

THÈSE

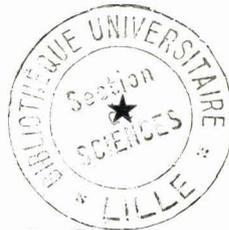
présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES
ET DES TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le grade de
DOCTEUR 3^{me} CYCLE

par

Issa DOUMBIA



Oscillations multifréquences des diodes
semiconductrices en régime d'avalanche



Soutenue le 23 Février 1971

Membres du Jury : MM. CONSTANT Président
SALMER Rapporteur
RACZY Examineur
SEMICHON Invité

DOYENS HONORAIRES

MM. H. LEFEBVRE, PARREAU

PROFESSEURS HONORAIRES

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

PROFESSEURS TITULAIRES

| | |
|-------------------------|---|
| M. ANGRAND Jean Pierre | Géographie et Aménagement Spatial |
| M. BACCHUS Pierre | Astronomie et Calcul Numérique |
| M. BEAUFILS Jean Pierre | Chimie Générale |
| M. BECART Maurice | I.U.T. Lille |
| M. BLOCH Vincent | Psychophysiologie |
| M. BIAYS Pierre | Géographie et aménagement Spatial |
| M. BONNEMAN Pierre | Chimie Industrielle |
| M. BONTE Antoine | Géologie Appliquée |
| M. BOUGHON Pierre | Mathématiques |
| M. BOURIQUET Robert | Biologie Végétale |
| M. CAPET Marcel-Francis | Institut de Préparation aux Affaires |
| M. CELET Paul | Géologie Générale |
| M. CONSTANT Eugène | Electronique |
| M. CORSIN Pierre | Paléobotanique |
| M. DECUYPER Marcel | Mathématiques |
| M. DEDECKER Paul | Mathématiques |
| M. DEFRETIN René | Biologie Animale - Directeur de l'Institut de Biologie Maritime de Wimereux |
| M. DELATTRE Charles | Géologie Générale |

| | |
|---------------------------|-----------------------------------|
| M. DURCHON Maurice | Biologie Animale |
| M. FLATRES Pierre | Géographie et Aménagement Spatial |
| M. FOURET René | Physique |
| M. CABILLARD Robert | Electronique |
| M. GEHU Jean Marie | Institut Agricole |
| M. GLACET Charles | Chimie Organique |
| M. GONTIER Gérard | Mécanique des Fluides |
| M. GUILLAUME Jean | Biologie Végétale |
| M. HEUBEL Joseph | Chimie Minérale |
| Mme LENOBLE Jacqueline | Physique |
| M. MONTREUIL Jean | Chimie Biologique |
| M. POUZET Pierre | I.U.T. Lille |
| Mme SCHWARTZ Marie Hélène | Mathématiques |
| M. TILLIEU Jacques | Physique |
| M. TRIDOT Gabriel | Chimie Minérale Appliquée |
| M. VIDAL Pierre | Automatique |
| M. VIVIER Emile | Biologie Animale |
| M. WATERLOT Gérard | Géologie et Minéralogie |
| M. WERTHEIMER Raymond | Physique |

PROFESSEURS A TITRE PERSONNEL

| | |
|----------------------|---------------------------------------|
| M. BOUISSET Simon | Physiologie Animale |
| M. DELHAYE Michel | Chimie Physique et Minérale 1er Cycle |
| M. LEBRUN André | Electronique |
| M. LINDER Robert | Biologie Végétale |
| M. LUCQUIN Michel | Chimie Physique |
| M. PARREAU Michel | Mathématiques |
| M. PRUDHOMME Rémy | Sciences Economiques et Sociales |
| M. SAVARD Jean | Chimie Générale |
| M. SCHALLER François | Biologie Animale |
| M. SCHILTZ René | Physique |

PROFESSEURS SANS CHAIRE

| | |
|---------------------------------|----------------------------------|
| M. BELLET Jean | Physique |
| M. BODARD Marcel | Biologie Végétale |
| M. BOILLET Pierre | Physique |
| M. DERCOURT Jean Michel | Géologie et Minéralogie |
| M. DEVRAINNE Pierre | Chimie Minérale |
| M. LOMBARD Jacques | Sciences Economiques et Sociales |
| M ^{lle} MARQUET Simone | Mathématiques |
| M. MONTARIOL Frédéric | Chimie Minérale Appliquée |
| M. PROUVOST Jean | Géologie et Minéralogie |
| M. VAILLANT Jean | Mathématiques |

MAITRES DE CONFERENCES (et chargés des fonctions)

| | |
|----------------------------------|-----------------------------------|
| M. ADAM Michel | Sciences Economiques et Sociales |
| M. ANDRE Charles | Sciences Economiques et Sociales |
| M. AUBIN Thierry | Mathématiques Pures |
| M. BEGUIN Paul | Mécanique des Fluides |
| M. BILLARD Jean | Physique |
| M. BKOUCHE Rudolphe | Mathématiques |
| M. BOILLY Bénoni | Biologie Animale |
| M. BONNEMAIN Jean Louis | Biologie Végétale |
| M. BONNOT Ernest | Biologie Végétale |
| M. BRIDOUX Michel | I.U.T. Bethune |
| M. BRUYELLE Pierre | Géographie et Aménagement Spatial |
| M. CAPURON Alfred | Biologie Animale |
| M. CARREZ Christian | Calcul Numérique |
| M. CHOQUET Marcel | I.U.T. Lille |
| M. CORDONNIER Vincent | Calcul Numérique |
| M. CORTOIS Jean | Physique |
| M. COULON Jean Paul | Electrotechnique |
| M. DEBRABANT Pierre | Sciences Appliquées |
| M. ESCAIG Bertrand | Physique |
| M ^{me} EVRARD Micheline | I.U.T. Lille |
| M. FAIDHERBE Jacques | Biologie Animale |
| M. FONTAINE Jacques | I.U.T. Lille |

| | |
|-----------------------------|-----------------------------------|
| M. FROELICH Daniel | Sciences Appliquées |
| M. GAMBLIN André | Géographie et Aménagement Spatial |
| M. GOBLOT Rémi | Mathématiques |
| M. GOSSELIN Gabriel | Sciences Economiques et Sociales |
| M. GOUDMAND Pierre | Chimie Physique |
| M. GRANELLE | Sciences Economiques et Sociales |
| M. GRUSON Laurent | Mathématiques |
| M. GUILBAULT Pierre | Physiologie Animale |
| M. HERMAN Maurice | Physique |
| M. HUARD DE LA MARRE Pierre | Calcul Numérique |
| M. JOLY Robert | Biologie (Amiens) |
| M. JOURNEL Gérard | Sciences Appliquées |
| Mlle KOSMANN Yvette | Mathématiques |
| M. LABLACHE-COMBIER Alain | Chimie Générale |
| M. LACOSTE Louis | Biologie Végétale |
| M. LANDAIS Jean | Chimie Organique |
| M. LAURENT François | Automatique |
| M. LAVAGNE Pierre | Sciences Economiques et Sociales |
| Mlle LEGRAND Solange | Mathématiques |
| M. LEHMANN Daniel | Mathématiques |
| Mme LEHMANN Josiane | Mathématiques |
| M. LENTACKER Firmin | Géographie et Aménagement Spatial |
| M. LEROY Jean Marie | E.N.S.C.L. |
| M. LEROY Yves | I.U.T. Lille |
| M. LHENAFF René | Géographie et Aménagement Spatial |
| M. LOCQUENEUX Robert | Physique |
| M. LOUAGE Francis | Sciences Appliquées |
| M. LOUCHEUX Claude | Chimie Physique |
| M. MAES Serge | Physique |
| Mme MAILLET Monique | Sciences Economiques et Sociales |
| M. MAIZIERES Christian | Automatique |
| M. MALAUSSENA Jean Louis | Sciences Economiques et Sociales |
| M. MESSELYN Jean | Physique |
| M. MIGEON Michel | Sciences Appliquées |
| M. MONTEL Marc | Physique |
| M. MONTUELLE Bernard | I.U.T. Lille |
| M. MUSSCHE Guy | Sciences Economiques et Sociales |

| | |
|-------------------------|-----------------------------------|
| M. NICOLE Jacques | E.N.S.C.L. |
| M. OUZIAUX Roger | Sciences Appliquées |
| M. PANET Marius | Electrotechnique |
| M. PAQUET Jacques | Sciences Appliquées |
| M. PARSY Fernand | Mécanique des Fluides |
| M. PONSOLLE Louis | Chimie (Valenciennes) |
| M. POVY Jean Claude | Sciences Appliquées |
| M. RACZY Ladislas | Radioélectricité |
| Mme RENVERSEZ Françoise | Sciences Economiques et Sociales |
| M. ROUSSEAU Jean Paul | Physiologie Animale |
| M. ROYNETTE Bernard | Mathématiques |
| M. SALMER Georges | Electronique |
| M. SEGUIER Guy | I.U.T. Bethune |
| M. SIMON Michel | Sciences Economiques et Sociales |
| M. SMET Pierre | Physique |
| M. SOMME Jean | Géographie et Aménagement Spatial |
| M. THOMAS Daniel | Chimie Minérale Appliquée |
| M. TOULOTTE Jean Marc | Sciences Appliquées |
| M. TREANTON Jean René | Sciences Economiques et Sociales |
| M. VANDORPE Bernard | Sciences Appliquées |
| M. VILETTE Michel | I.U.T. Bethune |
| M. WATERLOT Michel | Géologie Générale |
| Mme ZINN JUSTIN Nicole | Mathématiques. |

A mes Parents

A mes Camarades

Ce travail a été effectué au Centre de Recherche sur les Propriétés Hyperfréquences des Milieux Condensés de la Faculté des Sciences de Lille.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à l'endroit des Professeurs CONSTANT et SALMER pour l'aide constante et efficace qu'ils m'ont apportée durant tout ce travail.

J'apprécie vivement l'honneur que me font Messieurs le Professeur RACZY et SEMICHON en participant à mon Jury.

L'étude numérique a été effectuée au Laboratoire de Calcul Numérique de l'I.M.A. ; je tiens à exprimer toute ma gratitude au Directeur de cette école.

Au cours de ce travail, j'ai eu des discussions fructueuses avec Monsieur ALLAMANDO ; je tiens ici à l'en remercier.

Je remercie également tous les chercheurs du Laboratoire pour leur sympathique collaboration.

Enfin j'adresse mes remerciements à tout le Personnel Technique et Administratif, particulièrement à Mme DUPONT pour sa collaboration compétente.

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

Depuis la première réalisation de diodes à avalanche et à temps de transit en 1965 ^{(1) (2) (3)} des progrès importants ont été accomplis tant dans la réalisation des composants que dans la compréhension des mécanismes qui régissent le mode A.T.T.. Cette rapide évolution témoigne du grand intérêt que suscitent ces composants à l'état solide : ceci se justifie non seulement par une tendance générale à miniaturiser les systèmes mais surtout par les nombreuses possibilités d'applications ^{(4) (5)} qu'offrent les diodes à avalanche.

Des recherches ont été entreprises sur ce sujet dès 1965 et notamment E. ALLAMANDO ⁽¹¹⁾ a étudié la puissance hyperfréquence produite par une diode à avalanche et temps de transit : la théorie élaborée alors tenait compte du comportement non linéaire de la diode, mais admettait que le régime restait purement sinusoïdal. Plus récemment nous avons été amenés à considérer que la diode pouvait être soumise à un champ électrique périodique comportant au moins deux composantes harmoniques ^{(6) (7)}.

Sur ces bases nous avons entrepris dans le même sens que E. ALLAMANDO ⁽²⁶⁾ une étude complète de la puissance délivrée par une diode A.T.T. : dans le cadre de ce travail nous étudierons essentiellement l'influence des composantes harmonique 2 et sous harmonique 1/2 du champ alternatif sur la puissance fournie par l'oscillateur. Certaines publications ^{(8) (9)} ont déjà abordé ce sujet, mais à notre connaissance aucune étude n'a traité ce problème de façon exhaustive.

Dans le premier chapitre de ce travail nous analyserons pour un dispositif quelconque associant une émission de champ et un temps de transit, l'influence des caractéristiques du mécanisme d'émission sur les performances de l'oscillateur. Nous pourrons ainsi apprécier l'avantage de l'utilisation du phénomène d'avalanche comme mécanisme d'émission.

Dans le deuxième chapitre, nous étudierons les grandeurs caractéristiques de la zone d'émission dans une diode à avalanche. Nous verrons comment elles peuvent être modifiées sous l'influence de composantes harmoniques et sous harmoniques du champ électrique dans la zone d'avalanche. Ceci nous permet de définir les conditions propices à l'amélioration de la puissance produite.

Ensuite dans le chapitre III nous effectuerons une vérification expérimentale des principales conclusions relatives aux caractéristiques de la zone d'avalanche. Nous mesurerons notamment l'impédance hyperfréquence présentée par la jonction semiconductrice soumise à un champ périodique : nous décrirons les dispositifs de mesure et les techniques utilisés pour réaliser cette étude.

Enfin dans le dernier chapitre nous aborderons l'étude de la puissance émise et de la puissance utile optimale qu'on peut obtenir à partir des oscillateurs à diode à avalanche. De même nous évaluerons l'amélioration des performances du dispositif quand on accorde convenablement le circuit extérieur sur les fréquences harmonique 2 et sous harmonique 1/2 de la fréquence d'oscillation.

CHAPITRE I

DETERMINATION THEORIQUE
DE LA PUISSANCE EN OSCILLATION

S O M M A I R E

INTRODUCTION

1.1. MODELE D'ETUDE

1.1.1. Définition de deux zones distinctes

a) Zone d'émission du champ

b) Zone de transit

1.1.2. Zone d'émission : grandeurs caractéristiques

1.1.2.1. Champ électrique dans la zone d'émission

1.1.2.2. Courant dans la zone d'émission

1.1.3. Zone de transit : grandeurs caractéristiques

1.2. EXPRESSION GENERALE DE LA PUISSANCE EMISE

1.2.1. Calcul de la tension V_{Dk}

1.2.2. Calcul de la puissance émise P_{Dk}

1.2.3. Condition générale d'oscillation

1.3. ETUDE DE LA PUISSANCE ET DU RENDEMENT DANS DES MODELES SIMPLIFIES

1.3.1. Recherche de la puissance optimale

1.3.1.1. Optimisation de ψ_1

1.3.1.2. Optimisation de θ_1

1.3.2. Etude du rendement

1.3.2.1. Valeur limite du rendement dans un cas idéal

1.3.2.2. Valeur du rendement dans un modèle plus réaliste.

DETERMINATION THEORIQUE DE LA PUISSANCE EN OSCILLATION

INTRODUCTION

Les travaux antérieurs effectués dans nos laboratoires (10) (11) et ailleurs (12) (13) ont montré qu'il est possible d'obtenir des oscillations hyperfréquences dans les dispositifs où des porteurs produits par émission de champ se déplacent dans une structure avec un temps de transit non négligeable. Cette propriété a été utilisée dans différents composants semi-conducteurs où les mécanismes d'émission sont très divers.

Dans cette étude, nous nous intéressons surtout au cas où le phénomène d'avalanche est à la base de l'émission de champ. Cependant, nous effectuons une approche théorique tout à fait générale et nous montrons la possibilité d'obtenir des oscillations hyperfréquences quelque soit le mécanisme. Nous pourrions ainsi mettre en évidence l'influence des caractéristiques de la zone d'émission sur les performances de l'ensemble et montrer par là même l'intérêt des diodes à avalanche et temps de transit (A.T.T.).

I.1. MODELE D'ETUDE

I.1.1. Définition de deux zones distinctes

Nous considérons un dispositif unidimensionnel constitué de deux zones distinctes : figure I.1.

a) Zone d'émission de champ :

Elle est susceptible d'émettre des porteurs de charge lorsque le champ électrique continu y est suffisamment élevé. On admet que son épaisseur δ est très inférieure aux autres dimensions du dispositif.

b) Zone de transit :

Les porteurs de charge injectés dans cette zone s'y déplacent à une vitesse uniforme v indépendante du champ électrique E qui y règne. Son épaisseur est $W - \delta$.

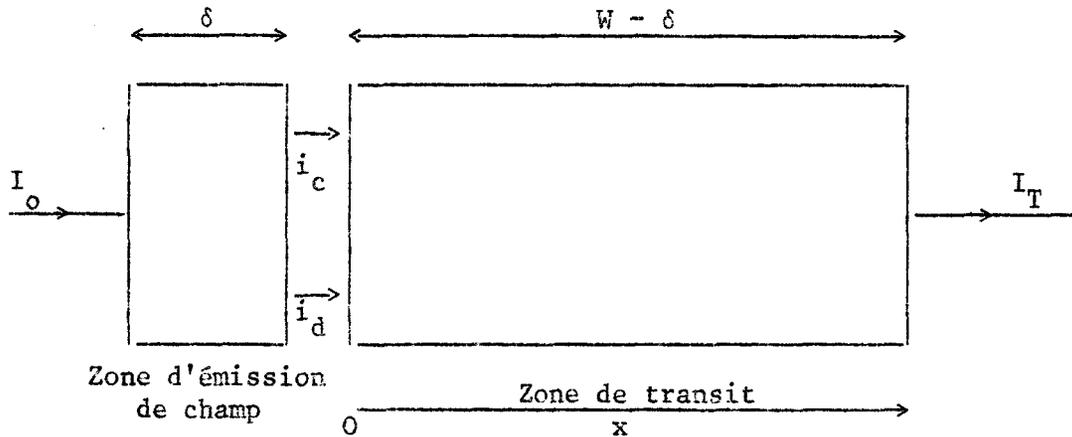


Figure I.1

Ce modèle constitue une approximation relativement valable pour traiter le cas des diodes à avalanche et temps de transit (A.T.T.). En effet, dans un semiconducteur le taux d'ionisation des porteurs α , dont l'importance conditionne l'existence du phénomène d'avalanche, est une fonction quasi exponentielle du champ électrique. Même si la variation du champ est relativement lente (structure P^+NN^+) on peut raisonnablement estimer que l'avalanche est confinée dans une petite partie de la zone désertée (zone d'avalanche) où le champ est supérieur à une valeur critique E_c (figure I.2).

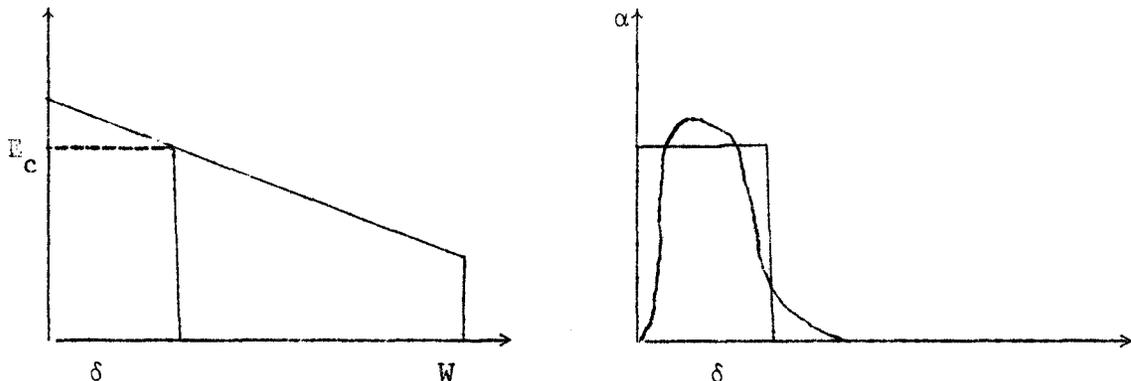


Figure I.2

Dans le reste de la zone désertée (zone de transit), le phénomène d'avalanche est négligeable et les porteurs se déplacent à une vitesse constante.

1.1.2. Zone d'émission : grandeurs caractéristiques

1.1.2.1. Champ électrique dans la zone d'émission

La zone d'émission est généralement le siège d'effets non linéaires ; c'est particulièrement le cas pour la zone d'avalanche d'une diode A.T.T. si les composantes alternatives des champs électriques deviennent élevées. Si nous nous intéressons aux régimes pour lesquels le dispositif délivre une puissance maximale, l'hypothèse d'un champ purement sinusoïdal paraît peu réaliste. Il semble donc nécessaire d'envisager l'existence d'un champ périodique (superposé au champ continu) de forme absolument générale, comportant notamment des composantes harmoniques et sous harmoniques de la fréquence d'oscillation. Nous admettrons que ce champ est uniforme dans la zone d'émission : ceci n'est justifié en toute rigueur que si les dimensions de cette zone sont parfaitement négligeables. Cependant, dans le cas d'une zone d'avalanche, la réaction de charge d'espace due aux porteurs mobiles est relativement faible car les deux types de porteurs (électrons et trous) y transitent et cette hypothèse est donc bien valable.

Le champ électrique dans la zone d'émission peut prendre la forme suivante :

$$E_{\delta}(t) = E_{a_0} + \sum_{m=2} E_{\delta 1/m} \sin\left(\frac{\omega}{m} t + \phi_{1/m}\right) + E_{\delta 1} \sin \omega t + \sum_{n=2} E_{\delta n} \sin(n\omega t + \phi_n) \quad (I.1)$$

- E_{a_0} est la composante continue du champ électrique dans la zone d'avalanche, des études antérieures ⁽¹⁴⁾ ont montré qu'il dépend des composantes alternatives à courant constant.
- $E_{\delta 1}$ constitue l'amplitude de la composante dite fondamentale et sa phase est prise pour référence.
- $E_{\delta n}$ et ϕ_n sont le module et la phase de la composante harmonique d'ordre n .
- $E_{\delta 1/m}$ et $\phi_{1/m}$ sont le module et la phase de la composante sous harmonique $1/m$.

1.1.2.2. Courants dans la zone d'émission

L'émission de champ produit des porteurs de charge qui sont injectés dans la zone de transit : on peut représenter cette émission par un courant de conduction de la forme $I_c(t) = \gamma (E_\delta(t))$. γ est une fonctionnelle du champ total $E_\delta(t)$. La décomposition en série de Fourier de $I_c(t)$ permet d'obtenir les composantes du courant de conduction que nous écrirons i_{ck} . Pour chaque composante d'ordre k (*) nous pouvons alors définir un coefficient complexe γ_k^* que l'on peut assimiler à une "conductivité d'injection". Il s'exprimera par la relation :

$$i_{ck}(\delta) = \gamma_k e_{\delta k} = \gamma_k e^{j\psi_k} E_{\delta k} \quad (I.2)$$

- γ_k est le module de la conductivité d'injection
- ψ_k exprime le déphasage entre les composantes (d'ordre k) du champ et du courant dans la zone d'émission.

γ_k et ψ_k dépendent non seulement de la structure du dispositif mais encore des caractéristiques du mécanisme d'émission.

Remarquons que $\psi_k = \phi_k - \phi_k$ (I.3)

- ϕ_k phase du courant harmonique d'ordre k
- ϕ_k phase de la composante harmonique (d'ordre k) du champ.

Pour obtenir le courant total dans la zone d'émission, il faut ajouter au courant de conduction, le courant de déplacement engendré par la variation du champ électrique $E_\delta(t)$. Il est proportionnel à la dérivée du champ et s'écrit :

$$i_d(t) = \epsilon S \frac{\partial E_\delta(t)}{\partial t} \quad (I.4)$$

Pour la composante d'ordre k , on aura :

$$i_{dk}(\delta) = j k \omega \epsilon S E_{\delta k} \quad (I.5)$$

(où ϵ est la permittivité du matériau et S la section du dispositif).

(*) k peut être un nombre entier (n) (pour une composante harmonique) ou un nombre fractionnaire ($1/m$) (pour une composante sous harmonique).

Le courant total traversant la zone d'émission sera donc :

$$i_{Tk}(\delta) = i_{ck}(\delta) + i_{dk}(\delta) = \gamma_k e^{j\psi_k} E_{\delta k} + j k \omega \epsilon S E_{\delta k} \quad (I.6)$$

1.1.3. Zone de transit : grandeurs caractéristiques

L'émission étant négligeable dans cette zone, les porteurs qui y sont injectés subissent seulement un phénomène de transit. Ce transit intéresse un seul type de porteurs (électrons ou trous) et la réaction de charge d'espace due aux porteurs mobiles y est donc importante : le champ électrique n'est donc plus uniforme. La théorie de Gilden et Hines ⁽¹⁵⁾ permet de connaître son évolution.

Pour effectuer le calcul du champ, on considère que le courant de conduction se propage avec une vitesse égale à v , vitesse limite des porteurs. Il peut être décomposé en une somme de composantes harmoniques, comme dans la zone d'émission. Pour chaque composante du courant de conduction, on pourra écrire :

$$i_{ck}(x) = i_{ck}(\delta) e^{-jk \frac{\omega x}{v}} \quad (I.7)$$

L'origine $x = 0$ est prise à l'entrée de la zone de transit.

Pour les mêmes raisons que précédemment on admet que le champ électrique peut être décomposé en une somme de termes harmoniques $E_k(x)$. Dans ce cas chaque composante du courant de déplacement s'écrit :

$$i_{dk}(x) = j k \omega \epsilon S E_k(x) \quad (I.8)$$

Le principe de conservation du courant implique que le courant total dans la zone de transit soit uniforme :

$$i_{Tk}(x) = i_{Tk}(\delta) \\ \text{soit : } i_{ck}(\delta) e^{-j \frac{k\omega x}{v}} + j k \omega \epsilon S E_k(x) = \gamma_k E_{\delta k} e^{j\psi_k} + j k \omega \epsilon S E_{\delta k} \quad (I.9)$$

Cette équation nous permet d'obtenir l'expression du champ électrique en tout point de la zone de transit :

$$E_k(x) = E_{\delta k} \left(1 - j v_k e^{j\psi_k} \left(1 - e^{-j \frac{k\omega x}{v}} \right) \right) \quad (I.10)$$

avec $v_k = \frac{\gamma_k}{k \omega \epsilon S}$

Ces différentes hypothèses nous permettent d'aborder le calcul de la puissance émise dans les dispositifs à émission de champ et à temps de transit.

I.2. EXPRESSION GENERALE DE LA PUISSANCE EMISE

Nous allons calculer les composantes de la puissance dissipée dans le dispositif pour les diverses fréquences harmoniques et sous harmoniques considérées dans l'expression du champ. Ceci nous permet d'obtenir non seulement la valeur de la puissance émise P_{D1} à la fréquence d'oscillation mais aussi d'établir la condition générale d'oscillation du dispositif.

$$P_{Dk} = \Re \left(\frac{V_{Dk} \cdot i_{Tk}^*}{2} \right) \quad (I.12)$$

Nous rappelons que si P_{Dk} est négatif, le dispositif produit de la puissance, s'il est positif il en absorbe. Nous chercherons à exprimer P_{Dk} en fonction de la conductivité d'injection et de la composante correspondante du champ dans la zone d'émission. L'équation I.6 donne la valeur de i_{Tk} . Il nous faut donc calculer la composante de la tension aux bornes du dispositif.

I.2.1. Calcul de la tension V_{Dk}

Cette tension s'exprime par :

$$V_{Dk} = \int_{-\delta}^{W-\delta} E_k(x) dx = \int_{-\delta}^0 E_k(x) dx + \int_0^{W-\delta} E_k(x) dx \quad (I.13)$$

Le champ électrique étant uniforme et égal à $E_{\delta k}$ dans la zone d'émission, nous obtenons :

$$V_{Dk} = E_{\delta k} \delta + \int_0^{W-\delta} E_k(x) dx \quad (I.14)$$

En intégrant par rapport à x l'expression du champ dans la zone de transit (I.10), on obtient la tension V_{Dk} aux bornes du dispositif :

$$V_{Dk} = (W - \delta) E_{\delta k} \left\{ \left(\frac{W}{W - \delta} + v_k \left(\sin \psi_k - \frac{2 \sin \frac{\theta_k}{2} \sin \left(\psi_k - \frac{\theta_k}{2} \right)}{\theta_k} \right) \right) + j v_k \left(- \cos \psi_k + \frac{2 \sin \frac{\theta_k}{2} \cos \left(\psi_k - \frac{\theta_k}{2} \right)}{\theta_k} \right) \right\} \quad (I.15)$$

où $\theta_k = k\omega \frac{(W - \delta)}{v}$ (I.16) est l'angle de transit pour l'harmonique d'ordre k .

1.2.2. Calcul de la puissance émise P_{Dk}

La composante P_{Dk} de la puissance dissipée s'exprime à partir des équations I.6 et I.15 donnant le courant total qui traverse la structure et la tension aux bornes (voir annexe 1) : Elle s'écrit :

$$P_{Dk} = \frac{1}{2} \gamma_k E^2 \delta k W \left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \left\{ \frac{(1 - \cos \theta_k) v_k + 2 \sin \frac{\theta_k}{2} \cos \left(\psi_k - \frac{\theta_k}{2} \right) + k\omega \tau \cos \psi_k}{\theta_k} \right\} \quad (I.17)$$

$\tau = \frac{\delta}{v}$ (temps de transit dans la zone d'avalanche).

Cette expression peut se décomposer de la manière suivante :

$$P_{Dk} = \frac{1}{2} \gamma_k E^2 \delta k W \left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \left\{ \frac{(1 - \cos \theta_k) v_k + 2 \sin \frac{\theta_k}{2} \cos \left(\psi_k - \frac{\theta_k}{2} \right)}{\theta_k} \right\} + \frac{1}{2} \gamma_k E^2 \delta k \cos \psi_k \quad (I.18)$$

La première partie représente la puissance produite dans la zone de transit ; par contre, la seconde partie traduit la dissipation de puissance dans la zone d'avalanche, effet lié au caractère non linéaire du fonctionnement de la structure. Il apparaît immédiatement que la puissance émise à la pulsation $k\omega$ dépend directement des caractéristiques de la zone d'émission (γ_k , ψ_k , δ). Elle dépend aussi de la fréquence de fonctionnement (par l'intermédiaire de θ_k et v_k) et de l'épaisseur W de la zone désertée .

En particulier la puissance émise à la fréquence dite fondamentale ou fréquence d'utilisation dépend directement de la phase ψ_1 de la conductivité d'injection. Ceci présente un grand intérêt car comme nous le verrons par la suite, ψ_1 dépend non seulement des caractéristiques de la zone d'émission à la fréquence fondamentale mais aussi de la valeur des composantes harmoniques et sous harmoniques du champ. On peut donc faire varier ψ_1 en réglant convenablement le circuit de charge de la diode.

I.2.3. Condition générale d'oscillation

La formule donnant la puissance ne permet pas de rechercher, sans faire d'approximation, la structure qui donne une puissance optimale à une fréquence donnée : en effet, les optimisations de la zone de transit et de la zone d'émission ne peuvent être menées de front.

Par contre de l'expression I.17 on peut déduire la condition générale d'oscillation du dispositif. En effet, pour qu'il y ait une oscillation spontanée, il faut que pour toutes les fréquences composantes la puissance dissipée soit négative : $P_{Dk} < 0$ quelque soit k . On a :

$$k \omega \tau \cos \psi_k + 2 \sin \frac{\theta_k}{2} \cos \left(\psi_k - \frac{\theta_k}{2} \right) < - (1 - \cos \theta_k) v_k \quad (\text{I.19})$$

Cette formule est absolument générale ; évidemment la présence des termes v_k et τ qui dépendent des caractéristiques de la zone d'émission ne permet pas d'obtenir un diagramme simple valable dans tous les cas.

Ces éléments nous montrent déjà l'importance de la valeur des paramètres ψ_k pour l'existence de l'oscillation et pour la puissance émise par un oscillateur A.T.T. Nous allons étudier plus précisément en utilisant des modèles simplifiés l'influence de ψ_1 sur la puissance et le rendement de tels oscillateurs à la fréquence d'utilisation prise pour fréquence fondamentale.

1.3. ETUDE DE LA PUISSANCE ET DU RENDEMENT DANS DES MODELES SIMPLIFIES

1.3.1. Recherche de la puissance optimale

1.3.1.1. Optimisation de ψ_1

Si l'on néglige l'angle de transit dans la zone d'émission pour la fréquence de fonctionnement il est possible de trouver, pour une structure déterminée et une fréquence donnée, les valeurs de ψ_1 qui donnent une puissance optimale.

Cette approximation semble par ailleurs justifiée eu égard à nos hypothèses de départ : elle revient à négliger le second terme de l'expression I.18 de la puissance ; on aura alors :

$$P_{D1} = \frac{1}{2} \gamma_1 E^2 \delta_1 W \left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \left\{ \frac{(1 - \cos \theta_1) v_1 + 2 \sin \frac{\theta_1}{2} \cos \left(\psi_1 - \frac{\theta_1}{2}\right)}{\theta_1} \right\} \quad (I.20)$$

La puissance émise à la pulsation ω est maximum quand le terme $2 \sin \frac{\theta_1}{2} \cos \left(\psi_1 - \frac{\theta_1}{2}\right)$ a une valeur négative de module maximum.

. Pour θ_1 compris entre 0 et 2π : $\cos \left(\psi_1 - \frac{\theta_1}{2}\right) = -1$

$$\psi_{1\text{opt}} = -\pi + \frac{\theta_1}{2}$$

. Pour θ_1 compris entre 2π et 4π : $\cos \left(\psi_1 - \frac{\theta_1}{2}\right) = 1$

$$\psi_{1\text{opt}} = -2\pi + \frac{\theta_1}{2}$$

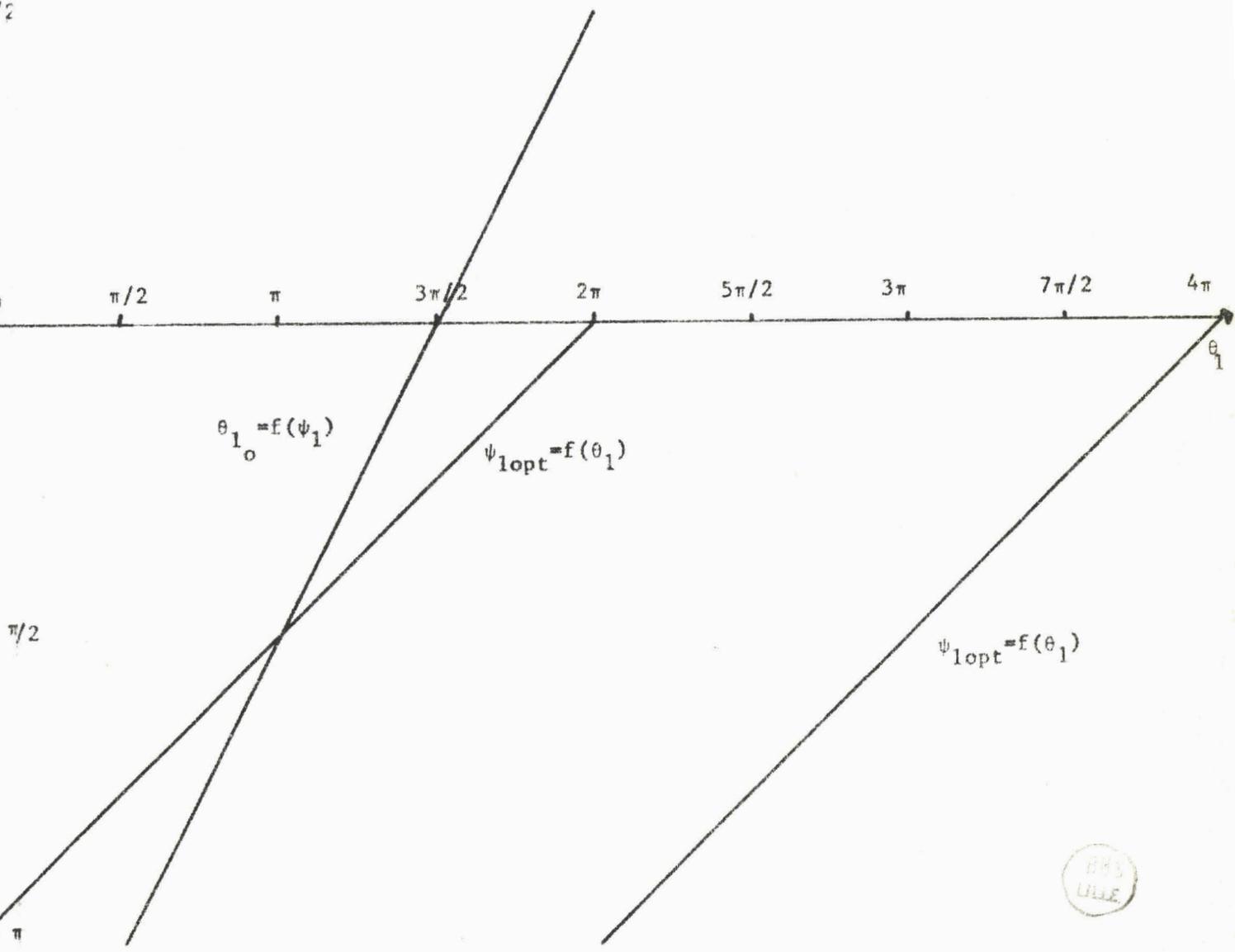
Nous avons représenté courbe C.I.1 l'évolution de $\psi_{1\text{opt}}$ en fonction de θ_1 . En pratique, il faudra donc que pour la fréquence fondamentale, ψ_1 soit peu différent de $\psi_{1\text{opt}}$. Par contre pour les autres fréquences harmoniques et sous harmoniques il suffira que la condition d'oscillation soit vérifiée.

1.3.1.2. Optimisation de θ_1

Dans le cas général, la valeur de θ_1 qui donne la puissance maximale dépend non seulement de ψ_1 mais aussi de γ_1 par l'intermédiaire de v_1 .

Courbe I.1 : Valeurs ψ_{lopt} et θ_{1o} donnant la puissance maximum

opt



Par contre, quand les fréquences d'oscillations sont très élevées, nous pouvons négliger le terme v_1 dans l'expression de la puissance : $v_1 \ll 1$. Dans ce cas si le temps de transit des porteurs dans la zone d'avance reste négligeable, la puissance s'exprime par :

$$P_{D1} = \gamma_1 E_{\delta 1}^2 W \left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \left\{ \frac{\sin \frac{\theta_1}{2} \cos \left(\psi_1 - \frac{\theta_1}{2}\right)}{\theta_1} \right\} \quad (I.21)$$

Dans ces conditions nous pouvons rechercher l'angle de transit qui donne le maximum de puissance émise à une fréquence déterminée et pour une valeur donnée de ψ_1 . L'expression de l'angle de transit optimum sera :

$$\theta_{10} = -\frac{3\pi}{2} + \psi_1 \quad (I.22)$$

Nous avons représenté sur le même graphique que précédemment (C.I.1) la courbe donnant les variations de θ_{10} en fonction de ψ_1 . On voit immédiatement que le maximum de puissance émise est obtenu au point d'intersection des deux courbes : $\psi_{10} = -\frac{\pi}{2}$ et $\theta_{10} = \pi$, on pouvait d'ailleurs prévoir ce résultat en analysant l'expression simplifiée (I.21) de la puissance.

1.3.2. Etude du rendement

1.3.2.1. Valeur limite du rendement dans un cas idéal

Pour réaliser cette étude, nous effectuons un certain nombre d'approximations qui nous amènent à des conditions de fonctionnement quasi idéales

- . l'épaisseur δ de la zone d'émission est négligeable devant celle de la zone de transit.
- . la fréquence est suffisamment élevée pour que l'on ait $v_1 \ll 1$.
- . la composante $E_{\delta 1}$ atteint sa valeur maximum admissible : elle est égale à E_0 (amplitude du champ continu dans la zone de transit). Ceci n'est valable que si les amplitudes des autres composantes sont faibles, car la jonction semiconductrice doit rester en polarisation inverse.

Nous considérons le cas où les amplitudes des oscillations sont très élevées et où l'émission de champ est une fonction rapidement croissante du champ électrique E_δ : la courbe représentant l'évolution du courant de conduction en fonction du temps présente un maximum très aigu et peut être assimilée à la fonction de Dirac δ soit :

$$I_c(t) = I_o \sum_{i=0}^{\infty} \delta(t + 2\pi i) \quad (\text{I.23})$$

Théoriquement toutes les composantes du courant de conduction sont égales à $2 I_o$. En pratique cette approximation n'est valable que si l'on se limite à l'harmonique d'ordre 2. On a donc :

$$\gamma_1 = \frac{2 I_o}{E_{\delta 1}} \quad (\text{I.24})$$

Compte tenu de toutes ces approximations, l'expression de la puissance émise devient :

$$P_{D1} = 2(W - \delta) E_o I_o \frac{\sin \frac{\theta_1}{2} \cos(\psi_1 - \frac{\theta_1}{2})}{\theta_1} \quad (\text{I.25})$$

$$\text{La puissance continue dissipée est } P_o = (W - \delta) I_o E_o \quad (\text{I.26})$$

Le rendement sera donc :

$$\eta = \left| \frac{2 \sin \frac{\theta_1}{2} \cos(\psi_1 - \frac{\theta_1}{2})}{\theta_1} \right| \quad (\text{I.27})$$

La forme simple de cette expression permet de rechercher directement les structures convenables pour l'obtention d'un rendement optimum. En dérivant la formule I.27 par rapport à θ_1 , nous obtenons la relation liant θ_o (angle de transit donnant un rendement optimum) au terme ψ_1 , soit :

$$\theta_o \cos(\theta_o - \psi_1) = \sin \psi_1 + \sin(\theta_o - \psi_1) \quad (\text{I.28})$$

Les variations de θ_o en fonction de ψ_1 sont représentées sur la courbe C.I.2. Pour ψ_1 variant de $-\pi$ à $+\frac{\pi}{2}$ nous avons θ_o qui varie de 0 à 2π . θ_o dépend donc énormément de la valeur de ψ_1 .

θ_1
op

2-

$3\pi/2$

$5\pi/4$

π

$3\pi/4$

$\pi/2$

$\pi/4$

-180° -135°

-90°

-45°

0°

$+90^\circ$

C.I.2 : Angle de transit donnant
le rendement optimum ψ_1 fonction
de ψ_1



De même nous avons représenté (courbe C.I.3) l'évolution du rendement théorique optimum (η_0) en fonction de ψ_1 (la valeur de θ_1 étant optimale). Pour ce modèle simplifié, nous pouvons constater que η_0 passe de la valeur 0 pour $\psi_1 = \frac{\pi}{2}$ et $\theta_0 = 2\pi$ à 100 % pour $\psi_1 = -\pi$ et $\theta_0 = 0$. Cette variation est évidemment considérable et elle incite à accorder une grande importance à l'étude de ψ_1 en fonction des conditions de fonctionnement de la diode. C'est ainsi que pour l'émission instantanée (effet tunnel dans les semiconducteurs) où $\psi_1 = 0$, on atteint un rendement maximum de 20 % ; pour l'émission retardée (diodes en avalanche), quand $\psi_1 = -\pi/2$, ce rendement peut atteindre 70 % pour $\theta_0 = 3\pi/4$.

Ces résultats sont bien sûr très optimistes. Nous allons essayer d'apprécier l'influence des approximations que nous avons effectuées afin de donner une valeur plus correcte du rendement optimum.

1.3.2.2. Valeur du rendement dans un modèle plus réaliste

Essayons de préciser l'influence des diverses approximations que nous avons effectuées pour constituer le modèle idéal et d'introduire des facteurs correctifs correspondants.

a) - Nous ne considérons plus comme négligeable l'épaisseur de la zone d'avalanche. Nous admettons que le champ continu qui y règne est constant et égal à E_a et que dans la zone de transit le champ continu est constant et égal à E_t . Posons $k_0 = \frac{E_t}{E_a}$. Par ailleurs, nous admettons que la composante $E_{\delta 1}$ du champ à la fréquence fondamentale dans la zone d'avalanche et par là donc à l'entrée de la zone de transit est égal à E_t . On a donc :

$$k_0 = \frac{E_t}{E_a} = \frac{E_{\delta 1}}{E_a}$$

En négligeant δ , nous ne tenons pas compte des puissances continues et alternatives dissipées dans la zone d'avalanche.

