

50 376
1 977
94

N° d'ordre :

50376
1977
94

THESE

présentée à
L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le titre de
DOCTEUR DE TROISIEME CYCLE

par
Patrick KENNIS

Maître-ès-Sciences

ETUDE DE L'INFLUENCE DE L'EFFET TUNNEL
SUR LES PERFORMANCES, EN BANDE X,
DES OSCILLATEURS A DIODES A AVALANCHE A L'AsGa



Membres du Jury : M. SALMER
M. CONSTANT
M. CROSNIER
M. MAIZIERES
M. LEBRUN

Président
Rapporteur
Examinateur
Examinateur
Invité

Soutenue le 5 mai 1977, devant la Commission d'Examen

A ma femme,

A la mémoire de mes parents.

Ce travail a été effectué au "CENTRE HYPERFREQUENCES ET SEMICONDUCTEURS" de l'Université des Sciences et Techniques de LILLE.

J'exprime toute ma gratitude à Monsieur le Professeur CONSTANT qui m'a accueilli dans son laboratoire, suggéré le sujet de cette thèse et guidé tout au long de ce travail.

Je tiens à témoigner ma reconnaissance envers Monsieur le Professeur SALMER qui me fait l'honneur de présider mon jury et de juger mon travail.

Je remercie également Monsieur le Professeur CROSNIER d'avoir accepté de participer à ce jury.

J'exprime à Monsieur le Professeur MAIZIERES ma plus vive reconnaissance de s'être intéressé à mon travail, et d'avoir bien voulu participer à mon jury.

Monsieur LEBRUN de la société RADIOTECHNIQUE COMPELEC me fait le plaisir de participer à ce jury, je l'en remercie vivement.

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, en particulier je remercie Monsieur LEFEBVRE qui m'a dirigé et conseillé utilement depuis mon entrée au laboratoire. Que Messieurs CHIVE et PRIBETICH soient également remerciés pour l'aide qu'ils m'ont apportée.

Mes remerciements et ma reconnaissance vont également à Monsieur LEBORGNE qui a su me faire profiter de son expérience par les discussions fructueuses que nous avons pu avoir.

Enfin j'adresse mes remerciements à tout le personnel technique et administratif en particulier à Mademoiselle DEMOL et Monsieur PLAYEZ pour leur collaboration technique, à Mesdemoiselles HANNON et MATHON qui ont eu la tâche ingrate de dactylographier ce mémoire et à Messieurs DEHORTER et PLUQUET qui ont assuré la polycopie.

Je tiens enfin à rappeler que l'étude expérimentale a pu être réalisée grâce à la collaboration du "LABORATOIRE D'ELECTRONIQUE ET DE PHYSIQUE APPLIQUEE"

SOMMAIRE

INTRODUCTION

CHAPITRE I

ETUDE ANALYTIQUE DES PERFORMANCES HYPERFRÉQUENCES D'UNE DIODE A AVALANCHE ET TEMPS DE TRANSIT

I.1 PRESENTATION DU MODELE D'ETUDE A DEUX ZONES ET DES HYPOTHESES

SIMPLIFICATRICES P. 1

I.2 DETERMINATION DE LA PUISSANCE ET DU RENDEMENT P. 2

I.2.1 Etude en fonctionnement fortement non linéaire P. 2

I.2.1₁ Expression de la tension existant aux bornes de la diode P. 3

I.2.1₂ Expression du courant total P. 3

I.2.1₃ Expression de la puissance émise à la fréquence
fondamentale P. 4

I.2.1₄ Influence d'une émission à retard d'injection quelconque
sur la puissance et le rendement P. 4

I.2.2 Cas particulier de l'émission par avalanche P. 5

I.2.2₁ Expression de la puissance et du rendement dans le cas
de l'émission par avalanche P. 5

I.2.2₁ Introduction d'un facteur de forme P. 6

I.2.3 Discussion de l'influence des différents facteurs apparais- sant dans l'expression du rendement P. 7

I.2.3₁ Influence du facteur de charge d'espace K_{CE} P. 7

I.2.3₂ Influence du taux de modulation m P. 8

I.2.3₃ Influence du facteur de transport $\chi(\theta)$ P. 8

I.2.3₄ Influence du rapport δ/w P. 9

I.2.3₅ Exemples d'application P. 10

CHAPITRE IIÉTUDE THÉORIQUE DE L'INFLUENCE D'UNE INJECTION DE PORTEURS PAR EFFET TUNNEL SUR LES CARACTÉRISTIQUES ET LES PERFORMANCES D'UNE DIODE A.T.T.II.1 JUSTIFICATION DE L'EXISTENCE D'UNE INJECTION DE PORTEURSPAR EFFET TUNNEL

P. 12

II.1.1 Injection de porteurs par effet tunnel dans le cas

des basses températures

P. 14

II.1.2 Injection de porteurs par effet tunnel assisté

thermiquement pour les températures plus élevées

P. 14

II.2 LOIS D'EMISSION UTILISEES DANS LE CAS DES STRUCTURES APROFIL DE DOPAGE DIFFERENCIE (PROFIL HIGH LOW)

P. 15

II.2.1 Expressions du courant "tunnel" déterminées par PADOVANI

et STRATTON en polarisation inverse

P. 16

II.2.2 Transitions entre l'effet tunnel et l'effet tunnel

assisté thermiquement et entre le T.F.E. et l'effet
-----thermoionique

P. 18

II.2.3 Définition du type d'injection de porteurs, au travers

de la barrière, prépondérant dans les diodes à émission
-----par avalanche

P. 19

II.3 INFLUENCE D'UNE INJECTION DE PORTEURS PAR EFFET TUNNEL SURLES CARACTERISTIQUES ET LE FONCTIONNEMENT D'UNE DIODE A.T.T.

P. 19

II.3.1 Mise en équation

P. 20

II.3.2 Influence de l'injection de porteur par effet tunnel,

sur le fonctionnement des diodes à avalanche en régime
-----linéaire

P. 21

II.3.2₁ Etude de la zone d'émission ; définition de la

variation de la phase d'injection

P. 21

II.3.2 ₂	Expression de l'impédance totale	P. 23
II.3.2 ₃	Influence de l'injection par effet tunnel sur l'évolution fréquentielle de la résistance négative à I_0 constant	P. 23
II.3.2 ₄	Etude de l'influence en basse fréquence	P. 24
II.3.3	Etude de l'influence d'une injection de porteurs par ----- effet tunnel sur le fonctionnement d'une diode à avalanche ----- <u>che en régime non linéaire</u>	P. 25
II.3.3 ₁	Généralités, justification et définition de l'effet de redressement	P. 26
II.3.3 ₂	Modifications apportées aux caractéristiques de la zone d'émission	P. 27
II.3.3 ₃	Calcul de l'effet de redressement	P. 30
II.3.3 ₄	Evolution de la phase d'injection ψ et de l'effet de redressement ΔE_{a0} , en fonction du champ E_{a1}	P. 31
II.3.3 ₅	Influence de l'injection de porteurs par effet tunnel sur les performances d'une diode à avalanche	P. 32
II.3.3 ₆	Définition de l'angle de transit optimal à partir du facteur de transport $\phi(\theta, \psi)$	P. 33
II.4	<u>ETUDE NUMERIQUE PRESENTATION DU PROGRAMME ET DES PRINCIPAUX RESULTATS</u>	P. 34
II.4.1	<u>présentation du programme numérique</u> -----	P. 36
II.4.1 ₁	Modèle utilisé	P. 36
II.4.1 ₂	Détermination de l'épaisseur relative des deux zones	P. 36
II.4.1 ₃	Traitement de la zone d'avalanche	P. 36
II.4.1 ₄	Traitement de la zone de transit	P. 36
II.4.2.	Résultats obtenus avec le programme -----	P. 40
II.4.2 ₁	Variations de la phase d'injection et de l'effet de redressement en fonction du dopage	P. 40
II.4.2 ₂	Application au calcul de la diode complète: courbes de rendement	P. 41

II.4.2 ₃	Calcul de l'effet de redressement	P. 43
II.4.2 ₄	Evolution du rendement en fonction de la fréquence à courant constant	P. 44
II.4.2 ₅	Evolution de la puissance émise en fonction du courant à résistance de charge fixe	P. 44
II.5	<u>CONCLUSION</u>	P. 45

CHAPITRE III

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE EN RÉGIME LINÉAIRE ET NON LINÉAIRE ; COMPARAISON DES RÉSULTATS THÉORIQUES ET EXPÉRIMENTAUX

III.1	<u>DETERMINATION DE LA HAUTEUR DE BARRIERE</u>	P. 46
III.1.1	Détermination de la hauteur de barrière à partir des ----- courbes $C(V)$ -----	P. 46
III.1.2.	Détermination de la hauteur de barrière à partir des ----- caractéristiques $I_d = f(V_d)$ relevées en polarisation ----- directe -----	P. 48
III.1.2 ₁	Utilisation du modèle thermoionique	P. 48
III.1.2 ₂	Utilisation du modèle à émission de porteurs par effet tunnel assisté thermiquement	P. 49
III.1.2 ₃	Application à une diode à profil différencié (high low)	P. 50
III.1.3.	Détermination de la hauteur de barrière d'une diode ----- à profil plat	P. 50
III.1.4.	<u>Conclusion ; choix de la hauteur de barrière</u> -----	P. 51
III.2	<u>MISE EN EVIDENCE DE L'INJECTION PAR EFFET TUNNEL A PARTIR DES CARACTERISTIQUES $I_i = f(V_i)$ RELEVÉES EN POLARISATION INVERSE</u>	P. 51
III.2.1	Détermination théorique des courbes $I_i = f(V_i)$ pour ----- différentes températures -----	P. 52
III.2.2	Comparaison des courbes $I_i = f(V_i)$ théoriques et ----- expérimentales -----	P. 53

III.3	<u>MISE EN EVIDENCE D'UNE INJECTION DE PORTEURS PAR EFFET TUNNEL A PARTIR DES MESURES D'IMPEDANCE EN REGIME LINEAIRE ;</u>	P. 55
III.3.1	Mesure d'impédance en régime linéaire, en basse ----- fréquence -----	P. 55
III.3.1 ₁	Illustration de la méthode de mesure basse fréquence, à l'aide d'une photodiode	P. 56
III.3.1 ₂	Application au cas des diodes à avalanche	P. 56
III.3.1 ₃	Hypothèse d'une surface non uniforme ; influence sur l'évolution de l'impédance d'une diode A.T.T. en basse fréquence	P. 57
III.3.2	Utilisation d'une méthode de mesure différentielle -----	P. 58
III.3.2 ₁	Présentation de la méthode de mesure différen- tielle	P. 58
III.3.2 ₂	Définition du paramètre $tg \phi$; détermination de la variation de phase d'injection $\Delta\psi$ à partir de $tg \phi$	P. 59
III.3.2 ₃	Application ; discussions des résultats	P. 61
III.3.2 ₄	Estimation de l'injection par effet tunnel à partir des mesures de résistances négatives effec- tuées en appliquant la méthode simplifiée	P. 63
III.4	<u>ETUDE EN REGIME NON LINEAIRE</u>	P. 65
III.4.1	Etude expérimentale en régime forcé -----	P. 66
III.4.1 ₁	Mesure du coefficient de reflexion et de l'impédance de la diode	P. 66
III.4.1 ₂	Evaluation de la puissance émise P_E et de la tension hyperfréquence	P. 66
III.4.2	Comparaison entre les résultats théoriques et expéri- ----- mentaux en régime non linéaire -----	P. 67
III.4.2 ₁	Evolution fréquentielle de la résistance négative à courant constant	P. 67
III.4.2 ₂	Evolutions du rendement et de l'effet de redressement en fonction de V_{HF}	P. 68

III.4.2₃ Détermination de l'effet de redressement à partir
de mesures en impulsions

P. 68

III.5 CONCLUSION

P. 70

CONCLUSION

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

En 1958 READ [1] décrit précisément un dispositif à semiconducteur susceptible de présenter en régime d'avalanche une résistance négative hyperfréquence importante. Cependant la réalisation de la structure proposée, posait à l'époque des problèmes technologiques considérables et les premiers résultats ne furent obtenus qu'avec des structures beaucoup plus simples.

Ce n'est qu'au début de cette décennie que les progrès technologiques permirent de réaliser des composants présentant une zone d'émission très localisée, et de nos jours ces dispositifs à profil de dopage différencié (profil "high low" ou "low high low") permettent d'obtenir en bande X des rendements de l'ordre de 30 %.

Depuis plusieurs années une équipe de notre laboratoire s'occupe de préciser les différents phénomènes physiques, susceptibles de limiter les performances de ces dispositifs [2] ; c'est ainsi que sont actuellement étudiées les influences, d'une part des caractéristiques des taux d'ionisation (non localisation des taux d'ionisation, ionisation dans la zone de transit) et d'autre part des phénomènes de diffusion et de transfert des électrons.

Au sein de cette équipe nous nous sommes attachés à étudier plus particulièrement les effets liés à l'injection de porteurs par effet tunnel assisté thermiquement (T.F.E.) sur les caractéristiques et les performances des diodes à avalanche à profil différencié (high low)

Dans une première partie nous rappelons, à partir d'une étude analytique simple, les propriétés hyperfréquences d'une diode fonctionnant selon le mode A.T.T. (avalanche et temps de transit). Nous décrivons les principaux mécanismes qui y interviennent en montrant notamment l'importance du choix des caractéristiques de la zone d'émission, et l'influence d'un retard de phase d'injection différent de $\frac{\pi}{2}$ (cas de l'avalanche normale).

La deuxième partie est consacrée à l'étude théorique de l'influence d'un "courant tunnel" sur les performances des structures "high low" fonctionnant

en bande X. Dans ce type de structure polarisée en inverse nous justifions d'abord l'existence d'une injection de porteurs par effet tunnel assisté thermiquement ; l'étude analytique qui est ensuite exposée nous permet de déterminer les conséquences de ce "courant tunnel" sur les caractéristiques et les performances de ces diodes tant en régime linéaire que non linéaire.

Ces premiers résultats ne pouvant être qu'approchés nous avons été amenés à les compléter par une étude numérique, afin de préciser en régime non linéaire les caractéristiques de fonctionnement de ces structures.

Dans la troisième partie nous évaluons l'importance du courant tunnel injecté à partir de la comparaison des courbes théoriques et expérimentales relevées en régime statique et dynamique (petit signal), et nous vérifions que les caractéristiques et les performances calculées théoriquement en régime non linéaire (résistance négative, rendement etc...) sont voisines de celles obtenues expérimentalement.

CHAPITRE I

ETUDE ANALYTIQUE DES PERFORMANCES HYPERFREQUENCES
D'UNE DIODE A AVALANCHE ET TEMPS DE TRANSIT

Afin de situer l'étude menée au cours de ce travail, il semble souhaitable de rappeler les principales propriétés hyperfréquences d'une diode à avalanche fonctionnant selon le mode A.T.T.

I.1. PRESENTATION DU MODELE D'ETUDE A DEUX ZONES ET DES HYPOTHESES SIMPLIFICATRICES.

Dans cette étude, nous ne nous intéresserons pratiquement qu'aux structures à l'AsGa à profil différencié, profil dit "high-low" figure 1a, ou profil "low-high-low" figure 1b, dont la zone d'émission est constituée par une barrière métal-semiconducteur ($P_t - nAsGa$) ; en réalité, notre travail portera exclusivement sur les structures à profil "high-low".

L'étude des propriétés de ces diodes peut se faire aisément en considérant le modèle simple, proposé par READ [1] d'une structure unidimensionnelle à deux zones distinctes, figure 1c, comprenant :

- Une zone d'émission, d'épaisseur δ faible, où les porteurs sont créés par le mécanisme d'avalanche.
- Une zone de transit, d'épaisseur $W-\delta$, où les porteurs (ici les électrons) sont injectés et se déplacent à une vitesse v constante (vitesse limite indépendante du champ électrique) et où tout mécanisme de création ou de recombinaison de porteurs est négligé.

La puissance hyperfréquence émise par ce type de structure et son rendement se calculent alors facilement si l'on ne tient pas compte de phénomènes tels que :

- l'inégalité des taux d'ionisation pour les électrons et les trous.
- les non linéarités et la non localisation du taux d'ionisation.
- l'existence de courants de type saturation ou tunnel, ainsi que des effets de restitution de la composante continue du champ et de la tension qui leurs sont liés.
- les modulations de la vitesse des porteurs et de la largeur de la zone désertée dues au champ hyperfréquence.
- la diffusion des porteurs etc.

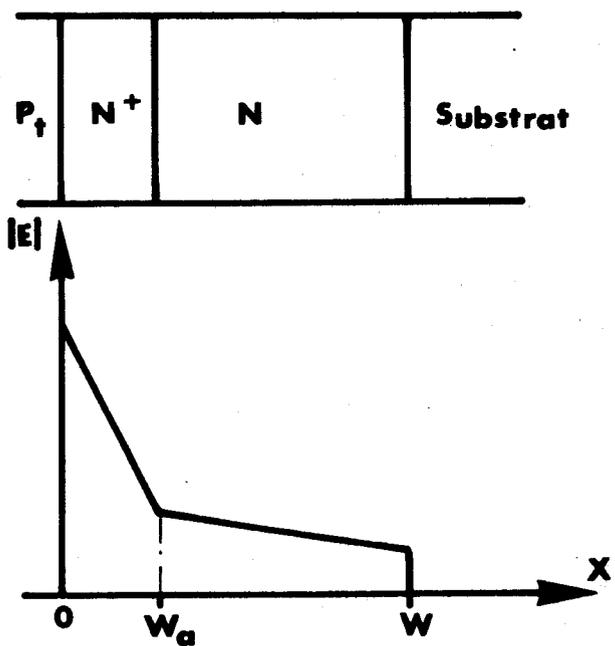


Figure 1a

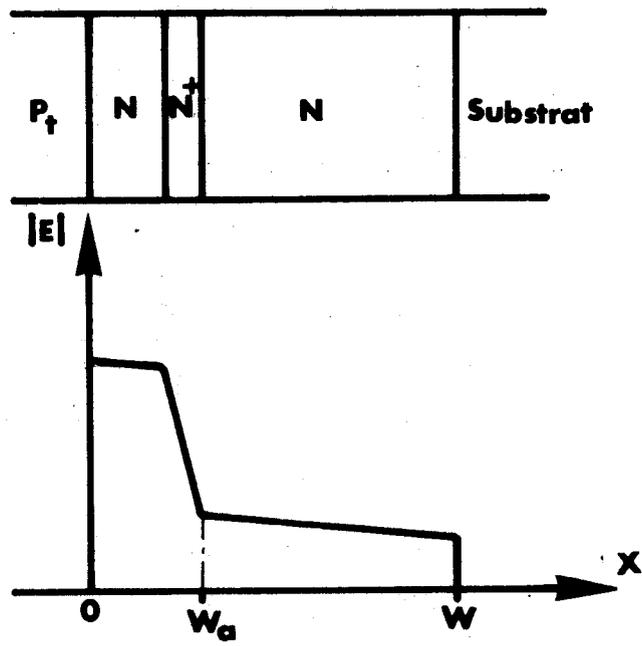


Figure 1b

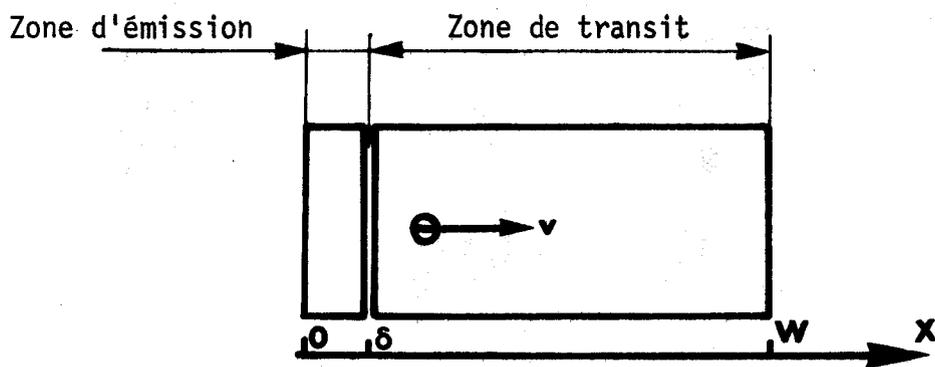


Figure 1c



1.2. DETERMINATION DE LA PUISSANCE ET DU RENDEMENT

Partant de ces hypothèses, il est possible de calculer analytiquement la puissance délivrée par la diode [3] ; cependant, les résultats deviennent rapidement inexploitable, aussi allons-nous présenter ici une approche moins rigoureuse en essayant par contre d'en dégager plus clairement les implications physiques.

1.2.1. Etude en fonctionnement fortement non linéaire

Paradoxalement l'hypothèse d'un fonctionnement en régime fortement non linéaire permet de simplifier considérablement nos expressions mathématiques ; nous verrons ultérieurement comment il est possible de modifier en première approximation nos résultats pour d'autres régimes de fonctionnement.

Dans cette étude, nous supposons que le champ électrique dans la zone d'émission est uniforme et que sa variation temporelle est sinusoïdale, figure 2.

$$E_a(x,t) = E_a(t) = E_{a0} + E_{a1} \sin \omega t \quad (\text{I.1})$$

Pour les régimes de fonctionnement extrêmement non linéaires, pour lesquels l'amplitude du champ hyperfréquence est très élevée, les porteurs sont émis sous forme de paquets ; le courant de conduction prend alors la forme de pics de durée Δt très courte figure 2. En première approximation nous pouvons représenter l'évolution temporelle du courant de conduction $I_{ca}(t)$ par la relation :

$$I_{ca}(t) = \frac{I_0 T}{\Delta t} \gamma(t-t_1) \quad (\text{I.2})$$

telle que la valeur moyenne de $I_{ca}(t)$ soit égale au courant de polarisation I_0 , et où $\gamma(t-t_1)$ est une impulsion unité de période T définie pour :

$$t_1 - \frac{\Delta t}{2} \leq t \leq t_1 + \frac{\Delta t}{2} \quad (\Delta t \rightarrow 0)$$

Dans ces expressions, t_1 représente l'instant auquel les porteurs sont émis par la zone d'avalanche ; en se déplaçant à une vitesse v constante dans la zone de transit, ils arrivent à l'extrémité de cette zone à l'instant $t_2 = t_1 + \frac{W-\delta}{v}$. La présence de ces porteurs mobiles dans la zone de transit entraîne une augmentation du champ électrique $E_T(x)$.

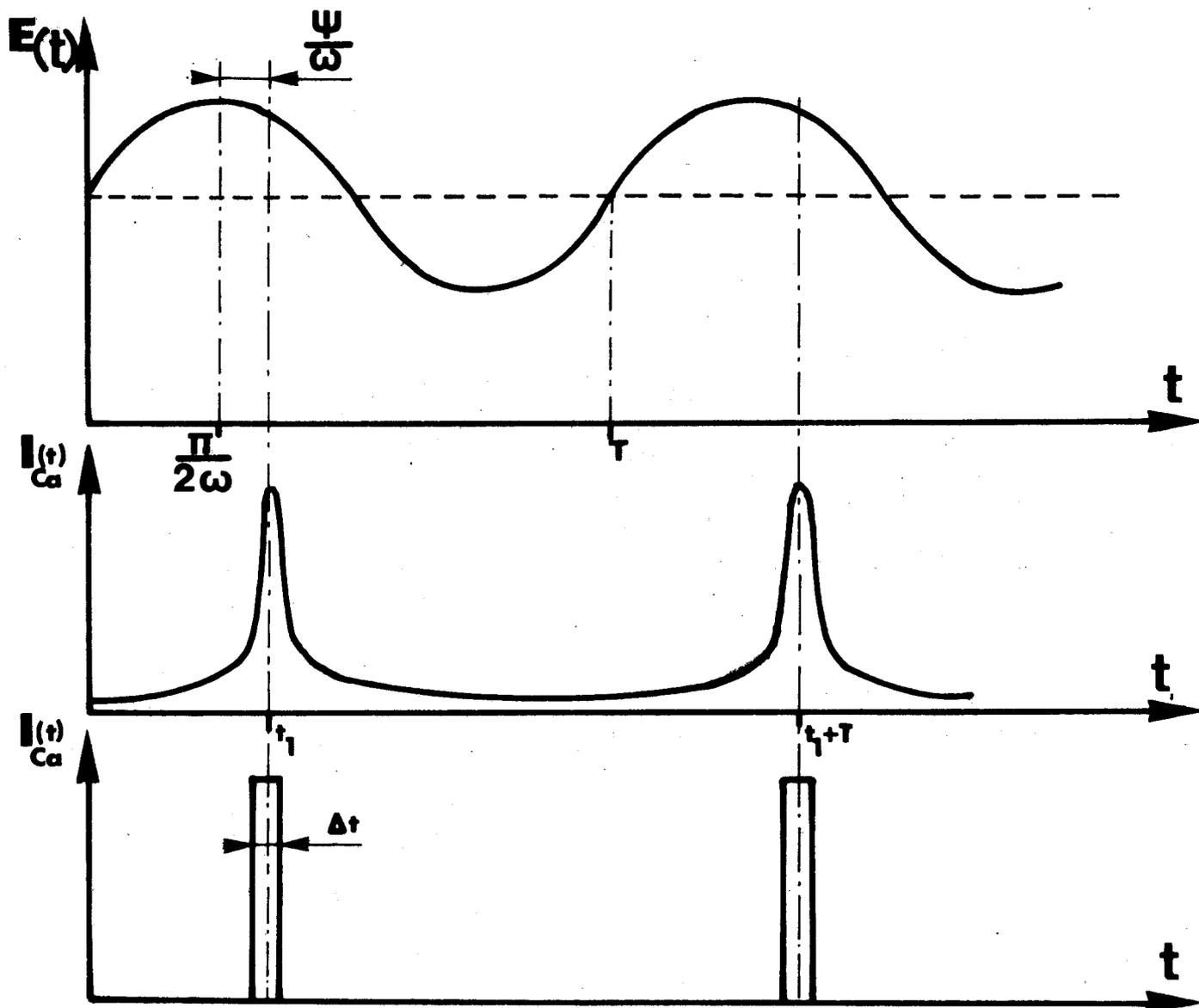


Figure 2

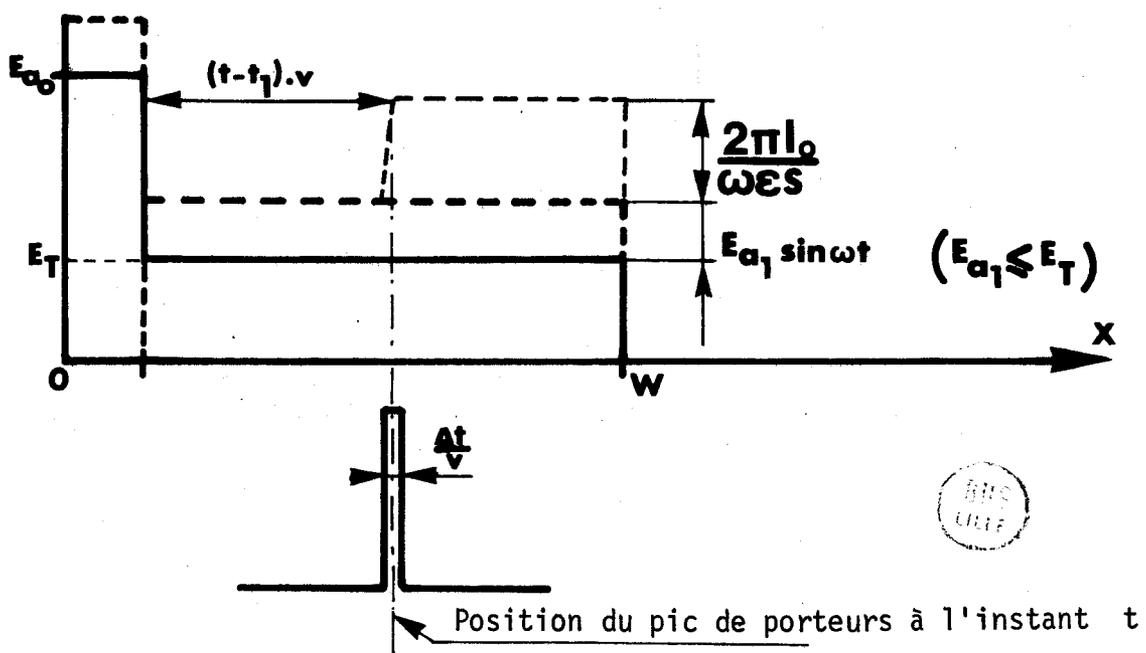


Figure 3

Cette augmentation d'amplitude $\frac{2\pi I_0}{\omega \epsilon S}$ se calcule facilement à partir de l'équation de Poisson :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{q}{\epsilon} (N_D - n) \quad \text{avec } N_D : \text{concentration en impureté de type donneur.}$$

n : densité de porteurs mobiles (ici des électrons).

Pour une diode ayant une structure de "READ" idéale, nous obtenons à un instant t la carte de champ représentée figure 3.

I.2.1₁ Expression de la tension existant aux bornes de la diode.

Nous pouvons ainsi exprimer la tension instantanée par : (nous supposons que E_{a1} est toujours inférieur à E_T)

$$V(t) = E_{a0} \delta + E_T(W-\delta) + E_{a1} \cdot W \sin \omega t + \frac{2\pi I_0}{\omega \epsilon S} v.(t-t_1) \quad (I.3)$$

dont la valeur moyenne est :

$$U_0 = V_{av} + \frac{1}{T} \int_{t_1}^{t_2} \frac{2\pi I_0}{\omega \epsilon S} v.(t-t_1) dt = V_{av} + R_C I_0$$

où $V_{av} = E_{a0} \delta + E_T(W-\delta)$ représente la tension d'avalanche
 $(W-\delta)^2$

et $R_C = \frac{2\epsilon v S}{2\epsilon v S}$ est la résistance de charge d'espace qui traduit l'augmentation de la tension de polarisation $\Delta V = R_C I_0$ sous l'influence des porteurs mobiles (on néglige ici les effets thermiques).

I.2.1₂ Expression du courant total

Pour déterminer la puissance émise par la diode, il faut également connaître l'expression du courant total, ceci s'obtient à partir de l'équation de conservation du courant :

$$I(t) = I_{CT}(x,t) + \epsilon S \frac{\partial E_T(x,t)}{\partial t} = I_{Ca}(t) + \epsilon S \frac{dE_a(t)}{dt}$$

(I_{CT} et E_T sont respectivement le courant de conduction et le champ dans la zone de transit)

soit :

$$I(t) = \frac{I_0 T}{\Delta t} \gamma(t-t_1) + \omega \epsilon S E_{a1} \cos \omega t \quad (I.4)$$

I.2.1₃ Expression de la puissance émise à la fréquence fondamentale

En décomposant l'expression I.3 en série de Fourier, nous obtenons le terme fondamental de la tension :

$$V_1(t) = E_{a1} W \sin \omega t + \frac{2I_0}{\omega \epsilon S} (W-\delta) [\sin \omega(t-t_1) \cdot \mu(\theta) + \chi(\theta) \cos \omega(t-t_1)] \quad (I.5)$$

où θ est l'angle de transit $\theta = \omega(t-t_1) = \frac{W-\delta}{v} \omega$ et $\mu(\theta)$ et $\chi(\theta)$ les fonctions définies respectivement par :

$$\mu(\theta) = 1 - \frac{\sin \theta}{\theta} \quad \text{et} \quad \chi(\theta) = \frac{1 - \cos \theta}{\theta}$$

De même, à partir de l'expression I.4, en faisant tendre Δt vers zéro, nous obtenons pour le courant :

$$I_1(t) = 2 I_0 \cos \omega(t-t_1) + \omega \epsilon S E_{a1} \cos \omega t \quad (I.6)$$

Ce qui nous conduit à l'expression de la puissance émise par la diode à la pulsation ω .

$$P_E = E_{1a} W I_0 \left\{ \sin \omega t_1 + (1-\delta/W) [\chi(\theta) \cos \omega t_1 - \mu(\theta) \sin \omega t_1] + \frac{2I_0}{Id_1} (1-\delta/W) \chi(\theta) \right\} \quad (I.7)$$

où nous avons posé $Id_1 = \epsilon S \omega E_{a1}$: amplitude du courant de déplacement dans la zone d'avalanche.

I.2.1₄ Influence d'une émission à retard d'injection quelconque sur la puissance et le rendement.

C'est essentiellement la valeur du paramètre t_1 qui caractérise le type d'émission à l'origine de l'injection de porteurs dans la zone de transit.

Si nous appelons ψ le retard de phase d'injection des porteurs par rapport au maximum du champ électrique, supposé sinusoïdal dans la zone d'émission, nous avons (figure 2) :

$$\omega t_1 = \frac{\pi}{2} + \psi$$

L'expression (I-7) de la puissance émise devient alors ;

$$P_E = - E_{a1} W I_0 (1 - \delta/W) \left(1 - \frac{2I_0}{Id_1}\right) \phi(\theta, \psi) \quad (I.8)$$

Si nous considérons que la tension continue de polarisation est indépendante de l'amplitude du champ hyperfréquence, le rendement correspondant s'écrit simplement :

$$\eta_E = - \frac{E_{a1}}{U_0} W (1 - \delta/W) \left(1 - \frac{2I_0}{Id_1}\right) \phi(\theta, \psi) \quad (I.9)$$

Dans ces deux relations $\phi(\theta, \psi)$ représente le facteur de transport.

Dans le cas d'un régime fortement non linéaire ($\frac{2I_0}{Id_1} \ll 1$) et d'une zone d'émission très étroite ($\delta/W \sim 0$) l'expression de $\phi(\theta, \psi)$ est extrêmement simple puisqu'elle s'écrit :

$$\phi(\theta, \psi) = \frac{\sin \psi - \sin (\psi + \theta)}{\theta} \quad (I.10)$$

Compte tenu de ces hypothèses, nous avons représenté figure 4, l'évolution du facteur de transport en fonction de θ pour différentes valeurs de ψ . Nous constatons ainsi que l'angle de transit optimal est d'autant plus élevé que le retard de phase d'injection ψ est faible.

Par ailleurs, en considérant les autres paramètres intervenant dans les expressions (I.8) et (I.9) fixes, les maxima de la puissance et du rendement sont d'autant plus élevés (à θ optimal) que le retard de phase à l'injection ψ est important.

Les expressions de la puissance et du rendement que nous avons obtenues au prix de quelques hypothèses simplificatrices sont cependant intéressantes puisque la présence des paramètres t_1 ou ψ , dont les valeurs n'ont pas été précisées jusqu'à présent, nous permettrons d'étudier par la suite l'influence d'une injection de porteurs par effet tunnel.

Toutefois, dans une première étape, nous allons préciser les résultats obtenus dans le cas d'une émission par avalanche pure en nous basant sur les expressions I.8 et I.9.

I.2.2. Cas particulier de l'émission par avalanche

Dans ce cas, le pic de porteurs est émis avec un retard de $\frac{\pi}{2}$ par rapport au champ électrique, donc $\psi = \frac{\pi}{2}$ et le facteur de transport se ramène à l'expression classique $\chi(\theta) = \frac{1 - \cos \theta}{\theta}$

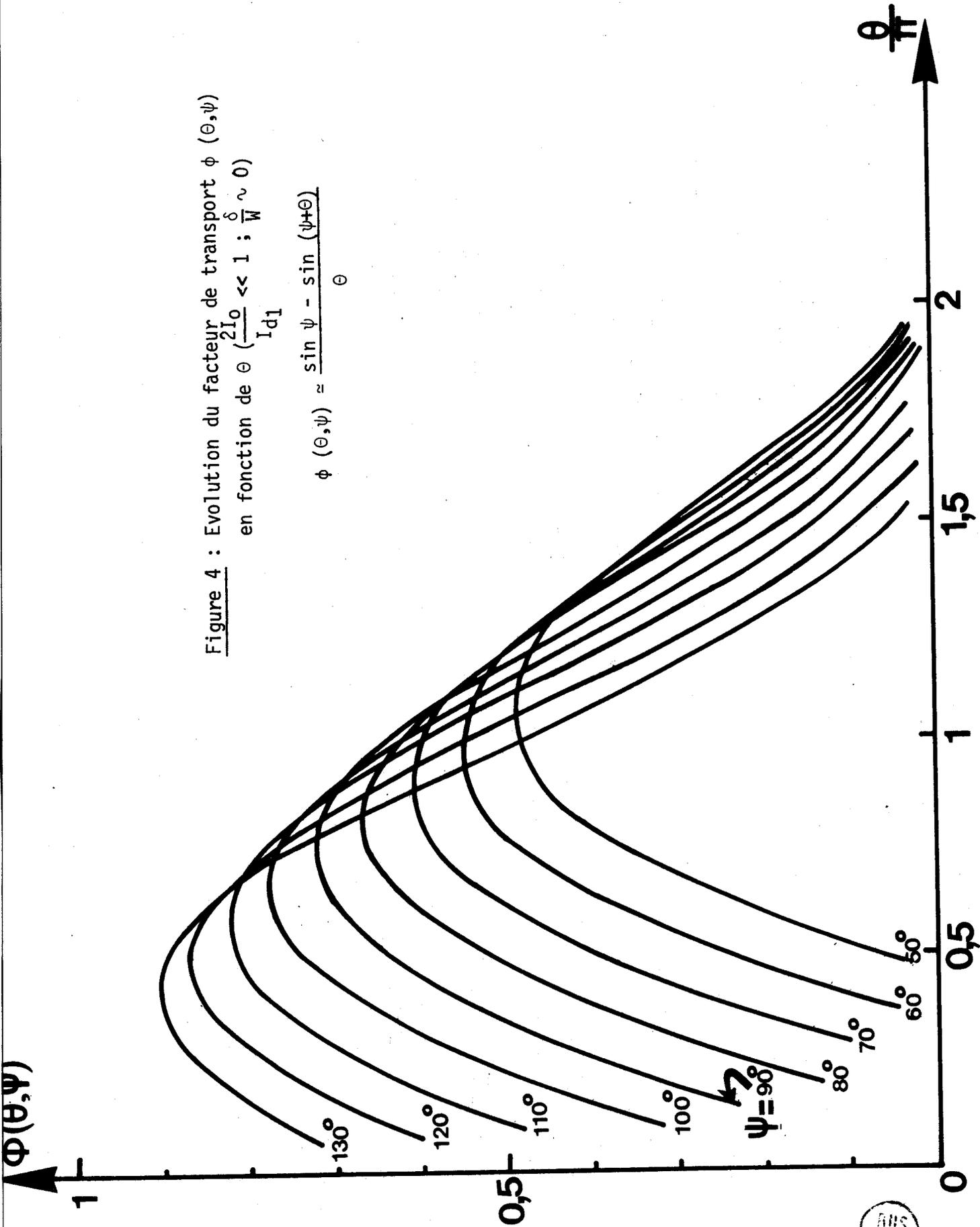
I.2.2.1 Expression de la puissance et du rendement dans le cas de l'émission par avalanche

L'expression de la puissance émise devient alors :

$$P_E = - E_{a1} W I_0 (1 - \delta/W) \left(1 - \frac{2I_0}{Id_1}\right) \chi(\theta) \quad (I.11)$$

Figure 4 : Evolution du facteur de transport $\phi(\theta, \psi)$
 en fonction de θ ($\frac{2I_0}{I_{d1}} \ll 1$; $\frac{\delta}{W} \sim 0$)

$$\phi(\theta, \psi) \approx \frac{\sin \psi - \sin(\psi + \theta)}{\theta}$$



Il est parfois intéressant d'introduire la notion de taux de modulation $m = \frac{V_{HF}}{U_0}$; il faut alors exprimer l'amplitude V_{HF} du terme fondamental de la tension aux bornes de la diode, en fonction de l'amplitude E_{a1} du champ électrique sinusoidal existant dans la zone d'avalanche ; Nous obtenons :

$$V_{HF} = \frac{E_{a1} W}{K} \quad (I.12)$$

avec :

$$K = \left[1 + \frac{4I_0}{Id_1} (1 - \delta/W) \left[\frac{I_0}{Id_1} (1 - \delta/W) (\chi^2(\theta) + \mu^2(\theta)) - \mu(\theta) \right] \right]^{-1/2} \quad (I.13)$$

L'expression du rendement "émis" * de la diode s'écrit alors :

$$\eta_E = \frac{P_E}{U_0 I_0} = - K_{CE} (1 - \delta/W) \chi(\theta) \cdot m \quad (I.14)$$

où U_0 est la tension de polarisation correspondant au courant I_0 et $K_{CE} = K(1 - \frac{2I_0}{Id_1})$ un facteur regroupant tous les termes liés à la charge d'espace.

1.2.2₂ Introduction d'un facteur de forme

Jusqu'à présent, les expressions de la puissance ou du rendement ont été obtenues en considérant des régimes de fonctionnement violemment non linéaires tels que le courant de conduction pouvait être représenté par une impulsion d'épaisseur Δt très étroite.

En fait, pour tenir compte de l'évolution du courant de conduction en fonction du temps, il faut introduire un "facteur de forme" $F = \frac{B_1(y)}{B_0(y)}$ qui apparaît lors de la détermination du terme fondamental du courant de conduction [3].

Les $B_n(y)$ sont les fonctions de Bessel modifiées de première espèce d'ordre "n", exprimées en fonction du paramètre Y. Ce paramètre Y est fonction de l'amplitude V_{HF} de la tension hyperfréquence, il s'écrit :

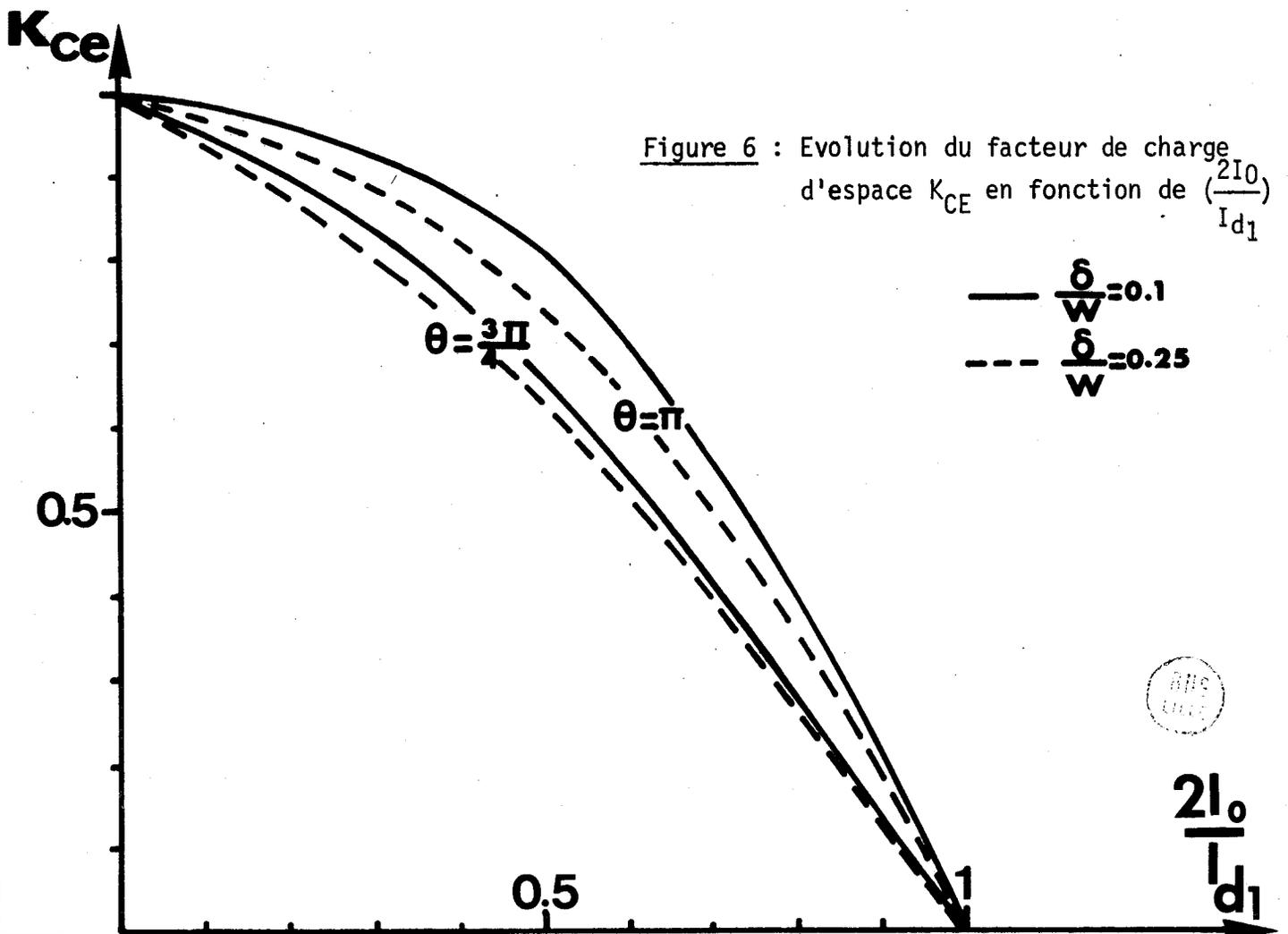
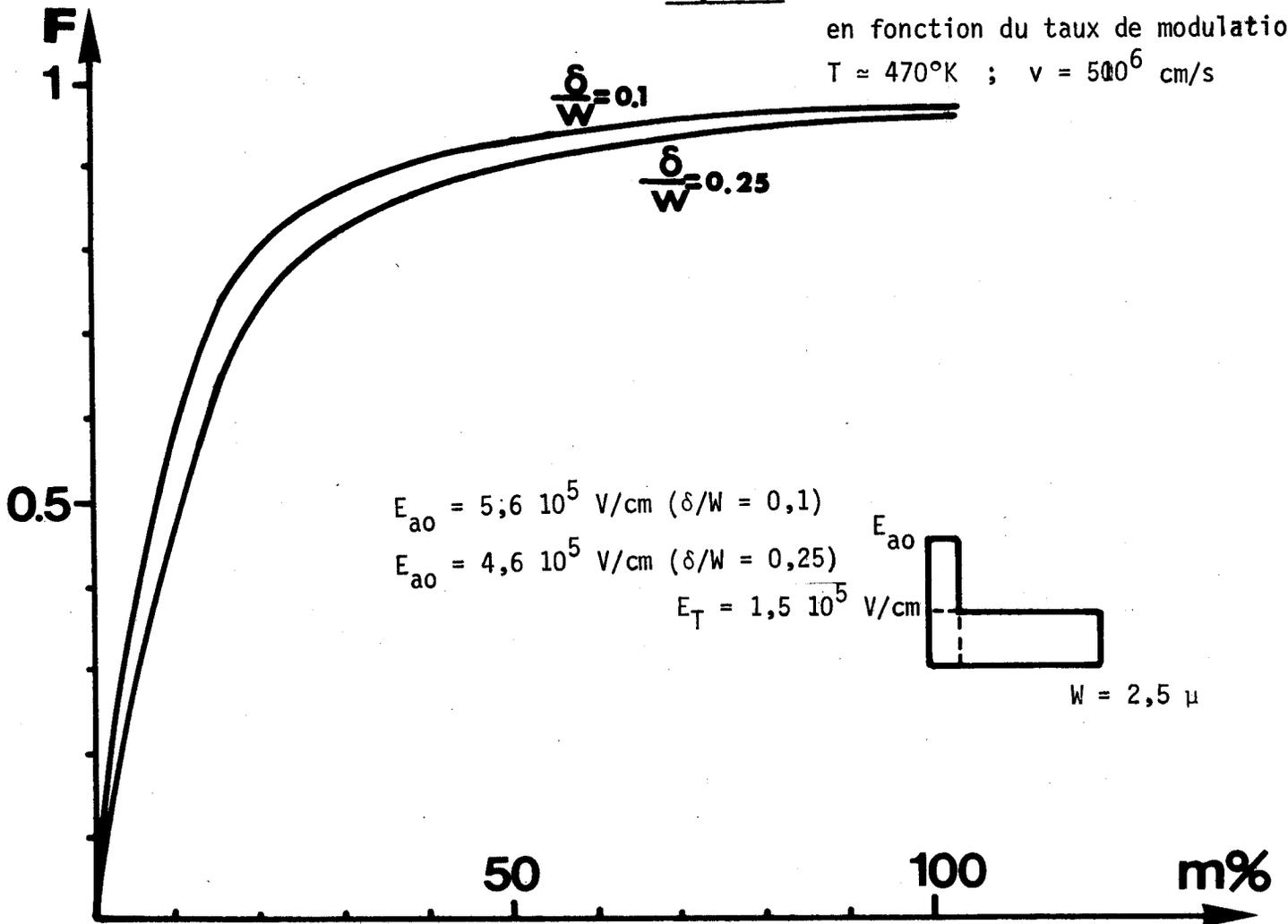
$$Y = \frac{\psi'(\bar{E}_{a0}) E_{a1}}{\omega \tau_i} \approx \frac{3\alpha'(\bar{E}_{a0}) \cdot v}{\omega} \frac{K V_{HF}}{W} \quad (I.15)$$

où τ_i et $\alpha'(\bar{E}_{a0})$ représentent respectivement le temps de montée intrinsèque de l'avalanche et la dérivée du taux d'ionisation $\alpha(E)$, pour la valeur \bar{E}_{a0} du champ électrique dans la zone d'émission définie par $\alpha(\bar{E}_{a0}) \cdot \delta = 1$.

Les variations de ce facteur de forme en fonction du taux de modulation $m = \frac{V_{HF}}{U_0}$ sont représentées figure 5 pour deux structures, caractérisées respectivement par

* Par rendement "émis", nous entendons le rendement théorique de la diode, abstraction faite de toutes pertes.

Figure 5 : Evolution du facteur de forme F en fonction du taux de modulation
 $T \approx 470^\circ\text{K}$; $v = 500^6 \text{ cm/s}$



un rapport δ/W de 0,1 et de 0,25 possédant la même longueur $W = 2,5 \mu$ de zone désertée et un champ E_T dans la zone de transit de $1,5 \cdot 10^5$ V/cm. Ces courbes ont été tracées pour une vitesse de $5 \cdot 10^6$ cm/s (en considérant une température de fonctionnement de l'ordre de 470°K) et en supposant une faible densité de courant de sorte que $K \approx 1$. Nous commenterons ces courbes lorsque nous étudierons ultérieurement l'influence du rapport δ/W sur le rendement.

Pour des champs hyperfréquences suffisamment élevés, donc pour des régimes de fonctionnement relativement non linéaires, l'expression de la puissance émise devient en première approximation :

$$P_E \approx - F E_{a1} W I_0 (1 - \delta/W) \left(1 - \frac{2I_0}{Id_1}\right) \chi(\theta) \quad (\text{I.16})$$

Dans les mêmes conditions le rendement d'une diode à avalanche s'écrit :

$$|\eta_E| \approx F K_{CE} (1 - \delta/W) \chi(\theta) \cdot m \quad (\text{I.17})$$

Remarque : L'utilisation des expressions I.16 et I.17 pourrait être étendue aux régimes de fonctionnement linéaire, en introduisant systématiquement le facteur de forme $F(y)$ en particulier dans le terme K_{CE} . Les expressions de la puissance et du rendement devenant alors assez complexes, nous préférons limiter l'application de cette étude au taux de modulation relativement élevés ($F(m)$ n'est ainsi que légèrement inférieur à 1), afin de conserver pour la puissance et le rendement des expressions relativement simples qui se prêtent ainsi aisément à la discussion.

I.2.3. Discussion de l'influence des différents facteurs apparaissant dans l'expression du rendement.

Nous allons maintenant évaluer l'importance relative des différents facteurs intervenant dans l'expression I.17.

Pour les régimes de fonctionnement étudiés F et K_{CE} sont généralement voisins de l'unité, aussi envisagerons-nous essentiellement l'influence du taux de modulation m , du facteur de transport $\chi(\theta)$ et surtout celle du rapport δ/W .

I.2.3₁ Influence du facteur de charge d'espace K_{CE}

Il est cependant nécessaire d'étudier le comportement du facteur K_{CE} ; dans ce but, nous avons représenté, figure 6, l'évolution de K_{CE} en fonction du paramètre $\frac{2I_0}{Id_1}$ (rappelons que le paramètre est égal à 1 lorsque le courant de con-

duction est égal au courant de déplacement) pour deux structures, l'une caractérisée par un rapport $\delta/W = 0,1$ et l'autre par $\delta/W = 0,25$. Pour chaque cas nous avons également envisagé deux angles de transit égaux à $\frac{3\pi}{4}$ et π .

Nous constatons que K_{CE} est toujours inférieur à 1, et n'est égal à l'unité que pour une densité de courant nulle (pour E_{a1} donné) ; K_{CE} est donc un facteur de limitation lié à la charge d'espace.

En réalité, pour les densités de courant généralement observées (de l'ordre de $10^3 A/cm^2$) et pour la gamme de fréquence qui nous intéresse (bande X), K_{CE} demeure proche de l'unité.

I.2.3₂ Influence du taux de modulation m

En considérant les autres termes fixes, le rendement est directement proportionnel au taux de modulation. Il est donc intéressant de trouver des structures capables de supporter les taux de modulation les plus élevés possibles ; ce qui nous permet d'obtenir également des facteurs de forme extrêmement voisins de 1 (figure 5).

