

50376
1979
136

50376
1979
136

N° d'ordre : 789

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE TROISIEME CYCLE

par

Mohamed EL KADIRI

Maître-es-Sciences

**CONCEPTION D'UN DISPOSITIF DE CARACTERISATION
ELECTRIQUE DANS LE DOMAINE TEMPOREL
APPLICATION A L'ETUDE DE SYSTEMES ET COMPOSANTS
SEMICONDUCTEURS UTILISES EN HYPERFREQUENCE**



Soutenu le 29 Octobre 1979 devant la Commission d'Examen
MM. LEBRUN Président
ALLAMANDO Rapporteur
CONSTANT Examineur
SALMER Examineur
BOTTREAU Invité

A mes Parents,

A Halima.

Ce travail a été effectué au "Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs" de l'Université des Sciences et Techniques de Lille.

Je tiens, tout d'abord, à remercier M. le Professeur CONSTANT, Directeur du C.H.S., pour la confiance qu'il m'a témoignée en m'accueillant en son Laboratoire et lui suis reconnaissant d'avoir bien voulu juger ce travail.

J'exprime ma reconnaissance envers M. le Professeur LEBRUN qui me fait l'honneur de présider mon Jury.

Je remercie M. E. ALLAMANDO qui m'a guidé au cours de ce travail ; son amicale collaboration, sa compétence et des discussions fructueuses m'ont été très profitables.

Je suis profondément reconnaissant envers M. le Professeur SALMER qui a toujours porté un intérêt à mon travail et qui me fait l'honneur de le juger.

M. A.M. BOTTREAU, de l'Université de Bordeaux I, me fait l'honneur de sa présence, je l'en remercie vivement.

Le développement de cette recherche a bénéficié du soutien financier du C.N.R.S., ainsi que de la collaboration du C.E.E.S. du Professeur GROUBERT. Je les en remercie.

M. le Professeur BOLOMEY de l'E.S.E. a porté un intérêt tout particulier à nos réalisations, je lui en suis reconnaissant.

Je tiens à adresser tous mes remerciements à tous mes camarades pour leur aide et en particulier à S. TOUTAIN, E. DELOS, Ph. GELIN et P.A. ROLLAND.

J'adresse tous mes remerciements à tout le Personnel
Technique et Administratif :

- . à MM. JANNEQUIN, MICHON, ENDRIES et VANDERMOERE pour leur collaboration technique ;
- . à Mme FARGUE qui a assuré l'essentiel de la dactylographie de ce travail ;
- . à MM. DEHORTER et PLUQUET qui en ont assuré la polycopie.

SOMMAIRE

INTRODUCTION

CHAPITRE I : Propagation des impulsions dans les lignes

I - Etude simplifiée

- | | |
|--|----|
| 1. Introduction..... | 4 |
| 2. Jonction de deux lignes indéfinies d'impédances caractéristiques différentes..... | 5 |
| 3. Transmission au travers de discontinuités longues..... | 7 |
| 4. Cas des lignes en parallèle..... | 9 |
| 5. Cas d'une ligne de transmission alimentée par un générateur et débitant sur une charge..... | 11 |

II - Etude générale de la propagation

- | | |
|---|----|
| 1. Equations générales..... | 14 |
| 2. Cas d'une excitation en échelon..... | 15 |
| 3. Influence des pertes en ligne..... | 17 |

III - Paramètres caractéristiques des impulsions

CHAPITRE II : Réalisation de Générateurs d'impulsions

I - Introduction

- | | |
|--|----|
| I-1. Les divers types de générateurs d'impulsions subnanosecondes..... | 25 |
|--|----|

I-1-1. Amplificateur rectangulaire.....	55
I-1-2. Amplificateur trapézoïdal symétrique.....	57
I-2. <u>Etude Numérique</u>	58
I-2-1. Principe du calcul.....	58
I-2-2. Mode de discrétisation.....	59
I-2-3. Discrétisation temporelle.....	62
I-2-4. Vérification de la validité du calcul numérique.....	63
II - <u>Ajustement du comportement d'un système à celui d'un modèle idéal</u>	
II-1. Modèle sans distorsions.....	66
II-2. Influence des distorsions linéaires d'amplitude.....	69
II-2-1. Modèle trapézoïdal.....	69
II-2-2. Modèle Gaussien.....	71
II-3. Influence des distorsions linéaires de phase.....	72
II-4. Influence simultanée des distorsions d'amplitude et de phase : Exemple du modèle de Butterworth.....	74
II-5. Influence du temps de montée de l'excitation.....	74
III - <u>Dispositif expérimental de mesure et mode de caractérisation</u>	
III-1. Dispositif de mesure de la réponse d'un système.....	75
III-2. Mode de caractérisation.....	76
III-3. Résultats significatifs.....	78
III-3-1. Quadripole à B.P. très étroite.....	78
III-3-2. Filtre passif passe bande.....	79
III-3-3. Amplificateur passe-bande.....	80
IV - <u>Mise en évidence des distorsions non linéaires</u>	
1. Résultats expérimentaux.....	81
2. Modèles théorique et méthode d'étude proposée.....	83

I-2. Choix du type de générateur.....	27
II - <u>Structures de Base</u>	
II-1. Fonctionnement des générateurs d'échelons à relais reed.....	27
II-2. Caractérisation de l'interrupteur.....	29
II-3. Conséquence des caractéristiques du relais sur le fonctionnement en générateur.....	31
II-4. Réalisation des montures.....	32
III - <u>Dispositifs Annexes</u>	
III-1. Dispositif de visualisation et d'exploitation.....	35
III-2. Dispositifs améliorant le temps de montée.....	38
III-2-1. Dispositif d'amélioration passifs.....	38
III-2-1-1. Dispositif d'amélioration série.....	39
III-2-1-2. Dispositif d'amélioration parallèle.....	41
III-2-1-3. Dispositifs à échos.....	42
III-2-1-4. Dispositifs à caractéristique $I(v)$ non linéaire..	44
III-2-2. Dispositifs actifs d'amélioration.....	45
IV - <u>Performance et optimisation</u>	
IV-1. Performances obtenues.....	47
IV-2. Recherche de structures optimales.....	49
<u>CHAPITRE III - Etude théorique et expérimentale de l'influence des distorsions linéaires de gain et de phase sur le fonctionnement en régime impulsionnel des dispositifs hyperfréquences.</u>	
INTRODUCTION	
I - <u>Etude théorique</u>	
I-1. Etude Analytique.....	54

CHAPITRE IV : Caractérisation dans le domaine temporel
de certains matériaux et structures semi-
conductrices.

INTRODUCTION

IV-1. Dispositif expérimental de mesure du courant et de la tension.....	87
IV-2. Courbes d'évolution typiques de courant et de tension.	88
IV-3. Mesure du courant de déplacement et détermination de l'épaisseur désertée.....	89
IV-4. Mesure du courant de conduction et détermination du temps de montée de l'avalanche.....	90
IV-5. Détermination du courant initialisant l'avalanche.....	91
IV-6. Mesure de la dérivée du taux d'ionisation.....	93
IV-7. Mesure du temps de transit.....	95
IV-8. Caractéristiques instantanée $I = f(V)$	96

CONCLUSION

INTRODUCTION

La réflectométrie temporelle est une méthode de caractérisation qui consiste à analyser l'onde réfléchie par le dispositif à caractériser quand celui-ci est soumis à une impulsion ou un échelon de tension. Cette méthode, dérivée de la méthode Radar, a connu un essort considérable avec l'avènement des techniques d'échantillonnage. Utilisée tout d'abord pour la détection d'anomalies dans les câbles, elle devint un outil très efficace pour l'étude des diélectriques et voit son domaine d'utilisation s'étendre de plus en plus.

Pour notre part, nous nous sommes proposés de mettre en oeuvre cette technique pour caractériser les dispositifs hyperfréquence et étudier le régime transitoire dans certains composants semi-conducteurs. En effet, cette méthode nécessitant peu de matériel, permet d'accéder en régime transitoire à d'autres informations que celles obtenues par la méthode de caractérisation fréquentielle, souvent laborieuse et plus coûteuse. La largeur importante du spectre de fréquence de l'excitation permet, en particulier, de caractériser les conversions AM-FM et PM-FM dans un quadripole et d'envisager de mettre en évidence les non linéarités dans un amplificateur.

Pour effectuer une telle étude, il était nécessaire de disposer de générateurs d'impulsions à temps de montée très court et de niveau élevé que nous n'avons pu trouver commercialement. Nous avons donc été amenés à concevoir et à réaliser des générateurs d'impulsions de hautes performances que nous décrivons au Chapitre II. Cette réalisation s'est effectuée en deux phases successives :

- dans une première phase, nous avons caractérisé la structure de base (le relais reed), puis modélisé son fonctionnement et enfin optimisé.
- dans une seconde phase, nous avons déterminé l'influence des éléments annexes sur l'impulsion produite et nous avons conçu des dispositifs pour compenser la dégradation apportée par ces éléments.

Le troisième chapitre de ce mémoire est consacré à la caractérisation des dispositifs hyperfréquences dans le domaine temporel. Après une étude analytique simplifiée de la réponse indicielle nous présentons un programme numérique général permettant le calcul de la réponse d'un dispositif quelconque à une excitation également quelconque. Nous avons ensuite défini un certain nombre de modèle permettant une caractérisation rapide mais semi-quantitative d'un dispositif à partir de sa réponse temporelle. Enfin, nous présentons les résultats d'une étude expérimentale préliminaire des amplificateurs en régime non linéaire.

Dans un quatrième chapitre nous décrivons le dispositif de caractérisation TDR des composants semiconducteurs que nous avons mis au point. Ce montage permet de tracer automatiquement les caractéristiques $I(t)$ et $V(t)$ aux bornes d'un dipole. Nous l'avons utilisé pour caractériser les diodes à avalanches. La mise au point de méthodes de détermination de courant initialisant l'avalanche et de la dérivée du taux d'ionisation en fonction du champ constitue un résultat intéressant et encourageant quant à l'utilisation de la TDR dans la caractérisation et l'étude des composants semiconducteurs.

Auparavant nous avons tenu à rappeler au premier chapitre les généralités sur la propagation des impulsions dans les lignes, sachant que c'est là la base de la réflectométrie temporelle.

CHAPITRE I

PROPAGATION DES IMPULSIONS DANS LES LIGNES

I - ETUDE SIMPLIFIEE

1. INTRODUCTION : MECANISME PHYSIQUE DE LA PROPAGATION D'IMPULSIONS

Nous considérons le cas d'une ligne de transmission coaxiale, sans pertes, où la propagation s'effectue en mode TEM avec une vitesse indépendante de la fréquence, égale à $v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}}$ (ϵ_r permittivité diélectrique relative du milieu). De plus, nous admettrons que l'impédance caractéristique est réelle et égale à R_C . -Fig. 1-

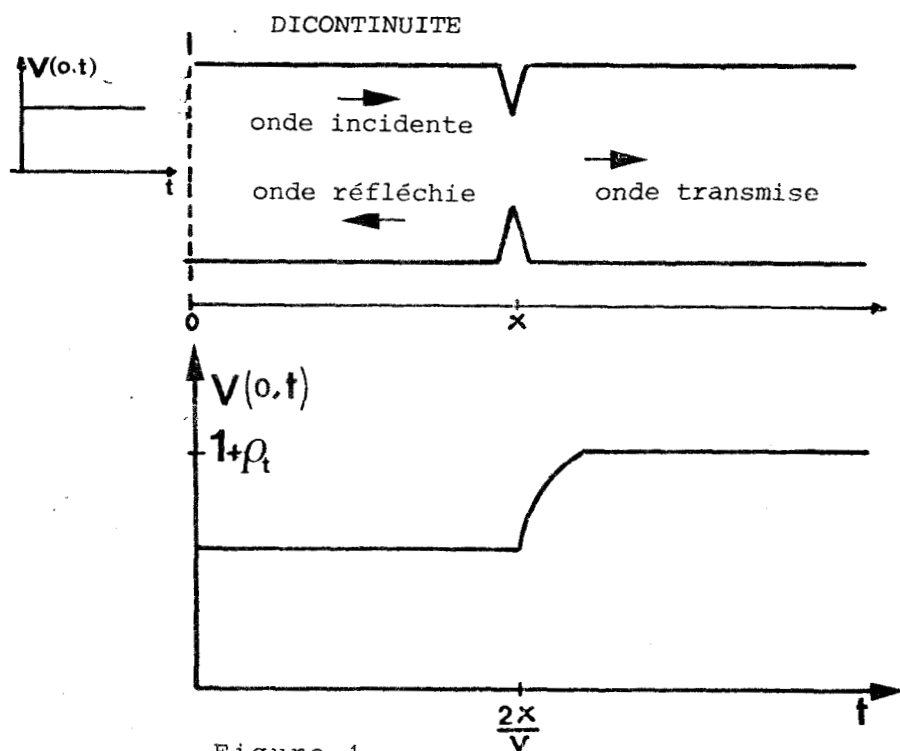


Figure 1

Supposons que, à l'instant $t = 0$, on applique un signal $v(0, t)$ à l'entrée de la ligne. A une distance x de l'entrée, ce signal sera perçu avec un retard $\frac{x}{v}$ et aura pour valeur $v_i(x, t) = v(0, t - \frac{x}{v})$.

S'il existe une discontinuité à l'abscisse x , il apparaîtra une onde réfléchie $v_r(x, t)$ que l'on peut relier à l'onde incidente en définissant un coefficient de réflexion instantané ρ_t^* .

$$\rho_t = \frac{v_r(x, t)}{v_i(x, t)} = \frac{v_r(x, t)}{v(0, t - \frac{x}{v})}$$

L'onde réfléchie se propageant en sens inverse, sera perçue à l'entrée de la ligne avec un retard $\frac{x}{v}$.

$$v_r(0, t) = v_r(x, t - \frac{x}{v}) = \rho_t v(0, t - \frac{2x}{v})$$

D'où la possibilité de détecter la présence de discontinuités dans les lignes et leur localisation : ceci a constitué une des premières applications de la réflectométrie temporelle. Mais beaucoup d'autres applications plus importantes sont possibles, comme nous le montrerons dans ce travail.

Auparavant, nous allons étudier la transmission des impulsions à travers des lignes particulières souvent rencontrées en pratique.

2. JONCTION DE DEUX LIGNES INDEFINIES D'IMPEDANCES CARACTERISTIQUES DIFFERENTES

Etudions le raccordement de deux lignes indéfinies d'impédances caractéristiques différentes.

* Ce coefficient de réflexion ne doit pas être confondu avec $\rho(\omega)$ défini par :

$$\rho(\omega) = \frac{v_r(\omega)}{v_i(\omega)} = \frac{F(v_r(t))}{F(v_i(t))}$$

où $F(v(t))$ désigne la transformée de Fourier de $v(t)$.

Considérons un signal incident (v_i, i_i) se propageant de la gauche vers la droite -Fig. 2- et rencontrant la jonction de deux lignes au point A. En ce point apparaît une onde réfléchie (v_r, i_r) se propageant en sens inverse, tandis qu'une onde transmise (v_t, i_t) traverse la discontinuité.

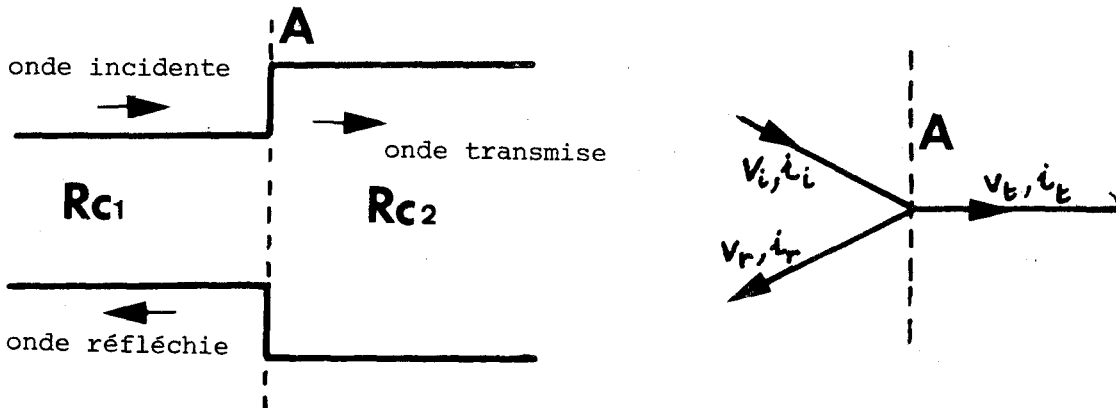


Figure 2

Pour déterminer l'onde transmise, écrivons la loi de conservation des courants et des tensions à l'interface.

$$(1) \quad \begin{cases} v_t = v_i + v_r \\ i_t = i_i + i_r \end{cases}$$

Ces expressions découlent directement des lois de conservation des champs électriques et magnétiques dans les lignes et satisfont au principe de conservation de l'énergie.

Vu les sens de propagation différents pour les ondes incidentes, réfléchies et transmises, les relations entre courants et tensions sont définies par :

$$\frac{v_i}{i_i} = - \frac{v_r}{i_r} = R_{c1} \quad \text{et} \quad \frac{v_t}{i_t} = R_{c2} \quad (2)$$

Exprimons maintenant v_t en fonction de v_i

$$v_r = v_t - v_i = R_{c_2} \left(\frac{v_i}{R_{c_1}} - \frac{v_r}{R_{c_1}} \right) - v_i = \frac{R_{c_2} - R_{c_1}}{R_{c_2} + R_{c_1}} v_i = \rho v_i \quad (3)$$

d'où l'expression bien connue du coefficient de réflexion en fonction des impédances caractéristiques R_{c_1} et R_{c_2} :

$$\rho = \frac{R_{c_2} - R_{c_1}}{R_{c_2} + R_{c_1}} \quad (4)$$

de même pour l'onde transmise, on aura :

$$v_t = v_i + v_r = (1 + \rho) v_i = \frac{2R_{c_2}}{R_{c_1} + R_{c_2}} v_i \quad (5)$$

REMARQUES

1. On formule de la même façon, par extrapolation, le coefficient de réflexion d'une discontinuité ponctuelle [2].
2. La formulation (4) du coefficient de réflexion en fonction des impédances R_{c_2} et R_{c_1} n'est valable dans le domaine temporel que lorsque les impédances sont réelles, ce qui n'est pas le cas dans fréquentiel où la formulation(4) est valable pour diverses formes de discontinuités.

3. TRANSMISSION AU TRAVERS DE DISCONTINUITES LONGUES

Les discontinuités envisagées ici sont considérées comme étant de longueur relativement importante par rapport à la longueur d'onde la plus élevée ou encore d'épaisseur $\ell \gg v \cdot \tau_r$ (où τ_r est le temps de montée du signal). Il s'agit en fait de changements successifs d'impédance d'onde.

