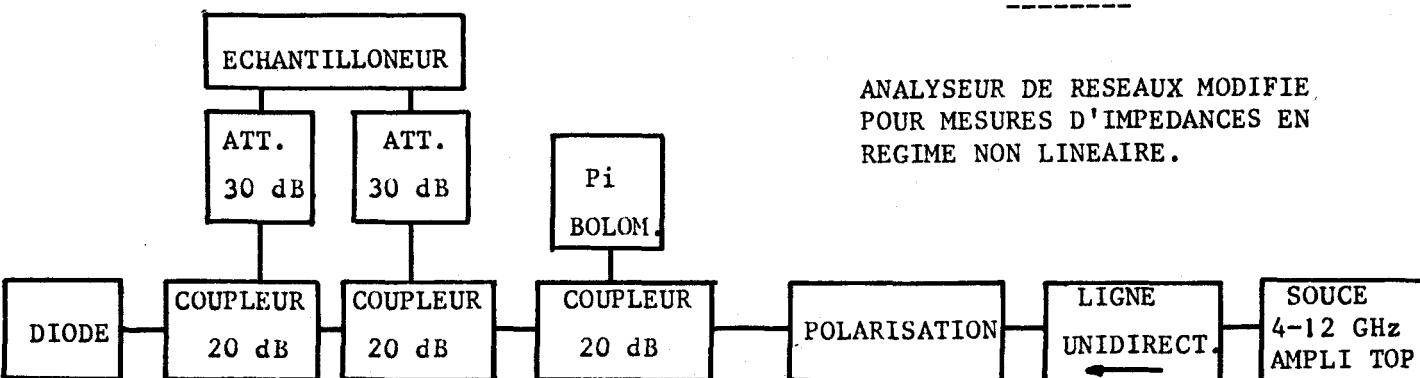
3.1.1) Appareillage

L'analyseur de réseau Hewlett-Packard a été pour nous un outil précieux, nous permettant en particulier de mesurer les impédances des diodes en fonction de la fréquence et de la température (-100° , $+100^{\circ}\text{C}$) pour différents courants de polarisation I_0 tant en régime linéaire que non linéaire. En régime linéaire, nous avons adopté la configuration prévue par le constructeur, le niveau de mesure étant de l'ordre de $30 \mu\text{W}$.

A côté de ces mesures en régime linéaire, nous souhaitons utiliser l'appareil dans le cas où la diode est soumise à un niveau hyperfréquence élevé. Dans ce but, nous avons modifié la configuration initiale.

Les informations relatives à l'amplitude et à la phase des ondes incidentes et réfléchies par la diode ont du être prélevées indépendamment de l'appareil et envoyées directement sur l'échantillonneur (figure 6). Ce sont deux coupleurs 20 dB placés en sens inverse l'un de l'autre qui ont permis de réaliser cette fonction. Le signal hyperfréquence de grande amplitude est fourni par un amplificateur à tube à ondes progressives. Le circuit principal comprend, outre le dispositif de protection de cet amplificateur, la polarisation continue et le coupleur de la mesure de la puissance incidente.

Figure 6



La qualité de la mesure ainsi réalisée dépend beaucoup de la directivité des coupleurs utilisés. A cause du manque de directivité des coupleurs, une partie du signal incident vient se superposer au signal caractéristique de l'onde réfléchiée et vice versa. Pour éviter l'un de ces effets, le montage peut ainsi être amélioré, soit en plaçant une ligne unidirectionnelle entre les deux coupleurs, soit en remplaçant le deuxième par un circulateur de bonne directivité.

3.1.2) Méthodes de mesure

Deux méthodes différentes de mesure d'impédance sont utilisées au Laboratoire ; la méthode complète et la méthode dite "simplifiée". Le principe de la méthode complète a été largement expliqué par J. PRIBETICH (2), rappelons simplement qu'elle consiste à éliminer les défauts dus à l'imperfection de directivité des coupleurs par la mesure de trois éléments parfaitement connus. Il est possible, après correction, de déterminer l'impédance d'un élément quelconque. Les résultats sont donnés indifféremment en module et phase du coefficient de réflexion ou en résistance et réactance. Ils peuvent être tracés directement sur abaque de SMITH.

La méthode simplifiée, CASTELAIN (12), a été élaborée en considérant que la mesure de l'impédance de la diode semiconductrice proprement dite, se fait au travers d'un quadripôle sans perte représentant l'encapsulation. Ceci est valable à condition que la plus grande partie de la résistance parasite série soit localisée dans le semiconducteur. On peut démontrer dans ce cas que les variations relatives des réactances et des résistances en aval ou en amont de l'encapsulation (cf figure 7) sont dans un rapport constant :

$$\frac{\Delta R_D}{\Delta R'_D} = \frac{\Delta X_D}{\Delta X'_D} = k$$

Ceci n'est vrai en toute rigueur qu'autour du point $R_D = 0$ ou encore $|\rho_D| = 1$; cette condition est bien remplie au seuil de l'avalanche.

Il est possible de connaître rigoureusement le rapport $\frac{\Delta X_D}{\Delta X'_D}$ en faisant varier le X_D de la diode d'une quantité connue, par exemple de $-0,1 X_a$, où X_a est la réactance à l'avalanche et en mesurant le $\Delta X'_D$ correspondant. La variation de la réactance de la diode est réalisée en faisant varier sa tension de polarisation avant l'avalanche ; une mesure préalable de la capacité de la diode en fonction de la tension à basse fréquence fournit l'étalonnage nécessaire.

En pratique, on mesure plutôt les variations du module et de la phase du coefficient de réflexion, et on les enregistre sur table traçante, en dilatant les échelles pour faire apparaître les effets intéressants.

On a de même $\frac{\Delta \rho}{\Delta \rho'} = \frac{\Delta \phi}{\Delta \phi'} = k$ autour de $|\rho| = 1$

Il est possible d'accéder à la fois aux valeurs de l'impédance de la diode seule et encapsulée (figure 7).

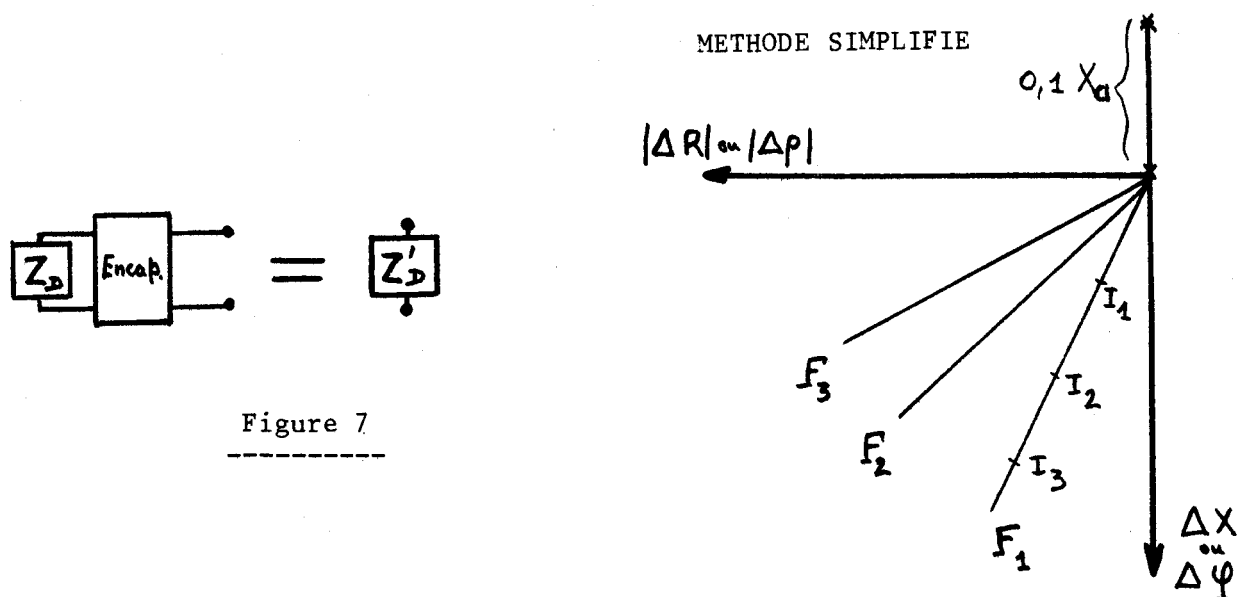


Figure 7

c) Problèmes posés - l'encapsulation

Les problèmes rencontrés tout au long de cette étude n'ont pas été spécifiques à notre travail dans la mesure où de nombreux chercheurs étaient directement concernés. C'est peu à peu que les techniques employées ont évolué, provoquant par la même occasion une meilleure connaissance de la diode et de son boîtier.

Quelle que soit la méthode utilisée, la mesure est effectuée par rapport à un plan de référence qui, technologiquement, ne peut être le plan du semiconducteur. De plus il apparaît capital de pouvoir accéder à l'impédance de la diode tantôt seule, pour les comparaisons avec la théorie, tantôt encapsulée pour son utilisation dans les circuits. Chacune des deux méthodes décrites plus haut le permet.

Dans la première, il est nécessaire d'adopter un schéma électrique équivalent de l'encapsulation et de procéder à la détermination de ses éléments à partir de la comparaison entre les réactances $X(V)$ mesurée et calculée par $C(V)$. Nous avons adopté le schéma de PRIBETICH (2) qui nous a donné au départ un ordre de grandeur satisfaisant (figure 8).

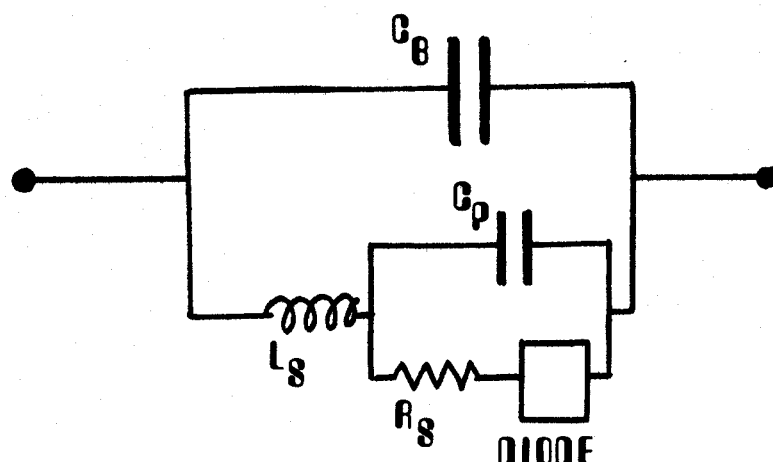


Figure 8

où C_B = Capacité du boîtier $0,15 \text{ pf} < C_B < 0,25 \text{ pf}$
 L_S = Self des fils $0,3 \text{ nH} < L_S < 0,8 \text{ nH}$
 C_P = Capacité des fils $0,02 \text{ pf} < C_P < 0,08 \text{ pf}$
 R_S = Résistance du substrat $0,1 \text{ Ohm} < R_S < 1 \text{ Ohm}$

Dans le cas de la méthode simplifiée, il est possible comme nous l'avons vu d'accéder directement aux rapports $\frac{\Delta R}{\Delta X} = \frac{\Delta X}{\Delta X} = k$ à chaque fréquence. On peut ensuite en déduire les valeurs des éléments de l'encapsulation et ainsi, sans doute, mettre au point un schéma équivalent encore plus proche de la réalité. Remarquons également que la connaissance de l'encapsulation est nécessaire pour déterminer le rapport entre les tensions hyperfréquences aux bornes de la diode seule et aux bornes de la diode encapsulée.

3.2. Le banc de mesures de puissance

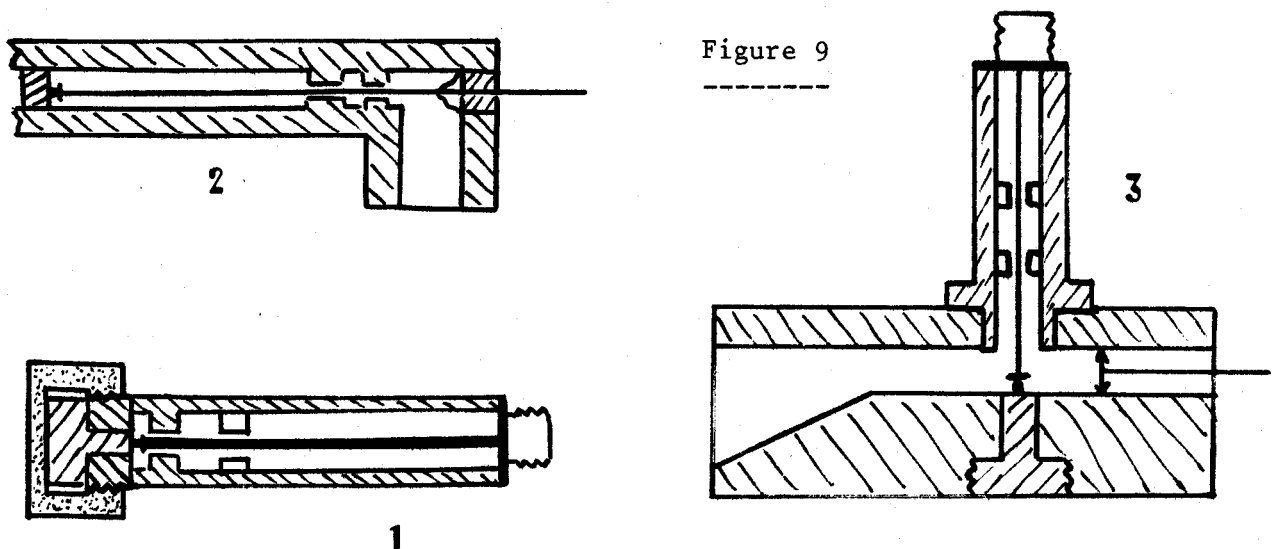
Pour mener à bien l'étude des puissances émises par les échantillons semiconducteurs, nous avons utilisé un appareillage qui a évolué peu à peu dans deux directions précises : la possibilité de mesurer des oscillations dans la gamme des fréquences 6 - 12 GHz avec le même montage, et la connaissance la plus exacte possible de la puissance produite à partir d'un étalonnage continu, en fonction de la fréquence. La diode est placée dans une cellule permettant d'obtenir des résistances de charge très variées, nécessaires pour étudier les divers régimes d'oscillation. Le montage comprend en outre les différents dispositifs de mesure de puissance, fréquence, tension et courant de polarisation.

3.2.1.) La cellule

La mise au point de la cellule définitive a nécessité de nombreux essais et transformations. En principe, il est possible dans la bande de fréquence considérée de concevoir des cellules de type coaxial ou de type guide d'onde bande X. A priori, il paraît assez intéressant de placer la diode dans un guide rectangulaire sous dimensionné : les circuits sont classiques, la polarisation de la diode est aisée, et on peut réaliser un accord sur les fréquences harmoniques. Cependant, les premiers essais ont été assez décevants car il s'est révélé difficile d'obtenir des impédances de charge continûment variables et suffisamment faibles pour les échantillons dont nous disposons, ALLAMANDO [13]

. A cette époque, IGLESIAS [14] montrait que l'utilisation d'une structure coaxiale à "slugs" permet de remédier à cet inconvénient. Nous avons alors tenté d'améliorer ce type de cellule réalisé au Laboratoire par VAESKEN [15], en mettant au point :

- une cellule coaxiale avec un slug fixe 1
- une cellule coaxiale associée à une transition large bande coaxiale guide d'onde 2
- une structure guide d'onde avec accord série réalisé par un circuit coaxial à slug. 3



Les cellules ainsi réalisées présentent l'inconvénient en raison de leur complexité mécanique de produire des pertes hyperfréquences plus importantes que la cellule très simple décrite ci-dessous. Lorsque les résistances de charges ramenées sont très faibles les pertes jouent en effet un rôle prépondérant.

La cellule que nous avons le plus couramment utilisé est de type coaxial à deux slugs mobiles. Le diamètre du conducteur central est de 3 mm et du conducteur extérieur 7 mm (structure 50 Ω). La diode est serrée dans une pince en cuivre constituée d'un cylindre en deux parties réunies par des vis d'assemblage. Ce dispositif permet d'obtenir un état de surface satisfaisant dans le plan de la diode où le courant est maximum. Une circulation d'eau froide installée autour de la pince assure une bonne évacuation thermique sans apporter d'humidité sur le pilier de la diode comme c'était le cas avec les systèmes de refroidissement à air comprimé. Les slugs sont des bagues métalliques isolées par une mince pellicule (1/10 mm) de téflon qui facilite le déplacement et donne un "contact" hyperfréquence de qualité constante. Le déplacement est rendu possible de l'extérieur grâce à une fente de 5/10e mm qui ne se prolonge pas jusqu'au voisinage immédiat de la diode. Un ressort monté dans l'extrémité du conducteur central assure une pression suffisante sur le chapeau.

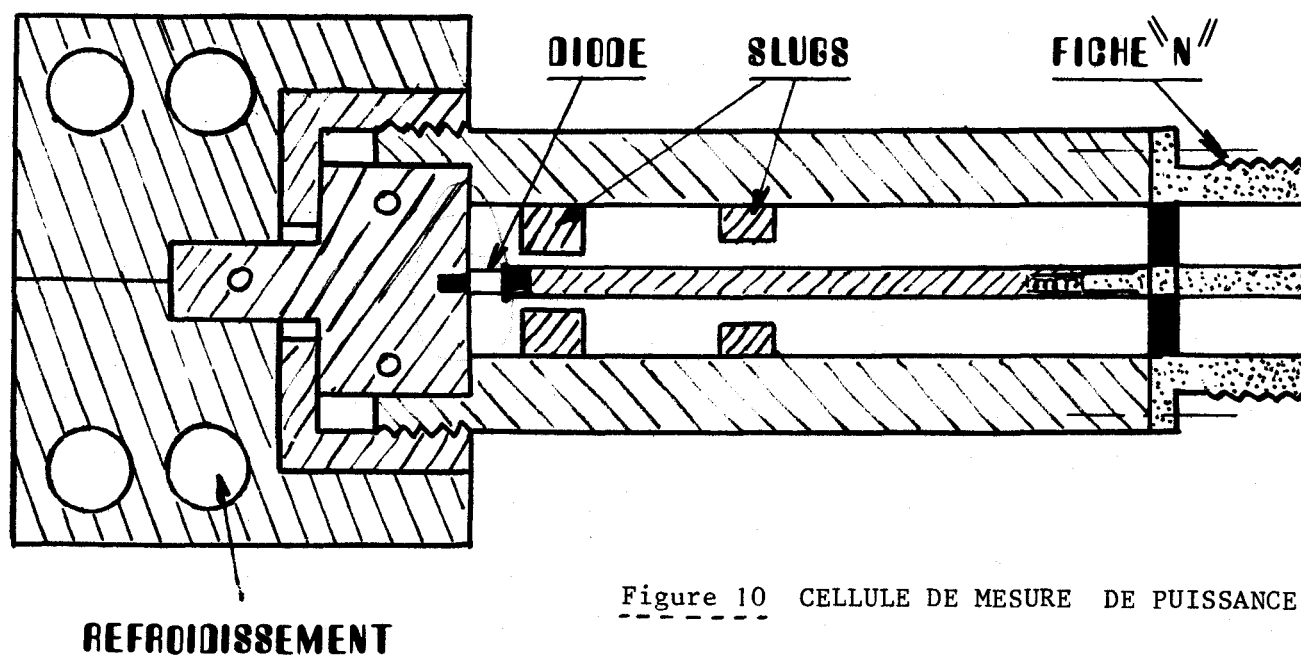


Figure 10 CELLULE DE MESURE DE PUISSANCE

Ce type de structure permet de ramener au niveau de la diode, et de façon très simple, n'importe quelle impédance de charge. Toutefois, la présence d'une fente, la qualité du centrage et la transition de la fiche de sortie occasionnent des pertes qui, bien que faibles, perturbent les rendements obtenus, comme nous le verrons au chapitre 2.

3.2.2) Le circuit de mesures

Cette cellule est associée à un circuit coaxial de mesure qui comprend tous les éléments permettant une parfaite connaissance des conditions d'oscillation.

La puissance produite est mesurée dans le bras d'un coupleur large bande de couplage (20 dB), cette partie du circuit est parfaitement étalonnée.

Dans la voie directe s'effectuent les mesures des autres grandeurs. L'alimentation continue de la diode se fait à travers une forte résistance de protection pour réduire au maximum les effets transitoires dans le circuit de polarisation. Un voltmètre numérique permet de mesurer avec précision les variations de la tension continue. La mesure de fréquence et la visualisation du spectre s'opèrent à l'extrémité du "banc".

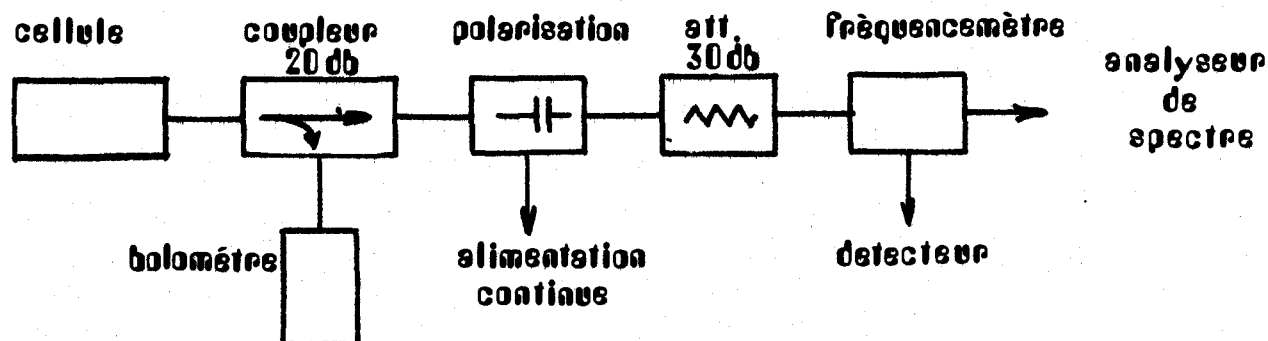


Figure 11

BANC DE MESURE DE PUISSANCE

6 Ghz - 12 Ghz

DEUXIEME PARTIE

LA DIODE A AVALANCHE EN REGIME D'OSCILLATION

Ce chapitre est consacré en grande partie à l'exposé des résultats expérimentaux concernant la puissance et le rendement de diodes à avalanche et temps de transit. Ils ont été obtenus dans le cadre d'une recherche plus globale menée au laboratoire. Son principal objectif était la mise au point de diodes susceptibles de produire, dans la bande des 7 - 12 GHz, des puissances hyperfréquences importantes avec le meilleur rendement possible. Elle a abouti à la définition de profils de dopage qui ont permis d'obtenir en 1972 un rendement de 22% pour une puissance de 700 mW à 7,5 GHz avec des diodes à l'Arséniure de Gallium (1). (16). L'optimisation des structures semiconductrices et des circuits hyperfréquences associés requiert une parfaite connaissance du comportement non linéaire des échantillons. On peut dire en effet, assez grossièrement, que les performances seront d'autant meilleures que la résistance négative de la diode diminuera moins avec la tension hyperfréquence existant à ses bornes. Il n'est pas étonnant de constater alors qu'une étude complète de l'oscillation se traduit tout autant par des résultats de puissance effectivement produite que d'impédance non linéaire. Ces derniers, d'ailleurs, se prêtent mieux à une comparaison avec la théorie.

1. METHODES DE DEPOUILLEMENT

Dans cette première partie, nous montrons sur quelques exemples précis comment nous avons pu exploiter certains résultats expérimentaux obtenus, tant à l'analyseur de réseaux qu'au banc de mesure de puissance, et rendre ainsi plus aisées les comparaisons et interprétations ultérieures.

1.1. Résultats obtenus à l'analyseur de réseaux Hewlett-Packard

1.1.1. Les mesures d'impédance en régime linéaire ne posent pas de problèmes particuliers quant à leur dépouillement, chacune des deux méthodes décrites au premier chapitre donnant une formulation un peu différente d'un même résultat.

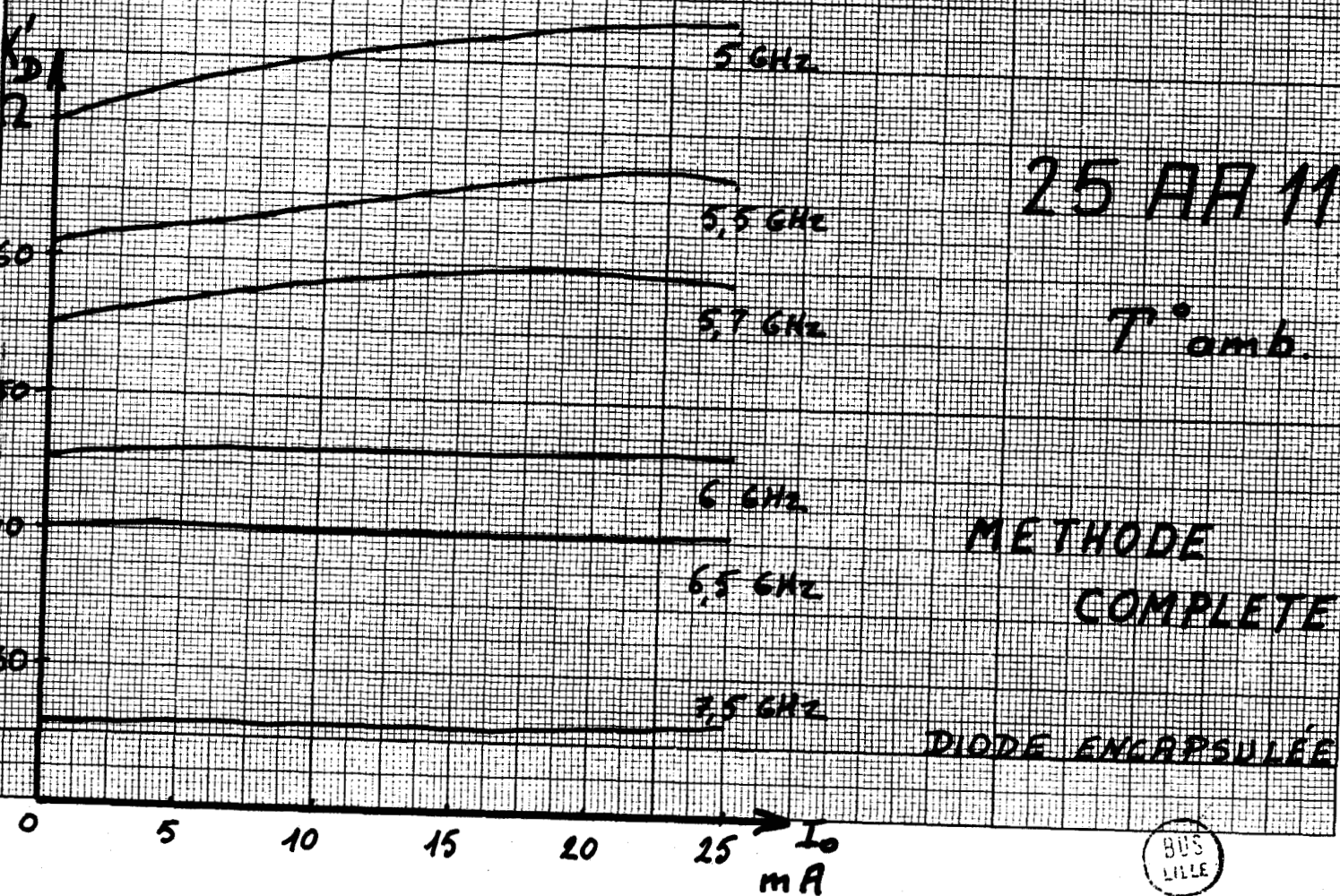
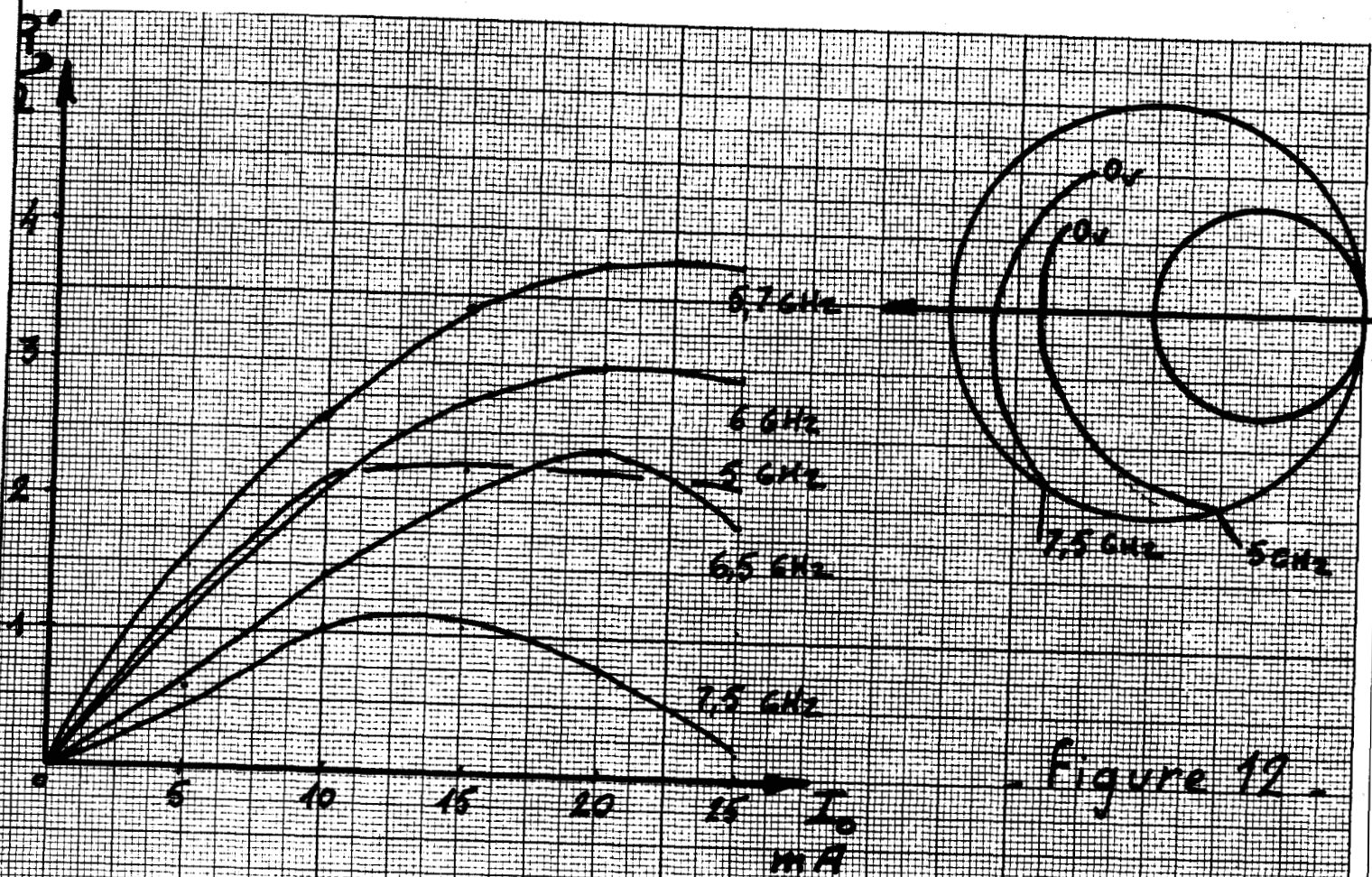
La méthode complète nous permet d'accéder assez facilement à l'impédance de la diode encapsulée ^{*}, sous réserve d'effectuer au préalable des mesures sur trois éléments de référence à chaque fréquence. Il est possible alors de tracer des réseaux de courbes donnant l'évolution des parties réelles R'_D et imaginaires X'_D de l'impédance de la diode encapsulée en fonction du courant de polarisation I_0 à différentes fréquences et températures (figure 12).

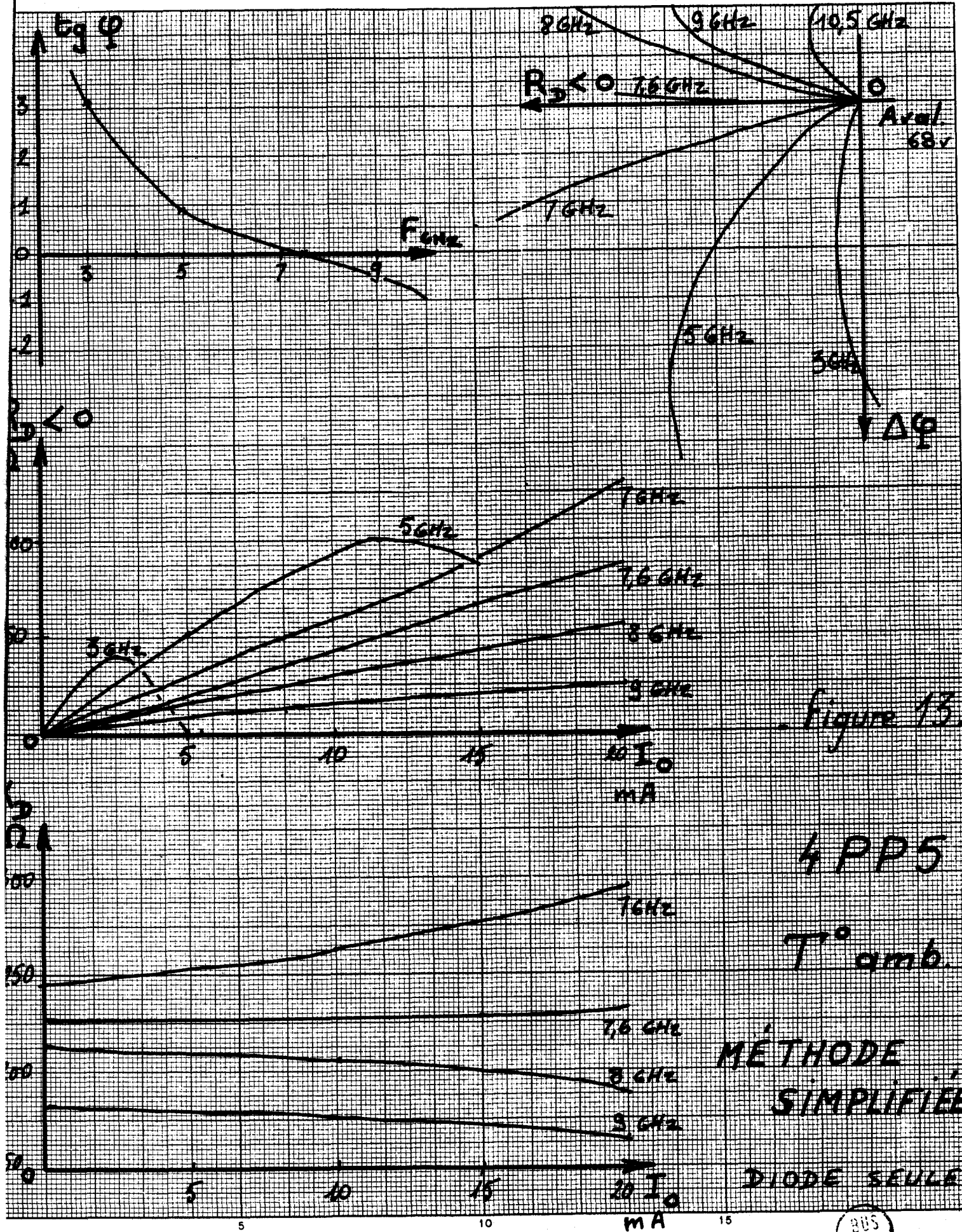
La méthode simplifiée nous renseigne sur l'évolution du coefficient de réflexion de la diode non encapsulée (ρ et ϕ) à partir de $I_0 = 0$. On s'intéressera essentiellement aux variations ΔR_D et ΔX_D de ces grandeurs (par rapport à leurs valeurs à l'avalanche) en fonction de la fréquence, du courant et de la température. Signalons à ce propos que la quantité $\text{tg}\phi = \frac{X_D - X_{AV}}{R_D - R_S}$ sera directement accessible par cette méthode ; nous verrons que son évolution avec le niveau hyperfréquence peut nous renseigner sur les propriétés du semiconducteur (figure 13). CASTELLAIN (12) montre par ailleurs, à partir des variations de $\text{tg}\phi$ avec la fréquence et la température, comment on accède à certains paramètres de la diode ou du matériau : δ/W , vitesse des porteurs, etc...

Il est possible, une fois ces résultats acquis, pour l'une ou l'autre méthode à partir de la connaissance de l'encapsulation, de déterminer les impédances à un niveau différent (figure 14 et 15).

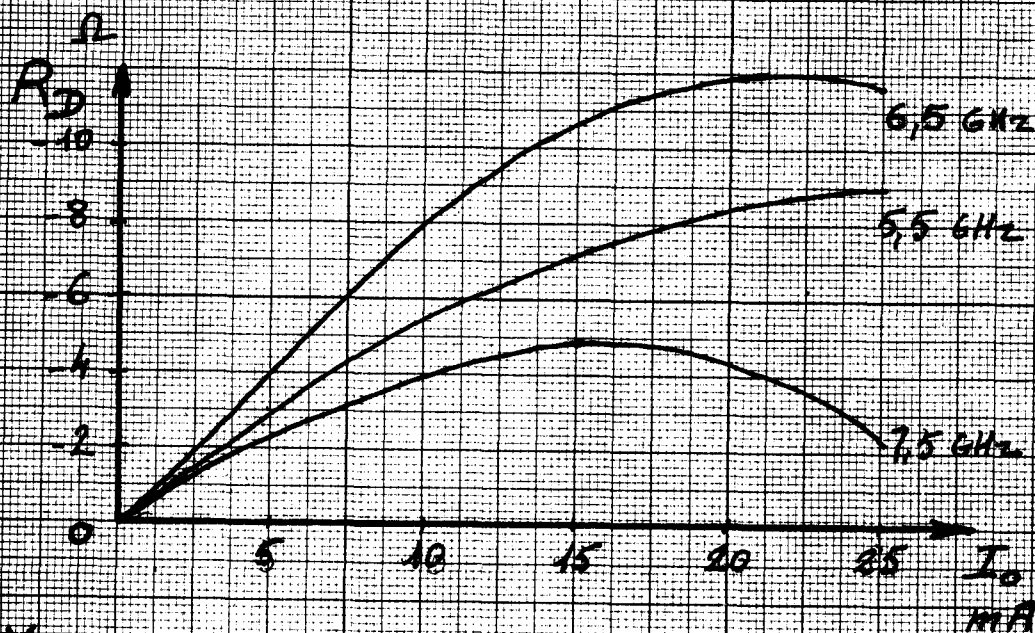
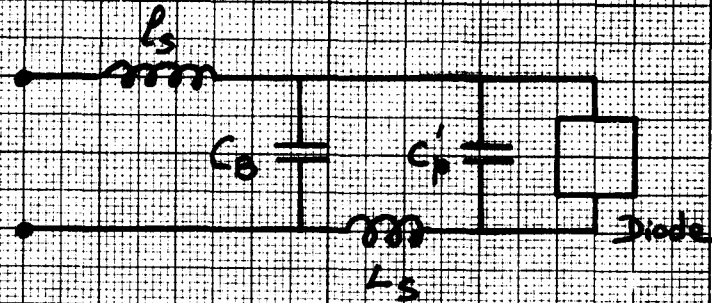
^{*}Rappelons que nous désignons toujours par

$Z'_D (R'_D \text{ et } X'_D)$: l'impédance de la diode dans son boîtier (encapsulée)
et par $Z_D (R_D \text{ et } X_D)$: l'impédance de la diode seule (pastille semiconductrice).