D'autre part, l'influence de K_{CE} est d'autant moins critique que le taux de modulation est élevé. Ceci apparaît sur la figure 8 où nous avons représenté les variations du facteur de charge d'espace K_{CE} en fonction de la densité de courant pour deux valeurs du taux de modulation $m \approx 25\%$ et $m \approx 50\%$; ces courbes ont été tracées en considérant une structure représentée figure 7, caractérisée par un angle de transit de $3\pi/4$ à 10 GHz et un rapport δ/W de 0,1.

En pratique, la valeur maximale du taux de modulation dépend essentiellement du profil de dopage.

I.2.3₃ Influence du facteur de transport $\chi(\theta)$

Pour un rapport δ/W et un taux de modulation donnés, le rendement est maximum lorsque le facteur de transport est maximum. Dans le cas d'une émission par avalanche ce facteur se ramène à la fonction $\chi(\theta) = \frac{1 - \cos\theta}{2}$. Nous rappelons figure 9 l'évolution de cette fonction ; son maximum est égal à 0,72 pour un angle de transit de $3\pi/4$: pour fonctionner à une fréquence donnée ceci conditionne donc le choix de l'épaisseur de la zone de transit et par conséquent celui de la zone désertée totale.

Figure 7 : Modèle utilisé pour le calcul de $K_{CE} = f(J_0)$
 ($\delta/W = 0,1$; $\theta = \frac{3\pi}{4}$; $F = 10$ GHz)

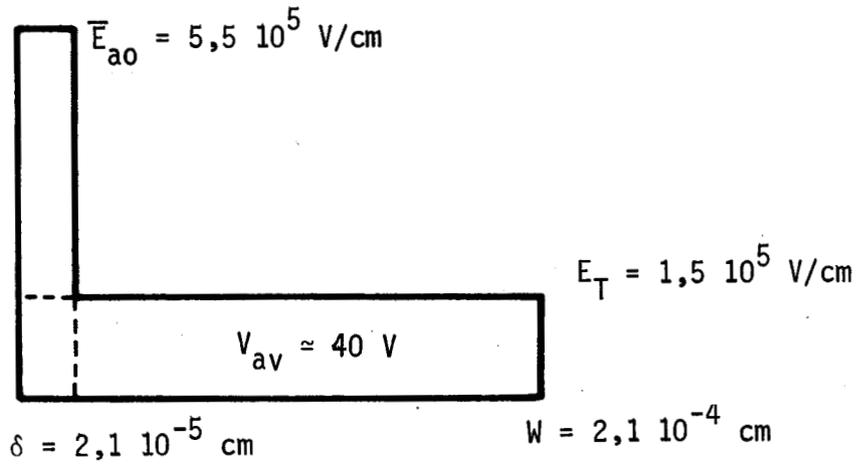
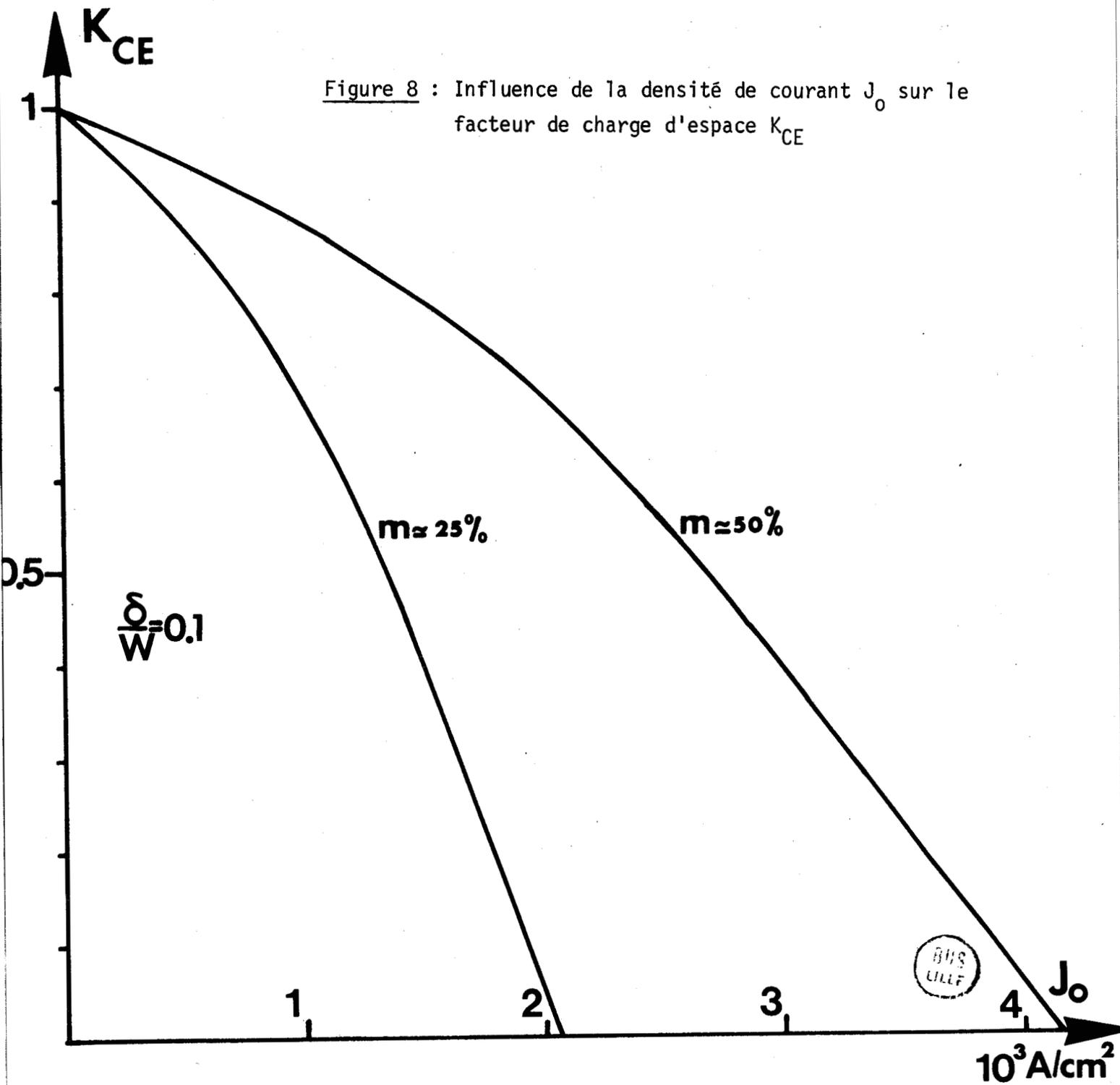


Figure 8 : Influence de la densité de courant J_0 sur le facteur de charge d'espace K_{CE}



BUS LILLE

I.2.3₄ Influence du rapport δ/W

Les autres termes étant fixés, il est évident que plus le rapport δ/W est faible plus le rendement est élevé. En pratique, ce rapport varie pour les diodes AsGa de 0,1 à 0,25 (voir remarque) ce qui entraîne une variation relative du facteur $(1-\delta/W)$ de l'ordre de 15 %.

De plus, la valeur du rapport δ/W modifie également la valeur du rendement en réagissant sur les autres termes de l'expression (I.17).

Ainsi, nous constatons (figure 5) que le facteur de forme F est d'autant plus élevé à taux de modulation égal que δ/W est faible ; ceci se conçoit aisément : pour un champ hyperfréquence d'amplitude E_{a1} donnée la non linéarité du courant de conduction est d'autant plus importante que δ est faible puisqu'alors τ_i diminue.

Remarque : Dans le cadre d'études aussi simples que celle que nous présentons, il est courant de caractériser l'utilisation du modèle de READ pour une diode à profil de dopage différencié, par un rapport $\delta/W = 0,1$, tandis que l'application de ce modèle pour une diode à profil plat se fait en adoptant $\delta/W = 0,25$.

D'autre part, en considérant les courbes de la figure 6, nous constatons, pour un champ d'amplitude E_{a1} donnée, que les variations de K_{CE} avec la densité de courant sont d'autant moins prononcées que δ/W est faible.

Enfin, il reste à examiner l'influence du rapport δ/W sur la valeur maximale du taux de modulation.

En effet, dans la zone de transit, il faut que le champ électrique demeure supérieur à tout instant au champ E_s , défini figure 10, afin que les porteurs se déplacent à leur vitesse limite v . Compte tenu de la valeur relativement faible du champ E_s , nous pouvons admettre, pour nos structures de type READ idéal, que la valeur maximale $E_{a1 \max}$ de l'amplitude du champ hyperfréquence est définie par $E_{a1 \max} \approx E_T^*$. Pour les faibles densités de courant le taux de modulation maximum s'écrit donc :

$$m_{\max} \approx \frac{E_T \cdot W}{E_{a0} \cdot \delta + E_T (W - \delta)} = \frac{1}{1 + \delta/W \left(\frac{E_{a0}}{E_T} - 1 \right)} \quad (\text{I.18})$$

Comme les variations de $\alpha(E_{a0}) \approx 1/\delta$ en fonction du champ E_a dans la zone d'avalanche sont extrêmement non linéaires, nous pouvons négliger en première

* Dans le même but, nous serions également tenté d'augmenter la valeur E_T du champ dans la zone de transit ; en fait, le rapport E_{a0}/E_T doit demeurer suffisamment élevé pour qu'à tout instant le phénomène d'avalanche demeure localisé dans la zone d'émission.

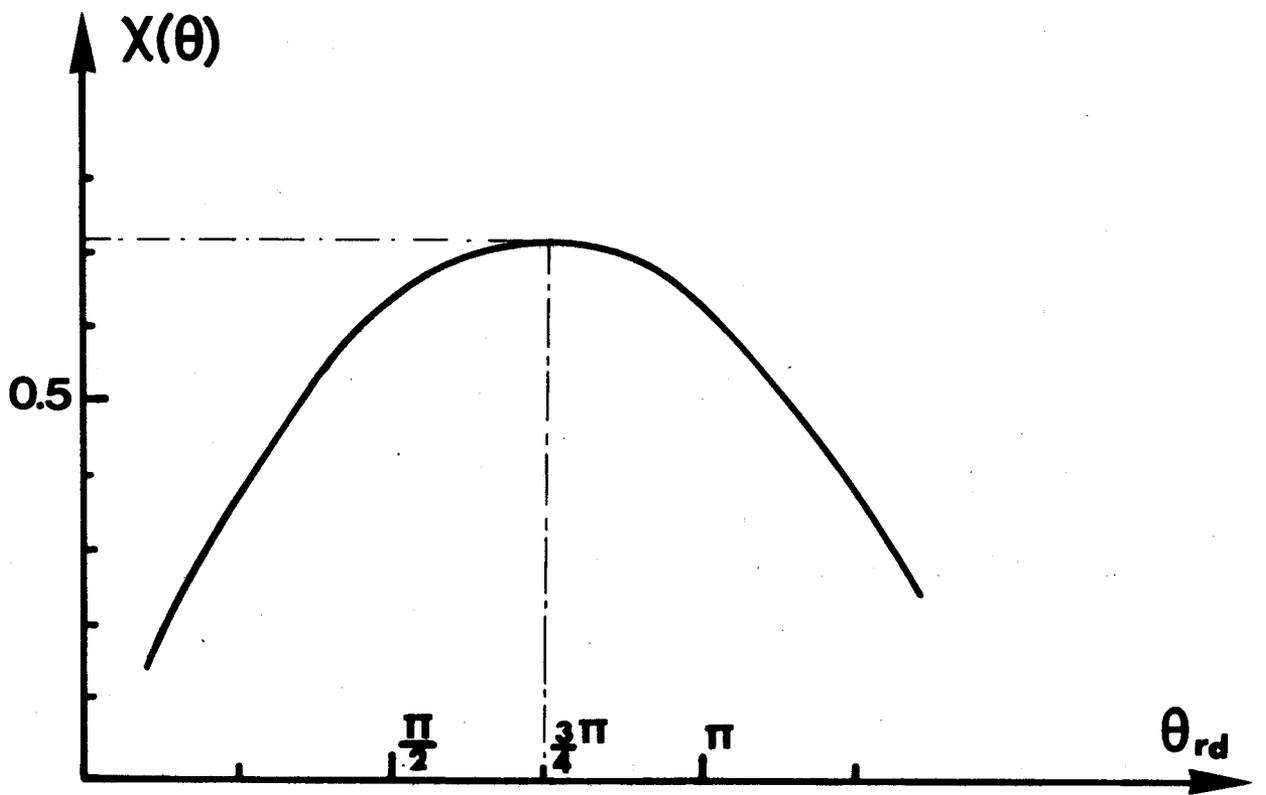


Figure 9 : Evolution de la fonction $\chi(\theta) = \frac{1 - \cos \theta}{\theta}$

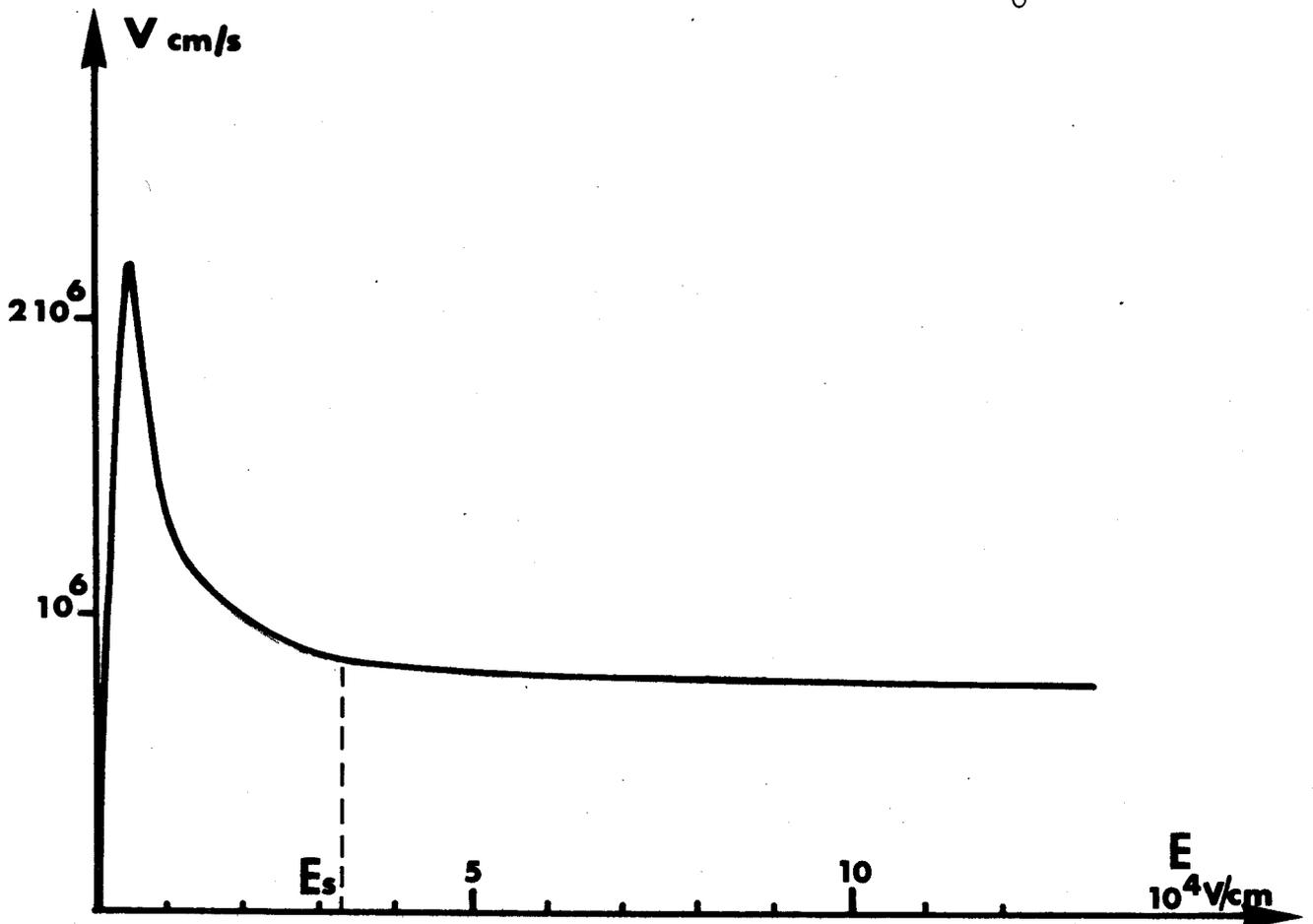


Figure 10 : Evolution de la vitesse des électrons dans l'AsGa à température ambiante

approximation les variations de E_{ao} lorsque δ diminue. Par conséquent, nous voyons à partir de l'expression (I.18) que la valeur maximale du taux de modulation croît lorsque δ/W diminue.

I.2.3₅ Exemples d'application

Afin d'illustrer cette première partie nous avons calculé le rendement pour deux structures identiques à celle de la figure 7, mais caractérisées respectivement par $\delta/W = 0,1$ et $\delta/W = 0,25$. Ces calculs ont été réalisés en adoptant les valeurs numériques suivantes pour les différents paramètres :

$$F = 10 \text{ GHz} \qquad \theta = \frac{3\pi}{4}$$

$$T \approx 470^\circ\text{K} \qquad v = 5.10^6 \text{ cm/s}$$

$$J = 10^3 \text{ A/cm}^2 \quad ; \quad S = 10^{-4} \text{ cm}^2 \quad ; \quad E_{ao} = 5,5.10^5 \text{ V/cm } (\delta/W = 0,1)$$

$$E_{ao} = 4,6.10^5 \text{ V/cm } (\delta/W = 0,25)$$

δ/W	$V_a (T=470^\circ\text{K})$	$R_C I_o$	U_o (Volt)	m_{max} %	F	K_{CE}	$\chi(\theta)$	η_E %	I_o mA
0,1	40,3	3	43,5	72	0,95	0,91	0,72	40	100
0,25	57	3	60	62	0,93	0,88	0,72	27,5	100

Remarque : Signalons enfin que le rendement dont nous venons de déterminer l'expression, fait abstraction de toutes les pertes ; de ce fait il tend vers un maximum pour une densité de courant nulle.

Si nous symbolisons les pertes présentées par la diode et par le circuit dans lequel elle est insérée, par une résistance R_S , nous obtenons pour le rendement utile l'expression :

$$\eta_U = \eta_E \left(1 - \frac{R_S}{|R_D|}\right)$$

et ce rendement passe par un maximum pour une valeur du courant, différente de zéro, dépendant de la valeur de R_S .

I.3. CONCLUSION

L'étude relativement simple que nous venons de présenter nous a permis de déterminer l'expression du rendement d'une diode à avalanche fonctionnant selon

le mode A.T.T. Pour des taux de modulations suffisamment élevés, l'expression est extrêmement concise ; elle est de la forme :

$$|\eta_E| = F \cdot K_{CE} (1 - \delta/W) \phi(\theta, \psi) \cdot m$$

Dans le cas particulier d'une émission par avalanche le facteur de transport $\phi(\theta, \psi)$ se ramène à la fonction $\frac{1 - \cos \theta}{\theta}$; le maximum de cette fonction nous fixe essentiellement la longueur de la zone désertée en vue d'optimiser le rendement pour une fréquence donnée. Cette dimension fixée, il convient de choisir l'épaisseur de la zone d'émission la plus faible possible puisque nous avons vu que les facteurs K_{CE} , F et m augmentent lorsque δ/W diminue.

Il faut cependant envisager dans le cas de structures réelles caractérisées par une zone d'émission très étroite, dans quelles mesures les résultats précédents peuvent être modifiés sous l'influence de divers phénomènes physiques susceptibles d'exister dans ce type de structures.

En particulier, nous nous proposons de montrer que la diminution de largeur de la zone d'émission favorise l'apparition d'une injection de porteurs par effet tunnel au travers de la barrière métal-semiconducteur. Ceci entraîne une modification de la phase d'injection ψ qui se répercute par conséquent sur la puissance et le rendement que l'on peut attendre de ces diodes.



C H A P I T R E I I

ETUDE THÉORIQUE DE L'INFLUENCE D'UNE INJECTION DE PORTEURS
PAR EFFET TUNNEL SUR LES CARACTÉRISTIQUES ET SUR LES PERFORMANCES
D'UNE DIODE A.T.T.

II.1. JUSTIFICATION DE L'EXISTENCE D'UNE INJECTION DE PORTEURS PAR EFFET TUNNEL

Ainsi que nous venons de le voir au chapitre I, pour augmenter le rendement d'une diode à avalanche il est nécessaire de minimiser la largeur de la zone d'émission.

La diminution de l'épaisseur δ doit cependant toujours permettre la réalisation du phénomène d'avalanche et la "condition d'avalanche", $\int_0^{\delta} \alpha(E) dx = 1$, doit demeurer vérifiée.

Pour l'AsGa, l'expression du taux d'ionisation $\alpha(E)$ est de la forme $\alpha(E) = A \exp(-\frac{B}{E})^2$ où A et B sont des coefficients fonctions de la température. La diminution de δ nécessite donc une augmentation du champ électrique dans la zone d'émission. Pour nos structures, ceci se traduit par la présence de champs électriques importants à l'interface métal-semiconducteur ; nous allons examiner à présent les conséquences de l'existence de tels champs au niveau de cet interface.

Pour cela, considérons, figure 11, le diagramme de bandes d'énergie d'une barrière métal-semiconducteur obtenu en négligeant la correction de force image.

A l'équilibre thermique les niveaux de Fermi des deux matériaux s'alignent. En prenant, pour les énergies, la référence au niveau de Fermi du métal, le potentiel dans le semiconducteur s'obtient par intégration de l'équation :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = - \frac{\rho}{\epsilon}$$

Nous obtenons :

$$V(x) = \frac{q N_D}{\epsilon} (Wx - \frac{x^2}{2}) - \frac{\phi_B}{q} \quad (II.1)$$

où ϕ_B est la hauteur de barrière, x la distance déterminée à partir de l'interface métal-semiconducteur, ϵ la permittivité du semiconducteur, N_D sa concentration en impuretés, et W la largeur de la zone désertée qui s'écrit :

$$W = \left(\frac{2 \epsilon V_D}{q N_D} \right)^{1/2} \quad (II.2)$$

où V_D est le potentiel de diffusion.

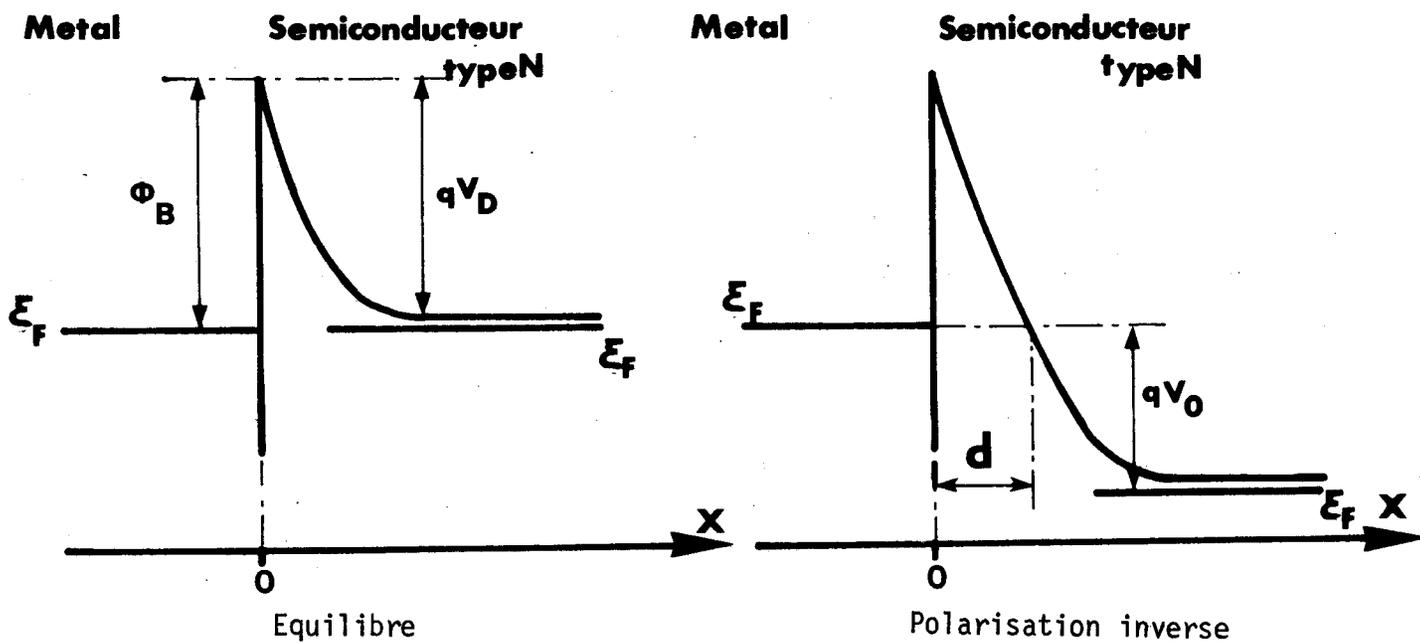


Figure 11

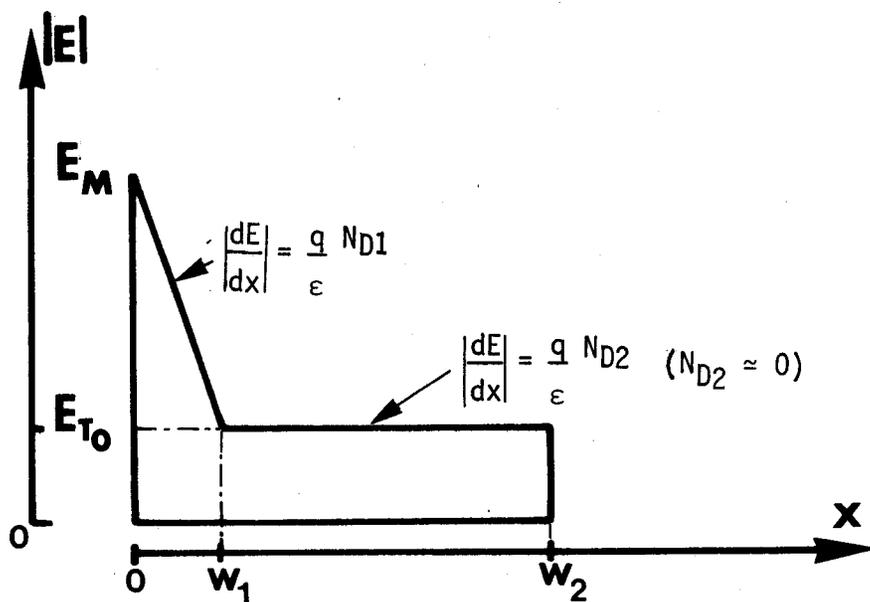


Figure 12



Lorsque nous appliquons une tension de polarisation inverse V_0 à la barrière, le niveau de Fermi du semiconducteur se décale et nous obtenons le diagramme de la figure 10b en négligeant la correction de force image. L'expression de la largeur totale de la zone désertée est alors :

$$W = \left(\frac{2\epsilon(V_D + V_0)}{q N_D} \right)^{1/2} \quad (\text{II.3})$$

où V_0 représente la valeur absolue de la tension inverse.

Considérons maintenant une structure dont la carte de champ, représentée figure 12, est proche de celles des dispositifs réels (profil "high low").

Pour les faibles tensions appliquées, la largeur de la zone désertée est inférieure à W_1 et l'expression du potentiel $V(x)$ est donnée par la relation II.1.

En réalité, l'épaisseur de la zone désertée s'étend très rapidement à tout le semiconducteur ; elle n'est alors limitée à W_2 que par la présence du substrat.

Pour $x < W_1$ le potentiel s'exprime par :

$$V(x) = \frac{qN_{D1}}{\epsilon} \left(W_1 x - \frac{x^2}{2} \right) + E_{T0} x - \frac{\phi_B}{q} \quad (\text{II.4})$$

Tandis que pour $x > W_1$

$$V(x) = E_{T0} x + \frac{qN_{D1}}{\epsilon} \left(\frac{W_1}{2} \right) - \frac{\phi_B}{q} \quad (\text{II.5})$$

La largeur d de la barrière pour le niveau de Fermi du métal, figure 11, s'obtient à partir de l'expression II.4 pour $V(d) = 0$, ce qui nous donne :

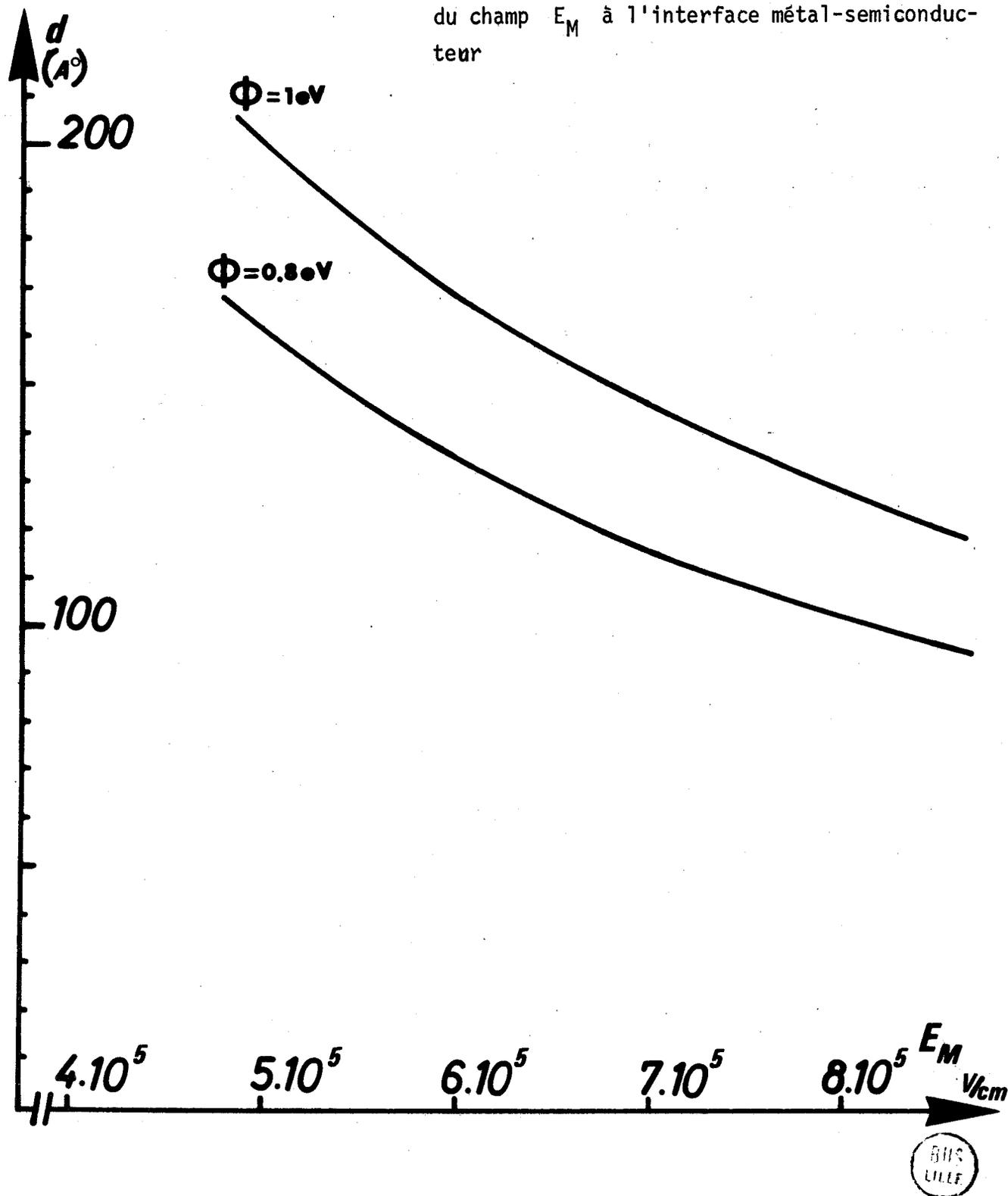
$$d = \frac{\epsilon}{qN_{D1}} E_{\max} \left[1 - \left(1 - \frac{2N_{D1}}{\epsilon E_{\max}^2} \phi_B \right)^{1/2} \right] \quad (\text{II.6})$$

avec :

$$E_{\max} = \frac{qN_{D1}}{\epsilon} W_1 + E_{T0}$$

Nous avons représenté figure 13, les variations de d en fonction de la valeur du champ E_M à interface métal-semiconducteur pour deux valeurs de la hauteur de barrière ϕ_B . Signalons que les valeurs adoptées pour E_{\max} et N_{D1} ne sont pas indépendantes puisqu'elles sont déterminées en supposant que la diode est en ava-

Figure 13 : Variation de l'épaisseur d en fonction du champ E_M à l'interface métal-semiconducteur



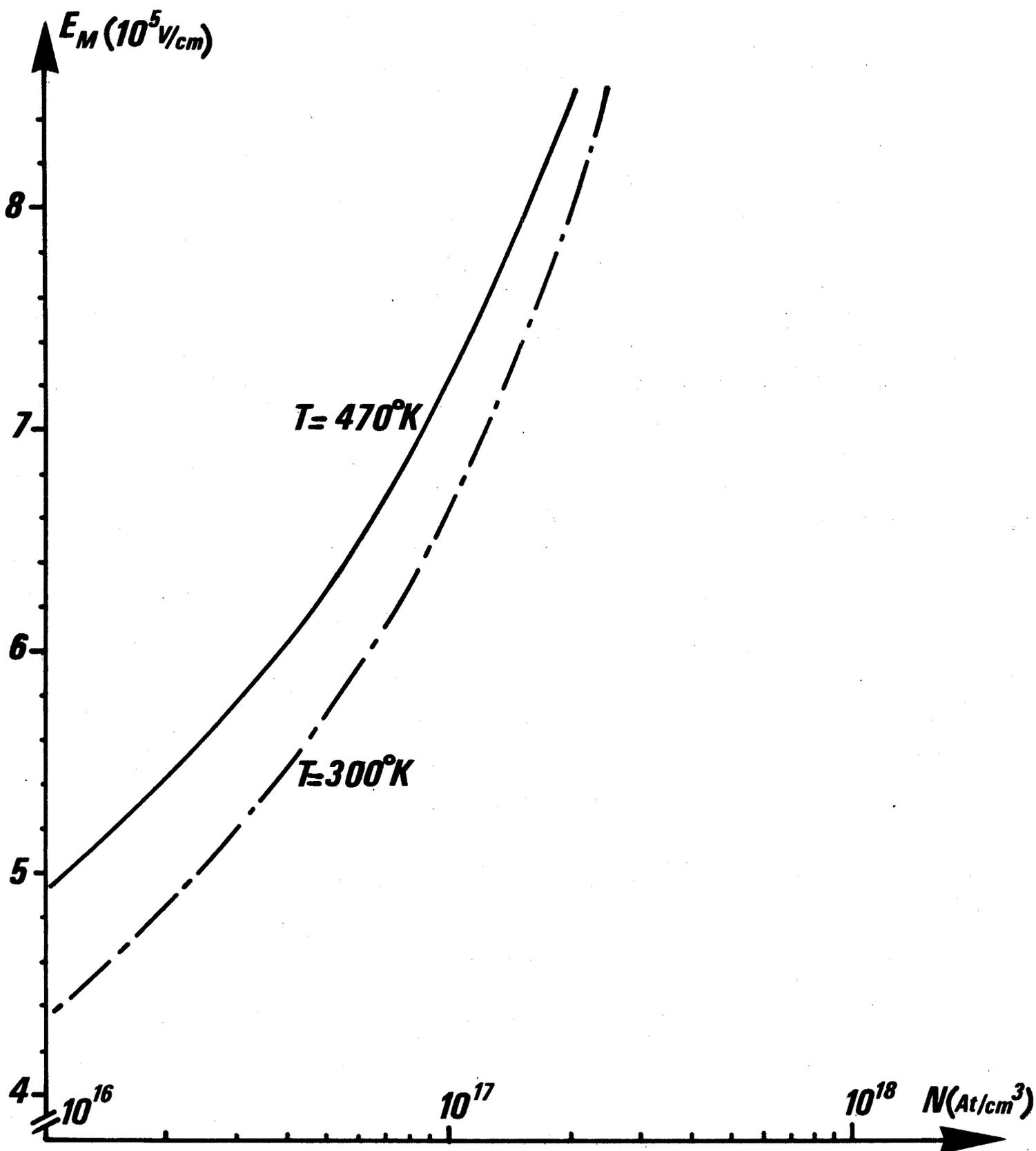


Figure 14 : Evolution du champ E_M à l'interface métal-semiconducteur d'après [4] [5]



lanche. Les valeurs que nous avons utilisées, figure 14, sont les résultats d'une étude systématique menée dans notre laboratoire par PRIBETICH [4]. Les valeurs obtenues pour d , supérieures à 100\AA , ne permettent donc pas l'existence d'une émission importante de porteurs par effet tunnel direct. Cependant, nous verrons que pour des températures plus élevées, les porteurs sont susceptibles de traverser des barrières de dimensions plus faibles ; il peut exister de ce fait une injection de porteurs suffisante pour perturber le fonctionnement classique d'un dispositif à émission par avalanche.

Ainsi dans le cas d'une polarisation inverse, l'injection de porteurs par effet tunnel du métal vers le semiconducteur s'explique différemment selon les gammes de températures considérées.

II.1.1. Injection de porteurs par effet tunnel dans le cas des basses températures.

La probabilité de présence des électrons, définie par la statistique de Fermi Dirac, n'est suffisamment importante que pour des niveaux d'énergie voisins du niveau de Fermi du métal. Seuls les électrons possédant une énergie de l'ordre de celle du niveau de Fermi peuvent donc contribuer à l'injection de porteurs, au travers de la barrière, par effet tunnel pur. On conçoit que le courant qui en résulte soit extrêmement faible compte tenu de l'épaisseur relativement importante ($\sim 100\text{\AA}$) de la barrière à ce niveau, figure 15.

II.1.2. Injection de porteurs par effet tunnel assisté thermiquement pour les températures plus élevées.

La probabilité de présence des électrons devient cette fois ^{non} négligeable pour des niveaux d'énergie ξ_m supérieurs au niveau de Fermi dans le métal, figure 15. Pour de telles énergies ξ_m la largeur de la barrière est nettement inférieure à l'épaisseur d définie précédemment de sorte que la transparence de la barrière devient relativement importante. On conçoit que le passage d'électrons du métal vers le semiconducteur par effet tunnel assisté thermiquement puisse justifier l'existence d'un courant de type tunnel assez conséquent dans nos dispositifs à émission par phénomène d'avalanche.

Lors de l'étude de nos structures, il est donc important que nous tenions compte de cet effet tunnel assisté thermiquement puisqu'en fonctionnement les barrières métal-semiconducteur peuvent être portées à des températures de l'ordre de 200°C .

II.2. LOIS D'EMISSION UTILISEES DANS LE CAS DE NOS STRUCTURES A PROFIL DE DOPAGE DIFFERENCIE (PROFIL "HIGH LOW")

Soit la structure, représentée figure 16, constituée par une région de type isolant placée entre deux régions conductrices, à laquelle nous appliquons une tension continue V.

Le modèle le plus simple, pour calculer le courant dû au passage par effet tunnel de porteurs au travers de la barrière de potentiel est bâti à partir de l'hypothèse d'un gaz d'électrons sans interactions (les électrons ne subissent aucune interaction entre eux ni avec les phonons)

L'hypothèse de la conservation de la composante du vecteur d'onde parallèle au plan de la barrière et de l'énergie des porteurs traversant la barrière de potentiel, permet alors de calculer la densité de courant dû à l'effet tunnel à partir de l'expression (6):

$$j = \frac{q}{2\pi^2 h} \int d\xi \left(f(\xi) - f(\xi + qV) \right) \int d^2 k_{||} D(\xi; k_{||}) \quad (\text{II.7})$$

- $f(\xi)$ est la fonction de distribution de Fermi Dirac
- $k_{||}$ est la composante du vecteur d'onde parallèle au plan de la barrière
- $D(\xi; k_{||})$ représente le coefficient de transmission de la barrière

Une barrière métal-semiconducteur polarisée en inverse, n'est qu'un cas particulier du dispositif représenté figure 16, pour lequel le métal est assimilé à la région conductrice 1, le semiconducteur (loin de l'interface) à la région 2 et la barrière de potentiel apparaissant dans le semiconducteur peut être considérée comme une région de type isolant.

Dans ce cas, l'expression mathématique de $D(\xi; k_{||})$ peut être relativement compliquée puisqu'elle rend compte, en principe, de la relation de dispersion des électrons dans la bande interdite et de la structure de bande du semiconducteur, de l'influence des porteurs mobiles et de la tension appliquée sur la forme de la barrière etc.

De nombreux auteurs se sont attachés à déterminer le courant tunnel à partir de l'expression (II.7).

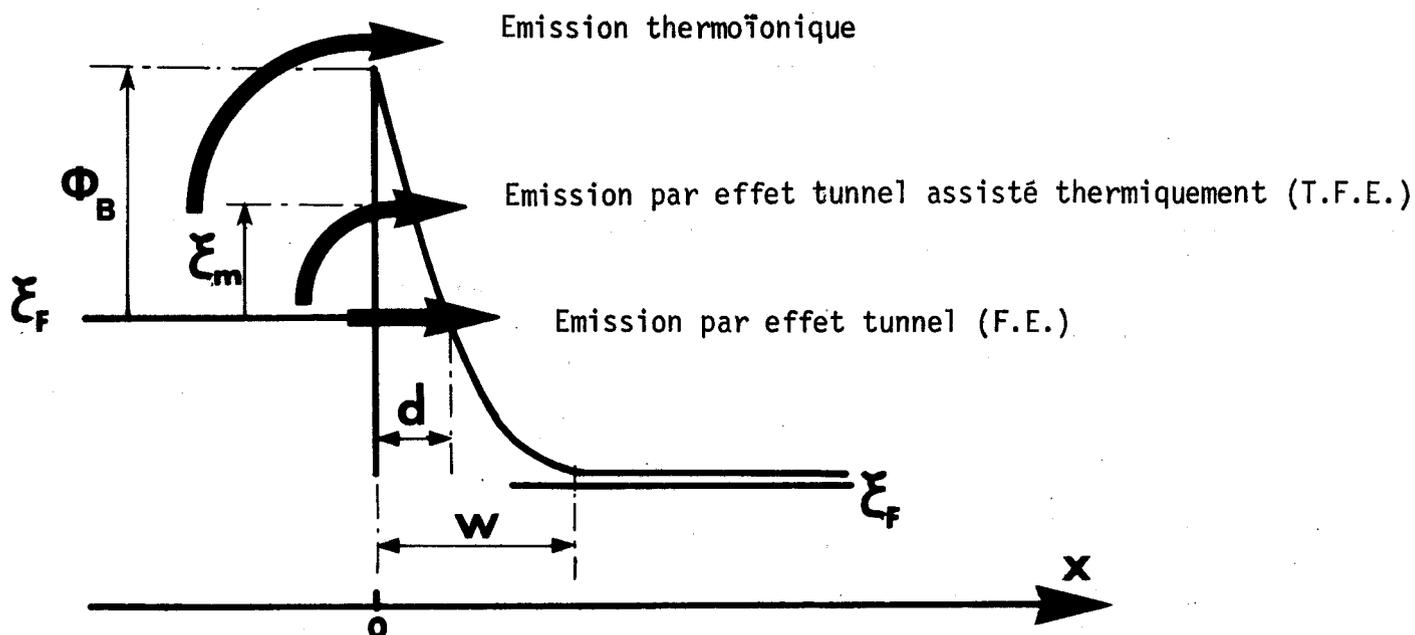


Figure 15 : Différents types d'injection de porteurs dans une barrière métal-semiconducteur (n) polarisée en inverse

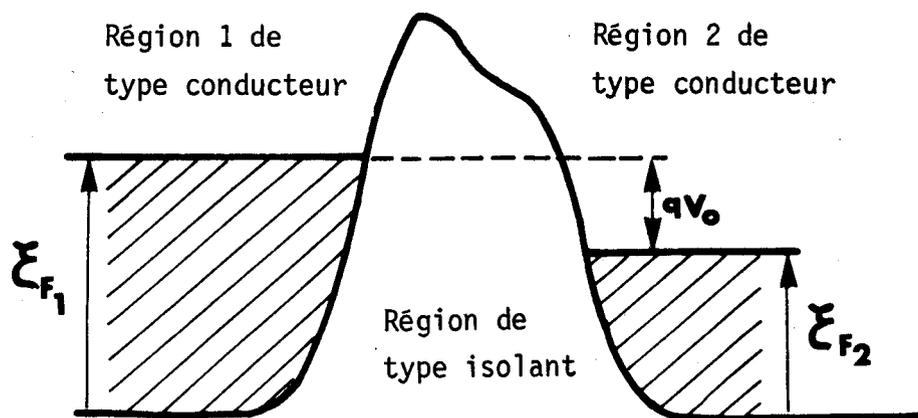
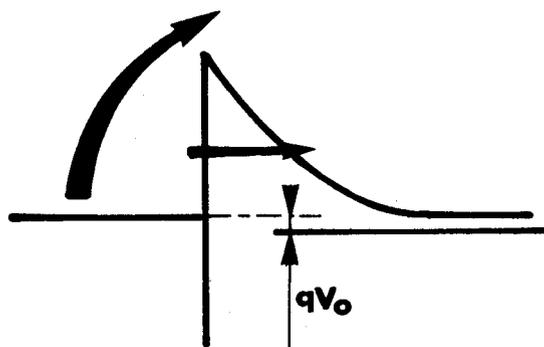
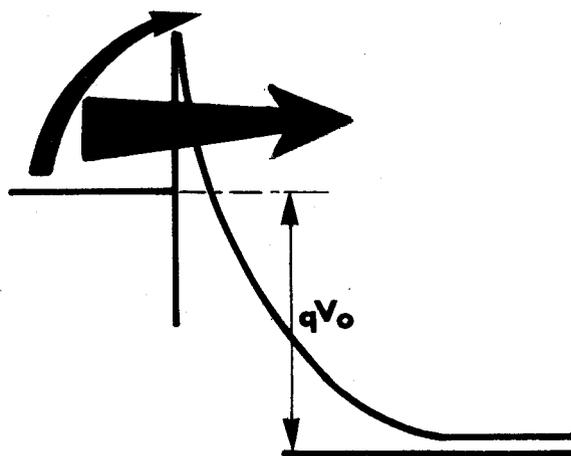


Figure 16



Polarisation inverse faible :
Emission thermoïonique prépondérante



Polarisation inverse élevée :
Emission T.F.E. prépondérante

BUS
LILLE

Figure 17

En fait, ces différentes études se distinguent essentiellement :

a) par les hypothèses simplificatrices et les méthodes d'approximation utilisées pour déterminer l'expression de $D(\xi, k_{||})$

b) par les développements mathématiques employés pour calculer les intégrales de l'expression II.7.

II.2.1. Expressions du courant "tunnel" déterminées par PADOVANI et STRATTON [7] en polarisation inverse

Pour le cas précis qui nous intéresse nous avons repris les résultats des travaux de PADOVANI et STRATTON relatifs à l'étude de l'injection de porteurs au travers d'une barrière de Schottky polarisée en inverse.

Afin que leurs calculs demeurent relativement simples, PADOVANI et STRATTON étudient le cas d'une barrière de Schottky idéale en négligeant notamment les fluctuations autour du potentiel moyen dans la barrière dues au caractère discret des impuretés ionisées, la correction de force image et la contribution des porteurs libres par rapport à celle des atomes donneurs.

Par ailleurs, PADOVANI et STRATTON déterminent l'expression de la barrière en utilisant l'approximation B.K.W.

Pour mener leur étude, PADOVANI et STRATTON considèrent deux gammes de températures. Pour les basses températures, le courant tunnel est dû principalement aux électrons qui traversent la barrière au niveau de Fermi ξ_F du métal, ce qui correspond à une injection par effet tunnel "pur" (nous utiliserons fréquemment l'abréviation "F.E." : field emission) ; dans ce cas, pour calculer la densité de courant, PADOVANI et STRATTON développent en série de Taylor, autour de cette énergie ξ_F du métal, leur expression de la transparence de la barrière.

Par contre, pour les températures plus élevées, la contribution au courant tunnel provient essentiellement du passage, par effet tunnel assisté thermiquement ("T.F.E." : Thermoionic field emission) des électrons ayant une énergie ξ_m comprise entre le niveau de Fermi du métal et le haut de la barrière ; PADOVANI et STRATTON calculent alors la densité de courant en développant l'expression de la transparence de la barrière autour de l'énergie ξ_m considérée.

PADOVANI et STRATTON obtiennent ainsi deux expressions de la densité de courant tunnel, exprimées en fonction de la différence d'énergie qui existe

entre les niveaux de Fermi du métal et de semiconducteur.

Cependant, dans le cas des structures à profil de dopage non constant, nous ne pouvons plus relier directement cette différence d'énergie à la différence de potentiel totale existant aux bornes de la structure ; c'est pourquoi nous avons exprimé les relations de PADOVANI et STRATTON en fonction du champ électrique E_M existant au niveau de l'interface métal-semiconducteur.

Dans le cas des structures considérées (profil de dopage dit "high low" lorsque la barrière est polarisée en inverse, nous obtenons :

a) dans le cas des basses températures

$$J_T = A \Pi \frac{\xi_{\infty}}{kT} \frac{\exp \left[\frac{-2q\phi_B}{3\xi_{\infty}} \left(1 + \frac{\epsilon E_M^2}{2N_D q \phi_B} \right)^{-1/2} \right]}{\left(1 + \frac{\epsilon E_M^2}{2N_D q \phi_B} \right)^{-1/2} \sin \frac{\Pi kT}{\xi_{\infty}} \left(1 + \frac{\epsilon E_M^2}{2N_D q \phi_B} \right)^{-1/2}} \quad (II.8)$$

b) pour les températures (plus) élevées

$$J_T = J_S(E_M, N_D) \exp \frac{\epsilon E_M^2}{2 \zeta N_D} \quad (II.9)$$

avec :

$$J_S(E_M, N_D) = A \frac{(\Pi \xi_{\infty})^{1/2}}{kT} \left(\frac{\epsilon E_M^2}{2N_D} + \frac{q\phi_B}{\cosh^2 \left(\frac{\xi_{\infty}}{kT} \right)} \right)^{1/2} \exp - \left(\frac{q\phi_B}{\xi_{\infty} \coth \left(\frac{\xi_{\infty}}{kT} \right)} \right) \quad (II.10)$$

Dans ces expressions, les paramètres sont :

- $q\phi_B$: la hauteur de barrière exprimée en Joules
- E_M : le champ à l'interface métal-semiconducteur (V/m)
- A : la constante de Richardson dans le métal
- k : la constante de Boltzman
- N_D : le dopage du semiconducteur dans la zone d'émission (At/m^3)
- ϵ : permittivité diélectrique du semiconducteur (F/m)

enfin ξ_{∞} et ζ sont définis par les relations suivantes :

$$\xi_{00} = \frac{q\hbar}{2} \left(\frac{N_D}{\epsilon m^*} \right)^{1/2}$$

où m^* représente la masse effective des électrons dans la bande interdite du semi-conducteur ($m^* \approx 7.10^{-2} m_0$)

$$\zeta = \frac{\xi_{00}}{\frac{\xi_{00}}{kT} - \text{th} \frac{\xi_{00}}{kT}}$$

II.2.2. Transitions entre l'effet tunnel et l'effet tunnel assisté thermiquement et entre le T.F.E. et l'effet thermoionique.

Il faut bien entendu que nous définissions les limites d'utilisation des expressions (II.9) et (II.10) qui correspondent à l'effet tunnel assisté thermiquement.

Pour les faibles températures, la transition de l'effet tunnel pur à l'effet tunnel assisté thermiquement est simplement définie, dans le cas d'une polarisation inverse, par l'inégalité $T \gg T_{Fe}$ avec :

$$T_{Fe} = \frac{\xi_{00}}{k} \left(1 + \epsilon \frac{E_M^2}{2N_D q \phi_B} \right)^{1/2} \quad (II.11)$$

Par contre, pour les températures extrêmement élevées, les électrons peuvent acquérir une énergie suffisante pour que l'effet thermoionique devienne prépondérant.