- Influence de la puissance continue dissipée dans la zone d'avalanche : Au lieu de : $P_0 = (W - \delta) E_t I_0$, nous avons :

$$P'_0 = (E_a \delta + (W - \delta) E_t) I_0 \quad (I.29)$$

Optimum

100%

75 %

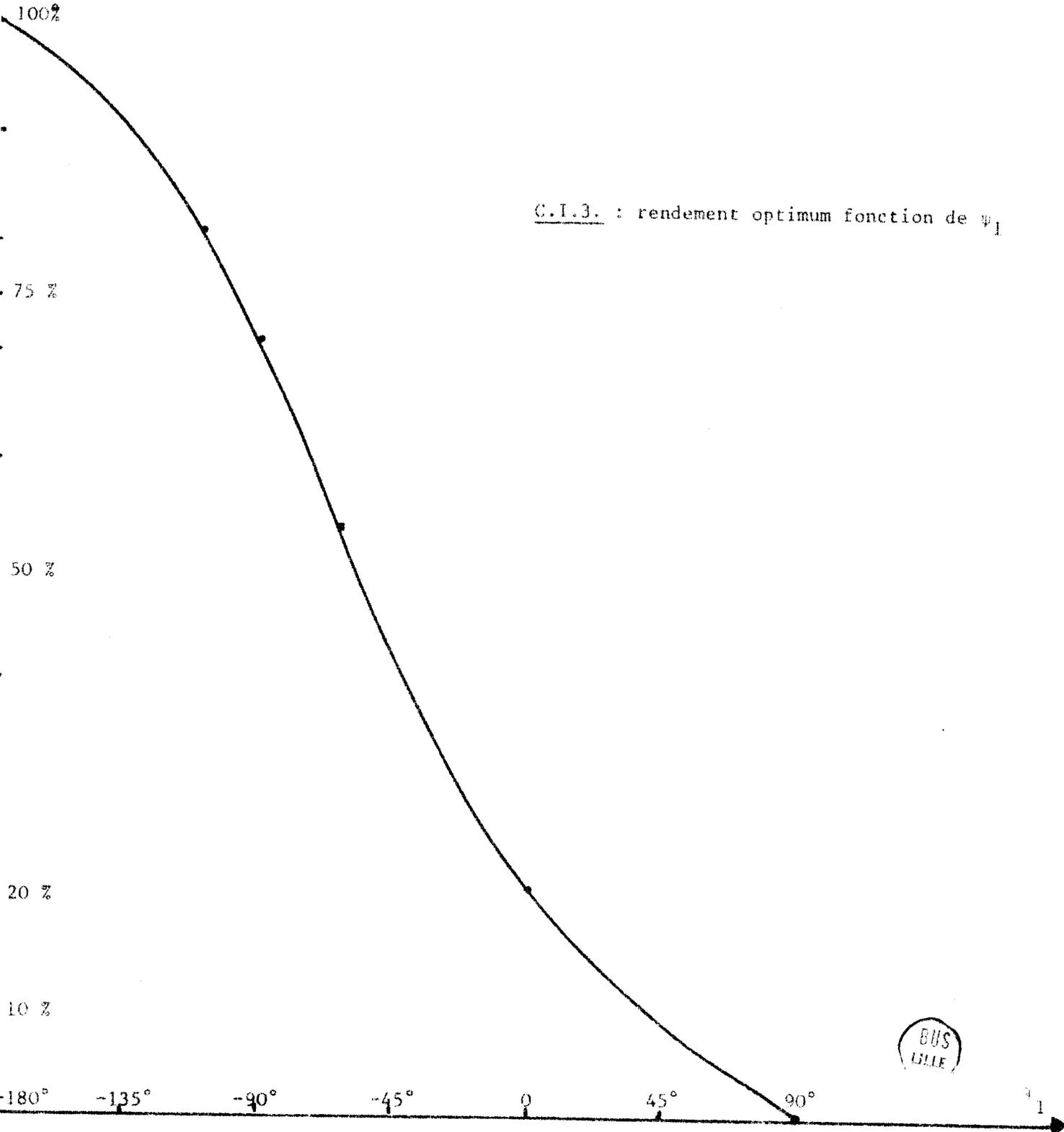
50 %

20 %

10 %

C.I.3. : rendement optimum fonction de ψ_1

-180° -135° -90° -45° 0 45° 90° ψ_1



Dans l'expression du rendement nous devons donc introduire un terme correctif égal à :

$$\frac{P_o}{P'_o} = \frac{1}{1 + \frac{\delta}{k_o (W - \delta)}}$$

- Influence de la puissance alternative dissipée dans la zone d'avalanche : son expression est :

$$P_{\delta 1} = \frac{1}{2} \gamma_1 E_{\delta 1}^2 \delta \cos \psi_1 \quad (I.30)$$

Ceci introduit un terme correctif égal à :

$$\left(1 - \frac{\delta}{W - \delta} \frac{\cos \psi_1}{\eta_M}\right)$$

où η_M est le rendement limite calculé précédemment.

b) Dans le cas idéal nous avons admis que la forme du courant de conduction était assimilable à une impulsion de Dirac. La théorie analytique développée dans Acta Electronica ⁽¹⁶⁾ pour un champ sinusoïdal, nous permet de donner une valeur plus exacte bien qu'approchée de l'amplitude C_1 de la composante fondamentale du courant :

$$C_1 = \gamma_1 \times E_{\delta 1} = 2 I_o \frac{B_1(Y)}{B_o(Y)} \times \frac{1}{\sin \psi_1} \quad (I.31)$$

où B_1 et B_o sont les fonctions de Bessel modifiées de 1ère espèce avec :

$$Y = \frac{2 \lambda E_{\delta 1}}{\tau \omega} \quad (I.32)$$

avec $\lambda = 1,68 \cdot 10^{-5}$ cm/V et $\tau = \frac{\delta}{v}$ ($v = 10^5$ m/s)

Ces différentes considérations nous permettent d'obtenir une expression du rendement qui est plus proche de la réalité que la valeur limite précédente.

$$\eta = \eta_M(\psi_1) \left(\frac{1}{1 + \frac{\delta}{k_o (W - \delta)}} \right) \left(1 - \frac{\delta}{W - \delta} \frac{\cos \psi_1}{\eta_M} \right) \left(\frac{B_1(Y)}{B_o(Y)} \right) \quad (I.33)$$

Pour une diode à avalanche et temps de transit de type classique pour laquelle $\delta = 1 \mu$, $W - \delta = 3 \mu$, $k_0 = 0,5$ avec $E_{\delta 1} = 10^5$ V/cm, $Y = 3,6$ et $\psi_1 = -75^\circ$ on obtient dans ce cas un rendement voisin de 25 % ce qui semble plus proche des valeurs pratiques observées.

Bien que restant très approchée, cette étude montre l'importance de la valeur prise par la conductivité d'injection et notamment de sa phase si l'on cherche à obtenir un rendement optimum pour un dispositif à émission de champ et temps de transit. Il semble donc fondamental d'étudier l'influence des conditions de fonctionnement et notamment de la présence des composantes harmoniques et sous harmoniques du champ sur la conductivité d'injection.

CHAPITRE II

ETUDE THEORIQUE DES CARACTERISTIQUES DE LA ZONE D'INJECTION.

INFLUENCE DES HARMONIQUES ET SOUS HARMONIQUES.

SOMMAIRE

INTRODUCTION

II.1. PRINCIPE DE L'ETUDE

II.1.1. Equation fondamentale

II.1.1.1. Hypothèses fondamentales

II.1.1.2. Equation de base (équation de Read)

II.1.2. Résolution numérique

II.1.2.1. Nécessité d'une résolution numérique

II.1.2.2. Processus de calcul

II.2. ETUDE DE γ_1 ET ψ_1

II.2.1. Champ sinusoïdal

II.2.2. Cas d'un champ périodique

II.2.2.1. Influence de l'harmonique 2

a) Influence de ϕ_2

b) Influence de l'amplitude de la composante du champ à l'harmonique 2

II.2.2.2. Influence d'une composante sous-harmonique

a) Influence de $\phi_{1/2}$

b) Influence de l'amplitude $E_{1/2}$

II.2.3. Conclusion

ETUDE THEORIQUE DES CARACTERISTIQUES DE LA ZONE D'INJECTION

INFLUENCE DES HARMONIQUES ET SOUS HARMONIQUES.

INTRODUCTION

L'étude précédente nous a permis de constater l'influence de la conductivité d'injection et notamment de sa phase ψ sur la valeur de la puissance émise en oscillation par un dispositif à émission de champ et temps de transit. Dans ce chapitre, nous nous intéresserons uniquement au cas des diodes semiconductrices en régime d'avalanche : nous étudierons l'évolution de ψ_1 et γ_1 (module et phase de la conductivité d'injection à la fréquence d'oscillation) en fonction de l'amplitude et de la phase des composantes harmoniques et sous harmoniques de la fréquence considérée. Plus précisément nous étudierons l'influence de l'harmonique 2 et du sous harmonique $\frac{1}{2}$ sur la conductivité d'injection.

Donnons tout d'abord une explication qualitative du mode d'action des composantes harmoniques :

. Nous considérons d'abord le cas où la tension alternative aux bornes de la diode est sinusoïdale et de faible amplitude, on peut à ce moment supposer ⁽¹⁷⁾ que le champ E_0 dans la zone d'avalanche oscille symétriquement de part et d'autre de la valeur continue E_{a_0} qui donne l'avalanche. L'évolution du courant de conduction en fonction du temps (fig. II.1.a) fait apparaître exactement un déphasage de $\pi/2$ entre les composantes de la tension et du courant : il n'y a pas de puissance dissipée dans la zone d'avalanche.

. Si l'amplitude de l'oscillation sinusoïdale augmente et si l'on ne peut plus, pour des raisons de dissipation thermique, augmenter la valeur moyenne I_0 du courant d'avalanche, nous observons une diminution ΔE_0 du champ continu dans la zone d'avalanche. Cette variation du champ provient du caractère non linéaire du comportement de la zone d'avalanche et de l'effet de détection qui en résulte, à champ continu constant, le courant moyen dans la zone d'avalanche devrait augmenter et donc si le courant reste constant, le champ continu doit diminuer de ΔE_0 . Cet effet, qui a été

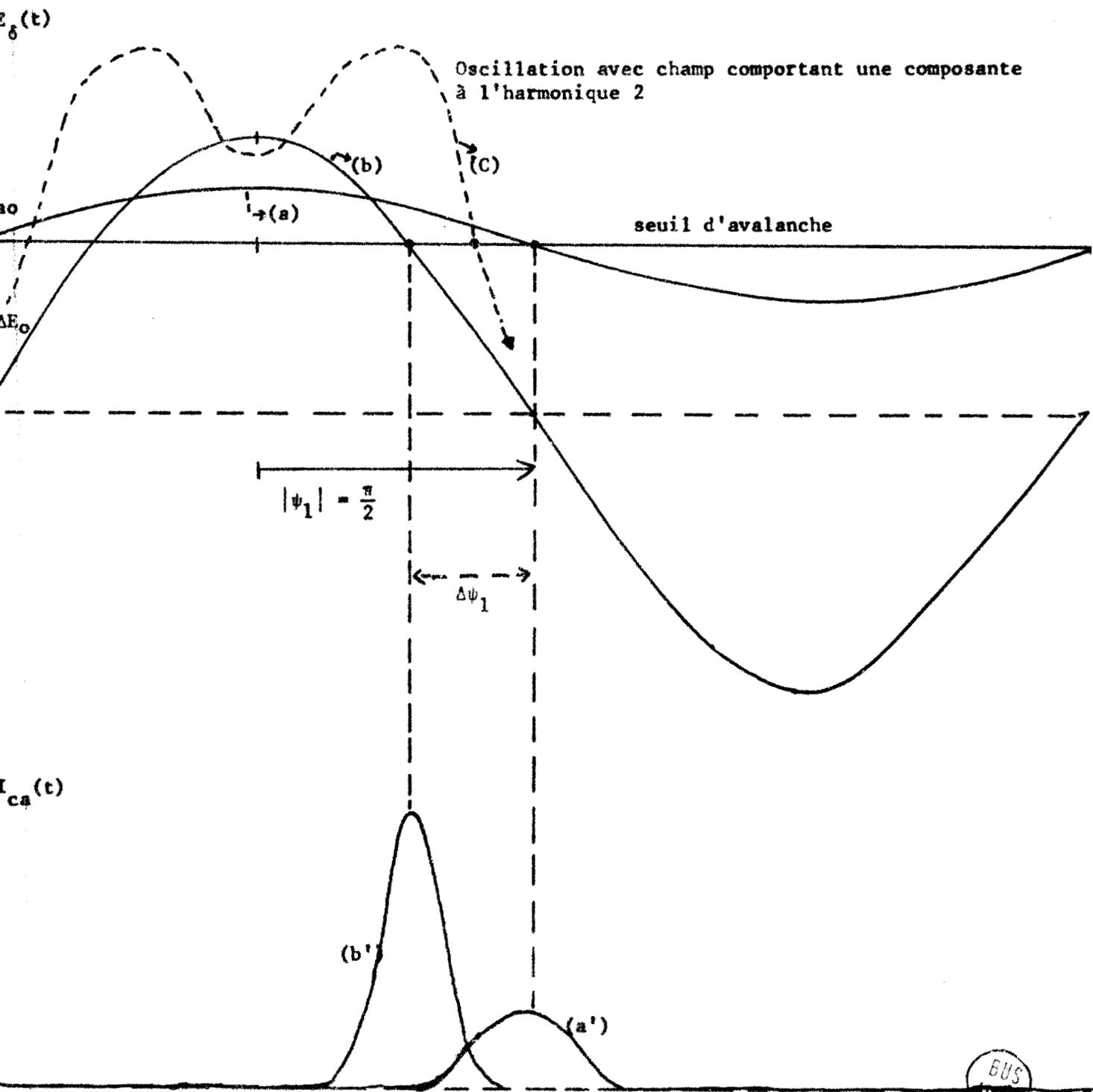


Fig. II.1

mis en évidence dans d'autres travaux ⁽¹⁴⁾ permet d'expliquer la modification du déphasage ψ_1 . En effet le maximum du courant de conduction est obtenu quand le champ instantané E_δ dans la zone d'avalanche est égal au champ de seuil E_{a_0} . Nous voyons (fig. II.1.b) que ce champ de seuil est atteint plus tôt que précédemment. Le déphasage de la composante fondamentale du courant est inférieur à $\pi/2$. Ceci fait apparaître une dissipation de puissance et donc une diminution du rendement.

. Envisageons maintenant le cas où le champ électrique comporte une composante à l'harmonique 2. Pour un réglage convenable de la phase de cet harmonique nous pouvons observer la forme d'onde représentée fig. II.1.c. Nous remarquons que le déphasage entre les composantes fondamentales du courant et du champ est beaucoup plus proche de $\pi/2$ que dans le cas précédent. Il y a donc diminution de la puissance dissipée et amélioration du rendement.

Un effet similaire pourrait être obtenu en ajoutant au champ électrique sinusoïdal une composante sous harmonique.

Ainsi donc, en plaçant la diode dans un circuit accordable à la fois sur la fréquence double et sur la fréquence moitié de celle de l'oscillation il semble possible d'améliorer considérablement le rendement d'un oscillateur A.T.T.. L'obtention de conditions optima de fonctionnement en oscillation nécessite donc une étude approfondie de l'influence des harmoniques et sous harmoniques : à cet effet, nous nous proposons d'effectuer une analyse quantitative des variations de ψ_1 et γ_1 en fonction :

- . de l'amplitude d'un champ sinusoïdal E_1 , afin de justifier les résultats de notre précédente analyse qualitative.
- . de l'amplitude et de la phase du champ à l'harmonique 2 dans la zone d'avalanche
- . de l'amplitude et de la phase du champ au sous harmonique 1/2 dans la zone d'avalanche.

II.1. PRINCIPE DE L'ETUDE

Un certain nombre d'hypothèses fondamentales nous ont permis d'aboutir à une formulation théorique qui traduit le comportement de la zone d'avalanche. Nous ne détaillerons pas ces éléments qui ont été exposés par ailleurs (16). Nous nous bornerons à donner ici l'équation de base dont la résolution nous permet de faire une appréciation quantitative des influences des harmoniques ; nous préciserons cependant les limites de validité de cette équation.

II.1.1. Equation fondamentale

II.1.1.1. Hypothèses fondamentales

Nous considérons un modèle unidimensionnel pour la structure considérée.

Les taux d'ionisation des électrons et des trous sont supposés égaux $\alpha_n = \alpha_p = \alpha$ (on pourrait généraliser assez facilement en utilisant la relation (18) $\alpha_n = K \alpha_p$).

Les vitesses des électrons et des trous sont égales à leur valeur limite $v_n = v_p = v$ (champ supérieur à 10^4 V/cm).

La période des oscillations observées est beaucoup plus grande que la constante de relaxation diélectrique du silicium.

Aux fréquences considérées le temps de transit des porteurs dans la zone d'avalanche est très inférieur à la période du champ électrique.

II.1.1.2. Equation de base (Equation de Read)

A partir des équations générales de l'électrocinétique et des hypothèses précédentes, nous pouvons déduire l'expression générale du courant de conduction (19) :

$$\frac{\tau_\delta}{2} \frac{d I_{ca}}{dt} = I_{ca} \{ \psi_{ET}(t) - 1 \} + 2 I_s \quad (II.1)$$

expression dans laquelle :

- $\tau_\delta = \frac{\delta}{v}$ temps de transit des porteurs dans la zone d'avalanche
- $\psi_{E_T}(t) = \int_0^\delta \alpha_{E_T}(t) dx$ (II.2)
- I_s courant de saturation
- α taux d'ionisation des électrons et des trous
- E_T champ total.

En négligeant le courant de saturation I_s l'intégration de (II.1) nous donne :

$$I_{ca} = I_{00} \exp \left\{ \frac{2}{\tau_\delta} \int_0^t (\psi_{E_T}(t) - 1) dt \right\} \quad (II.3)$$

I_{00} courant de conduction à l'instant $t = 0$.

Dans cette étude, nous utiliserons l'expression de Mac Kay (20) $\alpha = \alpha_0 e^{\lambda E_T}$ (II.4) pour le taux d'ionisation dans la zone d'avalanche. Cette formule ne constitue pas l'expression la plus exacte de α . Son utilisation facilite notablement la résolution numérique du calcul. De plus, elle reste valable dans un large domaine de champs électriques à condition d'ajuster convenablement les paramètres α_0 et λ pour rendre compte le plus possible des valeurs expérimentales dans la gamme de champs utilisés.

Nous nous limitons à l'influence des composantes à l'harmonique 2 et au sous harmonique 1/2. Le champ total prend donc alors la forme suivante :

$$E_T = E_{a0} + \Delta E_0 + E_{1/2} \sin \left(\frac{\omega}{2} t + \phi_{1/2} \right) + E_1 \sin \omega t + E_2 \sin(2\omega t + \phi_2) \quad (II.4)$$

E_{a0} est le champ continu en l'absence de composantes alternatives.

$E_{a0} + \Delta E_0$ est le champ continu pour ces valeurs des composantes alternatives.

Les composantes alternatives du champ sont constantes dans la zone d'avalanche ; si l'on tient compte de la condition d'avalanche, $\psi(E_T)$ prend la forme suivante :

$$\psi(E_T) = e^{\lambda (\Delta E_0 + E_{1/2} \sin \left(\frac{\omega}{2} t + \phi_{1/2} \right) + E_1 \sin \omega t + E_2 \sin (2\omega t + \phi_2))} \quad (II.5)$$

II.1.2. Résolution numérique

II.1.2.1. Nécessité d'une résolution numérique

L'expression du courant de conduction issu de la zone d'avalanche peut être obtenue à partir des équations II.3 et II.5. On obtient :

$$I_{ca} = I_{00} \exp \left\{ \frac{2}{\tau_{\delta}} \int_0^t \left[e^{\lambda \left(\Delta E_0 + E_1 \sin\left(\frac{\omega}{2}t + \phi_1\right) + E_1 \sin \omega t + E_2 \sin(2\omega t + \phi_2) \right)} - 1 \right] dt \right\} \quad (\text{II.6})$$

Or nous cherchons à obtenir les composantes du courant de conduction aux diverses fréquences et surtout à la fréquence fondamentale. On peut effectuer cette étude de façon purement analytique ⁽¹⁴⁾ ; pour la mener à bien il faut admettre certaines hypothèses simplificatrices. Si ce procédé présente l'avantage de faciliter la compréhension physique des phénomènes, il a cependant deux inconvénients: d'une part les hypothèses ne sont toujours pas justifiées et d'autre part les formules finales sont tellement complexes que leur exploitation pratique s'avère très difficile. Pour ces raisons, nous avons préféré utiliser une méthode de résolution numérique sur ordinateur : elle nous permet de nous affranchir de toute hypothèse simplificatrice et nous conduit à des résultats que l'on peut facilement comparer aux résultats expérimentaux.

II.1.2.2. Processus de calcul

Les données du calcul numérique sont de deux types :

- . les données propres à la structure (δ) et au matériau utilisé (λ , ν)
- . les données liées aux conditions de fonctionnement : valeurs du courant de polarisation I_0 et des composantes du champ aux trois fréquences (fondamentale, sous harmonique 1/2 et harmonique 2).

A partir des données précédentes, l'expression II.6 montre qu'il est aisé d'obtenir la fonction $I_{ca}(t)$. Il suffit pour cela de calculer $e^{\lambda(E_T - E_{a0})}$, de réaliser l'intégration numérique de cette fonction et de calculer l'exponentielle de cette fonction intégrale.

Pourtant, le calcul nécessite la connaissance de la variation ΔE_0 du champ continu sous l'influence du champ alternatif. Nous déterminons donc d'abord ΔE_0 , en écrivant que la condition d'avalanche est satisfaite en moyenne sur une période du signal alternatif, soit :

$$\frac{1}{T} \int_0^T \left(\int_0^\delta \alpha_0 e^{\lambda E_T} dx \right) dt = 1 \quad (II.7)$$

En remarquant que la condition d'avalanche doit être vérifiée en l'absence du champ alternatif ($\alpha_0 \delta e^{\lambda E_{a0}} = 1$) nous obtenons :

$$\Delta E_0 = -\frac{1}{\lambda} \text{Log} \frac{1}{T} \int_0^T \left(e^{\lambda \left(\frac{E_1}{2} \sin \left(\frac{\omega}{2} t + \phi_1 \right) + E_1 \sin \omega t + E_2 \sin(2\omega t + \phi_2) \right)} \right) dt \quad (II.8)$$

Un autre élément inconnu apparaît dans l'équation II.6 : il s'agit de la valeur du courant à l'origine du temps I_{00} . Il est déterminé en écrivant que la valeur moyenne du courant de conduction $I_{ca}(t)$ est égale au courant continu de polarisation

$$\frac{1}{T} \int_0^T I_{ca}(t) dt = I_0 \quad (II.9)$$

Cette méthode de calcul nous permet de connaître l'évolution temporelle du courant de conduction $I_{ca}(t)$; il est possible de calculer les diverses composantes en utilisant un développement en série de Fourier.

Nous obtenons :

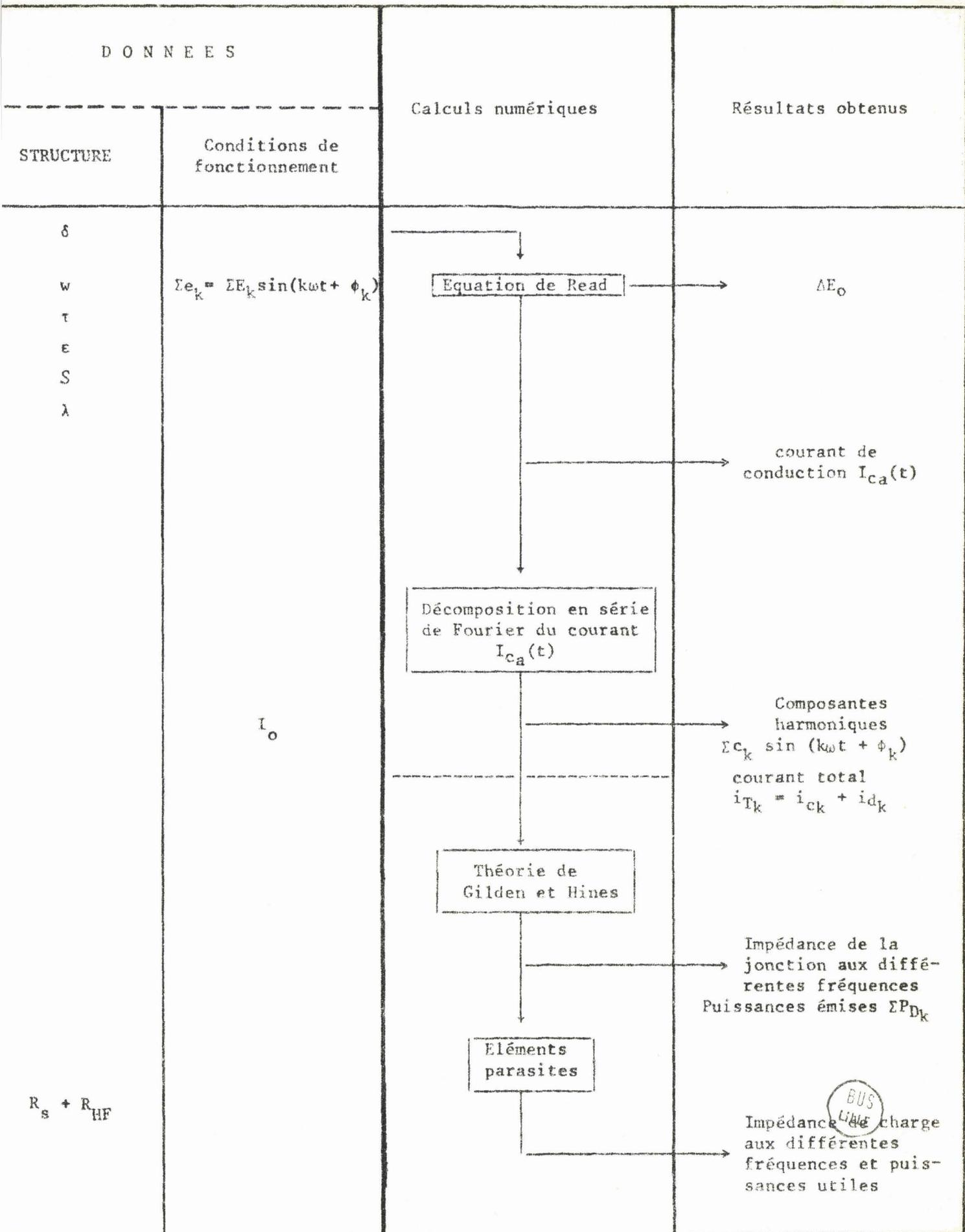
$$i_{ck} = C_k \sin(k \omega t + \phi_k) \quad (II.10)$$

Le calcul numérique nous donne les valeurs des coefficients C_k et les phases ϕ_k . On peut en déduire le module et la phase de la conductivité d'injection $\gamma_k = \frac{C_k}{E_k}$ (II.11) (tiré des expressions I.2 et II.10), et $\psi_k = \phi_k - \phi_k$.

Nous étudierons surtout le module et la phase de la conductivité d'injection à la fréquence fondamentale ou plutôt C_1 et ψ_1 .

Nous avons représenté fig. II.2, le schéma général de calcul que nous avons utilisé. Le programme détaillé est donné en annexe (2).

Fig. II.2 : Diagramme général du programme de calcul numérique



II.2. ETUDE DE γ_1 ET ψ_1

Nous nous proposons d'étudier les variations de la conductivité d'injection et de faire apparaître l'influence des composantes harmoniques et sous harmoniques. Nous verrons notamment dans quelle mesure le module de la conductivité d'injection est-il différent de sa valeur idéale $\frac{2I_0}{E_1}$ en régime non linéaire (ceci revient à comparer C_1 à $2 I_0$). Nous étudierons en détail l'évolution de la phase ψ_1 en se rappelant que le régime obtenu est d'autant plus favorable que $|\psi_1|$ est plus grand. Nous envisagerons tout d'abord le cas d'un régime purement sinusoïdal : ceci correspond dans la pratique au cas où le circuit ne réalise aucun accord pour les fréquences harmoniques et sous harmoniques.

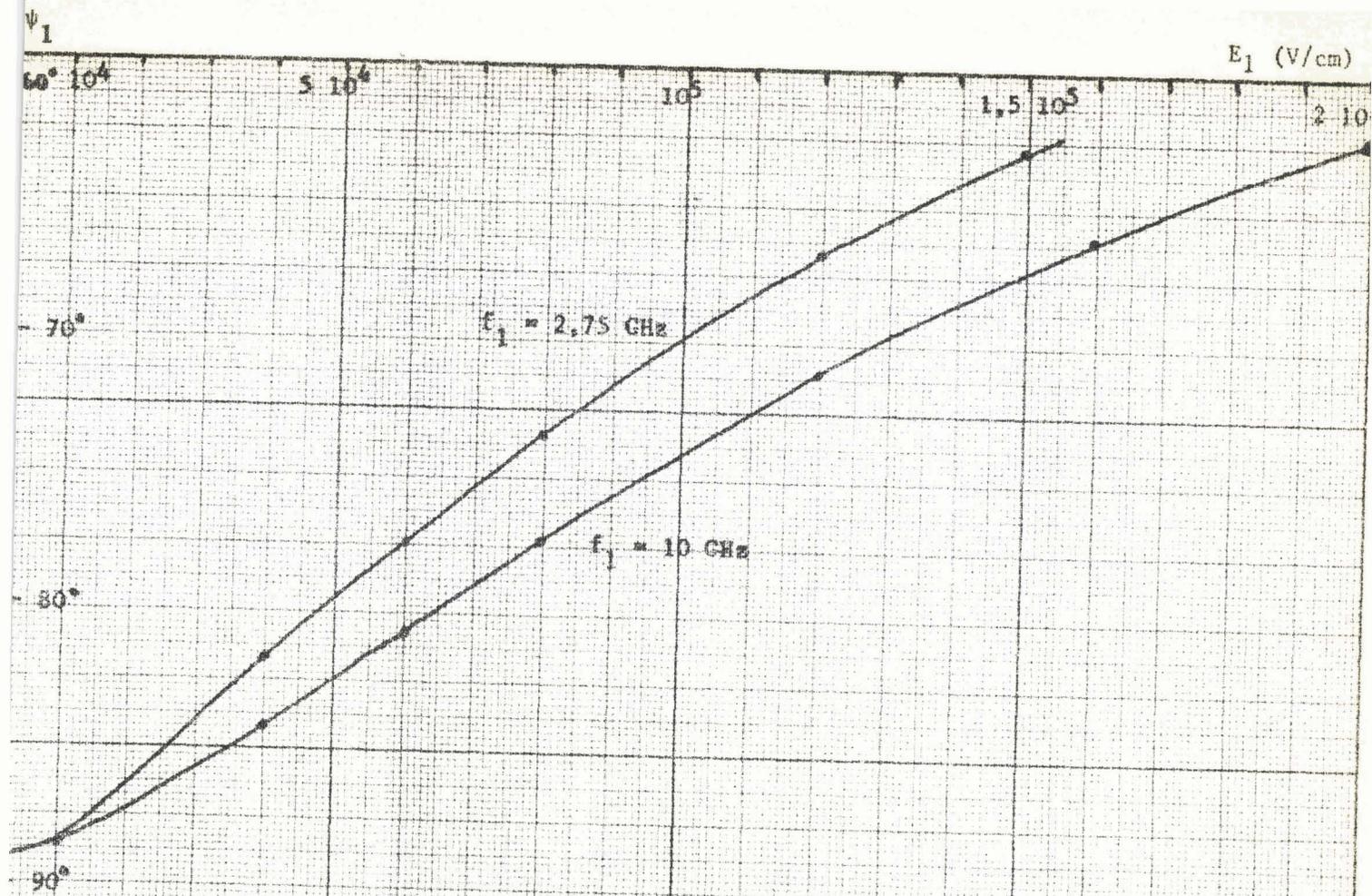
II.2.1. Champ sinusoïdal

Nous utilisons le procédé de calcul précédent en écrivant simplement que les composantes harmoniques et sous harmoniques sont nulles.

Les conditions d'étude sont :

- . épaisseur de la zone d'avalanche $\delta = 1 \mu$
- . fréquence de travail $f_1 = 2,75 \text{ GHz}$ et $f_1 = 10 \text{ GHz}$
- . section de la jonction $S = 10^{-4} \text{ cm}^2$
- . paramètre $\lambda = 1,68 \cdot 10^{-5} \text{ cm/V}$

Nous avons représenté (courbe C.II.1) les variations de ψ_1 en fonction de E_1 . On constate que pour des amplitudes de champ relativement faibles (champs inférieurs à $2 \cdot 10^4 \text{ V/cm}$) le déphasage ψ_1 est très voisin de $-\pi/2$: la zone d'avalanche est équivalente à une inductance quasi pure (comme le prévoit la théorie linéaire ⁽²¹⁾ et les pertes de puissance dans la zone d'avalanche sont minima. Par contre quand l'amplitude du champ E_1 augmente, on observe, conformément aux prévisions de l'étude qualitative, une diminution progressive de la valeur absolue de ψ_1 ($\psi_1 \sim -75^\circ$ pour $E_1 \sim 10^5 \text{ V/cm}$ et $f_1 = 10 \text{ GHz}$) : la zone d'avalanche est équivalente à un dipôle self résistive. La dissipation de puissance augmente avec le niveau et ceci constitue comme nous l'avons vu précédemment une limitation fondamentale pour la puissance et le rendement obtenus en mode A.T.T.. Avec un champ purement sinu-



Cell.1 : Variation de ψ_1 avec E_1

pour $E_2 = 0$

$\delta = 1 \mu$

$f_1 = 10$ GHz

et $f_1 = 2.75$ GHz

BUS
LILLE

soidal il est impossible de remédier à cet effet défavorable; nous allons montrer que l'influence de l'harmonique 2 peut s'exercer dans un sens favorable.

Par ailleurs, nous avons porté (courbe C.II.2) les variations du module C_1 de la composante fondamentale du courant injecté en fonction du champ E_1 . On peut remarquer que C_1 tend très vite vers sa valeur limite $2 I_0$ et que le module de la conductivité d'injection tend vers sa valeur idéale $\frac{2I_0}{E_1}$. Pour des champs très élevés (supérieurs à 10^5 V/cm) la différence entre la valeur réelle et la valeur limite devient inférieure à 15 %. Dans de nombreux cas usuels, l'approximation faite dans le calcul de la puissance ($C_1 \neq 2 I_0$) au chapitre précédent semble donc relativement justifiée.

II.2.2. Cas d'un champ périodique

Dans le cas général, l'étude est très complexe, eu égard au grand nombre de paramètres à considérer (amplitudes et phases des composantes harmoniques et sous harmoniques). Nous nous limitons donc à l'influence du champ à l'harmonique 2 et au sous harmonique 1/2, avec le même type de diode que précédemment.

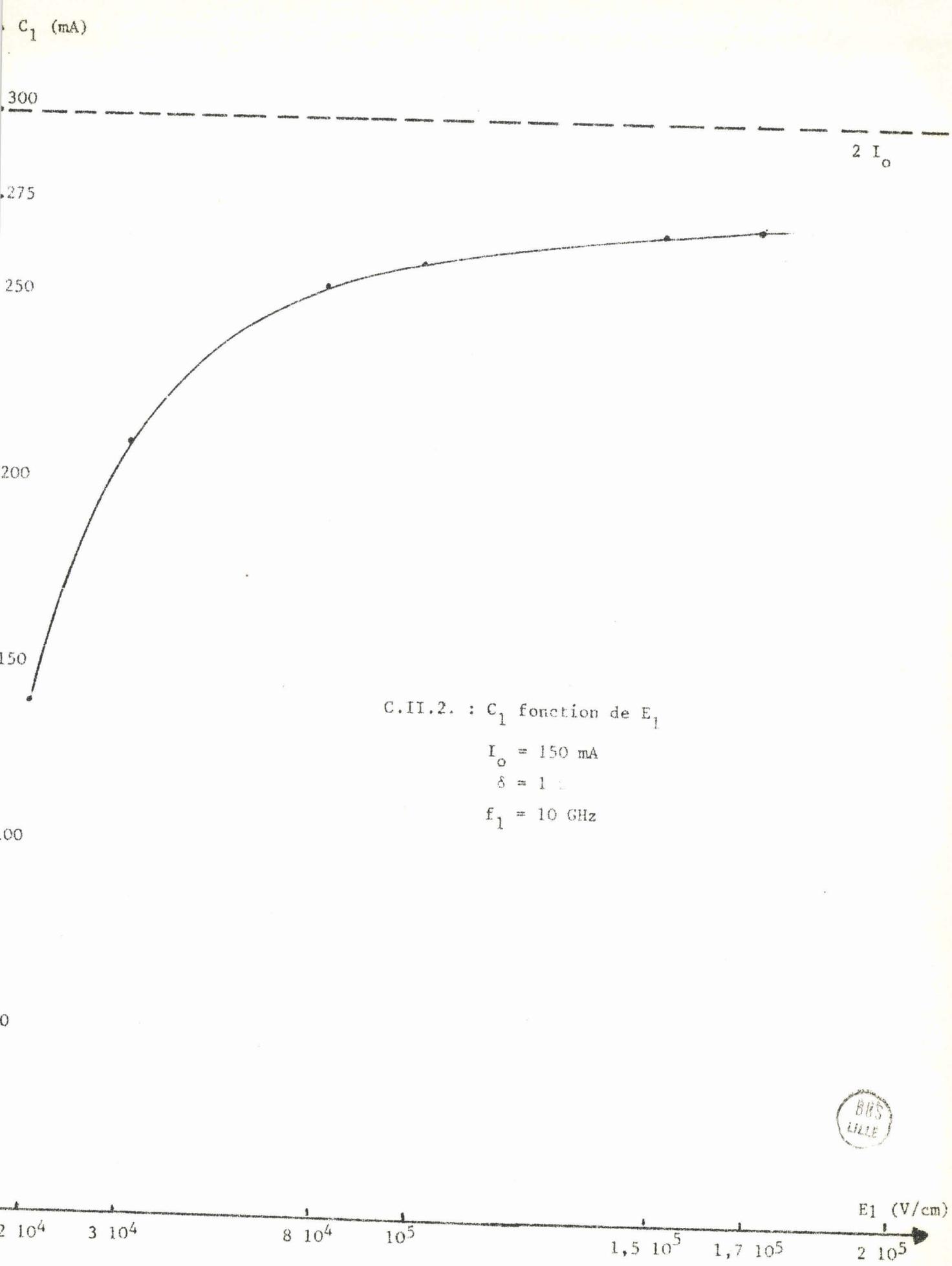
II.2.2.1. Influence de l'harmonique 2

Nous admettons que le champ alternatif comporte une composante fondamentale d'amplitude E_1 et une composante à l'harmonique 2 d'amplitude E_2 et de phase ϕ_2 : les deux paramètres à considérer sont donc E_2 et ϕ_2 .

a) Influence de ϕ_2

Nous donnons (courbe C.II.3) l'évolution de la phase ψ_1 de la conductivité d'injection en fonction du déphasage ϕ_2 de la composante à l'harmonique 2. Les variations de ψ_1 sont assez considérables par rapport à la valeur obtenue quand la composante à l'harmonique 2 est nulle :

- pour des valeurs de ϕ_2 comprises entre $\sim \pi/8$ et $\sim \pi$, la valeur absolue de ψ_1 augmente ; ce qui équivaut à une diminution des pertes



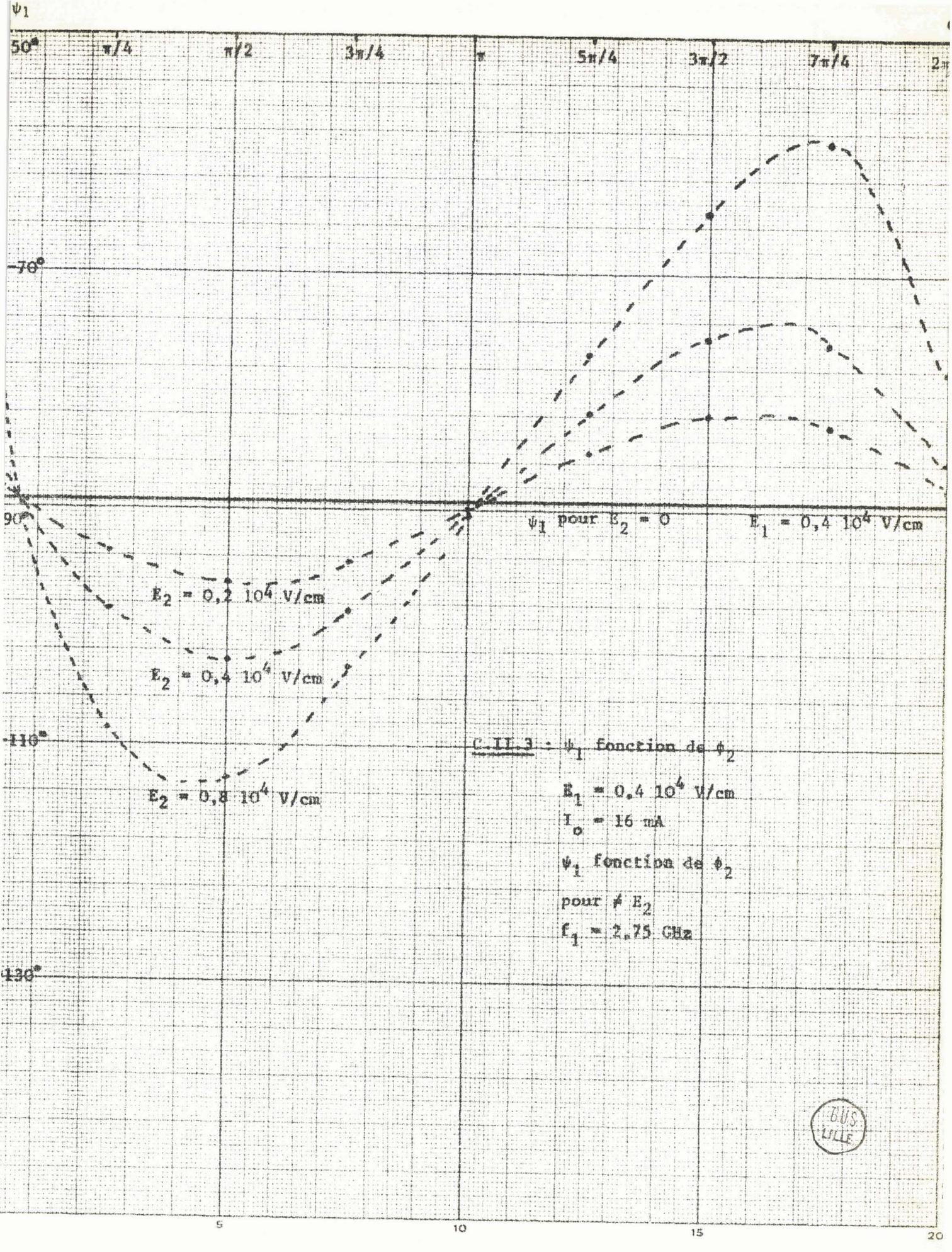
C.II.2. : C_1 fonction de E_1

$I_0 = 150$ mA

$\delta = 1$:

$f_1 = 10$ GHz





de puissance. La valeur optimale de ϕ_2 est voisine de $\pi/2$; nous pouvons constater qu'en ce point on peut obtenir des valeurs de $|\psi_1|$ supérieures à $\pi/2$: ainsi au lieu d'une consommation de puissance dans la zone d'avalanche on observe plutôt une production de puissance.

- pour des valeurs de ϕ_2 supérieures à π , on observe le phénomène inverse : $|\psi_1|$ diminue par rapport à sa valeur naturelle et les pertes de puissance augmentent.