Nous allons étudier la transmission d'un échelon d'amplitude E_0 dans le cas simple de deux changements d'impédance et différentes

Forme de la discontinuité	Caractéristique de la discontinuité	Comportement	Allure onde transmise ds le cas d'un échelon
	$z_1 < z_c$ $\rho_r \rho_t < 0$	Intégrateur	
	$z_1 > z_c$ $\rho_r \rho_t > 0$	Intégrateur	
	$z_c < z_1 < z_2$ $\rho_r \rho_t > 0$	Dérivateur	
	$z_c > z_1 > z_2$ $\rho_r \rho_t > 0$	Dérivateur	
	$z_2 < z_c < z_1$	Intégrateur	
	$z_c < z_2 < z_1$	Intégrateur	

TABLEAU III

BUS LILLE

configurations. La transmission s'effectue de gauche à droite et on suppose que les impédances caractéristiques sont réelles.

Le tableau III résume les différents cas considérés. Plusieurs remarques peuvent être faites.

- le niveau final de l'onde transmise est égal à $E_0 \frac{2 \times Z_2}{Z_C + Z_2}$ (quelque soit le nombre de changement d'impédances) si Z_C et Z_2 représentent respectivement les impédances initiale et finale.
- la hauteur du premier "saut" est égale à $E_0 \frac{2 \times Z_1}{Z_1 + Z_C} \times \frac{2Z_2}{Z_1 + Z_2}$ si Z_C l'impédance initiale et Z_1 la première impédance rencontrée. Par ailleurs, on note deux types essentiels des comportements :
 - . les discontinuités 1, 2, 5 et 6 ont un comportement "intégrateur"
 - . les discontinuités 3 et 4 ont un comportement "dérivateur".

Enfin, signalons que les déformations subies par le signal lors de son "établissement" se retrouvent également lors de son "extinction".

4. CAS DES LIGNES EN PARALLELE

Soit une ligne de transmission indéfinie d'impédance caractéristique R_C sur laquelle on place en dérivation une autre ligne d'impédance caractéristique R'_C de longueur l terminée par une résistance R . -Fig. 3-.

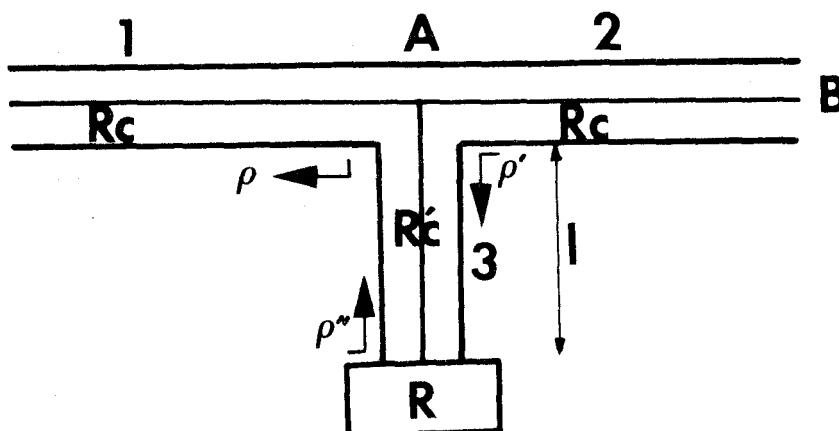


Figure 3

Nous pouvons définir les coefficients de réflexions suivants :

- au niveau de la jonction (point A) :

$$\rho = \frac{(R'_C // R_C) - R_C}{(R'_C // R_C) + R_C} = - \frac{2R'_C}{R_C + 2R'_C}$$

$$\rho' = - \frac{2R_C}{R' + 2R_C}$$

- au niveau de la charge de valeur R :

$$\rho'' = \frac{R - R'_C}{R + R'_C}$$

l'onde incidente traverse la ligne 1 de gauche vers la droite et rencontre une discontinuité au point A. Cette onde est transmise dans les lignes 2 et 3 avec un coefficient $(1 + \rho)$. L'onde transmise à travers la ligne 3 se réfléchira au niveau de l'impédance R avec le coefficient ρ'' et s'ajoutera à l'onde transmise à travers la ligne 2 avec un retard $t_0 = \frac{2\ell}{v}$. Au point B le bilan des ondes reçues, lorsque l'onde incidente est $e(t)$, sera

$$E_t(t) = (1+\rho) [e(t) + \rho''(1+\rho') e(t-t_0) + \rho''^2(1+\rho')^2 e(t-2t_0) + \dots + \rho''^n(1+\rho')^n e(t - nt_0) + \dots]$$

Dans le cas d'une excitation en échelon, nous présentons au tableau (IV) l'allure des ondes que l'on observe en sortie au point B dans le cas très fréquent, en pratique, où $R'_C = R_C$ (c'est-à-dire $\rho = -1/3$). Lorsque ρ est positif, le comportement du dispositif s'apparente à celui d'un intégrateur tandis que lorsque ρ est négatif, il s'apparente à celui d'un dérivateur.

En pratique, la longueur ℓ est choisie de telle façon qu'on ne puisse voir dans la fenêtre temporelle d'observation que la première réflexion d'amplitude $\rho''(1 + \rho')(1 + \rho)$.

$R > R_c ; \rho'' > 0$	$R < R_c ; \rho'' < 0$	$R = R_c ; \rho'' = 0$
$E(\infty) = \frac{2}{3 - 2\rho''} > \frac{2}{3}$	$E(\infty) = \frac{2}{3 - 2\rho''} < \frac{2}{3}$	$E(\infty) = \frac{2}{3}$

TABLEAU IV

REMARQUE :

Les configurations précédentes correspondent au cas d'un Té non adapté. Cependant, il existe dans le commerce des Tés adaptés diviseurs de puissances à deux sorties. Ces Tés présentent l'avantage d'avoir un coefficient de réflexion nul mais l'inconvénient d'une atténuation plus grande. -Fig. 4-.

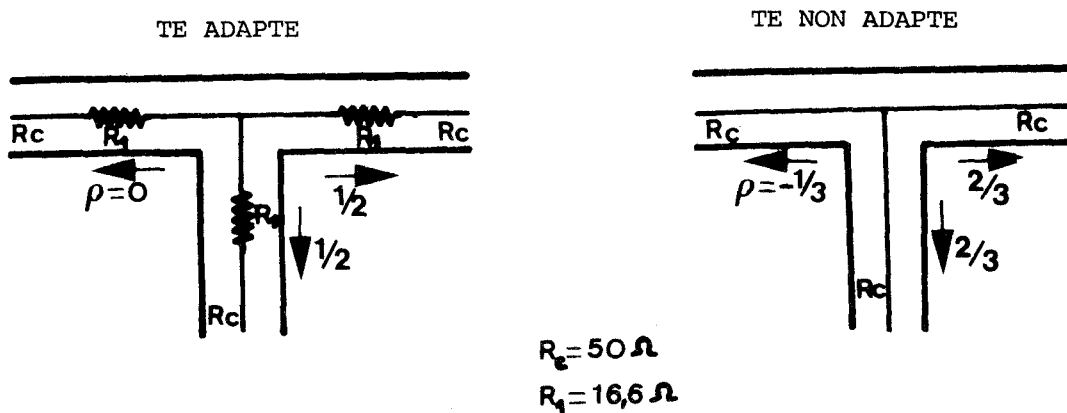


Figure 4

5. CAS D'UNE LIGNE DE TRANSMISSION ALIMENTEE PAR UN GENERATEUR ET DEBITANT SUR UNE CHARGE

Considérons le cas d'une ligne de transmission d'impédance caractéristique réelle R_c , attaquée par un générateur d'impédance interne R_0 et chargée par une impédance R_1 . -Fig. 5a-.

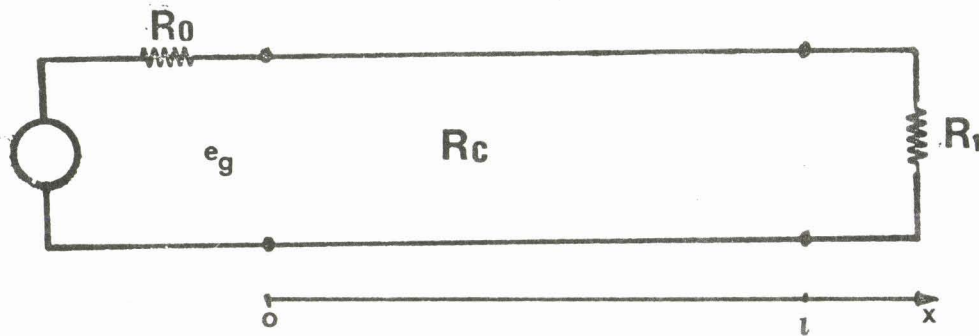
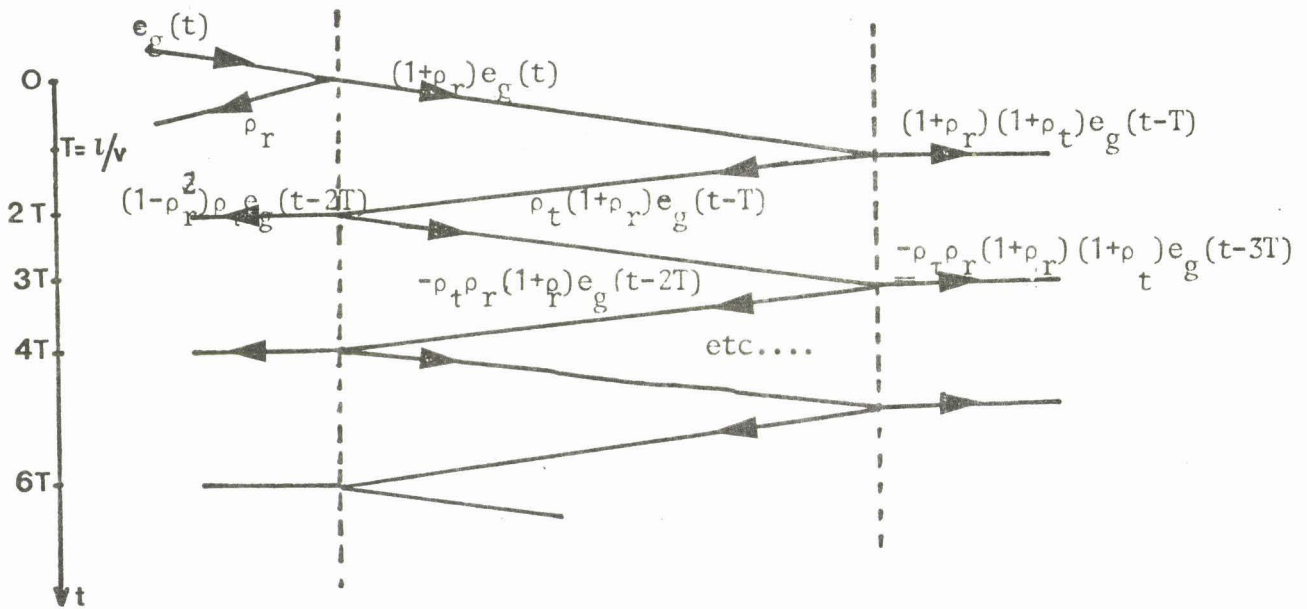
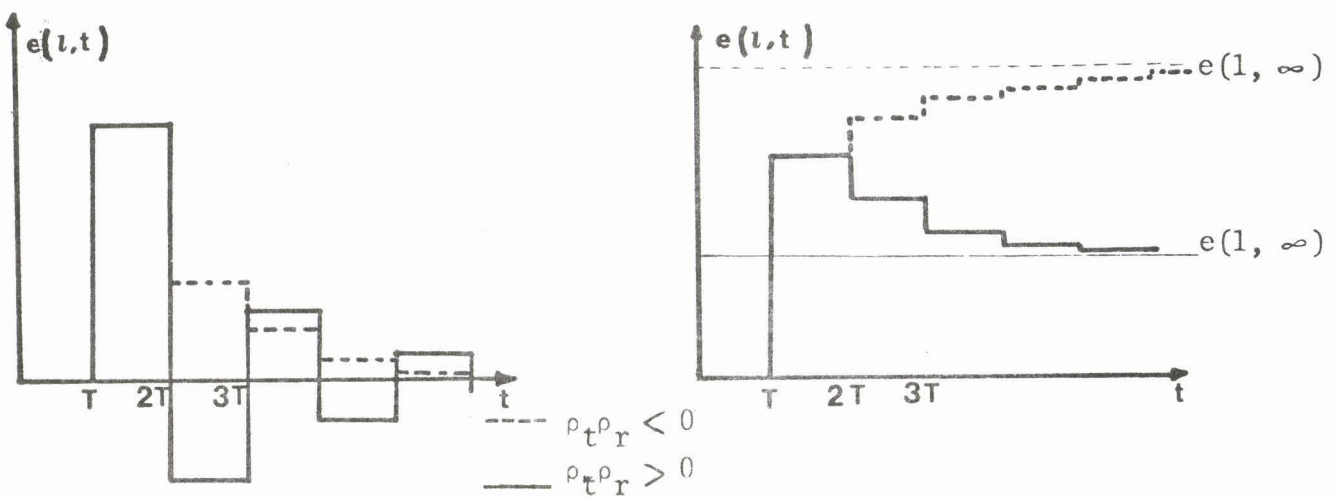


Figure 5.a



$e(0,t) = \rho_r + (1-\rho_r^2)\rho_t \sum_n (-\rho_t\rho_r)^n e(t-2(n+1)T)$	$e(l,t) = (1+\rho_r)(1+\rho_t) \sum_n (-\rho_r\rho_t)^n e(t-(2n+1)T)$
--	---

Figure 5.b diagramme "position - temps"



Cas d'une impulsion de largeur T

Cas d'un échelon unité

$$E(l, \infty) = \frac{(1+\rho_r)(1+\rho_t)}{1+\rho_r\rho_t} \cdot \frac{2Z_r}{Z_r+Z_0}$$



Figure 5.c

Pour faciliter la compréhension, nous allons considérer le cas d'impédances réelles. Par analogie avec la théorie d'onde des quadripôles [2] on peut définir des coefficients de réflexion d'entrée et de sortie de la ligne.

$$\rho_r = \frac{R_c - R_o}{R_c + R_o} \quad \text{côté générateur}$$

$$\rho_t = \frac{R_l - R_c}{R_l + R_c} \quad \text{côté charge}$$

l'onde envoyée par le générateur est réfléchiée avec un coefficient ρ_r à l'entrée de la ligne ; l'onde transmise est réfléchiée avec un coefficient de réflexion ρ_t à la sortie et ainsi de suite.

Le diagramme position-temps -Fig. 5b- décrit le trajet suivi par l'onde à travers la ligne après réflexions dans les plans de sortie et d'entrée. Chaque trajet élémentaire de longueur l nécessitant un temps $T = \frac{l}{v}$. La sommation des différents composantes du signal transmis et du signal réfléchi donne respectivement $e(l, t)$ et $e(0, t)$. Nous donnons -Fig. 5c- la représentation du signal $e(l, t)$ transmis dans le cas d'une excitation en forme d'échelon unitaire et d'impédances réelles.

Cette étude montre la nécessité de réaliser l'adaptation d'impédance de la source à la ligne si l'on veut caractériser l'impédance de charge afin d'éviter l'existence de réflexions multiples qui dégradent fortement le signal d'entrée.

II - ETUDE GENERALE DE LA PROPAGATION

L'étude simplifiée précédente considère le cas de lignes sans pertes et non dispersives ainsi que des impédances généralement réelles. Si la plupart du temps les lignes considérées remplissent bien ces conditions, il n'en est pas de même en ce qui concerne les impédances que l'on trouve en pratique. De plus, il est intéressant de pouvoir chiffrer l'influence des imperfections présentées par les lignes. Une étude plus exacte peut être réalisée en utilisant soit la transformée

de Fourier, soit la transformée de Laplace. C'est cette dernière méthode que nous allons exposer brièvement.

1. EQUATIONS GENERALES

Considérons le cas d'une ligne de transmission d'impédance caractéristique $Z_c(p)$ "attaquée" par un générateur $E_g(p)$ d'impédance interne $Z_o(p)$. La ligne est fermée sur une impédance $Z_r(p)$. -Fig. 6-

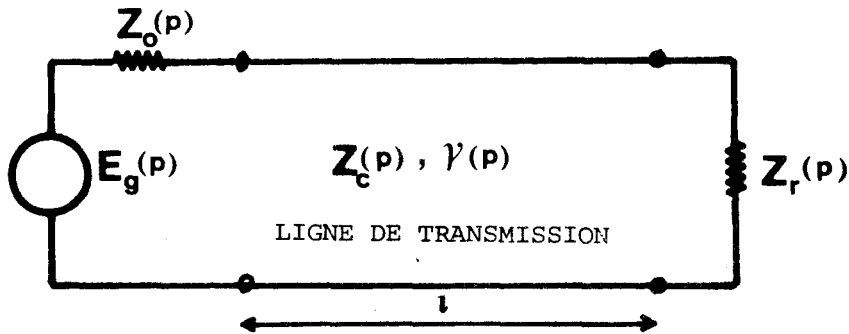


Figure 6

La fonction de propagation s'écrit :

$$\gamma(p) = \sqrt{Z(p) Y(p)} = \sqrt{LC} + \gamma'(p)$$

avec $Z(p)$: impédance linéique = $R + pL$

$Y(p)$: admittance linéique = $G + pC$

$\gamma'(p)$: fonction d'atténuation et de dispersion caractéristique des écarts par rapport au cas d'une ligne idéale (pertes en ligne et dispersion).

Les équations générales donnant les ondes observées à l'entrée et à la sortie de la ligne sont [3]

$$E_r(p) = E_g(p) \cdot \frac{Z_c(p)}{Z_c(p) + Z_o(p)} \times \frac{1}{1 - \rho_r(p) \rho_t(p) e^{-2\ell\gamma(p)}} \times [1 + \rho_t(p) e^{-2\ell\gamma(p)}]$$

(II-1)

$$E_t(p) = 2E_g(p) \cdot \frac{Z_c(p)}{Z_c(p)+Z_o(p)} \times \frac{Z_r(p)}{Z_c(p)+Z_r(p)} \times \frac{e^{-l\gamma(p)}}{1-\rho_r(p)\rho_t(p) e^{-2l\gamma(p)}}$$

(II-2)

$$\text{avec } \rho_r(p) = \frac{Z_o(p)-Z_c(p)}{Z_o(p)+Z_c(p)} \quad \text{et } \rho_t(p) = \frac{Z_r(p)-Z_c(p)}{Z_r(p)+Z_c(p)}$$

Théoriquement l'utilisation de la transformée de Laplace permet donc de déterminer par exemple la réponse d'un circuit connaissant les éléments de ce circuit, l'excitation $E_g(t)$ et la fonction de propagation $\gamma(p)$. Cependant les calculs sont très vite complexes. Pour illustrer cette méthode nous allons considérer le cas simple d'une excitation en échelon

2. CAS D'UNE EXCITATION ECHELON UNITE

Considérons le cas simple d'un générateur d'échelons adapté à la ligne de transmission, on aura :

$$Z_o(p) = Z_c(p) \text{ soit } \rho_r(p) = 0 \text{ et } E_g(p) = \frac{1}{p}$$

les équations II-1 et II-2 deviennent alors :

$$E_r(p) = \frac{1}{2p} [1+\rho_t(p) \cdot e^{-2l\gamma(p)}] = \frac{1}{2p} [1+\rho_t e^{-2lp\sqrt{LC}} \cdot e^{-2l\gamma'(p)}] \quad \text{II-3}$$

$$\text{et } E_t(p) = \frac{1}{p} \frac{Z_r(p)}{Z_r(p)+Z_c(p)} e^{-l\gamma(p)} = e^{-pl\sqrt{LC}} \left[\frac{Z_r(p) e^{-l\gamma'(p)}}{p[Z_c(p)+Z_r(p)]} \right] \quad \text{II-4}$$

le retour dans le domaine temporel par transformé inverse de Laplace appelle plusieurs conclusions :

-1- La charge $Z_r(p)$ n'est vue par le générateur qu'au bout du temps nécessaire à la réflexion produite par cette impédance pour revenir

Discontinuité			
Onde réfléchié	<p>2</p> <p>1</p> <div style="border: 1px solid black; padding: 5px; width: fit-content; margin: 0 auto;"> $Z > Z_0$ $Z = Z_0$ $Z < Z_0$ $Z = 0$ </div>	<p>2</p> <p>1</p> <p>0</p> $2-2e^{-t/Z_0C}$	<p>2</p> <p>1</p> <p>0</p> $2e^{-\frac{Z_0}{L}t}$
Discontinuité			
Onde réfléchié	<p>2</p> <p>1</p> <p>0</p> $R/(R+2Z_0)$	<p>2</p> <p>1</p> <p>0</p> $2-e^{-\frac{t}{2Z_0C}}$	<p>2</p> <p>1</p> <p>0</p> $1+e^{-\frac{2Z_0}{L}t}$
Discontinuité			
Onde réfléchié	<p>2</p> <p>1</p> <p>0</p> $\frac{G}{G+2Y_0}$	<p>2</p> <p>1</p> <p>0</p> $1-e^{-\frac{2t}{Z_0C}}$	<p>2</p> <p>1</p> <p>0</p> $e^{-\frac{Z_0}{2L}t}$

TABLEAU V

jusqu'à l'entrée de la ligne. Pendant l'intervalle de temps $[0 ; 2\ell\sqrt{LC}]$ l'onde observée à l'entrée de la ligne est caractéristique du seul générateur.

