DIPLOME D'ETUDES APPROFONDIES

DE SCIENCES PHYSIQUES

Mention : ELECTRONIQUE

ETUDE DES TRANSFERTS DE PUISSANCE D'UN SIGNAL FONDAMENTAL A SES HARMONIQUES DANS UN SEMICONDUCTEUR EN REGIME D'AVALANCHE

par Guy VANBORREN

Maitre ès-sciences

Jury : MM. les Professeurs R. GABILLARD Président

A. LEBRUN Examinateur

E. CONSTANT "

LILLE, le 12 Juillet 1969

Une diode semiconductrice en régime d'avalanche peut être le siège d'oscillations hyperfréquences suivant des modes de fonctionnement très divers. Le plus connu est le mode à avalanche et à temps de transit (A.T.T.) qui malheureusement est caractérisé par un rendement relativement faible (inférieur à 10 %.).

Depuis deux ans de nombreux travaux ont été consacrés à l'étude de nouveaux modes à rendements plus élevés : à ce jour aucune théorie pleinement satisfaisante n'a été proposée pour les expliquer. Cependant il est certain que l'élément semiconducteur fonctionne en régime non linéaire et que les oscillations se produisent sensiblement à des fréquences sous harmoniques de la fréquence fondamentale du mode normal (mode A.T.T.).

Or, en régime non linéaire, les diverses théories proposées par TAGER (1) et ALLAMANDO (2) montrent l'importance des composants harmoniques dans le courant de conduction issu d'une diode en régime d'avalanche soumise à une tension sinusoidale. Il semble donc possible d'utiliser un tel élément pour réaliser une multiplication de fréquences à taux de conversion élevé et d'envisager l'existence de modes de fonctionnement où la fréquence de sortie serait un multiple de la fréquence fondamentale. On doit signaler l'intérêt présenté par ces deux types de réalisation.

Dans cette voie, nous avons tout d'abord étudié les caractéristiques essentielles du régime non linéaire dans les diodes à avalanche, tant du point de vue théorique qu'expérimental. Cette étude a pour but de montrer dans quelles conditions une multiplication de fréquences à taux de conversion élevé pourrait être obtenue et de concevoir les dispositifs pour la réaliser. Dans ce mémoire nous envisageons successivement les deux aspects théorique et expérimental des deux parties essentielles de l'étude entreprise.

I. ETUDE THEORIQUE

I.1. Introduction

I.1.1. Schéma général de l'étude théorique

L'étude théorique que nous avons faite concerne essentiellement le mécanisme de génération d'harmoniques dans les diodes à avalanche. Nous pouvons en effet structurer la diode à avalanche en deux zones bien distinctes :

a) La zone de transit où les porteurs se déplacent sans se multiplier : les relations entre les courants et les champs y sont linéaires et cette zone ne contribue pas à la génération d'harmoniques. Néanmoins sa présence peut favoriser comme nous le verrons par la suite l'obtention de taux de conversion élevés.

b) la zone d'avalanche où la relation entre le courant de conduction qui la traverse et le champ hyperfréquence à ses bornes est fortement non linéaire.

$$\frac{\tau_\delta}{2} \frac{\partial I_{ca}}{\partial t} = I_{ca} \left[\psi \left(E_a(t) - 1 \right) + I_s \right] \qquad \text{(Equation de READ)}$$

(3)

Nous consacrerons donc une grande part de notre travail à l'étude des phénomènes qui se produisent dans cette zone.

Nous pouvons aborder l'étude en admettant qu'il règne dans la zone d'avalanche un champ purement sinusoidal de pulsation ω. La non linéarité de l'équation de READ a pour conséquence la génération d'un courant de conduction ayant des composantes aux fréquences harmoniques. Par conséquent, on ne peut plus admettre que la tension aux bornes de la diode soit purement sinusoidale.

Nous devons donc étudier les caractéristiques du courant de conduction quand le champ $E_a(t)$ est périodique et comporte des composantes importantes aux fréquences harmoniques d'une fréquence dite fondamentale.

Enfin, nous devons tenir compte des courants de déplacement liés aux variations du champ électrique en fonction du temps.

$$I_{da} = \varepsilon \frac{\partial E_a(t)}{\partial t}$$

Cette étude nous permet d'obtenir les valeurs des composantes du courant issu d'une zone d'avalanche.

$I = I_{da} + I_{ca}$

Bien que le principe de calcul soit simple, nous aboutissons très vite à des formules analytiques très lourdes ; nous avons été obligés pour étudier l'influence des différents paramètres sur la génération d'harmoniques de recourir au calcul numérique sur ordinateur.

Nous avons aussi recherché dans quelles conditions les taux de conversion "fondamental - harmonique" étaient les plus élevés. Deux conditions doivent être remplies.

a) l'impédance de la zone d'avalanche doit être très grande à la fréquence fondamentale pour qu'une faible énergie soit dissipée dans la structure.

b) l'impédance apparente de la zone d'avalanche à la fréquence d'harmonique doit être négative pour que cette zone se comporte comme un générateur à cette fréquence.

Les taux de conversion que nous avons obtenus expérimentalement sont supérieurs à ceux qui avaient été prévus par la théorie en ne considérant que la zone d'avalanche. Il semble donc que la présence de la zone de transit contribue à améliorer nettement le taux de conversion.

I.1.2. Notations utilisées

Elles sont identiques à celles que les différents auteurs du laboratoire hyperfréquences et semiconducteurs ont déjà utilisées dans leurs diverses publications et notamment Acta Electronica (Juin 1969) (4).

Nous rappelons les plus importantes :

I_o	courant de polarisation de la diode
I_{ca}	courant de conduction total dans la zone d'avalanche
I_{da}	courant de déplacement dans la zone d'avalanche
I	courant total dans la zone d'avalanche $I_{ca} + I_{da}$
E_{ao}	champ continu dans la zone d'avalanche
$E_a(t)$	champ total dans la zone d'avalanche
α_n, α_p	taux d'ionisation des électrons et des trous
v_n, v_p	vitesse des électrons et des trous
v	vitesse limite des électrons et des trous

δ largeur de la zone d'avalanche

$t=W-\delta$ largeur de la zone de transit

n, p indices relatifs aux électrons et aux trous

I.1.3. Hypothèses simplificatrices

Faisons diverses hypothèses

a) La charge totale due aux porteurs mobiles et beaucoup plus faible que la charge d'espace dues aux porteurs fixes.

$$I_o << qv/N_D - N_A/$$

b) Le champ hyperfréquence est beaucoup plus faible que le champ continu

$$E_a(t) - E_{ao} << E_{ao}$$

c) Les taux d'ionisation des électrons et des trous sont égaux et s'expriment par :

$$\alpha_n = \alpha_p = \alpha$$

d) Les porteurs se déplacent à leur vitesse limite

$$v_n = v_p = v$$

I.2. Expression générale des courants dans une zone d'avalanche soumise à un champ hyperfréquence périodique

I.2.1. Méthode générale de calcul des composantes harmoniques du courant de conduction

En tenant compte des hypothèses précédentes, nous écrivons les équations générales de l'électrocinétique pour la zone d'avalanche

$$\frac{\partial}{\partial t} I_{na} = v \frac{\partial}{\partial x} I_{na} + I_v \alpha(E_a) \quad \& \quad \frac{\partial}{\partial t} I_{pa} = - v \frac{\partial}{\partial t} I_{pa} + I_v \alpha(E_a)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} E_a(t) = 0 = \frac{q}{\varepsilon} (N_D - N_A)$$

On peut déduire de ces relations l'expression générale du courant de conduction dans la zone d'avalanche en fonction du champ électrique total. C'est l'équation de READ.

$$(1) \qquad \frac{\tau_\delta}{2} \frac{\partial}{\partial t} I_{ca} = I_{ca} \left\{ \psi(E_a) - 1 \right\} + I_s$$

Dans la plupart des cas, on néglige l'influence du courant de saturation. I_s. Si nous supposons, par ailleurs, le champ constant dans la zone d'avalanche ; $\psi(E_a(t))$ s'exprime par :

$$\psi(E_a(t)) = \alpha\left(E_a(t)\right)\delta$$

En intégrant l'équation différentielle 1, on obtient :

$$(2) \qquad I_{ca} = I_{oo} \exp \frac{2}{\tau_\delta} \int_o^t \left(\psi(E_a(t)) - 1 \right) dt$$

Nous voyons déjà apparaitre le caractère non linéaire de la relation entre le courant de conduction et le champ électrique. Par ailleurs (5), on admet couramment que

$$\alpha\left(E_a(t)\right) = \alpha_o \, e^{\lambda E_a(t)}$$

Ce type de dépendance tend à accentuer le caractère non linéaire des relations entre I_{ca} et E_a. Cette expression semble assez bien vérifiée expérimentalement. Elle permet de faire une étude analytique à partir de paramètres expérimentaux facilement mesurables.

Appliquons un champ continu E_{ao} ; pour que le système soit stable, c'est à dire que le courant soit constant, d'après l'équation 2 il faut que $\psi(E_{ao}) = 1$ ou $\delta \, \alpha_o \, e^{\lambda E_{ao}} = 1$.

C'est la condition d'avalanche.

Si nous appliquons un champ périodique de la forme :

$$E_a(t) = E'_{ao} + E_{a1} \sin \omega t + E_{a2} \sin (2\,\omega t + \phi_2) + E_{a3} \sin (3\,\omega t + \phi_3) + \dots$$

En faisant le développement en série de Fourier de $\psi(E_a(t))$ ou encore de $\delta\,\alpha_o\,e^{\lambda E_a(t)}$ on remarque qu'il apparait en plus de $\alpha_o \delta\, e^{\lambda E'_{ao}}$ des termes constants. La condition de stabilité du système impose donc que $E'_{ao} \neq E_{ao}$ (voir § I.2.2.). On pourra écrire : $E'_{ao} = E_{ao} + \Delta E_{ao}$.

Pour poursuivre le calcul, il suffit de réaliser l'intégration de

$$\int_o^t \left(\psi(E_a(t)) - 1\right) dt$$

I_{ca} prend alors la forme suivante :

$$I_{ca} = I_{oo} \exp\left(A \cos(\omega t + \psi_1) + B \cos(2\,\omega t + \psi_2) \dots\right)$$

Il suffit ensuite de faire un nouveau développement en série de Fourier pour trouver l'expression de I_{ca}

$$I_{ca} = I_o \left\{ (1 + \alpha_1 \cos(\omega t + \xi_1) + \alpha_2 \cos(2\,\omega t + \xi_2) + \ldots \right\}$$

avec $I_{ca_1} = I_o\,\alpha_1$, $I_{ca_2} = I_o\,\alpha_2$ etc.

Le principe des calculs est simple mais leur complexité ne nous permet pas dans le cas général d'obtenir des formules analytiques simples, sans faire d'approximation. On traitera en annexe le cas d'un champ sinusoïdal pur.

I.2.2. Condition de stabilité du courant : Calcul de ΔE_{o_a}

Nous étudions maintenant la condition de stabilité du courant ; elle nous permettra d'évaluer la variation du champ continu nécessaire pour l'existence du phénomène d'avalanche, en présence d'un champ hyperfréquence périodique.

D'après les relations précédentes $E_a(t)$ prend la forme :

$$E_a(t) = E_{ao} + \Delta E_{ao} + \sum_{n=1}^{\infty} E_{an} \sin(n\,\omega t + \phi_n)$$

α prend alors la forme

$$\alpha = \alpha_o\, e^{\lambda E_{o_a}}\, e^{\lambda \Delta E_{o_a}} \prod_n e^{\lambda E_{n_a} \sin(n\,\omega t + \phi_n)}$$

Le champ E_{ao} est tel que la condition d'avalanche soit réalisée en l'absence de champ variable en fonction du temps, soit :

$$\alpha_o\, \delta\, e^{\lambda E_{o_a}} = 1$$

On en déduit :

$$\int_o^{\delta} \alpha\left(E_a(t)\right) = e^{\lambda \Delta E_{o_a}} \prod_n e^{\lambda E_{n_a} \sin(n\,\omega t + \phi_n)}$$

L'équation 2 devient :

$$I_{ca} = I_{oo} \exp \frac{2}{\tau_\delta} \int_o^t \left\{ e^{\lambda \Delta E_{o_a}} \prod_n e^{\lambda E_{n_a} \sin(n\,\omega t + \phi_n)} - 1 \right\} dt$$

Si nous décomposons $\prod_n e^{\lambda E_{n_a} \sin(n\,\omega t + \phi_n)}$ en série de Fourier nous obtenons :

$$\prod_n e^{\lambda E_{an} \sin(n\,\omega t + \phi_n)} = \prod_n B_o(\lambda E_{an}) + D + \sum_{n=1} A_n \sin(\omega t + \psi_n)$$

$B_p(\lambda E_{an})$ est la fonction de Bessel modifiée de première espèce d'ordre p de λE_{an}.

D et A_n sont des fonctions de BESSEL modifiées, de première espèce et d'ordre supérieur à zéro, de termes eux mêmes dépendant de fonctions de Bessel de même nature.

Quand nous intégrons cette équation, l'expression de I_{ca} devient :

$$I_{ca} = I_{oo} \exp \left\{ \frac{2}{\tau_\delta} \left(e^{\frac{\lambda \Delta E_o}{a}} \left(\prod_n B_o(\lambda \frac{E_n}{a}) \right) + D - 1 \right) t - \Sigma \frac{A_n}{n_\omega} \cos (n \omega t + \psi_n) \right\}$$

pour que le système soit stable (courant moyen constant), il faut que le terme fonction du temps dans l'exponentielle soit nul d'où :

$$e^{\frac{\lambda \Delta E_o}{a}} = \frac{1}{\Pi\ B_o(\lambda E_{an}) + D}$$

Le calcul de D s'avère très compliqué. Les termes les plus importants sont de la forme :

$$B_n\ (\lambda E_{ap})\ B_p(\lambda E_{am}) \prod_{n-2} B_o(\lambda E_{an})$$

On peut admettre dans la plupart des cas que :

$$\frac{D}{\Pi\ B_o\ (\lambda E_{an})} \ll 1$$

On peut montrer, en effet, que la somme de l'ensemble des termes de D forment une série dont la somme est beaucoup plus petite que $\Pi\ B_o(\lambda E_{an})$. donc

$$e^{\frac{\lambda E_o}{a}} = \frac{1}{\Pi\ B_o(\lambda E_{an})} \left(1 - \frac{D}{\Pi\ B_o(\lambda E_{an})}\right)$$

Si on néglige D devant $\Pi\ B_o(\lambda E_{an})$

(3).(4) $$e^{\lambda \Delta E_a} = \frac{1}{\Pi\ B_o(\lambda E_{an})} \qquad \Delta E_{ao} = - \frac{1}{\lambda} \log_e \Pi\ B_o\ (\lambda E_{an})$$

Si le champ est purement sinusoïdal

(5).(6) $$e^{\frac{\lambda \Delta E_o}{a}} = \frac{1}{\Pi\ B_o\ (\lambda E_{a1})} \quad \text{ou} \quad \Delta E_{ao} = - \frac{1}{\lambda} \log_e B_o(\lambda E_{an})$$

Dans ce cas particulier nous retrouvons une formule analogue à celle qui avait été donnée par d'autres auteurs [4].

