

50376  
1973  
N° d'ordre 394 217

50376  
1973  
217

UNIVERSITÉ DES SCIENCES  
ET TECHNIQUES DE LILLE

---

CENTRE DE 3<sup>e</sup> CYCLE D'ÉLECTRONIQUE

**THÈSE DE 3<sup>e</sup> CYCLE**

---

UTILISATION DES DIODES A AVALANCHE  
POUR LA MULTIPLICATION DE FREQUENCES  
DE RANG ELEVE EN ONDES MILLIMETRIQUES



Membres du Jury : M. CONSTANT  
M. SALMER  
M. DOUKHAN  
M. MICHEL

Président  
Rapporteur  
Examineur  
Invité

Présentée à LILLE, le 6 Juillet 1973

par

**Paul-Alain ROLLAND**

Ingénieur I.S.E.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. BLAYS 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

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. VALLAL Pierre	Automatique
M. VIVIER Edile	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. BOSCOQ Denis	Mathématiques
M. BRIDOUX Michel	Chimie
M. BREL Pierre	Géographie et Aménagement Spatial
M. BUREAU 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. MERIAUX Emile	Sciences de la Terre
M. MESSELYN Jean	Physique
M. MIGEON Michel	Chimie (Sciences Appliquées)

M. PAQUET Jacques	Sciences Appliquées
M. PARSY Fernand	Mathématiques
M. PECQUE Marcel	Chimie
M. PERROT Pierre	Chimie
M. PERTUZON Emile	Biologie
M. PONSOLLE Louis	Chimie (Valenciennes)
M. POVY Jean-Claude	Sciences Appliquées
M. RACZY Ladislas	Physique - Electronique
Me RENVERSEZ Françoise	Sciences Economiques et Sociales
M. ROUSSEAU Jean-Paul	Physiologie Animale
M. ROY Jean-Claude	Biologie
M. SALMER Georges	Radio Electricité Electronique
M. SEGUIER Guy	Electronique
M. SIMON Michel	Psychologie
M. SLIWA Henri	Chimie
M. SNET Pierre	Physique
M. SOMME Jean	Géographie
Mlle SPIK Geneviève	Chimie Biologique
M. TOULOTTE Jean-Marc	Sciences Appliquées
M. TREANTON Jean-René	Sciences Economiques et Sociales
M. VANDORPE Bernard	Chimie Physique
M. VILETTE Michel	Génie Mécanique
M. WATERLOT Michel	Géologie
Me ZINN JUSTIN Nicole	Mathématiques.

*A ma femme,  
A mes parents.*

*Ce travail a été effectué au "Centre de Recherche sur les Propriétés Hyperfréquences des Semiconducteurs et des Milieux Condensés" de l'Université des Sciences et Techniques de LILLE.*

*Je tiens à remercier tout particulièrement Monsieur le Professeur SALMER pour l'aide constante et les conseils efficaces qu'il m'a prodigués tout au long de ce travail.*

*J'exprime toute ma reconnaissance envers Monsieur le Professeur CONSTANT qui m'a suggéré le sujet de cette thèse et qui me fait l'honneur de présider mon jury.*

*J'exprime toute ma gratitude envers Monsieur le Professeur DOUKHAN qui a bien voulu juger mon travail.*

*Cette étude a été effectuée en étroite collaboration avec le Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée. Je remercie vivement Monsieur SEMICHON pour son aimable collaboration et Monsieur MICHEL qui a dirigé les recherches sur les composants semiconducteurs et qui me fait le plaisir de siéger à ce jury.*

*Le développement de cette recherche a bénéficié du soutien de la Délégation Générale à la Recherche Scientifique et Technique, je remercie cet organisme pour l'aide précieuse qu'il m'a apportée.*

*Que tous mes camarades du Laboratoire veuillent bien trouver ici l'expression de ma reconnaissance pour la sympathie qu'ils m'ont témoignée et l'aide qu'ils m'ont apportée.*

*Je remercie le personnel du Laboratoire de Calcul Numérique pour leur collaboration dans la réalisation des programmes numériques en particulier Monsieur TREMOUILLE.*

*Enfin, j'adresse mes remerciements à tout le Personnel Technique et Administratif, particulièrement à MM. JENNEQUIN, MICHON, ANDRIES, DEHORTER, PLUQUET, LEMAIRE, ARMANT et à Mme DESREUMAUX pour leur aimable et compétente collaboration.*



## SOMMAIRE

INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 - ETUDE THEORIQUE	3
1.1. Principes de base de la multiplication de fréquence par diode à avalanche	3
1.2. Méthode d'étude	5
1.2.1. Principes généraux	5
1.2.2. Méthode de calcul	6
1.2.2.1. Méthode de traitement de la zone d'avalanche	6
1.2.2.2. Méthode de traitement de la zone de transit	7
1.2.3. Comparaison des différentes méthodes de calcul	10
1.3. Principaux résultats de l'étude théorique	11
1.3.1. Paramètres de l'étude	11
1.3.2. Réalisation pratique de l'étude	12
1.3.3. Influence des niveaux d'entrée et de sortie	13
1.3.4. Influence de la puissance d'entrée	14
1.3.5. Influence du courant de polarisation	15
1.3.6. Influence de la fréquence	16
1.3.7. Influence du rang d'harmonique	17
1.3.8. Influence de la structure de la diode	17
1.3.8.1. Etude du modèle $\delta - W$	17
1.3.8.2. Interprétation et discussion des résultats précédents : définition de la structure réelle de la diode multiplicatrice	19
1.3.8.3. Influence de la surface de la jonction	21
1.4. Conclusion de l'étude théorique	22

CHAPITRE 2 - ETUDE EXPERIMENTALE	23
2.1. Etude et réalisation des circuits hyperfréquences	23
2.1.1. Position du problème	23
2.1.2. Réalisation du circuit d'entrée	24
2.1.3. Découplage entre les circuits d'entrée et de sortie	24
2.1.4. Circuits de sortie	24
2.1.4.1. Structure de sortie en guide d'onde	26
2.1.4.2. Réalisation du circuit de sortie en structure mixte coaxiale-guide	27
2.2. Résultats de l'étude expérimentale	29
2.2.1. Composants	29
2.2.1.1. Caractéristiques principales des échantillons	30
2.2.2. Influence de la structures des diodes	32
2.2.3. Etude des différentes conditions de fonctionnement	33
2.2.3.1. Influence du courant de polarisation et de la puissance d'entrée	33
2.2.3.2. Influence du rang d'harmonique	34
2.2.3.3. Etude expérimentale du fonctionnement en wobulation	35
2.2.4. Comparaison entre les diodes encapsulées et non encapsulées	35
2.2.5. Bruit	37
CONCLUSION	38

## INTRODUCTION

Les possibilités d'application de nombreux dispositifs électroniques modernes sont liées à leur largeur de bande de fonctionnement ce qui donne un intérêt croissant aux dispositifs en ondes millimétriques. Les bandes de fréquence définies dans le domaine millimétrique sont en effet très larges et peuvent permettre, entre autre, de résoudre le problème de la saturation des bandes inférieures dans les systèmes de communication et d'augmenter la définition des radars ainsi que la sensibilité des radiomètres.

Le développement de telles applications est essentiellement lié à l'évolution des sources millimétriques. Les tubes hyperfréquences - klystron, carcinotron - qui sont encore les sources les plus répandues, sont volumineux, onéreux, nécessitent des alimentations hautes tensions et posent de sérieux problèmes de réalisation dans cette gamme de fréquence. C'est pourquoi, comme dans les gammes inférieures, ils sont en passe d'être supplantés par les dispositifs à semiconducteur qui fonctionnent sous des tensions d'alimentation beaucoup plus faibles. Les deux composants les plus évolués à l'heure actuelle sont les diodes à avalanche et les diodes Gunn. Les diodes à avalanche en mode A.T.T. permettent d'obtenir des puissances et des rendements supérieurs à ceux des diodes Gunn en mode L.S.A., mais leurs caractéristiques de bruit sont très inférieures.

Nous nous proposons dans cette étude d'apporter une contribution théorique et expérimentale à la réalisation de sources millimétriques en envisageant l'utilisation des diodes à avalanche en multiplication de fréquence, mode de fonctionnement qui permet de réduire considérablement le bruit de modulation de fréquence, principal défaut des oscillateurs A.T.T.. Nous avons envisagé la multiplication de fréquence à haut rang de multiplication, la fréquence de sortie étant située en bande Q.

Ce mode de fonctionnement a été proposé par E. CONSTANT (1) et des travaux antérieurs ont été menés par MM. ALLAMANDO et VANBORREN (2), (3), (4) en multiplication à faible rang et en ondes centimétriques. Il ressort de ces travaux que l'avantage des diodes à avalanche n'est pas déterminant par rapport aux diodes varactors dans ces conditions, mais qu'en revanche la non linéarité du phénomène d'avalanche permet la multiplication de fréquence jusqu'à des rangs élevés. Cette propriété est d'un grand intérêt car cela signifie qu'en pratique on pourra utiliser une source primaire travaillant à une fréquence suffisamment faible pour être stabilisée par quartz, ce qui garantit une excellente pureté spectrale.

Une étude théorique a été effectuée en utilisant un programme numérique tenant compte des principaux effets caractéristiques du comportement non linéaire d'une diode en régime multifréquence. Nous avons étudié, en particulier, l'influence des caractéristiques de la diode et du circuit hyperfréquence sur les performances en multiplication.

Cette étude a été complétée et validée par une étude expérimentale dans laquelle ont été envisagés plusieurs types de circuits hyperfréquences et plusieurs structures semiconductrices.

A la suite de cette double approche, nous concluons sur les circuits hyperfréquences et les diodes à utiliser en vue d'une optimisation des diverses performances (puissance de sortie, taux de conversion, bande passante).

$$p(n) = p(0) - (n-0)p(0)$$

## CHAPITRE I

### ETUDE THEORIQUE

#### 1 - 1 - Principes de base de la multiplication de fréquence par diode à avalanche

Expliquons très qualitativement le principe de ce mode de fonctionnement sur un exemple simple. Moyennant certaines approximations (cf paragraphe 1-2-2-1), on peut admettre que le courant de conduction généré dans la zone d'injection d'une diode à avalanche est régi par l'équation de READ et qu'il se présente sous la forme

$$I_c = I_{c0} \exp \frac{M}{\tau_\delta} \int_0^t (\psi(E) - 1) dt$$

$$\text{avec } \psi(E) = \int_0^\delta \alpha(E) dx$$

$\alpha$  : taux d'ionisation équivalent des porteurs dans la zone d'injection

$\delta$  : épaisseur de la zone d'injection

$\tau_\delta$  : temps de transit des porteurs dans cette zone

$E$  : champ électrique dans la zone d'injection de la forme

$$E = E_0 + E(t)$$

Pour obtenir l'expression du courant de conduction, on peut développer  $\psi(E)$  en série de TAYLOR.

$$\psi(E) = \psi(E_0) + E(t) \psi'(E_0) + \frac{E(t)^2}{2} \psi''(E_0) + \dots$$

La condition d'avalanche impose :

$$\psi(E_0) - 1 = 0$$

Considérons le cas d'un champ électrique sinusoïdal ; suivant son amplitude, on peut distinguer différents régimes :

- en présence d'un champ de très faible amplitude, on peut se contenter du développement au premier ordre de  $\psi(E)$  et de l'exponentielle.

Le courant de conduction se présente alors sous la forme

$$I_c = I_{00} + I(t)$$

avec

$$I(t) = \frac{M}{\tau_\delta} I_{00} \int_0^t \psi'(E_0) E(t) dt$$

On voit donc que la zone d'injection se comporte comme un élément inductif linéaire indépendant du courant hyperfréquence. Il n'y a pas dans ce cas de multiplication de fréquence,

- si on augmente légèrement l'amplitude du champ électrique sinusoïdal, de telle sorte que le développement au premier ordre de  $\psi(E)$  reste valable mais plus celui de l'exponentielle, le courant de conduction prend alors la forme

$$I_c = I_{00} \exp \frac{M}{\tau_\delta} \int_0^t \psi'(E_0) E(t) dt \quad (1)$$

Cette expression montre que même en présence d'un champ électrique sinusoïdal, le courant de conduction va présenter des composantes harmoniques, ce qui rend possible la multiplication de fréquence. Ce régime est voisin de la multiplication par diode varactor mais la zone d'émission d'une diode à avalanche se comporte comme une inductance non linéaire modulée par le courant hyperfréquence, alors que dans une diode varactor c'est la capacité non linéaire qui est modulée par la tension hyperfréquence,

- si enfin l'amplitude du champ électrique est trop importante pour permettre la linéarisation de  $\psi(E)$  - cas rencontré en pratique - l'introduction du terme  $\psi''(E_0)$  dans l'expression du courant fait apparaître une composante fondamentale du courant de conduction en phase avec le champ électrique. Ceci se traduit par une consommation d'énergie à la fréquence d'entrée, même en régime sinusoïdal. La dépendance du courant de conduction par rapport au champ électrique sinusoïdal devient si fortement non linéaire qu'elle permet d'envisager une multiplication de fréquence directe jusqu'à des rangs d'harmoniques très élevés. Cette non linéarité dépend de la puissance d'entrée, de l'épaisseur de la zone d'injection, du courant de polarisation et de la fréquence. D'après la formule (1), elle est une fonction croissante de la première grandeur et décroissante des trois autres.

Nous voyons que la multiplication de fréquence est basée sur la relation non linéaire existant entre le courant de conduction dans la zone d'émission et le champ électrique périodique qui y règne. Cette non linéarité étant liée au phénomène d'avalanche, il pourrait sembler suffisant de ne considérer que des diodes ne comportant qu'une zone d'avalanche

Cependant, la présence d'une petite zone de transit est matériellement presque inévitable et d'autre part, on peut se demander si elle ne va pas contribuer à une amélioration de la puissance en renforçant la résistance négative de la zone en avalanche. Nous étudierons donc le régime de multiplication dans une diode à avalanche quelconque pour essayer de déterminer sa structure optimale.

Signalons enfin que dans cette explication qualitative, nous avons considéré une configuration sinusoïdale du champ électrique. En pratique, dans un multiplicateur de fréquence, le champ électrique comporte au moins deux composantes harmoniques, c'est cette configuration que nous utiliserons dans la suite de l'étude.

## 1 - 2 - Méthode d'étude

Nous avons longuement développé cette question dans un travail antérieur (5), (6) et nous nous bornerons ici à en citer les points les plus importants.

### 1 - 2 - 1 - Principes généraux

Toutes les études ont été effectuées par les techniques du calcul numérique sur ordinateur rendues nécessaires par la complexité des phénomènes et l'impossibilité de traiter le problème de façon valable par des méthodes analytiques.

Les modèles utilisés sont toujours unidimensionnels. Au point de départ du calcul, on suppose connue l'évolution temporelle du champ électrique en un point de la structure généralement à l'emplacement de la jonction. Dans le cas général, le champ électrique régnant dans la structure est périodique et se présente sous la forme

$$E = E_0 + \sum_{k=1}^{\infty} E_k \sin (k\omega t + \phi_k)$$

Nous nous sommes essentiellement intéressés à la multiplication de fréquence directe, sans circuit d'accord sur les fréquences harmoniques intermédiaires. Si l'on suppose que le circuit de charge est de forme adéquate, ceci permet de réduire à deux le nombre de composantes à considérer : la composante dite fondamentale ( $k = 1$ ) relative à la fréquence d'entrée et la composante harmonique d'ordre  $n$  ( $k = n$ ) relative à la fréquence de sortie. La configuration temporelle du champ électrique se réduit donc à

$$E = E_0 + E_1 \sin \omega t + E_n (\sin n \omega t + \phi_n)$$

Cette étude est exclusivement consacrée aux diodes fabriquées en Silicium. Une étude des diodes à l'Arséniure de Gallium est menée par ailleurs au laboratoire.

## 1 - 2 - 2 - Méthodes de calcul

L'étude complète d'une diode à avalanche en régime de multiplication nécessite la résolution des équations de continuité et de l'équation de POISSON dans toute l'épaisseur de la zone désertée. La résolution de ce système d'équations différentielles non linéaires conduit à la mise en oeuvre d'un programme numérique d'une grande complexité nécessitant des temps de calculs importants (2). Nous avons donc développé des modèles simplifiés, plus approximatifs mais beaucoup plus souples et rapides à exploiter. Tous ces modèles simplifiés sont basés sur la division arbitraire de la diode en deux zones : la zone d'avalanche et la zone de transit.

### 1 - 2 - 2 - 1 - Méthode de traitement de la zone d'avalanche

Si dans la zone d'avalanche on fait l'hypothèse fondamentale que le courant de conduction est indépendant de l'abscisse et si l'on suppose identiques les taux d'ionisation et les vitesses limites des deux types de porteurs, le courant de conduction est régi par l'équation de READ (7)

$$\frac{\tau_{\delta}}{M} \frac{\partial I_{ca}(t)}{\partial t} = \psi [E(t + \tau_Y)] - 1$$

$$\text{où : } \psi [E(t + \tau_{\delta})] = \int_0^{\delta} \alpha [E(t + \tau_Y)] dx$$

-  $\alpha$  est le taux d'ionisation des porteurs

-  $\tau_{\delta}$  est le temps de transit des porteurs dans la zone d'avalanche

-  $M$  et  $\tau_Y$  sont des paramètres que nous avons introduits pour tenir compte partiellement de la réaction de charge d'espace et du temps de transit des porteurs dans la zone d'avalanche. Les paramètres ont été ajustés par comparaison avec le programme général précité et confirmés par des mesures expérimentales (8).

$$M \neq 2,8$$

$$\tau_Y \neq \frac{\tau_{\delta}}{10}$$

L'approximation qui consiste à prendre le même taux d'ionisation pour les électrons et les trous est bonne pour l'Arséniure de Gallium mais éloignée de la réalité dans le cas du Silicium.



En effet, pour ce matériau le rapport  $\frac{\alpha_p}{\alpha_n}$  est voisin de 0,13 et il est difficile de définir un taux d'ionisation équivalent. On peut donc améliorer le modèle dans le cas du silicium en utilisant l'équation de LEE (9).

$$\frac{\partial I_{ca}(t)}{\partial t} = I_{ca}(t) \frac{(v_n + v_p) \left[ \int_0^\delta \alpha_n \exp \left( \int_0^x -(\alpha_n - \alpha_p) dx \right) dx' - 1 \right]}{\int_0^\delta \exp \left[ \int_0^x -(\alpha_n - \alpha_p) dx \right] dx'}$$

avec  $\alpha_n \neq \alpha_p$   $v_n \neq v_p$

$$\alpha_n = a_n \exp(-b_n/E)$$

$$\alpha_p = a_p \exp(-b_p/E)$$

Ce modèle plus réaliste nécessite en contre partie la connaissance des quatres paramètres  $a_n$ ,  $b_n$ ,  $a_p$ ,  $b_p$  et un temps de calcul légèrement plus important vue son écriture un peu plus complexe.

Nous cherchons essentiellement par ces deux méthodes de traitement à déterminer les composantes harmoniques du courant de conduction.

$$i_n = I_n e^{j\psi_n}$$

La phase de référence est celle de la composante fondamentale du champ électrique périodique.

#### 1 - 2 - 2 - 2 - Méthode de traitement de la zone de transit

A partir de la configuration temporelle du courant de conduction à la limite des deux zones, on détermine à chaque instant la configuration spatiale du champ électrique en tout point de la zone de transit. Nous avons défini deux modes de traitement suivant que l'on considère ou non les effets paramétriques dus au champ hyperfréquence.

##### a) Méthode de GILDEN et HINES généralisée au régime harmonique (10)

Dans ce cas, on suppose la zone de transit de dimensions constantes. Dans cette zone de déplétion, on écrit l'équation de POISSON et l'équation de conservation du courant.

$$I(t) = I_{ca} \left( t - \frac{x}{v} \right) + \epsilon S \frac{\partial E_t(x, t)}{\partial t}$$

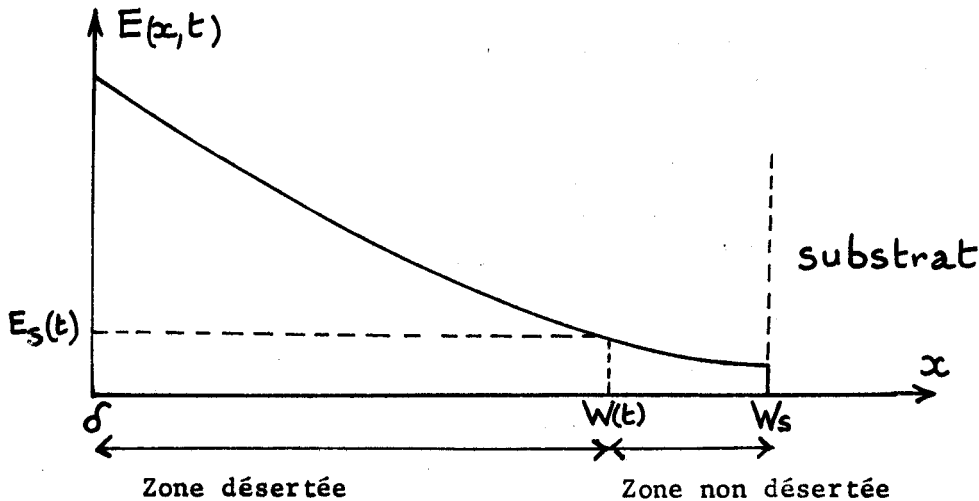
$$I(t) = I_{ca}(t) + \epsilon S \frac{\partial E_a(t)}{\partial t}$$

La connaissance simultanée des composantes harmoniques des courants et des tensions permet d'aboutir à des relations analytiques donnant les puissances et les impédances à chaque fréquence.

b) Modèle tenant compte de la modulation de l'épaisseur de la zone désertée

Entre la zone d'avalanche et le substrat où le dopage est supposé infini, on peut distinguer deux zones :

- une zone désertée qui est la zone de transit à proprement parler, d'épaisseur  $W(t) - \delta$
- une zone non désertée d'épaisseur  $W_s - W(t)$ ; il y règne un champ électrique uniforme  $E_s(t)$  nécessaire au déplacement des porteurs (2), (11).



Zone non désertée

On connaît le courant total  $I(t)$  puisqu'il est issu de la zone d'avalanche. Le calcul du champ électrique résiduel  $E_s(t)$  qui apparaît dans la zone non désertée s'effectue en résolvant

$$\begin{aligned} I(t) &= I_c(t) + I_D(t) \\ &= qN_d S v(E_s(t)) + \epsilon S \frac{\partial E_s(t)}{\partial t} \end{aligned}$$

En pratique le courant de déplacement est beaucoup plus faible que le courant de conduction. On prendra donc

$$v(E_s(t)) \neq \frac{I(t)}{q N_d S}$$

On peut ainsi déterminer la vitesse de déplacement des porteurs et en déduire le champ électrique résiduel  $E_s(t)$ .

Si les porteurs se déplacent en régime de mobilité ( $v = \mu E$ ), la relation entre le champ  $E_s(t)$  et le courant total  $I(t)$  est linéaire. La zone non désertée se comporte comme une résistance pure dont la valeur évolue périodiquement avec l'épaisseur non constante de cette zone.

Si la vitesse de déplacement des porteurs tend vers sa valeur limite, leur mobilité décroît et il en résulte une augmentation de la résistance équivalente de la zone non désertée, donc une dissipation d'énergie supplémentaire [11].

D'autre part, la vitesse des porteurs ne peut dépasser leur vitesse limite  $v_0$ . Le courant total ne peut donc pas dépasser, pour un dopage donné, la valeur

$$I(t) = q N_D S v_0$$

Le programme tient compte de cette limitation fondamentale.

#### Zone désertée

Cette zone se compose elle aussi de deux zones distinctes :

- une zone d'épaisseur  $W'(t)$  où les porteurs ont atteint leur vitesse limite,
- une zone d'épaisseur  $W(t) - W'(t)$  où les porteurs ont une vitesse qui varie avec le champ électrique.

Nous admettons, vue la faible épaisseur  $W(t) - W'(t)$ , que dans cette zone le champ électrique est identique au champ résiduel  $E_s$  de la zone non désertée.

Dans cette zone désertée, d'épaisseur  $W(t) - \delta$ , on résout l'équation de POISSON.

$$\frac{\partial E_t(x, t)}{\partial x} = \frac{I_{ca}(t - x/v)}{\epsilon_v S} - \frac{q}{\epsilon} (N_D - N_A)$$

par une méthode de double discrétisation sur le temps et sur l'abscisse. Ainsi par exemple pour une diode  $P^+ N N^+$  :

$$E(t) = E(o, t)$$

$$E(x, t) = E(o, t) + \frac{\partial E}{\partial x} \Delta x$$

### 1 - 2 - 3 - Comparaison des différents modes de calcul

#### a) Comparaison des deux méthodes de traitement de la zone d'avalanche

Nous allons comparer les résultats obtenus pour les grandeurs caractéristiques  $(I_n, \psi_n)$  de la zone d'avalanche par les deux méthodes suivantes :

- Utilisation de l'équation de READ avec un taux d'ionisation équivalent donné par l'expression de MAC KAY (13)

$$\alpha = \alpha_o \exp (\lambda E)$$

$$\text{où } \alpha_o = 0,28.10^{-2} \text{ m}^{-1}$$

$$\lambda = 1,68.10^{-7} \text{ mV}^{-1}$$

- Utilisation de l'équation de LEE dans laquelle nous avons introduit les taux d'ionisation  $\alpha_n$  et  $\alpha_p$  à 473°K donnés par (12)

$$\alpha_n = 4,14 \cdot 10^8 \exp (-1,89 \cdot 10^8/E)$$

$$\alpha_p = 1,75 \cdot 10^9 \exp (-3,19 \cdot 10^8/E)$$

Les composantes harmoniques 1 et 10 du courant de conduction obtenues par les deux modèles sont tracées sur les figures 1 et 2 en fonction des champs électriques périodiques aux deux fréquences pour un régime de multiplication de fréquence par 10 entre 3,5 et 35 GHz.

Ces courbes montrent que le comportement de la zone d'avalanche est beaucoup plus non linéaire dans le premier cas. Les amplitudes des composantes du courant sont en effet beaucoup plus importantes et les phases s'écartent davantage de leurs valeurs habituelles en régime linéaire ( $\psi \neq 90^\circ$ ). Cette non linéarité plus importante se traduit par des puissances, consommée à la fréquence d'entrée et produite à la fréquence de sortie également plus importantes. Le taux de conversion en revanche est sensiblement le même dans les deux cas, comme le montre la figure 3.

Pour une étude rapide des taux de conversion, on pourra se contenter du modèle utilisant l'équation de READ, mais pour une étude plus approfondie des puissances, impédances et tensions aux deux fréquences harmoniques, le modèle utilisant l'équation de LEE lui est préférable.

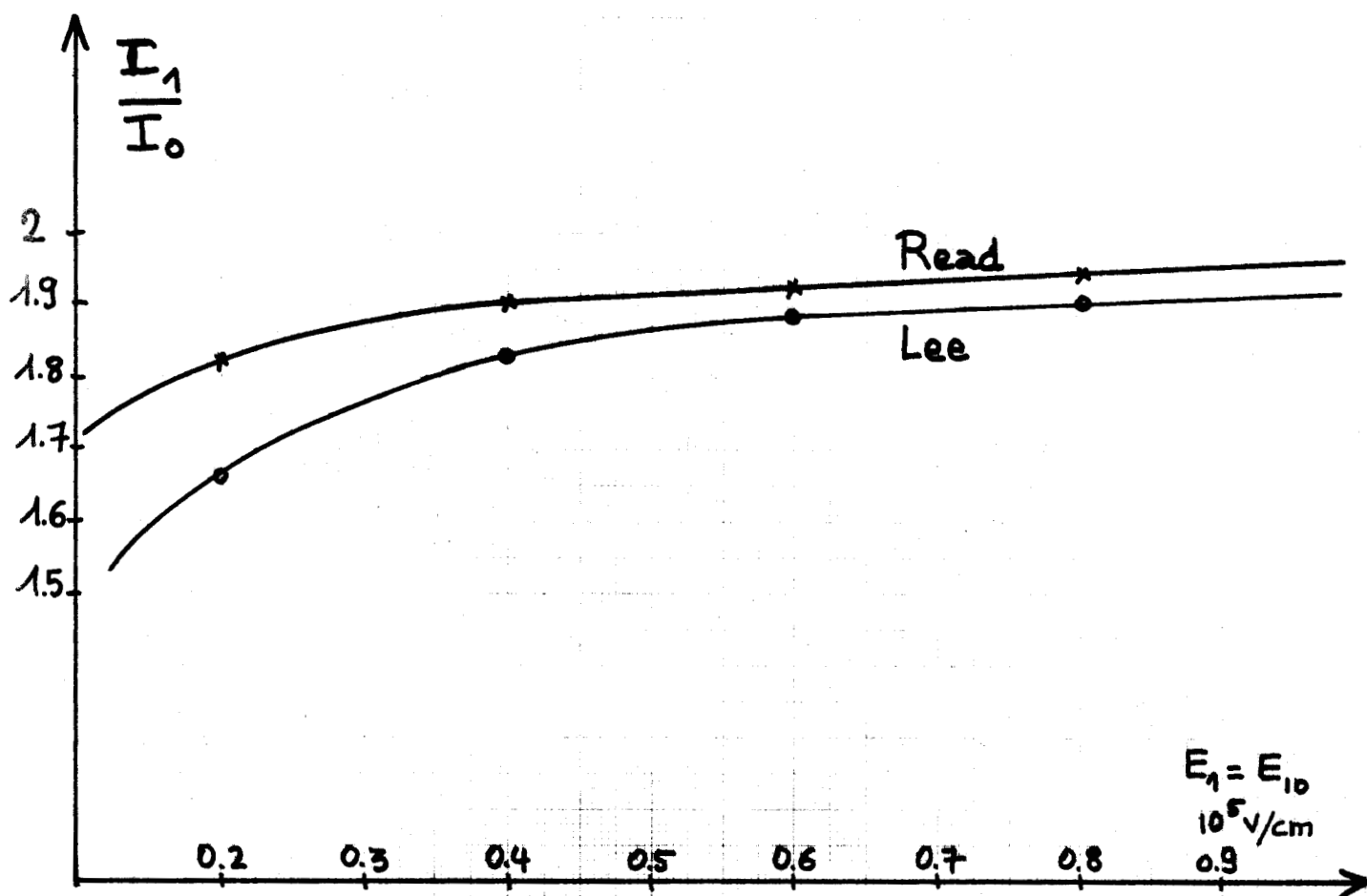
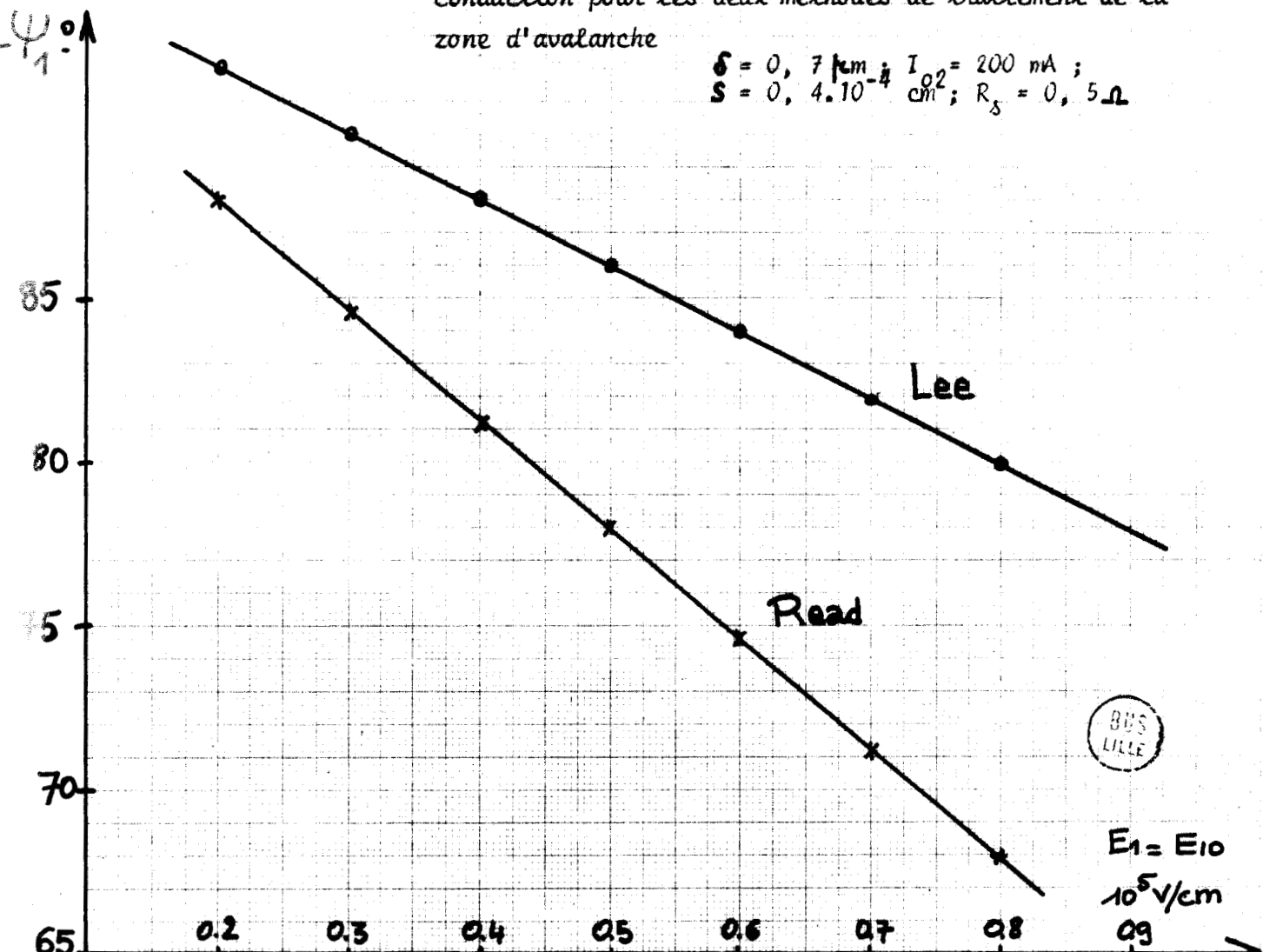


Figure 1 : Evolution de la composante fondamentale du courant de conduction pour les deux méthodes de traitement de la zone d'avalanche

$$\delta = 0,7 \mu\text{m}; I_{02} = 200 \text{ nA};$$

$$S = 0,4 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2; R_s = 0,5 \Omega$$