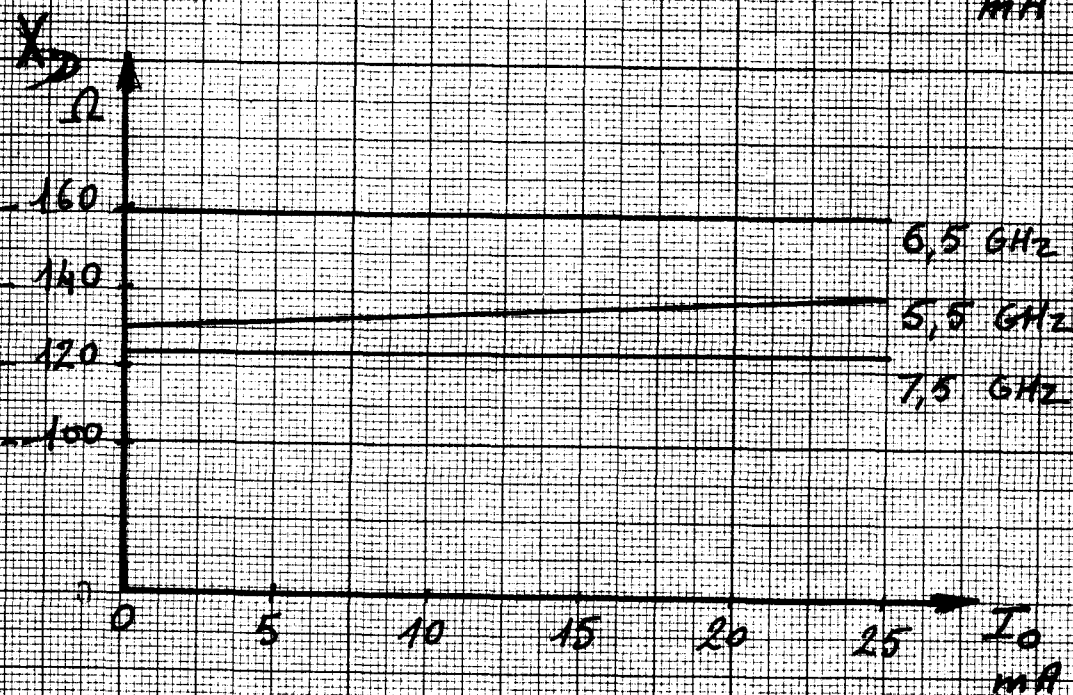
	5,5 GHz	6,5 GHz	7,5 GHz	Moy.
$\frac{P_{out}}{P_{in}}$	0,27	0,36	0,44	
$C_{D,RF}$	0,1	0,2	0,2	0,17
$L_{S,MIN}$	0,3	0,35	0,36	0,34
$C'_{D,RF}$	0,03	0,03	0,03	0,03



25 RA11

$T^{\circ} amb$

DIODE SEULE

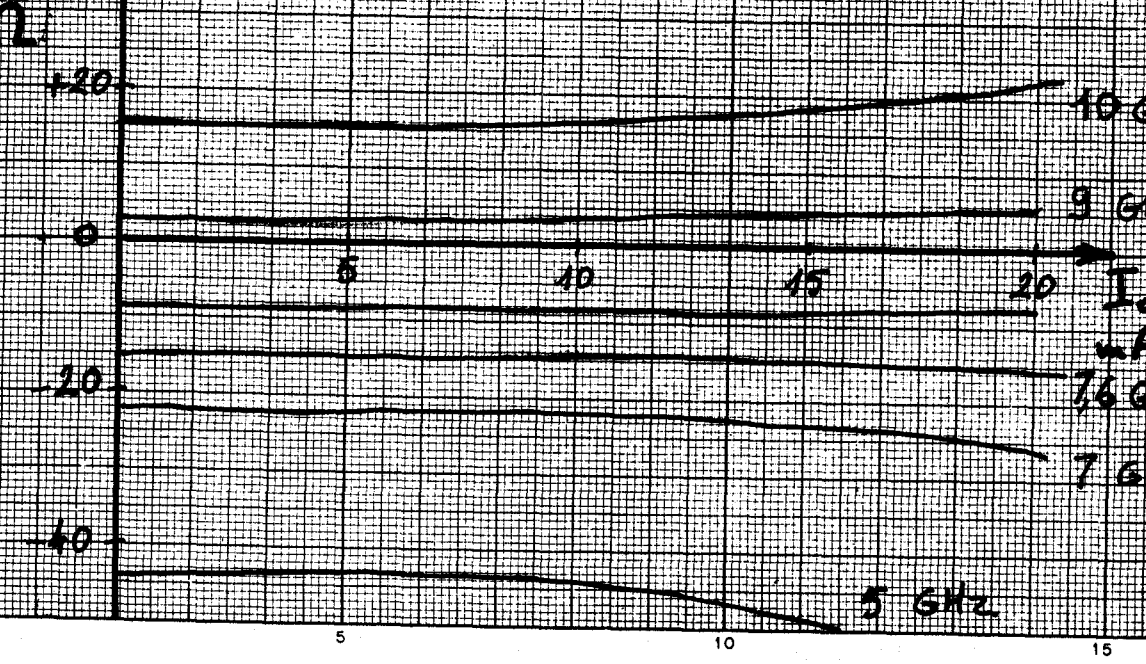
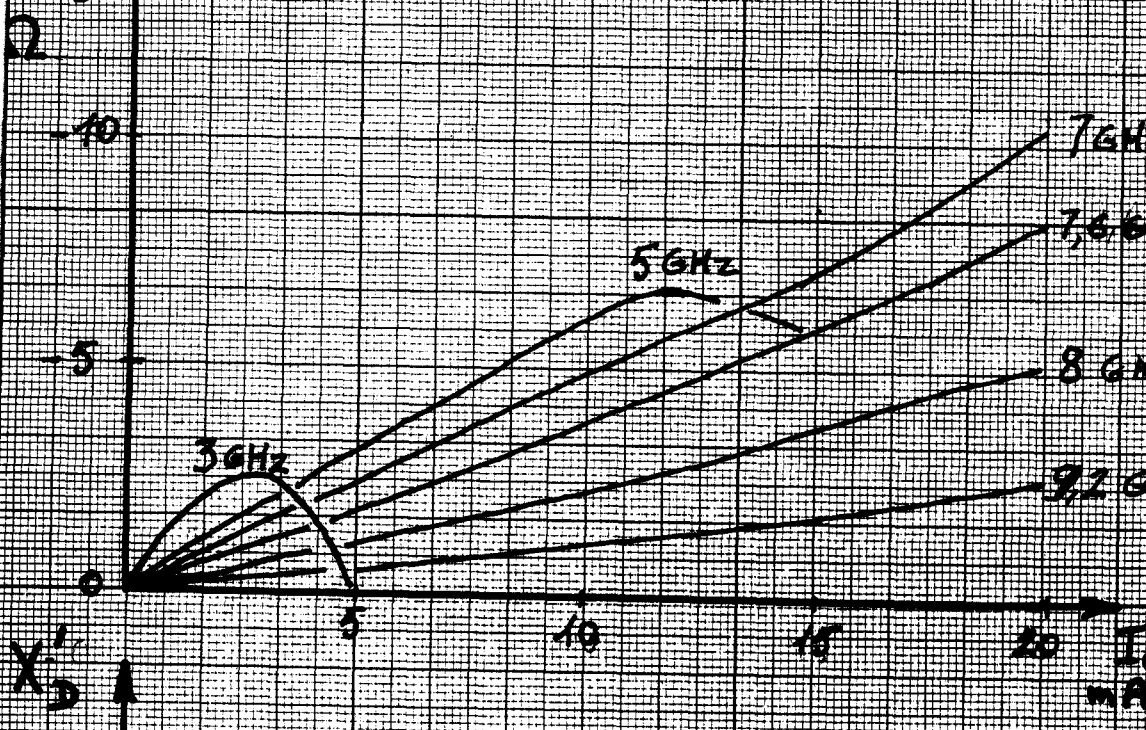
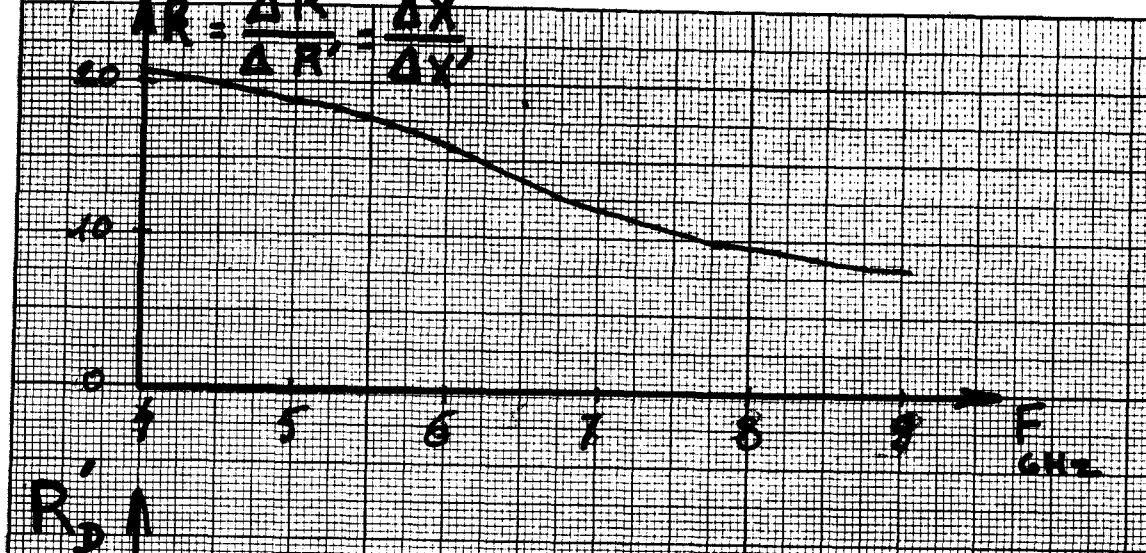


$$\Delta R = \frac{\Delta R}{\Delta R'} - \frac{\Delta X}{\Delta X'}$$

4PP5

T°_{amb}

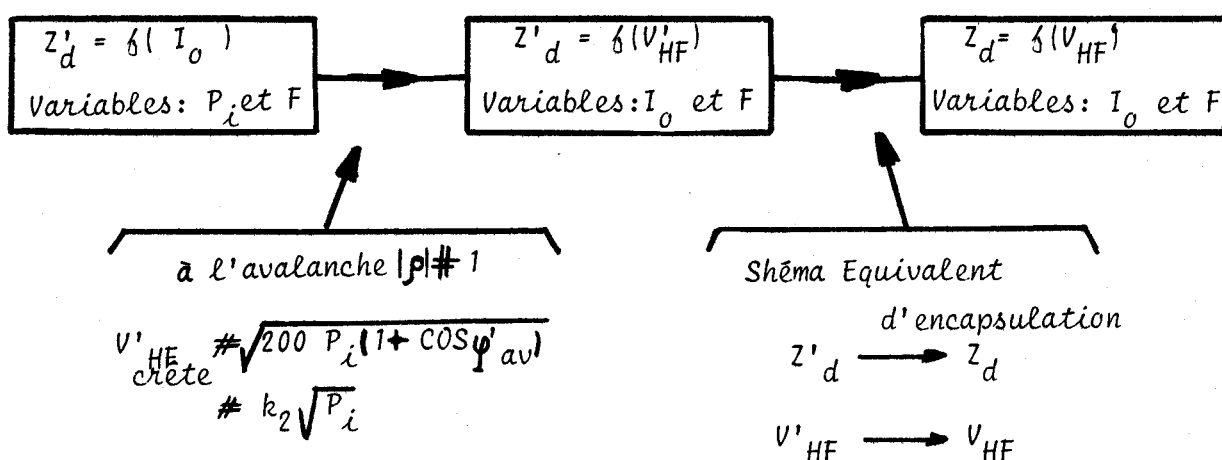
DIODE
ENCAPSULÉE



1.1.2. Le dépouillement des mesures en régime non linéaire s'effectue de la même façon que ci-dessus à condition d'introduire un nouveau paramètre : la tension hyperfréquence appliquée à la diode. Expérimentalement, on mesure la puissance incidente P_i se propageant dans la ligne terminée par la diode et produite par un générateur adapté et isolé du circuit de charge. Cette mesure est effectuée soit par l'intermédiaire d'un coupleur directif, soit en remplaçant la diode par la thermistance d'un pont bolométrique. Le calcul de la tension hyperfréquence V_{HF} nécessite la connaissance de l'impédance de la diode.

Nous donnons ci-dessous l'organigramme du dépouillement dans chacune des deux méthodes.

Méthode complète



L'amplitude de la tension V'_{HF} aux bornes de la diode est fonction de l'amplitude V_i de l'onde incidente :

$$|V'_{HF}| = V_i |1 + \rho'|$$

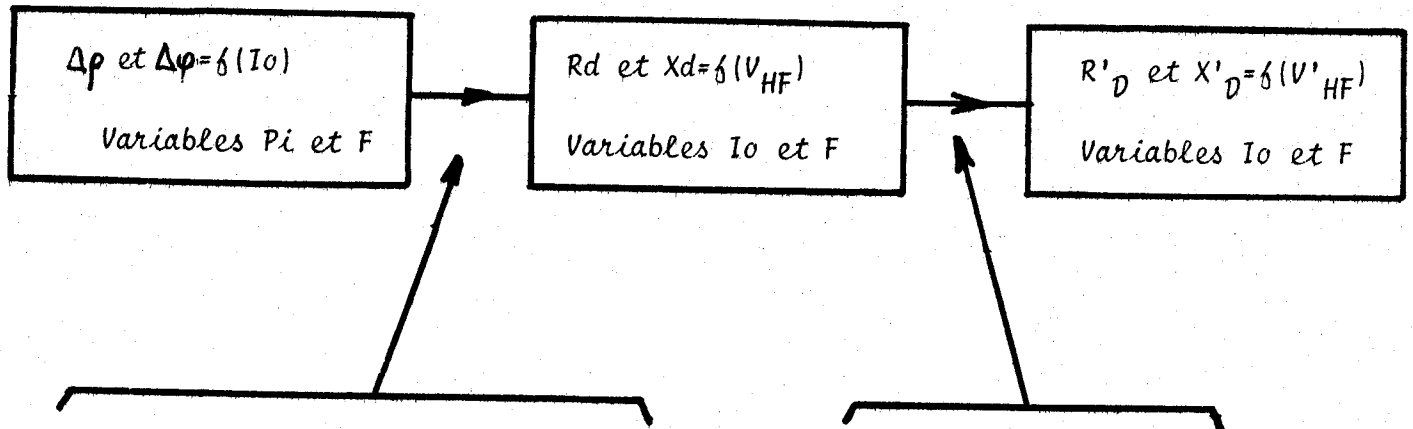
$$\text{or } P_i = \frac{1}{2} \frac{V_i^2}{R_c} \quad \text{avec } R_c = 50 \, \Omega$$

$$|V'_{HF}|^2 = 100 P_i |1 + \rho'|^2$$

La diode présentant un coefficient de réflexion de module voisin de 1 et de phase voisine de la phase à l'avalanche ϕ'_{AV} , on a

$$|V'_{HF}| \approx \sqrt{200 P_i (1 + \cos \phi'_{AV})} = k_2 \sqrt{P_i}$$

Méthode simplifiée



à l'avalanche $|\rho| \neq 1$

$$V_{\text{crête}}^2 = \frac{P_i(\rho^2 - 1) R_D}{R_D^2 + X_D^2} \neq \frac{4 \Delta \rho P_i R_D}{R_D^2 + X_D^2}$$

$$\frac{\Delta R'}{\Delta R} = \frac{\Delta X'}{\Delta X} = k$$

La formulation donnant l'amplitude V_{HF} s'obtient en considérant que la puissance dissipée (ou produite) sur la diode est égale à $P_i(\rho^2 - 1)$ si ρ est le coefficient de réflexion de la diode. Par ailleurs, elle est égale à :

$$\frac{V_{\text{HF}}^2 \text{ eff. } R_D}{R_D^2 + X_D^2}$$

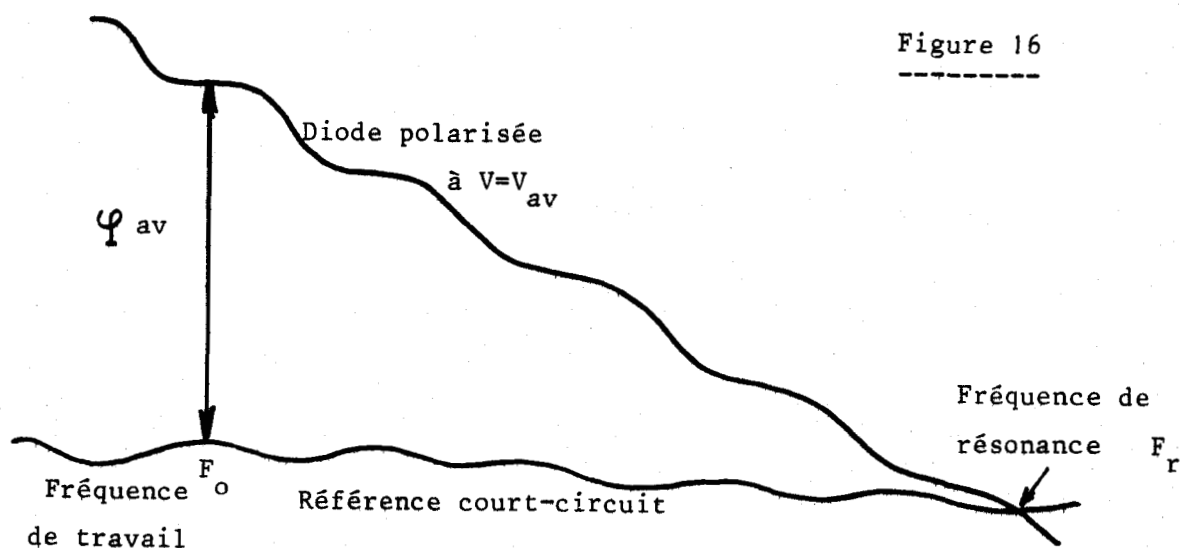
on admet que $X_D \neq X_{\text{AV}}$ et $|\rho| = 1 + |\Delta \rho|$

$$P_i \cdot 2 \Delta \rho = \frac{V_{\text{HF}}^2 \cdot R_D}{R_D^2 + X_{\text{AV}}^2}$$

$$V_{\text{HF crête}}^2 = \frac{4 P_i \Delta \rho (R_D^2 + X_{\text{AV}}^2)}{R_D}$$

Il est possible à ce stade de faire un certain nombre de remarques.

a) Dans le cas de la méthode complète, on peut accéder plus rapidement à la tension hyperfréquence aux bornes de la diode seule en repérant la fréquence de résonance du boîtier. Pour ce faire, on trace sur une large gamme de fréquences l'évolution des phases respectives de la diode polarisée à l'avalanche et d'un court-circuit de référence située dans le même plan. La fréquence pour laquelle ces phases sont égales constitue la fréquence de résonance F_r du boîtier.



Si nous travaillons à une fréquence voisine F_0 , le rapport des tensions hyperfréquences avant et après l'encapsulation peut s'exprimer en fonction du rapport F_0/F_r , en considérant que le schéma équivalent au boîtier est un circuit oscillant série

$$\frac{V_{HF}}{V'_{HF}} = \frac{1}{1 - \frac{F_0}{F_r}} = k_1$$

En conclusion, dans ce cas, la connaissance de V_{HF} nécessite uniquement la détermination de P_i , ϕ_{AV} et F_r pour chaque fréquence F_0 .

b) L'évolution de la quantité $\text{tg } \phi$ en fonction du niveau peut nous renseigner sur les différents effets caractéristiques du régime non linéaire dans la zone d'avalanche et regroupés dans le terme σ de la théorie analytique, courant de saturation, temps de transit des porteurs, etc...

D'après la théorie analytique (4) la valeur de $\text{tg } \phi$ en régime non linéaire peut s'écrire :

$$\text{tg } \phi = \frac{\sigma \chi(\theta) + (1 - \beta_1^2) \lambda(\theta)}{(1 - \beta_1^2) \chi(\theta) - \sigma \lambda(\theta)} \quad \beta_1^2 = \frac{\omega_1^2}{\omega^2}$$

Si $\beta_1^2 \ll 1$, c'est à dire si le courant est très inférieur au courant d'avalanche, on peut faire les approximations suivantes :

En régime linéaire

$$\text{tg } \phi_0 = \frac{\lambda(\theta)}{\chi(\theta)}$$

En régime non linéaire

$$\text{tg } \phi = \text{tg } \phi_0 \cdot \left[\frac{1 + \frac{\sigma}{\text{tg } \phi_0}}{1 - \sigma \text{tg } \phi_0} \right]$$

Si $\Delta \phi$ est la variation de l'angle ϕ par rapport au régime linéaire ϕ_0 .

$$\text{tg } \Delta \phi = \frac{\sigma}{1 + \frac{\text{tg } \phi_0 \sigma}{\chi}} \left[\frac{1 + \text{tg } \phi_0}{1 + \text{tg}^2 \phi_0} \right]$$

Lorsque la quantité σ reste faible, le dénominateur reste voisin de l'unité et

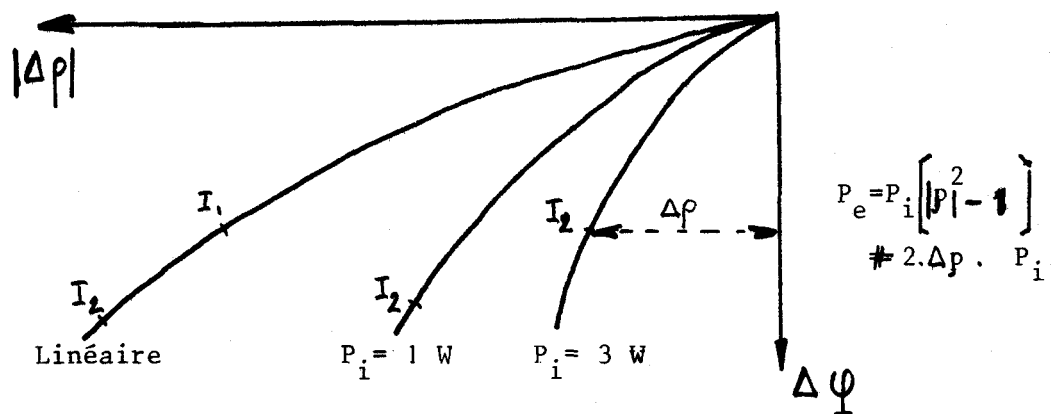
$$\text{tg } (\Delta \phi) \approx \Delta \phi \approx \sigma$$

On voit donc que la variation de l'angle ϕ nous renseigne immédiatement sur le comportement de la zone d'avalanche en régime non linéaire.

c) Sur le plan de la comparaison entre les deux méthodes (que nous avons employées successivement dans le temps), il semble, tant à partir de ce qui a pu être décrit ci-dessus que pour les expérimentations elles-mêmes, que la méthode simplifiée présente d'incontestables avantages :

- simplicité de mise en oeuvre
- visualisation immédiate des résultats
- possibilité d'agir sur les paramètres au cours de la manipulation
- accession immédiate aux grandeurs relatives à la diode non encapsulée
- meilleure connaissance des effets de l'encapsulation, etc...

Par ailleurs, elle permet une prévision des performances des diodes utilisées en oscillateur ou amplificateur. La quantité $P = P_i (|\rho|^2 - 1)$ utilisée plus haut dans le calcul de la tension hyperfréquence n'est autre, en effet, que la puissance susceptible d'être émise en oscillation par l'échantillon considéré. Un simple étalonnage de la quantité $\Delta\rho$ à chaque fréquence donne immédiatement une bonne approximation de la puissance émise P_E dans des conditions expérimentales peu destructrices (figure 17). Un relevé simultané de la tension de polarisation conduit à la connaissance du rendement émis η_e . Cette méthode qui permet d'éliminer au maximum les pertes hyperfréquences fournira donc des résultats susceptibles d'être mieux interprétés théoriquement et favorisera l'optimisation des structures.



Estimation de la puissance émise
par la méthode simplifiée de
mesure d'impédance

Figure 17

1.2. Résultats obtenus sur le banc de mesure de puissance

La plupart des résultats obtenus sur l'analyseur de réseaux peuvent l'être également à partir des relevés expérimentaux de la puissance utile, mais avec une moins grande souplesse. Le cheminement est un peu différent, dans la mesure où l'information de départ est ici la puissance. Le premier objectif est de connaître l'impédance de charge qui est voisine de Z'_D (aux pertes près dans la structure hyperfréquence).

Il est théoriquement possible d'atteindre ces valeurs à partir des caractéristiques géométriques des slugs, toutefois, il a été montré (17)(18) que la présence de capacités parasites rendait cette estimation d'autant plus fausse que l'impédance ramenée est plus faible ; pratiquement, la longueur électrique équivalente et l'impédance caractéristique du slug sont toujours plus importantes que celles calculées théoriquement (figure 18). Aussi, bien qu'ayant relevé les positions des slugs de façon quasi systématique, nous ne les exploiterons que très rarement.

Figure 18

RESISTANCE R_L
 RAMENÉE PAR UN SLUG
 $\lambda/4$ A 13,5 GHz ($X_L=0$)

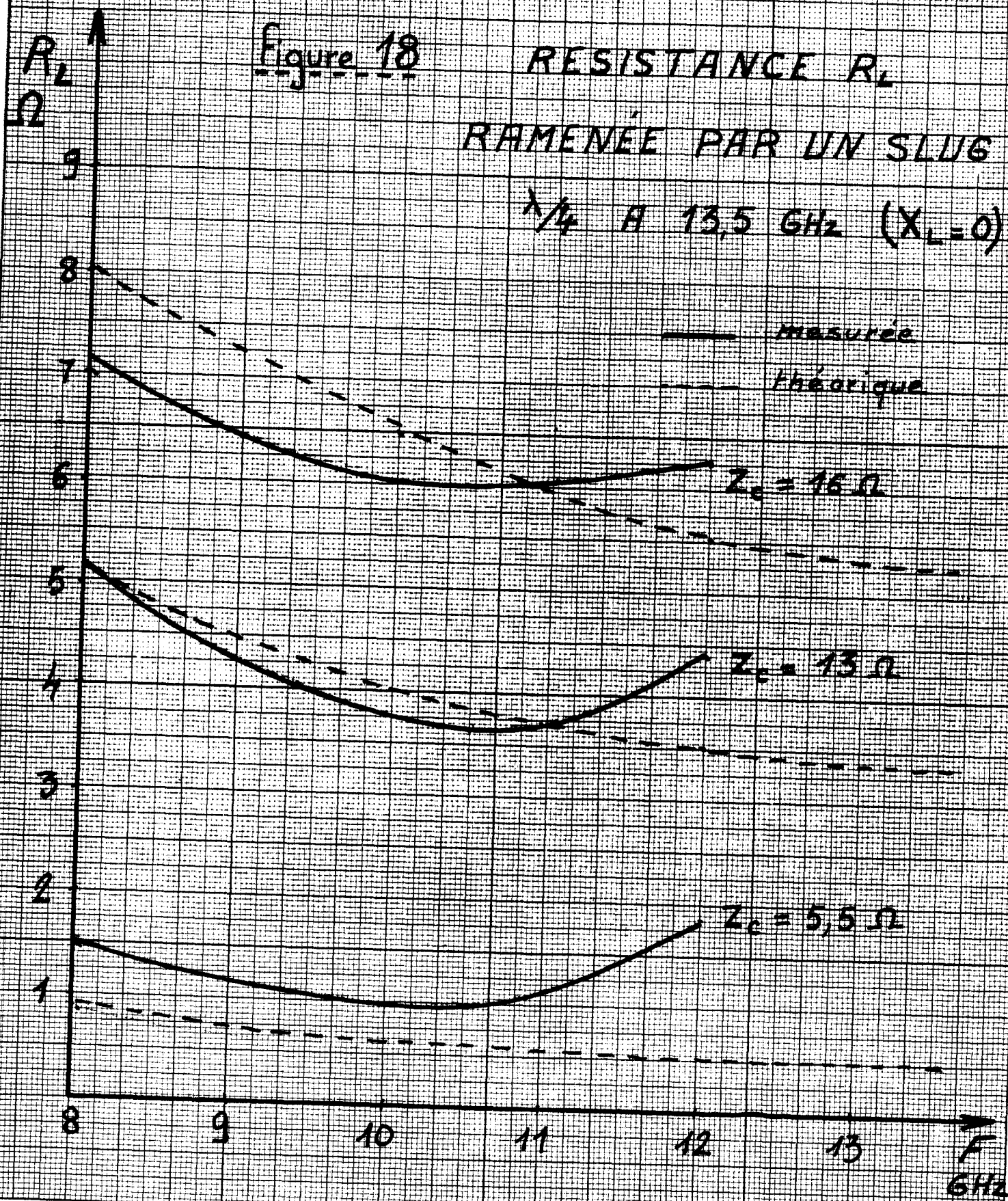
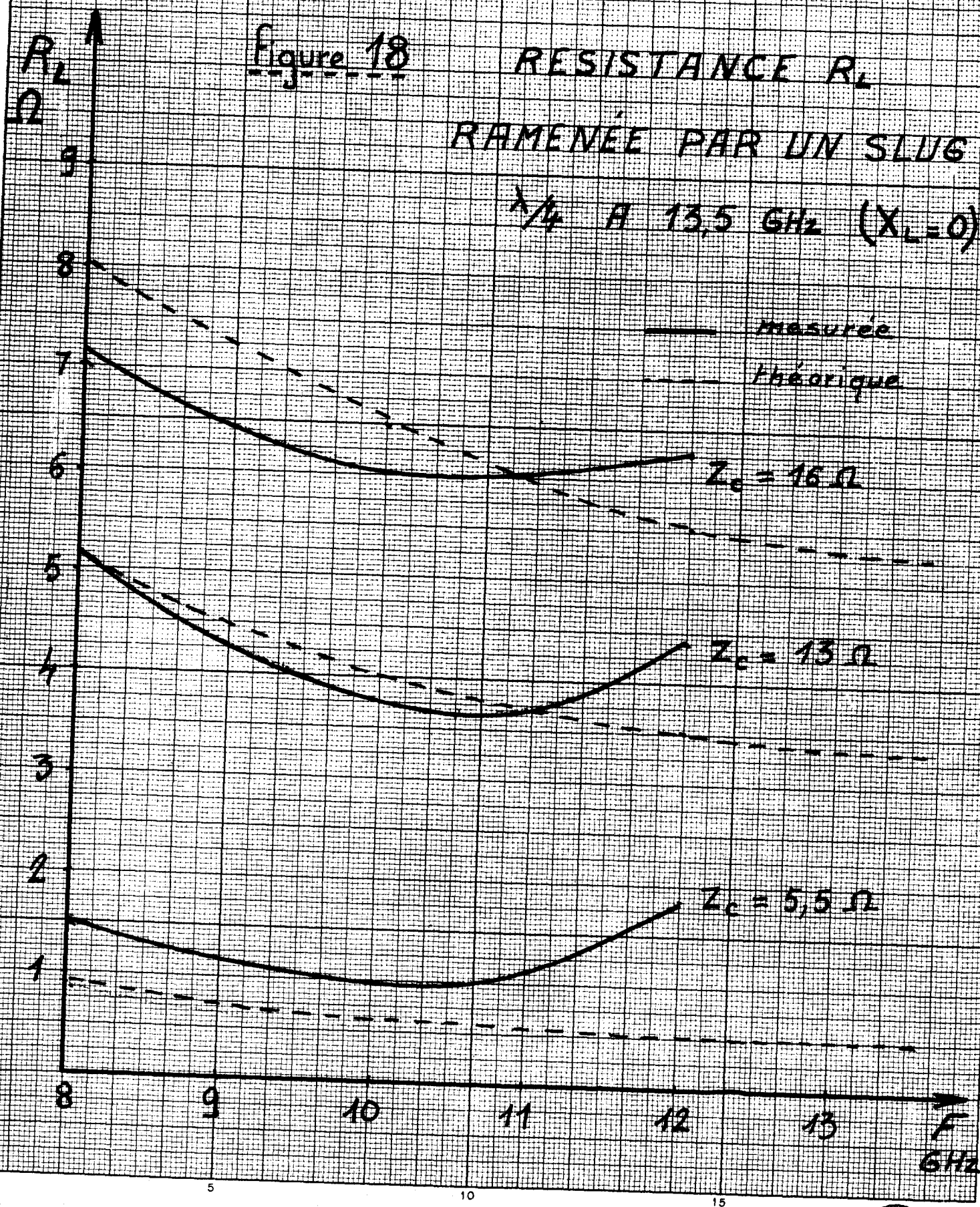


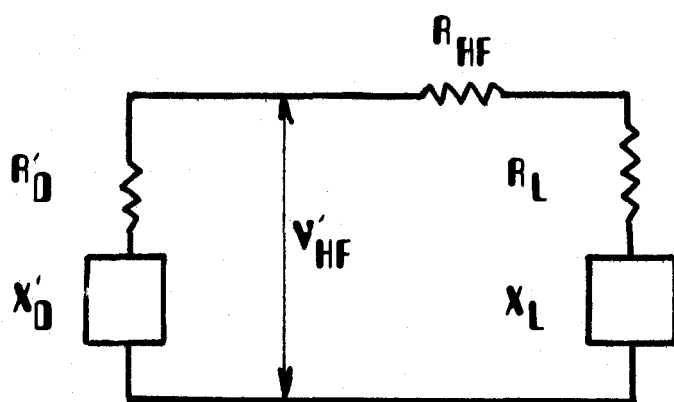
Figure 18

RESISTANCE R_L
 RAMENÉE PAR UN SLUG
 $\lambda/4$ A 13,5 GHz ($X_L=0$)



Sur un exemple précis (la diode 4PP qui a donné 22% de rendement), nous montrons comment, à partir des relevés de mesure, nous avons pu accéder à certaines grandeurs physiques caractéristiques de l'échantillon. Les relevés expérimentaux de la puissance utile se font sur table traçante en fonction du courant pour différentes résistances de charges (position des slugs). Il est possible à partir de la valeur du courant de départ des oscillations de déterminer la résistance de charge (figure 19).

En effet, pour ce courant, elle est égale à la résistance de la diode encapsulée en régime linéaire aux pertes près, elle ne varie pas tant que les slugs restent dans la position d'origine. Cette méthode de détermination de la résistance de charge est due à VAN IPEREN et TJASSENS (19).



pour $I_o = I_{start}$ $\frac{R'_D = R_{HF} + R_L}{\text{Linéaire}}$

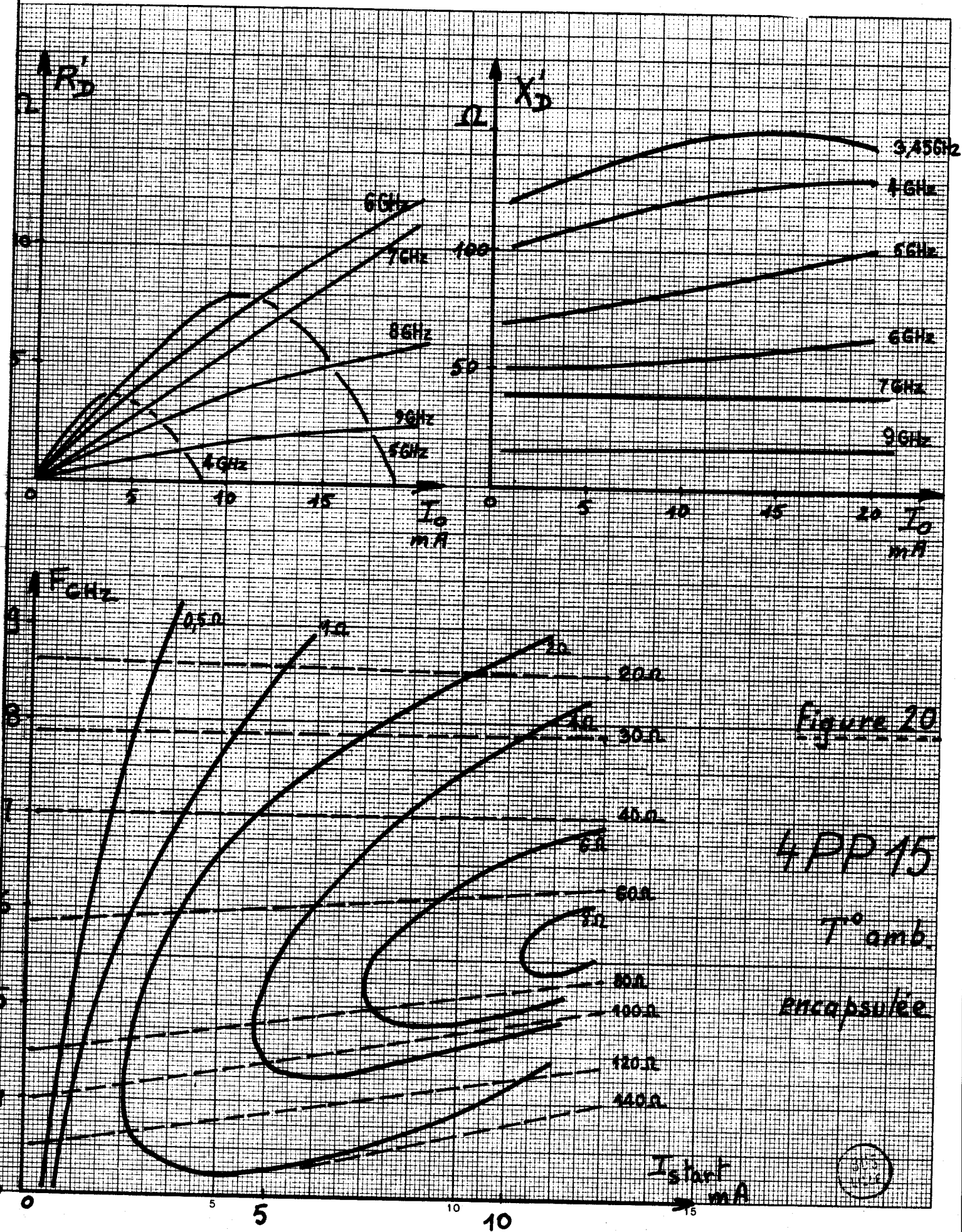
pour I_o quelconque $\frac{R'_D = R_{HF} + R_L}{\text{Non Linéaire}}$

Figure 19

Dans ce but, nous avons déduit des mesures effectuées à l'analyseur un réseau assez complet de courbes donnant la variation de l'impédance linéaire en fonction du courant et de la fréquence. Nous avons tracé un abaque à lecture directe, donnant R'_D et X'_D en fonction de la fréquence et du courant de seuil I_{start} (figure 20).

Par cette méthode, nous avons pu obtenir des courbes donnant la puissance en fonction de la résistance de charge à chaque fréquence et pour le courant I_o qui donne le rendement optimum. De même a pu être étudiée la variation de la bande passante $P_{max} = f(\text{Fréquence})$ (figure).