I.3. Cas d'un champ hyperfréquence comportant deux composantes harmoniques

I.3.1. Etude générale

Le calcul complet étant très lourd, nous procéderons par approximations en nous limitant aux trois premiers termes du développement en série de Fourier.

$$e^{\lambda E_{a1} \sin \omega t} = B_o(\lambda E_{a1}) + 2\, B_1(\lambda E_{a1}) \sin \omega t - 2\, B_2(\lambda E_{a1}) \cos 2\, \omega t$$
$$- 2\, B_3(\lambda E_{a1}) \sin 3\, \omega t + 2\, B_4(\lambda E_{a1}) \cos 4\, \omega t \ldots$$

$$e^{\lambda E_{a2} \sin (2\, \omega t + \phi)} = B_o\, (\lambda E_{a2}) + 2\, B_1(\lambda E_{a2}) \sin (2\, \omega t + \phi) - 2\, B_2(\lambda E_{a2}) \cos(4\omega t + 2\phi)$$
$$- 2\, B_3(\lambda E_{a2}) \sin(6\omega t + 3\phi) + 2\, B_4(\lambda E_{a2}) \cos(8\omega t + 4\phi) \ldots$$

Montrons à quelles conditions, on peut négliger les termes en $B_3(\lambda E_{a1})$ et $B_3(\lambda E_{a2})$ devant $B_o(\lambda E_{a1})$ et $B_o(\lambda E_{a2})$

Pour une diode classique $\lambda = 2\ 10^{-7}$ $(V/\ m)^{-1}$ et $\delta = 2\ 10^{-6}$ m, ceci impose $u_1 << 16$ Volts

$u_2 << 16$ Volts

Ces conditions sont très souvent réalisées en régime non linéaire. Dans ce cas on peut utiliser la méthode proposée précédemment (§ I.2.1)

$$(7) \qquad I_{ca} = I_{oo} \exp \left\{ (-A \cos (\omega t + \psi_1) + B \cos (2\, \omega t + \psi_2) \right\}$$

avec

$$A = \frac{4}{\omega \tau_\delta} \frac{B_1}{B_o} (\lambda E_{a1}) \left[1 + \frac{B_1^{\,2}}{B_o^{\,2}} (\lambda E_{a2}) - 2 \frac{B_1}{B_o} (\lambda E_{a2}) \sin \phi_2 \right\}^{1/2}$$

$$B = \frac{4}{2\omega\ \tau_\delta} \left(\frac{B_1^{\,2}}{B_o^{\,2}} (\lambda E_{a2}) + \frac{B_2^{\,2}}{B_o^{\,2}} (\lambda E_{a1}) - 2 \frac{B_1}{B_o} (\lambda E_{a2}) \frac{B_2}{B_o} (\lambda E_{a1}) \sin \phi_2 \right)^{1/2}$$

$$\operatorname{tg} \psi_1 = \frac{B_1/B_o\ (\lambda E_{a2}) \cos \phi_2}{1 - \frac{B_1}{B_o} (\lambda E_{a2}) \sin \phi_2}$$

$$\operatorname{tg} \psi_2 = \frac{B_1/B_o\ (\lambda E_{a2}) \sin \phi_2 - B_2/B_o\ (\lambda E_{a1})}{B_1/B_o\ (\lambda E_{a2}) \cos \phi_2}$$

Un nouveau développement en série de Fourier de (7) donne :

$$
\begin{aligned}
(8)\quad I_{ca} = {} & I_{oo}\, B_o(A)\, B_o(B) \\
& \Big\{ 1 - 2\,\frac{B_1}{B_o}(A)\cos(\omega t + \psi_1) - 2\,\frac{B_1}{B_o}(A)\,\frac{B_1}{B_o}(B)\cos(\omega t + \psi_2 - \psi_1) \\
& - 2\,\frac{B_1}{B_o}(B)\,\frac{B_3}{B_o}(A)\cos(\omega t + 3\psi_1 - \psi_2) + 2\,\frac{B_2}{B_o}(B)\frac{B_3}{B_o}(A)\cos(\omega t + 2\psi_2 - 3\psi_1)\ldots \\
& + 2\,\frac{B_1}{B_o}(B)\cos(2\omega t + \psi_2) + 2\,\frac{B_2}{B_o}(A)\cos(2\omega t + 2\psi_1) - 2\,\frac{B_2}{B_o}(A)\,\frac{B_2}{B_o}(B)\cos(2\omega t + 2\psi_2 - 2\psi_1)\ldots \Big\}
\end{aligned}
$$

Il serait possible de continuer le développement en série de Fourier de l'expression (7), en particulier de tenir compte des termes en 3 ω. Dans le cadre de l'approximation que nous avons faite précédemment, les termes suivants du type $\frac{B_1}{B_o}$ (B) $\frac{B_3}{B_o}$ (A) sont tout à fait négligeables devant $\frac{B_1}{B_o}$ (A).

Remarquons que la valeur du courant continu de polarisation est $I_o = I_{oo}\, B_o(A)\, B_o(B)$.

Dans la formule finale (8), nous avons préféré ne pas grouper les termes de même pulsation pour ne pas faire intervenir de nouveaux paramètres très complexes. Cette expression nous permet d'étudier l'influence des différents champs E_{a1} et E_{a2} notamment sur l'impédance présentée par la zone d'avalanche.

I.3.2. Définition de l'impédance due au courant de conduction dans la zone d'avalanche

Si le champ est périodique : $E_a(t) = E'_{ao} + \sum_n E_{an} \sin(n\,\omega t + \phi_n)$

Ce courant I_{ca} peut s'écrire :

$$(9)\qquad I_{ca} = I_o + A'_1 \cos \omega t + B'_1 \sin \omega t + \ldots + A'_n \cos n\,\omega t + B'_n \sin n\,\omega t$$

ou

$$
\begin{aligned}
(10)\qquad I_{ca} = I_o + \sum_n & (A'_n \cos\phi_n - B'_n \sin\phi_n)\cos(n\,\omega t + \phi_n) + \\
& + (A'_n \sin\phi_n + B'_n \cos\phi_n)\sin(n\,\omega t + \phi_n)
\end{aligned}
$$

On peut définir l'admittance pour la pulsation n

$$(11)\qquad Y'_{n_{ca}} = G_{n_{ca}} + jB_{n_{ca}} = \frac{A'_n \sin\phi_n + B'_n \cos\phi_n}{\delta E_{a n}} + j\,\frac{A'_n \cos\phi_n - B'_n \sin\phi_n}{\delta E_{a n}}$$

Dans le cas où le champ hyperfréquence est constitué de deux composantes E_{a1} et E_{a2}, le courant est donné par l'équation (8). On peut aussi définir $G_{1_{ca}}$, $G_{2_{ca}}$, $B_{1_{ca}}$, $B_{2_{ca}}$ (voir annexe 2).

On étudiera plus particulièrement l'évolution des impédances dans les divers cas que nous envisagerons. Pour une étude plus complète de l'impédance de la zone d'avalanche on se reportera aux travaux d'ISSA DOUMBIA [6].

I.3.3. Etude de quelques cas particuliers

Nous allons envisager quelques cas où l'expression du courant I_{ca} prend des formes particulières assez simples. Nous montrerons aussi les difficultés que l'on rencontre lorsque l'on veut résoudre analytiquement le problème de la génération d'harmoniques et plus particulièrement celui de la réalisation d'un multiplicateur de fréquences.

I.3.3.1. $\phi_2 = \frac{\pi}{2}$, $\phi_1 = 0$

a) $E_{a2} \neq 0$ et quelconque

Dans ce cas : $A = \frac{4}{\omega\tau_\delta} \frac{B_1}{B_o}(\lambda E_{a1})\left(1 - \frac{B_1}{B_o}(\lambda E_{a2})\right)$; $B = \frac{4}{2\omega\,\tau_\delta}\left(\frac{B_1}{B_o}(\lambda E_{a2}) - \frac{B_2}{B_o}(\lambda E_{a1})\right)$

$$\psi_1 = 0 \quad ; \quad \psi_2 = \frac{\pi}{2}$$

Des équations 8 et 11 nous déduisons les admittances $Y_{1_{ca}}$, $Y_{2_{ca}}$

$$(15)\qquad G_{1_{ca}} = + \frac{2\,I_o}{\delta E_{a1}} \frac{B_1}{B_o}(B)\left(\frac{B_1}{B_o}(A) - \frac{B_3}{B_o}(A)\right)$$

$$(16)\qquad B_{1_{ca}} = - \frac{2\,I_o}{\delta E_{a1}} \left(\frac{B_1}{B_o}(A) - \frac{B_3}{B_o}(A)\frac{B_2}{B_o}(B)\right)$$

$$(17)\qquad G_{2_{ca}} = + \frac{2\,I_o}{\delta E_{a2}} \left\{\frac{B_1}{B_o}(A) + \frac{B_2}{B_o}(A)\frac{B_2}{B_o}(B)\right\}$$

$$(18)\qquad B_{2_{ca}} = + 2\,\frac{I_o}{\delta E_{a2}} \frac{B_1}{B_o}(B)$$

Apparemment, G_1 ne peut tendre vers zéro à moins que le champ électrique E_{a2} prenne une valeur particulière.

b) $\frac{B_1}{B_0}(\lambda E_{a2}) = \frac{B_2}{B_0}(\lambda E_{a1})$

Dans ce cas $B = 0$ et un développement limite de tg ψ_2 au voisinage de $\phi = \frac{\pi}{2}$ montre que $\psi_2 = 0$

Donc $A = \frac{4}{\omega\,\tau_\delta}\ \frac{B_1}{B_0}(\lambda E_{a1})\left(1 - \frac{B_2}{B_0}(\lambda E_{a1})\right)$; $B = 0$; $\psi_1 = 0$; $\psi_2 = 0$

Nous en déduisons les valeurs des admittances :

(19) $G_{1ca} = 0$

(20) $B_{1ca} = - \frac{2\,I_0}{\partial E_{a1}}\ \frac{B_1}{B_0}(A)$

(21) $G_{1ca} = + \frac{2\,I_0}{\partial E_{a2}}\ \frac{B_1}{B_0}(A)$

(22) $B_{2ca} = 0$

Il est intéressant de remarquer que dans ce cas la puissance dissipée à l'harmonique 1 est nulle. Malheureusement G_2 est positif et la zone d'avalanche ne se comporte pas comme un générateur.

I.3.3.2. $E_{a2} = 0$

En utilisant les mêmes formules que précédemment (8 et 11) nous avons :

(23) $G_{1ca} = \frac{2\,I_0}{\partial E_{a1}}\ \frac{B_1}{B_0}(B)\left\{ + \frac{B_1}{B_0}(A) - \frac{B_3}{B_0}(A)\right\}$

(24) $B_{1ca} = - \frac{2\,I_0}{\partial E_{a1}}\left\{\frac{B_1}{B_0}(A) - \frac{B_3}{B_0}(A)\ \frac{B_2}{B_0}(B)\right\}$

Les résultats obtenus tout en étant plus complets, sont voisins de ceux qui ont été obtenus par ailleurs par d'autres auteurs [4].

L'étude analytique précédente nous a permis de mieux comprendre l'évolution des phénomènes. Par contre, la complexité des formules obtenues diminue ses possibilités d'application. Notamment, il n'est pas très facile de trouver les conditions pour lesquelles G_2 est négatif et la multiplication de fréquences réalisable. Une étude numérique sur ordinateur permet de résoudre ces problèmes.

I.3.4. Influence du courant de déplacement

Nous devons étudier maintenant l'influence du courant de déplacement. A cause de son existence, l'impédance de la diode passe par un maximum pour une valeur du courant I_o.

D'une façon tout à fait générale, le courant de déplacement a pour expression :

(25) $$I_{da} = S\varepsilon \frac{\partial E_d(t)}{\partial t}$$

Si $E_d(t) = E'_{do} + \Sigma E_{dn} \sin (n\,\omega t + \phi_n)$

$$I_{da} = \Sigma I_{da_n} = \Sigma\, n\, \varepsilon\, \omega \cos (n\,\omega t + \phi_n) . E_{dn} S$$

le courant total issu de la zone d'avalanche s'écrit :

(26) $$I = I_{ca} + I_{da}$$

I_{ca} est donné par les formules (8) ou (9); on en déduit I_n

(28) $$I_n = (A'_n \cos \phi_n - B'_n \sin \phi_n + S E_{dn} n\omega\, \varepsilon) \cos (n\omega t + \phi_n) +$$
$$+ (A'_n \sin \phi_n + B'_n \cos \phi_n) \sin (n\,\omega t + \phi_n)$$

On remarque que la composante I_n, en quadrature avec le champ, peut devenir nulle. L'impédance de la zone d'avalanche est alors purement résistive et le courant I_n est minimum. Dans ce cas :

(29) $$S E_{dn} n\, \varepsilon\omega = B'_n \sin \phi_n - A'_n \cos \phi_n$$

Nous allons montrer l'influence de I_{ca} dans le cas où le champ est purement sinusoïdal ($E_2 = 0$, $E_1 \neq 0$).

Quand la condition précédente est remplie, on dit que la zone d'avalanche est à la résonance. Ceci est obtenu pour un courant $I_o = I_x$ (courant d'avalanche) à fréquence fixe où pour une fréquence $f = f_a$ (fréquence d'avalanche) à courant fixe. La condition 29 devient alors :

(30) $$S E_1 \, \omega \, \varepsilon = - A'_1$$

or dans ce cas $A'_1 = B_{\frac{1}{ca}} \, \delta \, E_1$

et $B_{\frac{1}{ca}}$ est donnée par l'équation 24. Dans ces conditions :

(31) $$S E_1 \, \omega \, \varepsilon = + 2 \, I_x \left\{ \frac{B_1}{B_o} (A) - \frac{B_3}{B_o} (A) \frac{B_2}{B_o} (B) \right\}$$

si le champ E_1 est faible ($E_1 = E_{1o}$ et $A = A_o$), $\frac{B_1}{B_o} (A_o)$ tend vers $\frac{A_o}{2}$ et comme

$$A = \frac{4}{\omega \, \tau_\delta} \; \frac{B_1}{B_o} (\lambda E_1)$$

$$\frac{A_o}{2} = \frac{1}{\omega \, \tau_\delta} \; \lambda E_{1o}$$

et $\frac{B_3}{B_o} (A_o) \frac{B_2}{B_o} (B_o)$ tend vers $\frac{A_o{}^3 \, B_o{}^2}{384}$ qui est négligeable devant $\frac{A_o}{2}$.

Le courant d'avalanche s'écrit alors

(32) $$S E_{1o} \, \omega \varepsilon = 2 \, I_{xo} \frac{1}{\omega \, \tau_\delta} \; \lambda E_{1o}$$

Dans le cas général on obtient :

(33) $$\frac{I_{xo}}{I_x} = \frac{2}{\left(\frac{4}{\omega \tau_\delta} \; \frac{\lambda E_1}{2}\right)} \; \frac{B_1}{B_o} (A) \left\{ 1 - \frac{B_3}{B_o} (A) \frac{B_2}{B_o} (B) \right\}$$

or $$\frac{B_3}{B_1} (A) \frac{B_2}{B_o} (B) \ll 1$$

(34) d'où $$\frac{I_{xo}}{I_x} = \frac{2}{(4/\omega\tau_\delta . \; \lambda E_1/2)} \; \frac{B_1}{B_o} (A) \qquad \text{avec } A = \frac{4}{\omega\tau_\delta} \; \frac{B_1}{B_o} (\lambda E_1)$$

Cette formule est sensiblement différente de celle trouvée [illegible] par d'autres auteurs [2] :

$$\frac{I_{xo}}{I_x} = \frac{2}{\frac{4}{\omega\tau_\delta} \; \frac{\lambda E_1}{2}} \; \frac{B_1}{B_o} \left(\frac{4}{\omega\tau_\delta} \; \frac{\lambda E_1}{2} \right)$$

I.4. Utilisation du calcul numérique

Pour le calcul des puissances et du taux de conversion de la multiplication de fréquences un calcul numérique sur ordinateur permet d'obtenir directement les valeurs de la puissance appliquée sur la diode au fondamental et de la puissance générée à la fréquence harmonique.

La puissance s'écrit :

$$P_n = \frac{U^2_{an} \, G_{\delta n}}{2} = \frac{\delta^2 \, E_{an}{}^2}{2} \, G_{\delta n}$$

Si cette puissance est positive elle est dissipée dans la diode. Si elle est négative, la diode peut la fournir au circuit extérieur.