L'importance relative de la transparence de la barrière permet ainsi de définir une température maximale telle que l'effet tunnel assisté thermiquement soit prépondérant ; en fait, plutôt que de définir cette température maximale il s'avère plus simple, pour une température donnée, de déterminer la différence d'énergie minimale entre les niveaux de Fermi, figure 17 ; ce qui se traduit par l'inégalité :

$$E_M > \left[\left(q\phi_B + \frac{3}{2} \xi_{00} \frac{\cosh^2 \left(\frac{\xi_{00}}{kT} \right)}{\sinh^3 \left(\frac{\xi_{00}}{kT} \right)} \right) \times \frac{2N_D}{\epsilon} \right]^{1/2} \quad (II.12)$$

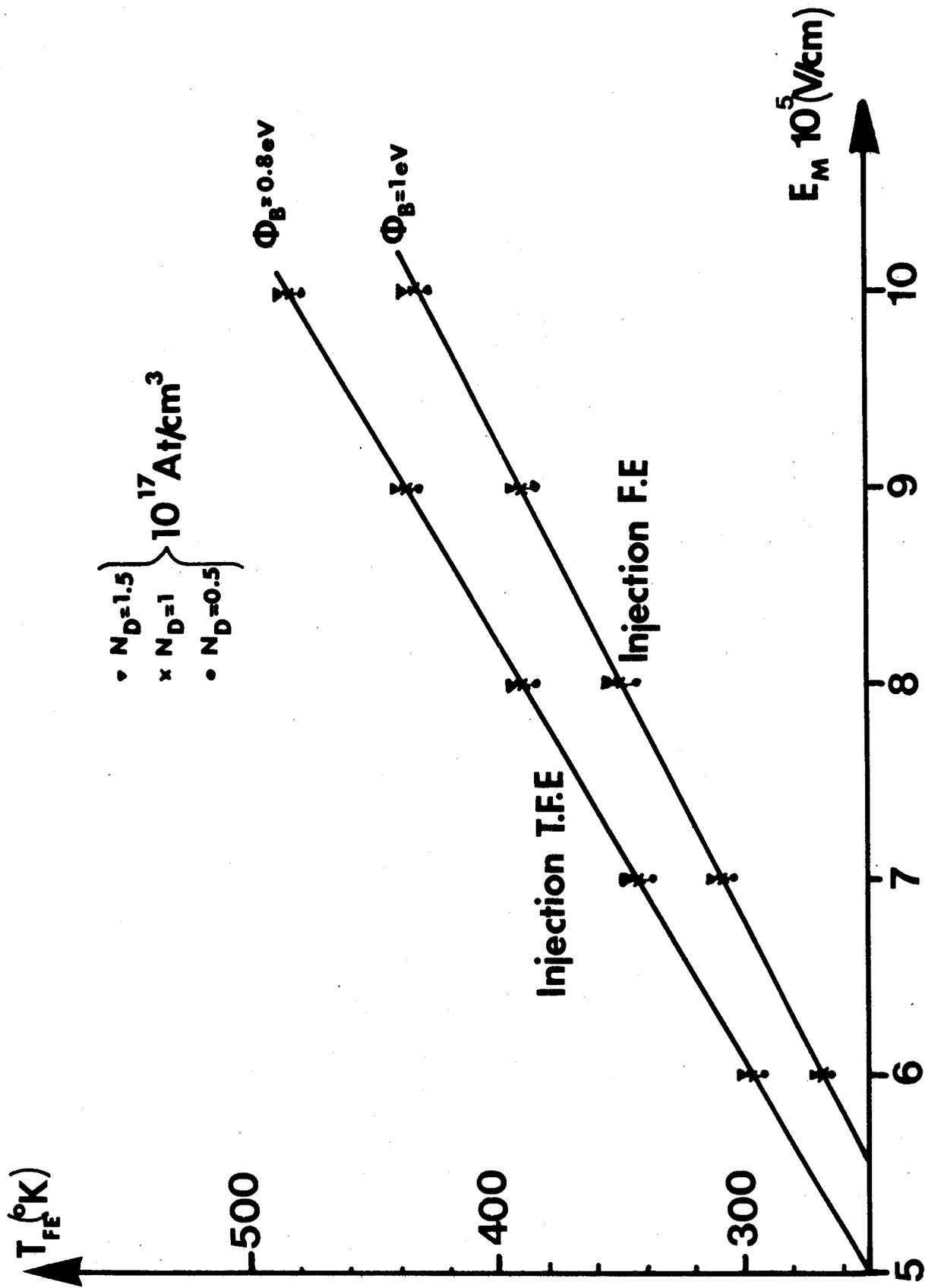


Figure 18 : Transition entre l'injection "T.F.E." et l'injection par effet tunnel (F.E.)

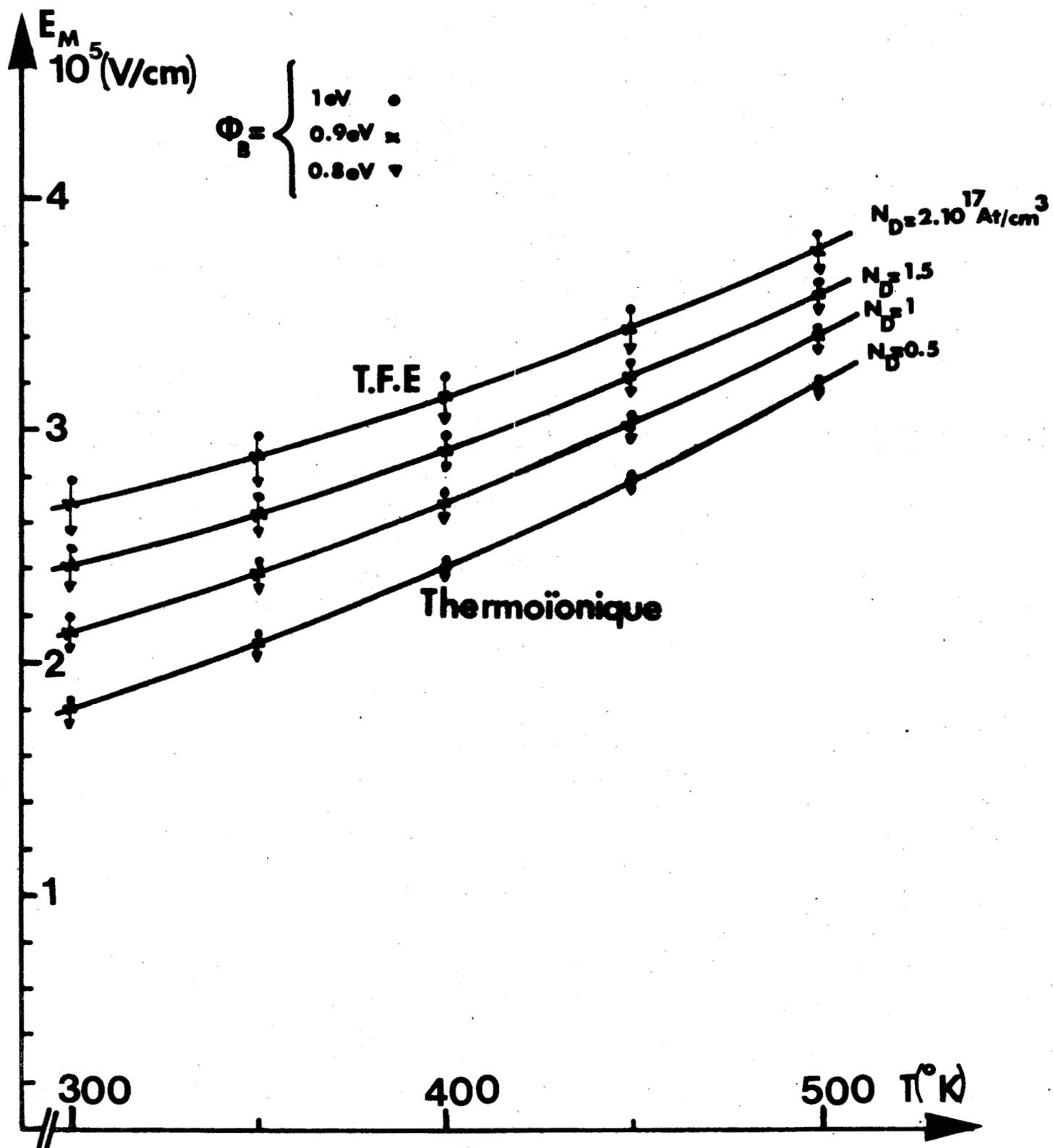


Figure 19 : Transition entre l'injection "T.F.E." et l'injection thermoionique



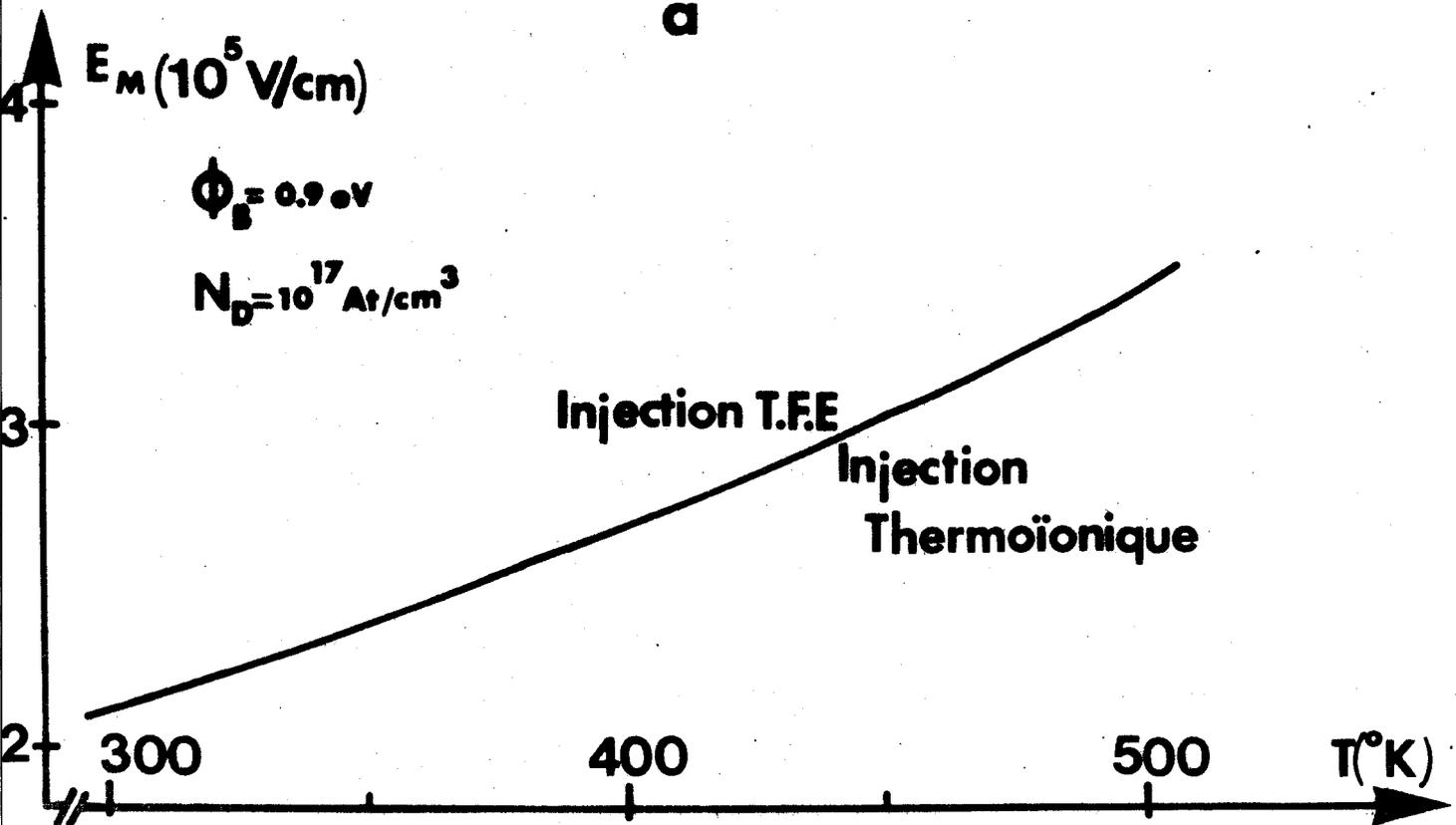
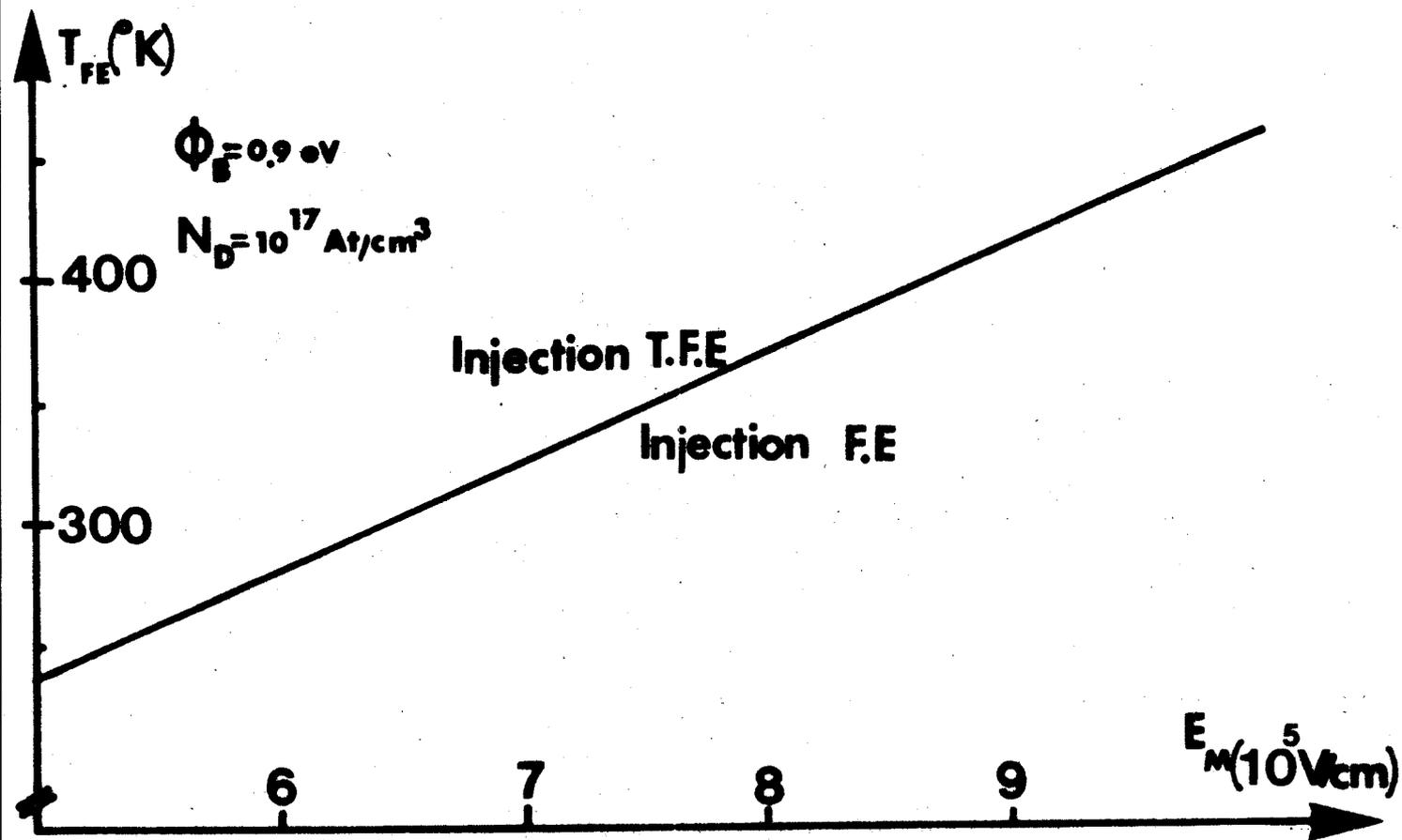


Figure 20



où E_M représente la valeur minimale du champ électrique à l'interface métal-semiconducteur pour que l'émission "T.F.E" soit prépondérante par rapport à l'effet thermoïonique.

Pour illustrer ce problème de transition entre les différents types d'injection de porteurs, nous avons tracé figure 18 les variations de la température maximale T_{Fe} en fonction de la valeur du champ électrique à l'interface pour laquelle la relation II.8 est applicable. D'autre part, pour préciser les limites entre l'injection par "T.F.E" et l'injection thermoïonique, nous avons représenté figure 19, les variations en fonction de la température, de la valeur minimale E_M du champ à l'interface métal-semiconducteur, pour que le "T.F.E" soit prépondérant. Ces deux types de courbes ont été obtenus pour différentes valeurs du dopage et de la hauteur de barrière.

II.2.3. Définition du type d'injection de porteurs, au travers de la barrière, prépondérant dans les diodes à émission par avalanche.

Pour les diodes dont nous envisageons l'étude (structure "high low") le champ à l'interface métal-semiconducteur est généralement supérieur à 6.10^5 V/cm ; pour étudier le fonctionnement de ces structures - tant en régime linéaire que non linéaire - nous n'aurons donc pratiquement à utiliser que les expressions (II.9) et (II.10) relatives à l'injection de porteurs par effet tunnel assisté thermiquement. C'est pourquoi, dans le souci d'alléger l'écriture, nous utiliserons fréquemment l'expression "effet tunnel" pour qualifier l'effet tunnel assisté thermiquement.

II.3. INFLUENCE D'UNE INJECTION DE PORTEURS PAR EFFET TUNNEL SUR LES CARACTERISTIQUES ET LE FONCTIONNEMENT D'UNE DIODE A.T.T.

Après avoir défini le type d'injection, par effet tunnel, prépondérant dans le cas des diodes à avalanche, nous allons maintenant envisager de quelle façon nous pouvons tenir compte de cette injection, afin d'étudier les modifications qu'elle entraîne sur les caractéristiques et les performances de ces dispositifs.

II.3.1. Mise en équation

En 1958, W. READ [1] a montré que le phénomène d'émission par avalanche était régi dans le cas d'une diode idéale par l'équation :

$$\tau_i \frac{dJ_{ca}(t)}{dt} = J_{ca}(t) \left(\int_0^{\delta} \alpha dx - 1 \right) \quad (\text{II.13})$$

où J_{ca} est la densité du courant de conduction dans la zone d'émission

τ_i est le temps de montée intrinsèque de l'avalanche

α est le taux d'ionisation et δ est la largeur de la zone d'émission (nous supposons ici que les taux d'ionisation sont identiques pour les deux types de porteurs)

Dans le cas où la diode présente un courant de saturation dû à une injection thermoionique, cette équation devient :

$$\tau_i \frac{dJ_{ca}(t)}{dt} = J_{ca}(t) \left(\int_0^{\delta} \alpha dx - 1 \right) + J_s \quad (\text{II.14})$$

Il convient de voir maintenant, comment nous pouvons introduire le terme correspondant à l'injection d'un courant tunnel, dans les équations qui régissent le mécanisme d'avalanche.

Pour cela, considérons figure 21 les variations respectives de l'épaisseur δ de la zone d'émission et de l'épaisseur d de la barrière au niveau de Fermi du métal, en fonction de la valeur du champ E_M à l'interface métal-semiconducteur ; ces courbes ont été tracées en considérant une température de 470°K, voisine des températures de fonctionnement des diodes.

Pour les diodes à profil différencié, nous pouvons admettre que le champ E_M varie tout au plus de $5,5 \cdot 10^5$ V/cm à $7,5 \cdot 10^5$ V/cm suivant la valeur du dopage en tête N^+ ; l'épaisseur d est donc toujours nettement inférieure à la largeur δ de la zone d'émission. En réalité, en ne considérant que l'effet tunnel assisté thermiquement, l'injection de porteurs se fait pour des énergies supérieures au niveau de Fermi dans le métal ; pour ces énergies, l'épaisseur de la barrière est encore nettement inférieure à la largeur d représentée figure 21.

Ainsi nous pouvons admettre que l'injection d'un courant tunnel demeure un phénomène localisé à l'interface métal-semiconducteur ; sa prise en compte dans l'équation de READ peut donc se faire de manière analogue à celle d'un cou-

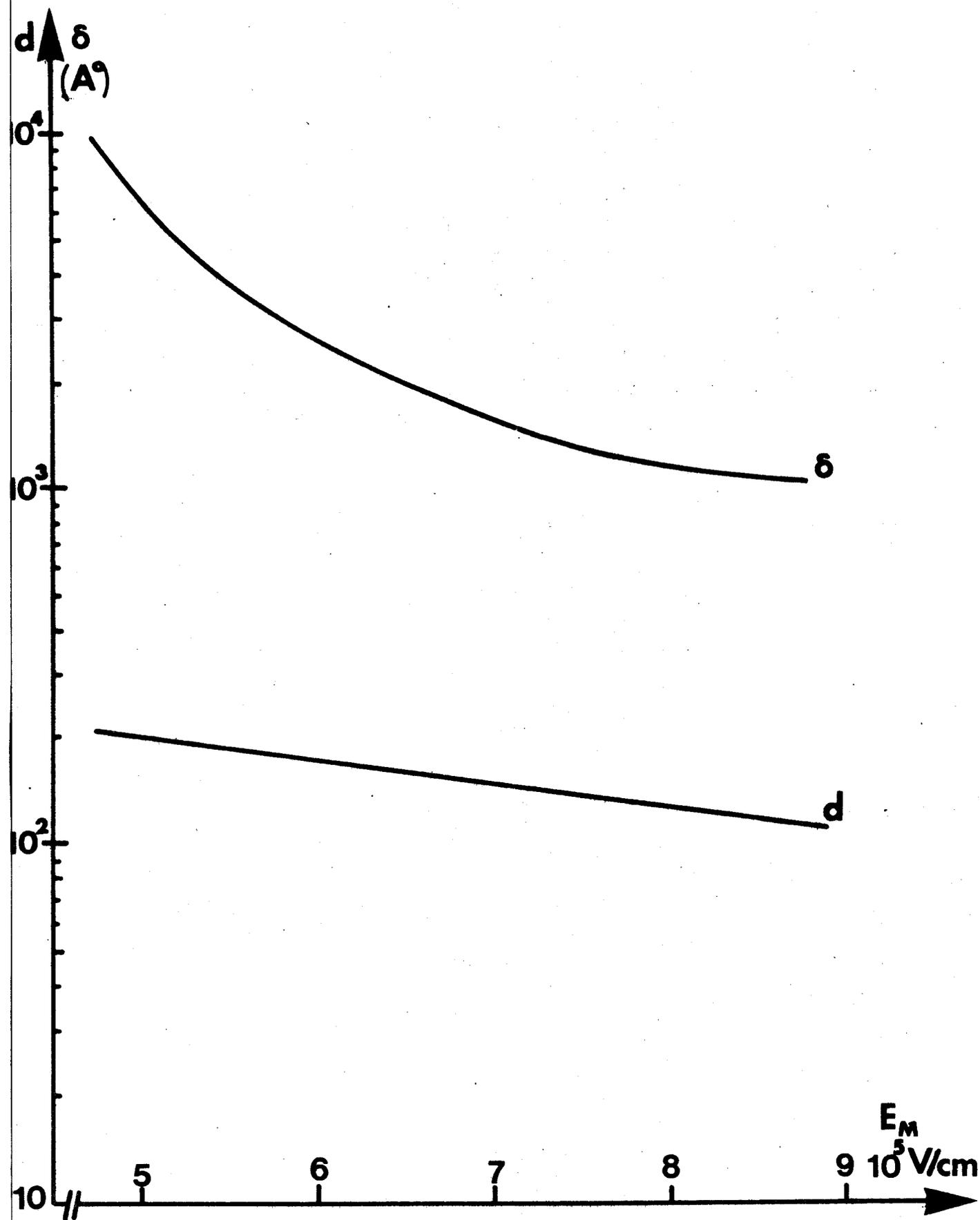


Figure 21 : Variations de l'épaisseur d de la barrière et de l'épaisseur δ de la zone d'émission en fonction du champ E_M à l'interface métal-semiconducteur

rant de saturation, soit :

$$\tau_i \frac{dJ_{ca}(t)}{dt} = J_{ca}(t) \left(\int_0^{\delta} \alpha dx - 1 \right) + J_T$$

II.3.2. Influence de l'injection de porteurs par effet tunnel, sur le fonctionnement des diodes à avalanche en régime linéaire

II.3.2₁ Etude de la zone d'émission ; définition de la variation de la phase d'injection

En supposant que le champ électrique est uniforme dans la zone d'émission, nous pouvons écrire en régime linéaire :

$$E_a(x,t) = E_a(t) = E_{a0} + E_{a1} e^{j\omega t} \quad (II.15)$$

où E_{a1} - l'amplitude du champ hyperfréquence - est faible devant la valeur E_{a0} du champ continu.

Ainsi nous pouvons développer en séries, limitées au premier ordre, les expressions de la densité du courant de conduction et du taux d'ionisation, soit :

$$J_{ca}(t) = J_0 + J_{ca1} e^{j\omega t} \quad (II.16)$$

$$\alpha = \alpha(E_{a0}) + \alpha'(E_{a0}) E_{a1} e^{j\omega t} \quad (II.17)$$

En ce qui concerne le courant tunnel nous utilisons l'expression (II.9) correspondant à l'injection de porteurs par T.F.E :

$$J_T = J_S(E_M, N_D) \exp \frac{\epsilon E_M^2}{2\zeta N_D}$$

Pour une température de 470°K, nous avons représenté figure 22 les variations de cette densité de courant en fonction de la valeur du champ électrique E_M à l'interface pour différentes valeurs de la hauteur de barrière et du dopage. Ces courbes montrent que J_T est extrêmement sensible à la valeur de la hauteur de barrière, mais que par contre, il varie peu en fonction du dopage ; dans le cadre de cette étude analytique en régime linéaire, nous pouvons donc considérer que J_T n'est fonction que du champ électrique et, pour une hauteur de barrière donnée, développer J_T en série.

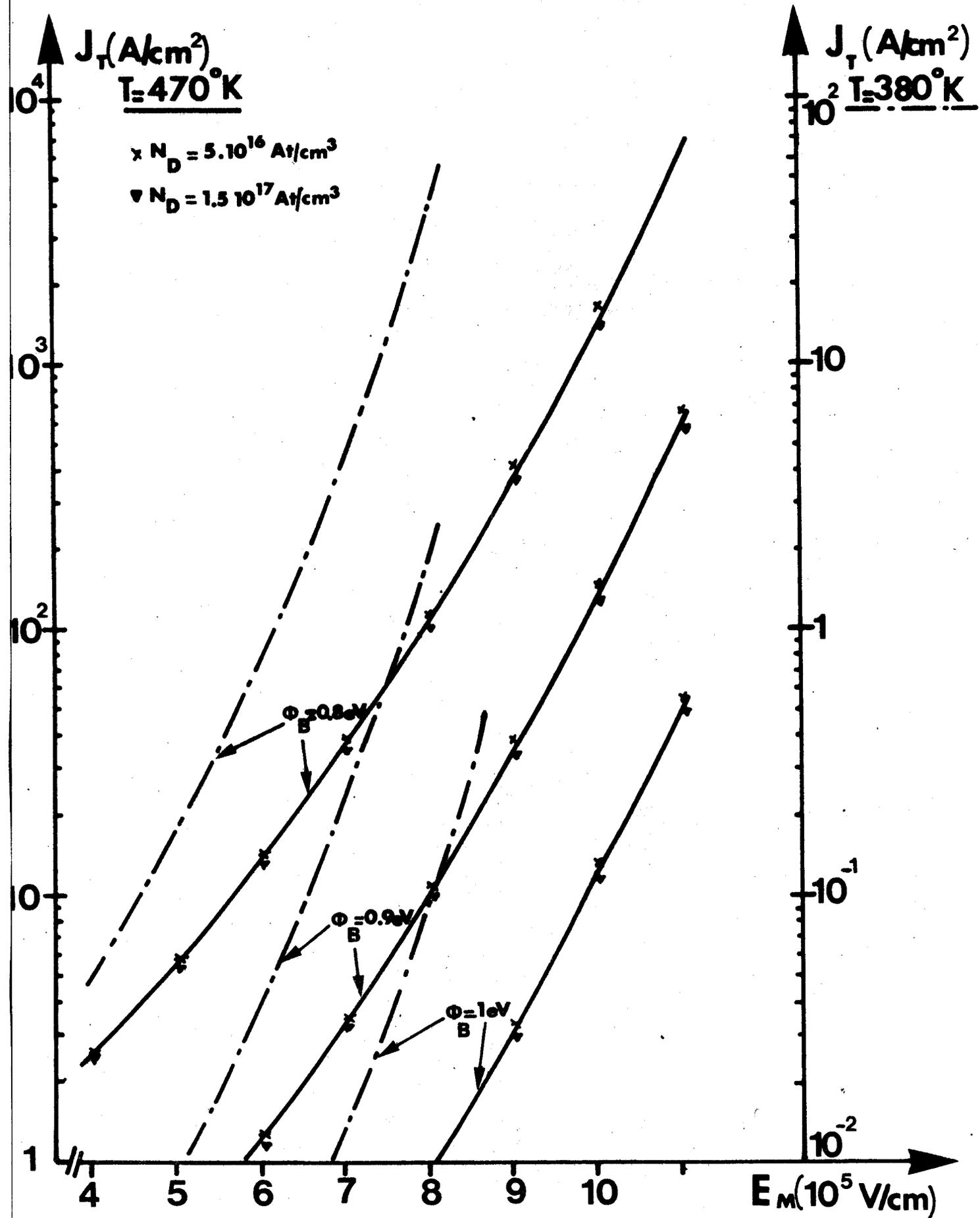


Figure 22 : Evolution de la densité de courant tunnel en fonction du champ E_M à l'interface métal-semiconducteur

Ce qui nous donne en nous limitant au premier ordre :

$$J_T = J_T(E_{ao}) + J'_T(E_{ao}) E_{a1} e^{j\omega t} \quad (\text{II.18})$$

où

$$J'_T(E_{ao}) = \left(\frac{\partial J_T}{\partial E} \right)_{E = E_{ao}}$$

L'équation de READ (II.14) se résoud alors classiquement. En tenant compte du courant de déplacement de densité J_{da} :

$$J_{da}(t) = \varepsilon \frac{dE_a(t)}{dt} = j\omega\varepsilon E_{a1} e^{j\omega t}$$

Nous obtenons l'admittance présentée par la zone d'émission $y = g + jb$ où la susceptance b s'écrit :

$$b = \frac{-\omega\tau_i \left(\frac{I'_T(E_{ao})}{\delta} + \alpha'(E_{ao}) I_O \right)}{\omega^2\tau_i^2 + \left(\frac{I_T}{I_O} \right)^2} + \omega C_\delta \quad (\text{II.19})$$

$$= b_C + \omega C_\delta$$

et la conductance g est telle que :

$$g = \frac{I_T}{I_O} \frac{\left(\frac{I'_T}{\delta} (E_{ao}) + \alpha'(E_{ao}) I_O \right)}{\omega^2\tau_i^2 + \left(\frac{I_T}{I_O} \right)^2} \quad (\text{II.20})$$

où $C_\delta = \frac{\varepsilon S}{\delta}$ (S est la surface de la diode, I_O le courant de polarisation et δ la largeur de la zone d'avalanche).

Dans le cas d'une diode à avalanche idéale, la phase d'injection ψ , qui caractérise le retard du courant de conduction par rapport au champ électrique, est de $\pi/2$ (en fait nous prenons ici la phase du courant de conduction pour référence).

La présence d'une injection de porteurs par effet tunnel se traduit par l'apparition d'une conductance dans la zone d'émission, ce qui modifie la phase d'injection :

Elle s'écrit alors :

$$\text{tg}\psi = -\frac{b_C}{g} = \text{tg}\left(\frac{\pi}{2} + \Delta\psi\right) \quad (\text{II.21})$$

avec
$$\operatorname{tg} \Delta\psi = - \frac{I_T(E_{ao})}{I_o \omega \tau_i} \quad (\text{II.22})$$

II.3.2₂ Expression de l'impédance totale

Cette phase d'injection ψ différente de $\Pi/2$ apparaît lors du calcul de l'expression de l'impédance totale de la diode fonctionnant en régime linéaire [8] :

La résistance de la diode s'écrit alors :

$$R_D = \frac{W}{\omega \epsilon S} (1 - \frac{\delta}{W}) \frac{k_c}{k_c^2 - 2k_c \sin\psi + 1} \left(\chi(\theta) (k_c - \sin\psi) + \cos\psi \left(\frac{\delta/W}{1-\delta/W} + \frac{\sin\theta}{\theta} \right) \right) \quad (\text{II.23})$$

tandis que l'expression de la réactance est :

$$X_D = - \frac{W}{\omega \epsilon S} \left[1 - \frac{k_c (k_c - \sin\psi) \left(\frac{\delta/W (1 - \frac{\sin\theta}{\theta}) + \frac{\sin\theta}{\theta}}{k_c^2 - 2k_c \sin\psi + 1} \right) - (1 - \delta/W) k_c \cos\psi \chi(\theta)}{k_c^2 - 2k_c \sin\psi + 1} \right] \quad (\text{II.24})$$

où $k_c = \frac{\alpha'(E_{ao}) \cdot \delta \cdot I_o}{\epsilon S \omega^2 \tau_i}$ caractérise le rapport entre le courant de conduction et le courant de déplacement.

$\theta = \frac{(W-\delta) \cdot \omega}{v}$ est l'angle de transit et W la longueur de la zone désertée.

II.3.2₃ Influence de l'injection par effet tunnel sur l'évolution fréquentielle de la résistance négative à I_o constant

A partir des relations (II.21)(II.22) et (II.23) nous avons représenté figure 23 pour différentes valeurs du rapport $\frac{I_T}{I_o}$, l'évolution en fonction de la fréquence du module de la résistance négative d'une diode caractérisée par un

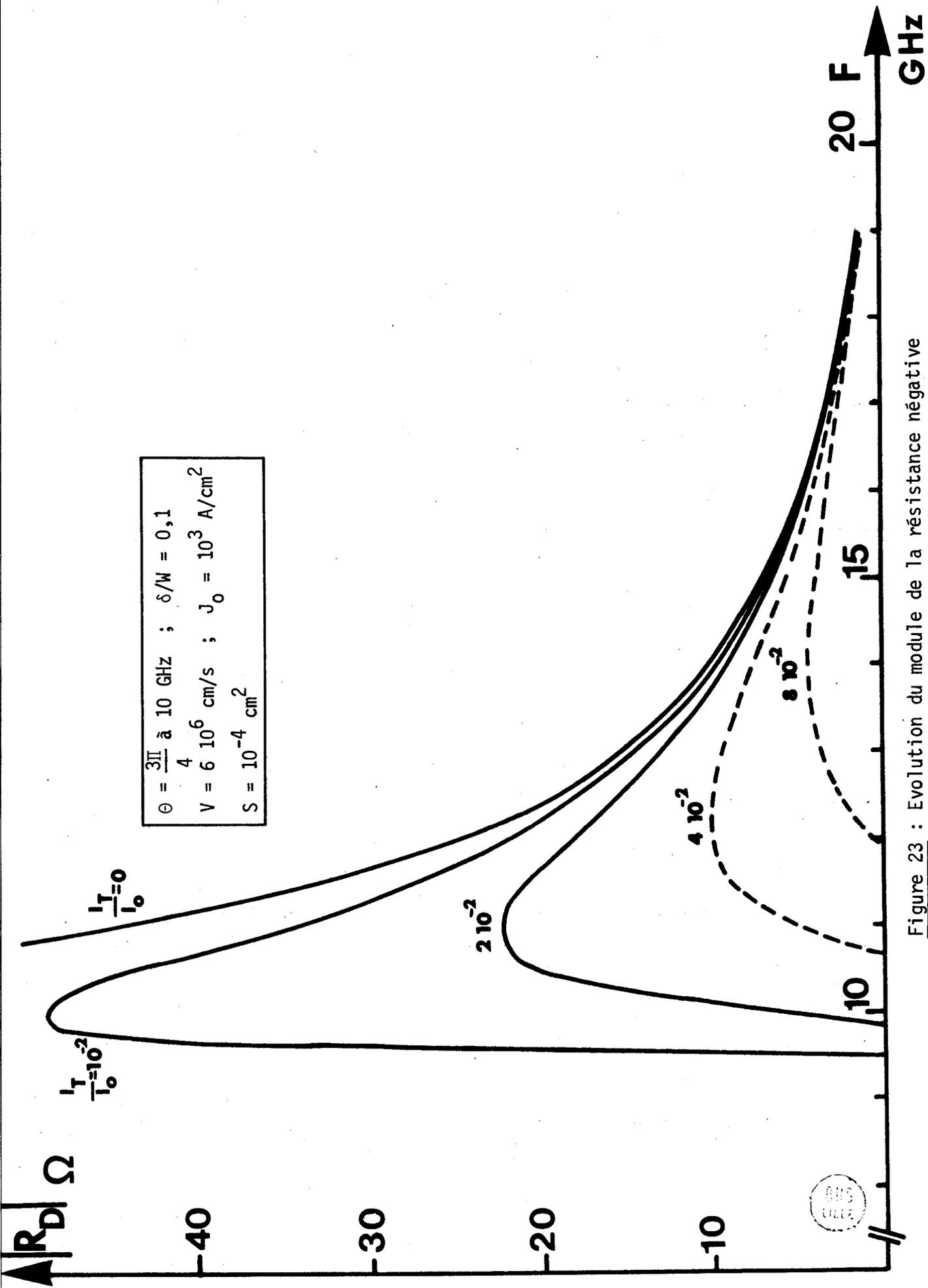


Figure 23 : Evolution du module de la résistance négative en fonction de la fréquence

angle de transit θ de $\frac{3\pi}{4}$ à 10 GHz, un rapport $\delta/W \approx 0,1$ et une densité de courant de 10^3A/cm^2 .

Pour une diode idéale, $\frac{I_T}{I_0}$ est nul, nous retrouvons la discontinuité habituelle lorsque $k_c = 1$; ce que l'on traduit généralement par la notion de fréquence d'avalanche. Par contre la présence d'une injection de porteurs par effet tunnel atténue considérablement les variations de la résistance négative ; cette résistance présente un maximum d'autant moins élevé que le rapport $\frac{I_T}{I_0}$ est important, ce qui revient à dire que la valeur maximale du module de la résistance négative est d'autant moins importante que la phase d'injection est faible.

D'autre part, ce maximum s'obtient pour un angle de transit d'autant plus grand que la phase d'injection est faible ; pour une diode confinée la fréquence optimale pour la résistance négative sera donc d'autant plus élevée que l'injection par effet tunnel sera importante.

Ce résultat extrêmement important pour l'optimisation des structures susceptibles de présenter une injection par effet tunnel, sera mis à nouveau en évidence lors de l'étude du fonctionnement en régime non linéaire, en particulier lorsque nous étudierons son influence sur le rendement des diodes.

II.3.2₄ Etude de l'influence en basse fréquence

La variation de la phase d'injection, sous l'influence d'un courant tunnel est donnée par l'expression II.22.

$$\text{tg } \Delta\psi = - \frac{I_T}{I_0 \omega \tau_i}$$

Pour une valeur donnée de $\frac{I_T}{I_0}$, $\Delta\psi$ est donc d'autant plus élevée que la fréquence est faible.

D'autre part la pastille semiconductrice est montée dans un boîtier d'encapsulation qui perturbe les mesures d'impédance. Généralement, on suppose que le boîtier est sans pertes et dans une bande de fréquence étroite il peut être représenté par un quadripôle composé d'éléments à constantes localisées, tels que des inductances et des capacités. Dans la pratique, la détermination des éléments de ce quadripôle requiert de nombreuses mesures, fastidieuses et délicates. Aussi semble-t-il intéressant d'étudier en basse fréquence l'influence de l'injection d'un courant tunnel sur l'impédance d'une diode à avalanche, puisque pour ces fréquences, la présence du boîtier ne perturbe pratiquement plus les mesures et que l'influence du courant tunnel se trouve exaltée.

Dans ce but, considérons une diode ayant une surface de 2.10^{-4} cm^2 , dont la carte de champ est donnée figure 24 ; supposons pour simplifier, que la diode est bloquée dès l'apparition de l'avalanche et que le courant émis par effet tunnel est constant. En négligeant tout effet thermique, l'évolution de l'impédance de cette diode en fonction du courant, pour une fréquence de 120 MHz et différentes valeurs du courant tunnel, est représentée figure 24.

Pour un courant tunnel nul, nous retrouvons les résultats classiques : la diode présente une réactance et une résistance négatives tant que k_c est inférieur à 1 (la valeur de cette résistance négative n'est pas significative puisque nous sommes en basse fréquence), pour k_c supérieur à 1 ces deux termes deviennent positifs.

Par contresinus introduisons un courant tunnel, il n'est plus possible de mettre en évidence une résistance négative pour des fréquences aussi basses : le courant tunnel fait apparaître une résistance positive dans la zone d'émission qui compense totalement la résistance négative due au transit des porteurs.

Nous constatons également que le passage d'une réactance de type capacitif à selfique se fait pour un courant de polarisation d'autant plus élevé que le courant tunnel considéré est important.

Plutôt que de considérer un schéma série, si nous raisonnons à partir du schéma parallèle équivalent, nous pouvons admettre que la susceptance de la diode correspond à une capacité apparente C_{app} telle que $b = C_{app} \cdot \omega$ tant que la diode est capacitive ; ce sont les variations de cette capacité en fonction de la tension appliquée qui sont relevées lors de la détermination des courbes $C(V)$ de la diode fonctionnant en varactor. L'existence d'un courant tunnel important risque donc de créer une certaine ambiguïté lors de la détermination des caractéristiques d'une diode polarisée au seuil de l'avalanche à partir de ces courbes $C(V)$ - figure 25.

Nous pouvons cependant espérer que ces mesures d'impédance en basse fréquence nous permettront de mettre en évidence dans nos diodes l'existence d'une injection de porteurs par effet tunnel, ne serait-ce que d'un point de vue qualitatif.

II.3.3. Etude de l'influence d'une injection de porteurs par effet tunnel sur le fonctionnement d'une diode à avalanche en régime non linéaire

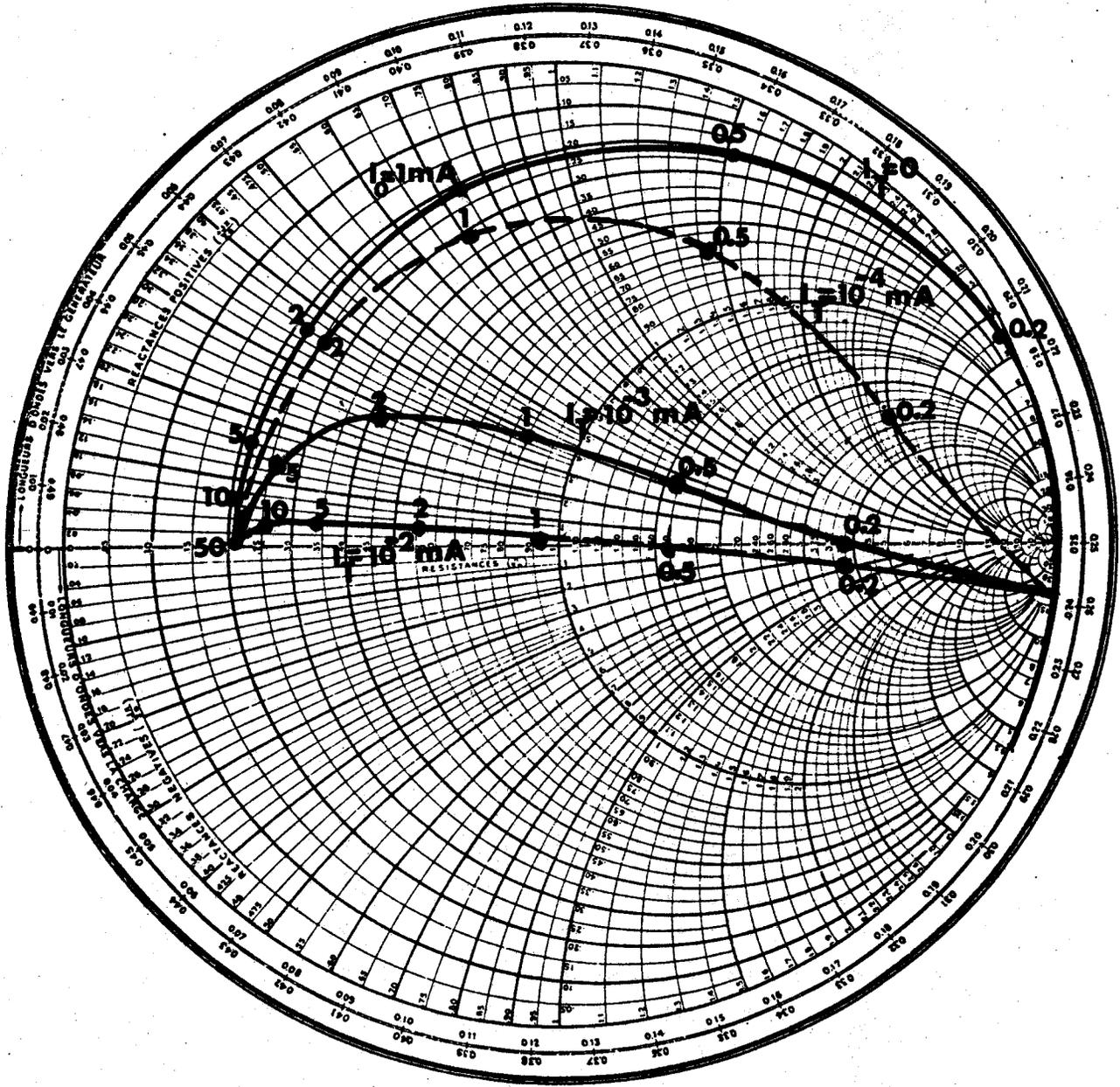
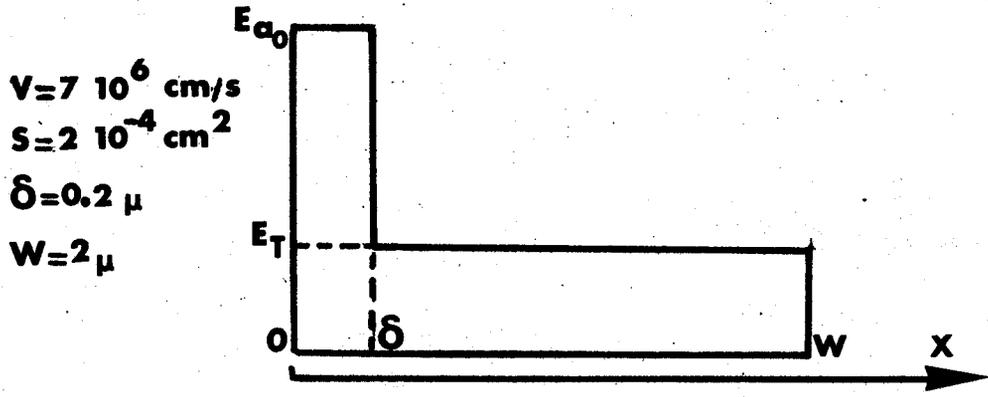
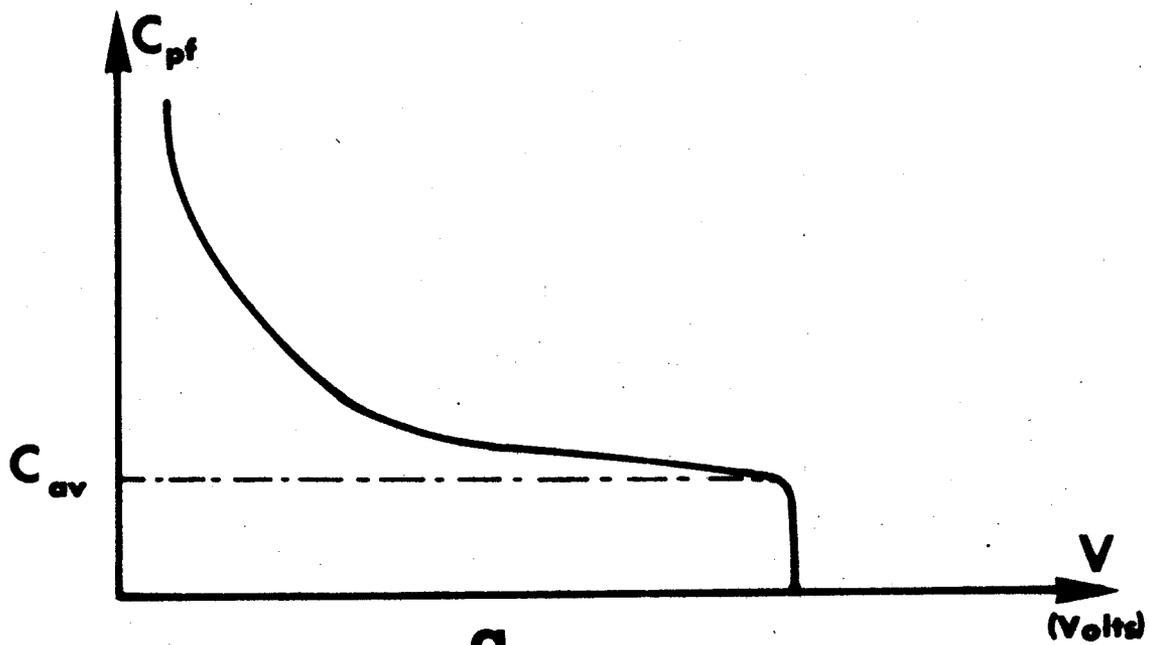
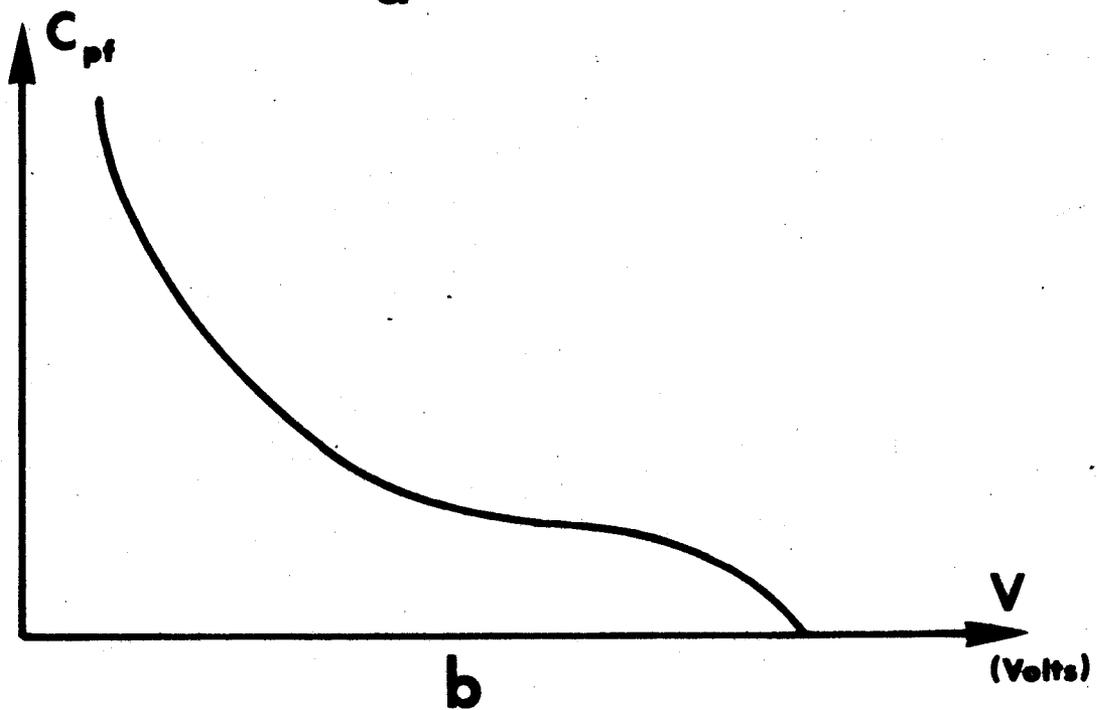


Figure 24 : Evolution de l'impédance de la diode, en basse fréquence pour différentes valeurs du courant tunnel ($F = 120 \text{ MHz}$)





a



b

Figure 25 : Caractéristiques $C(V)$ d'une diode à avalanche
 a) Diode idéale
 b) Diode présentant une injection de type tunnel



II.3.3, Généralités ; justification et définition de l'effet de redressement

Dans le cas du fonctionnement en régime linéaire d'une diode à avalanche, nous venons de voir que nous pouvions tenir compte de l'injection par effet tunnel en introduisant simplement une phase d'injection différente de $\pi/2$.

Cependant, une utilisation primordiale de ces dispositifs semiconducteurs, est de fournir en régime d'oscillation des puissances hyperfréquences importantes, avec les rendements les plus élevés possibles ; il convient donc d'étudier l'influence d'une injection de porteurs par effet tunnel pour des diodes fonctionnant en régime non linéaire.

D'autre part si nous reprenons l'équation de READ sous sa forme générale :

$$\tau_i \frac{dJ_{ca}(t)}{dt} = \left[\int_0^\delta \alpha(E_a(x,t) dx - 1 \right] J_{ca}(t) + J_T(t) \quad (II.25)$$

en posant :

$$\int_0^\delta \alpha[E_a(x,t)] dx = \psi(E_a(x,t)) \quad (II.26)$$

et en considérant que le champ continu dans la zone d'émission est indépendant de l'abscisse, l'expression II.25 s'écrit alors :

$$\tau_i \frac{dJ_{ca}(t)}{dt} = [\psi(E_a(t) - 1)] J_{ca}(t) + J_T(t) \quad (II.27)$$

ce qui se met sous la forme :

$$\ln \frac{J_{ca}(t)}{J_{ca}(0)} = \frac{1}{\tau_i} \int_0^t \left[[\psi(E_a(t')) - 1] + \frac{J_T(t')}{J_{ca}(t')} \right] dt' \quad (II.28)$$

Dans le second membre de cette équation, nous voyons apparaître le terme $[\psi(E_a(t)) - 1]$ qui traduit le phénomène d'avalanche, mais aussi un terme correctif $\left[\frac{J_T(t)}{J_{ca}(t)} \right]$ dont l'influence n'est sensible que lorsque $J_T(t)$ et $J_c(t)$ deviennent du même ordre de grandeur. Ce phénomène se rencontre essentiellement en régime de fonctionnement non linéaire lorsque le courant de conduction $J_{ca}(t)$ passe par des valeurs minimales extrêmement faibles alors que la valeur élevée du champ électrique produit un courant tunnel important ; ceci justifie à nouveau

une étude en régime "grand signal".