ETERMINATION DE L'IMPEDANCE DE CHARGE PAR LA METHODE DE VAN IEPEREN



DETERMINATION DE L'IMPEDANCE DE CHARGE PAR LA METHODE DE VAN IEPEREN (SUITE)

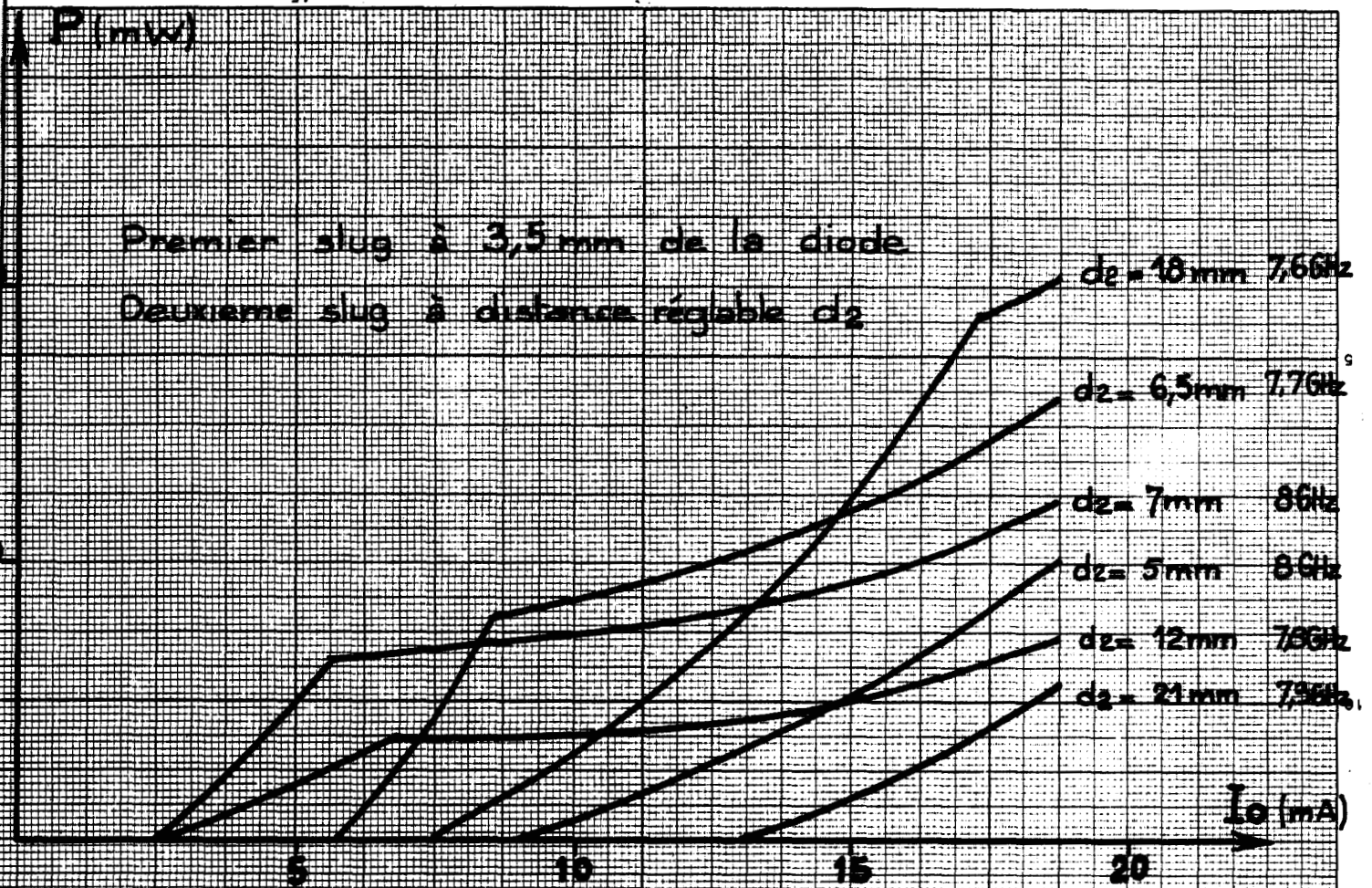
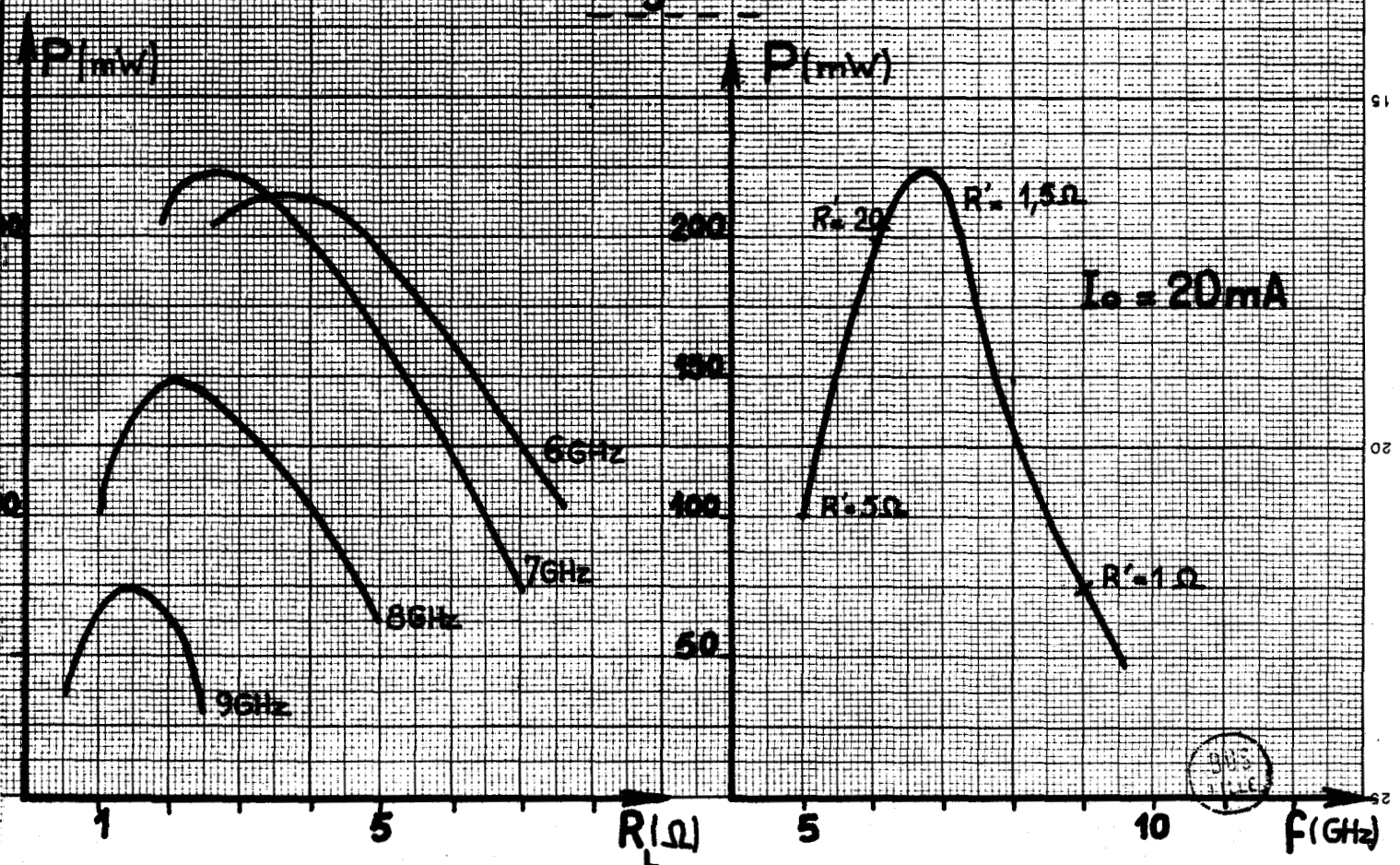


Fig. 21



Remarquons enfin que la connaissance de R'_D permet la détermination de la tension hyperfréquence aux bornes de la diode encapsulée,

$$V'_{HF}{}^2 \approx \frac{P_{osc} \cdot (R'_D{}^2 + X'_D{}^2)}{|R'_D|}$$

Ceci permet, comme dans le cas de la mesure en régime forcé de connaître les évolutions de l'impédance de la diode encapsulée R'_D/R'_{D_0} et X'_D/X'_{D_0} en fonction de la tension hyperfréquence V'_{HF} (figure 19). En fait, la valeur de la tension hyperfréquence V'_{HF} est légèrement erronée à cause de la présence des pertes dans la monture que l'on peut représenter par une résistance R_{HF} .

La valeur exacte de V'_{HF} est alors de :

$$V'_{HF}{}^2_{eff.} = P_{osc} \frac{R'_D{}^2 + X'_D{}^2}{|R'_D| + R_{HF}}$$

A posteriori, si V'_{HF} est connu par une autre méthode cela peut être un moyen d'estimer les pertes de la cellule.

2. RESULTATS OBTENUS ET COMPARAISONS

2.1. IMPEDANCES EN REGIME NON LINEAIRE

2.1.1. Types d'évolution

C'est à partir des résultats obtenus en méthode simplifiée que nous pouvons le mieux juger les évolutions de l'impédance de la diode en fonction des divers paramètres.

En régime linéaire tout d'abord (fig 22), l'on remarque les phénomènes suivants :

— A chaque fréquence correspond un angle ϕ défini par

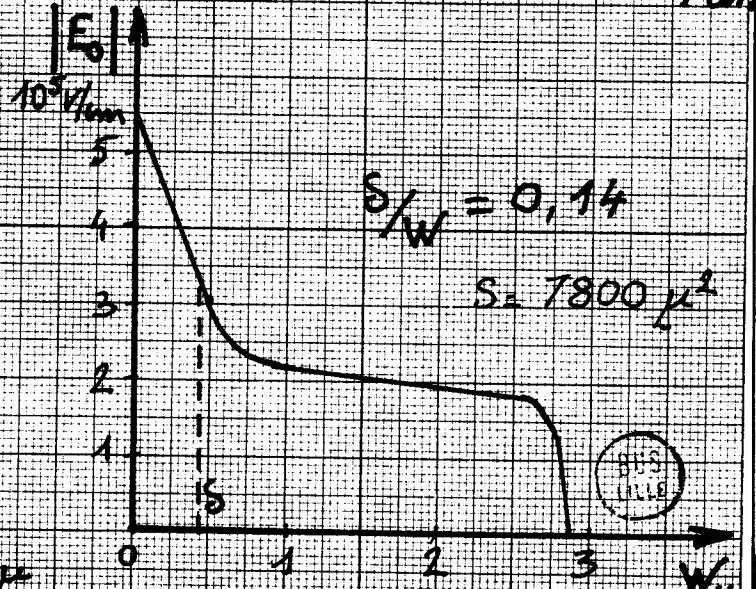
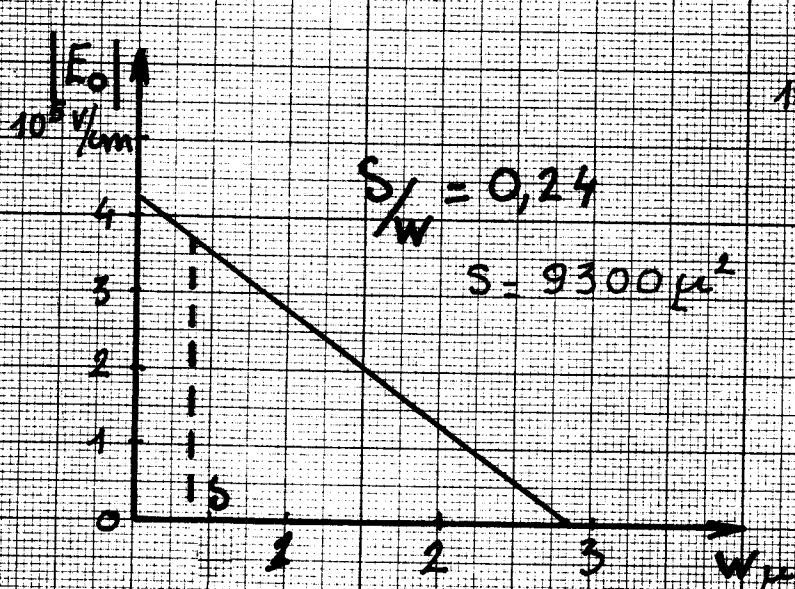
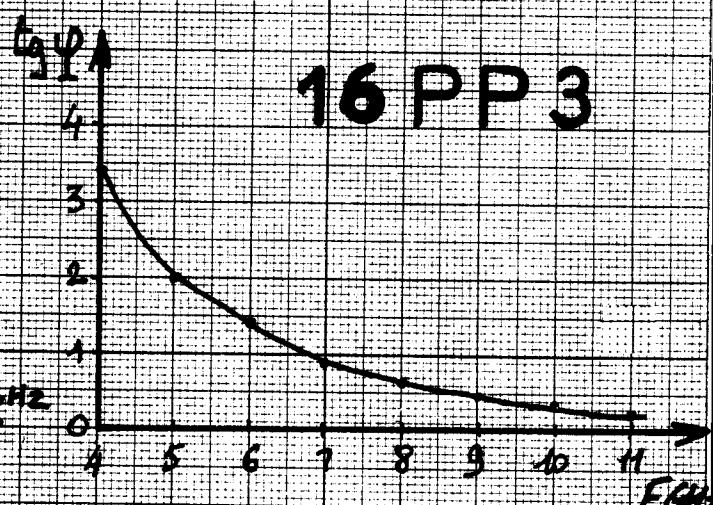
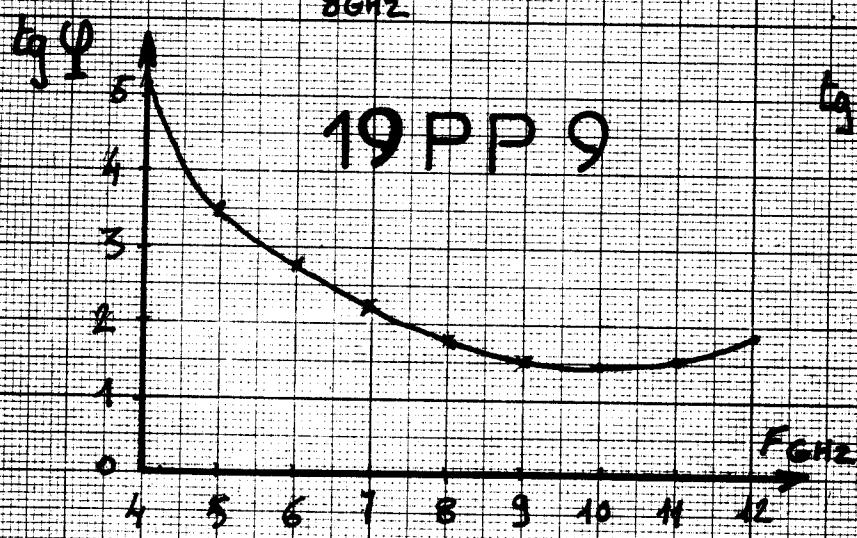
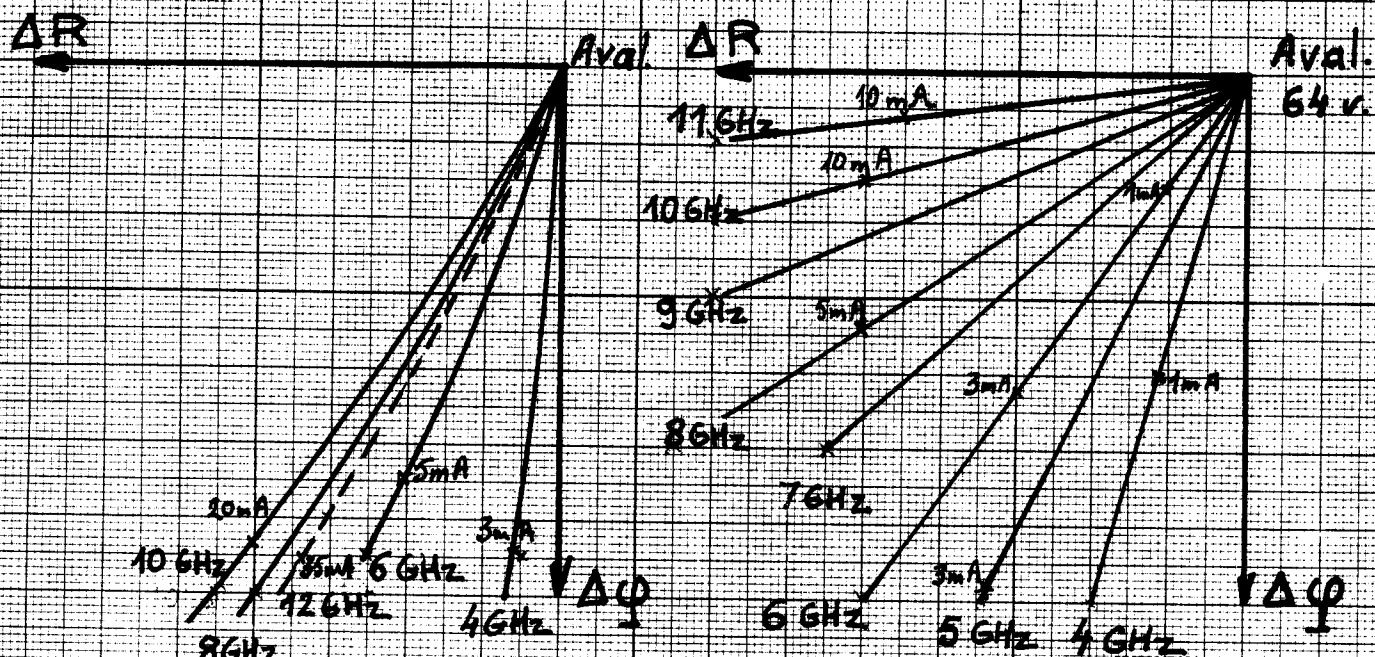
$$\text{Tg } \phi = \frac{X_D - X_0}{R_D - R_S}$$

Suivant la valeur du rapport δ/W , on peut avoir des évolutions différentes en fonction de la fréquence : nous avons représenté (fig 22) les évolutions relatives à deux diodes de profil différent.

— Lorsque le courant reste inférieur au courant d'avalanche ($F > F_a$), on constate bien que la variation de la résistance est linéaire en I_0 . Par contre, pour les fréquences plus basses, on peut obtenir une indication sur la valeur du courant d'avalanche en notant le courant pour lequel la résistance redevient positive.

— L'utilisation des valeurs de ΔR et ΔX obtenues pour des courants élevés peut poser certains problèmes touchant au principe même de la méthode (les conditions $\Delta R, \Delta X \ll X_a$ ne sont pas toujours satisfaites). Nous rencontrons le même type de problème en régime non linéaire, en particulier pour les courants élevés.

Figure 22



Si nous étudions maintenant cette même diode à 7 GHz en régime non linéaire (fig 23), il est possible de formuler les constatations suivantes :

— Lorsque la tension hyperfréquence augmente, l'échelle des courants se rétracte. Ainsi la valeur de R_D à 20 mA est de 90 Ω pour une puissance incidente de 50 mW, elle tombe à 45 Ω pour une puissance de 500 mW et à 15 Ω pour une puissance de 5 W.

Cet effet peut être facilement interprété en considérant la théorie analytique simplifiée n'incluant que la dérivée première du taux d'ionisation (4).

— La phase de l'impédance augmente de façon non régulière avec la puissance injectée P_i . La valeur de la résistance négative est donc inférieure à celle qui tiendrait compte du seul effet cité précédemment. Ceci peut s'interpréter en considérant que la phase d'injection du courant de conduction se différencie d'autant plus de $\pi/2$ (régime linéaire) que le niveau est plus élevé.

— A très fort niveau, le démarrage de l'avalanche est moins précis et les points représentatifs à petits courants font apparaître une résistance nettement positive. Elle est le signe de l'existence d'effets paramétriques entraînant des dissipations d'énergie dans la zone désertée. Ces effets peuvent amener également des variations de l'angle de transit moyen qui se répercutent sur la valeur de la phase.

Travaillant à fréquence fixe, il est possible d'étalonner l'axe des résistances directement en ohms et ainsi de traduire le comportement de l'impédance en régime non linéaire par l'évolution de la quantité :

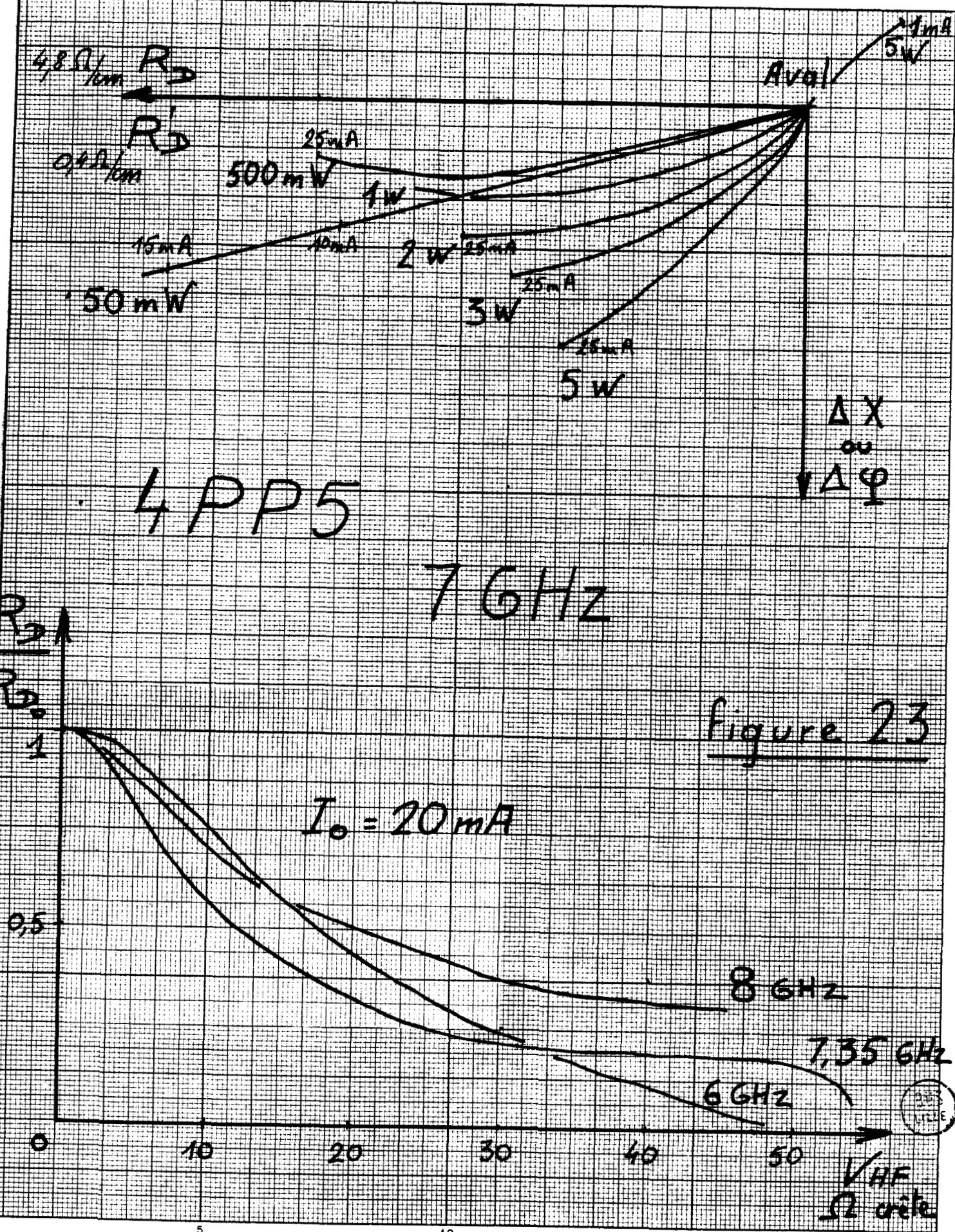
$$\frac{R'_D}{R'_{Do}} \neq \frac{R_D}{R_{Do}}$$

Le courant de polarisation choisi est généralement celui qui conduit au rendement optimal (fig 23).

2.1.2. Comparaison avec les résultats de l'oscillation

Pour certaines diodes, il a été possible d'obtenir les mêmes résultats et en particulier la variation de la quantité R'_D/R'_{Do} à partir des mesures de puissance (cf page 32).

METHODE SIMPLIFIEE.



On constate, à toutes les fréquences, que la valeur ainsi obtenue est inférieure à celle relevée précédemment.

Ce résultat était prévisible puisque nous avons vu que la valeur de V'_{HF} déduite de la mesure en oscillation est sous-estimée en raison de l'existence de pertes hyperfréquences dans la cellule;

$$\begin{array}{ccc} V'_{HF} = P_{osc} \cdot \frac{X_D'^2}{|R_D'| - R_{HF}} & & V'_{HF} = P_{osc} \cdot \frac{X_D'^2}{|R_D'|} \\ \text{réelle} & & \text{calculée} \end{array}$$

On peut admettre que la cellule de mesure en régime forcé présente des pertes négligeables (standard 50 Ω).

Si l'on trace (fig 24) l'évolution du rapport R_D/R_{Do} à partir des mesures en régime forcé d'une part et d'autre part à partir des mesures en oscillation en introduisant de différentes valeurs de R_{HF} , on peut observer de bonnes concordances pour :

$0,1 \Omega < R_{HF} < 0,3 \Omega$

2.1.3. Résultats de la théorie analytique simplifiée

La théorie analytique simplifiée développée au premier chapitre nous permet d'exprimer la variation de la résistance R_D en fonction du paramètre Y (niveau hyperfréquence). On obtient :

$$\frac{R_D}{R_{Do}} = \frac{(1 - \beta_o^2) \Gamma(Y)}{1 - \beta_o^2 \Gamma(Y)} = \frac{(I_x - I_o) \Gamma(Y)}{I_x - I_o \Gamma(Y)}$$

Pour mener à bien la comparaison avec les courbes expérimentales, il faut exprimer la quantité Y en fonction de la tension alternative V_{HF} . Si pour des courants de polarisation faibles la tension et le champ sont proportionnels, il n'en est plus de même pour les courants atteints en régime d'oscillation où il faut employer la loi suivante :

$$E_1 = \frac{V_{HF \text{ crête}}}{K(Y)}$$

K(Y) étant d'autant plus grand que le champ hyperfréquence augmente (à I_o donné).

Ainsi, ont pu être tracées les évolutions théoriques des impédances étudiées expérimentalement et, en particulier pour la diode 4PP15, on relève une bonne concordance d'ensemble sauf à niveau hyperfréquence élevé où le rapport R_D/R_{D0} diminue plus vite que prévu. Ceci peut s'interpréter en considérant que la phase d'injection du courant dans la zone de transit n'est plus égale à $\pi/2$ sous l'influence de divers phénomènes : non linéarité du taux d'ionisation et existence d'un courant d'injection supplémentaire (courant de saturation ou courant tunnel). Cet effet sera étudié en détail dans le chapitre 3, en corrélation avec les variations de tension continue. (fig.24)

2.1.4. Influence des paramètres

Nous n'avons pas pu conclure de façon déterminante quant à la supériorité de l'Arséniure de Gallium sur le Silicium en matière de variation de l'impédance en régime non linéaire (variation du rapport R_D/R_{D0}). Toutefois, nous avons été frappé par les valeurs importantes des résistances en régime linéaire observées pour les diodes à l'Arséniure de Gallium.

Il nous semble que la présence d'un profil de dopage variable conduit à une diminution plus rapide du rapport R_D/R_{D0} . Ceci se justifie par le fait que la largeur de la zone d'avalanche est plus faible et que pour la même amplitude du champ électrique le paramètre γ caractéristique de la non linéarité est plus élevé. La bonne concordance des valeurs théoriques et expérimentales pour les diodes fortement différenciées (pour des V_{HF} moyens) nous permet de penser que le modèle théorique à deux zones est mieux adapté pour ce type de diodes.

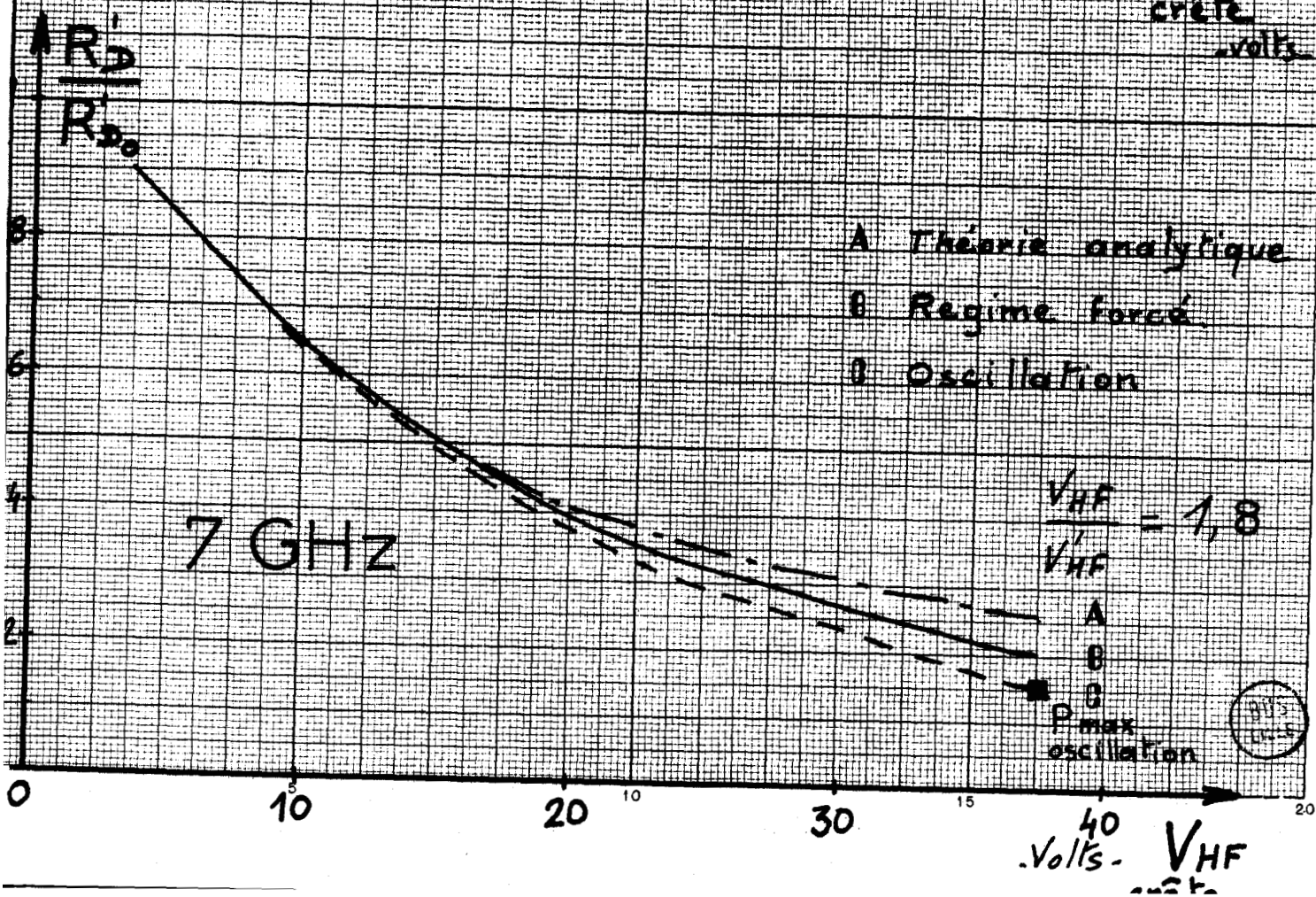
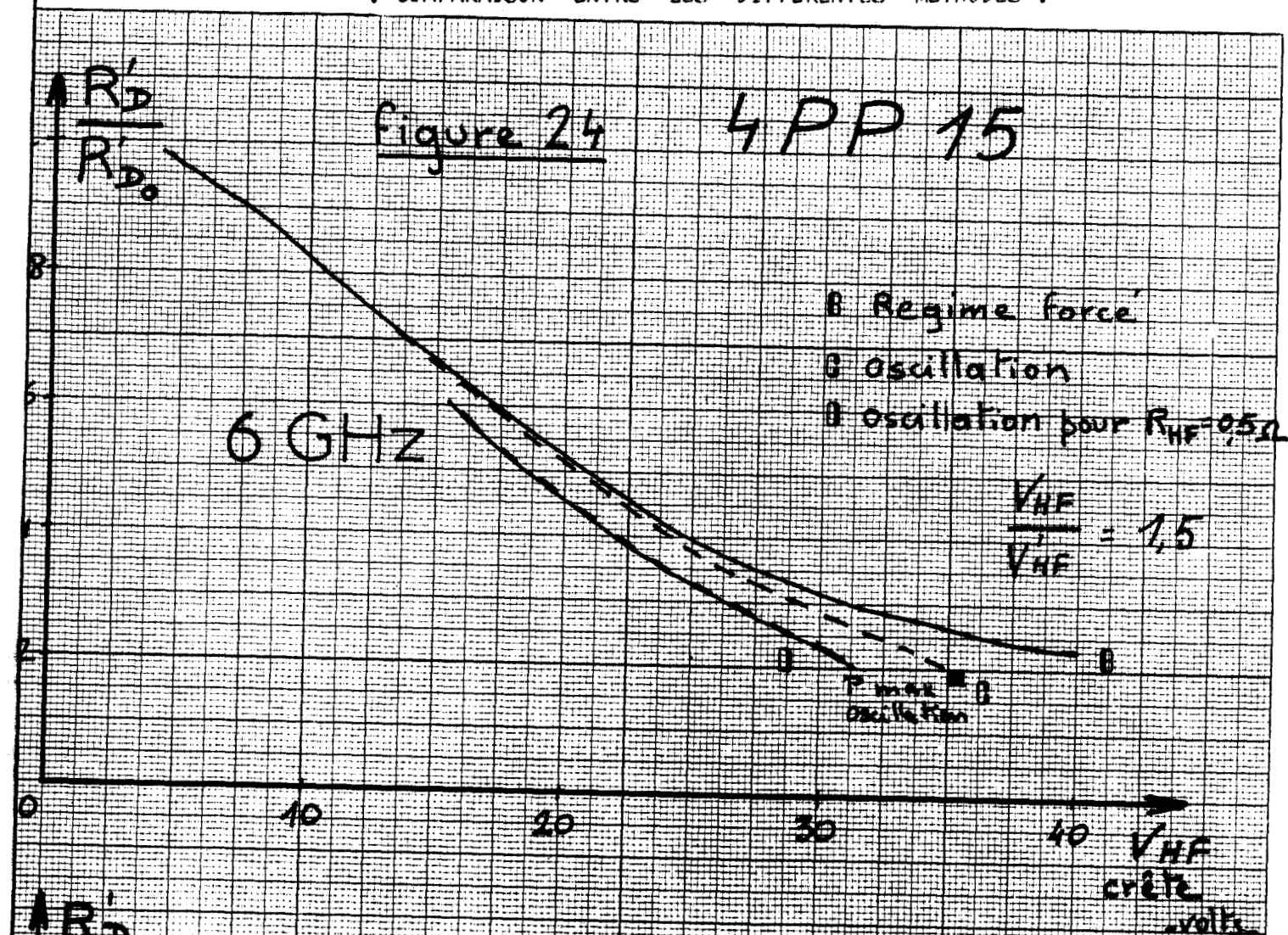
Nous avons constaté expérimentalement que les variations de la quantité R_D/R_{D0} avec le courant de polarisation correspondent aux prévisions théoriques et en particulier que le régime est d'autant plus non linéaire que le courant est plus élevé (fig 25).

Par ailleurs, nous avons noté que l'évolution de R_D/R_{D0} est d'autant plus lente avec le niveau que la fréquence est grande (fig 25). Ceci peut s'expliquer facilement en considérant l'évolution du paramètre γ avec la fréquence ($\gamma \sim 1/F$). Cet élément est intéressant, car il permettra d'obtenir des puissances et des rendements meilleurs pour des fréquences supérieures à la fréquence théoriquement optimale (telle que $\theta = 3\pi/4$).

. COMPARAISON ENTRE LES DIFFERENTES METHODES .

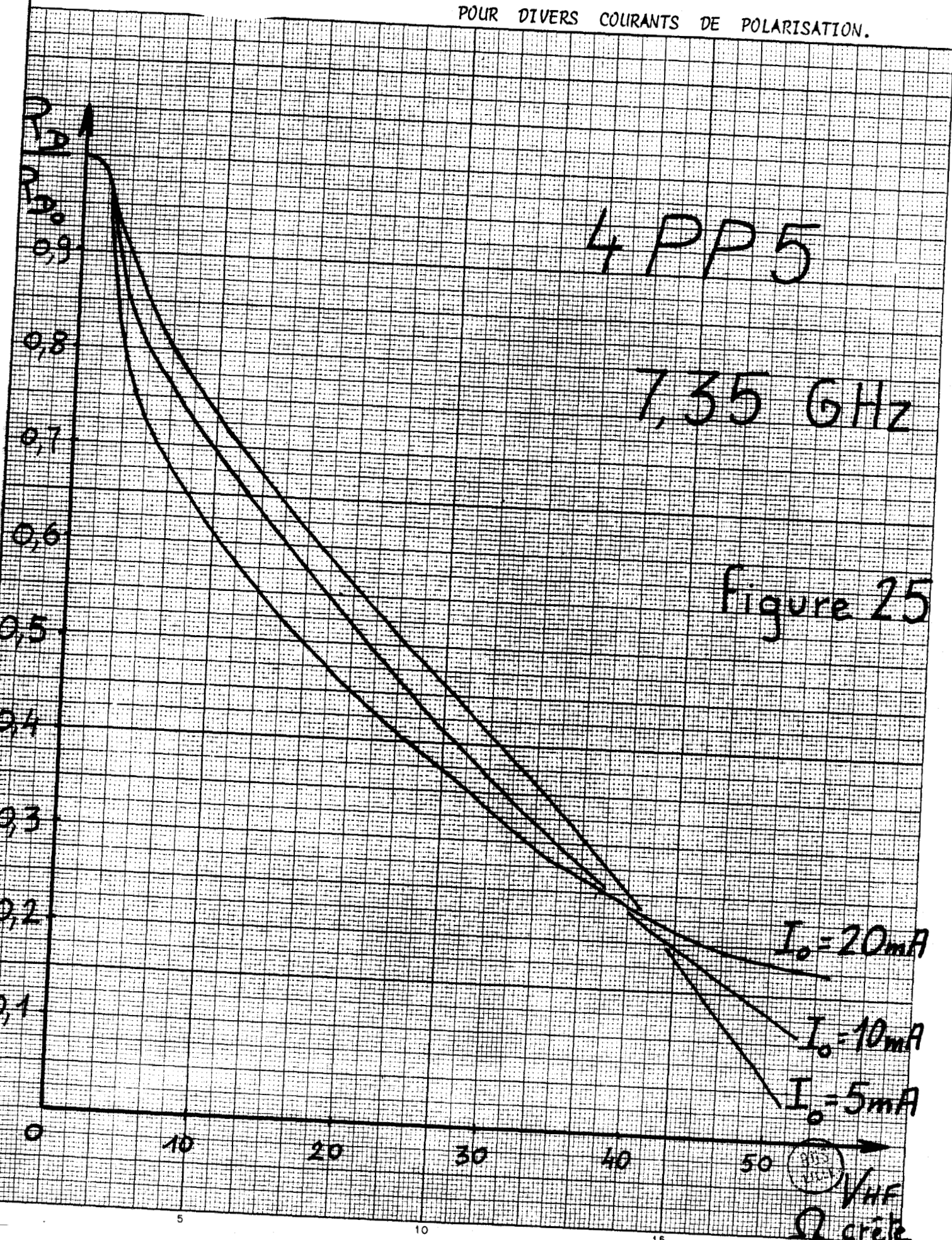
Figure 24

4PP 15



AVEC LE NIVEAU HYPERFREQUENCE

POUR DIVERS COURANTS DE POLARISATION.



2.2. PUISSANCES ET RENDEMENTS

2.2.1. Résultats de l'oscillation

Notre étude expérimentale de la puissance produite par une diode A.T.T. associée à un circuit hyperfréquence identique à celui que nous avons décrit précédemment, a revêtu deux aspects différents et complémentaires : caractérisation systématique de l'échantillon quant à ses qualités en oscillation d'abord, puis caractérisation complète sur quelques diodes performantes.

2.2.1.1. La caractérisation systématique

La méthode employée (cf p 30) consiste en fait à rechercher l'impédance optimale par un choix judicieux de deux slugs d'impédances caractéristiques différentes et à mesurer alors la puissance et le rendement. Lorsqu'elles existent, les informations suivantes sont précieuses.

a) la connaissance de la résistance thermique de la diode, nous permet de juger rapidement du courant de polarisation limite à ne pas dépasser. Disons à ce propos que les valeurs de résistance thermique ont pu être abaissées de 80 °/Watt à 25°/Watt pour le Silicium et se situent autour de 35°/Watt pour l'Arséniure de Gallium. On obtient une valeur approchée de la température de la diode à partir du calcul de la puissance continue dissipée ; cette température doit rester inférieure à une limite pour éviter les destructions (environ 200°C dans nos conditions d'utilisation).

b) le tracé de l'évolution du module du coefficient de réflexion en régime linéaire, en fonction de la fréquence, nous permet de choisir les slugs à placer dans la cellule de mesure :

- leur impédance caractéristique sera d'autant plus basse que le module de ρ reste faible,

- leur largeur est telle qu'elle soit légèrement inférieure à un quart de longueur d'onde pour la fréquence d'oscillation prévue (cette fréquence correspond sensiblement à celle qui donne $|\rho|$ maximum).

En pratique, on utilise plutôt des slugs :

- $\lambda/4$ à 10 GHz pour des oscillations jusque 8 GHz

- $\lambda/4$ à 15 GHz pour des oscillations jusque 12 GHz.

Les mesures effectuées sur plusieurs dizaines de diodes de matériaux et profils de dopage différents nous ont fourni de nombreuses valeurs de puissance et rendement dont nous avons fait la moyenne par type de diode et qui sont résumées dans le tableau ci-dessous.

SERIE	F_o (GHz)	I_o (mA)	P_u (mW)	η %	Remarques (Profil)
<u>SILICIUM</u>					
BK	9	60	420	8	Profil plat
<u>AsGa</u>					
31Z	7,5	25	150	7,5	Jonction Profil plat
42Z	11	45	330	12	Jonction Profil plat
66Z	8	35	70	3	Jonction Profil plat
70Z	8	50	360	8,5	Jonction Profil plat
74Z	11,5	40	260	11	Jonction Profil différencié
75Z	6	35	390	10	Jonction Profil plat
78Z	9,5	70	750	14	Jonction Profil plat
84Z	10,5	50	380	12	Jonction Profil différencié Bloqué
11A	10	50	150	5	Barrière
8AC	11,5	25	250	19,5	Barrière Profil différencié
25AA	7	26	380	17,5	Barrière Profil différencié
36A	6,5	9,5	130	20	Barrière Profil différencié
4PP	7,5	32	500	22	Barrière Profil différencié
8PP	7,5	15	160	12	Barrière Profil différencié
19PP	8,5	100	1000	12,5	Barrière Profil plat (η % max = 15)
31PP	11,5	255	1700	13	Barrière Profil plat (η % max = 16)

La lecture de ce tableau nous permet de formuler une première série de remarques :

= les rendements obtenus sont plus élevés pour le GaAs que pour le Silicium,

= si très souvent les puissances maxima ont été obtenues avec des diodes à profil plat, ce sont les diodes à profil différencié qui présentent les meilleurs rendements et, parmi celles-ci, les barrières métal-semi-conducteur,

= des diodes ayant des caractéristiques voisines (4PP, 8PP) peuvent avoir des performances assez différentes.