-2- L'onde observée à la sortie de la ligne est nulle durant l'intervalle $[0 ; \ell\sqrt{LC}]$.

-3- Quand la ligne est fermée sur l'impédance caractéristique, l'observation de l'onde obtenue à la sortie permet d'obtenir des renseignements importants sur les caractéristiques de propagation dans la ligne.

-4- Ces résultats sont tout à fait conformes aux conclusions de l'étude simplifiée ou d'un raisonnement élémentaire.

Nous avons appliqué la théorie précédente à l'étude de cas simples et courants représentée sur le tableau V.

3. INFLUENCE DES PERTES EN LIGNE

Les pertes se manifestent par une déformation du signal transmis. Elles sont d'importance différente selon leur origine. Ces pertes ont plusieurs origines, en particulier :

- l'effet de peau dû à une localisation superficielle de l'électricité sur les conducteurs ;
- la polarisation diélectrique ;
- les non-uniformités à la fois du diélectrique et des dimensions des conducteurs.

a - les pertes par effet de peau

Dans ce cas les paramètres linéique de la ligne s'écrivent [4] [5].

$$Z(p) = pL + K\sqrt{p} \quad \Omega/m.$$

$$Y(p) = pc \quad \text{mho}/m.$$

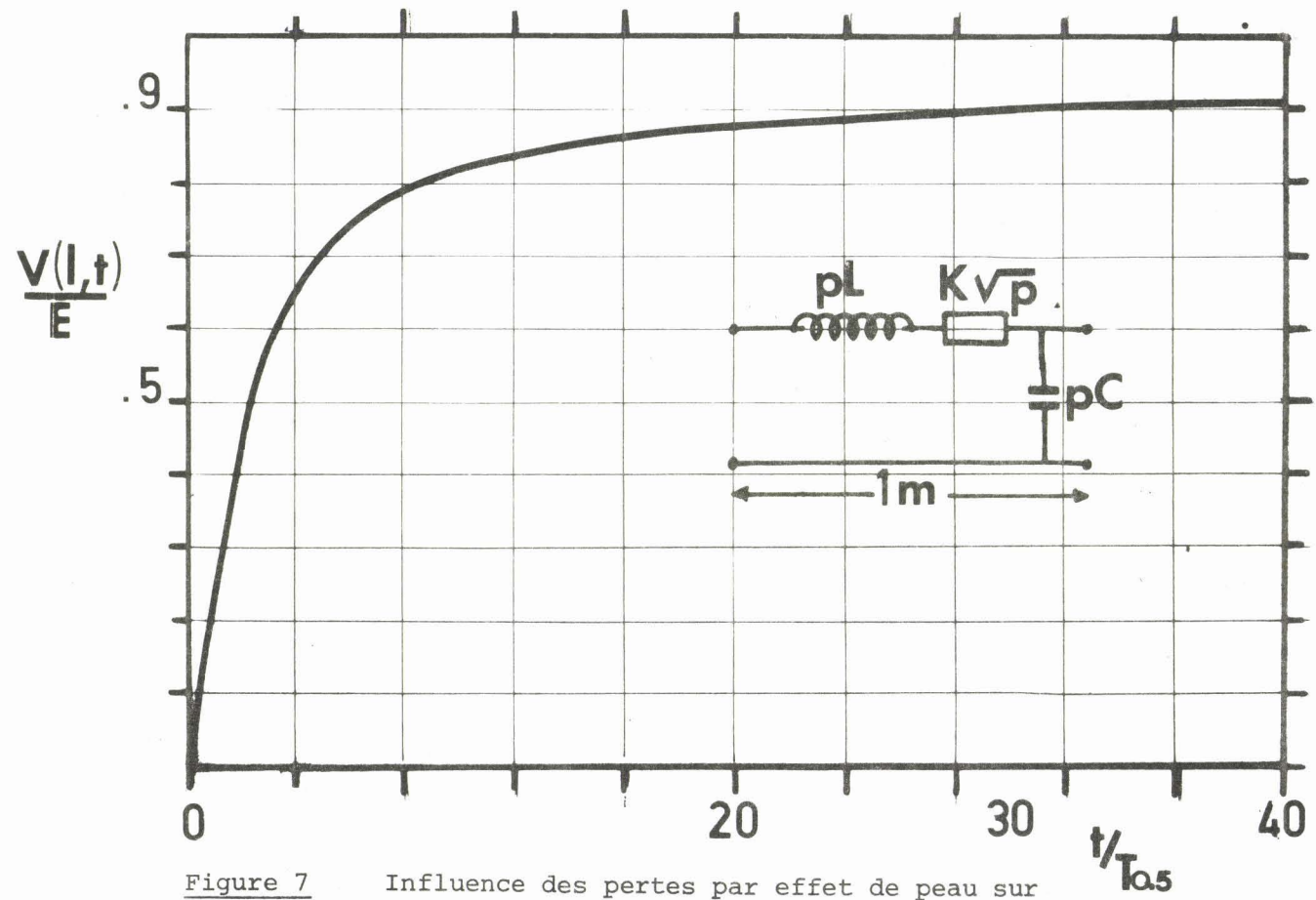


Figure 7 Influence des pertes par effet de peau sur un échelon unité. D'après [4]



où $k = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\sigma}} \left(\frac{1}{r_{\text{int}}} + \frac{1}{r_{\text{ext}}} \right)$ dépend de la ligne

r_{int} = rayon du conducteur intérieur

r_{ext} = rayon du conducteur extérieur

μ = perméabilité

σ = conductivité.

Par conséquent, on aura :

$$\gamma(p) = \sqrt{(pC + k\sqrt{p})} pC$$

$$Z_o(p) = \sqrt{\frac{pL + k\sqrt{p}}{pC}}$$

mais en tenant compte du fait que l'épaisseur de peau est couramment très faible devant les dimensions du conducteur central, on peut écrire :

$$\gamma(p) = p \sqrt{LC} + \frac{K}{2} \sqrt{\frac{L}{C}} \sqrt{p}$$

II-5

$$Z_o(p) = \sqrt{\frac{L}{C}} + \frac{k}{2} \frac{C}{L} \sqrt{p}$$

dans ces conditions, on démontre aisément [1] [4] que la réponse en transmission d'une telle ligne à un échelon $u(t)$ s'exprime par :

$$v(l, t) = \left[1 - \operatorname{erf} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{K^2 l^2}{4R_c^2 t}} \right] u(t) \quad \text{II-6}$$

où $\operatorname{erf} x = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-u^2} du$ est la fonction d'erreur [6]

en remarquant que $\frac{K^2 l^2}{4R_c^2}$ est homogène à un temps et que $\operatorname{erf} \frac{1}{2} \neq 1/2$

on pose $\frac{K^2 l^2}{4R_c^2} = T_{0,5}$. Cette constante peut s'exprimer en fonction des

pertes par [1] $T_{0,5} = \frac{\alpha^2 l^2}{\pi f}$ où α est l'atténuation par unité de longueur

(en neper/m).

L'équation II-6 permet de tracer la courbe universelle $v(t) = f(t/T_{0,5})$ représentant l'influence de l'effet de peau sur la transmission des échelons fig. 7.

On remarque une dégradation importante du temps de montée due aux pertes par effet de peau. Ainsi le temps de montée, défini entre 10 % et 90 % de l'amplitude finale, est d'environ $\tau'_r = 30 T_{0,5}$ tandis que la pente à 50 % s'exprime :

$$\left. \frac{dv}{dt} \right|_{t = T_{0,5}} = \frac{1}{\sqrt{\pi} e^{\frac{1}{4}} T_{0,5}}$$

d'où le temps de montée défini comme l'inverse de la pente à 50 % de l'amplitude maximale :

$$\tau''_r = \sqrt{\pi} e^{\frac{1}{4}} T_{0,5} = 2,27 \cdot T_{0,5}$$

à titre d'exemple, pour un câble semi rigide de bonne qualité, (UT 250), de longueur 1 mètre, on trouve respectivement :

$$\tau'_r = 63 \text{ ps/m}$$

$$\tau''_r = 9 \text{ ps/m}$$

b - les pertes par polarisation diélectrique

Pour ces pertes, l'expression des constantes linéiques de la ligne s'écriront :

$$Z(p) = pL$$

$$Y(p) = pC_1 + \frac{pC_2}{1 + pRC_2}$$

L'étude de l'influence de ces pertes sur la transmission d'échelons a été effectuée par N.S. NAHMANN [4]. Nous reproduisons ici, l'allure de la réponse intrinsèque d'une ligne de longueur 1 mètre. -Fig. 8-

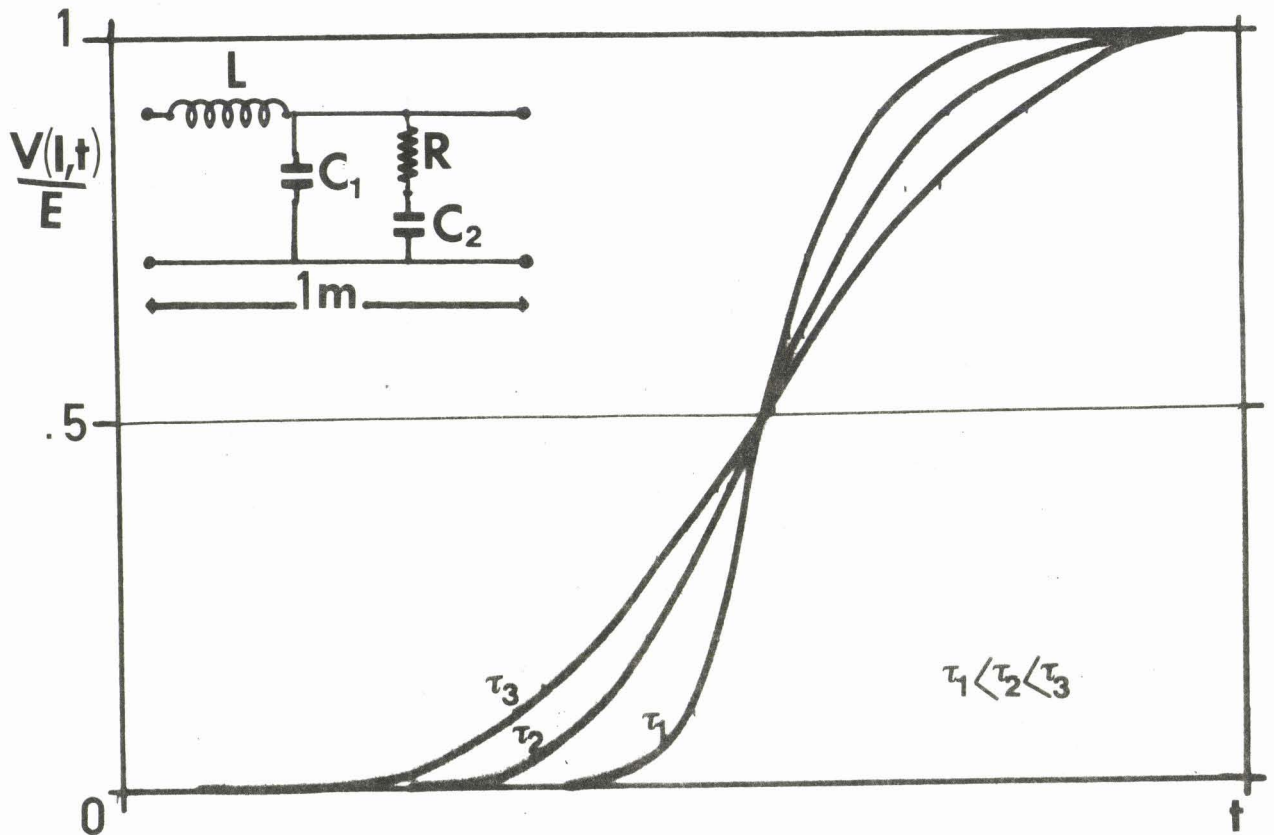


FIGURE 8

Influence des pertes diélectriques sur un échelon d'après [4].

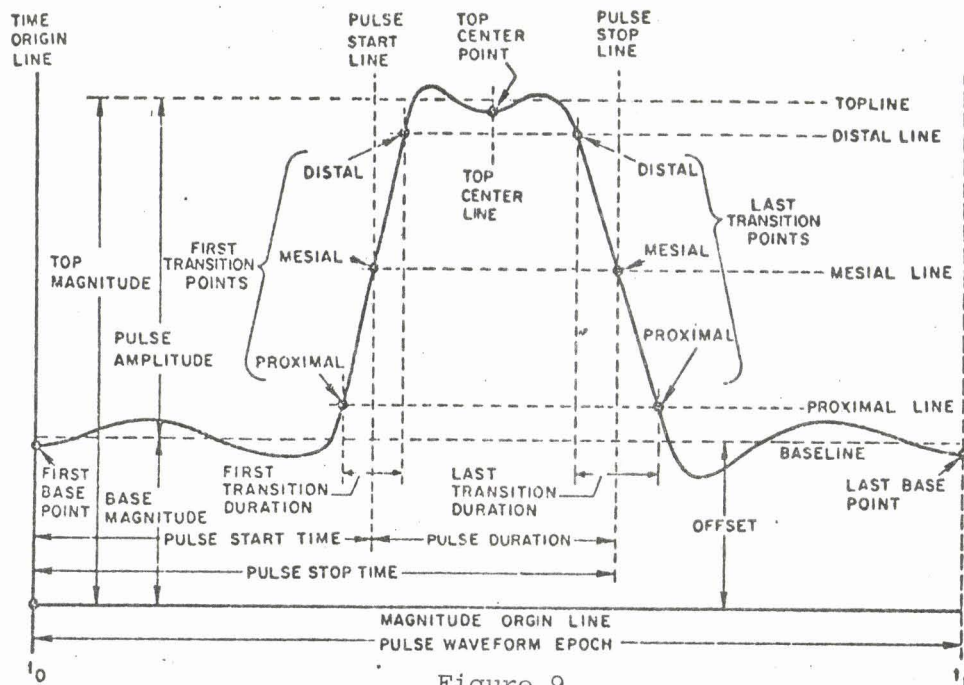


Figure 9

Single Pulse



Il apparaît d'après cette figure que les pertes par polarisation diélectrique dégradent le temps de montée en gardant la symétrie du signal.

Cependant pour les câbles de bonne qualité et aux fréquences habituellement utilisées, les pertes par polarisation sont négligeables devant les pertes par effet de peau.

III - PARAMETRES CARACTERISTIQUES DES IMPULSIONS

La figure 9 représente la forme générale d'une impulsion et la définition des principales caractéristiques. Ces définitions seront explicitées dans l'annexe I. [7].

En pratique, les paramètres les plus fréquemment utilisés sont l'amplitude maximale, le temps de montée et la pente maximale.

Remarquons que l'utilisateur s'attachera plus particulièrement à l'obtention de l'une ou l'autre de ces caractéristiques selon l'utilisation envisagée. C'est ce qui ressort du tableau (5), ci-dessous où nous avons envisagé trois utilisations possibles.

Utilisation	τ	dV/dt (pente maximale)	Amplitude
Mesures de fortes atténuation en B.P.			forte
Mesure dipôles et quadripôles jusqu'à des fréquences élevées avec un rapport signal surbruit convenable.		fort	
Mesures de phénomènes transitoires	faible		

TABLEAU VI

Plusieurs définitions sont données au temps de montée :

- le temps séparant les niveaux 10 % et 90 % de l'amplitude finale que nous noterons τ_r' .
- l'inverse de la pente de la tangente à mi-hauteur que nous noterons τ_r'' .
- l'inverse de la pente maximale de la courbe que nous noterons τ_r .

Signalons l'existence d'une autre définition utilisée [8] dans certains calculs théoriques.

$$\tau_r = \left\{ 2\pi \int_0^{\infty} (t-T_D) f(t) dt / \int_0^{\infty} f(t) dt \right\}^{1/2}$$

avec $T_D = \int_0^{\infty} t f(t) dt / \int_0^{\infty} f(t) dt$

Les différents temps de montée ainsi définis peuvent être reliés entre eux par des coefficients simples dépendant de la forme de l'échelon [9].

Pour notre compte, nous nous efforcerons d'utiliser les trois premières définitions chaque fois que c'est possible.

REMARQUES

Pour les signaux dont les spectres de fréquences sont gaussiens, on peut faire les remarques suivantes :

- la fréquence de coupure à 3dB du spectre de fréquence est reliée au temps de montée défini entre 10 % et 90 % par la relation [10]

$$f_c = \frac{0,35}{\tau_r'}$$

- le temps de montée global de n éléments en cascade ayant chacun un temps de montée τ_i est donné par :

$$\tau = \left(\sum_{i=1}^n \tau_i^2 \right)^{1/2}$$

Ceci montre que le temps de montée du signal que l'on peut visualiser en un point du circuit dépendra non seulement de celui de l'excitation mais aussi du temps de montée des différents éléments du circuit (oscilloscope - atténuateurs - câbles - etc...).