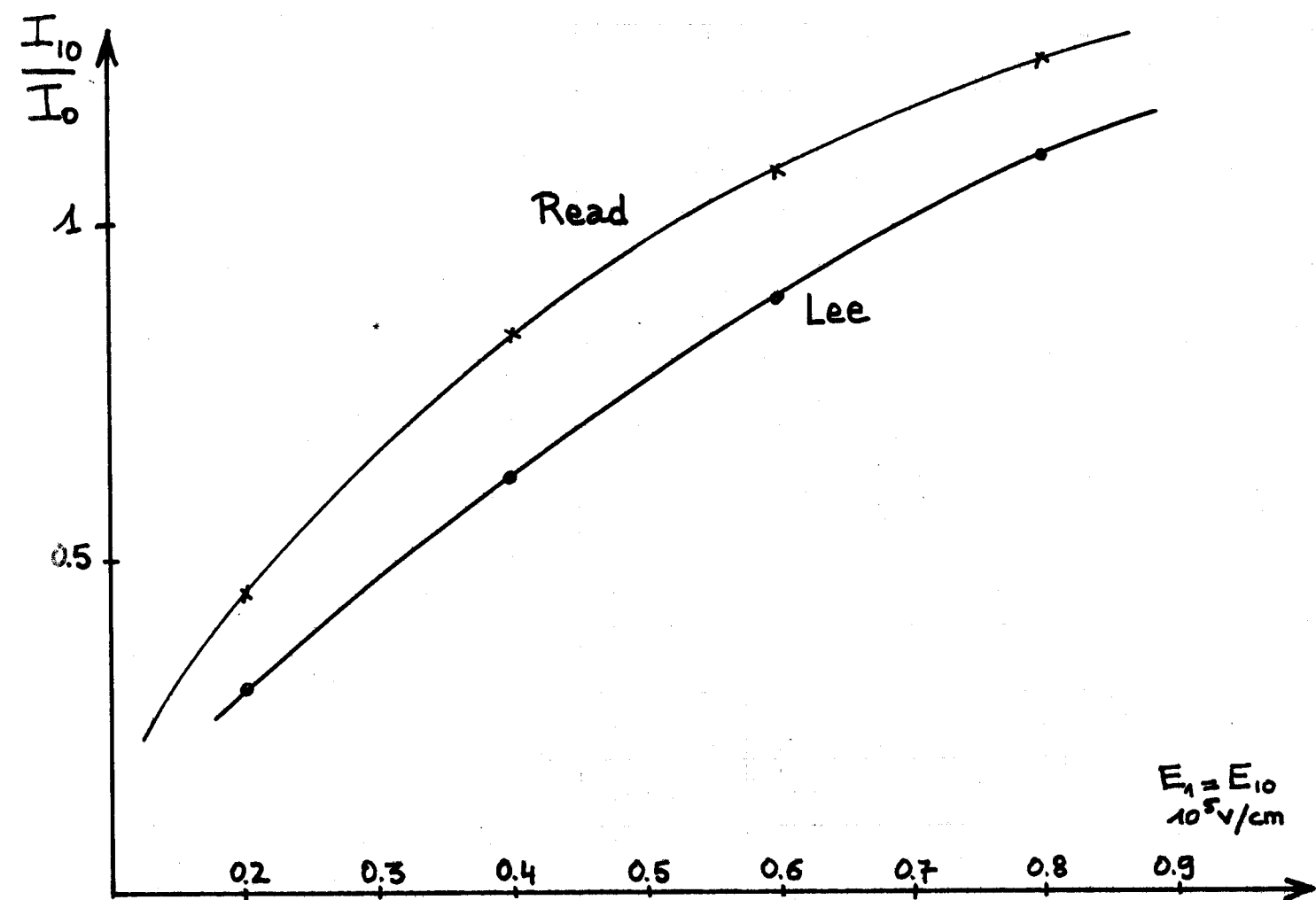
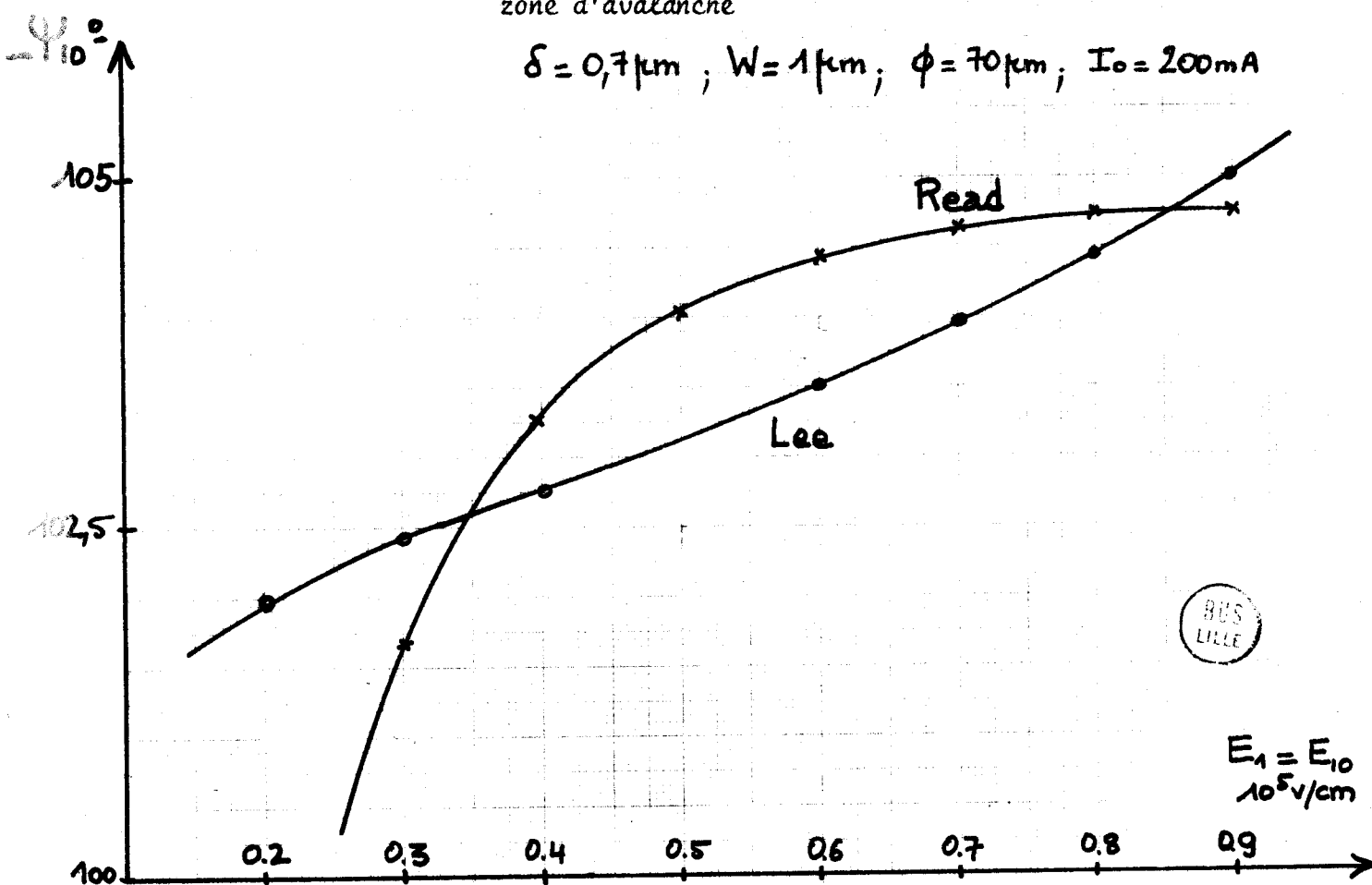
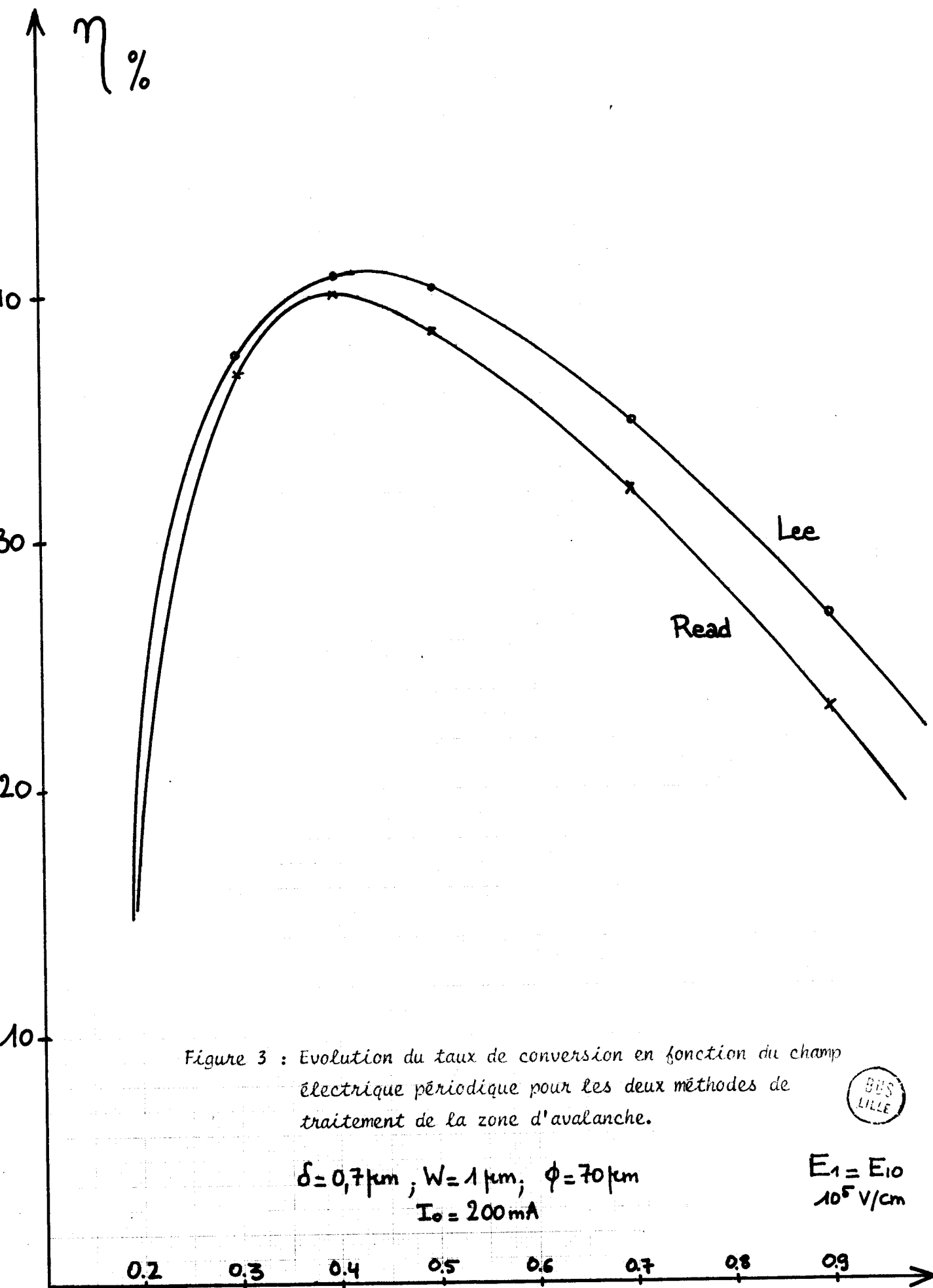


Figure 2 : Evolution de la composante harmonique 10 du courant de conduction pour les deux méthodes de traitement de la zone d'avalanche





## b) Comparaison des deux méthodes de traitement de la zone de transit

Nous avons appliqué les deux méthodes de traitement à deux types de diodes fonctionnant en oscillateur A.T.T.. La différence entre ces deux diodes se situe au niveau de l'évolution spatiale du champ continu dans la zone de transit. Dans un cas, nous avons considéré une diode à profil de champ tronqué (fig. 4) dans l'autre une diode à profil de champ triangulaire (fig. 5).

On constate que pour la diode à profil de champ tronqué les deux méthodes donnent le même résultat; ceci est tout à fait normal puisqu'il n'apparaît pas d'effets paramétriques tant que l'amplitude du champ électrique périodique n'atteint pas la valeur du champ continu au niveau du substrat. En revanche, pour la diode à profil de champ triangulaire, la modulation de largeur entraîne une forte consommation de puissance dès que le champ hyperfréquence atteint des valeurs assez importantes.

La méthode tenant compte des effets paramétriques s'avère donc indispensable dès que l'on applique des champs de grandes amplitudes sur une structure à profil triangulaire ou des amplitudes supérieures à celle du champ continu au niveau du substrat sur une structure à profil de champ tronqué.

## 1 - 3 - Principaux résultats de l'étude théorique

### 1 - 3 - 1 - Paramètres de l'étude

Le but de l'étude théorique est de déterminer l'influence des différents paramètres intervenant dans le fonctionnement d'une diode à avalanche en régime de multiplication de fréquence pour permettre leur optimisation en fonction des utilisations envisagées. Ces paramètres peuvent être classés en deux catégories : les paramètres définissant le point de fonctionnement liés au circuit extérieur à la diode et les paramètres définissant la structure de celle-ci.

#### a) Paramètres de fonctionnement

Pour une diode donnée, un point de fonctionnement est défini par :

- L'impédance de charge à la fréquence de sortie et le niveau d'entrée qui imposent la configuration temporelle du champ électrique périodique ( $E_1$ ,  $E_n$ ,  $\phi_n$ ),
- La fréquence d'entrée  $F_1$ ,
- Le rang de multiplication  $n$
- Le courant de polarisation  $I_0$ .



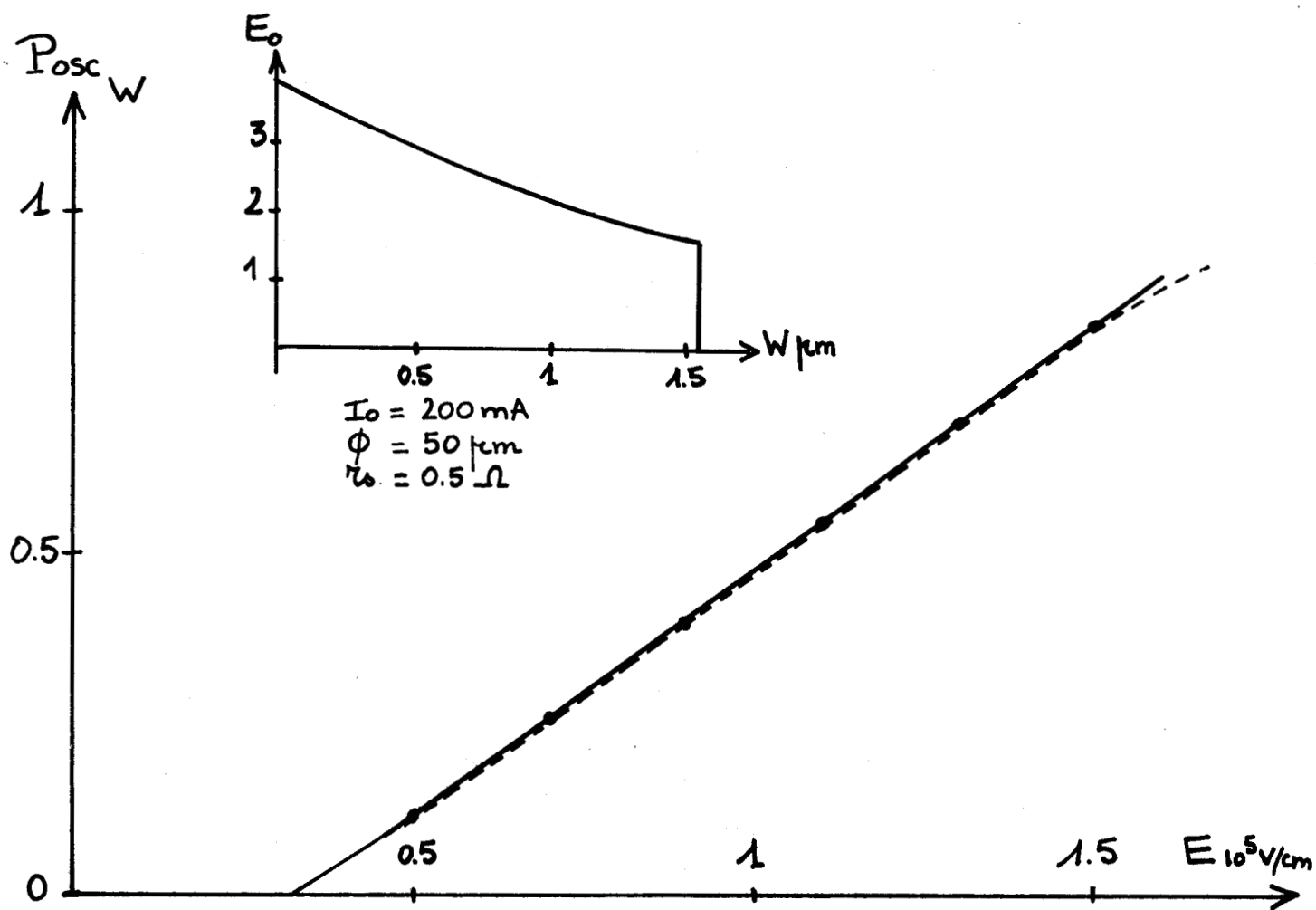


Figure 4

Evolution de la puissance de sortie en mode IMPATT en fonction du champ électrique périodique pour les deux méthodes de traitement de la zone de transit.

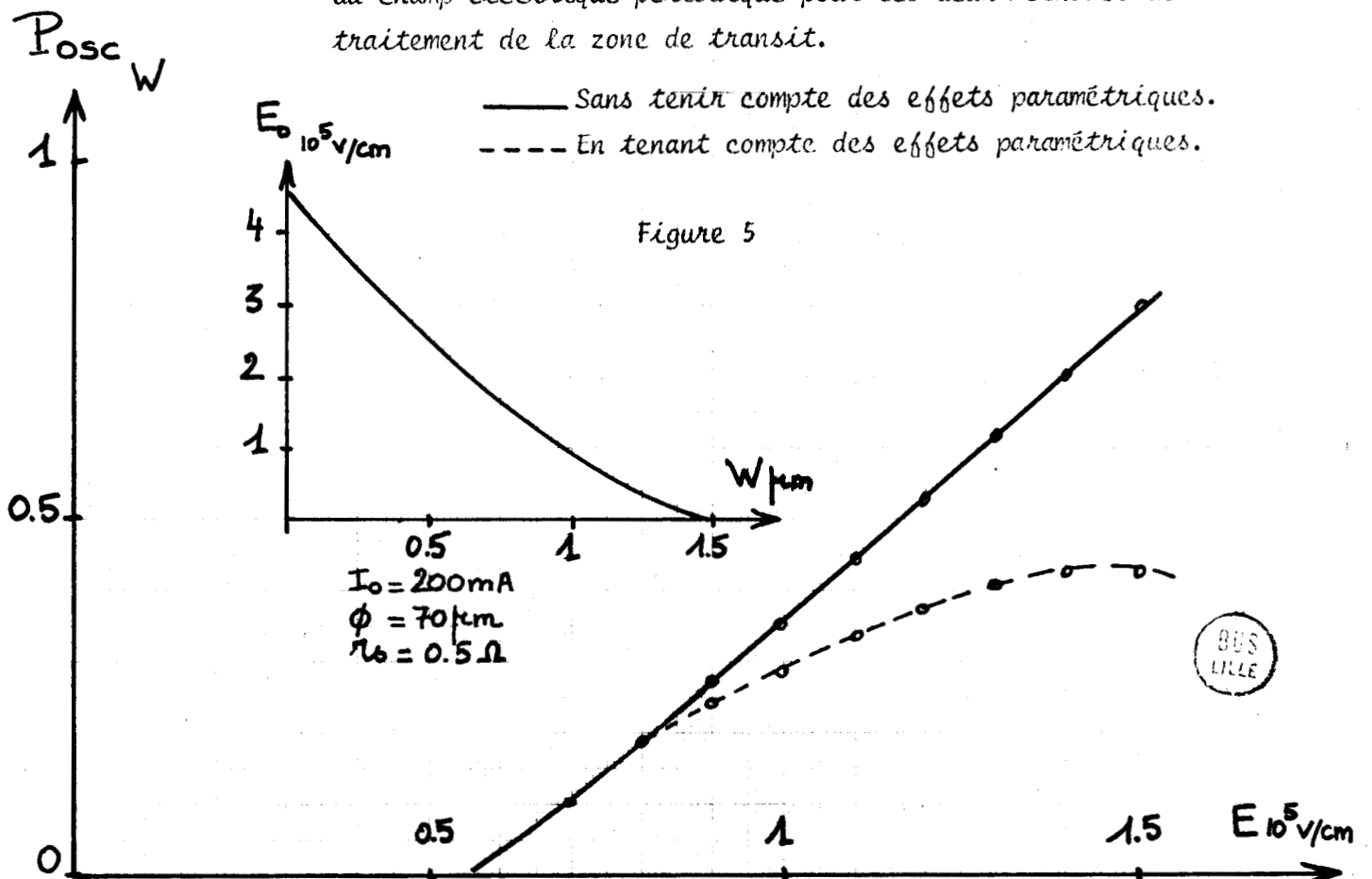


Figure 5

## b) Paramètres de la diode

Une diode peut être définie par :

- Le profil de champ et de dopage dont découlent dans nos modèles simplifiés les épaisseurs  $\delta$ ,  $W$  et  $W_s$ ,
- La surface  $S$  de la jonction,
- La résistance série  $r_s$ .

### 1 - 3 - 2 - Réalisation pratique de l'étude

Les grandeurs que nous cherchons à évaluer sont :

- Les puissances d'entrée  $P_i$  et de sortie  $P_n$  définissant le taux de conversion  $\eta$ ; nous introduirons toujours une résistance parasite série dans le schéma équivalent aux diodes. La puissance utilisable sera donc définie par :

$$P_n = \left(1 + \frac{r_s}{R_n}\right) P_{e_n}$$

où  $P_{e_n}$  est la puissance émise par la diode à la fréquence harmonique  $n$

$R_n$  la résistance présentée par la diode à cette fréquence harmonique  $n$

$r_s$  la résistance série de la diode.

- Les impédances présentées par la diode aux deux fréquences  $Z_i$  et  $Z_n$ ,
- Les tensions continues et hyperfréquences aux bornes de la diode

$V_o$ ,  $V_i$ ,  $V_n$ .

Chacune de ces grandeurs est fonction des paramètres précédemment définis. L'étude de l'influence de ces paramètres est compliquée par le fait qu'ils sont tous liés soit directement, soit indirectement. Cette étude ne sera donc pas présentée sous une forme chronologique car elle nécessite sans cesse la connaissance de paramètres qui seront définis ultérieurement.

Dans un premier stade, nous avons étudié l'influence des niveaux d'entrée et de sortie en les faisant varier, soit de façon indépendante l'un de l'autre, soit en imposant une puissance d'entrée  $P_i = \text{constante}$  pour un niveau de sortie donné. Nous avons limité cette étude au cas de la multiplication de fréquence par 10.

Dans un deuxième stade, nous avons étudié l'influence de la fréquence pour un rang de multiplication fixe égal à 10 puis l'influence du rang d'harmonique  $n$  pour une fréquence de sortie constante. Cette étude a été faite en conservant le même taux de modulation dans la zone d'avalanche.

Enfin, nous avons cherché à déterminer les paramètres de la diode susceptibles de répondre aux conditions de fonctionnement précédemment définies. Dans un souci de réalisme nous avons mené cette étude à puissance continue sur la diode constante, ce qui est à peu près réalisé lorsque

$$\frac{I_{oW}}{\sqrt{S}} \approx \text{constante}$$

Pour établir cette condition, nous admettons que la résistance thermique se comporte comme une résistance de constriction évoluant de façon inversement proportionnelle au diamètre des jonctions, et que la tension d'avalanche est sensiblement proportionnelle à l'épaisseur de la zone désertée.

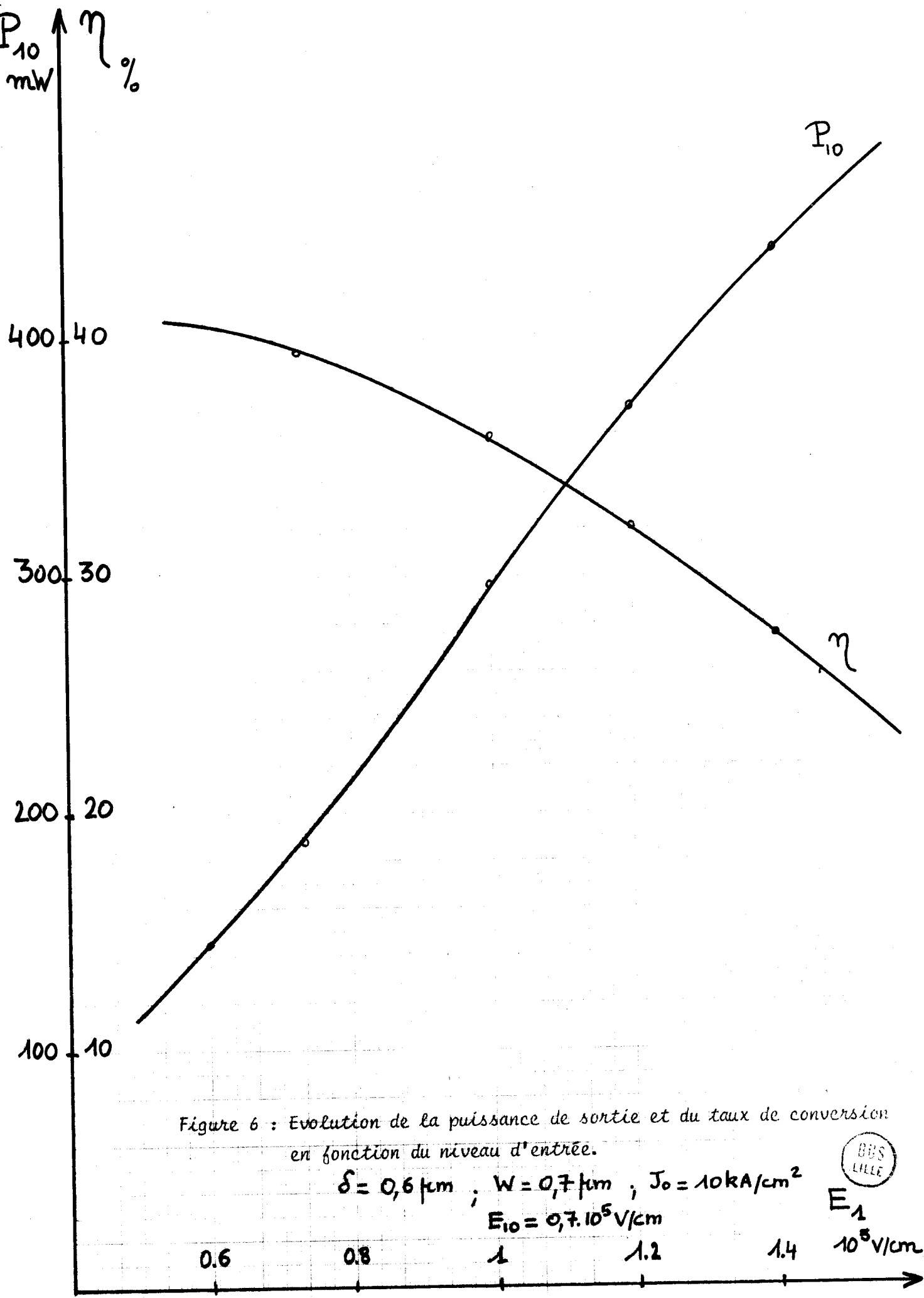
### 1 - 3 - 3 - Influence des niveaux d'entrée et de sortie

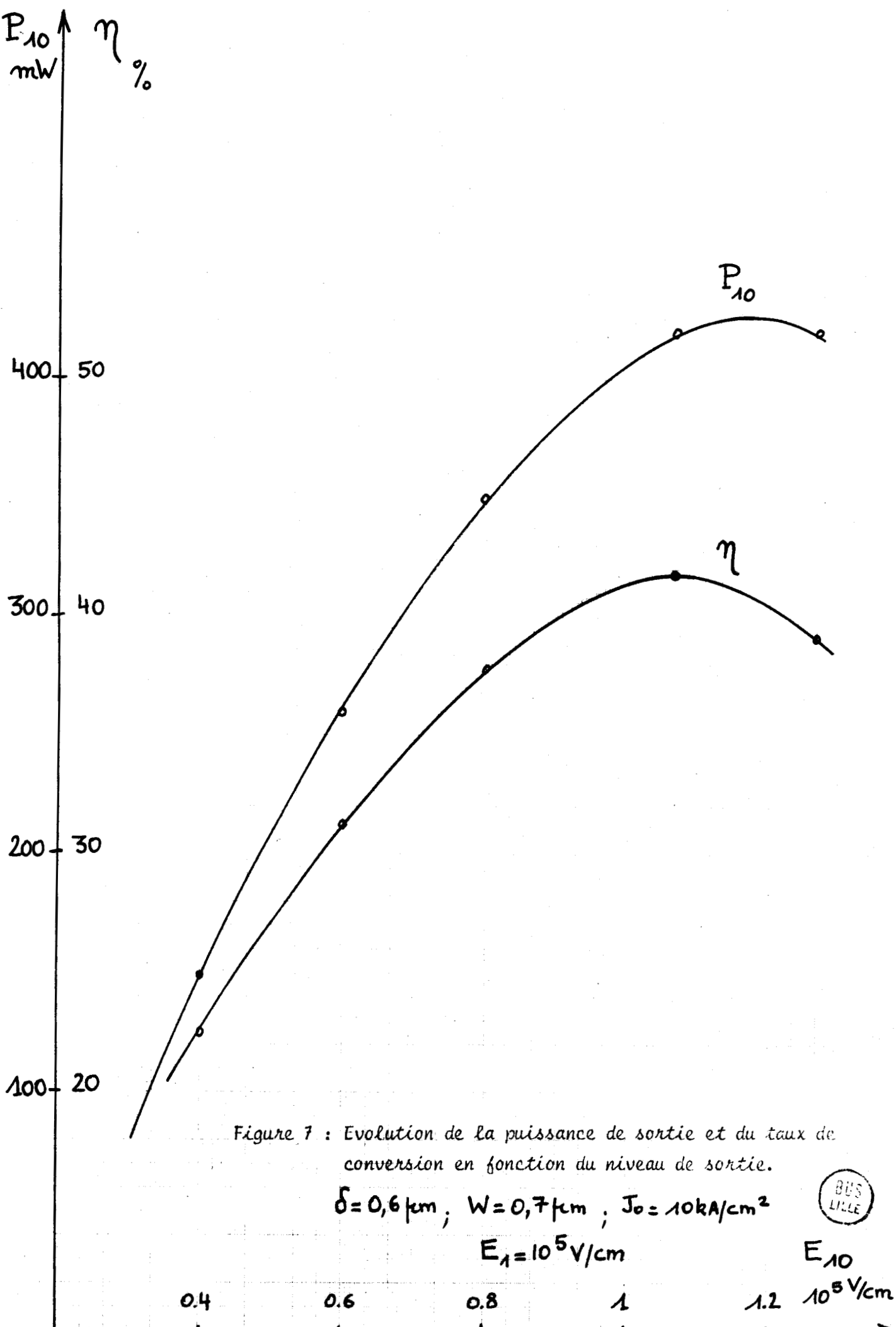
A niveau de sortie constant ( $E_0 = \text{constante}$ ), la puissance de sortie croît avec le niveau d'entrée, alors que le taux de conversion décroît traduisant une consommation de puissance de plus en plus importante à la fréquence fondamentale, comme le montre la fig. 6.

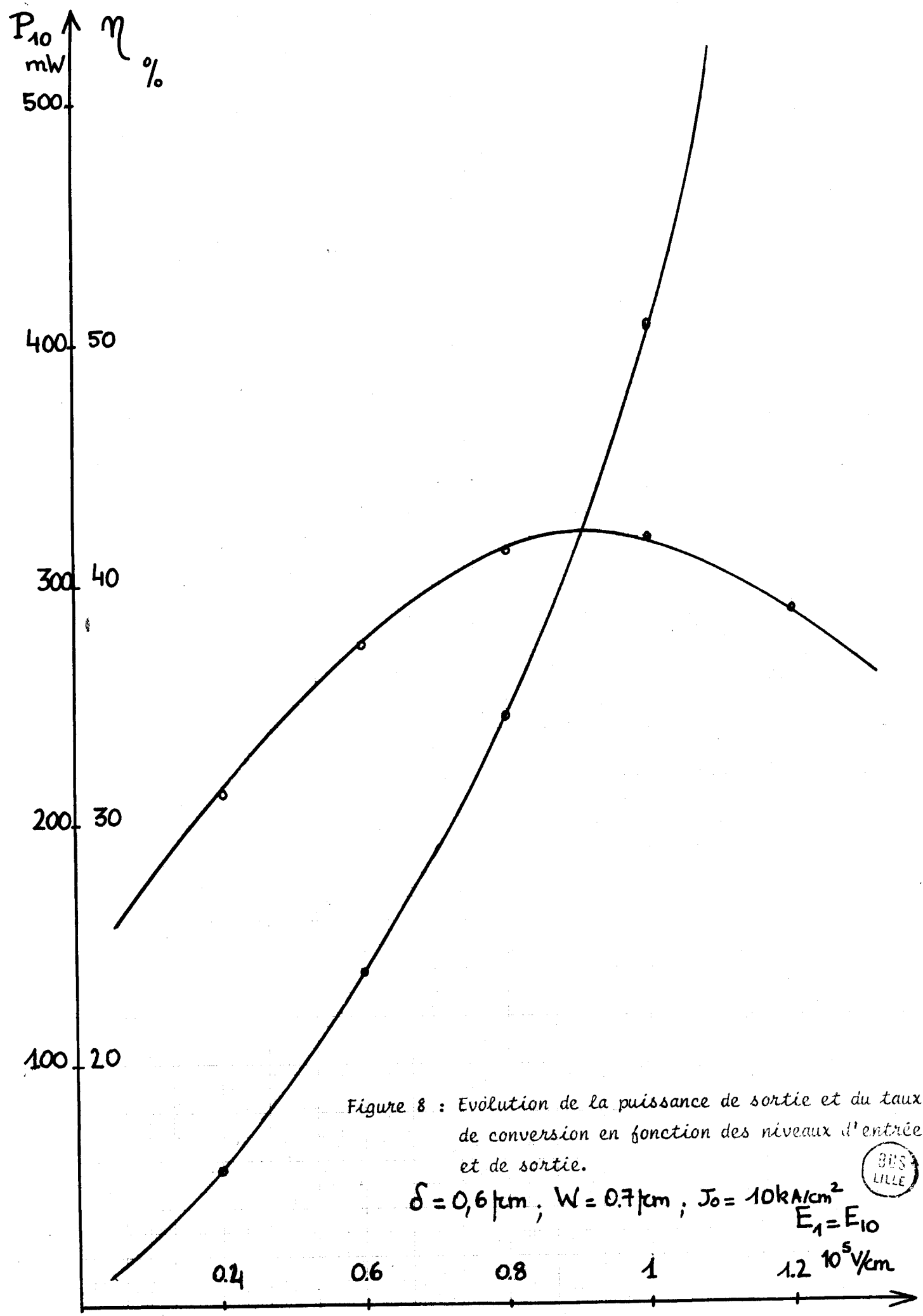
A niveau d'entrée constant ( $E_1 = \text{constante}$ ) la puissance de sortie et le taux de conversion croissent avec le niveau de sortie jusqu'à une valeur maximale correspondant sensiblement à l'égalité des niveaux d'entrée et de sortie (fig. 7).

Enfin, pour des niveaux d'entrée et de sortie égaux, la puissance de sortie augmente avec le niveau alors que le taux de conversion présente un maximum assez plat pour des champs voisins de  $0,7 \cdot 10^5$  V/cm (fig. 8).

Nous résumons l'évolution des différentes grandeurs de sortie en fonction des niveaux d'entrée et de sortie dans le tableau ci-dessous.







	$P_1$	$P_{10}$	$\eta$	$R_1$	$X_1$	$R_{10}$	$X_{10}$
$E_1$ $E_{10} = \text{cte}$							
$E_{10}$ $E_1 = \text{cte}$		 Max pour $E_1 \approx E_{10}$	 Max pour $E_{10} \approx E_1$		$\approx \text{cte}$		 Max pour $E_{10} \approx E_1$
$E_1 = E_{10}$			 Max pour $E_1 \approx 0,7$				$\approx \text{cte}$

Champ électrique en  $10^5$  V/cm

En conclusion, on peut dire que pour obtenir des puissances de sortie importantes, il faut travailler à des niveaux d'entrée et de sortie importants. Pour un niveau maximum donné ( $E_1 + E_{10} = \text{constante}$ ) le meilleur compromis entre la puissance de sortie et la résistance négative est obtenue pour des niveaux d'entrée et de sortie sensiblement égaux. Ceci confirme des résultats précédemment établis (3).

#### 1 - 3 - 4 - Influence de la puissance d'entrée

Nous ferons cette étude à courant de polarisation et à niveau de sortie ( $E_{10} = \text{Cte}$ ) constants.

Nous avons vu dans le premier paragraphe que pour de faibles valeurs du champ électrique appliqué, la zone d'avalanche se comportait comme une inductance pure modulée par le courant hyperfréquence. Ceci revient à dire qu'il n'y a aucune puissance perdue à la fréquence fondamentale, donc que toute la puissance appliquée est transposée sur la fréquence harmonique  $n$ . Le taux de conversion est théoriquement de 100% :  $P_n = P_1$ .

Nous avons vu également que pour des niveaux plus importants, la zone d'avalanche se comporte comme une inductance non linéaire shuntée par une résistance positive consommant une puissance  $P_d$  d'autant plus importante que le régime est plus non linéaire. Le taux de conversion est donc réduit dans ce cas à :

$$\eta = \frac{P_n}{P_n + P_d} = \frac{1}{1 + P_d/P_n}$$

Nous pouvons donc prévoir que la puissance de sortie va augmenter avec la puissance d'entrée alors que le taux de conversion va suivre une évolution inverse. C'est bien ce que nous vérifions sur la figure 9, où nous voyons en plus que la puissance de sortie tend à se saturer pour les fortes valeurs de la puissance d'entrée. Cette saturation est due au fait que nous avons travaillé à niveau de sortie constant.

La figure 10 montre l'influence de la puissance d'entrée sur l'impédance présentée par la diode à la fréquence de sortie. La résistance négative augmente avec la puissance d'entrée. La réactance décroît très légèrement avec la puissance d'entrée. Nous voyons sur la figure 11 que l'impédance d'entrée de la diode varie très fortement en fonction de la puissance appliquée, ceci va d'ailleurs poser de délicats problèmes d'adaptation pour le circuit d'entrée du multiplicateur.

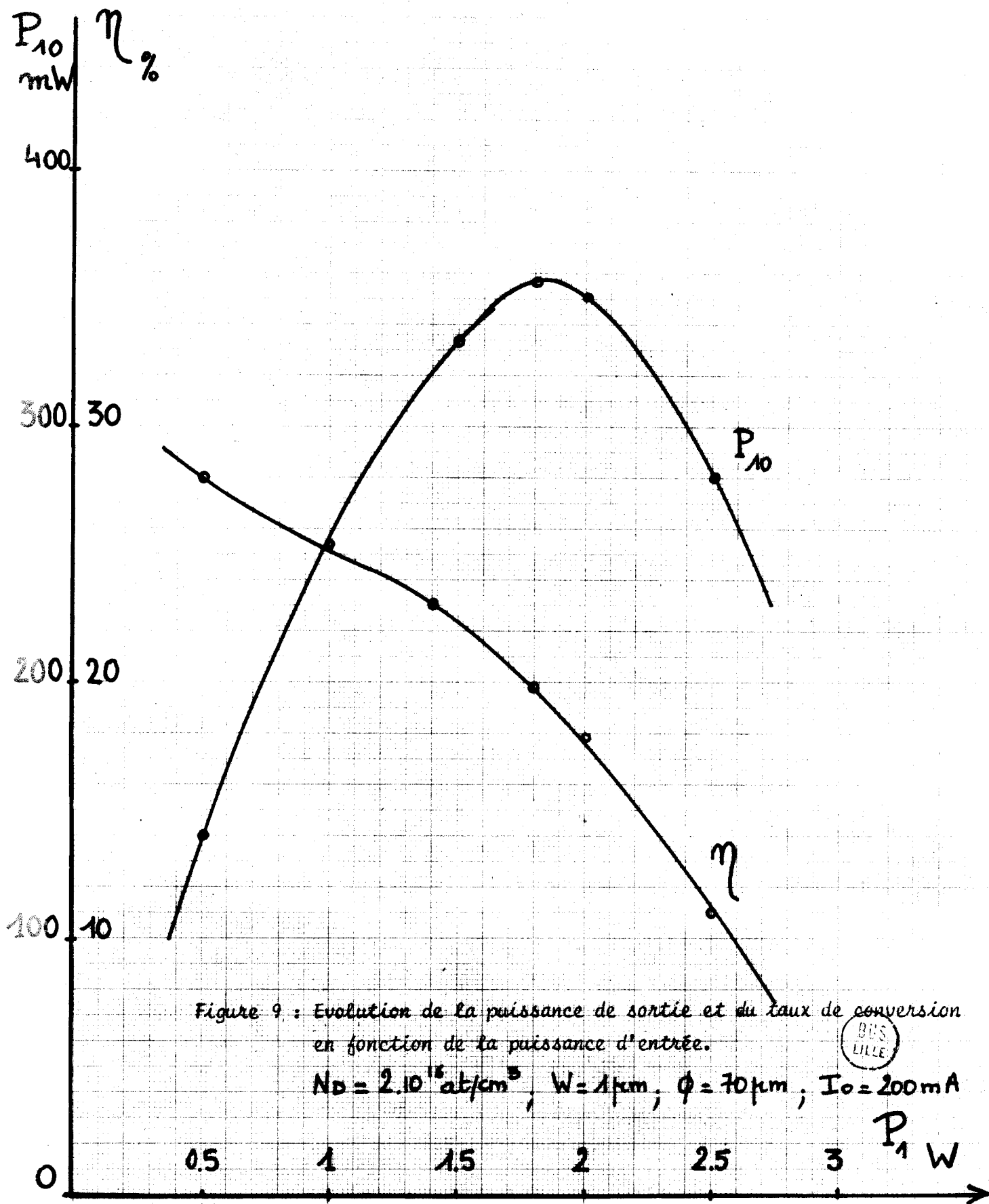
L'ensemble de ces résultats est tout à fait conforme aux déductions de la théorie analytique en régime sinusoïdal pur (13), on peut admettre d'ailleurs que le caractère non linéaire du fonctionnement est lié surtout au niveau d'entrée, et que la fréquence d'avalanche décroît avec le niveau, ce qui explique l'évolution des impédances signalées précédemment.