D'autre part, nous avons étudié (courbe C.II.4) l'évolution de l'amplitude C_1 du courant à la fréquence fondamentale en fonction de ϕ_2 . Cette variation est assez notable ; cependant pour la phase optimale ($\phi_2 = \pi/2$) et pour des champs élevés ($E_1 = 10^5$ V/cm) elle est égale à la valeur obtenue pour $E_2 = 0$ (valeur qui est très peu différente de la valeur idéale $2 I_0$).

b) Influence de l'amplitude de la composante du champ à l'harmonique 2

Nous avons effectué cette étude pour une phase ϕ_2 où l'influence de l'harmonique 2 est favorable, c'est à dire contribue à l'amélioration des conditions d'oscillation (augmentation de $|\psi_1|$).

Nous avons étudié (courbe C.II.5) les variations de l'amplitude C_1 de la composante fondamentale du courant en fonction de E_2 (pour un champ $E_1 = 10^5$ V/cm). Elles restent faibles surtout quand la composante E_2 à l'harmonique 2 reste inférieure à la composante fondamentale : C_1 reste voisin de $2 I_0$ à 15 % près. La diminution qu'on constate pour de fortes valeurs de E_2 entraîne une diminution correspondante de la puissance émise : ceci constitue une limitation à l'utilisation de composantes E_2 élevées pour obtenir des puissances et des rendements optima.

D'autre part, nous avons représenté (courbe C.II.6) l'évolution de ψ_1 en fonction de E_2 pour deux valeurs de la composante fondamentale E_1 ; dans les deux cas $|\psi_1|$ augmente fortement en fonction de E_2 , les conditions d'oscillations sont ainsi considérablement améliorées par la

C_1 (en mA)

C_1 pour $E_2 = 0$

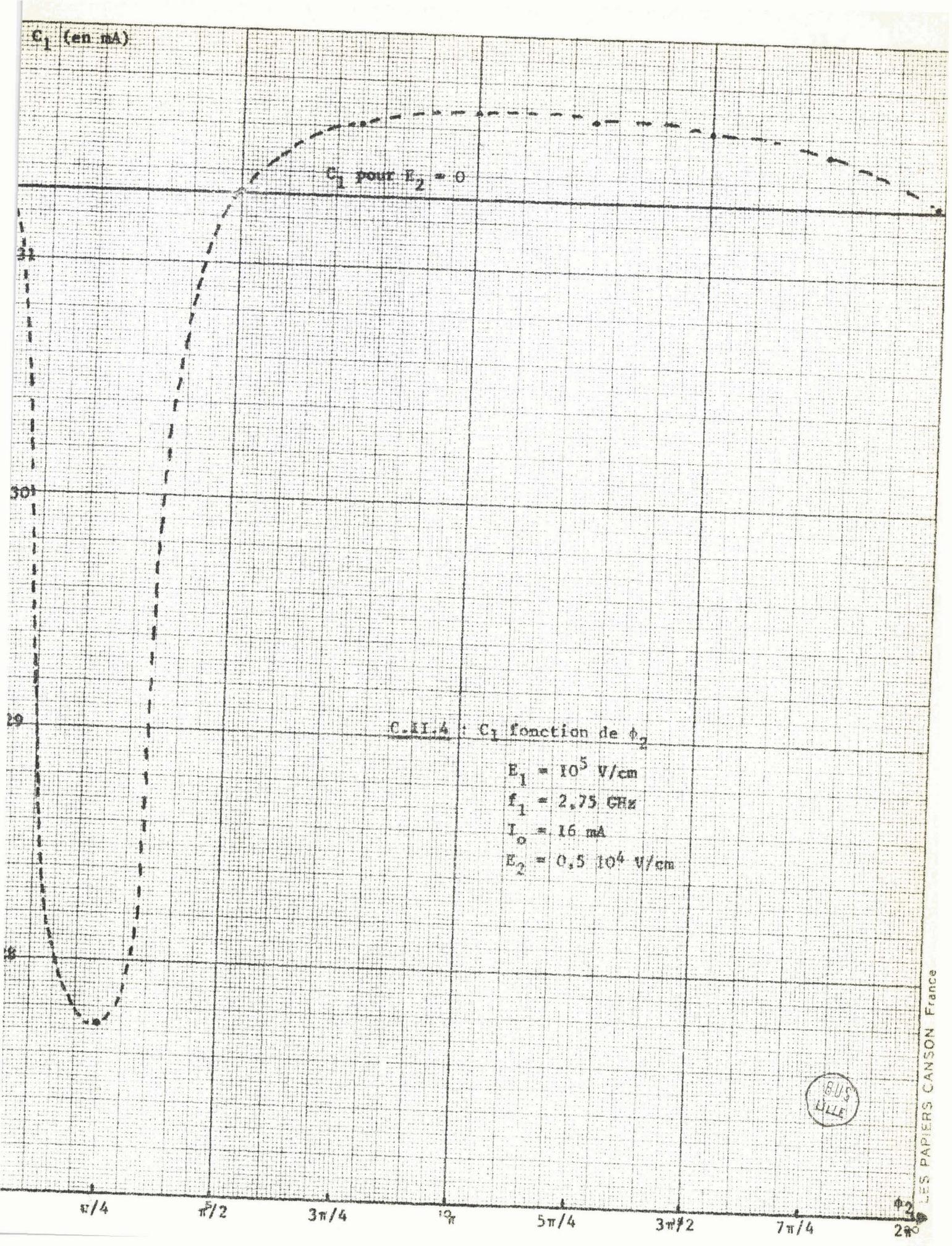
C.II.4 : C_1 fonction de ϕ_2

$E_1 = 10^5$ V/cm

$f_1 = 2,75$ GHz

$I_0 = 16$ mA

$E_2 = 0,5 \cdot 10^4$ V/cm



C_1 (mA)

100 $2 I_0 = 300$ mA

C_1 pour $E_2 = 0$

00

C.II.5 : C_1 fonction de E_2

$$C_1 = \gamma_1 \cdot E_1$$

$$I_0 = 150 \text{ mA}$$

$$f_1 = 10 \text{ GHz}$$

$$E_1 = 10^5 \text{ V/cm}$$

$$\delta = 1 \mu$$

30

échelle semi-logarithmique

$2 \cdot 10^3$

$4 \cdot 10^3$

$5 \cdot 10^3$

$8 \cdot 10^3$

10^4

$2 \cdot 10^4$

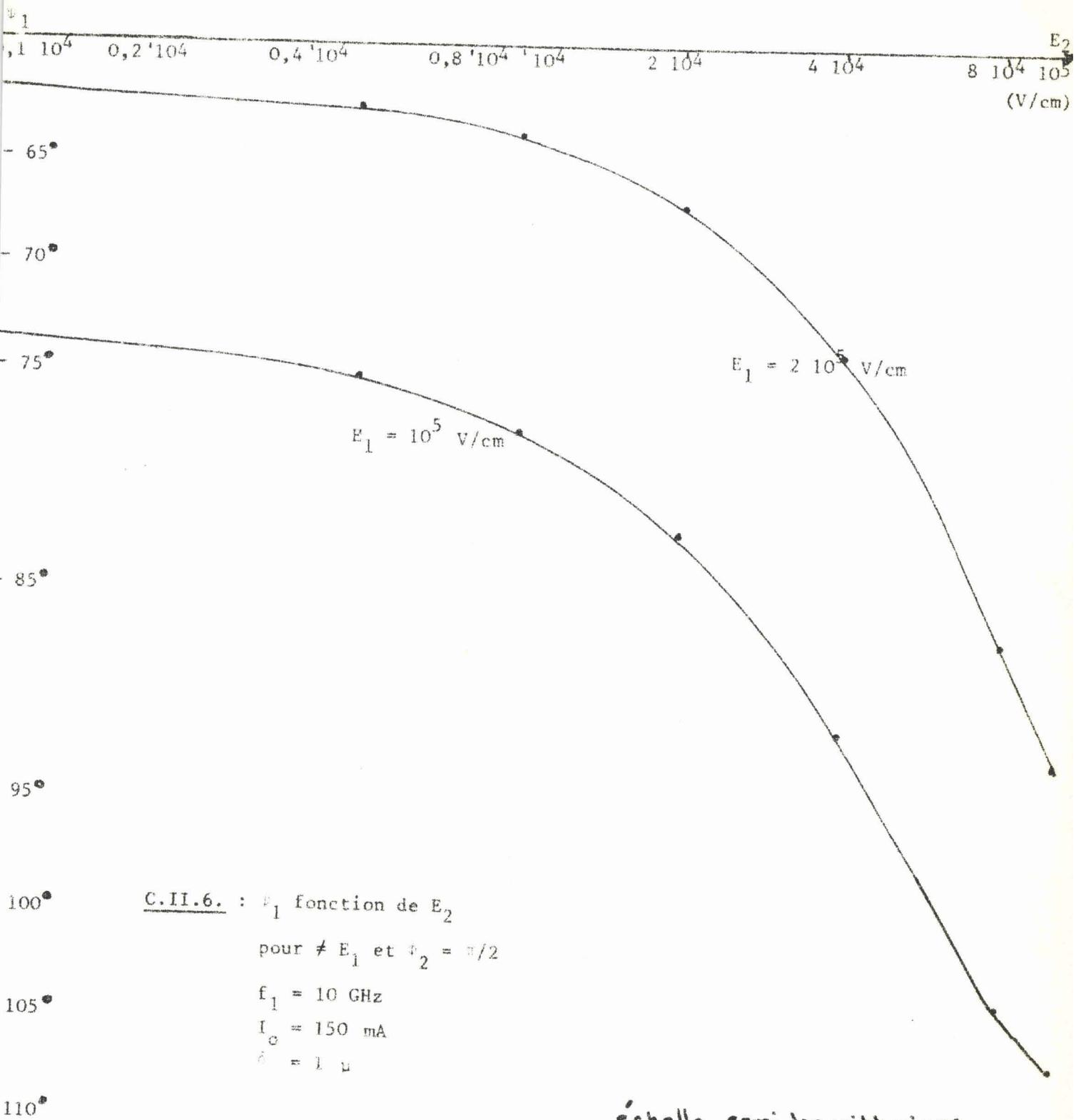
$4 \cdot 10^4$

$8 \cdot 10^4$

10^5

(V/cm)





C.II.6. : φ_1 fonction de E_2
 pour $\neq E_1$ et $\varphi_2 = \pi/2$

$f_1 = 10$ GHz

$I_0 = 150$ mA

$\delta = 1$ μ

échelle semi-logarithmique



présence de la composante à l'harmonique 2. Par exemple, d'après la courbe C.I.3 (chapitre I) pour $E_1 = 10^5$ V/cm, le rendement théorique optimum passerait de 60 % pour $E_2 = 0$ à 80 % pour $E_2 = 8 \cdot 10^4$ V/cm.

Nous avons étudié par ailleurs (courbe C.II.7) l'évolution de ψ_1 en fonction de E_1 pour de faibles valeurs de E_2 . L'augmentation de $|\psi_1|$ est très marquée pour des champs E_1 de faible amplitude ($\psi_1 \sim -90^\circ$ pour $E_2 = 0$ et $\psi_1 \sim -115^\circ$ pour $E_2 = 0,8 \cdot 10^4$ V/cm). Quand les champs E_1 deviennent beaucoup plus grands, l'effet devient moins important mais reste nettement significatif : on remarque dans tous les cas une diminution de la puissance dissipée à l'harmonique 1 dans la zone d'avalanche.

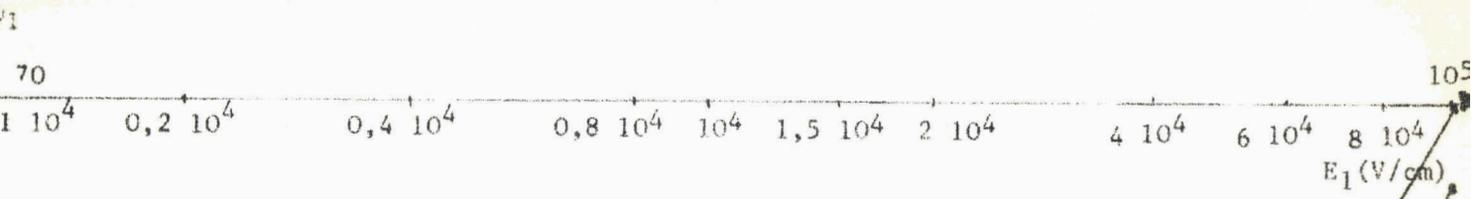
11.2.2.2. Influence d'une composante sous-harmonique

Pour pouvoir effectuer des comparaisons avec notre étude expérimentale nous avons choisi une fréquence fondamentale égale à 5,5 GHz ; la fréquence sous harmonique 1/2 étant donc 2,75 GHz. Des résultats similaires seraient obtenus en bande X. Nous avons suivi la même méthode d'analyse que pour l'influence de l'harmonique 2. L'amplitude de la composante sous harmonique 1/2 est $E_{1/2}$ et sa phase $\phi_{1/2}$.

a) Influence de $\phi_{1/2}$

Nous avons porté (courbe C.II.8) les variations de l'amplitude C_1 de la composante fondamentale du courant de conduction en fonction de $\phi_{1/2}$. On constate que C_1 subit comme précédemment, de légères fluctuations par rapport à sa valeur initiale (pour $E_{1/2} = 0$).

Par ailleurs, nous avons représenté (courbe C.II.9) l'évolution du déphasage ψ_1 du courant de conduction en fonction de la phase $\phi_{1/2}$ du sous harmonique 1/2 pour diverses valeurs de l'amplitude de cette composante. On constate que pour certaines valeurs de la phase $\phi_{1/2}$, le déphasage $|\psi_1|$ augmente nettement par rapport à sa valeur en l'absence de sous harmonique : cet effet est d'autant plus important que l'amplitude $E_{1/2}$ du sous harmonique est plus grande. Par exemple pour $E_{1/2} = E_1 = 0,4 \cdot 10^4$ V/cm et $\phi_{1/2} = \pi/4$, $\psi_1 = -104^\circ$ et le rendement



C.II.7. : φ_1 fonction de E_1

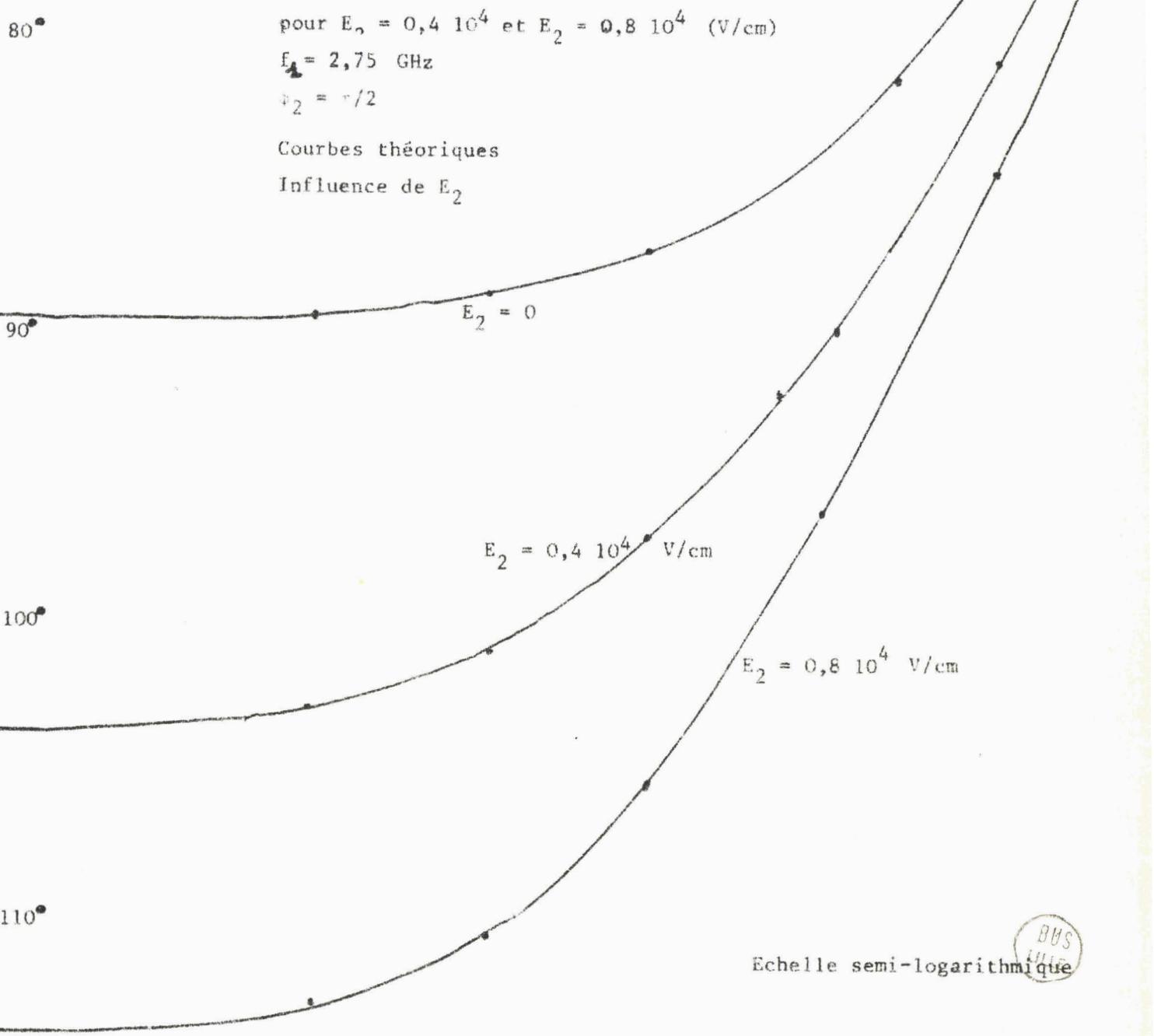
pour $E_0 = 0,4 \cdot 10^4$ et $E_2 = 0,8 \cdot 10^4$ (V/cm)

$f_1 = 2,75$ GHz

$\varphi_2 = \pi/2$

Courbes théoriques

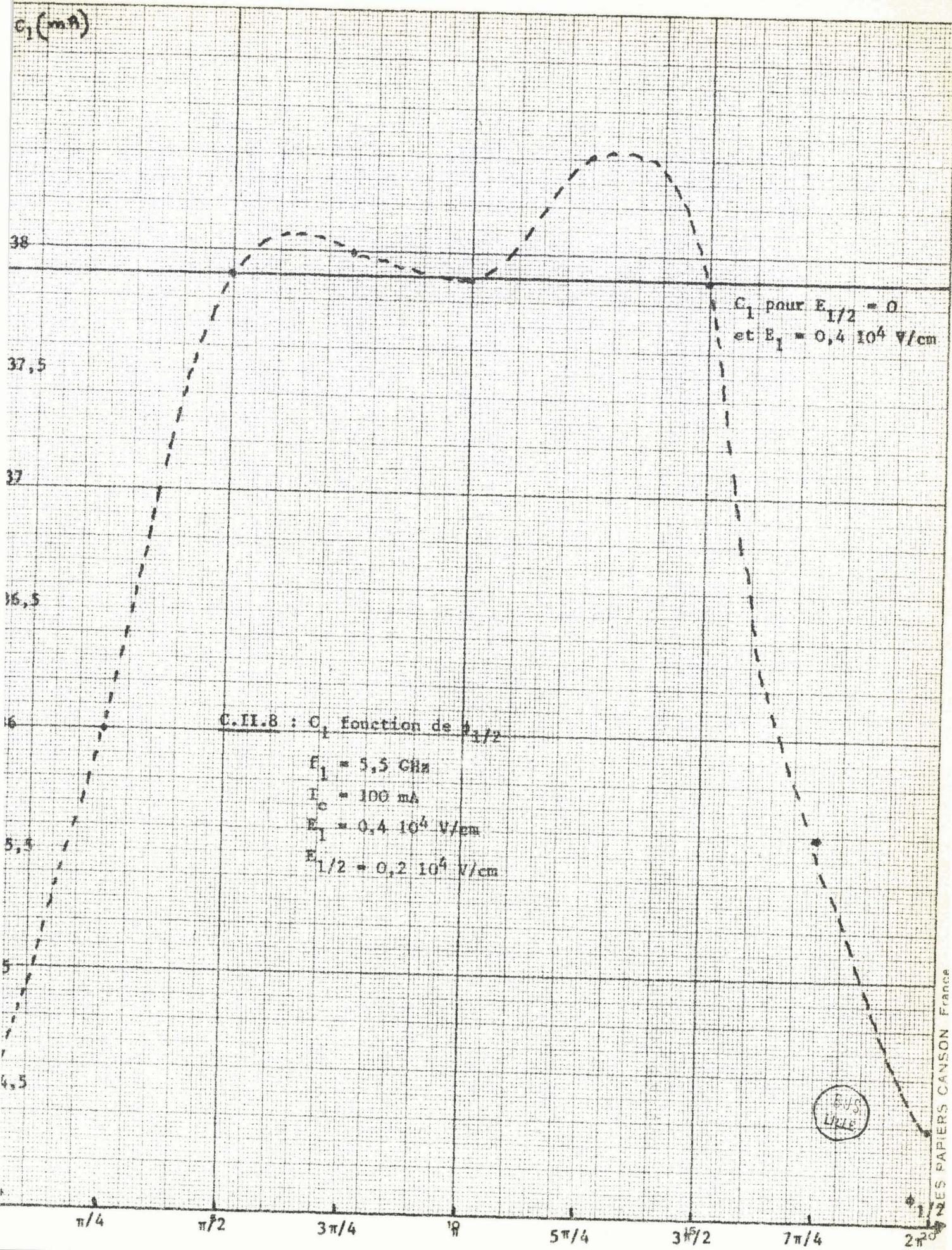
Influence de E_2



Echelle semi-logarithmique



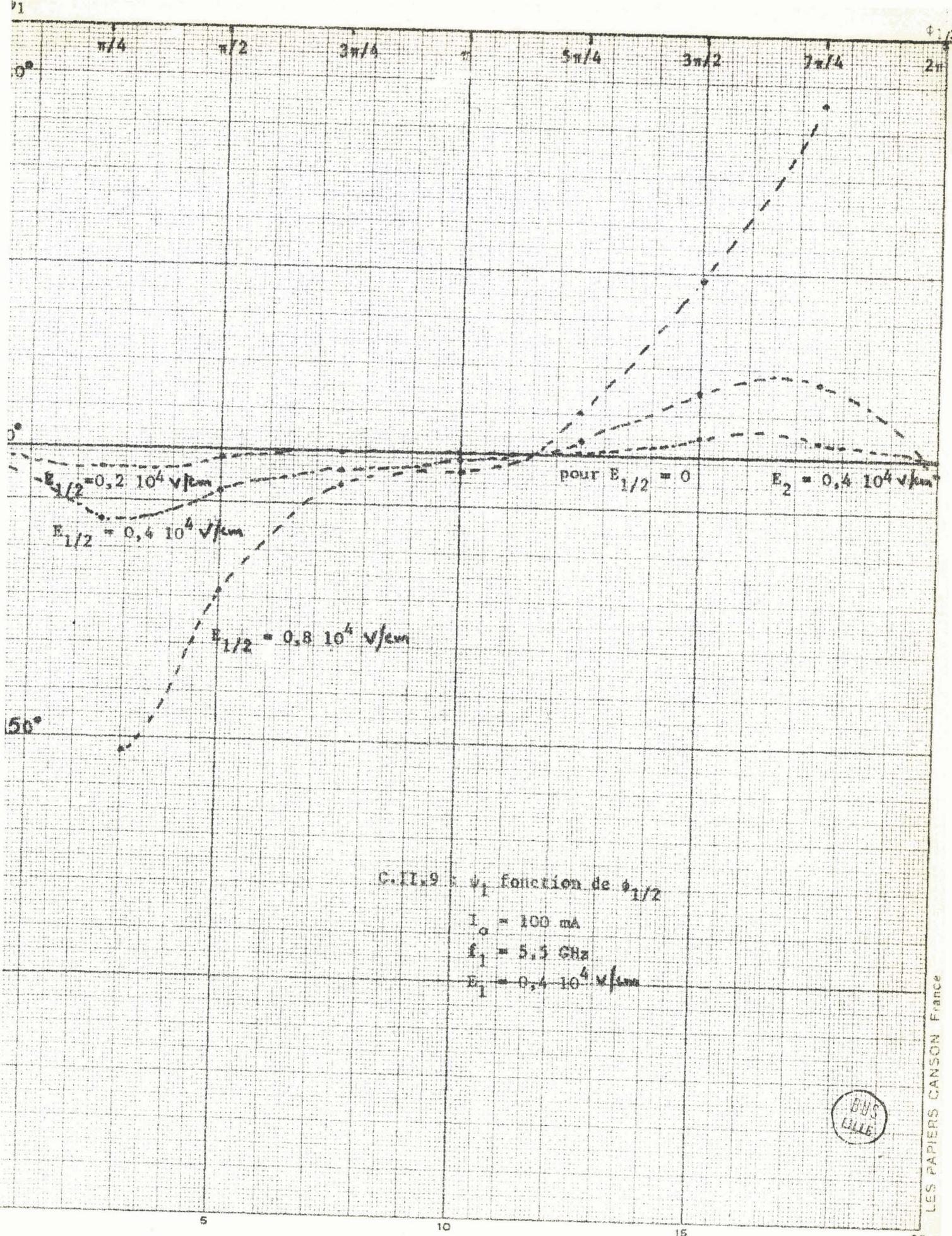
C_1 (mA)



C_1 pour $E_{1/2} = 0$
et $E_1 = 0,4 \cdot 10^4$ V/cm

C.II.8 : C_1 fonction de $\theta_{1/2}$
 $f_1 = 5,5$ GHz
 $I_c = 100$ mA
 $E_1 = 0,4 \cdot 10^4$ V/cm
 $E_{1/2} = 0,2 \cdot 10^4$ V/cm





théorique optimum serait voisin de 80 %. Cette amélioration ne se produit que pour des valeurs de $\phi_{1/2}$ comprises entre ~ 0 et π . Pour les autres valeurs de $\phi_{1/2}$, $|\psi_1|$ diminue et l'influence du sous harmonique est défavorable : le rendement théorique optimum passe de 75 % (pour $E_{1/2} = 0$, $E_1 = 0,4 \cdot 10^4$ V/cm) à environ 15 % (pour $E_{1/2} = 2 E_1 = 0,8 \cdot 10^4$ V/cm avec $\psi_1 = -15^\circ$ et $\phi_{1/2} = 7\pi/4$).

b) Influence de l'amplitude $E_{1/2}$

Dans cette étude nous nous sommes placés dans des conditions de phase ($\phi_{1/2} = \pi/4$) où l'effet de la composante sous harmonique 1/2 est favorable.

Sur la courbe C.II.10 l'amplitude C_1 de la composante fondamentale du courant de conduction évolue relativement peu en fonction de $E_{1/2}$ et dans un sens favorable à l'amélioration de la puissance émise (pour $E_{1/2} = 2 \cdot 10^4$ V/cm sur la courbe C.II.10). Pour $E_1 = 10^5$ V/cm l'évolution est tout à fait négligeable ; la valeur obtenue est assez voisine de la valeur idéale $2 I_0$ (à quelques % près).

Nous avons étudié par ailleurs, les variations du déphasage ψ_1 en fonction de l'amplitude de la composante sous harmonique (courbe C.II.11) pour deux valeurs de E_1 ($2 \cdot 10^4$ V/cm et 10^5 V/cm). On remarque une augmentation très sensible de $|\psi_1|$ avec l'amplitude $E_{1/2}$: elle est d'autant plus significative que E_1 est faible. Cependant pour $E_1 = 10^5$ V/cm (champ relativement élevé) le déphasage ψ_1 passe de -70° pour $E_{1/2} = 0$ à $\sim -100^\circ$ pour $E_{1/2} = 10^5$ V/cm. L'augmentation de rendement qui en résulterait dans des conditions idéales serait assez importante.

II.2.3. Conclusion

Cette étude nous a permis d'obtenir plusieurs enseignements concernant l'influence des composantes harmonique et sous harmonique sur le module et la phase de la composante fondamentale du courant émis par une zone d'avalanche. Nous avons ainsi constaté que ces effets sont très importants tout au moins sur la phase ψ_1 et peuvent amener des modifications importantes sur le rendement et la puissance émise par une diode A.T.T..

E_1 (mA)

C.II.10 : C_1 fonction de $E_{1/2}$

$I_0 = 200$ mA

$f_1 = 5,5$ GHz

pour $E_1 = 10^5$ V/cm

et $E_2 = 2 \cdot 10^4$ V/cm

$E_1 = 10^5$ V/cm

C_1 pour $E_{1/2} = 0$ et $E_1 = 10^5$ V/cm

$E_1 = 2 \cdot 10^4$ V/cm

C_1 pour $E_{1/2} = 0$

et $E_1 = 2 \cdot 10^4$ V/cm



$2 \cdot 10^3$

$4 \cdot 10^3$

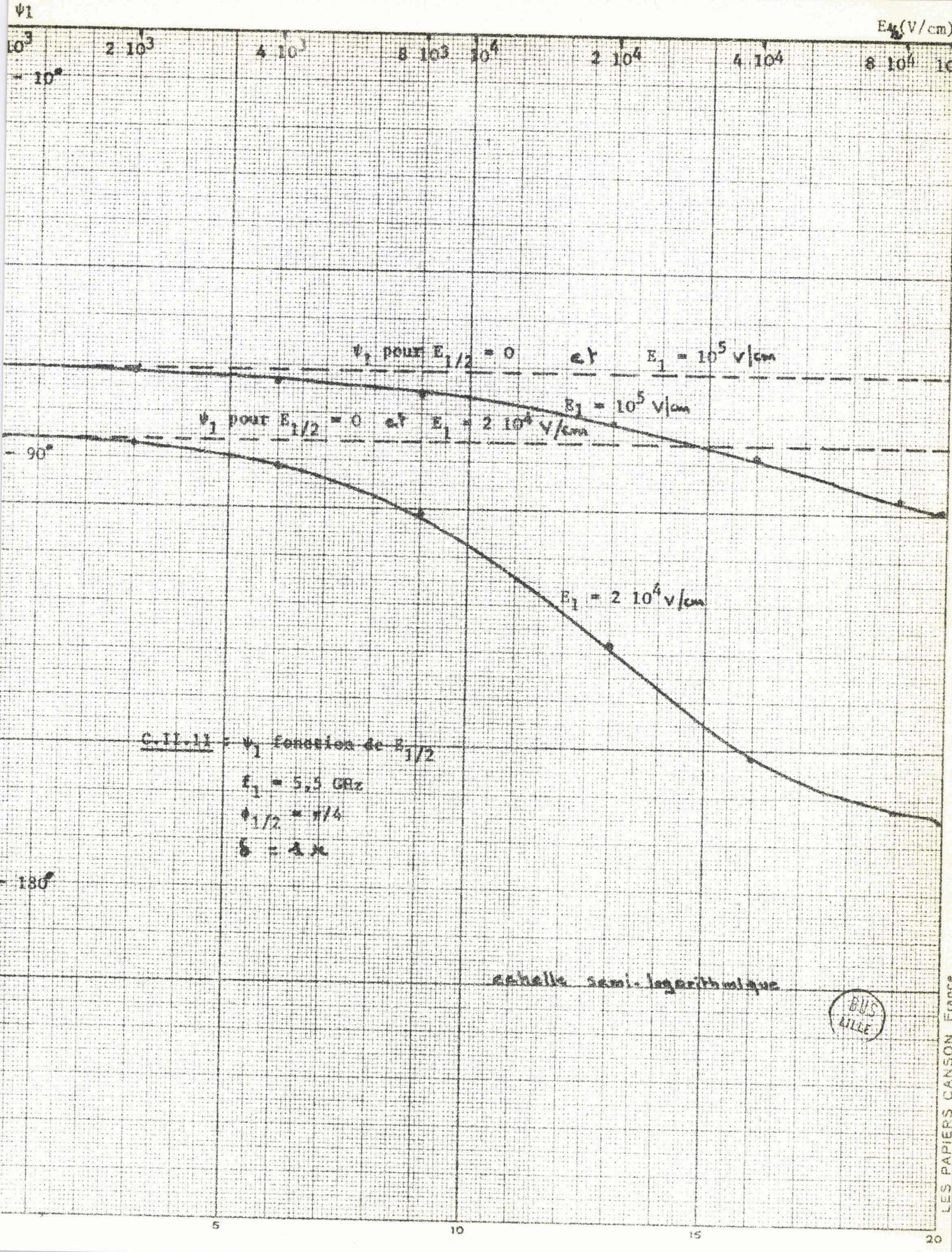
$8 \cdot 10^3$

10^4

$2 \cdot 10^4$

$4 \cdot 10^4$

$E_{1/2}$ (V/cm)
 $8 \cdot 10^4$ 10^5



Comme nous l'avons prévu dans notre analyse qualitative, le sens de ces effets dépend directement de la phase de la composante harmonique ou sous harmonique. Pour l'harmonique 2, la phase optimale est voisine de $\pi/2$ et pour le sous harmonique elle se situe au voisinage de $\pi/4$.

Cette étude va nous guider pour préciser les conditions optimales de fonctionnement d'un oscillateur A.T.T. : dimensions de la zone de transit, caractéristiques du circuit extérieur... etc.. Nous devons notamment étudier dans quelles conditions les influences des composantes harmonique et sous harmonique pourront réellement s'exercer : il faudra d'une part que ces composantes soient générées spontanément par la structure et d'autre part, que le circuit extérieur soit réglé convenablement sur ces différentes fréquences. Au préalable, il nous a semblé important de vérifier expérimentalement les principales conclusions de cette première étude théorique.

CHAPITRE III

ETUDE EXPERIMENTALE

S O M M A I R E

INTRODUCTION

III.1. DISPOSITIF D'ETUDE EXPERIMENTALE

III.1.1. Principe

III.1.2. Multiplicateur

III.1.2.1. Description du multiplicateur

- a) signal à la fréquence fondamentale
- b) fréquence double

III.1.2.2. Etude des performances du multiplicateur

- a) dispositif d'étude
 - . régime continu
 - . régime impulsionnel
- b) performances obtenues

III.1.3. Détermination des grandeurs

III.1.3.1. Mesure des admittances

III.1.3.2. Mesure des amplitudes du champ

III.1.3.3. Détermination du déphasage

III.1.3.4. Pratique de la mesure

III.1.3.5. Schéma général du banc de mesure

III.2. COMPARAISON ENTRE LES RESULTATS THEORIQUES ET EXPERIMENTAUX

III.2.1. Cas d'un champ sinusoïdal

III.2.2. Influence de l'harmonique 2

III.2.2.1. Etude de la conductance apparente $g_{\delta 1}$

- a) influence du déphasage ϕ_2
- b) influence de l'amplitude du champ fondamental

III.2.2.2. Etude de la susceptance $b_{\delta 1}$

.../...

III.2.3. Influence du sous harmonique 1/2

III.2.3.1. Etude de la conductance g_{δ_1}

a) influence de $\phi_{1/2}$

b) influence de l'amplitude $E_{1/2}$

III.2.3.2. Etude de la susceptance b_{δ_1}

III.3. CONCLUSION

a) Comparaison qualitative

b) Comparaison quantitative

ETUDE EXPERIMENTALE

INTRODUCTION

Nous nous proposons dans ce chapitre d'effectuer une vérification expérimentale de l'étude théorique précédente. Dans le cas général, il n'est pas possible de mesurer directement γ_k et ψ_k ; par contre si la diode est quasiment réduite à une zone d'avalanche (ou si la zone de transit a une influence négligeable) il est possible de déterminer les amplitudes et les phases des champs qui y règnent et de mesurer des grandeurs liées directement à γ_k et ψ_k . En effet, à partir des relations qui lient les champs aux courants nous pouvons, par une généralisation de la notion d'admittance, envisager une admittance $Y_{\delta k}$ équivalente à la zone d'avalanche pour la pulsation $k\omega$. Cette admittance pourra se décomposer en une partie réelle et une partie imaginaire, nous l'écrirons donc sous la forme :

$$Y_{\delta k} = G_{\delta k} + j B_{\delta k} \quad (\text{III.1})$$

$G_{\delta k}$ étant la conductance présentée par la zone d'avalanche à l'harmonique d'ordre k

$B_{\delta k}$ la susceptance.

On obtient la relation suivante :

$$Y_{\delta k} = \frac{I_{Tk}}{\delta E_{\delta k}} = \frac{\gamma_k}{\delta} \left(\cos \psi_k + j \left(\sin \psi_k + \frac{1}{v_k} \right) \right) \quad (\text{III.2})$$

On en déduit donc :

$$G_{\delta k} = \frac{\gamma_k}{\delta} \cos \psi_k \quad (\text{III.3})$$

$$B_{\delta k} = \frac{\gamma_k}{\delta} \left(\sin \psi_k + \frac{1}{v_k} \right) \quad (\text{III.4})$$

L'expression III.3 de la conductance permet de constater que :

- pour des valeurs de $|\psi_k|$ supérieures à $\frac{\pi}{2}$ la conductance $G_{\delta k}$ est négative.
- pour $|\psi_k| < \frac{\pi}{2}$ cette conductance sera positive.

Ainsi donc, en déterminant expérimentalement l'évolution de la conductance en fonction des amplitudes et des phases des champs, nous pouvons effectuer une vérification expérimentale des conclusions théoriques relatives à la variation de ψ_k .

Il faut remarquer que la corrélation que nous venons d'établir entre ψ_k et $G_{\delta k}$ n'est valable que si les conditions d'étude expérimentale sont telles que nous pouvons supposer que la diode est équivalente à une zone d'avalanche. Pour remplir ces conditions, nous avons étudié des diodes où la zone d'avalanche constitue une partie importante de la zone désertée. Les fréquences de mesure sont suffisamment basses pour que le temps de transit soit quasi négligeable et que l'on puisse observer les effets non linéaires pour des champs de faible amplitude. Par ailleurs, ceci permet d'effectuer les mesures de façon plus commode : structure coaxiale, fréquence basse, ... etc.

Pratiquement, l'étude expérimentale consistera à analyser les modifications que subit l'admittance apparente présentée par la diode à la fréquence fondamentale quand les amplitudes et les phases des composantes harmonique 2 et sous harmonique 1/2 varient.

III.1. DISPOSITIF D'ETUDE EXPERIMENTALE

III.1.1. Principe

Nous envisageons de superposer dans une diode en avalanche deux signaux hyperfréquences dont les fréquences sont double l'une de l'autre. Ensuite, nous mesurons les admittances apparentes de la diode aux deux fréquences en régime non linéaire, quand les amplitudes et les phases de ces composantes varient. Divers problèmes se posent quant à la pratique de cette mesure :

- . l'évaluation précise des amplitudes des champs qui règnent dans la diode.
- . la détermination du déphasage exact entre ces différents champs.
- . la mesure d'admittance à une fréquence donnée en régime non linéaire en présence de champs à d'autres fréquences.

Nous exposerons par la suite les procédés utilisés pour la résolution de ces différents problèmes ; mais tout d'abord nous allons décrire la méthode que nous avons utilisée pour obtenir le signal à la fréquence double.

III.1.2. Multiplicateur

Des travaux entrepris en Laboratoire (7) (14) ont montré qu'avec une diode semiconductrice en régime d'avalanche il était possible de réaliser une multiplication de fréquence. Cette propriété découle directement du caractère non linéaire des relations qui lient le courant et le champ électrique dans une zone d'avalanche. En effet, même si la zone d'avalanche est soumise à une tension sinusoïdale, le courant de conduction présente des composantes aux fréquences harmoniques de la tension appliquée. Ainsi, avec un accord convenable du circuit extérieur, on peut réaliser un transfert de puissance entre un signal de fréquence F et un signal de fréquence double : la diode pourra présenter une résistance positive à l'harmonique 1 ($P_1 > 0$) et une résistance négative à l'harmonique 2 ($P_2 < 0$). Nous remarquons que des travaux sont en cours pour approfondir cette question (26).

Nous avons exploité cette propriété pour réaliser une multiplication de fréquence par diode à avalanche ; ainsi avec un même générateur d'ondes hyperfréquences nous pouvons superposer sur la diode un signal à la fréquence fondamentale et un signal à la fréquence double. Il faut signaler que ce procédé est beaucoup plus avantageux que l'utilisation d'un autre générateur qui produirait la fréquence double : en effet les problèmes de synchronisation qui se poseraient dans le cas de deux sources indépendantes sont résolus avec notre procédé.

III.1.2.1. Description du multiplicateur

Le schéma du dispositif multiplicateur est donné figure III.1. Il est conçu pour la multiplication par 2, la fréquence d'entrée étant égale à 2,75 GHz. La structure utilisée est du type transition coaxial-guide. La diode multiplicatrice est placée dans un guide, bande XN qui est sous dimensionné pour permettre la concentration des lignes de champ sur la jonction semiconductrice. Ce guide est surmonté d'une ligne de transmission coaxiale L_1 dans laquelle se propage le signal d'entrée.

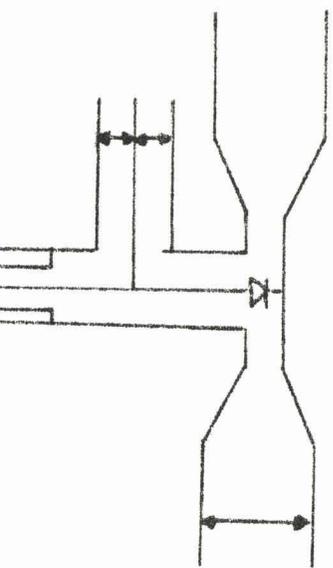


Schéma de principe

Fiche N

Ligne coaxiale L₁

slug $\lambda/4$

Ligne coaxiale L₂

court circuit
vis micrométrique

Diode

Guide

Fig. III.1 : Multiplificateur en transition
coaxiale-guide 2,75 - 5,5 GHz

vis
micrométrique
court circuit



L'obtention d'un rendement élevé en multiplication nécessite un bon accord du circuit extérieur. A cet effet, nous avons utilisé plusieurs dispositifs d'accord aux deux fréquences.

a) Signal à la fréquence fondamentale

Il faut que toute la puissance incidente soit dissipée dans la diode ; nous disposons pour cela de slugs mobiles coulisant dans la ligne de transmission coaxiale L_1 afin de réaliser l'adaptation d'impédance à la fréquence fondamentale : plusieurs essais ont été effectués avec des slugs d'impédances caractéristiques différentes. Par ailleurs nous avons placé à l'entrée de la ligne coaxiale L_1 un stub dont le réglage permettra de réduire le coefficient de réflexion à la fréquence d'entrée.

b) Fréquence double

Le problème consiste à pouvoir obtenir à la sortie de la structure le maximum de puissance à la fréquence double.

Afin d'éviter qu'une part notable du signal de fréquence double produit par la diode se propage dans la ligne coaxiale d'entrée, il faut que l'impédance d'entrée de celle-ci, vue de la diode, soit nulle pour l'harmonique 2. Ceci est réalisé en plaçant en dérivation sur cette ligne à $\lambda_2/2$ une autre ligne L_2 terminée par un court circuit mobile. Si ce court circuit est placé à $\lambda_2/2$ de l'entrée de la ligne L_2 on a bien un court circuit équivalent dans le plan de la diode pour l'harmonique 2. Pour le signal d'entrée, cette ligne secondaire n'apporte aucune perturbation puisque le piston de court circuit est à $\lambda_1/4$.

- . le guide est terminé, du côté opposé à la sortie utilisée par un court circuit mobile
- . Il sera aussi possible d'améliorer le rendement en multiplication en plaçant à la sortie de la cellule une vis d'adaptation.

La puissance maximum de sortie est obtenue après un réglage de ces différents éléments d'accord. Nous avons ainsi effectué une étude expérimentale pour évaluer les performances de ce multiplicateur à diode à avalanche.