2.2.1.2. La caractérisation sélective

Pour aller plus loin dans nos déductions et affiner notre étude, il s'est avéré nécessaire de la compléter, au moins pour les diodes les plus intéressantes. Ce travail a été effectué sur des diodes des séries : BK, SAC, 25AA, 4PP... Par la méthode de mesure décrite au début de ce chapitre, nous avons ainsi étudié :

— la puissance produite en fonction de la résistance de charge pour les différentes fréquences, (le courant I_0 choisi est celui qui conduit au rendement maximum),

— la puissance maximum à chaque fréquence compte tenu des possibilités thermiques de chaque diode,

— l'évolution de la tension continue en fonction de la puissance produite.

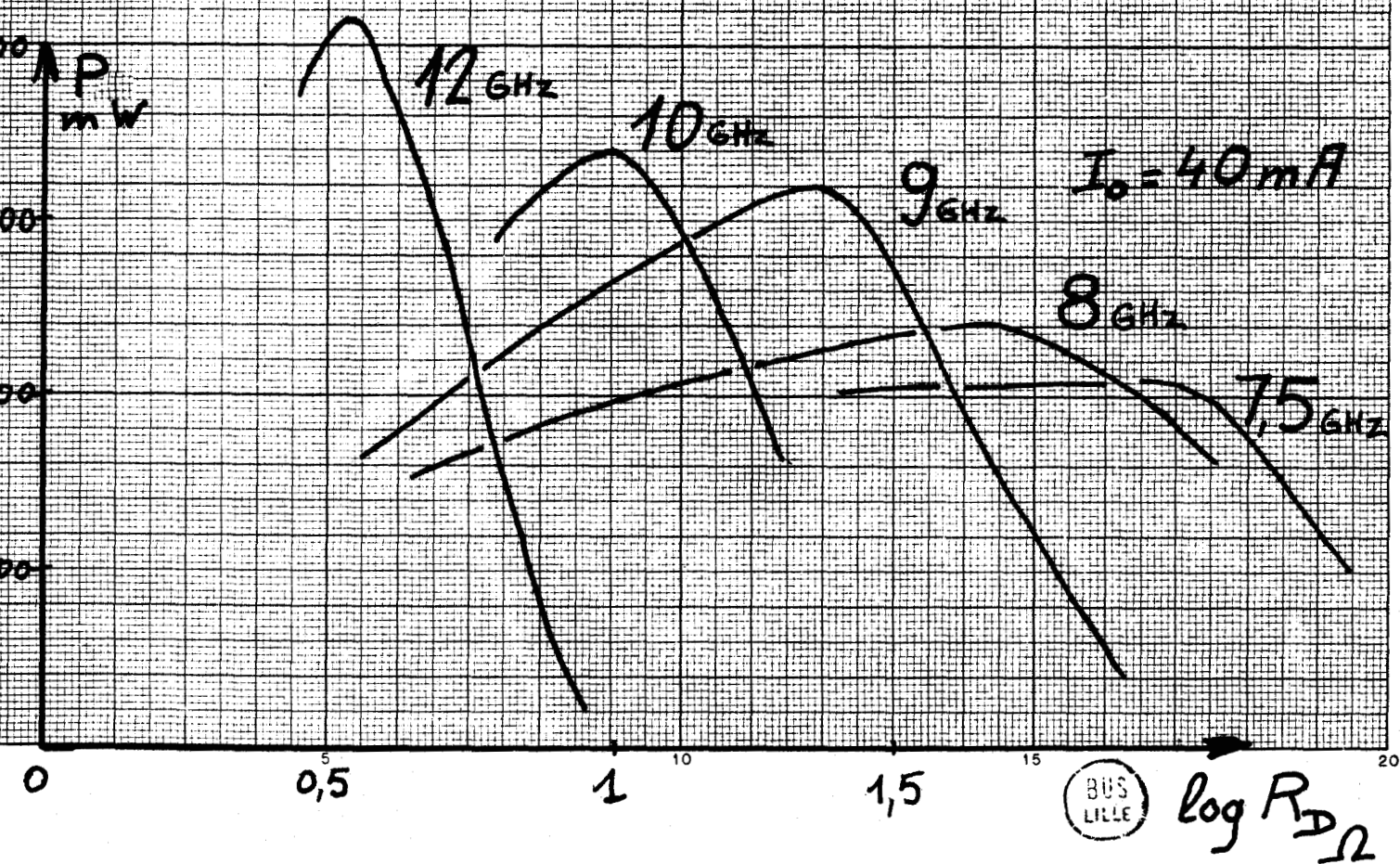
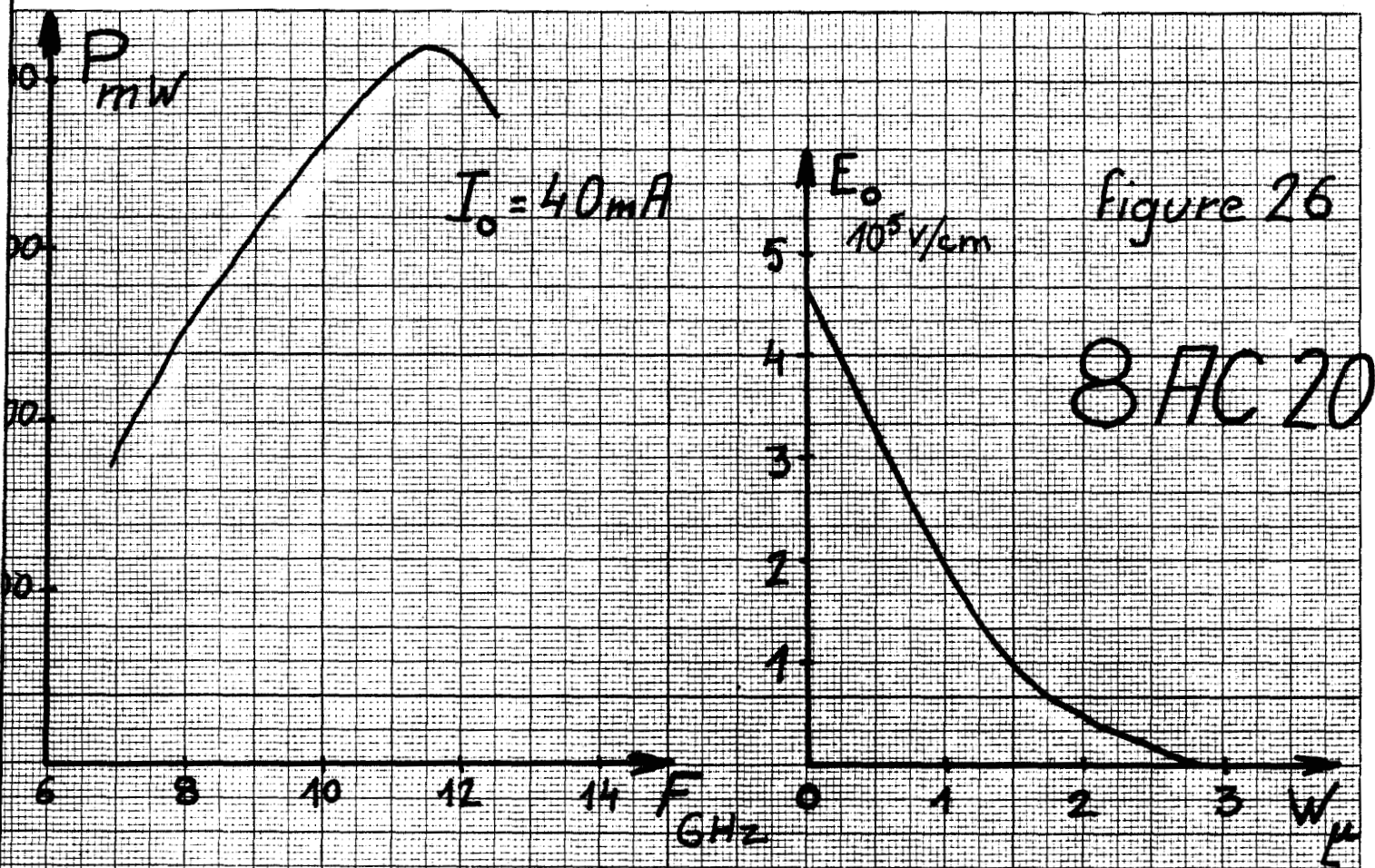
Les différents résultats sont présentés sur les planches (26 à 28) où figurent en outre les cartes de champ précises de chaque diode. Ceci permet de préciser nos premières conclusions :

+ les évolutions de la puissance maximum en fonction de la fréquence sont corrélées avec celles du coefficient de réflexion en régime linéaire,

Pour une diode polarisée par un courant I_0 , les valeurs des résistances de charge qui donnent une puissance optimale décroissent en fonction de la fréquence. Ceci est tout à fait conforme à la théorie qui prévoit une variation de la résistance négative en :

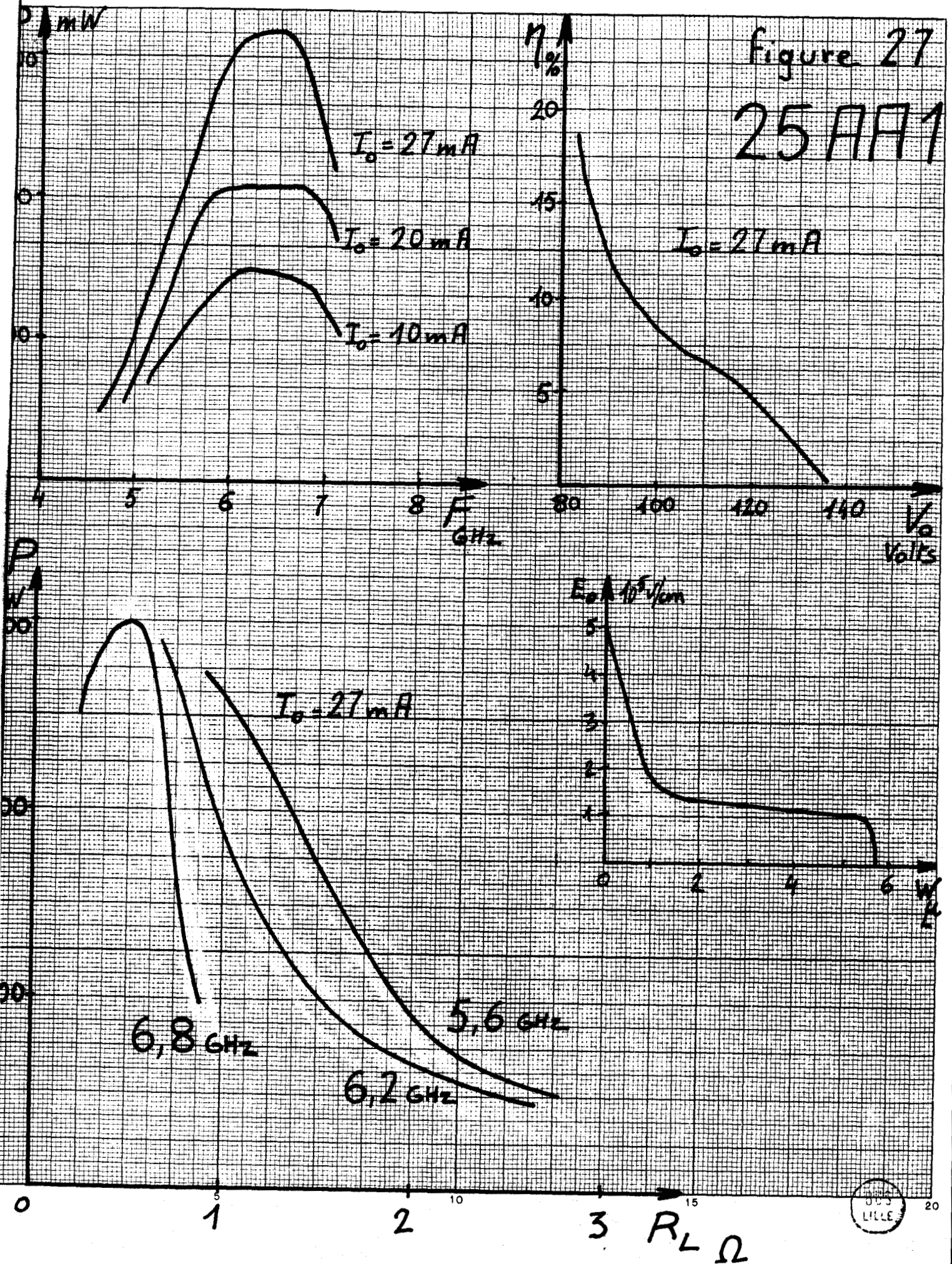
$$\frac{(1 - \cos \omega T)}{\omega^4}$$

$$\omega^4$$



ETUDE EN OSCILLATION DE LA DIODE 25 AA 1 ($\eta = 17,5\%$)

Figure 27
25 AA 1



ETUDE EN OSCILLATION DE LA DIODE 4 PP 15 ($\eta = 22\%$)

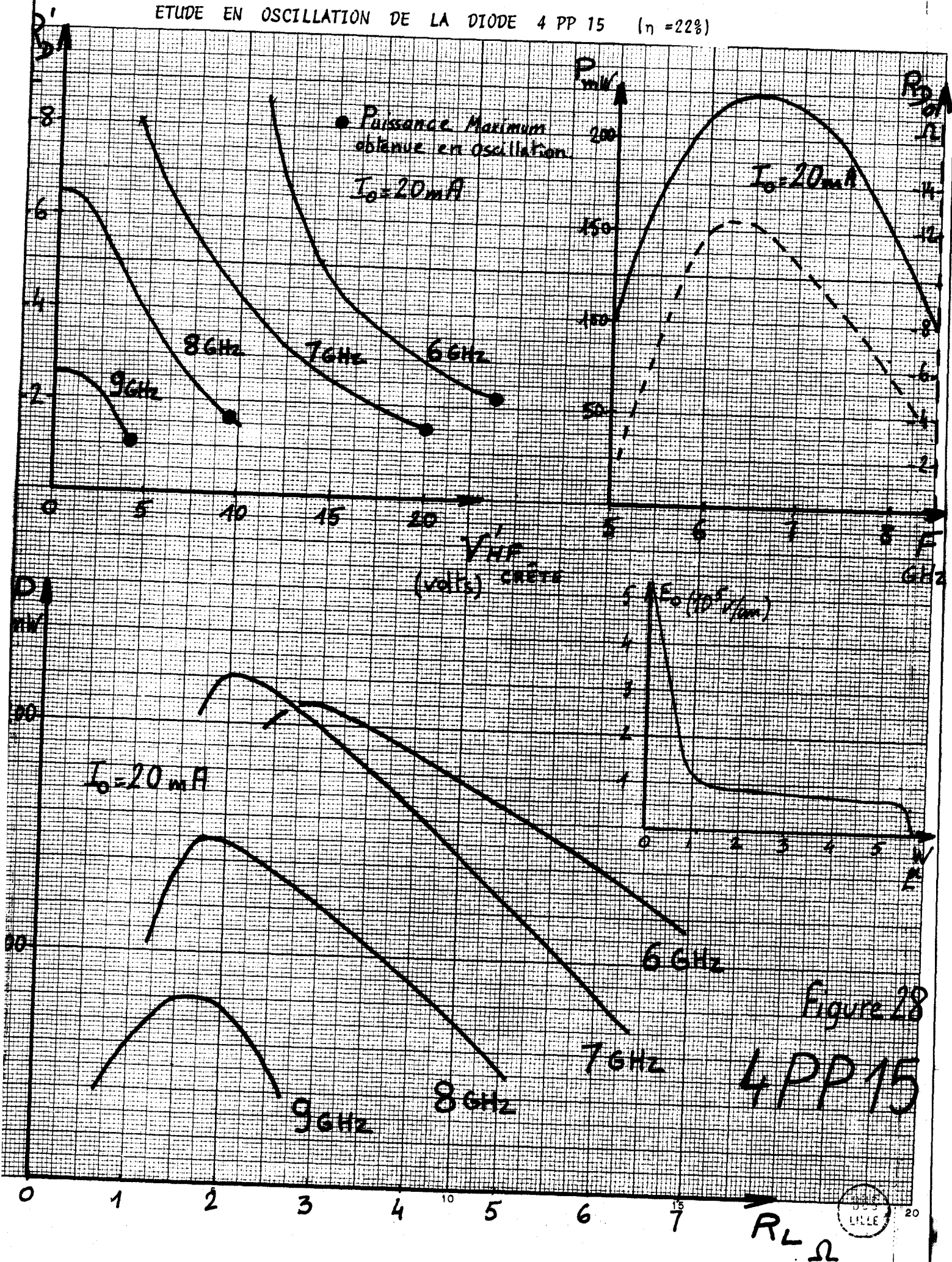


Figure 28

4PP15



+ les puissances les plus importantes sont souvent obtenues avec les résistances de charge les plus faibles, parmi celles qu'il était possible de réaliser (de courant de démarrage est dans ce cas le plus faible également). Théoriquement, pour un courant et une fréquence donnés (comme nous le verrons plus loin), il existe une valeur de la résistance de charge qui permet d'obtenir une puissance optimale, mais très souvent (faible courant, surface importante), cette résistance est inférieure à celle qu'il est possible de ramener en pratique, sans que les pertes du circuit ne prennent une grande importance.

+ la tension continue, pour les diodes GaAs à hauts rendements évolue très sensiblement en fonction de la puissance produite. Cet effet, qui fait l'objet d'une étude plus poussée dans le dernier chapitre peut aussi avoir une influence sensible sur le rendement des oscillateurs.

Il est possible à ce stade de rapprocher nos résultats de ceux qui ont déjà pu être obtenus par la théorie analytique (4). En particulier, l'étude :

— de la puissance utile en fonction du courant de polarisation pour une résistance de charge donnée (fig 29). Ces résultats enregistrés pour une diode au silicium en impulsions montrent bien que la puissance maximum est obtenue pour un courant de polarisation I_0 d'autant plus important que la résistance de charge est élevée. Réciproquement l'enveloppe de la courbe montre que la résistance de charge optimale est d'autant plus élevée que I_0 est plus grand.

— de la puissance utile en fonction de la tension hyperfréquence pour un courant I_0 donné. On constate que l'on retrouve assez bien les allures théoriques (fig.30) et en particulier que le maximum de puissance est obtenu sensiblement pour une même valeur du paramètre Y quels que soit la fréquence et le courant I_0 .

Pour certaines diodes (plaquette 4PP en particulier) une incertitude demeure quant aux valeurs maximum des puissances et rendements obtenus puisque nous ne sommes pas certains que les résistances de charge ramenées soient les plus faibles possibles. Ces certitudes ne peuvent être obtenues par l'étude en oscillation dans une cellule à slugs. Aussi avons nous eu recours à une estimation des puissances et rendements à partir de la méthode simplifiée décrite

page 29

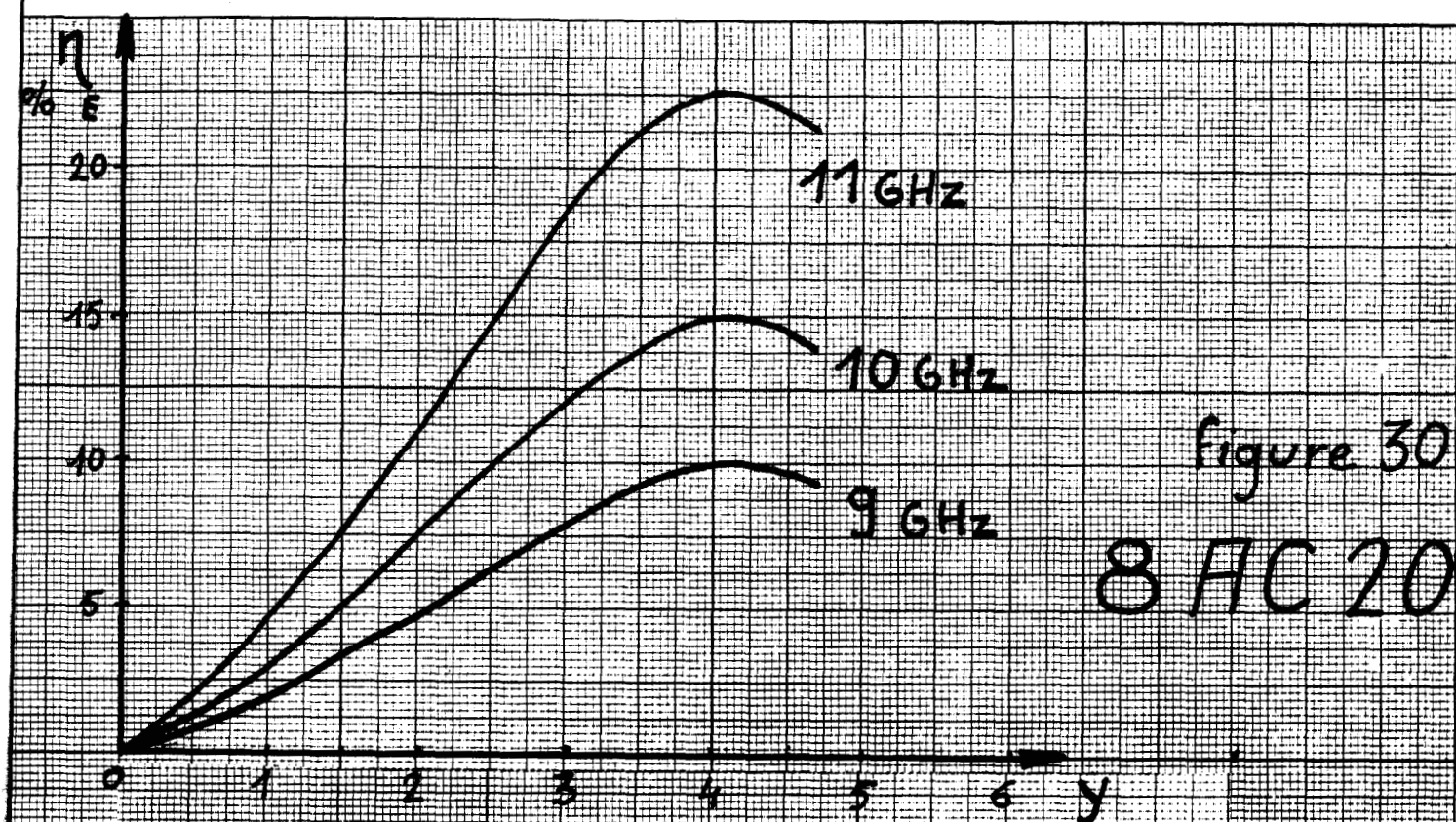


figure 30
8 AC 20

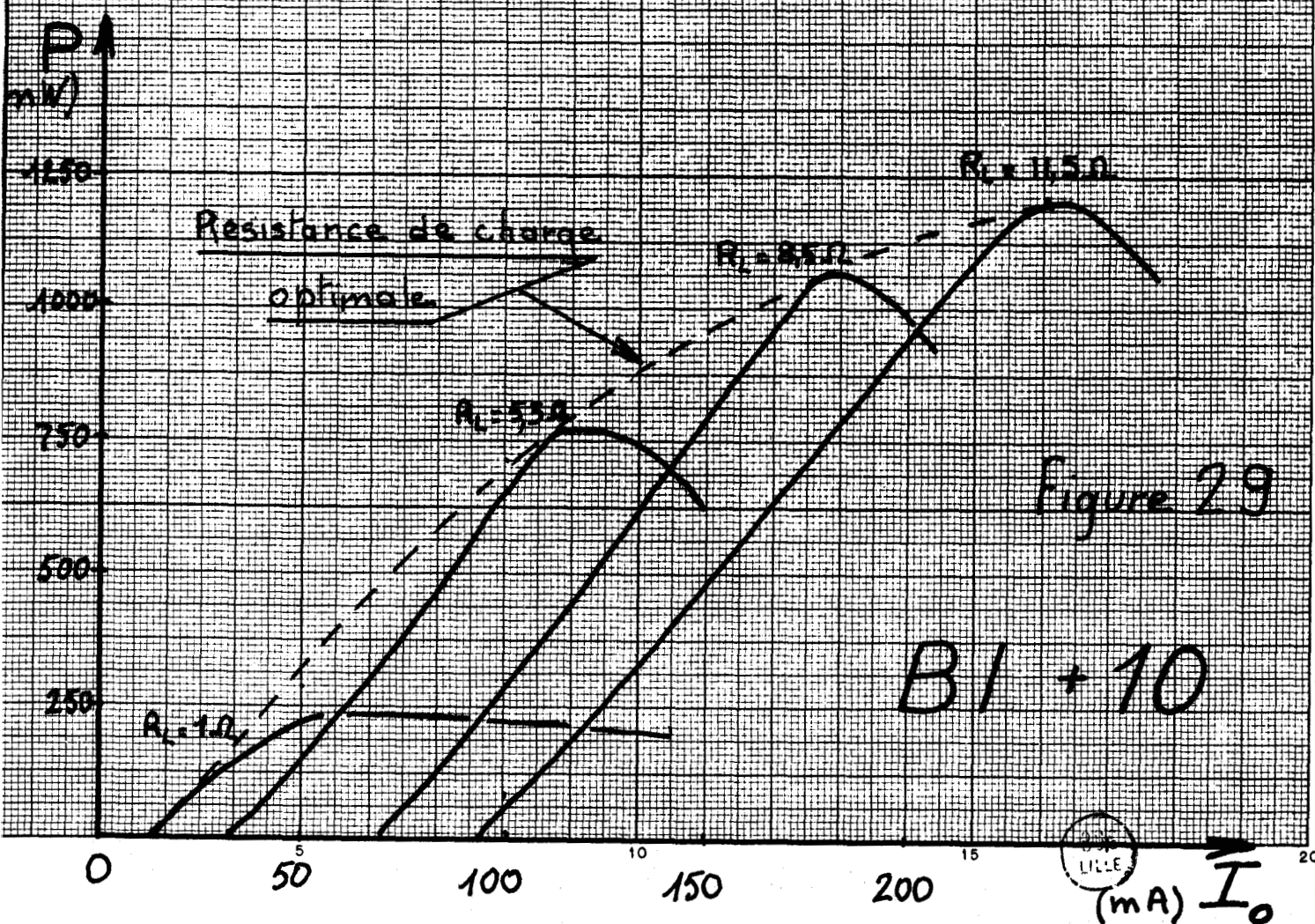


Figure 29

BI + 10



(mA) I_o

2.2.2. Prévisions des performances

Nous avons vu précédemment comment il est possible de prévoir la puissance et le rendement d'une diode en oscillation à partir des mesures d'impédance en régime non linéaire.

Ce type de prévision présente d'une part l'avantage d'une très grande souplesse dans sa mise en oeuvre, permet d'autre part de visualiser les résultats et d'agir aussitôt sur les divers paramètres. La méthode permet en outre une réelle estimation de la puissance émise et donc des qualités de la diode elle-même, en s'affranchissant des pertes de la structure hyperfréquence du boîtier et de la diode qu'il est possible d'estimer par ailleurs. Nous possédons ainsi un moyen supplémentaire d'optimisation des structures.

Nous montrons à l'aide de la fig 31 comment évoluent les phénomènes et comment l'on procède pratiquement :

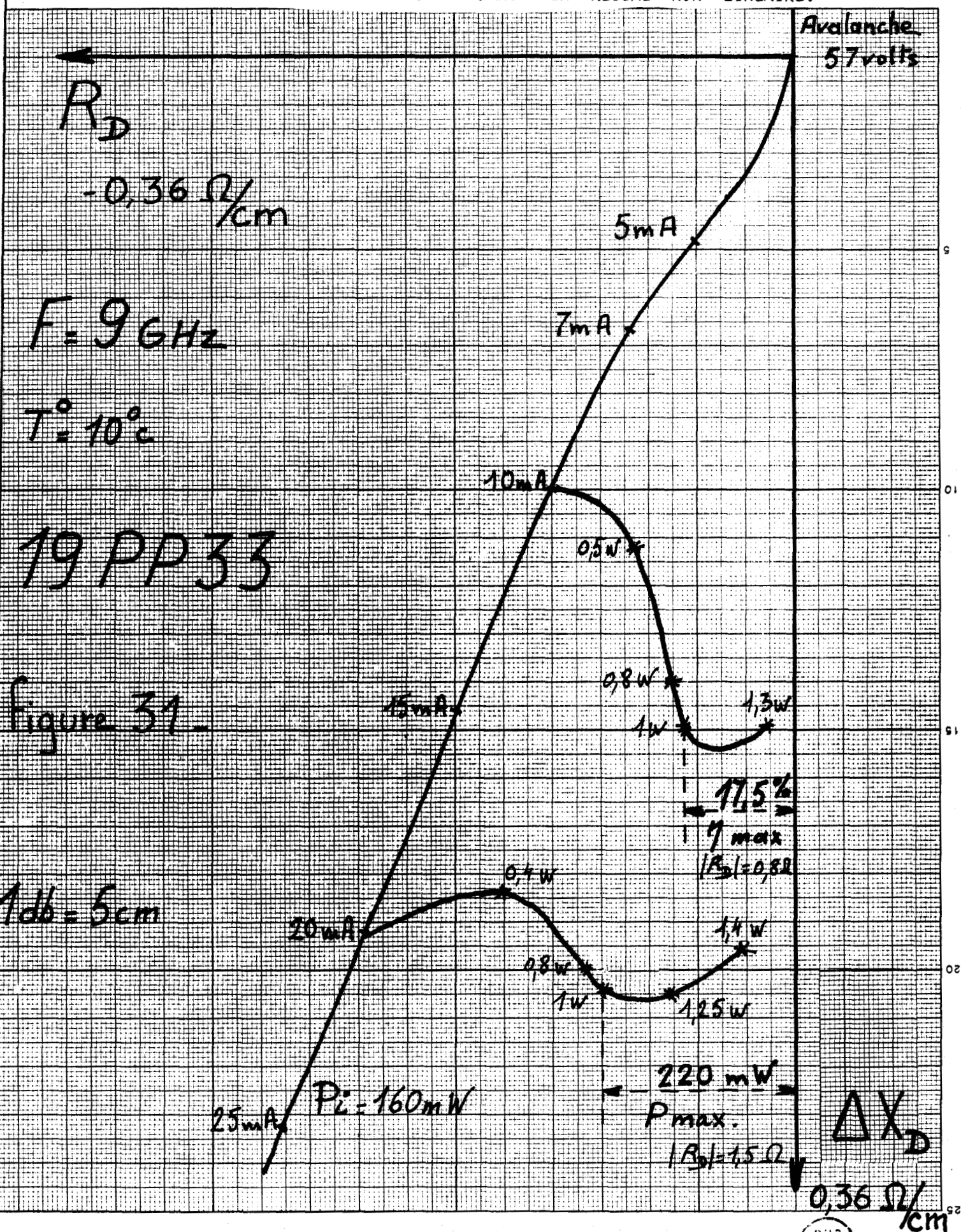
a) Pour la recherche des puissances maxima, on trace l'évolution de l'impédance pour une puissance incidente faible (moins de 100 mW) en fonction du courant jusqu'à la valeur limite permise par la résistance thermique. Pour cette valeur du courant, on augmente alors la puissance incidente jusqu'au point de "décrochage" de la résistance négative ou quand il n'existe pas, jusqu'au point où le produit $P_i \cdot \Delta\rho$ est maximum. On sait en effet que la puissance susceptible d'être émise en oscillation est :

$$P_{osc} \approx P_i (\rho^2 - 1) \approx 2 P_i \cdot \Delta\rho$$

Si la puissance incidente est trop faible pour atteindre ce point critique, on peut augmenter artificiellement le $\Delta\rho$ en plaçant la diode dans une ligne d'impédance caractéristique plus faible ou en utilisant un transformateur, par exemple un slug d'impédance caractéristique élevée.

Ce type de mesure effectuées sur les diodes les plus caractéristiques aux fréquences intéressantes conduit aux résultats résumés dans le tableau ci-dessous :

A PARTIR D'UNE MESURE D'IMPEDANCE EN REGIME NON LINEAIRE.



puissances

DIODE	F_o (GHz)	I_o (mA)	V_o (v)	P_o (W)	$P_{E\ max}$ (mW)	$\eta\%$ E
19PP33	9	20	65,2	1,3	222	17
BK53 (Si)	7	25	96,8	2,42	163	6,8
4PP5	8	25	85	2,12	510	24
78Z13	8	65	78,5	5,1	629	8,6
16PP3	11,8	20	72	1,44	196	13,5
32PP11	10,5	30	64	1,9	344	18
4PP3	8,5	22	79	1,73	510	29
36A36	6	20	71	1,4	280	19,5
25AA4	6,5	20	80	1,6	450	28

b) La prévision des rendements maxima suppose l'introduction d'un paramètre supplémentaire : le courant de polarisation. Les évolutions en fonction de la puissance incidente sont tracées pour différents courants et les rendements sont calculés pour chacun d'entre eux (au point critique). On obtient une série de valeurs que l'on peut comparer à celles obtenues en oscillation.

DIODES	Profils*	F_o en GHz	I_o mA	$\eta_{emis}\%$	$\eta_{utile}\%$	$k = \frac{R_D}{R'_D}$	$R'_D \Omega$
78Z13 $S = 13470 \mu^2$ $C_a = 0,52 \text{ pf}$ BK 53 $S = 13150 \mu^2$ $C_a = 0,312 \text{ pf}$ 19PP3 $S = 9300 \mu^2$ $C_a = 0,33 \text{ pf}$ 16PP3 $S = 7800 \mu^2$ $C_a = 0,288 \text{ pf}$ 25AA4 $S = 7600 \mu^2$ $C_a = 0,14 \text{ pf}$ 36A34 $S = 6000 \mu^2$ 4PP5 $S = 6630 \mu^2$ $C_a = 0,116 \text{ pf}$	 	8	60	12	10	2	1,1
		7	25	7	6	-	-
		9	10	17,5	15	2	0,4
		11,8	15	14,6	7	0,5	-
		6,8	20	29	19	-	-
		6,8	10	26	21	-	-
		9	11	35 à 40	22	9	0,3

* w en μ , E_o en 10^5 v/cm

Il convient, à ce stade, de faire les remarques suivantes :

- Les évolutions ne sont pas toujours aussi simples que celles qui sont représentées fig.31 . Suivant le type de diode, la fréquence, le courant, on peut avoir des évolutions très diverses comme le montre la fig32 . Si certaines évolutions sont facilement explicables en considérant la caractéristique non linéaire d'une diode, d'autres sont souvent plus difficiles à interpréter et on ne peut tenter de le faire qu'en corrélation avec l'effet de variation de tension continue, ce que l'on effectuera dans le chapitre suivant.
- Les rendements les plus élevés sont toujours obtenus avec des structures pour lesquelles le rapport V_{HF}/V_O est le plus élevé (4PP, 25 AA, etc...). Cette règle nous apparaît importante pour le choix des profils de dopage et des conditions de fonctionnement. Par ailleurs, elle nous amène à nous interroger sur les causes des variations de tension continue observées sur ces mêmes diodes en fonction du niveau hyperfréquence.
- On constate enfin que les puissances et les rendements atteints en oscillation sont inférieurs à ceux obtenus en régime forcé. Ceci est dû à l'influence des pertes dans le boîtier et le circuit hyperfréquence. On remarque en effet que pour les diodes à faible taux de modulation (rendement moyen) la résistance négative est importante et le coefficient de qualité Q faible. Par contre, pour les diodes à haut rendement (surtout pour les 4PP), la résistance négative est plus faible (car le V_{HF} est très grand) et le Q élevé. L'influence des pertes est donc plus grande. Cet effet est accentué dans le cas malheureusement le plus intéressant (4PP) par le fait que les surfaces utilisées sont petites et que l'encapsulation diminue la valeur des résistances négatives d'un facteur 10.

La comparaison des deux types de résultats permet d'obtenir une estimation des pertes du circuit extérieur

$$0,1\Omega < R_{HF} < 0,2\Omega$$

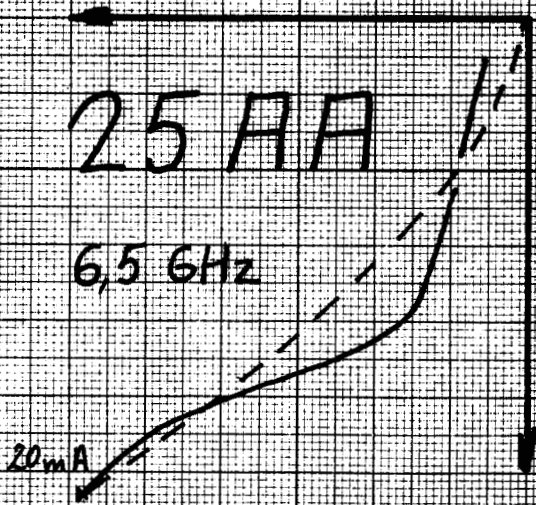
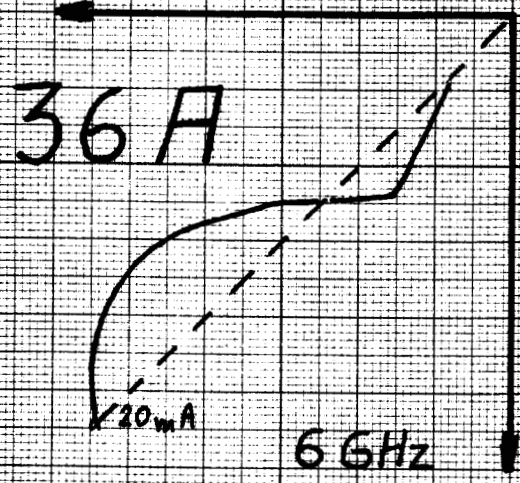
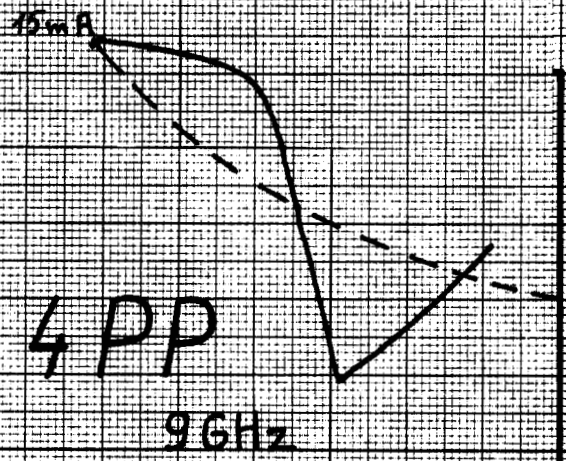
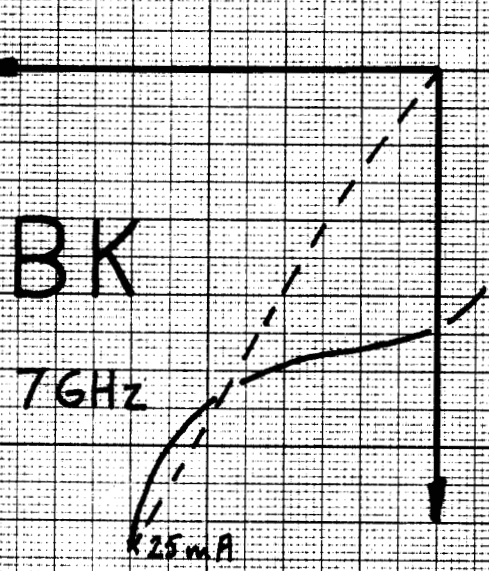
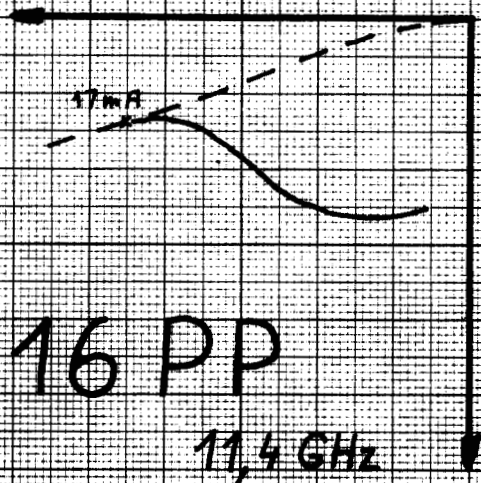
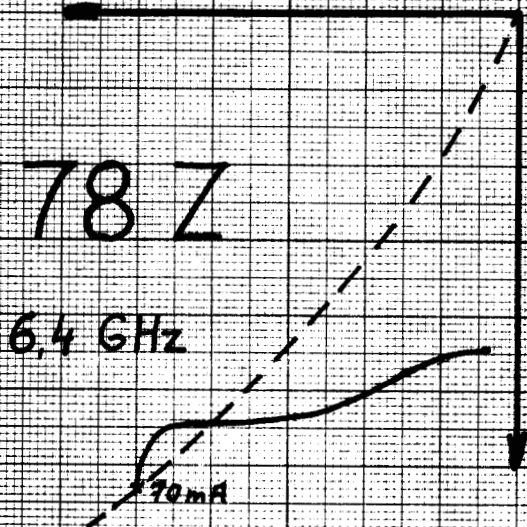
2.3. Applications pratiques

De cette première série de résultats, il est possible de dégager des applications pratiques relatives, d'une part au fonctionnement des diodes en tant que source hyperfréquence accordable et, d'autre part, à l'optimisation de leurs structures et des circuits auxquels elles sont associées.