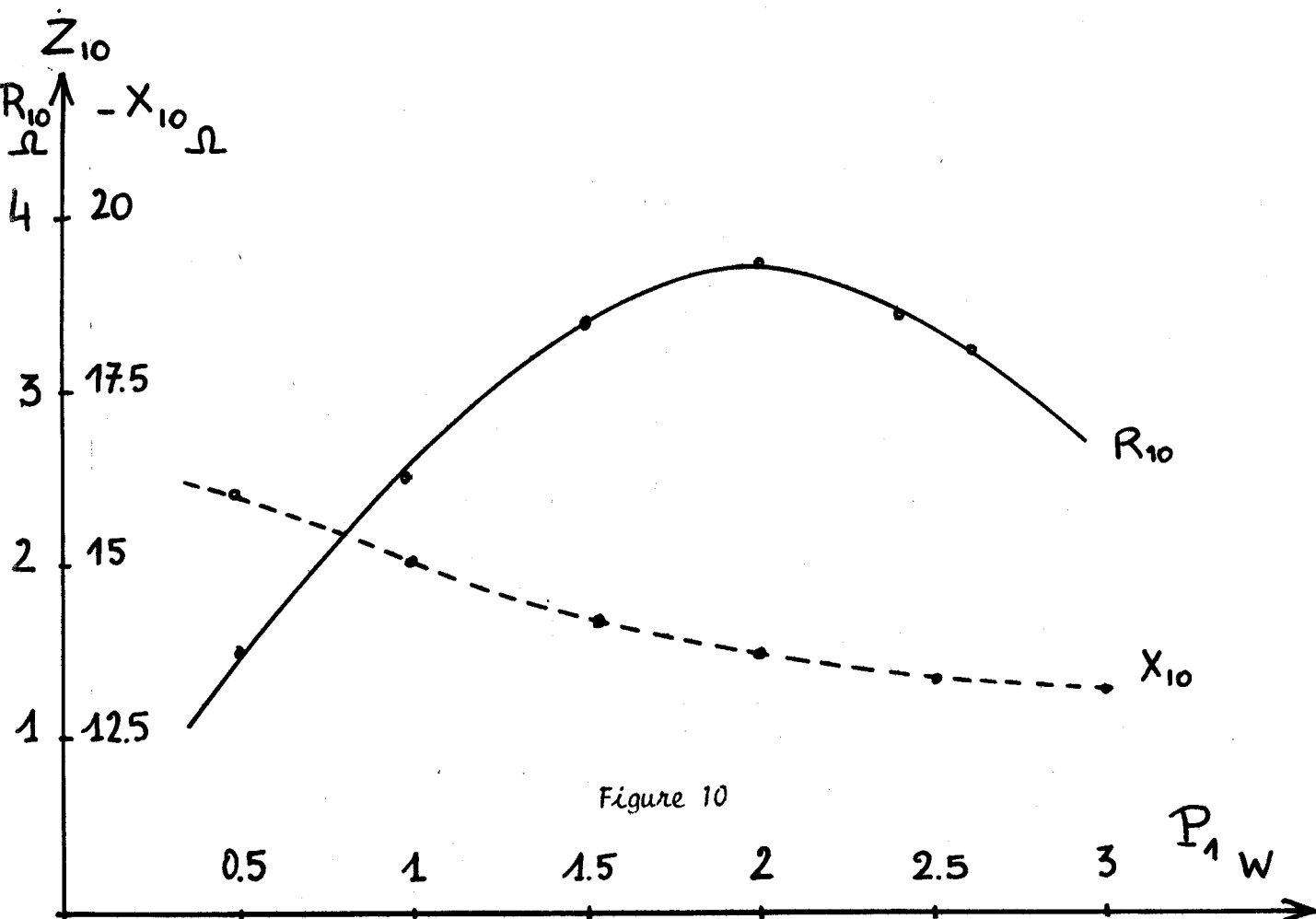
Un autre effet mérite d'être signalé car il revêtira en pratique un intérêt considérable, il s'agit de l'effet de redressement de la diode. Lorsqu'on travaille à courant constant, la tension continue aux bornes de la diode diminue fortement quand la puissance d'entrée augmente comme le montre la figure 12. Cet effet est extrêmement intéressant car il permettra d'appliquer de plus fortes densités de courant dans la jonction sans atteindre ses limites thermiques.

### 1 - 3 - 5 - Influence du courant de polarisation

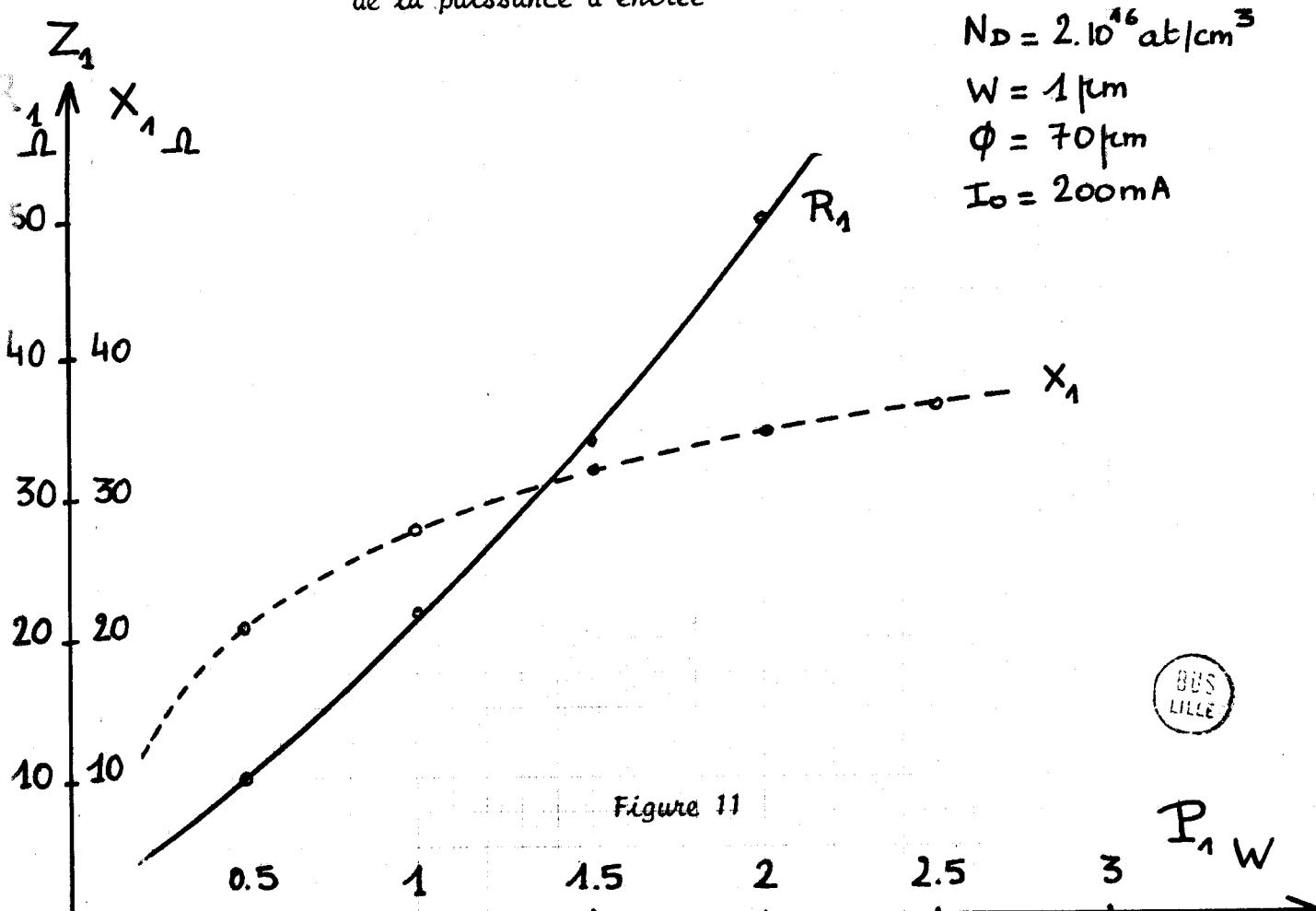
A niveaux d'entrée et de sortie constants, l'influence du courant de polarisation est assez semblable à celle de la puissance d'entrée. Les puissances de sortie et d'entrée augmentent avec  $I_0$ , d'autant plus vite que les niveaux mis en jeu sont importants. On constate cependant sur la figure 13 qu'il existe un courant de seuil correspondant au courant minimal pour lequel la résistance négative de la diode est supérieure à la résistance série. La valeur de ce courant est d'autant plus faible que le champ périodique régnant dans la structure est faible.

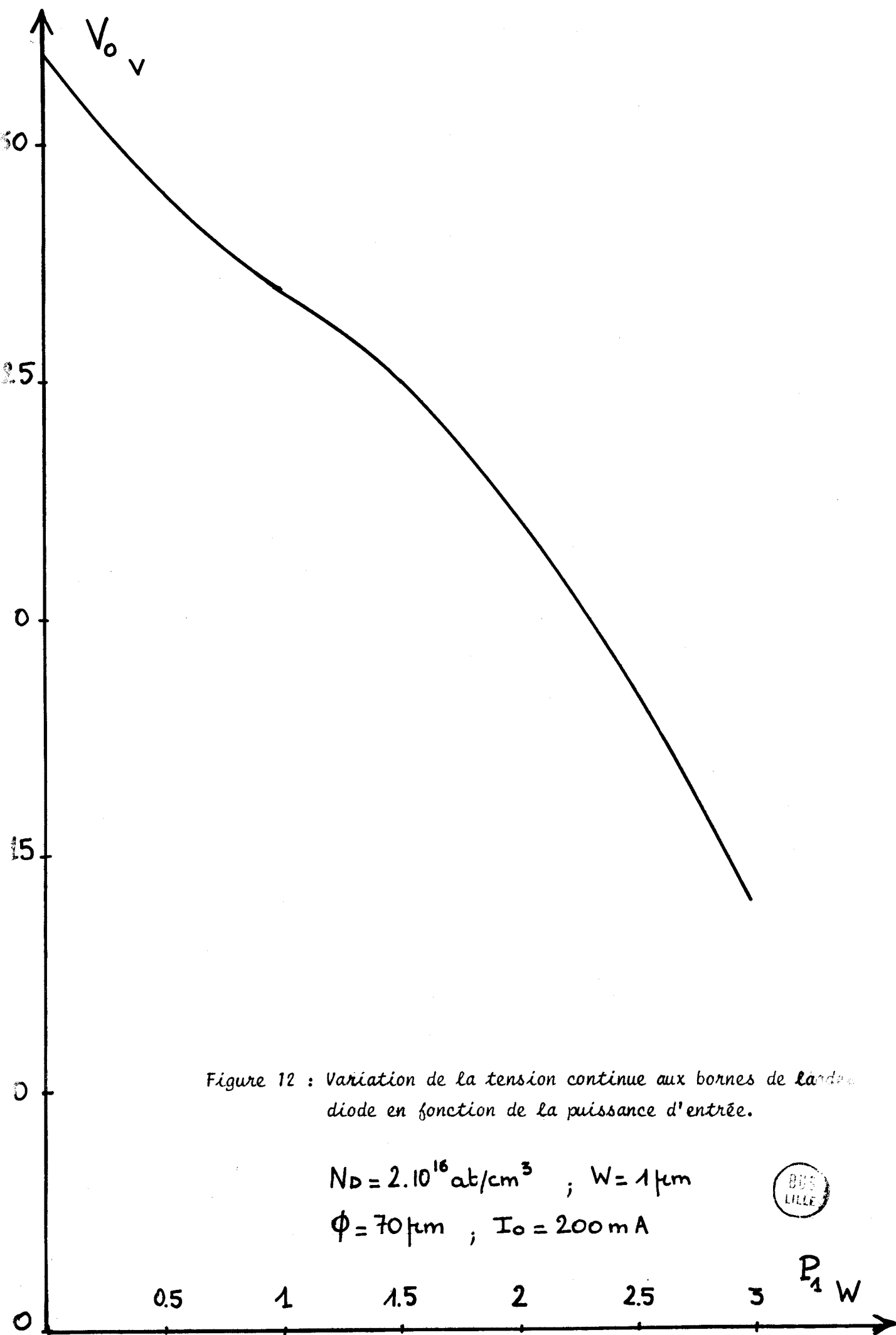






Evolution des impédances d'entrée et de sortie en fonction de la puissance d'entrée





Pour une puissance d'entrée et un niveau de sortie constants, les évolutions sont très différentes comme le montre la figure 14. En effet, quand le courant augmente, la composante du champ à la fréquence d'entrée diminue si la puissance d'entrée reste constante : le fonctionnement est donc moins violemment non linéaire, et le taux de conversion augmente tant que la composante fondamentale du champ est suffisante. Pour la même raison, l'impédance d'entrée de la diode décroît rapidement quand le courant augmente, figure 15. La résistance négative de la diode augmente de façon importante alors que la réactance de sortie varie peu avec le courant, figure 16.

Une des conséquences de cette étude est que pour chaque valeur du courant de polarisation, il existe une valeur limite de la puissance d'entrée, pour laquelle l'amplitude du champ électrique périodique devient du même ordre que le champ continu. Au-delà, nous nous trouvons durant une partie de la période dans un régime de polarisation en direct que notre modèle ne peut pas décrire.

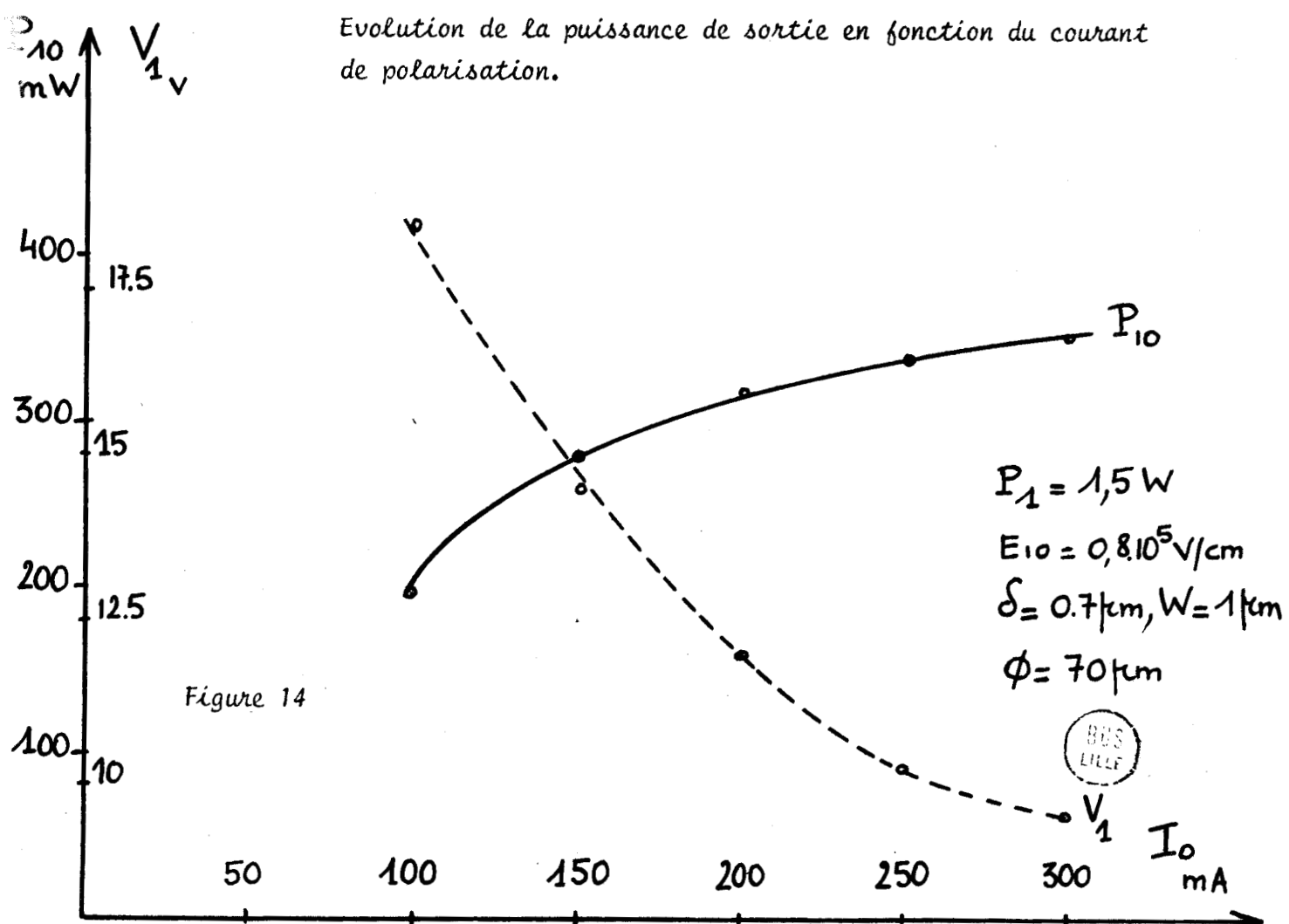
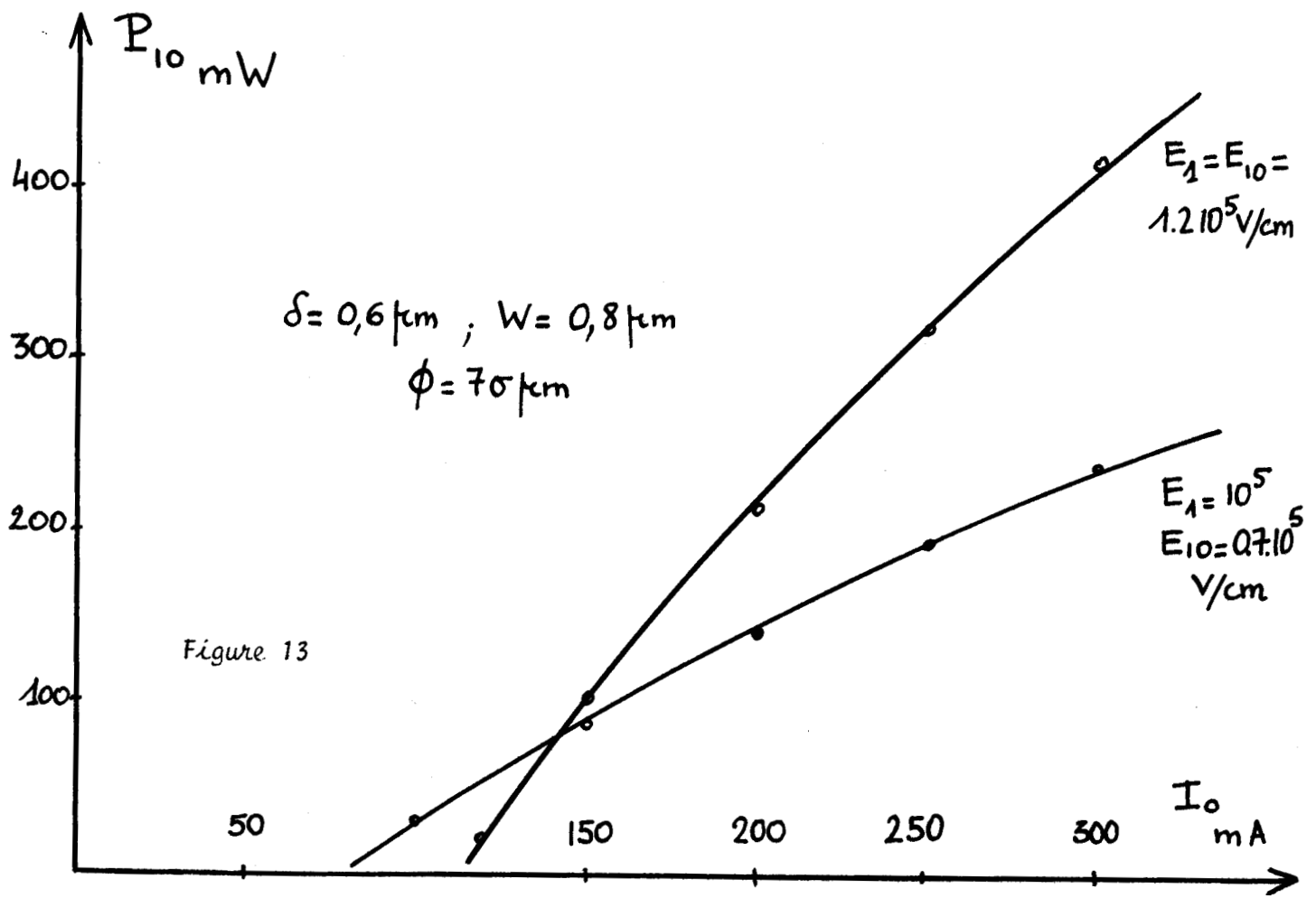
On peut cependant retenir de cette étude en fonction du courant, que la puissance de sortie varie peu au voisinage de ses valeurs maximales, il existe donc une large gamme de courant pour laquelle cette puissance est pratiquement constante. Comme, par contre, les impédances d'entrée et de sortie varient très vite avec le courant, celui-ci jouera un rôle déterminant dans l'adaptation de la diode à la structure hyperfréquence associée.

### 1 - 3 - 6 - Influence de la fréquence

Si l'on veut utiliser un multiplicateur de fréquence comme élément de base d'une source wobulée, il paraît primordial d'étudier l'évolution de ses performances en fonction de la fréquence.

Les courbes donnant l'évolution de la puissance de sortie et de l'impédance d'entrée représentées figures 17 et 18 laissent augurer un excellent comportement en fréquence de ce type de dispositif. Le problème est cependant plus complexe, car, comme le montre la figure 19, les variations de l'impédance de sortie avec la fréquence sont très importantes et surtout la résistance négative décroît très fortement quand la fréquence augmente.

Bien que potentiellement le dispositif se prête à un fonctionnement sur une très large bande, il sera cependant difficile d'éliminer la présence des harmoniques de rangs inférieurs. Ce problème important justifierait l'entreprise d'une étude plus complète des possibilités de wobulation offertes par un multiplicateur à avalanche.



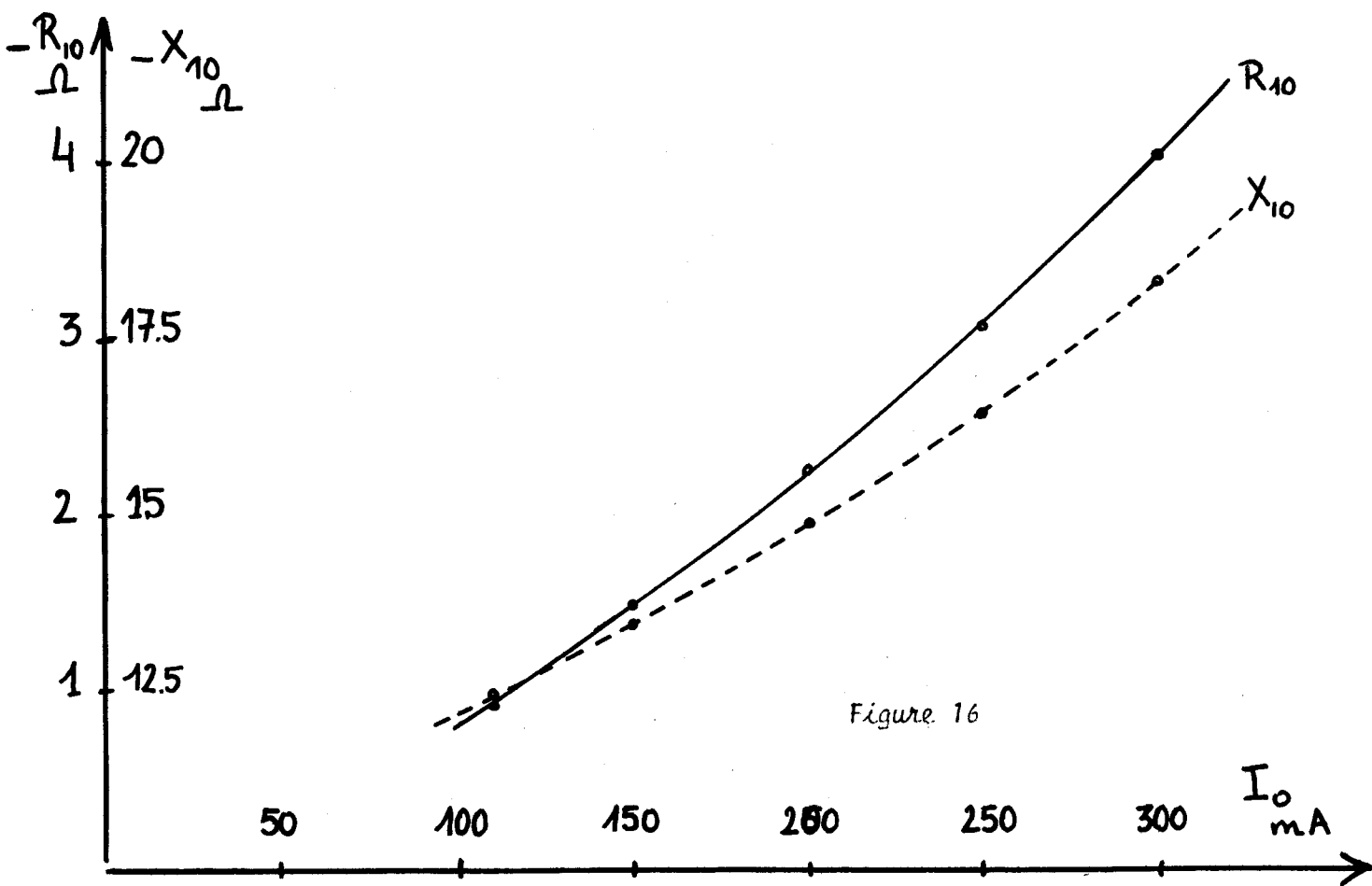


Figure 16

Evolution des impédances d'entrée et de sortie en fonction du courant de polarisation.

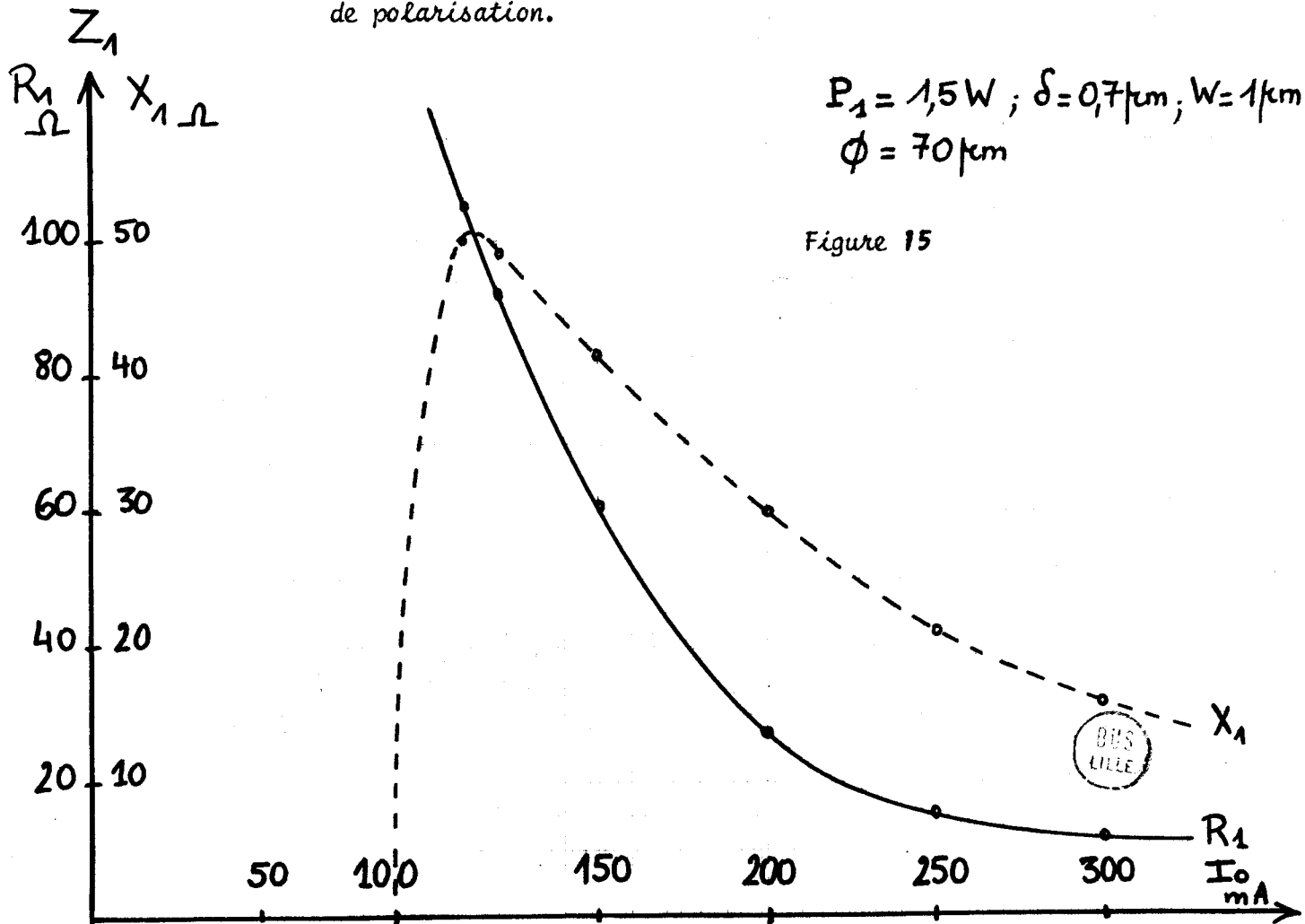
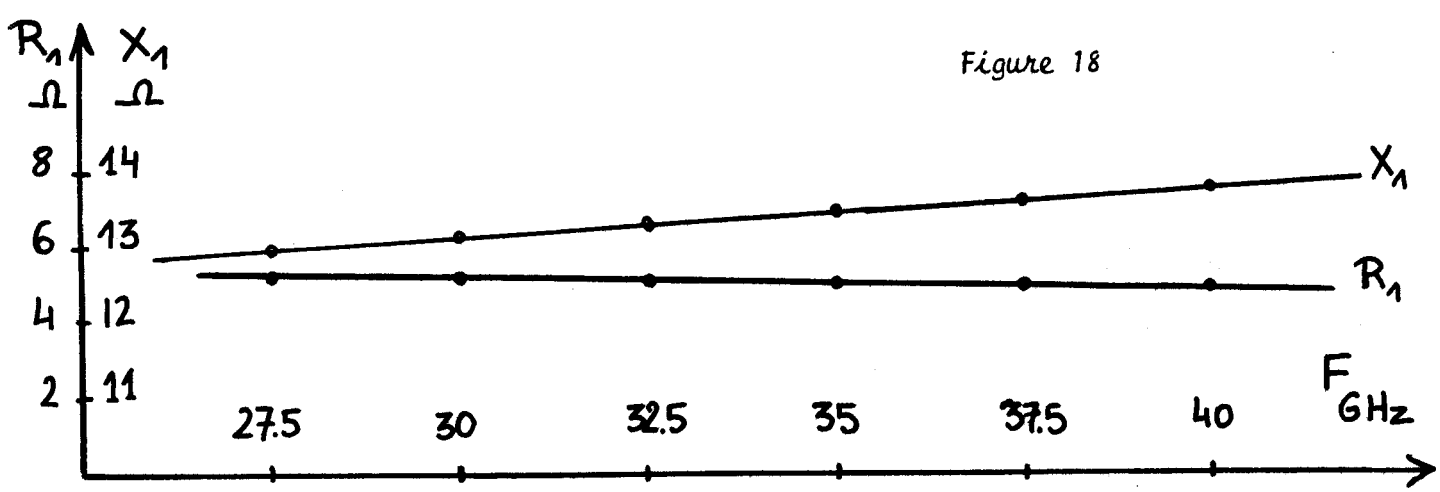
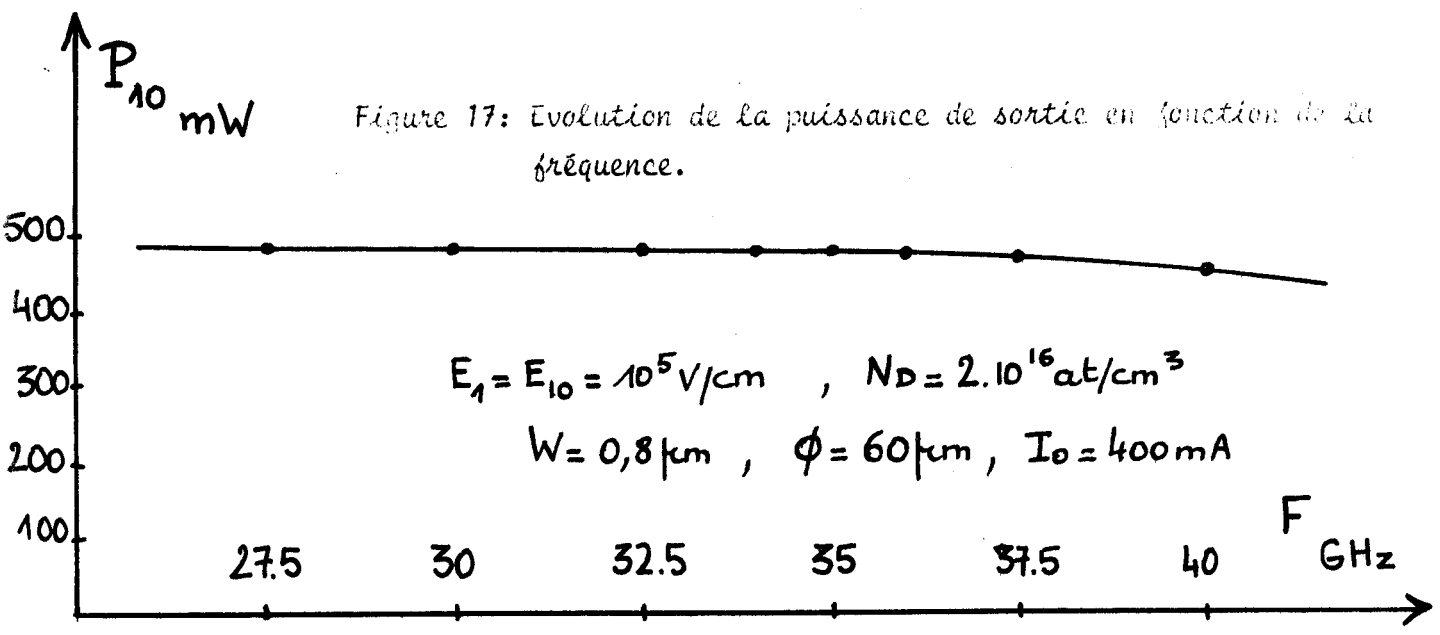
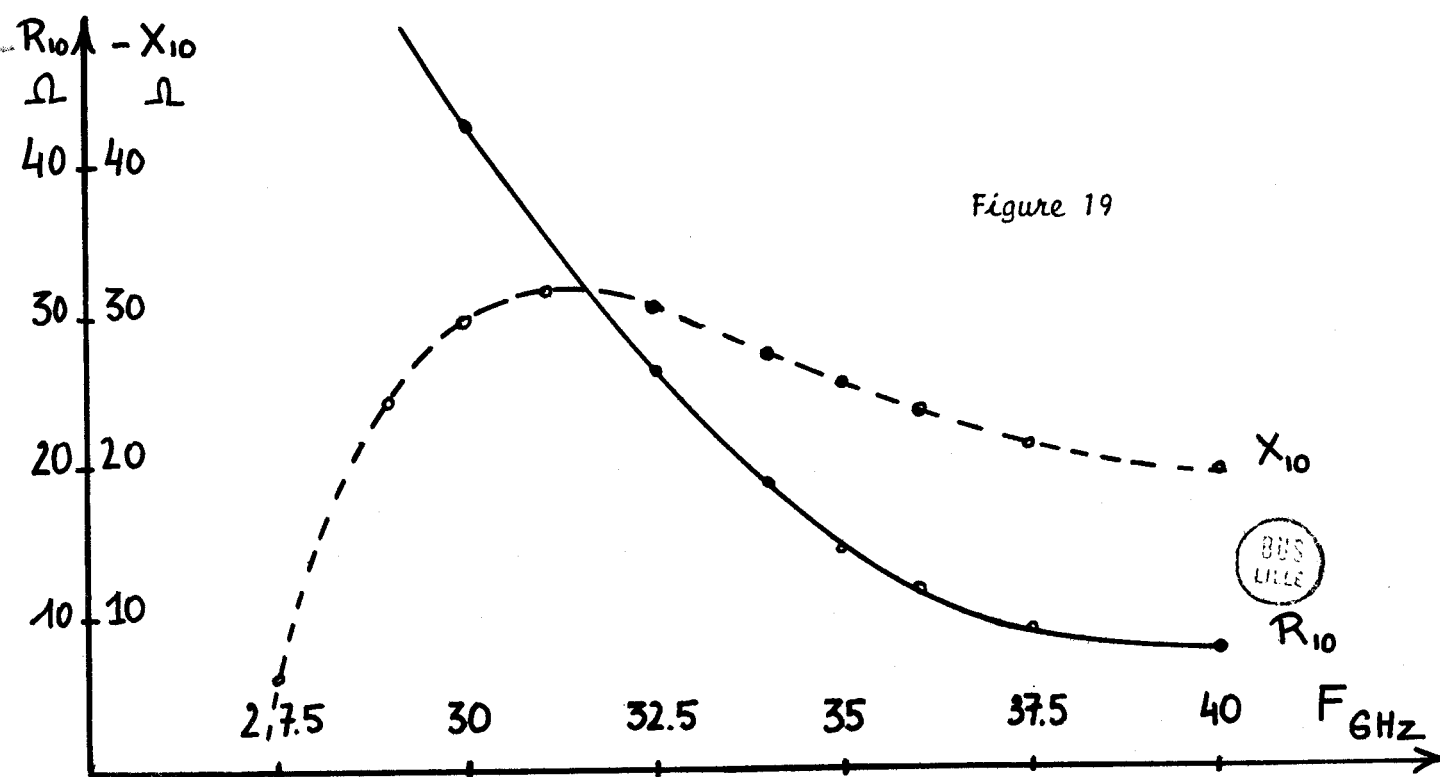


Figure 15

$P_1 = 1,5 W$  ;  $\delta = 0,7 \mu m$  ;  $W = 1 \mu m$   
 $\phi = 70 \mu m$



Evolution des impédances d'entrée et de sortie en fonction de la fréquence.



### 1 - 3 - 7 - Influence du rang d'harmonique

Pour une fréquence de sortie de 35 GHz, nous avons étudié l'influence du rang d'harmonique sur la puissance de sortie et le taux de conversion à puissance d'entrée et courant de polarisation constants. Puisque la fréquence de sortie est constante, la fréquence d'entrée diminue avec le rang d'harmonique suivant la loi :  $F_1 = 35/n$  GHz. Le mécanisme donnant lieu à la multiplication est donc d'autant plus non linéaire que le rang d'harmonique est élevé, ce qui entraîne une diminution du taux de conversion et donc de la puissance de sortie, à puissance d'entrée constante. Cette évolution est représentée figure 20. Ces courbes montrent que la puissance et le taux de conversion semblent suivre une loi voisine de  $1/n$  ; en pratique donc au-delà de  $n = 30$ , ces performances ne décroissent plus que très faiblement.

La conclusion assez remarquable que l'on peut tirer de cette étude est que le caractère violemment non linéaire de l'avalanche permet la multiplication de fréquence jusqu'à des rangs très élevés tout en conservant des puissances et des taux de conversion intéressants. Cette propriété permet d'envisager l'utilisation de sources primaires à éléments solides facilement synchronisables par des oscillateurs à quartz et par là très stables.

### 1 - 3 - 8 - Influence de la structure de la diode

#### 1 - 3 - 8 - 1 - Etude du modèle $\delta - W$

Dans un premier stade, nous allons étudier l'influence des variations de l'épaisseur de la zone d'avalanche et de la zone de transit sur les performances en admettant que le profil de champ continu est tel que les effets paramétriques ne se produisent pas. Nous étudierons successivement l'influence de l'épaisseur  $\delta$  de la zone d'avalanche pour une zone de transit donnée et l'influence de la largeur  $W - \delta$  de la zone de transit à  $\delta$  constant. Nous admettrons comme précédemment que le courant de fonctionnement est inversement proportionnel à l'épaisseur de la zone désertée pour un taux de modulation donné.

#### a) Influence de l'épaisseur $\delta$ de la zone d'avalanche

Les variations de la puissance de sortie et du taux de conversion en fonction de  $\delta$  apparaissent sur la figure 21. La puissance de sortie est pratiquement indépendante de  $\delta$  et le rendement est une fonction croissante de  $\delta$ . Ceci peut s'expliquer en considérant que le régime est d'autant moins non linéaire que  $\delta$  est plus grand (augmentation du rendement), mais cet effet est minimisé par la diminution du courant  $I_0$  en fonction de  $\delta$ . Notons cependant la saturation du taux de conversion pour  $\delta \geq 0,8 \mu\text{m}$ .