III.1.2.2. Etude des performances du multiplicateur

a. Dispositif d'étude

Dans cette étude nous avons utilisé deux régimes de polarisation :

- Régime continu : Ce régime est utilisé pour les courants de polarisation relativement faibles. Le circuit de polarisation comprend outre la source de tension continue, un milliampèremètre, une résistance de protection de 2000Ω et un Té de polarisation. Le générateur qui délivre de la puissance à la fréquence fondamentale est généralement un carcinotron.
- Régime impulsionnel : Il est utilisé pour les courants de polarisation élevés afin d'éviter l'échauffement de la jonction semiconductrice. On superpose à un faible courant continu de polarisation (1 mA) des impulsions de courant délivrées par un générateur. Ces impulsions peuvent être synchronisées sur les impulsions émises par un radar (taux de recurence 10^{-3} , largeur 10^{-6} s) qui est la source d'ondes hyperfréquences.

Dans les deux cas, la cellule de multiplication est suivie d'un guide rectangulaire (bande X), d'une ligne unidirectionnelle et d'une transition guide-coaxiale. On peut mesurer la puissance de sortie à la fréquence double à l'aide d'une thermistance et d'un pont bolométrique. La puissance du signal d'entrée est mesurée par l'intermédiaire d'un coupleur directif se trouvant sur le circuit coaxial.

Le montage d'étude en régime impulsionnel est représenté fig. III.2 Le courant de polarisation impulsionnel est mesuré à l'aide d'un oscilloscope à entrée différentielle branché sur une résistance en série avec

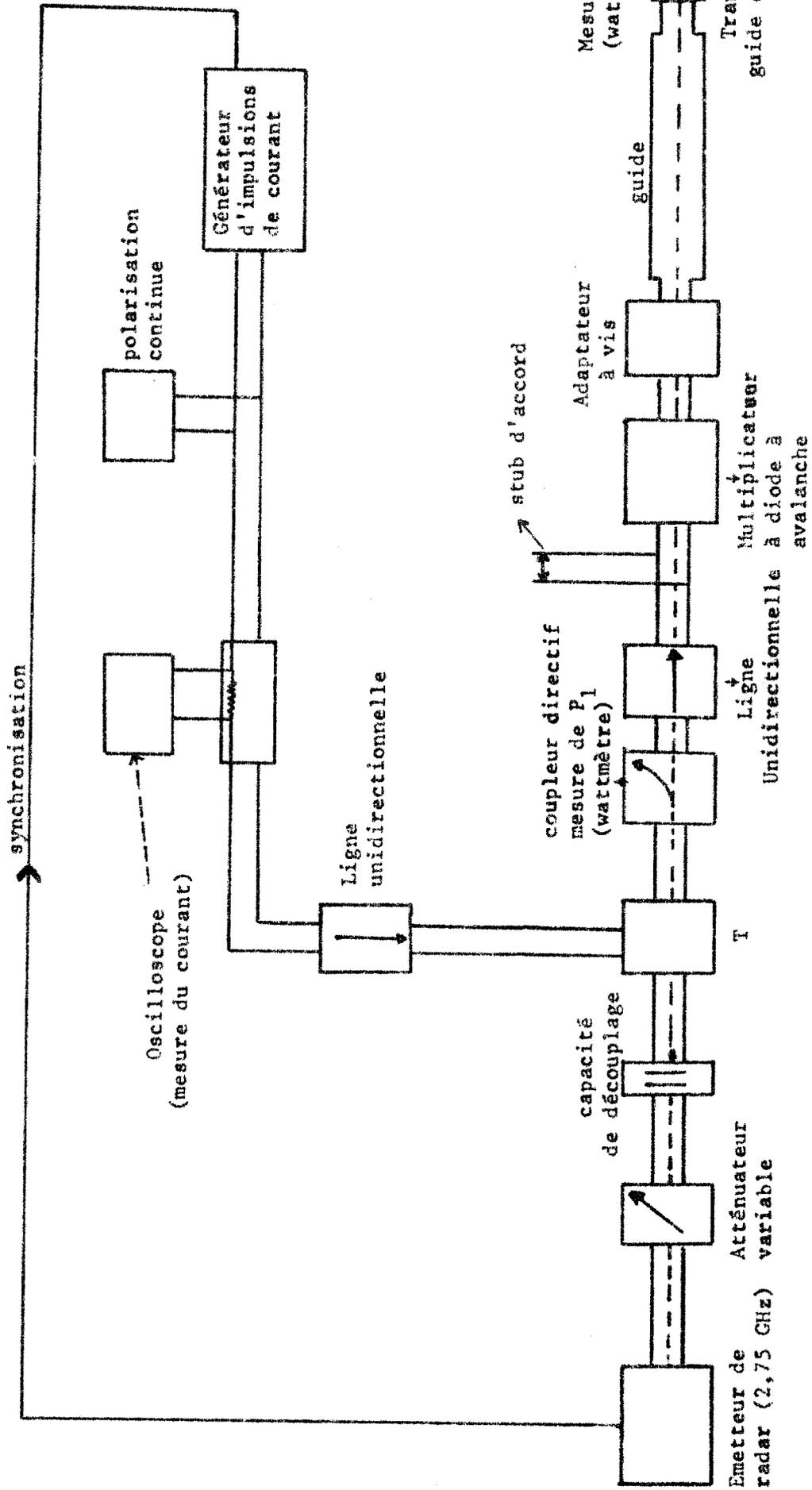


Figure III.2



la diode. Une ligne unidirectionnelle isole le circuit hyperfréquence (pour le signal d'entrée) du circuit de polarisation .

Les caractéristiques de la diode utilisée sont :

- . épaisseur de la zone d'avalanche : $\delta = 1,2 \mu$
- . section de la jonction semiconductrice : $S = 1,4 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$

b) Performances obtenues

Nous avons tracé (courbe C.III.1), pour un courant continu de polarisation $I_0 = 20 \text{ mA}$, le taux de conversion $\eta_c = \frac{P_2}{P_1}$ en fonction de la puissance P_1 appliquée à la diode (fréquence fondamentale). Ce taux est très élevé aux faibles puissances P_1 ($\eta_c \sim 100\%$ pour $P_1 = 5 \text{ mW}$) ; par contre il diminue assez rapidement quand la puissance incidente augmente. Ces résultats sont nettement améliorés quand on polarise la diode avec des courants plus élevés. En effet sur la courbe C.III.2, on peut remarquer que le taux de conversion pour un courant impulsionnel de 200 mA est égal à 100% quand $P_1 \sim 60 \text{ mW}$ et reste supérieur à 35% quand $P_1 = 500 \text{ mW}$. Par ailleurs on peut remarquer sur la courbe C.III.3 que pour une puissance P_1 constante, η_c augmente avec le courant ; le taux passe par un maximum qui correspond au courant optimum pour une puissance incidente donnée.

Ces résultats quoique assez partiels sont tout de même assez instructifs quant à l'intérêt que peut présenter des multiplicateurs de fréquence à diode à avalanche.

III.1.3. Détermination des grandeurs

Nous étudions maintenant les méthodes qui permettent de déterminer l'admittance de la diode ainsi que les amplitudes et les phases du champ électrique.

III.1.3.1. Mesure des admittances

Il s'agit de mesurer, pour les deux fréquences considérées l'admittance de la diode en régime non linéaire : il ne semble

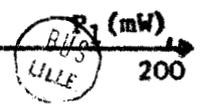
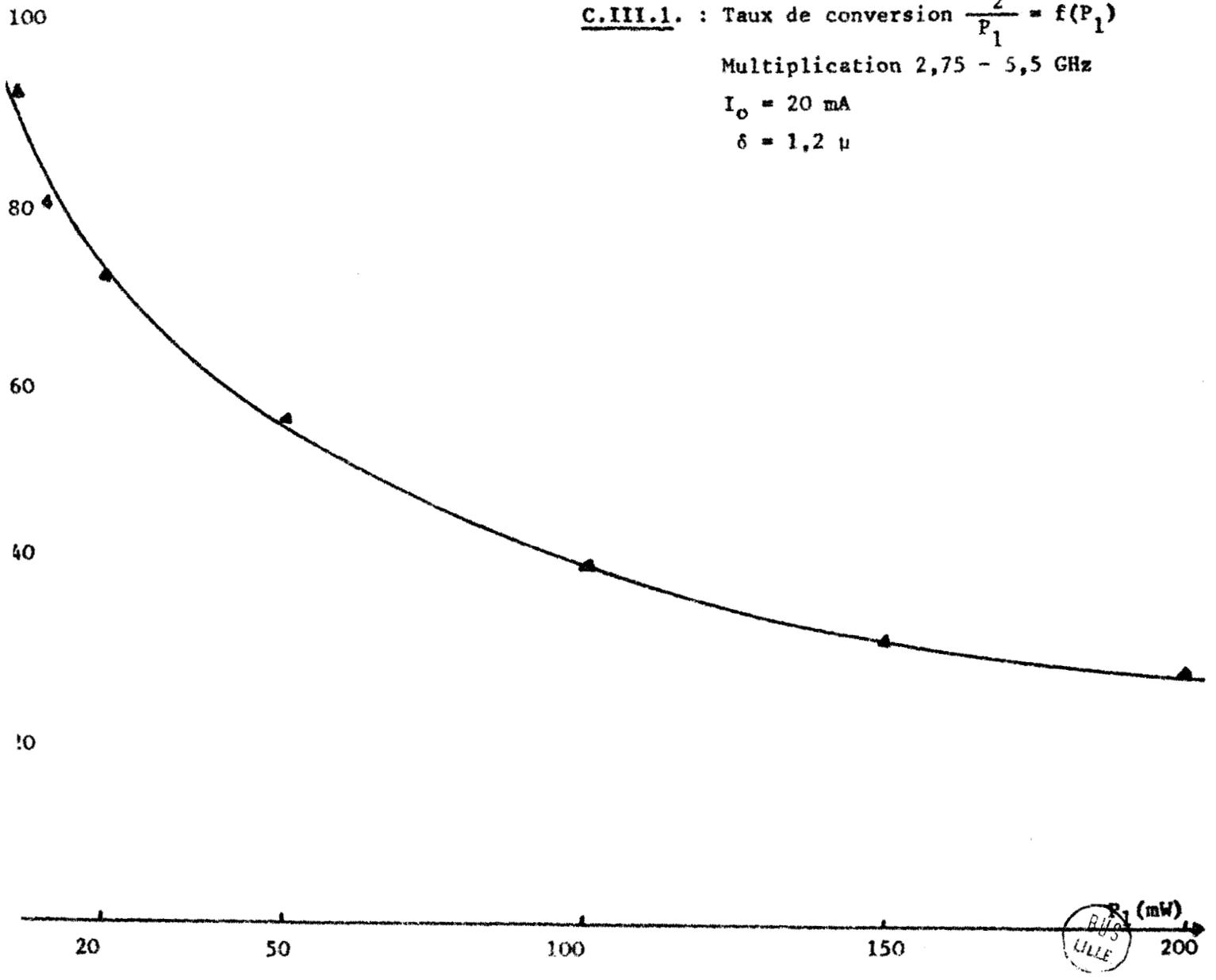
$\eta(\%)$

C.III.1. : Taux de conversion $\frac{P_2}{P_1} = f(P_1)$

Multiplication 2,75 - 5,5 GHz

$I_0 = 20 \text{ mA}$

$\delta = 1,2 \mu$

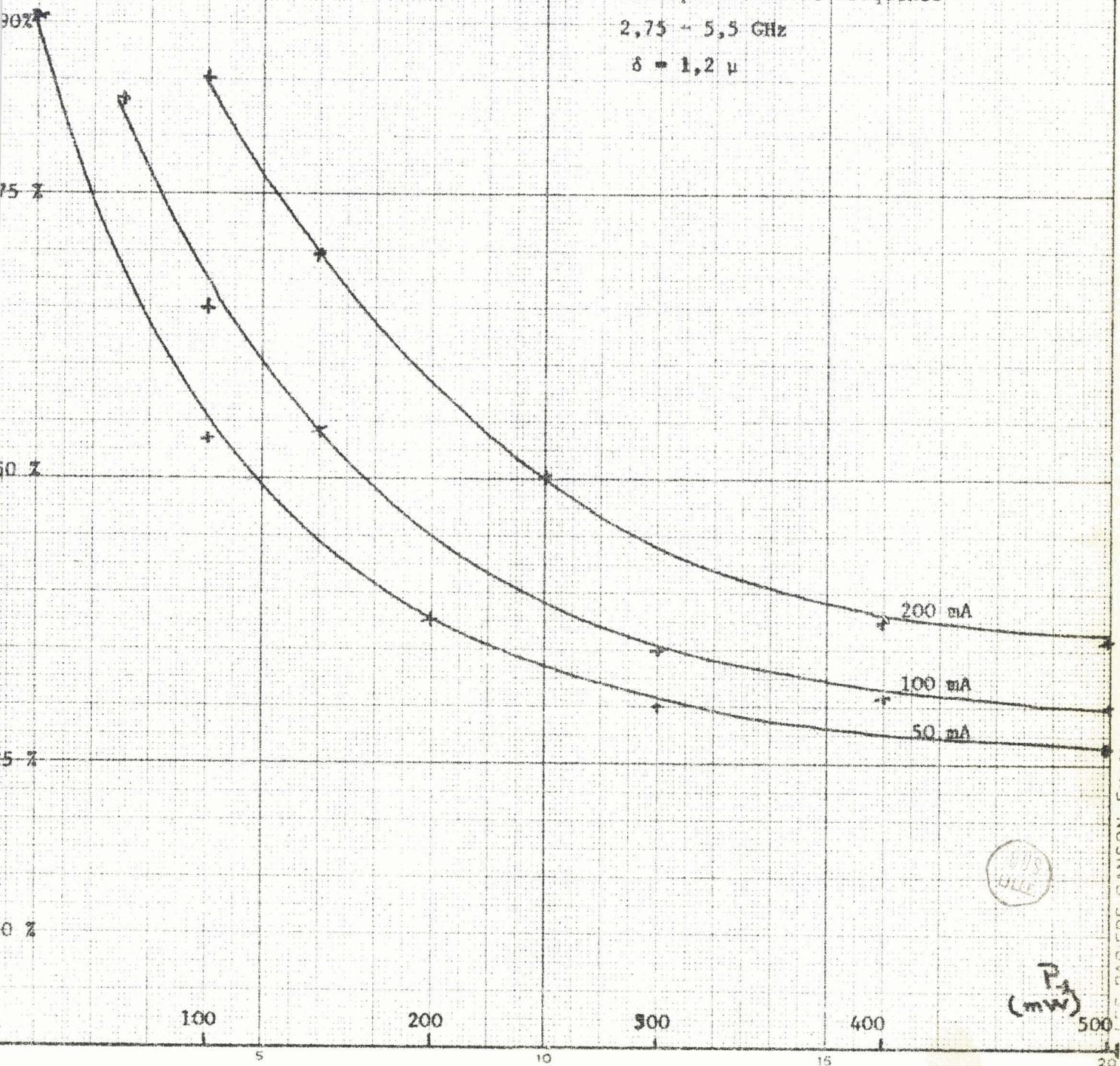


C.III.2 : Taux de conversion η en fonction de P_1

Multiplication de fréquence

2,75 - 5,5 GHz

$\delta = 1,2 \mu$

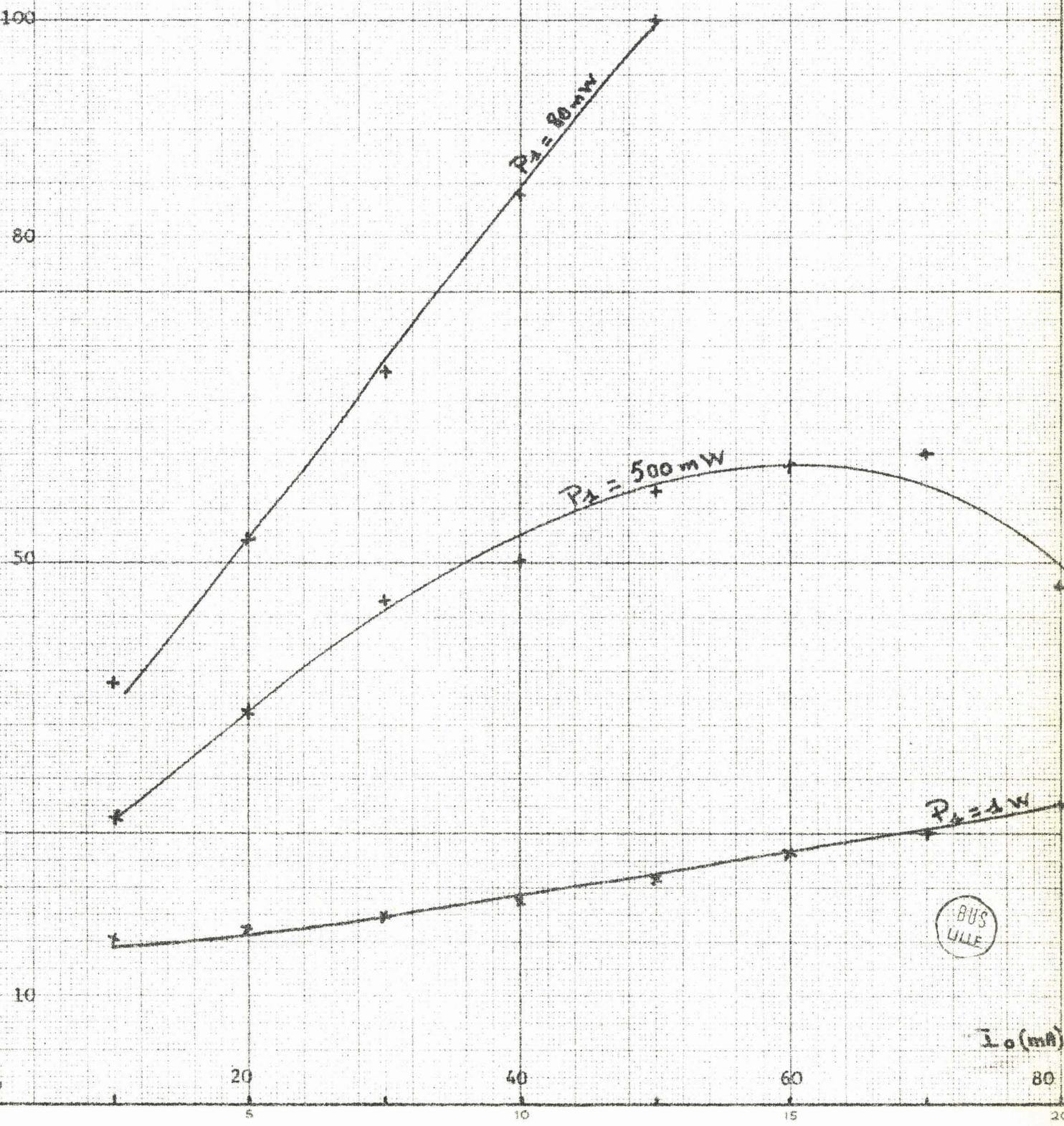


(7)

C.III.3 : Taux de conversion η en fonction de I_0 pour $\neq P_1$

Multiplication de fréquence 2,75 - 5,5 GHz

$$\delta = 1,2 \mu$$



BUS
LILLE

I_0 (mA)
80

pas que ce soit possible avec un analyseur de réseau du type classique (Hewlett Packard 8410 A par exemple).

Nous avons adopté une méthode de mesure classique en utilisant une ligne de mesure de TOS avec un système de détection sélectif : la sonde est reliée à un analyseur de spectre. La mesure des admittances aux deux fréquences s'avère assez délicate surtout quand la diode présente une conductance négative.

Déterminons les composantes circulaires de l'admittance $y = \coth(u+jv)$

. u est évalué à partir du T.O.S. ou de la largeur de la courbe au double du minimum en tenant compte des pertes en ligne et de l'influence de la sonde, la pratique de la méthode nous oblige à enfoncer fortement la sonde.

. v est déterminé à partir de la variation de la position du minimum par rapport à un élément de référence.

BUS
LILLE

Pour déterminer le signe de u et par là celui de la conductance nous utilisons une méthode basée sur la mesure des niveaux des minima : ceux-ci évoluent à cause des pertes en ligne. L'étude qui suit nous permet de dégager le principe de la méthode.

. La valeur de la tension détectée pour les minima s'exprime à partir des composantes circulaires u et v de l'admittance. On a la relation :

$$|V_{\min}| = K \operatorname{sh}(\alpha L + u)$$

où α est le coefficient de pertes de la ligne.

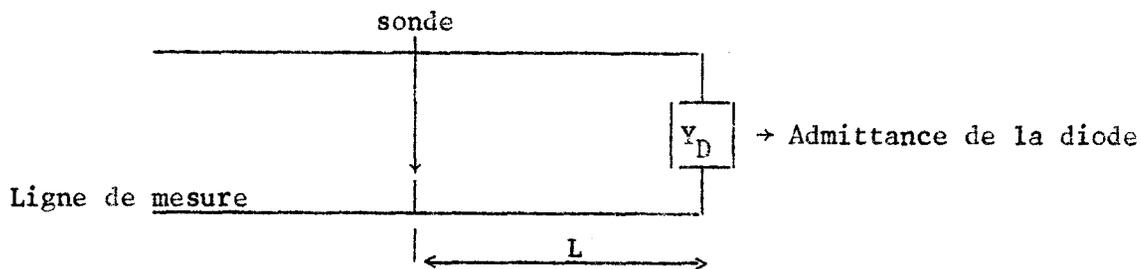


Figure III.3

L : distance du point de mesure (sonde) au plan de la diode (Y_D)

K : constante qui est fonction de la puissance incidente.

Généralement les conductances sont faibles, u est donc petit. Si α est faible on peut écrire en première approximation :

$$|V_{\min}| = K (\alpha L + u)$$

Nous effectuons une mesure préliminaire à vide ($u \neq 0$) avec un court circuit : nous déterminons la valeur de la tension au minimum (V_{m1}) près du court circuit, soit à une distance l , et à l'entrée de la ligne, soit à une distance L (fig. III.4).

Si la différence entre ces deux tensions évaluées à l'analyseur de spectre est x_0 (db) on a :

$$\frac{|V_{m2}|}{|V_{m1}|} = \frac{L}{l} = x_0$$

Nous reprenons ces mêmes mesures quand la diode est placée à l'extrémité de la ligne ; dans ce cas :

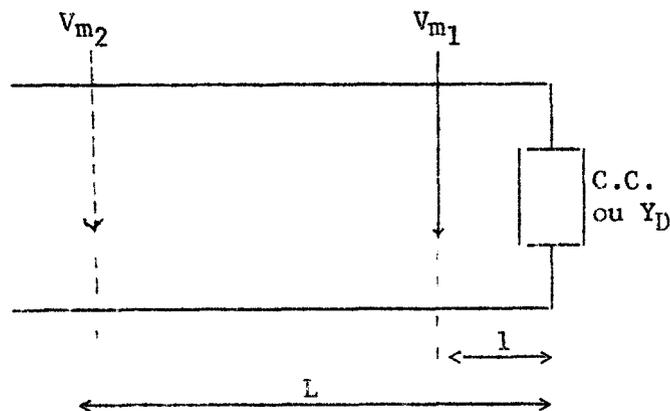


Figure III.4

$$\frac{|V'_{m2}|}{|V'_{m1}|} = \frac{\alpha L + u}{\alpha l + u} = x$$

soit $u = \alpha l \frac{(x_0 - x)}{x - 1}$

De cette expression de u on peut remarquer que :

- . pour $x > 1$ la composante u est positive quand $x < x_0$, par contre elle est négative pour $x > x_0$
- . Pour $x < 1$ la composante circulaire u sera négative car x_0 est toujours supérieur à 1.

Ainsi donc connaissant précisément les valeurs de u et v , il est facile d'en déduire l'admittance de la diode.

III.1.3.2. Mesure des amplitudes du champ

Pour connaître exactement la tension aux bornes de la diode aussi bien à la fréquence fondamentale qu'à la fréquence double, nous mesurons la tension dans un plan situé à $\lambda/2$ de la diode sur la ligne de mesure ; pour ces deux opérations préalables sont nécessaires.

- . il faut déterminer le plan de mesure (situé à $\lambda/2$ de la diode).
Pour ce faire on remplace la diode par un élément de court circuit de même forme et on repère la position du premier minimum sur la ligne : il sera bien situé à $\lambda/2$ de la diode.
- . il faut de plus étalonner la sonde, c'est à dire établir la correspondance entre le signal délivré par l'élément détecteur qui est ici un analyseur de spectre et la tension dans le plan de la sonde. Pour que cette mesure soit correcte, il faut qu'en tout point de la ligne la tension soit la même (onde progressive) et que l'on dispose d'un élément pour mesurer cette tension. Dans ce but, on dispose un wattmètre adapté à l'extrémité de la ligne. Connaissant l'impédance caractéristique de la ligne, il est facile de déduire de la valeur de la puissance mesurée celle de la tension en tout point de la ligne et en particulier dans le plan de la sonde.

Quand la diode est placée à l'extrémité de la ligne, on utilise l'indication de l'analyseur de spectre pour la position de la sonde précisée précédemment ($\lambda/2$ de la diode). La courbe d'étalonnage tracée au préalable nous donne la valeur de la tension aux bornes de la diode, dont on peut déduire la valeur du champ électrique.

Cette mesure n'est valable que si l'enfoncement de la sonde est resté le même pour l'étalonnage et pour la mesure.

III.1.3.3. Détermination du déphasage

Le problème consiste à déterminer le déphasage entre les deux composantes du champ ou de la tension : nous disposons d'un déphaseur étalonné sur une des branches du circuit, mais nous ne connaissons pas la phase de référence qui correspond à un déphasage nul entre les deux champs. Dans ce but, nous superposons les deux signaux sur un oscilloscope à échantillonnage disposé à la place de la ligne de mesure. Quand les tensions ont la même amplitude on peut observer la figure III.5.a, pour un déphasage quelconque.

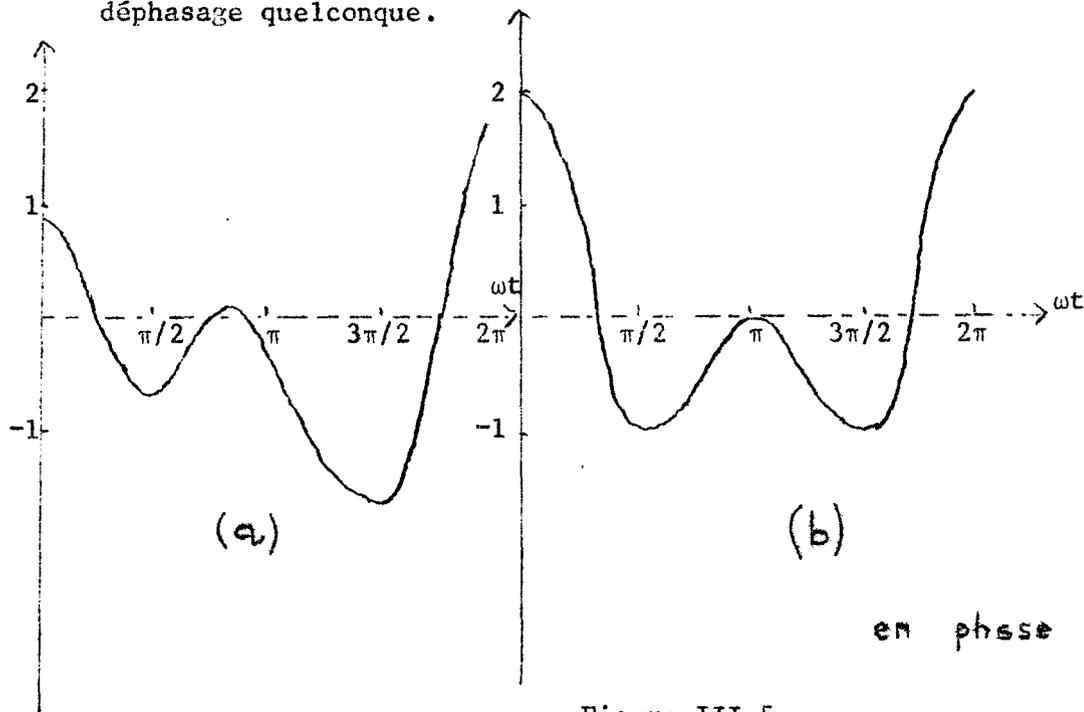


Figure III.5

En jouant sur le déphaseur étalonné on peut obtenir la figure III.5.b qui correspond à un déphasage nul entre les deux tensions. L'indication du déphaseur correspond dans ce cas à la phase de référence à partir de laquelle nous pourrions connaître précisément le déphasage introduit entre les champs.

Nous pouvons obtenir un déphasage nul pour plusieurs positions du déphaseur étalonné ; la gamme totale étant égale à $\sim 6 \pi$ pour 5,5 GHz : nous

avons vérifié que les différentes valeurs obtenues étaient distantes de 2π . Ceci nous a permis d'apprécier la précision de notre détermination de ϕ_2 qui est voisine de 4 %.

Par ailleurs, nous avons tenu compte, dans les évaluations du déphasage apporté par les atténuateurs étalonnés en réalisant la détermination de la phase de référence pour des tensions de valeurs inégales.

III.1.3.4. Pratique de la mesure

Pour étudier l'influence de la composante du champ à l'harmonique 2 nous analysons les variations de l'admittance apparente $Y_{\delta 1}$ (fréquence 2,75 GHz) en fonction des amplitudes de la composante fondamentale E_1 pour une valeur donnée de la composante à l'harmonique 2 et un déphasage ϕ_2 constant. On étudiera de même l'évolution de $Y_{\delta 1}$ en fonction de ϕ_2 , les amplitudes E_1 et E_2 restant constantes.

Nous étudierons aussi l'influence du sous-harmonique 1/2 en considérant que la fréquence fondamentale est égale à 5,5 GHz et la fréquence sous harmonique 2,75 GHz. Ainsi donc en mesurant simultanément l'admittance aux deux fréquences nous tirons directement des enseignements sur l'influence de l'harmonique 2 et du sous harmonique 1/2.

III.1.3.5. Schéma général du banc de mesure

Le schéma est représenté figure III.6.

Le signal hyperfréquence produit par un carcinotron est appliqué en même temps sur la diode à étudier et sur le multiplicateur de fréquence. A la sortie du carcinotron nous plaçons une ligne unidirectionnelle afin d'éviter les réactions dues aux variations de l'impédance de la charge (diode notamment) : on atténue ainsi les fluctuations du niveau du signal incident qui sont causes d'imprécisions dans les mesures. Par l'intermédiaire d'un T une partie de la puissance fournie par la source est envoyée directement sur la diode (circuit 1). La seconde partie de la puissance est appliquée sur le multiplicateur ; le signal à l'harmonique 2 généré est également appliqué sur la diode à étudier par l'intermédiaire du circuit 2.

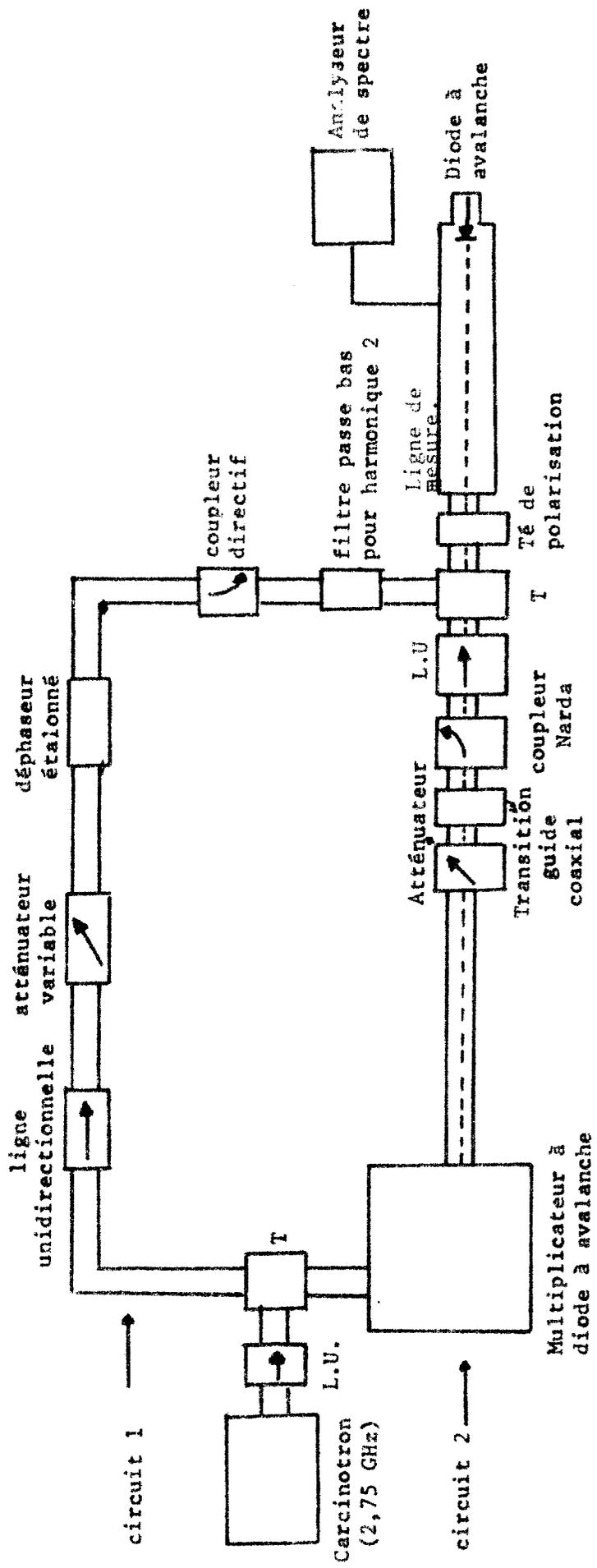


Fig. III.6 : Schéma général du banc de mesure.



Le circuit 1 comporte :

- . une ligne unidirectionnelle afin d'éviter que les variations d'impédance de la diode à étudier se traduisent par des variations de la puissance appliquée sur le multiplicateur.
- . un déphaseur étalonné
- . un atténuateur variable qui permet de régler le niveau injecté sur la diode à 2,75 GHz
- . un ondemètre à absorption afin de déterminer avec précision la fréquence du signal appliqué
- . un coupleur directif associé à un mesureur de puissance qui permet de connaître la puissance de l'onde incidente.
- . un filtre passe bas afin d'éviter la réinjection du signal à 5,5GHz sur le circuit 1.

Le circuit 2 comporte deux parties :

- . une partie en structure guide d'onde qui suit le multiplicateur : adaptateur à vis, ligne unidirectionnelle, atténuateur variable et transition guide-coaxiale.
- . une partie en structure coaxiale : coupleur directif et ligne unidirectionnelle.

Ces divers éléments ont les mêmes fonctions que les éléments correspondants du circuit 1.

Les circuits de polarisation sont identiques à celui que nous avons décrit dans le cas du multiplicateur pour un fonctionnement en régime continu (§ III.1.2.2.).

La superposition des deux ondes hyperfréquences est réalisée par l'intermédiaire d'un T dont la sortie est reliée à la ligne de mesures.

III.2. COMPARAISON ENTRE LES RESULTATS THEORIQUES ET EXPERIMENTAUX

III.2.1. Cas d'un champ sinusoïdal

Cette partie a déjà été publiée dans des travaux antérieurs (16) et nous nous bornerons ici à donner quelques résultats. Les valeurs obtenues pour la conductance $g_{\delta 1}$ et la susceptance $b_{\delta 1}$, quand la diode est soumise à un champ sinusoïdal d'amplitude E_1 , nous serviront de référence pour l'évaluation quantitative des influences des harmoniques et sous harmoniques.

Sur la courbe C.III.4, nous représentons les variations de $g_{\delta 1}$ en fonction de E_1 pour des courants continus de polarisation $I_0 = 8$ mA et $I_0 = 16$ mA. On observe une augmentation de la conductance $g_{\delta 1}$ quand l'amplitude du champ augmente. Les courbes théoriques représentées sur le même graphique concordent assez bien avec les courbes expérimentales quand le champ reste relativement faible ; cependant on remarque un écart quand le champ E_1 devient assez important : il peut s'expliquer par la présence d'une composante du champ à l'harmonique 2 que nous avons négligée avec cette étude. Par ailleurs, la courbe C.III.5 montre l'évolution de la susceptance $b_{\delta 1}$ en fonction de E_1 pour un courant $I_0 = 16$ mA. La susceptance est selfique aux faibles niveaux puis elle devient capacitive aux niveaux élevés. Il faut signaler qu'on ne constate cette évolution que lorsque le courant d'alimentation I_0 est supérieur au courant d'avalanche I_{x0} en régime linéaire (16). La courbe théorique correspondante figure sur le même graphique, elle est en assez bon accord avec la courbe expérimentale.

III.2.2. Influence de l'harmonique 2

III.2.2.1. Etude de la conductance apparente $g_{\delta 1}$

a) Influence du déphasage ϕ_2

Nous avons représenté sur la courbe C.III.6 l'évolution de la conductance apparente $g_{\delta 1}$ à la fréquence fondamentale en fonction du déphasage ϕ_2 de la composante du champ à l'harmonique 2. Les conditions expérimentales sont : $E_1 = 5600$ V/cm, $E_2 = 4000$ V/cm et $I_0 = 16$ mA.

g_{S_1} (mS)

C.III.4 : courbes théoriques

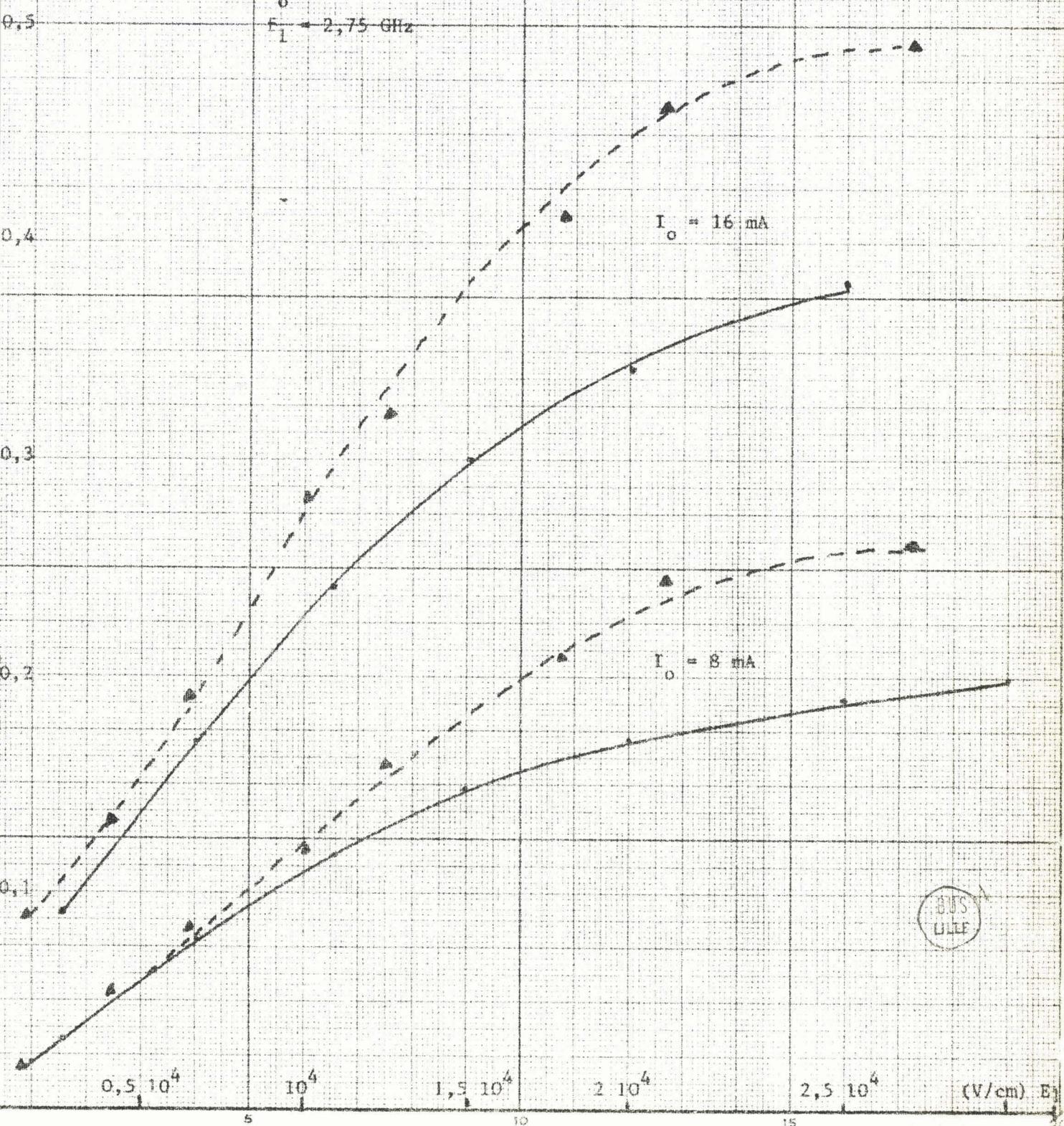
----- courbes expérimentales

$g_{S_1} = f(E_1)$

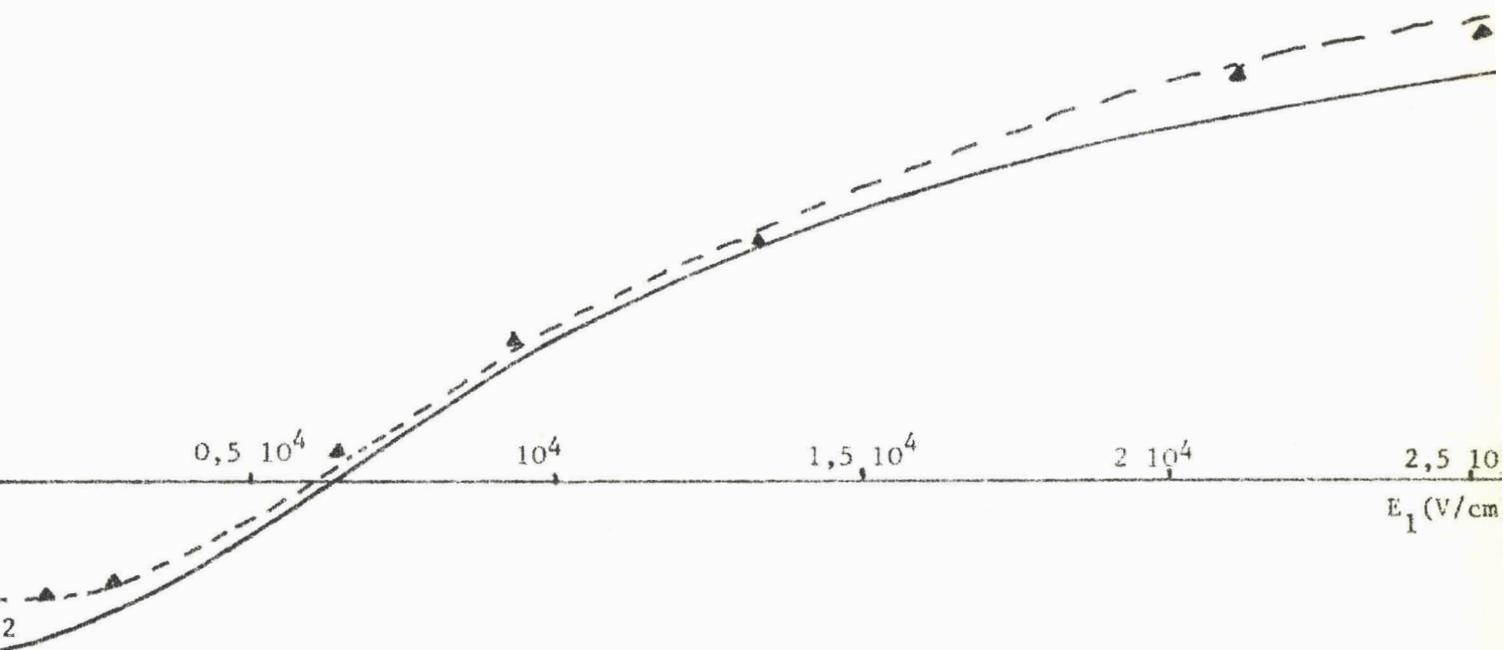
$E_2 = 0$

$I_0 = C^t$

$f_1 = 2,75 \text{ GHz}$



b_1 (mV)



C.III.5 : ----- courbe expérimentale

————— courbe théorique

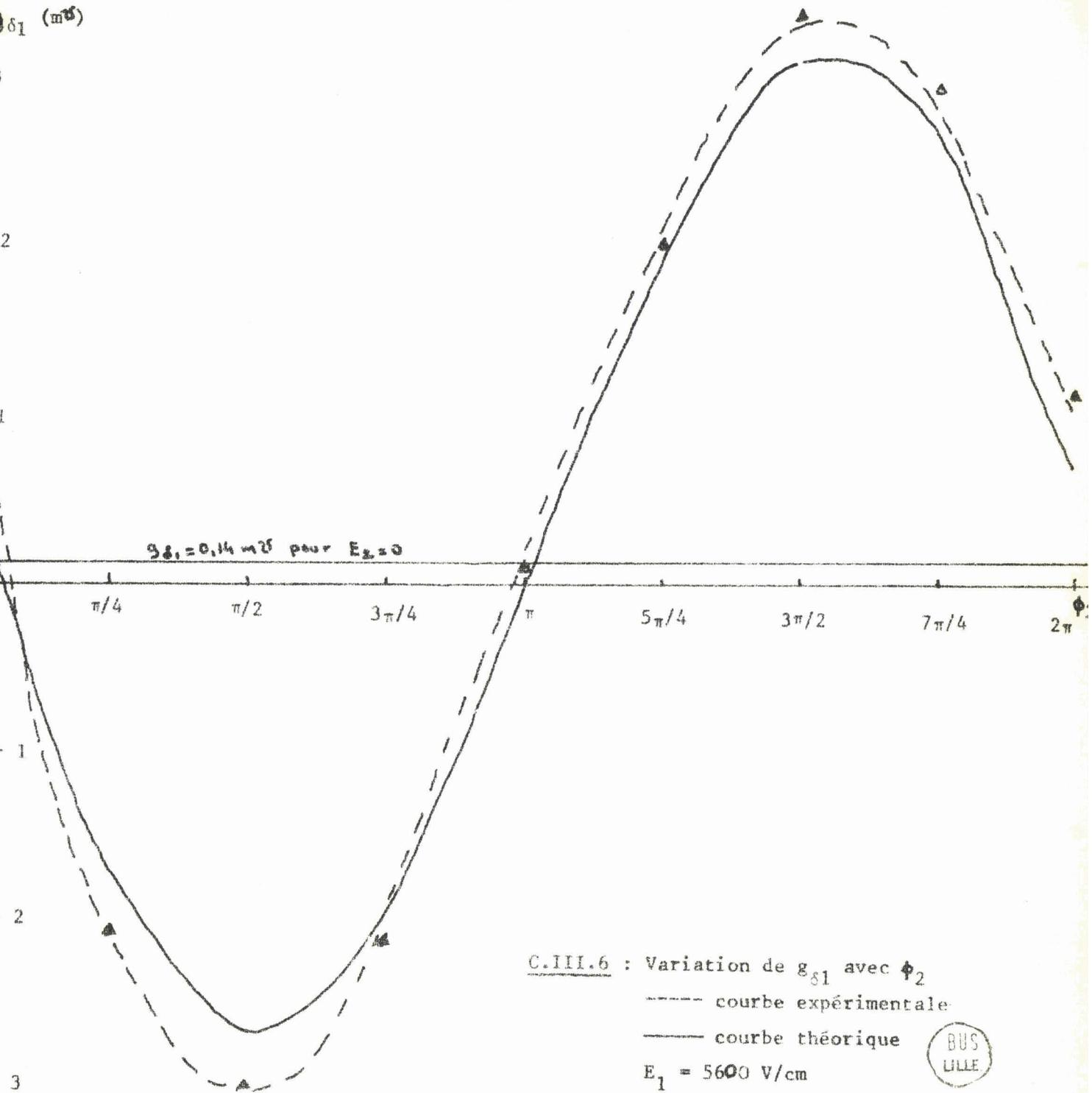
$$b_{\delta_2} = f(E_1)$$

$$E_2 = 0$$

$$I_0 = 16 \text{ mA}$$

$$f_1 = 2,75 \text{ GHz}$$





C.III.6 : Variation de $g_{\delta 1}$ avec ϕ_2

----- courbe expérimentale

———— courbe théorique

$E_1 = 5600 \text{ V/cm}$

$E_2 = 4000 \text{ V/cm}$

$I_0 = 16 \text{ mA}$

$f_1 = 2,75 \text{ GHz}$



La conductance $g_{\delta 1}$, positive en régime sinusoïdal, peut prendre des valeurs importantes positives ou négatives suivant la valeur de ϕ_2 : cet effet est très important et on peut constater que les valeurs de la conductance $g_{\delta 1}$ oscillent à peu près symétriquement par rapport à la valeur obtenue en régime sinusoïdal.