Remarquons que cette puissance peut s'exprimer analytiquement par

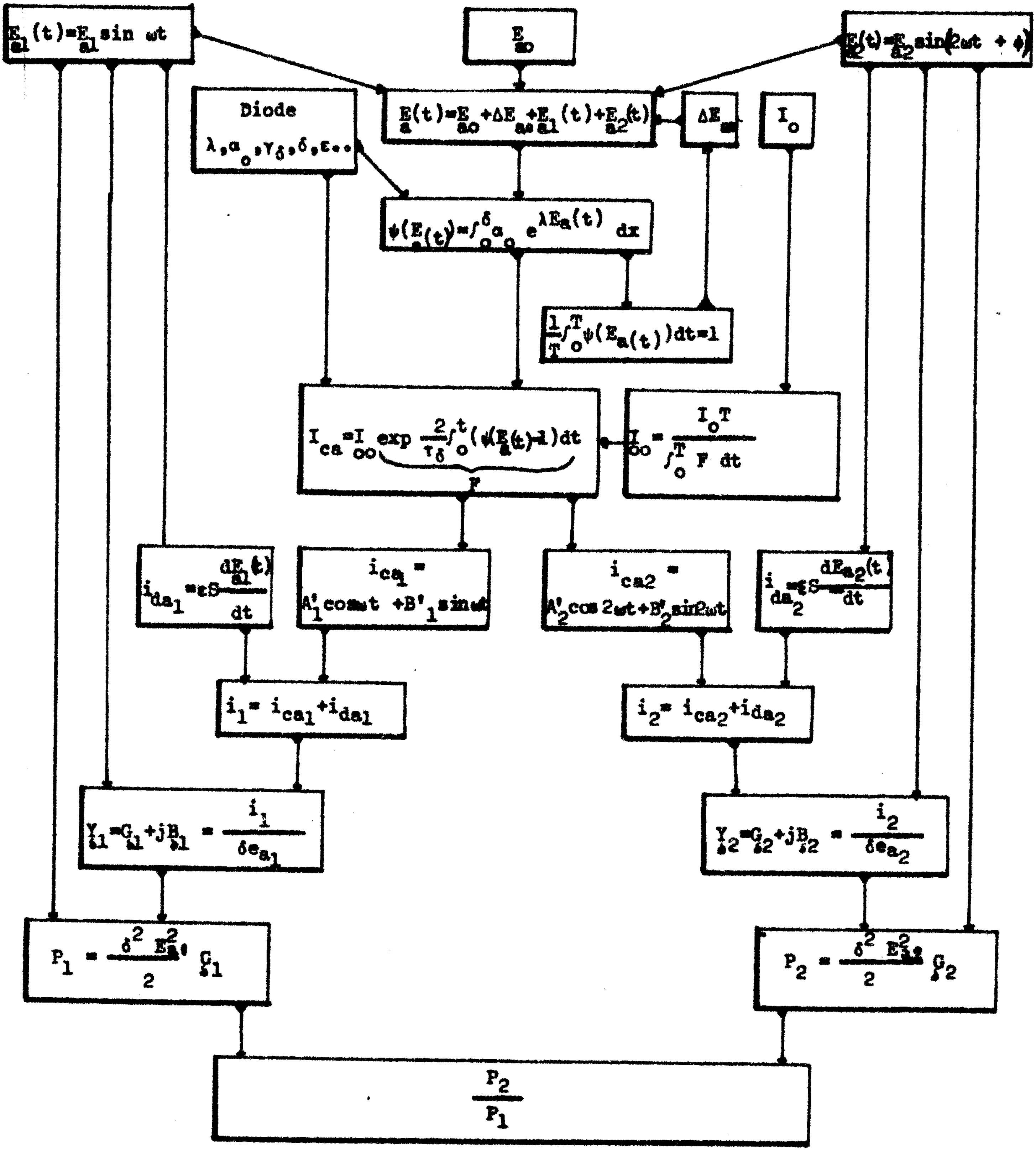
$$P_n = \frac{\delta E_{an}}{2} \, (A_n \sin \phi_n + B_n \cos \phi_n)$$

avec

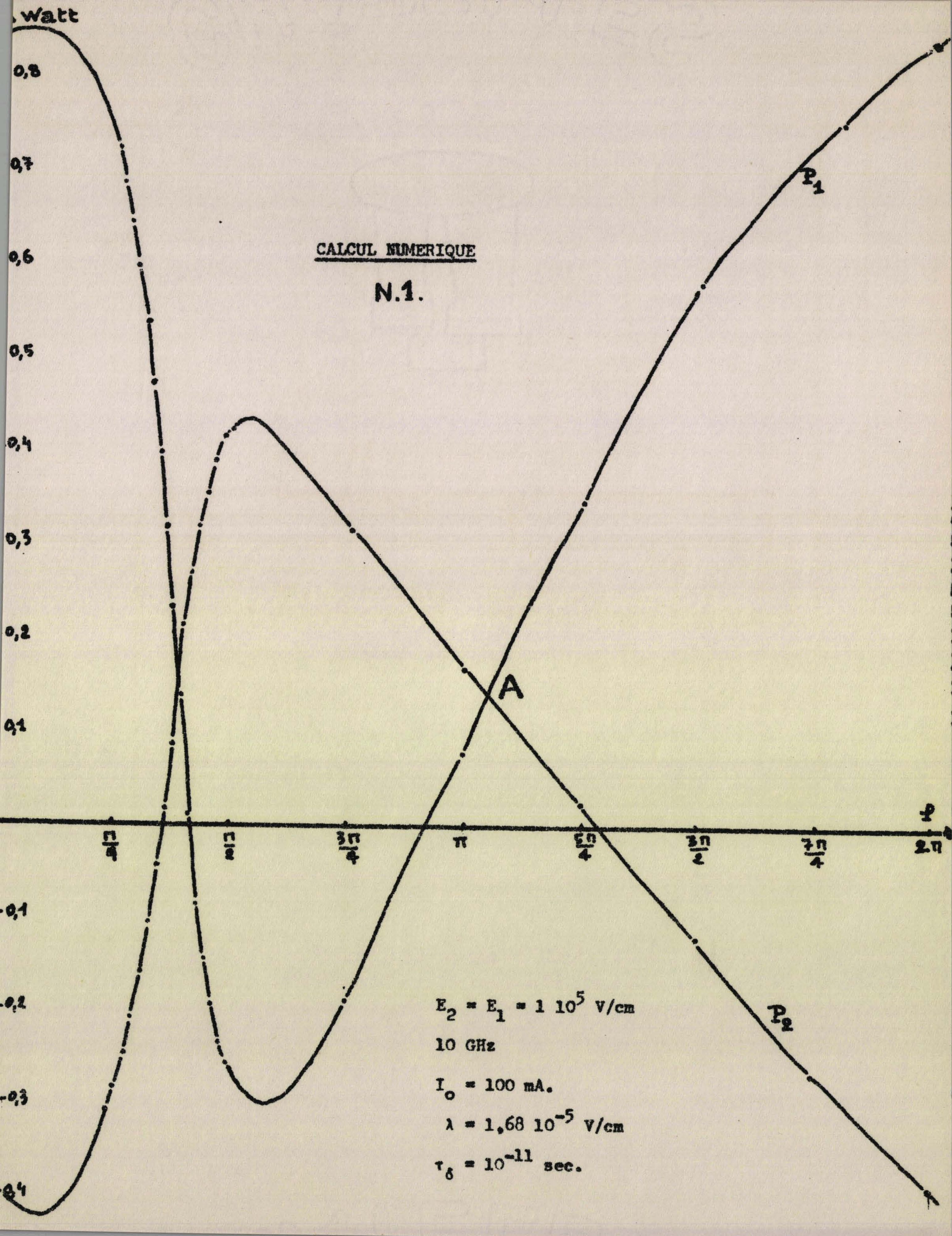
$$A_n = A'_n + n \, \omega \, \varepsilon \quad S \, E_{an} \sin \phi_n$$

$$B_n = B'_n + n \quad \omega \, \varepsilon \, S \, SE_{an} \cos \phi_n$$

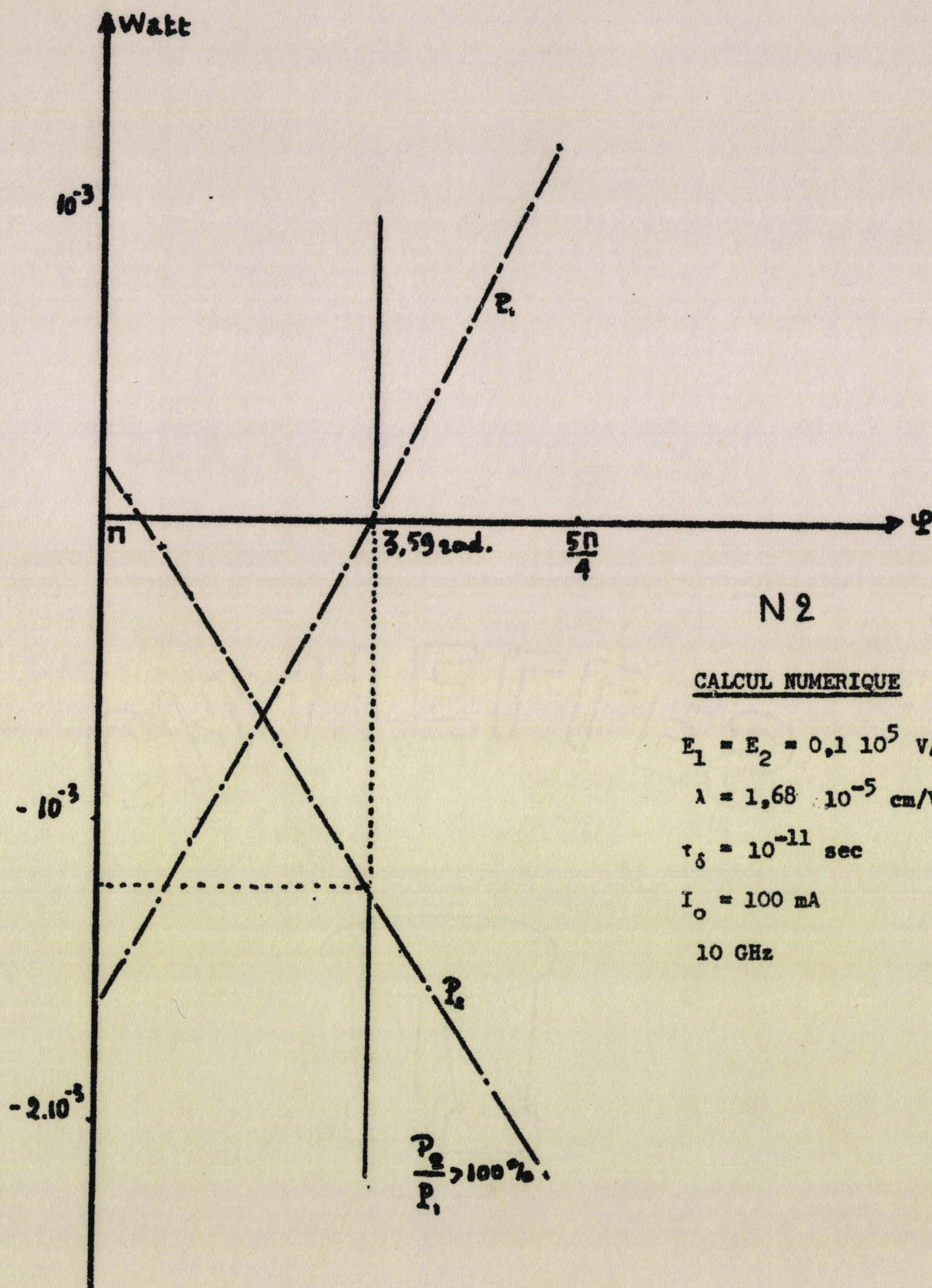
Le calcul numérique peut donner d'autres résultats, comme les courants et les impédances aux différents harmoniques. Il a pour avantage de supprimer les approximations du calcul analytique. Le schéma de calcul est analogue à celui adopté pour l'étude analytique.



CALCUL NUMÉRIQUE



Watt
0,8
0,7
0,6
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
-0,1
-0,2
-0,3
-0,4
CALCUL NUMERIQUE
N.1.
P_1
P_2
A
φ
$\frac{\pi}{4}$
$\frac{\pi}{2}$
$\frac{3\pi}{4}$
π
$\frac{5\pi}{4}$
$\frac{3\pi}{2}$
$\frac{7\pi}{4}$
2π
$E_2 = E_1 = 1\ 10^5$ V/cm
10 GHz
I_o = 100 mA.
$\lambda = 1{,}68\ 10^{-5}$ V/cm
$\tau_\delta = 10^{-11}$ sec.



N 2

CALCUL NUMERIQUE

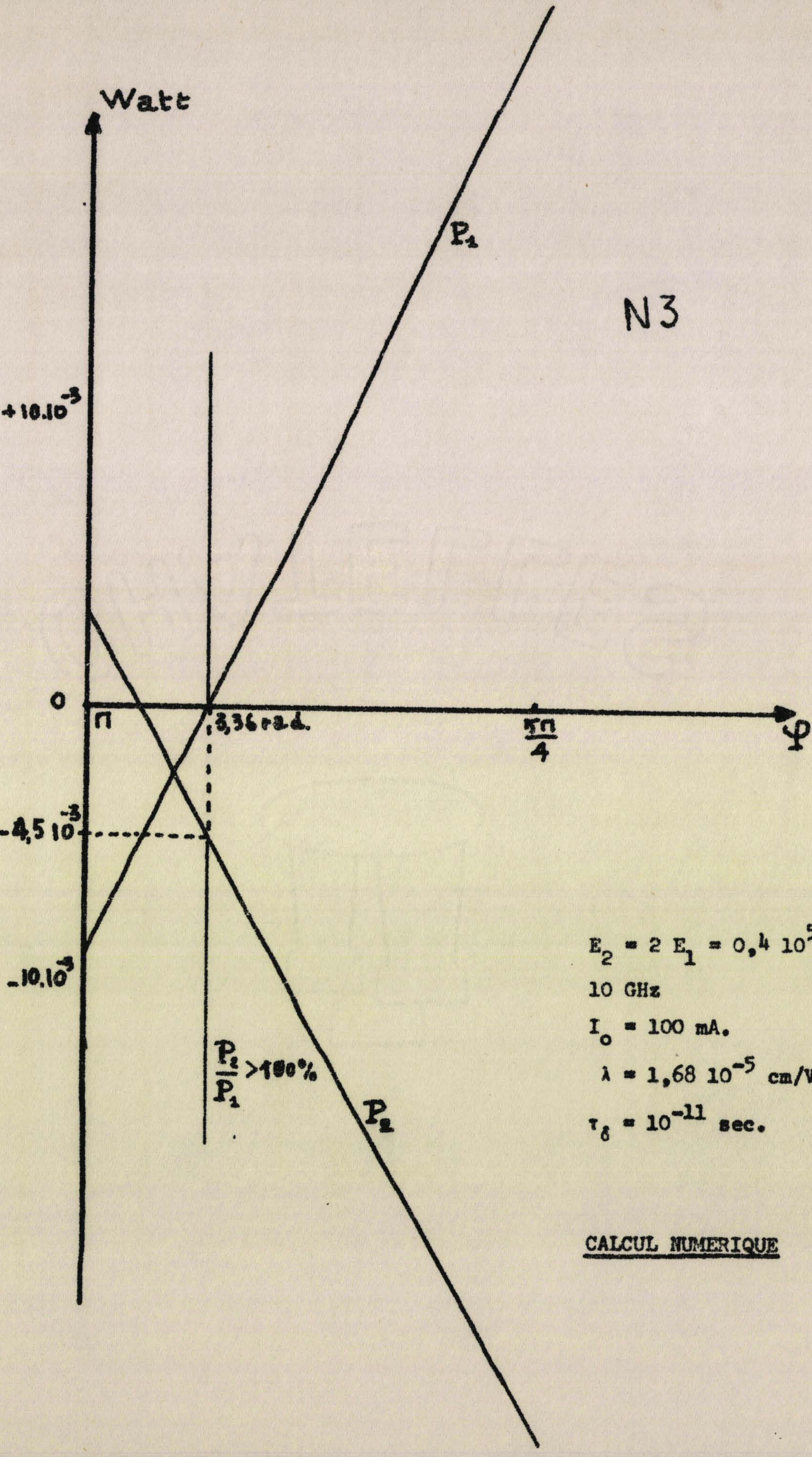
$E_1 = E_2 = 0{,}1\ 10^5$ V/cm

$\lambda = 1{,}68\ 10^{-5}$ cm/V

$\tau_\delta = 10^{-11}$ sec

$I_o = 100$ mA

10 GHz



$E_2 = 2\ E_1 = 0,4\ 10^5$ V/cm

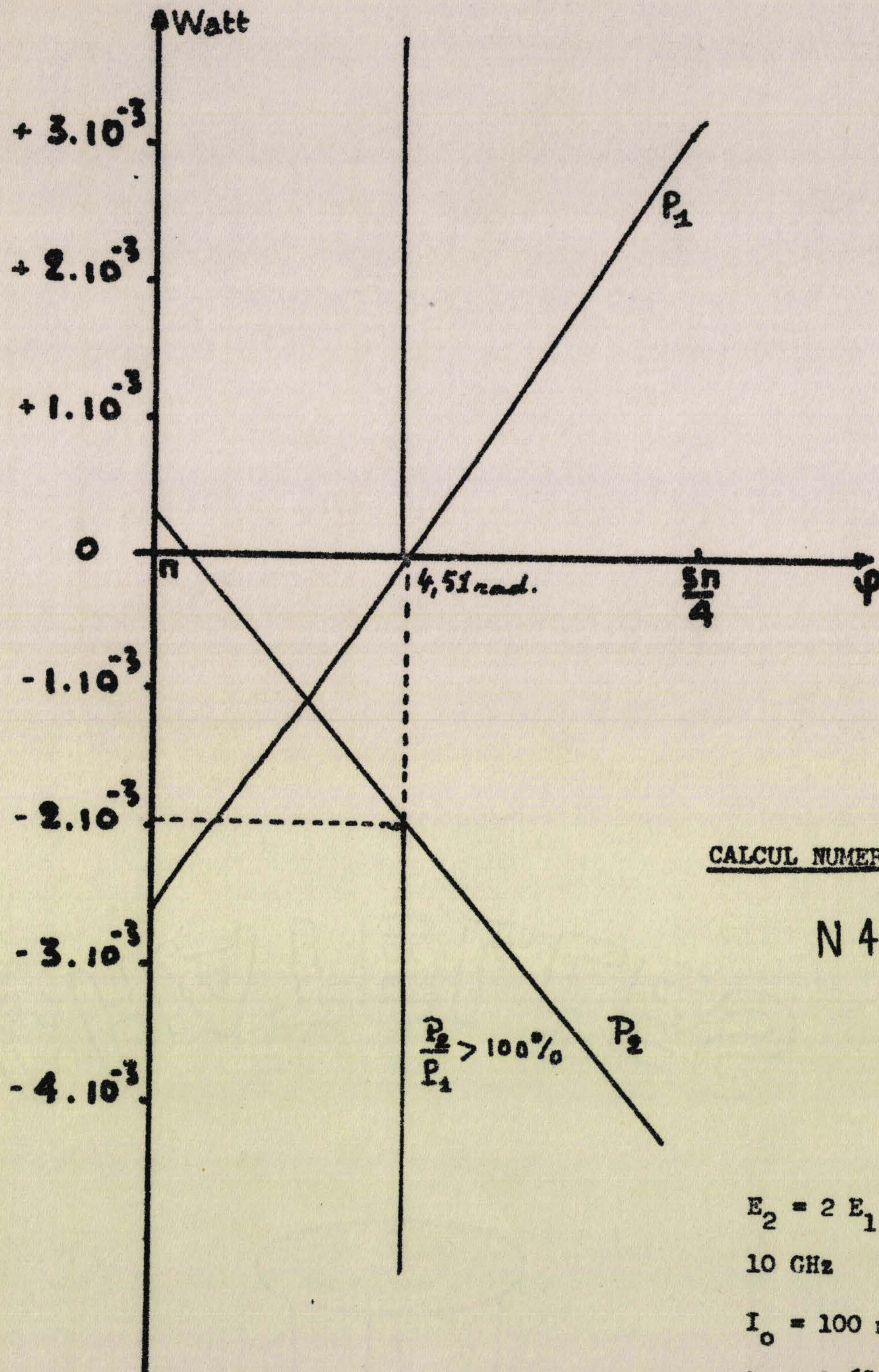
10 GHz

$I_o = 100$ mA.