Avant d'entreprendre cette étude, une remarque importante s'impose concernant les variations du champ continu sous l'influence d'un courant tunnel; pour cela considérons à nouveau l'équation (II.28), la périodicité du courant de conduction $J_{C_a}(t) = J_{C_a}(t + T)$ entraîne que :

$$\frac{1}{T} \int_0^T \psi(E_a(t)) dt = 1 - \frac{1}{T} \int_0^T \frac{J_T(t)}{J_{C_a}(t)} dt \quad (\text{II.29})$$

en l'absence de courant tunnel, l'équation précédente se réduit à la "condition d'avalanche" en régime dynamique.

$$\frac{1}{T} \int_0^T \psi(E_a(t)) dt = 1 \quad (\text{II.30})$$

En considérant que le champ dans la zone d'émission est de la forme :

$$E_a(t) = E_{a_0} + E_{a_1} \sin \omega t$$

Pour un champ alternatif d'amplitude E_{a_1} donnée la condition (II.30) est vérifiée pour une certaine valeur E_{a_0} du champ continu.

$J_T(t)$ et $J_{C_a}(t)$ sont deux fonctions, non linéaires, du temps et positives quelque soit t ; la valeur moyenne $\frac{1}{T} \int_0^T \frac{J_T(t)}{J_{C_a}(t)} dt$ est donc strictement positive.

Pour un champ alternatif ayant la même amplitude E_{a_1} que précédemment, l'équation (II.29) est alors vérifiée pour une valeur $E_{a_0}^*$ du champ continu inférieure à E_{a_0} .

La présence d'un courant tunnel entraîne donc une diminution $\Delta E_0 = E_{a_0} - E_{a_0}^*$ du champ continu et par conséquent une diminution de la tension continue de polarisation à courant constant ; dans la suite de ce travail nous caractériserons cet effet de restitution de la composante continue du champ par le terme effet de redressement.

II.3.3₂ Modifications apportées aux caractéristiques de la zone d'émission.

L'étude analytique de ce problème ayant déjà été réalisée dans notre laboratoire [9], nous nous contenterons ici de préciser les hypothèses émises par son auteur et d'en rappeler les principaux résultats :

Reprenons pour cela l'équation de READ avec second membre :

$$\frac{dI_{Ca}(t)}{dt} = \frac{1}{\tau_i} [\psi(E_a(t)) - 1] I_{Ca}(t) + \frac{I_T(t)}{\tau_i}$$

La solution générale de cette équation différentielle du premier ordre est de la forme [10] :

$$\begin{aligned} I_{Ca}(t) = & I_{00} \exp \frac{1}{\tau_i} \int_0^t [\psi(E_a(t')) - 1] dt' \\ & + \frac{1}{\tau_i} \exp \frac{1}{\tau_i} \int_0^t [\psi(E_a(t')) - 1] dt' \\ & \cdot \int_0^t I_T(t') \exp \left[- \frac{1}{\tau_i} \int_0^{t'} [\psi(E_a(t)) - 1] dt \right] dt' \end{aligned} \quad (II.31)$$

où I_{00} est la valeur du courant de conduction à l'instant $t = 0$.

Bien que nous soyons en régime non linéaire, l'amplitude E_{a1} du champ alternatif demeure très inférieure à la composante continue E_{a0}^* dans la zone d'émission.

En première approximation, le terme $\frac{1}{\tau_i} \int_0^t (\psi(E_a(t')) - 1) dt'$ s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_i} \int_0^t [\psi(E_a(t')) - 1] dt' = & \frac{1}{\tau_i} \left(\psi(E_{a0}^*) - 1 + E_{a1}^2 \frac{\psi''(E_{a0}^*)}{4} \right) t + \frac{E_{a1}}{\omega \tau_i} \psi'(E_{a0}^*) (1 - \cos \omega t) \\ & - \frac{E_{a1}^2}{8\omega \tau_i} \psi''(E_{a0}^*) \sin 2\omega t \end{aligned} \quad (II.32)$$

où E_{a0}^* est la composante continue du champ électrique en présence de champ hyperfréquence et $\psi'(E_{a0}^*) = \left(\frac{d\psi}{dE} \right)_{E=E_{a0}^*}$.

En négligeant le terme du second ordre ceci peut encore s'écrire :

$$\frac{1}{\tau_i} \int_0^t [\psi(E_a(t')) - 1] dt' \approx \frac{1}{\tau_i} [Xt] + Y(1 - \cos \omega t) \quad (II.33)$$

avec : $X \approx [\psi(E_{a0}^*) - 1]$ et $Y = \frac{E_{a1}}{\omega \tau_i} \psi'(E_{a0}^*)$

Pour une injection de porteurs par effet tunnel assisté thermiquement, caractérisée par les expressions II.9 et II.10, nous pouvons admettre que le courant tunnel peut être représenté en première approximation par une loi du type :

$$I_T \approx I_{T0} (E_{a0}^*, N_D) \exp T (E_{a0}^*, N_D, E_{a1}) \sin \omega t \quad (\text{II.34})$$

Le courant de conduction s'écrit alors :

$$I_C(t) = I_{00} \exp\left(\frac{Xt}{\tau_i} + Y(1-\cos \omega t)\right) + \frac{I_{T0}}{\tau_i} \left(\exp\left(\frac{Xt}{\tau_i} - Y \cos \omega t\right) \right. \\ \left. \left(\int_0^t \exp -\frac{Xt'}{\tau_i} \exp(Y \cos \omega t' + T \sin \omega t') dt' \right) \right)$$

La décomposition en séries de Fourier des termes $\exp(Y \cos \omega t + T \sin \omega t)$ et $\exp(-Y \cos \omega t)$ telle que :

$$\exp(Y \cos \omega t + T \sin \omega t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} a_n e^{jn\omega t}$$

$$\exp(-Y \cos \omega t) = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} b_p e^{jp\omega t}$$

nous permet d'exprimer le terme caractérisant le régime permanent pour le courant de conduction par la relation :

$$I_C(t) = I_{T0} \sum_{n,p=-\infty}^{+\infty} \frac{a_n b_p}{-X + jn\omega\tau_i} e^{j(n+p)\omega t} \quad (\text{II.35})$$

La valeur moyenne du courant de conduction devant être égale au courant de polarisation I_0 , nous obtenons la relation :

$$I_0 = - I_{T0} \frac{a_0 b_0}{X} \quad (\text{II.36})$$

où $a_0 = B_0(Y)$ et $b_0 = B_0(\sqrt{Y^2 + T^2})$ les fonctions B_0 étant les fonctions de Bessel modifiées de première espèce d'ordre zéro.

En posant d'autre part :

$$Y + jT = \rho e^{j\phi} \quad \text{et} \quad Y - jT = \rho e^{-j\phi}$$

nous obtenons également l'expression du terme fondamental du courant de conduction, ce qui nous permet de déterminer l'admittance de la zone d'émission :

$$y_a = y_1 + j C_\delta \cdot \omega \quad (C_\delta = \frac{\epsilon S}{\delta})$$

avec $y_1 = g_1 + jb_1$

Ce calcul fait à nouveau apparaît une conductance g_1 dans la zone d'émission :

$$g_1 = \frac{I_0}{\delta E_{a1}} \frac{4}{Y} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n-1} \frac{B_n(Y)}{B_0(Y)} \frac{B_n(\rho)}{B_0(\rho)} \frac{\sin n\phi + nD_0 \cos n\phi}{1 + n^2 D_0^2} \quad (\text{II.37})$$

alors que la susceptance b_1 s'écrit :

$$b_1 = \frac{I_0}{\delta E_{a1}} \left[-\frac{2B_1(Y)}{B_0(Y)} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n-1} \left(\frac{B_{n-1}(Y) + B_{n+1}(Y)}{B_0(Y)} \right) \left(\frac{B_n(\rho)}{B_0(\rho)} \right) \left(\frac{\cos n\phi - nD_0 \sin n\phi}{1 + n^2 D_0^2} \right) \right] \quad (\text{II.38})$$

$$\text{où } D_0 = \frac{\omega \cdot \tau_i}{X} = \frac{I_0 \cdot \omega \cdot \tau_i}{IT_0 B_0(Y) B_0(\sqrt{Y^2 + T^2})} \quad (\text{II.39})$$

Les fonctions "Bn" étant les fonctions de Bessel modifiées de première espèce d'ordre n.

La présence d'une conductance g_1 dans la zone d'avalanche, modifie à nouveau la valeur de la phase d'injection ψ entre le courant de conduction et le champ électrique alternatif ; en prenant la phase du courant de conduction pour référence, elle est déterminée par l'expression ;

$$\text{tg}\psi = \frac{Y}{2} \frac{B_1(Y) - \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n-1} \left(\frac{B_{n-1}(Y) + B_{n+1}(Y)}{B_0(Y)} \right) \cdot \frac{B_n(\rho)}{B_0(\rho)} \frac{\cos n\phi - nD_0 \sin n\phi}{1 + n^2 D_0^2}}{\sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n-1} \frac{B_n(Y) \cdot B_n(\rho)}{B_0(\rho)} \frac{\sin n\phi + nD_0 \cos n\phi}{1 + n^2 D_0^2}} \quad (\text{II.40})$$

II.3.3₃ Calcul de l'effet de redressement :

Nous avons montré que la présence d'un courant de type tunnel, entraîne pour un courant de polarisation constant, une restitution importante de la composante continue du champ en régime de fonctionnement non linéaire. Ce phénomène que nous avons appelé effet de redressement se caractérise par une diminution ΔE_0 du champ continu telle que :

$$\Delta E_0 = E_{ao} - E_{ao}^*$$

Pour calculer cette variation de champ considérons l'équation II.36 qui s'écrit également :

$$\psi(E_{a0}^*) - 1 = - \frac{I_{T0}}{I_0} B_0(Y) B_0(\sqrt{Y^2 + T^2})$$

En l'absence de champ alternatif, Y et T sont nuls :

$$\psi(E_{a0}) - 1 = - \frac{I_{T0}}{I_0}$$

Le développement limité au premier ordre du membre de gauche nous donne de ce fait l'expression de ΔE_0

$$\Delta E_0 \approx \frac{I_{T0}}{I_0} \frac{1}{\psi'(E_{a0})} \left[1 - B_0(Y) B_0(\sqrt{Y^2 + T^2}) \right] \quad (II.41)$$

II.3.3₄ Evolution de la phase d'injection ψ et de l'effet de redressement ΔE_{a0} , en fonction du champ E_{a1} .

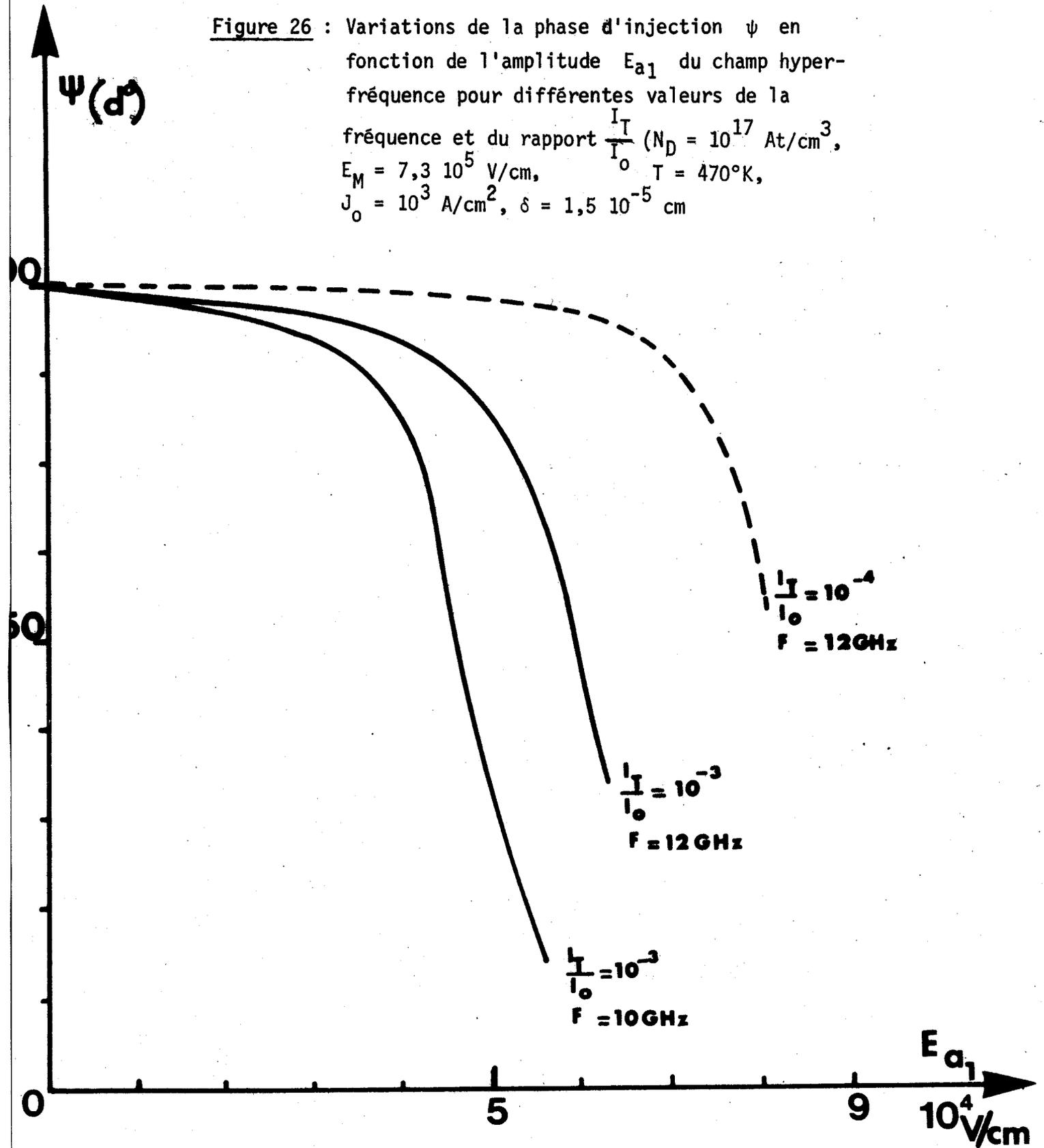
Nous avons représenté figures 26 et 27 les variations de la phase d'injection et de ΔE_0 en fonction de l'amplitude E_{a1} du champ hyperfréquence, pour différentes valeurs de I_{T0} et de la fréquence. Pour ces calculs nous avons estimé I_{T0} et T à partir des expressions de P et S relatives à l'injection de porteurs par T.F.E., en adoptant pour les différents paramètres les valeurs suivantes :

$$\text{Temp} = 473^\circ\text{K} ; \delta = 0,15 \mu\text{m} ; N_D = 10^{17} \text{at/cm}^3 ; E_M = 7,3 \cdot 10^5 \text{V/cm}$$

Pour une valeur donnée du rapport $\frac{I_{T0}}{I_0}$ nous constatons ainsi que les diminutions de la phase d'injection et du champ continu, sont d'autant plus sensibles que le champ hyperfréquence est élevé et que la fréquence est faible. Ceci se conçoit aisément puisque Y et T sont des fonctions croissantes de l'amplitude E_{a1} tandis que Y décroît lorsque la fréquence augmente ; Y est toujours nettement supérieur à T pour la gamme de fréquence considérée (bande X). En régime linéaire, pour un courant tunnel relativement élevé, les variations de la phase d'injection demeurent perceptibles (de l'ordre de 5 % pour $E_{a1} = 310^4 \text{V/cm}$), par contre les variations du champ continu deviennent tout à fait négligeables (inférieures à 0,5 % pour le même champ) puisque dans ces conditions, les $B_0(Y)$ et $B_0(Y, T)$ tendent toutes deux vers 1.

Naturellement, du fait de la linéarisation des équations, ces résultats ne peuvent avoir qu'une valeur qualitative, en particulier pour les champs hyperfréquences ayant une amplitude élevée.

Figure 26 : Variations de la phase d'injection ψ en fonction de l'amplitude E_{a1} du champ hyperfréquence pour différentes valeurs de la fréquence et du rapport $\frac{I_T}{I_0}$ ($N_D = 10^{17} \text{ At/cm}^3$, $E_M = 7,3 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$, $J_0 = 10^3 \text{ A/cm}^2$, $\delta = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$, $T = 470^\circ\text{K}$).



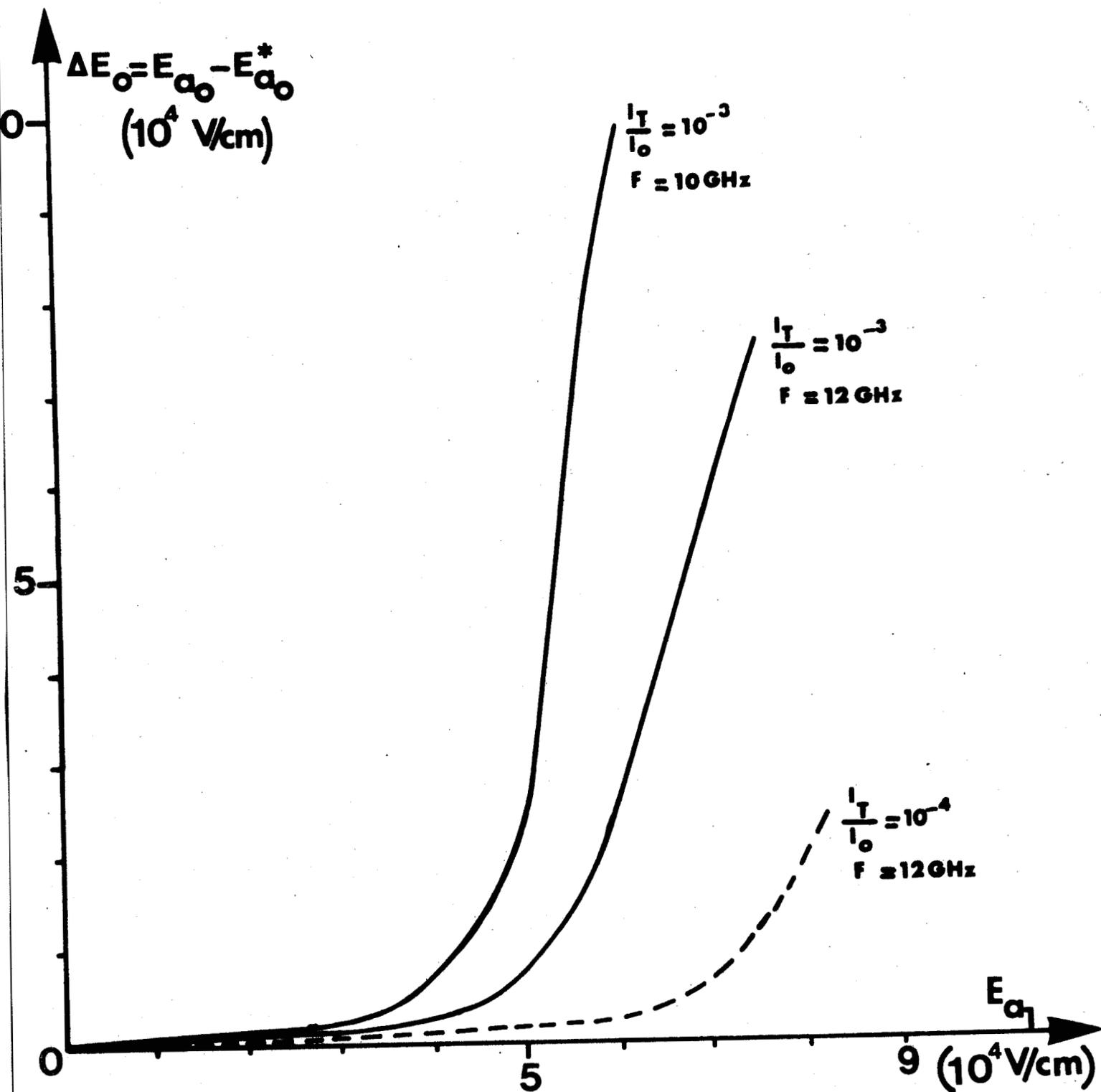


Figure 27 : Diminution de la composante continue du champ
 en fonction de l'amplitude E_{a1} du champ
 hyperfréquence ($N_D = 10^{17} \text{ At/cm}^3$,
 $E_M = 7,3 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$, $T = 470^\circ\text{K}$, $J_0 = 10^3 \text{ A/cm}^2$,
 $\delta = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$)



II.3.3₅ Influence de l'injection de porteurs par effet tunnel sur les performances d'une diode à avalanche.

Examinons à présent l'influence de ce courant de type tunnel sur les performances d'une diode à avalanche.

Pour cela, il suffit de considérer l'expression I.7 de la puissance émise, obtenue en supposant que le facteur de forme F est voisin de l'unité.

La présence d'une injection de porteurs modifie le retard de phase d'injection ψ du courant de conduction : ψ est alors compris entre 0° et 90° . La puissance émise s'écrit dans ces conditions :

$$P_E = -E_{a1} W I_O (1 - \delta/W) \chi(\theta) \left(1 - \frac{2I_O}{I_{d1}}\right) \left(1 - \frac{1 - \sin\psi + \operatorname{tg}\phi \cos\psi}{1 - \frac{2I_O}{I_{d1}}}\right) \quad (\text{II.42})$$

Par rapport à l'expression correspondante pour une émission par avalanche pure nous voyons apparaître un terme correctif qui s'écrit :

$$\left(1 - \frac{1 - \sin\psi + \operatorname{tg}\phi \cos\psi}{1 - \frac{2I_O}{I_{d1}}}\right) \quad (\text{II.43})$$

Ce facteur correctif est bien entendu fonction de la phase d'injection, mais aussi des dimensions de la diode ; en particulier il dépend de l'angle de transit θ puisque la quantité $\operatorname{tg}\phi$ s'écrit [11], [12] :

$$\operatorname{tg} \phi = \frac{X_D - X_{av}}{R_D - R_S} = \frac{\frac{\delta}{W - \delta} + \frac{\sin \theta}{\theta}}{\chi(\theta)} \quad (\text{II.44})$$

où X_D et R_D correspondent à la réactance et à la résistance de la diode pour un point de polarisation (U_O, I_O) , tandis que $X = X_{av}$ à l'avalanche ($U_O = V_{av}$; $I_O = 0$)

En reprenant les notations du chapitre I, le rendement de la diode devient en première approximation (taux de modulation relativement élevés) :

$$|\eta_E| \approx F_{(m)} K_{CE} (I_O) (1 - \delta/W) \phi(\theta, \psi) \cdot m \quad (\text{II.45})$$

où l'expression assez complexe du facteur de transport $\phi(\theta, \psi)$ est donnée par la relation :

$$\phi(\theta, \psi) = \frac{\chi(\theta) \left(1 - \frac{1 - \sin \psi + \text{tg } \phi \cos \psi}{(1 - 2 I_0 / I_{d1})} \right)}{\left[1 + \frac{\frac{4I_0}{I_{d1}} \left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \left(\mu(\theta) (1 - \sin \psi) + \chi(\theta) \cos \psi \right)}{1 + \frac{4I_0}{I_{d1}} \left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \left(\frac{I_0}{I_{d1}} \left(1 - \frac{\delta}{W}\right) (\chi^2(\theta) + \mu^2(\theta) - \mu(\theta)) \right)} \right]^{1/2}} \quad (\text{II.46})$$

ce qui se réduit à l'expression I.10 en régime fortement non linéaire ($I_{d1} \gg I_0$) pour une diode dont la zone d'émission est très étroite ($\delta/W \rightarrow 0$).

Nous avons représenté figure 28 l'évolution du rendement en fonction du taux de modulation pour différentes valeurs de la phase d'injection. Ces résultats sont relatifs à la diode dont la carte de champ est représentée figure 28, ayant un angle de transit de $\frac{3\pi}{4}$ à 10 GHz (θ optimal pour l'avalanche) ; les taux de modulations que nous avons considérés sont suffisamment importants pour que le facteur de forme $F(m)$ soit voisin de 1 et que les expressions II.45 et II.46 demeurent applicables.

Ainsi, nous constatons que la diminution du retard de phase d'injection due dans notre cas à une injection de porteurs par effet tunnel, peut être extrêmement néfaste au rendement d'une diode dont l'angle de transit a été optimisé en ne considérant que le phénomène d'émission par avalanche.

Pour une phase d'injection quelconque le facteur de transport ne se réduit plus à la fonction $\chi(\theta)$; il est donc nécessaire de reconsidérer le problème de l'optimisation de la zone de transit en tenant compte de la valeur de la phase d'injection.

II.3.3₆ Définition de l'angle de transit optimal à partir du facteur de transport $\phi(\theta, \psi)$

Dans ce but, nous avons représenté d'une part, figure 29, les variations de l'angle de transit optimal tel que le facteur $\phi(\theta, \psi)$ soit maximal pour différentes valeurs de ψ ; nous avons tracé d'autre part, figure 30, l'évolution des maxima de $\phi(\theta, \psi)$ en fonction de ψ . Ces calculs ont été réalisés en adoptant pour les différents paramètres les valeurs suivantes :

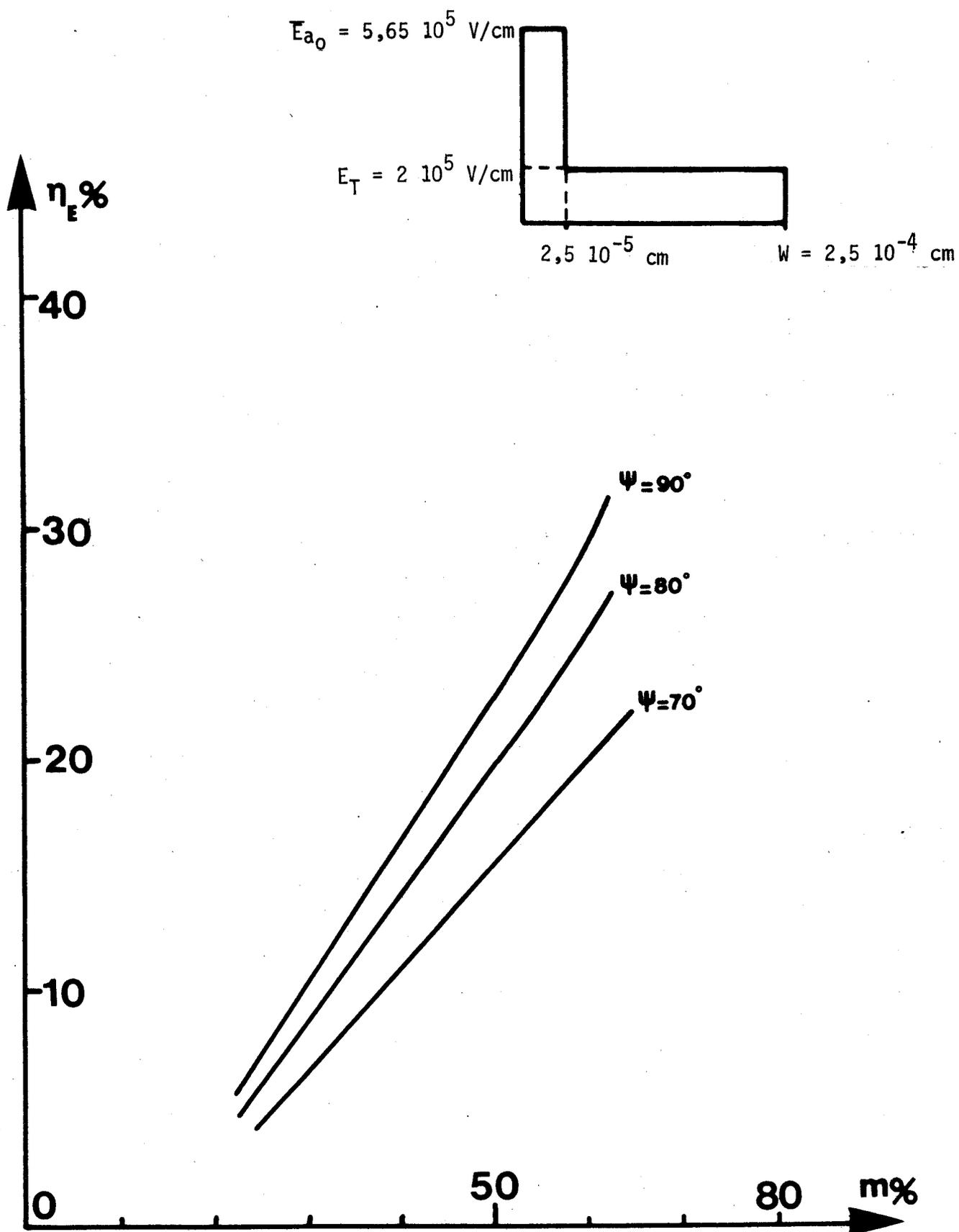
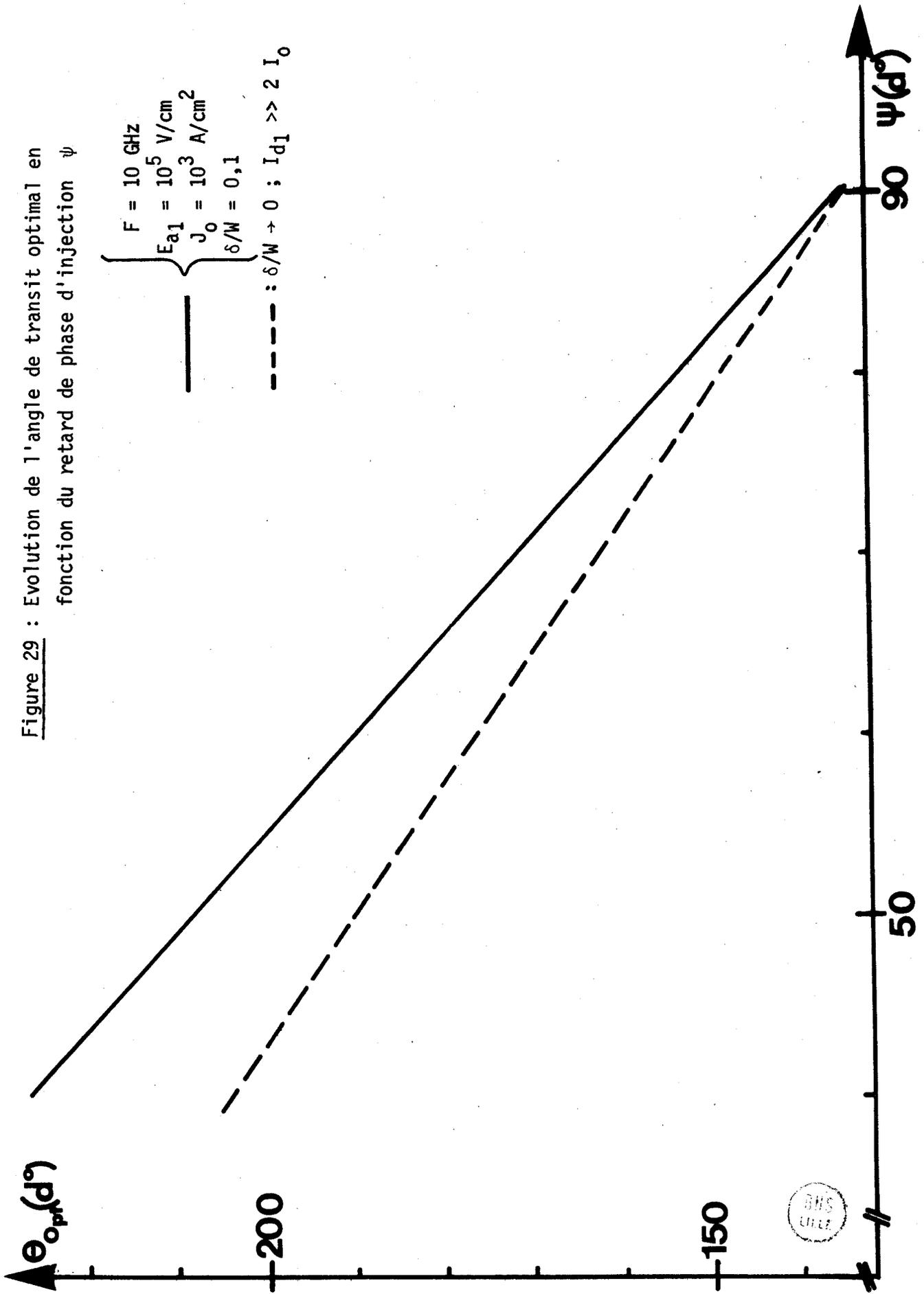


Figure 28 : Evolution du rendement en fonction du taux de modulation pour différentes valeurs du retard de phase d'injection ψ ($F = 10 \text{ GHz}, \theta = \frac{3\pi}{4} \text{ rd}, J_0 = 10^3 \text{ A/cm}^2$)



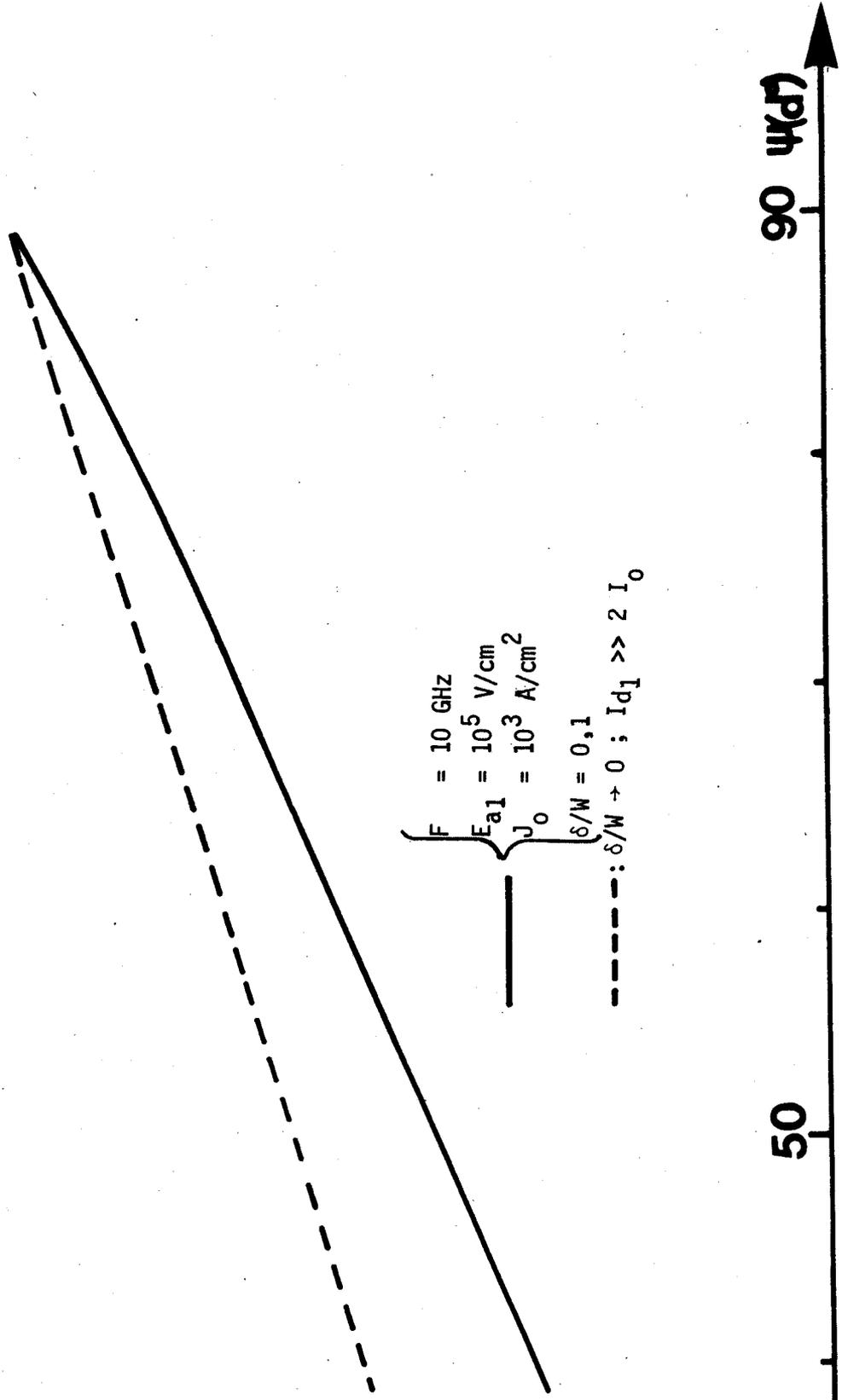
Figure 29 : Evolution de l'angle de transit optimal en fonction du retard de phase d'injection ψ



BNS
LITEL

$-1 \Phi_{\text{Max}}(\theta, \psi)$

Figure 30 : Evolution de la valeur maximale du facteur de transport $\Phi(\theta, \psi)$ en fonction du retard de phase d'injection ψ



ψ (°)

50

90

BUS LILLE

$$J_0 = 10^3 \text{A/cm}^2, E_{a1} = 10^5 \text{V/cm}, \delta/W = 0,1, F = 10 \text{ GHz.}$$

L'examen de ces courbes met en évidence deux phénomènes importants : tout d'abord l'angle de transit optimal est d'autant plus élevé que l'injection de porteurs par effet tunnel est importante ; par ailleurs, pour cet angle de transit optimal le facteur de transport demeure inférieur au même facteur relatif à l'avalanche normale lorsque θ est également optimisé ; en conséquence, les autres paramètres étant constants le rendement maximal d'une diode présentant une injection de porteurs par effet tunnel, demeurera inférieur à celui d'une diode idéale, ces deux structures ayant leur angle de transit optimisé.

Ainsi, l'étude analytique que nous venons de présenter nous a permis de mettre en évidence les principales modifications apportées au fonctionnement classique d'une diode à avalanche, par une injection de porteurs par effet tunnel. Cependant, ces résultats ne peuvent avoir qu'une valeur semi-quantitative, en particulier en régime non linéaire.

En fait, pour les structures réelles, les phénomènes mis en jeu deviennent extrêmement complexes dans le cas de taux de modulation élevés ; ceci justifie l'utilisation d'un programme numérique pour poursuivre cette étude.

Dans le paragraphe suivant, nous présenterons d'abord brièvement les principaux phénomènes négligés lors de l'étude analytique, puis nous donnerons les caractéristiques générales du programme utilisé, en joignant quelques résultats significatifs.

II.4. ETUDE NUMERIQUE : PRESENTATION DU PROGRAMME ET DES PRINCIPAUX RESULTATS

Pour que les valeurs théoriques des rendements obtenus en régime non linéaire puissent être raisonnablement comparés avec les résultats expérimentaux, il faut d'abord que nous tenions compte des nombreuses non linéarités qui interviennent tant dans le traitement du processus d'avalanche que dans celui de l'injection par effet tunnel.

Par ailleurs nous ne pouvons négliger les variations de longueur de la zone désertée sous l'influence du courant de polarisation mais surtout sous l'influence du signal hyperfréquence, figure 31 ; ainsi pour un champ hyperfréquence d'amplitude E_{a1} donnée, l'effet de redressement modifie à la fois les valeurs de U_0 et de V_{HF} , mais aussi celle du courant tunnel.

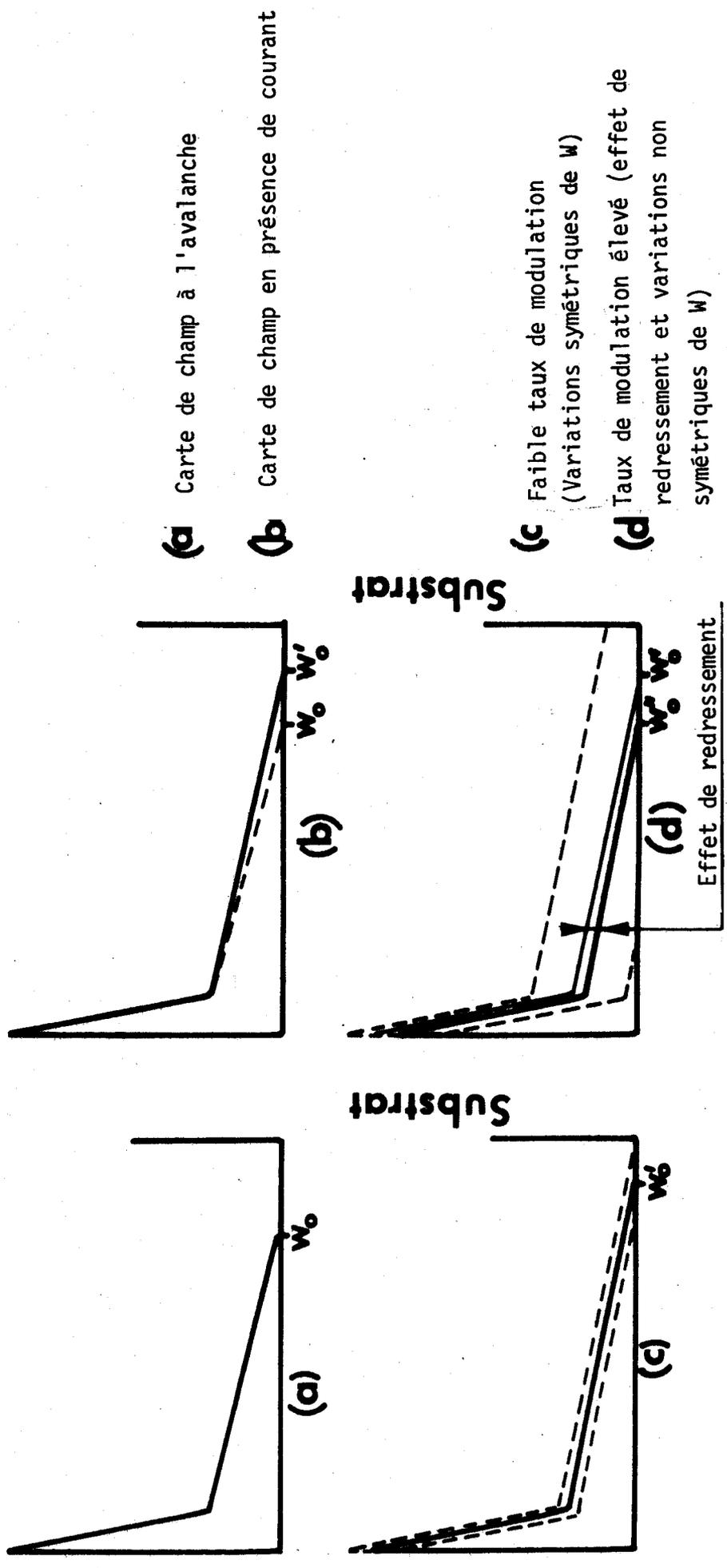


Figure 31 : Modifications de la carte de champ en présence du courant et du champ hyperfréquence



Il faut également que nous tenions compte des variations thermiques qui peuvent intervenir en régime non linéaire et se répercuter sur les conditions de fonctionnement de la diode. De façon plus précise la variation ΔU de la tension de polarisation à courant constant peut être décomposée en plusieurs facteurs [13].

- Le premier que nous noterons ΔU_{VHF} , dépend de l'amplitude V_{HF} du signal hyperfréquence et traduit le fait que la condition d'avalanche en présence de courant tunnel est vérifiée, à température constante, pour une valeur plus faible de la tension de polarisation.

- Le second ΔU_{PHF} , correspond à la diminution de température qui se produit lorsque la diode émet une puissance hyperfréquence et que la puissance qu'elle dissipe diminue en conséquence ; cet effet peut être important dans le cas de diodes présentant des rendements élevés.

- Une troisième composante traduit l'abaissement de la température liée à la diminution $I_0 (U_{VHF} + \Delta U_{PHF})$ de la puissance continue, sous l'influence de l'effet de redressement ΔU_{VHF} et de ΔU_{PHF} .

Notons que ces variations de température et de champ se répercutent également sur la valeur du courant tunnel.

Par ailleurs, pour les taux de modulation élevés, l'apparition d'effets paramétriques [14] entraîne la présence d'harmoniques ainsi qu'une modification de la valeur moyenne de la tension.

Enfin, la caractéristique $v(E)$ des électrons dans l'AsGa (conductivité différentielle négative) associée à une diminution importante de la longueur effective de la zone de transit pour les taux de modulation élevés peut modifier favorablement les rendements obtenus pour des diodes non bloquées [15,16,17].

La complexité de ces phénomènes, généralement liés entre eux, nous a donc amenés à utiliser un programme numérique mis au point par LEFEBVRE ET PRIBETICH [18] [4] dont nous ne donnerons ici que les caractéristiques principales.

II.4.1. Présentation du programme numérique

II.4.1₁ Modèle Utilisé

Essentiellement afin de limiter la durée du temps de calcul et donc dans un but d'économie, ce programme ne traite pas le cas d'une structure réelle, du moins pour la zone d'émission, mais celui d'un modèle à deux zones aux propriétés distinctes (figure 32).

- Une zone d'émission, d'épaisseur δ indépendante des conditions de fonctionnement où il existe simultanément génération et déplacement des porteurs. Dans cette zone nous considérons qu'il existe un champ $\overline{E_{a0}}$ indépendant de l'abscisse tel que $\alpha_{(T, \overline{E_{a0}})} \cdot \delta = 1$ en régime statique.

- Une zone de transit de longueur $W - \delta$ dans laquelle se déplacent les porteurs.

II.4.1₂ Détermination de l'épaisseur relative des deux zones

Nous utilisons pour cela les résultats d'une étude réalisée dans notre Laboratoire par PRIBETICH [19]. Cette méthode consiste à calculer, pour un dopage donné (dans notre cas, celui de la zone d'émission N^+) la caractéristique $I(V)$ en inverse correspondante ; la pente de cette courbe détermine la valeur de la résistance de charge d'espace R_c et par conséquent celle de l'épaisseur δ de la zone d'émission de notre modèle puisque nous avons :

$$R_c = \frac{(W - \delta)^2}{2 \epsilon v S} \quad (W \text{ représente ici la longueur de la zone } N^+)$$

II.4.1₃ Traitement de la zone d'avalanche

Le traitement de la zone d'émission est classique : la relation entre le champ $E_a(t)$ et la densité du courant de conduction $J_{ca}(t)$ dans la zone d'émission est déterminée par l'équation de READ :

$$\frac{\tau_\delta}{M} \frac{d J_{ca}(t)}{dt} = \left(\int_0^\delta \alpha(E_a(t)) dx' - 1 \right) J_{ca}(t) + J_s(t) \quad (II.47)$$

où τ_δ est le temps de transit des porteurs dans la zone d'émission et α leur taux d'ionisation, ces deux paramètres étant supposés identiques pour les trous les les électrons.

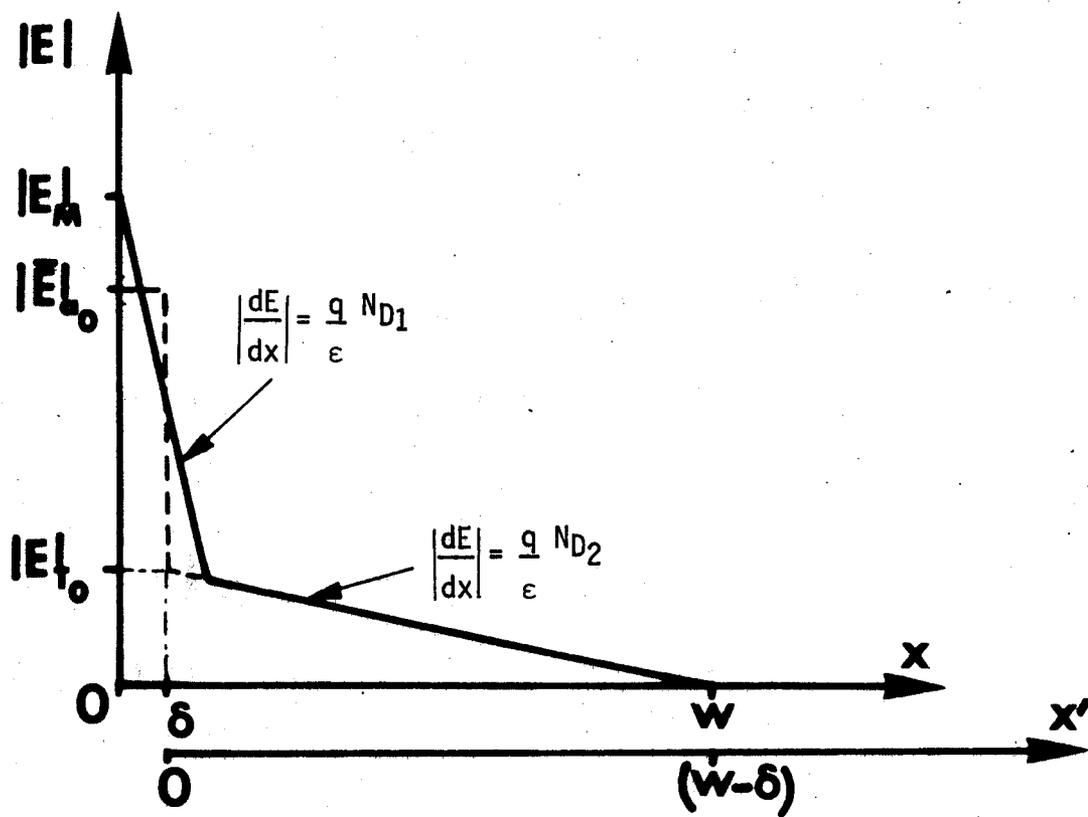


Figure 32 : Traits continus : structure réelle
 Traits pointillés : structure étudiée

$E_a(t)$ est le champ électrique dont l'expression est :

$$E_a(t) = \bar{E}_{a_0} - \Delta E_0 + E_{a_1} \sin \omega t = \bar{E}_{a_0}^* + e_{a_1}(t)$$

dans le cas où nous supposons une variation sinusoïdale du champ.

- M est un coefficient voisin de 3 [11][14] qui rend compte essentiellement de la réaction de charge d'espace dans la zone d'émission.

- Enfin $J_s(t)$ peut représenter la densité soit :

- .d'un courant thermoionique classique
- .d'un courant tunnel pur ou assisté thermiquement
- .d'un courant qui traduit l'existence éventuelle d'une ionisation dans la zone de transit.

La résolution de l'équation II.47 est réalisée après l'avoir mise sous la forme d'une équation aux différences. Le courant de conduction est alors calculé de proche en proche à partir d'une valeur initiale $J_{ca}(0)$.

La variation ΔE_0 du champ électrique statique est ajustée par itération de sorte que le courant de conduction soit périodique. De même la détermination de $J_{ca}(0)$ nécessite une nouvelle itération afin que l'égalité suivante soit vérifiée :

$$J_0 = \frac{1}{T} \int_0^T J_{ca}(t) dt \quad (\text{II.48})$$

Connaissant la densité du courant de conduction il est facile de déterminer la densité du courant total :

$$J_{\text{Tot}}(t) = J_{ca}(t) + \varepsilon \frac{dE_a(t)}{dt} \quad (\text{II.49})$$

où : $\varepsilon \frac{dE_a(t)}{dt}$ représente la densité du courant de déplacement.

Notons qu'à ce stade du calcul un déphasage supplémentaire $\omega \tau_Y$, du courant de conduction par rapport au champ électrique peut être introduit pour tenir compte du temps de transit des porteurs dans la zone d'avalanche.

II.4.1₄ Traitement de la zone de transit

A partir de la valeur du champ à l'entrée de la zone de transit $E_T(x=0, t=0)$ et celle du dopage N_2 , un premier calcul permet de déterminer la carte de champ en régime statique par résolution de l'équation de Poisson. Pour les structures que nous étudions (M, N^+NN^+), nous n'avons à considérer que le transit des électrons, l'expression de la densité du courant total est donc :

$$J_{Tot}(t) = J_n(x,t) + \epsilon \frac{\partial E_T(x,t)}{\partial t} \quad (II.50)$$

Dans $E_T(x,t)$ intervient la variation ΔE_0 déterminée à partir du calcul de la zone d'avalanche.

avec

$$J_n(x,t) = q n(x,t) v(E_T) + q \frac{\partial n(x,t)}{\partial x} D(E_T) \quad (II.51)$$

en tenant compte de l'équation de Poisson :

$$\frac{\partial E_T(x,t)}{\partial x} = \frac{q}{\epsilon} (N_D(x) - n(x,t)) \quad (II.52)$$

l'équation II.50 devient

$$J_{Tot}(t) = q v(E) \left[N_D(x) - \frac{\epsilon}{q} \frac{\partial E}{\partial x} \right] + q D(E) \left[\frac{dN_D}{dx} - \frac{\epsilon}{q} \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} \right] + \epsilon \frac{\partial E}{\partial t} \quad (II.53)$$

(nous avons noté pour simplifier l'écriture $E_T(x,t) = E$)

où $J_{Tot}(t)$ est déterminé lors du traitement de la zone d'avalanche.

Dans cette expression, les variations de la vitesse des électrons en fonction du champ électrique sont représentées par une loi $v(E)$ qui s'écrit pour l'AsGa :

$$v(E) = \frac{\mu(T) E + v_s(T) \left(\frac{E}{E_0}\right)^4}{1 + \left(\frac{E}{E_0}\right)^4} \quad (II.54)$$

où $\mu(T)$ et $v_s(T)$ sont respectivement la mobilité et la vitesse de saturation des électrons, toutes deux fonctions de la température.