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I

- [1] VABRE, METZER
Electronique des impulsions, Tome II, Circuits à constante réparties, Edit. Masson, 1966.
- [2] J. ORTUSI
Etude Mathématique des Circuits de l'électronique, Tome I, Analyse des Circuits, Masson Editeur, 1966.
- [3] N.S. NAHMANN
Cours principal école d'été au C.N.E.T. Lannion, Juillet 1978.
- [4] W.D. Mc CAA, N.S. NAHMANN
Generation of reference waveforms by uniform lossy lines, I.E.E.E., Vol. IM-19, n° 4, novembre 1970.
- [5] G. RIVET
Physique des lignes de Haute fréquence et d'ultra haute fréquence Tome I, Ed. Masson, 1969.
- [6] ANGOT
Compléments de Mathématique, Collection technique et scientifique du C.N.E.T., Edition de la Revue d'Optique, année 1965.
- [7] NAHMANN
Picosecond Domain waveform measurements. Proceeding of I.E.E.E. Vol. 66, n° 4, April 1978.
- [8] V. DVORAK
ELmore's Definition of risetime. Electronics Letters, Nov. 1972.
- [9] EL KADIRI
D.E.A. Lille, 7 juillet 1977.
- [10] BOTTREAU
Conférence Ecole d'été, C.N.E.T. Lannion, Juillet 1978.

CHAPITRE II

RÉALISATION DE GÉNÉRATEURS D'IMPULSIONS

I - INTRODUCTION

I-1. LES DIVERS TYPES DE GENERATEURS D'IMPULSIONS SUBNANOSECONDES

La génération d'impulsions subnanosecondes a connu un grand développement pendant les quinze dernières années. Ces générateurs utilisent pour leur fonctionnement des éléments de base très divers, comme le montre le tableau II-1, mais peuvent être rangés en deux catégories.

a - Les générateurs à composants semi-conducteurs

Ils se caractérisent essentiellement par des temps de montées très rapides et la possibilité d'obtenir des impulsions, dont les instants de départ soient parfaitement définis et périodiques et qui soient déclenchées par un signal électrique. Au niveau de l'utilisation, cette propriété est importante, comme nous le verrons par la suite, car elle permet une synchronisation de l'oscilloscope d'échantillonnage par "prétrigger" et évite la nécessité d'une ligne à retard. [1]. Mais les niveaux de sortie restent relativement faibles. Il existe quatre types de générateurs à semi-conducteurs dont nous rappelons brièvement les caractéristiques.

A Diode Tunnel : c'est le plus rapide des générateurs d'impulsions électroniques ($t_m = 25$ ps) [2][3] mais son niveau de sortie est faible (200 à 400 mV) et le rapport signal sur bruit obtenu, limite

le spectre de fréquence utilisable aux environs de 10 GHz [4].

A Transistor à avalanche [5] [6] : Ils fournissent les niveaux les plus élevés avec des temps de montées moyens. Par association avec des diodes à temps de recouvrement rapides (Step-recovery ou Snapp off) il est possible d'améliorer leur temps de montée [7].

A diodes à temps de recouvrement rapides : Ces diodes sont utilisées soit pour améliorer le temps de montée des générateurs déjà existants, soit pour générer des impulsions [8] ou des échelons rapides.

A diode à avalanche [9] : Contrairement aux générateurs précédents, dont la fréquence de répétition reste inférieure au Kiloherzt, ce type de générateur permet d'avoir des impulsions dont la fréquence de répétition est de l'ordre du Gigahertz.

b - Les générateurs à interrupteurs mécaniques

Ils se caractérisent par des niveaux de sortie beaucoup plus importants que les précédents avec des temps de montée du même ordre. Cependant les instants de départ des impulsions ne sont pas parfaitement définis ; les impulsions présentent un "jitter" très important [10] ce qui en complique l'observation à l'oscilloscope à échantillonnage et rend nécessaire l'utilisation d'une ligne à retard.

Le tableau II-1 résume les meilleures performances actuelles des divers générateurs. Remarquons que, en dehors du générateur à diode Tunnel, la plupart sont des appareils de laboratoires (d'ailleurs étrangers) non commercialisés.

Types	Forme du signal	Meilleur temps de montée	Amplitude maximale	$\frac{dv}{dt}$ (v/ps)	Remarques
Relais à mercure	échelon	100 ps	300 V	3	Fréq. répétition max = 200 Hz
Transistor à avalanche	échelon	150 ps	12 V	0,08	Tris d'échantillons nécessaires
Diode Tunnel	échelon	25 ps	0,25 V	0,01	Le plus rapide temps de montée actuellement obtenu
		100 ps	1	0,01	
Stepp-recovery	échelon	60 ps	20 V	0,333	
		225 ps	50 V	0,222	
		200 ps	200 V	1	
Diode à avalanche	impulsion	400 ps	125 V	0,3125	Fréq. de répétition 1 GHz

TABLEAU II-1

I-2. CHOIX DU TYPE DE GENERATEUR

L'étude, que nous nous sommes proposés, des non-linéarités des amplificateurs et des phénomènes transitoires dans les semiconducteurs nécessite l'utilisation de générateurs d'échelons à temps de montée très courts et à niveaux de sortie importants. L'examen du tableau II-1 montre la nécessité d'utiliser des générateurs à interrupteurs mécaniques. La fréquence de répétition relativement faible ainsi que le jitter ne devant pas constituer une trop grande gêne.

Une étude rapide du marché (*), tant national qu'international, nous a montré que les générateurs de ce type, actuellement commercialisés, ont des performances trop modestes pour l'utilisation envisagée. Dans ces conditions, nous avons été contraint d'effectuer, en notre laboratoire, l'étude et la réalisation de générateurs de hautes performances.

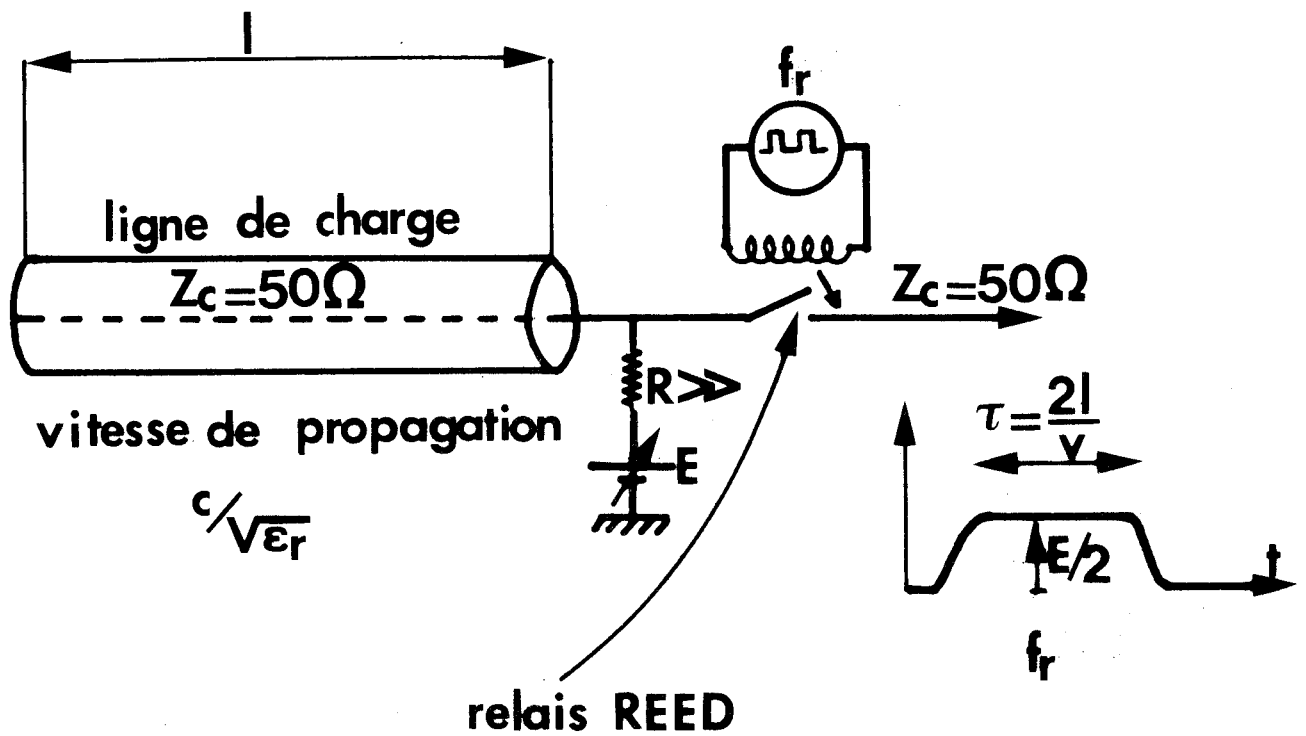
II - STRUCTURES DE BASE

II-1. FONCTIONNEMENT DES GENERATEURS D'ECHELONS A RELAIS REED

a - Principe

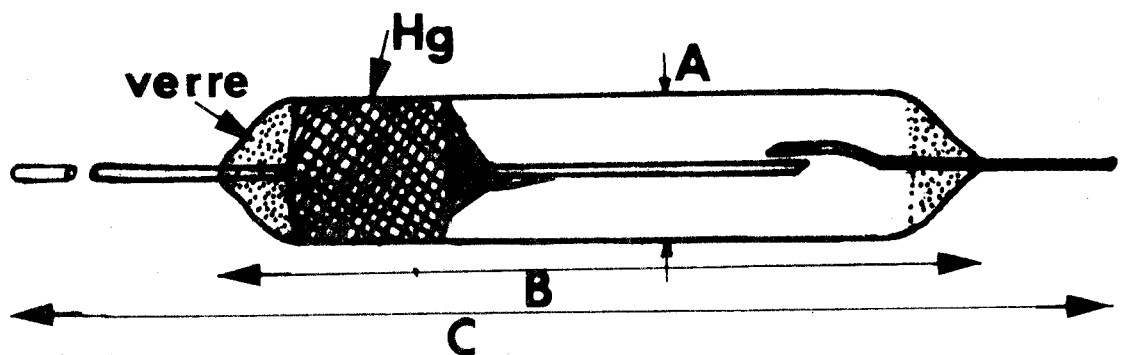
Le schéma de principe est représenté figure (II-1).

(*) Effectuée avec l'aide du Service documentation du C.N.R.S.



$$0.1\text{Hz} < f_r < 200\text{Hz}$$

Figure II 1



Dimensions physiques :

Longueur hors tout (C) : 53,34 mm

Longueur du verre (B) : 17,53 mm

Diamètre du verre (A) : 3,18 mm

Nature du contact : mouillé mercure

Fonctionnement vertical $\pm 30^\circ$

Figure II 2



Au début du fonctionnement, l'interrupteur REED est supposé ouvert et la ligne, de longueur l , se charge rapidement à la tension V_0 d'alimentation continue. L'application d'un créneau, de fréquence basse, sur la bobine du relais REED permet la fermeture du relais et la décharge de la ligne dans le circuit d'utilisation de résistance caractéristique R_C . Chaque élément de longueur de la ligne étant équivalent à une source de f.e.m. V_0 et de résistance interne R_C , il en résulte la création, dans le circuit extérieur, d'une impulsion de largeur $\tau = \frac{2l}{v}$ et d'amplitude $\frac{V_0}{2}$ (où v est la vitesse de propagation des ondes dans la ligne).

b - Problèmes posés

Le fonctionnement décrit précédemment suppose que le relais présente une impédance caractéristique égal à R_C et que, par ailleurs, le circuit d'utilisation soit aussi d'impédance égale à R_C .

Dans le cas où l'entrée du circuit d'utilisation présente une impédance R différente de celle de l'interrupteur supposé égale à R_C , le niveau de l'impulsion produite est différent de $\frac{V_0}{2}$ mais surtout il apparaît des réflexions parasites nuisant à la qualité du signal (tableau II-2).

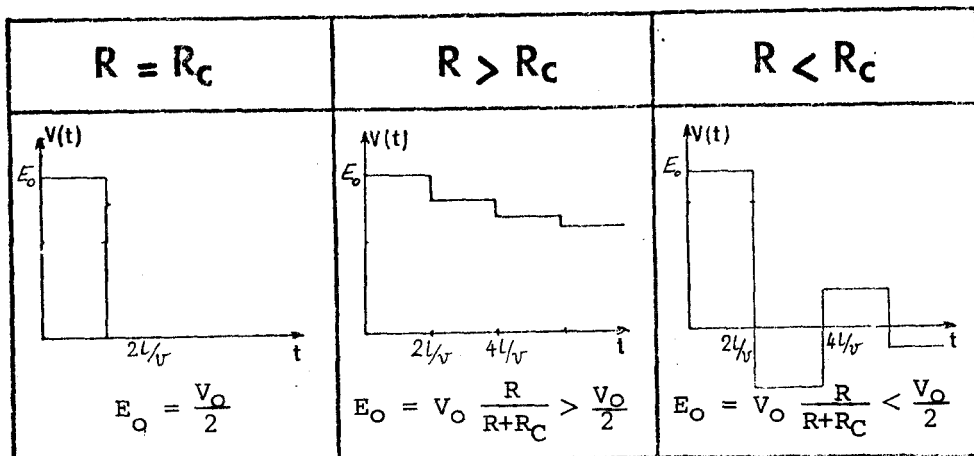


TABLEAU II-2

Ceci montre la nécessité d'adapter le circuit d'utilisation à l'interrupteur. Signalons qu'une désadaptation en tout autre point du circuit d'utilisation donnerait aussi naissance à des réflexions parasites.

. Dans le cas où l'impédance de l'interrupteur n'est pas adaptée à celle de la ligne, notée R_C , des réflexions parasites apparaissent

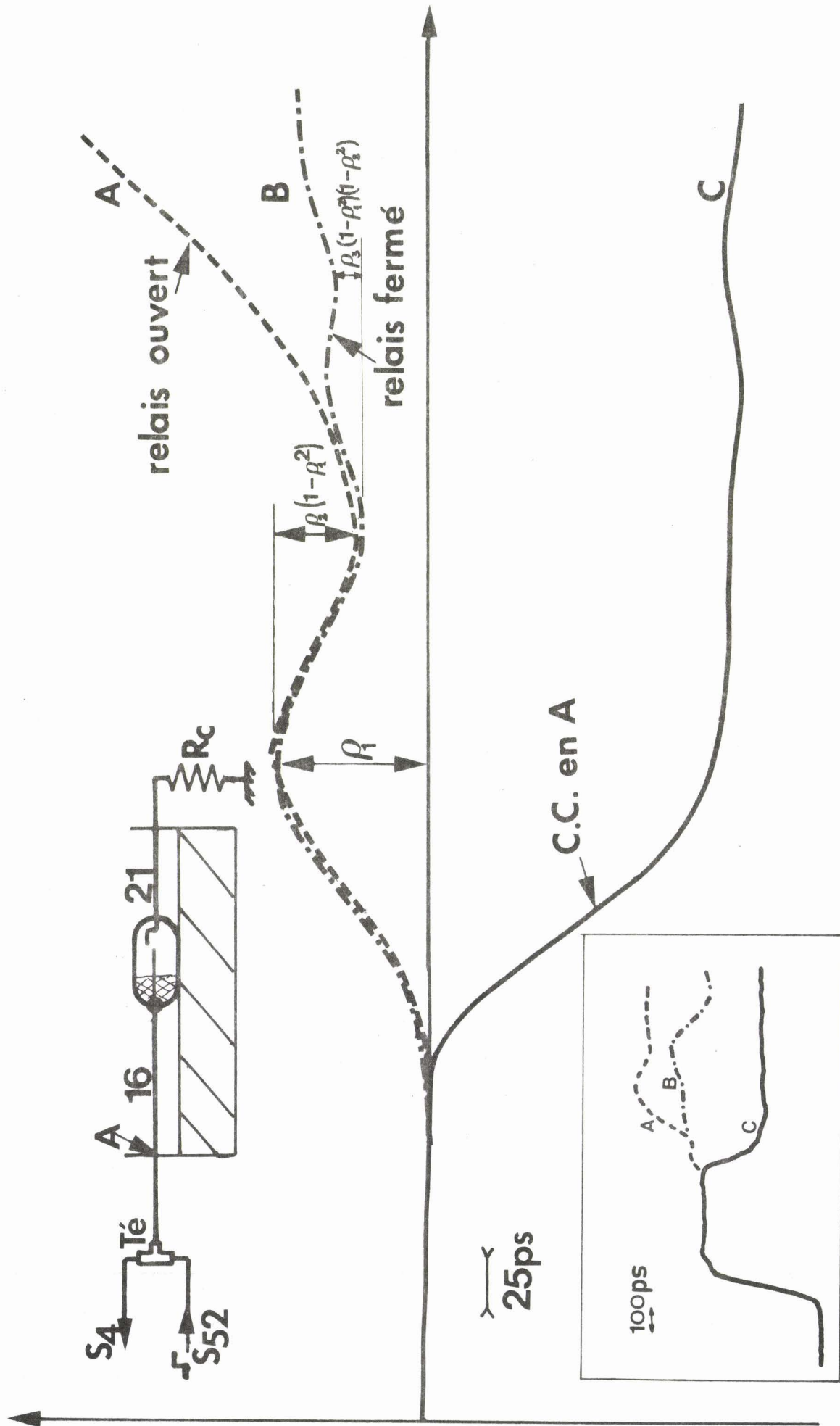


Figure II-3

lors de la décharge de la ligne à travers l'interrupteur. Il en résulte aussi une dégradation du temps de montée. En conclusion, il apparaît primordial d'éviter toute réflexion parasite en tous points du dispositif en gardant constante l'impédance caractéristique. A priori, il conviendra donc d'insérer le relais dans une structure telle que l'impédance caractéristique reste la plus constante possible et la plus proche de 50Ω , valeur adoptée pour l'ensemble du circuit. Le choix du type de relais devra tenir compte en priorité de cette exigence.