$\lambda = 1,68\ 10^{-5}$ cm/V

$\tau_\delta = 10^{-11}$ sec.

<u>CALCUL NUMERIQUE</u>



CALCUL NUMERIQUE

N 4

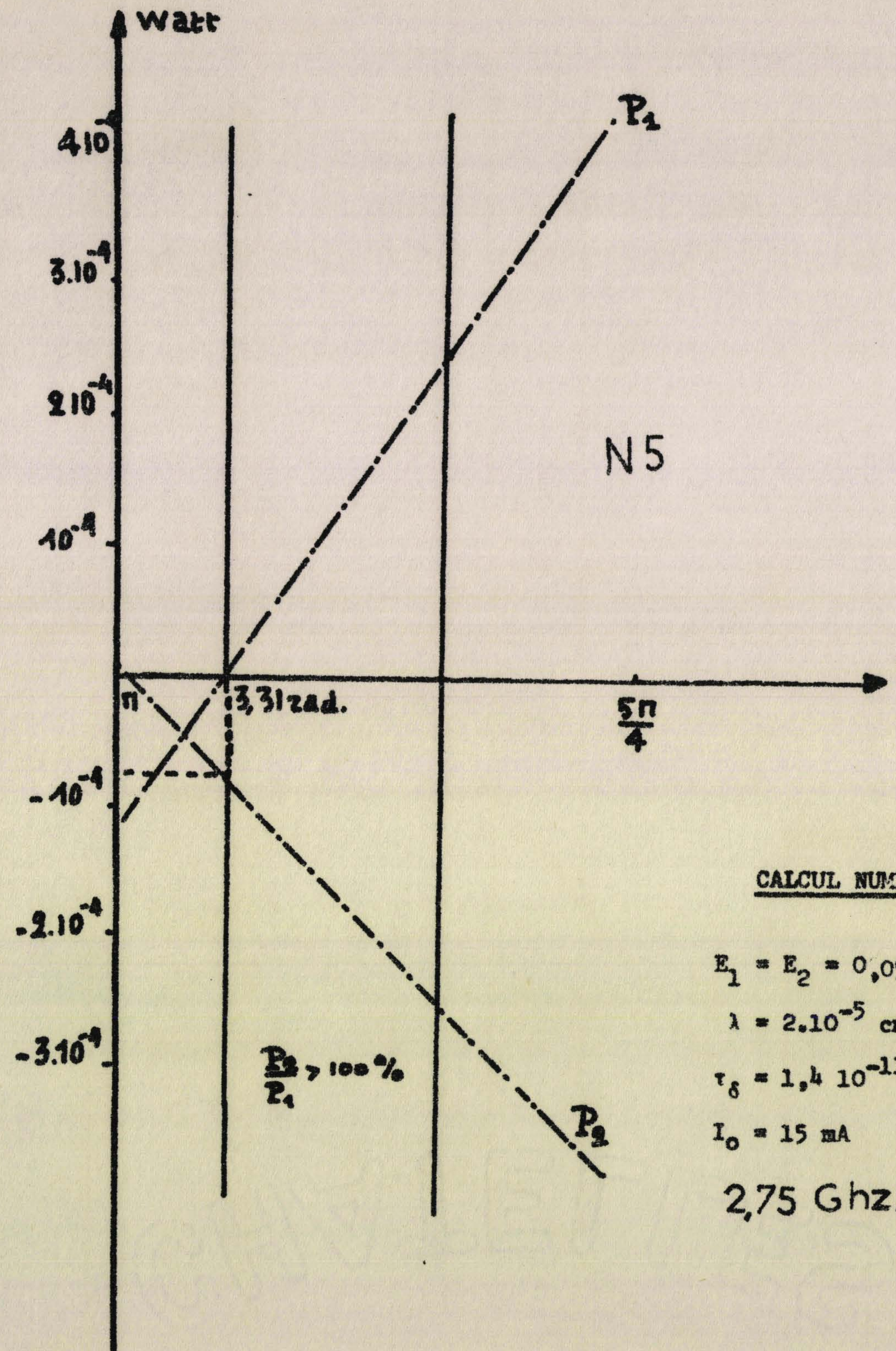
$E_2 = 2\ E_1 = 0{,}2\ 10^5$ V/cm

10 GHz

I_o = 100 mA.

$\lambda = 1{,}68\ 10^{-5}$ cm/V

$\tau_\delta = 10^{-11}$ sec.



CALCUL NUMERIQUE

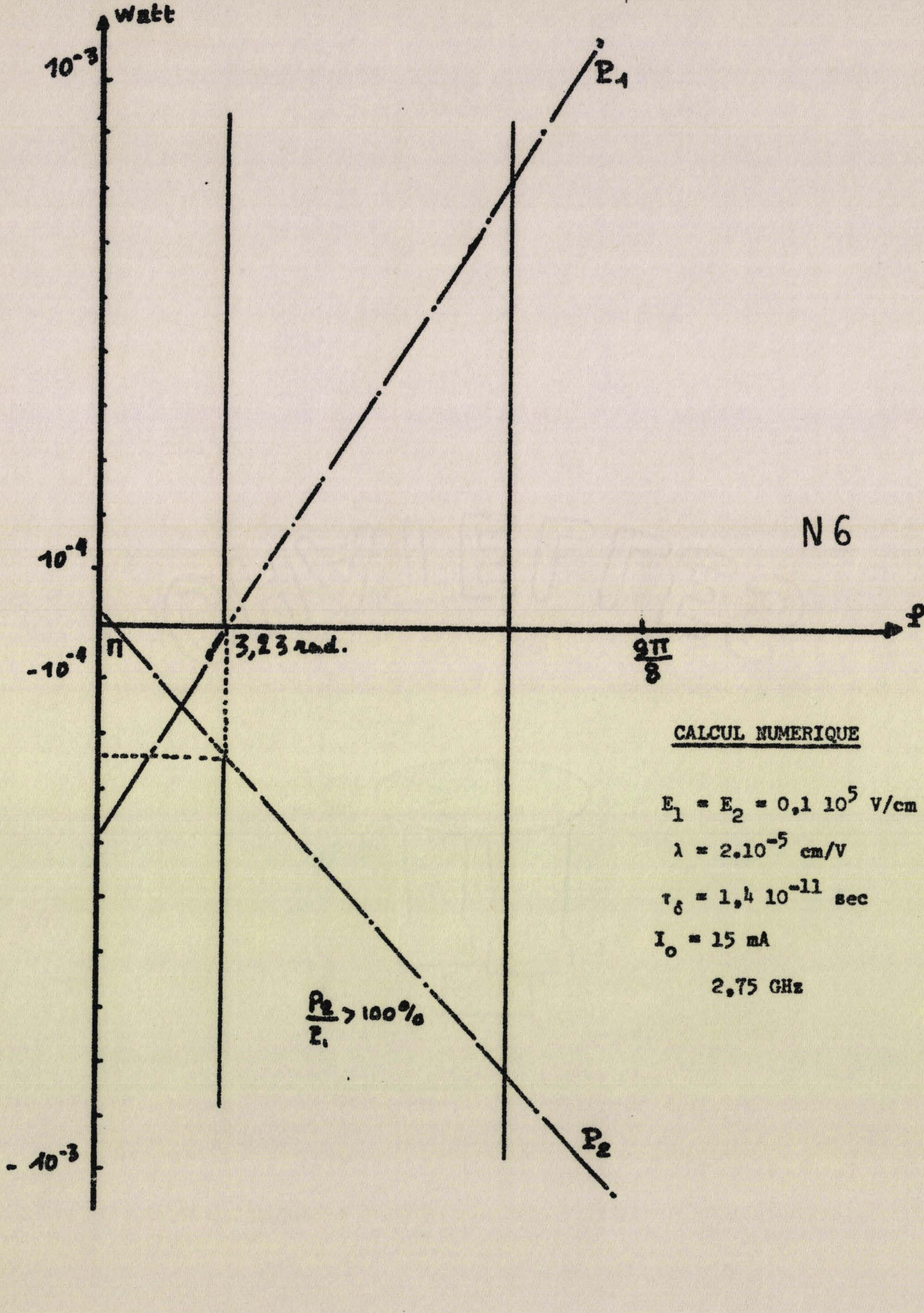
$E_1 = E_2 = 0,05\ 10^5$ V/cm

$\lambda = 2.10^{-5}$ cm/V

$\tau_\delta = 1,4\ 10^{-11}$ sec

$I_o = 15$ mA

2,75 Ghz.



N 6

CALCUL NUMERIQUE

$E_1 = E_2 = 0{,}1\ 10^5$ V/cm

$\lambda = 2.10^{-5}$ cm/V

$\tau_\delta = 1{,}4\ 10^{-11}$ sec

$I_o = 15$ mA

2,75 GHz

Nous avons sélectionné parmi les nombreux résultats obtenus quelques uns qui nous ont paru caractéristiques.

L'allure générale des courbes obtenues est donnée par le graphique N.1. On voit que $P_1 > - P_2$. Les taux de conversion ne sont donc pas intéressants dans ce cas qui reflète la majorité de nos résultats. Néanmoins, le point A peut se trouver du coté des puissances négatives. Sur les graphiques N_2, N_3, N_4 nous voyons que cette condition est réalisée. Le taux de conversion est alors supérieur à 100 %.

Enfin les graphiques N_5 et N_6 sont les résultats pour la diode utilisée. On constate encore des taux de conversion assez importants et supérieurs à 100 %.

Nous pensons par la suite développer le calcul numérique qui seul permet de résoudre ce problème sans aucune approximation.

I.5. Influence de la zone de transit

Montrons que la zone de transit peut amener une résistance négative susceptible d'annuler la résistance positive de la zone d'avalanche

Soit $$M_1 = \frac{I_{ca_1}}{I_{ca_1} + I_{da_1}} = m_1 \, e^{j \kappa_1}$$

$$I_1 = I_{ca_1} + I_{da_1}$$

Un calcul analogue à celui proposé dans Acta électronica [4] nous permet de trouver l'impédance de la zone de transit.

Soient

C_t la capacité de la zone de transit.

et $$X(\theta_1) = \frac{(- \cos \theta_1}{\theta 1} \quad \text{avec } \theta_1 = \omega \frac{\omega - \delta}{v}$$

Cette impédance s'écrit :

$$Z_t = \frac{1}{C_t \omega} \left(M_1 \chi (\theta_1) - j(1 - M_1 \frac{\sin \theta_1}{\theta_1}) \right)$$

et la résistance s'écrit :

$$R_t = \frac{1}{\theta_1 \; C_t \omega} \left(\cos \kappa_1 - \cos (\theta_1 + \kappa_1)\right)$$

On voit que R_t est négatif si

$$\cos (\theta_1 + \kappa_1) > \cos \theta_1$$

Une théorie plus complète de la zone de transit fera l'objet de travaux ultérieurs. Nous pouvons dès à présent espérer calculer des taux de conversion théoriques plus importants que ceux obtenus jusqu'à ce jour. Ainsi nous saurons quel est le modèle de diode idéal pour réaliser un multiplicateur de fréquences.

II. ETUDE EXPERIMENTALE

Les diverses techniques de mesures que nous avons développées se divisent en deux grandes parties :

- d'une part l'étude du régime non linéaire
- d'autre part, l'application à la multiplication de fréquences.

II.1. Etude expérimentale en régime non linéaire

.. .. ΔU : Variation du champ continu dans la zone d'avalanche avec la tension hyperfréquence

a) Dispositif expérimental

L'utilisation d'un émetteur radar a permis d'exciter la diode par des impulsions de fortes puissances hyperfréquences. L'étude en régime non linéaire a donc été possible sans crainte de destruction de la diode.

Le schéma du montage est donné par la figure 1.