Par ailleurs, pour le coefficient de diffusion, nous avons adopté une expression analytique qui traduit les résultats expérimentaux publiés pour les électrons dans l'AsGa [20] :

$$D(T,E) = 20 \frac{kT}{q} \mu(T) \left(\frac{1}{1 + \left(\frac{E}{E_d}\right)^4} \right) \quad (\text{II.55})$$

Les valeurs des différents paramètres intervenant dans les équations (II.54) et (II.55) sont précisées dans le tableau ci-dessous :

PARAMETRES		EXPRESSIONS	
$\mu(T)$	$(\text{cm} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1})$	$\mu(T) = 7500 \left(\frac{T_0}{T}\right)^{1,38}$	} $T_0 = 300^\circ\text{K}$
$v_s(T)$	$(\text{cm} \cdot \text{s}^{-1})$	$v_s(T) = 7,510^6 (1 - dV (T - T_0))$	
dV	$(^\circ\text{K}^{-1})$	$dV = -1,9 \cdot 10^{-3}$	
E_0	$(\text{V} \cdot \text{cm}^{-1})$	$E_0 = 4 \cdot 10^3$	
E_d	$(\text{V} \cdot \text{cm}^{-1})$	$E_d = 5,8 \cdot 10^3$	

En écrivant à nouveau l'équation (II.53) sous la forme d'une équation aux différences, le calcul de la configuration spatiale du champ électrique à chaque instant t s'obtient en appliquant la méthode dite de "double balayage"* en considérant :

- . La condition initiale donnée par $E(x, t=0)$
- . La condition finale correspondant à la valeur du champ résiduel :

$$E_s = \frac{J_{\text{Tot}}(t)}{q N_D \mu}$$

*Remarque : La description de cette méthode de double balayage sort du cadre de ce travail ; son algorithme et l'étude des conditions de stabilité seront présentés par ailleurs [18].

Nous désirons de plus tenir compte des variations de température de la diode selon le régime de fonctionnement. En toute rigueur, pour résoudre ce problème il aurait été nécessaire de traiter le problème de la propagation de la chaleur dans la structure et des non-uniformités de répartition du courant qu'il peut en résulter. Ce type d'étude s'avère en lui-même très complexe [21] et ne peut en aucun cas être simplement greffé sur le programme numérique utilisé dans notre étude.

Aussi nous sommes-nous contentés de tenir compte des variations de température de manière phénoménologique en supposant la température uniforme

dans la zone active du semiconducteur et en déterminant de façon approchée les variations de température par la relation :

$$T_j = T_a + R_{th} [(U_o - \Delta U)I_o - P_{HF}]$$

où P_{HF} est la puissance totale émise par la diode, T_a la température ambiante, et R_{th} la résistance thermique.

Ainsi une itération au niveau du calcul de la zone d'avalanche permet de modifier la valeur de la vitesse des porteurs, du taux d'ionisation et du courant tunnel.

Les variations de la température sous l'influence de l'effet de redressement et des modifications de la puissance émise sont ainsi répercutées sur la configuration de la carte de champ; ceci nous permet de calculer pour toutes les conditions de fonctionnement la longueur $W(t)$ de la zone désertée et la valeur de la tension à chaque instant t :

$$V(t) = E_a(t) \delta + \int_0^{W(t)-\delta} E_T(x,t) dx$$

Il ne reste plus ensuite qu'à décomposer $V(t)$ et le courant total $I_{Tot}(t)$ en séries de Fourier pour déterminer les valeurs de la puissance P_E , du rendement η_E et de l'impédance présentées par la diode à chaque harmonique.

II.4.2. Résultats obtenus avec le programme numérique

II.4.2.1 Variations de la phase d'injection et de l'effet de redressement en fonction du dopage en présence de courant tunnel.

Afin d'illustrer les possibilités de ce programme, nous avons tracé fig. 33 et 34 les variations du retard de phase d'injection $\Delta\psi$ et la diminution du champ continu en fonction du dopage de la zone d'émission pour différentes valeurs de l'amplitude E_{a1} du champ hyperfréquence ; précisons que les variations de la phase d'injection sont déterminées par rapport aux valeurs obtenues pour le même champ hyperfréquence en l'absence de courant tunnel. Ces courbes ont été tracées pour une température constante de 473°K, une fréquence de 10 GHz et une densité de courant de 1250 A/cm².

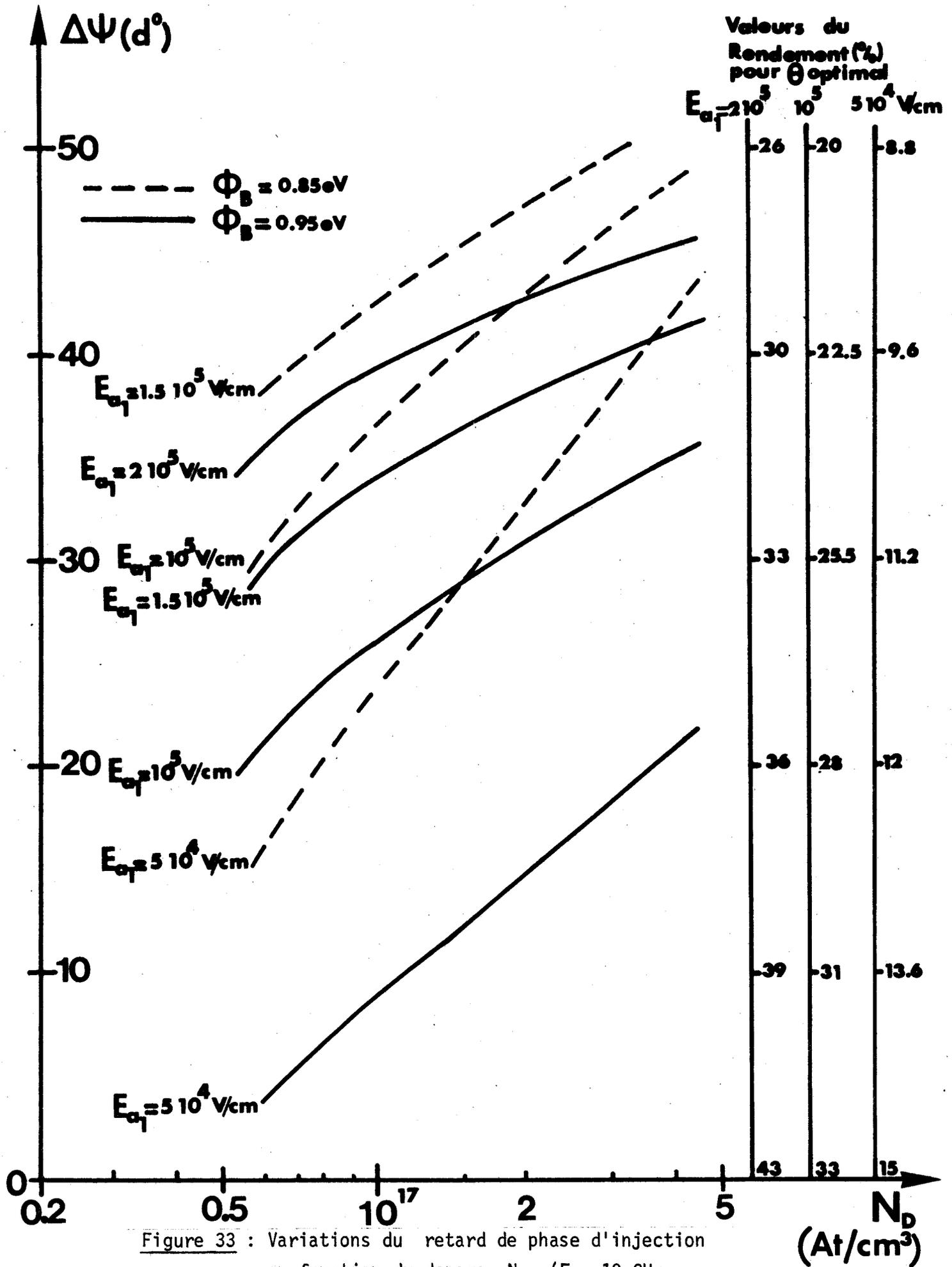


Figure 33 : Variations du retard de phase d'injection en fonction du dopage N_D ($F = 10 \text{ GHz}$, $J_0 = 1250 \text{ A/cm}^2$, $T = 470^\circ\text{K}$)



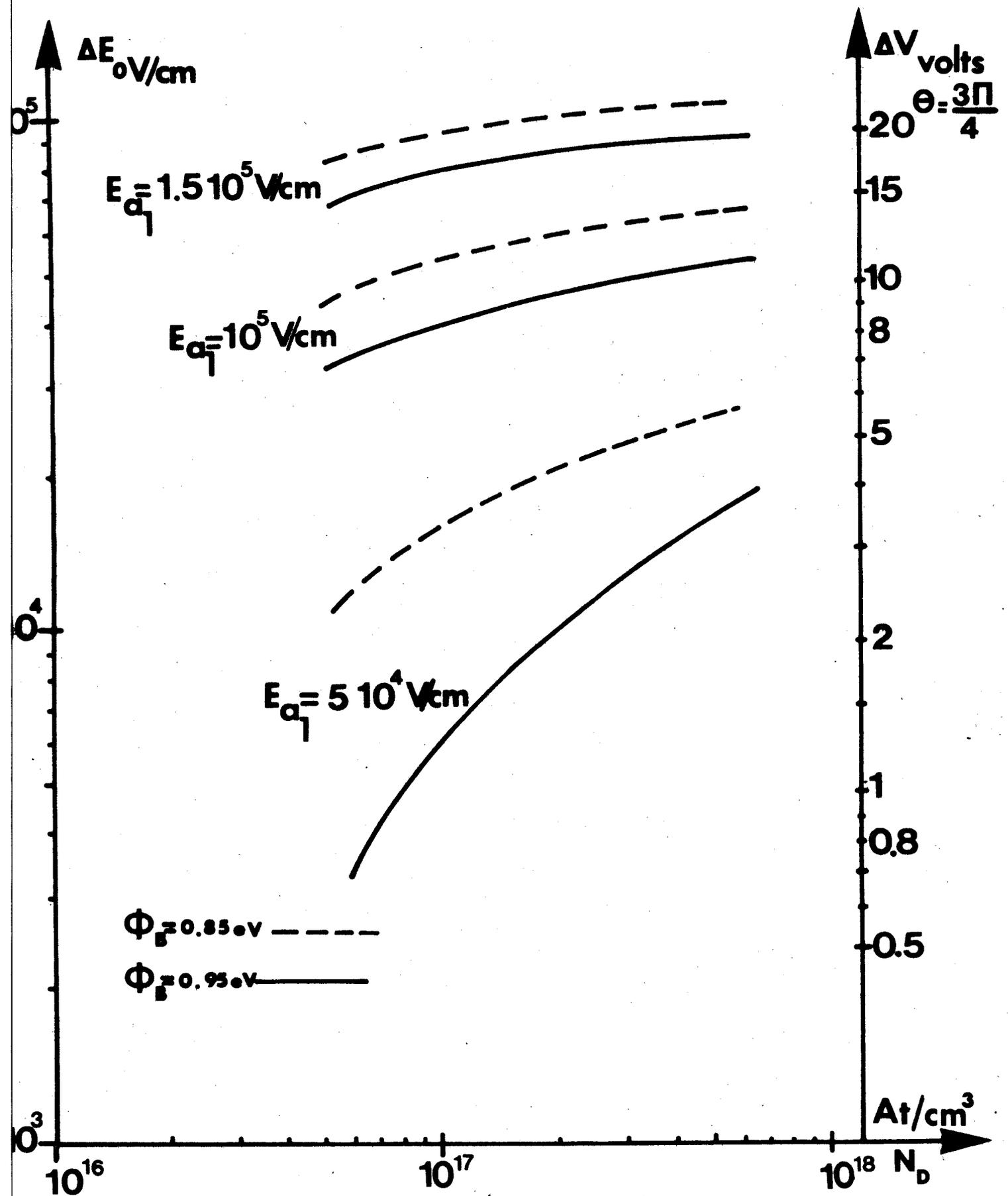


Figure 34 : Diminution de la composante continue du champ
 en fonction du dopage N_D ($F = 10$ GHz,
 $J_0 = 1250$ A/cm², $T = 470^\circ$ K)



Afin de rendre ces courbes plus explicites, nous avons porté sur la figure 33 une seconde échelle, donnant les valeurs des rendements susceptibles d'être obtenus pour un angle de transit optimisé ; ces calculs ont été réalisés à partir de la théorie analytique présentée au chapitre I, en considérant un rapport $\delta/W \approx 0,1$, un facteur de forme égal à l'unité, un taux de modulation maximum de 80% (taux de modulation maximum raisonnable pour une diode à profil différencié) et en admettant que $K_{CE} = (1 - 2 \frac{I_0}{Id_1})$.

Dans le même but, nous avons tracé sur la figure 34 une échelle en ΔV ; ces variations de tension ayant été calculées pour un angle de transit de $\frac{3\pi}{4}$ à 10 GHz et une vitesse de $5 \cdot 10^6$ cm/S.

Comme nous l'avons déjà signalé lors de l'étude analytique, nous constatons que l'influence d'une injection de porteurs par effet tunnel est d'autant plus importante que le régime de fonctionnement est non linéaire ; ainsi pour un dopage de 10^{17} at/cm³ lorsque l'amplitude du champ hyperfréquence passe de $5 \cdot 10^4$ V/cm à $1,5 \cdot 10^5$ V/cm la variation de la phase d'injection passe de 8° à 34° , tandis que ΔE varie de $6 \cdot 10^3$ V/cm à $8 \cdot 10^4$ V/cm, ceci pour une hauteur de barrière de 0,95 eV.

Les mêmes courbes tracées pour une hauteur de barrière de 0,85 eV mettent à nouveau en évidence l'importance primordiale de ce paramètre puisqu'une variation de 0,1 eV modifie totalement les variations $\Delta\psi$ et ΔE obtenues précédemment pour une hauteur de barrière de 0,95 eV.

Remarquons toutefois que la valeur adoptée pour la masse effective des porteurs est également un paramètre crucial intervenant dans la détermination du courant tunnel ; dans ce travail, nous utiliserons toujours la valeur publiée dans la littérature soit $m^* \approx 7 \cdot 10^{-2} m_0$. Nous reviendrons par contre au chapitre III sur la détermination de la hauteur de barrière.

Dans le cas du traitement de la zone d'émission les résultats obtenus avec ce programme confirment donc ceux de l'étude analytique en précisant toutefois les ordres de grandeurs de $\Delta\psi$ et ΔE_0 .

II.4.2₂ Application au calcul de la diode complète : courbes de rendement

Compte tenu des remarques faites au début de ce paragraphe, l'utilisation de ce programme s'avère particulièrement indispensable pour traiter le calcul de la diode complète.

A titre d'exemple, pour une diode de la série 63 P dont la carte de champ à l'avalanche est donnée figure 35, nous avons représenté, pour une fréquence de 10 GHz et un courant de 100 mA, l'évolution du rendement en fonction de l'amplitude V_{HF} de la tension hyperfréquence. Afin de mettre en évidence les différents phénomènes qui interviennent dans le fonctionnement de la diode réelle nous avons considéré successivement les hypothèses suivantes :

Nous avons d'abord calculé le rendement figure 35 en négligeant l'injection de porteurs par effet tunnel et en considérant :

- a) une température de fonctionnement constante, courbe B ($T \approx 480^\circ\text{K}$ définie à partir du point de polarisation en l'absence du signal hyperfréquence pour une résistance thermique de $35^\circ/\text{W}$).
- b) une température de fonctionnement variable, courbe A calculée compte tenu de la puissance hyperfréquence émise par la diode.

Notons que le choix d'une valeur élevée pour la résistance thermique, $R_{th} = 35^\circ\text{W}$ est ici motivé par la volonté d'exalter l'influence des effets thermiques.

Ces deux caractéristiques mettent en évidence l'influence des variations de température sur l'évolution des courbes de rendement : en effet, les faibles valeurs de rendement observées sur la courbe 35 B s'expliquent par la valeur élevée de l'angle de transit (à 480°K le champ E_{T0} à l'entrée de la zone de transit est de $2,5 \cdot 10^5$ V/cm et la vitesse est faible) mais aussi parce qu'il n'y a aucune diminution de U_0 .

Pour les mêmes valeurs de la fréquence (10 GHz) et du courant (100 mA) nous avons également représenté, figure 36, l'évolution du rendement en tenant compte d'une injection de porteurs par effet tunnel caractérisée par :

- a) Une hauteur de barrière de 0,95 eV et une température variable (courbe B)
- b) une hauteur de barrière de 0,85 eV et une température variable (courbe C)

Dans ces deux cas le courant tunnel évolue en fonction des variations du champ et de la température.

- c) une hauteur de barrière de 0,85 eV et une température constante ($T = 480^\circ\text{K}$); le courant tunnel évolue cependant sous le fait de l'effet de redressement (courbe D).

En plus de l'importance du paramètre ϕ_B déjà mentionnée, nous constatons ainsi que l'influence d'une injection de porteurs par effet tunnel est étroitement liée aux variations thermiques puisque pour une même valeur de la hauteur de bar-

Diode série 63 P Carte de champ à 300°K $E_{a0} = 6,4 \cdot 10^5$ V/cm
 $\delta = 0,15 \mu$

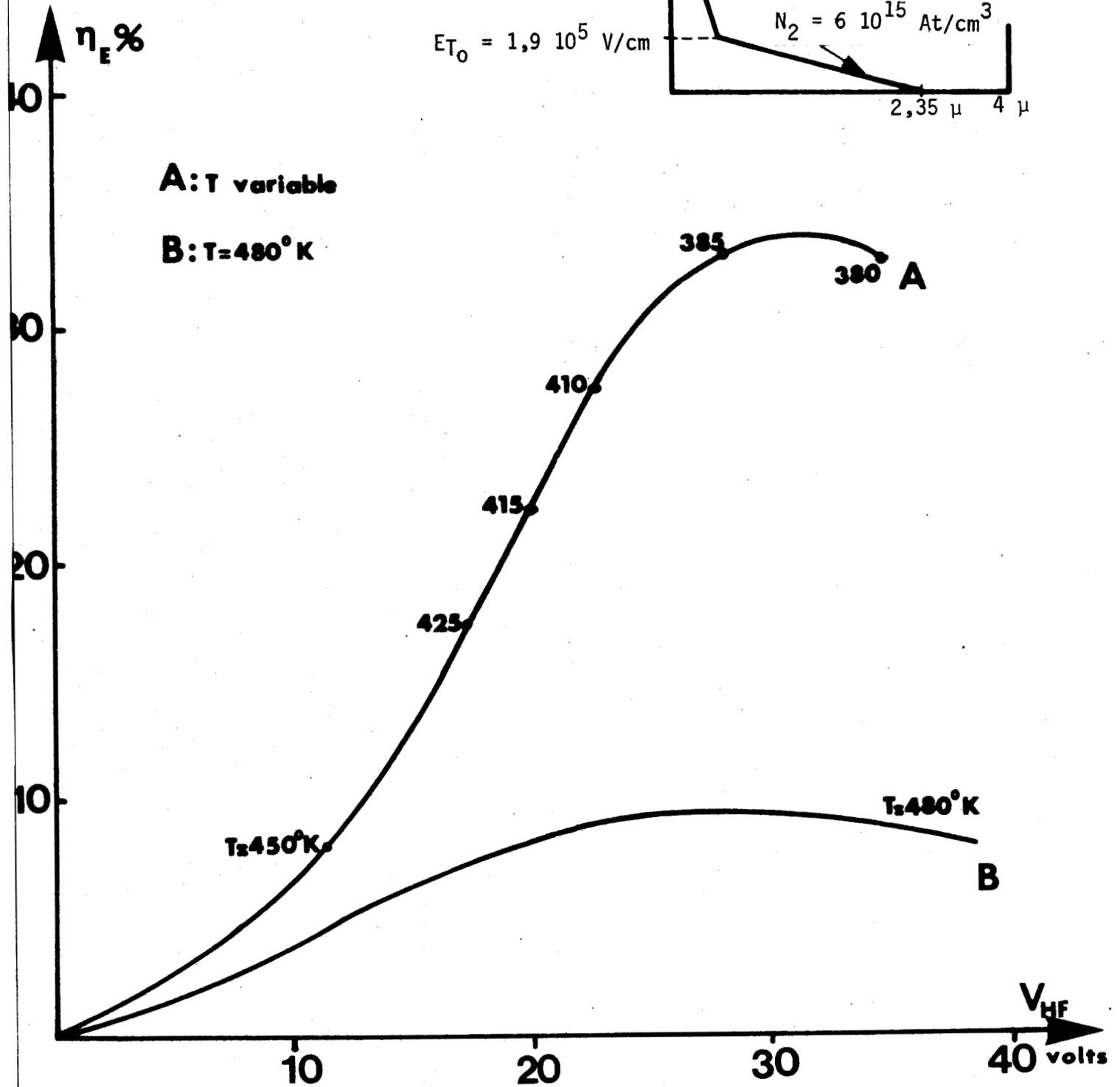
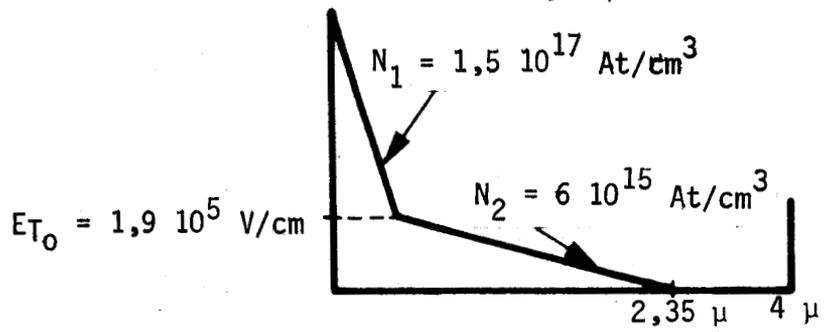


Figure 35 : Variations du rendement en fonction de l'amplitude V_{HF} du signal hyperfréquence
 ($R_{th} = 35^\circ/W$; $F = 10$ GHz ; $I_0 = 100$ mA
 $S = 1,65 \cdot 10^{-4}$ cm²)



Diode série 63 P

- A:** Sans courant tunnel (T° variable)
- B:** Avec courant tunnel $\phi_B = 0,95$ eV (T° variable)
- C:** Avec courant tunnel $\phi_B = 0,85$ eV (T° variable)
- D:** Avec courant tunnel $\phi_B = 0,85$ eV ($T = 480^\circ\text{K}$)

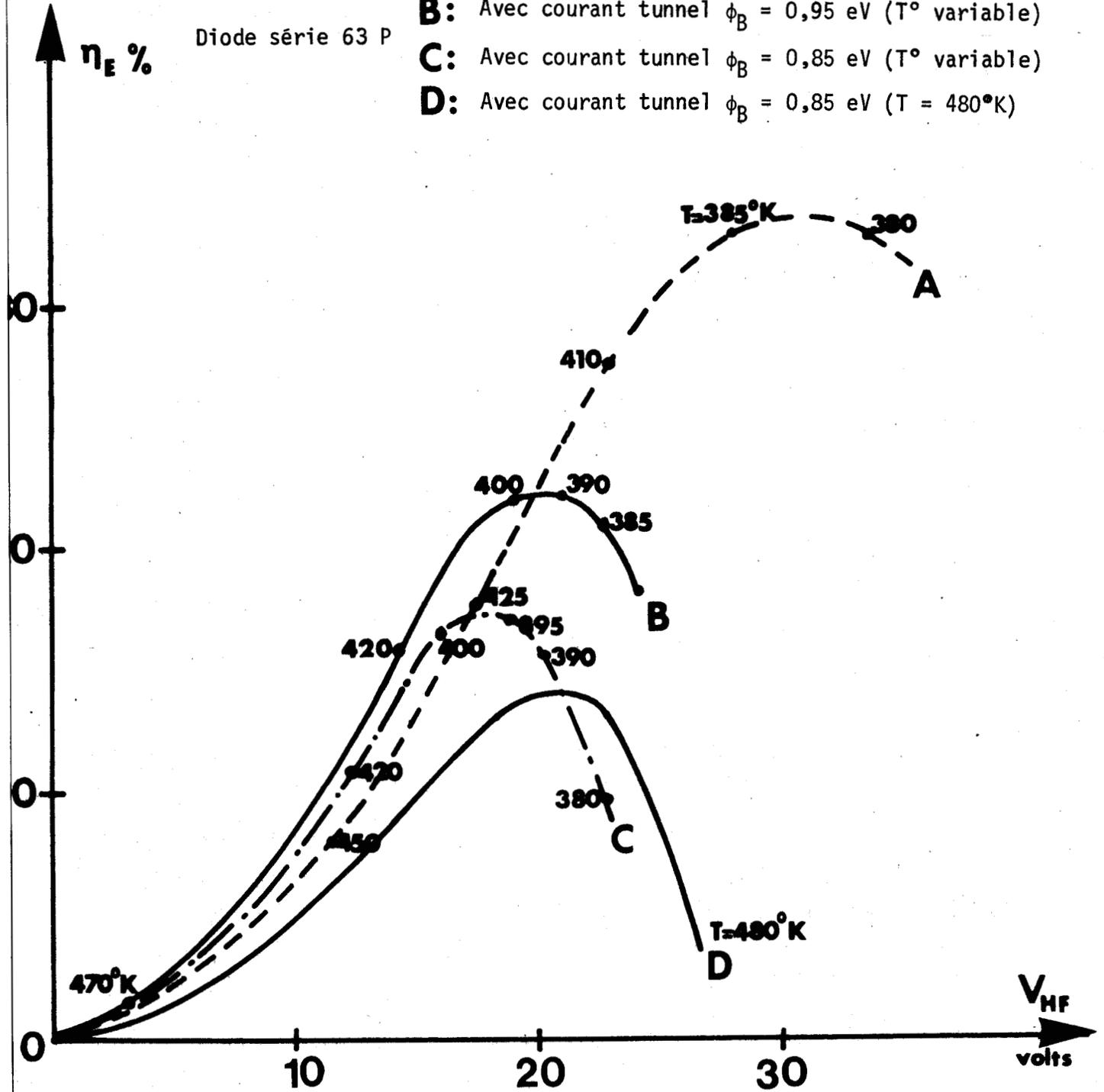


Figure 36 : Variations du rendement en fonction de l'amplitude V_{HF} du signal hyperfréquence ($R_{th} = 35^\circ/\text{W}$; $F = 10$ GHz ; $I_0 = 100$ mA ; $S = 1,65 \cdot 10^{-4}$ cm²)



- B:** $\phi_B = 0,95 \text{ eV}$ (T° variable)
- C:** $\phi_B = 0,85 \text{ eV}$ (T° variable)
- D:** $\phi_B = 0,85 \text{ eV}$ ($T = 480^\circ\text{K}$)
- E:** $\phi_B = 0,95 \text{ eV}$ ($T = 480^\circ\text{K}$)

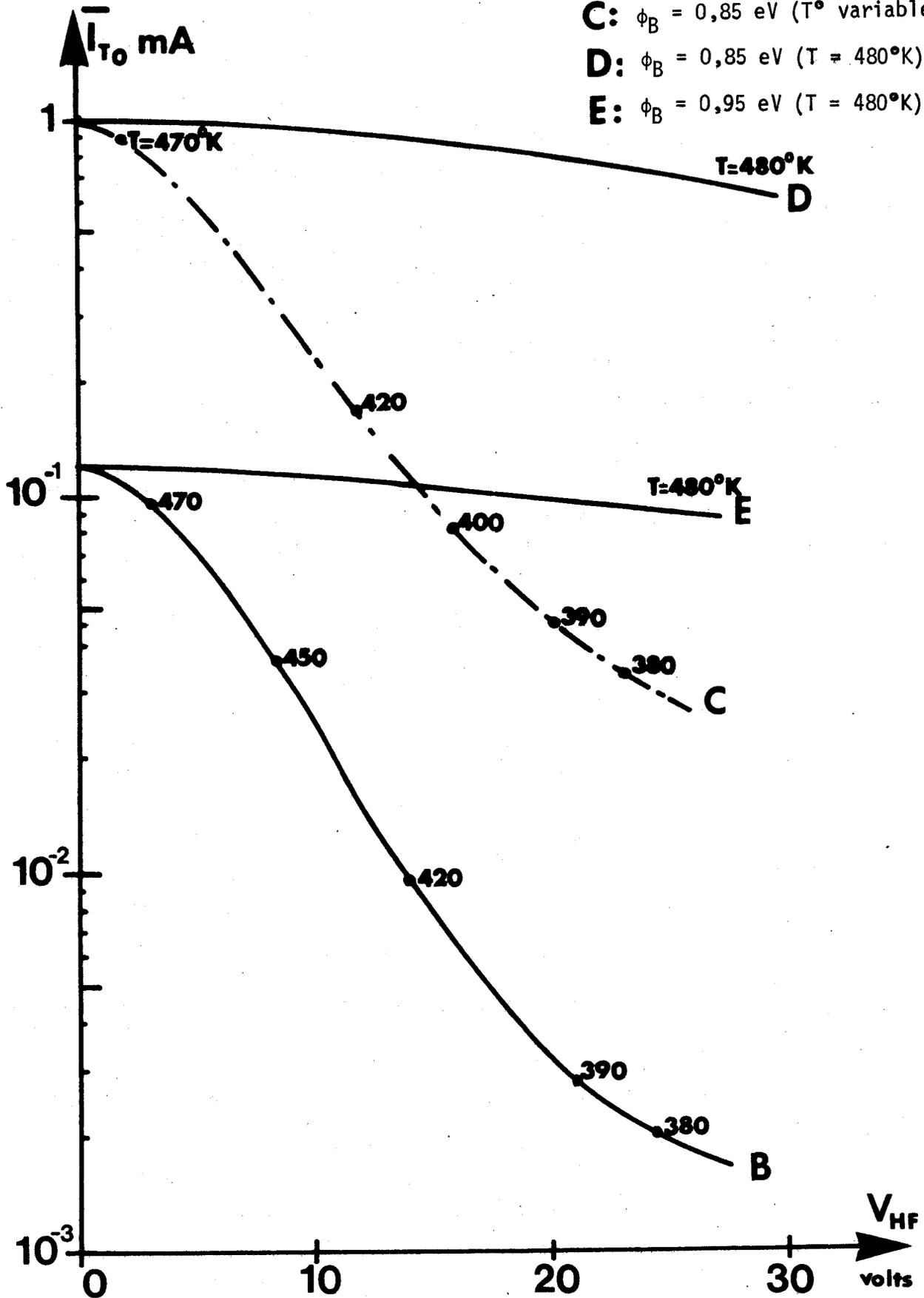


Figure 37 : Diode série 63 P ; valeurs moyennes du courant tunnel en fonction de l'amplitude V_{HF} du signal hyperfréquence ($F = 10 \text{ GHz}$; $R_{th} = 35^\circ/\text{W}$; $I_0 = 100 \text{ mA}$; $S = 1,65 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$)



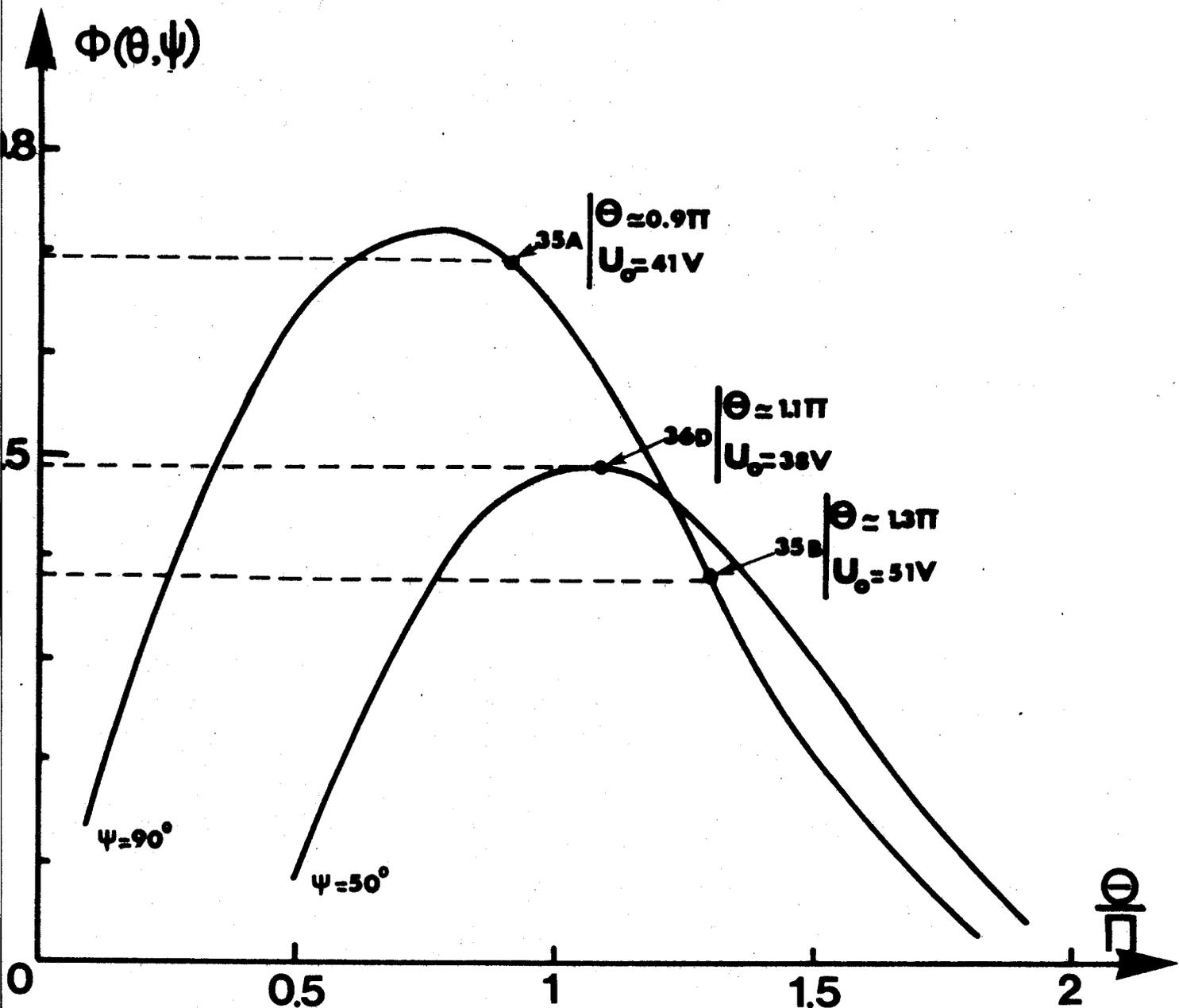


Figure 38 : Angles de transit et valeurs du facteur de transport, pour les points de fonctionnement qui correspondent aux rendements maximums des courbes 35 A et B et 36 D



rière (0,85 eV) le rendement maximum passe de 14 %, à température ambiante, à près de 18% à température variable ; ceci est à rapprocher des variations de la valeur moyenne du courant tunnel qui passe dans le même temps de $8 \cdot 10^{-1}$ mA, courbe 37 D, à $5 \cdot 10^{-2}$ mA, courbe 37 C.

En fait les valeurs relatives des rendements maximums, figures 35 et 36, s'expliquent aisément d'un point de vue qualitatif, en considérant d'une part les variations des tensions de polarisation et d'autre part les variations de l'angle de transit et du facteur de transport.

Par exemple, pour les points de fonctionnement correspondant aux rendements maximum des courbes 35 A, B et 36 D, l'angle de transit effectif (en présence du signal hyperfréquence) vaut respectivement 0,55 Π rd, 1,6 Π rd et 1,45 Π rd ; en l'absence de courant tunnel ($\psi = 90^\circ$), la valeur du facteur de transport est alors de 0,7 et de 0,15 tandis qu'elle est de 0,35 en présence d'une injection de porteurs par effet tunnel (la phase de retard à l'injection ψ est dans ce cas voisine de 50°) figure 38.

II.4.2₃ Calcul de l'effet de redressement

Lors de l'étude analytique, nous avons vu que la présence d'une injection de porteurs par effet tunnel se caractérise par une diminution importante de la composante continue du champ en régime non linéaire ; bien entendu, l'analyse de ce processus devient beaucoup plus compliquée dans le cas de structures réelles.

En considérant les mêmes hypothèses que pour le calcul des courbes de la figure 36, les variations du champ continu en fonction de l'amplitude E_{a1} du champ hyperfréquence pour la 63 P, sont représentées figure 39 ; en particulier les courbes C' et C représentent respectivement les variations ΔE_0 dues uniquement au courant tunnel et la diminution totale du champ pour les mêmes températures.

Malheureusement la courbe C', qui seule traduit la variation du champ lié directement à la présence du courant tunnel, n'est pas accessible expérimentalement et les variations totales du champ continu se traduisent en fait par des caractéristiques $\Delta U_0 = f(V_{HF})$ semblables à celles représentées figure 40 (courbes B et C).

On conçoit donc que la caractérisation de l'injection de porteurs par effet tunnel à partir de l'évolution de l'effet de redressement avec le niveau

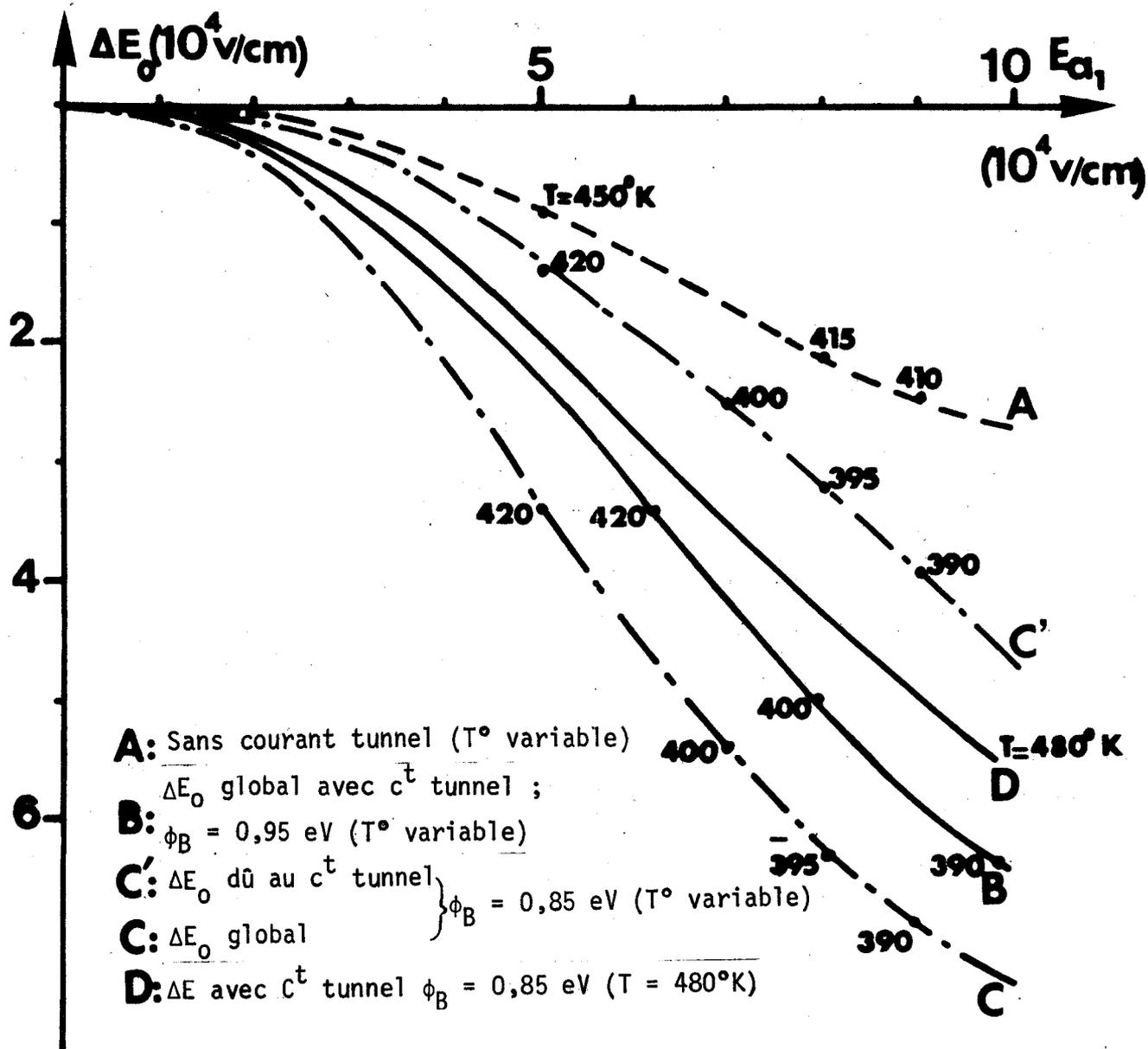


Figure 39 : Diode série 63 P ; $F = 10$ GHz ; $R_{th} = 35^\circ/\text{W}$
 $I_0 = 100$ mA ; $S = 1,65 \cdot 10^{-4}$ cm²

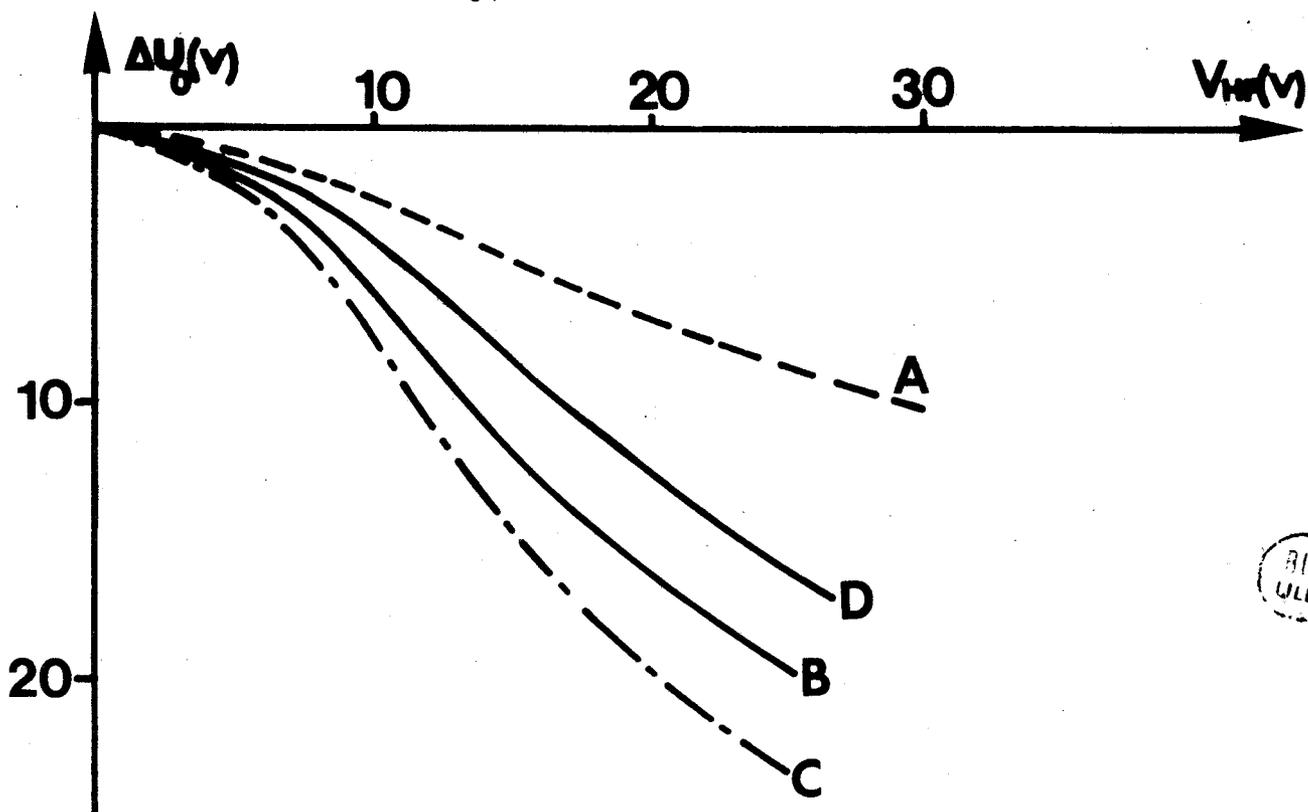


Figure 40

hyperfréquence puisse être une entreprise délicate.

II.4.2₄ Evolution du rendement en fonction de la fréquence à courant constant

Nous avons vu que la valeur du rendement, par l'intermédiaire du facteur de transport ϕ (θ, ψ) est extrêmement sensible à la valeur effective de l'angle de transit. Bien entendu, θ est fonction du taux de modulation, de la vitesse des porteurs, mais aussi de la fréquence ; c'est pourquoi nous pensons qu'une étude à fréquence variable peut être d'un grand intérêt lors de l'étude de l'optimisation d'une structure.

Ainsi pour la 63 P, la figure 41, représente l'évolution du rendement, avec et sans courant tunnel, en fonction de la fréquence pour un courant de 100 mA et un champ hyperfréquence d'amplitude E_{a1} constante égale à $8 \cdot 10^4$ V/cm ($m \approx 60\%$). Ces courbes de rendement mettent à nouveau en évidence l'importance de l'optimisation de la longueur de la zone de transit puisque la fréquence optimale de fonctionnement passe de 8 GHz en l'absence de courant tunnel à 11,5 GHz en présence de courant tunnel.

II.4.2₅ Evolution de la puissance émise en fonction du courant, à résistance de charge fixe.

Toutes les courbes que nous venons de tracer correspondent en fait à un fonctionnement en régime forcé (nous reviendrons sur ce type de fonctionnement au chapitre III) au cours duquel l'impédance de la diode y compris sa résistance négative, évolue en fonction du niveau hyperfréquence.

Bien que le programme numérique ne permette pas de tenir compte automatiquement des caractéristiques du circuit de charge, nous pouvons cependant réaliser la simulation d'un fonctionnement en régime d'oscillation libre. En effet les caractéristiques de la diode sont, dans ce cas, définies par les équations :

$$R_D + R_L = 0 \quad (II.56)$$

$$\text{et } X_D + X_L = 0 \quad (II.57)$$

où R_L et X_L représentent la résistance et la réactance du circuit de charge, ramenées au niveau de la diode (pertes et boîtier compris).

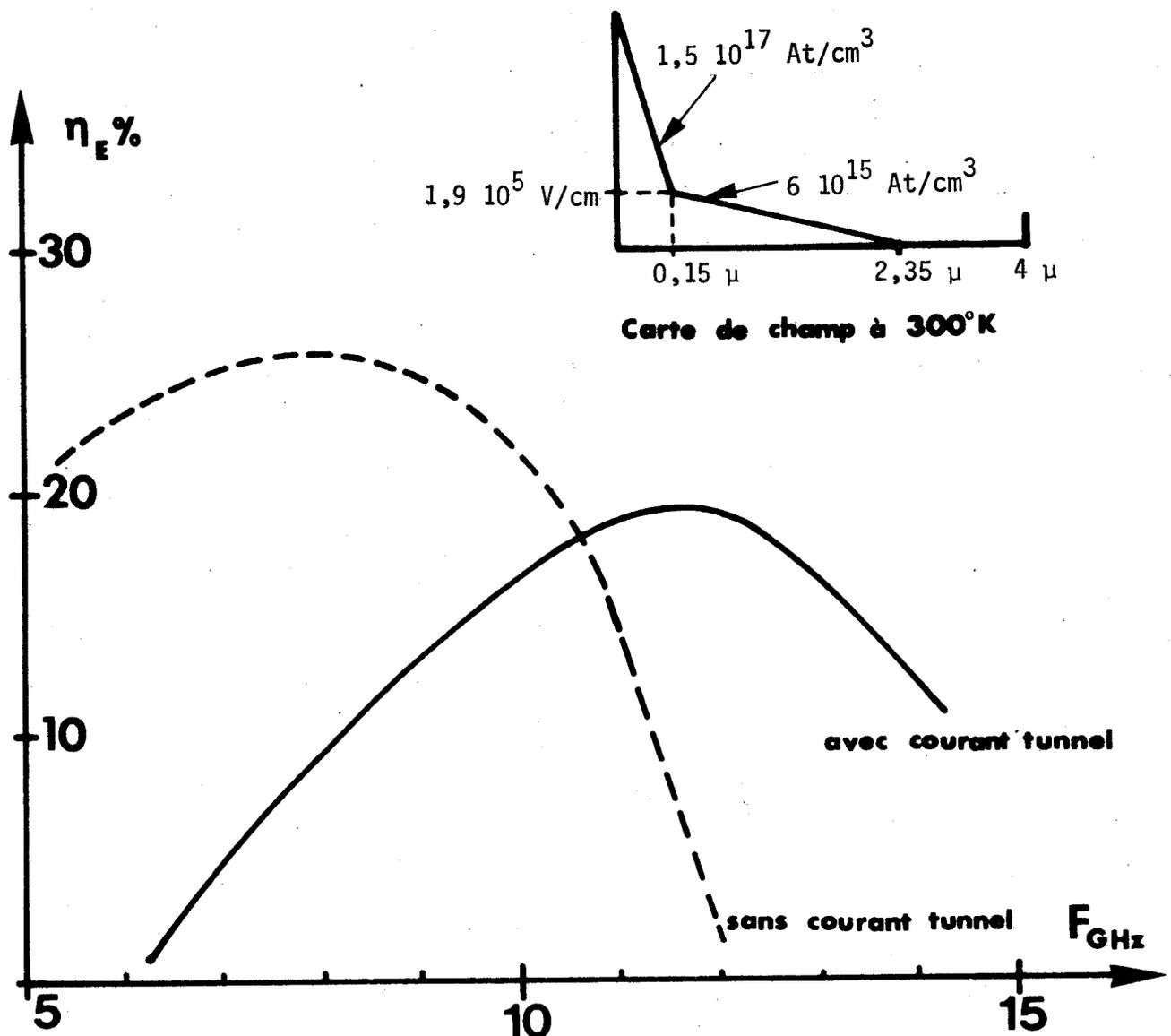


Figure 41 : Diode série 63 P ; variations du rendement en fonction de la fréquence avec et sans courant tunnel (T° variable ; $E_{a1} = 8 \cdot 10^4$ V/cm ; $I_0 = 100$ mA ; $R_{th} = 35^\circ/W$; $S = 1,65 \cdot 10^{-4}$ cm² ; $\phi_B = 0,85$ eV)



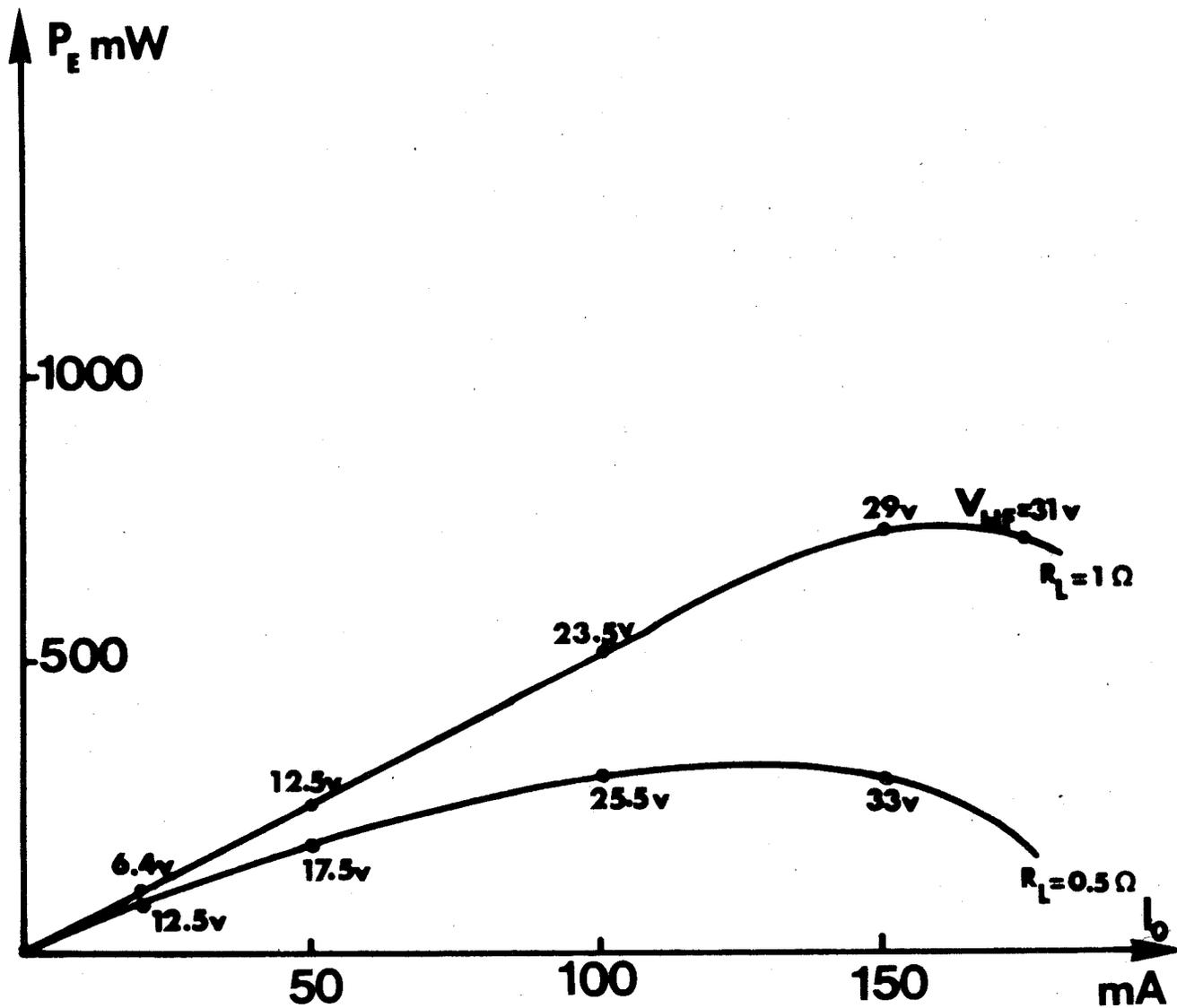


Figure 42 : Diode 63 P ; Variations de la puissance émise en fonction du courant à résistance constante ($\phi_B = 0,85$ eV ; $F = 10$ GHz ; T° variable ; $R_{th} = 35^\circ/W$; $S = 1,65 \cdot 10^{-4}$ cm²)

En régime d'oscillation pour une fréquence donnée, on remarque ainsi que la résistance R_L et par conséquent R_D (relation II.56) sont déterminées uniquement par les caractéristiques du circuit et ne dépendent donc ni de V_{HF} ni du courant I_0 traversant la diode.