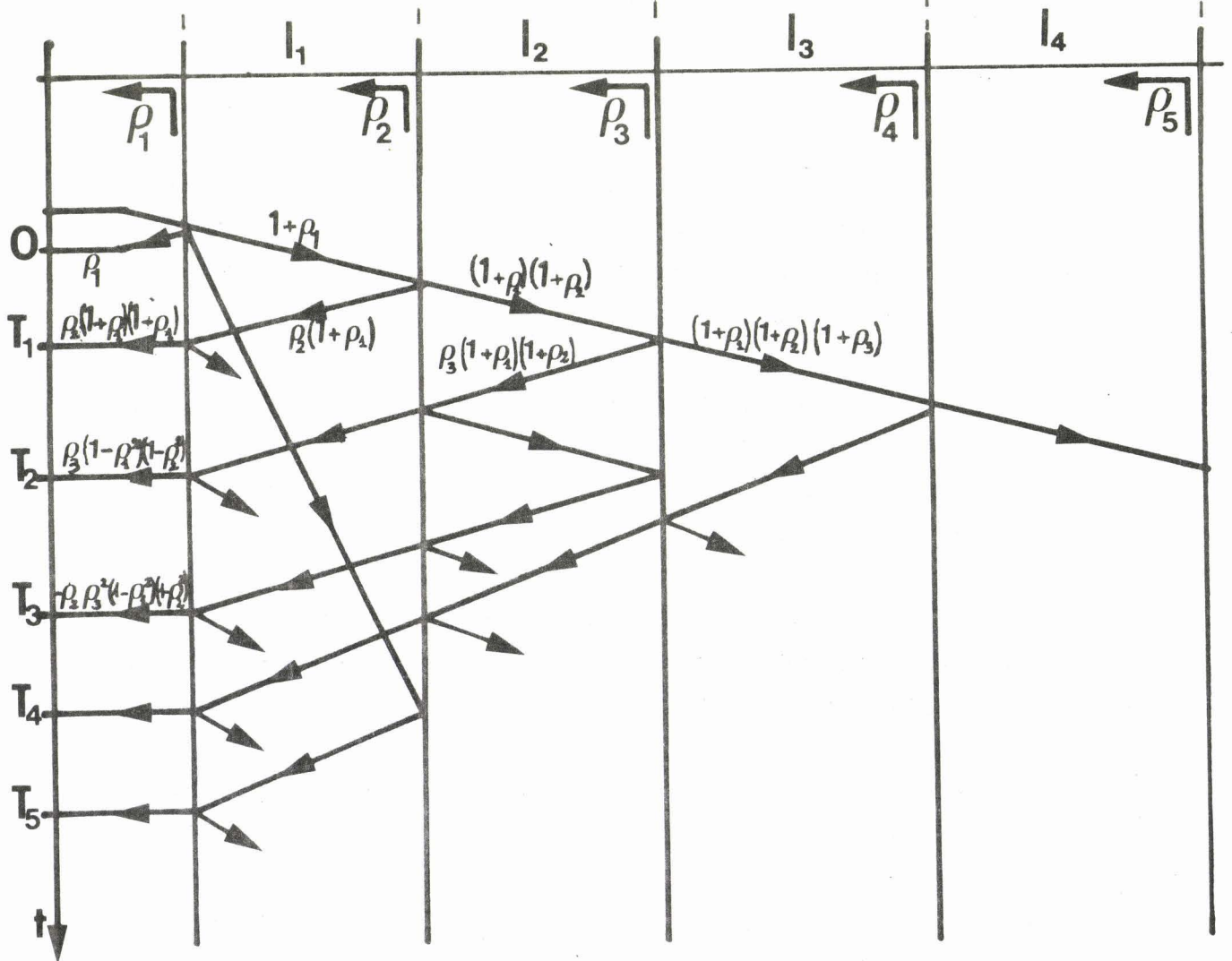
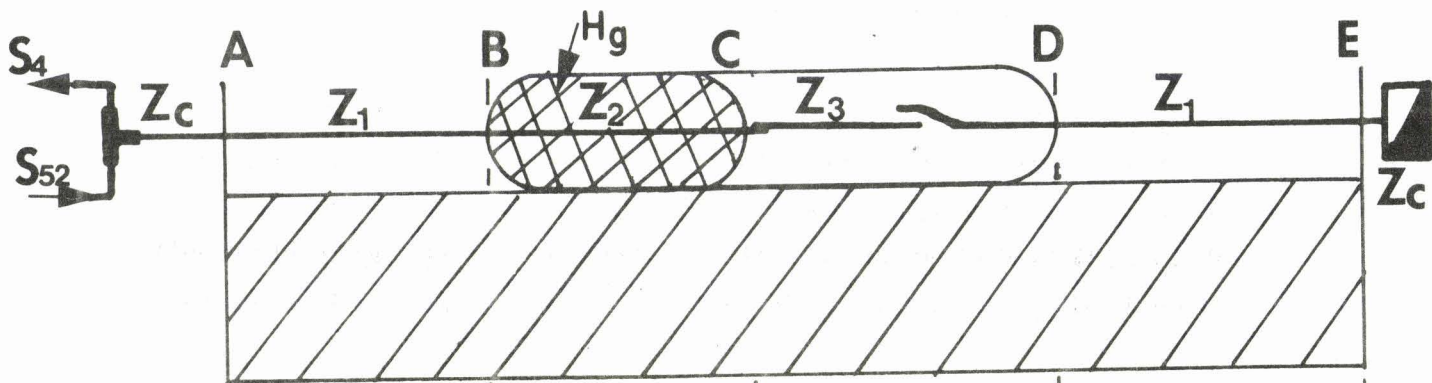
II-2. CARACTERISATION DE L'INTERRUPTEUR

Elle est effectuée en réflectométrie temporelle (TDR). Cette méthode consiste à analyser, dans le domaine temporel, l'onde réfléchie par l'interrupteur soumis à une excitation en forme d'échelon, de temps de montée très court, délivré par un générateur à diode Tunnel (Annexe II).

L'interrupteur reed -fig. II-2.- dont l'ampoule de verre est placée au contact d'un plan métallique formant le plan de masse, constitue avec celui-ci un circuit Strip-line dont le diélectrique est l'air.

Nous présentons sur la figure II-3 un exemple typique de réponse, obtenue pour l'interrupteur REED type AR51 fabriqué par Celduc. (Annexe II). Elle correspond aux trois mesures suivantes :

- le relais ouvert : la réflexion totale se produit dans le plan du contact, ce qui en précise la position. Courbe A.
- le relais fermé : l'onde réfléchie caractérise l'ensemble des discontinuités du relais. Courbe B.
- le court-circuit placé près de l'entrée permet de préciser la position des discontinuités et constituera la référence pour déterminer la valeur de ces discontinuités.



$$T_1 = \frac{2l_1}{v}$$

$$T_2 = \frac{2(l_1 + l_2)}{v}$$

$$T_3 = \frac{2(l_1 + 2l_2)}{v}$$

etc...

Figure II 4

BUS
TITLE

Notons que le temps de montée du signal incident ne permet pas de bien mettre en évidence des discontinuités trop petites comme celles provoquées par le verre aux extrémités de l'ampoule. Nous représentons, fig. II-4., le mode de dépouillement que nous avons utilisé pour déterminer la valeur des impédances en différents points de l'interrupteur.

Par ailleurs, on observe, sur la figure II-3 (courbe B), un accroissement léger et fugitif de la tension à l'instant correspondant où le signal atteint le niveau du contact de l'interrupteur lorsqu'il est en position fermée. D'après le tableau V (Chapitre I) on peut l'imputer à l'existence d'une self-inductance série dont il est possible de calculer approximativement la valeur [12].

$$L = \frac{\text{tension maximale} - \text{tension statique}}{\text{pente de l'échelon incident}} \times \frac{(R_{01} + R_{02})^2}{2R_{01}}$$

soit $L \approx 0.54$ nHenry.

Si R_{01} et R_{02} sont respectivement les valeurs des résistances caractéristiques situées avant et après la self-inductance. La connaissance du temps de montée propre de l'interrupteur revêt une importance capitale pour le fonctionnement en générateur. On peut estimer la valeur de ce paramètre en transmettant une impulsion à travers le relais fermé. (méthode T.D.T. - Time Domain Transmission). Nous avons utilisé la monture strip-line suspendue qui a un temps de montée propre très petit et que nous décrirons au paragraphe II-4. de ce même chapitre. L'allure des courbes ainsi obtenues est présentée figure II-5. En supposant que les signaux ont des formes gaussiennes on peut déduire le temps de montée propre du relais reed; $tr = 40$ ps. Remarquons qu'en fonctionnement générateur, le temps de montée de l'interrupteur sera inférieur à cette valeur puisque l'échelon produit au niveau du contact ne traversera qu'une petite partie du relais. Ce qui donnerait des valeurs conforme à la littérature.

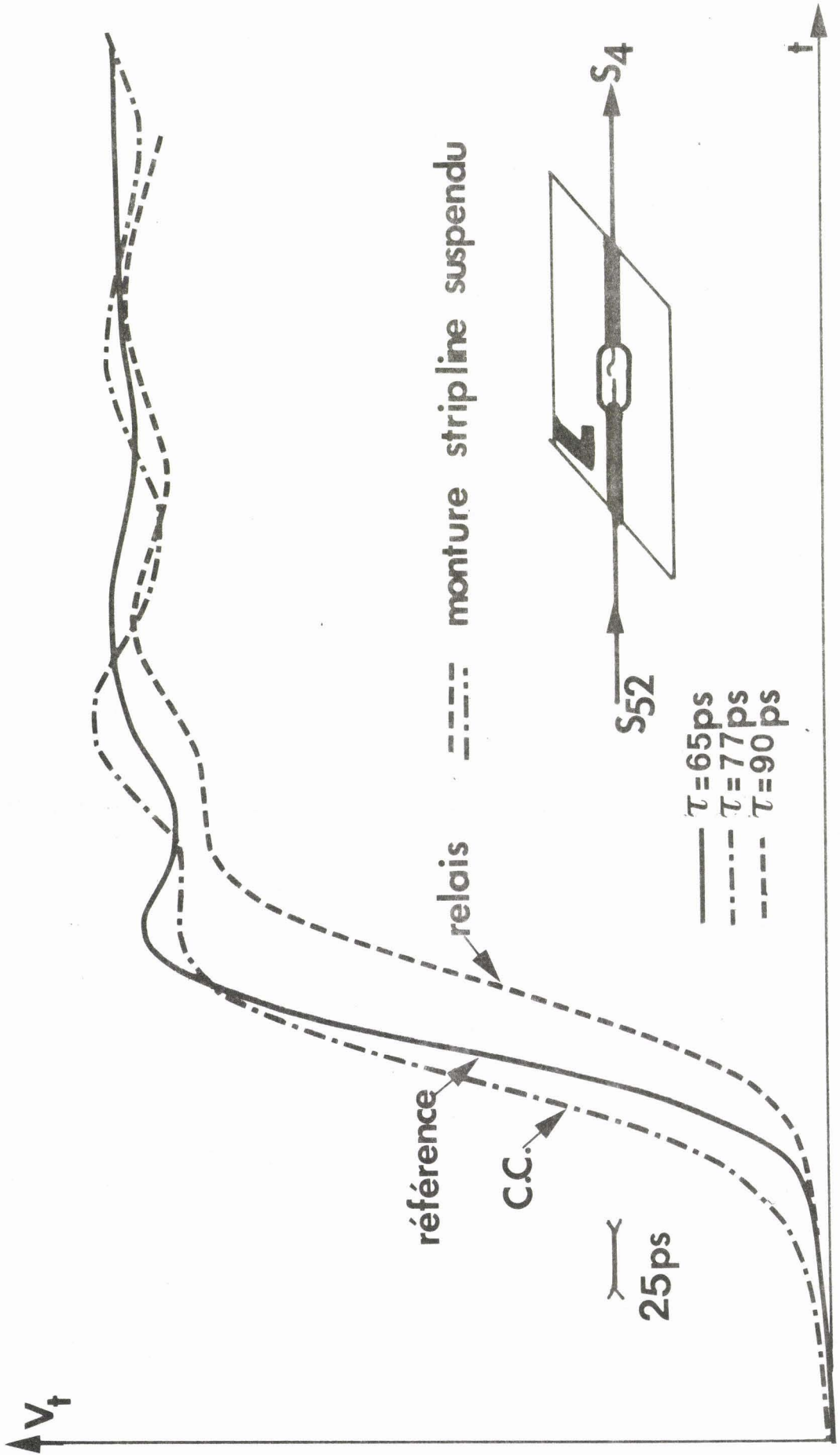


Figure II-5

II-3. CONSEQUENCES DES CARACTERISTIQUES DU RELAIS SUR LE FONCTIONNEMENT
EN GENERATEUR

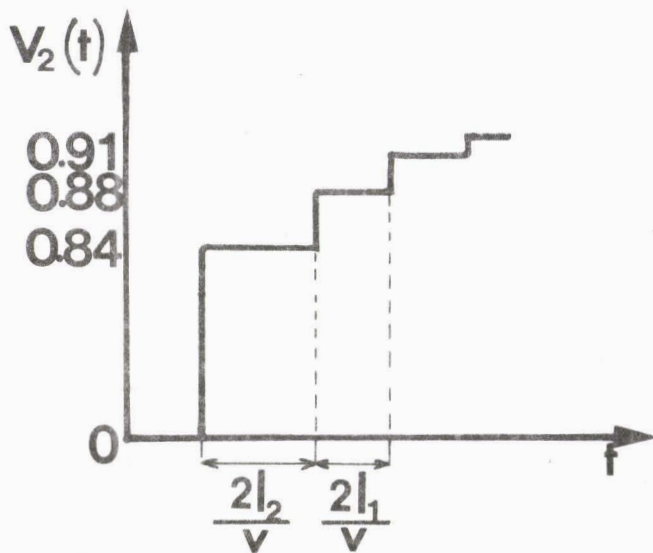
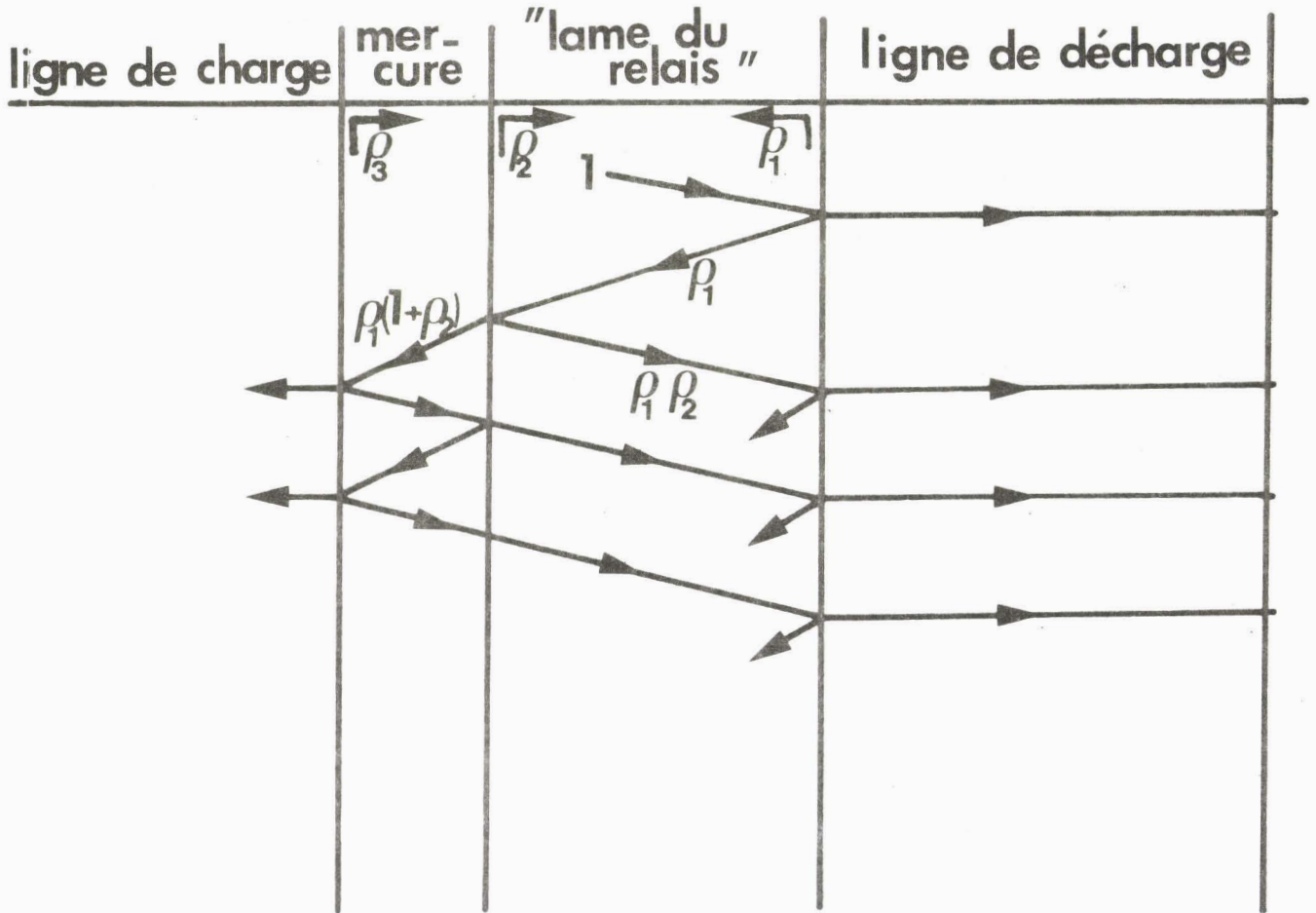
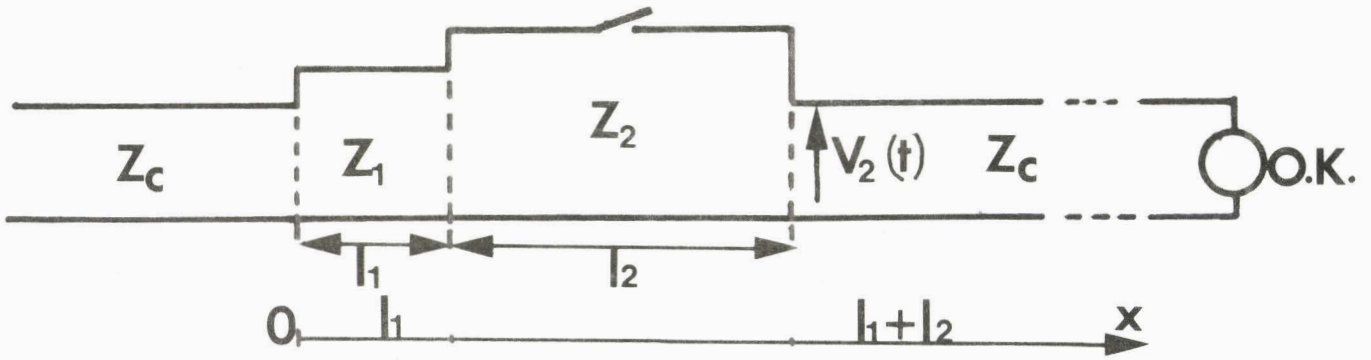
Pour mieux mettre en évidence l'influence des discontinuités internes du relais sur le fonctionnement en générateur, nous considérons -Fig. II6 un modèle simplifié correspondant à une représentation approchée de l'interrupteur caractérisé précédemment. -Fig. II-3. Il est certain, qu'en pratique, il sera possible en dimensionnant convenablement la monture de limiter les effets signalés dans cette étude : celle-ci a pour but, en particulier, de bien mettre en évidence l'influence de ces effets.

La ligne de charge étant supposée placée à gauche de l'interrupteur, nous étudions la propagation d'un échelon prenant naissance au niveau du contact de l'interrupteur et se propageant de la gauche vers la droite. Ceci constituera une simulation, sur modèle simplifié, du fonctionnement réel de l'interrupteur en générateur d'échelons.

Le calcul, détaillé sur la figure II-6, fait apparaître un effet d'"intégration" du signal initial. Cette influence qui se manifeste essentiellement aux temps longs est, à notre avis, responsable en grande partie de la dégradation du temps de montée défini entre 10 % et 90 %. Par contre, il nous semble que le temps de montée défini par la pente maximale n'est que peu influencé. Il semblerait que ce dernier dépende en particulier de la self-inductance propre du contact que nous avons mis expérimentalement en évidence. En effet, cette self-inductance s'accompagnerait d'un effet d'intégration (constante de temps voisine de 5 ps) se manifestant surtout au début du signal par une limitation de la pente maximale. D'autres éléments, difficilement accessibles à nos mesures, tels que les discontinuités de courtes longueurs et la résistance de contact sont aussi susceptibles de dégrader le temps de montée de façon non négligeables.