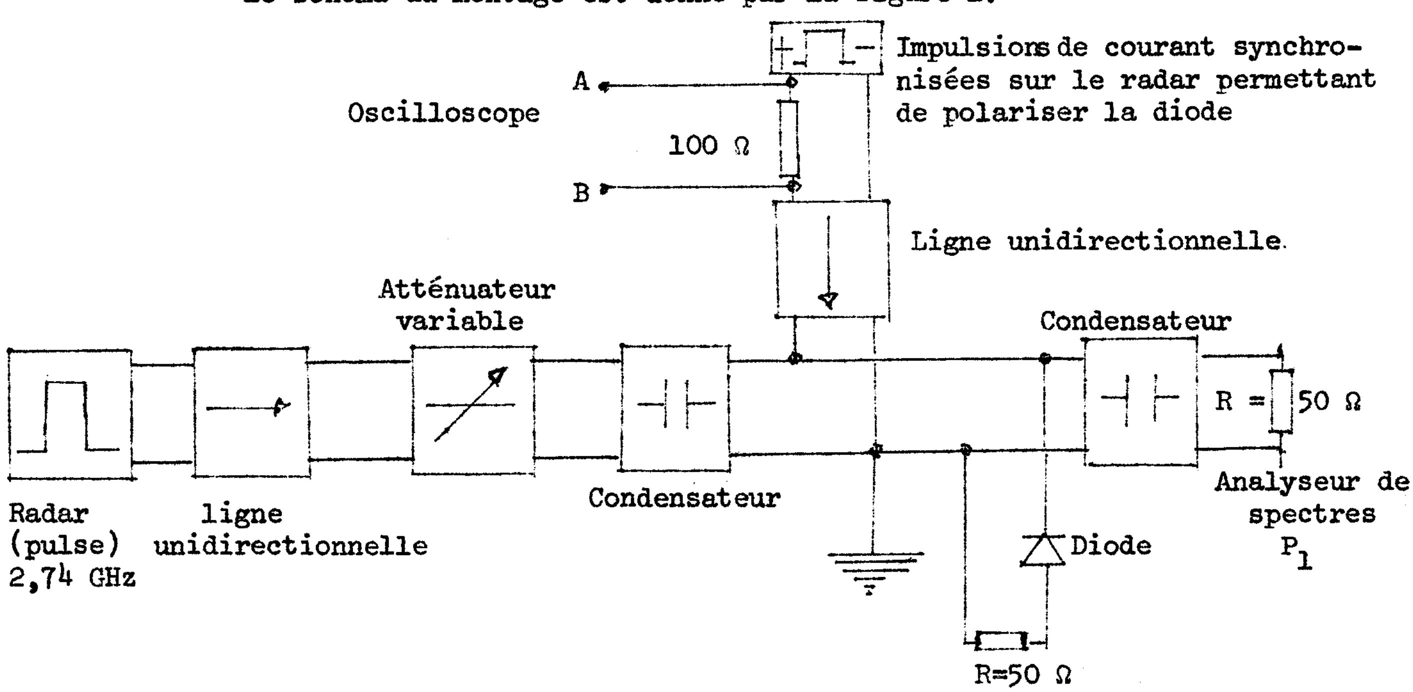
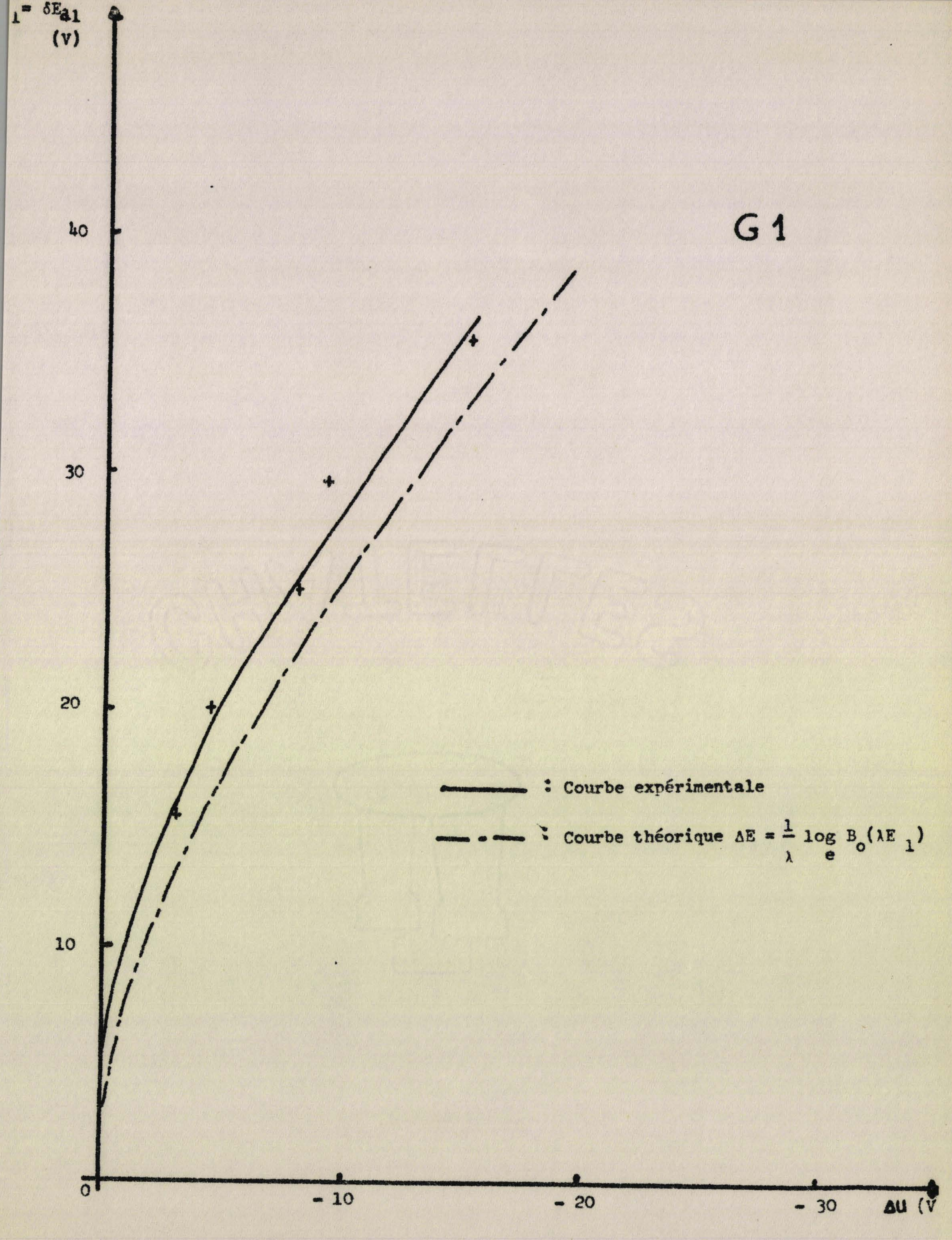


Figure 1


δEa1
(V)
40
30
20
10
0
G 1
- 10
- 20
- 30
ΔU (V
: Courbe expérimentale
: Courbe théorique $\Delta E = \frac{1}{\lambda} \log_e B_o(\lambda E_1)$

b) Expérience et résultats

L'oscilloscope sert à contrôler, d'une part le courant de polarisation et d'autre part la tension U aux bornes de la diode.

La voie B permet de mesurer ΔU_o quand on augmente la puissance hyperfréquence.

On mesure la tension hyperfréquence aux bornes de la diode à l'aide de l'analyseur de spectre qui nous indique les puissances P_1 et P'_1 appliquées sur 50 Ω

Soit U_o la tension hyperfréquence maximum aux bornes de la diode

$$U_1 = \sqrt{2\,RP_1} - \sqrt{2\,R\,P'_1}$$

La courbe G.1 représente les résultats obtenus.

c) Comparaison avec la théorie

Le tracé théorique qui se trouve sur le graphique G1 correspond à la formule (6)

Nous avons pris $\lambda = 2.10^{-7}\ (V/m)^{-1}$

$\delta = 2\ 10^{-6}$ m

$v = 10^5$ m/sec

$\omega = 2{,}74$ GHz

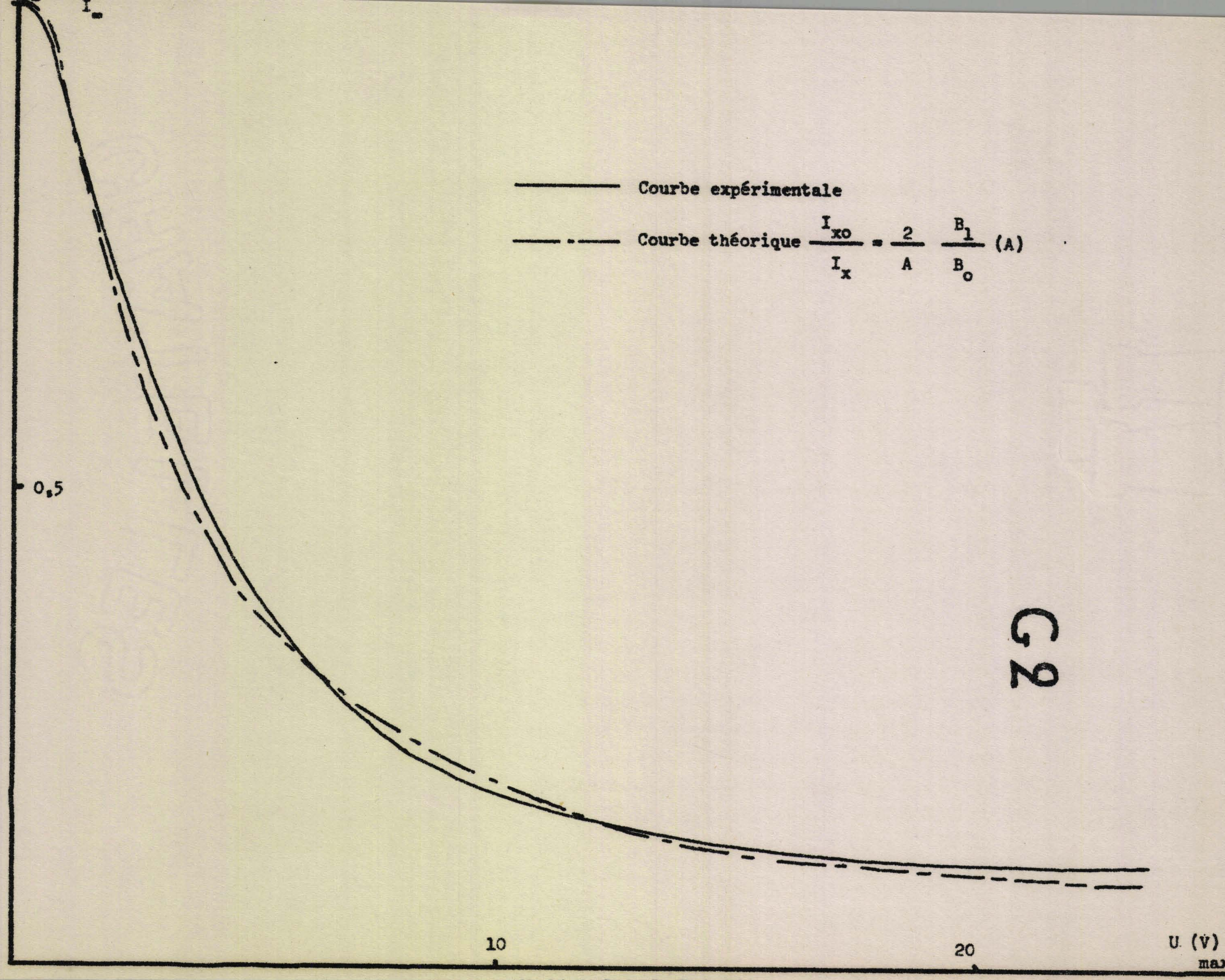
Le zéro de ΔU correspond bien entendu à la tension d'avalanche de la diode à faibles niveaux hyperfréquences pour $I_o = 20$ mA. Soit ici $U_o = 57$ Volts

On voit que les courbes expérimentale et théorique coincident et que par conséquent le fait de négliger le terme D dans le calcul de ΔE_a (§I.2.2.) est justifié.

II.1.2. Variation du courant d'avalanche avec la tension hyperfréquence

a) dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est le même que celui indiqué figure 1. L'oscilloscope n'intervient que pour la mesure du courant I_o


I
0,5
10
20
U (V)
max
Courbe expérimentale
Courbe théorique $\frac{I_{xo}}{I_x} = \frac{2}{A} \frac{B_1}{B_o}$ (A)

G2

b) Expérience et résultats

L'analyseur de spectre permet de répérer le courant d'avalanche (I_x) quand il mesure P'_1: On règle I_o pour avoir P'_1 minimum. On a alors $I_o = I_x$ P_1 et P'_1 nous permettent de msurer la tension aux bornes de la diode.

$$U = \sqrt{2 R P_1} - \sqrt{2 R P'_1}$$

I_{xo} est le courant d'avalanche aux faibles niveaux hyperfréquences.
I_x est le courant d'avalanche à niveau hyperfréquence quelconque.

On trace la courbe (G.2) $\dfrac{I_{xo}}{I_x} = f(U_o)$

c) Comparaison avec la théorie

En réalité le courant mesuré n'est pas le courant d'avalaache I_x qui apparait dans la théorie. Il diffère de celui ci d'un facteur qui est du à la capacité du boitier C_B de la diode. Soit I_α le courant mesuré

$$\frac{I_\alpha}{I_x} = \frac{I_{\alpha o}}{I_{xo}} = 1 + \frac{C_B}{C_T} K$$

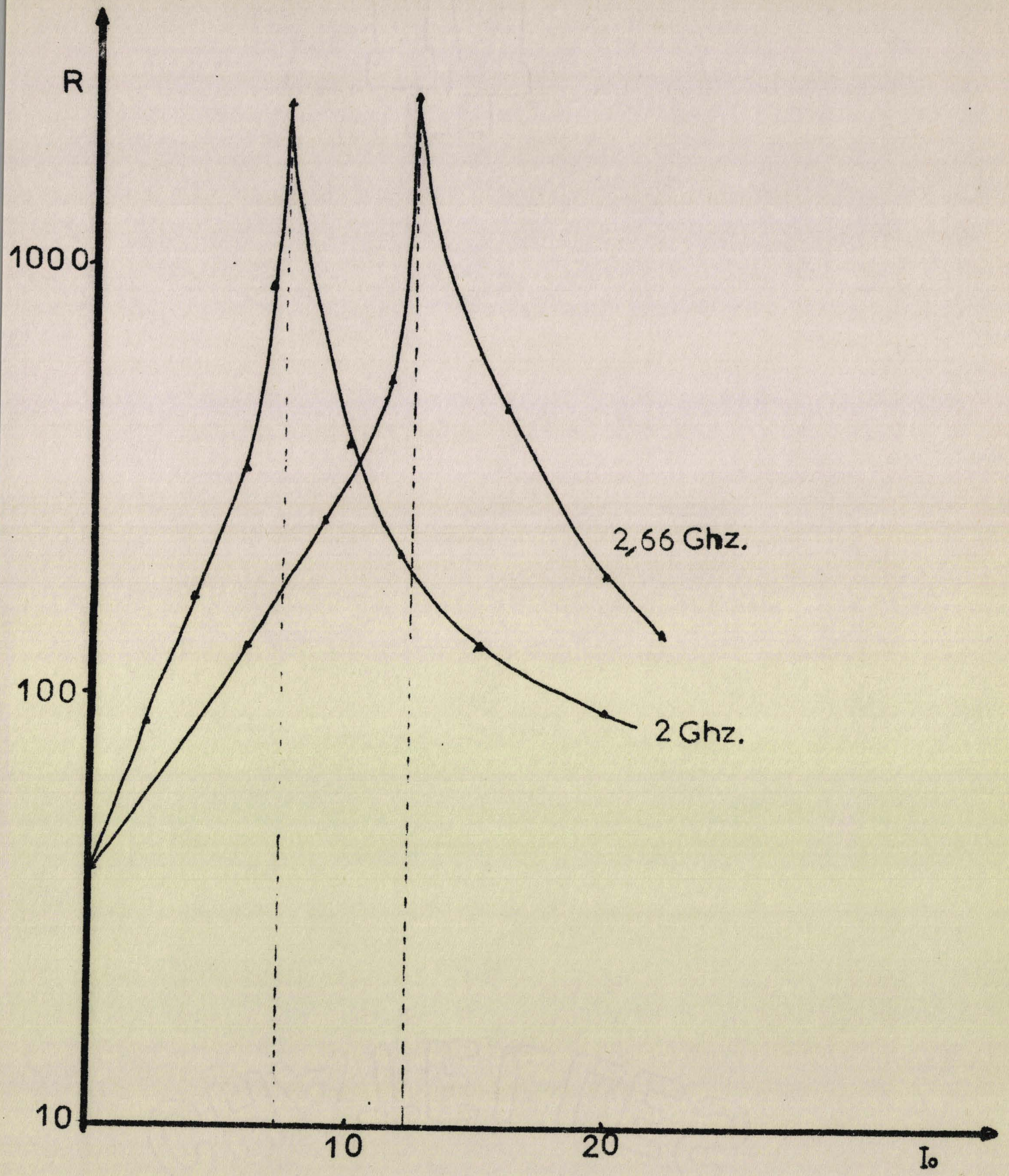
On démontre que dans les conditions de l'expérience, K est voisin de 1 (Voir acta électronica : annexe 1).

La mesure du rapport $\dfrac{I_{\alpha o}}{I_\alpha} = \dfrac{I_{xo}}{I_x}$ en fonction de U permet la vérification de la formule(34). Le tracé de la courbe théorique coincide parfaitement avec le tracé expérimental. Ceci signifie que même si I_α est un courant très différent du courant I_x il ne diffère de celui ci que d'un facteur multiplicatif constant.

II.1.3. Etude des variations d'impédance de la diode avec I_o

a) Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé est toujours celui de la figure 1. Il est également possible de faire la mesure avec un générateur hyperfréquence non pulsé au lieu du radar. La polarisation est alors continue et le



G 3

courant de polarisation est lu sur un amperemètre. C'est ce que nous avons fait.

b) Expérience et résultats

Comme précédemment on mesure P_1 et P'_1, ce qui nous permet de déduire l'impédance Z_D de la diode

$$Z_D = R\left(\sqrt{\frac{P_1}{P'_1}} - 1\right)$$

On fait cette mesure à tension hyperfréquence constante sur la diode pour différentes valeurs de I_o : G.3

c) Interprétation

On constate que l'impédance de la diode passe par un maximum pour le courant $I_o = I_x$.

Si cette mesure est faite à différentes fréquences on vérifie que :

$$\frac{I_{x_1}}{I_{x_2}} = \frac{\omega_1^2}{\omega_2^2}$$

II.1.4. Etude des courants harmoniques

a) Dispositif expérimental

Pour des raisons de commodités nous avons étudié les différents courants harmoniques en régime continu. Le schéma du dispositif expérimental est donné figure 2.