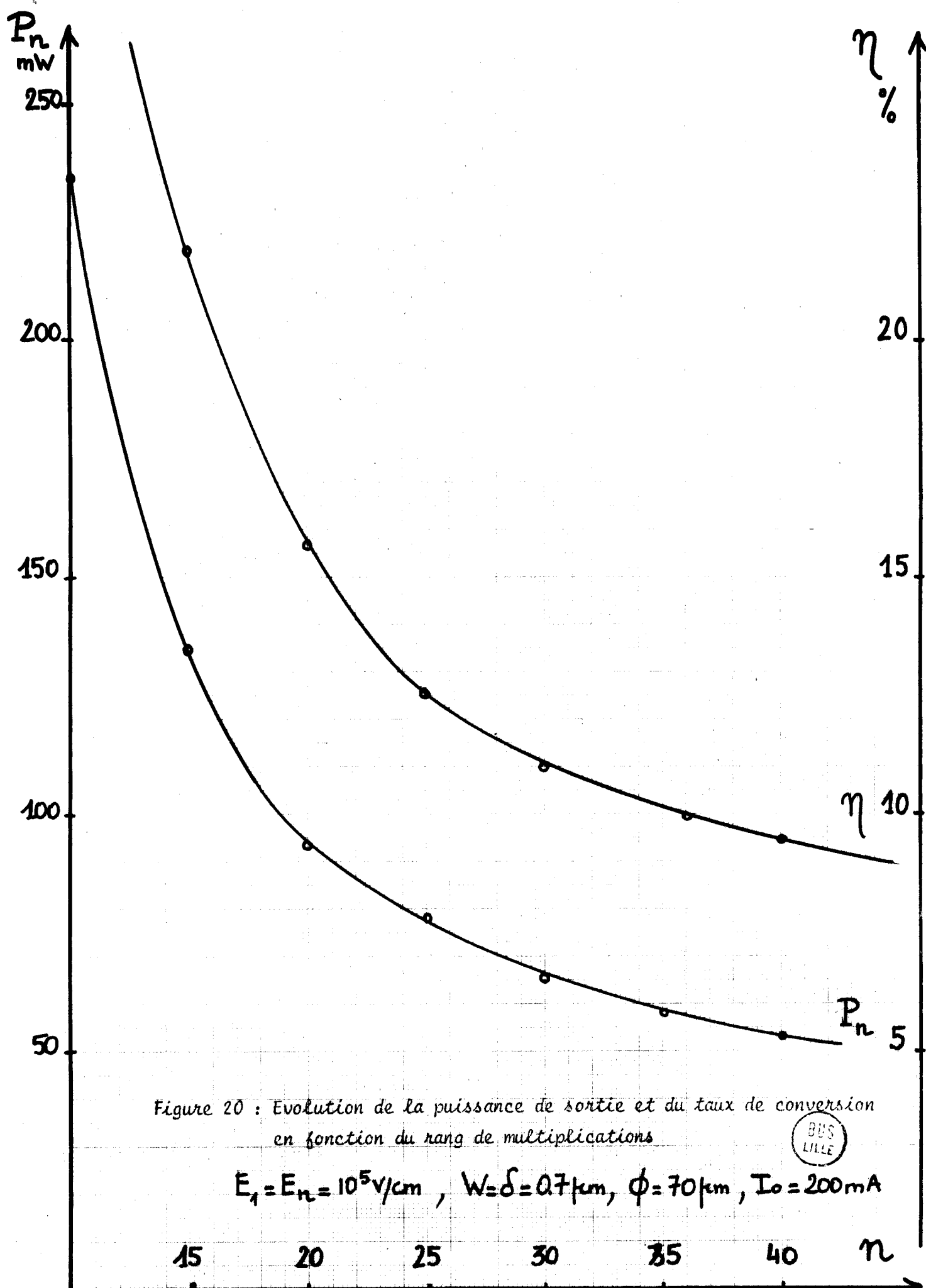


Figure 20 : Evolution de la puissance de sortie et du taux de conversion en fonction du rang de multiplications

$$E_1 = E_n = 10^5 \text{ V/cm}, W = \delta = 0.7 \mu\text{m}, \phi = 70 \mu\text{m}, I_0 = 200 \text{ mA}$$

BUS  
LILLE

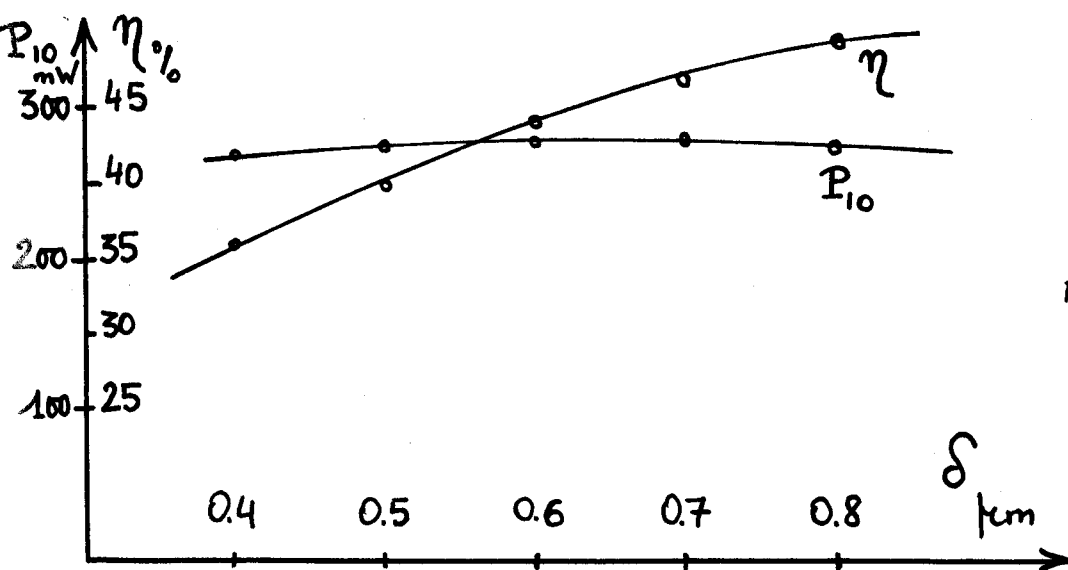


Figure 21

$$W = \delta + 0.1 \mu\text{m} \quad I_0 = 3.4 \sqrt{\frac{S}{W}} \\ E_1 = E_{10} = 10^5 \text{ V/cm} \quad \phi = 50 \mu\text{m}$$

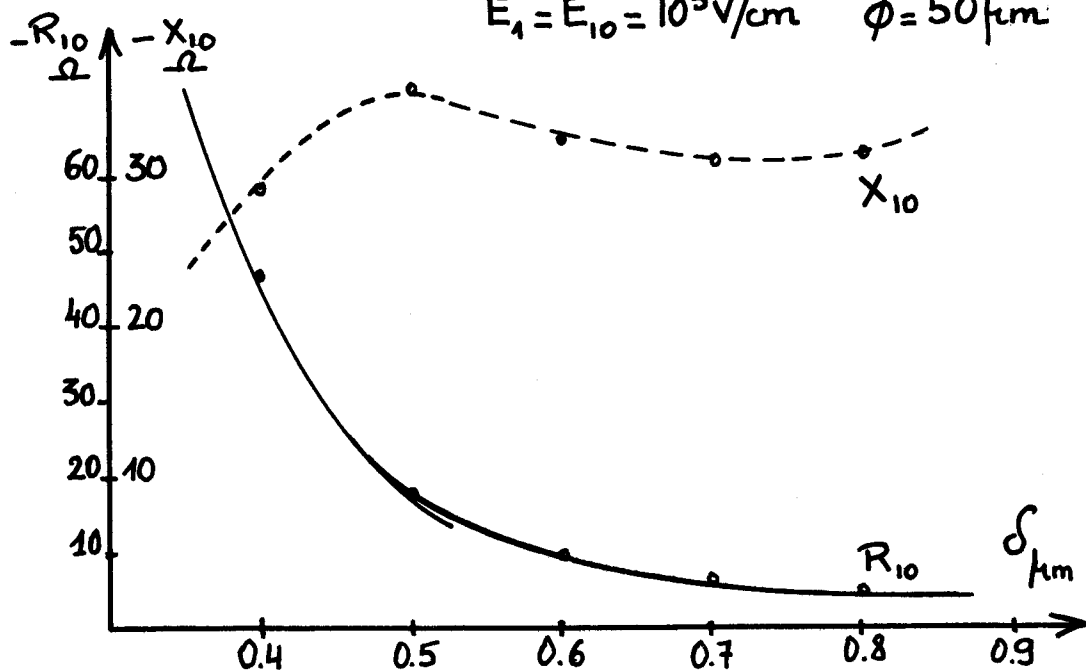


Figure 22

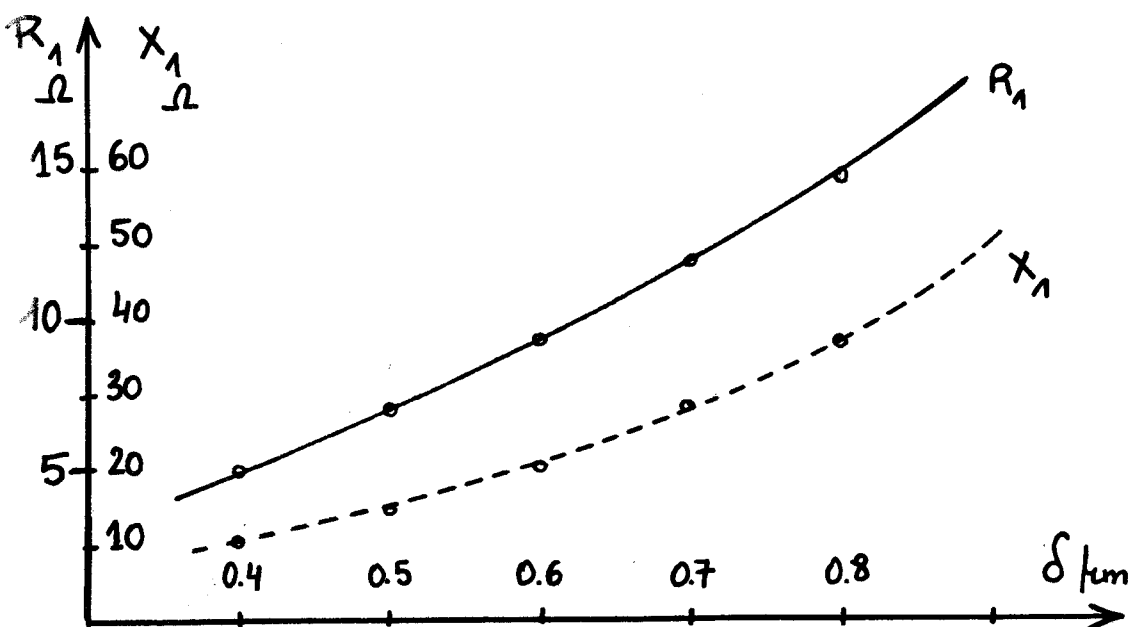


Figure 23



Si la puissance de sortie varie très peu avec  $\delta$ , il n'en va pas de même de la résistance négative de la diode qui décroît très rapidement comme on le voit sur la figure 22. L'impédance d'entrée, en revanche, croît avec  $\delta$  (figure 22) puisque la tension d'entrée augmente alors que le courant diminue.

Cette étude montre que l'épaisseur de la zone d'avalanche ne constitue pas un paramètre critique. Le choix de la valeur optimale doit tenir compte de la puissance de sortie, du taux de conversion et de la résistance négative

$$0,5 \leq \delta \leq 0,8 \text{ } \mu\text{m}$$

b) Influence de l'épaisseur  $W - \delta$  de la zone de transit

Pour une configuration donnée du champ électrique alternatif dans la zone d'avalanche, on constate sur la figure 24 que la puissance de sortie augmente avec l'angle de transit puis passe par un maximum pour une épaisseur  $W - \delta$  voisine de  $0,8 \text{ } \mu\text{m}$ . Ceci correspond à un angle de transit optimum de  $0,7 \pi$  nettement différent de l'angle optimum en mode A.T.T. ( $\theta \neq \pi$ ); cet effet s'explique en considérant qu'en régime de multiplication le déphasage  $\psi_n$  est supérieur à  $\pi/2$  en valeur absolue. On peut démontrer en effet que pour un taux de modulation donné la puissance de sortie augmente avec l'angle de transit jusqu'à une valeur optimale définie par :

$$\frac{C_{10}}{\epsilon S E_{10} \times \omega_{10}} \sin \theta_{\text{opt}} + \cos (\theta_{\text{opt}} - \psi_{10}) = 0$$

Par ailleurs, le taux de conversion passe lui par un maximum pour une épaisseur  $W - \delta$  voisine de  $0,6 \text{ } \mu\text{m}$ .

Nous voyons sur la figure 25 que la résistance négative de la diode décroît lorsque l'angle de transit augmente. Ceci s'explique par le fait que le courant de fonctionnement est inversement proportionnel à  $W$  et la fréquence d'avalanche proportionnelle à  $I_0^2$  décroît en  $\sqrt{k/W}$ . La réactance de sortie reste à peu près constante pour les mêmes raisons. Il en résulte que le coefficient de qualité augmente avec l'angle de transit à la fréquence de sortie.

A la fréquence d'entrée, la tension augmente avec  $W$  alors que le courant diminue. Il en résulte une augmentation de l'impédance d'entrée comme le montre la figure 25.

Rappelons que ces conclusions ne s'appliquent que si le profil de champ est tel que n'apparaisse aucune limitation due aux effets paramétriques.

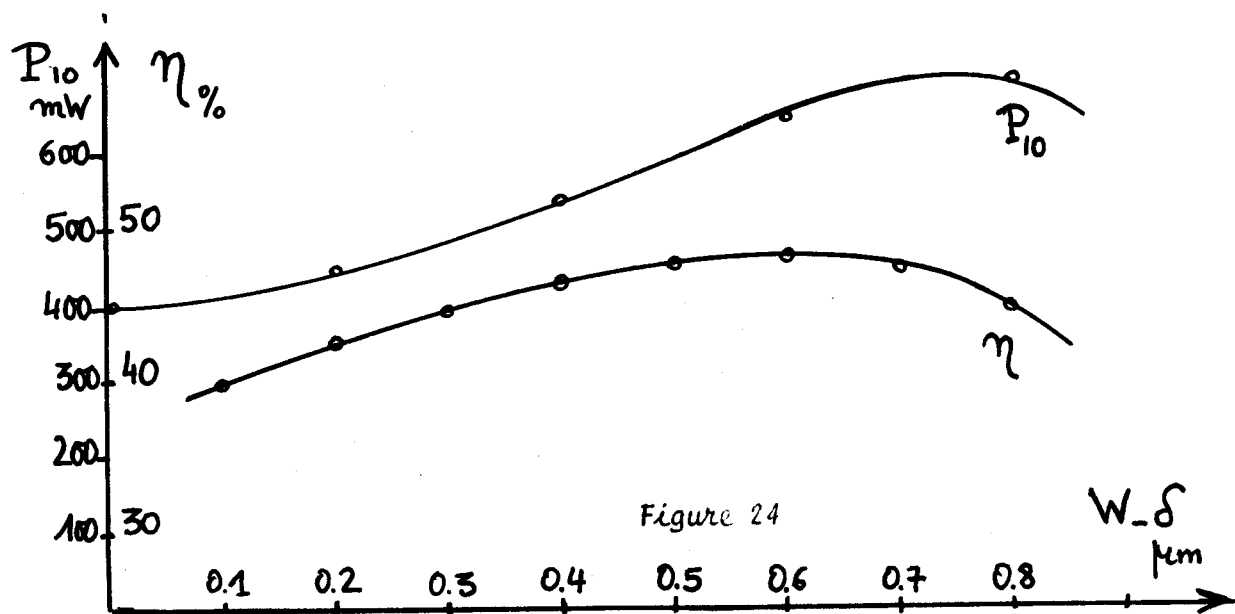


Figure 24

$$E_1 = E_{10} = 10^5 \text{ V/cm}, \quad \delta = 0.7 \mu\text{m}$$

$$\phi = 70 \mu\text{m}, \quad I_0 = 1.5 \frac{\sqrt{S}}{W}$$

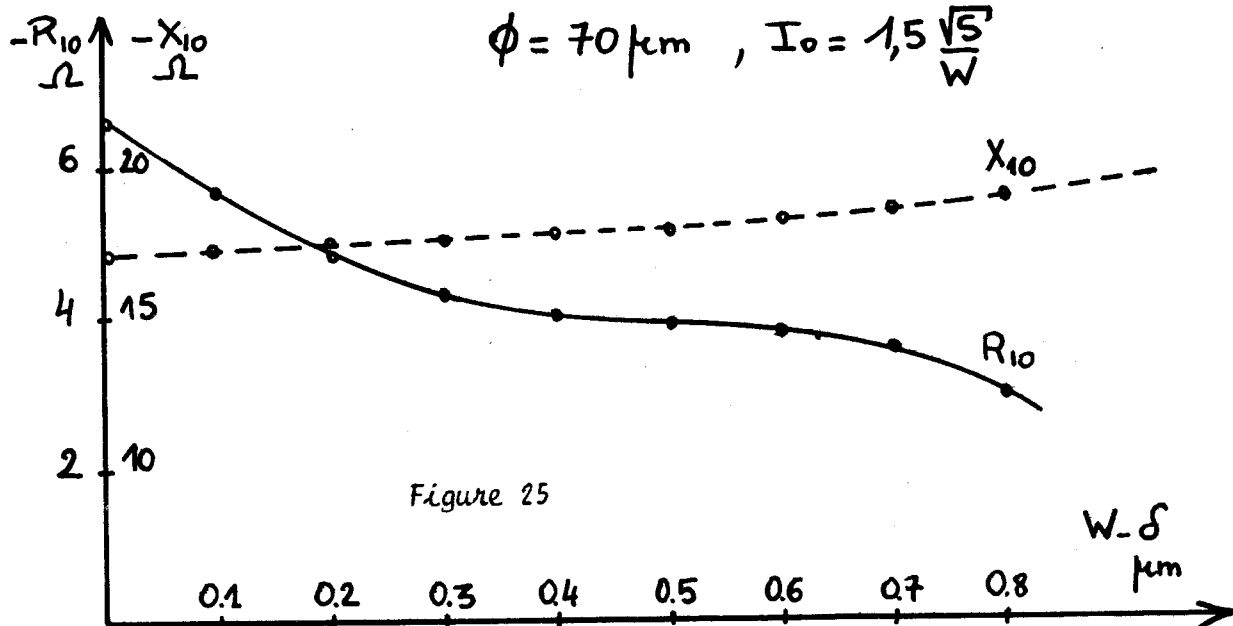


Figure 25

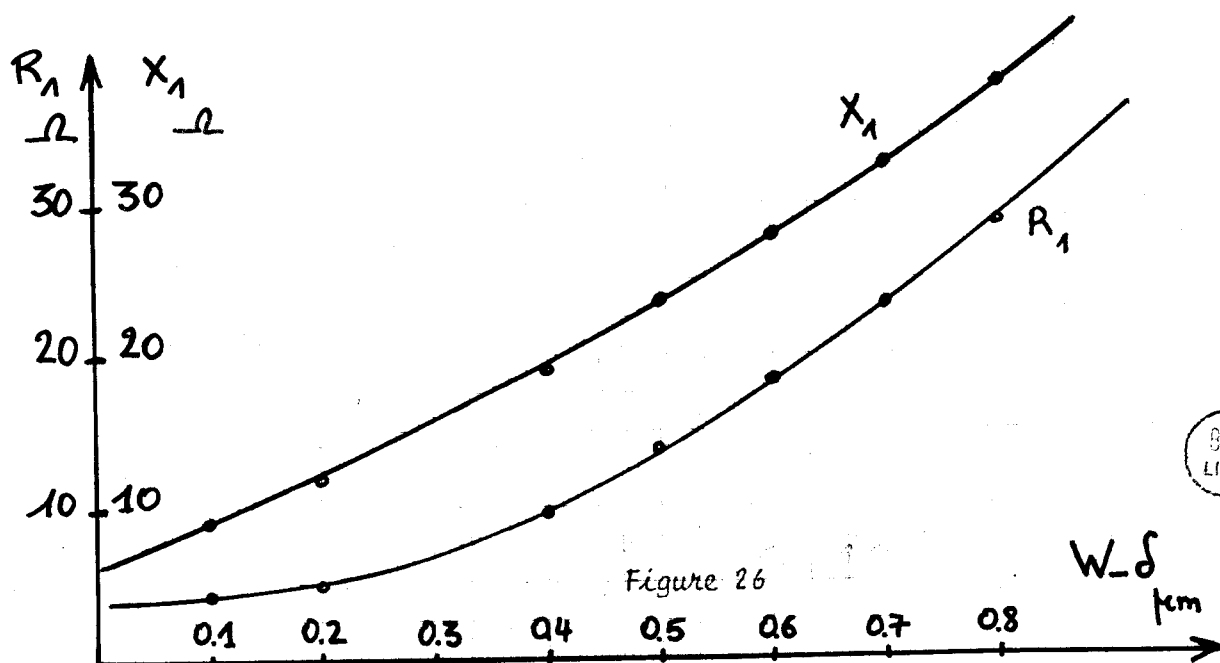
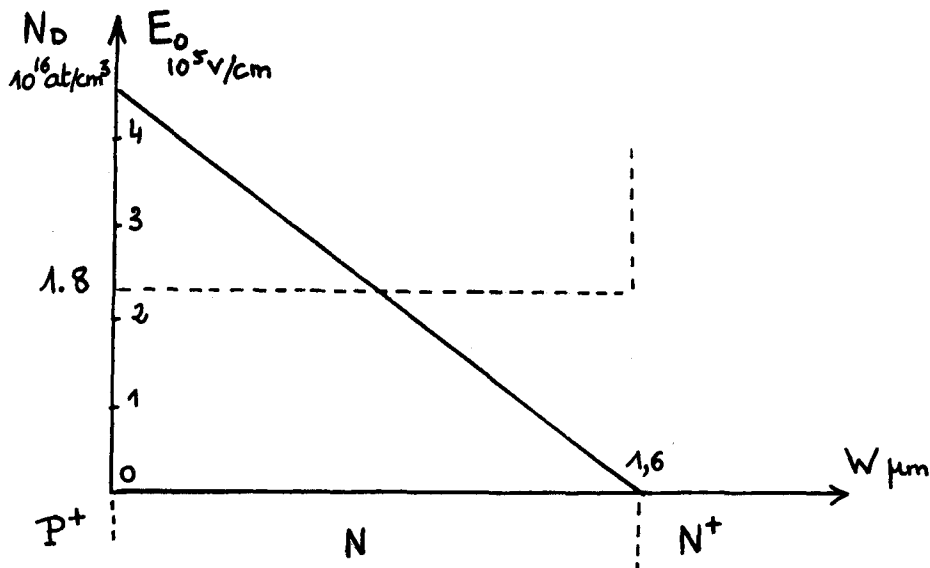


Figure 26

BUS  
LILLE

1 - 3 - 8 - 2 - Interprétation et discussion des résultats précédents :  
Définition de la structure réelle de la diode multiplicatrice.

Nous avons vu que l'épaisseur de la zone d'avalanche n'était pas un paramètre critique et pouvait varier de 0,5 à 0,9  $\mu\text{m}$  environ et que d'autre part, l'épaisseur optimale de la zone de transit était voisine de 0,8  $\mu\text{m}$  dans le cas d'un profil idéal. Si l'on envisage le cas le plus simple d'une diode du type  $P^+N N^+$  à dopage constant dans la zone N, une zone d'avalanche  $\delta$  comprise entre 0,5 et 0,9  $\mu\text{m}$  peut être obtenue en utilisant un dopage  $N_D$  compris entre 1 et  $2 \cdot 10^{16}$  at/cm<sup>3</sup>. Pour obtenir une épaisseur totale de zone désertée comprise entre 1,3 et 1,7  $\mu\text{m}$ , le dopage doit être de l'ordre de 1,7 à  $2 \cdot 10^{16}$  at/cm<sup>3</sup> (14). Il semblerait donc que l'on puisse réaliser la diode idéale avec la structure suivante.



En fait, il faut tenir compte des limitations précédemment décrites dans le mode de traitement de la zone de transit.

- La perte de puissance dans la zone non désertée devient très importante surtout à haute température dès que l'amplitude du champ électrique régnant dans la structure dépasse la valeur du champ électrique continu au niveau du substrat.

- Pour un dopage  $N_D$  donné, le courant total dans la diode ne peut dépasser la valeur  $Q N_D S v_0$ .

Dans les paragraphes précédents, nous avons considéré des cas où l'amplitude maximale du champ électrique périodique était de  $2 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$ . L'existence d'un tel champ est incompatible avec un profil triangulaire tel que nous venons de le décrire. En effet, pour ne pas avoir d'effets paramétriques, il faudrait un champ continu au niveau du substrat supérieur ou égal à  $2 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$ .

Or, la multiplication de fréquence étant par définition liée à des phénomènes non linéaires, le point le plus important est de pouvoir appliquer un champ de grande amplitude dans la structure. On peut alors envisager une diode à profil différencié de façon à maintenir un champ continu élevé au niveau du substrat.

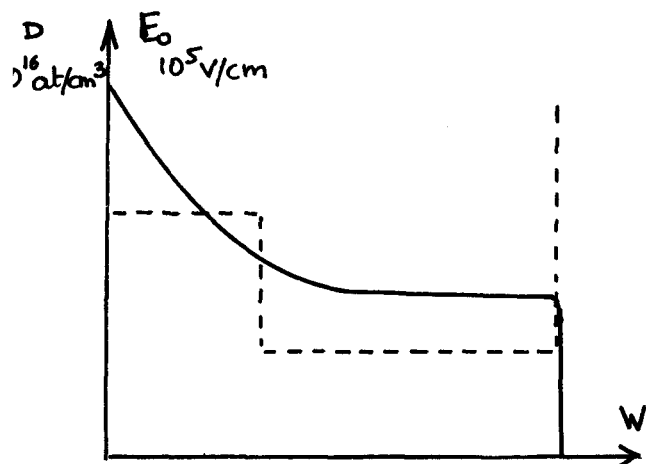


Figure 27 : Profil différencié

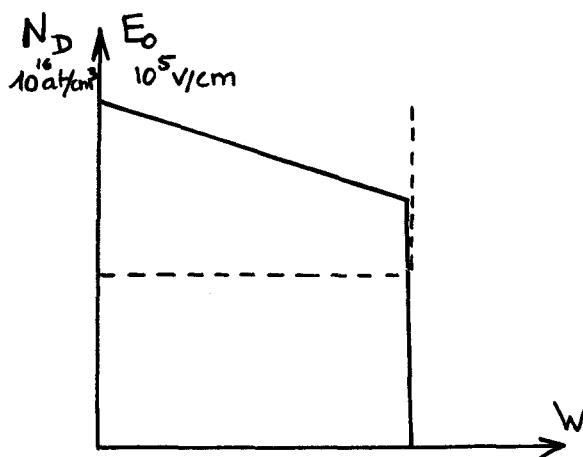


Figure 28 : Profil tronqué

Etant données les dimensions des diodes millimétriques, ce type de structure pose de délicats problèmes de réalisation et surtout de reproductibilité. Nous écarterons ces structures à profil différencié et nous limiterons notre étude aux structures à dopage constant, à profil tronqué (figure 28).

Si nous utilisons une diode à dopage constant, la valeur du dopage est fonction des dimensions de la zone d'avalanche que l'on désire. Pour ce dopage, nous allons ensuite étudier l'influence d'une zone de transit en tenant compte de toutes les limitations dues aux effets paramétriques.

La figure 29 montre l'évolution de la puissance de sortie et des impédances d'entrée et de sortie en fonction de l'épaisseur  $W - \delta$  de la zone de transit pour la même configuration de champ que précédemment, le dopage étant égal  $1,5 \cdot 10^{16} \text{ at/m}^3$ . On constate que la puissance de sortie croît moins vite dès que les effets paramétriques apparaissent et qu'elle tend à se saturer pour  $W - \delta = 0,5 \mu\text{m}$ . Pour le taux de modulation choisi cette valeur correspond d'ailleurs à l'épaisseur maximale de la zone de transit pour laquelle la vitesse d'extraction des porteurs n'est pas supérieure à leur vitesse limite. Les courbes d'impédance ont la même allure que précédemment.

Si l'on cherche maintenant à obtenir le maximum de puissance en sortie, ce qui revient à appliquer le taux de modulation maximum dans la zone d'avalanche, on voit sur la figure 30 que l'épaisseur optimale de la zone de transit se situe aux environs de  $0,25 \mu\text{m}$  pour une diode tronquée de dopage  $N_D = 1,5 \cdot 10^{16} \text{ at/cm}^3$ .

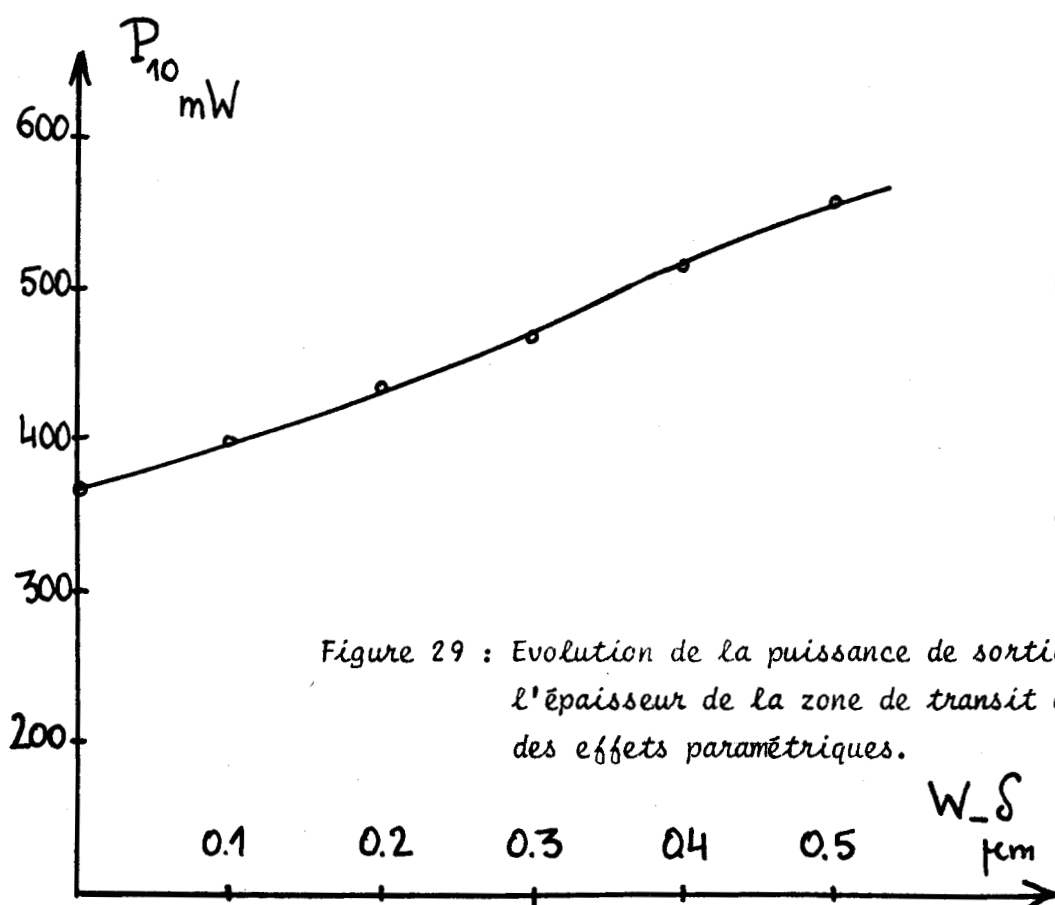


Figure 29 : Evolution de la puissance de sortie en fonction de l'épaisseur de la zone de transit en tenant compte des effets paramétriques.

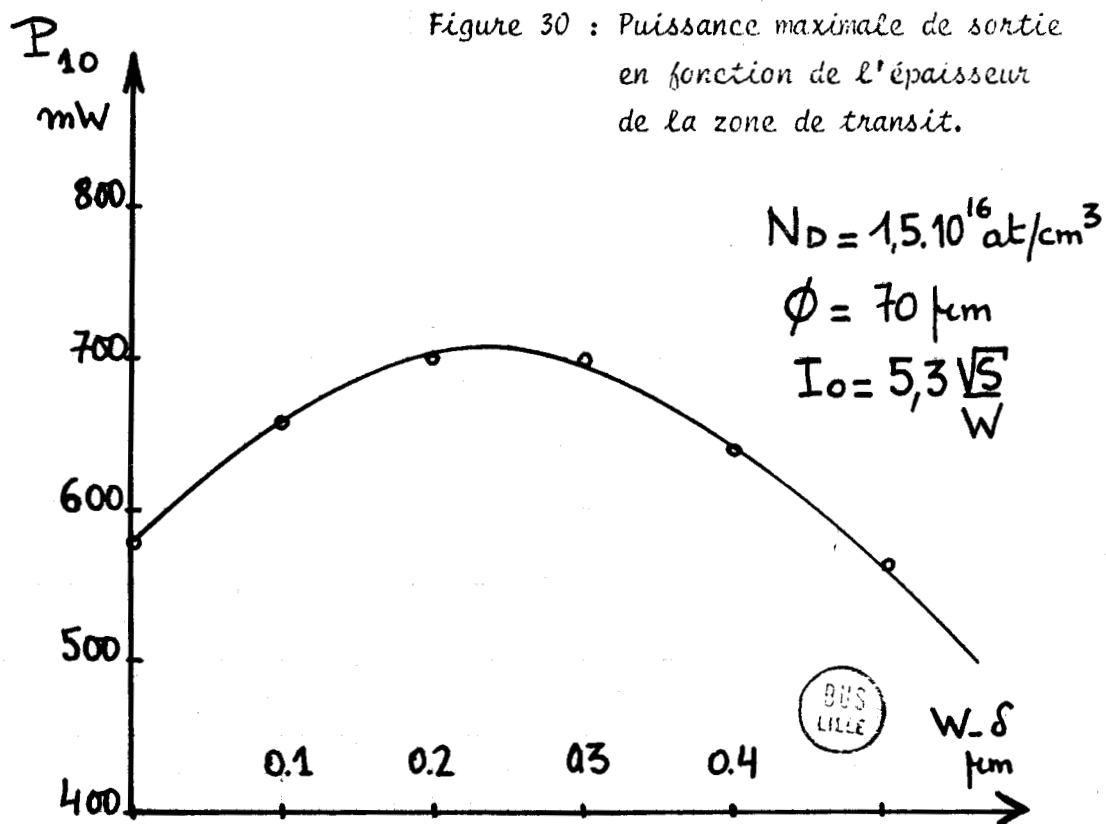


Figure 30 : Puissance maximale de sortie en fonction de l'épaisseur de la zone de transit.

On peut tirer de cette étude quelques conclusions importantes :

- Dans le cas de diodes à dopage constant, la meilleure structure pour la multiplication de fréquence est une structure à profil de champ fortement tronqué permettant d'appliquer des champs hyperfréquences de grande amplitude sans que n'apparaissent les effets paramétriques.

- Ces profils de champ correspondent à un rapport  $\delta/W$  proche de 1, ce qui différencie nettement les diodes de multiplication et les diodes A.T.T. pour lesquelles on recherche le rapport  $\delta/W$  le plus petit possible. Signalons d'ailleurs que cette condition rend les diodes du type  $N^+P P^+$  plus intéressantes en mode A.T.T. alors que pour la multiplication de fréquence les deux structures  $P^+N N^+$  et  $N^+P P^+$  apparaissent comme équivalentes.

Les diodes optimisées pour la multiplication ne fourniront pas ou très peu de puissance en mode A.T.T. ce qui simplifiera la structure des circuits hyperfréquences. En effet, on n'aura pas besoin d'éliminer les oscillations parasites qui n'auraient pas manqué de se manifester avec des angles de transit plus importants.