En conclusion, on peut dégager quelques éléments permettant le choix de relais reed susceptible de donner les meilleurs résultats :

- un contact mouillé au mercure pour éviter les rebonds, diminuer la résistance de contact et le Jitter.



BIS LILLE

Figure II-6

- un rapport diamètre extérieur de l'ampoule sur diamètre intérieur des contacts de l'ordre de 2,3 pour faciliter la réalisation d'une structure, par exemple coaxiale, dont l'impédance soit de l'ordre de 50 Ω .
- des discontinuités modérées, en valeur et en durée, afin de limiter l'importance des réflexions parasites.

D'autre part, la configuration de la structure dans laquelle le relais est intégré, peut modifier sensiblement les impédances présentées par le relais reed lui-même. Par conséquent, il sera important d'optimiser les montures. Nous allons décrire et comparer différentes montures que nous avons utilisées.

II-4. REALISATIONS DES MONTURES

Dans le but de permettre un fonctionnement en mode TEM jusqu'à des fréquences de l'ordre de 10 GHz, nous avons adopté le standard OSM (ou SMA) pour la réalisation de l'ensemble du circuit coaxial (Annexe II).

L'association de la monture avec l'interrupteur reed doit permettre une amélioration du temps de montée obtenu avec l'interrupteur seul, s'il est possible toutefois de compenser le caractère intégrateur de l'interrupteur. Trois structures hyperfréquences sont utilisables pour la réalisation de la monture ; ce sont les structures coaxiale, à plans parallèles et Strip-line suspendu.

Afin de mieux comparer les caractéristiques propres de chacune de ces trois structures, nous les avons toutes trois réalisées en utilisant le même interrupteur. Les caractéristiques étant appréciées grâce à l'observation de la qualité de la transmission d'une impulsion de temps de montée très court (générateur à diode Tunnel cf. Annexe II) à travers la monture, le relais étant fermé (méthode dite T.D.T.).

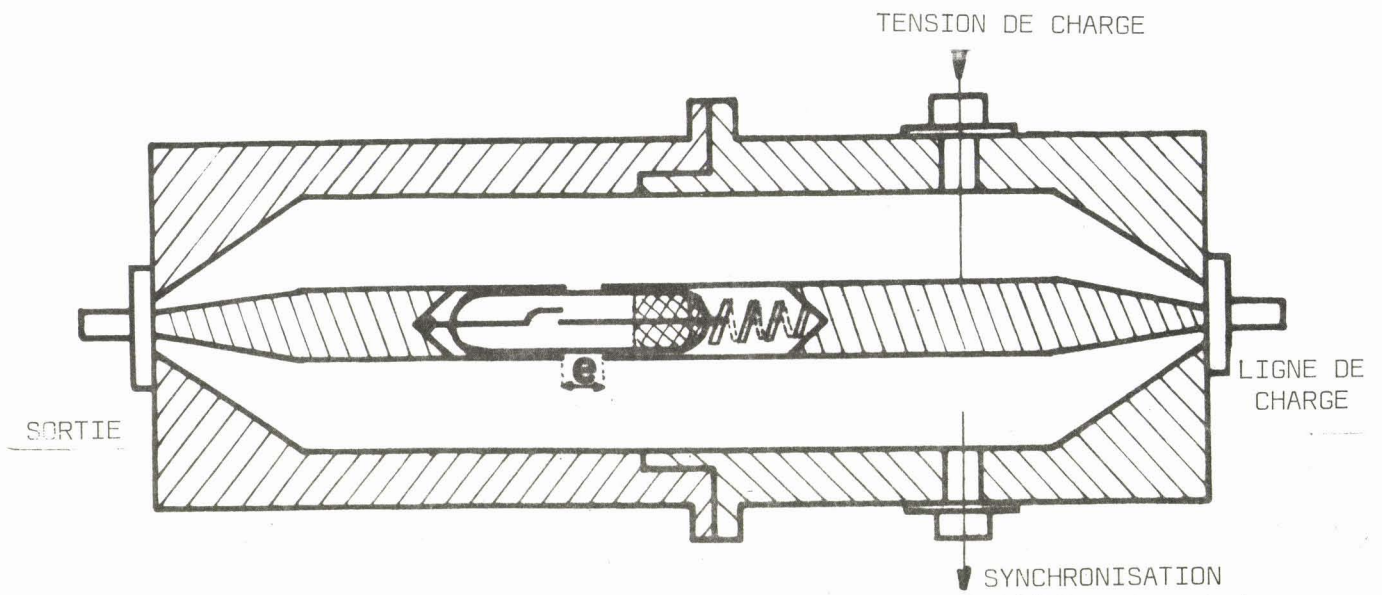


Figure II-7

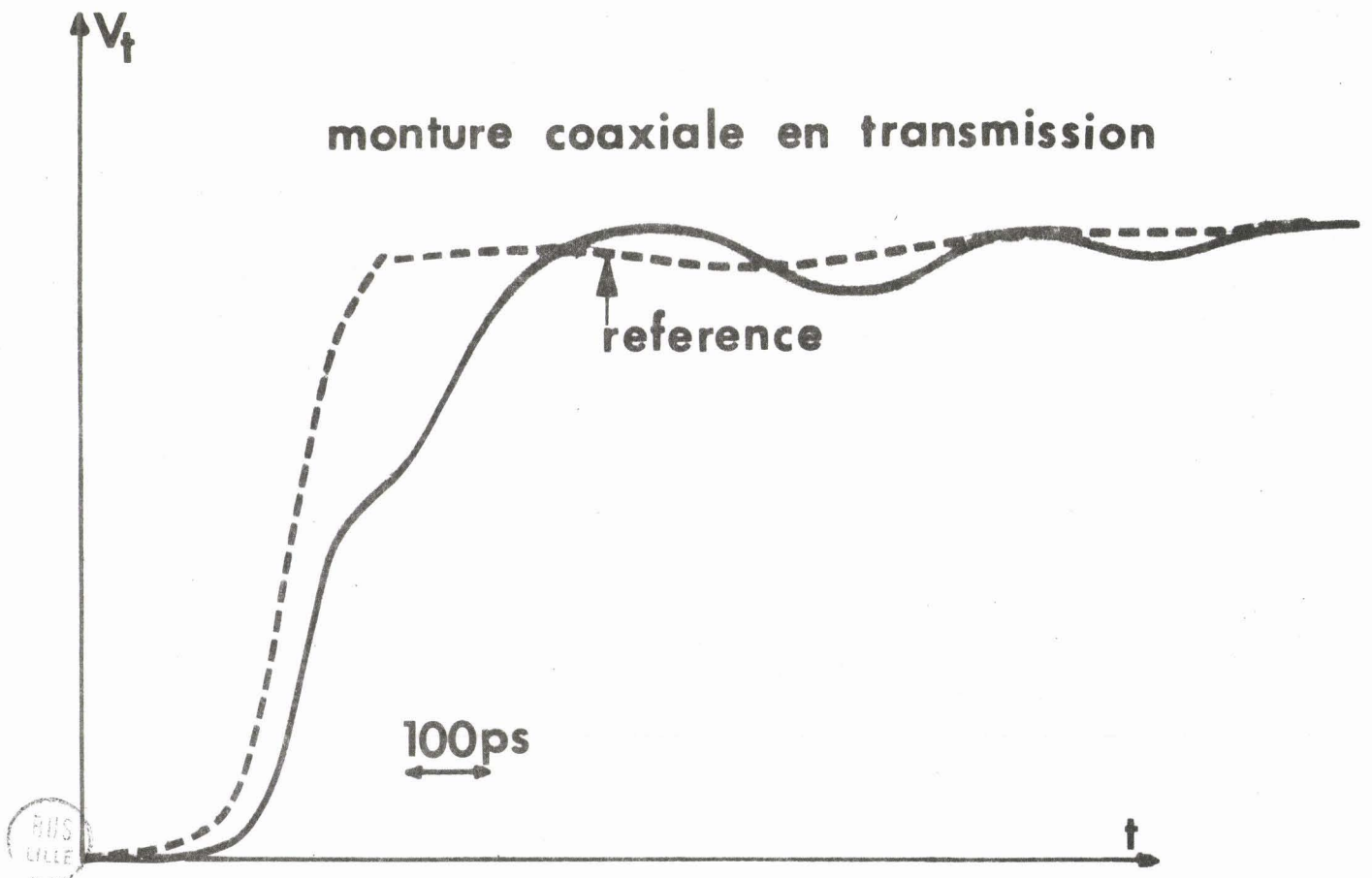


Figure II 8

a - Monture coaxiale

Le principe consiste à réaliser une structure coaxiale dans laquelle l'ampoule de verre de l'interrupteur limite le conducteur extérieur tandis que le conducteur intérieur correspond aux lames de contact, la désadaptation causée par la réserve de mercure pouvant d'ailleurs être compensée. Selon ce principe, deux réalisations ont été faites, l'une par l'équipe de Monsieur le Professeur GROUBERT (C.E.E.S. Montpellier) [13] et l'autre par nous même, décrite au paragraphe IV de ce même chapitre.

Par ailleurs, nous avons réalisé une autre monture fonctionnant selon un principe différent qui consiste à coupler deux lignes coaxiales dont l'une renferme l'interrupteur. L'intérêt de cette monture réside dans la possibilité d'éviter les désadaptations dues à la réserve de mercure et la possibilité de faire varier le couplage entre les lignes par réglage de l'épaisseur e . Nous présentons sur la figure II-7la réalisation correspondante et sur la figure II-8 l'échelon transmis à travers cette monture. Il apparaît une dégradation très nette du temps de montée de l'impulsion. Cette dégradation est due principalement à l'effet de capacité entre les conducteurs centraux et à la rupture d'impédance due au changement de diamètre du conducteur central dans la zone de couplage e . Nous devons noter que dans les structures coaxiales, il est difficile d'intégrer les éléments susceptibles d'améliorer le temps de montée (cf. paragraphe III) dont nous montrerons le très grand intérêt. Ceci constitue à notre avis une limitation de ces dispositifs.

b - Monture à plans parallèles

Le principe de cette monture consiste à insérer l'interrupteur en série dans le conducteur central dont le diamètre est égal au diamètre de l'ampoule de verre renfermant l'interrupteur.

L'impédance caractéristique d'une structure à plans parallèles de dimensions transversales infinies s'exprime par : [14]

$$Z_c = \frac{138}{\sqrt{\epsilon_r}} \log_{10} \left(\frac{4}{\pi} \cdot \frac{b}{D} \right)$$

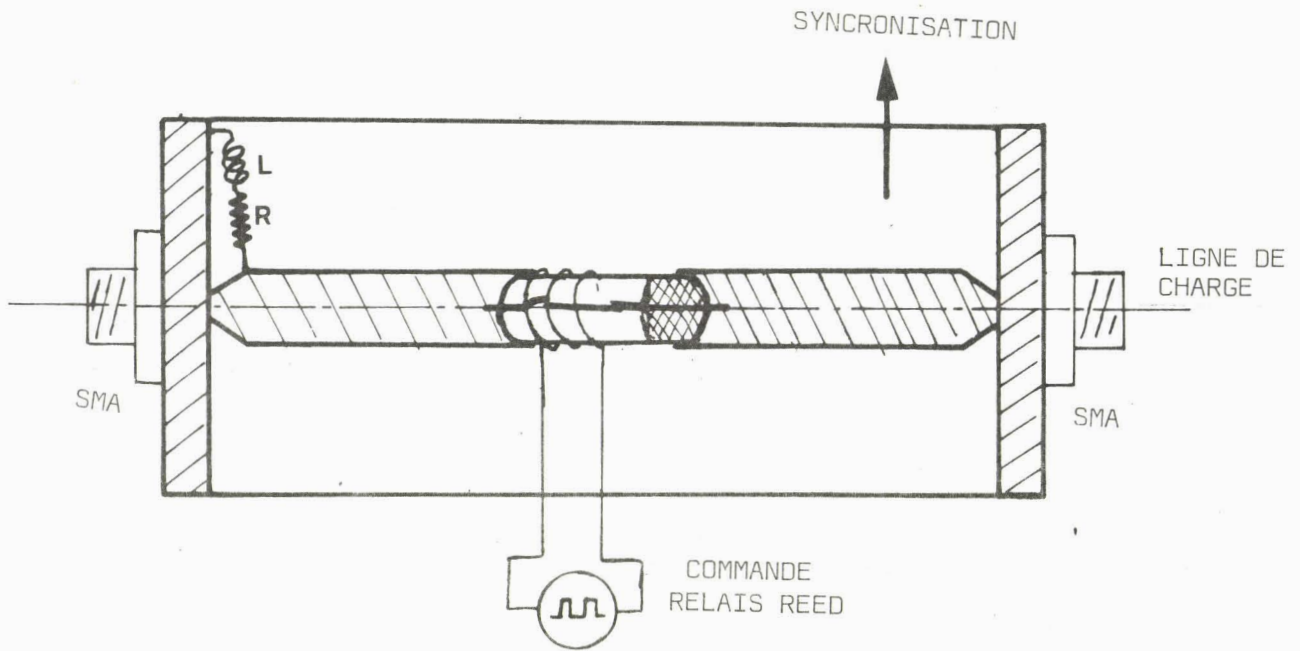


Figure II 9

Monture plans parallèles en transmission

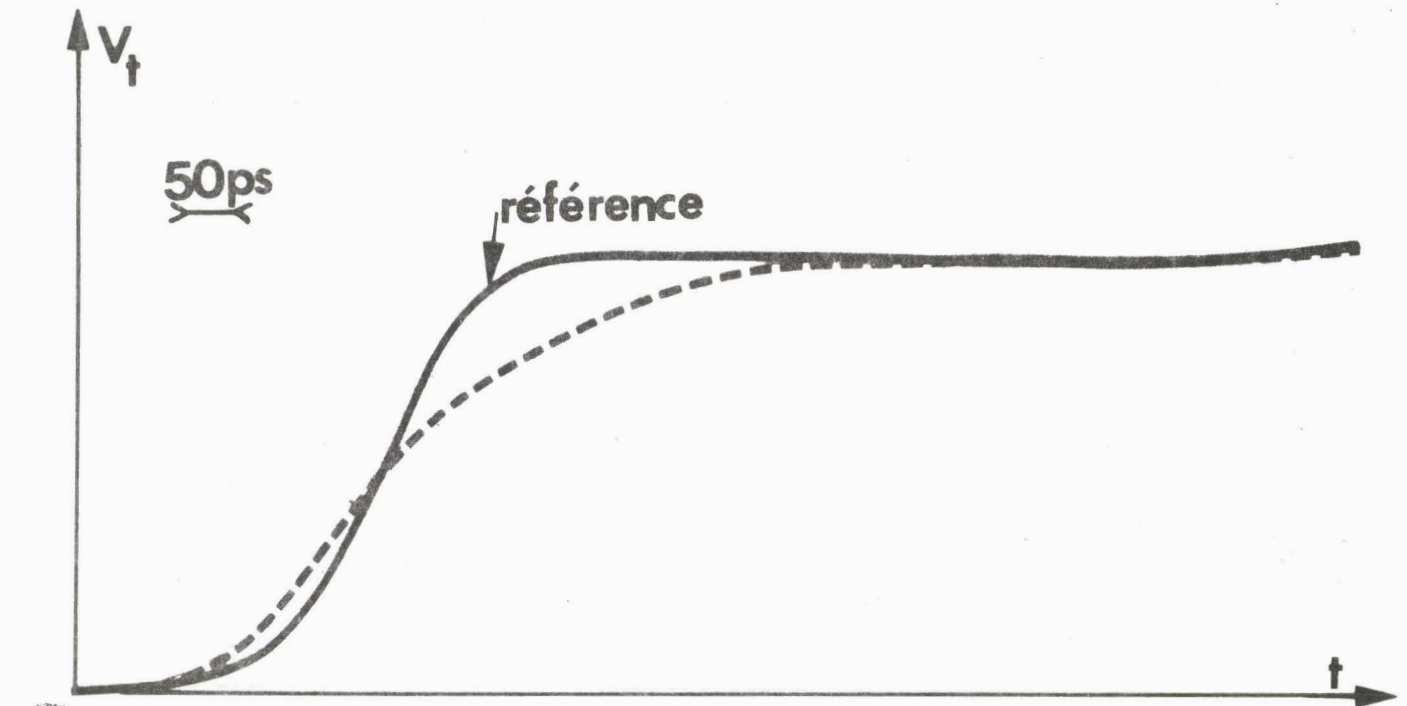


Figure II 10

Il en résulte que le rapport $\frac{b}{D} = 1,8$ afin de réaliser l'impédance $Z_c = 50 \Omega$.

Nous présentons, sur la figure II-9, la réalisation correspondante et, sur la figure II-10, la transmission d'une impulsion à travers cette monture. La dégradation constatée peut être imputée à une résistance de contact non négligeable de l'interrupteur avec le conducteur central et à une mauvaise réalisation de la transition entre la structure et des connecteurs O.S.M. .

Remarquons cependant qu'il est très aisé, dans une telle monture, d'intégrer et de modifier les éléments annexes.

c - Monture Strip-Line suspendu

Le principe consiste à former une ligne strip-line suspendu entre un plan de masse et les lames du contact de l'interrupteur. Remarquons que cette conception est facilitée par la section rectangulaire de ces lames. Par ailleurs, nous avons préféré la configuration "Strip-suspendu" au lieu de celle en "microstrip" afin de limiter l'importance des pertes [15] et d'éviter le rayonnement.

Une étude théorique, effectuée au laboratoire [16], a fourni la valeur des dimensions à adopter pour une impédance de 50Ω . Le substrat utilisé a été l'alumine en raison des faibles pertes présentées et de sa permittivité élevée. Les métallisations, sous vide, ont été effectuées au laboratoire (Centrale de Technologie).

Nous présentons, sur la figure II-11, la réalisation correspondante et, sur la figure II-12, la transmission d'une impulsion rapide à travers cette monture. Il apparaît que les pertes et les désadaptations ont pu être diminuées.

Remarque : Le temps de montée d'une telle structure étant relativement faible, nous a permis de l'utiliser pour estimer le temps de montée propre du relais.