Dans ces conditions, nous avons tracé pour la 63 P, figure 42, l'évolution de la puissance émise par la diode en fonction du courant pour une fréquence de 10 GHz et différentes valeurs de la résistance de charge (nous supposons ici que la relation II.57 est toujours vérifiée).

En fait, ce type de caractéristiques ne s'obtient pas immédiatement et il faut tracer auparavant différents réseaux $R_D = f(V_{HF})$ et $P_E = f(V_{HF})$ avec le courant I_0 pour paramètre.

On conçoit donc que le tracé de ces caractéristiques nécessite un temps de calcul extrêmement long ; c'est l'une des raisons pour lesquelles les comparaisons en régime de fonctionnement non linéaire seront effectuées en régime forcé et non en régime d'oscillation libre ; nous signalerons au chapitre III les autres motivations qui nous ont amenés à ne pas faire de mesures en oscillation.

II.5. CONCLUSION

Après avoir mis en évidence, analytiquement, les principales modifications apportées au fonctionnement classique des diodes à avalanche par un courant tunnel, nous avons corrigé ces premiers résultats par une étude plus poussée sur ordinateur ; en particulier en repercutant sur le calcul du courant tunnel les variations de température et du champ qui apparaissent au cours du fonctionnement.

Certes cette étude numérique montre la difficulté de caractériser l'importance du courant tunnel à partir d'études expérimentales en régime non linéaire ; elle permet d'espérer par contre, des performances intéressantes pour une diode qui présente une injection de porteurs par effet tunnel importante en régime linéaire. En effet, il existe en quelque sorte un phénomène d'autorégulation lié aux variations thermiques et aux effets de redressement qui atténue fortement la valeur du courant tunnel moyen injecté dans la diode en régime non linéaire.

Dans le chapitre III, nous nous attacherons donc essentiellement à caractériser l'injection par effet tunnel en régime linéaire ou en statique, puis à vérifier que les résultats obtenus théoriquement en non linéaire (rendement, effets de redressement) sont comparables aux valeurs relevées expérimentalement.

CHAPITRE III

ETUDE EXPÉRIMENTALE EN RÉGIME LINÉAIRE ET NON LINÉAIRE ;

COMPARAISON DES RÉSULTATS THÉORIQUES ET EXPÉRIMENTAUX

Dans le chapitre précédent nous avons décrit l'influence de l'injection de porteurs par effet tunnel (T.F.E.) sur les performances et les caractéristiques d'une diode à avalanche fonctionnant selon le mode A.T.T. ; nous allons maintenant tenter de mettre en évidence l'existence de cette injection dans le cas de structures réelles.

Dans ce but notre étude expérimentale a été réalisée sur des échantillons dont la zone d'émission est constituée par une barrière $P_t - n$ AsGa ; ces diodes fabriquées par le L.E.P. présentent des dopages en tête N^+ compris entre $6 \cdot 10^{16}$ At/cm³ (série 75 P) et $2,510^{17}$ At/cm³ (série 58 P).

III.1. DETERMINATION DIRECTE DE LA HAUTEUR DE BARRIERE

Il convient d'abord d'examiner le problème de l'estimation de la hauteur de barrière ϕ_B ; en effet, il s'agit d'un paramètre extrêmement important intervenant lors de la détermination de la valeur du courant tunnel.

Les deux techniques classiques que nous avons utilisées permettent de déterminer soit le potentiel de diffusion, par la mesure de la capacité de la structure polarisée en inverse, soit la hauteur de la barrière à partir des caractéristiques $I_d = f(V_d)$ relevées en polarisation directe.

III.1.1. Détermination de la hauteur de barrière à partir des courbes C(V)

En admettant que le dopage N_D du semiconducteur est constant, la relation entre la tension appliquée et la capacité C de la zone de depletion s'écrit :

$$C = S \left[\frac{q \epsilon N_D}{2 (V_D - V - \frac{kT}{q})} \right]^{1/2} \quad (\text{III.1})$$

où V est la tension appliquée, V_D le potentiel de diffusion et $\frac{kT}{q}$ un terme qui traduit la contribution des porteurs mobiles.

L'évolution de $(\frac{1}{C^2})$ en fonction de V est donc représentée par une droite dont l'intersection avec l'axe des abscisses détermine, au terme $\frac{kT}{q}$ près, le potentiel de diffusion.

La hauteur de barrière s'obtient facilement à partir du potentiel de diffusion puisque :

$$\phi_B = q V_D + \delta\xi_n$$

où $\delta\xi_n$ représente la différence d'énergie entre le niveau de Fermi dans le semiconducteur et le bas de la bande de conduction (pour l'AsGa de type n dopé à $1,510^{17}$ At/cm³, $\delta\xi_n$ est de l'ordre de 310^{-2} eV à température ambiante).

Cette méthode de détermination présente l'avantage d'être facile à mettre en oeuvre du point de vue expérimental et de ne pas nécessiter la connaissance de la constante de Richardson ; cependant de nombreuses difficultés peuvent apparaître au niveau de l'interprétation des résultats ; en effet de nombreux auteurs [22], [23], [24], [25], [26], [27], ont montré que l'évolution des courbes $C(V)$ pouvait être perturbée par :

- les variations du dopage N_D dans le semiconducteur au voisinage de l'interface
- la présence de pièges dans le semiconducteur
- l'existence d'une couche d'interface et d'états de surface entre le métal et le semiconducteur
- la présence d'une capacité de bord
- l'existence d'une résistance série etc...

Ainsi les valeurs des potentiels de diffusion obtenues à partir des courbes $\frac{1}{C^2} = f(V)$, figure 43, sont beaucoup trop élevées et ne peuvent se justifier à partir du modèle simple représentée figure 11a.

En fait dans le cas de nos structures, l'évolution des courbes $\frac{1}{C^2}$ peut également être perturbée par la présence d'une "jonction" entre la barrière principale et le contact ohmique situé côté substrat [28] ; ceci peut être dû, par exemple, à la mauvaise qualité de ce contact. Il apparaît alors une capacité parasite C_d en série avec la capacité de la barrière principale, figure 44 . En fonctionnement normal la valeur de cette capacité C_d est suffisante pour que son influence soit négligeable, par contre pour les faibles tensions de polarisation C_m (capacité mesurée) et C_d peuvent être du même ordre de grandeur, ce qui modifie totalement l'estimation de C_i (capacité de la barrière principale polarisée en inverse) ; pour la plupart des diodes étudiées cette capacité C_d est comprise entre 7 et 15 pF.

Figure 43

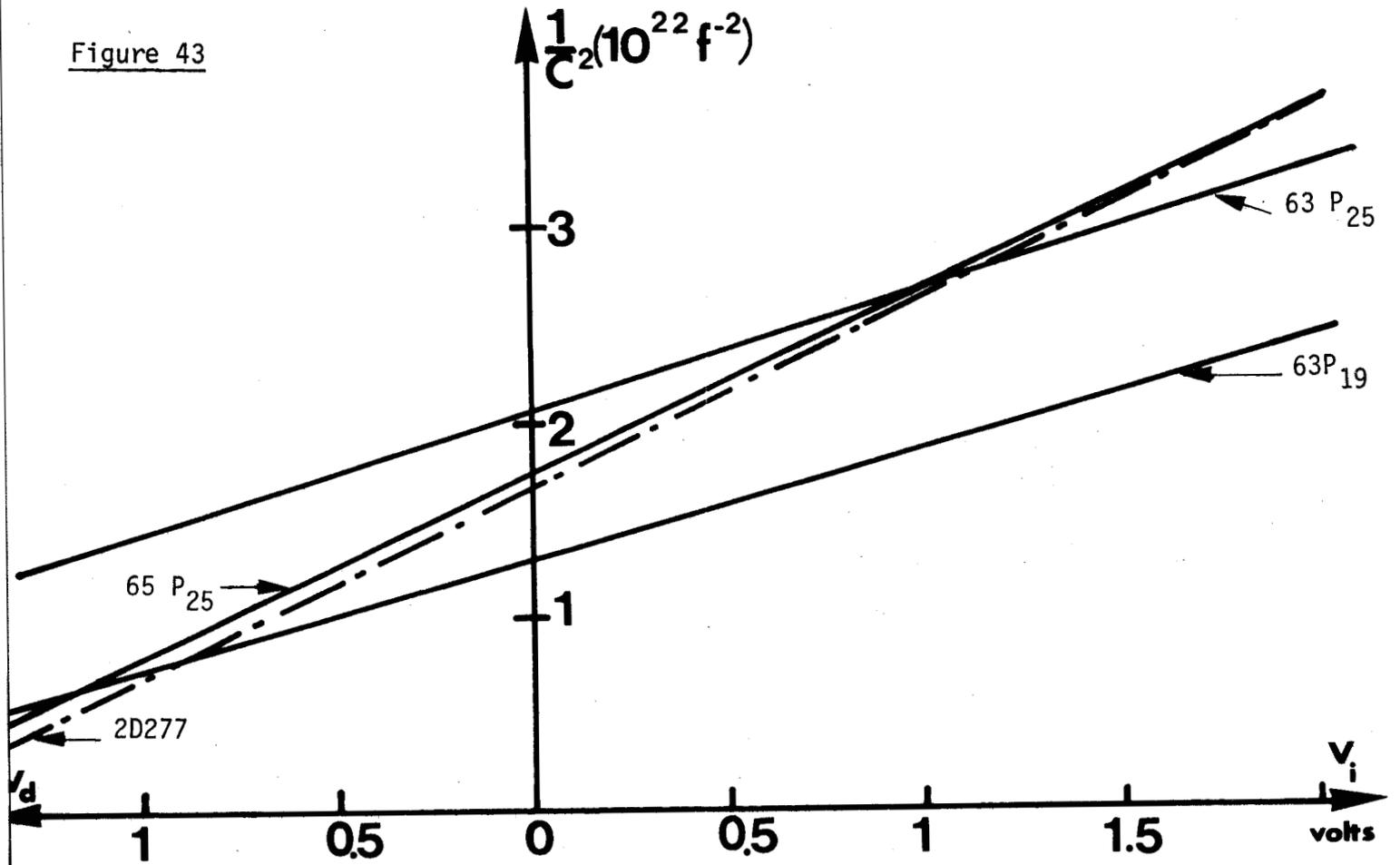
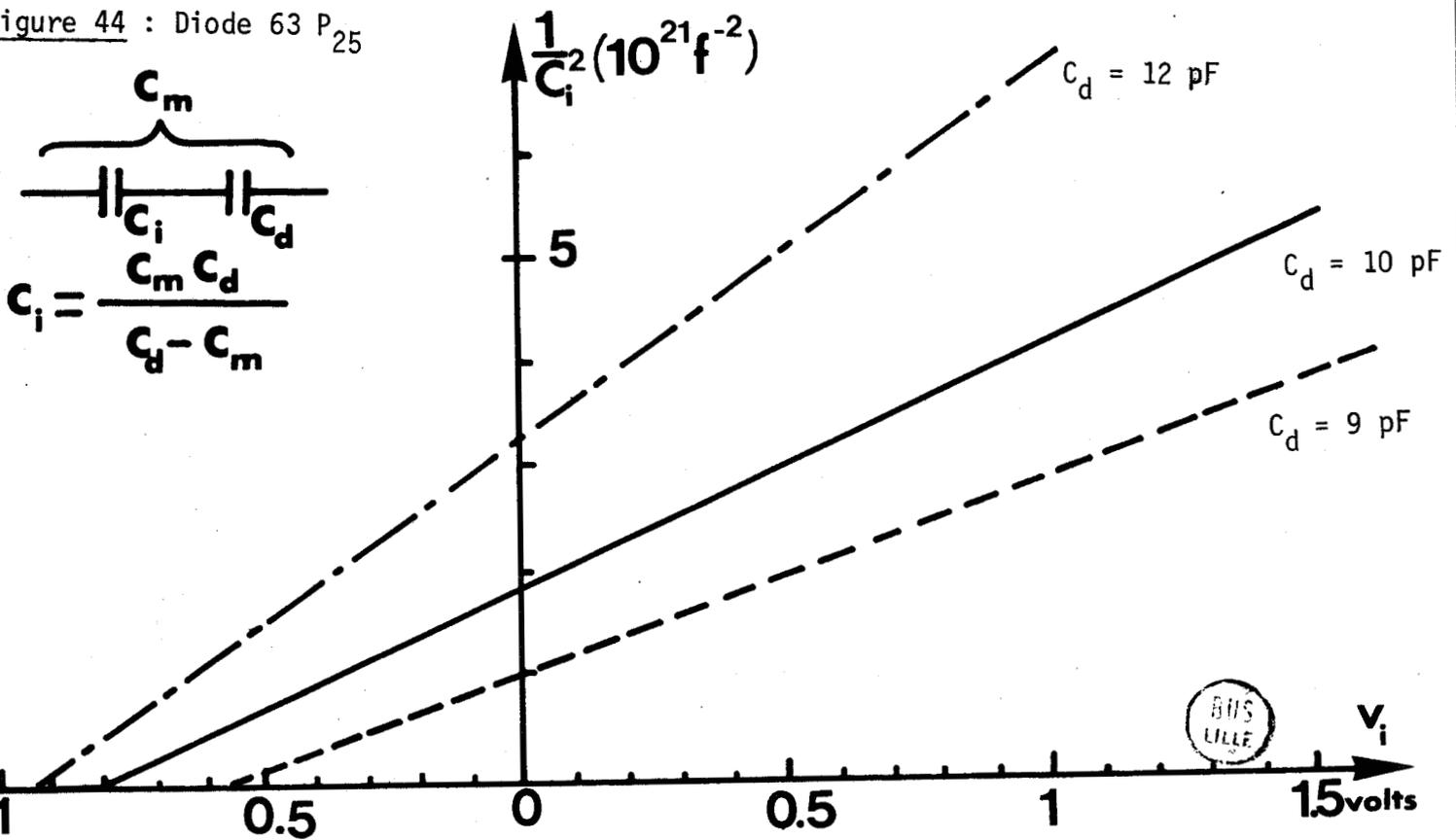


Figure 44 : Diode 63 P₂₅



Pour la 63 P₂₅ nous avons tracé, figure 44, l'évolution de $\frac{1}{C^2}$ pour trois valeurs de C_d, 9,10 et 12 pF. Nous constatons ainsi que la détermination du potentiel de diffusion est extrêmement sensible à la valeur adoptée pour C_d; de plus pour que la correction soit valable, il faudrait également corriger les valeurs des tensions.

La détermination des hauteurs de barrière à partir des caractéristiques C (V) s'avère par conséquent délicate, même dans le cas d'une hypothèse aussi simple que celle que nous venons d'évoquer.

Aussi avons nous tenté d'estimer ce paramètre à partir des caractéristique I_d = f(V_d) relevées en polarisation directe; nous verrons qu'un certain nombre de difficultés apparaissent également au niveau de l'exploitation des ces courbes

III.1.2. Détermination de la hauteur de barrière à partir des caractéristique I_d = f (V_d) relevées en polarisation directe

La détermination de la hauteur de barrière à partir des caractéristiques I_d = f (V_d) relevées pour une diode polarisée en directe, est aussi classique que la précédente, et ne pose guère plus de problèmes expérimentaux; cependant au niveau de l'interprétation des résultats elle nécessite la connaissance de la constante de Richardson et de la surface de la diode.

III.1.2.1 Utilisation du modèle thermofonique

L'exploitation classique des caractéristiques I_d = f (V_d) pour déterminer la hauteur du barrière est basée sur l'utilisation du modèle thermoïonique, ou plus exactement du modèle thermoïonique avec diffusion; la relation entre le courant et la tension appliquée est alors de la forme

$$I_d = A^* T^2 S \exp\left(-\frac{q\Phi_B}{kT}\right) \left[\exp\frac{qV_d}{nkT} - 1\right] \quad (III.2)$$

avec

$$I_s = A^* T^2 S \exp\left[-\frac{q\Phi_B}{kT}\right] \quad (III.3)$$

- A* est la constante de Richardson pour le semiconducteur; pour l'AsGa de type n nous adopterons la valeur classique
A* = 8,4 A/cm²/°K [29] [30]

- $$n = \frac{q}{kT} \frac{\partial V_d}{\partial (\ln I_d)} \quad (III.4)$$

défini pour $V_d > \frac{3kT}{q}$ ($V_d > 80$ mV à 300°K) est un paramètre qui traduit les variations de A^* et de la hauteur de barrière avec le champ électrique ; généralement 'n' est extrêmement voisin de 1 ($1 \leq n \leq 1,05$) cependant la présence d'une couche d'interface entre le métal et le semiconducteur peut accroître sensiblement la valeur de n [31].

Dans cette hypothèse d'une émission de porteurs par effet thermoionique la hauteur de barrière est donnée par

$$\phi_B = \frac{kT}{q} \ln \frac{A^* T^2 S}{I_s} \quad (\text{III.5})$$

où I_s est défini par l'extrapolation à $V_d = 0$ de la droite $\ln I_d = f(V_d)$ ($V_d > \frac{3kT}{q}$)

III.1.2.2 Utilisation du modèle à émission de porteurs par effet tunnel assisté thermiquement (modèle T.F.E.)

A partir des caractéristiques $I_d = f(V_d)$ il est également possible de déterminer la valeur de la hauteur de barrière en postulant une émission de porteurs par effet tunnel assisté thermiquement [32] (l'existence de ce courant tunnel assisté thermiquement peut aussi être favorisée par la présence de pièges profonds au voisinage de l'interface [33]) ; lorsque ce phénomène est prédominant la valeur de 'n' est toujours relativement élevée [31] ($n \leq 1,3$).

La hauteur de barrière est alors définie en première approximation par

$$\phi_B \approx (1 - n) \delta\xi_n + \frac{nkT}{q} \ln \left[\frac{A^* T^2 S}{I_s} \right] \quad (\text{III.6})$$

- $\delta\xi_n$ représente la position du niveau de Fermi dans le semiconducteur par rapport au bas de la bande de conduction.
- I_s est un courant de saturation apparent qui est déterminé à partir de la relation suivante

$$I_d = I_s \left[\exp \frac{qV_d}{nkT} \right] \left[1 - \exp \frac{-qV_d}{kT} \right] \quad (\text{III.7})$$

En réalité l'expression (III.6) est légèrement plus complexe et la détermination de la hauteur de barrière nécessite l'utilisation d'abaques



donnés par CROWELL et RIDEOUT.

III.1.2.₃ Application à une diode à profil différencié (high low)
de la série 63 P (barrière P_t n AsGa)

Que ce soit en utilisant le modèle thermoïonique, ou le modèle T.F.E., l'estimation du paramètre 'n' est essentielle puisque la détermination de la hauteur de barrière à partir des caractéristiques $I_d = f(V_d)$ se réalise lorsque 'n' est suffisamment voisin de 1 ($n < 1,3$).

Si nous considérons, figure 45, la caractéristique $I_d = f(V_d)$ de la 63 P relevée à température ambiante, nous constatons que n est de l'ordre de 2 lorsque V_d est inférieure à 350 mV; pour cette diode il n'est donc pas possible d'estimer la hauteur de barrière par cette méthode.

La valeur élevée de 'n' ($n = 2$) peut s'expliquer par la prépondérance pour cette diode, d'un courant génération-recombinaison [34] (plus précisément il peut s'agir d'un courant de recombinaison puisque nous sommes en polarisation directe).

Cependant pour ces diodes à profil de dopage différencié il est difficile d'estimer la répartition du potentiel au sein du dispositif et par conséquent la valeur de la tension existant aux bornes de la barrière proprement dite ; la présence de plusieurs paliers de dopage peut ainsi fausser les mesures.

III.1.3. Détermination de la hauteur de barrière sur une diode à profil
plat (barrière P_t - n AsGa) à partir des caractéristiques

$$C = f(V_i) \text{ et } I_d = f(V_d)$$

Toutefois les mêmes méthodes appliquées à une diode à profil de dopage constant, prévue pour fonctionner à 30 GHz, se sont avérées beaucoup plus satisfaisantes.

Ainsi le potentiel de diffusion obtenu en extrapolant la droite $\frac{1}{C^2} = f(V_i)$, figure 46a, nous donne une hauteur de barrière de 0,9 eV. En considérant la caractéristique $I_d = f(V_d)$ de cette même diode, figure 46b, relevée à température ambiante nous observons plusieurs pentes ; pour V_d inférieure à 0,3 V la valeur élevée de 'n' (2,1) peut être attribuée au phénomène de

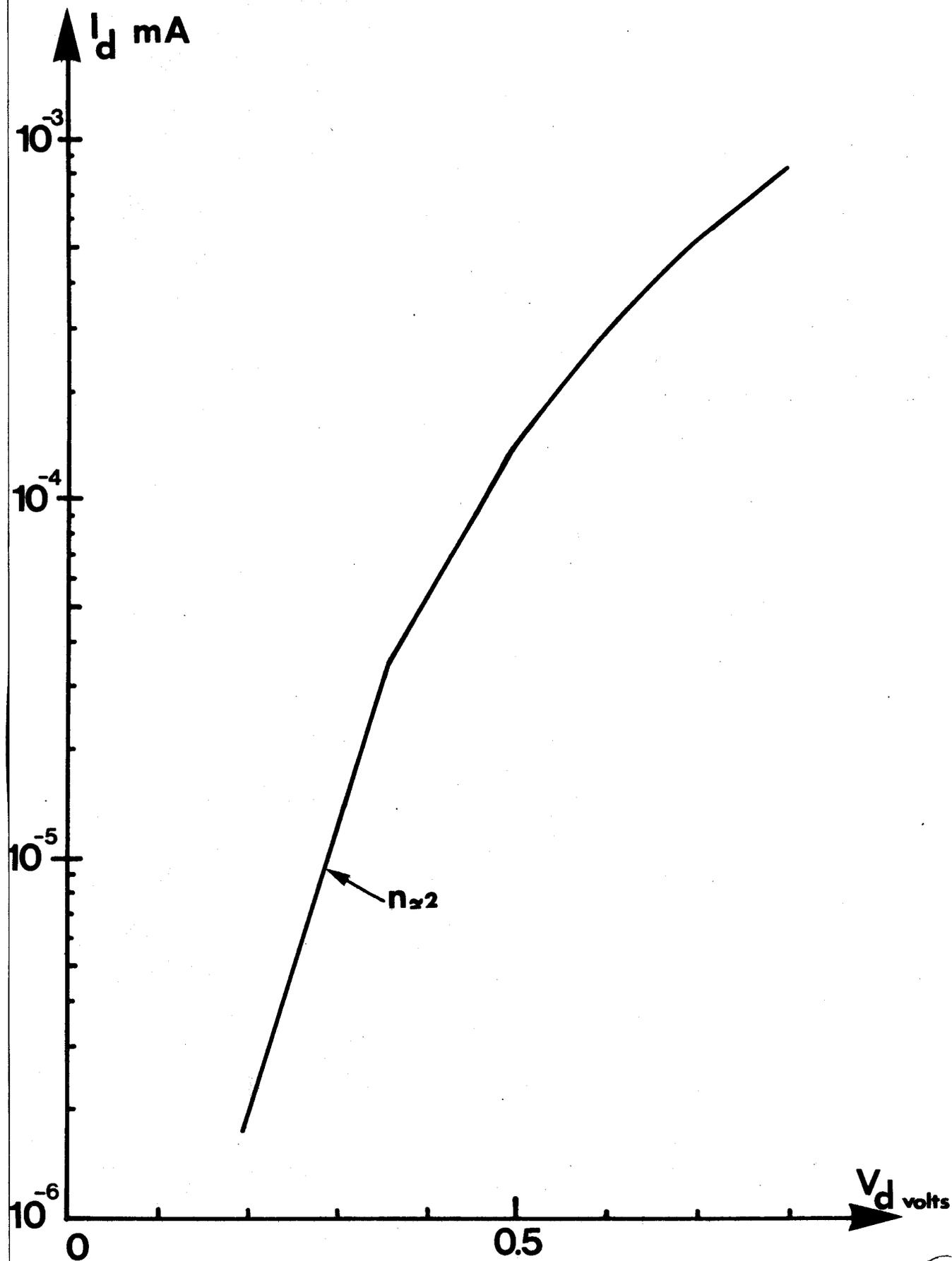


Figure 45 : Diode 63 P₂₅ ; caractéristique $I_d = f(V_d)$
à température ambiante ($N_D^+ = 1,5 \cdot 10^{17} \text{ At/cm}^3$
 $S = 1,4 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$)



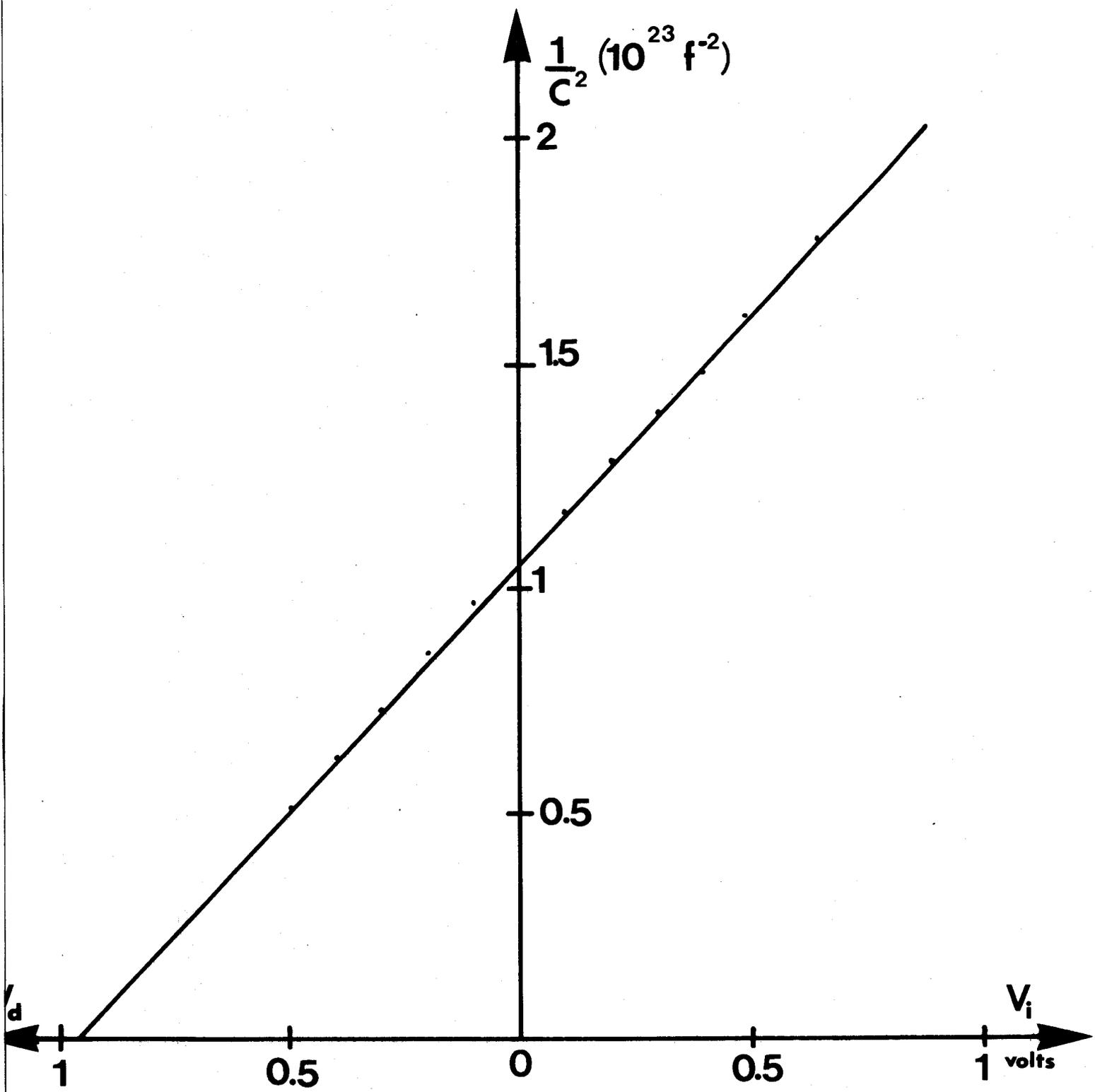
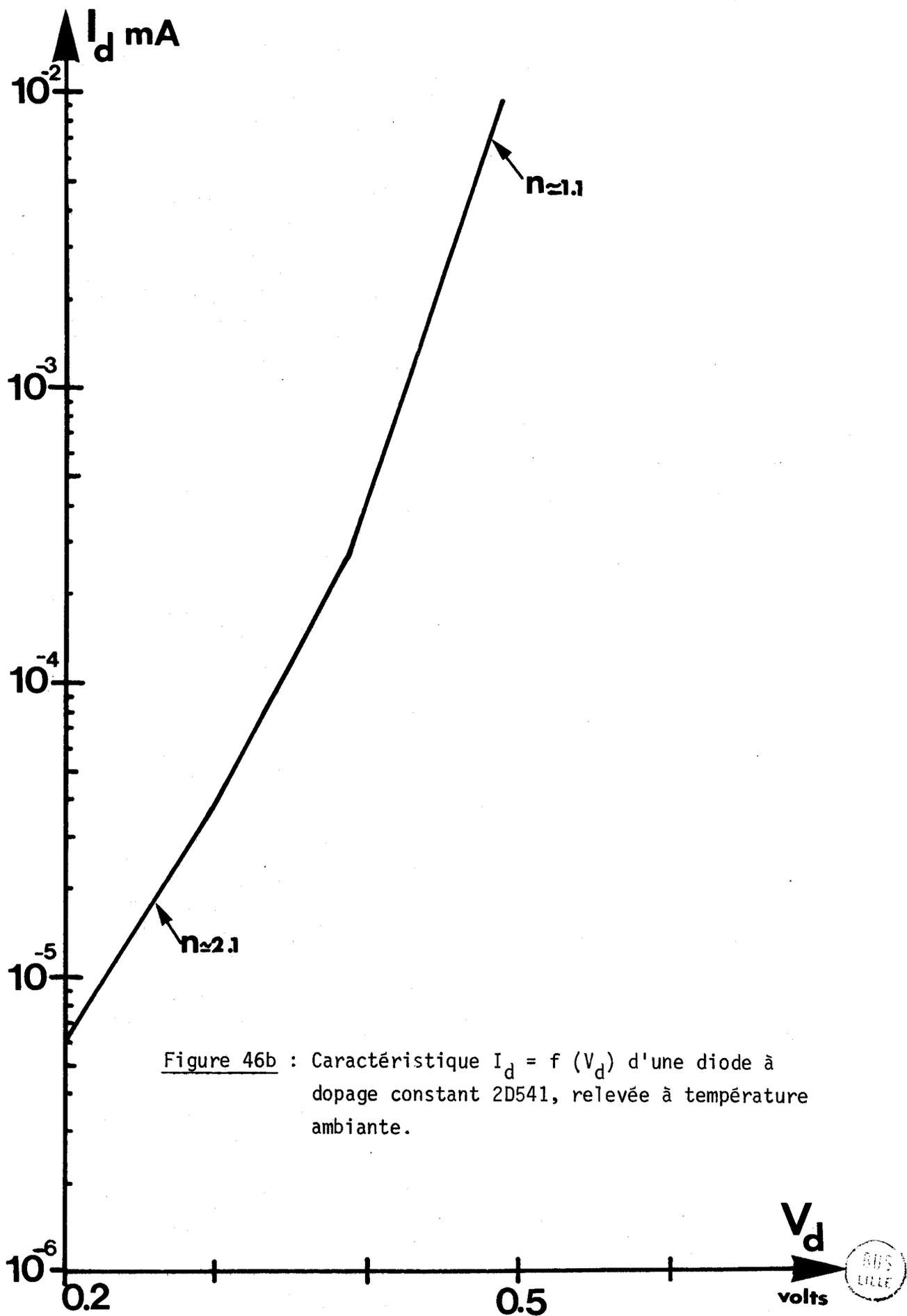


Figure 46a : Détermination du potentiel de diffusion pour une diode à dopage constant 2D541 ($N_D = 4 \cdot 10^{16} \text{ At/cm}^3$; $S = 5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2$)





génération-recombinaison, par contre pour les tensions supérieures à 0,4 V la valeur de 'n' n'est plus que 1,1 ce qui nous permet d'estimer la hauteur de barrière correspondante.

Si nous admettons l'hypothèse du modèle thermoïnique nous obtenons une hauteur de barrière de 0,84 eV, par contre en utilisant les abaques de CROWELL et RIDEOUT relatifs au modèle "T.F.E." nous passons à 0,94 eV ; ces calculs ont été réalisés en adoptant une température de 300°K et une constante de Richardson A^* de 8,4 A/cm²/°K (*)

III.1.4. Conclusion ; choix de la hauteur de barrière

En résumé, pour cette diode à profil constant, suivant le modèle utilisé, la valeur de la hauteur de barrière déterminée à partir de caractéristiques $I_d = f(V_d)$, est comprise entre 0,84 et 0,94 eV, tandis que la valeur obtenue à partir du potentiel de diffusion est de 0,9 eV. Bien que cette dernière valeur soit en bon accord avec des résultats publiés récemment pour des barrières $P_t n$ AsGa [29] [34], nous constatons qu'il demeure une certaine incertitude quant au choix de la valeur de ce paramètre. Aussi, nous contenterons nous, dans la suite de ce travail d'ajuster la valeur de la hauteur de barrière, en la conservant proche des valeurs publiées dans la bibliographie, afin que nos résultats théoriques aient des ordres de grandeur convenables. Cette pratique est d'autant moins choquante qu'il existe une certaine ambiguïté pour le choix de la valeur de cet autre paramètre fondamental, qu'est la masse effective des électrons dans la bande interdite de l'AsGa. De plus nos comparaisons entre les résultats théoriques et expérimentaux, seront effectuées en considérant des champs électriques intenses ce qui modifie sensiblement les valeurs des hauteurs de barrière [31] [35].

III.2. MISE EN EVIDENCE DE L'INJECTION DE PORTEURS PAR EFFET TUNNEL ASSISTE THERMIQUEMENT à PARTIR DES CARACTERISTIQUES $I_i = f(V_i)$ RELEVÉES EN POLARISATION INVERSE

Comme nous venons de le voir la détermination précise de la hauteur

* Remarque : Dans l'hypothèse du modèle thermoïnique il est possible d'estimer A^* et ϕ_B en traçant les caractéristiques
$$\text{Log } \frac{I_s}{T^2} = f\left(\frac{1}{T}\right)$$
 où I_s est la valeur de I_d extrapolée à $V_d = 0$
pour différentes températures

de barrière s'avère délicate sur les structures relativement complexes, que sont les diodes à profil de dopage différencié. Heureusement le courant d'injection par effet tunnel peut être mis directement en évidence à partir des caractéristiques $I = f(V)$.

Ainsi dans le cas des diodes à avalanche l'évolution avec la température, des caractéristiques $I_i = f(V_i)$ relevées en inverse, est semble-t-il un des moyens les plus édifiants pour mettre en évidence une injection de porteurs par effet tunnel assisté thermiquement et la distinguer du phénomène d'ionisation.

Lorsque le phénomène d'avalanche est prépondérant la tension de fonctionnement à courant constant croît avec la température ; par contre pour les faibles courants, alors que le phénomène d'injection par effet tunnel assisté thermiquement prédomine, la tension doit diminuer lorsque la température augmente [8].

Pratiquement ce type d'évolution avec la température n'apparaît nettement que lorsque le dopage de la zone d'émission N^+ est égal ou supérieur à $5 \cdot 10^{16}$ at/cm³.

III.2.1. Détermination théorique des courbes $I_i = f(V_i)$ pour différentes températures

Ces caractéristiques s'obtiennent à partir de la résolution de l'équation de Read avec second membre

$$\tau_i \frac{dJ_{ca}}{dt} (t) = \left[\int_0^\delta \alpha(T, E_a(x, t)) dx - 1 \right] J_{ca}(t) + J_T(T, t) \quad (\text{III.8})$$

en régime statique, cette équation se ramène à

$$J_0 \left[\int_0^\delta \alpha(T, E_a(x)) dx - 1 \right] + J_{T0}(T) = 0 \quad (\text{III.9})$$

Ce qui peut se mettre sous la forme d'un coefficient de multiplication M qui tend vers l'infini lorsque le processus d'avalanche se déclenche [36]

avec
$$M = \frac{J_0(T)}{J_{T0}(T)} = \frac{1}{1 - \int_0^\delta \alpha(T, E_a(x)) dx} \quad (\text{III.10})$$

Dans cette relation l'expression du taux d'ionisation

$$\alpha(T, E_a(x)) = A_N(T) \exp - \left[\frac{B_N(T)}{E_a(x)} \right]^2$$

traduit l'évolution du phénomène d'avalanche avec la température de l'échantillon où

$$A_N(T) = A_{N0} \left[1 + 1,510^{-3} (T - 300) \right] ; A_{N0} = 2,510^5$$

$$B_N(T) = B_{N0} \left[1 + 1,1210^{-3} (T - 300) \right] ; B_{N0} = 6,510^5 \text{ V/cm}$$

Pour un champ E_M à l'interface métal-semiconducteur et un dopage N_D donnés, l'évolution spatiale $E_a(x)$ du champ électrique se calcule aisément à partir de l'équation de Poisson

$$E_0(x) = E_M - \frac{q}{\epsilon} N_D x$$

Enfin δ est déterminée par la condition $\left[E_a(x) \right]_{x=\delta} = 0$

Pour les faibles valeurs de courant considérées, les caractéristiques $I_i = f(V_i)$ sont isothermes, il est donc facile de calculer le taux de multiplication pour une température, un champ E_M et un dopage N_D donnés.

Après avoir déterminé la valeur du courant tunnel J_{T0} à partir des expressions de Padovani et Stratton pour les mêmes valeurs de ces paramètres nous obtenons un réseau de courbes $I_i = f(E_M)$ qu'il suffit de transformer en un réseau $I_i = f(V_i)$, la réaction de charge d'espace étant ici négligeable. Dans le cadre de cette étude notons que nous avons également utilisé l'expression correspondant à l'effet tunnel pur pour les basses températures.

III.2.2. Comparaison des courbes $I_i = f(V_i)$ théoriques et expérimentales

Pour une diode du type 63 P, le réseau de courbes théoriques obtenu pour une hauteur de barrière de 0,85 eV est représenté figure 47. La comparaison des courbes expérimentales, figure 48, et théoriques s'avère assez satisfaisante du moins d'un point de vue qualitatif puisque nous mettons effectivement en évidence les deux types d'évolution en fonction de la température cités précédem-

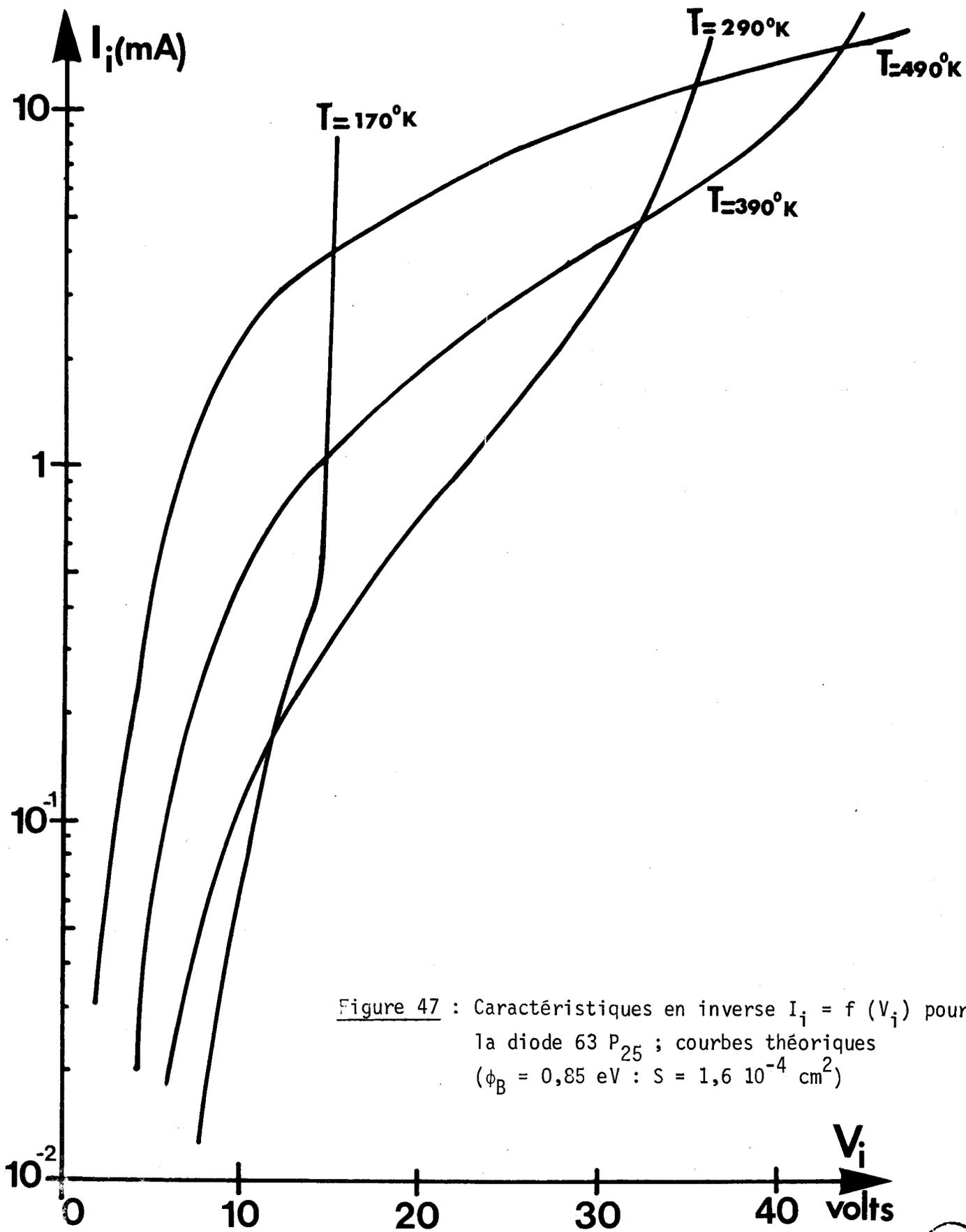


Figure 47 : Caractéristiques en inverse $I_i = f(V_i)$ pour la diode 63 P₂₅ ; courbes théoriques ($\phi_B = 0,85$ eV : $S = 1,6 \cdot 10^{-4}$ cm²)

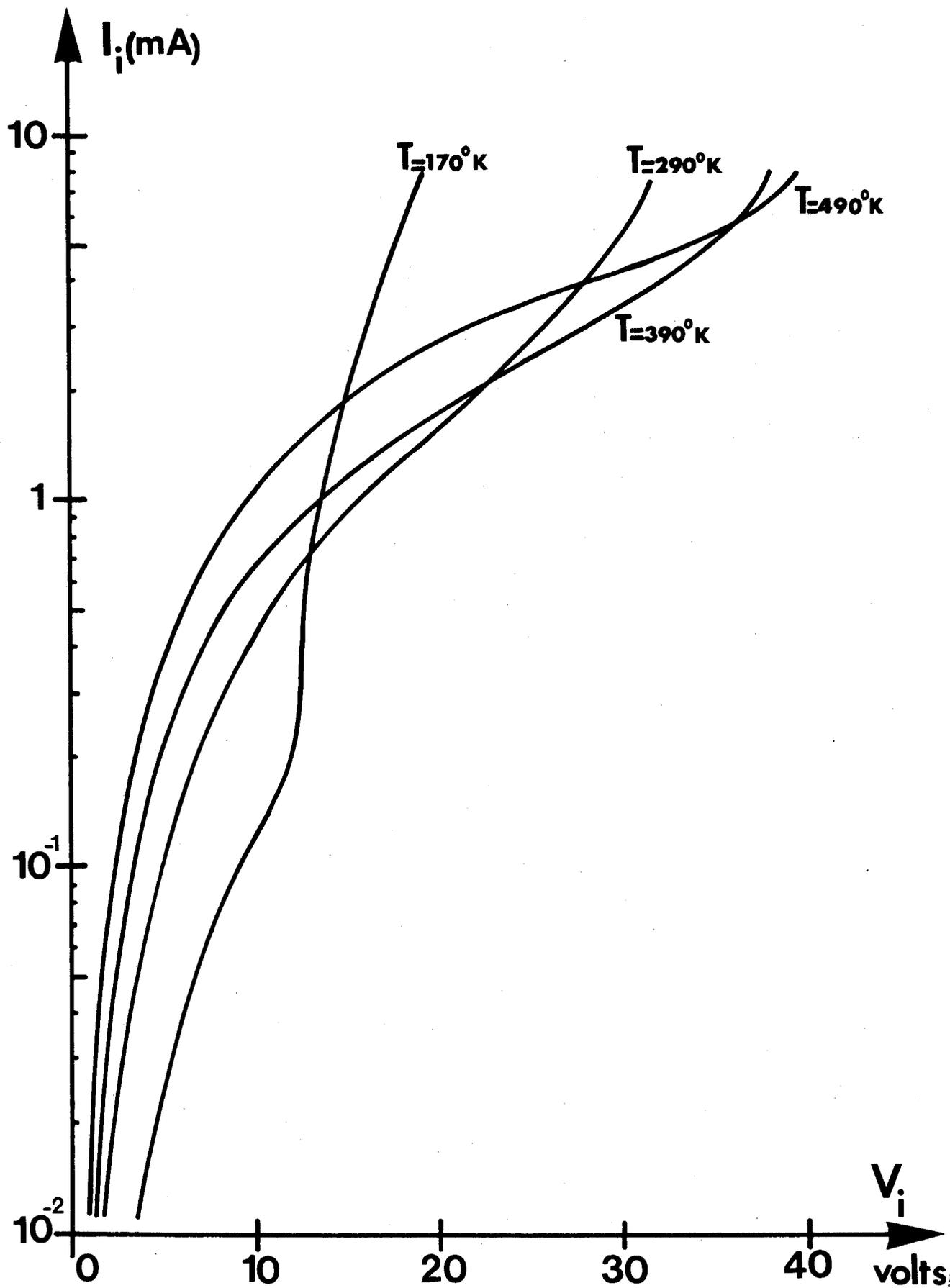


Figure 48 : Caractéristiques en inverse $I_i = f(V_i)$:
 courbes expérimentales ; diode 63 P



ment.

Il ne faut cependant pas négliger un certain nombre d'incertitudes, liées non seulement aux hypothèses simplificatrices utilisées par PADOVANI et STRATTON pour réaliser leur étude, mais aussi à la complexité des structures étudiées.

En effet, pour leur étude en polarisation inverse, PADOVANI et STRATTON utilisent la constante de Richardson correspondant au métal ; ce choix est extrêmement controversé notamment dans les travaux de CROWELL et RIDEOUT [32] [37]. De plus PADOVANI et STRATTON supposent que la hauteur de barrière est constante ; en réalité en polarisation inverse le champ électrique est extrêmement élevé, en particulier pour nos structures fonctionnant en régime d'avalanche, et il faut tenir compte non seulement de l'abaissement de la hauteur de barrière sous l'effet de la force image ($\Delta\psi_B \approx \sqrt{\frac{qE_M}{4\pi\epsilon}}$), mais aussi du fait de la présence éventuelle d'états de surface et d'une couche d'interface entre le métal et le semiconducteur. [31] [35]

De plus, suivant en cela, PADOVANI et STRATTON nous avons adopté pour les électrons dans la bande interdite de l'AsGa une masse effective $m^* = 710^{-2} m_0$ égale à celle du bas de la bande de conduction.

Ce choix est discutable dans le cas de contacts P_t/n -AsGa ou Au/n-AsGa, pour lesquels la hauteur de barrière est supérieure à $\xi_g/2$; il faut alors tenir compte de l'influence de la bande de valence pour déterminer la relation de dispersion des électrons dans la bande interdite et le concept d'une masse effective constante devient difficile à justifier, figure 49.

Par ailleurs pour les diodes à profil différencié, la présence des différents paliers de dopage et le confinement de la diode modifient la relation classique entre le champ E_M à l'interface et la tension V appliquée à l'échantillon : E_M ne varie pas proportionnellement à $[V]^{1/2}$ et il faut que nous estimions l'évolution du champ E_M avec la température. En réalité ces deux indéterminations sont levées en ayant recours à un calculateur analogique mis au point par PLAYEZ dans le cadre d'un mémoire d'ingénieur C.N.A.M. ; ce calculateur permet de tracer directement les cartes de champ des échantillons étudiés et d'en déduire l'évolution du champ E_M en fonction de la tension appliquée. A titre d'exemple pour la 63 P étudiée nous avons obtenu l'évolution re-

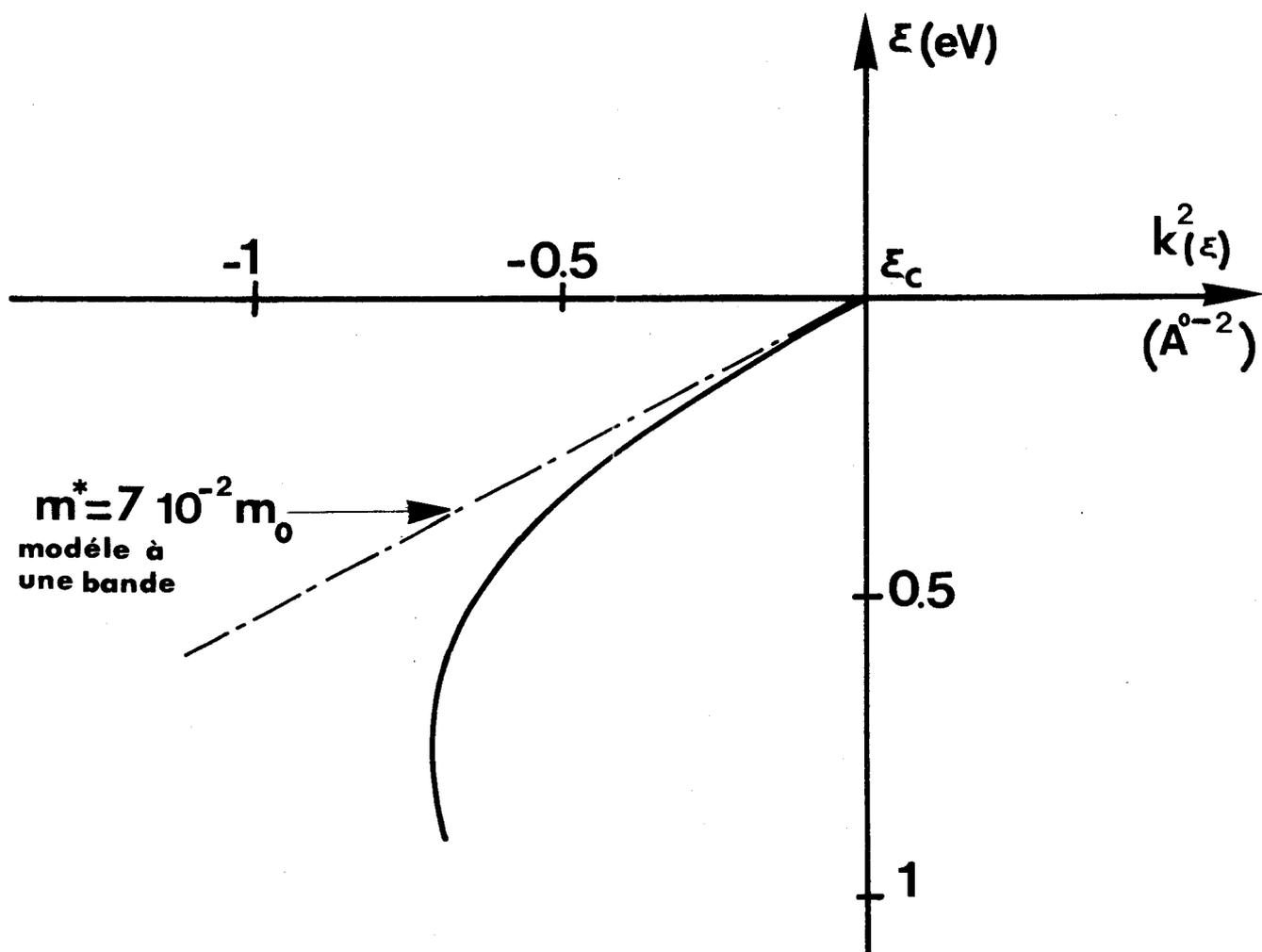


Figure 49 : Diagramme de dispersion des électrons dans la bande interdite de l'AsGa d'après [38]

présentée figure 50 ; la valeur de cette détermination demeure cependant liée à la précision avec laquelle sont connues les variations des taux d'ionisation avec la température et en fonction du champ électrique (pour les champs très élevés)

Enfin, comme nous le verrons ultérieurement, pour les faibles courants un autre problème intervient ; il faut connaître la valeur effective de la surface active lorsque le phénomène d'avalanche s'établit puisque les expressions théoriques que nous utilisons concernent les densités de courant.