- . Pour des déphasages ϕ_2 compris entre $\pi/8$ et π , la conductance $g_{\delta 1}$ est négative ; sa valeur absolue est maximum pour $\phi_2 \neq \pi/2$. Dans ce cas la diode peut générer de la puissance à la fréquence fondamentale.
- . Pour ϕ_2 compris entre π et 2π on obtient le phénomène inverse ; il y a une dissipation de puissance à la fréquence fondamentale.

Nous avons tracé sur le même graphique la courbe théorique correspondante. L'accord avec la courbe expérimentale est assez satisfaisant eu égard aux inévitables imprécisions de mesure que nous expliquerons par la suite.

b) Influence de l'amplitude du champ fondamental

Nous avons étudié les variations de la conductance $g_{\delta 1}$ en fonction de l'amplitude E_1 de la composante fondamentale du champ, pour deux valeurs de ϕ_2 ($\phi_2 = 5\pi/8$ et $\phi_2 = 3\pi/2$). Les deux phases choisies correspondent à des cas où d'après la courbe C.III.6 l'influence de l'harmonique 2 est prépondérante, mais dans deux sens opposés. Sur les deux courbes représentées figure C.III.7, on observe une diminution progressive du module de la conductance au fur et à mesure que le champ E_1 augmente. La limite de ces courbes ($g_{\delta 1} = 0,4 mS$ correspondant à $E_1 = 3 \cdot 10^4$ V/cm et $E_2 = 0$) montre qu'en ce point l'influence de l'harmonique 2 est négligeable. Pour que l'influence de la composante harmonique 2 du champ soit importante il faut donc que son amplitude soit comparable à celle de la composante fondamentale, ce qui semble physiquement cohérent.

La concordance avec les courbes théoriques correspondantes est assez bonne.

δ_1 (en mS)

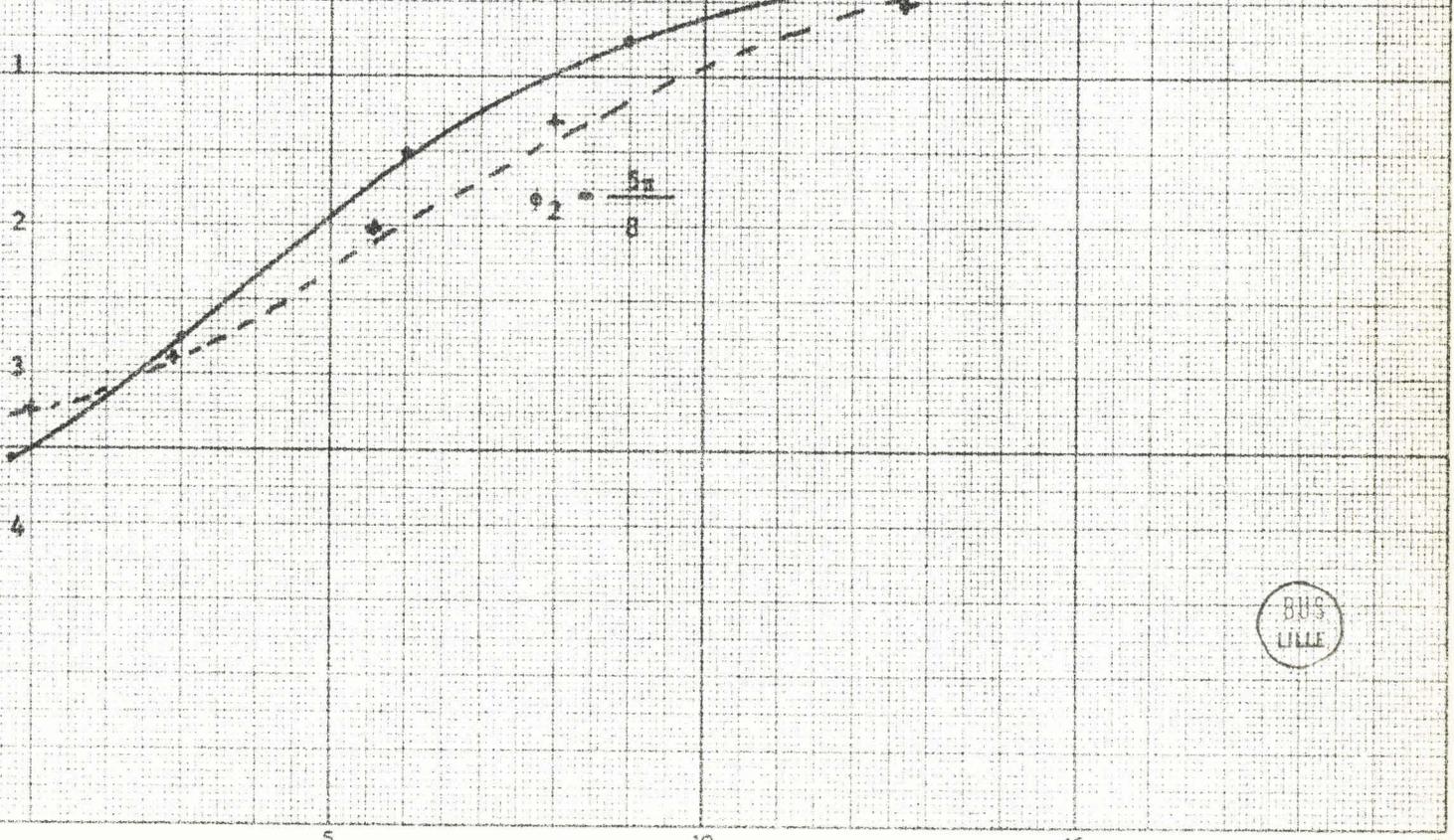
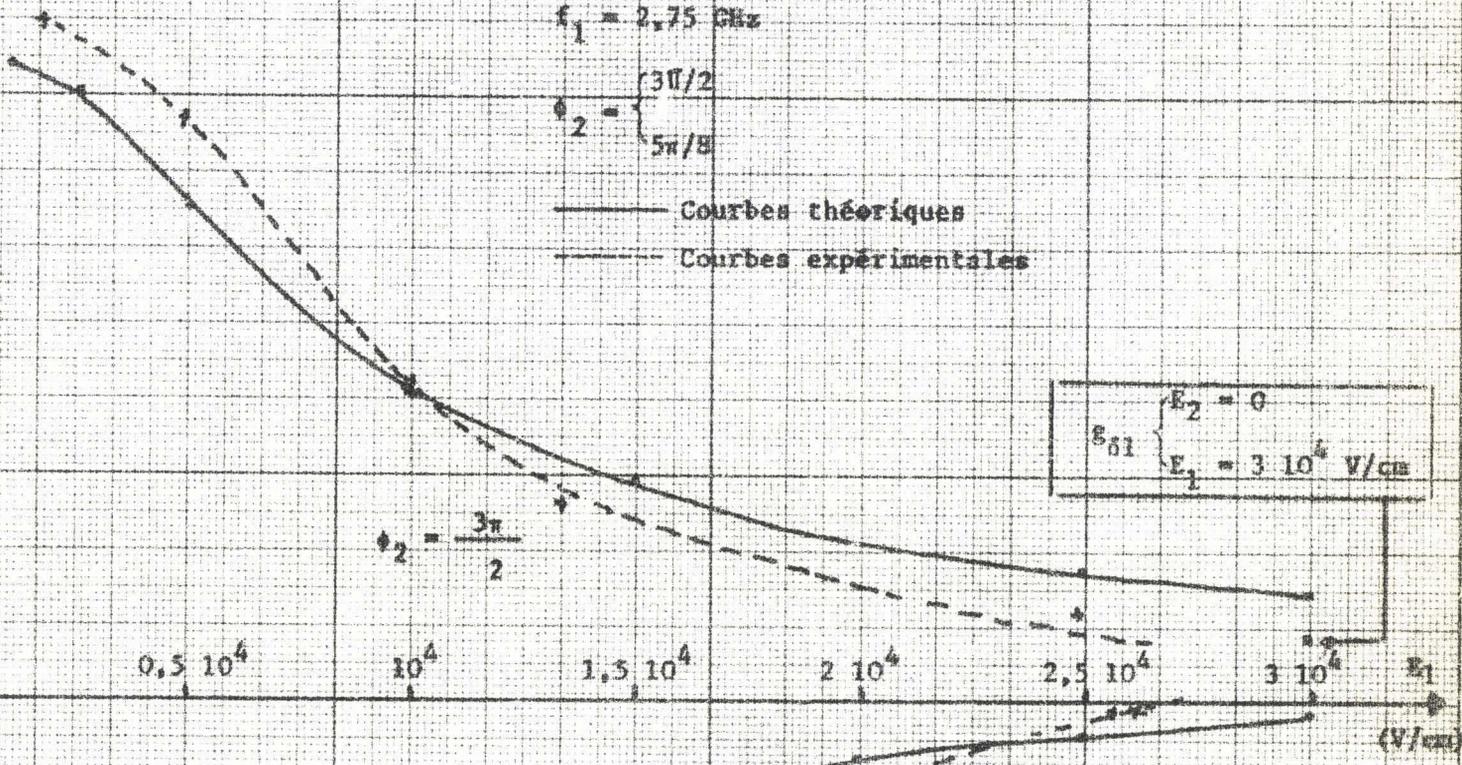
C.III.7 : Conductance δ_{δ_1} fonction de E_1

$E_2 = 4000 \text{ V/cm}$
 $I_0 = 16 \text{ mA}$
 $f_1 = 2,75 \text{ GHz}$

$$\phi_2 = \begin{cases} 3\pi/2 \\ 5\pi/8 \end{cases}$$

— Courbes théoriques
- - - Courbes expérimentales

$\delta_{\delta_1} \begin{cases} E_2 = 0 \\ E_2 = 3 \cdot 10^4 \text{ V/cm} \end{cases}$



III.2.2.2. Etude de la susceptance $b_{\delta 1}$

La susceptance subit des variations assez sensibles (courbe C.III.8) en fonction de ϕ_2 . Cependant pour la phase qui produit un effet favorable pour la conductance ($\phi_2 = \pi/2$), elle prend une valeur voisine de celle qui est obtenue en régime sinusoïdal.

De même l'évolution de $b_{\delta 1}$ en fonction de l'amplitude de la composante E_1 est assez proche (courbe C.III.9) de la variation relevée en régime sinusoïdal (courbe C.III.5).

Par ailleurs, les courbes théoriques tracées dans les mêmes conditions montre un bon accord entre la théorie et l'expérience.

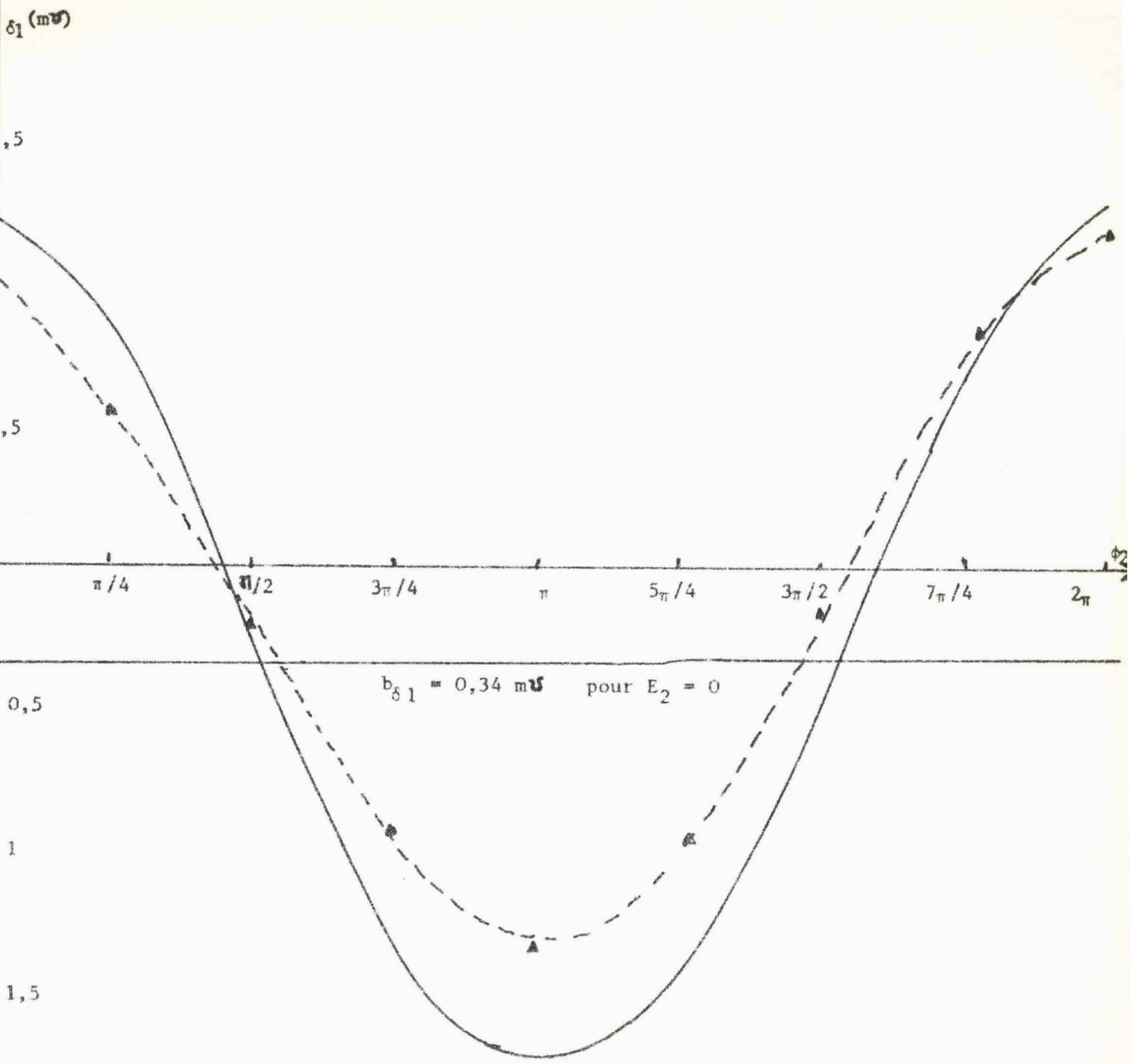
III.2.3. Influence du sous harmonique 1/2

Nous considérons que le champ comporte seulement une composante fondamentale ($f_1 = 5,5$ GHz) et une composante sous harmonique 1/2 ($f_{1/2} = 2,75$ GHz) de phase $\phi_{1/2}$. On utilise le même procédé d'analyse que précédemment.

III.2.3.1. Etude de la conductance $g_{\delta 1}$

a) Influence de $\phi_{1/2}$

La courbe représentative de $g_{\delta 1}$ en fonction de $\phi_{1/2}$ est portée C.III.10. Les conditions expérimentales sont : $E_1 = 4000$ V/cm; $E_{1/2} = 5600$ V/cm et $I_0 = 16$ mA. On obtient un effet tout à fait analogue à celui que nous avons observé pour l'influence de l'harmonique 2. La conductance positive en régime sinusoïdal ($g_{\delta 1} = 0,5 \text{ m}\Omega$), peut devenir fortement négative ($g_{\delta 1} \approx -13 \text{ m}\Omega$), ou positive ($g_{\delta 1} \approx +13 \text{ m}\Omega$) suivant la phase de la composante sous harmonique du champ. On peut constater que les conclusions théoriques sur l'influence du sous harmonique 1/2 sont aisément vérifiées. On observe bien une zone de phase favorable où la diode peut générer de la puissance à la fréquence fondamentale. L'accord avec la courbe théorique est également assez satisfaisant.



C.III.8 : Variation de b_{δ_1} avec ϕ_2

----- courbe expérimentale

———— courbe théorique

$$b_{\delta_1} = f(\phi_2)$$

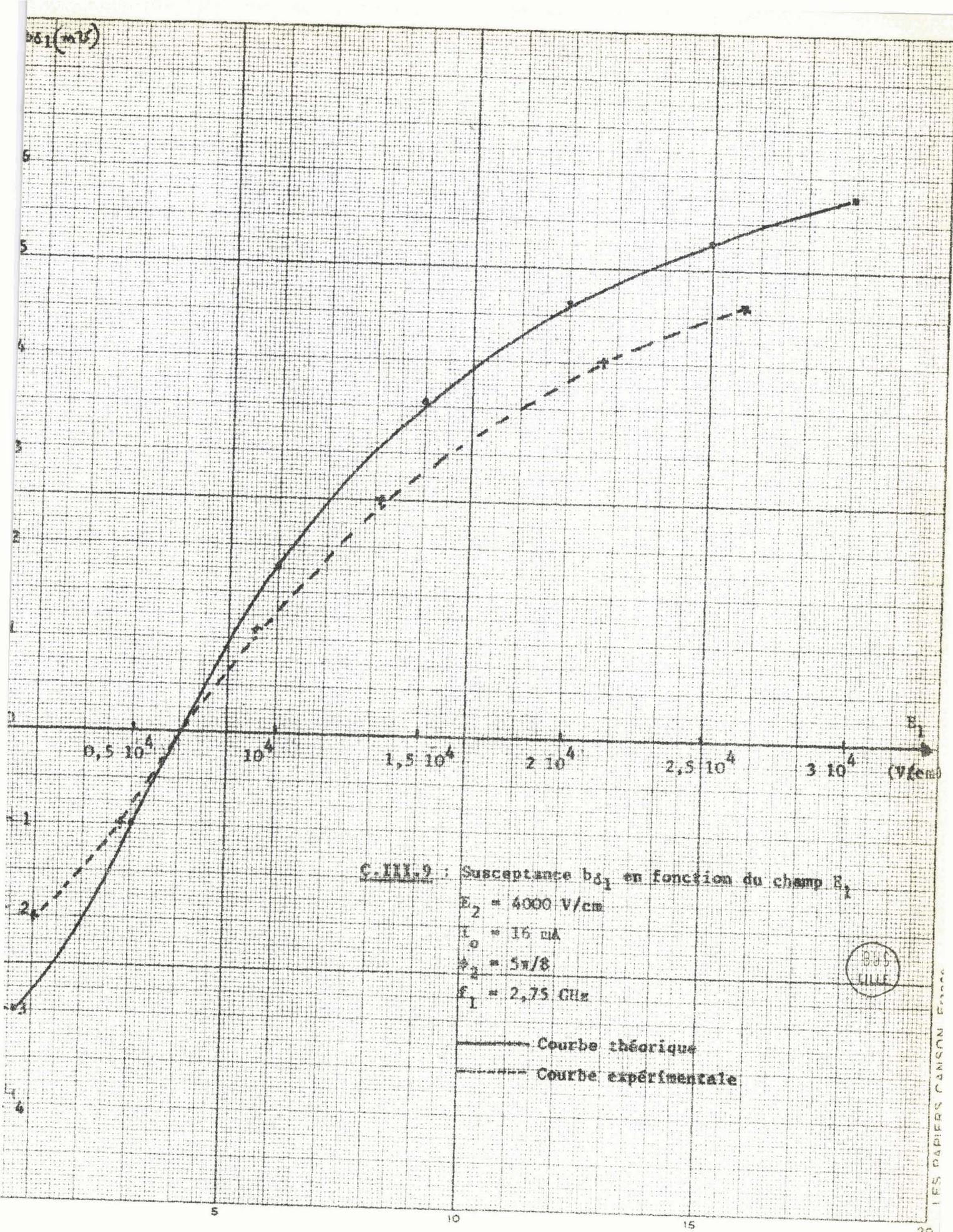
$$E_1 = 5600 \text{ V/cm}$$

$$E_2 = 4000 \text{ V/cm}$$

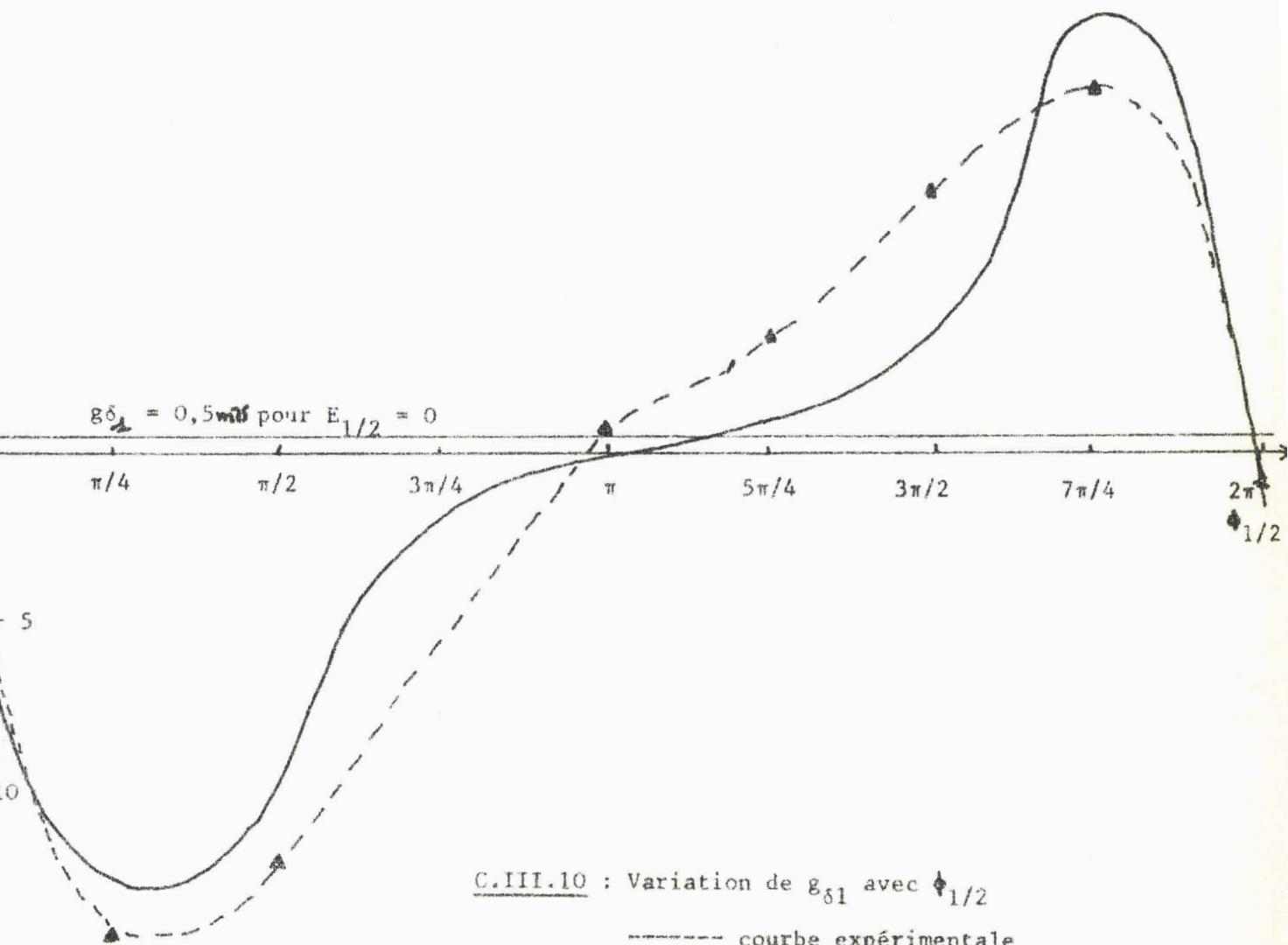
$$I_0 = 16 \text{ mA}$$

$$f_1 = 2,75 \text{ GHz}$$





$g_{\delta 1}$ (mV)



C.III.10 : Variation de $g_{\delta 1}$ avec $E_{1/2}$

----- courbe expérimentale

———— courbe théorique

$f_1 = 5,5 \text{ GHz}$

$I_0 = 16 \text{ mA}$

$E_1 = 4000 \text{ V/cm}$

$E_{1/2} = 5600 \text{ V/cm}$



b) Influence de l'amplitude $E_{1/2}$

Nous avons étudié la variation de la conductance en fonction de l'amplitude de la composante sous harmonique pour une phase favorable à l'existence d'une conductance négative ($\phi_{1/2} = \pi/4$). On remarque, comme ceci avait été prévu par l'étude théorique, une augmentation continue du module de $g_{\delta 1}$ en fonction de l'amplitude de la composante sous harmonique 1/2 (courbe C.III.11). Les conductances obtenues pour des valeurs assez importantes de la composante sous harmonique peuvent être très élevées ($g_{\delta 1} = - 60 \text{ m}\Omega$).

III.2.3.2. Etude de la susceptance $b_{\delta 1}$

Nous avons étudié également les variations de la susceptance $b_{\delta 1}$ en fonction de $\phi_{1/2}$ (courbe C.III.12).

- . pour $0 < \phi_{1/2} < \pi$ la valeur de la susceptance décroît et devient inférieure à la valeur obtenue en régime sinusoïdal
- . par contre elle croît pour $\phi_{1/2}$ compris entre π et 2π .

La courbe C.III.13 montre que la susceptance augmente lentement avec l'amplitude de la composante sous harmonique du champ.

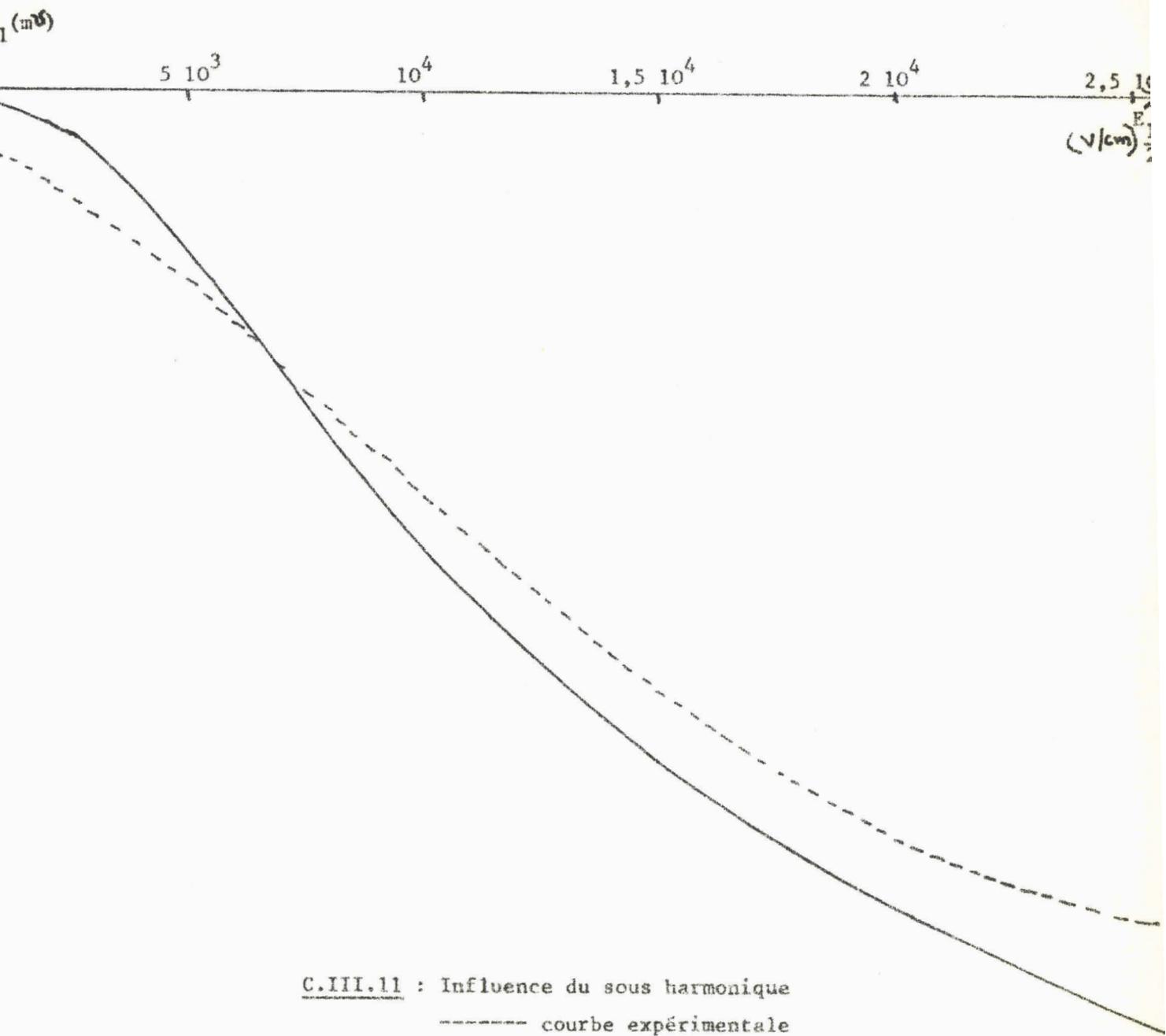
Dans les mêmes conditions nous avons tracé les courbes théoriques.

III.3. CONCLUSION

Cette étude expérimentale nous a permis d'effectuer deux types de comparaison :

a) Comparaison qualitative

D'une part, nous avons vérifié que dans le cas d'un champ sinusoïdal, l'augmentation de l'amplitude du champ entraîne une variation analogue de la conductance $g_{\delta 1}$ et donc une diminution de $|\psi_1|$. D'autre part, nous avons montré la possibilité d'utiliser des composantes harmoniques et sous harmoniques du champ afin de diminuer les pertes de puissance dans la zone d'avalanche : les déphasages favorables de ces composantes sont bien ceux qui étaient prévus par la théorie.



C.III.11 : Influence du sous harmonique

----- courbe expérimentale

———— courbe théorique

$$f_1 = 5,5 \text{ GHz}$$

$$E_1 = 4000 \text{ V/cm}$$

$$\phi_{1/2} = \pi/4$$

$$I_0 = 16 \text{ mA}$$



(mV)



C.III.12 : Influence du sous harmonique

$f_1 = 5,5$ GHz

$I_0 = 16$ mA

$E_1 = 4000$ V/cm

$E_{1/2} = 5600$ V/cm

----- courbe expérimentale

———— courbe théorique

$\pi/4$ $\pi/2$ $3\pi/4$ π $5\pi/4$ $3\pi/2$ $7\pi/4$ 2π



$b_{\delta 1}$ (ml)

C.III.13 : $b_{\delta 1}$ fonction de $E_{1/2}$

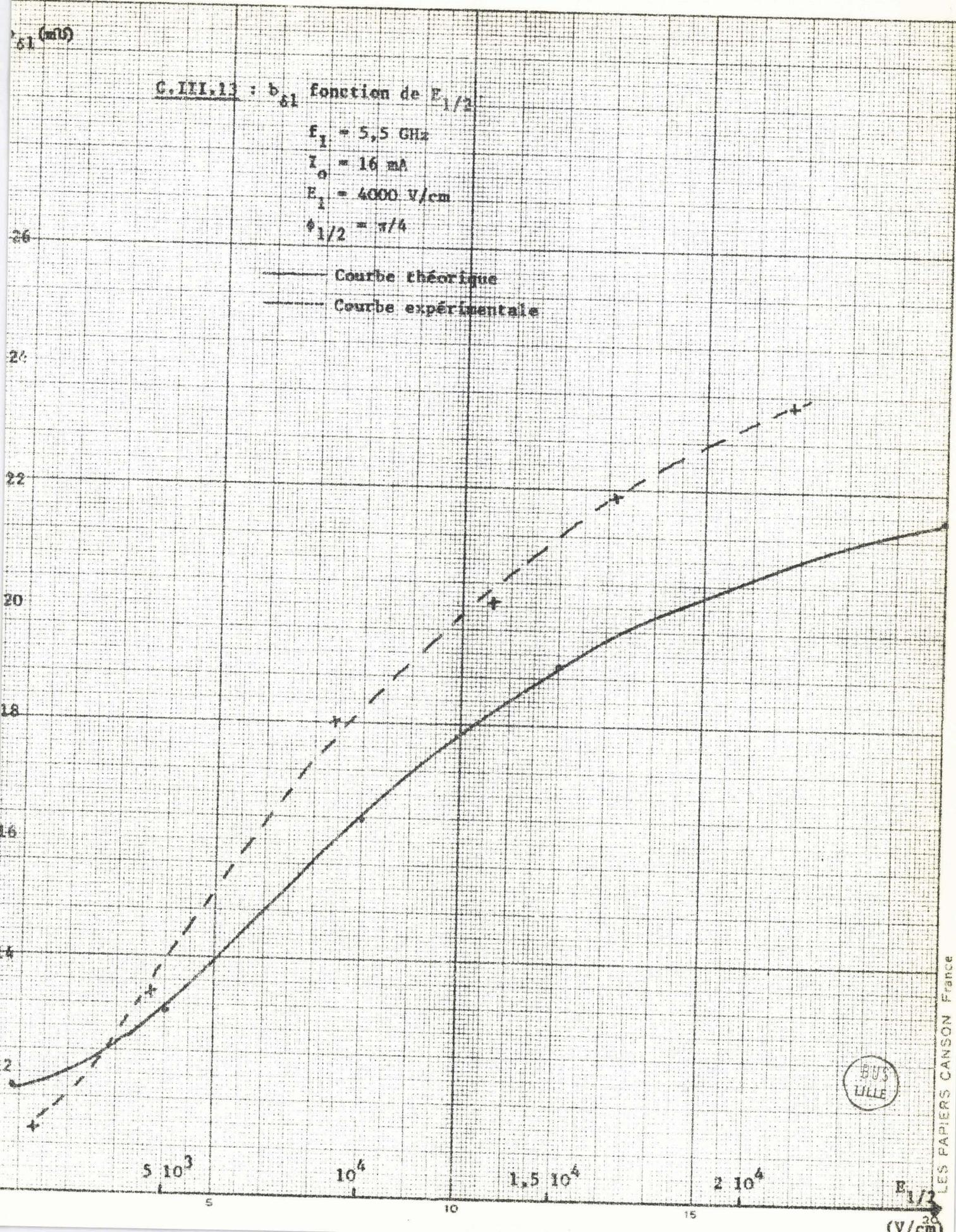
$f_1 = 5,5 \text{ GHz}$

$I_0 = 16 \text{ mA}$

$E_1 = 4000 \text{ V/cm}$

$\phi_{1/2} = \pi/4$

— Courbe théorique
- - - Courbe expérimentale



BUS LILLE

LES PAPIERS CANSON France

$E_{1/2}$
(V/cm)

b) Comparaison quantitative

Elle avait pour but de justifier la validité de toute l'étude théorique. Il convient à ce sujet de signaler certaines difficultés de manipulation qui ont des incidences directes sur la précision des mesures.

- . La détermination des phases n'est pas très précise car la variation de l'impédance de la diode peut introduire des variations correspondantes du déphasage entre les composantes. De même les fluctuations de la fréquence fondamentale peuvent constituer une autre source d'erreurs.
- . La mesure du T.O.S. est assez difficile quand la conductance est faible : la largeur de la courbe en double du minimum est alors voisine de celle qui est obtenue à vide.

Compte tenu de ces imprécisions de mesure qui expliquent en grande partie les écarts entre les courbes théoriques et expérimentales, nous pouvons raisonnablement estimer que l'étude théorique est tout à fait valable. Ainsi nous pouvons utiliser cette théorie pour l'étude de la puissance délivrée par une diode à avalanche et temps de transit.

CHAPITRE IV

ETUDE THEORIQUE DE LA PUISSANCE UTILE
OPTIMALE

SOMMAIRE

INTRODUCTION

IV.1. EXPRESSIONS UTILISEES

- IV.1.1. Expression de la puissance
- IV.1.2. Expression de l'impédance totale
- IV.1.3. Expression de la puissance utile
 - IV.1.3.1. Caractérisation du circuit
 - IV.1.3.2. Puissance utile

IV.2. ETUDE DE LA PUISSANCE EMISE

- IV.2.1. Etude de la condition d'oscillation
 - . cas d'une oscillation purement sinusoïdale
 - . cas d'une oscillation périodique avec présence d'une composante à l'harmonique 2
 - . cas d'une oscillation périodique avec présence d'une composante sous harmonique 1/2
- IV.2.2. Influence de la fréquence
- IV.2.3. Influence de l'épaisseur de la zone de transit
- IV.2.4. Influence des composantes harmonique 2 et sous harmonique 1/2
 - IV.2.4.1. Influence de la composante harmonique 2 du champ
 - IV.2.4.2. Influence de la composante sous harmonique 1/2

IV.3. ETUDE DE LA PUISSANCE UTILE OPTIMALE

- IV.3.1. Optimisation de la structure.
- IV.3.2. Optimisation du courant
- IV.3.3. Réalisation du fonctionnement optimum
- IV.3.4. Puissance utile optimale

IV.3.5. Etude des résistances de charge optimales

a) fréquence fondamentale

b) fréquence harmonique 2 et sous harmonique 1/2

IV.3.6. Possibilité d'accord

IV.3.7. Discussion

- . influence de la température de la jonction
- . influence de la modulation de la résistance série R_s
- . influence de l'épaisseur δ de la zone en avalanche

IV.3.8. Conclusion

ETUDE THEORIQUE DE LA PUISSANCE UTILE OPTIMALE

INTRODUCTION

Dans les précédents chapitres, nous avons étudié les effets qui permettent d'augmenter la puissance émise par une diode A.T.T.. Nous nous intéresserons dans ce chapitre-ci à l'optimisation des structures et des conditions de fonctionnement en vue d'obtenir des puissances maxima. A cet effet nous étudierons d'abord l'évolution de la puissance émise en fonction de divers paramètres, en particulier de la valeur de l'angle de transit (fréquence, dimensions de la structure) ; de même nous évaluerons quantitativement l'influence des composantes harmonique 2 et sous harmonique $\frac{1}{2}$ du champ électrique dans la zone d'avalanche sur la puissance délivrée par l'oscillateur. Enfin nous analyserons les variations de la puissance utile et nous en déduirons les conditions de fonctionnement nécessaires pour obtenir les puissances utiles optimales : valeur du courant de polarisation, de l'angle de transit et des caractéristiques du circuit d'utilisation.

Ces travaux ont été réalisés sur des diodes du type P^+NN^+ où l'épaisseur de la zone en avalanche est assez faible. Les résultats dépendent assez directement de la loi d'évolution du taux d'ionisation α des porteurs avec le champ électrique : nous avons choisi une variation exponentielle, les paramètres étant ajustés pour rendre compte des valeurs expérimentales du taux d'ionisation moyen des porteurs dans le silicium. Cette étude ne comporte donc pas d'analyse comparative des divers matériaux, mais elle pourrait facilement être appliquée à d'autres semiconducteurs, germanium ou GaAs notamment.