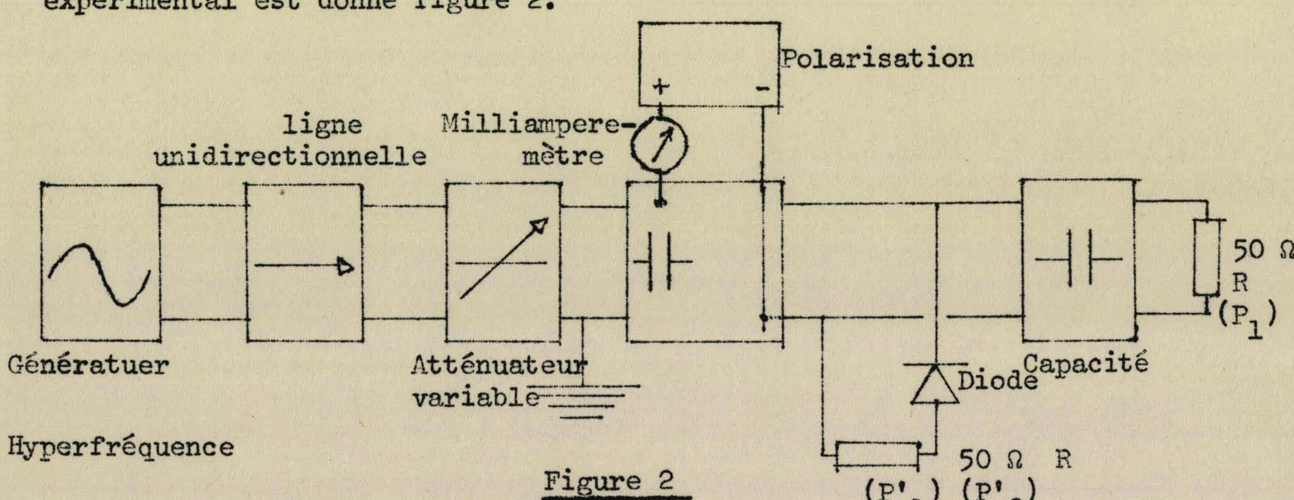


Figure 2

b) Expérience et résultats

D'une part l'analyseur de spectre nous permet de mesurer la tension hyperfréquence U_1 aux bornes de la diode

$$U_1 = \sqrt{2\,R\,P_1} - \sqrt{2\,R\,P'_1}$$

D'autre part il nous permet de mesurer les différents courants harmoniques I_1, I_2... I_n

$$I_n = \sqrt{\frac{2\,P'_n}{R}}$$

Les résultats expérimentaux $I_n = f(U)$ que nous avons obtenus pour différentes fréquences et différents courants I_o sont représentés sur les graphiques G4, G5 et G6.

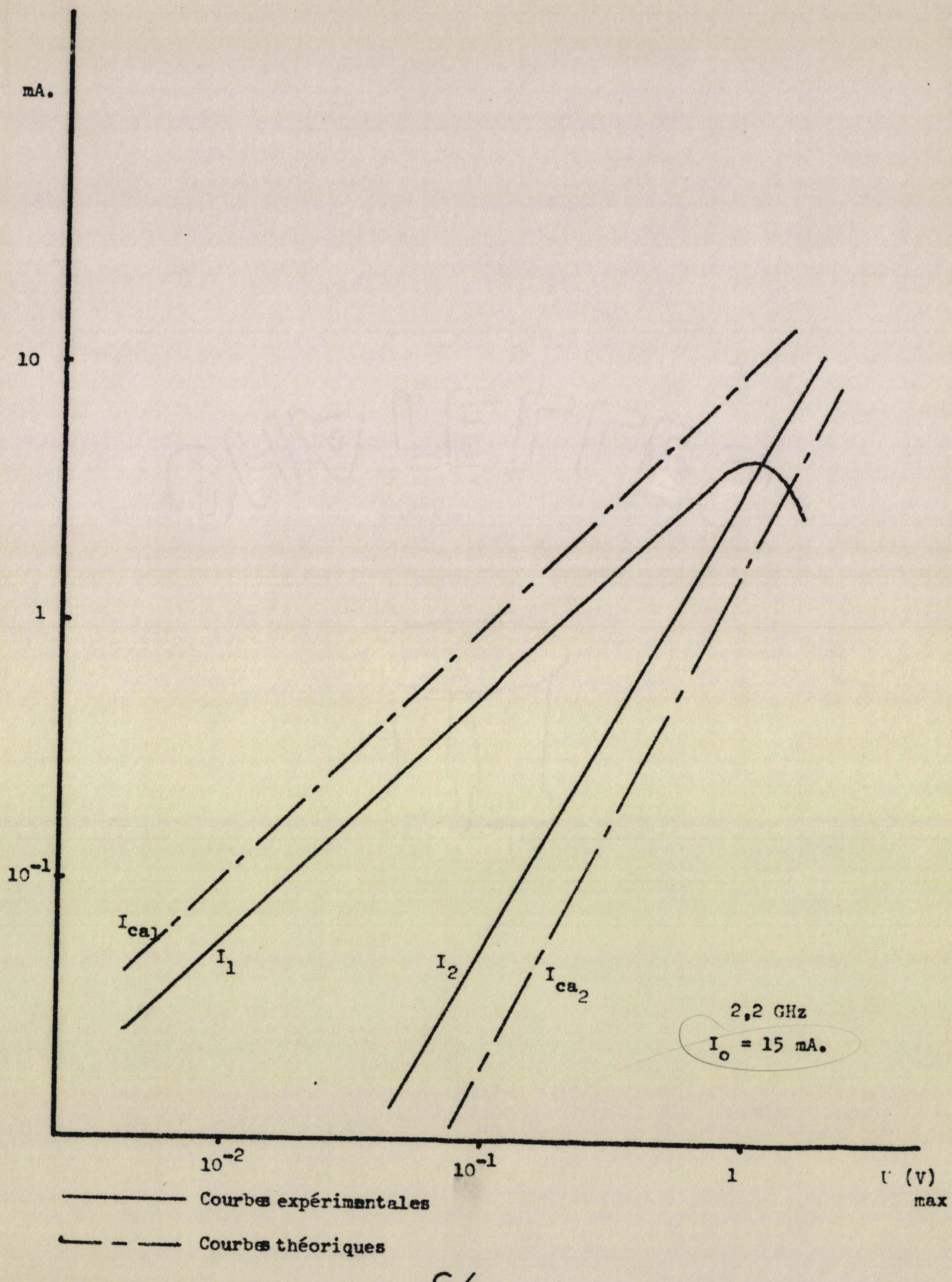
c) Comparaison avec la théorie

Sur les mêmes graphiques nous avons représenté les courants théoriques Ica_1, Ica_2... en fonction de la tension hyperfréquence dans le cas où la diode n'est soumise qu'à une tension hyperfréquence purement sinusoidale

De ce fait, deux causes d'erreurs expliquent les différences entre les courbes I_n et Ica_n.

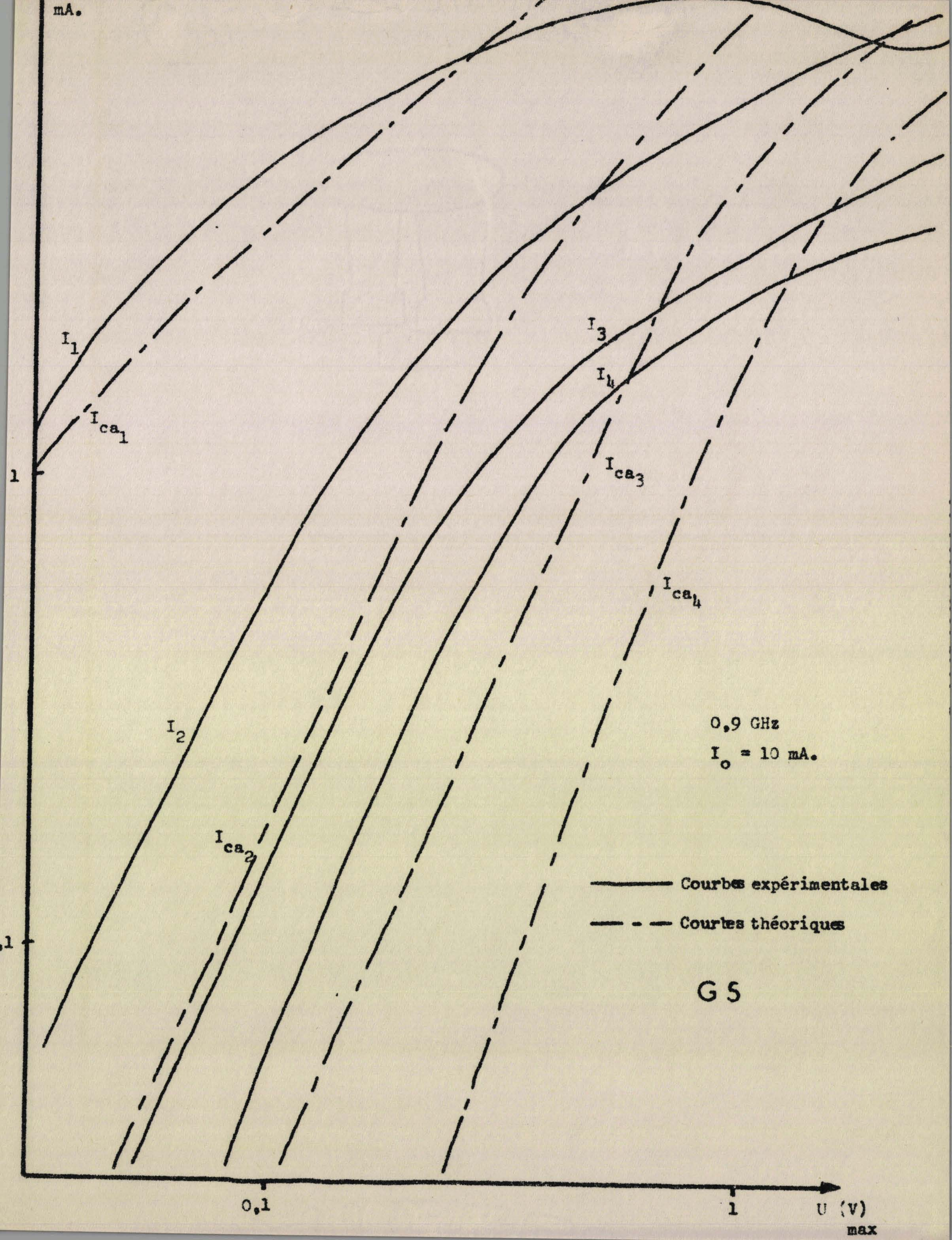
- Tout d'abord la diode est soumise à des champs hyperfréquences harmoniques déphasés par rapport au fondamental. La structure même du montage utilisé nous interdit la mesure de ces déphasages. Donc les formules théoriques calculées pour un champ purement sinusoidal ne sont plus valables.
- Ensuite, comme nous ne connaissons pas les relations de phase entre les différentes fréquences, il nous est impossible de connaitre les relations de phase entre les différents courants de déplacement et de conduction.

Néanmoins il apparait clairement que les pentes des courbes expérimentales respectent parfaitement les pentes des courbes théoriques. Ce qui vérifie bien que le terme prédominant dans l'expression des courants Ica_n s'écrit :

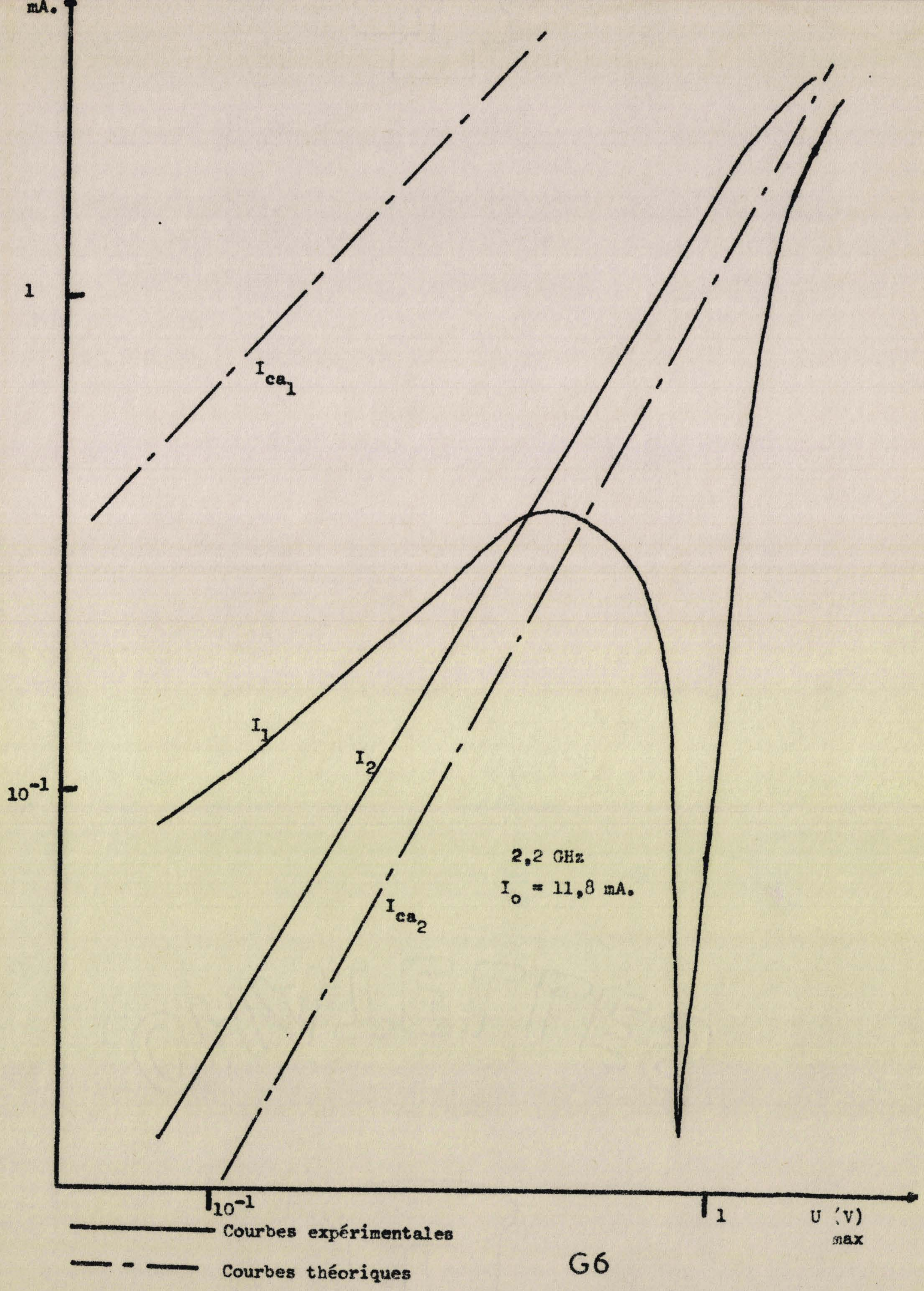


mA.
10
1
10^{-1}
I_{ca_1}
I_1
I_2
I_{ca_2}
2,2 GHz
I_o = 15 mA.
10^{-2}
10^{-1}
1
V_{max} (V)
Courbes expérimentales
Courbes théoriques

G4



mA.
1
,1
I_1
I_{ca_1}
I_2
I_{ca_2}
I_3
I_{ca_3}
I_4
I_{ca_4}
0,9 GHz
I_o = 10 mA.
Courbes expérimentales
Courbes théoriques
G 5
0,1
1
U_{max} (V)


mA.
1
10^{-1}
I_{ca_1}
I_1
I_2
I_{ca_2}
2,2 GHz
I_o = 11,8 mA.
10^{-1}
1
U_{max} (V)
Courbes expérimentales
Courbes théoriques

G6

$$Ica_n = -2 \frac{B_n}{B_o} (A)\, I_o$$

avec, si on ne tient pas compte des harmoniques

$$A = \frac{4}{\omega\tau_\delta} \frac{B_1}{B_o} (\lambda\, Ea_1) \neq\neq \frac{4}{\omega\tau_\delta} \frac{\lambda Ea_1}{2}$$

donc $$Ica_n \neq\neq -2 \frac{1}{n!} I_o \left(\frac{4}{\omega\tau\delta} \frac{\lambda E_1}{4}\right)^n + Ea_1{}^n + U_1{}^n$$

Par ailleurs on constate une chute brutale du courant I_1 sur le graphique G6.

Ce phénomène peut s'expliquer par le calcul numérique. En effet les graphiques N5 et N6 montrent clairement que la puissance dissipée par la diode peut être nulle, donc son impédance infinie, alors que P_2 est négative.