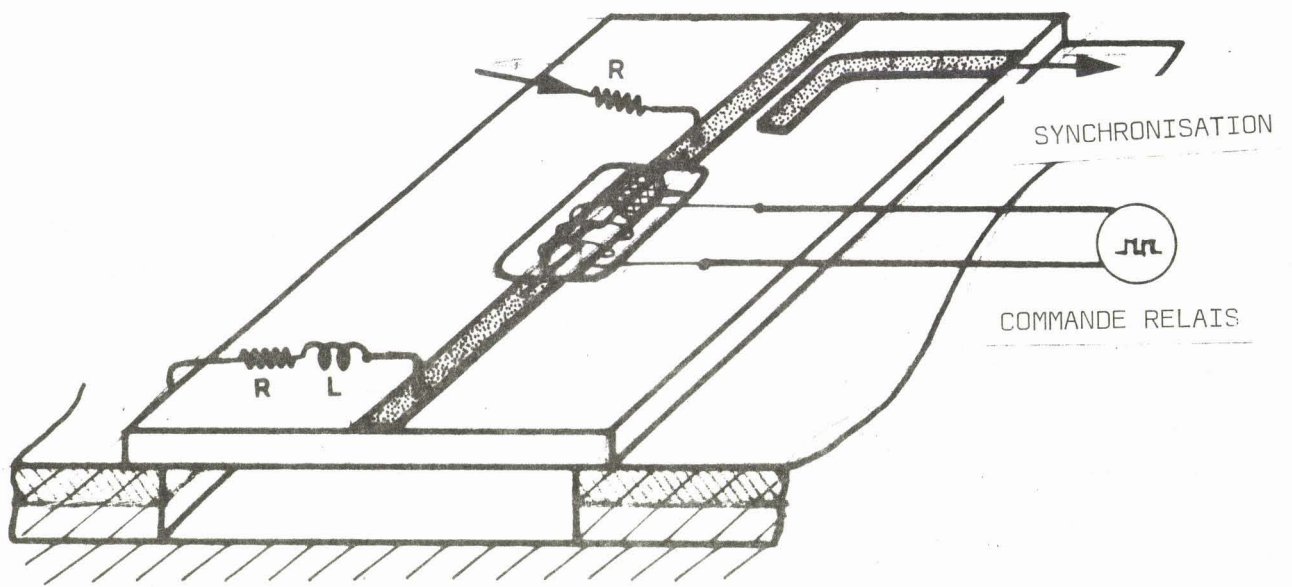


Figure II 11

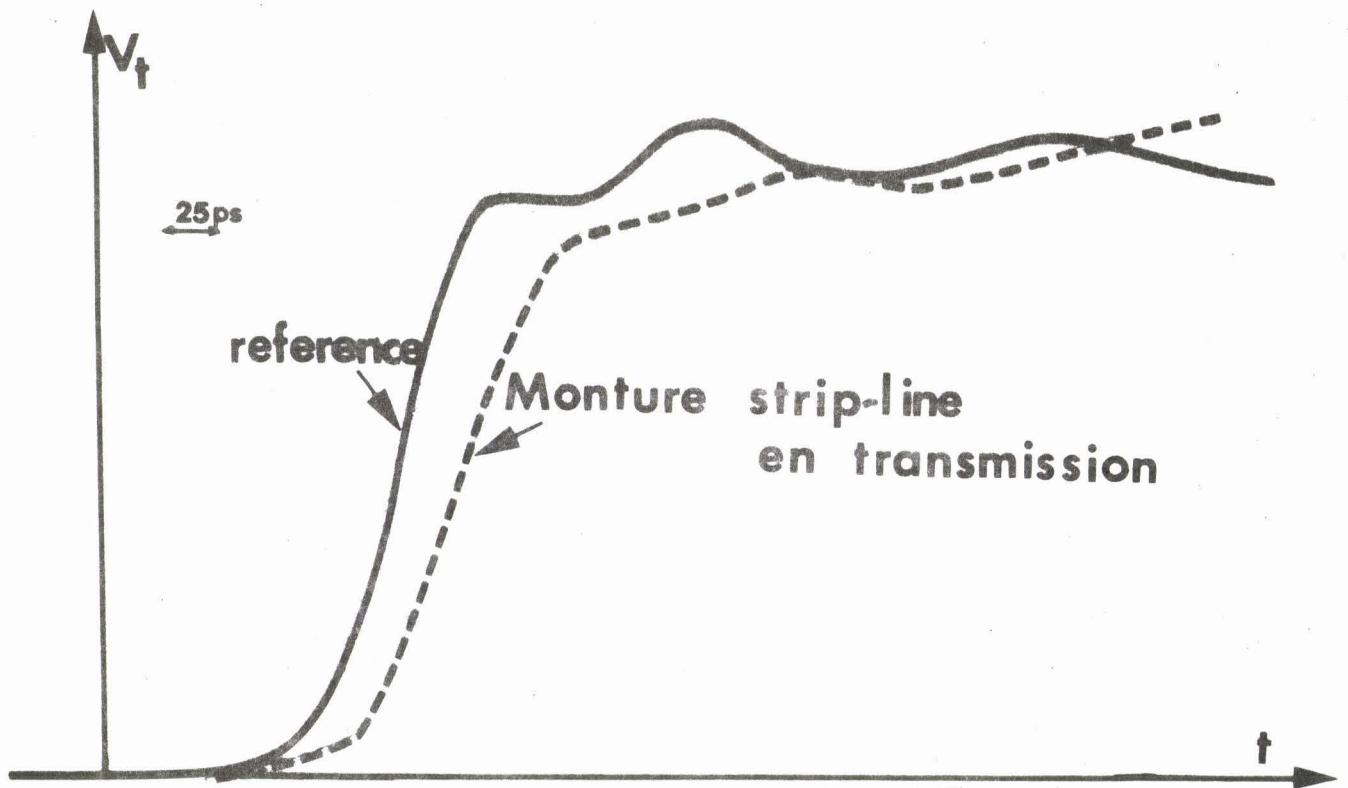


Figure II 12

d - Comparaison des trois montures

Nous résumons dans le tableau II-3, ci-dessous, les résultats obtenus pour les trois structures de monture. Il apparaît que les montures coaxiale et à plans parallèles dégradent nettement l'impulsion en transmission tandis que la monture Strip-Line semble la plus prometteuse. De tels résultats devraient se retrouver lors du fonctionnement en générateur d'impulsion. Cependant, il n'est pas possible d'effectuer une comparaison directe des générateurs réalisés à partir de ces structures car la visualisation sur oscilloscope nécessite des dispositifs annexes que nous allons présenter et qui ne seront pas intégrés de la même façon à toutes les montures.

Caractéristique Structure	τ (ps) (pente max.)	τ' (ps) (10% - 90 %)	τ'' (ps) (pente à 50 %)	Défauts observés en transmission	Possibilité d'intégration d'éléments annexes
Coaxiale	160	280	160	ondulation et overshoot	non
Plans-parallèles	200	270	200	non	oui
Strip Line suspendu	105	115	105	non	oui

TABLEAU II-3

(*) Temps de montée avec le relais REED fermé.

III - DISPOSITIFS ANNEXES

III-1. DISPOSITIFS DE VISUALISATION ET D'EXPLOITATION

Ils font partie de l'ensemble du dispositif de mesure et de visualisation de l'impulsion réalisé en structure coaxiale et représentée figure II-13. On y trouve essentiellement un oscilloscope un pick-off et une ligne à retard.

a - Oscilloscope

La technologie actuelle des oscilloscopes ne permet pas d'accéder à une visualisation en temps réel de signaux rapides dont le

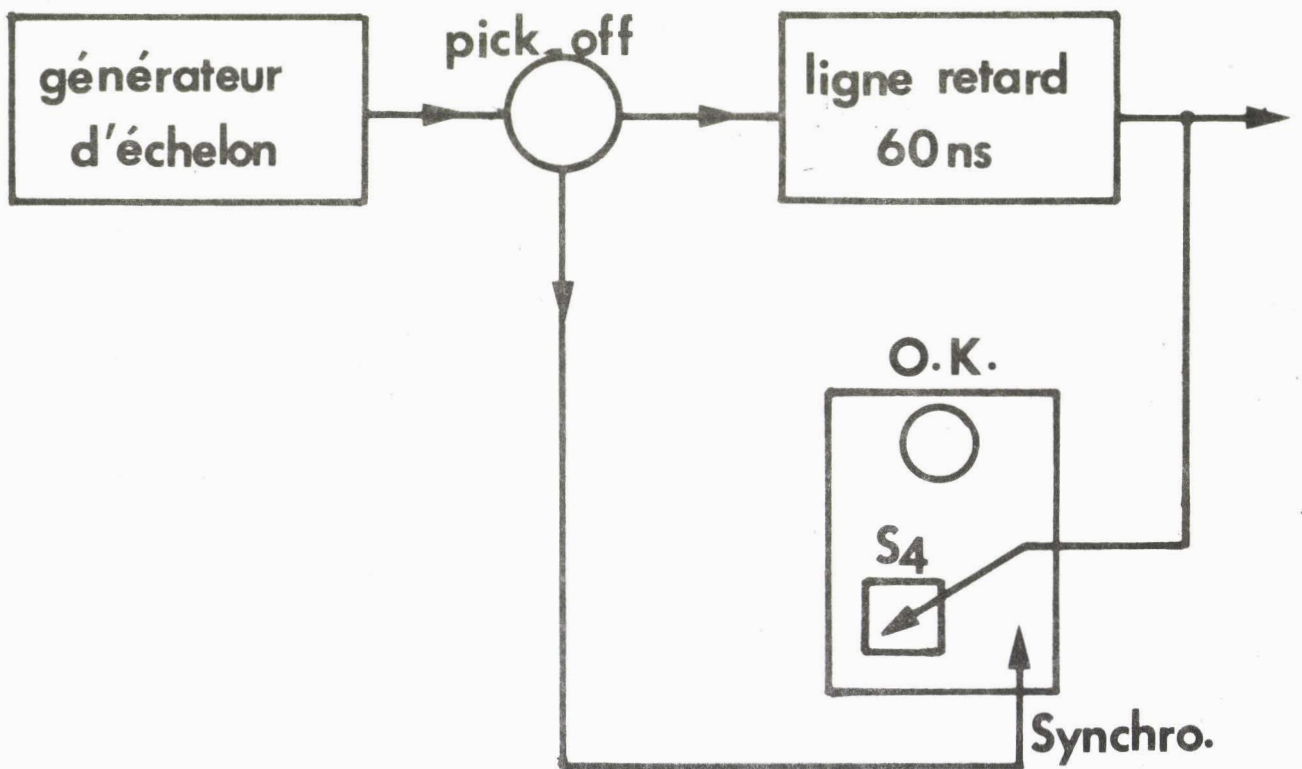


Figure II-13



temps de montée soit inférieur à 200 ps. [17].

L'oscillographie à échantillonnage constitue actuellement le seul moyen pour accéder aux caractéristiques des impulsions subnanosecondes. La plupart des appareils commercialisés fonctionnent en mode séquentiel. Cette technique nécessite le déclenchement du circuit électronique de prise d'échantillons 50 à 60 monosecondes avant l'arrivée du signal sur la tête d'échantillonnage. Ce déclenchement doit se faire de façon très précise pour permettre une reproduction fidèle du signal appliqué.

Dans le cas de nos générateurs à relais reed, il est impossible de générer une impulsion synchrone à cause du jitter mécanique qui est de l'ordre du temps d'ouverture des portes à échantillonnage de notre oscilloscope -Annexe II-. Il est donc nécessaire de prélever une faible partie du signal à visualiser à l'aide d'un pick-off, de l'envoyer directement sur l'oscilloscope pour en déclencher les circuits de trigger, et de retarder le signal à visualiser du temps nécessaire à l'ouverture des portes d'échantillonnage. On utilise pour cela une ligne à retard.

b - Le pick-off

Il a pour but d'effectuer la dérivation d'une partie du signal pour assurer le déclenchement préalable de l'oscilloscope. Il est réalisé au moyen d'un couplage capacitif (monture Strip-Line suspendu) ou selfique (boucle dans les structures coaxiale et plans parallèles). Le couplage est faible afin d'éviter de perturber le fonctionnement du générateur. Le pick-off est généralement intégré dans la structure de la monture (voir Fig. II-7-9-11).

c - La ligne à retard

Elle a pour but de retarder le signal appliqué sur la tête d'échantillonnage de l'oscilloscope par rapport au signal issu du pick-off déclenchant le balayage. Les pertes de la ligne dégradent néanmoins fortement le temps de montée du générateur ; ceci est bien apparent sur la figure II-14 où nous observons la transmission d'une impulsion à travers la ligne que nous avons réalisée.

BIIS
LILLE

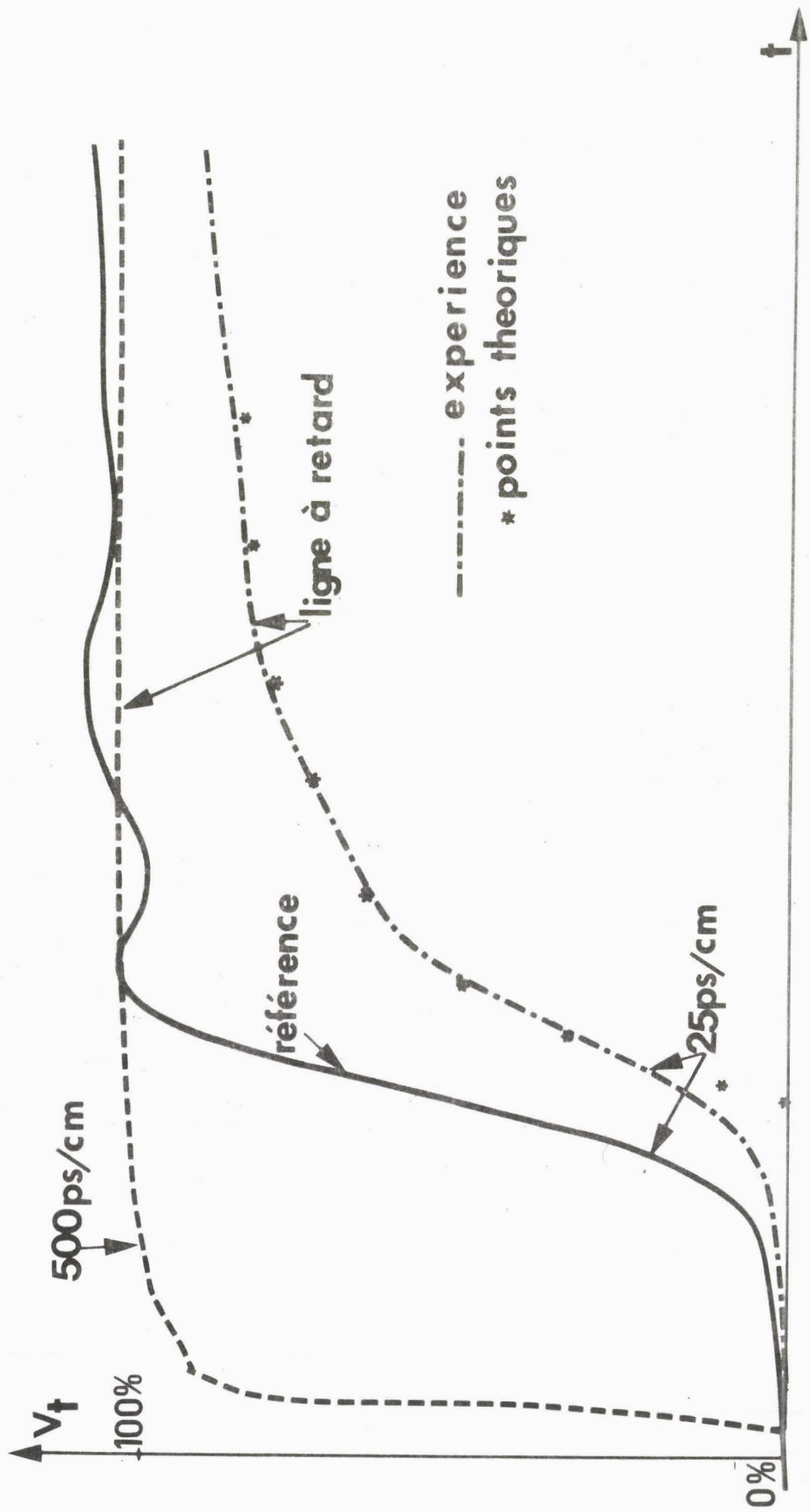


Figure II-14

Nous avons montré, au chapitre I, que ces pertes sont dues essentiellement à l'effet de peau et que la réponse à un échelon unitaire s'exprime par [18].

$$v(t) = 1 - \operatorname{erf} \left(\frac{1}{2} \sqrt{\frac{t}{T_{0,5}}} \right) \quad \text{où} \quad T_{0,5} = \frac{\alpha^2 L}{\pi f}$$

En considérant l'atténuation α indiquée par le constructeur nous avons tracé sur la même figure II-14 la courbe théorique correspondante. Sa bonne concordance avec la courbe relevée expérimentalement montre effectivement la prédominance des pertes par effet de Peau. Par ailleurs, les valeurs théoriques et expérimentales des temps de montée, indiqués tableau II-4, sont aussi en bon accord.

	τ (ps) pente max.	τ (ps) 10 % - 90 %	τ'' (ps) pente à 50 %
expérience	118	755	118
théorie		735	108

TABLEAU II-4

Il apparaît que la présence, nécessaire, de la ligne à retard pour les générateurs à relais reed, provoque une dégradation importante du temps de montée. Il est donc nécessaire de choisir une qualité de câble telle les pertes soient les plus faibles possibles.
que

Pour une ligne d'atténuation unitaire α dB/m et de longueur l , l'atténuation totale apportée s'écrit :

$$A_{\text{total}}(\text{dB}) = a_{(\alpha \text{B/m})} \times l$$

Pour un retard donné τ , en tenant compte de la vitesse de propagation $v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}}$ on obtient l'expression

$$A_{\text{total}}(\text{dB}) = a_{(\text{dB/m})} \times \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \times \tau$$

qui montre que le câble le meilleur sera caractérisé par un rapport $\frac{\alpha(\text{dB/m})}{\sqrt{\epsilon_r}}$ le plus petit possible.

Mais d'autres conditions sont aussi à satisfaire :

- le diélectrique doit être de structure continue pour éviter les ondulations (diélectrique plein ou aéré en "Spline").
- l'impédance doit être la plus précise et la plus constante possible ce qui conduit à choisir un câble semi-rigide de tolérances serrées ($Z_C = 50 \Omega \pm 0,5 \Omega$).
- la fréquence de coupure, qui doit être de l'ordre ou supérieure à 10 GHz, nécessite l'utilisation de câbles microcoaxiaux.
- les conducteurs intérieurs et extérieurs seront en cuivre argenté en raison de sa bonne conductivité.

Nous donnons, en Annexe II, les caractéristiques du câble utilisé et de la ligne à retard réalisée.

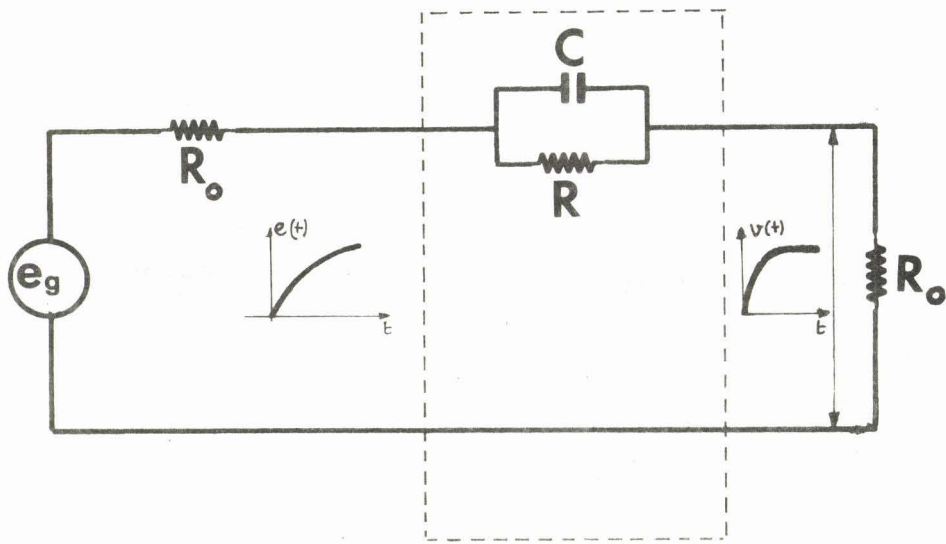
La dégradation importante du temps de montée constatée nous amène à concevoir et à réaliser des dispositifs d'amélioration de temps de montée destinés essentiellement à compenser les pertes dues à la ligne à retard.