IV.1. EXPRESSIONS UTILISEES

IV.1.1. Expression de la puissance émise

Dans le chapitre I nous avons obtenu l'expression générale de la puissance émise :

. la composante de la puissance à la pulsation $k\omega$ s'écrit :

$$P_{Dk} = \frac{1}{2} (W-\delta) \gamma_k E_k^2 \frac{(1-\cos \theta_k) v_k + 2 \sin \frac{\theta_k}{2} \cos (\psi_k - \frac{\theta_k}{2}) + k\omega \tau \cos \psi_k}{\theta_k}$$

. γ_k et ψ_k sont le module et la phase de la conductivité d'injection ; pour une fréquence donnée, γ_k dépend essentiellement de l'amplitude du champ et du courant continu d'alimentation (i_{c_k} dépendant de I_0).

$$. v_k = \frac{\gamma_k}{k \omega \epsilon S} \quad \text{et} \quad \tau = \frac{\delta}{v} \quad (v = 10^5 \text{ m/s})$$

Par ailleurs, la condition d'oscillation s'écrit :

$$2 \sin \frac{\theta_k}{2} \cos (\psi_k - \frac{\theta_k}{2}) + k \omega \tau \cos \psi_k < - (1 - \cos \theta_k) v_k$$

IV.1.2. Expression de l'impédance totale

L'impédance équivalente à la jonction pour la pulsation $k\omega$ peut se mettre sous la forme :

$$Z_{Dk} = R_{Dk} + j X_{Dk} \quad (IV.1)$$

R_{Dk} représente la résistance de la diode et X_{Dk} sa réactance. La résistance R_{Dk} peut s'écrire :

$$R_{Dk} = 2 \frac{P_{Dk}}{|i_{I_k}|^2}$$

A partir des expressions de la puissance et du courant (I.6) nous obtenons :

$$R_{Dk} = \frac{(W-\delta)}{\gamma_k} \left[\frac{(1-\cos \theta_k) v_k + 2 \sin \frac{\theta_k}{2} \cos (\psi_k - \frac{\theta_k}{2}) + k\omega \tau \cos \psi_k}{\theta_k (1 + \frac{1}{v_k^2} + 2 \frac{\sin \psi_k}{v_k})} \right] \quad (IV.2)$$

De même nous déterminons (voir annexe 1) l'expression de la réactance :

$$X_{Dk} = - \frac{(W-\delta)}{\gamma_k} \left[v_k \frac{W}{W-\delta} - \frac{v_k \sin \theta_k + 2 \sin \frac{\theta_k}{2} \sin (\psi_k - \frac{\theta_k}{2}) + k\omega \tau (\sin \psi_k + v_k)}{\theta_k (1 + \frac{1}{v_k^2} + \frac{2 \sin \psi_k}{v_k})} \right] \quad (IV.3)$$

Remarque : La formule IV.2 permet d'obtenir directement la résistance de la diode en régime quasi statique ou encore la résistance liée à la réaction de charge d'espace des porteurs mobiles. En effet, si dans l'expression IV.2 on fait l'approximation $k\omega \neq 0$ on obtient :

$$R_{D0} = \frac{(W - \delta)^2}{2 \epsilon v S} + \frac{\delta}{\gamma_k} \cos \psi_k \quad (IV.4)$$

Dans la première partie de cette expression, on retrouve bien la valeur de la résistance de charge d'espace d'une zone de transit, telle qu'elle a été obtenue par d'autres chercheurs ⁽¹⁷⁾ ; la deuxième partie rend compte de la résistance de charge d'espace de la zone d'avalanche en régime non linéaire.

IV.1.3. Expression de la puissance utile

Les oscillations produites par la diode sont transmises à une impédance de charge par l'intermédiaire d'un circuit hyperfréquence souvent complexe. Le courant circulant dans ce circuit engendre des pertes dont il faut tenir compte.

IV.1.3.1. Caractérisation du circuit

Nous caractérisons le circuit d'utilisation pour la pulsation $k\omega$ par le schéma suivant : (figure IV.1)^(x)

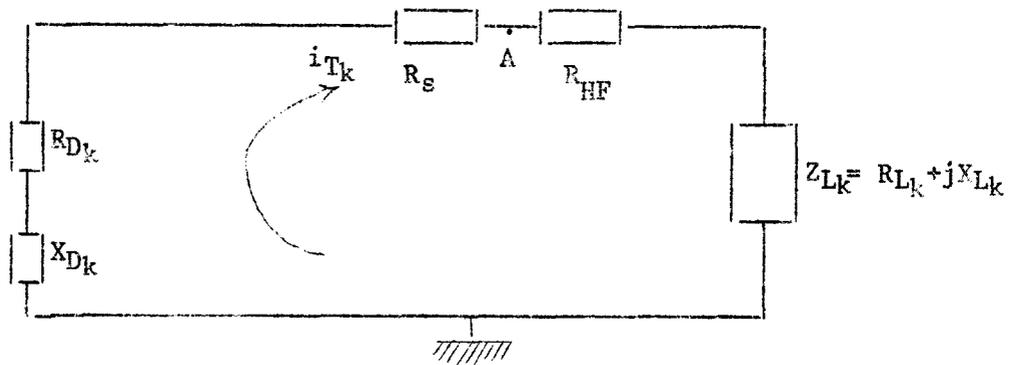


Figure IV.1

^(x) Ce schéma équivalent n'est valable en toute rigueur que pour une diode non encapsulée. Dans le cas contraire on devrait tenir compte de la capacité boîtier (C_B) placée entre le point A et la masse.

R_{Dk} et X_{Dk} sont la résistance et la réactance présentées par la diode
 R_s est la résistance série parasite de la diode due au contact et au
 substrat.

R_{HF} est la résistance caractérisant les pertes du circuit hyperfréquence

R_{Lk} et X_{Lk} sont la résistance et la réactance de charge.

Le maintien d'un régime stationnaire implique la condition :

$$R_{Dk} + R_s + R_{HF} + R_{Lk} = 0 \quad (IV.5)$$

D'autre part, la fréquence d'oscillation sera déterminée à partir de
 l'équation

$$X_{Dk} + X_{Lk} = 0 \quad (IV.6)$$

Il nous apparait primordial de calculer les valeurs de R_{Lk} et X_{Lk}
 non seulement pour la fréquence d'oscillation mais aussi pour les fréquences
 harmoniques et sous harmoniques. D'une part, leur connaissance sera en
 effet nécessaire pour réaliser des circuits appropriés et d'autre part, il
 est important de savoir si ces circuits sont effectivement réalisables
 (notamment il faudrait que R_{Lk} ait toujours une valeur appréciable). Dans
 le même ordre d'idée, nous calculerons le coefficient de qualité du circuit
 de charge aux diverses fréquences :

$$Q_{Lk} = \frac{|X_{Lk}|}{R_{Lk}}$$

IV.1.3.2. Puissance utile

La puissance dissipée par effet Joule dans les
 éléments parasites et dans le circuit hyperfréquence est : $\frac{1}{2} (R_s + R_{HF}) |i_{Tk}|^2$
 On obtient l'expression de la puissance utile à partir de la relation :

$$P_{uk} = P_{Dk} + \frac{1}{2} (R_s + R_{HF}) |i_{Tk}|^2 \quad (IV.7)$$

La composante de la puissance à la pulsation $k\omega$ s'exprime alors :

$$P_{u_k} = \frac{1}{2} \gamma_k E_k^2 \left\{ (W-\delta) \frac{(1-\cos \theta_k) v_k + 2 \sin \frac{\theta_k}{2} \cos (\psi_k - \frac{\theta_k}{2}) + k \omega \tau \cos \psi_k}{\theta_k} + \gamma_k (R_s + R_{HF}) \left(1 + \frac{1}{v_k^2} + \frac{2 \sin \psi_k}{v_k} \right) \right\} \quad (IV.8)$$

Ces différentes expressions que nous avons déterminées (P_{D_k} , R_{D_k} , P_{u_k} , R_{L_k}) nous permettent d'entreprendre l'étude de la puissance émise et de la puissance utile optimale. Cette étude a été réalisée sur ordinateur afin de s'affranchir de toute approximation abusive.

IV.2. ETUDE DE LA PUISSANCE EMISE

IV.2.1. Etude de la condition d'oscillation

Nous avons rappelé cette condition au § IV.1.1. Sans entreprendre une étude exhaustive de cette relation nous tenterons, dans le cas des diodes A.T.T. de dégager, au prix de quelques approximations, des critères simples pour l'obtention d'oscillations. Notamment, il nous semble nécessaire de définir les valeurs des angles de transit qui permettent d'obtenir spontanément des signaux aux fréquences harmoniques ou sous harmoniques en même temps qu'à la fréquence fondamentale.

Pour réaliser la condition d'oscillation, il est au moins nécessaire que l'on ait (*) :

$$2 \sin \frac{\theta_k}{2} \cos (\psi_k - \frac{\theta_k}{2}) + k \omega \tau \cos \psi_k < 0$$

Si l'angle de transit dans la zone d'avalanche est négligeable, cette condition se ramène à :

$$\sin \frac{\theta_k}{2} \cos (\psi_k - \frac{\theta_k}{2}) < 0 \quad (IV.9)$$

Cette inégalité ne sera satisfaite que si :

(*) En toute rigueur cette condition suppose que v_k soit beaucoup plus petit que 1, donc que l'on se trouve dans le cas des hautes fréquences.

$$2 \pi n + \frac{\pi}{2} < \left| \psi_k - \frac{\theta_k}{2} \right| < \frac{3\pi}{2} + 2 \pi n \quad (\text{IV.10})$$

La figure IV.2 indique (zone hachurée) les domaines de variation de θ_k pour chaque valeur de la phase ψ_k de la conductivité d'injection. Par exemple pour $\psi_k = -\frac{\pi}{4}$, la valeur de l'angle de transit doit être comprise entre $\pi/2$ et $5\pi/2$.

Etudions maintenant cette condition dans les divers cas possibles (avec ou sans accord du circuit extérieur).

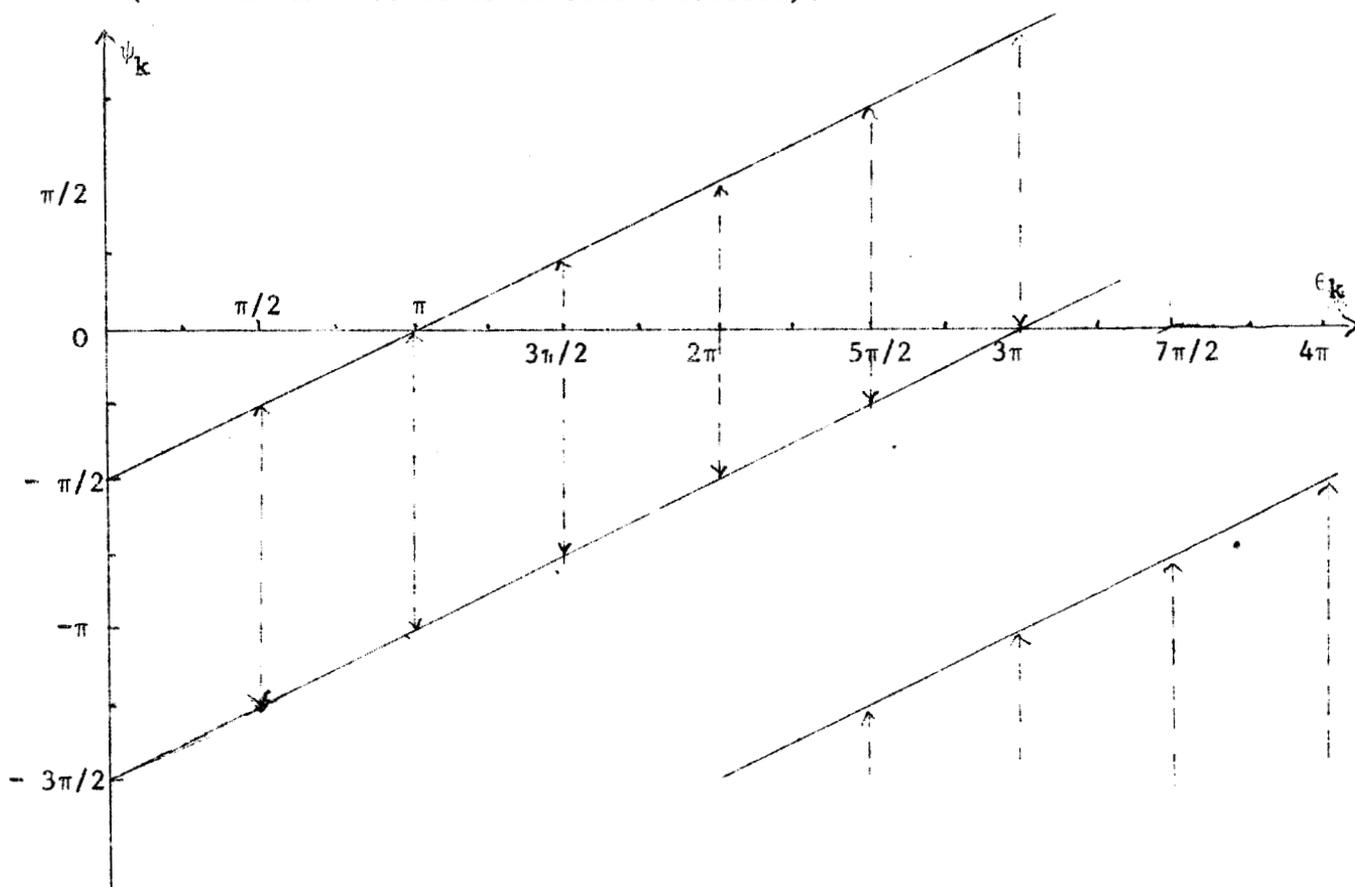


Figure IV.2

. Cas d'une oscillation purement sinusoïdale

Nous avons vu au chapitre II que dans ce cas, les valeurs de la phase ψ_1 de la conductivité d'injection pouvaient être comprises entre $\sim -\pi/4$ et $\sim -\pi/2$, les valeurs possibles pour l'angle de transit seront donc (sur la figure IV.2) comprises entre 0 et 2π . Pour les

faibles valeurs de θ_1 ($\theta_1 < \pi/2$) l'oscillation pourra sans doute se déclencher mais les amplitudes seront vite limitées car dès que $|\psi_1|$ aura tendance à diminuer la condition IV.10 ne sera plus satisfaite.

. Cas d'une oscillation périodique avec présence d'une composante à l'harmonique 2

Pour ce fonctionnement il faudra que la condition IV.10 soit réalisée simultanément pour les fréquences fondamentale et harmonique 2.

Nous avons tracé (courbe C.IV.1) l'évolution de ψ_1 en fonction de la phase ψ_2 de la conductivité d'injection à la pulsation 2ω , pour : $10^4 \text{ V/cm} < E_1 < 2 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$ avec $E_1 = E_2$ et $\phi_2 = \pi/2$ (ces conditions sont habituellement favorables pour l'amélioration de la puissance émise). On constate pour ces conditions de fonctionnement que :

- . ψ_1 varie entre $\sim - 94^\circ$ et $\sim - 107^\circ$, en conséquence sur la figure IV.2, θ_1 pourra varier entre 0 et $\sim 7\pi/4$.
- . ψ_2 est compris entre $\sim - 40^\circ$ et $\sim - 72^\circ$; ceci impose $\sim \pi/2 < \theta_2 < \sim \frac{9\pi}{4}$.

En réalité il existe une corrélation entre les variations de θ_1 et celles de θ_2 : on doit avoir $\theta_2 = 2 \theta_1$. En définitive donc, la diode pourra osciller aux deux fréquences pour : $\pi/4 < \theta_1 < 9\pi/8$. Au chapitre I,

nous avons étudié les variations de l'angle de transit nécessaire pour obtenir en première approximation un rendement optimum : pour $|\psi_1|$ voisin de 100° , on aurait (courbe C.I.2) $\theta_{1\text{opt}} = 5\pi/8$ ce qui est tout à fait compatible avec la condition d'oscillation précitée.

. cas d'une oscillation périodique avec présence d'une composante sous harmonique 1/2

Nous avons porté sur la courbe C.IV.2 les variations de ψ_1 en fonction de $\psi_{1/2}$ (phase de la conductivité d'injection à la pulsation $\omega/2$) dans le cas où $E_1 = E_{1/2}$ et $\phi_{1/2} = 3\pi/4$ (phase choisie dans la zone favorable déterminée au chapitre II). En effectuant la même analyse que

C.IV.1 : $|\psi_1|$ fonction de ψ_2

$$\delta = 1 \mu$$

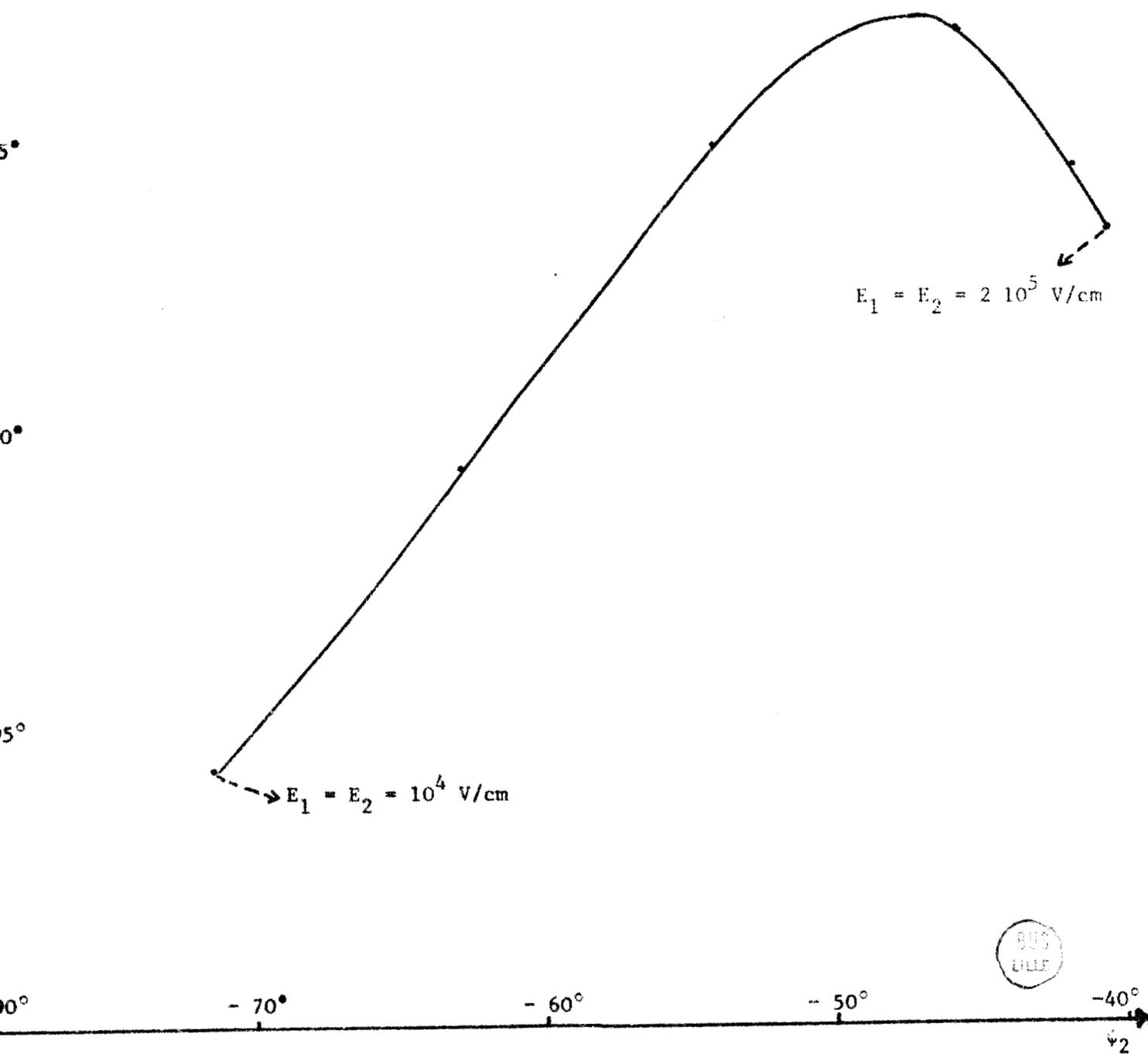
$$S = 10^{-4} \text{ cm}^2$$

$$f_1 = 10 \text{ GHz}$$

$$E_1 = E_2$$

$$10^4 \text{ V/cm} < E_1 < 2 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$$

$$\phi_2 = \pi/2$$



C.IV.2 : ψ_1 fonction de $\psi_{1/2}$

$$\delta = 1 \mu$$

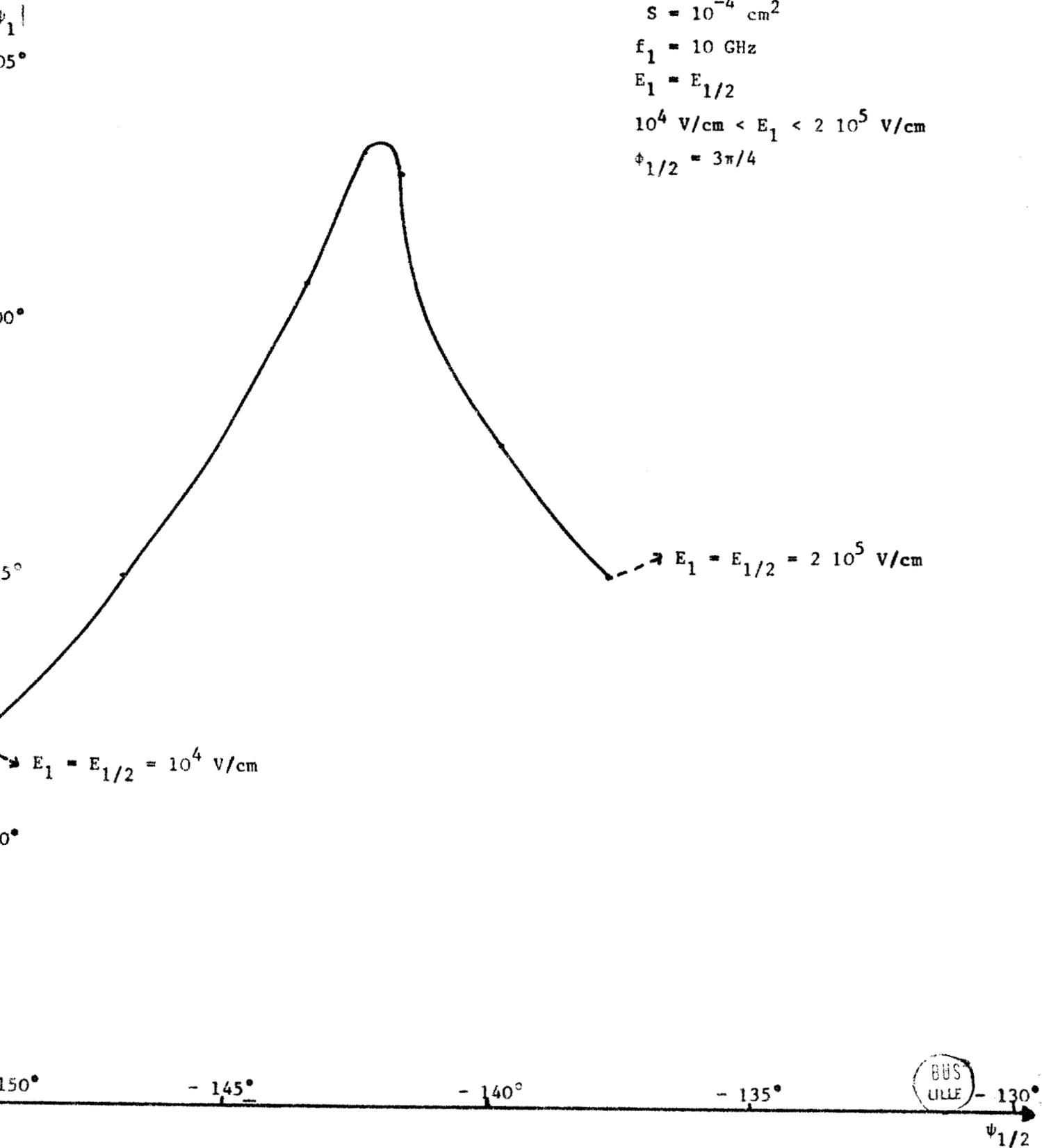
$$S = 10^{-4} \text{ cm}^2$$

$$f_1 = 10 \text{ GHz}$$

$$E_1 = E_{1/2}$$

$$10^4 \text{ V/cm} < E_1 < 2 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$$

$$\phi_{1/2} = 3\pi/4$$



BUS
LILLE

$\psi_{1/2}$

précédemment, nous aboutissons aux résultats suivants :

- ψ_1 variant entre -92° et -103° ; θ_1 doit être compris entre 0 et $\sim 2\pi$.
- $\psi_{1/2}$ étant compris entre $\sim -138^\circ$ et -150° , $\theta_{1/2}$ pourra varier de 0 à $\sim 3\pi/2$.

Par ailleurs θ_1 doit être le double de $\theta_{1/2}$; les valeurs de θ_1 qui satisfont la condition IV.10 sont donc : $0 < \theta_1 < 2\pi$.

Les études que nous venons d'effectuer nous ont permis de déterminer dans des conditions de fonctionnement bien précises, les valeurs de θ_1 qui satisfont la condition d'oscillation IV.10 : ceci constitue une base pour le choix de la structure convenable.

IV.2.2. Influence de la fréquence

Cette étude a pour but de rechercher, pour une structure et des conditions de fonctionnement déterminées, les fréquences d'oscillations privilégiées de la diode.

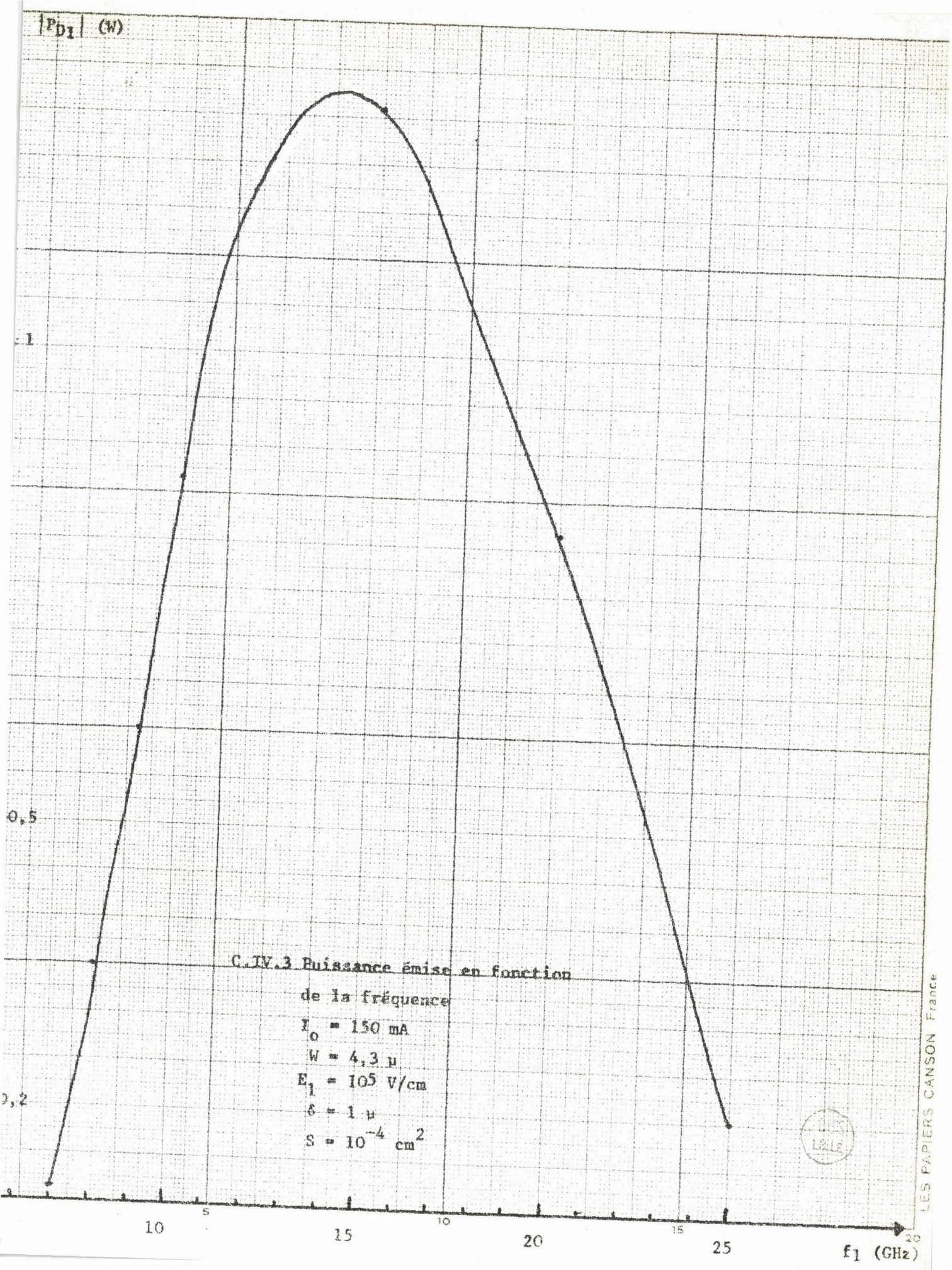
Les conditions d'étude sont : $I_0 = 100$ mA ; $E_1 = 10^5$ V/cm ; $E_2 = E_{1/2} = 0$
La structure présente les caractéristiques suivantes :

$$\delta = 1 \mu ; W = 4,3 \mu ; S = 10^{-4} \text{ cm}^2$$

La courbe C.IV.3 représente les variations de la puissance émise P_{D1} en fonction de la fréquence de sortie. Il apparaît d'une part que la diode n'émet de la puissance qu'à partir d'une fréquence de seuil et d'autre part que cette puissance passe par un maximum pour une fréquence optimale. Les valeurs prises par la fréquence de seuil et la fréquence optimale dépendent évidemment des conditions de fonctionnement et de la structure.

Nous avons représenté dans les mêmes conditions l'évolution de la résistance totale R_{D1} présentée par la jonction en fonction de la fréquence (courbe C.IV.4). On remarque une variation analogue à celle de la puissance émise. Cette courbe indique par ailleurs qu'il sera difficile d'obtenir des

$|P_{D1}|$ (W)



C.T.V.3 Puissance émise en fonction

de la fréquence

$I_0 = 150$ mA

$W = 4,3$ μ

$E_1 = 10^5$ V/cm

$\delta = 1$ μ

$S = 10^{-4}$ cm²



$|R_{D1}|$ (Ω)

C.IV.4. : Résistance de la diode
en fonction de la fréquence

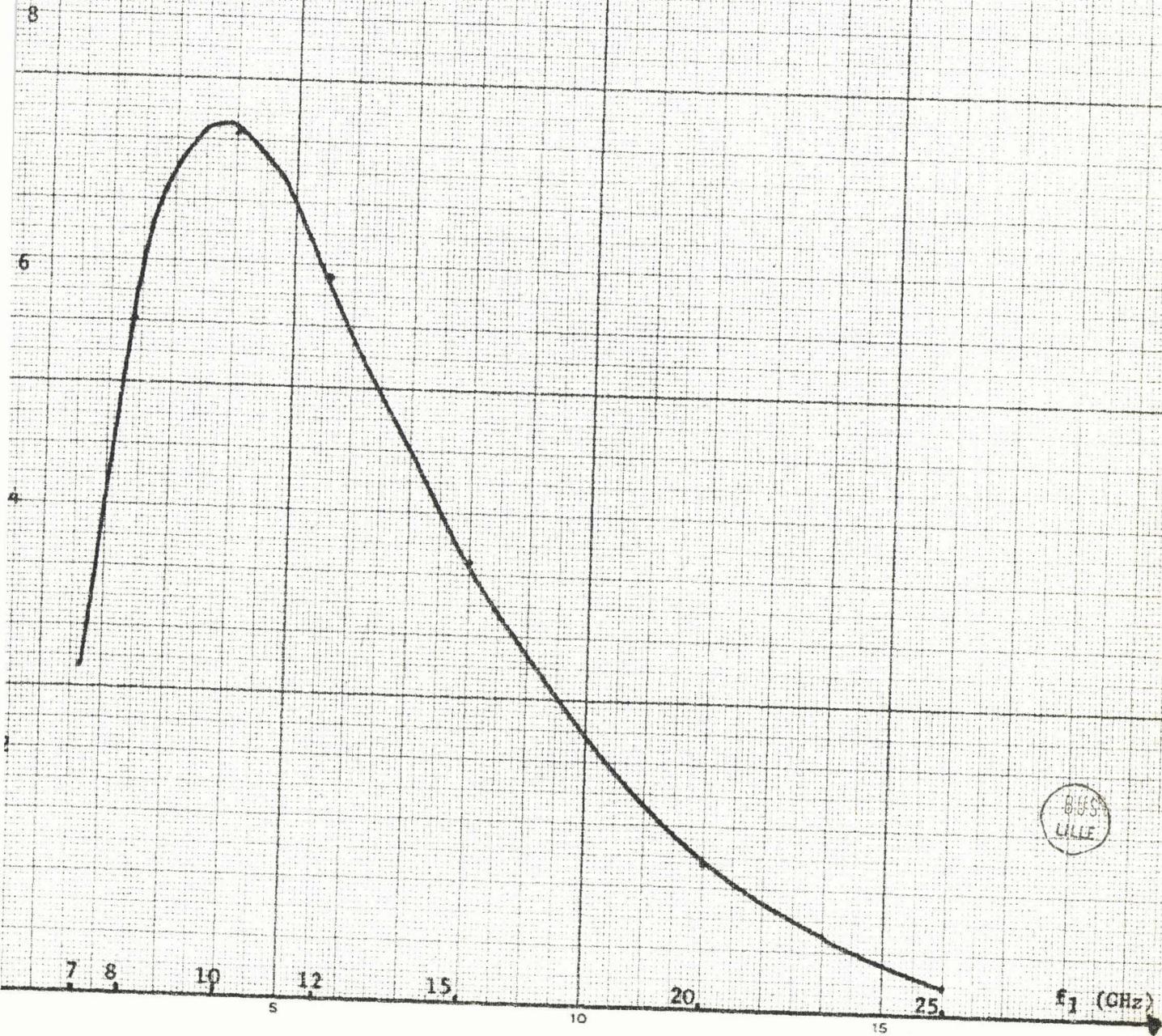
$$W = 4,3 \mu$$

$$E_1 = 10^5 \text{ V/cm}$$

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

$$\delta = 1 \mu$$

$$S = 10^{-4} \text{ cm}^2$$



oscillations avec une telle structure pour des fréquences supérieures à 20 GHz, la résistance négative devenant trop faible.

IV.2.3. Influence de l'épaisseur de la zone de transit

Nous avons étudié l'évolution de la puissance émise à une fréquence fixe pour différentes valeurs de l'angle de transit : dans ce cas, l'angle de transit ne dépend que de l'épaisseur de la zone correspondante. La courbe C.IV.5 illustre assez bien l'influence des caractéristiques de la structure sur les performances de l'oscillateur. On peut aussi remarquer que, pour des conditions données de fonctionnement et un angle de transit constant, la puissance émise diminue quand la fréquence de sortie augmente (c'est ainsi que pour $\theta_1 = \pi$ on a $P_{D1} = 1,68$ W à $f_1 = 10$ GHz et $P_{D1} = 0,8$ W à $f_1 = 20$ GHz). Cet effet montre que si l'on veut maintenir la puissance de sortie constante, il faudrait augmenter le courant de polarisation I_0 quand la fréquence croît : cet élément était déjà prévu par la théorie analytique élaborée par E. Allamando et Al ⁽¹¹⁾.

Les valeurs des résistances correspondantes sont indiquées sur la courbe C.IV.6. On peut faire les mêmes remarques que précédemment : pour $f_1 = 20$ GHz il faudrait avoir des courants I_0 plus importants pour obtenir des valeurs de résistance négative utilisables.

IV.2.4. Influence des composantes harmonique 2 et sous harmonique 1/2

Cette étude fait intervenir un nombre considérable de paramètres : il a été nécessaire de réduire au maximum le nombre de variables à considérer. Dans ce but, nous avons dû effectuer plusieurs études préliminaires qui nous ont permis de faire les constatations suivantes :

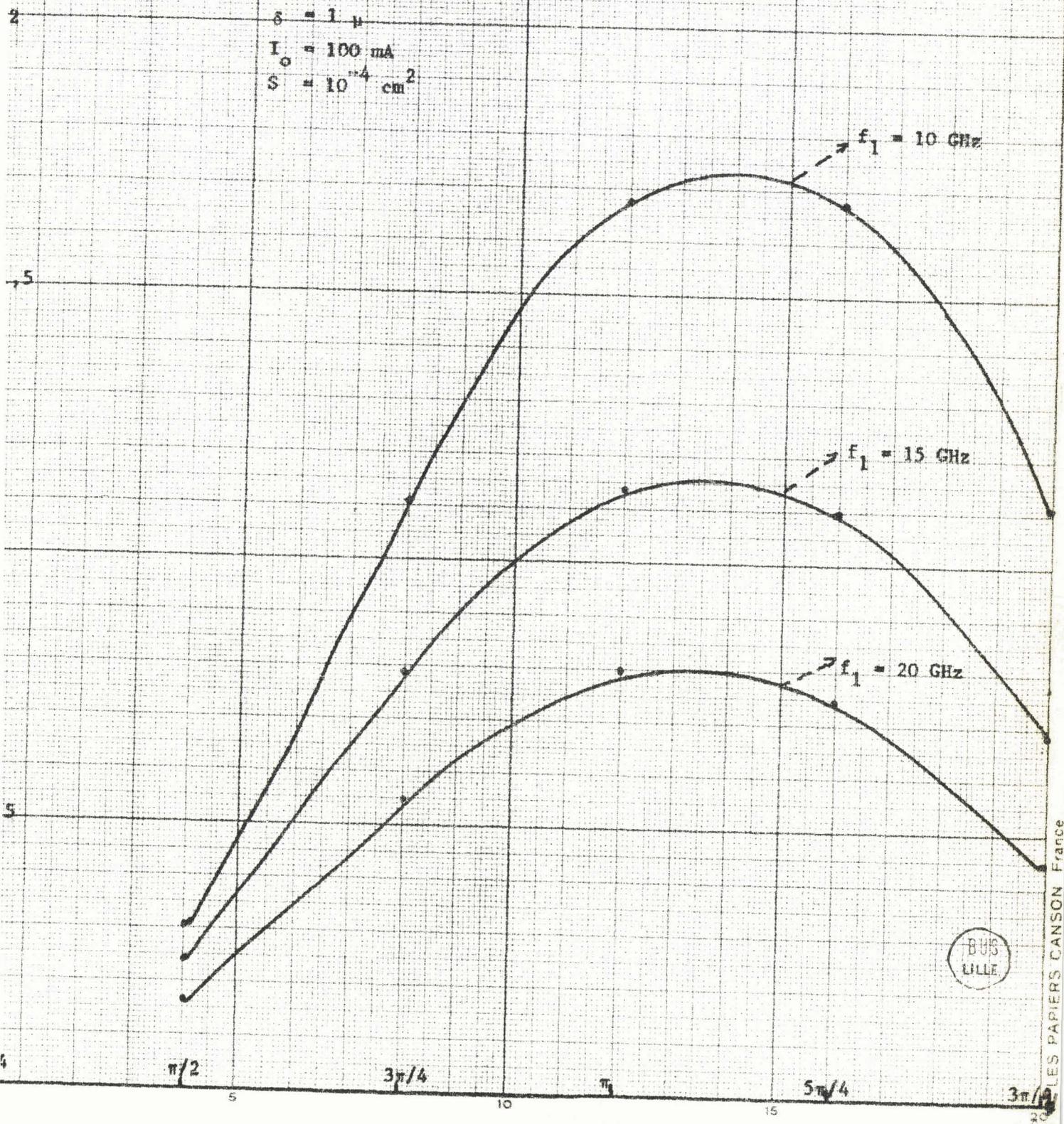
- . les amplitudes des composantes du champ doivent être voisines si l'on veut obtenir des améliorations importantes de la puissance.
- . les déphasages des composantes du champ devront être judicieusement choisis pour un angle de transit donné.

Ces différentes informations nous ont permis de mener à bien l'étude suivante.

P_{D1} en W

C.IV.5 : Puissance émise en fonction de l'angle de transit.

$E_1 = 10^5$ V/cm
 $\delta = 1 \mu$
 $I_0 = 100$ mA
 $S = 10^{-4}$ cm²



BUS LILLE

$R_{D1}(\Omega)$

14
C.IV.6 : Résistance de la diode
en fonction de l'angle
de transit

$E_1 = 10^5 \text{ V/cm}$

$\delta = 1 \mu$

$S = 10^{-4} \text{ cm}^2$

$I_0 = 100 \text{ mA}$

12

0

8

6

4

2

0

4

$\pi/2$

$3\pi/4$

π

$5\pi/4$

$3\pi/2$

5

10

15

20

30

$f_1 = 10 \text{ GHz}$

$f_1 = 15 \text{ GHz}$

$f_1 = 20 \text{ GHz}$

LES PAPIERS CANSON France

IV.2.4.1. Influence de la composante harmonique 2 du champ

Nous avons montré dans les chapitres précédents que la présence dans le champ d'une composante à l'harmonique 2 pouvait contribuer à améliorer la puissance émise et donc en conséquence augmenter le rendement de l'oscillateur. Nous allons évaluer cette amélioration en effectuant une comparaison entre les valeurs de la puissance obtenues en l'absence et en présence d'une composante du champ à l'harmonique 2 ; rappelons que celle-ci pourra être obtenue par un accord convenable du circuit d'utilisation que nous étudierons par la suite. A cet effet nous avons représenté sur le graphique C.IV.7 différentes évolutions de la puissance émise à la fréquence fondamentale en fonction du courant de polarisation I_0 (la composante fondamentale E_1 du champ étant égale à 10^5 V/cm). La courbe C.IV.7.a est relative au cas où la composante E_2 est nulle ; par contre les courbes C.IV.7.b et C.IV.7.c ont été obtenues dans le cas où les composantes du champ à la fréquence double sont comparables à E_1 , le déphasage ϕ_2 de E_2 ayant été optimisé.