Dans l'étude analytique nous n'avons pas fait intervenir le temps de transit dans la zone d'avalanche τ_γ qui dépend du profil du dopage de la jonction et de l'amplitude de la composante alternative du champ . Ce paramètre est négatif et intervient dans les expressions détaillées de l'impédance de la diode. Il peut donc annuler cette impédance et être la cause de taux de conversion infinis (1) (7).

II.2. Application des effets non linéaires à la multiplication de fréquences.

II.2.1. Possibilité de multiplication de fréquences de la diode polarisée en avalanche

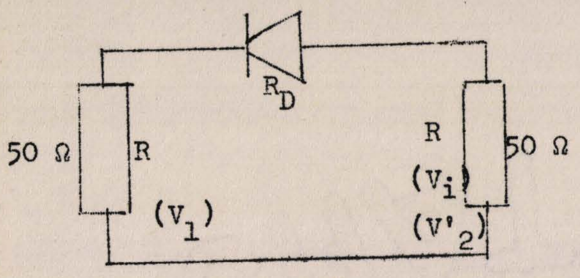
a) Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé est celui de la fig. 2 Mais cette fois nous ne nous interessons qu'à l'harmonique de fréquence double du fondamental.

b) Expérience et résultats

Nous avons calculé la puissance dissipée par la diode au fondamental et la puissance fournie par la diode à l'harmonique 2. En même temps nous avons mesuré l'impédance de la diode au fondamental comme précédemment (§ II.1.3).

Pour mesurer le taux de conversion P_2/P_1 nous avons procédé de la manière suivante :



$$P_1 = \frac{V_1^{\,2}}{R_D + R} = \frac{V_1^{\,2}}{R\left(1 + \dfrac{V_1 - V'_1}{V'_1}\right)} = \frac{V_1 V_1'}{R}$$

$$P_2 = \frac{V_2'^{\,2}}{R}$$

d'ou $$\frac{P_2}{P_1} = \frac{V_2'^{\,2}}{V_1\, V'_1} = \frac{P_e'^{2}}{\sqrt{P_1}\sqrt{P'_1}}$$

Nous accédons à V'_2, V_1, V'_1 en mesurant les puissances dissipées sur les deux résistances de 50 Ω (fig. 2) à l'aide de l'analyseur de spectre.

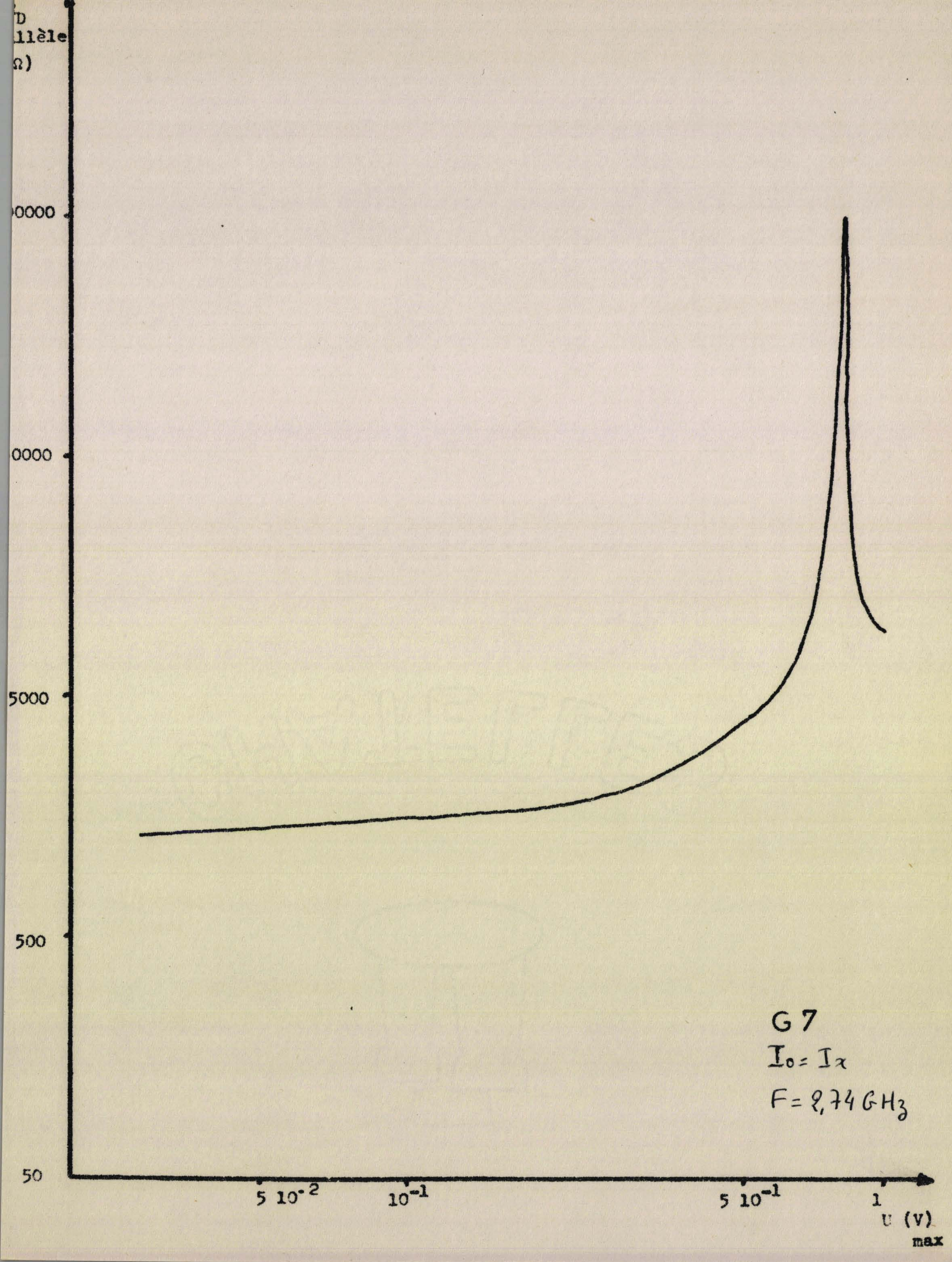
Les courbes obtenues sont données par les graphiques G7 et G8.

Interprétation des résultats

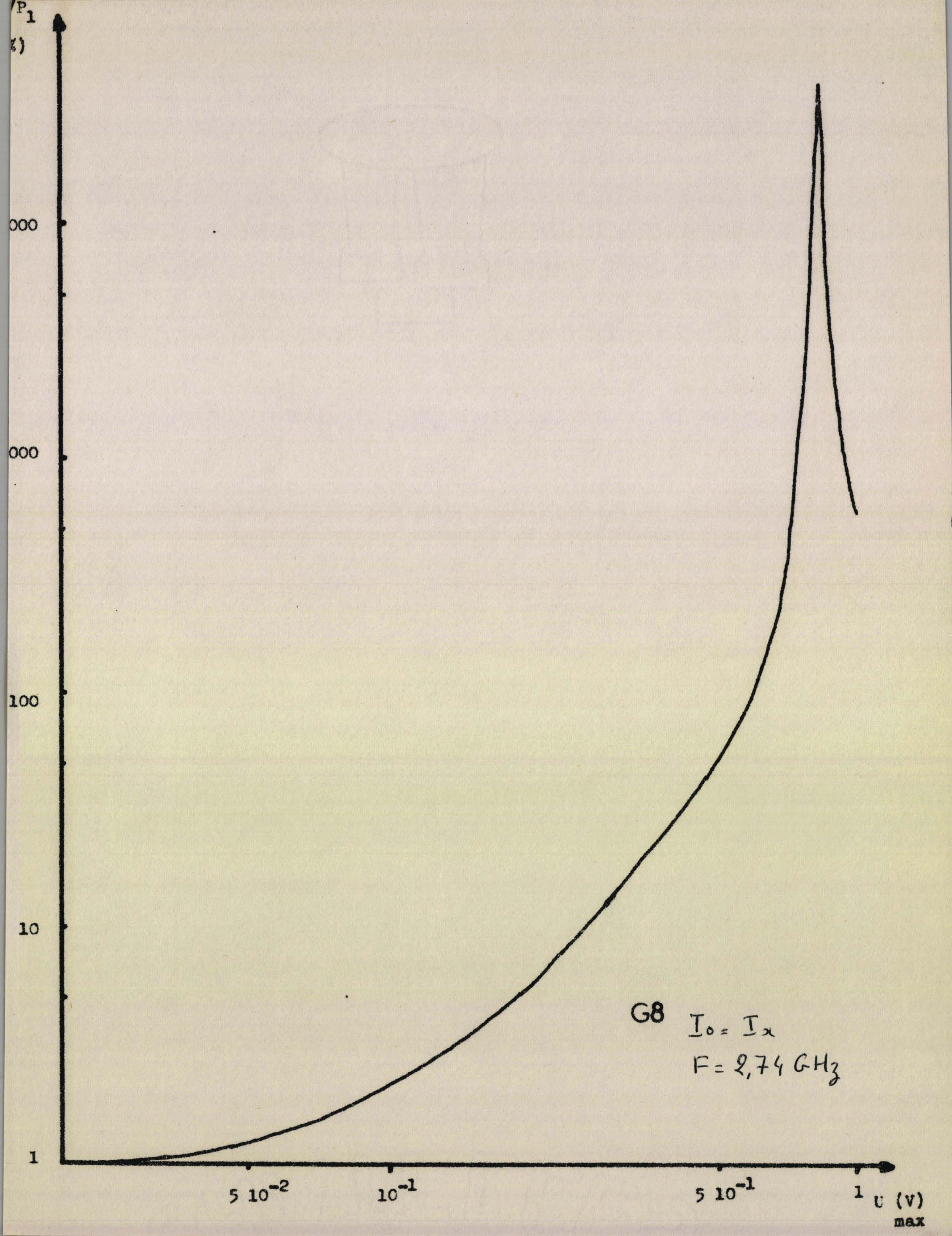
Pour faire cette expérience nous avons polarisé la diode avec un courant I_x nous donnant un phénomène analogue à celui rencontré sur le graphique G6. C'est à dire que l'impédance de la diode semble devenir infinie pour le fondamental. C'est ce qui explique que le rendement atteint des valeurs aussi grandes.

L'explication de ce phénomène est la même que précédemment (§ II.1.4.c) Une application numérique de la formule (3) nous fournit des résultats analogues.

Néanmoins, il semble que les points de fonctionnement où P_2/P_1 est voisin de 10000 % sont très instables et que cet état ne saurait convenir pour une application.



D
llèle
Ω)
0000
0000
5000
500
50
5 10-2
10-1
5 10-1
1
U (V)
max
G 7
I0 = Ix
F = 2,74 GHz



/P1
%)
000
000
100
10
1
5 10-2
10-1
5 10-1
1
U (V) max
G8
I0 = Ix
F = 2,74 GHz

On constate également que dans ce cas la puissance recueillie à l'harmonique 2 est très faible (de l'ordre de 50 μW).

II.2.2. Réalisation d'un multiplicateur de fréquences

a) Dispositif expérimental

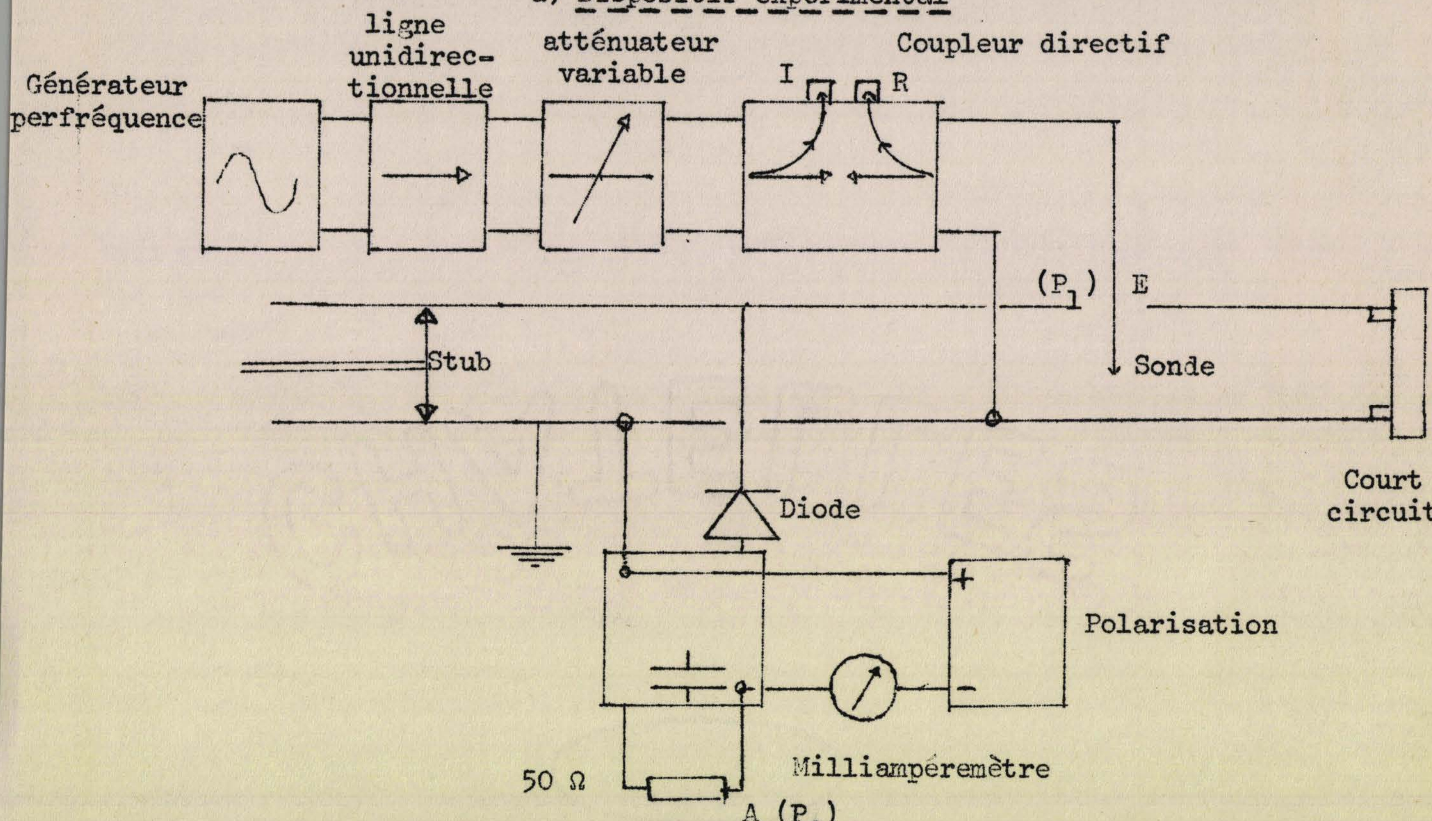


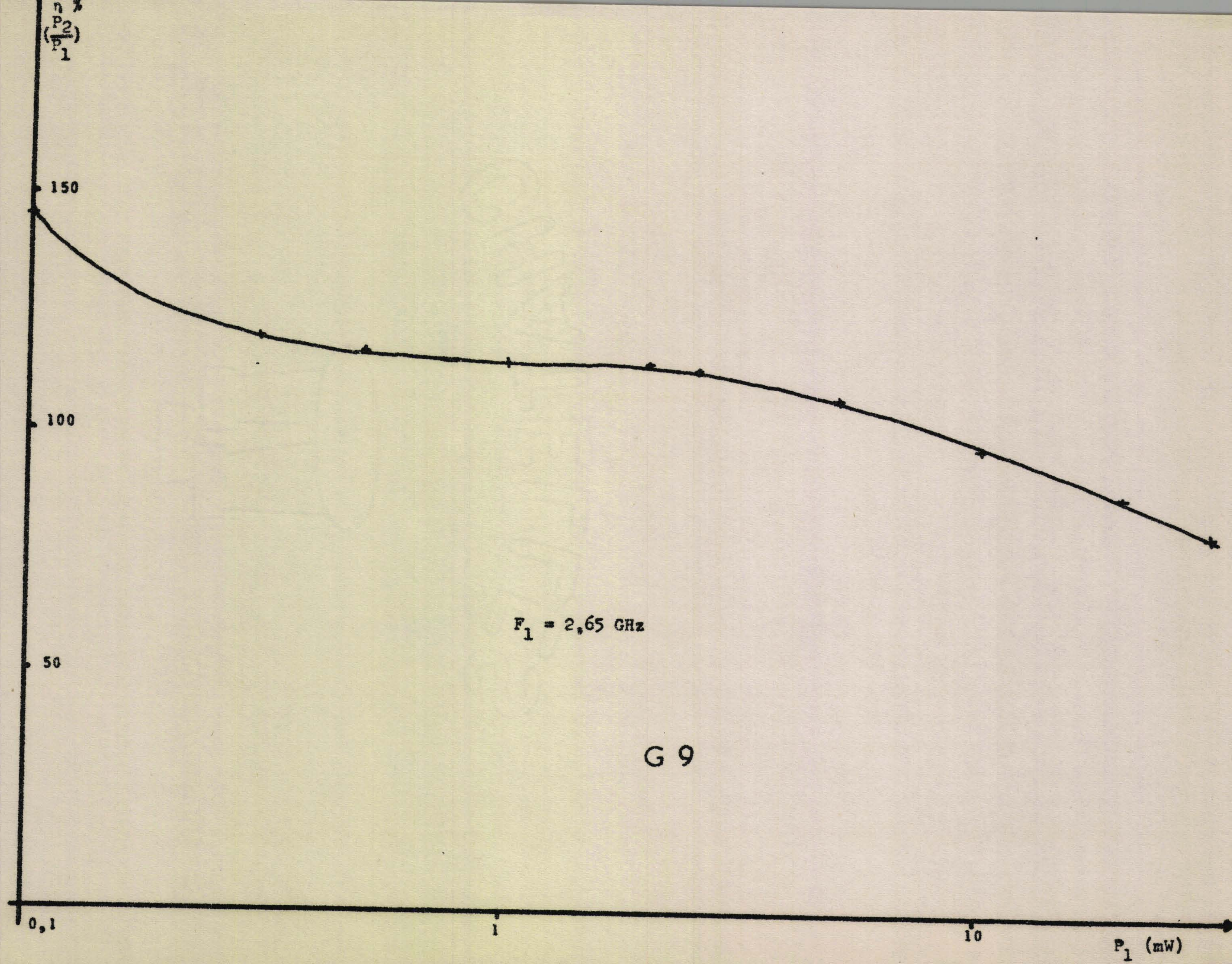
Figure 3

Le dispositif expérimental est donné fig. 3. Les réglages préliminaires sont les suivants :