Notons que les courbes théoriques représentées figure 47 ont été obtenues pour une surface de $1,610^{-4} \text{ cm}^2$ égale à la surface géométrique.

III. 3. MISE EN EVIDENCE D'UNE INJECTION DE PORTEURS PAR EFFET TUNNEL A PARTIR DES MESURES D'IMPEDANCE EN REGIME LINEAIRE

Les mesures d'impédance en régime linéaire ont été effectuées à l'aide de l'analyseur de réseau HEWLETT-PACKARD HP 8410 A utilisé dans la configuration prévue par le constructeur, ce qui ne nécessite pas ici de développements particuliers ; nous précisons par contre les caractéristiques de la méthode de mesure différentielle que nous avons utilisée en bande X.

III.3.1. Mesures d'impédance en régime linéaire, en basse fréquence

Dans le second chapitre nous avons mis en évidence l'influence d'une phase d'injection ψ différente de $\frac{\pi}{2}$ (caractéristique du phénomène d'avalanche pure) sur l'évolution de l'impédance en fonction du courant, d'une diode A.T.T. fonctionnant en régime linéaire. Dans le cas où il existe une injection de porteurs par effet tunnel la phase d'injection s'écrit $\psi = \frac{\pi}{2} + \Delta\psi$, avec $t_g \Delta\psi = -\frac{1}{\omega\tau_i} \frac{I_T}{I_0}$; afin d'exalter les variations de la phase d'injection nous avons donc intérêt à étudier nos structure en basse fréquence. De plus pour de telles fréquences, (inférieures ou égales à 500 MHz) les mesures d'impédance ne sont pratiquement plus perturbées par la présence du boîtier d'encapsulation

Ainsi ces mesures en basse fréquence d'impédance en régime linéaire et leurs comparaisons avec les courbes théoriques, peuvent à priori nous permettre d'estimer l'ordre de grandeur de la phase d'injection et par conséquent celle du courant correspondant à l'injection de porteurs par effet tunnel.

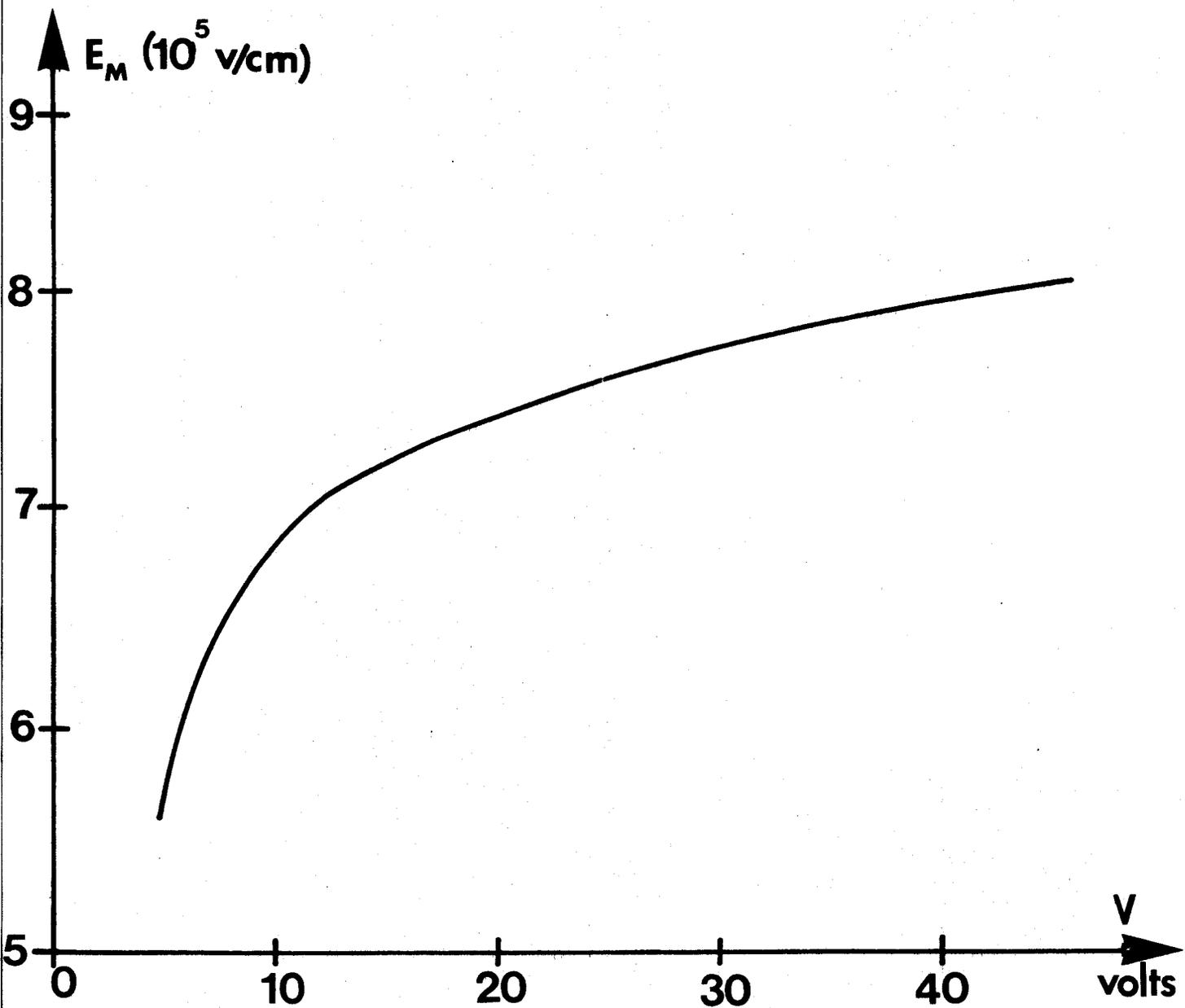


Figure 50 : Evolution du champ E_M à l'interface métal-semiconducteur en fonction de la tension appliquée (63 P)



III.3.1.1 Illustration de la méthode de mesure d'impédance basse fréquence à l'aide d'une photodiode

Lors de l'étude analytique nous avons montré que l'apparition d'un taux de multiplication de valeur finie $M = \frac{I_{To}}{I_0} - 1$ modifiait considérablement l'évolution de l'impédance d'une diode à avalanche relevée en basse fréquence figure 24.

Avant d'appliquer ce procédé à nos structures à avalanche et à temps de transit, nous allons d'abord illustrer le résultats du paragraphe II.3 à l'aide d'une photodiode à avalanche ; en effet pour ce type de dispositif il est aisé de modifier la valeur du taux de multiplication $M = \frac{I_p}{I_0} - 1$ en éclairant plus ou moins la pastille semiconductrice (I_p est la somme du photo-courant et du courant d'obscurité).

Les courbes d'impédance figure 51, relevées sur abaque de Smith pour deux fréquences 120 et 500 MHz, ne possèdent certes qu'un aspect purement qualitatif ; elles confirment cependant la sensibilité de la méthode, en particulier aux très basses fréquences.

III.3.1.2 Application au cas des diodes à avalanche

Nous avons tenté d'appliquer cette méthode sur le plus grand nombre possible de diodes, possédant un dopage en tête suffisamment élevé pour nous assurer de la présence d'une injection de porteurs par effet tunnel (diodes des séries 58 P ; 61 P ; 63 P ; 67 P).

Nous ne donnerons ici que les résultats de l'étude menée sur la 63 P déjà étudiée, ce qui sera d'ailleurs suffisant pour exposer les difficultés rencontrées systématiquement pour chaque diode.

A priori l'évolution de l'impédance de cette diode relevée à 500 MHz pour différentes températures semblait être un élément positif, attestant de l'existence d'une injection de type "tunnel assisté thermiquement" figure 52.

Dans le but de réaliser une comparaison entre les courbes théoriques et expérimentales, nous avons estimé dans une première étape la position du substrat, l'évolution de la longueur de la zone désertée pour différentes valeurs du courant et de la température. Nous voyons apparaître là une première difficulté : même à température ambiante il faut évaluer l'évolution de la température au niveau du semiconducteur due à la variation de la puissance continue qui lui est appliquée ; par exemple ceci modifie sensiblement la vitesse des porteurs.

Figure 51a : F = 120 MHz

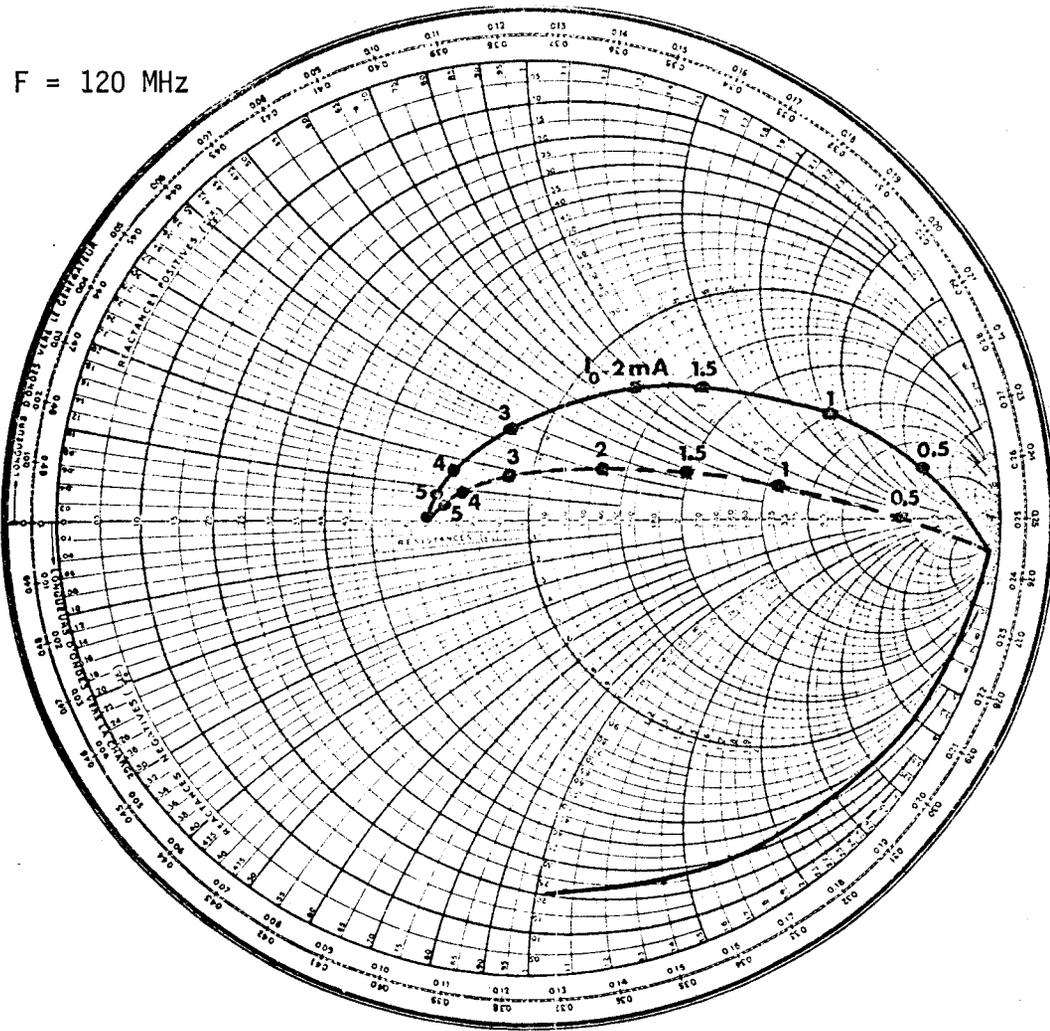


Figure 51 : Impédance d'une photodiode à avalanche en basse fréquence

Figure 51b : F = 500 MHz

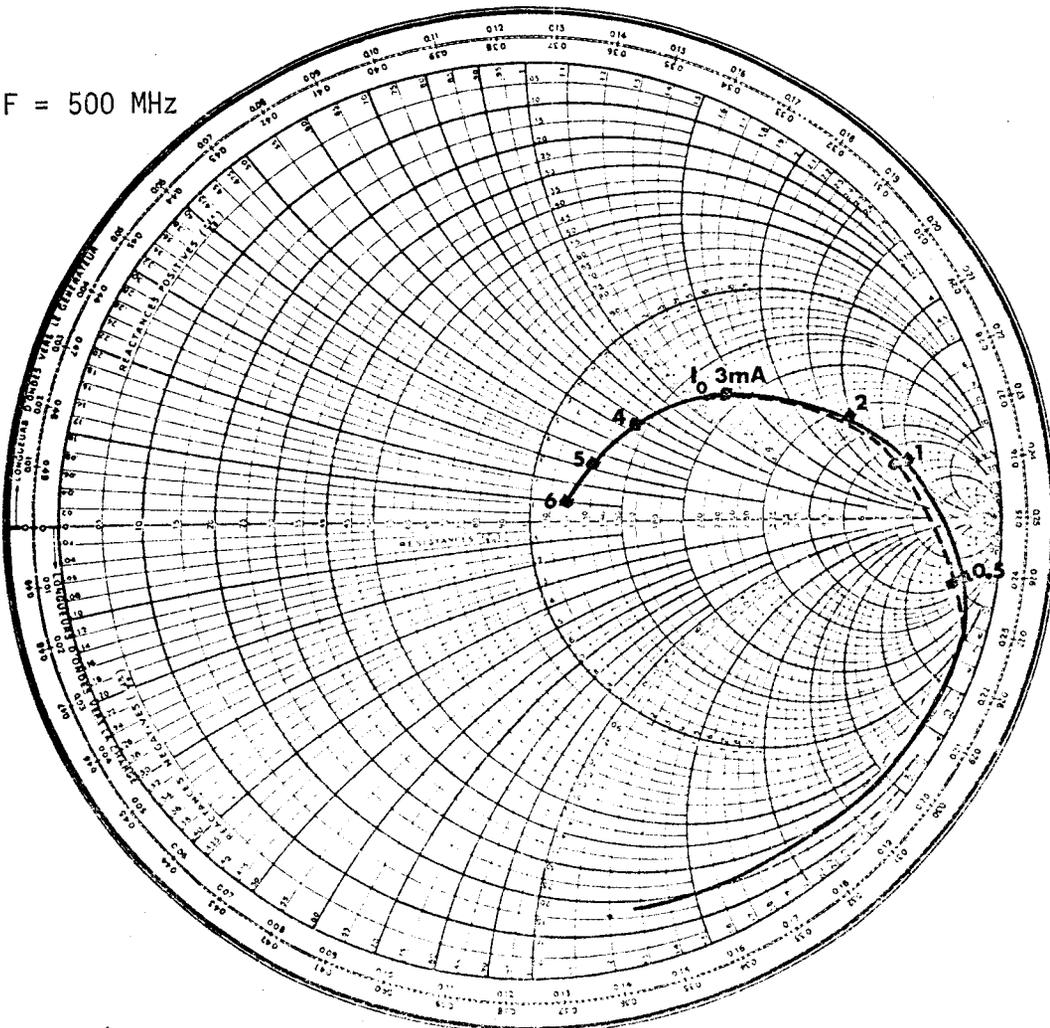


Figure 52

courbes expérimentales

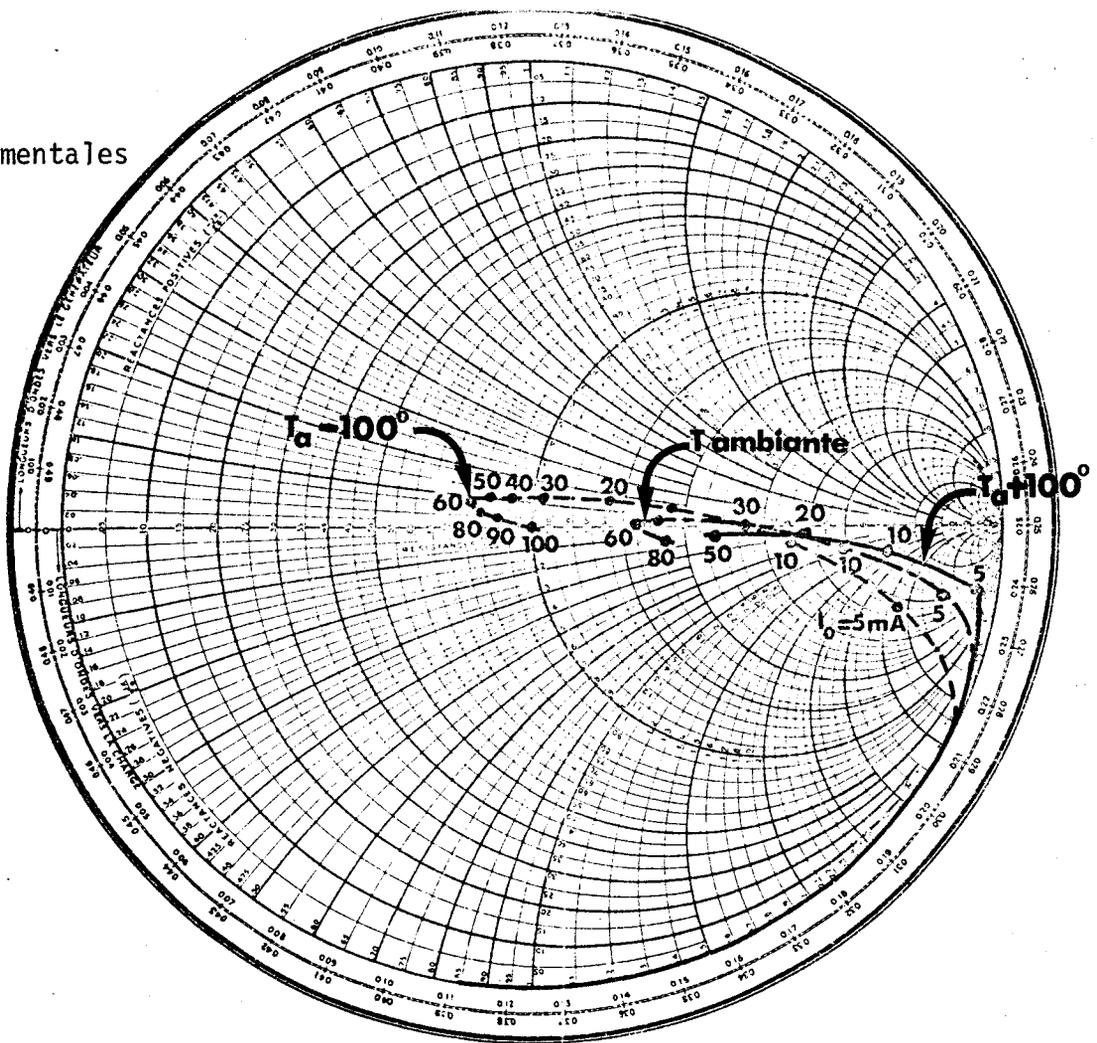
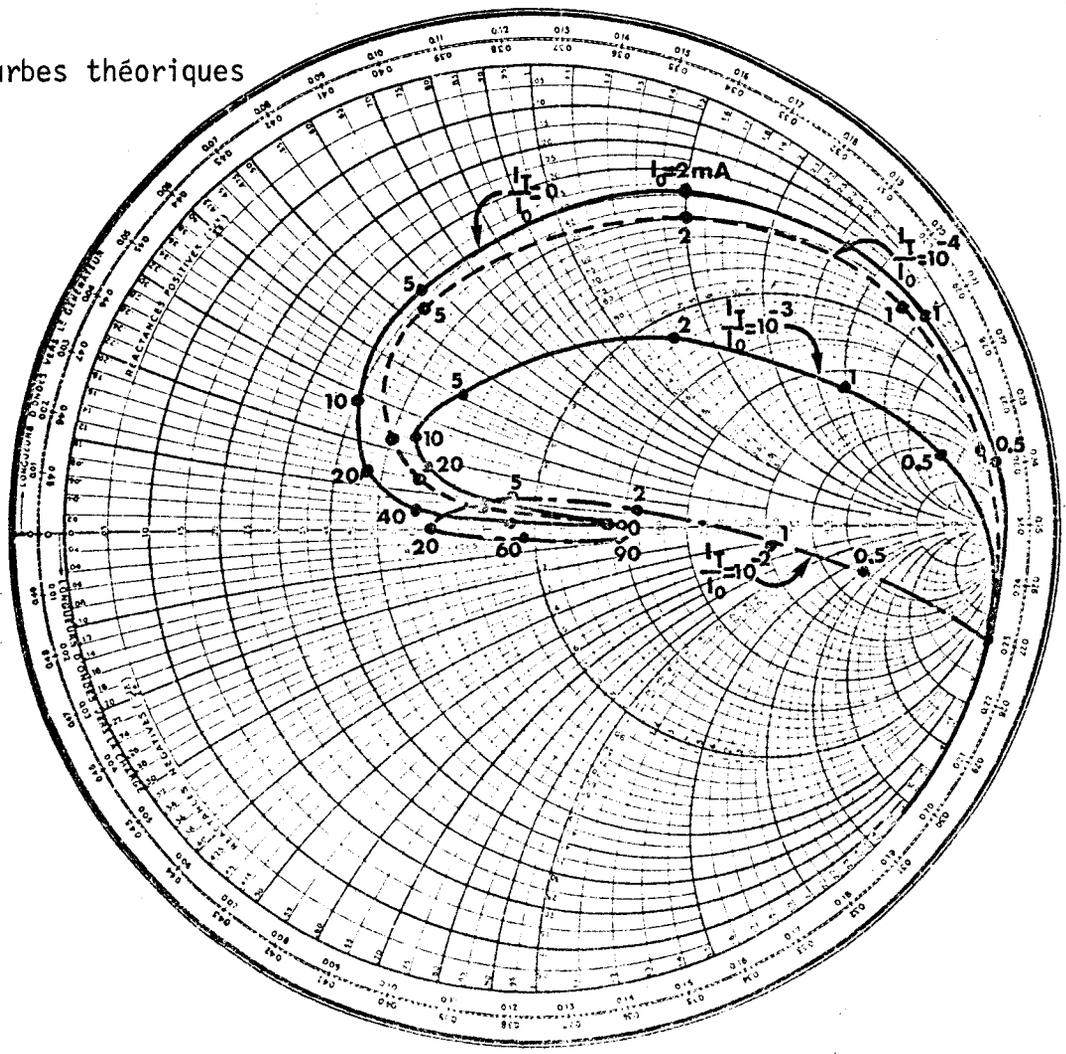


Figure 53 : Courbes théoriques



Nous avons mené ces calculs préliminaires, en nous basant sur de nombreuses données fournies par le L.E.P., sur les réseaux de caractéristiques I (V) de la diode en régime d'avalanche relevés pour différentes températures et surtout sur les cartes de champ déterminées à différentes températures grâce au calculateur analogique de PLAYEZ.

En utilisant les expressions II.23 et II.24, nous avons représenté l'évolution de l'impédance de la diode en fonction du courant à température ambiante, pour différentes valeurs du rapport $\frac{I_T}{I_0}$ et une fréquence de 500 MHz figure 53.

En comparant ces courbes théoriques à la courbe expérimentale obtenue à température ambiante, il apparaît que la diminution du taux de multiplication permet effectivement d'atténuer le passage brutal de la réactance de la diode du type capacitif au type selfique ; malheureusement la modification de M ne nous permet pas d'expliquer les valeurs élevées de la résistance observées expérimentalement pour les faibles courants de polarisation ($R_{exp} = 250 \Omega$ pour $I_0 \approx 10 \text{ mA}$ alors que $R_{théorique} \approx 30 \Omega$ pour $I_0 \approx 10 \text{ mA}$ quelle que soit la valeur de $\frac{I_T}{I_0}$).

La présence systématique de ce phénomène pour toutes les diodes étudiées nous a conduit à considérer à nouveau l'hypothèse d'une surface efficace S_{eff} nettement inférieure à la surface géométrique de la diode, lors de l'apparition du phénomène d'avalanche ; cette surface S_{eff} tendant vers S_0 pour les valeurs élevées du courant de polarisation [39], [19], [40].

Cette hypothèse se voit par ailleurs confirmée par l'étude de l'impédance de la photodiode. En effet, lors de la réalisation de ce dispositif on s'efforce de prévenir tout risque d'apparition de non uniformités (utilisation d'un anneau de garde etc...) et nous constatons que la résistance de la photodiode tend très vite vers la valeur de la résistance de charge d'espace

III.3.1.3 Hypothèse d'une surface non uniforme : influence sur l'évolution de l'impédance d'une diode A.T.T. en basse fréquence

A titre d'exemple, pour une variation empirique de la surface active de la 63 P, telle que $\frac{S_{eff}}{S}$ soit de 5 % pour un courant de 5 mA et tende vers 1 dès que I_0 atteint 40 mA nous donnons figure 54a l'évolution de l'impédance de la diode obtenue à température ambiante pour M infini, en conservant pour les différents paramètres les mêmes valeurs que pour la figure 53.

Figure 54 a

$$\psi = 90^\circ$$

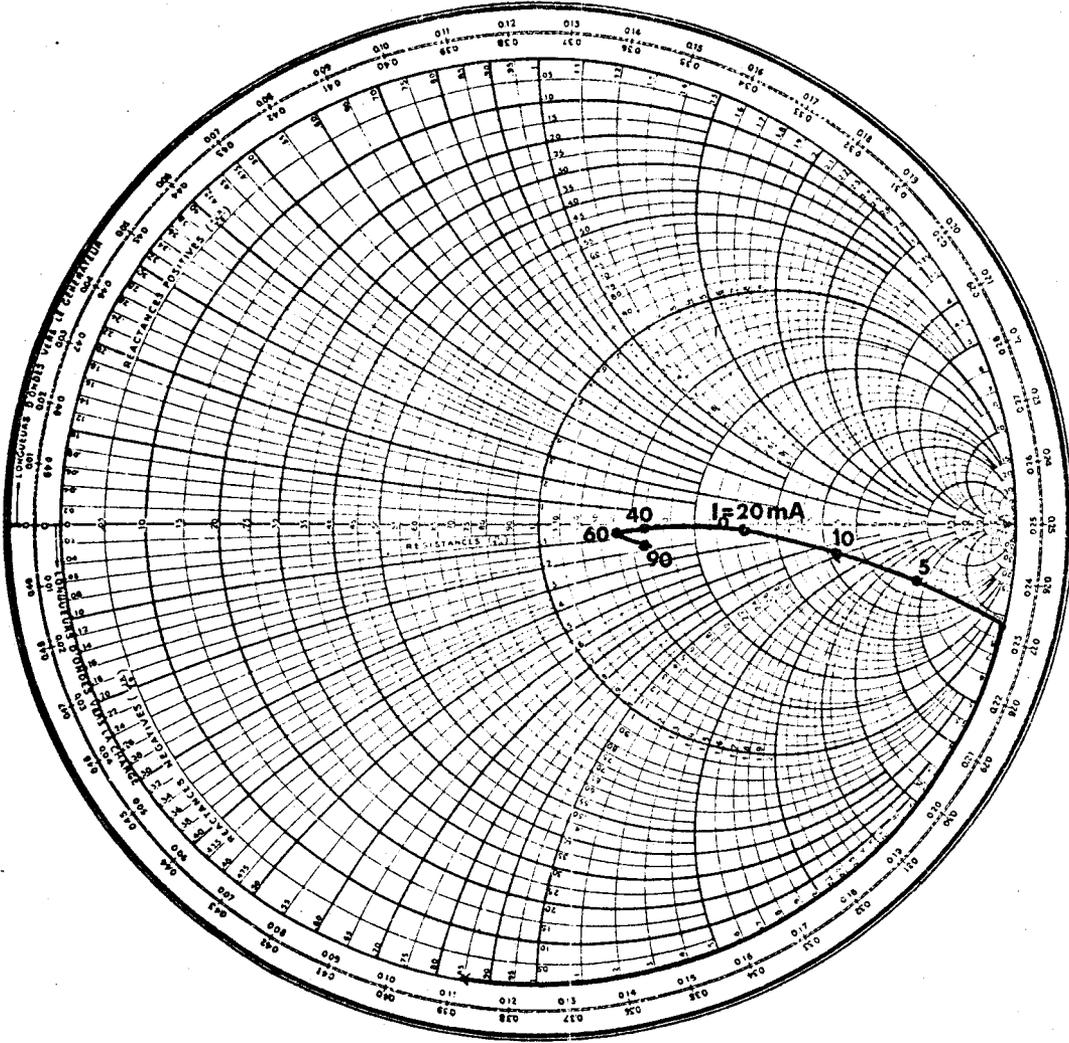
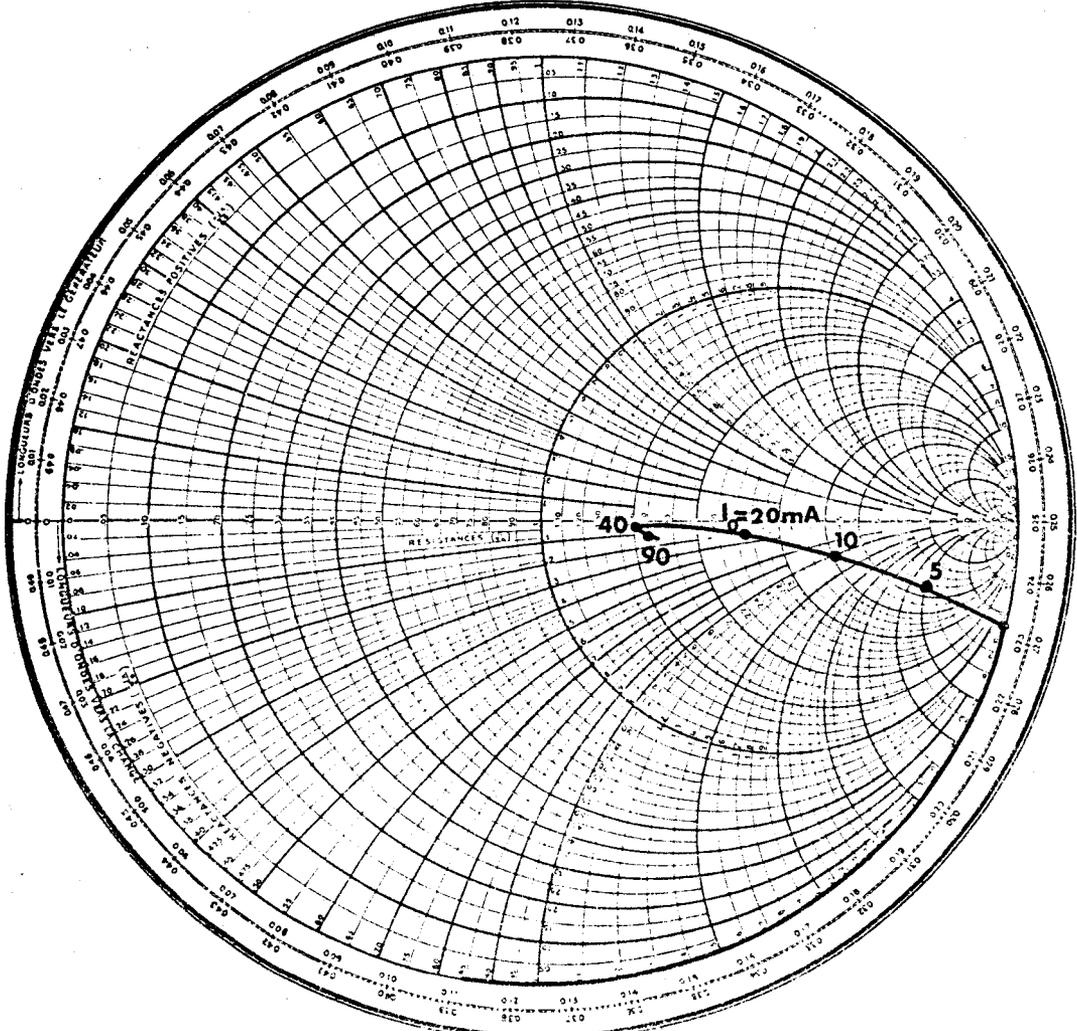


Figure 54 : Evolution de l'impédance de la 63 P en tenant compte d'une surface non uniforme

F = 500MHz

Figure 54 b

$$\psi = 50^\circ$$



En adoptant une valeur de M telle que $\Delta\psi$ soit de 40° , et en conservant la même loi de variation de surface, nous constatons, figure 54b, que l'influence d'une injection de porteurs par effet tunnel est alors totalement masquée par le phénomène de mise en avalanche progressive de la diode.

Enfin en utilisant la même évolution pour Se_{eff} , les modifications observées pour l'évolution de l'impédance, lorsque le semiconducteur est porté à différentes températures, s'expliquent facilement à partir des variations de la vitesse des électrons.

$I_o = 60 \text{ mA}$	T estimée de la diode	v estimée	Rapport des résistances (relevées sur la Fig 51)	Rapport des vitesses
T=Tambiante	350°K	$\sim 6,810^6 \text{ V/cm}$	$\frac{1,7}{2,2} = 0,77$	0,78
T=Tamb+ 100°	450°K	$\sim 5,310^6 \text{ V/cm}$		

En conséquence ces mesures d'impédance en basse fréquence qui possèdent l'avantage d'être peu sensibles à la présence du boîtier d'encapsulation ne pourront donc pas être utilisées dans le cadre de ce travail, compte tenu de l'hypothèse de l'évolution de la surface efficace de la diode.

III.3.2. Utilisation d'une méthode de mesure différentielle

Les résultats obtenus à partir des mesures d'impédance en régime linéaire basse fréquence s'avérant décevants nous avons eu recours à une méthode de mesure originale mise au point dans notre laboratoire [12]; dont nous allons à présent rappeler le principe.

III.3.2.1 Présentation de la méthode de mesure différentielle

D'une manière générale, la mesure de l'impédance d'une diode nécessite l'estimation préalable d'un certain nombre d'éléments parasites, qui traduisent l'influence du boîtier d'encapsulation, mais aussi celle de la cellule de mesure dans laquelle est montée la diode. La détermination de ces éléments exige de nombreux relevés expérimentaux souvent imprécis et fastidieux.

Cependant CASTELAIN [12] a récemment mis au point une méthode de mesure différentielle plus rapide et plus précise. Il montre, que le circuit vu par l'appareil de mesure (Analyseur de réseau H.P) peut être représenté par le schéma suivant.

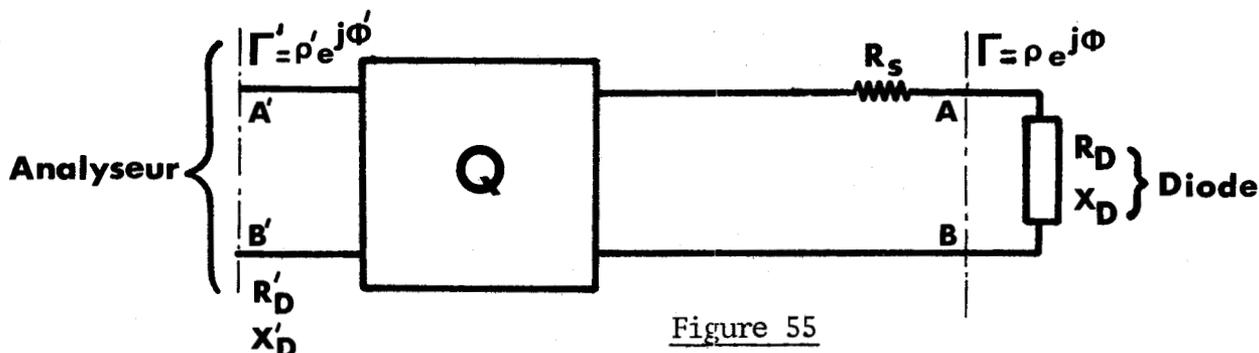


Figure 55

où Q est un quadripôle sans pertes correspondant aux éléments parasites du boîtier et de la cellule et R_s est une résistance de perte qui traduit l'influence de la résistance de la zone non désertée du semiconducteur et celle des pertes hyperfréquences de la cellule [41]

Si les variations, en module et en phase, du coefficient de réflexion Γ dans le plan de la diode ne sont pas trop importantes par rapport aux valeurs obtenues lorsque la diode est polarisée à avalanche, CASTELAIN montre que les variations des résistances et réactances, des modules et phases du coefficient de réflexion demeurent proportionnelles dans le plan de mesure et dans le plan de la diode.

$$\frac{\Delta R_D}{\Delta R'_D} = \frac{\Delta X_D}{\Delta X'_D} = \frac{\Delta \rho}{\Delta \rho'} = \frac{\Delta \phi}{\Delta \phi'} = k(\omega)$$

avec $\Delta R_D = R_D(U_0, I_0) - R_D(V_{av})$ etc...

En admettant que la mesure en basse fréquence (100 MHz) de la réactance de la diode fonctionnant en varactor, n'est pas perturbée par les éléments parasites, nous avons

$$X_D = -\frac{1}{C_D \omega} \approx X'_D$$

Il suffit alors de faire varier dans les mêmes conditions la réactance de la diode d'une quantité connue (déterminée en basse fréquence), et de mesurer aux fréquences de travail (bande X) la variation correspondante dans le plan de mesure A'B', pour déterminer le rapport de transformation k entre les plans AB et A'B'.

III.3.2.2 Définition du paramètre $\text{tg}\phi$; détermination de la variation de la phase d'injection $\Delta\psi$ à partir de $\text{tg}\phi$

En se basant sur ces hypothèses CASTELAIN a développé une méthode élégante pour estimer les variations de la phase d'injection $\Delta\psi$ à partir de la quantité $\text{tg}\phi = \frac{\Delta X'_D}{\Delta R'_D}$

En effet
$$\operatorname{tg}\phi = \frac{X'_D - X'_{Av}}{R'_D - R'_S} = \frac{X_D - X_{Av}}{R_D - R_S} \quad (\text{III.11})$$

dans ces expressions

- R_S est la résistance série qui traduit les pertes dans le substrat et dans la zone non désertée
- X_D et R_D correspondent respectivement à la réactance et à la résistance présentées par la diode pour un point de polarisation défini par (U_0, I_0) , alors que X_{Av} est la réactance de la diode à avalanche.
- X'_D, X'_{Av}, R'_D et R'_S sont les valeurs de ces paramètres ramenées dans le plan de mesure.

Dans le cas d'une émission de porteurs par avalanche $\operatorname{tg}\phi$ s'exprime uniquement en fonction des dimensions de la diode et de la fréquence

$$\operatorname{tg}\phi = \operatorname{tg}\phi_0 = \frac{\frac{\delta/w}{1-\delta/w} + \frac{\sin \theta}{\theta}}{1 - \cos \theta} \quad (\text{III.12})$$

avec
$$\theta = \frac{w-\delta}{v} \omega$$

Lorsqu'il existe une variation $\Delta\psi$ de la phase d'injection

$\psi = -\frac{\pi}{2} + \Delta\psi$ CASTELAIN montre que la quantité $\operatorname{tg}\phi$ s'écrit

$$\operatorname{tg}\phi = \frac{\operatorname{tg}\phi_0 - \frac{\sin \Delta\psi}{k_C - \cos \Delta\psi}}{1 + \operatorname{tg}\phi_0 \frac{\sin \Delta\psi}{k_C - \cos \Delta\psi}} \quad (\text{III.13})$$

où k_C représente le rapport entre le courant de conduction et le courant de déplacement défini au chapitre II :

$$k_C = \frac{I_0 \alpha' (\bar{E}_0) \cdot \delta}{\epsilon S \cdot \omega \cdot \tau_i}$$

Remarque : Alors que dans les autres paragraphes nous prenons la phase du courant de conduction pour référence, nous avons $\psi = \frac{\pi}{2}$ dans le cas de l'avalanche pure ; lorsqu'il existe une émission de porteurs par effet tunnel la phase d'injection s'écrit $\psi = \frac{\pi}{2} + \Delta\psi$ avec $\Delta\psi = -\frac{1}{\omega\tau_i} \frac{I_T}{I_0}$. CASTELAIN, par contre, considère une phase d'injection $\psi = -\frac{\pi}{2}$ dans le cas de l'avalanche pure en prenant la phase

du champ électrique comme référence.

Dans le paragraphe nous nous contenterons de reprendre les notations de CASTELAIN en posant par conséquent $\text{tg}\Delta\psi = \frac{1}{\omega\tau_i} \frac{I_T}{I_0}$ et $\psi = -\frac{\pi}{2} + \Delta\psi$

Lorsque k_c est très faible, ce qui se vérifie d'autant mieux que la fréquence est élevée et que le courant de polarisation est faible, l'expression III.13 devient

$$\text{tg}\phi = \frac{\text{tg}\phi_0 + \text{tg}\Delta\psi}{1 - \text{tg}\phi_0 \text{tg}\Delta\psi} = \text{tg}(\phi_0 + \Delta\psi) \quad (\text{III.14})$$

A partir de réseaux de courbes $X_D' = f(R_D')$, tels que celui de la figure 56 relevés pour différentes fréquences, le passage de $\text{tg}\phi$ par l'infini pour de faibles courants nous permet de déterminer la valeur de $\Delta\psi$ puisque nous avons alors

$$\text{tg}\Delta\psi = \frac{1}{\text{tg}\phi_0}$$

Ainsi la détermination de la variation de la phase d'injection à partir de cette méthode de mesure différentielle présente de nombreux avantages

- a) Il n'est pas nécessaire de caractériser le boîtier d'encapsulation pour accéder à la mesure de l'impédance de la pastille semiconductrice
- b) L'estimation des variations de la phase d'injection à partir de la mesure de $\text{tg}\phi$ se fait au voisinage de l'avalanche ($k_c \ll \cos \Delta\psi$), il suffit donc de connaître la vitesse des porteurs à température ambiante ; ceci élimine les erreurs liées à la détermination de la résistance thermique, et à celle de l'évolution de la vitesse des porteurs avec la température.
- c) Enfin $\text{tg}\phi_0$ peut être calculée assez précisément puisque la longueur W de la zone désertée à l'avalanche est déterminée à l'aide du calculateur analogique de PLAYEZ, tandis que l'épaisseur δ de la zone d'émission s'obtient à partir du dopage.

III.3.2.3 Application : Valeurs de $\Delta\psi$ obtenues à partir de la quantité $\text{tg}\phi$; discussions des résultats

En nous basant sur ces résultats nous avons déterminé les variations de la phase d'injection $\Delta\psi$ pour différentes diodes dont les caractéristiques

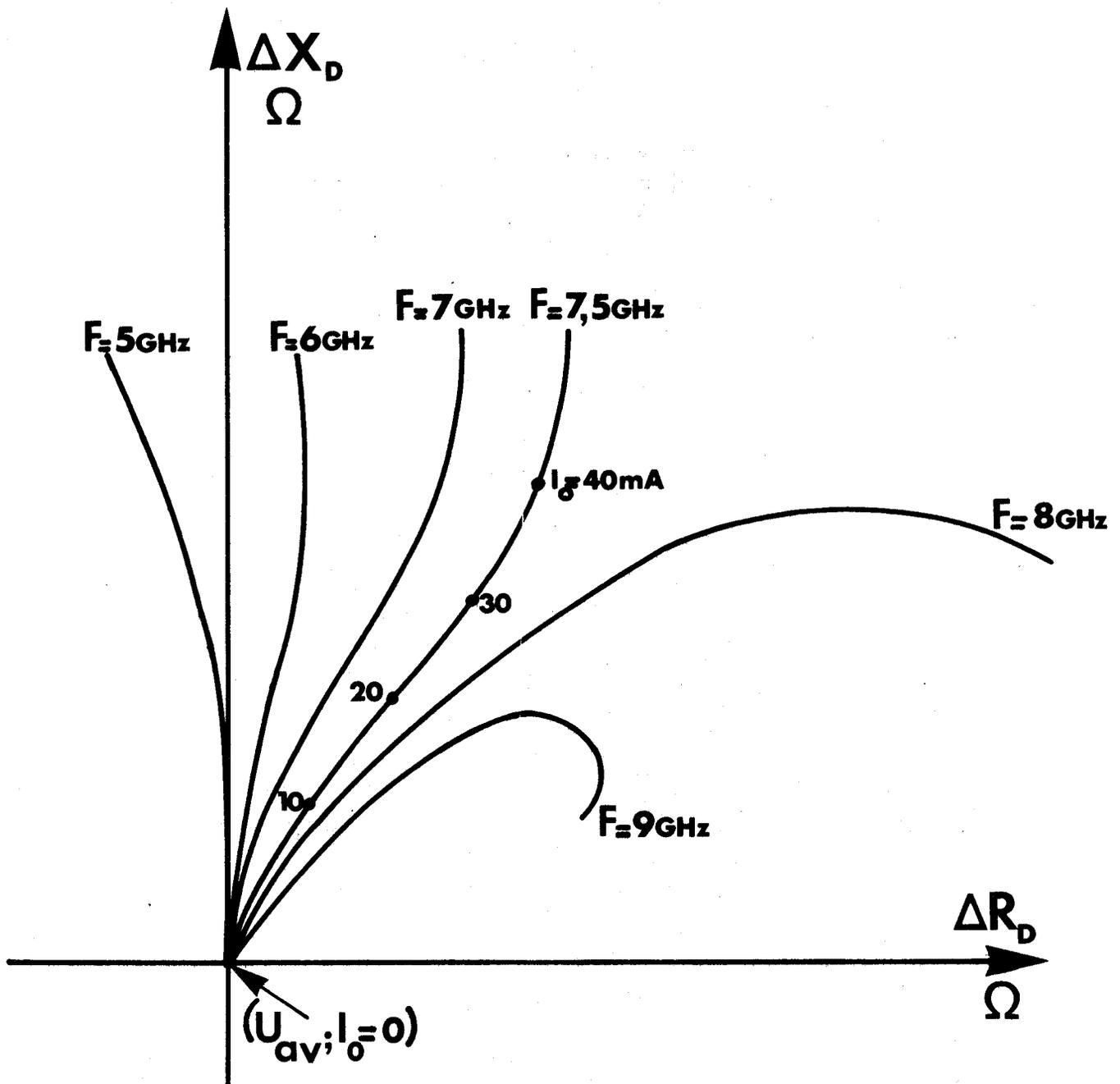


Figure 56 : Méthode différentielle : variations de l'impédance

sont résumées dans le tableau ci-dessous. Pour les calculs nous avons adopté une vitesse de $7,510^{-6}$ cm/s à température ambiante.

Diodes	58 PC	63 P	61 PC	75 P	78 P
N^+ At/cm ³	$2,410^{17}$	$1,510^{17}$	$1,510^{17}$	610^{16}	610^{16}
W_{av} (μ)	1,2	2,3	3,4	2,7	1,6
δ/W	510^{-2}	$7,510^{-2}$	$3,510^{-2}$	$8,510^{-2}$	$7,510^{-2}$
Freq \rightarrow tg $\phi \approx 0$	7 GHz	6	4	5	9
$\Delta\psi^\circ$	$\sim 20^\circ$	$\sim 30^\circ$	$\sim 30^\circ$	$\sim 30^\circ$	$\sim 30^\circ$

Ces résultats nous amènent à formuler une remarque importante ; si nous reprenons l'expression de $\Delta\psi$ en régime linéaire

$$\text{tg } \Delta\psi = \frac{1}{\omega\tau_i} \frac{I_{T0}}{I_0} \approx \frac{3v}{\omega\delta} \cdot \frac{1}{M}$$

où M représente le taux de multiplication défini précédemment. En admettant que le taux de multiplication typique pour les faibles courants varie de 10^2 à 10^3 à température ambiante, nous obtenons les valeurs suivantes de $\Delta\psi$ pour les diodes étudiées.

Diodes		58 P	63 P	61 PC	75 P	78 P
$M=10^3$	$\Delta\psi^\circ$	5	2	4	2	2
$M=10^2$	$\Delta\psi^\circ$	40	20	35	17	18

La comparaison de ces résultats avec les valeurs déterminées expérimentalement semble justifier un taux de multiplication plus proche de 100.

Cependant, en tenant compte de l'hypothèse d'une surface efficace en avalanche inférieure à la surface électrostatique pour les faibles courants, nous ne pouvons plus négliger k_c devant $\cos \Delta\psi$ lors du calcul de tg ϕ

puisque k_c varie proportionnellement à $\frac{I_0}{S_0^2}$. Les valeurs de $\Delta\psi$, telles que $\text{tg}\phi$ tende vers l'infini vérifient alors l'équation

$$-k_c + \cos \Delta\psi = \text{tg}\phi_0 \sin \Delta\psi \quad (\text{III.15})$$

La résolution de cette équation pour des valeurs choisies arbitrairement du rapport $(\frac{S_{\text{eff}}}{S_0})$, nous donne pour la 63 P les résultats suivants pour un courant de l'ordre de 10^{-1} mA.

S_{eff}/S_0	100 %	10 %	5 %	2,5 %
$\Delta\psi$	30°	20°	15°	4°
M	60	100	130	500

Remarque : Notons que la capacité, qui apparait lors de l'hypothèse d'une surface ($S_0 - S_{\text{eff}}$) non active, peut être considérée constante pour de faibles variations de courant, ce qui ne perturbe pas la mesure différentielle.

Nous constatons ainsi que les valeurs obtenues pour $\Delta\psi$, à partir de la mesure de $\text{tg}\phi$, sont extrêmement sensibles à la valeur adoptée pour la surface efficace à faibles courants ; les diodes que nous étudions étant prévues pour fonctionner en bande X, la mesure de $\text{tg}\phi$ devra toujours être réalisée pour des courants très faibles afin de minimiser k_c . Ainsi cette méthode de détermination s'avère-t-elle d'un emploi délicat pour l'étude de nos structures, puisque pour de tels courants nous nous heurterons systématiquement au problème de la détermination de la surface effectivement en avalanche.

III.3.2.4 Estimation de l'injection par effet tunnel à partir des mesures de résistances négatives effectuées en bande X en appliquant la méthode différentielle

Lors de l'étude analytique du fonctionnement d'une diode A.T.T. en régime d'avalanche, paragraphe II.3.2., nous avons mis en évidence l'influence du rapport $\frac{I_T}{I_0}$ sur l'évolution à courant constant de la résistance négative en fonction de la fréquence.

Nous allons à présent utiliser ce procédé d'investigation pour déterminer l'importance de l'injection de porteurs par effet tunnel dans nos structures ;

en effet, cette méthode d'étude à fréquence variable et courant constant présente de nombreux avantages.

- a) Les dimensions de la diode, la température de fonctionnement et la vitesse des porteurs sont constantes : ceci minimise à nouveau les erreurs liées à la connaissance de la résistance thermique et à celle de la variation de la vitesse avec la température.
- b) la comparaison des courbes expérimentales et théoriques obtenues avec $\frac{I_T}{I_0}$ comme paramètre est d'autant plus justifiée que nous travaillons à température et champ constants
- c) Pour un courant suffisamment élevé nous sommes assurés d'avoir $\frac{S_{eff}}{S_0}$ voisin de 1. Cependant le choix de I_0 est aussi conditionné par le fait que les variations du coefficient de réflexion Γ , en module et en phase, par rapport à sa valeur à l'avalanche ne doivent pas être trop importantes afin que la méthode différentielle demeure applicable.

En tenant compte de ces remarques nous avons étudié les variations, en fonction de la fréquence, de la résistance négative d'une diode de la série 67 P pour $I_0 = 70$ mA, figure 57.

La comparaison avec les courbesthéoriques montrent que le rapport $\frac{I_T}{I_0}$ est de l'ordre de $2,510^{-2}$ ce qui correspond à un taux de multiplication de 50.

Ce taux de multiplication est logiquement plus faible que ceux prévus au voisinage de l'avalanche, puisque la température de la barrière est passée de 300°K à 400°K . En utilisant les expressions de PADOVANI et STRATTON ceci correspond à une hauteur de barrière de 0,83 eV.

La comparaison de ce résultat avec la valeur de 0,9 eV fréquemment publiées pour une barrière P_t nAsGa s'avère relativement satisfaisante compte tenu de la diminution de la hauteur de barrière en présence de champs aussi élevés ; il ne faut cependant pas négliger les incertitudes liées à la précision des mesures, à la validité des expressions de PADOVANI et STRATTON mais aussi à l'évolution de principaux paramètres avec la température (vitesse, taux d'ionisation...).