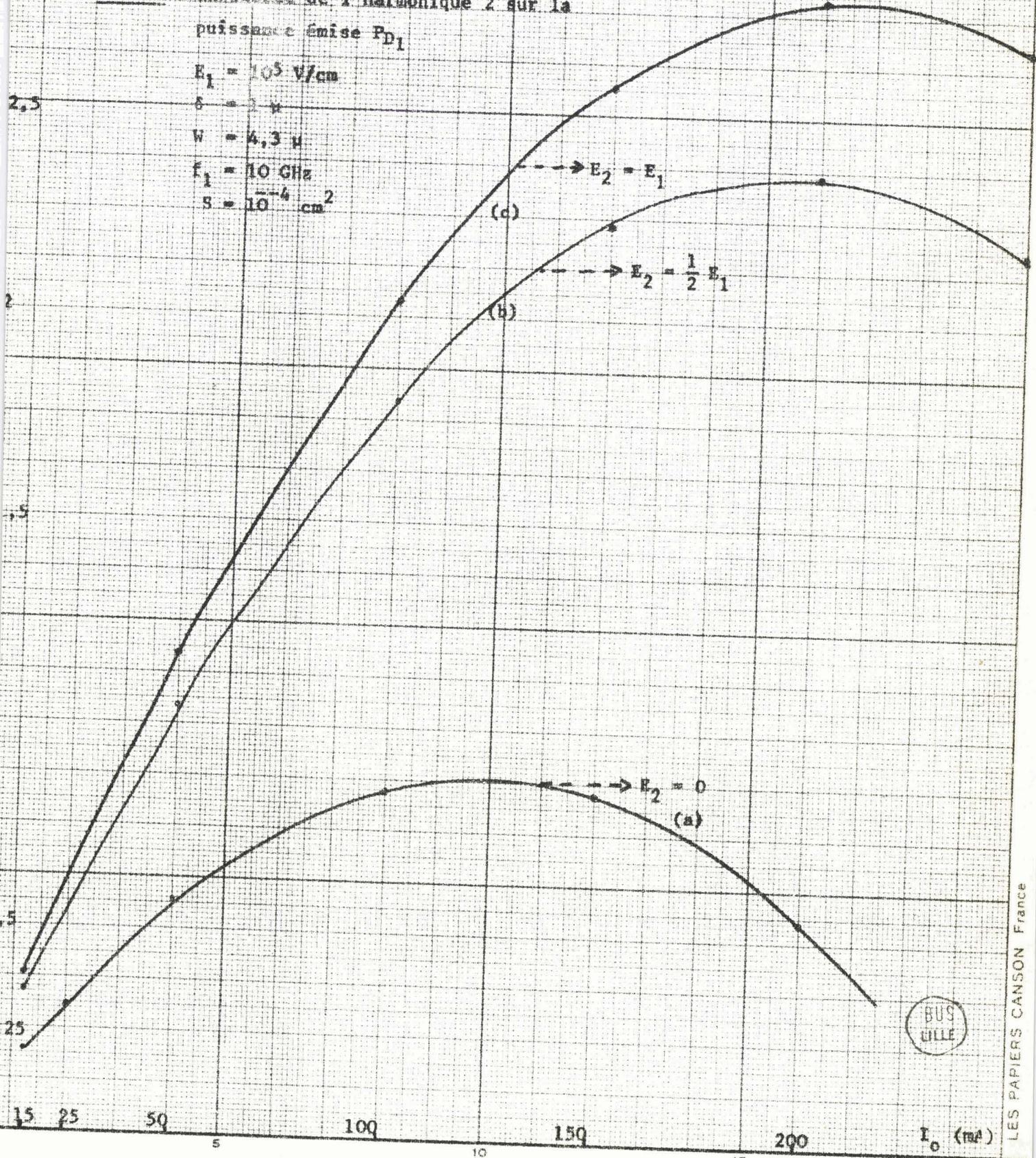
Comme on peut le constater sur ces courbes il apparaît que l'influence de la composante E_2 est déterminante : l'augmentation de la puissance émise peut dépasser 100 %. Il faut cependant signaler que cette amélioration (obtenue sur un exemple précis) peut être moins élevée pour d'autres structures.

Par ailleurs, nous avons porté sur les courbes C.IV.8 et C.IV.9 les variations de la résistance présentée par la diode aux deux fréquences considérées. Nous pouvons remarquer que la présence de E_2 se manifeste par une augmentation considérable de la résistance négative R_{D1} à la fréquence d'oscillation : il en résulte des conditions très favorables pour l'obtention de puissances utiles importantes et pour la facilité de réalisation des circuits. Par contre les résistances négatives obtenues à la fréquence double restent relativement faibles : il sera donc souvent difficile de réaliser des accords pour cette fréquence. Si ces accords sont réalisables, la diode peut fournir aussi de la puissance à la fréquence double comme le montre la courbe C.IV.9 : la puissance émise à la fréquence $2f$ reste tout à fait inférieure

P_{D1} (en W)

C. IV. 7 : Influence de l'harmonique 2 sur la puissance émise P_{D1}

$E_1 = 10^5$ V/cm
 $\delta = 2$ μ
 $W = 4,3$ μ
 $f_1 = 10$ GHz
 $S = 10^{-4}$ cm²



$|RD_1|$ (Ω)

C.IV.8 : Influence de l'harmonique 2
sur la résistance RD_1

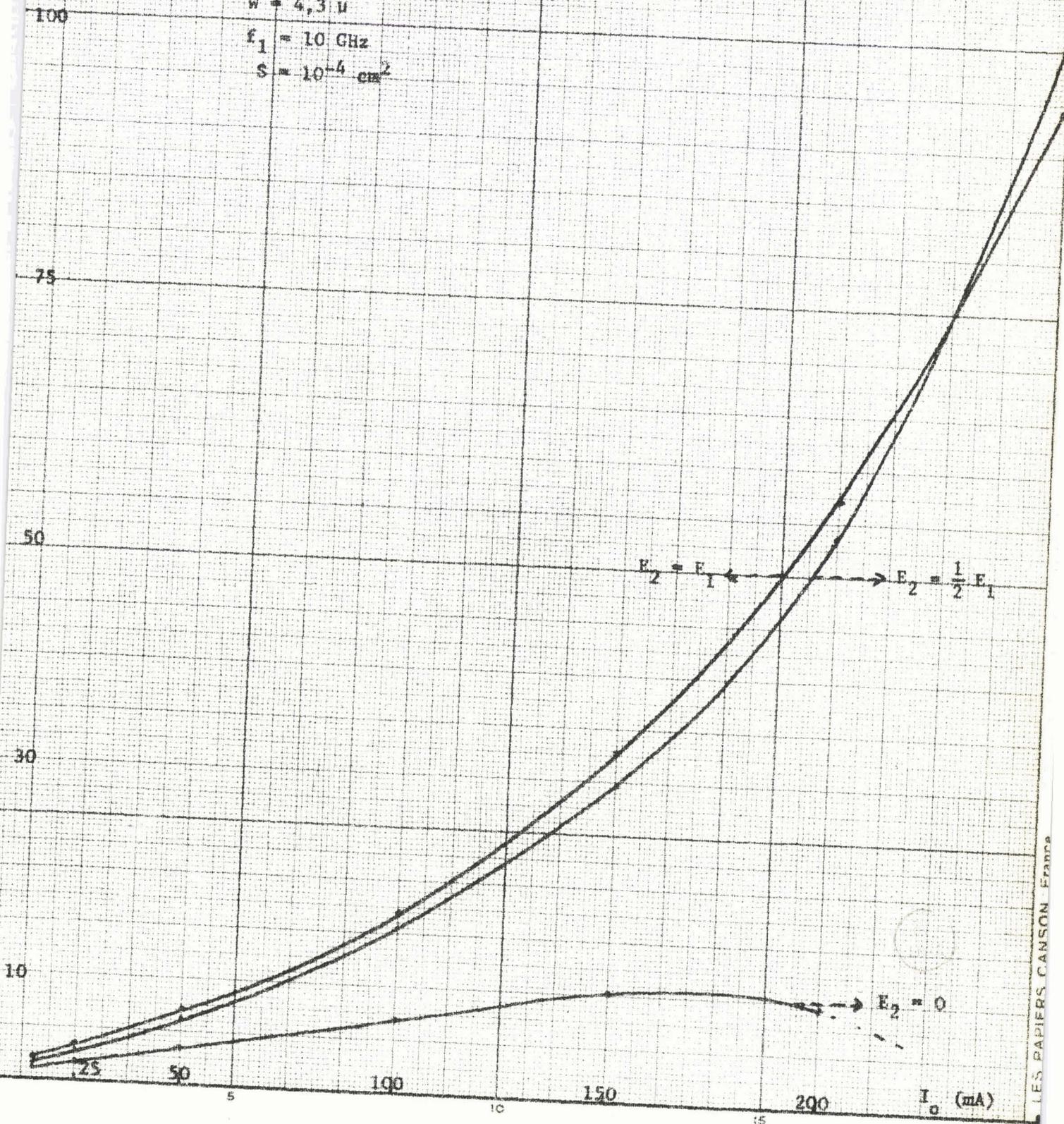
$\delta = 1 \mu$

$E_1 = 10^5$ V/cm

$W = 4,3 \mu$

$f_1 = 10$ GHz

$S = 10^{-4}$ cm²



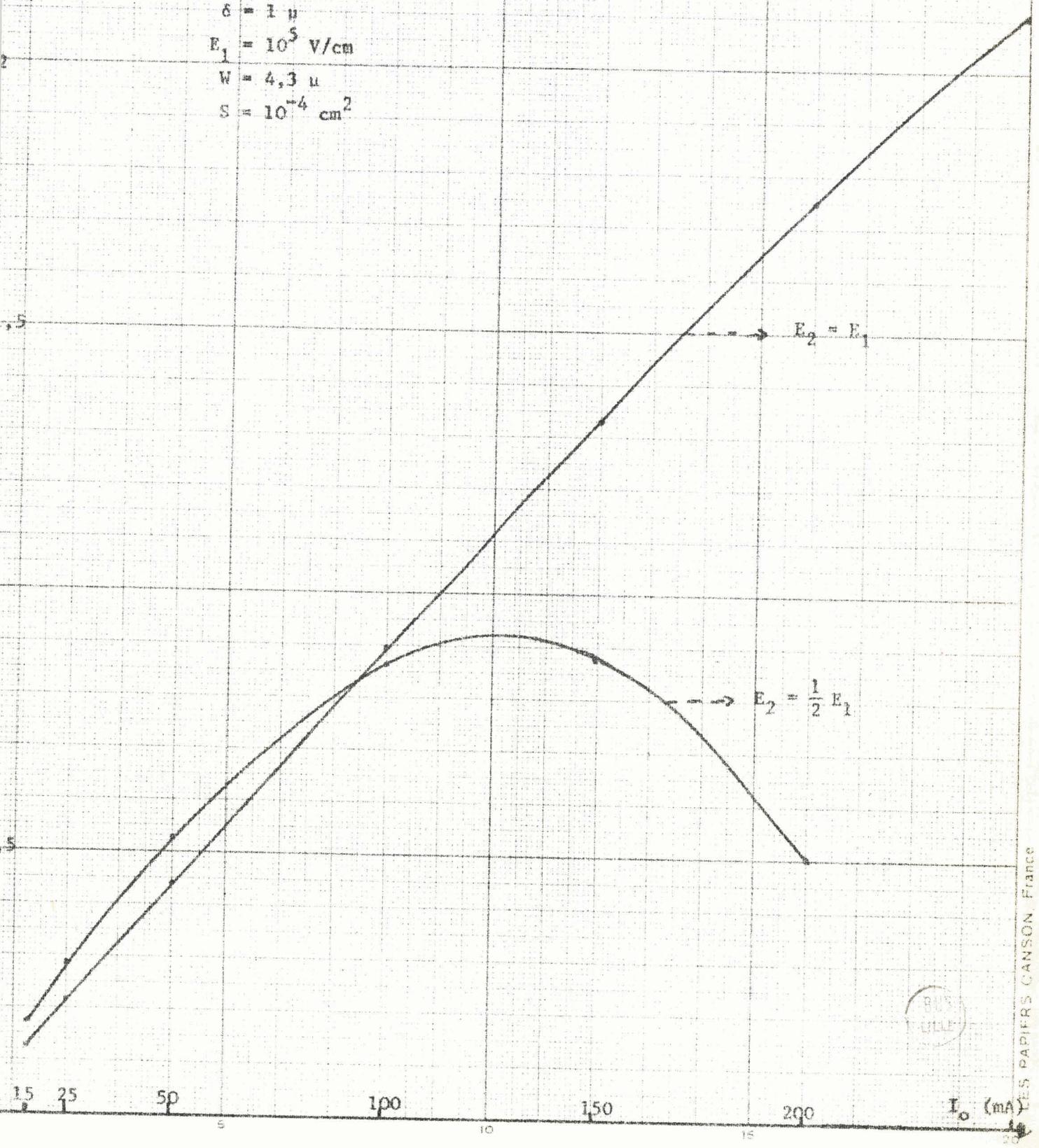
$E_2 = E_1$ ← → $E_2 = \frac{1}{2} E_1$

$E_2 = 0$

I_0 (mA)

C.IV.9 : Résistance présentée à la fréquence harmonique 2

- $f_1 = 10 \text{ GHz}$
- $\delta = 1 \mu$
- $E_1 = 10^5 \text{ V/cm}$
- $W = 4,3 \mu$
- $S = 10^{-4} \text{ cm}^2$



à P_{D1} : ceci montre bien que la véritable fréquence d'oscillation est la fréquence dite fondamentale, égale dans ce cas à 10 GHz.

IV.2.4.2. Influence de la composante sous harmonique 1/2

Cette étude est analogue à celle de l'influence de la composante du champ à la fréquence double. Comme le montre le graphique C.IV.10 nous observons dans ce cas aussi une amélioration de la puissance émise supérieure à 100 %. Cette augmentation est donc du même ordre de grandeur que précédemment. Cependant cet effet paraît beaucoup plus intéressant : en effet dans la pratique la réalisation des accords sera plus facile pour des fréquences inférieures à celle de l'oscillation que pour des fréquences supérieures.

Les variations de la résistance présentée par la diode aux deux fréquences sont indiquées sur les courbes C.IV.11 et C.IV.12. On remarque que les valeurs des résistances négatives sont relativement élevées tant à la fréquence d'oscillation qu'à la fréquence moitié : ces conditions sont évidemment favorables pour la réalisation d'un tel mode de fonctionnement.

IV.3. ETUDE DE LA PUISSANCE UTILE OPTIMALE

L'expression IV.8 montre que la puissance délivrée à la fréquence fondamentale dépend essentiellement des variables E_1 , θ_1 , γ_1 , ψ_1 et v_1 . En utilisant la relation qui lie γ_1 et v_1 on peut mettre cette expression sous la forme :

$$P_{u1} = \frac{1}{2} \omega \epsilon S v_1 E_1^2 \left\{ (W-\delta) \frac{(1-\cos\theta_1)v_1 + 2\sin\frac{\theta_1}{2} \cos(\psi_1 - \frac{\theta_1}{2}) + \omega\tau C \cos\psi_1}{\theta_1} + \omega \epsilon S v_1 (R_S + R_{HF}) \left(1 + \frac{1}{v_1^2} + \frac{2 \sin\psi_1}{v_1} \right) \right\} \quad (IV.11)$$

$$\text{avec } v_1 = \frac{C_1}{\omega \epsilon S E_1}$$

- C_1 dépend fortement de I_0 et du champ électrique
- ψ_1 est fonction du champ électrique.

$|P_{D1}|$ (en W)

3 C.IV.10 : Influence de la composante sous harmonique 1/2

sur la puissance émise $|P_{D1}|$

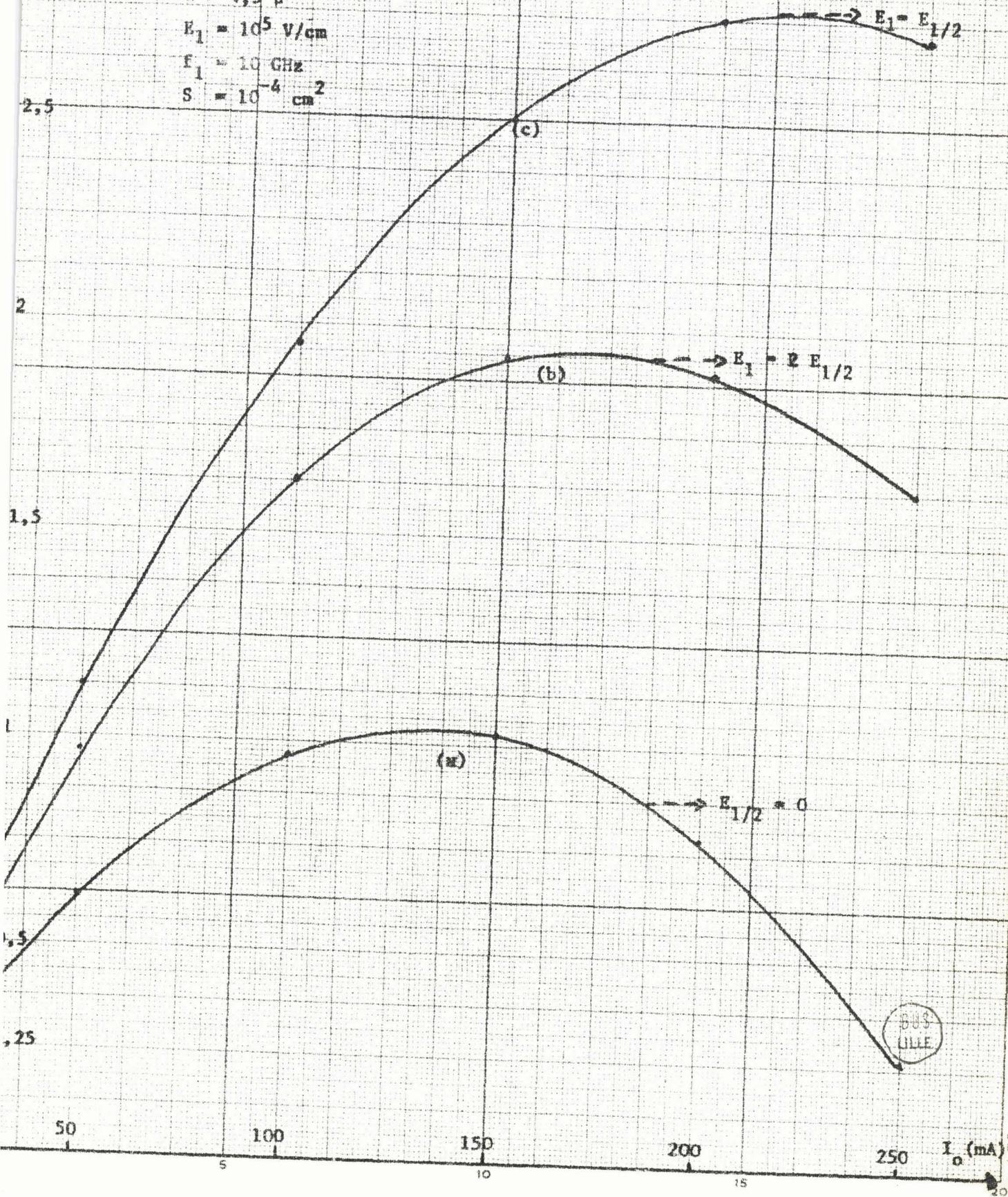
$\delta = 1 \mu$

$W = 4,5 \mu$

$E_1 = 10^5 \text{ V/cm}$

$f_1 = 10 \text{ GHz}$

$S = 10^{-4} \text{ cm}^2$



$R_{D1} \text{ (}\Omega\text{)}$

C.IV.11 : Influence de la composante sous harmonique 1/2

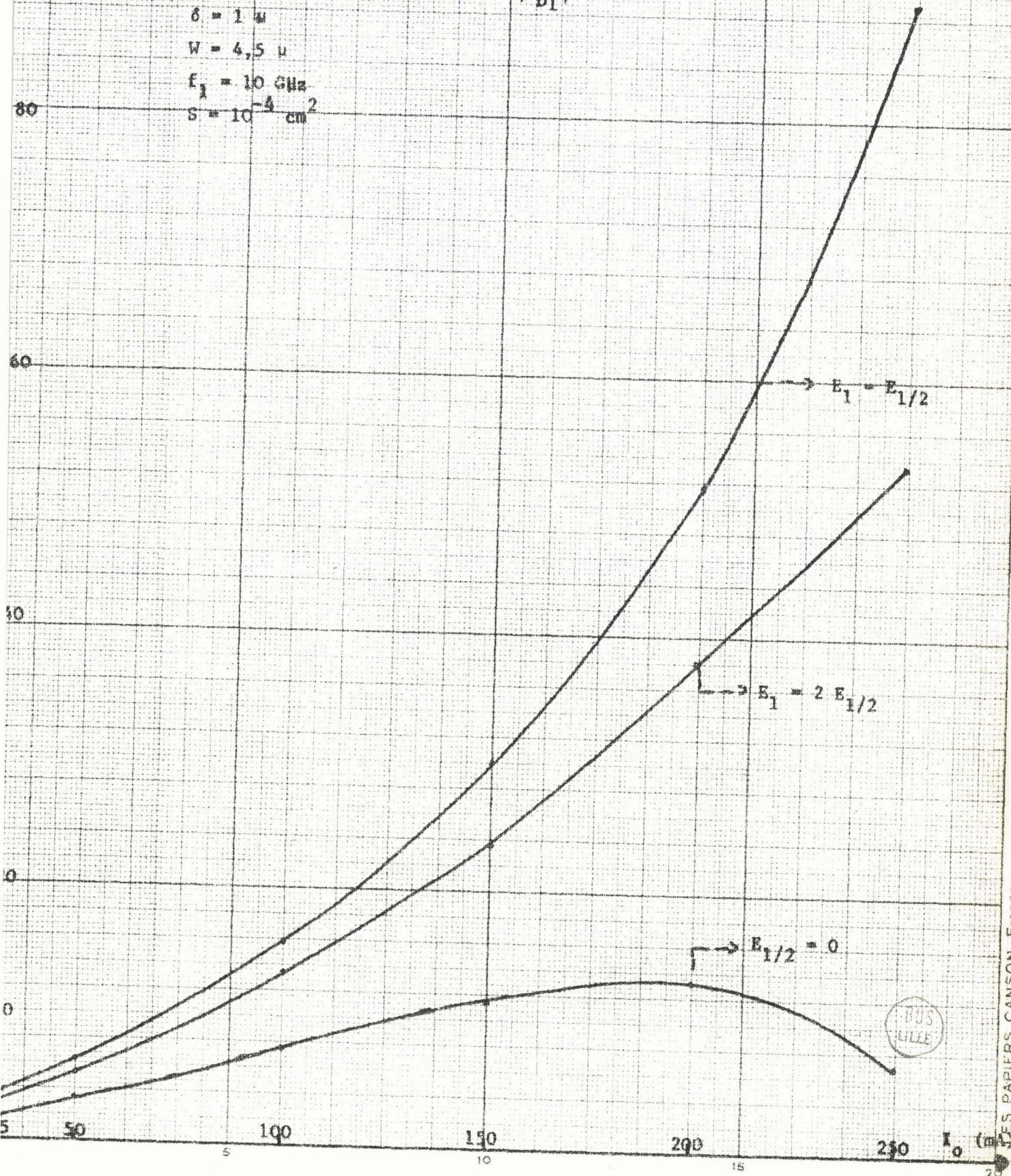
sur la résistance de la diode $|R_{D1}|$

$\delta = 1 \mu$

$W = 4,5 \mu$

$f_1 = 10 \text{ GHz}$

$S = 10^{-4} \text{ cm}^2$



$R_{D1/2} | (\Omega)$

100

80

60

40

20

0

50

100

150

200

250

I_0 (mA)

20

C.IV.12 : Résistance présentée par
la diode pour la pulsation $\frac{\omega}{2}$

- $d = 1 \mu$
- $W = 4,5 \mu$
- $E_1 = 10^5 \text{ V/cm}$
- $f_1 = 10 \text{ GHz}$
- $S = 10^{-4} \text{ cm}^2$

$\rightarrow E_1 = E_{1/2}$

$\rightarrow E_1 = 2 \cdot E_{1/2}$



Il nous a semblé intéressant de prendre pour paramètre le champ électrique et de rechercher les valeurs de l'angle de transit θ_1 et du courant I_0 qui donnent une puissance utile optimale. En effet il apparaît immédiatement d'après la formule IV.11 que la puissance va croître avec la valeur de la composante E_1 du champ électrique ; la seule limitation proviendra du rapport V_1/V_0 du fait que l'amplitude de la tension alternative V_1 aux bornes de la diode ne doit pas dépasser une fraction déterminée de la tension continue V_0 . Par ailleurs cette variable n'est pas directement accessible à l'expérience.

En régime sinusoïdal pur, ψ_1 est lié uniquement à E_1 ; en régime périodique, on choisira les phases et les amplitudes des composantes afin que ψ_1 soit optimisé (conformément aux résultats du chapitre II).

IV.3.1. Optimisation de la structure

La recherche de la structure optimale revient à déterminer à la fréquence considérée, l'angle de transit qui permet d'obtenir une puissance maximale. L'expression de P_{u1} étant une fonction continue de θ_1 , il existe une valeur θ_{1_0} pour laquelle la puissance utile est optimale. Nous obtenons cette valeur en écrivant :

$$\left(\frac{\partial P_{u1}}{\partial \theta_1}\right)_{\theta_1 = \theta_{1_0}} = 0$$

$$\text{Ce calcul nous donne : } \text{tg } \theta_{1_0} = - \frac{\cos \psi_1}{v_1 + \sin \psi_1} \quad (\text{IV.12})$$

On remarque que θ_{1_0} dépend non seulement de ψ_1 comme nous l'avons vu au chapitre I mais aussi de v_1 et par là donc du courant de polarisation.

IV.3.2. Optimisation du courant

Nous pouvons également rechercher le courant optimum de fonctionnement à champ constant. Dans l'expression de la puissance utile, le courant intervient uniquement par l'intermédiaire de v_1 ; cette optimisation revient donc à déterminer les valeurs v_{1_0} donnant la puissance maximale.

En dérivant l'expression IV.11 par rapport à v_1 nous déduisons :

$$v_{10} = - \frac{\omega \tau \cos \psi_1 + \frac{2 \sin \frac{\theta_1}{2} \cos (\psi_1 - \frac{\theta_1}{2})}{\theta_1} + \frac{2 \sin \psi_1}{Q_1}}{2 \left(X_{\theta_1} + \frac{1}{Q_1} \right)} \quad (\text{IV.13})$$

Q_1 est le coefficient de qualité de la diode associée à son circuit extérieur, il s'exprime par : $\frac{1}{\omega C (R_s + R_{HF})}$

et
$$X_{\theta_1} = \frac{1 - \cos \theta_1}{\theta_1}$$

La détermination de v_{10} permet de connaître le courant optimum de polarisation I_{0opt} .

Par ailleurs, on peut obtenir le courant alternatif maximum par la formule :

$$|i_{I_{1M}}|^2 = (\omega \varepsilon S)^2 (1 + v_{10}^2 + 2 v_{10} \sin \psi_1) E_1^2 \quad (\text{IV.14})$$

IV.3.3. Réalisation du fonctionnement optimum

A partir des études que nous venons d'effectuer, il s'avère que la réalisation du fonctionnement optimum nécessite une double optimisation par rapport à θ_1 et v_1 . La résolution numérique du système constitué par les équations IV.12 et IV.13 nous donne les résultats indiqués sur les courbes C.IV.13 et C.IV.14. Dans cette étude nous avons considéré trois cas distincts :

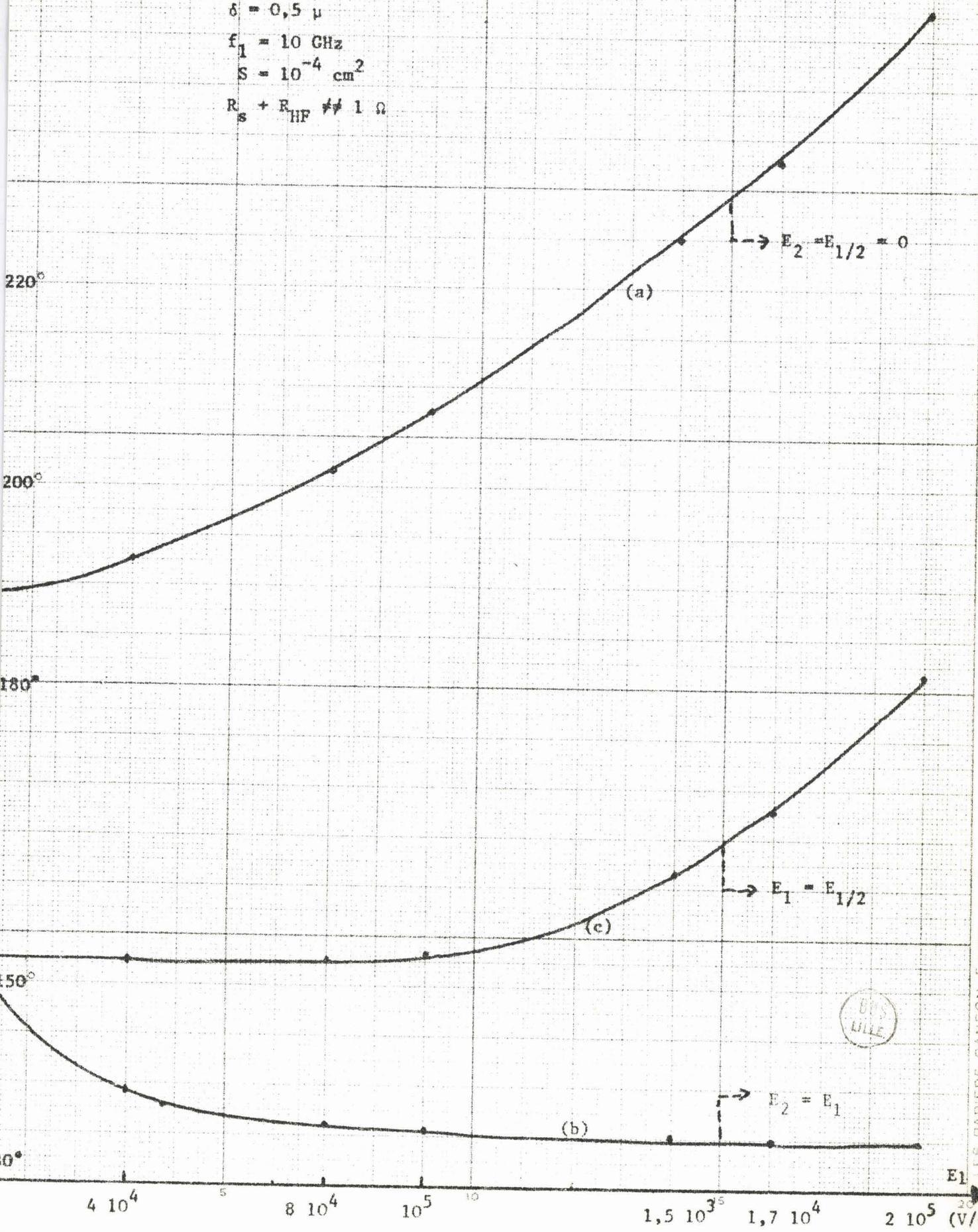
- . régime sinusoïdal : $E_2 = E_{1/2} = 0$
- . champ périodique avec $E_2 = E_1$ et $E_{1/2} = 0$
- . champ périodique avec $E_{1/2} = E_1$ et $E_2 = 0$

La courbe C.IV.13.a montre que, sans accord du circuit extérieur ($E_2 = E_{1/2} = 0$) l'angle de transit optimum θ_{10} croît quand l'amplitude du champ augmente. Pour des champs dont l'amplitude E_1 est supérieure à 10^4 V/cm, il est supérieur à π .

θ_1 opt.
250°

C.IV.13 : Angle de transit optimum fonction de E_1

$\delta = 0,5 \mu$
 $f_1 = 10 \text{ GHz}$
 $S = 10^{-4} \text{ cm}^2$
 $R_s + R_{HF} \neq 1 \Omega$



BPS
LILLE

En présence de la composante harmonique 2 (courbe b), θ_{1op} reste presque constant et voisin de $3\pi/4$ quand E_1 augmente. De même quand l'accord du circuit extérieur est réalisé sur la fréquence moitié (courbe c), les valeurs de θ_{1op} d'abord voisines de 150° augmentent quelque peu avec E_1 .

Par ailleurs, le courant de polarisation optimum dont l'évolution est représentée sur la courbe C.IV.14 varie quasi linéairement en fonction de l'amplitude du champ. On obtient des valeurs de courant optimum assez voisines avec ou sans accord du circuit extérieur sur la fréquence harmonique 2 ou sous harmonique 1/2.

Pour chaque valeur de E_1 , et notamment pour la valeur optimale permise par la condition précitée (taux de modulation), on peut donc connaître les valeurs du courant et de l'angle de transit qui donneront les puissances utiles maximales.

IV.3.4. Puissance utile optimale

Nous avons étudié la variation de la puissance utile en fonction de E_1 quand les variables θ_1 et v_1 sont optimisées :

$$\theta_1 = \theta_{1o} \text{ et } v_1 = v_{1o}$$

La courbe C.IV.15 représente l'évolution de P_{u1op} en fonction de l'amplitude E_1 du champ fondamental pour une résistance de pertes totale voisine de $1 \Omega^{(*)}$. Il est à remarquer que les valeurs obtenues sont très intéressantes malgré les pertes de puissance introduites par les éléments du circuit d'utilisation. Il faut cependant signaler que les améliorations dues aux accords du circuit sur la fréquence harmonique 2 ou sous harmonique 1/2 sont moins importantes ici que dans les cas précédents ; ceci vient du fait que les angles de transit utilisés pour l'étude de la puissance émise quoique voisins des valeurs utilisées habituellement étaient relativement faibles. L'étude précédente a montré qu'en régime sinusoïdal, ces valeurs étaient loin d'être optimales.

(*) Cette valeur est voisine des valeurs expérimentales relevées au Laboratoire.

i_{opt} (mA)

C.IV.14 : Courant de polarisation optimum

$\delta = 0,5 \mu$
 $f_1 = 10 \text{ GHz}$
 $\theta_1 = \theta_{1opt}$
 $R_s + R_{HF} \neq 1 \Omega$
 $S = 10^{-4} \text{ cm}^2$

300

250

200

150

100

$E_2 = E_1$

$E_{1/2} = E_2 = 0$

$E_1 = E_{1/2}$

$4 \cdot 10^4$ $6 \cdot 10^4$ $8 \cdot 10^4$ 10^5 $1,2 \cdot 10^5$ $1,4 \cdot 10^5$ $1,7 \cdot 10^5$ $2 \cdot 10^5 E_1$

(V/cm)



C.IV.15 : Puissance utile optimale en fonction de E_1

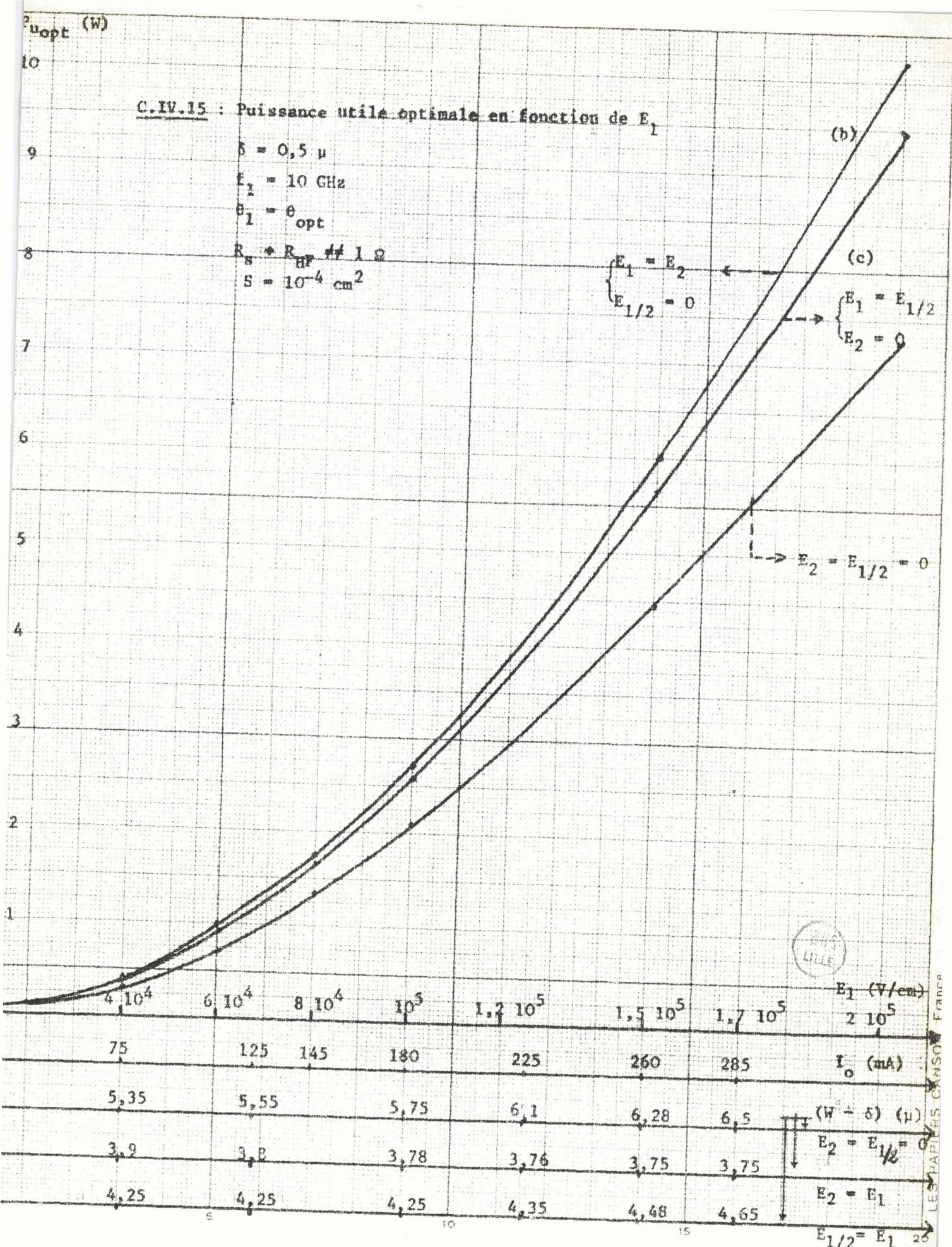
$\delta = 0,5 \mu$

$f_1 = 10 \text{ GHz}$

$\theta_1 = \theta_{opt}$

$R_s \neq R_{HP} \neq 1 \Omega$

$S = 10^{-4} \text{ cm}^2$



PHYS
LILLE

Nous avons porté sur le même graphique les valeurs du courant de polarisation et des dimensions de la zone de transit. On peut constater que ces dimensions sont nettement différentes selon que les composantes harmonique 2 ou sous harmonique 1/2 du champ sont présentes ou non : les valeurs de $(W - \delta)$ sont beaucoup plus faibles dans le premier cas. Ce phénomène est très important car en effet, pour un même courant de polarisation, l'accord du circuit extérieur permet non seulement d'obtenir des puissances plus importantes mais aussi des rendements beaucoup plus élevés : la tension d'avalanche et par là la puissance continue d'alimentation diminuant avec les dimensions de la structure.

A titre d'exemple, nous avons évalué cette amélioration du rendement pour des diodes où le champ continu a une répartition spatiale triangulaire*. Pour évaluer les taux de modulation V_1/V_0 qui constituent la limitation fondamentale de ces dispositifs, nous avons tenu compte de la variation ΔE_0 du champ continu sous l'influence du champ alternatif.

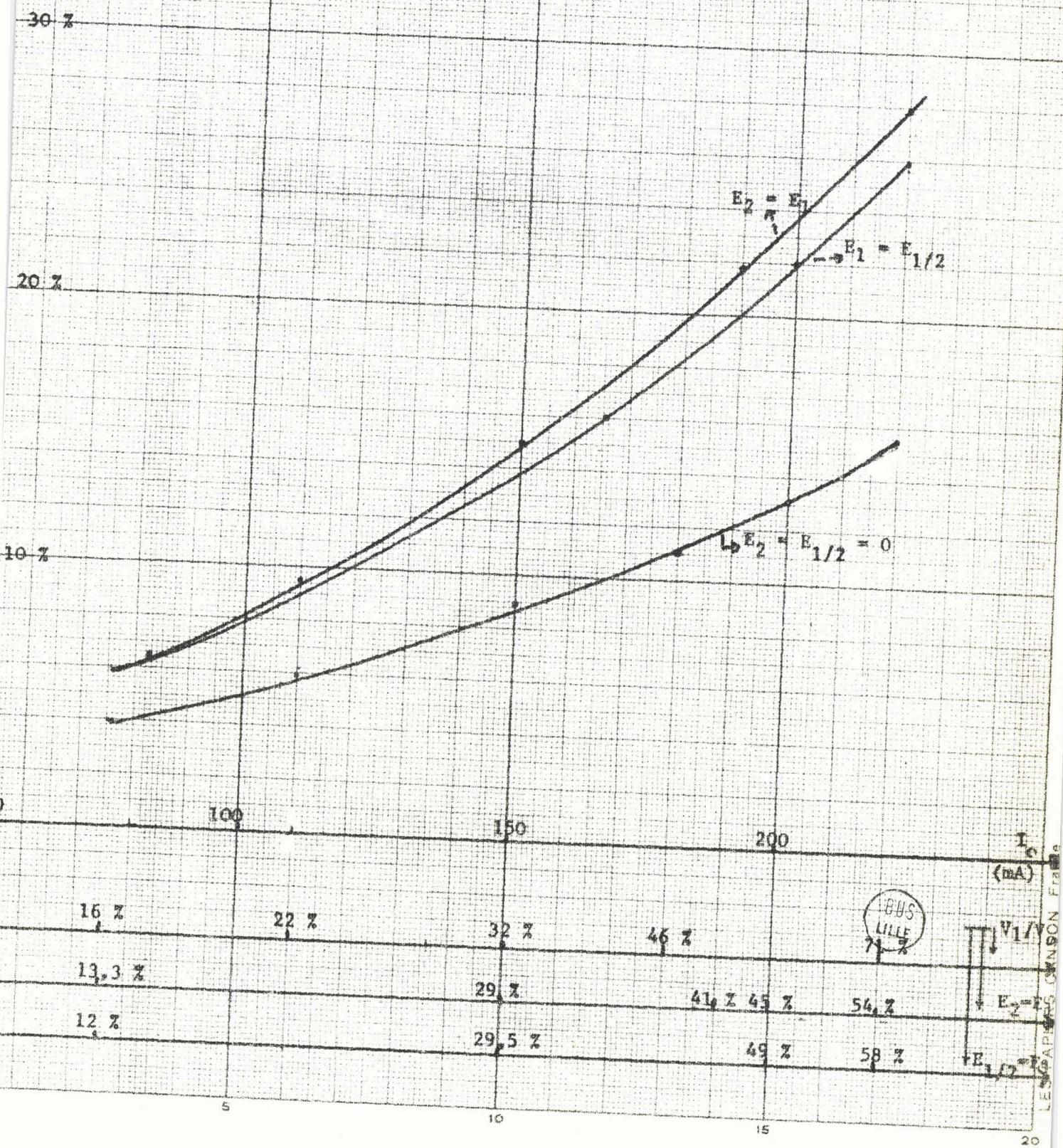
La courbe C.IV.16 représente l'évolution du rendement théorique en fonction du courant optimal pour les différents cas considérés : les taux de modulation correspondants V_1/V_0 y sont indiqués (en abscisse pour chaque valeur de I_0). Cette courbe montre qu'en fait, en présence de composantes harmonique 2 ou sous harmonique 1/2, on observe une augmentation très importante du rendement de l'oscillateur et cela pour des taux de modulation légèrement inférieurs au cas du régime sinusoïdal ; ainsi pour $I_0 = 200$ mA :

- . pour le régime sinusoïdal, on a $\eta = \frac{P_{u1opt}}{P_0} = 13$ % avec un taux de modulation égal à 52 %.
- . pour le régime périodique avec accord de la composante harmonique 2 : $\eta = 24$ % avec $V_1/V_0 = 45,5$ %
- . pour le régime périodique avec accord de la composante sous harmonique 1/2, $\eta = 22$ % avec $V_1/V_0 = 49$ %.

(*) Les variations des tensions d'avalanche en fonction de l'épaisseur W de la zone désertée sont obtenues à partir de courbes tracées par Pribetich J. (22).

C.IV.16 : Rendement théorique en fonction du courant

$f_1 = 10 \text{ GHz}$
 $S = 10^{-4} \text{ cm}^2$



LEUS
LILLE

LE PAPIER S. JOHNSON FRANCE

On peut se fixer comme limite un taux de modulation de la tension de l'ordre de 35 % : en effet, au delà de cette limite des effets parasites liés à la modulation de la largeur de la zone désertée se produisent et les performances peuvent être largement dégradées (23).

Dans ce cas les résultats obtenus sont :

- . Pour $E_2 = E_{1/2} = 0$ $I_{opt} \approx 150$ mA
 $n \approx 9$ % et $P_{U_{opt}} \approx 1,5$ W
- . Pour $E_2 = E_1$ $I_{opt} \approx 165$ mA
 $n \approx 17$ % et $P_{U_{opt}} \approx 2$ W
- . Pour $E_{1/2} = E_1$ $I_{opt} \approx 165$ mA
 $n \approx 16$ % et $P_{U_{opt}} \approx 2,3$ W

Rappelons que ces résultats sont obtenus pour une diode dont la section est de 10^{-4} cm².