DIFFERENTS TYPES D'EVOLUTION DE L'IMPEDANCE

NON LINEAIRE AVEC LE NIVEAU HYPERFREQUENCE

Figure 32



2.3.1. Sources hyperfréquences accordables

Nous avons d'abord tenté de mettre au point un oscillateur à large bande de fréquence accordable mécaniquement (20). Nous donnons ci-dessous les principaux enseignements que nous avons retiré de cette étude :

= Il est possible d'obtenir des oscillations sur une large bande de fréquence en déplaçant un "slug équipement" constitué de deux bagues métalliques séparées d'une distance constante (voisine de $\lambda/4$ pour la fréquence centrale).

= Nous avons ainsi obtenu (fig33) avec des diodes au Silicium, plus de 200 mW sur la bande des 8-11 GHz (4% de rendement). Nous avons pour ce faire conçu une cellule permettant un accord mécanique très souple et de bonne maniabilité (fig34).

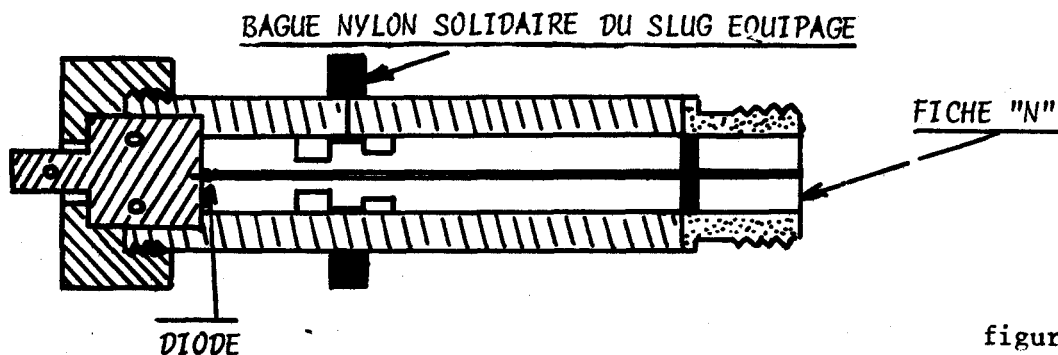


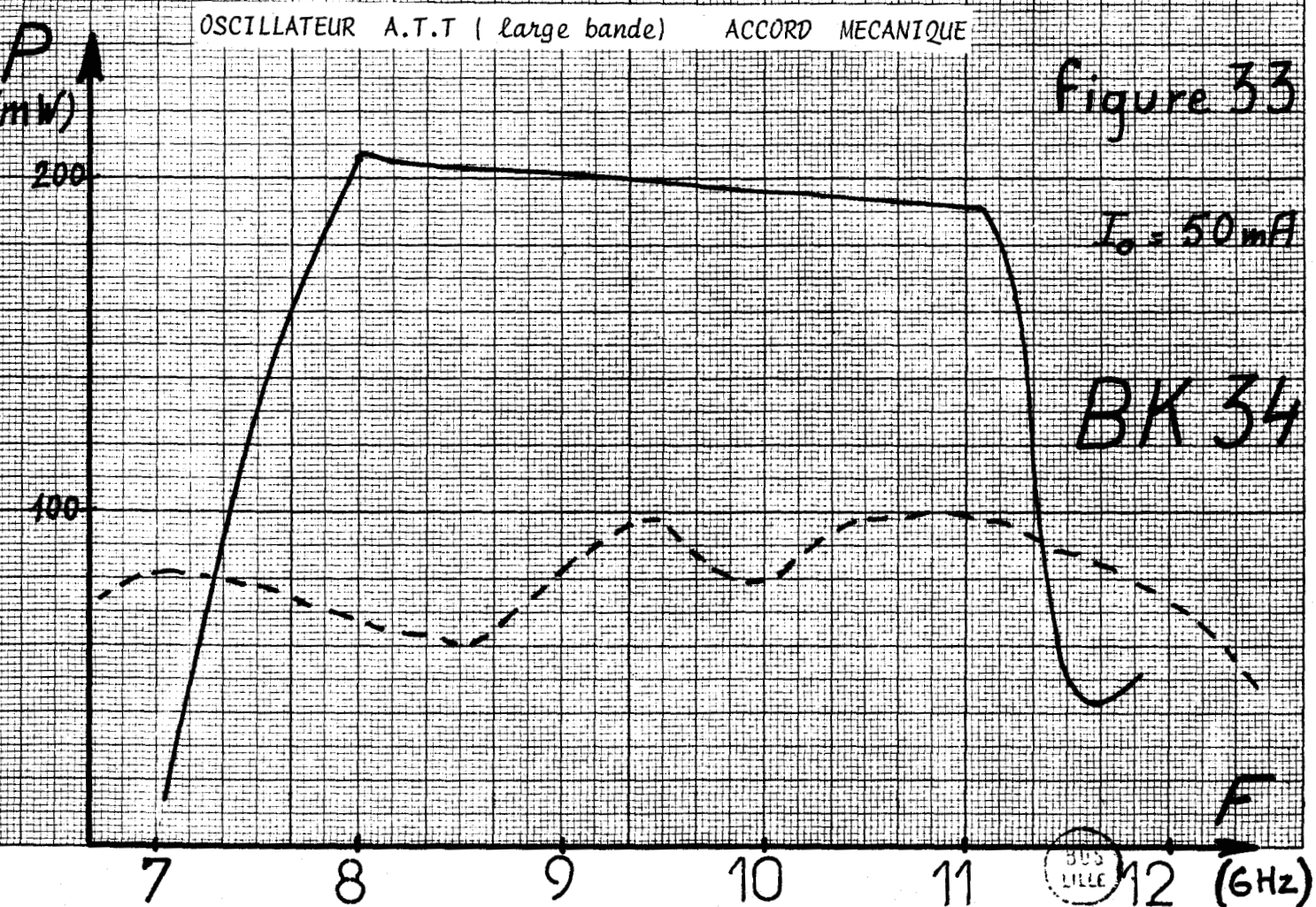
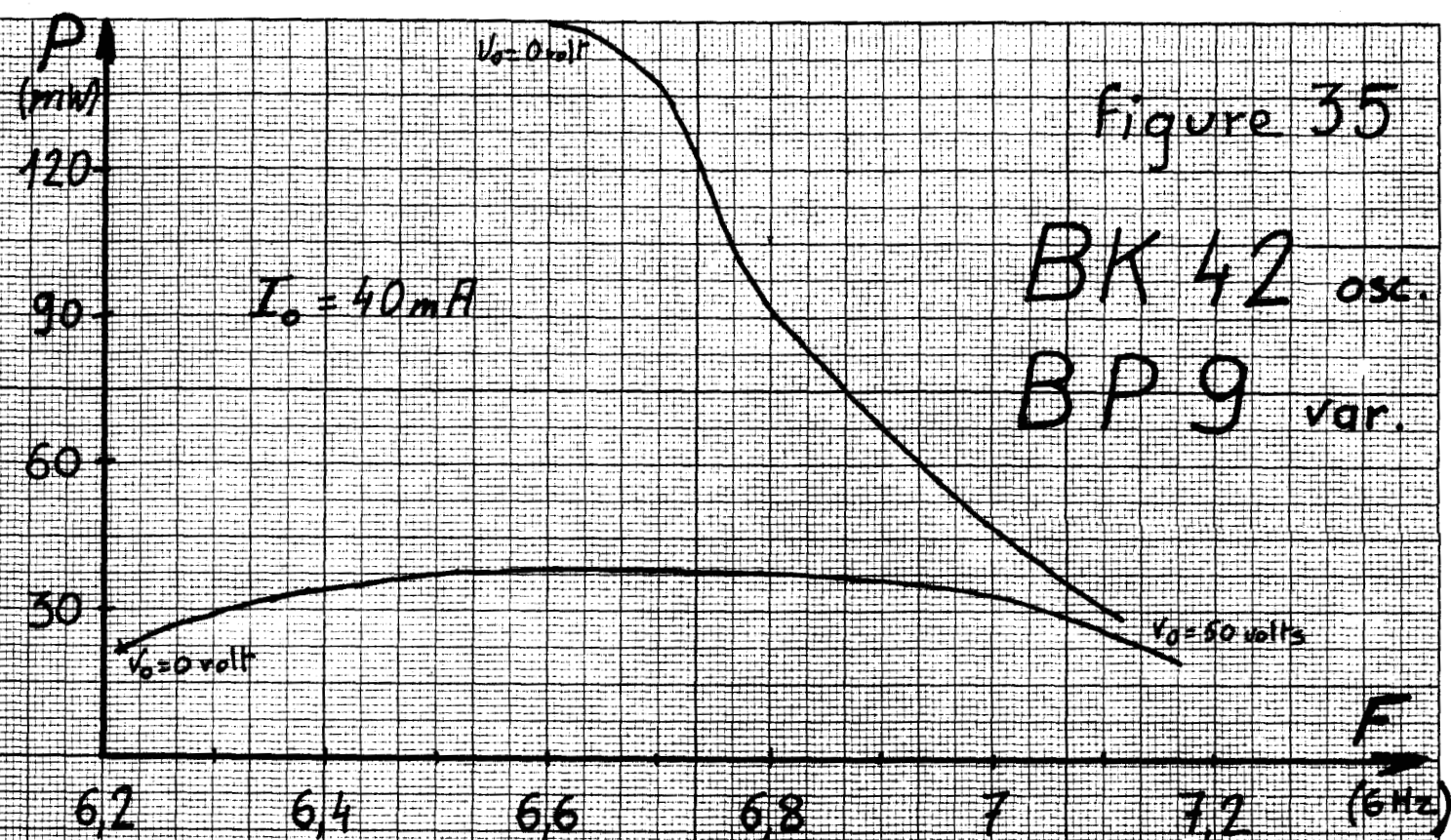
figure 34
.....

Les premiers résultats ainsi enregistrés pour des diodes Silicium qui ne sont pas plus performantes, laissent penser qu'avec des diodes au GaAs, la largeur de bande pourrait être la même avec des rendements plus élevés.

Dans une deuxième étape, nous avons envisagé pour des raisons de commodité évidentes, la réalisation d'oscillateurs accordables électroniquement par diode Varactor. Les résultats ont été assez décevants, au moins en ce qui concerne les largeurs de bande de fréquence obtenues. L'analyse des multiples essais qui ont pu être effectués montre que :

= Il est pratiquement impossible de ramener avec une varactor la réactance nécessaire au bon fonctionnement d'une diode ATT sur une large bande de fréquence. En effet, la réactance de charge doit être positive et décroissante en fonction de la fréquence, alors que la réactance d'un varactor est négative. L'utilisation d'un tronçon de ligne nécessaire pour changer le signe de la réactance ramenée a tendance à provoquer une variation fréquentielle en sens inverse du sens désiré.

OSCILLATEUR A.T.T (bande étroite) ACCORD ELECTRONIQUE



- = La résistance série de la varactor limite beaucoup la puissance produite par la diode utilisée en oscillateur.
- = Il n'est possible de réaliser par cette méthode qu'un oscillateur à bande étroite présentant de bonnes performances (fig.35):
 - 25 mW minimum sur 1 GHz de bande
 - 130 mW minimum sur 100 MHz de bande
 pour une diode donnant une puissance maximum de 300 mW.

Nous donnons ci-dessous le plan d'une cellule que nous avons utilisée :

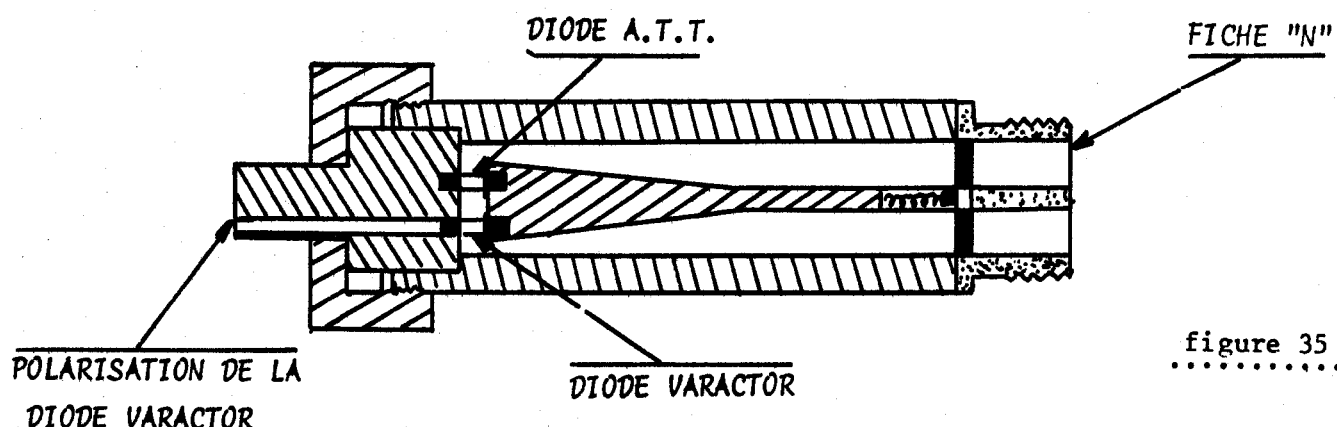


figure 35.
.....

Cette étude de la modulation électronique que nous avons commencée avec des diodes à 8% de rendement, pourrait être reprise avec les dernières diodes que nous avons étudiées. Il serait intéressant, comme le montrent de nombreux auteurs ⁽²¹⁾ ⁽²²⁾ ⁽²³⁾, d'envisager l'utilisation de plusieurs varactors et surtout de mettre au point un accord magnétique, comme il est d'usage pour les diodes Gunn (sphère YIG).

2.3.2. Optimisation des structures

De notre étude et des calculs théoriques menés au Laboratoire (1), il ressort que le matériau d'une part et le profil de dopage d'autre part sont des éléments déterminants pour l'obtention de hauts rendements. Rappelons, en effet, à titre d'exemple, que les diodes à l'Arséniure de Gallium nous ont donné en régime forcé, 17% de rendement pour des profils de dopage constants et 35% pour des profils de dopage fortement différenciés. L'influence du rapport δ/W est certaine et l'intérêt de fabriquer des diodes pour lesquelles ce rapport est minimum n'est plus à mettre en doute. Cependant, comme nous l'avons dit précédemment, ce n'est pas l'élément déterminant : il nous semble actuellement que le profil de dopage doit être modelé afin que le taux de modulation puisse être le plus élevé possible ⁽²⁴⁾.

Un problème demeure quant à la nécessité de fabriquer des diodes confinées. Certes, les meilleurs résultats ont été obtenus avec des diodes de ce type (25 AA, 4PP), cependant, des performances intéressantes ont été enregistrées avec des diodes non confinées (8AC) et (25). En tout état de cause, il semble que l'existence d'un champ électrique continu élevé du côté du substrat entraîne, soit une fragilité excessive des diodes, soit des contre performances relativement peu explicables. Il ne paraît pas possible de conclure plus nettement dans l'état actuel de nos connaissances sur ce sujet.

Enfin, il faut noter que la présence des pertes dans la diode et dans la cellule provoque une diminution notable du rendement. Certes, il nous semble que les diodes confinées au GaAs présentent des valeurs de résistance série R_s très faibles dont l'effet est de ce fait souvent négligeable, cependant, la présence d'une encapsulation peut dans certains cas diminuer notablement la valeur de la résistance négative et ainsi renforcer indirectement l'influence des pertes de la cellule.

On peut penser diminuer les pertes de la cellule d'essai, soit en améliorant la qualité de la réalisation mécanique, soit en utilisant une structure guide d'onde rectangulaire spécialement étudiée à cet effet. Toutefois, il ne nous semble pas que, dans la plupart des cas, les gains ainsi réalisés puissent être décisifs et nous croyons plutôt à l'utilisation de boîtiers qui soient tels que la résistance négative de la diode reste relativement élevée (de l'ordre de quelques ohms). En effet, cette diminution excessive de la résistance négative se produit dans le cas où la capacité présentée par la diode (C_{av}) est très inférieure à la capacité équivalente du boîtier C_B , le rapport de transformation étant en première approximation de l'ordre de $(C_B/C_{av})^2$. Pour éviter cet inconvénient, il suffit de concevoir des diodes de surface suffisante et un boîtier de capacité faible.

Signalons que c'était souvent le cas pour les diodes que nous avons étudiées, sauf pour les diodes de très hautes performances...

TROISIEME PARTIE

L'EFFET DE RECTIFICATION

1. LA MISE EN EVIDENCE EXPERIMENTALE

1.1. Les résultats de l'oscillation

L'effet de rectification des diodes à avalanche et temps de transit, signalé par de nombreux auteurs (26)(27)(28), se manifeste quand elles sont soumises à une importante tension hyperfréquence. On constate que dans ce cas, leur tension de polarisation peut être notablement différente de celle enregistrée en régime statique.

C'est un relevé systématique de la tension continue aux bornes des échantillons essayés en régime d'oscillation qui nous a fourni la première approche de cet effet. Il est à remarquer que les courants et températures d'étude, sont le plus souvent ceux qui conduisent au rendement optimum. A ce stade de l'étude, nous avons été frappés par la diversité des phénomènes rencontrés, le peu de corrélations apparentes entre chacun d'entre eux et l'importance relative de la fréquence (figures 36)

Comme nous l'avons vu précédemment, une diminution importante de la tension continue peut avoir un effet très favorable sur le rendement de l'échantillon considéré, aussi, avons nous entrepris une étude expérimentale plus complète en particulier en régime forcé.

1.2. Les mesures en régime forcé

Nous avons procédé comme pour les mesures d'impédance en régime non linéaire ; cette méthode, parce qu'elle permet des réglages plus faciles des différents paramètres (F , I_0 , V_{HF} , T°) s'est avérée plus souple et plus rapide.

VARIATIONS DE TENSION CONTINUE MESUREES EN OSCILLATION

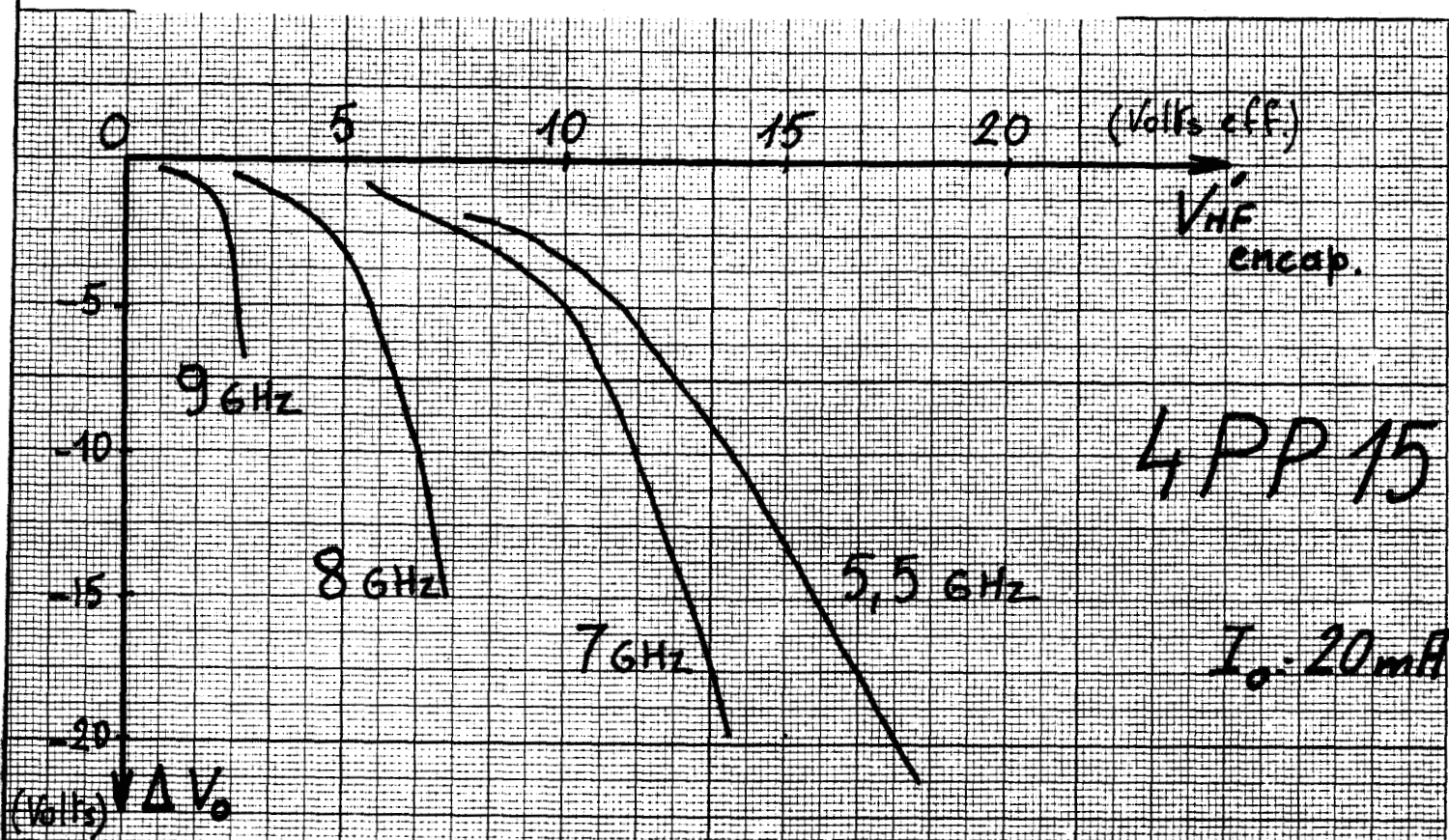
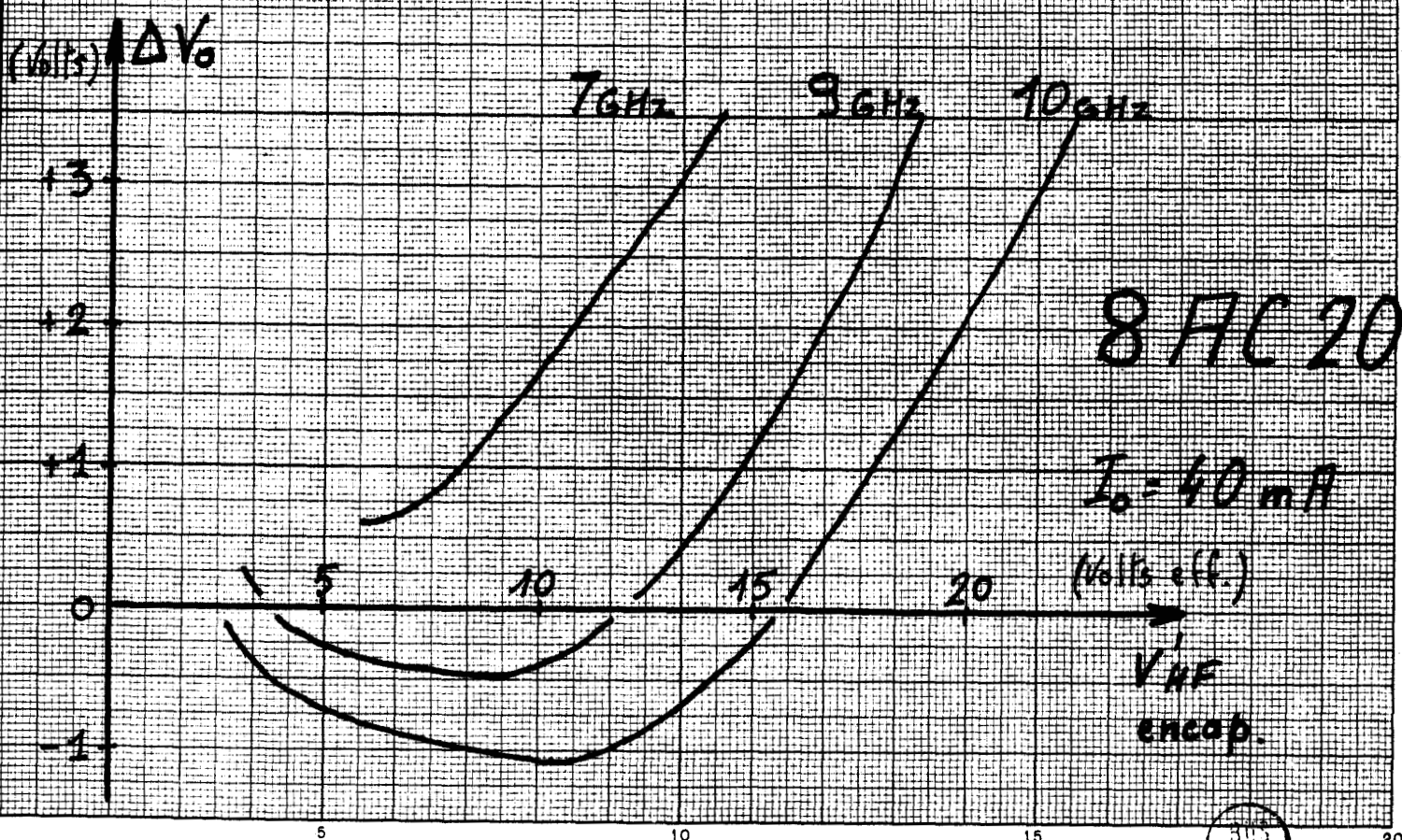


Figure 36



Nous avons relevé systématiquement la différence ΔV_o entre la tension continue aux bornes de la diode en régime statique et en présence de tension alternative pour le même courant de polarisation I_o . L'étude s'est trouvée compliquée par le fait que suivant la valeur du courant I_o utilisé et suivant la valeur de la puissance émise ou absorbée par la diode, la température T de la diode évolue :

$$T = T_o + R_{TH} (P_{ab} + V_o I_o)$$

On peut résoudre cette difficulté en calculant des variations de tension équivalentes à la température ambiante et courant nul, DERYCKE (29), KRAMER (30) :

$$\Delta V_o (T_o, I_o = 0) = \Delta V_o (T, I_o) (1 - \beta R_{HT} I_o) - \beta R_{TH} P_{ab}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{TH} = \text{Résistance thermique} \\ \beta = \text{Coefficient thermique} = \left[\frac{\delta V}{\delta I} \right]_{I \text{ constant}} \end{array} \right.$$

Si les phénomènes sont indépendants du courant de mesure et les puissances absorbées ou émises sont négligeables, il est possible d'obtenir directement $\Delta V_o(T_o)$ en extrapolant la courbe à courant nul.

Nous avons fait de nombreuses déterminations en utilisant cette méthode. Mais, par ailleurs, très souvent, nous avons négligé cette influence en nous assurant que l'erreur produite était inférieure aux incertitudes de la méthode ; c'est le cas pour les études en fonction de I_o où nous nous sommes limités à la gamme (100 μA - 20 mA).

La détermination de la tension hyperfréquence aux bornes de la diode encapsulée n'a pas posé de problèmes particuliers puisque nous travaillons dans des gammes de fréquence où le module du coefficient de réflexion de la diode reste voisin de l'unité et où le courant est faible.

En ce qui concerne la fréquence et la température, les plages de variation ont été très larges, soit :

$$\begin{array}{l} 2 \text{ GHz} < F < 8 \text{ GHz} \\ - 100 \text{ }^\circ\text{C} < T^\circ < + 100 \text{ }^\circ\text{C} \end{array}$$

Systématiquement, l'impédance de la diode a été relevée et en particulier l'évolution du $\text{tg}\phi$ avec le niveau. Par ailleurs, nous avons procédé, pour toutes ces diodes à une étude approfondie des caractéristiques statiques (profil de dopage, carte de champs, etc...).

Les résultats de cette étude en régime forcé ont été à l'image de ceux obtenus en oscillation, et pour les ordonner quelque peu, il a fallu dans tous les cas, poursuivre le dépouillement jusqu'au niveau de la diode elle-même, au moins en ce qui concerne la tension hyperfréquence appliquée. Nous avons par ailleurs supposé que celle-ci restait sinusoïdale et qu'elle donnerait naissance à un champ hyperfréquence, lui aussi sinusoïdal, d'amplitude E_1 indépendante de l'abscisse (ceci est vérifié si $I_0 \ll I_x$ ou $F \gg F_a$).

Nous traduirons les évolutions observées en variations du champ continu ΔE_0 en fonction du champ alternatif E_1 avec :

$$\Delta E_0 \neq \frac{\Delta V_0}{W} \quad \text{et} \quad E_1 \neq \frac{V_{\text{HF crête}}}{W}$$

1.3. Les grands types de variation

A ce stade de l'expérimentation, nous avons retenu trois grands types de variations par rapprochement et recoupement de nos résultats (figure 37).

- A** · L'abaissement de tension continue ($\Delta E_0 < 0$) de diodes au Silicium et à l'Arséniure de Gallium ; les diodes qui présentent ces phénomènes sont toujours bloquées et les profils de dopage sont plus ou moins différenciés

Plaquettes : 66 ZM, BWa, 40 AM, 25 AA

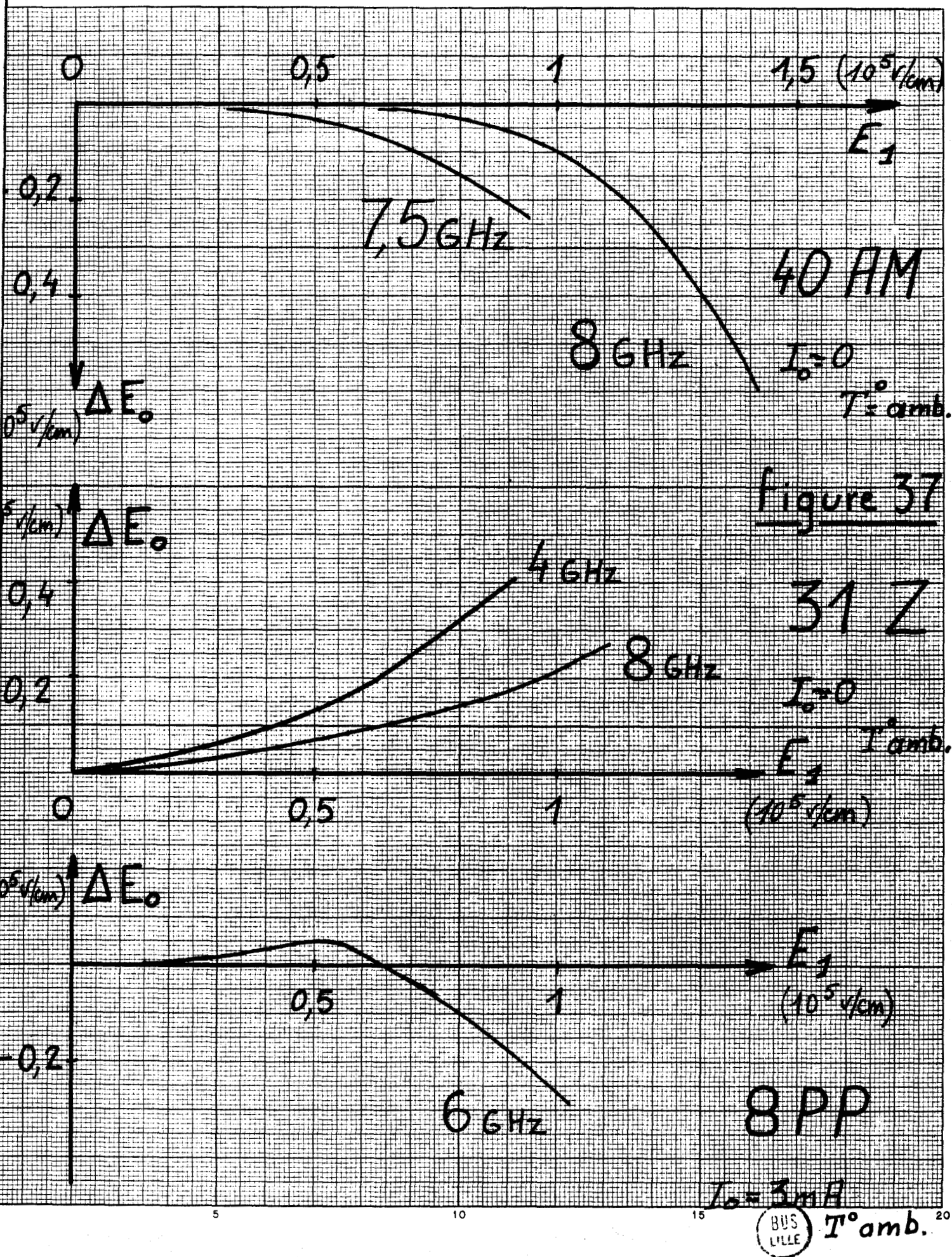
- B** · L'augmentation de tension continue ($\Delta E_0 > 0$) dans la gamme des 6 - 12 GHz, de diodes Si et AsGa. Ces diodes correspondantes présentent le plus souvent un profil plat non confiné

Plaquettes : 31 Z, BK, 19 PP

- C** · Des variations mixtes, d'abord positives puis négatives lorsque le niveau hyperfréquence augmente, ceci est obtenu pour des diodes à l'AsGa avec un profil différencié

Plaquettes : 4 PP, 8 PP, 16 PP, 8 AC

LES 3 GRANDS TYPES DE VARIATION DE TENSION CONTINUE.



2. L'APPROCHE THEORIQUE

Pour aller plus avant dans l'interprétation de ces résultats expérimentaux, il fallait à ce stade proposer un certain nombre d'explications théoriques à propos d'effets susceptibles de produire des variations de tension continue dont les ordres de grandeur soient compatibles avec la réalité expérimentale.

Nous avons plus spécialement retenu :

- l'influence d'un courant d'injection dans la zone d'avalanche, courant de saturation, courant tunnel, courant lié à l'ionisation des porteurs dans la zone de transit,
- l'influence de la non linéarité des taux d'ionisation ($\alpha'' \neq 0$).

D'autres influences, bien que réelles, n'ont pas retenu notre attention dans une première approche (diffusion, piègeage, temps de transit dans la zone d'avalanche, etc...).

2.1. L'effet de non linéarité du taux d'ionisation

2.1.2) Etude analytique simplifiée

En tenant compte des hypothèses simplificatrices formulées au premier chapitre et en résolvant les équations générales de l'électrocinétique, le courant de conduction $I_{ca}(t)$ dans la zone d'avalanche peut s'écrire (en supposant $I_s = 0$) :

$$I_{ca} = I_{oo} \cdot \exp \frac{2}{\tau \delta} \int_0^t [\psi E(t) - 1] dt$$

avec $\tau \delta = \frac{\delta}{v}$ temps de transit des porteurs dans la zone d'avalanche

$$\left| \begin{array}{ll} E(t) & \text{champ électrique instantané} \\ \psi [E(t)] & = \int_0^\delta \alpha [E(t)] dx \\ I_{oo} & \text{courant de conduction à } t = 0 \end{array} \right.$$

En présence d'un signal hyperfréquence alternatif d'amplitude E_{a1} très faible devant E_0 , le courant de conduction $I_{ca}(t)$ présente un caractère périodique $\alpha''(E) \neq 0$. Mais si $|E_{a1}|$ n'est plus négligeable devant $E = 0$, il est nécessaire de faire varier le champ continu E_0 d'une valeur ΔE_0 pour conserver la périodicité de $I_{ca}(t)$ [$\alpha''(E) \neq 0$].

Le calcul de cette variation ΔE_0 en fonction de $|E_{a1}|$ est possible en développant la fonction $\alpha(E)$ autour de sa valeur $\alpha(E_0 + \Delta E_0)$ et en écrivant que la valeur moyenne du courant de conduction est nulle sur une période.

$$\alpha(E) = \alpha(E_0 + \Delta E_0) + E_1 \sin \omega t \cdot \alpha'(E_0 + \Delta E_0) + \frac{E_1^2}{2} \sin^2 \omega t \alpha''(E_0 + \Delta E_0)$$

$$\int_0^T I_{ca}(t) dt = 0 = \int_0^T I_{00} \exp \left[-\frac{2}{\tau \delta} \int_0^t \left(\int_0^w \alpha(E) dx - 1 \right) dt \right] dt$$

Dans cette intégrale, le terme qui dépend linéairement du temps doit être nul :

$$\int_0^\delta \alpha(E_0 + \Delta E_0) dx - 1 + \frac{E_1^2}{4} \int_0^w \alpha''(E_0 + \Delta E_0) dx = 0$$

En développant $\alpha(E_0 + \Delta E_0)$ autour de $\alpha(E_0)$ on obtient une équation du second degré en ΔE_0 (4) dont la solution pour des champs d'amplitude E_1 suffisamment faibles est :

$$\Delta E_0 \approx - \frac{\alpha''}{\alpha'} \frac{|E_1|^2}{4}$$

Valeurs numériques utilisées

- Arséniure de Gallium

Nous avons choisi pour le GaAs l'expression analytique suivante pour $\alpha(E)$ pour les électrons et les trous (2)

$$\alpha = a e^{-(b/E)^2}$$

300°K	$a = 1,18 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ $b = 5,55 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$
473°K	$a = 2,05 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ $b = 7,10 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$

Les variations de l'expression $\frac{\alpha''}{4\alpha'} = \frac{3}{E_0} - \frac{2b^2}{E_0^3}$ en fonction de E_0 sont donnés figure 38 à 300 et 473°K.