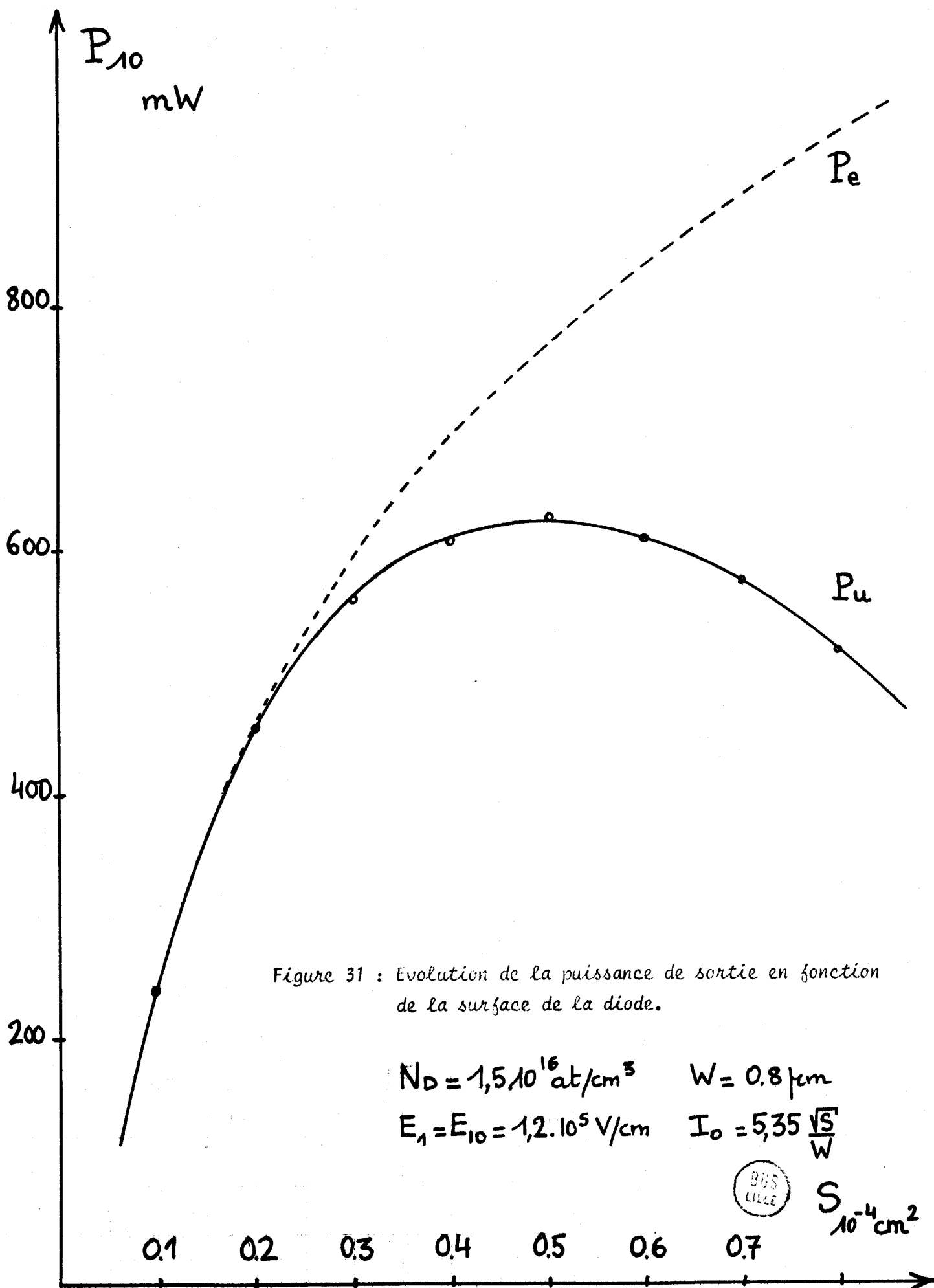
#### 1 - 3 - 8 - 3 - Influence de la surface de la jonction

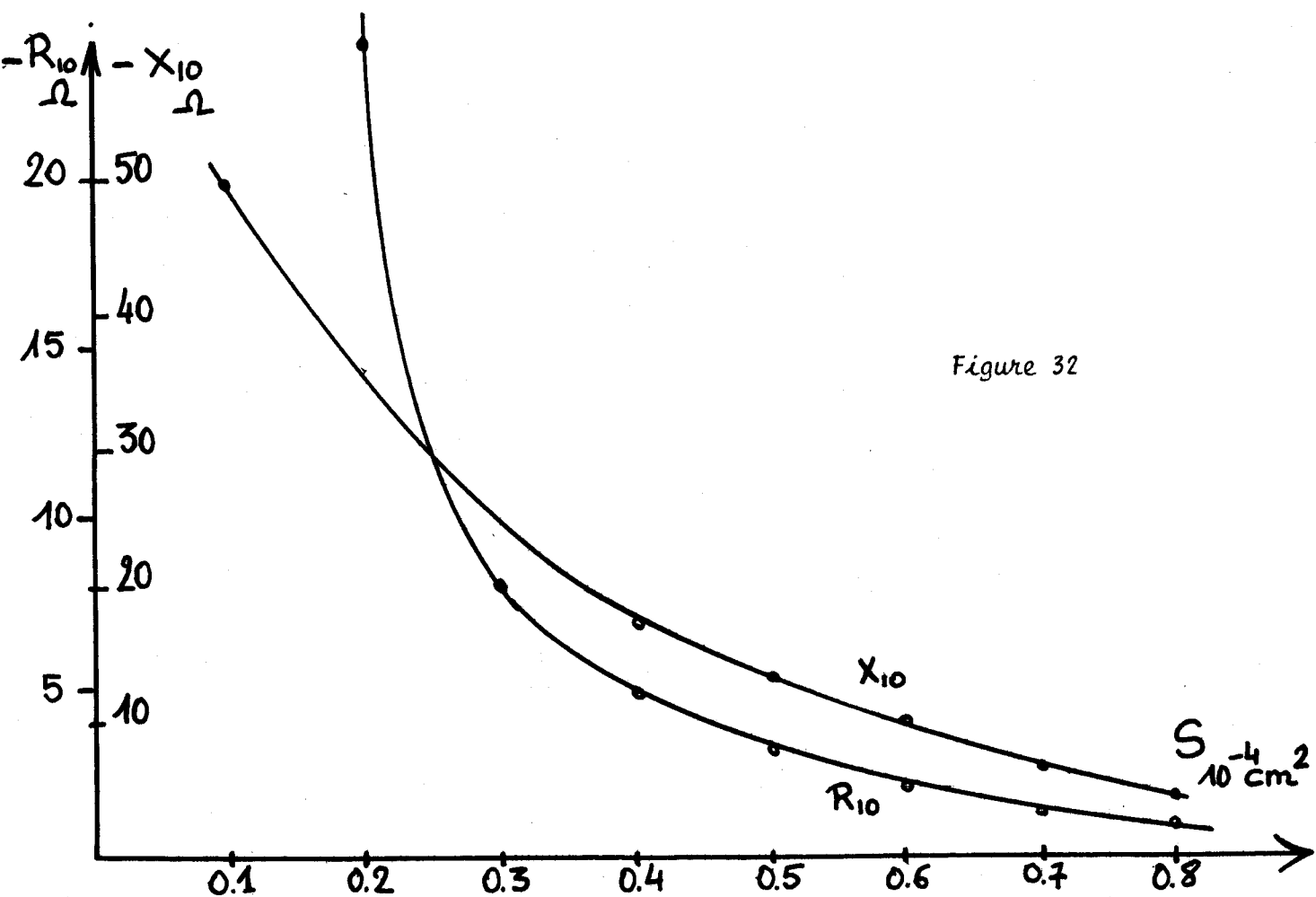
Le dernier paramètre de la diode qui nous reste à déterminer est la surface de la jonction. On sait que la puissance est une fonction croissante du courant et que, par contre, la résistance négative est une fonction croissante de la densité du courant. Comme les résistances thermiques des diodes varient généralement en  $1/\sqrt{S}$  (résistance de constriction) le courant de polarisation peut donc croître suivant la racine carrée de la surface. La puissance émise va augmenter avec la surface de la jonction, si le courant croît en  $\sqrt{S}$  mais la résistance négative va diminuer en  $1/\sqrt{S}$ . Ce dernier effet entraîne une perte de puissance croissante dans la résistance série. La puissance utile

$$P_u = P_e \times \left(1 + \frac{R_S}{R_D}\right)$$

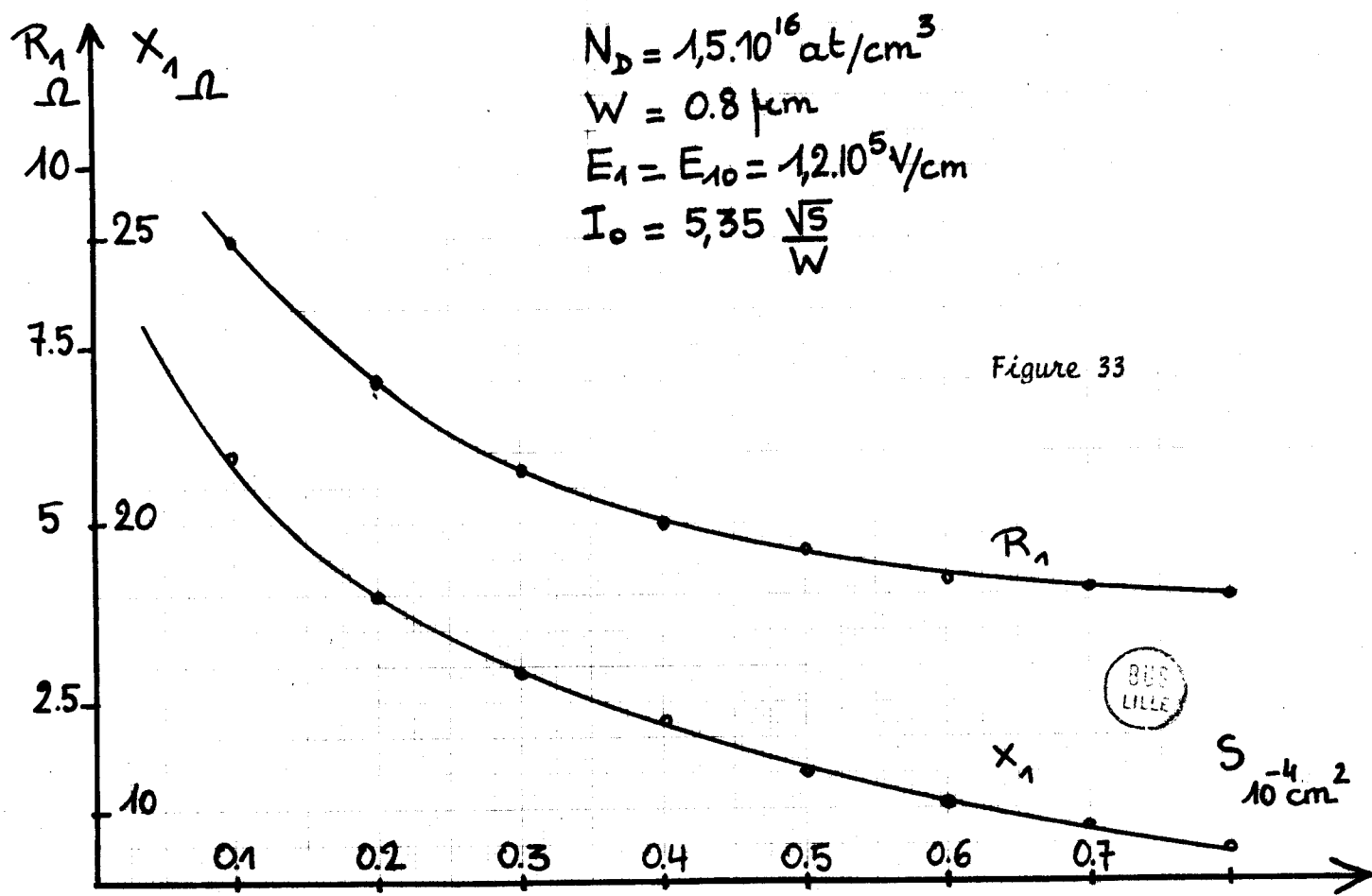
doit donc passer par un optimum en fonction de la surface de la diode. C'est effectivement ce que l'on constate sur les figures 31, 32, 33. La puissance utile passe par un maximum pour des surfaces de jonction comprises entre 0,4 et 0,6  $10^{-4} \text{ cm}^2$  correspondant à des diamètres de jonction compris entre 70 et 85  $\mu\text{m}$ . On constate cependant que la résistance négative décroît très vite et qu'il est préférable de ne pas dépasser un diamètre de 70  $\mu\text{m}$  si on ne veut pas avoir un délicat problème d'adaptation à résoudre au niveau du circuit hyperfréquence de sortie. Le coefficient de qualité de sortie augmente avec le diamètre indiquant que les diodes de petite surface sont plus intéressantes pour une utilisation à large bande.







Evolution des impédances d'entrée et de sortie en fonction de la surface de la diode.



#### 1 - 4 - Conclusion de l'étude théorique

Cette étude de la multiplication de fréquence par diode à avalanche nous a permis de mettre en évidence les principaux résultats suivants :

- Possibilité d'obtenir des puissances de sortie de l'ordre de 700 mW avec des taux de conversion supérieurs à 30% en multiplication de fréquence par 10 entre 3,5 et 35 GHz,
- Possibilité d'une utilisation en source wobulée sur une large bande de fréquence,
- Possibilité de réaliser des multiplicateurs à très haut rang d'harmonique ( $n \geq 35$ ) avec des puissances et des taux de conversion intéressants.
- La diode de multiplication est très différente de la diode d'oscillation en mode A.T.T., le rapport  $\delta/W$  en multiplication étant voisin de 1.

## CHAPITRE II

### ETUDE EXPERIMENTALE

Cette étude a été menée de front avec l'étude théorique. L'échange a été constant entre ces deux méthodes d'approche du problème. Certaines difficultés soulevées par l'étude expérimentale ont pu être résolues grâce à l'étude théorique aussi bien en ce qui concerne les structures des diodes que les conditions de fonctionnement. Par ailleurs, l'étude expérimentale nous a offert la possibilité de vérifier certaines prévisions théoriques, comme l'influence du rang d'harmonique et d'introduire des paramètres réalistes dans les programmes numériques, en particulier pour les régimes limites de fonctionnement des diodes.

#### 2 - 1 - Etude et réalisation des circuits hyperfréquences

##### 2 - 1 - 1 - Position du problème

Nous nous sommes intéressés aux multiplicateurs de fréquence à haut rang d'harmonique sans accord sur les fréquences intermédiaires et dont la fréquence de sortie était centrée sur 35 GHz. Au cours de cette étude, nous avons fait varier le rang de multiplication  $n$  de 8 à 40. La fréquence d'entrée variant donc sensiblement de 0,9 à 4 GHz. Nous avons d'autre part cherché à réaliser des circuits compatibles avec les deux types de boîtiers utilisés.

Les exigences auxquelles doivent satisfaire les circuits peuvent être résumées de la façon suivante :

1) Il faut que la plus grande partie de la puissance d'entrée soit réellement appliquée sur la diode, ce qui va nécessiter une adaptation du circuit d'entrée pour la diode utilisée,

2) Il faut que la puissance produite à la fréquence de sortie ne soit pas réinjectée en pure perte dans le circuit d'entrée, ce qui pose le problème du découplage entre les circuits d'entrée et de sortie,

3) Il faut que les impédances vues par la diode à la fréquence de sortie soient favorables afin d'obtenir un régime de fonctionnement intéressant. Il faut donc coupler convenablement la diode au circuit de sortie.

Les études antérieures ont montré que ces problèmes pouvaient être plus facilement résolus en utilisant un circuit dont la structure de base est une transition coaxiale guide, le schéma de principe en est donné sur la figure 34. La puissance d'entrée  $P_1$  et le courant de polarisation  $I_0$  sont amenés sur la diode par la ligne coaxiale. La puissance (harmonique) produite par la diode est transmise à la charge par un guide d'onde rectangulaire.

#### 2 - 1 - 2 - Réalisation du circuit d'entrée

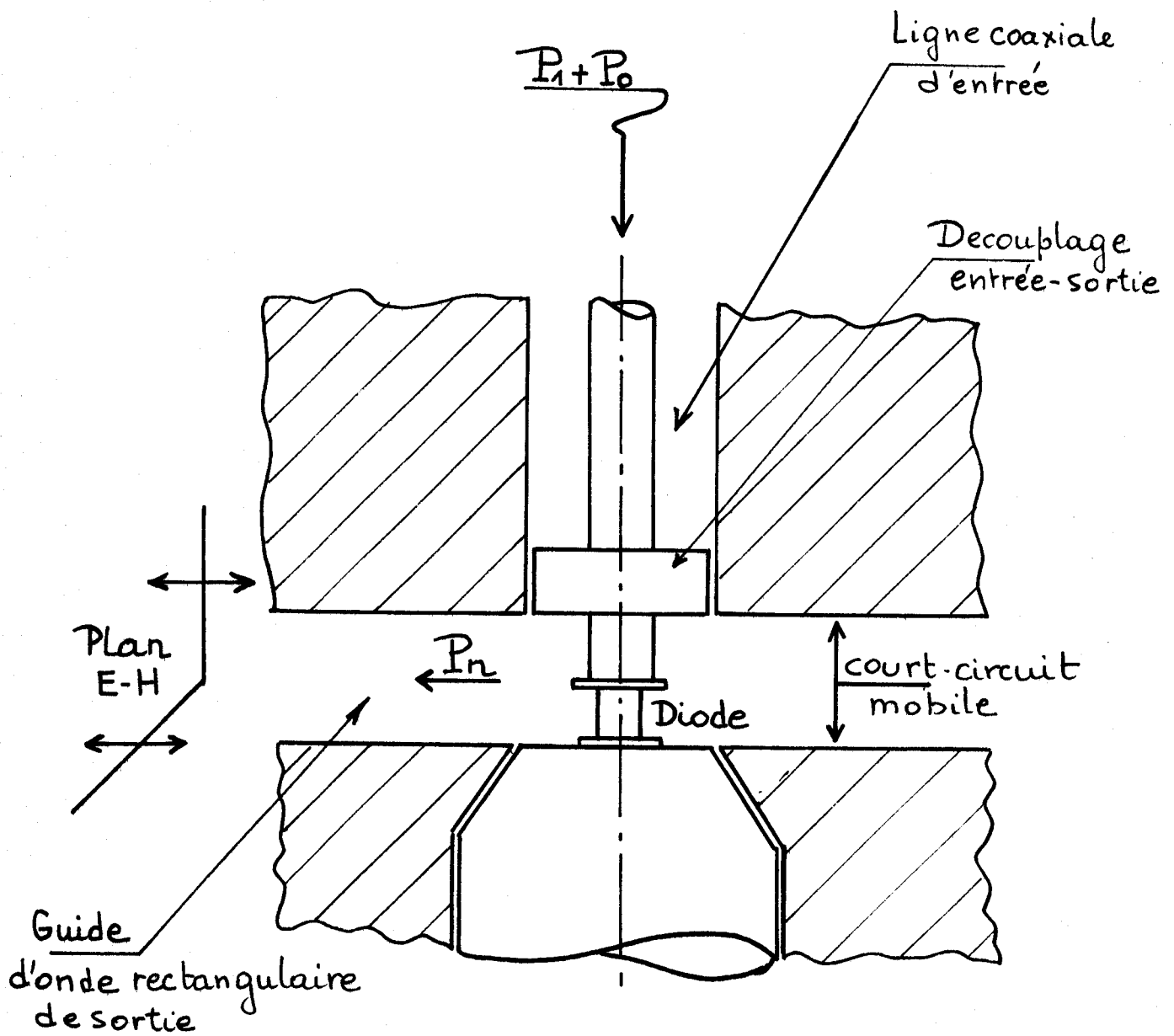
Le problème est d'assurer sur la ligne coaxiale d'entrée, terminée par la diode, un taux d'onde stationnaire minimal. Pour une utilisation à bande étroite, l'accord à la fréquence d'entrée pourra être réalisé par un système à deux slugs mobiles. Pour une utilisation à large bande, on s'efforcera de choisir une ligne coaxiale d'entrée dont l'impédance caractéristique est voisine de celle présentée par la diode. Ce choix est assez délicat car l'impédance d'entrée de la diode varie avec la fréquence mais aussi et surtout avec les conditions de fonctionnement ( $P_1$ ,  $I_0$ ) comme le montre la figure 35. Il conviendra de définir au préalable ces conditions.

#### 2 - 1 - 3 - Découplage entre les circuits d'entrée et de sortie

La solution la plus simple que nous avons retenue est constituée d'un filtre formé par un tronçon de ligne coaxiale d'impédance caractéristique très faible ( $\neq 2\Omega$ ), de longueur égale au quart de la longueur d'onde à la fréquence de sortie, et située à l'interface du circuit d'entrée et du circuit de sortie. Ce filtre se comporte sensiblement comme un obstacle capacitif localisé pour la fréquence d'entrée dont l'effet perturbateur est assez faible vue sa petite dimension devant la longueur d'onde du signal d'entrée.

#### 2 - 1 - 4 - Circuit de sortie

Le circuit de sortie doit permettre d'extraire le maximum de la puissance émise par la diode ; pour un régime donné, il doit présenter l'impédance complexe conjuguée de la diode à la fréquence de sortie. On a vu dans l'étude théorique que pour obtenir de fortes puissances de sortie on a intérêt à utiliser des jonctions de surface la plus grande possible ce qui se traduit par des impédances de l'ordre de  $15 \Omega$  pour la diode à la fréquence de sortie.



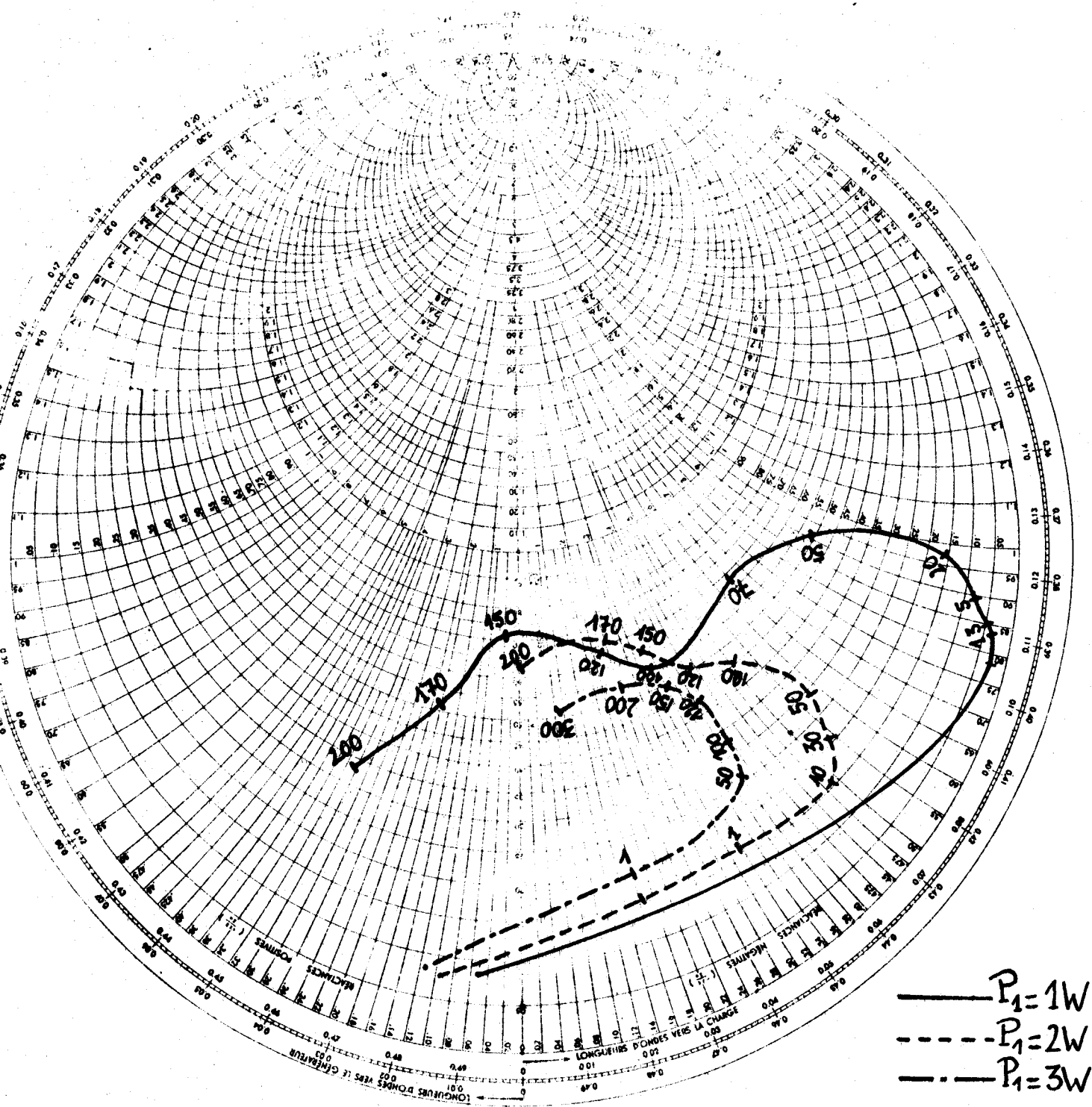


Figure 35 : Evolution de l'impédance d'entrée de la diode en fonction de la puissance d'entrée et du courant de polarisation.

Ceci va donc nécessiter dans la plupart des cas une forte transformation d'impédance entre la diode et le circuit hyperfréquence associé.

Dans un système coaxial, l'adaptation peut être réalisée par un slug, dans une structure en guide d'onde par une réduction de la hauteur du guide sur tout ou partie de sa largeur ou par formation d'une cavité localisée au niveau de la diode.

Un autre point retiendra notre attention au cours de l'étude : la sélectivité du circuit. Pour mieux comprendre le problème, nous allons raisonner sur la figure 36. Nous avons tracé sur cette figure les différentes fréquences harmoniques  $F_n$  ( $n = 9, 10, 11$ ) en fonction de la fréquence d'entrée. Nous allons considérer le cas de la multiplication par 10 dans la bande des 35 GHz de fréquence de sortie.

- Si on envisage un fonctionnement à fréquence fixe, les deux autres raies harmoniques  $F_9$  et  $F_{11}$  sont distantes de 3,5 GHz de la raie centrale  $F_{10}$ . Pour obtenir un spectre de sortie monochromatique, il faut que le circuit se comporte comme un filtre passe bande atténuant fortement toutes les raies distantes de 3,5 GHz ou plus de la fréquence considérée.

- Si on envisage un fonctionnement en source wobulée, à une excursion de fréquence  $\pm \Delta F_1$  à l'entrée correspond une excursion de sortie  $\pm \Delta F_n = \pm n\Delta F_1$ . Si l'on veut que le spectre reste monochromatique, il faut que l'excursion de la fréquence d'entrée soit suffisamment faible pour ne pas permettre d'obtenir la même fréquence de sortie par deux rangs de multiplication différents. Ceci se traduit par

$$(n + 1)(F_1 - \Delta F_1) \geq n(F_1 + \Delta F_1)$$

et 
$$n(F_1 - \Delta F_1) \geq (n - 1)(F_1 + \Delta F_1)$$

que l'on peut écrire sous la forme

$$\Delta F_1 \leq \frac{F_1}{2n + 1}$$

et 
$$\Delta F_1 \leq \frac{F_1}{2n - 1}$$

La première des deux limitations est la plus contraignante, c'est elle qui limite la bande d'utilisation du système :

$$2 \Delta F_n = \frac{2n}{2n + 1} F_1$$



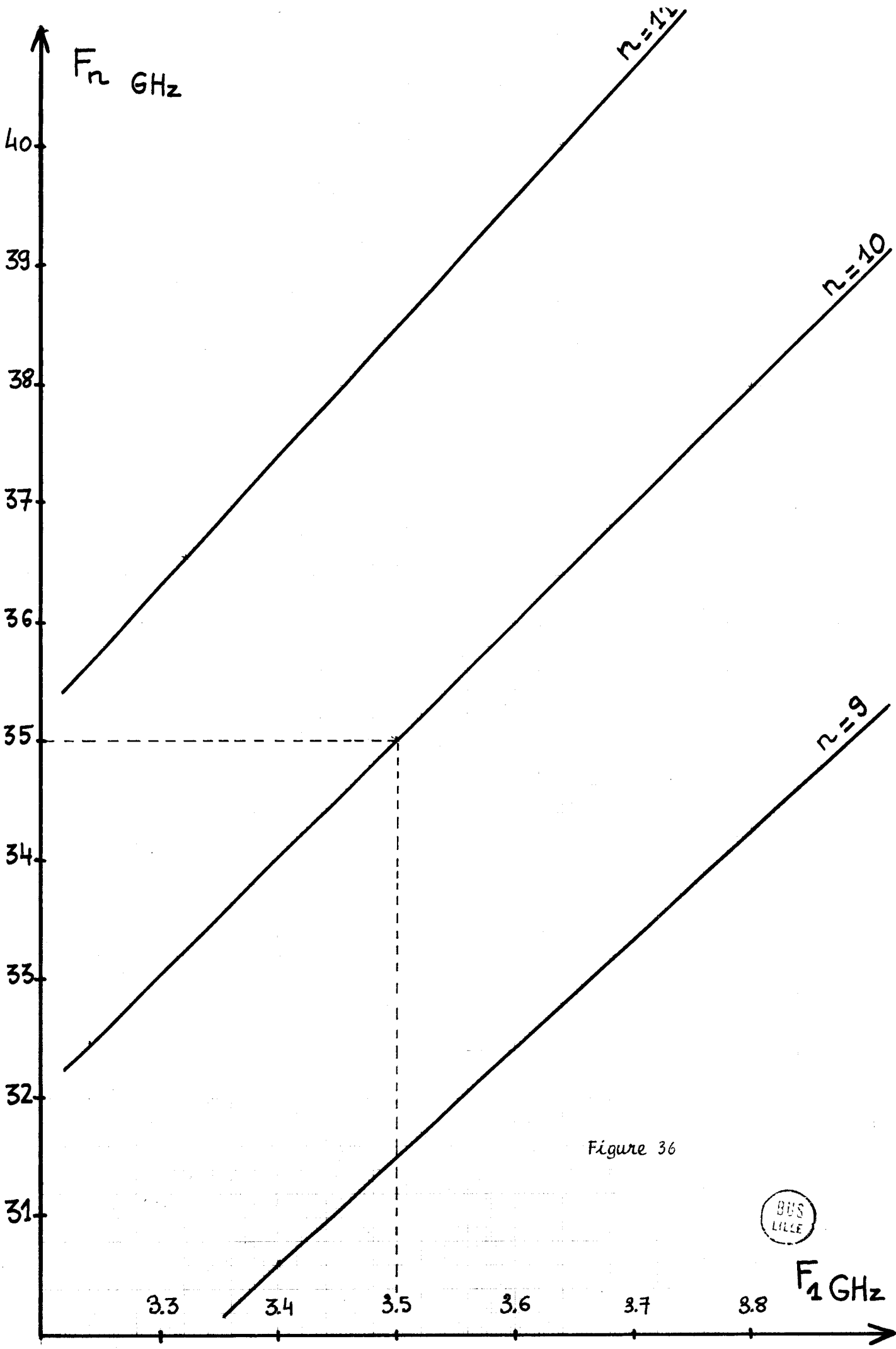


Figure 36



Cette dernière relation montre que la bande passante monochromatique augmente en valeur absolue avec  $n$  et  $F_1$ , mais diminue en valeur relative lorsque  $n$  augmente

$$\frac{\Delta F_n}{F_n} = \frac{1}{2n + 1}$$

On peut vérifier sur la figure 36 que pour  $n = 10$  on obtient

$$2 \Delta F_{10} = 3,333 \text{ GHz.}$$

Nous avons donc défini la valeur théorique maximum de la largeur de bande de sortie dans le cas de la multiplication de fréquence directe si l'on souhaite conserver un spectre monochromatique sans utilisation de circuits idlers ou de dispositifs particuliers de sélection.

Nous allons considérer maintenant un certain nombre de réalisation des circuits de sortie dont nous donnerons les principales caractéristiques.

#### 2 - 1 - 4 - 1 - Structure de sortie en guide d'onde

a) Adaptation de l'impédance de la diode par une section de guide sous dimensionnée ou de guide en U (ridge waveguide).

Le schéma de principe d'une telle structure est donné figure 37. Cette solution présente l'avantage de fournir des structures à très large bande, mais pour obtenir des impédances voisines de celle de la diode, la hauteur du guide doit être telle que les pertes hyperfréquences deviennent importantes et que ce circuit est incompatible avec l'utilisation de boîtiers du type S4 (sa hauteur est notablement plus importante que celle du guide sous dimensionné).

D'autre part, étant donné la largeur de bande de ce circuit, le spectre de sortie n'est pas monochromatique et il sera nécessaire de filtrer les harmoniques indésirables. Il en résulte que la puissance de sortie sera répartie sur plusieurs raies et que la puissance sur une raie déterminée sera plus faible. Signalons que la sélectivité du circuit peut être améliorée en prolongeant le guide sous dimensionné du côté du court-circuit mobile, mais cette solution se heurte à des difficultés mécaniques.

b) Adaptation d'impédance par formation d'une cavité localisée au niveau de la diode

Cette solution paraît plus intéressante car elle permet de filtrer les harmoniques au voisinage immédiat de la diode, donc de concentrer la puissance émise sur une fréquence particulière. Plusieurs types de dispositifs d'adaptation localisés peuvent être envisagés.

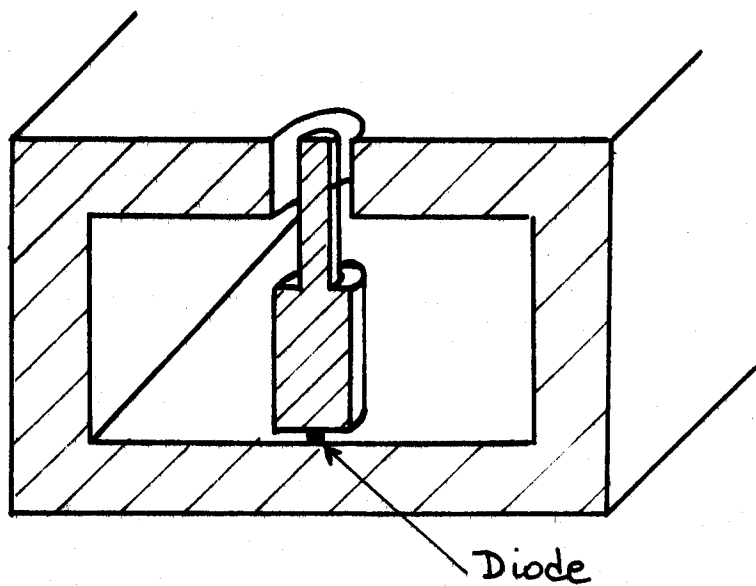


Figure 38

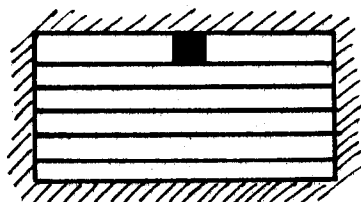
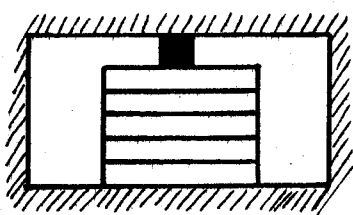
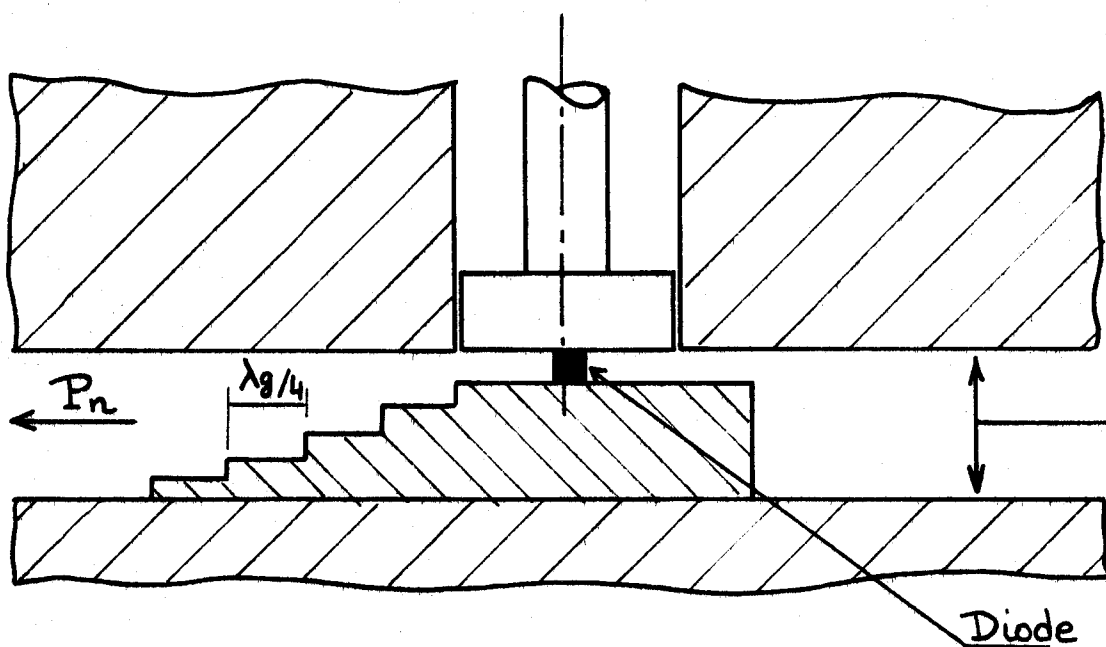
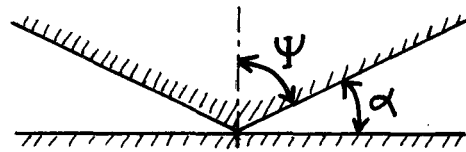


Figure 37

Le plus simple est constitué d'un dipôle cylindrique surmontant la diode figure 38. Son principal inconvénient est que la résistance et la réactance d'entrée d'un tel dipôle cylindrique varient très vite avec la fréquence au voisinage de points de résonance et d'antirésonance (15).

Une évolution intéressante du dipôle cylindrique à bande étroite est le dipôle conique ou "cap". En effet, la bande passante d'un dipôle cylindrique est proportionnelle à son diamètre, mais quand ce diamètre augmente, la base du cylindre présente une capacité importante réduisant considérablement le couplage de la diode au guide. On peut réduire cette capacité en transformant la base du cylindre en cône. La section conique se comporte alors sensiblement comme une ligne de transmission d'impédance caractéristique constante (16) définie par

$$Z_0 = 60 \text{ Log } \left[ \cotg (\psi/2) \right]$$

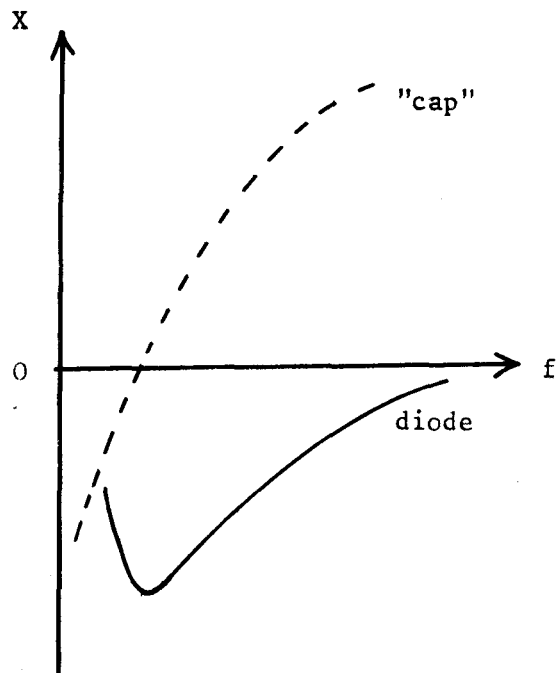
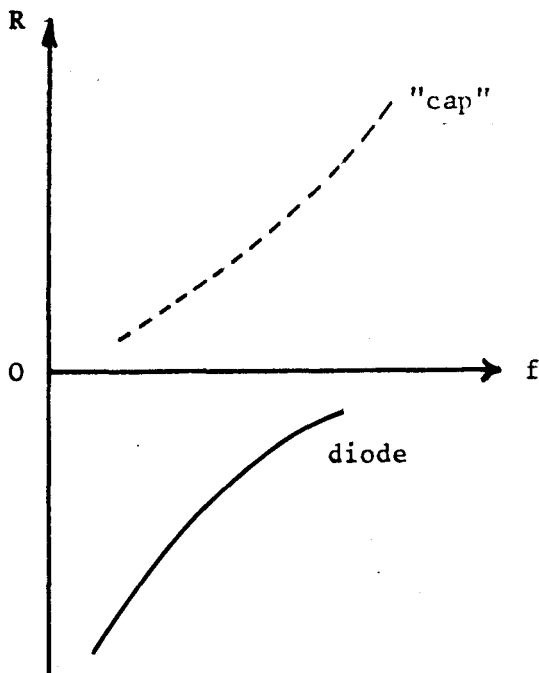


Les impédances présentées par les diodes à la fréquence de sortie étant faibles, nous utiliserons des dipôles de demi-angle au sommet voisin de 90°.

L'expression de  $Z_0$  se réduit alors à

$$Z_0 \approx 1,05 \alpha \text{ degrés}$$

Nous donnons sur la figure 39 l'évolution de l'impédance d'entrée du "cap" en fonction de la fréquence. La méthode de calcul de cette impédance est donnée en annexe. Le "cap" sera généralement utilisé autour de sa fréquence de résonance et dans la zone où il présente une réactance positive : on voit que, dans ce cas, la résistance et la réactance vues par la diode vont augmenter avec la fréquence. Le comportement typique d'une diode à avalanche est au contraire caractérisé par une évolution inverse en ce qui concerne la résistance négative.