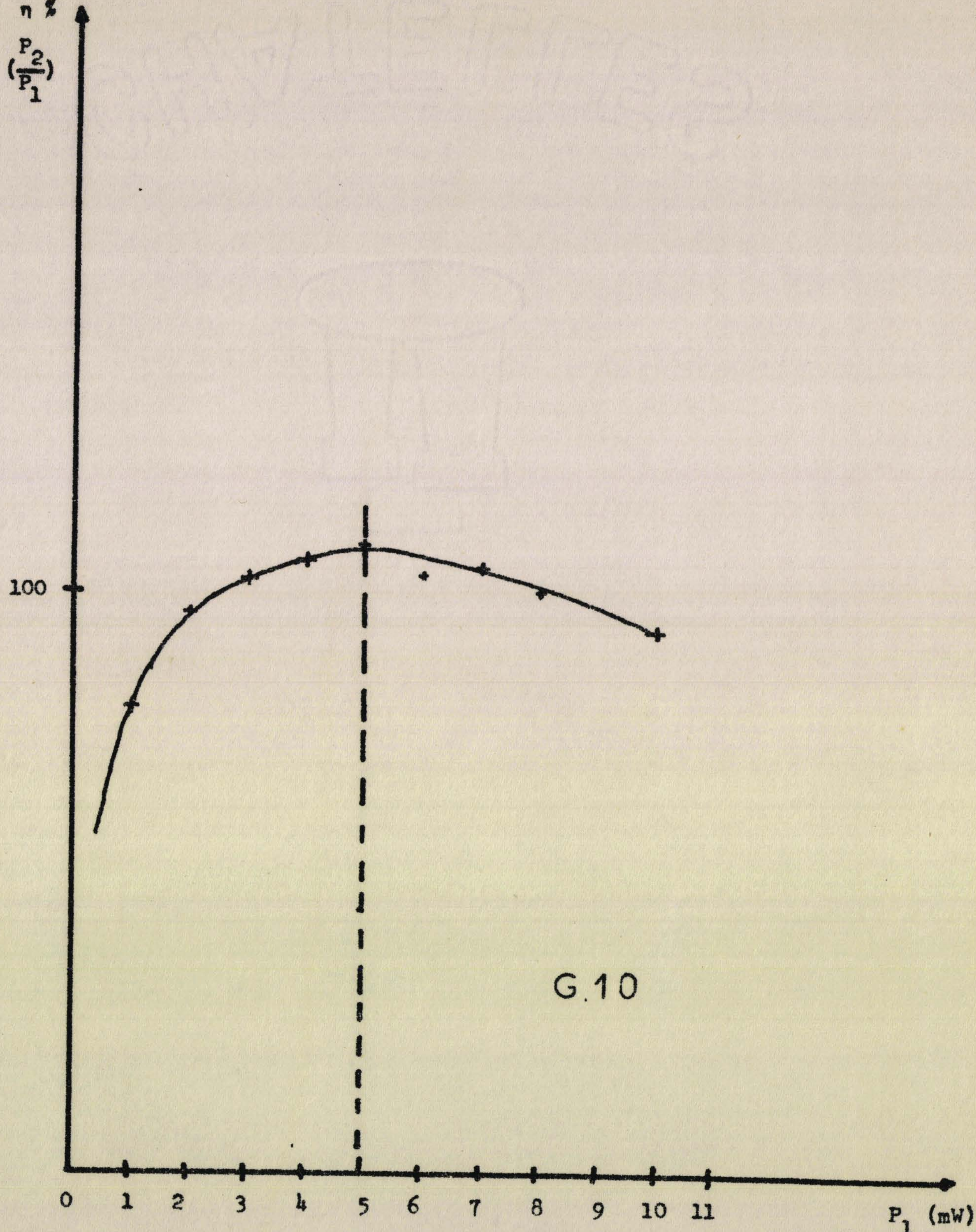
- Il est nécessaire de régler convenablement la position de la sonde et la position du stub pour que la cavité formée par le court circuit et le stub soit résonante.

- La position du stub est telle que la diode est dans un ventre de tension.

- Enfin il faut faire les réglages quand le courant de polarisation de la diode est $I_o = I_x$



G 9



Réglage effectué sur 5 mW

F_1 = 2,65 GHz

On constate que les réglages sont satisfaisants quand, la dernière condition étant remplie, la partie réfléchie de l'onde hyperfréquence est pratiquement nulle (en R). Le coefficient de qualité de la cavité est alors très élevé ($Q > 200$).

b) Expérience et résultats

Nous avons étudié deux aspects de la multiplication de fréquences.

Tout d'abord, pour chaque puissance P_1 mesurée en E nous avons mesuré P_2 en A en nous réglant à chaque fois à $I_o = I_x$. Puis nous avons fait le rapport P_2/P_1 (G9). Ensuite nous avons fait les réglages pour $P_1 = 5$ mW, et sans changer I_x nous avons calculé P_2/P_1 en faisant varier P_1 de 0 à 11 mW (G 10).

c) Interprétation des résultats

Il est intéressant de constater que le dispositif rudimentaire que nous avons utilisé donne déjà des résultats très satisfaisants. Nous avons en partirulier des taux de conversion supérieurs à 100 % pour des puissances de l'ordre de 10 mW. De plus nous constatons une certaine linéarité du taux de conversion sur le graphique G 10.

Cette dernière manipulation ne constitue en fait qu'un résultat préliminaire dont l'interprétation ne peut être certaine. Nous pouvons seulement constater que les espoirs donnés par le calcul numérique et analytique semblent se confirmer.

CONCLUSION

L'étude analytique détaillée de la zone d'avalanche et l'étude numérique des taux de conversion ne constituent qu'une étape de ce travail sur la multiplication de fréquences.

Nous nous sommes volontairement limités afin de mieux approfondir le problème de la non linéarité de l'équation de Read, améliorant ainsi des théories existantes (8) (9) (10) (11). Recemment nous avons eu connaissance d'une théorie similaire qui sera publiée prochainement (12).

Dans une prochaine étape il nous faudra étudier l'influence de la zone de transit, et utiliser d'une façon intensive le calcul numérique sur ordinateur. Nous pourrons ainsi optimaliser les paramètres de la diode et même ceux des montages expérimentaux afin d'obtenir des taux de conversion élevés avec des puissances plus importantes.

Enfin nous essaierons de réaliser un dispositif industriel et de contribuer ainsi à l'évolution des techniques de la multiplication de fréquences

ANNEXE 1

EXPRESSION GENERALE DU COURANT DE CONDUCTION DANS LE CAS D'UN CHAMP PUREMENT SINUSOIDAL

L'équation de Read s'écrit quand $\alpha = \alpha_o \, e^{\lambda E_a(t)}$

$$I_{ca} = I_{oo} \exp \frac{2}{\tau_\delta} \int_o^t \left\{ \delta \, e^{\lambda E_{ao}} \, e^{\lambda \Delta E_{ao}} \, e^{\lambda E_{a_1} \sin \omega t} - 1 \right\} dt$$

avec $\delta \, e^{\lambda E_{ao}} = 1$ (condition d'avalanche en continu)

et $$e^{\lambda \Delta E_{ao}} = - \frac{1}{\lambda} \, \mathrm{Log}_e \, B_o(\lambda E_{a_1})$$ (voir formule 6)

Le développement en série de Fourier de $e^{\lambda E_{a_1} \sin \omega t}$ est

$$e^{\lambda E_{a_1} \sin \omega t} = B_o(\lambda E_{a_1}) + 2\, B_1(\lambda E_{a_1}) \sin \omega t - 2\, B_2(\lambda E_{a_1}) \cos 2\, \omega t$$
$$- 2\, B_3(\lambda E_{a_1}) \sin 2\, \omega t + 2\, B_4(\lambda E_{a_1}) \cos 4\, \omega t \ldots$$

Il vient après intégration

$$I_{ca} = I_{oo} \exp \frac{4}{\tau_\delta} \cdot \frac{1}{B_o(\lambda E_{a_1})} \, \Sigma \, \frac{(-1)^{m+1}}{(2m+1)\omega} \, B_{2m+1}(\lambda E_{a_1}) \cos (2m+1)\, \omega t$$
$$+ \frac{(-1)^{m+1}}{(2m+2)\omega} \, B_{2m+2}(\lambda E_{a_1}) \sin (2m+2)\, \omega t$$

Cette expression est absolument générale, sans aucune approximation dans tous les cas où les harmoniques ne créëent pas dans la zone d'avalanche des champs de pulsation 2ω , 3ω ... Après un nouveau développement en série de Fourier I_{ca} s'écrit

en posant $$Y_1^{\,j} = \frac{4}{j\omega\tau_\delta} \, \frac{B_j}{B_o} \, (\lambda E_{a_1})$$

$$I_{ca} = I_{oo} \prod_{k=0} \left\{ B_o(Y_1^{4k+1}) + \sum_{p=1}^{\infty} 2(-1)^p \, B_p(Y_1^{4k+1}) \cos\left(P(4k+1)\ \omega t\right) \right\}$$

$$\left\{ B_o(Y_1^{4k+2}) + \sum_{q=1}^{\infty} 2(-1)^q \, B_q(Y_1^{4k+2}) \cos\left(q(4k+2)\omega t - q\,\frac{\pi}{2} \right) \right\}$$

$$\left\{ B_o(Y_1^{4k+3}) + \sum_{n=1}^{\infty} 2(-1)^n \, B_n(Y_1^{4k+3}) \cos\left(n(4k+3)\ \omega t + n\pi\right) \right\}$$

$$\left\{ B_o(Y_1^{4k+4}) + \sum_{m=1}^{\infty} 2(-1)^m \, B_m\,(Y_1^{4k+4}) \cos\left(m(4k + 4)\ \omega t + m\,\frac{\pi}{2}\right) \right\}$$

Cette expression est très lourde. Ce qui justifie l'intérêt des approximations qu'il est nécessaire de faire pour calculer les différentes composantes harmoniques de I_{ca}.

ANNEXE 2

. Expression générale de l'admittance due au courant de conduction dans la zone d'avalanche soumise à deux champs hyperfréquences

L'équation (7) peut s'écrire :

$$I_{ca} = A'_1 \cos \omega t + B'_1 \sin \omega t + A'_2 \cos 2\omega t + B'_2 \sin 2\omega t$$

Sachant que les champs hyperfréquences appliqués à la zone d'avalanche sont de la forme :

$$E_{a1}(t) = E_{a1} \sin \omega t$$

$$E_{a2}(t) = E_{a2} \sin(2\, \omega t + \phi)$$

On calcule l'admittance en remplaçant A'_1, B'_1, A'_2, B'_2 par leur valeur en fonction de A, B, ψ_1, ψ_2

$$G_{1\,ca} = \frac{I_o}{\partial E_{a1}} \left\{ 2\, \frac{B_1}{B_o}(A) \left(\sin \psi_1 + \frac{B_1}{B_o}(B) \sin(\psi_2 - \psi_1)\right) \right.$$
$$\left. + 2\, \frac{B_3}{B_o}(A) \left(\frac{B_1}{B_o}(B) \sin(3\,\psi_1 - \psi_2) - \frac{B_2}{B_o}(B) \sin(2\psi_2 - 3\psi_1)\right) \right\}$$

$$B_{1\,ca} = -\, 2\, \frac{B_1}{B_o}(A)\, \frac{I_o}{\partial E_{a1}} \left(\cos \psi_1 + \frac{B_1}{B_o}(B) \cos(\psi_2 - \psi_1)\right) - 2\, \frac{B_3}{B_o}(A)\, \frac{I_o}{\partial E_{a1}}$$
$$\left(\frac{B_1}{B_o}(B) \cos(3\,\psi_1 - \psi_2) - \frac{B_2}{B_o}(B) \cos(2\,\psi_2 - 3\,\psi_1)\right)$$

$$G_{2_{ca}} = \frac{I_o}{\partial E_{a_2}} \Big\{ \Big[2 \frac{B_1}{B_o}(A) \cos 2\psi_1 + 2 \frac{B_1}{B_o}(B) \cos \psi_2 - 2 \frac{B_2}{B_o}(A) \frac{B_2}{B_o}(B) \cos(2\psi_2 - 2\psi_1) \Big]$$

$$\times \sin \phi$$

$$- \Big[2 \frac{B_1}{B_o}(A) \sin 2\psi_1 + 2 \frac{B_1}{B_o}(B) \sin \psi_2 - 2 \frac{B_2}{B_o}(A) \frac{B_2}{B_o}(B) \sin(2\psi_2 - 2\psi_1) \Big] \times \cos\phi \Big\}$$

$$B_{2_{ca}} = \frac{I_o}{\partial E_{a_2}} \Big\{ \Big(2 \frac{B_1}{B_o}(A) \cos 2\psi_1 + 2 \frac{B_1}{B_o}(B) \cos \psi_2 - 2 \frac{B_2}{B_o}(A) \frac{B_2}{B_o}(B) \cos(2\psi_2 - 2\psi_1) \Big)$$

$$\times \cos \phi$$

$$+ \Big(2 \frac{B_1}{B_o}(A) \sin 2\psi_1 + 2 \frac{B_1}{B_o}(B) \sin \psi_2 - 2 \frac{B_2}{B_o}(A) \frac{B_2}{B_o}(B) \sin(2\psi_2 - 2\psi_1) \Big)$$

$$\times \sin \phi$$

Ce sont ces expressions qui nous ont permis de calculer $G_{1_{ca}}$, $G_{2_{ca}}$, $B_{1_{ca}}$, $B_{2_{ca}}$ dans les différents cas particuliers envisagés.

BIBLIOGRAPHIE

(1) TAGER, Soviet physics uspeckhi, 9, n° 8, p. 892-912, 1967

(2) ALLAMANDO, Thèse 3ème cycle, Octobre 1968

(3) READ, A proposed hight frequency negative resistance diode
The bell system technical journal, J. 44, p. 401-406, 1958

(4) CONSTANT, SEMICHON, ALLAMANDO, Acta Electronica 1969 (à paraitre)

(5) CHYNOWETH and K.G. Mc KAY, Phys. Rev. 108, 1957

(6) ISSA DOUMBIA, D.E.A., Juillet 1969

(7) BOITTIAUX, Thèse 3ème cycle, p. 22-23, Octobre 1968

(8) CONSTANT, SEMICHON, Diode semiconductrice en régime d'avalanche, Onde Electrique
Vol. 48, n° 496-497, p. 703-721, Juillet 1968

(9) KENNETH.M. JOHNSON, Small signal analysis of the Read avalanche diode
Transaction of electron devices, vol. ED 15, n° 3, Mars 1968

(10) CONVERT, Publication interne C.S.F.

(11) HOELFFLINGER, I.E.E.E. Transaction on electron devices, vol. ED 14, n°9,
Septembre 1967

(12) MOUTHAAN, I.E.E.E. Transaction on electron devices (aout 1969) (à paraître)