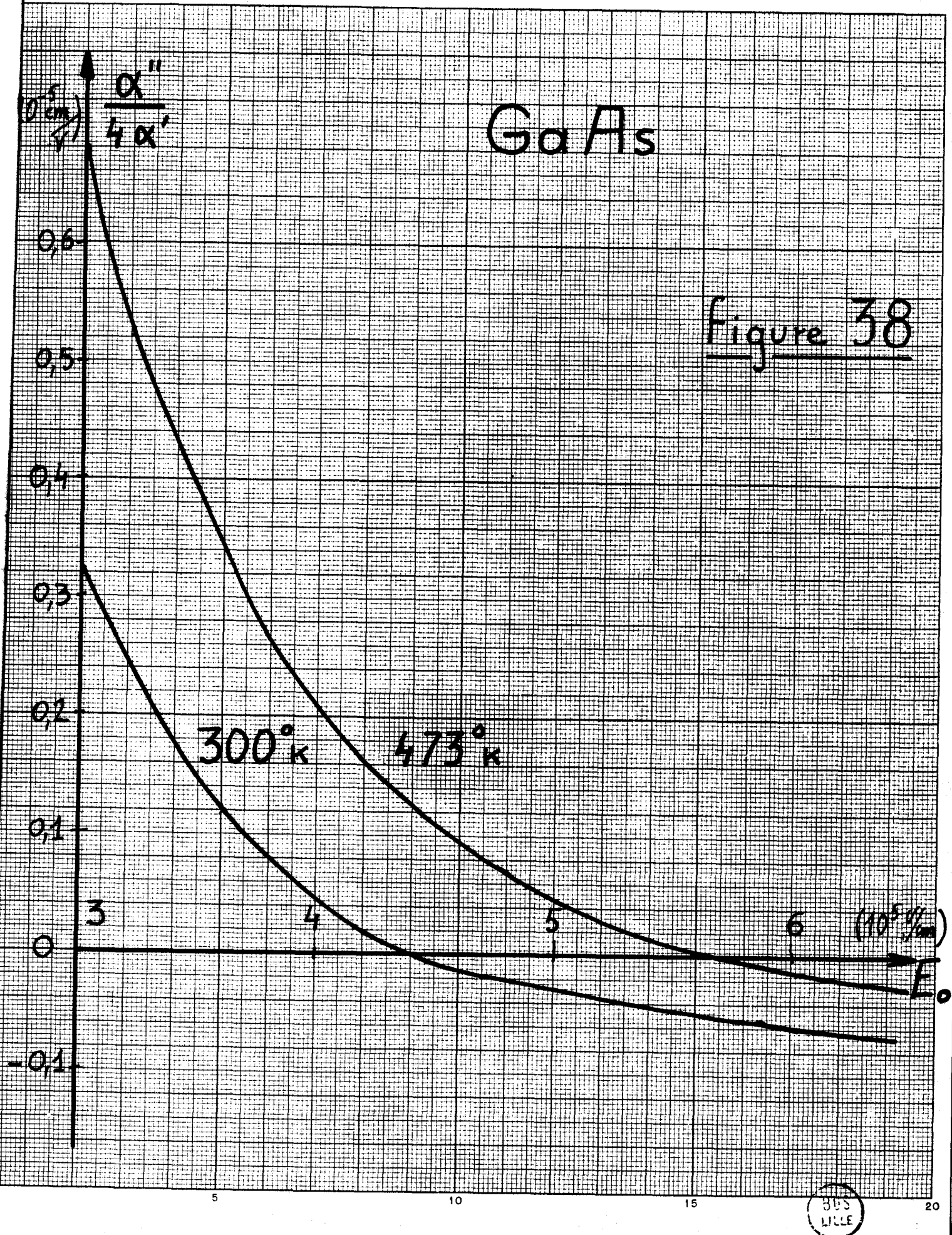
- Silicium

Bien qu'en réalité les taux d'ionisation des électrons et des trous soient différents, nous avons retenu l'expression proposée par

K.G. Mc KAY (30) d'un taux équivalent $\alpha = \alpha_0 e^{\lambda E}$

$$\left| \begin{array}{l} \alpha_0 = 28 \text{ cm}^{-1} \\ \lambda = 1,68 \cdot 10^{-5} \text{ cm V}^{-1} \end{array} \right.$$

VARIATIONS DU COEFFICIENT $\frac{\alpha''}{4\alpha'}$ EN FONCTION DU CHAMP CONTINU



BUS
LILLE

Dans ce cas le paramètre $\frac{\alpha''}{4\alpha'}$ est égal à $\frac{\lambda}{4}$ et ne varie pas avec le champ E_0 . On voit donc pour ces deux matériaux que l'effet de rectification du à la non linéarité du taux d'ionisation a le plus souvent tendance à abaisser la tension continue et ce de façon indépendante de la fréquence et du courant de polarisation. On peut aussi remarquer que pour des diodes en bande X, l'effet sera plus sensible pour le Silicium que pour l'Arséniure de Gallium. Nous avons tracé pour ces deux matériaux la variation du champ continu en fonction du dopage pour un profil plat et un champ appliqué E_1 égal à 10^5 V/cm à deux températures $T = 300^\circ\text{K}$ et 473°K (figure 39).

Pratiquement, pour une diode de dopage $N = 10^{16}$ de deux microns de largeur (confinée) soumise à un champ de 10^5 V/cm on obtient :

$\Delta V_0 = - 2,4 \text{ V}$	AsGa 300°K
$\Delta V_0 = - 3,4 \text{ V}$	AsGa 473°K
$\Delta V_0 = - 8,4 \text{ V}$	Silicium

Cette première approche suppose que la zone d'avalanche est parfaitement définie quelque soit le profil de dopage considéré, qu'on sache y définir des valeurs moyennes du taux d'ionisation et de ces dérivées, et que la largeur δ ne varie pas en présence du champ alternatif E_1 . Cette dernière approximation nous semble peu valable dès que E_1 n'est plus négligeable devant E_0 .

b) Modulation de la zone d'avalanche

En nous limitant au cas de l'Arséniure de Gallium nous avons voulu compléter cette étude, en particulier en étudiant la variation de ΔE_0 résultant d'une modulation de la largeur de la zone d'avalanche avec le champ alternatif E_1 . Nous avons admis une variation de largeur δ sous la forme $\delta = \delta_0(1 + aE_1)$. Le calcul de la condition d'avalanche conduit à :

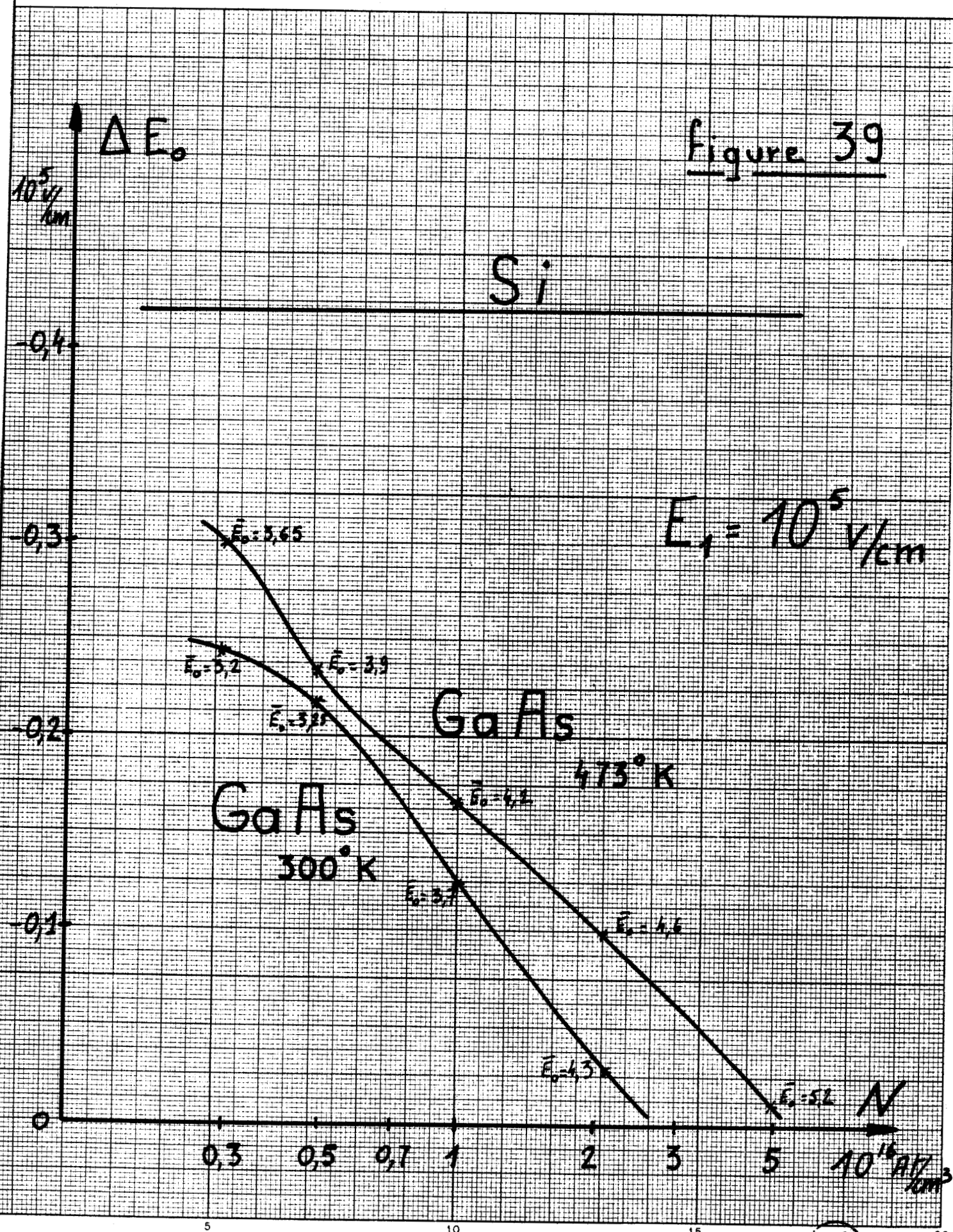
$$\frac{1}{T} \int_0^T \left[\delta_0 (1 + aE_1 \sin \omega t) \left[\alpha(E_0 + \Delta E_0) + \alpha'(E_0 + \Delta E_0) \cdot E_1 \sin \omega t + \frac{\alpha''}{2} (E_0 + \Delta E_0) \sin^2 \omega t \right] \right] dt = 1$$

Le terme qui dépend linéairement du temps s'écrit :

$$\delta_0 \cdot \alpha(E_0 + \Delta E_0) - 1 + \frac{E_1^2}{4} \alpha''(E_0 + \Delta E_0) + a \alpha' (E_0 + \Delta E_0) \cdot \frac{E_1^2}{2} = 0$$

En utilisant la même méthode que précédemment et dans les mêmes conditions quant à l'amplitude de E_1 , on obtient :

$$\Delta E_0 \neq - \frac{E_1^2}{4} \cdot \frac{\alpha''}{\alpha'} - a \frac{E_1^2}{2}$$



La perturbation résultante de cet effet supplémentaire est donc essentiellement fonction du taux de modulation, nous avons tracé pour une même diode AsGa dopée à 2.10^{16} At/cm³, la variation de ΔE_0 en fonction de E_1 avec ou sans modulation de largeur de la zone d'avalanche (figure 40). On voit qu'une modulation de 10% peut doubler la variation du champ continu. Il nous est cependant difficile de connaître avec précision l'importance de cette modulation de largeur : pour lever cette indétermination, nous avons eu recours à une étude numérique sur ordinateur.

2.1.3) Etude numérique

Nous avons résolu numériquement la condition d'avalanche pour un profil de champ quelconque et un champ E_1 variable supposé uniforme ($I_0 \ll I_x$). Cette démarche présente les avantages suivants :

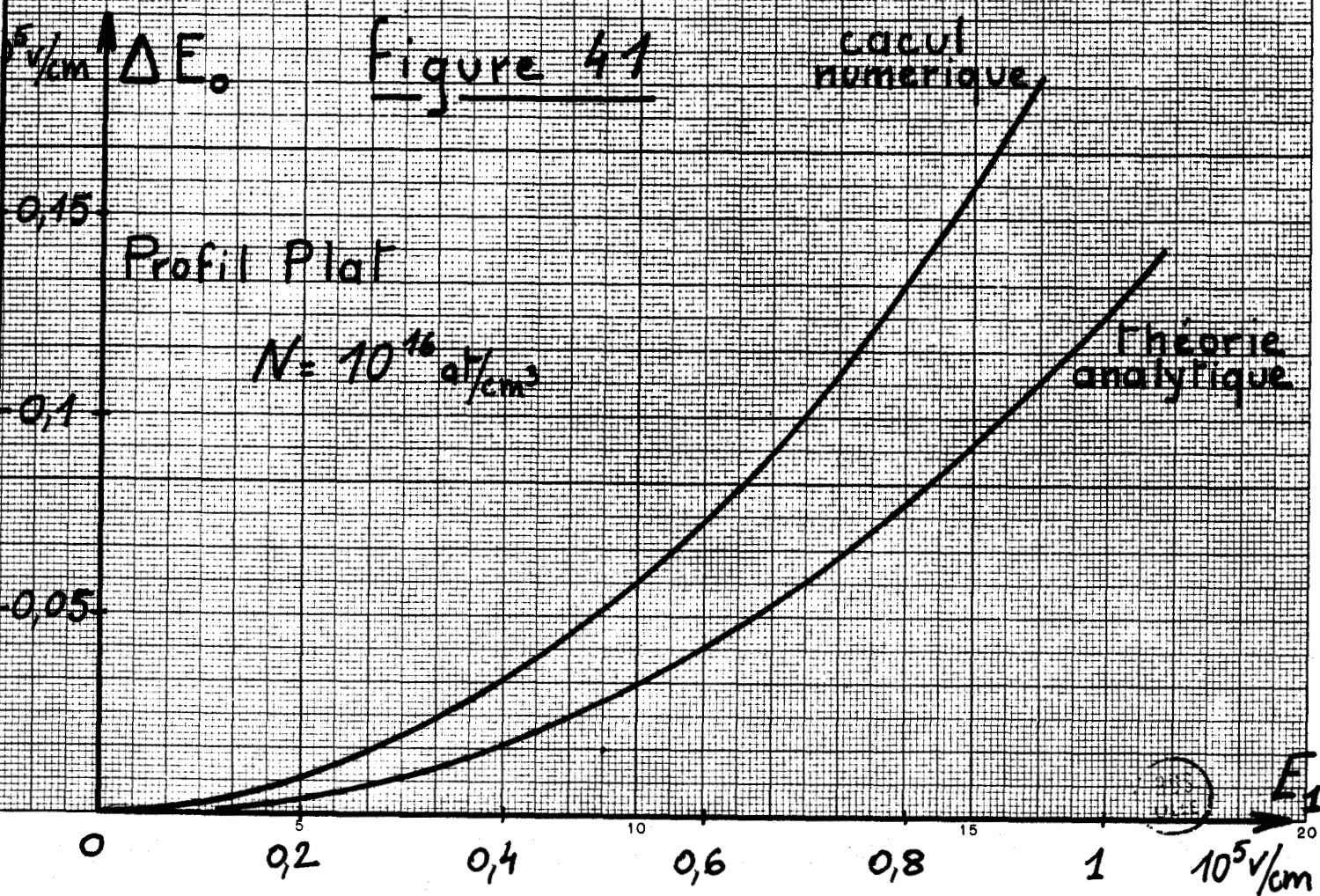
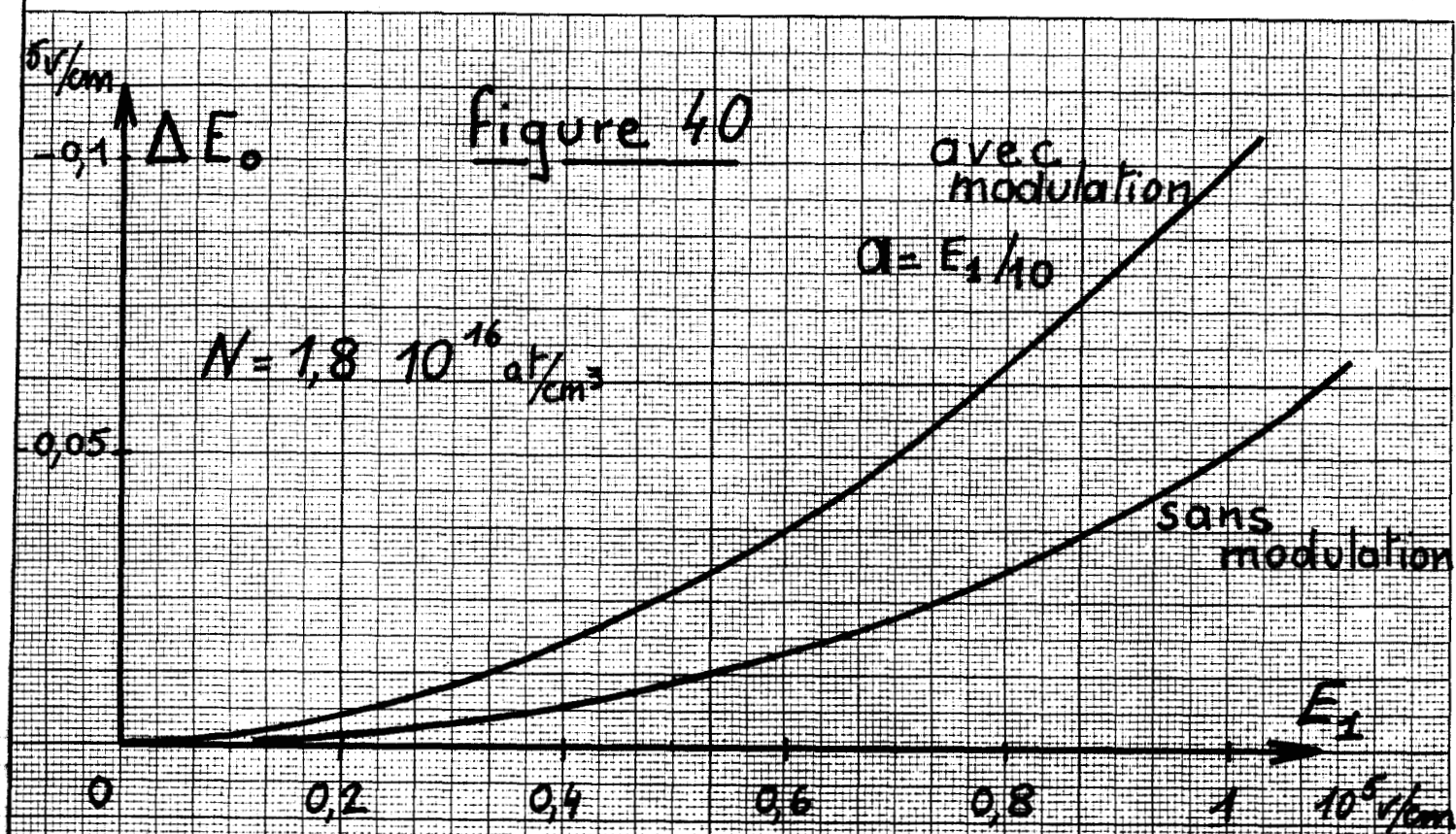
- quelque soit le champ E_1 , le calcul porte sur toute la diode et il n'est pas besoin d'estimer un champ E_0 moyen dans la zone d'avalanche,
- on peut étudier n'importe quel profil de dopage (plat ou différencié),
- on tient compte automatiquement des variations de α' et de α'' avec E_0 quand ΔE_0 est important le développement limité de $\alpha(E_0 + \Delta E_0)$ n'est plus valable,
- il est possible très facilement d'étudier l'influence de la température.

Nous avons appliqué ce programme de calcul à des divers profils de diode et obtenu des résultats qui précisent ceux de l'étude analytique. A titre de comparaison, la figure 41 traduit les résultats obtenus par chaque méthode pour une diode GaAs à profil plat. On constate que les valeurs de ΔE_0 obtenues par méthode numérique sont très supérieures à celles qui sont déduites de la théorie analytique : cela montre que les effets signalés précédemment (modulation de δ , variation de α'' avec ΔE_0) sont à considérer.

Il est à signaler que nous avons toujours travaillé à courant nul, il eut été possible en compliquant le programme d'envisager d'autre cas, mais nous voulions nous rapprocher au maximum des résultats expérimentaux obtenus eux dans ces conditions.

2.1.4) Remarques et conclusions

Avant de tirer quelques conclusions générales sur cet effet de non linéarité, il nous paraît primordial de faire remarquer l'importance d'une bonne connaissance du taux d'ionisation (dépendance avec le champ et la température) pour la validité de nos résultats théoriques. Que ce soit pour le



Silicium ou l'Arséniure de Gallium une erreur sur le b ou sur λ modifie de façon sensible les ΔE_0 calculés. Ainsi le $\delta(\Delta E_0)/\delta b$ peut aller jusqu'à 20% à 473°K pour une diode GaAs de dopage 10^{16} At/cm³.

On peut dire toutefois que :

- l'effet de non linéarité est la cause d'un abaissement du champ continu, indépendant de la fréquence et proportionnel au carré du champ alternatif appliqué,
- la variation de champ continu est du même ordre pour un profil plat ou différencié pour que les champs en surface soient comparables,
- on n'a guère de chance d'obtenir une variation positive du champ continu même pour des champs superficiels très élevés dans des diodes GaAs,
- l'effet moyen de variation du champ continu est 3 ou 4 fois plus important pour le Silicium que pour le GaAs.

2.2. L'effet d'un courant d'injection

L'influence sur le comportement des diodes d'un courant d'injection supplémentaire dans la zone d'avalanche fait l'objet d'une étude systématique au Laboratoire. ALLAMANDO, LEFEBVRE, CHIVE, KENNIS montrent que les impédances en régime linéaire et non linéaire sont modifiées lorsque l'on considère ce phénomène. Ainsi le courant, par la création d'une résistance souvent positive dans la zone d'avalanche, est la cause d'une perte de puissance. En ce qui concerne les effets sur la tension continue, ils sont moins bien connus et n'ont pris une certaine importance que par la répercussion qu'ils pouvaient avoir sur le rendement en oscillation.

2.2.1. La nature du courant d'injection supplémentaire

La nature de ce courant qui initialise l'avalanche et figure au second membre dans l'équation de READ peut être très diverse.

a) Le courant thermoionique classique de la jonction ou de la barrière est le mieux connu, il apparaît dès que la polarisation inverse est établie. Il est inférieur en microampère, mais se prête mal à une mesure à partir de la caractéristique $I = f(V)$ inverse en raison de la présence des courants de fuite. Il dépend de la constitution de la jonction ou de la barrière du matériau et de la température. On peut admettre en première approximation qu'il est indépendant du champ alternatif $|E_1|$ et du courant I_0 de polarisation.

b) L'ionisation des porteurs dans la zone de transit, même très faible, produit un courant de trous injectés à l'extrémité de la zone d'avalanche. Il est proportionnel au nombre total de porteurs donc au courant I_0 et au champ

total dans la zone de transit. Il a tendance à décroître légèrement en fonction de la température car $\alpha(E)$ décroît plus vite que ne croît le champ dans la zone de transit quand la température augmente. Ce courant peut dépendre de l'amplitude E_1 du champ électrique en régime non linéaire.

c) Lorsque le champ total est suffisamment important dans la zone d'avalanche, il y a possibilité d'injection d'un courant par effet Tunnel (dit courant tunnel). Il dépend beaucoup de la valeur du champ alternatif E_1 (loi en $e^{-B/E_0 + E_1}$) et croît avec la température.

2.2.2. La théorie analytique

Dans le cadre de cette étude, nous avons uniquement considéré le cas d'un courant d'injection indépendant du champ électrique que nous appellerons courant de saturation I_s en regroupant sous ce vocable les courants liés aux deux premiers effets précédents. Une étude du cas où le courant d'injection est fonction de E_1 est en cours au Laboratoire (31).

Pour traiter l'influence d'un courant I_s nous avons choisi, sur la suggestion de R. PERICHON (32) une formulation un peu différente de celle de READ pour traduire le fonctionnement de la zone d'avalanche. La théorie de KUVAS nous donne l'évolution du courant de conduction en fonction du champ alternatif $E_1 \sin \omega t$ et, en présence d'un courant de saturation I_s . Lorsqu'on ne tient pas compte de l'effet de non linéarité ($\alpha'' = 0$), la composante continue du courant peut s'écrire :

$$I_o = I_s \frac{B_o^2(Y)}{\omega \tau D_o} \left[1 + 2 \sum_{p=1}^{\infty} (-1)^p \frac{B_p^2(Y)}{B_o^2(Y)} \cdot \frac{1}{1 + p^2/D_o^2} \right]$$

B_p = fonction de BESSEL d'ordre p

$$D_o = \frac{1}{\omega \tau} \left[\frac{I_s}{I_o} - \psi'_o(E_o) \Delta E_o \right]$$

τ = temps intrinsèque

La résolution de cette équation nous donne la valeur de la variation du champ continu ΔE_o . En se limitant au premier terme, ce qui est valable si $D_o \ll 0,1$ on obtient la formule simplifiée suivante :

$$\Delta E_o = \frac{I_s}{I_o} \cdot \frac{1}{\psi'_o} (1 - B_o^2(Y))$$

ψ'_0 étant la dérivée de $\Psi(E)$ pour la valeur E_0 autour de laquelle on fait le développement limité en ΔE_0 . Cette formulation simplifiée de ΔE_0 nous est très vite apparue insuffisante pour rendre compte des phénomènes expérimentaux et nous avons résolu l'équation générale en nous limitant à l'ordre 3, elle nous a donné une équation du 7e degré en D_0 donc en ΔE_0 . Signalons que de négliger les ondes supérieures introduit une erreur inférieure à l'erreur de mesure.

En posant $D_1 = \omega\tau D_0$, elle s'écrit :

$$\begin{aligned} D_1^7 + D_1^6 \frac{I_S}{I_0} (-B_0^2 + 2 B_1^2 - 2 B_2^2 + 2 B_3^2) + 14 D_1^5 (\omega\tau)^2 \\ + D_0^4 \frac{I_S}{I_0} (\omega\tau)^2 (-14 B_0^2 + 26 B_1^2 - 20 B_2^2 + 10 B_3^2) \\ + 49 D_1^3 (\omega\tau)^4 + D_1^2 \frac{I_S}{I_0} (\omega\tau)^4 (-49 B_0^2 + 72 B_1^2 - 18 B_2^3 + 8 B_3^2) \\ + 36 D_1 (\omega\tau)^6 - 36 \frac{I_S}{I_0} B_0^2 (\omega\tau)^6 = 0 \end{aligned}$$

Nous avons tracé les variations de ΔE_0 correspondant à divers rapports $\frac{I_S}{I_0}$ et pour différentes valeurs de $\omega\tau_0$, donc à différentes fréquences. Sur ces courbes, nous avons pour comparaison porté les valeurs déduites de la formule simplifiée : on voit que la différence est d'autant plus sensible que la fréquence diminue. Une application est envisagée pour une diode de dopage 10^{16} At/Cm³ et un I_S/I_0 de 10^{-6} . (figure 42).

2.2.3. Remarques et conclusions

Comme dans le cas de l'effet de non linéarité un certain nombre de précisions peuvent être ainsi apportées sur l'évolution du phénomène :

- l'effet du courant tend à abaisser la tension continue à partir d'un certain seuil E_{1S} qui est uniquement fonction du rapport I_S/I_0 ,
- à partir de ce seuil, l'évolution sera d'autant plus accentuée que la fréquence est basse,
- cet effet dépend de la température (comme I_S) et du courant de polarisation. Toutefois, si pour des courants élevés le courant de saturation devient proportionnel au courant I_0 , l'effet doit se stabiliser.

EFFET DU COURANT DE SATURATION.

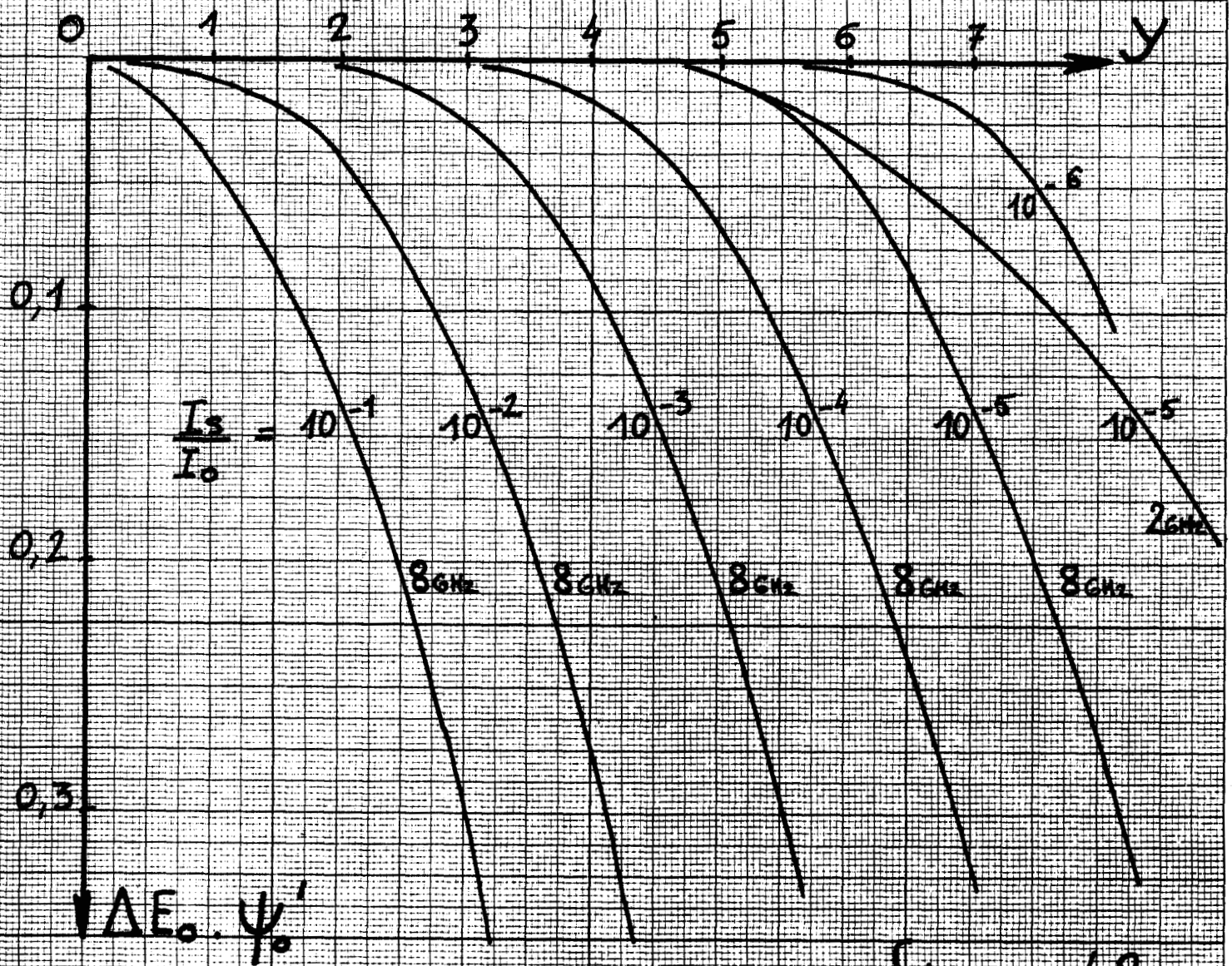
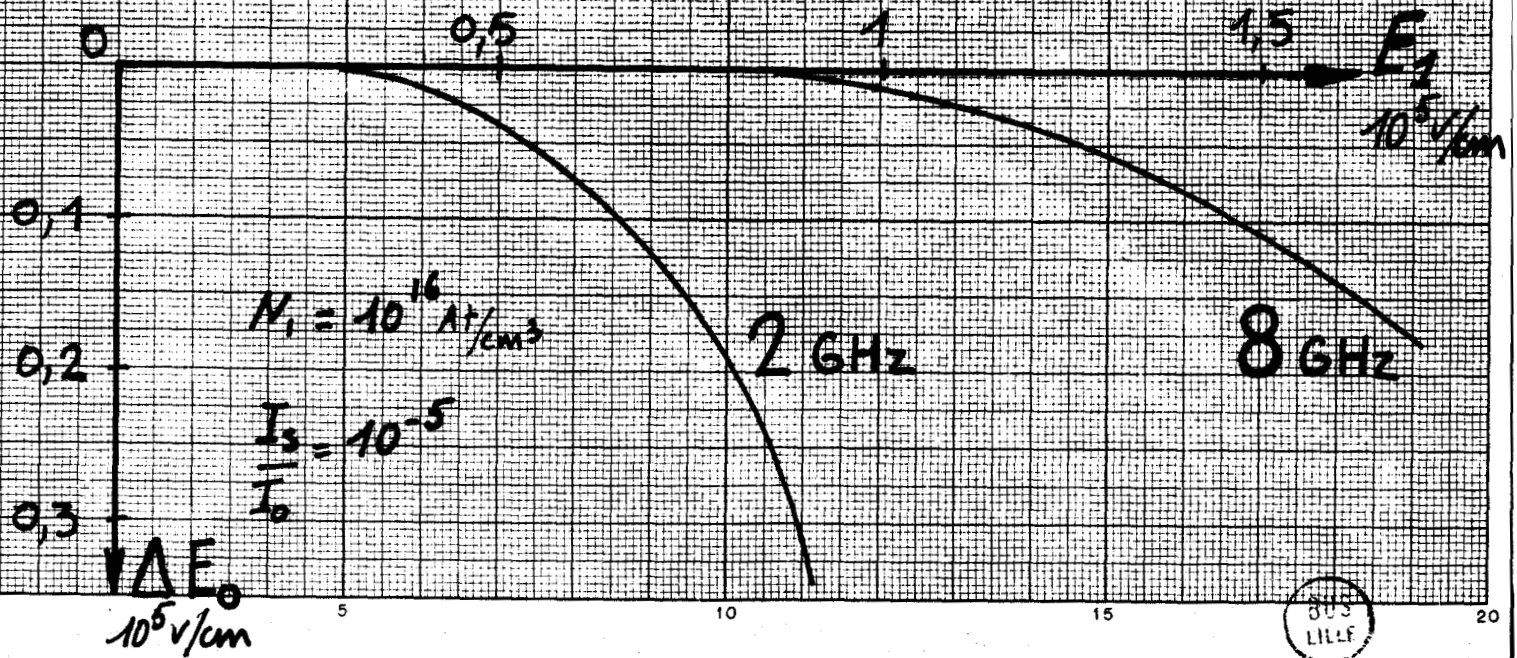


Figure 42



Ces conclusions un peu générales peuvent être remises en cause dans certains cas pour les raisons suivantes :

- le traitement de l'équation proposé repose sur des développements de la fonction ψ autour de $\psi(E_0)$ qui évolue quand le champ continu varie. De plus, on ne peut en toute rigueur séparer les effets liés au courant de saturation et à la non linéarité du taux d'ionisation.
- la prise en considération d'un effet tunnel donne pour des fréquences élevées et en première approximation une variation ΔE_0 de la forme :

$$\Delta E_0 \approx \frac{1}{\psi'(E_0)} \frac{I_{to}}{I_0} \left[1 - B_0(Y) \cdot B_0(\sqrt{Y^2 + T^2}) \right]$$

si le courant tunnel s'exprime :

$$I_t = I_{to} e^{T \sin \omega t} \quad T = k E_1 / E_0^2$$

Dans de nombreux cas, T/Y reste relativement faible et l'influence du courant est approximativement voisine de celle d'un courant de saturation, au moins pour des diodes GaAs en bande X (32).

3. INTERPRETATION DES VARIATIONS EXPERIMENTALES

A partir des effets dont nous venons de formuler les variations théoriques, il nous est possible d'aller plus avant dans l'interprétation des données expérimentales en notre possession. La tâche nous est rendue difficile par l'imbrication des différents phénomènes, qui le plus souvent agissent simultanément. Toutefois, dans certains cas très précis, nous avons pu isoler une de ces influences, ou tout au moins la supposer prépondérante, et en entreprendre alors une étude plus approfondie en fonction de divers paramètres (courant de polarisation, fréquence, température, profil) et en corrélation avec d'autres. (variations de la phase de l'impédance)

Rappelons brièvement que nous avons à expliquer des variations de la tension continue, soit positives, soit négatives, selon les diodes ou mixtes (d'abord positives puis négatives) en fonction de la tension hyperfréquence pour certains types de diodes au GaAs.

3.1. Mise en évidence de l'influence d'un courant d'injection

Les études menées jusqu'alors sur les diodes au silicium ont montré l'existence d'un effet d'abaissement de la tension continue proportionnel à $|E_1|^2$ dû à la non linéarité du taux d'ionisation dans la zone d'avalanche (33). Ainsi G. VANBORREN a pu mettre en évidence expérimentalement à basse fréquence (2,75 GHz) dans du silicium des variations du champ continu E_0 de l'ordre de $0,6 \cdot 10^5$ V/cm pour des champs alternatifs de 10^5 V/cm.

Or, pour un bon nombre d'échantillons réalisés à l'Arséniure de Gallium, nous avons pu observer des diminutions du champ continu allant jusqu'au double de celles enregistrées pour le Silicium et à fortiori beaucoup plus importantes que celles prévues en théorie pour ce matériau. De plus, d'une évolution quadratique en $|E_1|^2$ indépendante de la fréquence enregistrée pour le Silicium, on passe à une évolution caractérisée par la présence d'un champ de seuil en dessous duquel le phénomène n'apparaît pas. Ainsi, nous n'avons plus affaire simplement à un effet de non linéarité du taux d'ionisation. Ce phénomène a été rencontré dans les plaquettes : 8 AC, 25 AA, 4 PP, 8 PP, 16 PP, 662 M, 40 AM, 84 Z, 36 AM, etc...

Compte tenu des divergences minimales, ce type d'effet supplémentaire a pu être caractérisé par les variations des paramètres suivants : courant de polarisation, fréquence, température, corrélées aux variations de phase de l'impédance.

a) Courant de polarisation

C'est la diminution importante de la tension de polarisation pour des courants I_o décroissants de 1 mA à 10 μ A qui nous a incité à mettre en avant un effet du type "courant de saturation". Nous donnons (figure 43) une évolution type relevée à 7 GHz à niveau hyperfréquence constant. On y remarque une décroissance rapide de ΔE_o pour de faibles courants (partie 1) similaire à celle qui pourrait être déduite des courbes représentées figure 42 en supposant I_s constant. Ensuite ΔE_o devient indépendant du courant pour des courants de l'ordre du mA (partie 2) et croît pour des courants plus élevés (partie 3).

Ainsi donc, au moins pour la partie 1, il s'agit bien d'un effet du type I_s/I_o . La comparaison des courbes 10 μ A, 30 μ A et 50 μ A avec les courbes théoriques confirment cette hypothèse.

Pour la partie 2, nous sommes donc amenés à envisager une variation linéaire de I_s avec I_o de la forme $I_s = kI_o$, qui seule permet l'explication continue du phénomène. Ainsi retrouve-t-on cette notion de courant de saturation équivalent due à l'effet d'ionisation des charges dans la zone de transit.

Dans la troisième partie de la courbe 3, les influences sont moins séparables et il y a lieu de tenir compte de :

- l'augmentation de température de la diode,
- le redressement de la carte de champ électrique continu sous l'influence du courant.

Ainsi, le coefficient de proportionnalité k peut, dans cette zone, varier avec le courant I_o . Toutefois, nous retiendrons pour le courant de saturation total une formulation du type :

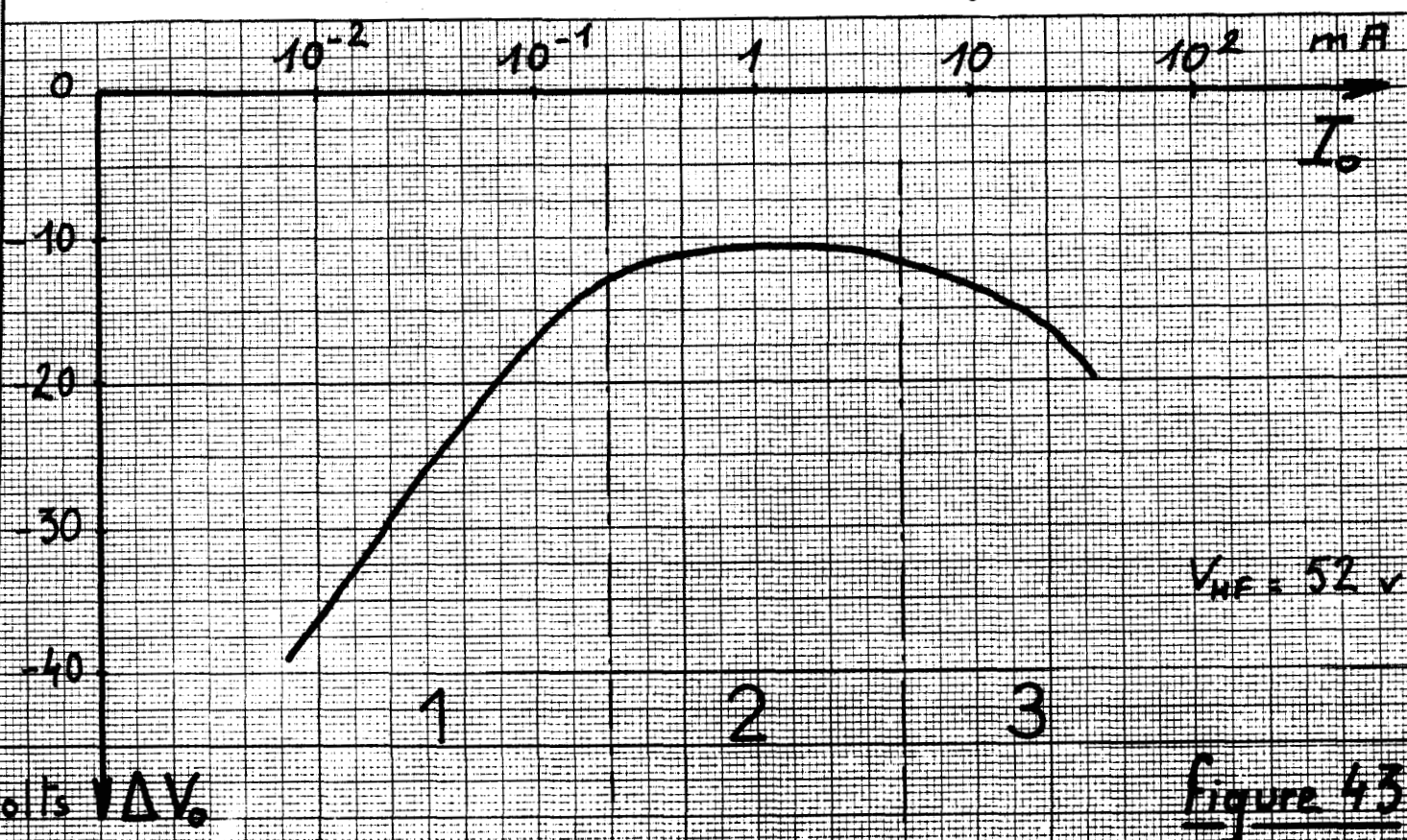
$$I_s = I_{so} + kI_o \quad (k \text{ pouvant être fonction de } I_o)$$

I_{so} peut être le courant de saturation habituel de la jonction.