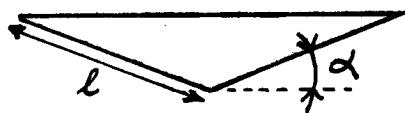
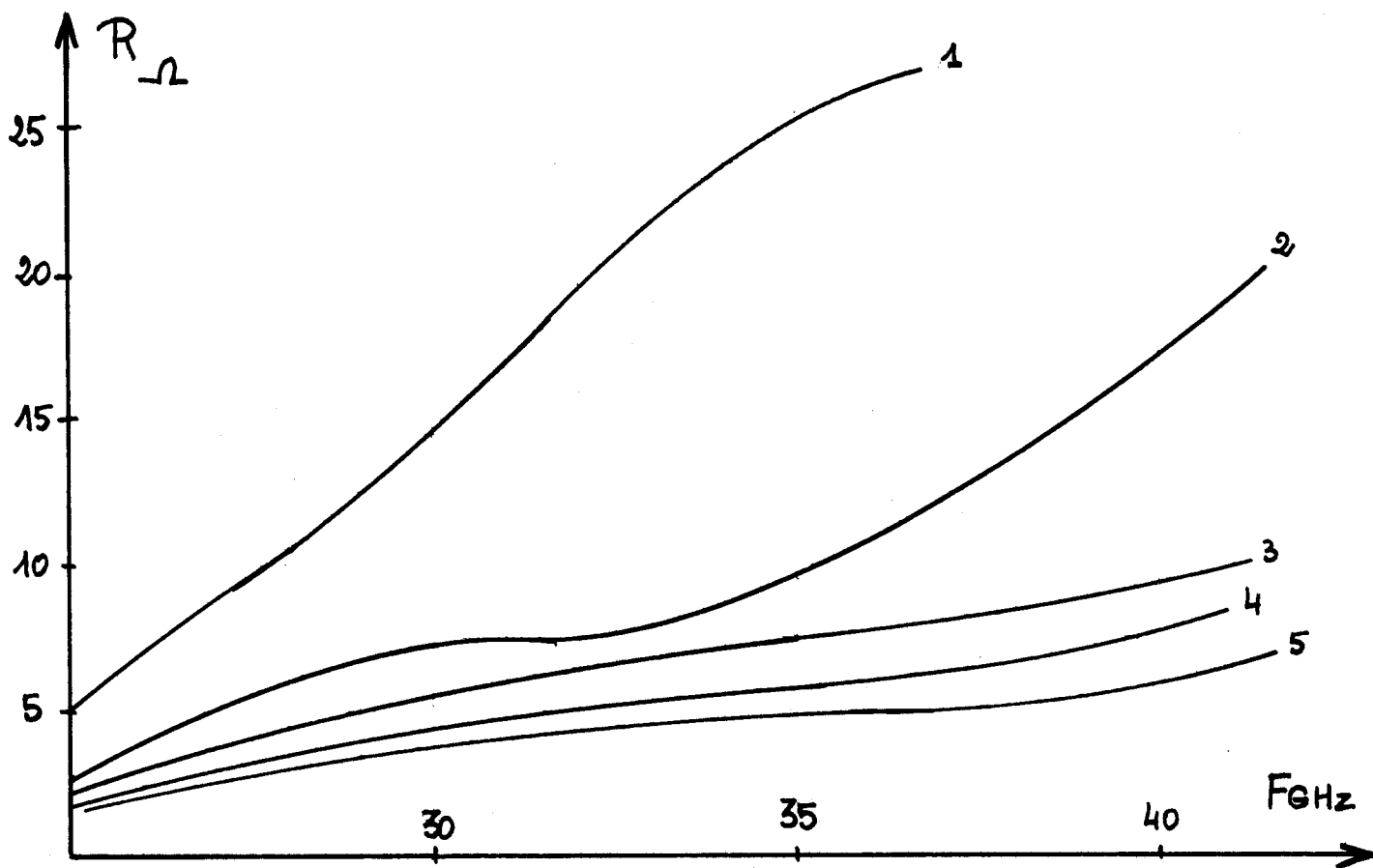
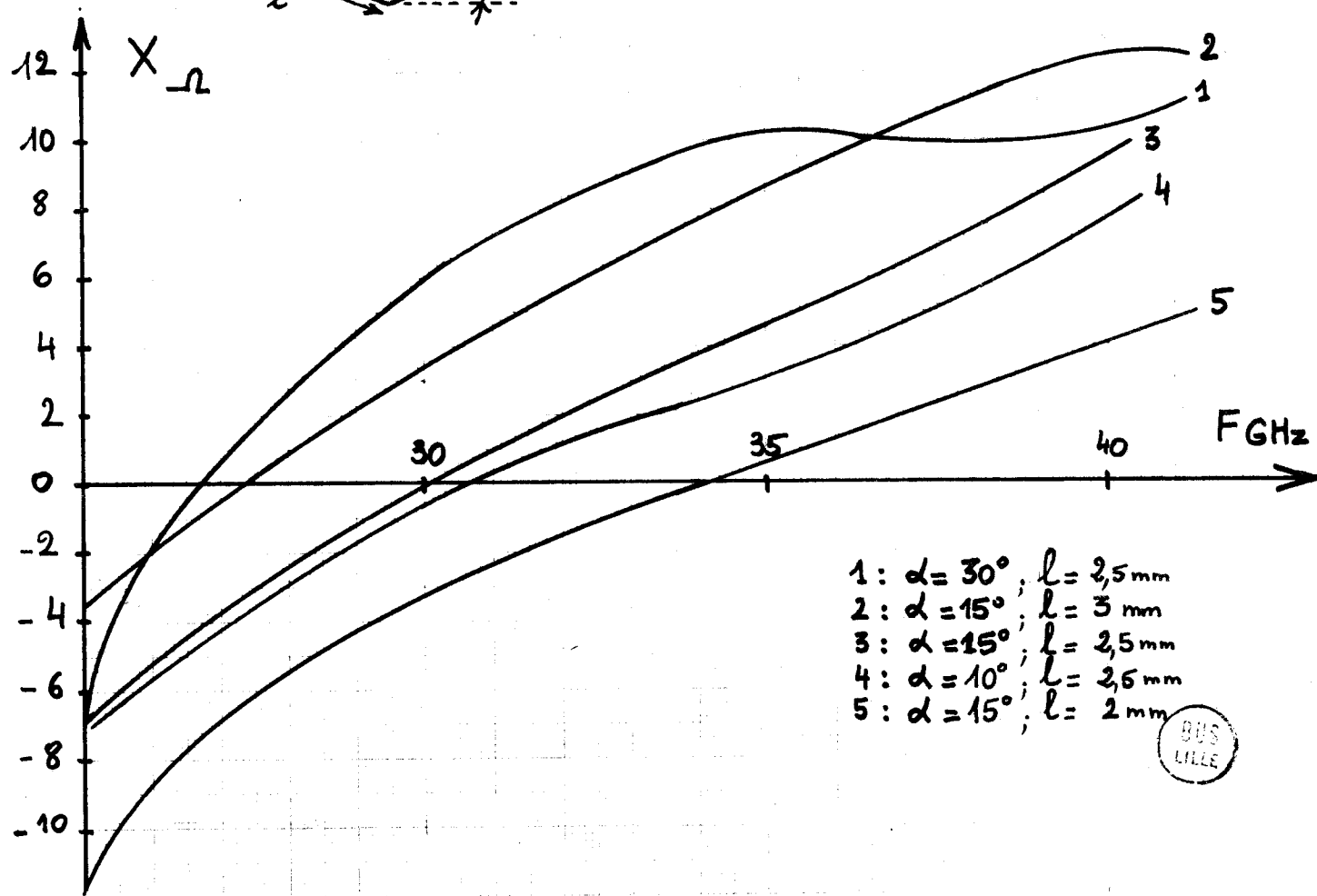


Figure 39 : impédance d'entrée d'un "cap"



On voit déjà sur le petit schéma ci-dessus qu'il sera assez difficile d'obtenir un spectre monochromatique avec un tel circuit ; en effet, si l'accord est effectué pour l'harmonique d'ordre  $n$ , la diode présentera une résistance négative plus grande pour l'harmonique  $(n - 1)$  et le circuit une impédance plus petite.

Cette structure qui présente un gros intérêt pour les oscillateurs IMPATT grâce à sa très large gamme d'accords mécaniques ne s'adapte pas tellement bien à la multiplication de fréquence du moins pour les diodes non encapsulées. De plus, la présence du "cap" apporte une perturbation importante sur la ligne coaxiale d'entrée en réfléchissant une partie de l'énergie incidente. Nous donnons sur la figure 40 le schéma de la cellule à "cap" pour diodes non encapsulées.

Dans le cas des diodes encapsulées, nous avons utilisé un circuit dérivé du précédent, incluant le boîtier de la diode (figure 41). Les inconvénients cités précédemment sont partiellement éliminés à cause de la hauteur du "cap" par rapport au fond du guide, plus importante que dans le cas précédent et de plus ajustable. L'expérience a montré que cette structure simple est la plus performante dans le cas des diodes avec boîtier.

#### 2 - 1 - 4 - 2 - Réalisation du circuit de sortie en structure mixte coaxiale-guide

Une dernière réalisation a été envisagée sous forme d'un couplage coaxial-guide. La diode est placée à l'extrémité d'une ligne coaxiale de faible impédance caractéristique, prolongeant la ligne d'entrée, qui traverse le grand côté du guide en son centre. L'impédance vue par la diode à la fréquence de sortie est abaissée grâce à un slug quart d'onde placé dans la ligne coaxiale. Le couplage de la ligne coaxiale au guide d'onde est facilité par l'existence d'une section de guide en U. Le découplage des circuits d'entrée et de sortie est assuré comme précédemment par un filtre quart d'onde qui masque la ligne coaxiale d'entrée pour le signal de sortie. (Figure 42).

La résistance vue par la diode est sensiblement donnée par :

$$R = \frac{Z_0}{n} \frac{b}{a} \left(1 - \cos \frac{4\pi l}{\lambda_g}\right) \left(1 - \frac{\lambda^2}{4a^2}\right)^{-1/2} \quad (\text{cf annexe})$$

où  $l$  est la distance du court-circuit mobile. Par contre, la réactance dépend peu de la position du piston de court-circuit, sauf s'il est très proche du conducteur central de la ligne coaxiale (16).

Quand le court-circuit est très proche de la diode, on peut avoir un fonctionnement très sélectif. Par contre, on peut obtenir un régime à plus large bande quand celui-ci est situé à des distances telles que la réactance ramenée est quasi indépendante de sa position.

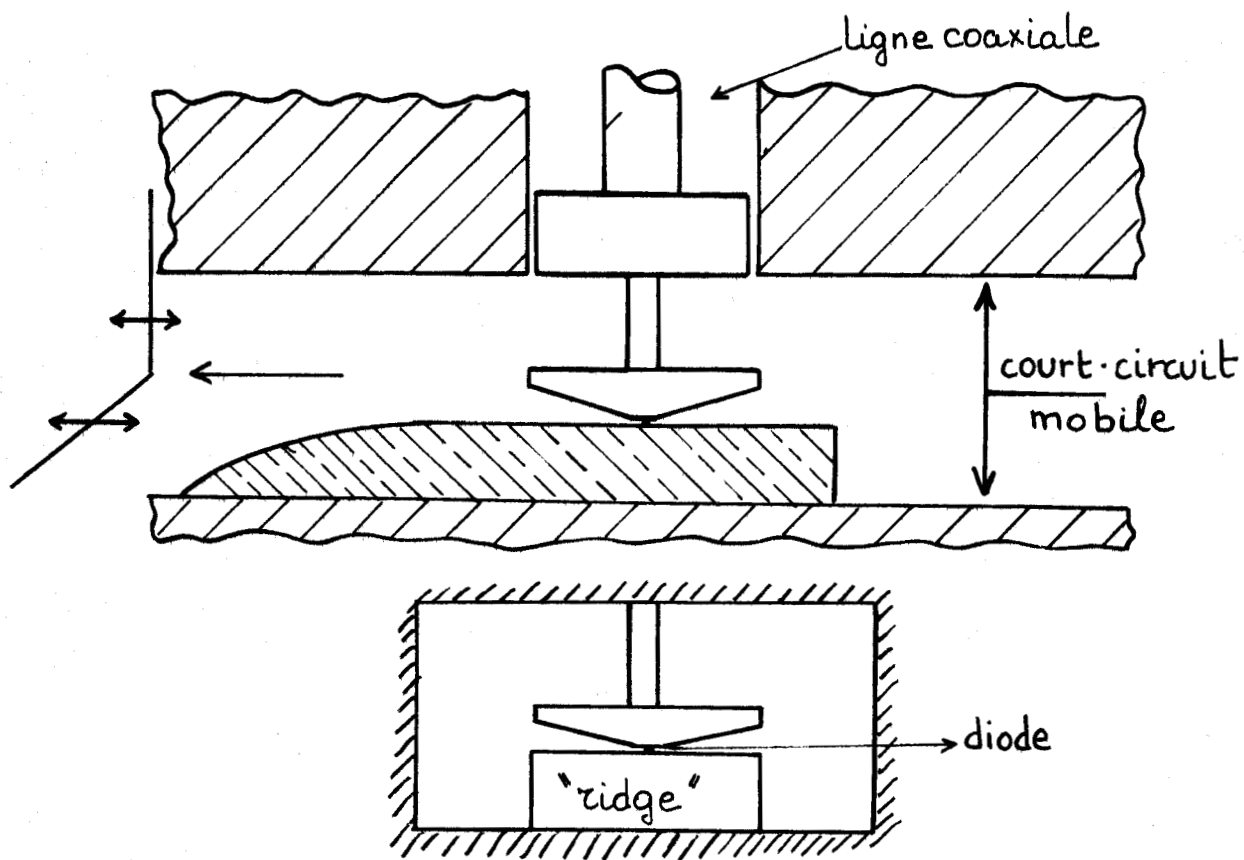


Figure 40 : Cellule à "cap" pour diode non encapsulée.

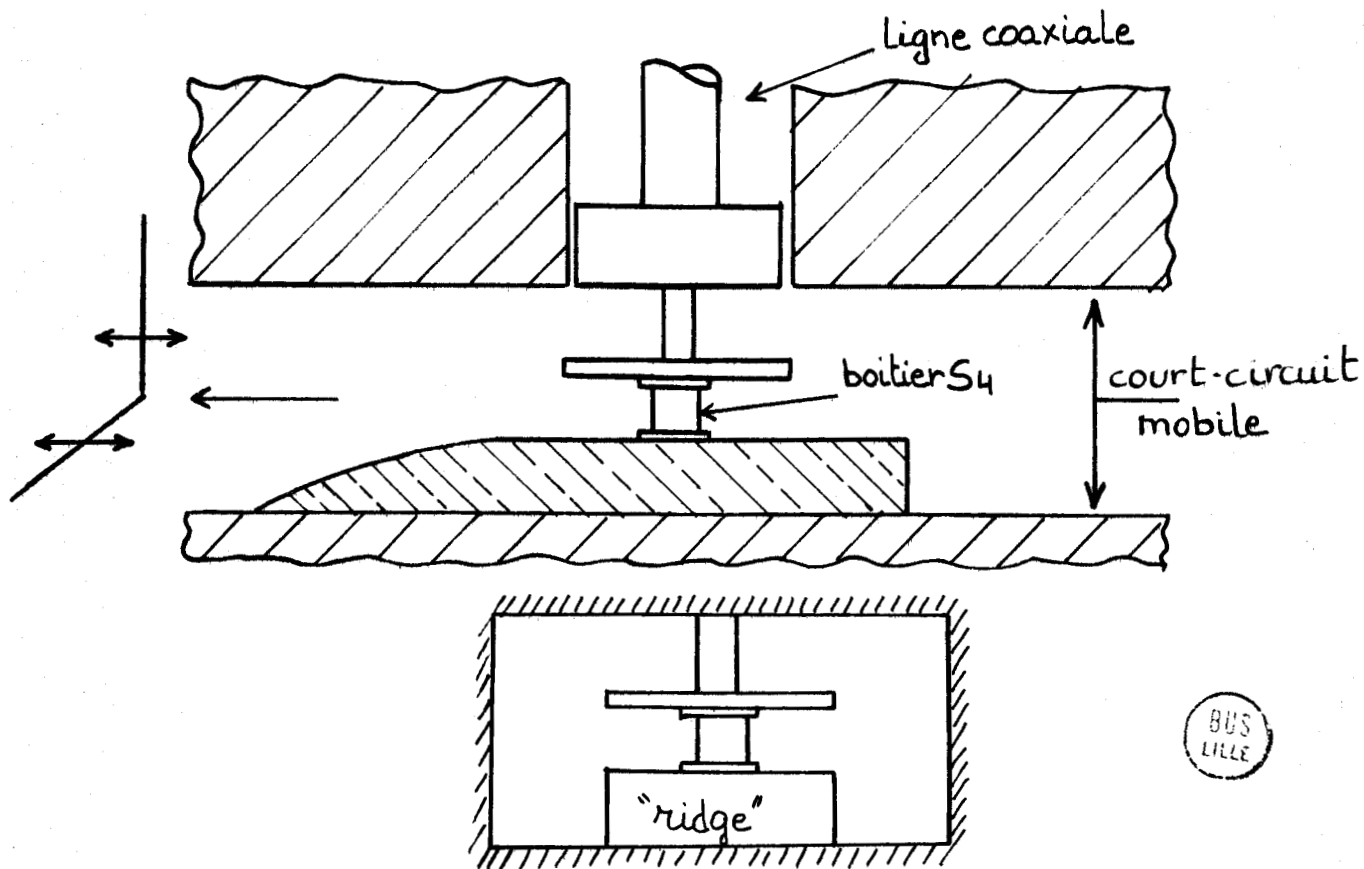


Figure 41 : Cellule à "cap" pour diode encapsulée.

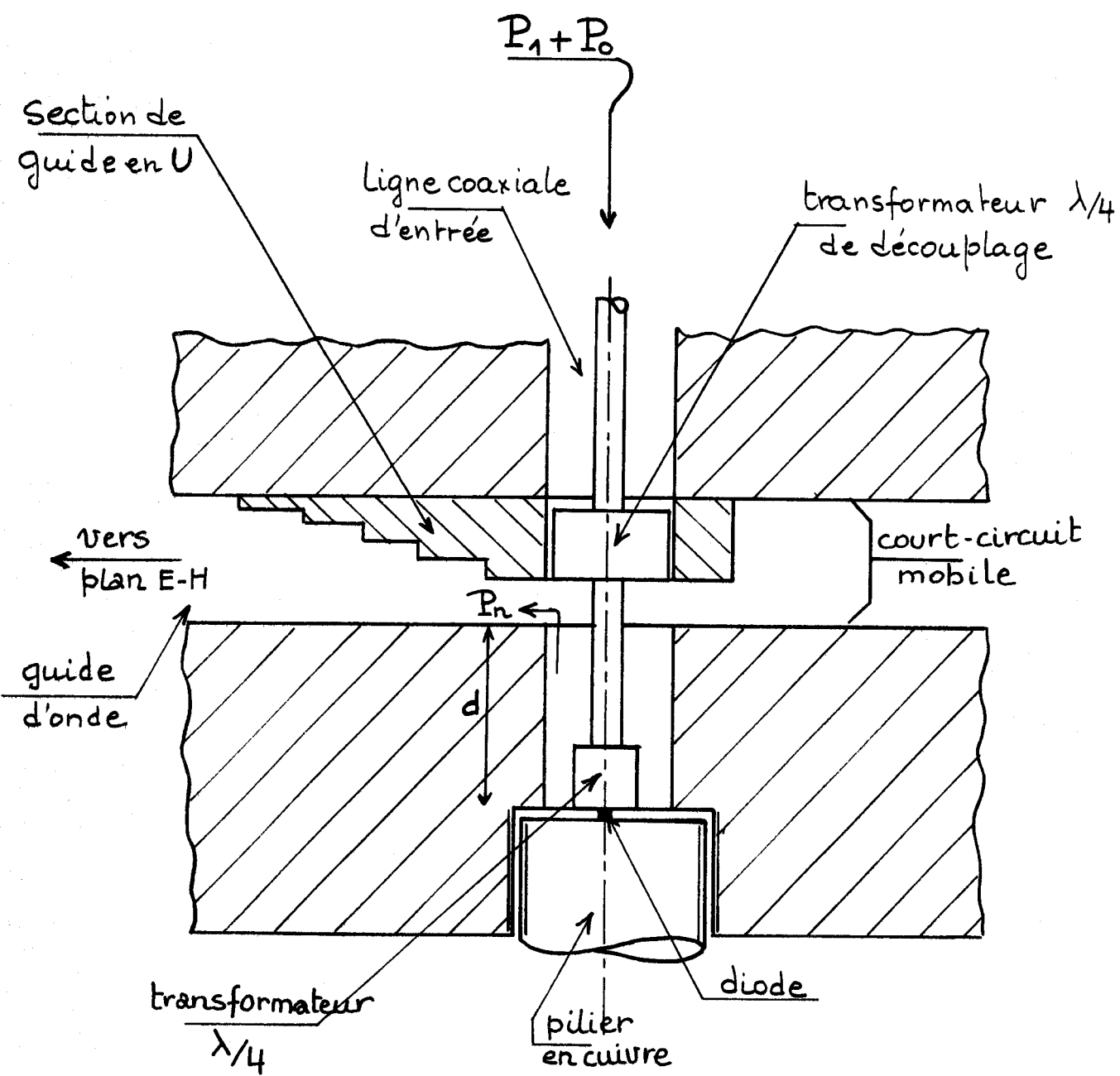


Figure 42



Ce type de structure est très performant quel que soit le mode d'utilisation. Son seul inconvénient réside dans le fait que la longueur  $d$  de la ligne coaxiale devra être ajustée en fonction du diamètre des diodes.

On peut donc dire en conclusion de cette étude de circuit que les structures les plus appropriées au régime de multiplication sont :

- la cellule à couplage coaxial-guide pour les diodes non encapsulées (figure 42)

- la cellule à "cap" pour les diodes encapsulées (figure 41).

## 2 - 2 - Résultats de l'étude expérimentale

Les mesures ont été effectuées sur le banc décrit figure 43. Le circuit d'entrée comporte :

- une source primaire constituée d'un oscillateur (klystron ou triode) dont le signal est amplifié par un amplificateur à tube à onde progressive,
- une ligne unidirectionnelle (30 dB) qui isole la source primaire,
- un coupleur bidirectionnel (couplage 20 dB) qui permet la mesure des puissances incidente et réfléchie,
- un té de polarisation qui permet l'alimentation continue de la diode placée dans le multiplicateur.

Le circuit de sortie comporte :

- une ligne unidirectionnelle (30 dB) qui isole le multiplicateur,
- un atténuateur étalonné et un mesureur de puissance pour la mesure de la puissance de sortie,
- un ondemètre à lecture directe, un coupleur directif (couplage 10 dB) qui permet de prélever une partie du signal de sortie pour visualiser le spectre sur un analyseur de spectre.

### 2 - 2 - 1 - Composants

Toute cette étude a été réalisée avec des diodes au Silicium réalisées au Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée par une équipe technique placée sous la direction de Monsieur MICHEL.

De nombreuses séries ont été réalisées à partir de couches épitaxiées N sur N<sup>+</sup> au Silicium dont les dopages moyens sont compris entre 2 et  $4.10^{16}$  at/cm<sup>3</sup>.

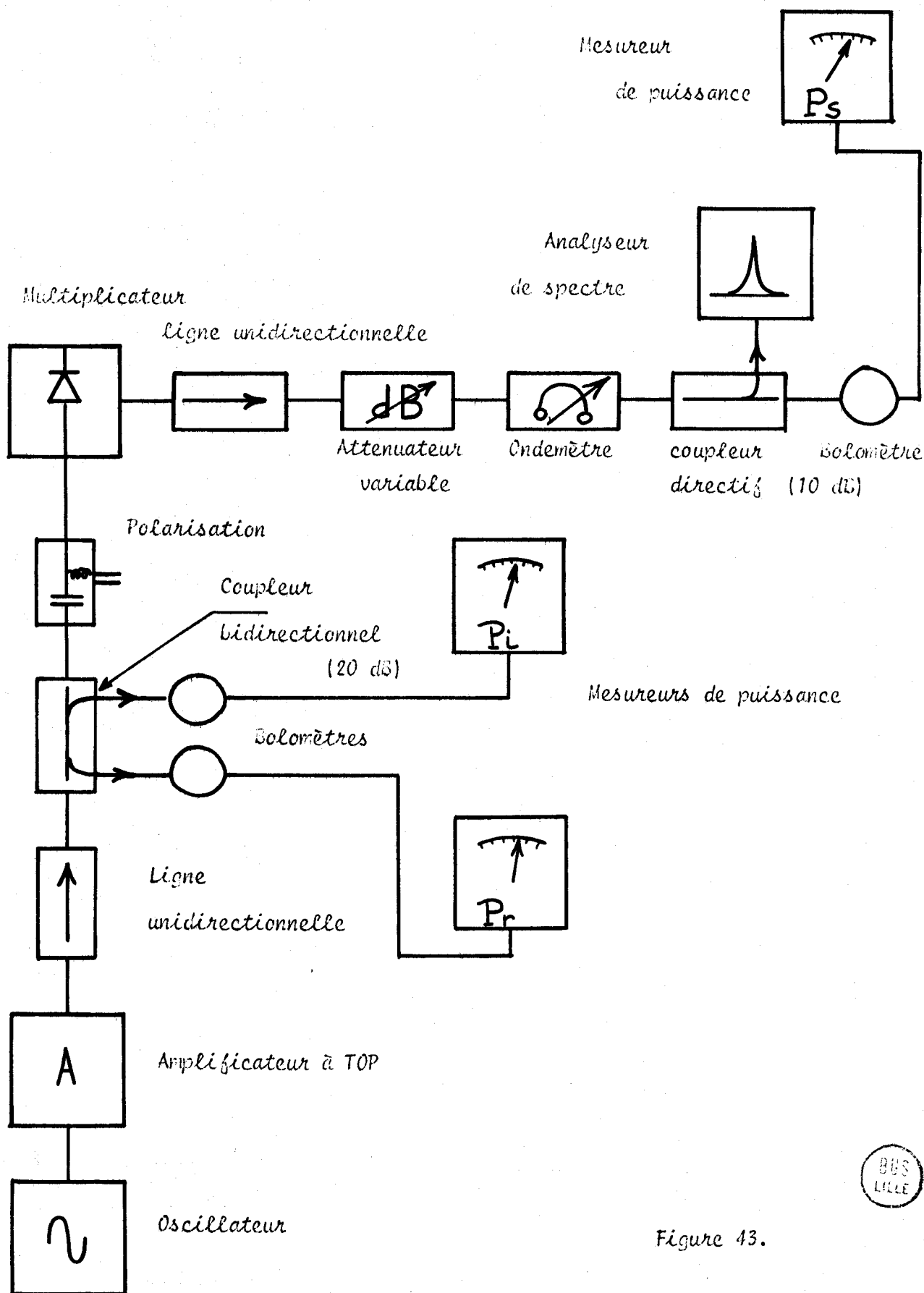


Figure 43.

Chaque plaquette est divisée en trois ou quatre parties sur lesquelles on pratique des attaques chimiques de profondeurs différentes avant de réaliser la jonction  $P^+N$  par diffusion. Ainsi, pour chaque type de couche N, on a pu réaliser plusieurs séries de diodes, l'épaisseur de la couche N variant de l'une à l'autre par pas de  $0,4 \mu m$  en moyenne. D'autre part, en jouant sur l'importance de l'attaque méso, on peut faire varier le diamètre des pastilles. Enfin, de façon à réduire la résistance thermique, le procédé de montage est du type inversé ; la zone  $P^+$  étant la plus proche du dissipateur thermique. Les pastilles ainsi réalisées sont montées soit dans un boîtier hyperfréquence du type S4, soit dans une structure dite non encapsulée analogue au type beam-lead, figure 44.

## 2 - 2 - 1 - 1 - Caractéristiques principales des échantillons

Les caractéristiques principales des échantillons utilisés sont résumées dans le tableau ci-dessous.

Série	Type	Dopage moyen Zone N $10^{16} \text{at/cm}^3$	Tension d'ava- lanche v	$\delta \approx$ $\mu m$	W $\mu m$	$\delta/W$	* $R_{TH} \text{ } ^\circ C/W$
BV	$\alpha$	2,8	26	0,4	1,25	0,32	60 ( $\phi=67 \mu m$ , I=50 mA)
BV	$\beta$	2,7	28	0,4	1	0,4	
BX	$\alpha$	2	33	0,45	0,9	0,5	32 ( $\phi=76 \mu m$ , I=50 mA)
BX	$\beta$	2	26	0,45	0,65	0,7	29 ( $\phi=75 \mu m$ , I=50 mA)
BW	$\alpha$	2	25	0,45	0,7	0,64	32 ( $\phi=80 \mu m$ , I=50 mA)
CD	$\alpha$	1,9	33	0,5	1,5	0,33	32 ( $\phi=130 \mu m$ , I=50 mA)
CD	$\beta$	1,9	32,5	0,5	1,25	0,4	
CD	$\gamma$	1,9	20	0,5	0,6	0,83	24 ( $\phi=170 \mu m$ , I=50 mA)

\* les résistances thermiques sont données pour les diodes encapsulées.

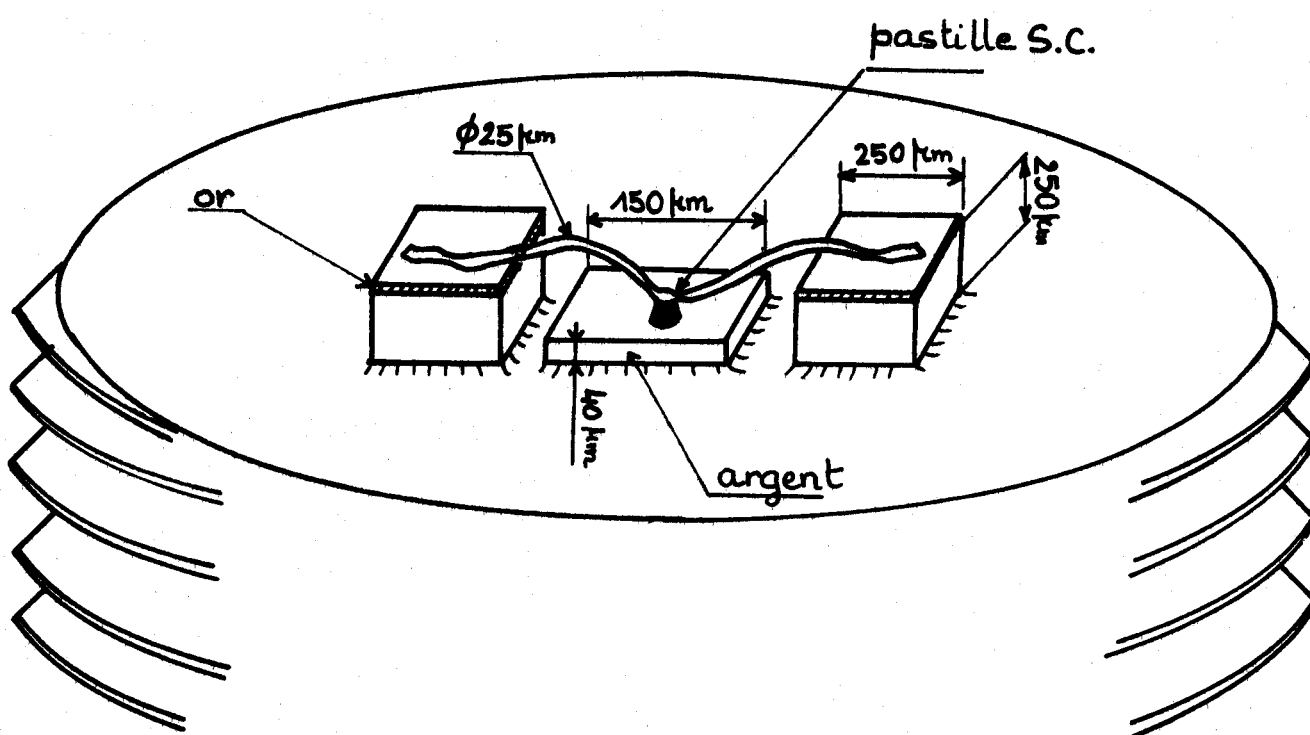


Figure 44 : Structure d'une diode non encapsulée.

Il apparaît une assez grande diversité tant au point de vue tension d'avalanche que rapport  $\delta/W$  ; on a donc pu disposer de diodes avec des profils de champs continus allant du profil triangulaire au profil trapézoïdal fortement tronqué comme le montrent les figures 45, 46, 47, 48, 49, 50, 51. Notons que tous ces profils sont très légèrement différenciés.

Nous donnons également pour une même série l'évolution de la résistance thermique en fonction de la surface sur la figure 52. Cette courbe montre la contribution majeure d'une résistance de constriction car la résistance thermique semble varier de façon inversement proportionnelle au diamètre.

D'autre part, la comparaison des valeurs de résistances thermiques obtenues pour les diodes encapsulées et non encapsulées fait apparaître une nette supériorité des premières à surface égale comme on peut le voir dans le tableau ci-dessous.

DIODES ENCAPSULEES			DIODES NON ENCAPSULEES		
Type	Diamètre $\mu m$	$R_{TH}$ °C/W	Type	Diamètre $\mu m$	$R_{TH}$ °C/W
BV $\alpha$ 14	67	40	BV $\alpha$ P20	70	33
BV $\alpha$ 16	120	30	BV $\alpha$ P64	114	20
BV $\alpha$ 10	49	65,5	BV $\alpha$ P40	50	40
BX $\alpha$ 1	76	32	BX $\alpha$ P 7	78	26,6

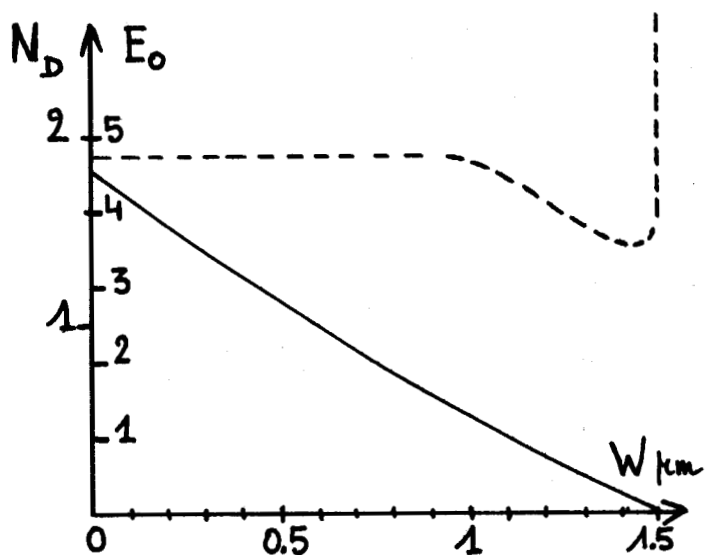


Figure 45 : Diode  $CD_{\alpha}$

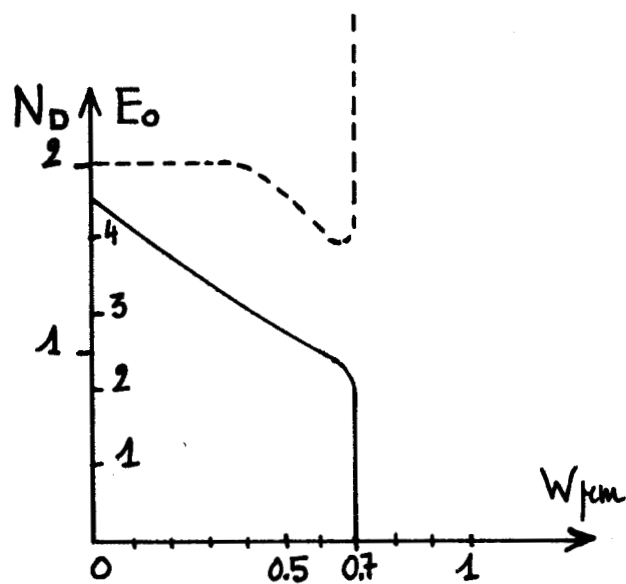


Figure 46 : Diode  $BW_{\alpha}$

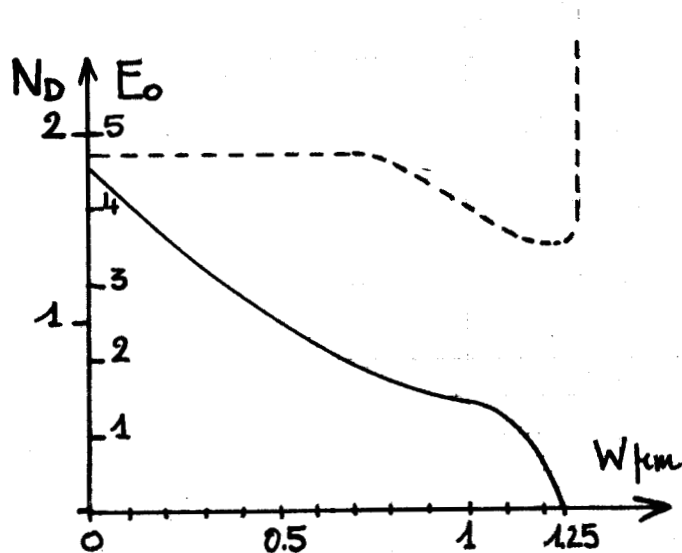


Figure 47 : Diode  $CD_{\beta}$

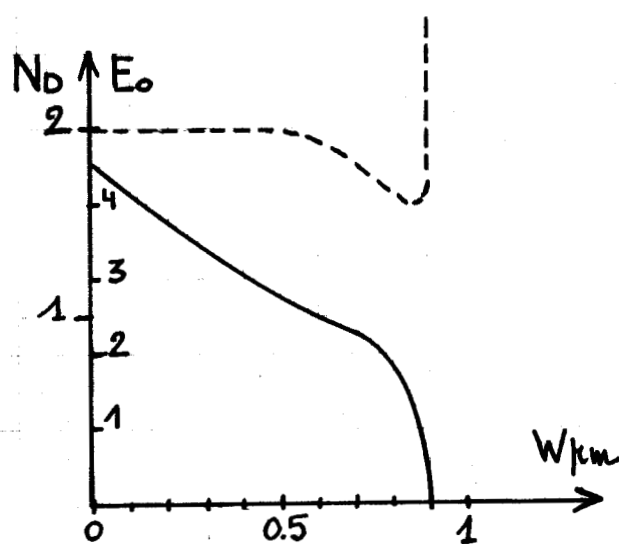


Figure 48 : Diode  $BX_{\alpha}$

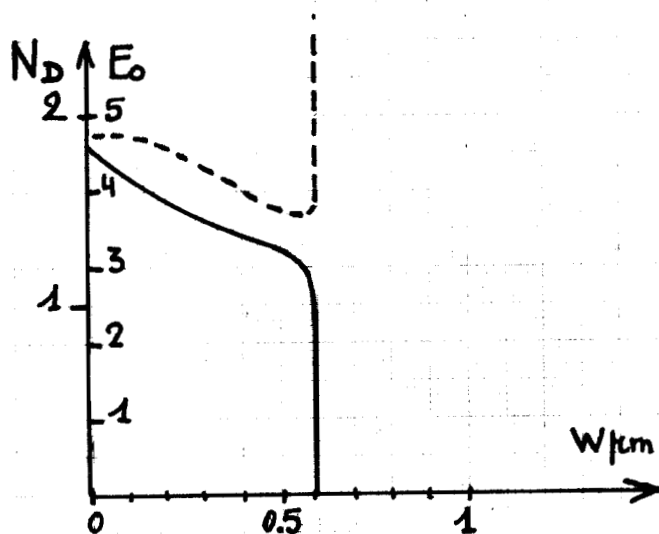


Figure 49 : Diode  $CD_{\delta}$

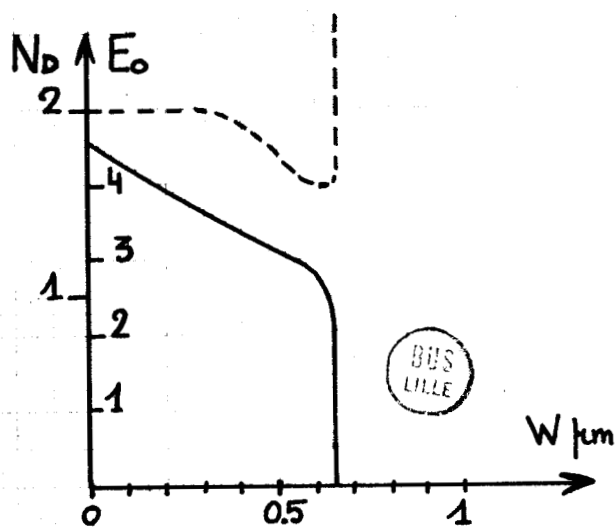


Figure 50 : Diode  $BX_{\beta}$

Figures 45 à 51 : Profils de  
dopage et de champ continu

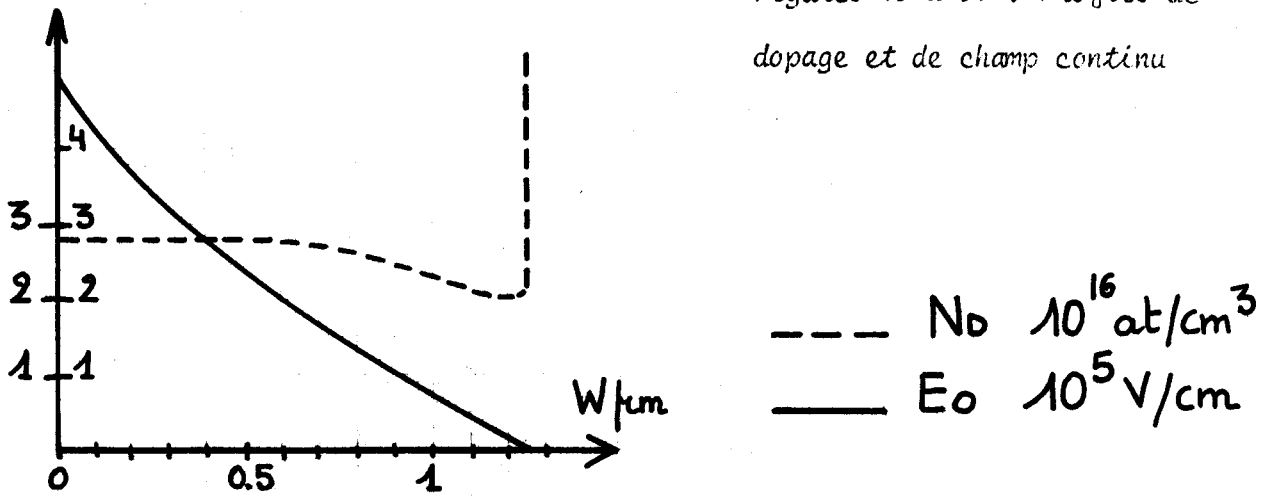


Figure 51 : Diode  $BV_{ax}$

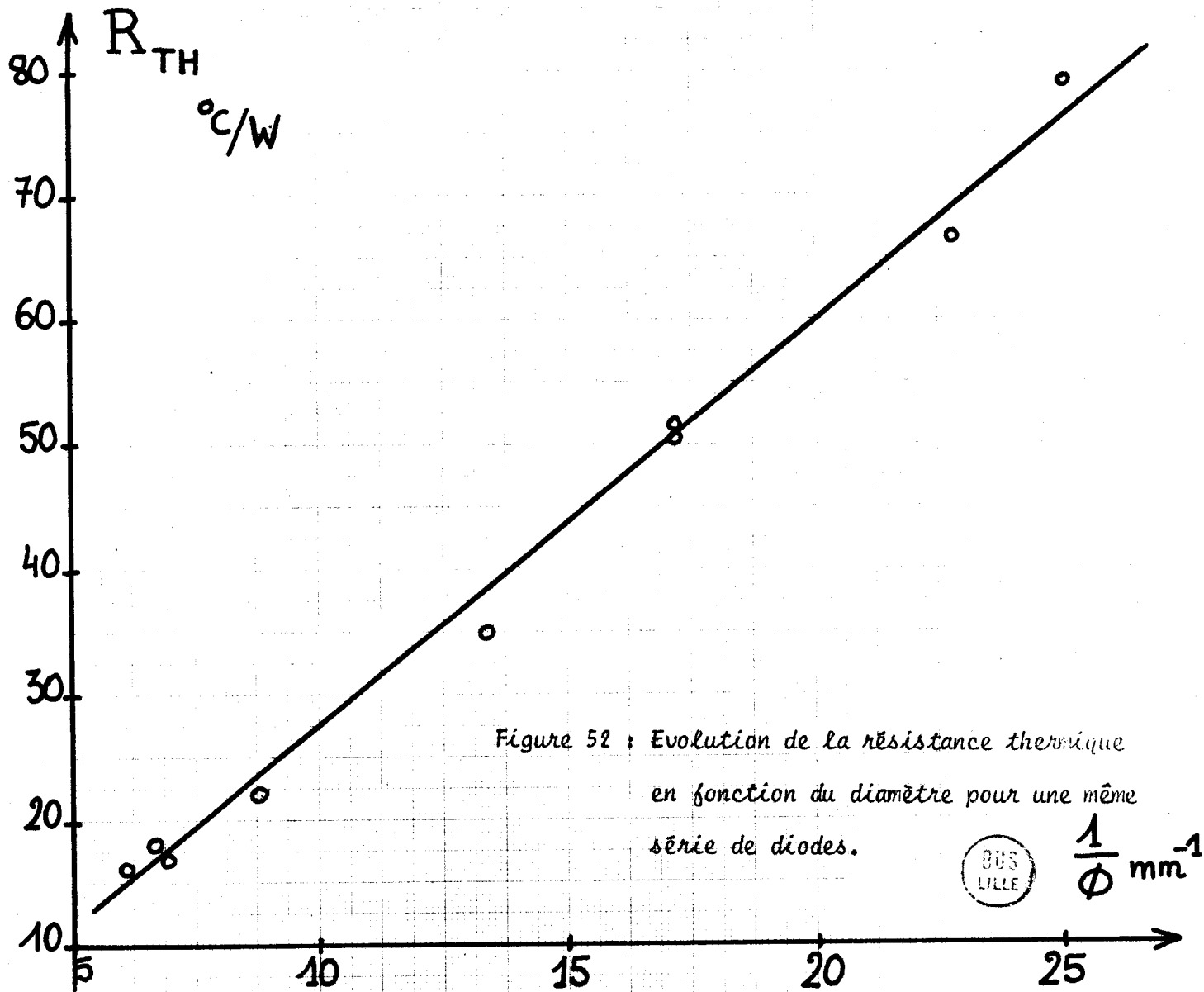


Figure 52 : Evolution de la résistance thermique  
en fonction du diamètre pour une même  
série de diodes.