Signalons enfin que pour ces valeurs élevées de courant il existe une inhomogénéité dans la répartition latérale de la densité du courant [21]

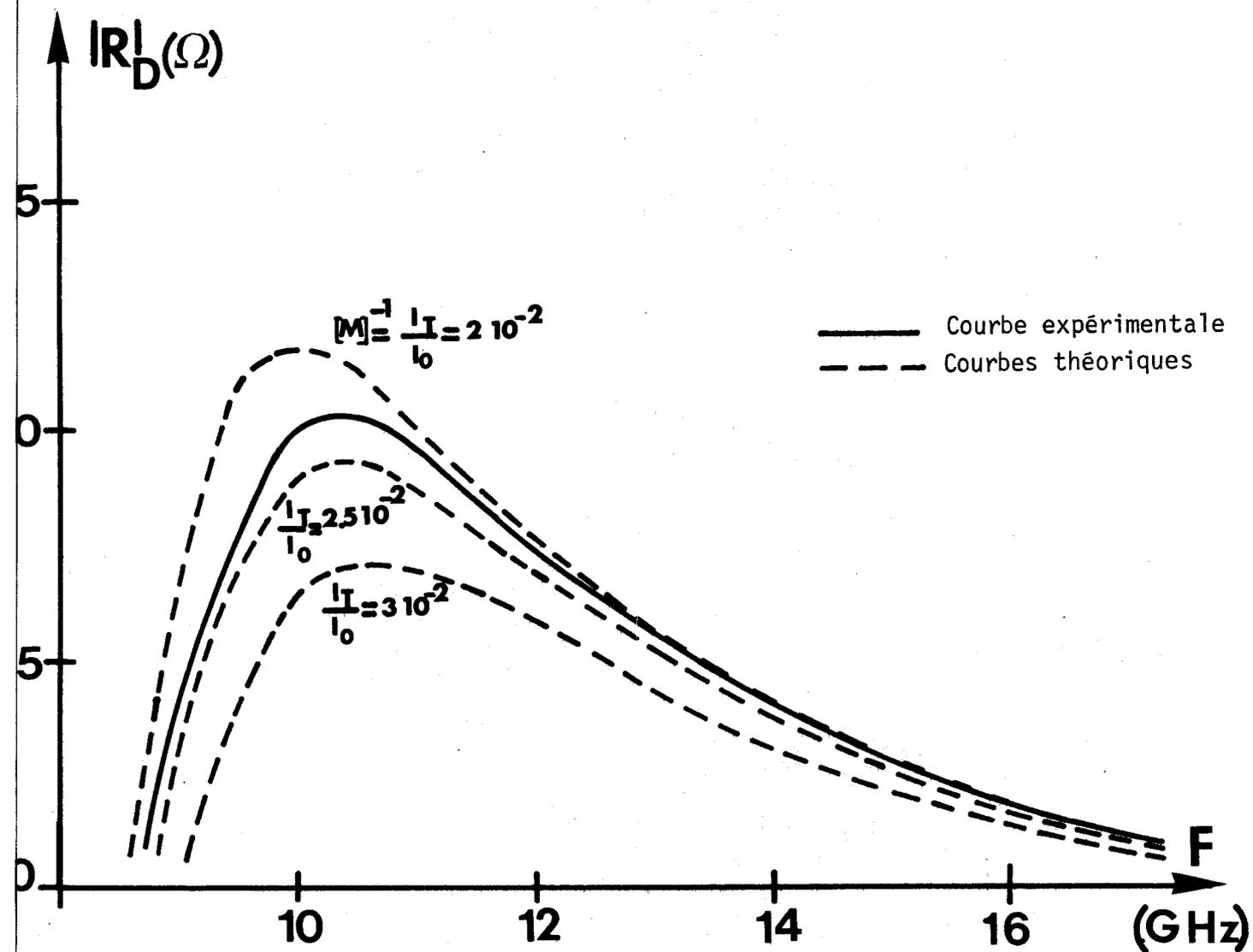


Figure 57 : Evolution du module de la résistance négative en fonction de la fréquence pour une diode de la série 67 P ($W = 3,2 \mu$; $S = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$; $I_0 = 70 \text{ mA}$; $T = 390^\circ\text{K}$; $[k_C] = 0,5$; 10 GHz)

qui peut également perturber l'estimation, du courant tunnel, que nous venons d'effectuer à partir de l'évolution fréquentielle de la résistance négative de la diode relevée à courant constant.

Ainsi au cours de ces tentatives de mise en évidence expérimentale d'une injection de porteurs par effet tunnel avons-nous rencontré un certain nombre de difficultés liées essentiellement à la relative complexité des structures étudiées.

Il semble néanmoins que nous puissions arriver à une estimation satisfaisante des caractéristiques de l'injection par effet tunnel en sélectionnant les méthodes et les conditions de mesure.

Tel est le cas des caractéristique $R_D = F(\text{freq})$ relevées à I_0 constant, pour lesquelles le taux de multiplication de l'ordre de 50, en régime petit signal pour une température de 400°K, est relativement satisfaisant compte tenu de l'abaissement de la hauteur de barrière qui intervient pour des champs élevés ($\phi_B \approx 0,85$ eV)

Cependant la complexité des phénomènes mis en jeu rend l'étude en régime non linéaire encore plus délicate, c'est pourquoi nous nous contenterons de vérifier que les résultats théoriques et expérimentaux en régime non linéaire, présentent des types d'évolution et des ordres de grandeur comparables, pour des valeurs raisonnables des différents paramètres, sans prétendre réaliser ainsi une étude quantitative des caractéristiques de l'injection par effet tunnel.

III.4 ETUDE EN REGIME NON LINEAIRE

Pour réaliser une étude en régime grand signal, la méthode classique consiste à relever les caractéristiques de la diode fonctionnant en régime d'oscillation libre ; malheureusement pour le type d'étude que nous avons entrepris le fonctionnement en oscillation libre présente un certain nombre d'inconvénients.

Tout d'abord les réglages ne sont pas très souples et il est malaisé de fixer les caractéristiques de fonctionnement, telle que la fréquence ; par ailleurs les mesures réalisées ne nous renseignent que sur la puissance et le rendement utiles, qui tiennent compte notamment des pertes de la cellule de mesure, et non sur les caractéristiques de fonctionnement de la diode elle même.

Enfin nous avons vu que le programme numérique utilisé pour l'étude théorique en régime non linéaire, était peu adapté à la simulation de fonctionne-

ments en oscillation libre

Ces différentes considérations nous ont amenés à utiliser, en non linéaire, une méthode de mesure en régime forcé mis au point dans notre laboratoire [41].

III.4.1. Etude expérimentale en régime forcé

Cette méthode repose sur l'utilisation de l'analyseur de réseau HEWLETT PACKARD et de la méthode de mesure différentielle déjà utilisée en linéaire, dans ce cas l'analyseur de réseau présente cependant une configuration différente

En effet compte tenu de la valeur du coefficient de réflexion ($\rho > 1$) et de la puissance que l'on veut appliquer à la diode, ceci nécessite l'utilisation d'atténuateurs étalonnés dans les voies test et référence de l'échantillonneur et de coupleurs directifs extérieurs.

Le banc de mesure utilisé est représenté figure 58 ; signalons que cette méthode a donné des résultats bien corrélés avec les mesures de puissance en oscillation libre [41]

III.4.1.1 Mesure du coefficient de réflexion et de l'impédance de la diode

De même que pour l'étude en régime linéaire il est nécessaire d'étalonner la sensibilité du système (évaluation des rapports $\frac{\Delta R'}{\Delta R}$ et $\frac{\Delta X'}{\Delta X}$) à partir de la capacité BF présentée par la diode fonctionnant en varactor ; cet étalonnage est réalisé en injectant un signal hyperfréquence très faible.

III.4.1.2 Evaluation de la puissance émise P_E et de la tension hyperfréquence

On réalise ensuite l'étalonnage en puissance du banc, afin de déterminer la puissance incidente P_i sur la diode. Il suffit pour cela, de placer un bolomètre à la place de la diode et d'étalonner le bolomètre A, en fonction des indicateurs du premier bolomètre.

La puissance émise par la diode s'exprime alors par la relation

$$P_E = P_i (\rho^2 - 1) \quad (\text{III.16})$$

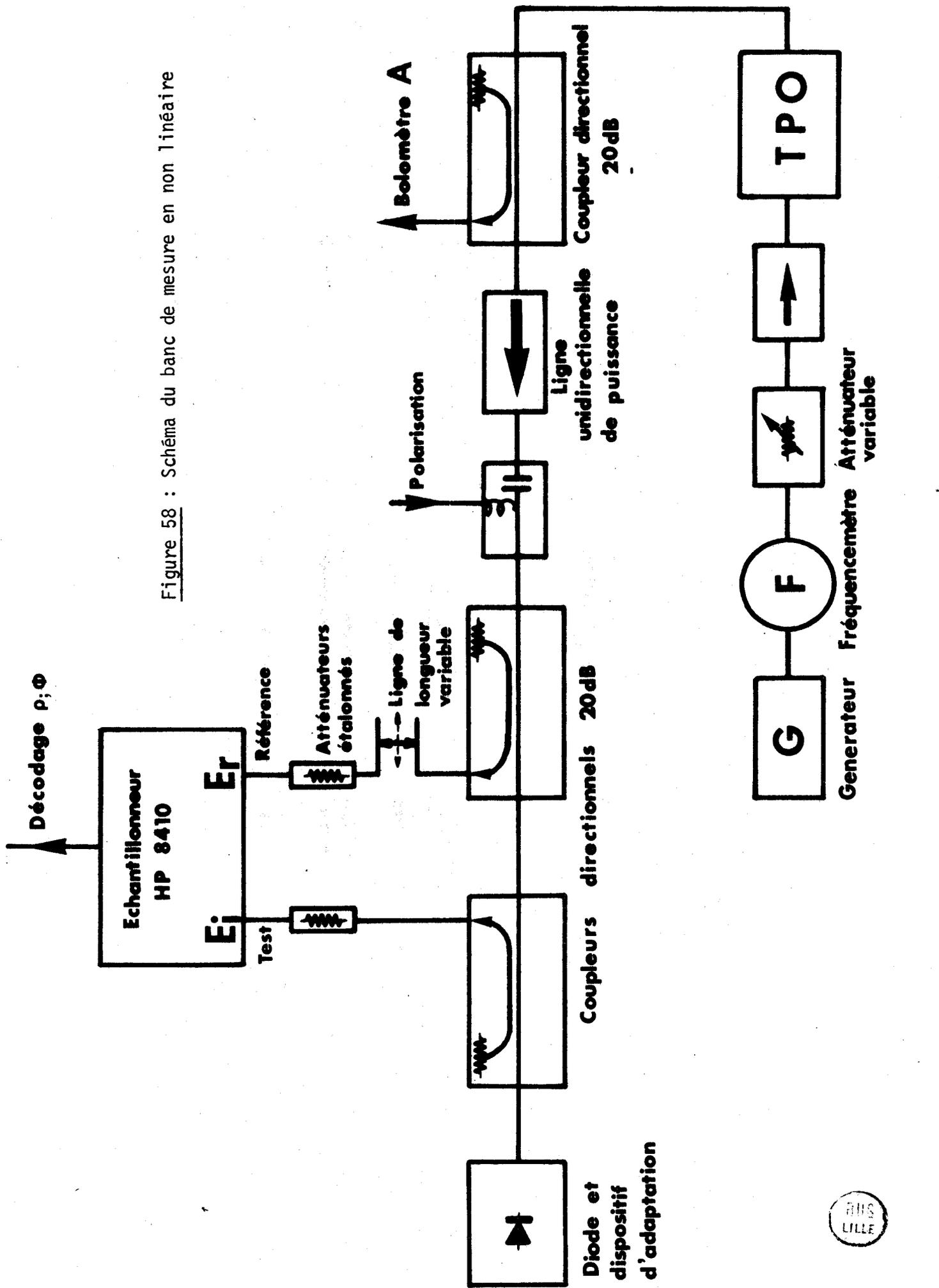


Figure 58 : Schéma du banc de mesure en non linéaire

En associant ce résultat aux mesures d'impédance il est possible de déterminer l'amplitude V_{HF} de la tension hyperfréquence :

$$V_{HF} = \sqrt{\frac{2 P_E (R_D^2 + X_D^2)}{|R_D|}} \quad (III.17)$$

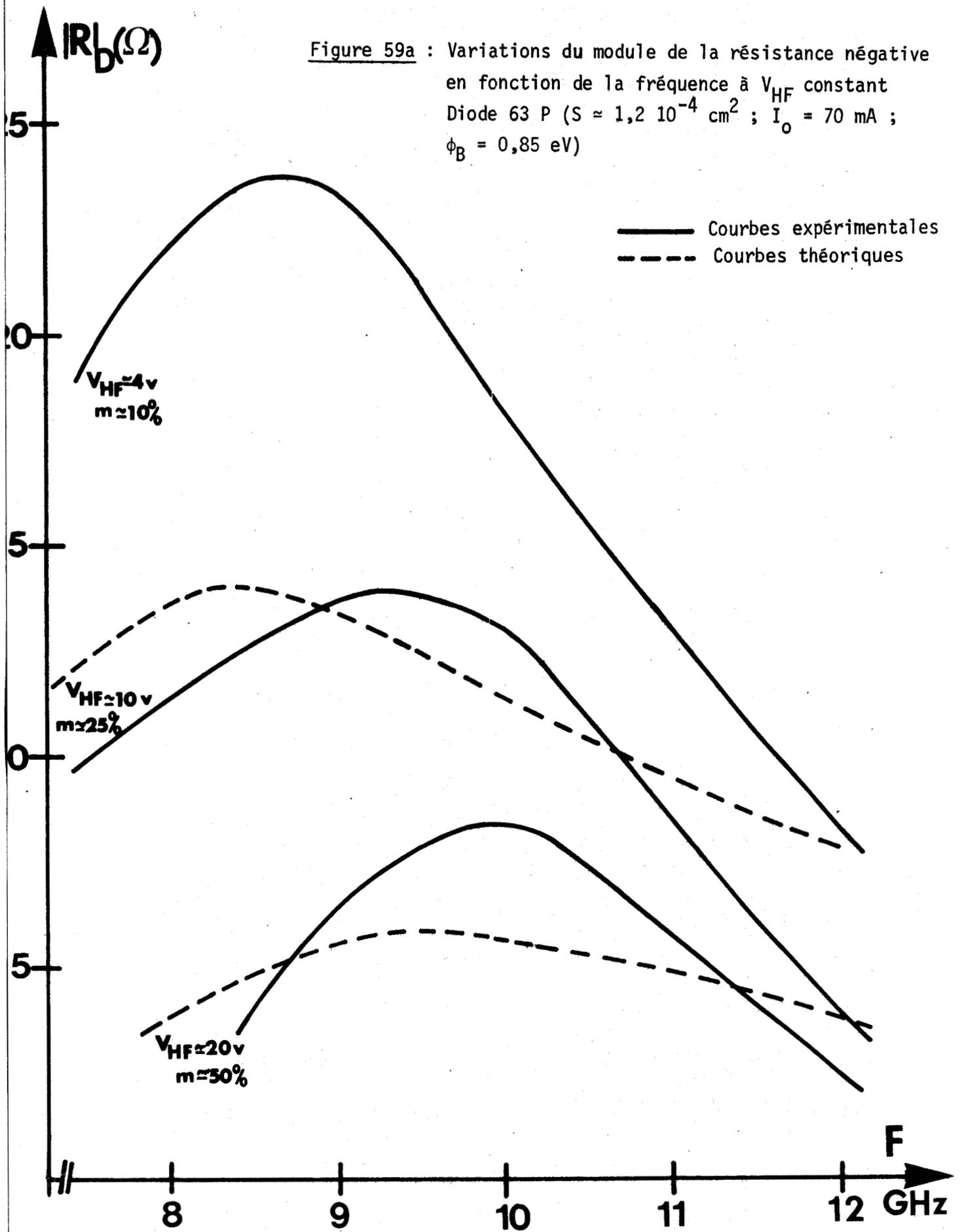
Ainsi pour un fonctionnement caractérisé par le point de polarisation (U_o, I_o) et pour un signal d'amplitude V_{HF} , il nous est possible de déterminer R_D , P_E et par conséquent le rendement η_E

III.4.2. Comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux en régime non linéaire

III.4.2.1 Evolution fréquentielle de la résistance négative à courant constant pour différentes valeur du niveau hyperfréquence

Pour une diode de la série 63 P nous avons représenté, figure 59, l'évolution de la résistance négative à courant constant en fonction de la fréquence pour différentes valeurs du niveau hyperfréquence, correspondant à des taux de modulation de l'ordre de 10, 25 et 50 %. Ces courbes mettent en évidence l'augmentation de la fréquence optimale lorsque le niveau hyperfréquence croît ; ceci s'explique essentiellement par la diminution du retard de phase d'injection liée à la présence d'une injection de porteurs par effet tunnel puisque la variation due au terme $\frac{d^2\alpha}{dE^2}$ est négligeable pour l'AsGa [14]

Cependant dans notre modèle théorique, la valeur \bar{E}_{ao} du champ dans la zone d'émission ayant été définie par la relation $\bar{E}_{ao} \delta = 1$, pour réaliser la comparaison des résultats théoriques et expérimentaux nous avons corrigé cette valeur par un facteur multiplicatif de 1,3 pour le calcul du courant tunnel ; pour la gamme de dopages considérée ce coefficient traduit la relation entre le champ E_M à l'interface métal semiconducteur et le champ \bar{E}_{ao} . Dans ces conditions la comparaison entre les courbes expérimentales et théoriques, s'avère relativement satisfaisante en adoptant une hauteur de barrière de 0,85 eV. Précisons que le choix de cette valeur de ϕ_B a été réalisé par élimination : pour des hauteurs de barrière de 0,9 et 0,95 eV l'influence du courant tunnel sur l'évolution de la résistance négative est en effet nettement insuffisante, en particulier en linéaire.



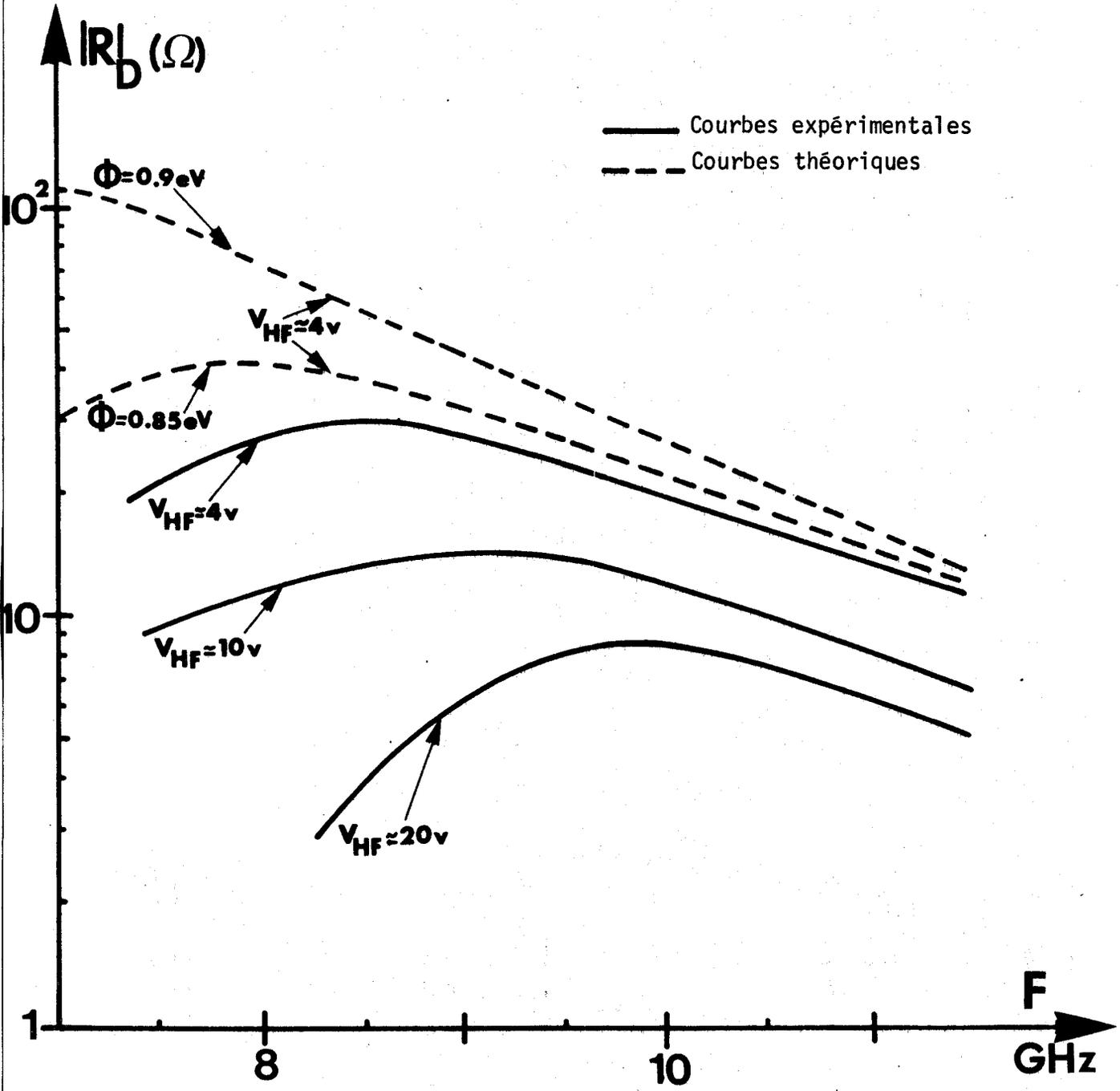


Figure 59b : Variations du module de la résistance négative
 en fonction de la fréquence à V_{HF} constant
 Diode 63 P ($S \approx 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$; $I_0 = 70 \text{ mA}$)



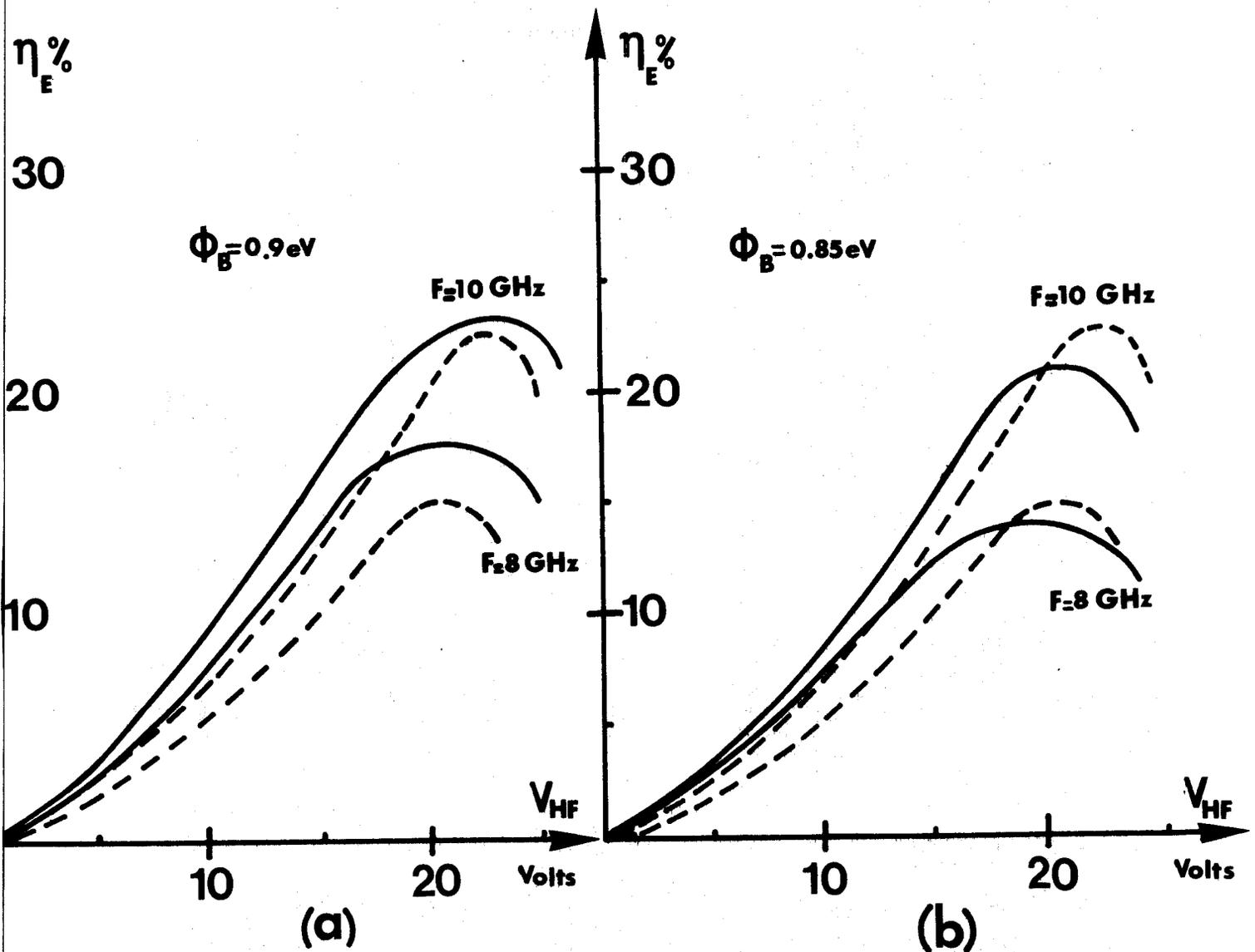
III.4.2.₂ Evolutions du rendement et de l'effet de redressement en fonction de V_{HF} (régime forcé)

Nous avons représenté figures 60 et 61, l'évolution du rendement et de l'effet de redressement en fonction de l'amplitude de la tension hyperfréquence pour deux fréquences de 8 et 10 GHz et une hauteur de barrière de 0,85 et 0,9 eV. L'évolution de ces courbes s'avère ici moins sensible au choix de la valeur de ϕ_B que ne l'est celle de la résistance négative. Signalons cependant que ces caractéristiques n'ont pu être relevées pour les conditions optimales de fonctionnement afin de demeurer dans les limites d'application de la méthode différentielle ; ainsi cette diode a présenté en régime d'oscillation libre un rendement utile de 27 % pour une fréquence de 12,5 GHz et un courant de 200 mA. De plus ces mesures en régime d'oscillation forcée ne permettent pas de différencier les effets liés à l'injection de porteurs par effet tunnel de ceux relatifs aux variations de température ; c'est pourquoi nous avons été amenés à utiliser une méthode de mesure par impulsions que nous allons à présent décrire.

III.4.2.₃ Détermination de l'effet de redressement à partir de mesures en impulsions

Le temps d'établissement des variations de température est lié à la constante de temps thermique de la diode qui est supérieure à la microseconde [13]. Pour que ces variations de température ne soient pas repercutées sur le fonctionnement de la diode nous avons utilisé une méthode de mesure en impulsions ; dans ce but le signal hyperfréquence n'est appliqué sur la diode que durant un temps inférieur à la constante de temps thermique ; la diminution de la tension de polarisation en présence du signal HF n'est alors imputable qu'à l'influence du courant tunnel. En fait le signal HF est ici modulé "par tout ou rien" par des impulsions, ayant une durée de 1 μ s et une période de récurrence de 100 μ s, par l'intermédiaire d'un modulateur à diode PIN ; le schéma de principe de ce montage est représenté figure 62.

Bien que les résultats obtenus soient probants, leur exploitation demeure délicate car il est difficile de préciser le niveau hyperfréquence existant aux bornes de la diode pour ces conditions de fonctionnement.



——— Courbes théoriques
 - - - Courbes expérimentales

Figure 60 : Comparaison des courbes théoriques et expérimentales : Variations du rendement en fonction de l'amplitude V_{HF} du signal hyperfréquence
 (Diode de la série 63 P ; $S \approx 1,7 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$;
 $N_1 = 1,5 \cdot 10^{17} \text{ At/cm}^3$; $I_0 = 70 \text{ mA}$; $R_{th} = 25^\circ/\text{W}$)



$$\Delta U = U_o^*(I_o; V_{HF}) - U_o(I_o)$$

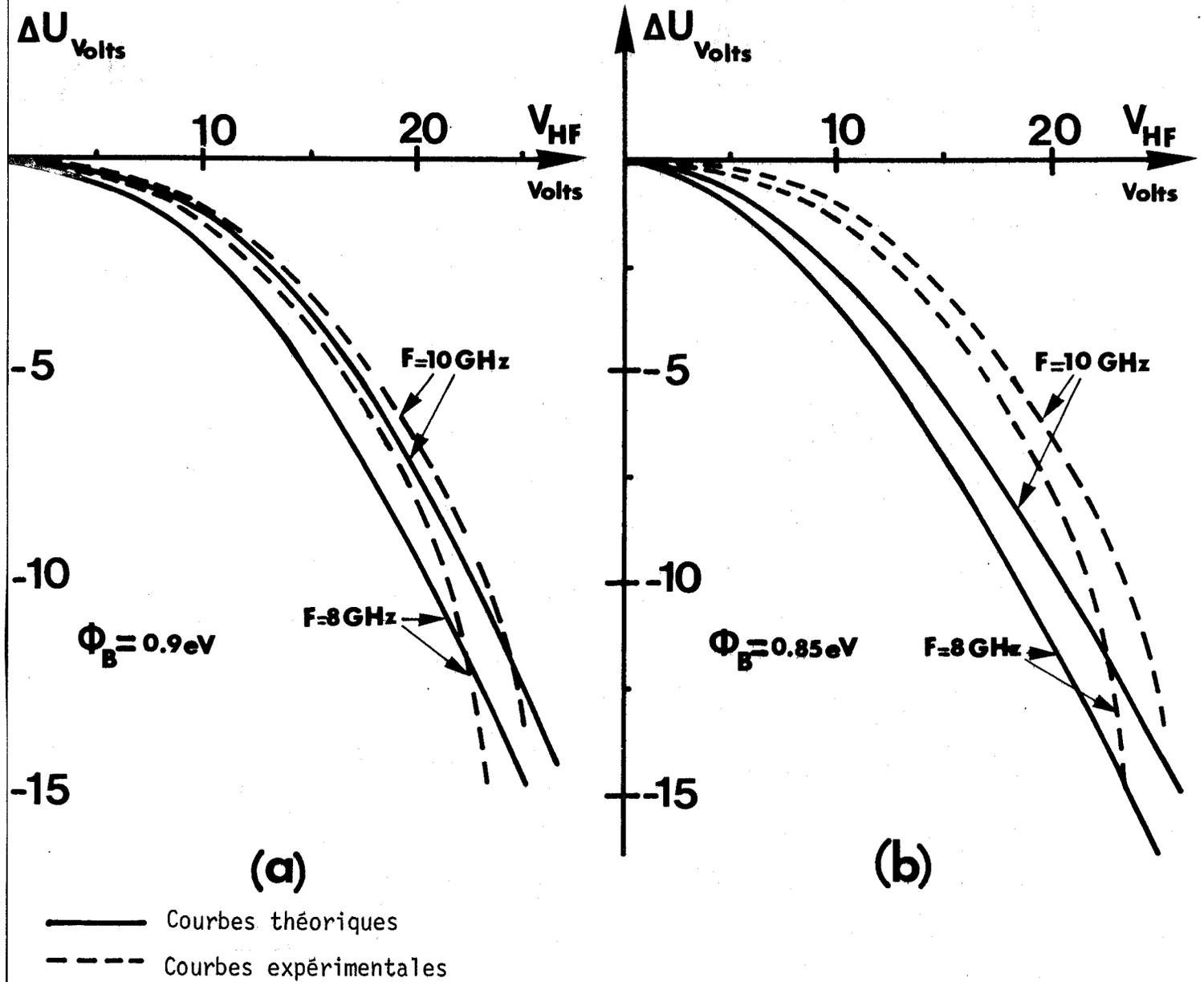


Figure 61 : Comparaison des courbes théoriques et expérimentales : effet de redressement en fonction de l'amplitude V_{HF} du signal hyperfréquence (Diode de la série 63 P ; $S \approx 1,7 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$; $N_1 = 1,5 \cdot 10^{17} \text{ At/cm}^3$; $I_o = 70 \text{ mA}$; $R_{th} = 25^\circ/\text{W}$)

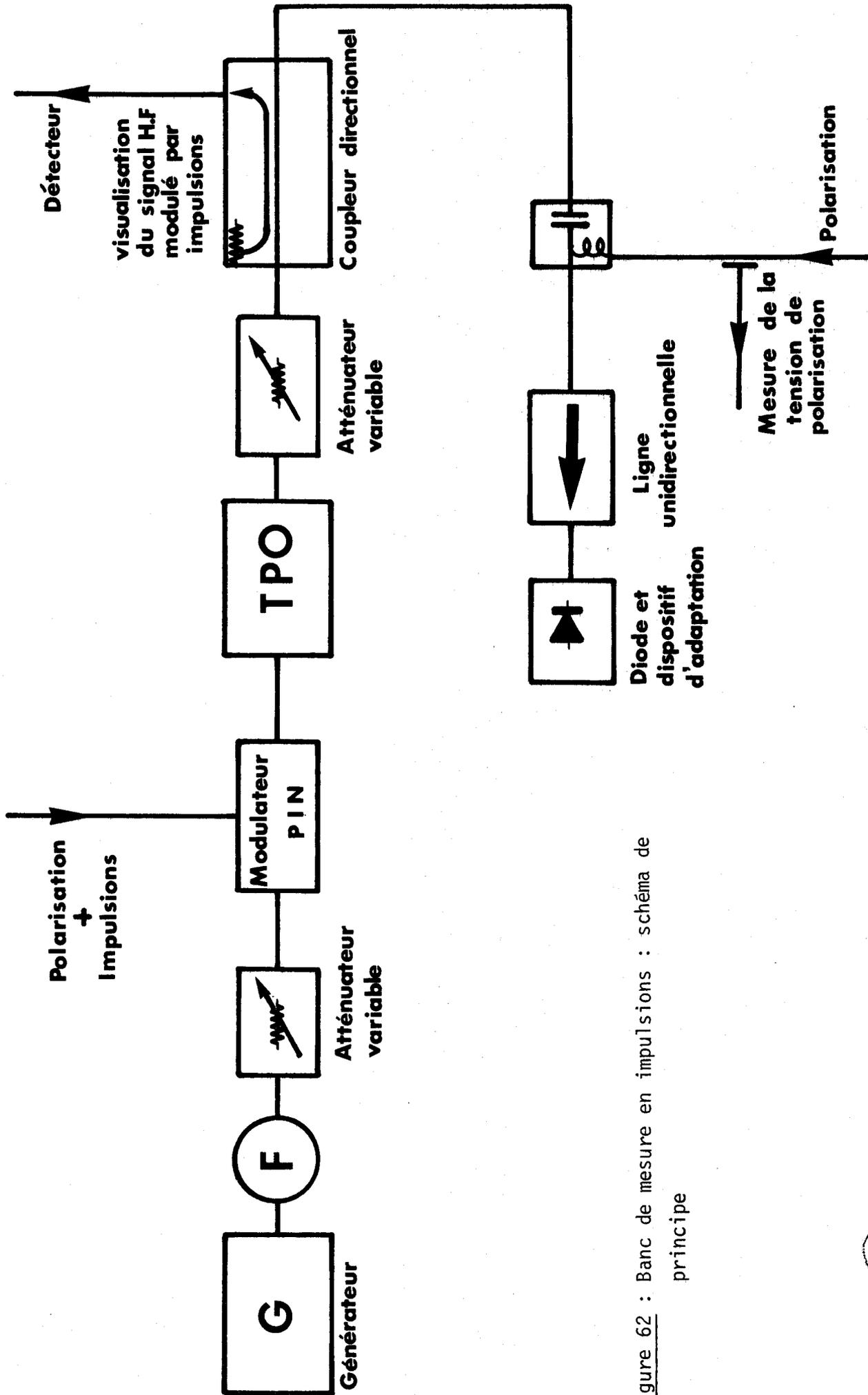


Figure 62 : Banc de mesure en impulsions : schéma de principe



Ainsi pour caractériser l'effet de redressement nous avons considéré, en première approximation, que la puissance émise par la diode variait peu entre le régime de fonctionnement en impulsion et le régime de fonctionnement continu, pour une valeur identique de la puissance incidente ; il est alors possible d'estimer séparément la valeur de l'effet de redressement, et la variation ΔU due aux effets thermiques en procédant à une mesure en deux temps.

- a) la diode est soumise au signal H.F. modulé par des impulsions et l'on obtient l'effet de redressement ΔU_{red}
- b) pour le même niveau hyperfréquence, la diode est soumise de façon continue au signal H.F et l'on relève la variation ΔU_{totale} de la tension de polarisation.

On obtient ainsi, par différence, la valeur de la variation de tension ΔU_{th} liée aux effets thermiques ; il est alors possible d'estimer la valeur de la puissance émise à partir de la relation [19]

$$P_E = \frac{\Delta U_{\text{th}}}{\beta R_{\text{th}}} \approx \frac{\Delta U_{\text{th}} (U_0 + R_D I_0)}{(R_D - R_C)} \quad (\text{III. 18})$$

dans cette expression U_0 représente la tension de polarisation en l'absence de signal H.F pour un courant I_0

- R_D est la résistance différentielle de la diode : $R_D = \frac{dU_0}{dI_0}$
- R_C la résistance de charge d'espace : $R_C = \left(\frac{\partial U_0}{\partial I_0}\right)_T = \text{cste}$
- $\beta = \left(\frac{\partial U_0}{\partial T}\right)_{I_0} = \text{cste}$ est le coefficient thermique

Compte tenu de ces hypothèses nous avons représenté, figure 63, les variations de l'effet de redressement ΔU_{red} et de la diminution totale de la tension en fonction de la puissance émise, relevées pour une diode de la série 75P.

Bien que l'influence du courant tunnel ne soit pas liée directement à la valeur de la puissance émise, mais plutôt à celle de V_{HF} ou du champ hyperfréquence, ces courbes mettent en évidence les propriétés de l'effet de redressement prédites au paragraphe II ; en particulier nous constatons l'augmentation de l'effet de redressement lorsque le fréquence diminue ; les courbes théoriques obtenues à température constante (430°K) pour une hauteur de barrière de 0,85 eV sont représentées figure 64.

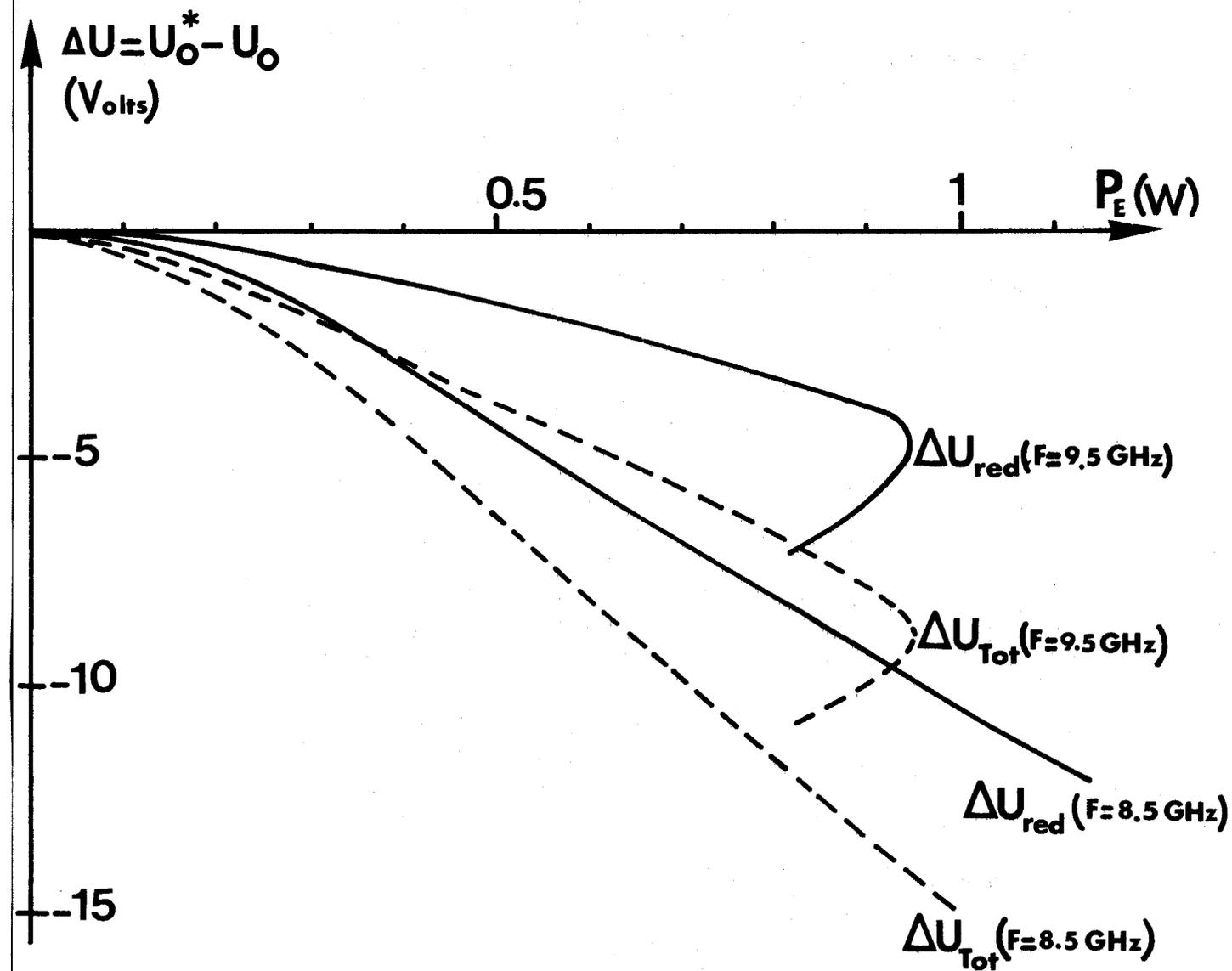


Figure 63 : Détermination par la mesure en impulsion des variations de l'effet de redressement en fonction de la puissance émise à courant constant

(Diode 75 P : $N_1 = 6 \cdot 10^{16} \text{ At/cm}^3$; $S = 1,8 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$;
 $I_0 = 100 \text{ mA}$; $S \approx 1,8 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$)

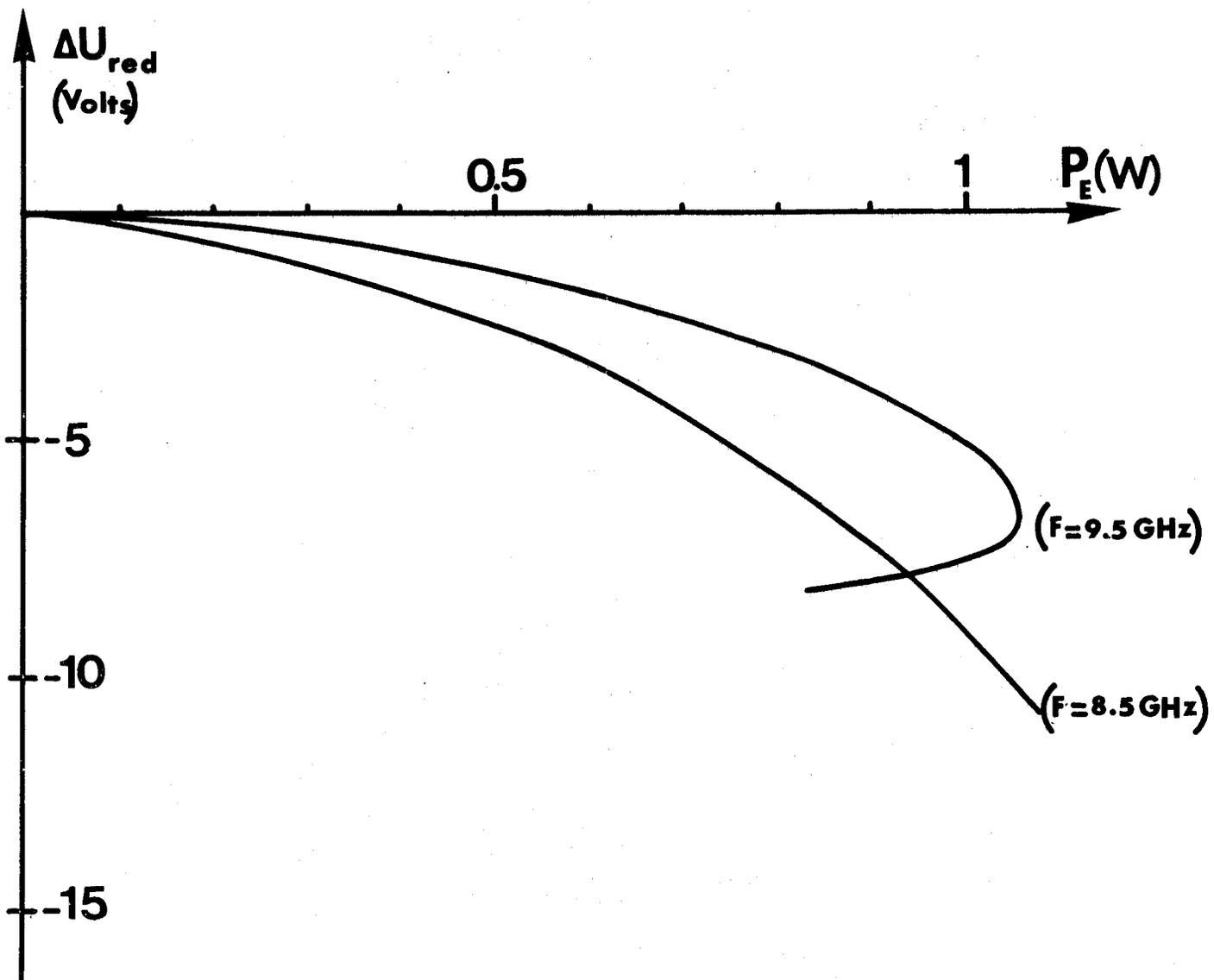


Figure 64 : Variations de l'effet de redressement en fonction de la puissance émise à courant constant : courbes théoriques (diode 75 P $I_0 = 100 \text{ mA}$; $\phi_B = 0,85 \text{ eV}$; $T \approx 430^\circ\text{K}$)



III. 5. CONCLUSION

Cette étude expérimentale nous a permis de justifier l'évolution de la résistance négative, du rendement et les variations de l'effet de redressement observées en bande X pour des diodes "high low", en considérant l'influence d'une injection de porteurs par effet tunnel (T.F.E.) au niveau de la zone d'émission.

Une étude quantitative précise demeure cependant délicate, non seulement compte tenu des remarques exprimées quant à la validité des expressions de PADOVANI et STRATTON, mais aussi du fait de la complexité des structures étudiées.

La variation de la résistance négative avec la fréquence s'avère toutefois extrêmement sensible à la valeur du courant tunnel, et la comparaison de ces courbes théoriques et expérimentales nous a amenés à adopter une hauteur de barrière de 0,85 eV. Pour les diodes considérées dans cette étude, la valeur de ce paramètre correspond à un taux de multiplication de l'ordre de 100 en régime linéaire.

CONCLUSION

Après avoir rappelé les principales propriétés hyperfréquences d'une diode à avalanche, nous avons étudié l'influence d'une injection de porteurs par effet tunnel assisté thermiquement sur les performances des diodes à profil de dopage différencié de type "high low" (barrière P_t - nAsGa).

Les principaux résultats théoriques montrent que l'influence de ce courant tunnel se traduit par une diminution du rendement maximum, une augmentation de la fréquence optimale de fonctionnement et par l'apparition, en régime d'oscillation et d'amplification, d'une diminution importante de la tension de polarisation à courant constant.

D'un point de vue expérimental de nombreuses difficultés ont été rencontrées, en régime linéaire, au niveau de l'interprétation des mesures réalisées, en particulier en basse fréquence ; l'évolution de la résistance négative en fonction de la fréquence s'est ainsi avérée être la méthode la plus sensible pour estimer la valeur du courant d'injection par effet tunnel. La comparaison de ces courbes théoriques et expérimentales pour des diodes des séries 63 P et 67 P nous a amené à adopter un taux de multiplication de l'ordre de 100 en régime linéaire ($T \approx 400^\circ\text{K}$) ; la valeur de la hauteur de barrière de 0,85 eV qui lui correspond est en bon accord avec les valeurs publiées pour les barrières P_t - nAsGa.

En régime non linéaire, une étude quantitative précise s'est également avérée délicate : en effet, les variations du champ électrique et de la température qui apparaissent en cours de fonctionnement se répercutent sur la valeur du courant tunnel injecté, qui est ainsi différente de celle déterminée en linéaire. Ceci se traduit par une augmentation du taux de multiplication (défini par rapport à la valeur moyenne du courant tunnel), de sorte que l'influence de l'effet tunnel sur les performances des diodes à profil différencié n'est pas aussi néfaste que ne le laissaient apparaître nos premières études.

A la lumière des résultats obtenus, tant théoriquement qu'expérimentalement, il apparaît néanmoins que l'existence d'un courant d'injection de porteurs par effet tunnel constitue une limitation fondamentale à l'obtention de rendements élevés (supérieurs à 30 %) à partir de diodes de type "high low". Par conséquent la recherche de performances supérieures semble liée à la définition et à l'étude de structures différentes, telles que les diodes à profil "low high low".

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

- [1] W. T. READ
Bell. Syst. Techn. Journ. ; Vol. 37, p 401-446 (1958)
- [2] E. ALLAMANDO ; M. CHIVE ; P. KENNIS ; M. LEFEBVRE
Acta Electronica ; Vol. 17, p 127-149 (1974)
- [3] E. ALLAMANDO ; E. CONSTANT ; G. SALMER
Acta Electronica ; Vol. 12, p 211-253 (1969)
- [4] J. PRIBETICH
Thèse d'Etat LILLE (à paraître)
- [5] Y. OKUTO ; C. R. CROWELL
Phys. Rev. ; Vol. 10, p 4284-4296 (1974)
- [6] C. B. DUKE
Tunneling in solids (Academic press 1969)
- [7] F. A. PADOVANI ; R. STRATTON
Solid State Electron. ; Vol 9, p 695-707 (1966)
- [8] A. VANOVERSHELDE
Thèse de 3^{ème} cycle LILLE (1972)
- [9] M. CHIVE
Thèse d'Etat LILLE (à paraître)
- [10] A. ANGOT
Compléments de mathématiques (Masson 1972)
- [11] J. J. GOEDBLOED
Philips Res. Rep. Suppl. 7 (Thèse) Eindhoven (1973)
- [12] A. CASTELAIN
Thèse de 3^{ème} cycle LILLE (1975)

- [13] A. SEMICHON
Acta Electronica ; Vol. 17, p 171-180 (1974)
- [14] E. ALLAMANDO
Thèse d'Etat LILLE (1973)
- [15] E. CONSTANT ; A. MIRCEA ; J. PRIBETICH ; A. FARRAYRE
J. Appl. Phys ; Vol. 46, p 3934-3940 (1975)
- [16] B. CULSHAW ; R. A. GIBLIN ; P. A. BLAKEY
Int. J. Electron. ; Vol. 37, p 577-632 (1974)
- [17] R. L. KUVAS ; W. E. SCHROEBER
I.E.E.E. Trans. Elect. devices ; Vol. E.D. 22, p 549-558 (1975)
- [18] M. LEFEBVRE
Thèse d'Etat LILLE (à paraître)
- [19] J. PRIBETICH
Thèse de 3^{ème} cycle LILLE (1971)
- [20] B. KALLBACK
Electron. Lett. ; Vol. 11, p 11-12 (1973)
- [21] A. FARRAYRE
Thèse de docteur ingénieur LILLE (1973)
- [22] A. GOODMAN
J. Appl. Phys. ; Vol. 34, p 329-338 (1963)
- [23] A. M. COWLEY
J. Appl. Phys. ; vol. 37, p. 3024-3032 (1966)
- [24] C. R. CROWELL ; G. I. ROBERTS
J. Appl. Phys. ; Vol. 40, p 3726-3730 (1969)
- [25] J. LEVINE
J. Appl. Phys. ; Vol. 42, p 3991-3999 (1971)

- [26] V. N. FIONIK ; V. G. SHERMAREVICH
Soviet. Phys. Semicond. ; Vol. 9, p 638-639 (1976)
- [27] P. K. VASUDEV ; B. L. MATTES ; E. PIETRAS ; R. H. BUBE
Solid State Electron. ; Vol. 19, p 557-559 (1976)
- [28] E. PLAYEZ
Mémoire Ingénieur C.N.A.M. LILLE (1975)
- [29] A. K. SINHA ; J. M. POATE
Appl. Phys. Lett. ; Vol. 32, p 666-668 (1973)
- [30] S. M. SZE
Physics of semiconductor devices (Willey 1969)
- [31] C. R. CROWELL ; S. M. SZE
Solid State Electron. ; Vol. 9, p 1035-1048 (1966)
- [32] C. R. CROWELL ; V. L. RIDEOUT
Solid State Electron. ; Vol. 12, p 89-105 (1969)
- [33] A. MARTINEZ ; D. ESTEVE
Rapport de contrat D.G.R.S.T. n° 74.7.0411 (1976)
- [34] A. K. SINHA ; T. E. SMITH ; M. H. READ ; J. M. POATE
Solid state Electron. ; Vol.19, p 489-492 (1976)
- [35] A. PEYRE LAVIGNE
Thèse d'Etat TOULOUSE (1972)
- [36] S. P. KWOK ; G. I. HADDAD
J. Appl. Phys. ; Vol. 43, p 3824-3830 (1972)
- [37] C. R. CROWELL
Solid State Electron. ; Vol. 12 p 55-59 (1969)
- [38] J. W. CONLEY ; G. D. MAHAN
Phys. Rev. ; Vol 161, p 581-695 (1967)

- [39] G. H. GLOVER ; W. TANTRAPORN
J. Appl. Phys. ; Vol 46, p 867-874 (1975)
- [40] P. KENNIS
D.E.A. LILLE (1973)
- [41] P. M. LEBRUN
Thèse de Docteur Ingénieur LILLE (1973)