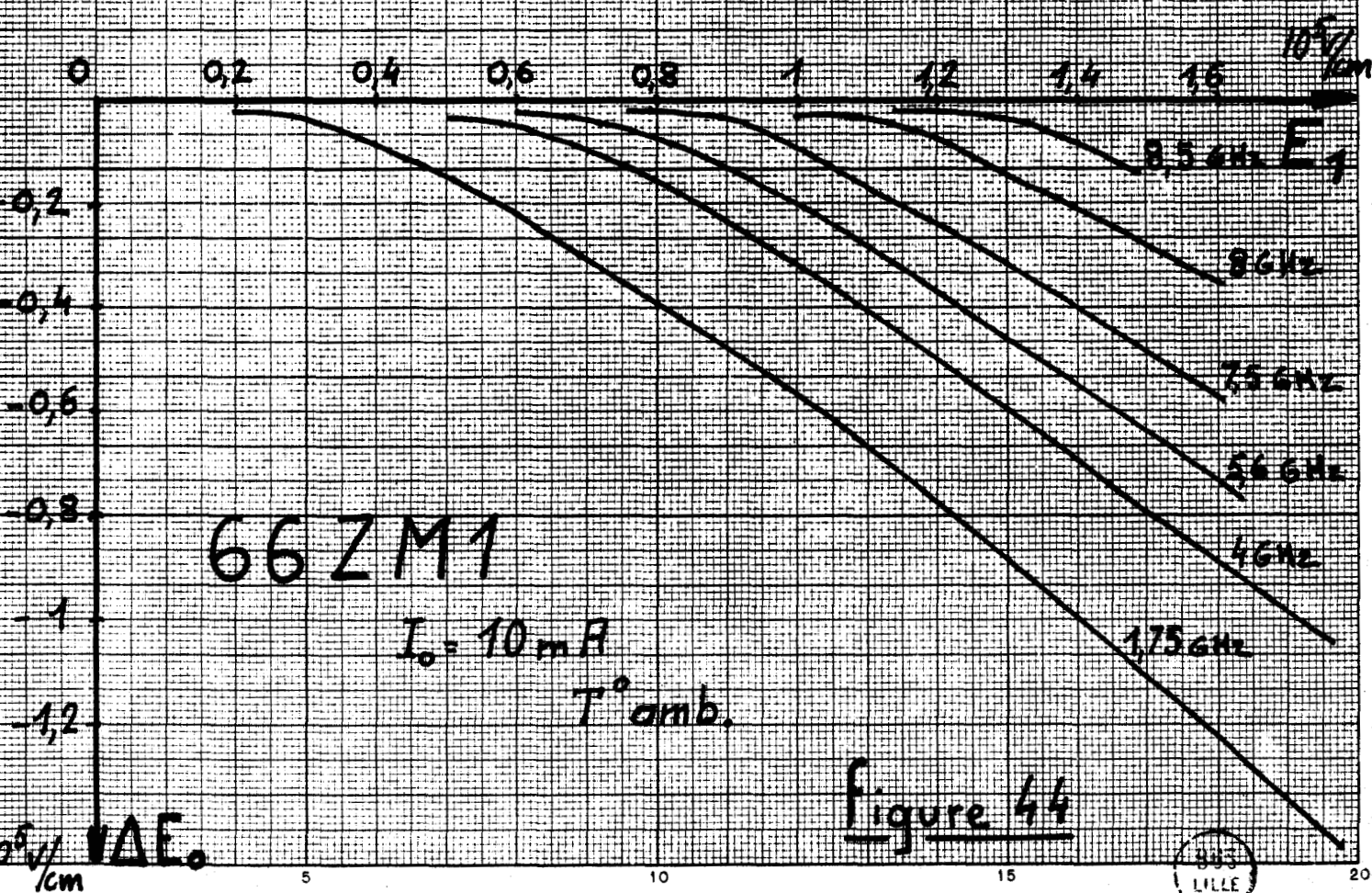
b) Fréquence

Pour ces mêmes diodes, une dépendance fréquentielle de la variation de tension continue a pu être mise en évidence (figures 44, 45, 46) Dans tous les cas, on constate une augmentation de l'effet lorsque la fréquence diminue. Si dans un premier temps, les variations ainsi décelées ont pu être attribuées à une mauvaise connaissance de l'encapsulation, il est très vite apparu que ceci ne pouvait expliquer les différences constatées. Ainsi, l'abaissement du champ continu exprimé par rapport à la variable Y et non plus en fonction de E_j conduit à une évolution quasiment indépendante de la fréquence

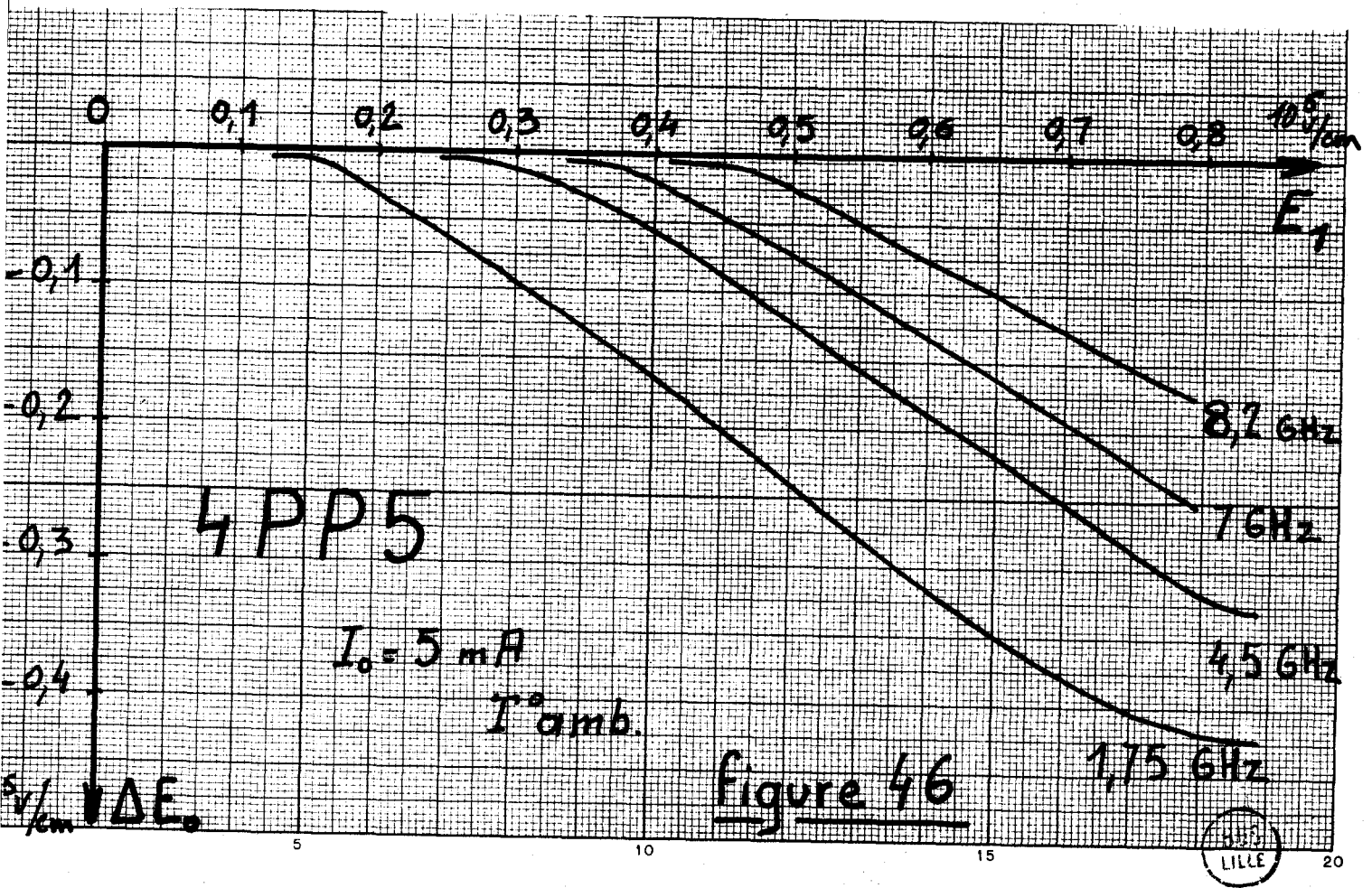
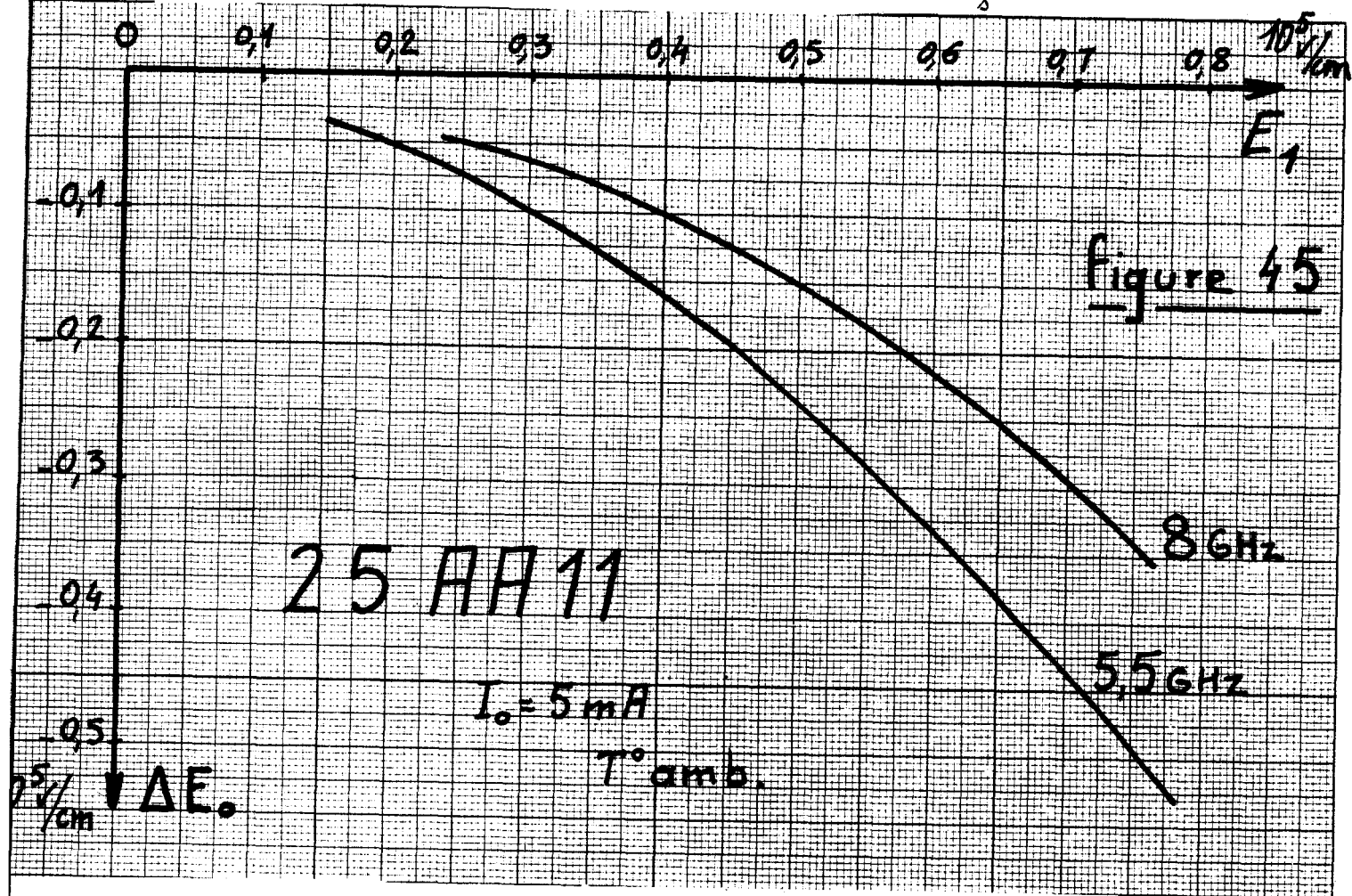
INFLUENCE DU COURANT DE POLARISATION I_0



ETUDE DE L'INFLUENCE DE LA FREQUENCE (EFFET DE I_0)



ETUDE DE L'INFLUENCE DE LA FREQUENCE (EFFET DE I_s)



Nous avons alors entrepris sur de nombreux échantillons une comparaison plus approfondie avec les résultats théoriques. Nous avons en particulier tracé l'évolution de la quantité $\Delta E_o \psi'(E_o + \Delta E_o)$ en fonction du paramètre Y en la comparant à chaque fois au tracé théorique. Les concordances ainsi relevées ont été nombreuses (cf.figure 49)

En particulier, il est apparu que la variation ΔE_o obtenue pour la fréquence la plus élevée possible était celle qui se rapprochait d'avantage de la formulation simplifiée

$$\Delta E_o = \frac{I_s}{I_o} \frac{1}{\psi'_o(E_o + \Delta E_o)} \left[1 - B_o^2(Y) \right]$$

c) Température

En réalisant des mesures à température variable, nous nous attendions à enregistrer des variations importantes dues à l'évolution rapide du courant de saturation classique avec ce paramètre. Expérimentalement, nous constatons que l'effet augmente bien avec la température, mais dans des proportions moindres que celles qui seraient prévues théoriquement en assimilant le courant d'injection à un courant thermoionique classique ou même à un courant tunnel. Ceci est du à notre avis à la présence du courant de trous injectés par la zone de transit.

Pour la diode 4 PP5, nous donnons les courbes expérimentales brutes et les courbes déduites permettant d'identifier les valeurs de I_s correspondantes pour un relevé effectué dans les conditions suivantes :

$$\begin{array}{l} F = 8,2 \text{ GHz} \\ I_o = 5 \text{ mA} \end{array} \quad (\text{figure 47})$$

DIODE	TEMPERATURE	COURANT	RAPPORT I_s/I_o
4 PP 5	+ 20° C	5 mA	de 1 à 3 10^{-4}
4 PP 5	+ 60° C	5 mA	de 5 à 7 10^{-4}
4 PP 5	+100° C	5 mA	de 1 à 2 10^{-3}

Les résultats des premières mesures sur une diode de la plaquette 4PP se sont vus confirmé par des essais analogues sur des plaquettes 8PP, 16PP, 8AC.

INFLUENCE DE LA TEMPERATURE (EFFET DE COURANT DE SATURATION)

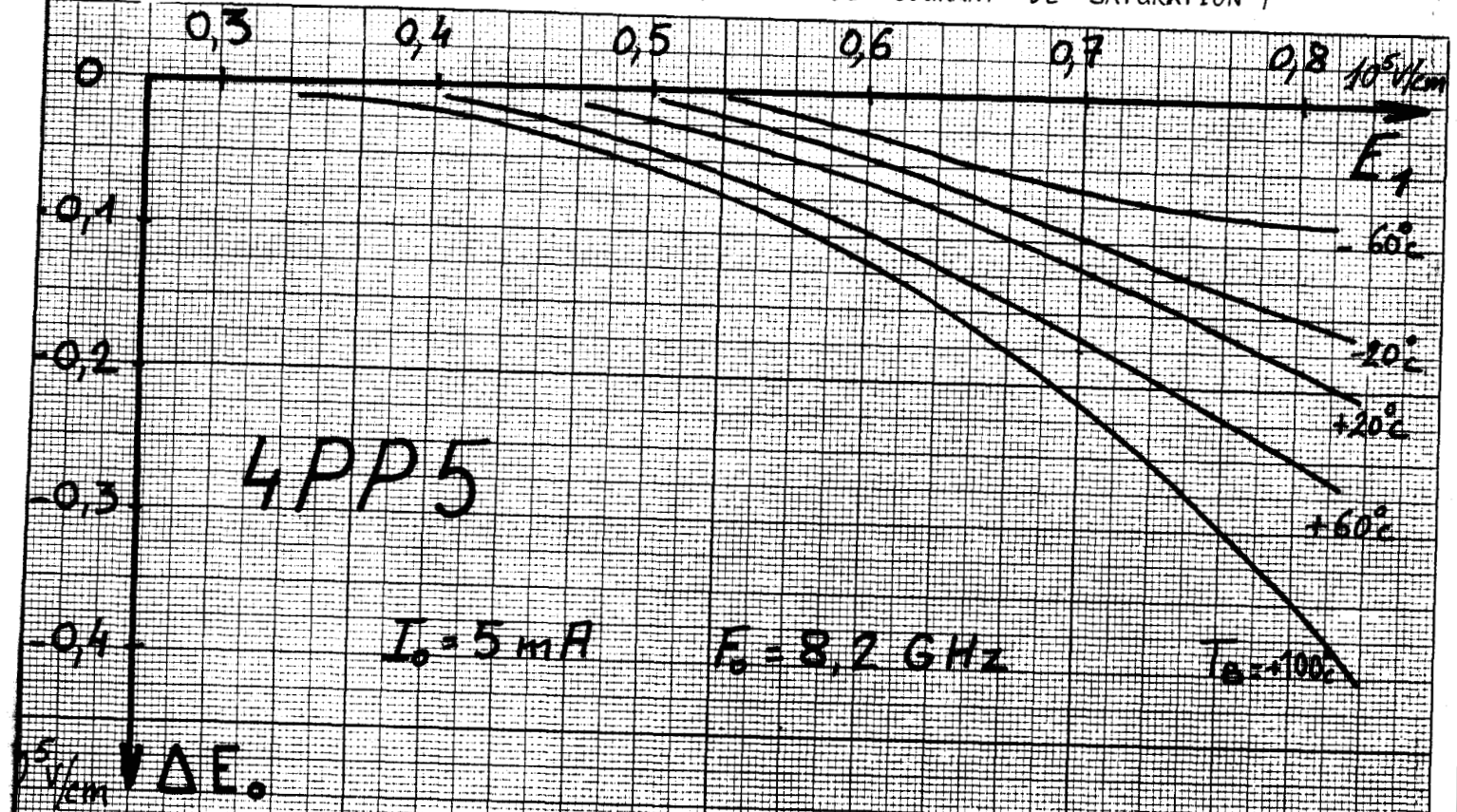
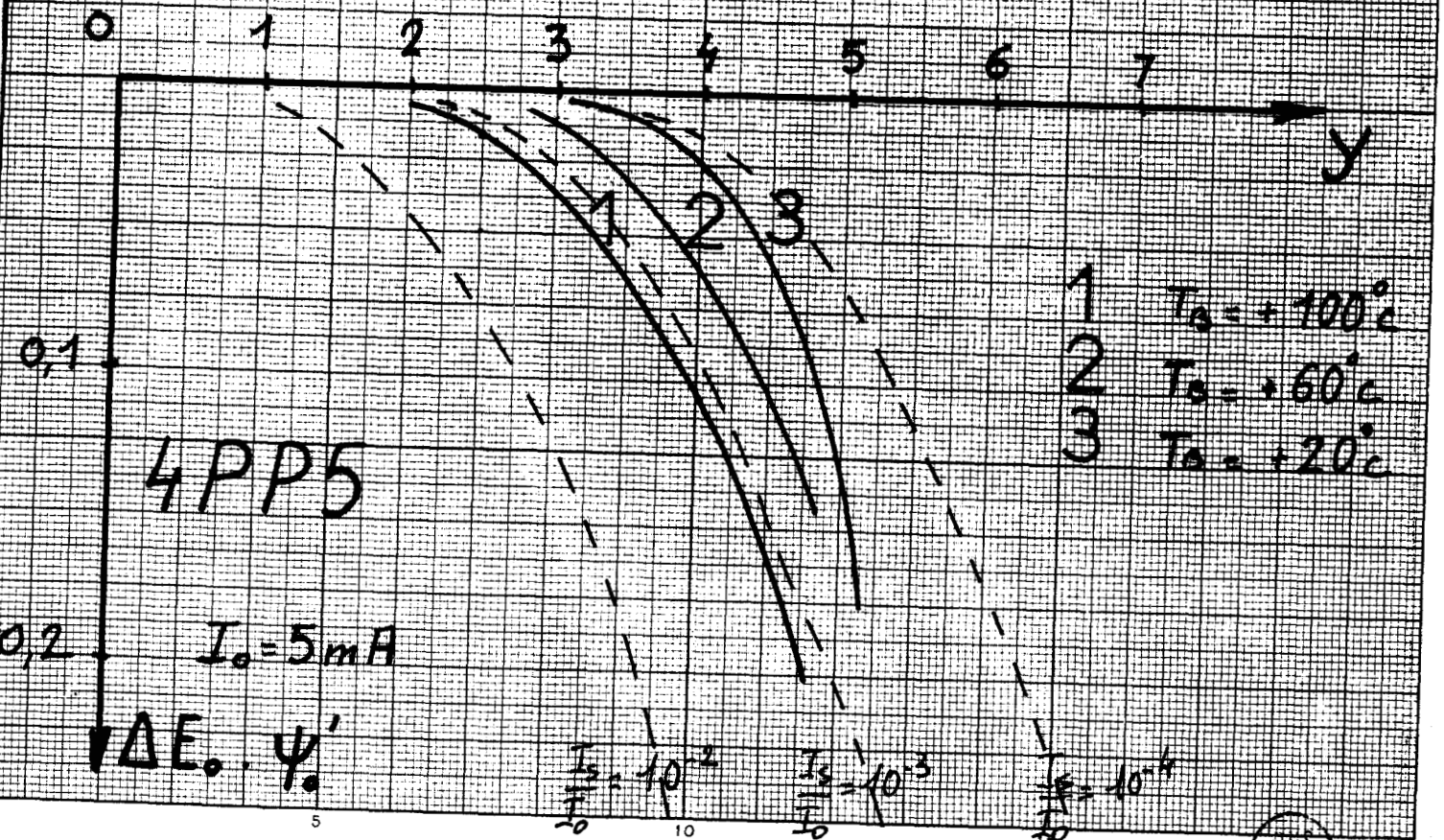


Figure 47



d) Corrélation avec le $\Delta\phi$

Comme nous l'avons signalé au deuxième chapitre, la variation de la phase de l'impédance non linéaire ($tg\phi$) enregistrée en méthode simplifiée peut nous renseigner sur l'existence d'un effet anormal dans la zone d'avalanche. Sur les diodes de type 4PP, 16PP, 8PP et 8AC des variations anormales de la quantité $tg\phi$ ont pu ainsi être rapprochées de celle du ΔV_o (figure 48). Cette bonne concordance est en accord avec la théorie donnant:

$$\Delta\phi \approx \sigma \approx 2 \frac{I_s}{I_o} \frac{1}{\omega\tau_\delta} B_o^2(Y) \Gamma(Y)$$

Dans le cas où intervient un courant du type courant de saturation.

e) Conclusions

Compte tenu des bonnes corrélations obtenues pour chacun de ces paramètres, nous pouvons expliquer les variations de la tension continue pour ces diodes par un effet du type "courant de saturation". Toutefois, tant l'étude en fonction du courant de polarisation que celle en fonction de la température nous incite à parler plutôt d'un courant d'injection équivalent dû simultanément aux diverses causes signalées précédemment.

Les valeurs de ce courant que nous avons pu ainsi obtenir sont les suivantes : (figure 49)

DIODE	CARACTERISTIQUES	I_o	RAPPORT I_s/I_o
66 ZM 1	profil plat $E_{jmax}=4,2$	10 mA	de 5 à 10 10^{-5}
4 PP 5	profil diff. $E_{jmax}=5,2$	5 mA	de 1 à 3 10^{-4}
40 AM 12	profil plat $E_{jmax}=4$	5 mA	de 1 à 3 10^{-3}
25 AA 11	profil diff. $E_{jmax}=5$	5 mA	de 1 à 3 10^{-2}

Les diodes figurant dans ce tableau sont du type barrière ou jonction, au GaAs, confinées (champ continu non nul sur le substrat). Les profils de dopage sont constants ou différenciés. Il semble que les courants de saturation sont plus élevés pour des diodes à barrière que pour des jonctions. Par ailleurs, on peut expliquer les différences constatées entre diodes de type 4PP et 25AA par deux raisons distinctes :

CORRELATION ENTRE LA VARIATION DE TENSION ET LA PHASE D'IMPEDANCE

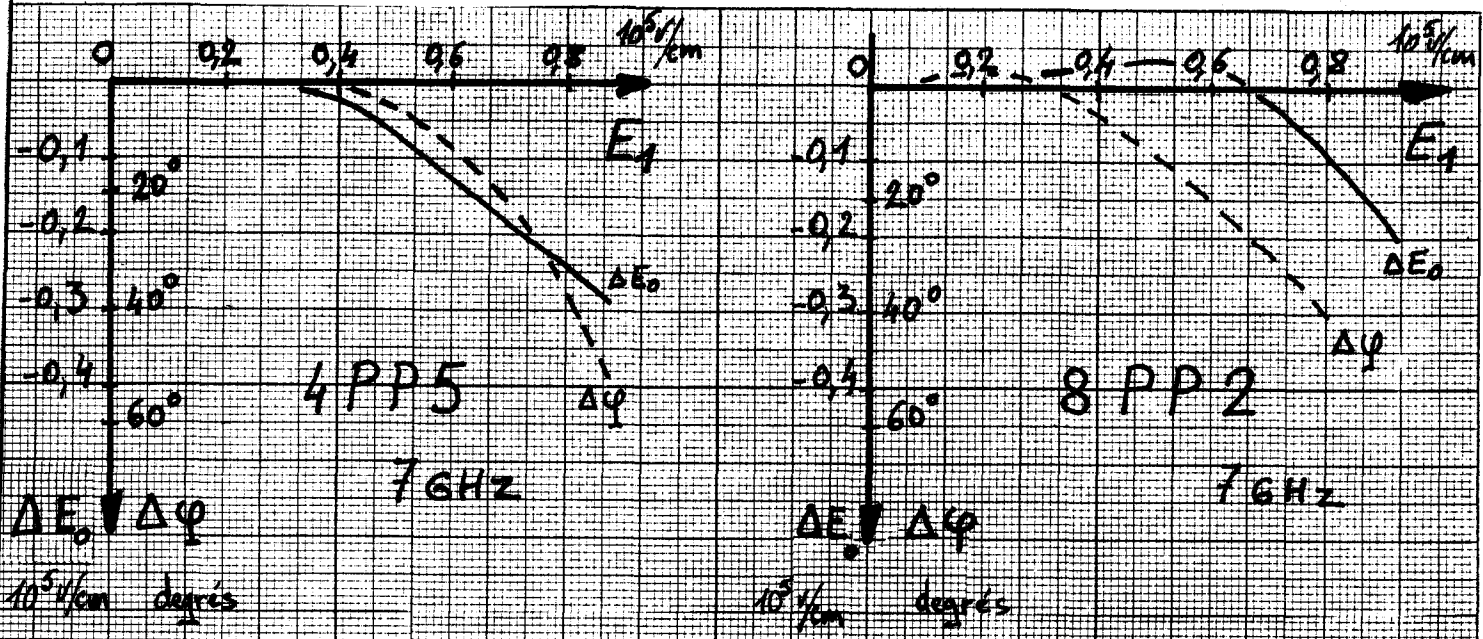


Figure 48

ESTIMATION DU RAPPORT I_s/I_0

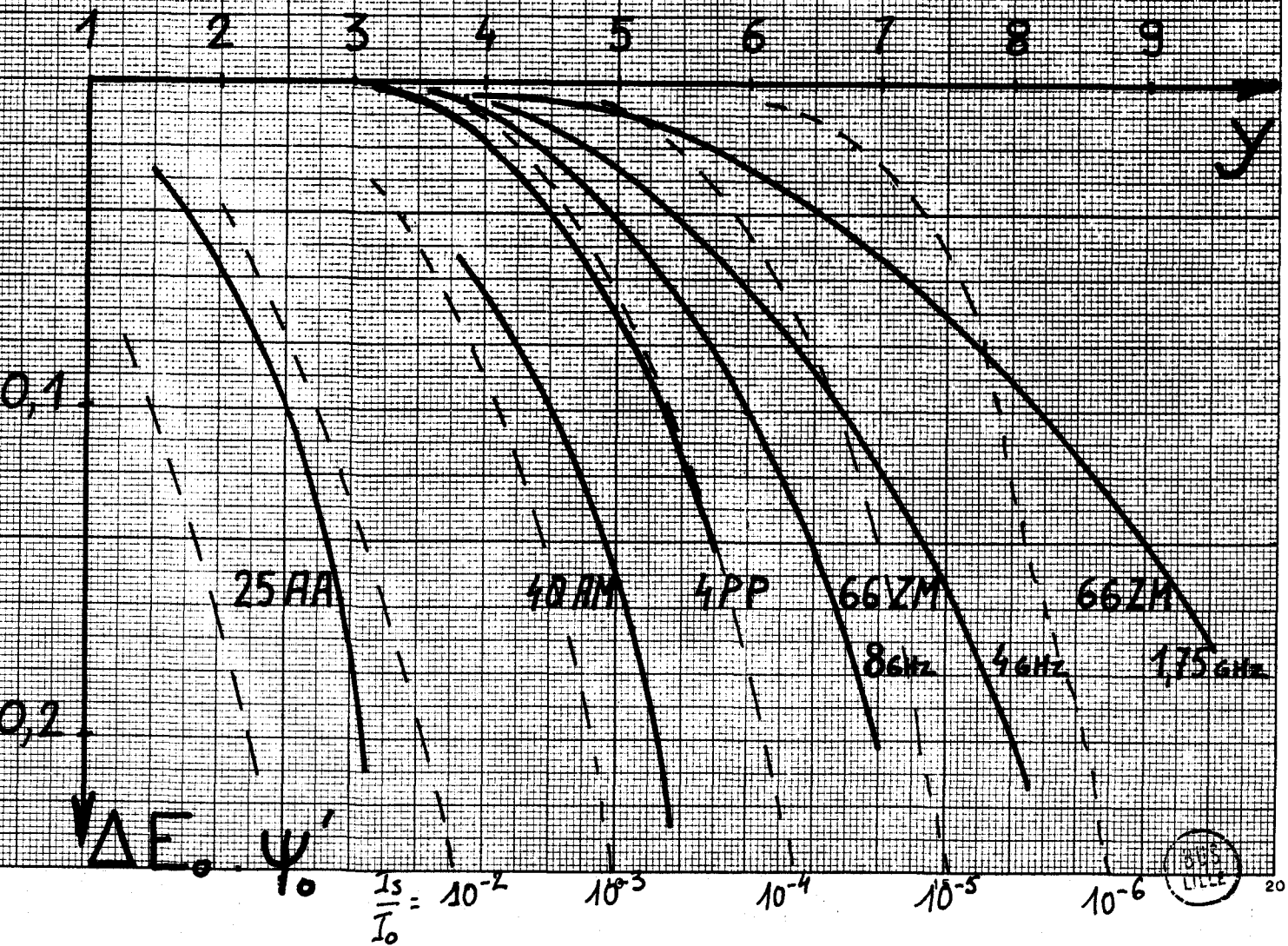


Figure 49

- La constitution même de la barrière métal-semiconducteur,
- Le champ dans la zone de transit est beaucoup plus élevé pour les 25 AA que pour les 4PP et le taux d'ionisation y est plus élevé (k plus grand).

Pour terminer, il convient de faire les remarques suivantes :

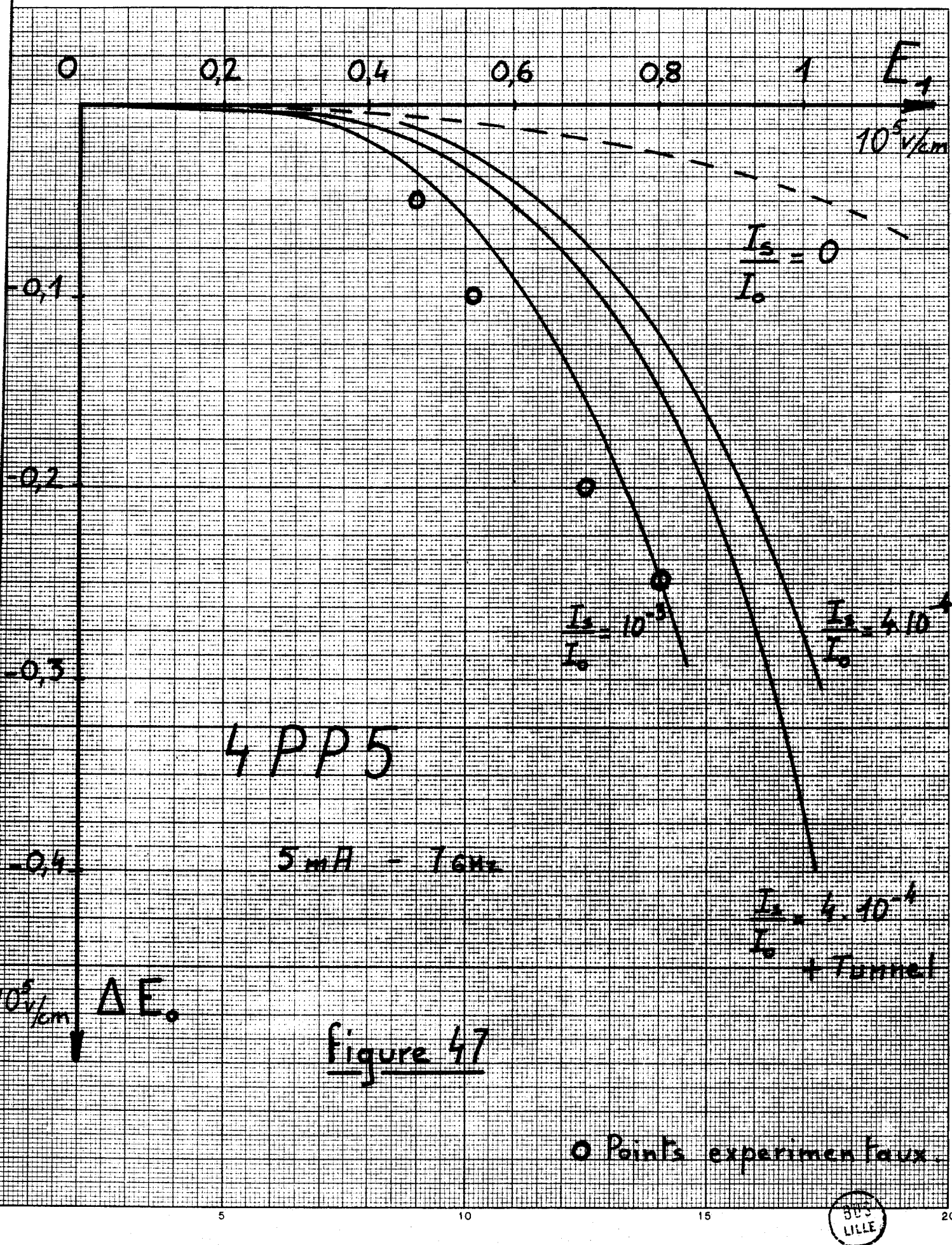
- nous n'avons pas été en mesure d'étudier l'influence du courant I_s sur tous les échantillons souhaitables, car l'existence d'un courant de fuite, même assez faible, fausse les résultats,
- une trop grande indétermination dans l'estimation de la tension hyperfréquence aux bornes de la diode peut perturber l'interprétation des résultats,
- une comparaison plus précise avec les variations théoriques nécessiterait la parfaite connaissance des paramètres fondamentaux du semiconducteur
 - vitesse des porteurs,
 - évolution du $\alpha(E)$ et $\alpha'(E)$ avec le champ et la température (ce qui n'est pas toujours le cas en champ fort),
- la théorie analytique proposée a été élaborée en considérant les développements de $\alpha(E)$ et $\alpha'(E)$ autour d'une valeur moyenne E_0 . Lorsque les variations ΔE_0 deviennent importantes les formules ne peuvent plus être appliquées directement et le calcul doit être fait pas à pas. De même nous avons choisi une valeur moyenne $\overline{E_0}$ du champ dans la zone d'avalanche dont la détermination précise en fonction du niveau hyperfréquence injecté supposerait une intégration sur l'espace. Aussi s'avère-t-il indispensable d'avoir recours à une méthode de calcul numérique sur ordinateur qui tienne en compte tous ces effets. Un programme mis au point par CHIVE (32) et LEFEBVRE (34) en vue de l'étude de l'impédance en présence d'un effet de courant de saturation ou Tunnel, devrait nous éclairer sur ce point. Nous donnons (figure 49) les premiers résultats obtenus sur la diode 4PP5.

3.2. Mise en évidence de l'effet de non linéarité des taux d'ionisation

A côté de ce premier type d'effet dû à un courant d'injection dans la zone d'avalanche, les prévisions théoriques nous ont incité à rechercher l'influence de la non linéarité des taux d'ionisation $\alpha(E)$. Ainsi peut-on proposer les critères suivants pour sa caractérisation :

- variation de ΔE_0 indépendante de la fréquence
- variation de ΔE_0 indépendante du courant lorsque n'interviennent ni la température ni une modification sensible de la carte de champ (c'est le cas pour I_0 inférieur à quelques milliampères)
- variation de ΔV_0 proportionnelle au carré de la tension hyperfréquence à ses bornes

EXEMPLE DE TRAITEMENT NUMERIQUE DE L'EFFET DU COURANT DE SATURATION



- léger accroissement de l'effet avec la température (le α'' augmente mais le champ moyen E_0 diminue)
- l'effet produit est normalement un abaissement de la tension continue.

Dans notre étude expérimentale, nous n'avons rencontré cet effet que pour des diodes confinées au Silicium et à l'Arséniure de Gallium.

L'effet est apparu soit seul, dans le silicium, soit superposé à un effet du type "courant de saturation" dans le GaAs.

Les diodes que nous avons étudiées plus particulièrement pour isoler cet effet étaient effectivement confinées ; plaquettes BW α , CD γ , 40 AM, 66 ZM.

L'interprétation des mesures effectuées a posé des problèmes pour les diodes au Silicium, destinées à la multiplication, celles-ci n'étant pas optimisées dans la gamme de fréquence considérée ; le calcul de la tension hyperfréquence pour chaque courant I_0 et chaque puissance incidente est alors plus complexe.

Les évolutions relevées sont données (figure 51) et conduisent au tableau ci dessous où nous amorçons une comparaison avec la théorie.