Bien que les différences ne soient pas toujours aussi importantes, elles restent cependant notables. Elles s'expliquent à notre avis par trois raisons distinctes dans le cas des diodes non encapsulées :

- Meilleure qualité de la liaison diode-pilier
- Section plus importante du pilier
- Meilleure liaison entre pilier et dissipateur extérieur.

## 2 - 2 - 2 - Influence de la structure des diodes

Nous avons disposé d'échantillons suffisamment différents pour tirer certaines conclusions.

Les diodes qui présentent un angle de transit important et qui sont donc susceptibles de fournir de la puissance en mode A.T.T., sont d'un emploi délicat en multiplication. En effet, le passage du mode A.T.T. au régime de multiplication est quasiment impossible, ce qui impose de travailler avec des valeurs de courant inférieures au seuil de déclenchement de l'oscillation. Comme, d'autre part, on ne peut pas appliquer des champs très importants sur ces structures, les puissances obtenues en multiplication sont assez modestes et les taux de conversion faibles. Typiquement, les puissances maximales sont de l'ordre de 150 mW et les taux de conversion inférieurs à 10% en multiplication par 10. Avec ce type de structure, on obtient plus de puissance en mode IMPATT qu'en multiplication. La figure 53 illustre d'ailleurs les résultats obtenus dans les deux modes de fonctionnement en fonction du rapport  $\delta/W$ . On retrouve que pour l'oscillation ce rapport doit être le plus petit possible alors qu'en multiplication l'optimum se situe aux alentours de 0,8.

Nous donnons également sur la figure 54 les taux de conversion maximaux obtenus pour une puissance de sortie de 100 mW en multiplication de fréquence par 10, en fonction de l'épaisseur de la zone de transit pour les diodes des séries BW, BX et CD présentant sensiblement le même dopage dans la zone N.

Il apparaît sur cette figure que les meilleurs taux de conversion ont été obtenus avec des structures présentant une épaisseur  $W - \delta$  inférieure à 0,3  $\mu\text{m}$  et que l'optimum semble se situer vers 0,2  $\mu\text{m}$ , ce qui correspond à des rapports  $\delta/W$  voisins de 0,7.

Enfin, dans chaque série nous avons pu disposer d'échantillons de diamètres suffisamment différents pour faire une étude expérimentale de l'influence de la surface de la jonction sur les performances. Les figures 55, 56, 57, 58, 59 montrent les variations de la puissance maximale obtenue dans chaque série en fonction de la surface des jonctions en multiplication par 10. On constate que la surface optimale est voisine de  $0,4 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$  ce qui correspond à un diamètre optimal d'environ 70  $\mu\text{m}$ .



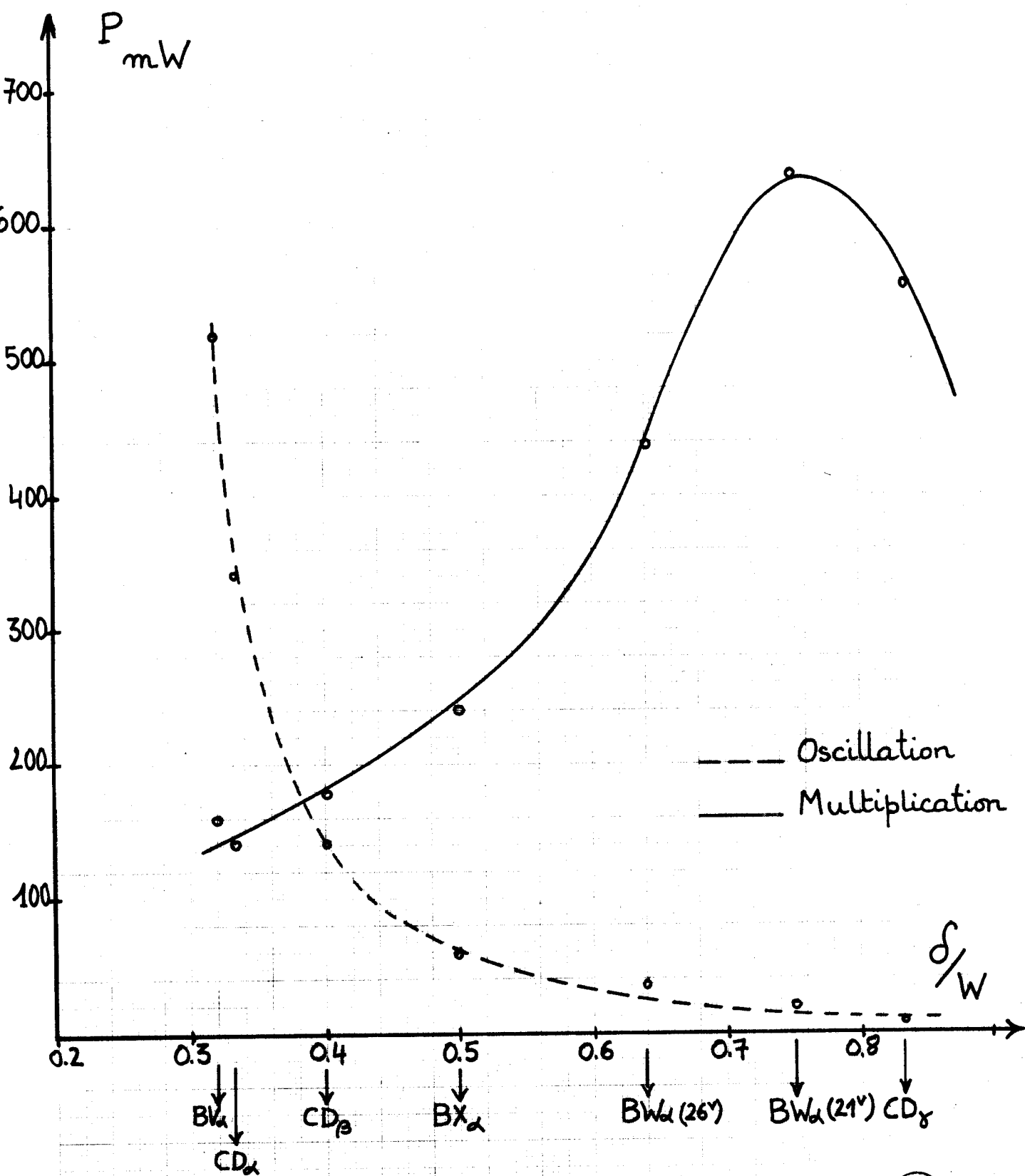


Figure 53.



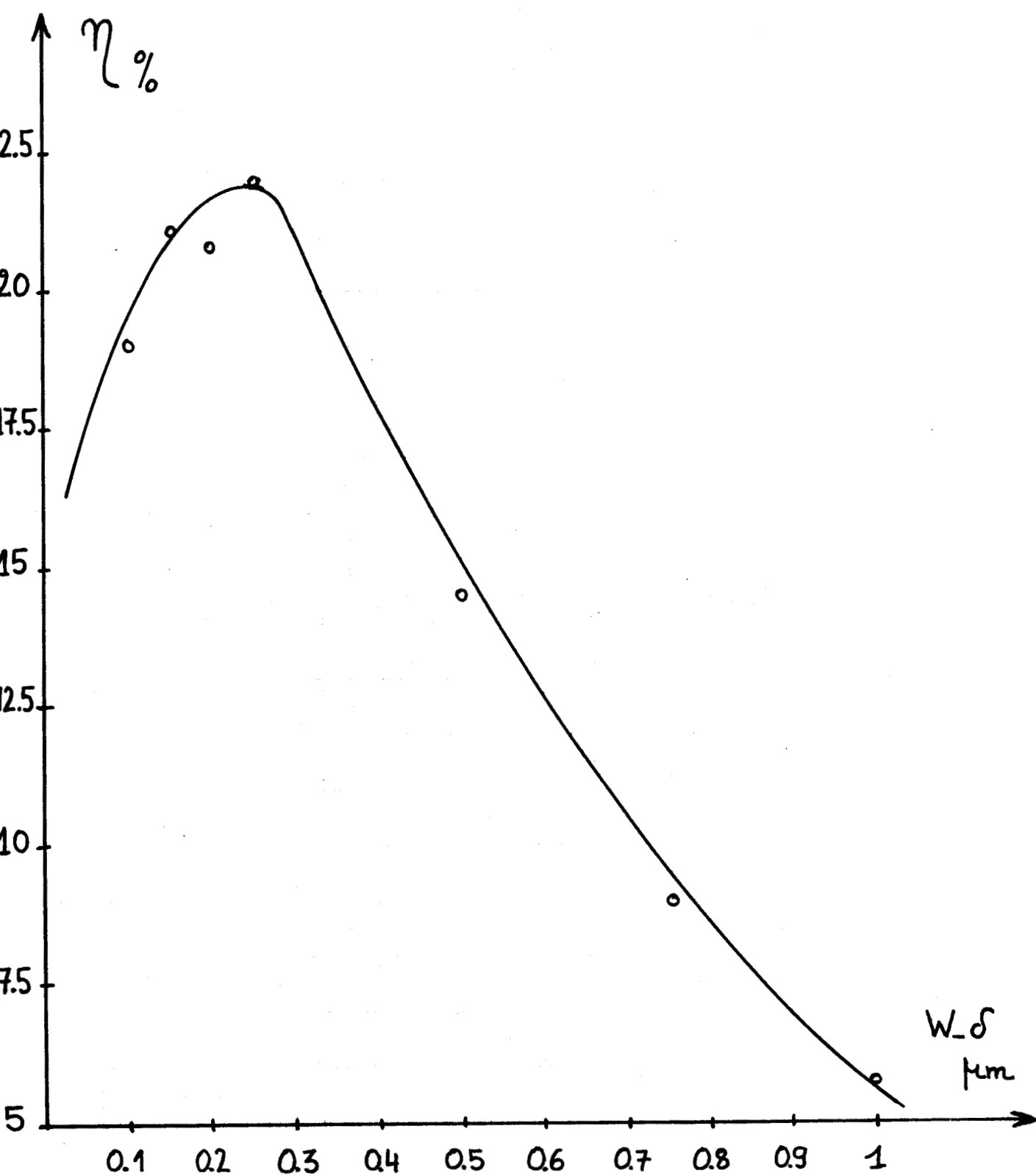


Figure 54 : Evolution du taux de conversion en fonction de l'épaisseur de la zone de transit



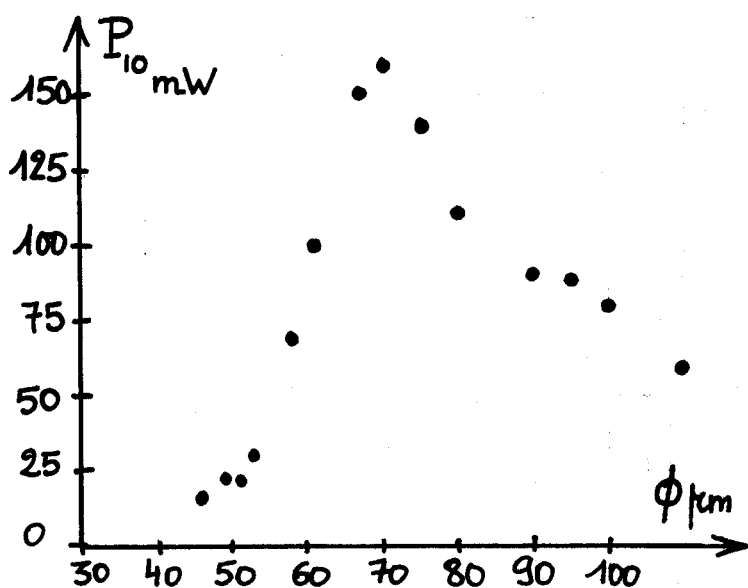


Figure 55 : Diode  $BV_\alpha$

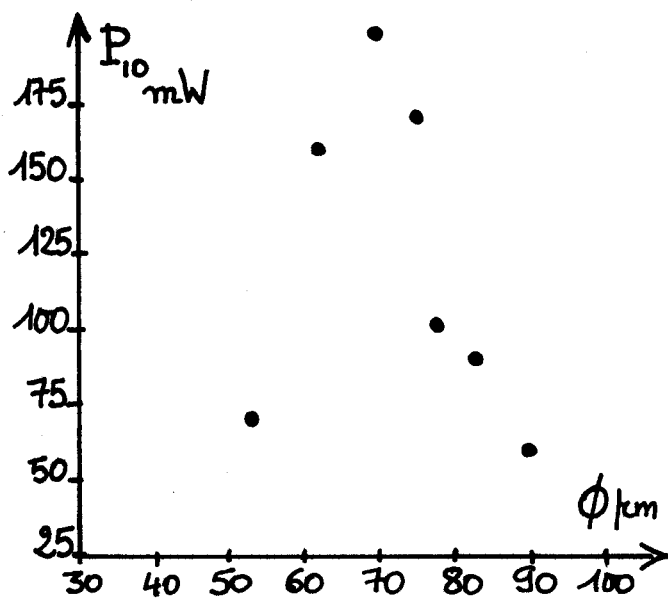


Figure 56 : Diode  $BX_\alpha$

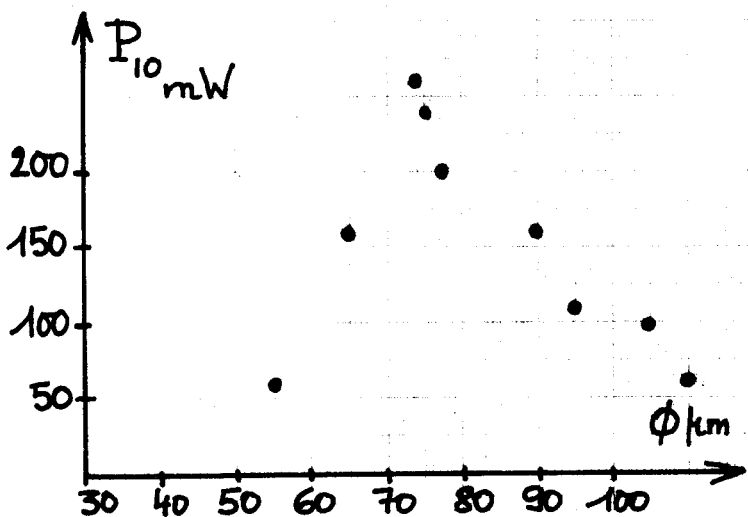


Figure 57 : Diode  $BX_\beta$

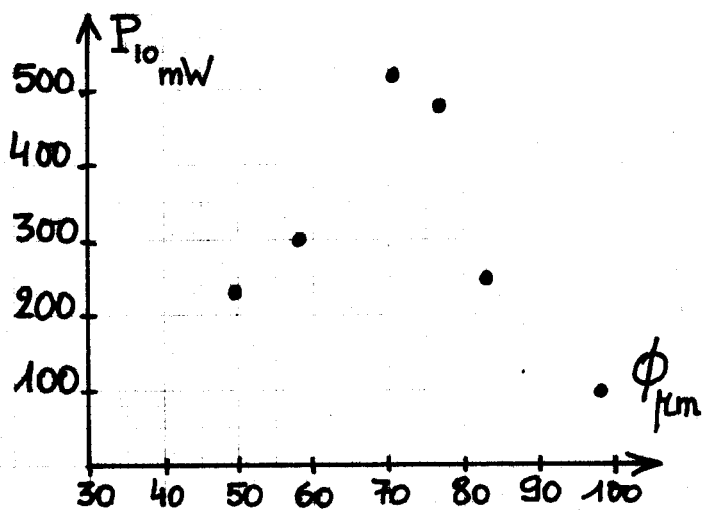


Figure 58 : Diode  $CD_\gamma$

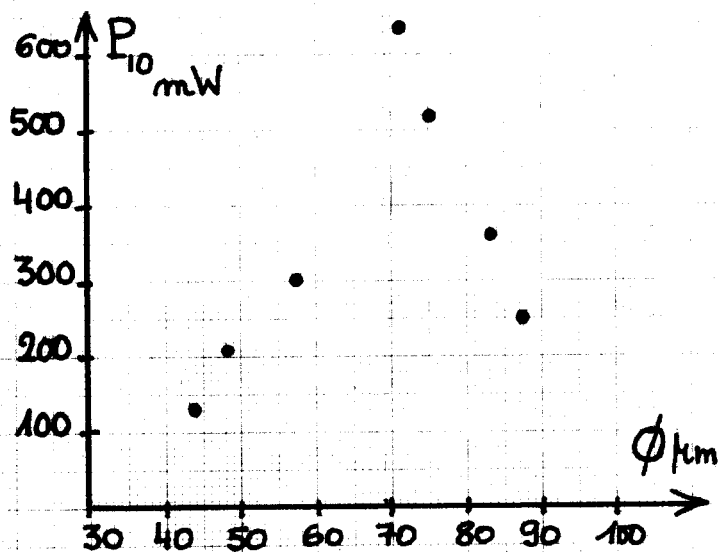


Figure 59 : Diode  $BIII_\alpha$



Cette étude expérimentale semble donc confirmer les prévisions théoriques puisque les meilleurs résultats ont été obtenus avec des diodes présentant les caractéristiques suivantes :

- Profil : champ tronqué, rapport  $\delta/W$  voisin de 0,7
- Diamètre de jonction : voisin de 70  $\mu\text{m}$
- Structure très différente de celle des oscillateurs IMPATT.

## 2 - 2 - 3 - Etude des différentes conditions de fonctionnement

Les performances des diodes en régime de multiplication sont liées aux conditions de fonctionnement : fréquence, puissance d'entrée, courant de polarisation. Nous allons essayer de mettre en relief l'influence respective de ces différents paramètres sur les performances obtenues expérimentalement.

### 2 - 2 - 3 - 1 - Influence du courant de polarisation et de la puissance d'entrée

Nous étudierons simultanément ces deux paramètres puisque l'étude théorique a montré qu'ils participaient tous les deux à la définition d'un point de fonctionnement.

La figure 60 montre les variations du taux de conversion et par là de la puissance de sortie en fonction du courant de polarisation pour différentes valeurs de la puissance d'entrée, en multiplication de fréquence par 10. Nous vérifions bien que ces deux grandeurs augmentent rapidement puis passent par un maximum pour un courant d'autant plus grand que la puissance appliquée est importante.

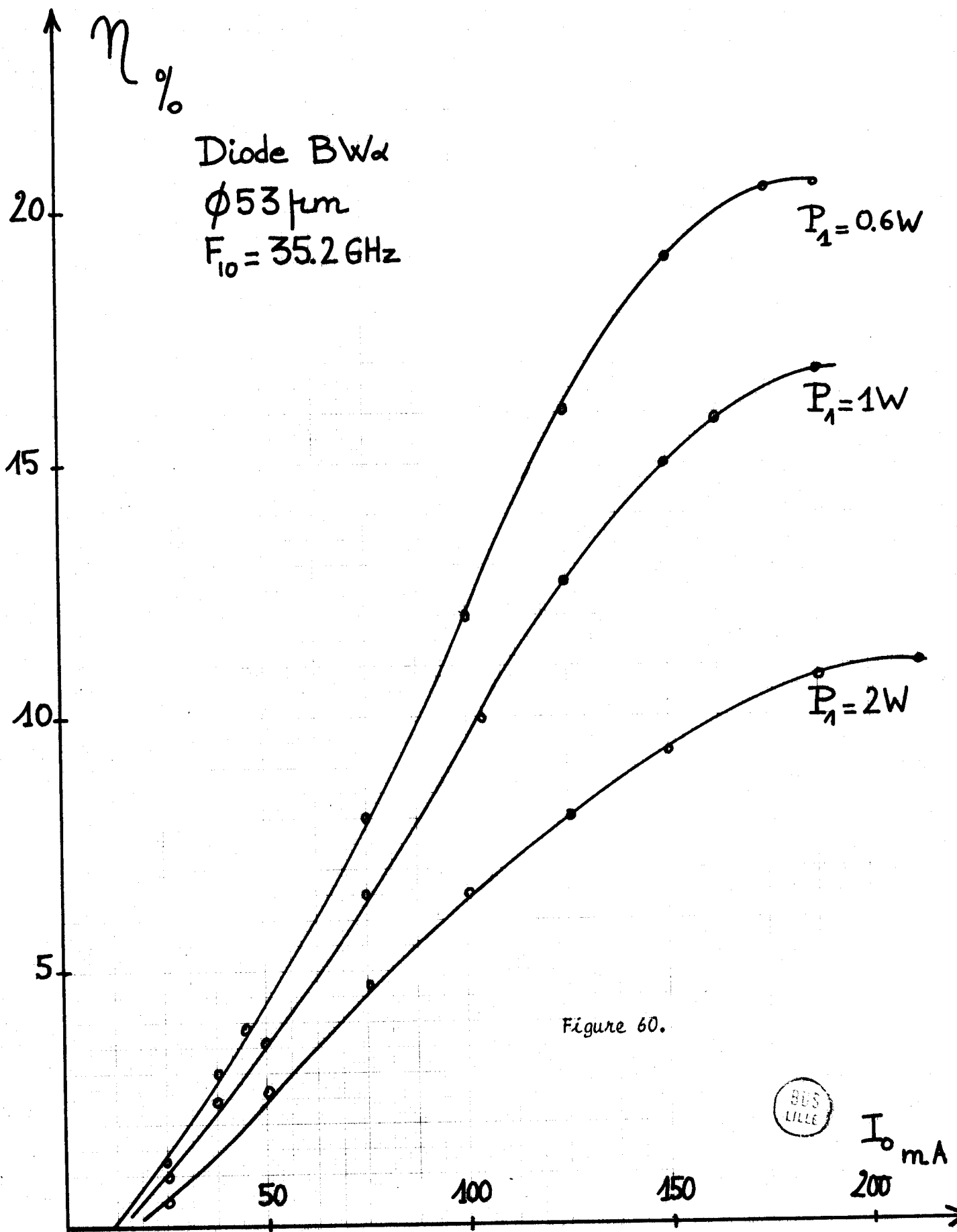
On peut noter que le courant optimal tend vers la valeur du courant d'avalanche linéaire à la fréquence de sortie qui vaut environ à 35 GHz

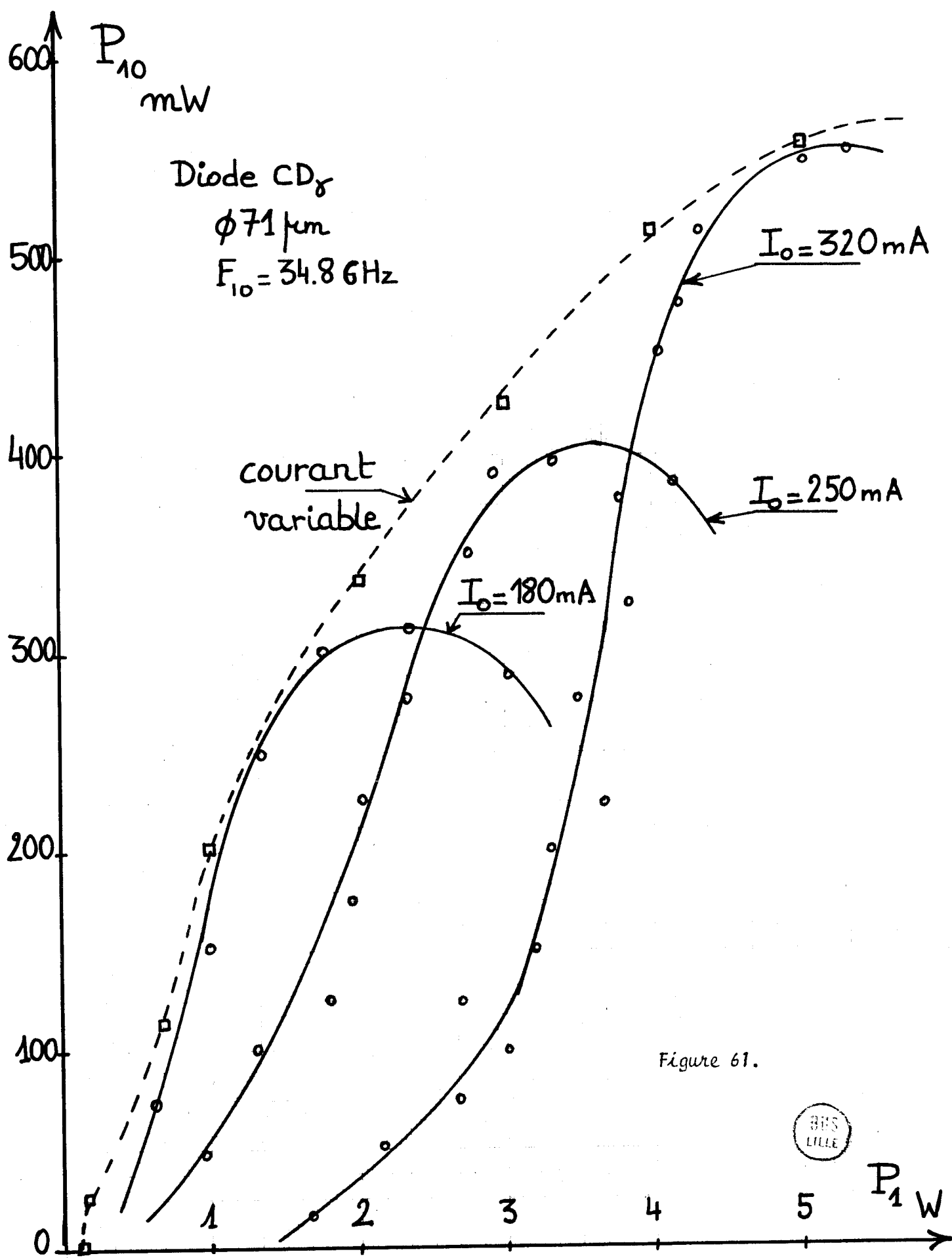
$$I_x \neq S_{cm} \times 14 \text{ kA}$$

soit sensiblement 300 mA dans le cas de la diode qui nous intéresse.

Nous donnons enfin sur la figure 61 l'allure générale des variations de la puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée en multiplication par 10 pour différents courants de fonctionnement.

Réciproquement, la puissance de sortie n'est pas une fonction continûment croissante de la puissance d'entrée, mais passe par un maximum d'autant plus grand que le courant est élevé. Dans le même esprit, nous avons reporté l'évolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée, à courant variable : pour chaque valeur de la puissance d'entrée, on recherche le courant qui donne le maximum de puissance.





Ces résultats sont dans l'ensemble conformes aux prévisions théoriques, notamment la saturation de la puissance de sortie et l'existence d'un courant optimal croissant avec la puissance d'entrée. En pratique, on remarquera donc l'interdépendance étroite de ces deux paramètres puissance d'entrée et courant de polarisation.

## 2 - 2 - 3 - 2 - Influence du rang d'harmonique

L'étude théorique a montré que le phénomène d'avalanche devait permettre la multiplication de fréquence jusqu'à des rangs très élevés avec la même structure semiconductrice qu'en multiplication par 10. Nous avons voulu vérifier cette prévision théorique. Cette étude a été effectuée sur les deux types de diode donnant les meilleurs résultats en multiplication par 10 et pour les diamètres optimaux, c'est à dire voisins de 70  $\mu\text{m}$ .

Nous avons fait varier le rang d'harmonique en diminuant la fréquence d'entrée de façon à conserver sensiblement la même valeur pour la fréquence de sortie (~~35~~ 35 GHz). Ainsi, pour un rang d'harmonique allant de 8 à 37, la fréquence d'entrée varie environ de 3,5 à 1 GHz. Pour chaque rang d'harmonique, le circuit de sortie est accordé pour obtenir une puissance sur toutes les raies harmoniques indésirables inférieure d'au moins 15 dB à celle de la raie sélectionnée.

La figure 62 résume l'ensemble des résultats obtenus. La puissance et le taux de conversion décroissent évidemment en fonction du rang d'harmonique mais cette décroissance n'est pas trop rapide et semble être proche d'une variation en  $(n)^{-1/2}$ ; ainsi en multiplication par 35 on obtient expérimentalement une puissance de 280 mW et un taux de conversion correspondant de 5%. Ces résultats sont assez remarquables si on les compare à ceux obtenus par d'autres types de multiplicateurs, à varactor en particulier. Cet avantage provient de deux facteurs :

- Le principe même de la multiplication à varactor étant basé sur l'existence d'effets paramétriques, la résistance série est plus importante que dans les diodes à avalanche que nous avons définies puisque nous avons cherché précisément à éliminer ces effets,

- La dépendance (sensiblement doublement exponentielle) entre courant et tension dans la zone d'avalanche d'une diode est beaucoup plus non linéaire que celle qui régit le comportement d'une diode varactor.

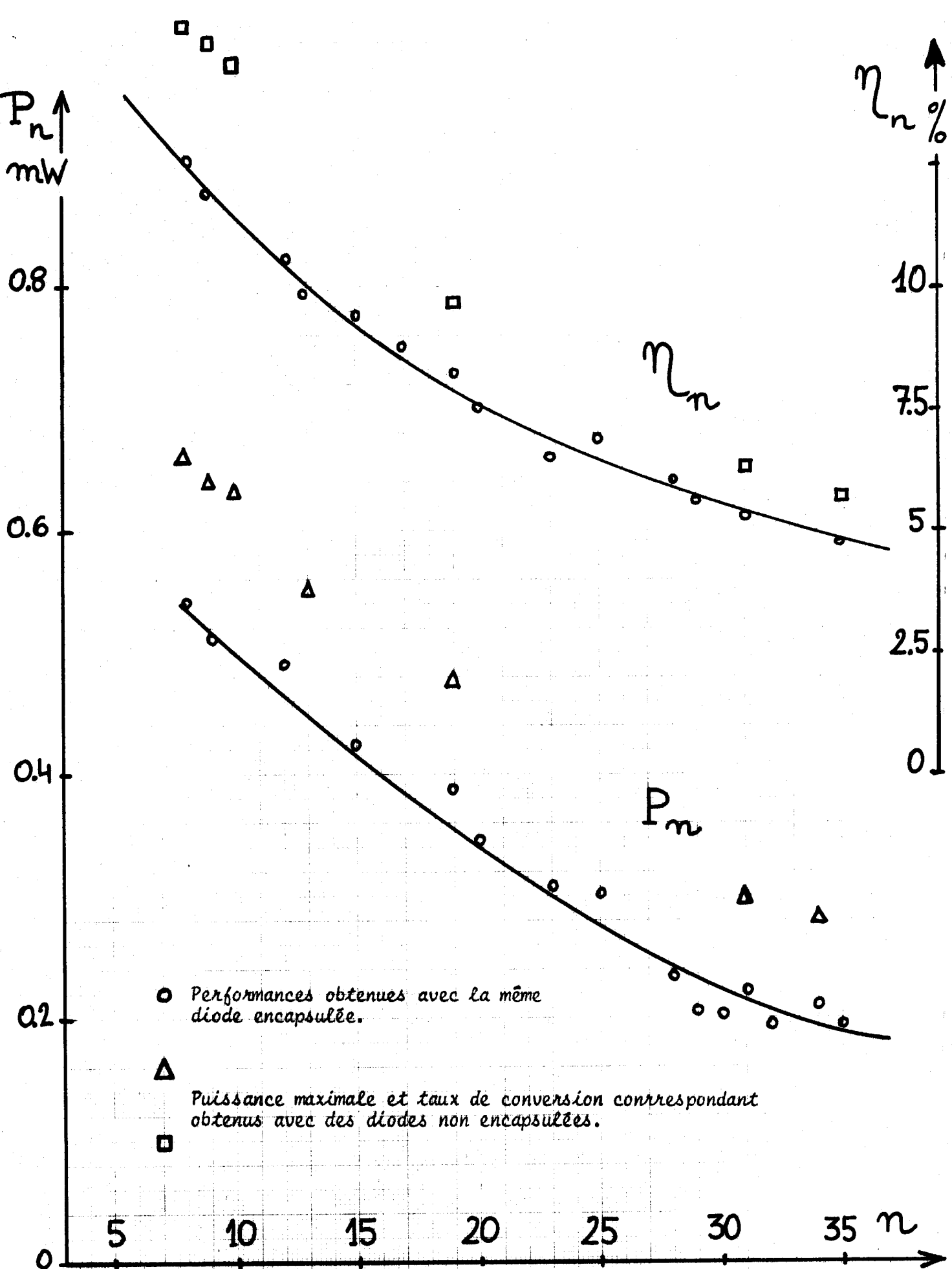


Figure 62.