D'après la courbe donnant les variations du courant optimum en fonction du champ, il semble donc que l'amplitude du champ électrique E_1 ne doit pas dépasser 10^5 V/cm pour que la condition précédente soit respectée.

Ces divers éléments montrent bien l'intérêt de l'accord du circuit extérieur sur les fréquences harmoniques et sous harmoniques de la fréquence d'oscillation en vue d'améliorer le rendement et la puissance. Il nous reste à voir si ces accords sont réalisables, c'est à dire à connaître les valeurs des impédances de charge aux diverses fréquences.

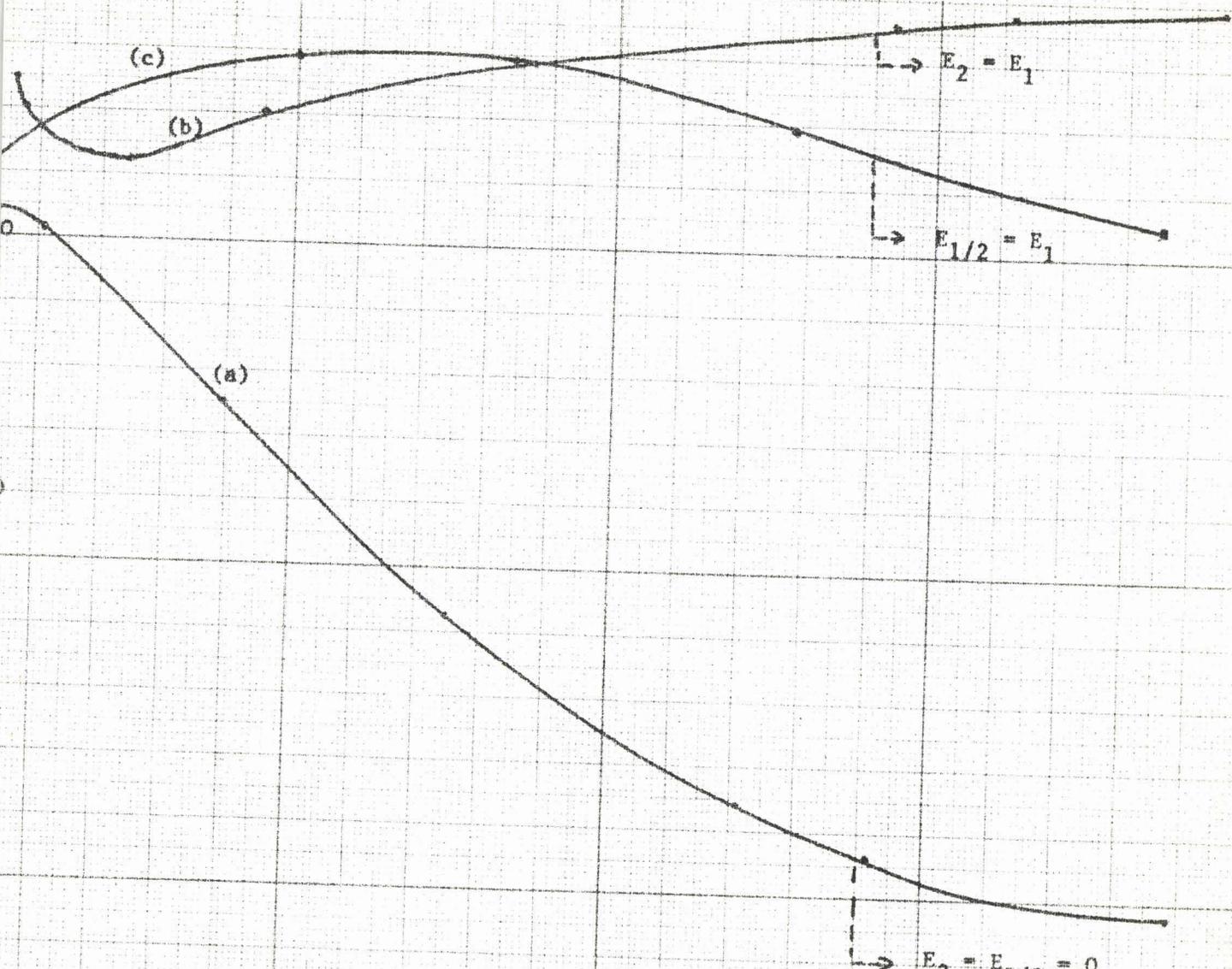
IV.3.5. Etude des résistances de charge optimales

a) fréquence fondamentale

Nous avons porté sur la courbe C.IV.17 les variations de la résistance de charge optimale à la fréquence fondamentale (en absence et

R_{L1}
opt.

(Ω)



C.IV.17 : Résistance de charge optimale

- $\delta = 0,5 \mu$
- $f_1 = 10 \text{ GHz}$
- $\theta_1 = \theta_{lop}$
- $R_s + R_{HF} \neq 1 \Omega$
- $S = 10^{-4} \text{ cm}^2$



100 150 200 250 300 350 I_{opt}
mA

en présence de composante harmonique 2 ou sous harmonique 1/2). On remarque, en régime sinusoïdal (C.IV.17 a) une diminution progressive du module de la résistance au fur et à mesure que le courant de polarisation augmente ; par contre avec l'accord de la composante harmonique 2 (b) ou sous harmonique $\frac{1}{2}$ (c), ce module demeure quasi constant.

Nous devons signaler que les valeurs des résistances de charge optimales sont élevées, ce qui contribue à faciliter la réalisation du circuit extérieur et à minimiser l'influence des pertes supplémentaires qui pourraient s'y produire.

Il nous a paru intéressant de donner l'évolution du coefficient de qualité Q_{L1} du circuit de charge, afin de voir s'il est facilement réalisable en pratique (courbe C.IV.18). Les valeurs sont relativement faibles et d'ailleurs moins élevées en régime périodique : ce qui constitue un avantage certain.

b) fréquences harmonique 2 et sous harmonique 1/2

Les variations des résistances de charge optimales aux fréquences harmonique 2 et sous harmonique 1/2 sont représentées sur le graphique C.IV.19.

On remarque (courbe a) que les résistances de charge optimales à la fréquence double sont faibles et décroissent en fonction du courant ; à la fréquence sous harmonique 1/2 les valeurs des résistances sont relativement élevées (*) et subissent une légère augmentation.

Par ailleurs nous avons porté sur la courbe C.IV.20 les variations des coefficients de qualité Q_{L2} et $Q_{L1/2}$ aux fréquences harmonique 2 et sous harmonique 1/2. Dans le cas de l'accord sur la fréquence double, on obtient des coefficients de qualité Q_{L2} assez élevés : ceci constitue une difficulté au point de vue réalisation pratique.

(*) Pour d'autres conditions de fonctionnement, ces valeurs sont moins élevées mais demeurent supérieures aux résistances de charge optimales à l'harmonique 2.

81

C. IV J8 : Coefficient de qualité du circuit

optimisé

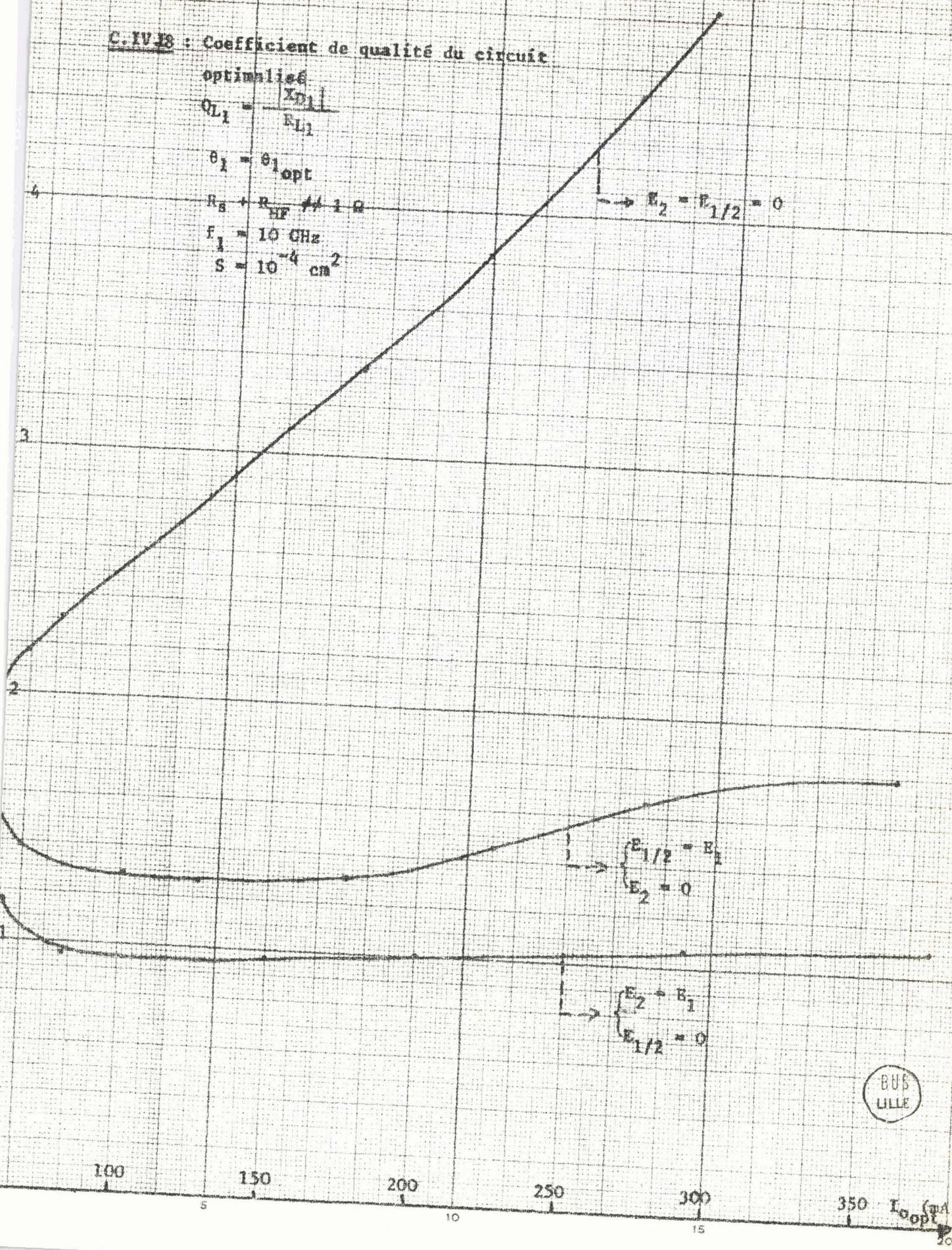
$$QL_1 = \frac{|X_{D1}|}{R_{L1}}$$

$$\theta_1 = \theta_{1opt}$$

$$R_s = R_{HF} \approx 1 \Omega$$

$$F_1 = 10 \text{ GHz}$$

$$S = 10^{-4} \text{ cm}^2$$

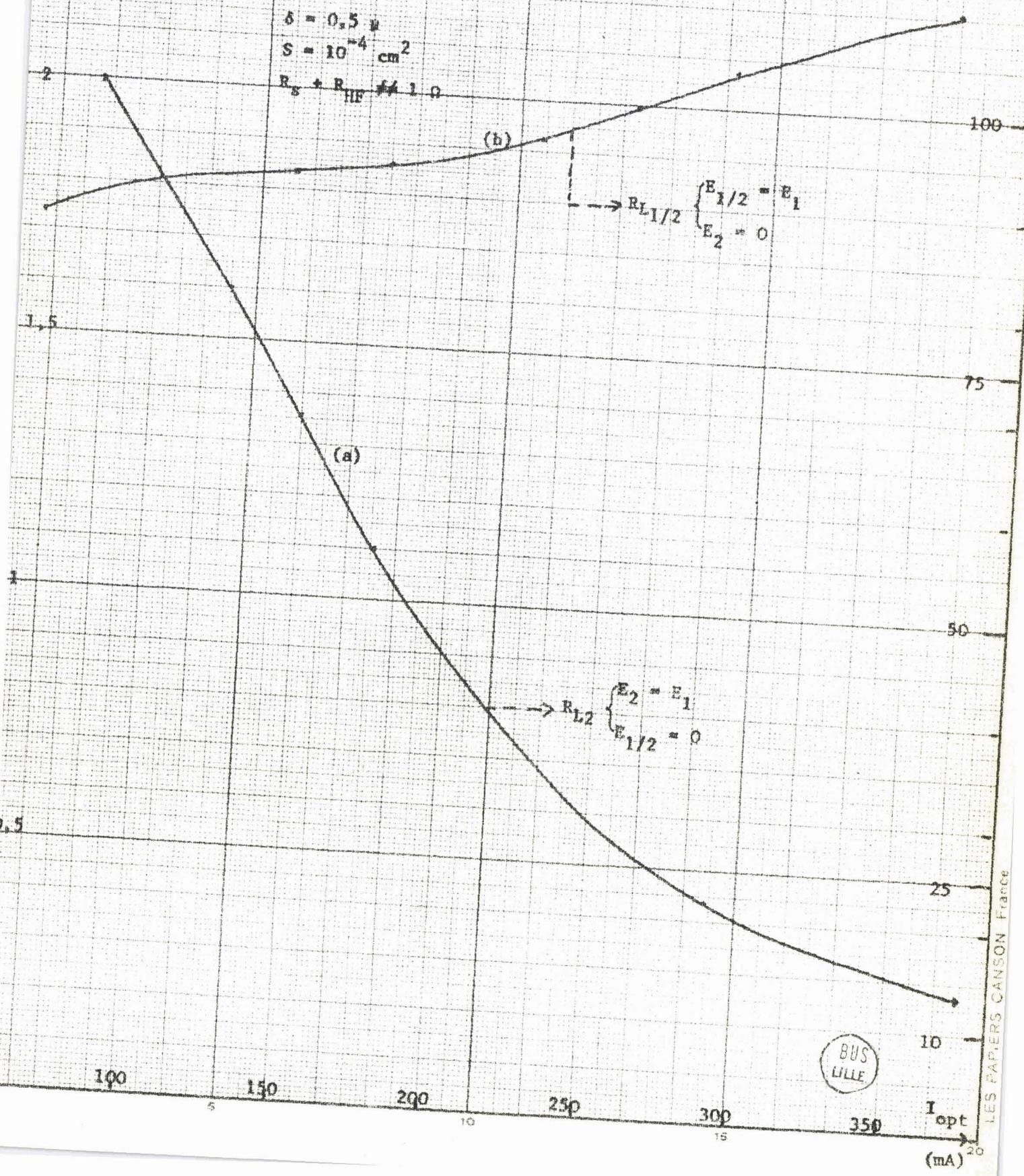


R_{L2} (Ω)

$R_{L1/2}$ (Ω)

C.IV.19 : Résistances de charge optimales aux fréquences harmonique 2 et sous harmonique 1/2

$\theta_1 = \theta_{1opt}$
 $f_1 = 10 \text{ GHz}$
 $\delta = 0,5 \mu$
 $S = 10^{-4} \text{ cm}^2$
 $R_s + R_{HF} = 1 \Omega$



$\rightarrow R_{L1/2} \begin{cases} E_{1/2} = E_1 \\ E_2 = 0 \end{cases}$

$\rightarrow R_{L2} \begin{cases} E_2 = E_1 \\ E_{1/2} = 0 \end{cases}$

BUS LILLE

LES PAPIERS CANSON France

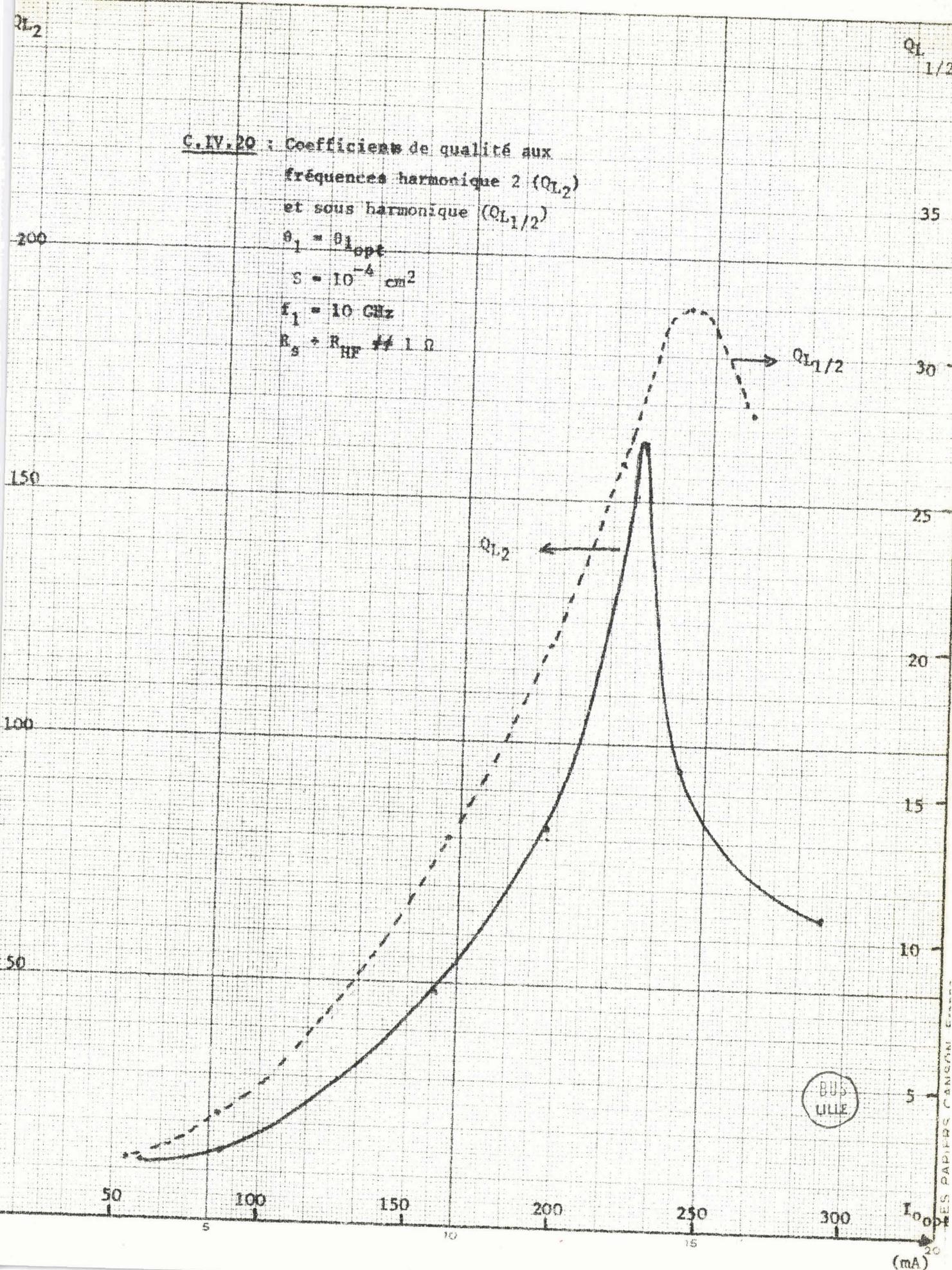
C.IV.20 : Coefficients de qualité aux
 fréquences harmonique 2 (Q_{L2})
 et sous harmonique ($Q_{L1/2}$)

$\theta_1 = \theta_{1opt}$

$S = 10^{-6} \text{ cm}^2$

$f_1 = 10 \text{ GHz}$

$R_s + R_{HF} \neq 1 \Omega$



LES PAPIERS CANSON

IV.3.6. Possibilité d'accord

Le problème qui se pose est de savoir si dans la pratique on peut réaliser les différents accords sur les fréquences harmonique 2 et sous harmonique 1/2 eu égard aux valeurs des résistances de charge optimales et des coefficients de qualité déterminées précédemment.

En effet dans la pratique il sera très difficile de ramener des faibles résistances de charge pour des circuits dont le coefficient de qualité est assez élevé. Dans de récents travaux effectués par LEBRUN ⁽²⁴⁾ dans des structures Iglesias, il apparaît que la valeur minimum de cette résistance est de l'ordre de 1Ω , c'est à dire une valeur voisine des pertes du circuit. Ce critère, bien que n'étant pas absolu, nous permet cependant de faire certaines prévisions.

- . Il sera possible d'accorder le circuit extérieur sur les fréquences fondamentale et sous harmonique 1/2.
- . Par contre, aux forts courants de polarisation les accords à la fréquence double seront difficilement réalisables : en effet dans ce cas le coefficient de qualité QL_2 du circuit à l'harmonique 2 est non seulement élevé mais aussi les résistances de charge deviennent inférieures à 1Ω .

Cette analyse assez succincte montre cependant l'intérêt de l'accord à la fréquence sous harmonique 1/2 sur celui à la fréquence double : ce résultat nous semble assez intéressant car différents chercheurs se sont plutôt préoccupés de l'accord des composantes harmoniques du champ.

IV.3.7. Discussion

Les résultats obtenus dans cette étude sont assez optimistes car certains effets dont nous n'avons pas tenu compte peuvent contribuer à diminuer la puissance délivrée par la diode. Nous devons signaler plus particulièrement les effets suivants :

- . Influence de la température de la jonction

Les régimes optimaux de fonctionnement sont obtenus pour des courants ass. importants ; il en découle une élévation de la tempé-

rature de la jonction. ALLAMANDO (11) a montré que dans ces conditions l'influence du courant de saturation est importante: cette influence se traduit par une diminution de la puissance utile.

D'autre part, les travaux de Duh et Moll (25) confirmés par ailleurs (11) font apparaître une diminution de la vitesse des porteurs pour des températures élevées : les valeurs des angles de transit optima calculées précédemment restent valables, mais on devrait tenir compte de cet effet pour évaluer les dimensions de la zone de transit.

. Influence de la modulation de la résistance série R_s

Un autre effet qu'on observe est l'augmentation de la résistance série R_s en fonction de l'amplitude du champ alternatif. Cet effet devient assez important quand les niveaux sont élevés : on constate l'apparition d'une résistance parasite dans la zone désertée. Des travaux ultérieurs (26) contribueront à approfondir cette question.

. Influence de l'épaisseur de la zone en avalanche

Dans l'étude de la puissance utile optimale nous avons choisi une valeur relativement faible pour l'épaisseur de la zone d'avalanche ($\delta = 0,5 \mu$). Généralement les valeurs de δ sont plus grandes, ce qui entraîne une plus grande dissipation d'énergie dans la zone en avalanche.

Si les différents effets que nous venons de signaler peuvent influencer sur les valeurs de la puissance, ils ne semblent cependant pas déterminants dans l'optique de cette étude.

IV.3.8. Conclusion

De l'étude de la puissance utile optimale nous pouvons tirer certaines conclusions :

- . l'oscillateur A.T.T. peut délivrer des puissances importantes surtout quand on accorde convenablement le circuit de charge.

- . les dimensions optimales de la structure sont beaucoup plus grandes quand le circuit extérieur n'est pas convenablement accordé que dans le cas contraire : il s'en suit une très nette amélioration du rendement de l'oscillateur dans le deuxième cas.
- . il apparaît que, sur un plan de réalisation pratique, il semble plus facile d'accorder le circuit extérieur sur la fréquence sous harmonique que sur l'harmonique 2.

C O N C L U S I O N

Ce travail constitue une contribution à l'étude du fonctionnement des diodes à avalanche en régime d'oscillations multifréquences. Il nous a permis de tirer un certain nombre d'enseignements qui nous semblent très importants pour la compréhension et la réalisation de ce mode de fonctionnement.

. Les caractéristiques du mécanisme d'émission de champ et en particulier la phase ψ de la conductivité d'injection ont un rôle déterminant dans le processus de génération d'ondes hyperfréquences : ce paramètre ψ intervient non seulement dans la condition générale d'oscillation mais aussi dans la valeur de la puissance produite par l'oscillateur A.T.T. ; il dépend à la fois de l'amplitude du champ à la fréquence d'oscillation et de la valeur de ses composantes harmoniques et sous harmoniques. Il s'avère ainsi qu'un accord convenable du circuit extérieur sur les fréquences double ou moitié de celle de l'oscillation peut contribuer à modifier notablement le comportement de la zone d'injection.

. L'étude de la puissance utile révèle qu'on observe surtout une nette augmentation du rendement et à un moindre degré de la puissance quand le champ électrique comporte une composante à l'harmonique 2 ou au sous harmonique 1/2 convenablement accordée : en effet dans ce cas, les dimensions optimales de la diode sont beaucoup plus faibles.

. Dans la pratique il apparaît que l'accord du circuit extérieur sur la fréquence moitié est plus facile à réaliser : on obtient des valeurs de résistances de charge optimales relativement élevées tant à la fréquence d'oscillation qu'à la fréquence sous harmonique 1/2.

. L'accord observé entre les prévisions théoriques et les résultats expérimentaux relatifs à la zone d'injection semble confirmer la validité des résultats théoriques concernant les performances de ces oscillateurs.

Cette étude devra être complétée dans trois directions principales : d'une part, on devra considérer d'autres matériaux que le silicium et particulièrement GaAs et germanium ; d'autre part il faudrait abandonner certaines hypothèses simplificatrices, notamment utiliser une formulation plus correcte des lois régissant le courant de conduction dans la zone d'avalanche ; enfin il semble nécessaire à l'avenir de tenir compte des effets paramétriques liés à l'existence de champs importants dans la structure. Néanmoins nous espérons que ce travail sera une base de départ sérieuse en vue de la réalisation d'oscillateurs hyperfréquences à diode à avalanche de performances élevées.

ANNEXES

ANNEXE 1

EXPRESSIONS DE LA PUISSANCE ET DE L'IMPEDANCE

Nous avons déterminé dans le premier chapitre l'expression (I.15) de la tension aux bornes de la diode pour la pulsation $k\omega$

$$V_{Dk} = (W - \delta) E_{\delta k} \left\{ \left(\frac{W}{W - \delta} + v_k \left(\sin \psi_k - \frac{2 \sin \frac{\theta_k}{2} \sin \left(\psi_k - \frac{\theta_k}{2} \right)}{\theta_k} \right) \right) \right. \\ \left. + j v_k \left(-\cos \psi_k + \frac{2 \sin \frac{\theta_k}{2} \cos \left(\psi_k - \frac{\theta_k}{2} \right)}{\theta_k} \right) \right\}$$

Le courant alternatif total traversant la structure peut se mettre sous la forme :

$$i_{T_k} = \gamma_k E_{\delta k} \left(\cos \psi_k + j \left(\sin \psi_k + \frac{1}{v_k} \right) \right)$$

La puissance complexe s'exprimera donc :

$$P_k = \frac{1}{2} V_{Dk} \times i_{T_k}^*$$

$$\text{soit encore : } P_k = P_a + j P_r$$

où P_a représente la puissance active et P_r la puissance réactive.

En posant $V_{Dk} = A_k + j B_k$ avec :

$$A_k = (W - \delta) E_{\delta k} \left(\frac{W}{W - \delta} + v_k \left(\sin \psi_k - \frac{2 \sin \frac{\theta_k}{2} \sin \left(\psi_k - \frac{\theta_k}{2} \right)}{\theta_k} \right) \right)$$

$$B_k = (W - \delta) v_k E_{\delta k} \left(-\cos \psi_k + \frac{2 \sin \frac{\theta_k}{2} \cos \left(\psi_k - \frac{\theta_k}{2} \right)}{\theta_k} \right)$$

Nous obtenons :

$$P_a = \Re(P_k) = \frac{1}{2} \left[A_k \cos \psi_k + B_k \left(\sin \psi_k + \frac{1}{v_k} \right) \right]$$

$$P_r = \Im(P_k) = \frac{1}{2} \left[-A_k \left(\sin \psi_k + \frac{1}{v_k} \right) + B_k \cos \psi_k \right]$$

Le développement de ces expressions nous donne après réduction :

$$P_a = \frac{1}{2}(W-\delta)\gamma_k E^2 \delta_k \left[\frac{(1-\cos\theta_k)v_k + 2 \sin \frac{\theta_k}{2} \cos(\psi_k - \frac{\theta_k}{2}) + k\omega\tau \cos \psi_k}{\theta_k} \right]$$

$$P_r = -\frac{1}{2}(W-\delta)\gamma_k E^2 \delta_k \left\{ v_k \frac{W}{W-\delta} \left(1 + \frac{1}{v_k^2} + \frac{2 \sin \psi_k}{v_k} \right) - \frac{\delta}{W-\delta} (v_k + \sin \psi_k) + \frac{v_k \sin \theta_k + 2 \sin \frac{\theta_k}{2} \sin(\psi_k - \frac{\theta_k}{2})}{\theta_k} \right\}$$

On peut aussi exprimer la puissance émise à la pulsation $k\omega$ à partir de l'impédance totale Z_{Dk} présentée par la jonction :

$$P_k = \frac{1}{2} Z_{Dk} |i_{T_k}|^2 = \frac{1}{2} (R_{Dk} + j X_{Dk}) |i_{T_k}|^2$$

En identifiant les deux expressions de la puissance on a :

$$P_a = \frac{1}{2} R_{Dk} |i_{T_k}|^2 \text{ soit } R_{Dk} = \frac{2P_a}{|i_{T_k}|^2}$$

$$P_r = \frac{1}{2} X_{Dk} |i_{T_k}|^2 \text{ soit } X_{Dk} = \frac{2P_r}{|i_{T_k}|^2}$$

$$\text{avec } |i_{T_k}|^2 = \gamma_k^2 E^2 \delta_k^2 \left(1 + \frac{1}{v_k^2} + \frac{2 \sin \psi_k}{v_k} \right)$$

Le calcul de R_{Dk} et X_{Dk} nous donne :

$$R_{Dk} = \frac{(W-\delta)}{\gamma_k} \left[\frac{(1-\cos\theta_k)v_k + 2 \sin \frac{\theta_k}{2} \cos(\psi_k - \frac{\theta_k}{2}) + k\omega\tau \cos \psi_k}{\theta_k \left(1 + \frac{1}{v_k^2} + \frac{2 \sin \psi_k}{v_k} \right)} \right]$$

$$X_{Dk} = -\frac{(W-\delta)}{\gamma_k} \left[v_k \frac{W}{W-\delta} - \frac{v_k \sin \theta_k + 2 \sin \frac{\theta_k}{2} \sin(\psi_k - \frac{\theta_k}{2}) + k\omega\tau (\sin \psi_k + v_k)}{\theta_k \left(1 + \frac{1}{v_k^2} + \frac{2 \sin \psi_k}{v_k} \right)} \right]$$

ANNEXE 2

PROGRAMME DE CALCUL NUMERIQUE

Langage : Algol

Ordinateur utilisé : GE 360, Bull general Electric en time sharing

Durée du calcul : De l'ordre de 10 secondes (par champ et par phase). Nous donnons ci-dessous le listing de ce programme relatif à l'étude de la zone d'émission et de la puissance émise.

```
10 BEGIN INTEGER I, J, N, M;
20 REAL PI, T, ICA, TAU, IO, Y, LAMB, X, PAS, DE, W, DELTA;
22 REAL S, EPS,v,
23 EPS:=
25 S:=
30 PI:= 3.141592;
40 LAMB:=
50 DELTA:=
55 W:=
60 TAU:=
70 V:=
90 BEGIN ARRAY F1, F3, IC(0:80), A, B, C, TET,
92 XD, GD, BD, PD, KC,
100 K, E, PSI, RD, PHI, RO(0:5);
110 F1(0):=F3(0):=0;
120 IC(0):=1;
130 ICA:=
135 PRINT ("ICA=",ICA);
140 T:=
145 PRINT ("T=",T);
150 PAS:=T/40;
160 E(1):=
170 PRINT ("E1=", E(1));
180 E(2):=
```

```
185 PRINT ("E2=", E(2));
187 E(3):=E(4):=E(5):=0;
188 PSI(3):=PSI(4):=PSI(5):=0;
189 PSI(1):=
190 PSI(2):=
195 PRINT ("PSI 1=", PSI(1));
198 PRINT ("PSI 2=", PSI(2));
200 FOR I:=1 STEP 1 UNTIL 80 DO BEGIN
210 Y:=(EXP((E(1)*SIN(0.15708*I+PSI(1)))+
211 E(2)*SIN(0.31416*I+PSI(2))
213 +E(3)*SIN(0.47124*I+PSI(3))+E(4)*SIN(0.62832*I+PSI(4))+E(5)*
220 SIN(0.7854*I+PSI(5)))*LAMB)+EXP(E(1)*SIN(0.15708*(I-1)+PSI(1))+
223 E(2)*SIN(0.31416*(I-1)+PSI(2))+E(3)*SIN(0.47124*(I-1)+PSI(3))
230 +E(4)*SIN(0.62832*(I-1)+PSI(4))+E(5)*SIN(0.7854*(I-1)+PSI(5)))
235 *LAMB)/2*PAS;
240 F 1(I): =F1(I-1)+Y;
250 END;
260 DE:=LN(F1(40)/T)/LAMB;
270 FOR I:=1 STEP 1 UNTIL 80 DO BEGIN
280 IC(I):=EXP(2*(F1(I)/F1(40)*T-PAS*I)/TAU);
290 END;
300 FOR I:=1 STEP 1 UNTIL 40 DO BEGIN
310 X:=(IC(I)+IC(I-1))*IAS/2;
320 F3(I):=F3(I-1)+X;
325 END;
330 IO:=ICA*T/F3(40);
335 PRINT("IO=", IO);
340 PRINT("DE=", DE);
342 PRINT("COMPOSANTES COURANT, PHI DEGRES, C A");
344 A(O):=B(O):=0;
346 FOR I:=41 STEP 1 UNTIL 80 DO BEGIN Y:=(IC(I)+ IC(I-1))/80;
348 A(O):=A(O)+Y;
350 END;
360 FOR J:=1 STEP 1 UNTIL 2 DO BEGIN
370 A(J):=B(J):=0;
```

```

390   FOR I:=41 STEP 1 UNTIL 80 DO BEGIN
400   X:=(IC(I)*COS(0.15708*PI*I/J)+IC(I-1)*COS(0.15708*PI*(I-1)))/40;
420   A(J):=A(J)+X;
430   Y:=(IC(I)*SIN(0.15708*PI*I/J)+IC(I-1)*SIN(0.15708*PI*(I-1)))/40;
450   B(J):=B(J)+Y;
460   END;
470   C(J):=SQRT(A(J)*A(J)+B(J)*B(J))*IO;
480   PHI(J):=ARCTAN(A(J)/B(J));
490   IF B(J)<0 THEN PHI(J):=PHI(J)+A(J)/ABS(A(J))*PI;
500   PRINT("J=",J);
520   PRINT("C=", "", C(J));
530   PRINT("PHI=", PHI(J)*180/PI);
540   KC(J):=C(J)*T/(E(J)*2*PI*I/J*EPS*S);
550   PRINT("KC=", KC(J));
560   GD(J):=C(J)/E(J)*DELTA)*COS(PHI(J)-PSI(J));
570   PRINT("GD=", GD(J));
580   BD(J):=C(J)/(DELTA*E(J))*(SIN(PHI(J)-PSI(J))+1/KC(J));
590   PRINT("BD=", BD(J));
600   TET(J):=2*PI*I/J*(W-DELTA)/(V*T);
620   PRINT("TETA=", TET(J));
630   RD(J):=(W-DELTA)*E(J)/(C(J)*TET(J))*((1-COS(TET(J)))*KC(J)
640   +2*SIN(TET(J)/2)*COS(PHI(J)-PSI(J)-TET(J)/2)+
650   2*PI*I/J*TAU/T)*COS(PHI(J)-PSI(J))
660   /(1+1/(KC(J)*KC(J))+2*SIN(PHI(J)-PSI(J))/KC(J));
670   PRINT("RD=", RD(J));
680   XD(J):=- (W-DELTA)*E(J)/C(J) *
690   (KC(J)*W/(W-DELTA)-(KC(J)*SIN(TET(J))+2*SIN(TET(J)/2)*
700   SIN(PHI(J)-PSI(J)-TET(J)/2)+2*PI*I/J*TAU/T*(SIN(PHI(J)-PSI(J))
720   +KC(J)))/(TET(J)*(1+1/(KC(J)*KC(J))+2*SIN(PHI(J)-PSI(J))/KC(J)));
740   PRINT("XD=", XD(J));
760   PD(J):=0.5*KC(J)*(W-DELTA)*E(J)*((1-COS(TET(J)))*KC(J)
770   +2*SIN(TET(J)/2)*COS(PHI(J)-PSI(J)-TET(J)/2)+
780   2*PI*I/J*TAU/T)*COS(PHI(J)-PSI(J))/TET(J);
790   PRINT("PD=", PD(J));

```

```
800   END;  
900   END;  
1000  END;  
2000 ...
```

Dans ce listing nous avons :

EPS = ϵ (permittivité du matériau)

KC(J) = v_k

les déphasages ϕ_k entre champs sont notés PSI(J)

TAU \Rightarrow τ (temps de transit dans la zone d'émission)

LAMB \rightarrow λ (paramètre lié au taux d'ionisation α des porteurs)

I_{ca} (pour le courant de polarisation)

I_o (courant alternatif à l'instant $t = 0$)

Il faut remarquer que ce programme n'a pas été optimisé; on pourrait notamment **réduire** le temps de calcul.

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

- (1) TAGER A.S., HEL'NIKOV A.I., KOBEL'KOV, G.P., TSEBIEV A.H., *Brevet russe*
185, 965, (1965)
- (2) JOHNSTON R.L., "A Silicon Diode Microwave Oscillators", *Bell Syst. Tech. Jour.*, 44, pp. 369-372, (1965)
- (3) HAUTDUCOEUR A., *Communication Soc. de Phys.*, (Déc. 1965)
- (4) CROWE-SIE, "The Use of Aval Diodes in a Amplifying Modeto Increase Source out put Pover," *Microw. Jour.*, pp. 67-69, (February 1969)
- (5) KELL G. and BERNT H., "Infrared detection by Avalanche Discharge in Silicon pn Junctions", *Solid St. Electr.*, pp. 321-326, (Sept. 1965)
- (6) SEMICHON A., CONSTANT E., "Sur un mécanisme général d'oscillation et ses applications aux semiconducteurs", *C.R. Acad. Sc. Paris*, t. 270 pp. 665-668, série B, (Mars 1970).
- (7) SALMER G., LEFEBVRE M., ALLAMANDO E., VANBORREN G., "Effets non linéaires dans un semiconducteur en régime d'avalanche" *C.R. Acad. Sc. Paris*, t. 269, pp. 1027-1029, série B, (Nov. 1969)
- (8) HADDAD G.I. et SCHROEDER W.E., "Effect of harmonic and subharmonic Signals on Avalanche diodes Oscillator performance", *I.E.E.E. Trans. on M.T.T.*, pp. 327-331, (Juin 1970)
- (9) BLUE J.L., "Approximate large Signal Analysis of IMPATT oscillators" *Bell Syst. Tech. Jour.*, vol. 49, pp. 383-396, (February 1969)
- (10) CONSTANT E., "Propriétés hyperfréquences des diodes à avalanche", *Onde Electrique*, pp. 703-721, (1968)

- (11) ALLAMANDO E., "Etude théorique et expérimentale de la puissance hyperfréquence délivrée par un semiconducteur en avalanche. Influence de la température", Thèse 3ème cycle, Lille (Octobre 1968)
- (12) GUMMEL H.K., SCHARFETTER D.L., Bell Syst. Tech. Jour., 45, p. 1797, (1966)
- (13) LEE C.A., BATDORF R.L., WIEGMANN W. and KAMINSKY G., "The Read Diode An Avalanche Transit Time, Negative-Resistance Oscillator", Appl. Phys. Let., vol. 6, n° 5, pp. 89-91, (1965)
- (14) VANBORREN G., "Etude des transferts de puissance d'un signal fondamental à ses harmoniques dans un semiconducteur en régime d'avalanche", D.E.A., Lille, (1969)
- (15) GILDEN M. and M.E. HINES, "Electronic Tuning Effects in the Read Microwave Avalanche Diode" I.E.E. Trans. Elect. Dev., vol. ED 13, pp. 169-175, (Jan. 1966)
- (16) ALLAMANDO E., CONSTANT E., SALMER G., SEMICHON A., "Propriétés hyperfréquences des diodes à avalanche. Modes d'oscillation". Acta Electronica, vol. 12, n° 3, pp. 217, (Juillet 1969)
- (17) VAESKEN G., "Régime transitoire et permanent dans une diode avalanche semiconductrice en hyperfréquence", Thèse 3ème cycle, Lille 1970.
- (18) Mc INTYRE R.J., "Multiplication Noise in Uniform Avalanche Diodes" I.E.E. Trans., vol. ED 13, n° 1, pp. 164-168, (January 1966)
- (19) READ, "A Proposed high Frequency Negative Resistance Diode", The Bell Syst. Tech. Jour. 37, pp. 401-445, (1958)
- (20) Mc KAY K.G., "Avalanche Breakdown in Silicon" Phys. Rev., vol. 94, n° 4, p. 887

- (21) BOITTLAUX B., "De l'impédance hyperfréquence présentée par un semiconducteur en avalanche", Thèse 3ème cycle, Lille (1968)
- (22) PRIBETICH J., Thèse 3ème cycle (à paraître)
- (23) IPIREN, VAN B.B., and TJASSENS H., "Measurement of large-signal impedance, optimum ac voltage and efficiency of Si pnn⁺, Ge npp⁺ and GaAs schottky barrier diodes", Proc. of the conf. on MOGA 1970, Amsterdam.
- (24) LEBRUN P.M., D.E.A. Electronique, "Etude et réalisation d'un oscillateur à diode à avalanche à large bande de fréquences", Lille 1970
- (25) DUH et MOLL., "Electron drift velocity in avalanching silicon diodes" I.E.E.E. Trans. n° 1, (Jan. 1967)
- (26) ALLAMANDO E., Thèse d'Etat, Lille (à paraître)

TABLE DES MATIERES

| | Pages |
|--|-------|
| <u>INTRODUCTION</u> | 1 |
| | |
| <u>CHAPITRE I. - DETERMINATION THEORIQUE DE LA PUISSANCE EN OSCILLATION</u> | 3 |
| Sommaire | 4 |
| Introduction | 5 |
| I.1. Modèle d'étude | 5 |
| I.2. Expression générale de la puissance émise | 10 |
| I.3. Etude de la puissance et du rendement dans des modèles simplifiés | 13 |
| | |
| <u>CHAPITRE II. - ETUDE THEORIQUE DES CARACTERISTIQUES DE LA ZONE D'INJECTION. INFLUENCE DES HARMONIQUES ET SOUS-HARMONIQUES</u> | 22 |
| Sommaire | 23 |
| Introduction | 24 |
| II.1. Principe de l'étude | 27 |
| II.2. Etude de γ_1 et ψ_1 | 32 |
| | |
| <u>CHAPITRE III. - ETUDE EXPERIMENTALE</u> | 38 |
| Sommaire | 39 |
| Introduction | 41 |
| III.1. Dispositif d'étude expérimentale | 42 |
| III.2. Comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux | 56 |
| III.3. Conclusion | 59 |

| | |
|--|----|
| <u>CHAPITRE IV. - ETUDE THEORIQUE DE LA PUISSANCE UTILE OPTIMALE</u> | 61 |
| <i>Sommaire</i> | 62 |
| <i>Introduction</i> | 64 |
| IV.1. <i>Expressions utilisées</i> | 64 |
| IV.2. <i>Etude de la puissance émise</i> | 68 |
| IV.3. <i>Etude de la puissance utile optimale</i> | 74 |
| | |
| <u>CONCLUSION</u> | 84 |
| | |
| <u>ANNEXE 1</u> | |
| | |
| <u>ANNEXE 2</u> | |
| | |
| <u>BIBLIOGRAPHIE</u> | |