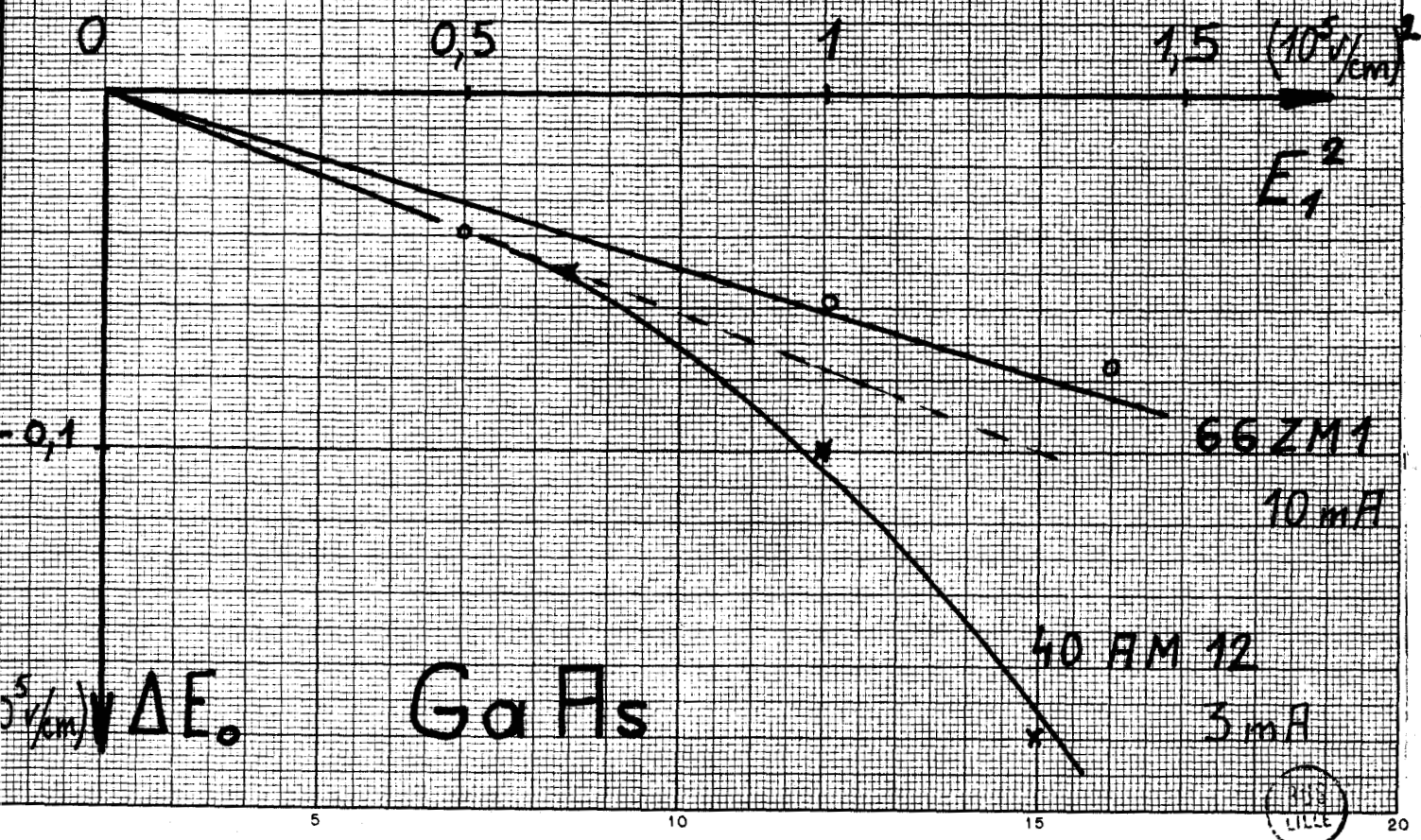
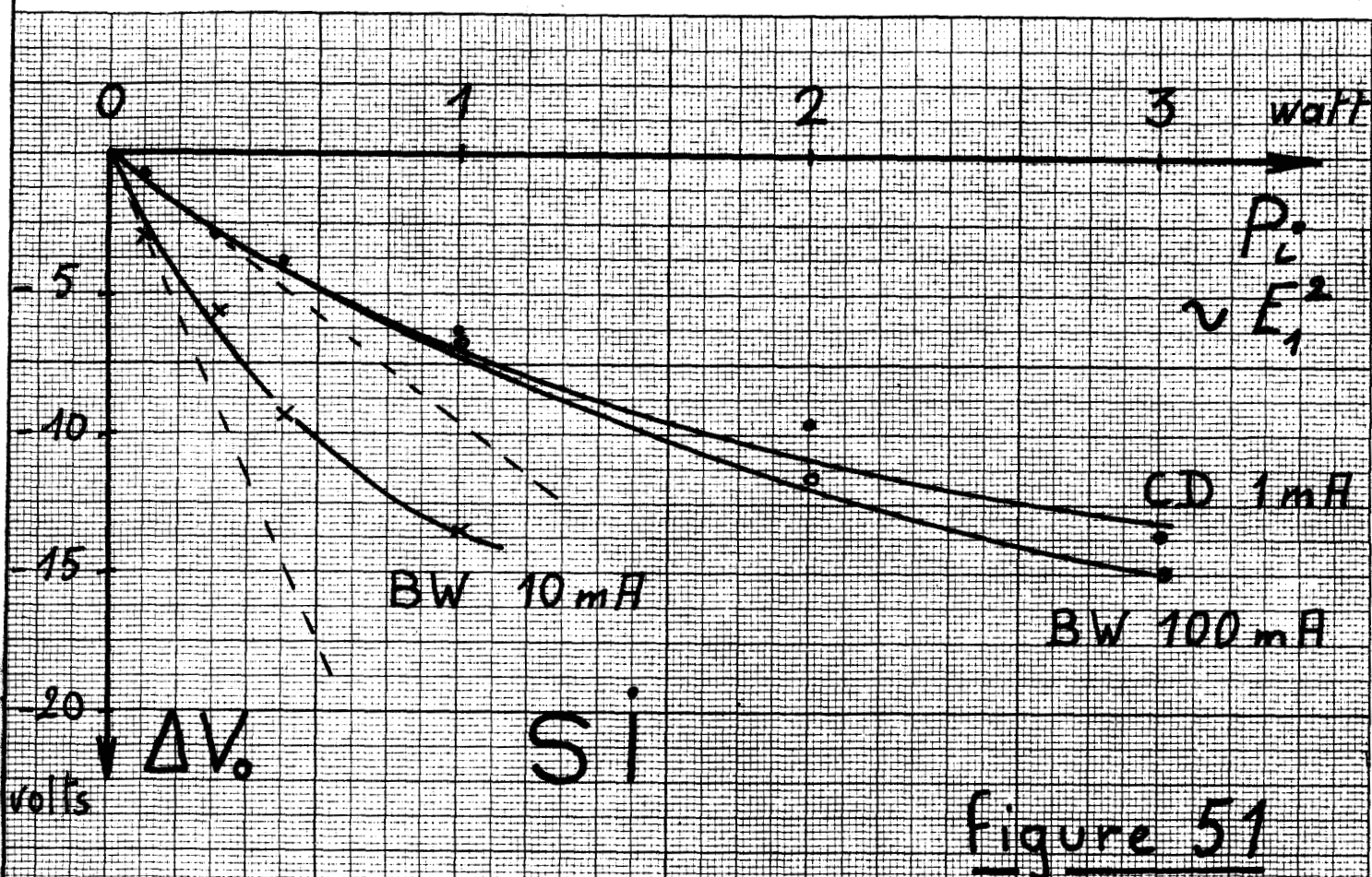
DIODE	MATERIAU	PROFIL	$\Delta V_0/V_0$ mesuré	$\alpha''/4\alpha'$ estimé
CD S	Si	Plat	-15 volts sur 24	$0,35 \cdot 10^{-5} \text{ cm/v}$
BW	Si	Plat	-13 volts sur 21	-
40 AM 12	GaAs	Plat	pas seul	$0,08 \cdot 10^{-5} \text{ cm/v}$
66 ZM 1	GaAs	Plat	pas seul	$0,06 \cdot 10^{-5} \text{ cm/v}$

On peut remarquer que si les valeurs théoriques et expérimentales sont différentes, les ordres de grandeur restent voisins et le rapport α''/α' est plus élevé pour le Silicium que pour le GaAs, comme le prévoit la théorie.

Mais, sur les diodes GaAs différenciées et confinées présentant :

- un champ statique atteignant $5 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$ et plus dans la zone d'avalanche
- un courant de saturation I_s faible,
- une température de fonctionnement $< 300^\circ\text{K}$

VARIATIONS EXPERIMENTALES DE LA TENSION CONTINUE.



on remarque une légère augmentation de la tension continue pour des champs d'amplitude E_1 faibles ($< 0,7 \cdot 10^5$ V/cm). Pour des champs d'amplitude E_1 plus élevée, cet effet est masqué par l'influence du courant de saturation (plaquettes 4PP, 8PP, 16PP, 8AC).

On peut tenter d'interpréter ces phénomènes par l'effet de non linéarité du taux d'ionisation, dont la dérivée seconde $\alpha''(E)$ doit changer de signe (d'après les formules théoriques) pour des champs voisins de $4 \cdot 10^5$ V/cm (d'autant plus faibles que la température est basse). Ainsi mettrait-on en évidence une augmentation du champ statique ; la théorie analytique impliquée nous laissait entrevoir la possibilité d'un tel effet, mais il n'apparaissait plus dans les résultats de l'analyse numérique (cf page 68). D'autre part, ce résultat est bien corrélé avec l'évolution de $\text{tg}\phi$ en fonction du niveau. Toutefois, le phénomène considéré n'est pas complètement indépendant de la fréquence (figure 52) et nous ne pouvons conclure avec certitude.

Pour clore cette partie de notre étude relative à la non linéarité des taux d'ionisation, il est possible de faire deux remarques importantes :

- dans nos calculs théoriques, nous avons admis que le signal était purement sinusoïdal. VANBOREN (33) et ROLLAND (35) dans leurs études sur la multiplication de fréquence ont montré que la présence de composantes harmoniques pouvait modifier la valeur de ΔE_0 et nous ne sommes pas certains que des effet de ce type aient pu perturber nos résultats,

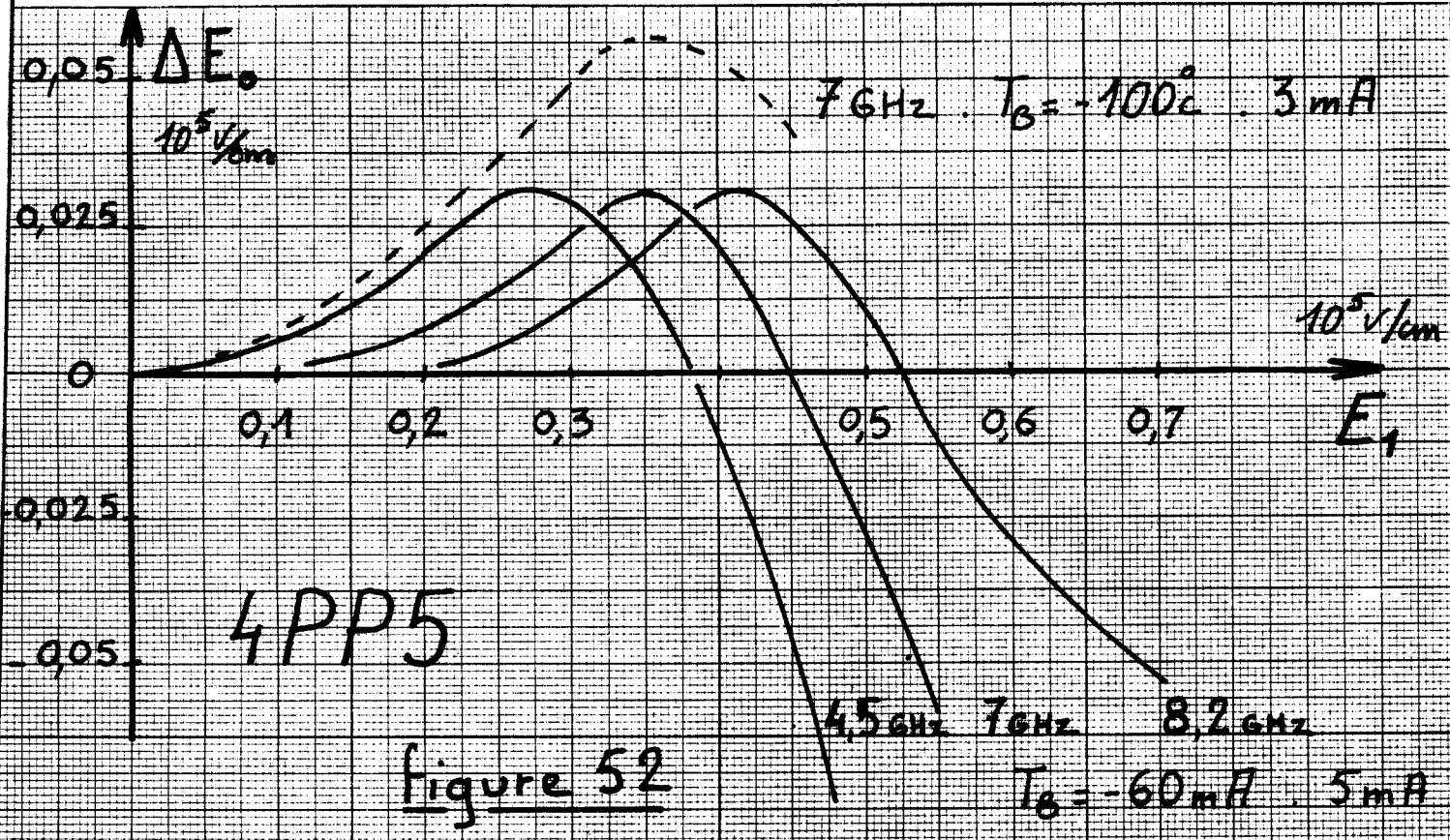
- pour le GaAs, au moins, il paraît indispensable de traiter conjointement l'influence d'un courant de saturation et de l'effet de non linéarité de $\alpha(E)$ à priori le ΔE_0 résultant n'est pas la somme des ΔE_0 obtenus dans chaque cas (surtout pour des E_1 forts).

3.3. Effet d'augmentation anormale de la tension d'avalanche

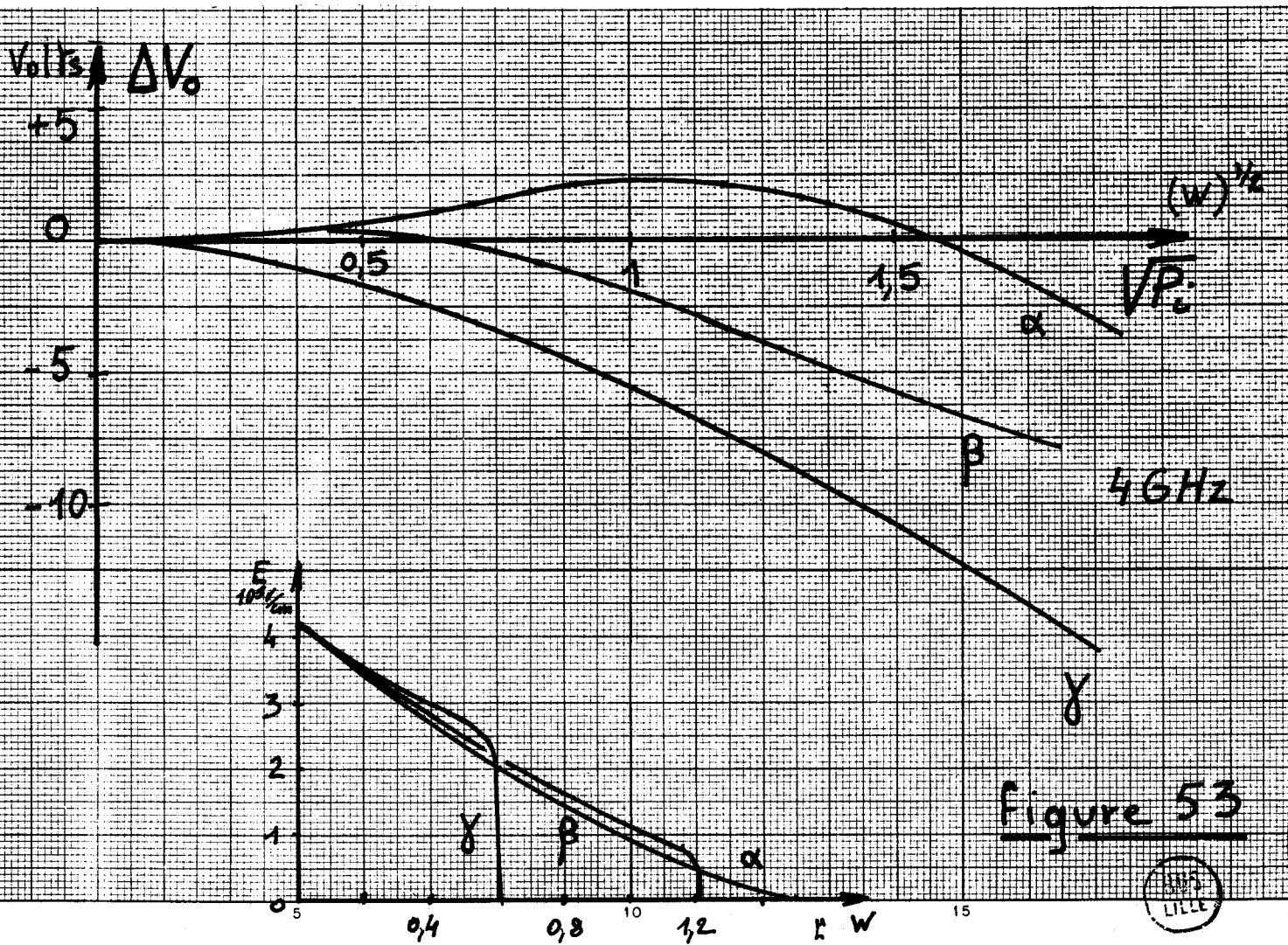
On constate expérimentalement sur toutes les diodes qui ne sont pas confinées, qu'elles soient au Silicium ou à l'Arséniure de Gallium que la tension continue augmente régulièrement en fonction du niveau hyperfréquence. Cet effet qui peut atteindre 10% de la tension initiale, et être défavorable pour le rendement en oscillation, n'a à notre connaissance pas été étudié.

Nous pensons que cet effet est vraiment caractéristique des diodes dont le profil de champ s'annule dans la zone désertée. L'expérience que nous avons menée sur une série de diodes au silicium de dopages voisins et de longueur différentes est en ce sens très significative. Elle est résumée sur la figure 53 où sont donnés ces résultats avec les profils correspondants. Nous donnons de même les résultats obtenus pour une diode GaAs confinée ou non.

AUGMENTATION DE LA TENSION CONTINUE POUR DES DIODES A PROFIL DIFFERENCIE



MISE EN EVIDENCE DE L'INFLUENCE DU CONFINEMENT SUR L'AUGMENTATION DE TENSION CONTINUE



3.3.1. Influence des paramètres

Nous avons étudié l'influence de divers paramètres : fréquence, température, courant de polarisation, afin de mieux comprendre la cause de ce phénomène.

. L'effet nous est apparu d'autant plus important que la fréquence est basse, à la fois pour le Silicium et pour le GaAs (figure 54). La prise en compte d'effets inverses dépendant de la fréquence ne saurait expliquer ces évolutions

. Il se produit pour un champ E_1 d'autant plus faible que le courant de polarisation est peu élevé. Ce phénomène bien visible sur des diodes au Silicium est masqué pour des diodes GaAs par l'influence du courant d'injection (figure 55)

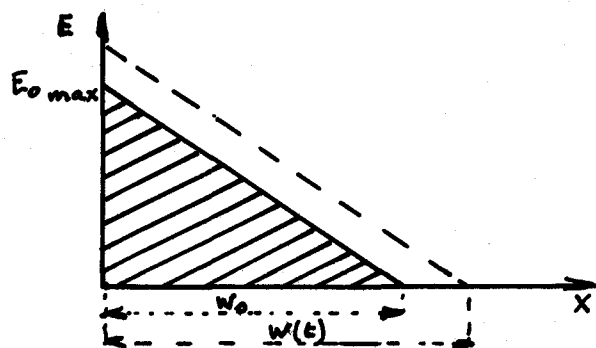
. La température ne nous a pas semblé être un paramètre fondamental dans l'étude de cet effet, les petites variations dont elle peut être la cause contribuant à l'expliquer

. Remarquons par ailleurs que nous n'avons pas enregistré de variation sensible de la quantité $\text{tg}\phi$ pour des champs E_1 donnant lieu à cet effet.

3.3.2. Interprétations

Nous avons successivement envisagé plusieurs interprétations pour cet effet anormal dont aucune ne suffit à l'expliquer complètement. Ainsi l'influence du temps de transit dans la zone d'avalanche, qui pourrait expliquer d'après ALLAMANDO (5) le sens de variation observé n'est pas compatible avec l'évolution expérimentale en fonction de la fréquence.

L'explication proposée doit tenir compte du comportement de la zone de transit. L'effet paramétrique classique de modulation de sa largeur avec le champ hyperfréquence, s'il donne lieu à des variations du champ continu de même signe, ne suffit à l'expliquer totalement. Un calcul approché en est donné ci-dessous. Si un champ sinusoïdal d'amplitude E_1 est superposé au champ continu E_0 , la longueur de la zone désertée en l'absence de réaction de charge d'espace évolue suivant la loi :



$$W(t) = W_0 + w \sin wt$$

$$\text{avec } w = W_0 \frac{|E_1|}{E_{\text{max}}}$$

INFLUENCE DU COURANT ET DE LA FREQUENCE SUR L'AUGMENTATION DE TENSION CONTINUE

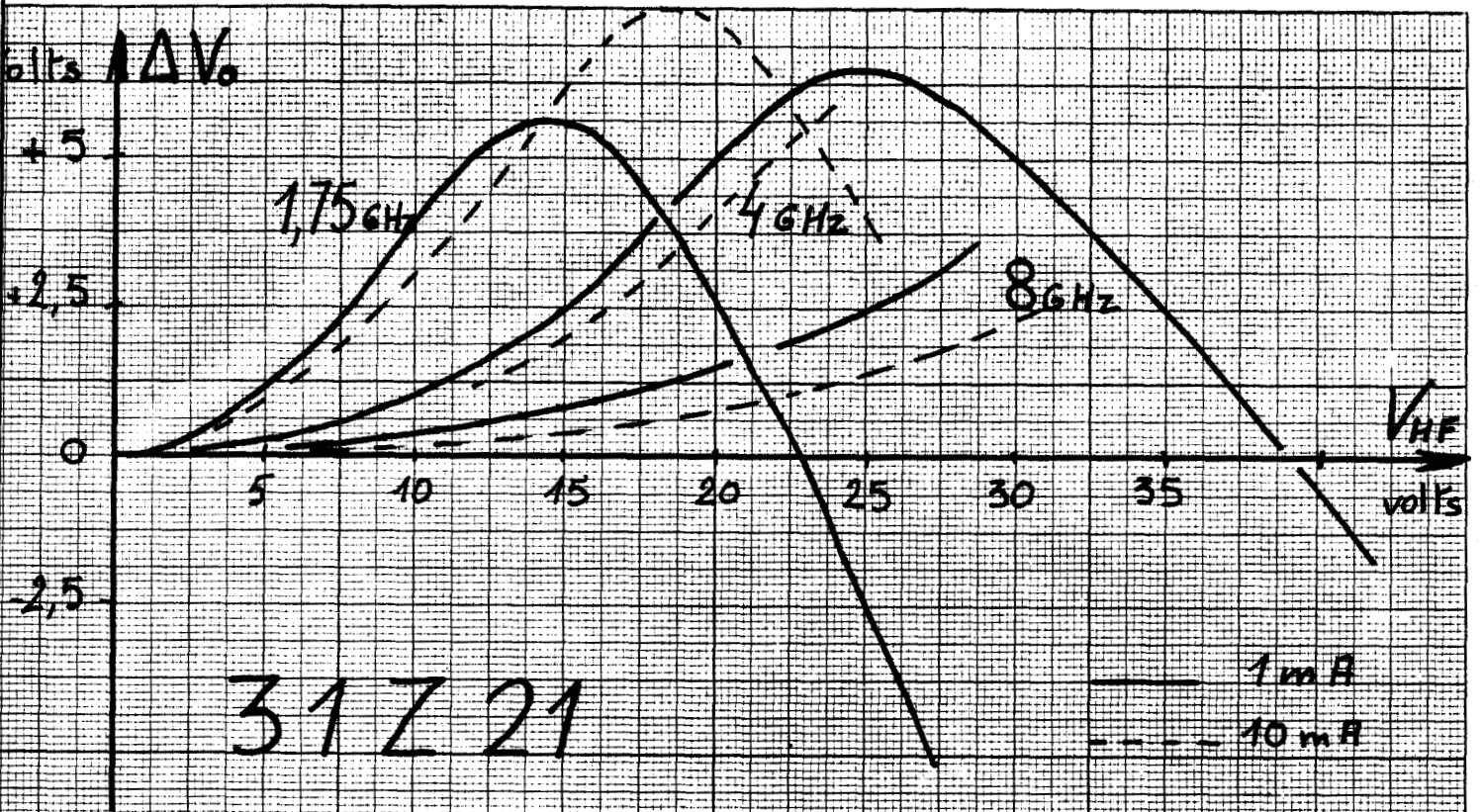
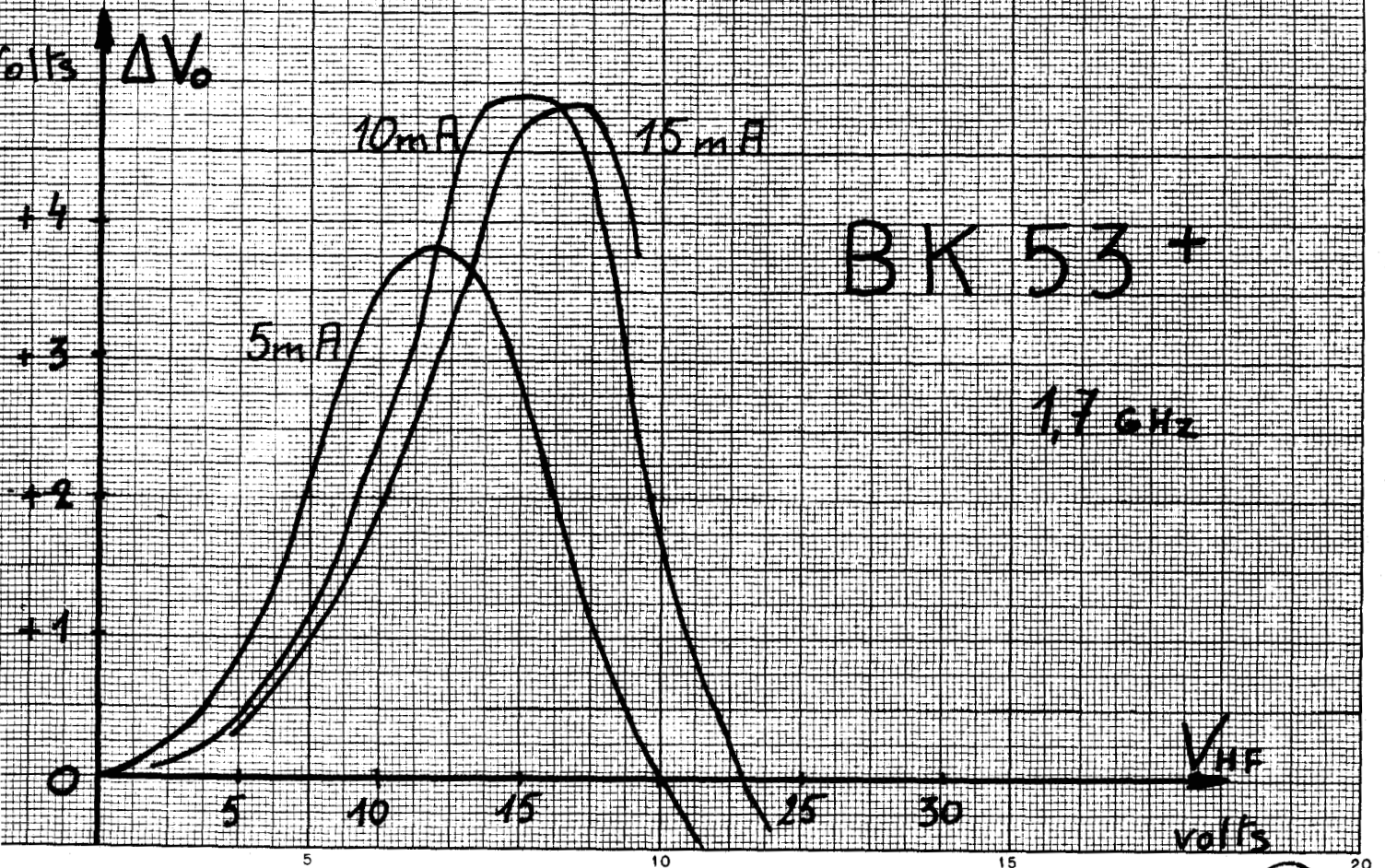


Figure 54



La tension continue instantanée est donnée par

$$V(t) = \int_0^{W(t)} (E_0 + E_1 \sin \omega t) dx$$

Sa décomposition en série de FOURIER fait apparaître un terme constant supplémentaire ΔV_0

$$\Delta V_0 = \frac{E_1 w}{4} = \frac{E_1^2 w_0}{4 E_{0 \max}}$$

et

$$\frac{\Delta V_0}{V_0} = \frac{\Delta E_0}{E_0} = \frac{E_1^2}{2 E_{0 \max}^2}$$

Nous donnons dans le tableau ci-dessous les valeurs théoriques et expérimentales obtenues pour un certain nombre de diodes.

pour $E_1 = 10^5$ V/cm :

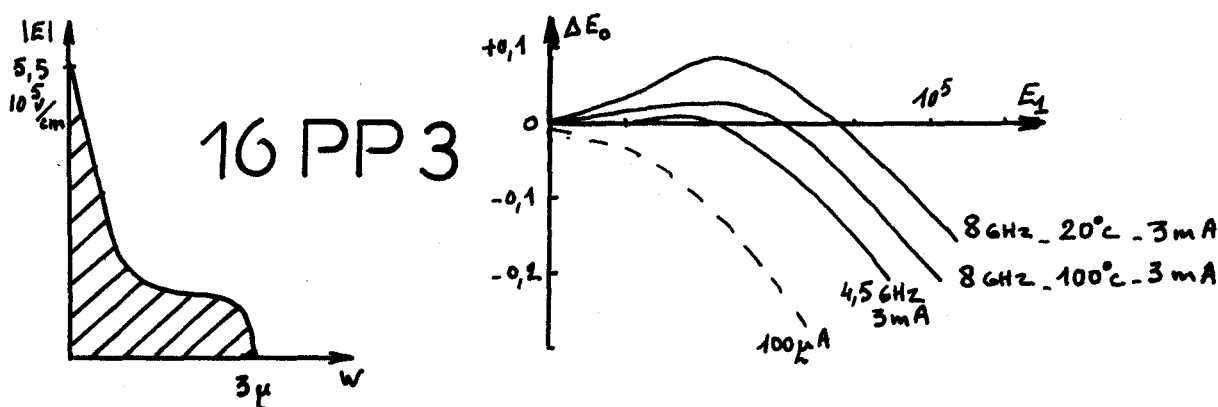
DIODE	V_0	ΔV_0 experimental	ΔV_0 theorique
31 Z 21	65 v	9 volts max	2 volts
78 Z 6	55 v	5 volts max	1,5 volts
BK 53+	80 v	3 volts	2,5 volts

Ces résultats montrent que cette interprétation ne peut expliquer dans la plupart des cas l'ampleur des phénomènes observés ni leur dépendance en fonction de la fréquence. On pourrait expliquer l'influence du courant par le fait que la zone désertée s'étend et que son extrémité se rapproche d'autant plus du substrat que I_0 est grand : le champ E_1 nécessaire pour produire une importante variation de la longueur de la zone désertée pourrait ainsi croître avec le courant.

Il semble que cet effet soit lié aux phénomènes qui se produisent dans la zone non désertée qui sont encore mal connus et dont le traitement théorique est en cours au Laboratoire (36).

3.4. Exemple d'interprétation d'une variation de tension continue

Pour terminer cette étude consacrée aux variations de la tension continue en régime alternatif et en illustration des interprétations que nous avons pu fournir, nous montrons sur une diode typique (plaquette 16 PP) comment interviennent les différents effets.



A notre sens, la présence d'un courant d'injection et d'un champ statique élevé dans la zone d'avalanche détermine les allures obtenues :

- à fréquence élevée (8 GHz), existence d'une augmentation de tension continue, liée semble-t-il, à la non linéarité du taux d'ionisation pour des champs E_1 moyens, effet d'autant plus accentué que la température est basse,
- à fréquence plus faible (4,5 GHz) ou à courant plus faible (100 μ A), l'influence déterminante d'un effet du type courant de saturation masque complètement le premier effet.

3.5. Conclusion - Conséquences sur le rendement

Les différents effets d'abaissement de la tension continue d'une diode à avalanche en fonction de la tension hyperfréquence que nous avons étudié dans ce chapitre peuvent avoir une influence déterminante sur les performances des oscillateurs.

Ainsi, la présence d'un courant d'injection initialisant l'avalanche et qui à notre connaissance n'a pas encore fait l'objet d'une étude systématique, est considéré classiquement comme néfaste pour la puissance et le rendement. Si nous sommes d'accord avec cette conclusion en ce qui concerne la puissance, il n'en est pas tout à fait de même pour le rendement. En effet, notre travail montre que ce courant peut être à l'origine d'une diminution importante de la tension de polarisation, donc de la puissance continue fournie à la diode.

Nous avons effectué, à titre d'indication, un calcul approché de la puissance émise et du rendement d'une diode 4PP, en supposant que la variation de phase de l'impédance et la variation de tension continue restaient négligeables, quelque soit le niveau hyperfréquence, c'est à dire que le phénomène n'existait pas et nous avons comparé les résultats obtenus à ceux du cas réel. Les résultats comparatifs sont donnés dans le tableau ci-dessous.

	I_0	V_0	ΔV_0	P_0	$P_{estimée}$	$\eta\%_{estimé}$
FONCTIONNEMENT NORMAL	20 mA	81 v	14 v	1,62 w	443 mW	27,5%
FONCTIONNEMENT SANS COURANT D'INJECTION	20 mA	95 v		1,9 w	480 mW	25%

Comme le montre ce tableau, le rendement peut être largement équivalent en présence de courant d'injection car la diminution notable de la puissance alternative s'accompagne d'une diminution proportionnellement tout aussi importante de la tension de polarisation.

Il nous semble d'ailleurs que dans certains cas précis, la présence de ce courant d'injection puisse même conduire à un rendement plus élevé, comme dans le cas du tableau.

CONCLUSION

Notre étude expérimentale des puissances et des rendements a contribué à montrer de façon décisive l'influence du matériau et du profil de dopage sur les performances des oscillateurs à diodes A.T.T.. Nous concluons nettement à la supériorité de l'Arséniure de Gallium sur le Silicium et à l'intérêt de réaliser des profils de dopage différenciés.

Nous avons été amené à utiliser largement les mesures d'impédance de diodes en régime linéaire et non linéaire obtenues au Laboratoire par une méthode simplifiée. Cette méthode présente l'incontestable avantage de visualiser rapidement l'évolution de la résistance non linéaire, de la puissance et du rendement sous l'action de divers paramètres. Elle doit, à notre avis, constituer à l'avenir un outil précieux pour la caractérisation systématique en régime dynamique, des échantillons semiconducteurs présentant une résistance différentielle négative.

Par ailleurs, notre étude théorique et expérimentale des variations de tension continue nous a permis, dans une large mesure, de conclure quant aux causes de ces phénomènes. Si certaines incertitudes demeurent, nous avons pu montrer de façon déterminante l'influence d'un courant d'injection dans la zone d'avalanche. Dans ce domaine, il reste pour expliquer théoriquement toutes les valeurs expérimentales observées à préciser la nature exacte de ce courant. D'ailleurs, pour comprendre certains de ces résultats et d'autres plus récents obtenus pour les diodes GaAs, il semble qu'il faille approfondir l'étude des propriétés de la zone de transit en tenant compte de la modulation de vitesse des porteurs et des phénomènes de diffusion.

Signalons également, que notre travail sur la variation de tension continue pourrait être répété sur des diodes où un seul effet agirait de façon certaine; on pourrait obtenir des informations sur les taux d'ionisation et leurs dérivées en champ fort. La connaissance de ces évolutions encore très parcellaire actuellement est indispensable pour l'étude des diodes en ondes millimétriques.

Enfin, les dernières prévisions théoriques et les derniers résultats expérimentaux sur les performances des diodes GaAs à profil différencié semblent indiquer que le rendement serait d'autant meilleur que le premier palier de dopage et donc le champ statique maximum dans la zone d'avalanche sont plus élevés. Ainsi s'avère nécessaire une meilleure connaissance des propriétés des barrières et des jonctions en champ fort ; notre travail pourrait en constituer une première approche.

∞ ∞ ∞ ∞ ∞ ∞

BIBLIOGRAPHIE

- (1) G. SALMER, J. PRIBETICH, A. FARRAYRE, B. KRAMER
"Theoretical and experimental study of GaAs IMPATT oscillator efficiency"
J.A.P., Janvier 1973
- (2) J. PRIBETICH
"Détermination théorique et expérimentale des paramètres caractéristiques des structures semiconductrices en régime d'avalanche"
Thèse de 3e Cycle, Nov 71
- (3) E. PLAYEZ
Mémoire C.N.A.M. (à paraître)
- (4) M. LEFEBVRE, E. ALLAMANDO, E. CONSTANT, G. SALMER
"Propriétés hyperfréquences des diodes à avalanche. Modes d'oscillation"
Acta Electronica. Juillet 69
- (5) E. ALLAMANDO
Thèse d'état. A paraître 73
- (6) I. DOUMBIA
"Oscillations multifréquences des diodes semiconductrices en régime d'avalanche"
Thèse de 3e Cycle, Fev 71
- (7) A. CASTELAIN
"Etude théorique et expérimentale de l'impédance hyperfréquence des diodes en régime d'avalanche"
D.E.A., Juillet 71
- (8) A.S. TAGER
"The avalanche transit diode and its use in microwaves"
Soviet Physics, Mai 1967
- (9) T. MISAWA
"Negative resistance in PN junctions under avalanche breakdown conditions"
I.E.E.E., Trans - Janv 66
- (10) M. GILDEN et M.E. HINES
"Electronic tuning in the read microwave avalanche diode"
I.E.E.E., Trans - Janv 66

- (11) W.T. READ
"A proposed high frequency negative resistance diode"
Bell Syst - Mars 1958
- (12) A. CASTELAIN
Thèse 3e Cycle. A paraître 1973
- (13) E. ALLAMANDO
"Etude théorique et expérimentale de la puissance hyperfréquence délivrée par un semiconducteur en avalanche. Influence de la température"
Thèse de 3e Cycle - Oct 68
- (14) IGLESIAS
"Proc I.E.E.E. letters - 1968"
- (15) G. VAESKEN
"Régime transitoire et permanent dans une diode avalanche semiconductrice en hyperfréquence"
Thèse de Docteur Ingénieur - Juin 1970
- (16) B. KRAMER, A. FARRAYRE, L. HOLLAN, F. CONSTANT, G. SALMER
"A 22 percent C.W. efficiency solid state microwave oscillator"
Int. Microwave Symp Chicago May 72
- (17) B. CARNEZ
Thèse 3e Cycle, à paraître
- (18) P.I. SOMLO
"The computation of coaxial line step capacitances"
I.E.E.E. Trans - Janv 67
- (19) B.B. VAN IPEREN and H. TJASSENS
"Microwaves and optical generation and amplification conference"
Amsterdam - 1970
- (20) P.M. LEBRUN
"Réalisation d'oscillateurs hyperfréquences à diode avalanche à large bande de fréquence"
D.E.A. 1970
- (21) DAVID LARGE
"Octave band varactor Tuned Gunn Diode Sources"
Octobre 1970

- (22) M. OMORI
"Y.I.G. Tuned Gunn Oscillator, its potential and problems"
G.M.T.T. Mai 69
- (23) D.C. HANSON
"Y.I.G. Tuned Transferred Electron Oscillator using thin film Micro-circuits"
I.E.E.E. Fev 69
- (24) J. PRIBETICH
Thèse d'état à paraître
- (25) C. KIM, R. STEELE, R. BIERING
"High power high efficiency operation of Read type Impatt diode oscillators"
Electronics letter - Mai 1973
- (26) WILLIAM E. SCHOROEDER and GEORGE I HADDAD
"Non linear properties of IMPATT diodes"
Proceeding of the I.E.E.E. Fev 1973
- (27) J.R. GRIERSON and S. O'HARA
"A comparison of Silicon and Gallium Arseniure large Signal IMPATT diode behaviour between 10 and 100 GHz"
Solid States Electronics 1973
- (28) T. MISAWA
"Saturation current and large signal operation of a read diode"
Solid State Electronics 1970
- (29) A. DERYCKE
"Etude de dispositifs pour la multiplication de fréquence par diode à avalanche"
D.E.A. Juillet 1972
- (30) K.G. Mc KAY
"Avalanche break down in Silicon"
Physical Revue. Mai 1954
- (31) M. CHIVE
Thèse d'Etat à paraître
- (32) R. PERICHON
Thèse d'Etat à paraître

- (33) G. VANBORREN
"Multiplication de fréquence dans un semiconducteur en régime d'avalanche"
Thèse de 3e Cycle Juin 1971
- (34) M. LEFEBVRE
Thèse d'Etat à paraître
- (35) P.A. ROLLAND
"Utilisation des diodes à avalanche pour la multiplication de fréquences de rang élevé"
Thèse de 3e Juillet 73
- (36) J.J. GOEDLOED and R. HULIN
"Influence of carrier diffusion on the intrinsic response time of semiconductor avalanche"
Applied Physics Letters 1972
-