## 2 - 2 - 3 - 3 - Etude expérimentale du fonctionnement en wobulation

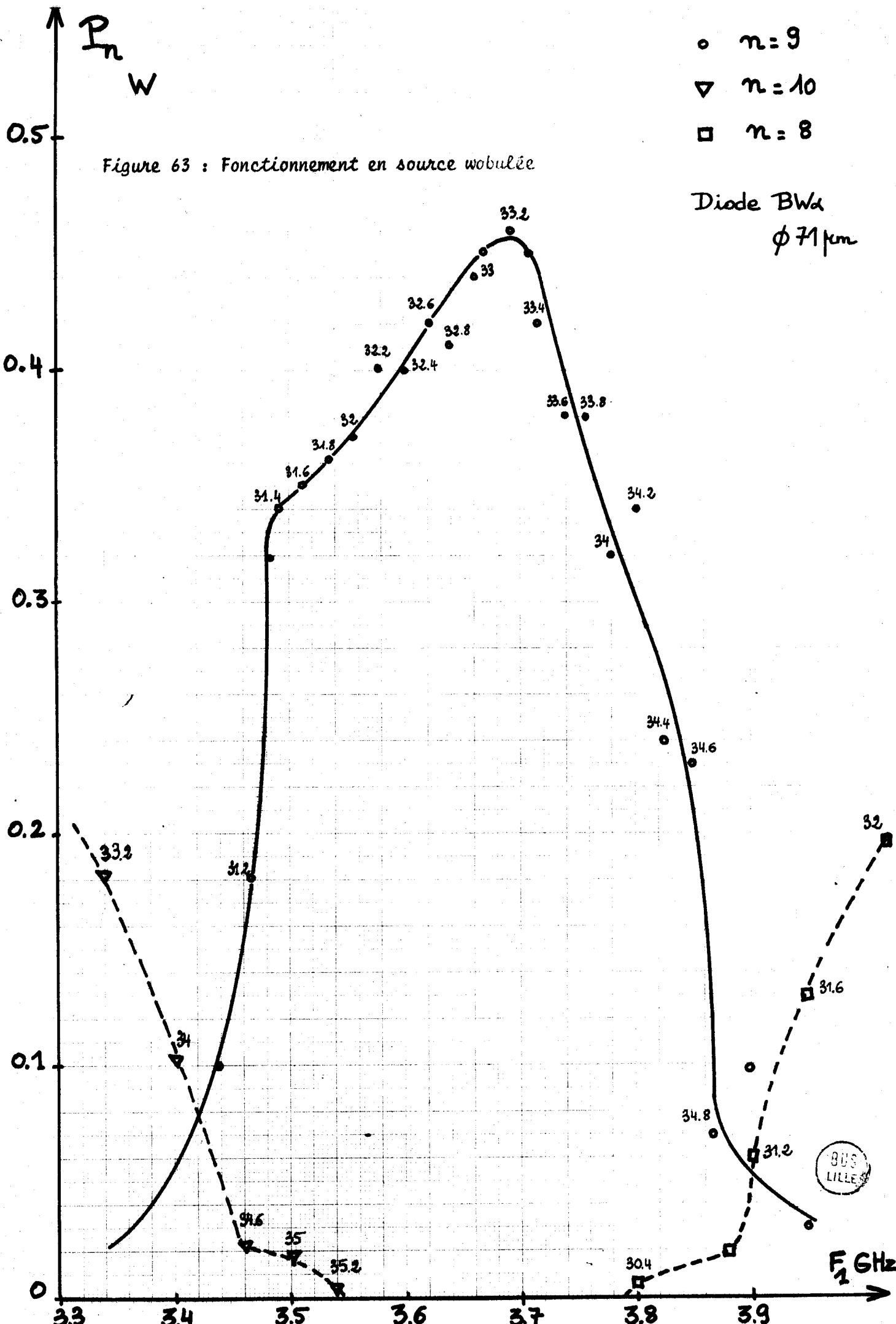
Nous avons vu dans l'étude des circuits qu'en multiplication directe sans dispositif particulier de sélection, on ne pouvait faire varier la fréquence de sortie sur une largeur de bande supérieure à la valeur de la fréquence minimale d'entrée. Nous avons étudié cet aspect et nous donnons ici un exemple particulier d'expérience en multiplication par 9. La fréquence d'entrée minimale est de 3,4 GHz. Théoriquement, la bande maximale de sortie devrait être comprise entre 31,146 GHz et 34,6 GHz. Le circuit a été réglé pour une fréquence voisine de la fréquence centrale, puis nous avons relevé la courbe de puissance sur l'harmonique 9 sans retoucher aux accords mécaniques, figure 63. On voit sur cette figure que la bande de fréquence à spectre monochromatique n'est en fait que de 2,2 GHz. Ceci est dû au fait que notre circuit ne se présentait pas comme un filtre suffisamment efficace pour les fréquences extérieures à la bande 31,14 - 34,6 GHz. On remarque cependant que sur cette plage monochromatique la puissance de sortie varie de 460 à 320 mW, soit de moins de 1 dB.

Si l'on tolère une faible puissance sur les deux fréquences harmoniques voisines, - 10 dB par exemple, on peut atteindre la bande passante à 3 dB qui est de 3,3 GHz. Bien que notre circuit ne nous ait pas permis d'atteindre complètement la bande monochromatique permise, ces résultats sont très intéressants car ils montrent la possibilité de réalisation d'une source wobulable électroniquement, très stable et de forte puissance en ondes millimétriques.

Signalons également que l'on peut obtenir sur une bande plus étroite ( $\approx$  1 GHz) une puissance de sortie pratiquement constante avec un taux de conversion supérieur à 10% comme le montre la figure 64.

## 2 - 2 - 4 - Comparaison entre les diodes encapsulées et non encapsulées

L'étude théorique montre que les résistances négatives présentées par les diodes en régime de multiplication peuvent être notablement plus importantes que celles présentées en mode IMPATT. Ceci contribue à minimiser l'influence des pertes dues aux éléments parasites de la diode et permet d'envisager l'utilisation de boîtiers varactors du type S4 en multiplication. Nous donnons dans le tableau ci-contre les performances maximales obtenues avec les deux types de boîtier dans les deux modes de fonctionnement.



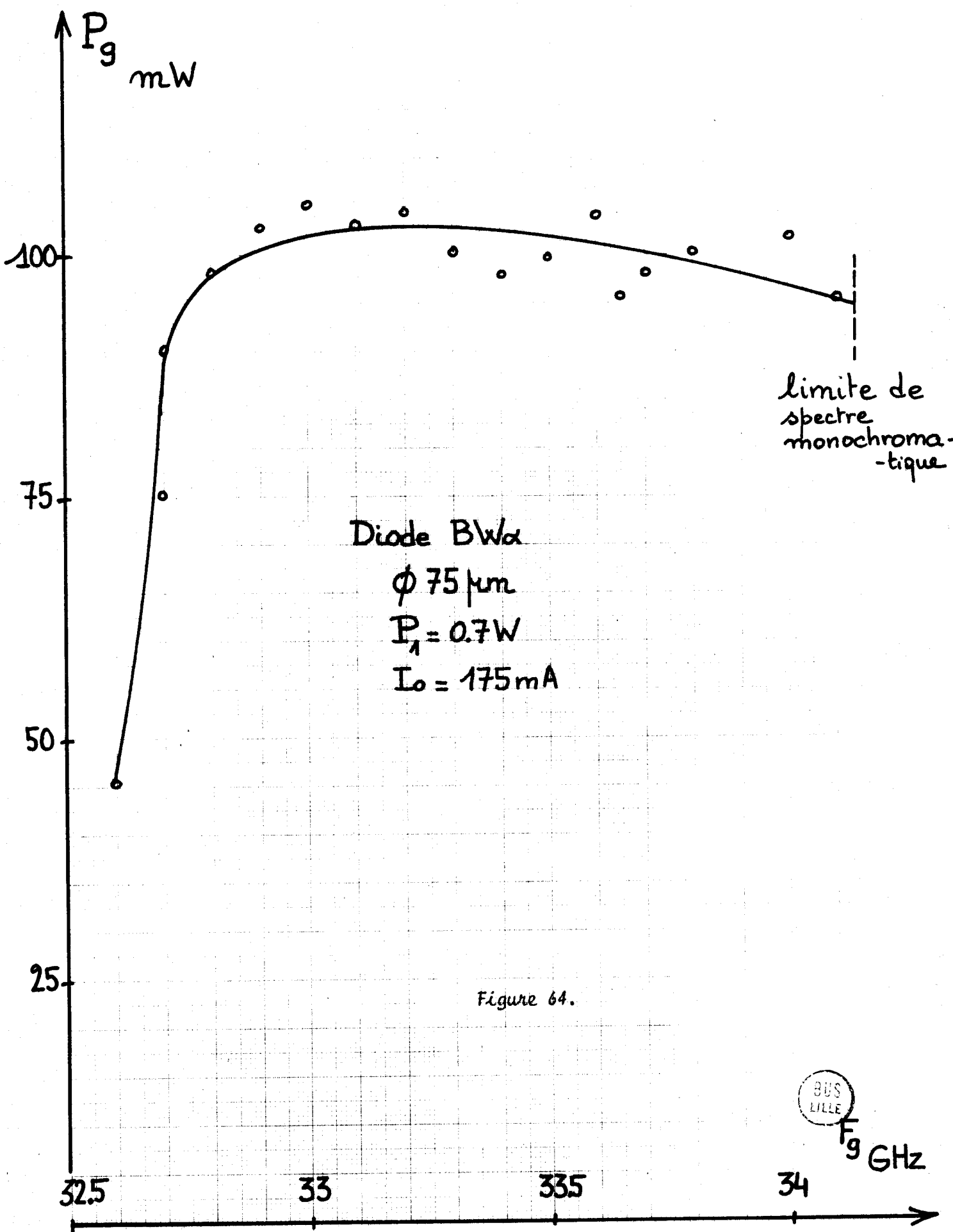


Figure 64.

BUS  
LILLE

Régime	Performances	Diodes encapsulées	Diodes non encapsulées
Oscillation			
Diode BV $\alpha$ $\phi = 60 \mu\text{m}$	Puissance maximale	100 mW	520 mW
	Rendement maximal	2 %	10 %
	Pureté spectrale	très mauvaise	assez bonne
	Résistance thermique	40 °C/W	33 °C/W
Multiplication			
Diode BW $\alpha$ $\phi = 70 \mu\text{m}$	Puissance maximale	520 mW	640 mW
	Taux de conversion maximal $P_s = 100 \text{ mW}$	16 %	22 %
	Bande Passante à 3 dB, $P_s = 100 \text{ mW}$	3 GHz	3,2 GHz
	Bande Passante à 3 dB, $P_s = 400 \text{ mW}$	0,5 GHz	3,2 GHz
	Pureté spectrale	très bonne	très bonne
	Résistance thermique	40 °C/W	32 °C/W



Il apparaît dans ce tableau que l'utilisation du boîtier S4 se traduit en mode A.T.T. par une perte de puissance de 7 dB et une détérioration importante de la qualité spectrale alors qu'en régime de multiplication sa seule incidence sur le fonctionnement est une légère diminution de la puissance de l'ordre de 1 dB.

La possibilité d'utiliser des diodes encapsulées en multiplication avec des performances de puissance et de taux de conversion intéressantes peut constituer un avantage appréciable car elles présentent sous cette forme une plus grande facilité d'emploi et une plus grande fiabilité qu'en structure non encapsulée.

#### 2 - 2 - 5 - Bruit

Les spectres obtenus en multiplication de fréquence sont d'une grande pureté et semblent reproduire celui de la source multiplié par le rang d'harmonique. Les spectres relevés à l'analyseur indiquent une nette supériorité de la qualité spectrale en multiplication par rapport à celle du mode A.T.T.. Pour évaluer cet écart, nous avons donc effectué des mesures du bruit de modulation de fréquence en fonction de la distance à la fréquence centrale pour les deux régimes. Ces mesures ont été effectuées sur la même diode dans la même structure, à la même fréquence (35 GHz) et pour des puissances de sortie du même ordre (environ 100 mW) suivant une technique décrite par B.G. BOSCH et W.A. GAMBLING (17).

La figure 65 donne l'évolution de la déviation de fréquence (rms) dans une bande de 100 Hz en fonction de la distance à la porteuse en oscillation et en multiplication de fréquence. Le bruit de modulation de fréquence en multiplication est très inférieur à celui obtenu en oscillation : l'amélioration est de l'ordre de 26 dB à 10 KHz de la porteuse. Signalons que les performances de bruit données pour la multiplication sur cette courbe sont des valeurs limites maximum car les mesures ont été rendues difficiles par le faible niveau de bruit MF de la diode et par le bruit de modulation d'amplitude apporté par le TOP : ceci renforce encore la conclusion précédente et montre l'intérêt de la multiplication de fréquence pour la réalisation de sources millimétriques.

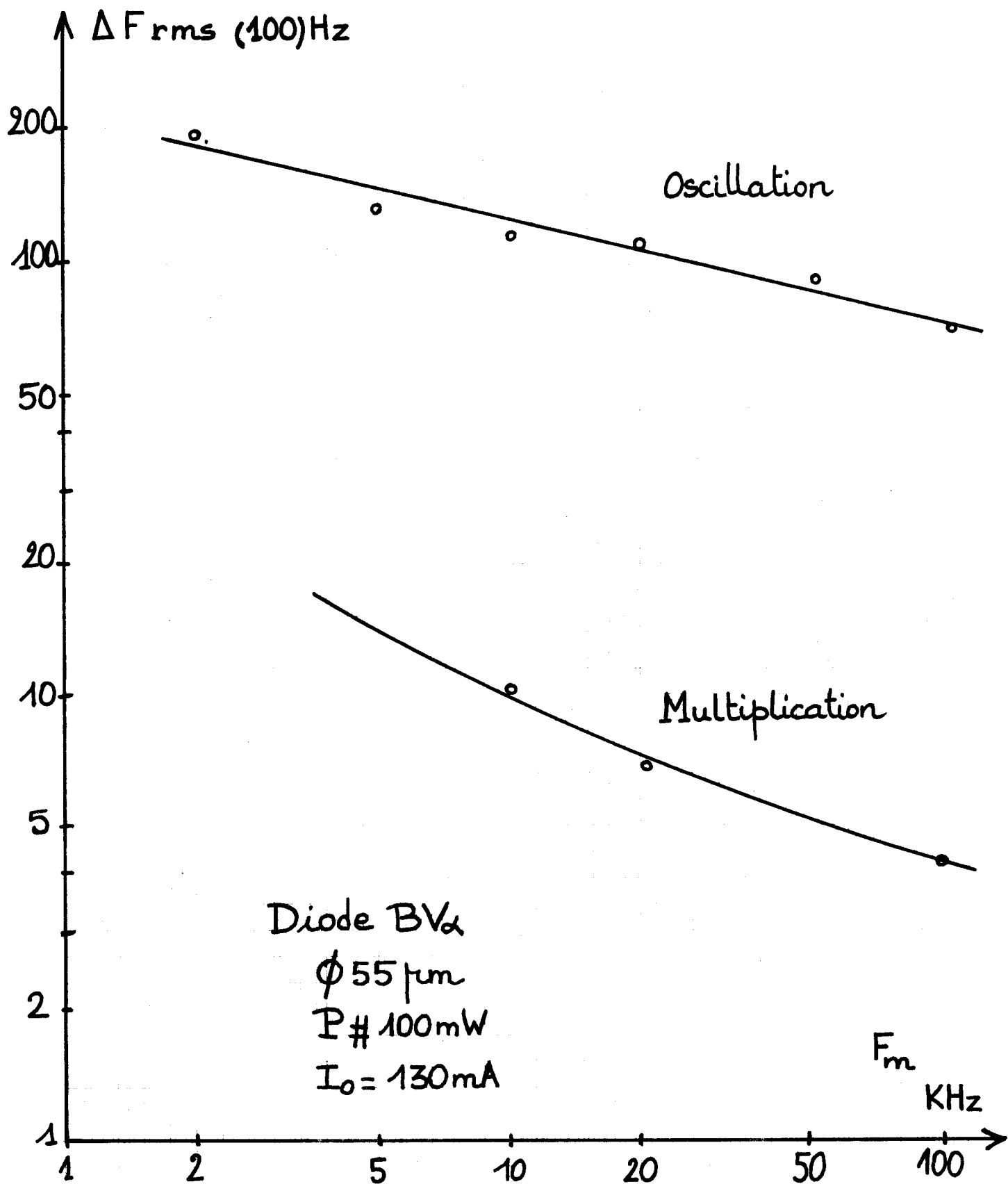


Figure 65 : Bruit de modulation de fréquence en régime de multiplication et en oscillation ATT.

## CONCLUSION

Cette étude théorique et expérimentale de la multiplication de fréquence à diodes à avalanche nous a permis de définir les structures semiconductrices optimales correspondant à chaque type d'utilisation et de donner par ailleurs quelques idées directrices sur les réalisations possibles des circuits hyperfréquences associés.

La similitude des conclusions théoriques et expérimentales montre que nous disposons maintenant d'un bon support pour l'extension de cette étude des régimes de fonctionnement plus complexes : wobulation à très large bande, présence de circuits idlers, etc...

Les résultats pratiques obtenus, au nombre desquels nous citerons en particulier les puissances de sortie supérieures à 600 mW, les rangs de multiplication supérieurs à 30, la bande de wobulation supérieure à 3 GHz avec une puissance minimale de 300 mW et les performances de bruit de modulation de fréquence, nous semblent très intéressants et susceptibles de nombreuses applications.

Un premier type d'application concerne la réalisation de sources hautement stabilisées en fréquence, par exemple d'une source bande Q utilisant un multiplicateur par 10 ou 30 et une source primaire de 3 ou 1 GHz stabilisée sur quartz.

Dans le même ordre d'idée, on pourrait envisager la réalisation de sources millimétriques à fréquences de sortie multiples mais très stables, à partir d'un seul multiplicateur à large bande piloté par une ou plusieurs sources à 1 ou 3 GHz délivrant des fréquences distinctes mais très stables. Des applications de telles sources sont possibles dans certains systèmes de radar et dans des dispositifs pour l'écologie.

La deuxième idée est celle d'une source bande Q wobulée électroniquement, ce qui n'existe pas actuellement à l'état solide, à partir d'un multiplicateur par 10 piloté par une source wobulée électroniquement sur le dixième de la bande souhaitée. De telles sources présentent un intérêt dans le domaine des télémètres et des radars à modulation de fréquence.

Chacune de ces applications éventuelles nécessitera évidemment une étude appropriée à ses aspects spécifiques.

Signalons enfin que l'on peut raisonnablement envisager l'extension de la multiplication à des bandes de fréquences supérieures mais que l'étude théorique est à compléter car les phénomènes qui apparaissent alors sont plus complexes.

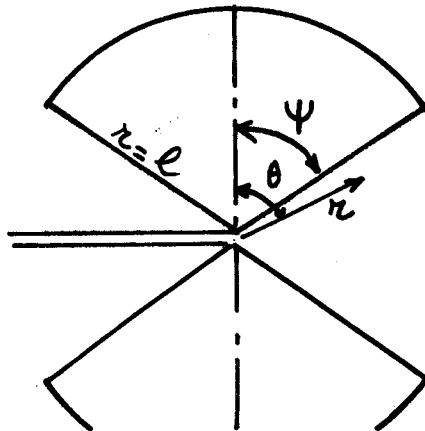


## ANNEXE

### 1. Impédance d'entrée d'un "cap"

Ce circuit est très largement utilisé en ondes millimétriques (18)(19), mais aucune étude théorique de l'impédance présentée au sommet du cône n'a été effectuée à notre connaissance dans cette gamme de fréquence. Nous nous proposons ici, non pas de donner la valeur de l'impédance d'entrée avec une grande précision, mais de mettre en relief l'influence des différents paramètres : dimensions géométriques, fréquence.

Pour cela, nous allons considérer le "cap" comme une antenne conique se composant d'une surface conique de révolution et deux calottes sphériques. Cet ensemble est formé d'un métal infiniment conducteur et symétrique par rapport au sommet de la surface conique.



Schelkunoff considère la surface conique comme un guide d'ondes sphériques (16). Celles-ci vérifient les équations de Maxwell et les conditions aux limites adaptées à la forme géométrique de l'antenne. On est ainsi amenée à distinguer les ondes principales ou électromagnétiques transversales qui existeraient seules si le cône était de longueur infinie et les diverses ondes secondaires dues à la surface limite  $r = l$ .

Aux ondes principales correspondent une impédance caractéristique  $K$  et une constante de propagation  $\tau$

$$K = 120 \text{ Log } (\cotg (\psi/2)) \quad \tau = i\omega \sqrt{\epsilon\mu}$$

où  $\epsilon$  et  $\mu$  désignent respectivement, la constante diélectrique et la perméabilité du milieu ambiant, ici l'air.  $\omega$  est la pulsation.

Les ondes secondaires sont proportionnelles à  $L_n(\cos \theta)$  qui est une solution de l'équation différentielle de Legendre,  $n$  est un nombre réel à priori quelconque (les ondes principales correspondent à  $n = 0$ ). Les conditions aux limites imposent que  $L_n(\cos \theta)$  s'annule sur la surface conique (sans s'annuler quel que soit  $\theta$ ).

$$L_n(\cos \psi) = L_n(-\cos \psi) = 0$$

Schelkunoff en déduit que  $L_n(\cos \theta)$  doit être soit une fonction paire, soit une fonction impaire de  $\cos \theta$ .  $n$  n'étant pas un entier réel, nous avons dans le premier cas :

$$L_n(\cos \theta) = a P_n(\cos \theta) + P_n(-\cos \theta)$$

où  $a$  est une constante quelconque et  $P_n(\cos \theta)$  la fonction de Legendre de première espèce.

Dans le second cas :

$$L_n(\cos \theta) = a P_n(\cos \theta) - P_n(-\cos \theta)$$

Ces deux conditions conduisent donc à l'une des deux équations en  $n$  :

$$P_n(\cos \psi) \pm P_n(-\cos \psi) = 0$$

Schelkunoff a étudié ces deux équations pour  $\psi$  très petit et pour  $\psi$  voisin de  $\pi/2$ .

Le cas qui nous intéresse ici est évidemment celui des dipôles coniques de demi angle au sommet voisin de  $\pi/2$ .

Pour des angles  $\psi$  compris entre  $80^\circ < \psi < 90^\circ$  nous prendrons les solutions approchées données par Schelkunoff. Pour des angles  $\psi < 80^\circ$ , nous prendrons les solutions données par d'autres auteurs qui ont envisagé le cas plus général  $0 < \psi < \pi/2$ , en particulier celles proposées par L. ROBIN et A. PEREIRA GOMES (21).

Le calcul se poursuit en déterminant les impédances terminale réduite  $K Y_t$  et centrale  $Z(0)/K$ , en tenant compte, en plus de l'onde principale, des deux premières ondes complémentaires intérieures et des trois premières ondes extérieures :

$$Z(0) = K(1 + j K Y_t \operatorname{tg} \beta l) / (K Y_t + j \operatorname{tg} \beta l)$$

$$\beta l = 2\pi \frac{1}{\lambda}$$

Nous ne donnerons pas les formules permettant le calcul de  $Y_t$  à cause de leur longueur. Le lecteur pourra se reporter aux articles (16) et (20) précédemment cités.

A ce niveau, nous avons introduit des approximations supplémentaires : nous avons en effet admis que l'antenne conique que nous venons de décrire pouvait rendre compte de façon approchée des propriétés électromagnétiques d'un "cap" placé dans un guide d'onde rectangulaire, si l'on considère que la longueur d'onde  $\lambda$  en propagation libre est transformée en  $\lambda_g$ , longueur d'onde guidée du mode fondamental.

Afin de vérifier que ce modèle approché donnait des ordres de grandeur acceptables, nous avons refait le calcul dans un cas étudié expérimentalement par T. MISAWA (18) sur un modèle à l'échelle 6. La figure 66 montre que notre méthode, bien que très approximative rend bien compte des phénomènes, tout au moins dans la partie intéressante du lieu d'impédance.

La figure 39 montre que pour une structure géométrique donnée l'impédance d'entrée du cap augmente avec la fréquence. D'autre part, à fréquence fixe, on constate que la résistance d'entrée augmente avec le volume sous le cap. La fréquence de résonance de ce volume augmente lorsque la longueur  $l$  de la section conique ou l'angle  $\alpha$  diminuent.

Nous avons tracé sur abaque de Smith figure 67 l'impédance d'entrée réduite  $Z(0)/K$  d'un cap d'angle  $\alpha = 15^\circ$  et de longueur  $l = 2$  et  $3$  mm. On voit sur cet abaque que l'influence d'un circuit mobile se manifestera surtout par un décalage des fréquences sur le lieu d'impédance sans en modifier considérablement l'allure, ce qui permettra une grande souplesse de réglages mécaniques.

## 2. Impédance vue par un fil transversal dans un guide d'onde rectangulaire (22)

Le calcul de l'impédance vue par un fil transversal dans un guide rectangulaire (figure 68) présente un grand intérêt car cette configuration est une bonne approximation de l'impédance vue par une paire coaxiale (figure 69) quand le côté  $b$  du guide est petit devant le quart de longueur d'onde de façon à ce que la distribution de courant dans le fil soit sensiblement uniforme.

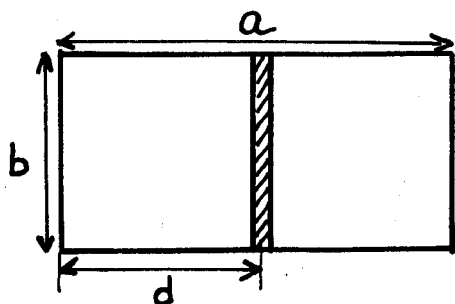


Figure 68

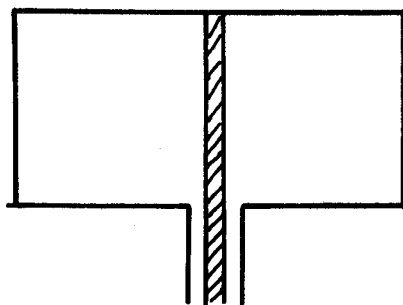
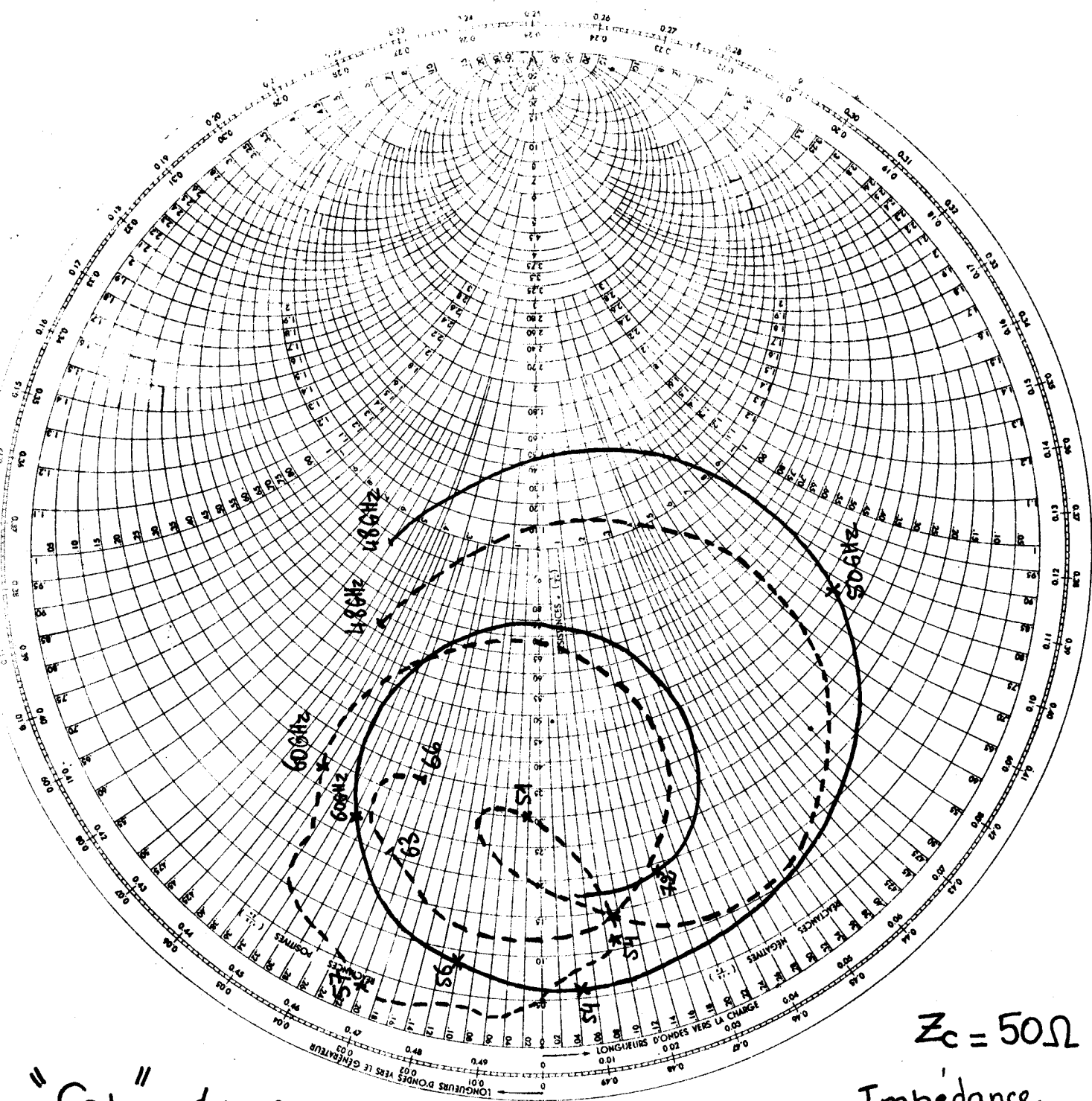


Figure 69



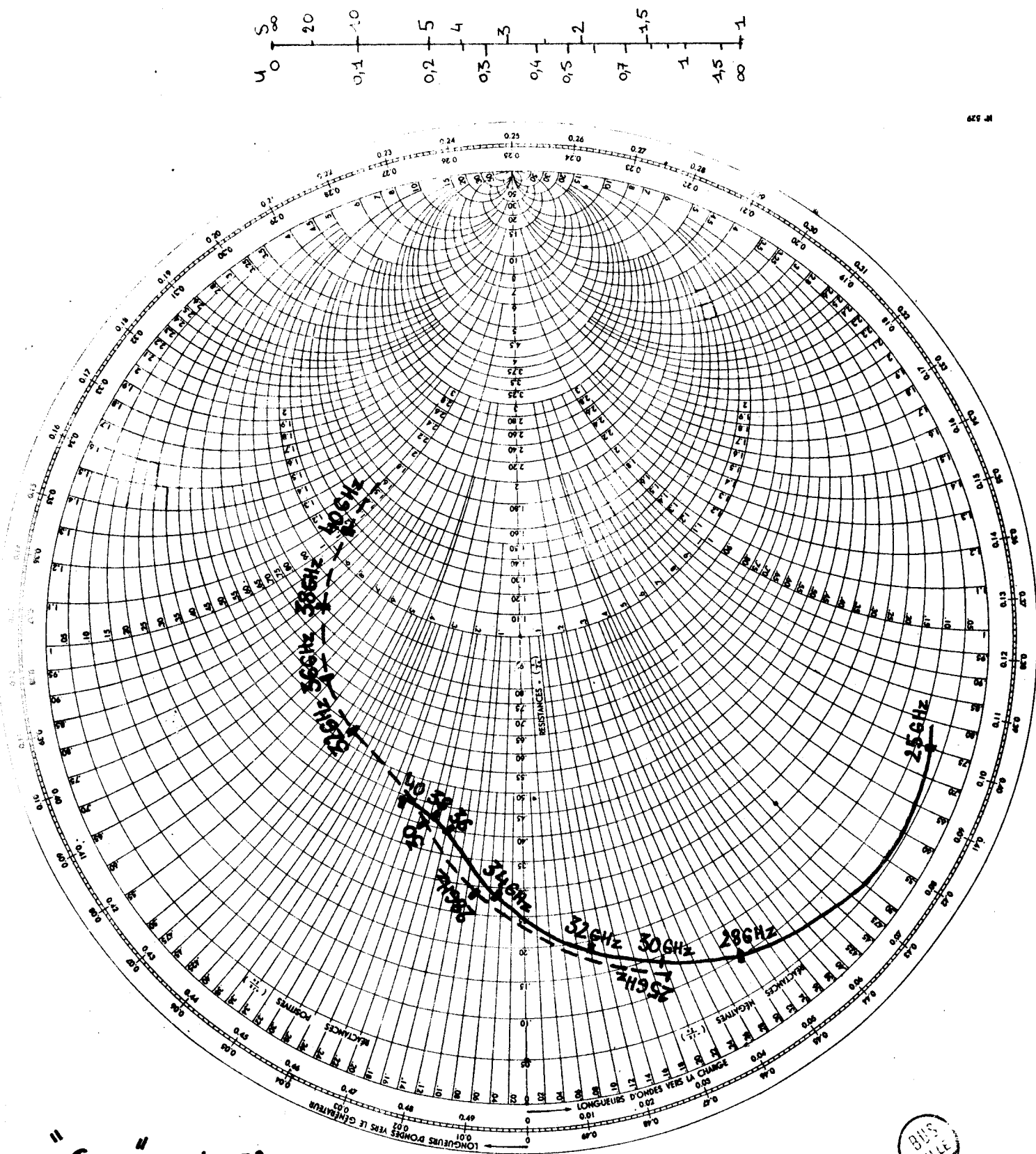
"Cap"  $\phi 3.18\text{mm}$   
 $\alpha = 10^\circ$   
 Piston C.C. à 4mm.

Figure 66.

$$Z_c = 50\Omega$$

---- Impédance  
 mesurée (Misawa)  
 — Impédance  
 calculée





"Cap"

$\alpha = 15^\circ$

$Z_0 = 15,9 \Omega = K$

—  $\phi 3,85 \text{ mm}$

---  $\phi 5,8 \text{ mm}$

Figure 67: Impédance d'entrée réduite  
 $Z(0)/K$



Si le guide s'étend indéfiniment dans les deux directions, les parties réelle et imaginaire de l'impédance vue par un fil de rayon  $r$  sont définis par :

$$R = \frac{1}{4} \eta \beta b \left[ J_0(\beta_r) + 2 \sum_{n=0}^{\infty} J_0(2n \beta_a) - \sum_{n=0}^{\infty} J_0(2n \beta_a + 2 \beta_d) - \sum_{n=0}^{\infty} J_0(2n \beta_a + \beta_a - 2 \beta_d) \right]$$

$$X = -\frac{1}{4} \eta \beta b \left[ N_0(\beta_r) + 2 \sum_{n=0}^{\infty} N_0(2n \beta_a) - \sum_{n=0}^{\infty} N_0(2n \beta_a + 2 \beta_d) - \sum_{n=0}^{\infty} N_0(2n \beta_a + \beta_a - 2 \beta_d) \right]$$

où  $\eta = \sqrt{\mu/\epsilon}$        $\beta = 2 \pi/\lambda$

$J_\nu$  = fonction de Bessel d'ordre  $\nu$

$$N_n(Z) = \frac{1}{\pi} \left[ \frac{\partial J_\nu}{\partial \nu} + (-1)^{n+1} \frac{\partial J_{-\nu}}{\partial \nu} \right]_{\nu=n}$$

fonction de JAHNKE et EMDE.

Dans le cas où  $r$  est faible, la partie résistive est à peu près indépendante du diamètre du fil et la réactance est une constante dépendant de  $a$  et  $d$  et d'une fonction logarithmique de  $r$ .

$$X(r_2) - X(r_1) = \frac{\eta b}{\lambda} \text{Log} \frac{r_1}{r_2}$$

Si seul le mode dominant transporte de la puissance, on peut montrer que :

$$R = \frac{\eta b}{a} \left( 1 - \frac{\lambda^2}{4a^2} \right)^{-1/2} \sin^2 \frac{\pi d}{a}$$

Si la fréquence augmente et dépasse les fréquences de coupure des autres modes TE

$$R = R_1 + R_2 + R_3 + \dots$$

$$\text{où } R_n = \frac{\eta_b}{a} \left(1 - \frac{n^2 \lambda^2}{4a^2}\right)^{-1/2} \sin^2 \frac{n\pi d}{a}$$

est la résistance correspondant au  $n^{\text{ième}}$  <sup>de</sup> mode transmission.

L'impédance définie ci dessus est valable pour un guide s'étendant à l'infini dans les deux directions. Les deux moitiés de guide sont en parallèle, donc l'impédance vue de l'un d'eux est  $2Z$ .

Si  $a < \lambda < 2a$  de façon que n'existe que le mode dominant et si on dispose un court-circuit à une distance  $l$  de l'axe du fil, alors la partie résistive de l'impédance vue par le fil s'exprime par

$$R = \frac{\eta_b}{a} \left(1 - \cos \frac{4\pi l}{\lambda_g}\right) \left(1 - \frac{\lambda^2}{4a^2}\right)^{-1/2} \sin^2 \frac{\pi d}{a}$$

Le facteur supplémentaire provient de la réflexion de l'onde dominante sur le court-circuit.

La réactance correspond au champ local autour du fil et est pratiquement indépendante de la position du court-circuit sauf si ce dernier est tout près du fil.

## BIBLIOGRAPHIE

- (1) E. CONSTANT, E. ALLAMANDO, A. SEMICHON  
"Transit time of an avalanche diode driven by a subharmonic signal and its application to frequency multiplication"  
Proc. IEEE 58, n°8, pp 483-4 1970
- (2) E. ALLAMANDO  
Thèse d'Etat à paraître
- (3) G. VANBORREN  
"Multiplication de fréquence dans un semiconducteur en régime d'avalanche"  
Thèse 3e Cycle, LILLE 1971
- (4) G. SALMER, E. ALLAMANDO, E. CONSTANT, A. SEMICHON  
"Frequency multiplication using an avalanche diode"  
Microwave and optical generation and amplification conference. AMSTERDAM 1970
- (5) Rapport annuel du Contrat DGRST n°71.7.2845 LILLE 1972
- (6) Annexes au rapport de contrat n°71.7.2845
- (7) W.T. READ  
"A proposed high frequency negative resistance diode"  
J. Bell Syst. Techn. J. Volume 37 Mars 1958
- (8) P.A. ROLLAND  
"Multiplication de fréquence à haut rang d'harmonique par diode à avalanche"  
D.E.A. LILLE 1971
- (9) C.A. LEE and AL  
App. Phys. Letters, Vol 6 n°5 Mars 1965
- (10) E. CONSTANT, A. SEMICHON  
"Sur un mécanisme général d'oscillation et son application aux semiconducteurs"  
C.R. Acad. Sc. PARIS, t270, pp 665-68 (9 Mars 1970)
- (11) B.B. VAN IPEREN and H. TJASSENS  
Microwave and Optical Generation and Amplification Conférence,  
AMSTERDAM, 7, 27 1970
- (12) C.A. LEE and AL  
"Ionization rates of holes and electron in Silicium"  
Physical Review, Vol. 134, N°3A, 4 Mai 1964



- (13) E. ALLAMANDO, E. CONSTANT, G. SALMER, A. SEMICHON  
"Propriétés hyperfréquences des diodes à avalanche. Modes d'oscillation"  
Acta Electronica, vol 12 n°3, 1969
- (14) J. PRIBETICH  
"Détermination théorique et expérimentale des paramètres caractéristiques des structures semiconductrices en régime d'avalanche"  
Thèse 3e Cycle, LILLE 1971
- (15) REICH, ORDUNG, KRAUSS, SKALNIK  
"Microwave theory and techniques"  
The Van Nostrand Series in Electronics and Communication, 1953, pp 411-413
- (16) S.A. SCHELKUNOFF  
"Theory of antennas of arbitrary size and shape"  
Proc. IRE, (Sept 1941), 29, n°9, pp493-521
- (17) B.G. BOSH and W. GAMBLING  
"Techniques of Microwave noise measurement"  
J.Brit. IRE, June 1961, pp 503-515
- (18) T. MISAWA, N.D. KENYON  
"An oscillator circuit with cap structure for millimeter wave IMPATT diodes"  
IEEE on Microwave Theory and Techniques, November 1970
- (19) T.E. SEIDEL, R.E. DAVIS, D.E. IGLESIAS  
"Double drift region in implanted millimeter wave IMPATT diodes"  
Proc. IEEE vol 59 n°8, August 1971, pp 1222-1228
- (20) L. ROBIN and A. PEREIRA GOMES  
Annales des Télécommunications, T8, n°12, 1953
- (21) S.A. SCHELKUNOFF  
"Electromagnetic waves"  
Van Nostrand Series, pp 495-96
- (22) G. SALMER, M. CHIVE, P.A. ROLLAND, J. MICHEL  
"A comparison between direct generation and frequency multiplication using avalanche diodes"  
J. Phys. D : Appl. Phys. Vol 6, 1973
- (23) P.A. ROLLAND, G. SALMER, M. CHIVE, J. MICHEL  
"New mode of operation for avalanche diodes : high rank, high efficiency frequency multipliers"  
1973 International Conference on Solid State devices, TOKYO, JAPAN, August 1973

(24) P.A. ROLLAND, G. SALMER, M. CHIVE, J. MICHEL

"High rank frequency multiplication using avalanche diodes"

Conference on Microwave Semiconductor Devices, Circuits and Applications

Cornell University, ITHACA, NEW YORK, August 14-16 1973