III-2. LES DISPOSITIFS AMELIORANT LE TEMPS DE MONTEE

Nous avons vu que la ligne à retard dégradait considérablement le temps de montée du générateur. Pour restituer la bonne qualité de l'impulsion nous avons été amenés à concevoir des dispositifs dit "Améliorateurs" que l'on introduit en cascade. Ces dispositifs sont soit du type actif soit du type passif.

III-2-1. Les dispositifs d'améliorations passifs

De façon générale, le principe consiste à introduire en cascade dans le circuit un quadripôle dont la fonction de transfert soit telle qu'elle tende, en particulier, à "égaliser" l'amplitude des composantes spectrales [19]. Il en résulte "appauvrissement" de



DISPOSITIF D'AMELIORATION
DU TEMPS DE MONTEE

Figure II-15

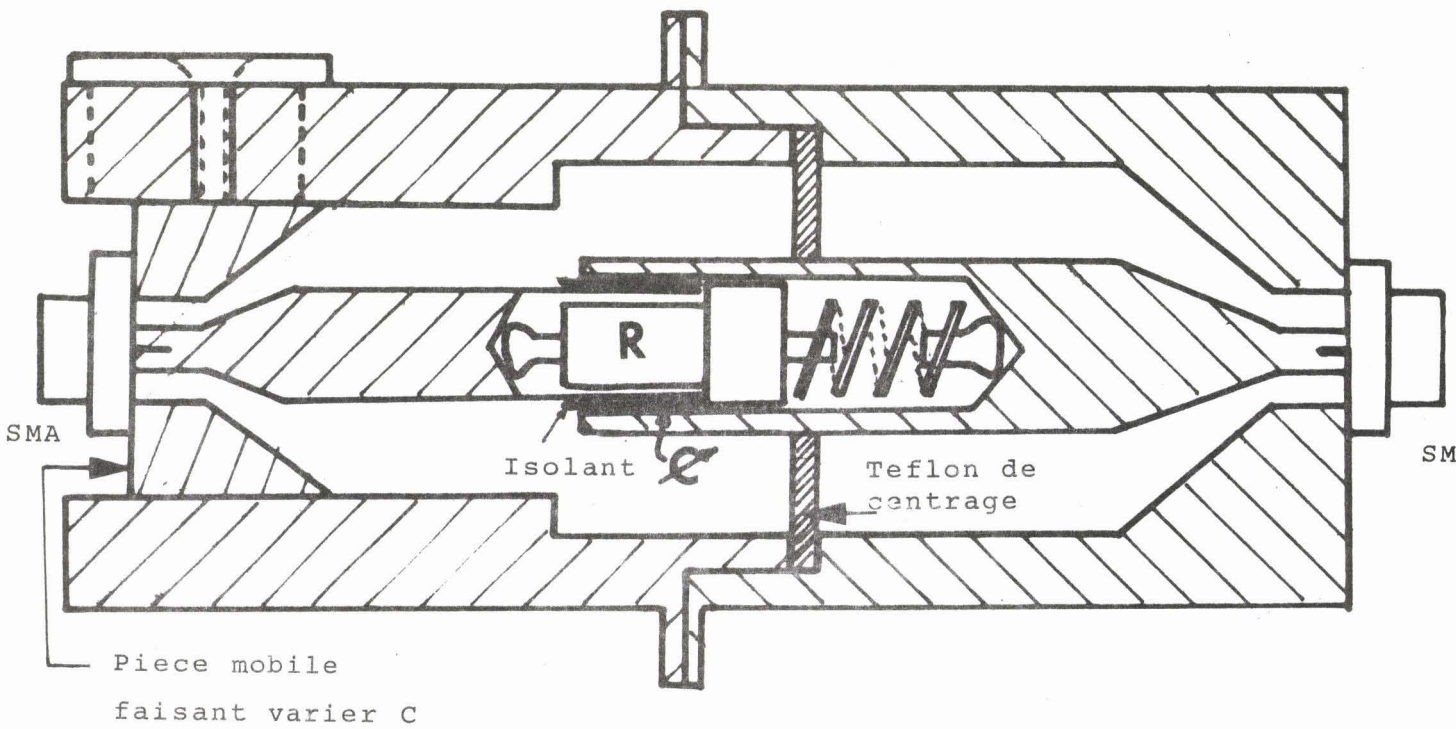


Figure II 17



composantes de fréquences faibles, ce qui implique une diminution du niveau de l'impulsion.

Ces dispositifs seront caractérisés par :

- une amélioration du temps de montée .
- un affaiblissement de l'amplitude maximale .
- un rapport d'atténuation sensiblement égal à celui de l'amélioration du temps de montée .
- une constance de la pente $\frac{dv}{dt}$.

En ce qui nous concerne, nous nous sommes contentés d'étudier et de réaliser des dispositifs simples. Ce sont les dispositifs d'amélioration série et parallèle et les dispositifs à échos.

III-2-1-1. Dispositif d'amélioration série (dérivateur série)

a - Etude théorique

Soit le circuit représenté Fig. II-15 comportant un générateur $(e(t), R_0)$ une charge R_0 et les éléments R C d'amélioration

Considérons une excitation $e(t)$ de la forme :

$$e(t) = 1 - e^{-t/\tau} \quad (\text{où } \tau \text{ représente la pente à l'origine}$$

reliée au temps de montée défini en 10 % et 90 % par la relation

$$\tau' = 2,2 \tau).$$

La tension $v(t)$ transmise par le dispositif d'amélioration s'écrit :

$$v(t) = \frac{R_0}{2R_0+R} \left\{ 1 + \frac{(\tau - \tau_1) e^{-t/\tau} - (\tau_2 - \tau_1) e^{-t/\tau_2}}{\tau_2 - \tau} \right\}$$

avec $\left\{ \begin{array}{l} \tau_1 = RC = \text{constante de temps du dispositif d'amélioration} \\ \tau_2 = \frac{2R_0}{2R_0+R} \tau_1 = (R//2R_0) \tau_1 \end{array} \right.$

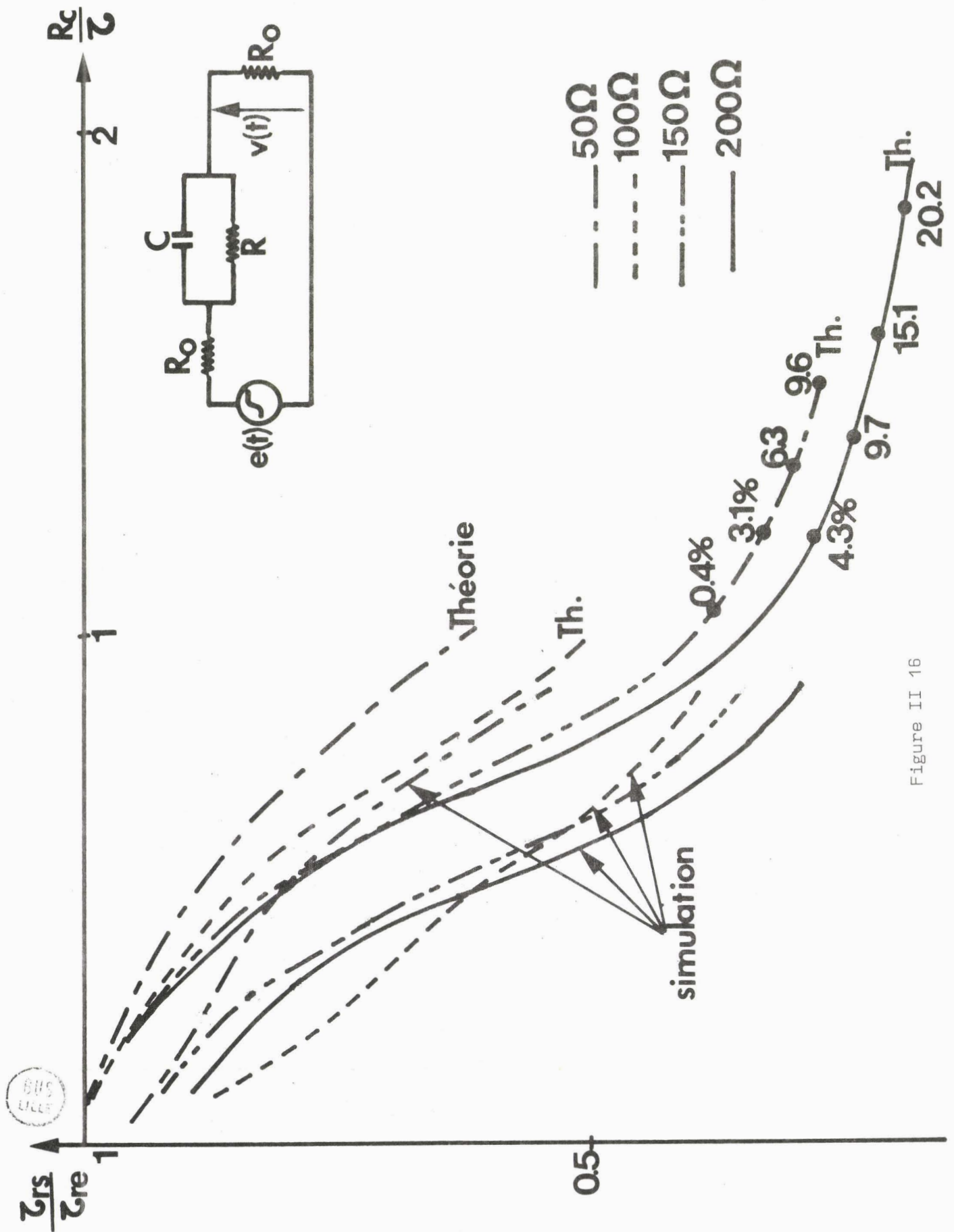


Figure II 16

Nous représentons, Fig. II-16, l'évolution de l'amélioration du temps de montée (τ_r' sortie/ τ_r' entrée) en fonction du rapport de la constante de temps de "l'amélioration" sur le temps de montée du signal d'entrée. Pour diverses valeurs de la résistance R, il apparaît que l'amélioration apportée est d'autant meilleure que le produit RC est grand mais qu'il existe une limitation aux valeurs élevées due à l'apparition d'un over-shoot de plus en plus important. Si l'on accepte un over-shoot modéré de l'ordre de 1 %, on s'aperçoit alors que la valeur optimale du rapport $\frac{RC}{\tau}$ est voisine de 1 et que l'amélioration apportée au temps de montée est égale à l'atténuation du niveau de l'impulsion qui s'écrit $1 + \frac{R}{2R_0}$.

Cette étude théorique a été confirmée par une simulation réalisée en basse fréquence (Fig. II-16).

b - Réalisation pratique et résultats expérimentaux

Nous présentons sur la Fig. II-17 la réalisation pratique en structure coaxiale à sortie OSM.

La capacité C est réalisée par la partie A qui est mobile et permet donc une variation continue de valeurs. Au contraire, les valeurs de R, discrètes, sont obtenues au moyen d'une résistance miniature à couche de carbone. C'est la structure coaxiale qui se prête le mieux à la réalisation en particulier pour faciliter le réglage ou l'échange des éléments.

La figure II-18 présente un cas typique d'amélioration apportée par notre dispositif. Cependant, il existe une limitation aux valeurs élevées d'amélioration due à la présence des éléments parasites (self et capacité) de la résistance R utilisé. Une autre limitation existe, c'est la non-localisation de cette résistance qui apparaît aux temps de montée très courts; le schéma électrique équivalent au dispositif devient alors plus complexe et moins favorable.

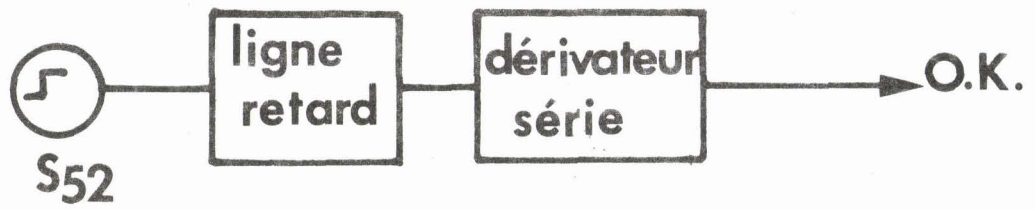
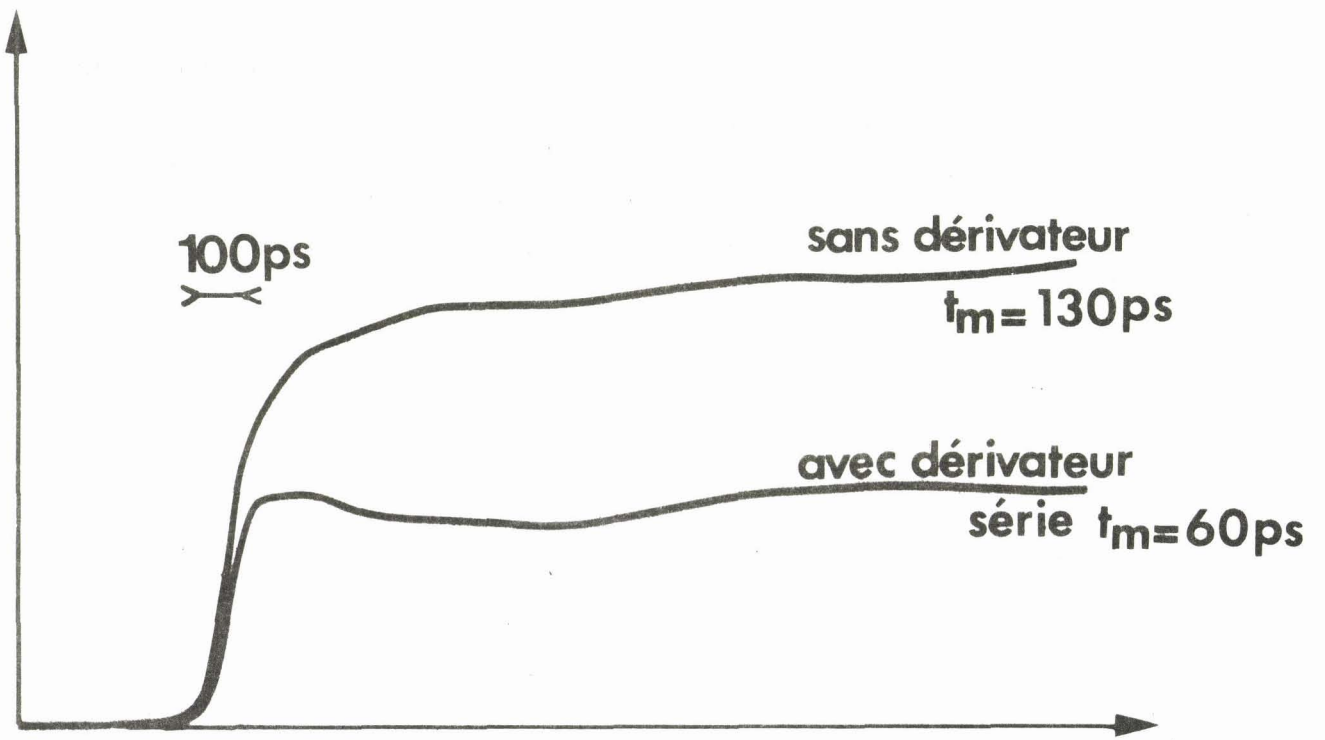


Figure II-18



III-2-1-2. Dispositif d'amélioration parallèle (dérivateur parallèle)

Soit le circuit représenté figure II-19, comportant un générateur $(e(t), R_0)$, une charge R_0 et les éléments L et R d'amélioration.

Considérons à nouveau une excitation de forme exponentielle $e(t) = 1 - e^{-t/\tau}$.

La tension $v(t)$ transmise par le dispositif d'amélioration s'écrit

$$v(t) = \frac{1}{2 + \frac{R_0}{R}} \left\{ 1 - \frac{\tau - \tau_1}{\tau - \tau_2} e^{-t/\tau} - \frac{\tau_2 - \tau}{\tau_2 - \tau_1} e^{-t/\tau_2} \right\}$$

Nous représentons figure II-20 l'évolution du rapport temps de $v_{rs}(t)$ noté τ'_{rs} sur temps de montée de $e(t)$ noté τ'_{re} en fonction du rapport: constante de temps du circuit L/R sur temps de montée de l'excitation .

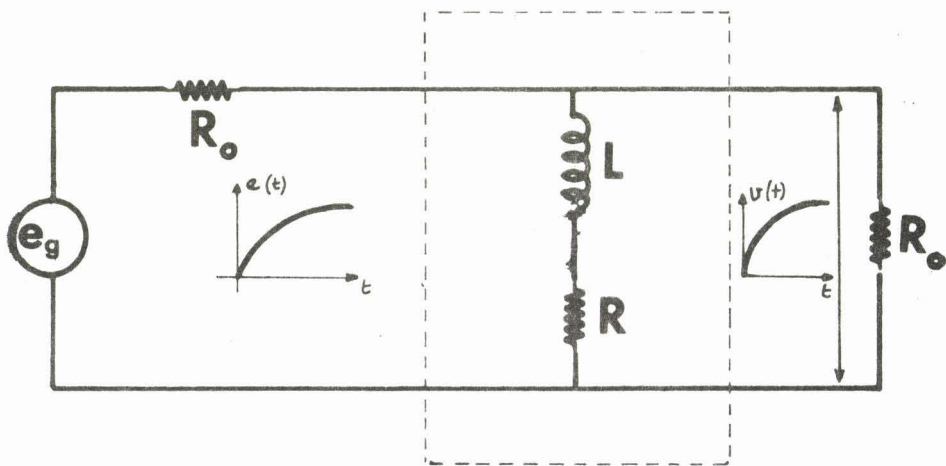
En pratique, ce dispositif d'amélioration parallèle sera intégré dans la structure du générateur. Les structures de type Strip-Line, microstrip et plans parallèles se prêtent bien à sa réalisation. Cependant, il est difficile de réaliser des éléments variables continuellement et ce dispositif sera donc semi-fixe.

La figure II-21 représente un cas typique d'amélioration apportée par notre dispositif.

Remarques :

1) Pour des rapports d'amélioration voisins, le dispositif d'amélioration parallèle manifeste son influence jusqu'à des temps plus longs que ne le fait le dispositif série. Ceci rend complémentaire l'utilisation des deux types de circuits d'amélioration.

2) De façon générale, pour un même rapport global, il est conseillé de réaliser deux dispositifs d'amélioration de rapport faible en cascade (de type identiques ou différents) plutôt qu'un seul dispositif de rapport élevé.



DISPOSITIF D'AMELIORATION
DU TEMPS DE MONTEE

Figure II-19

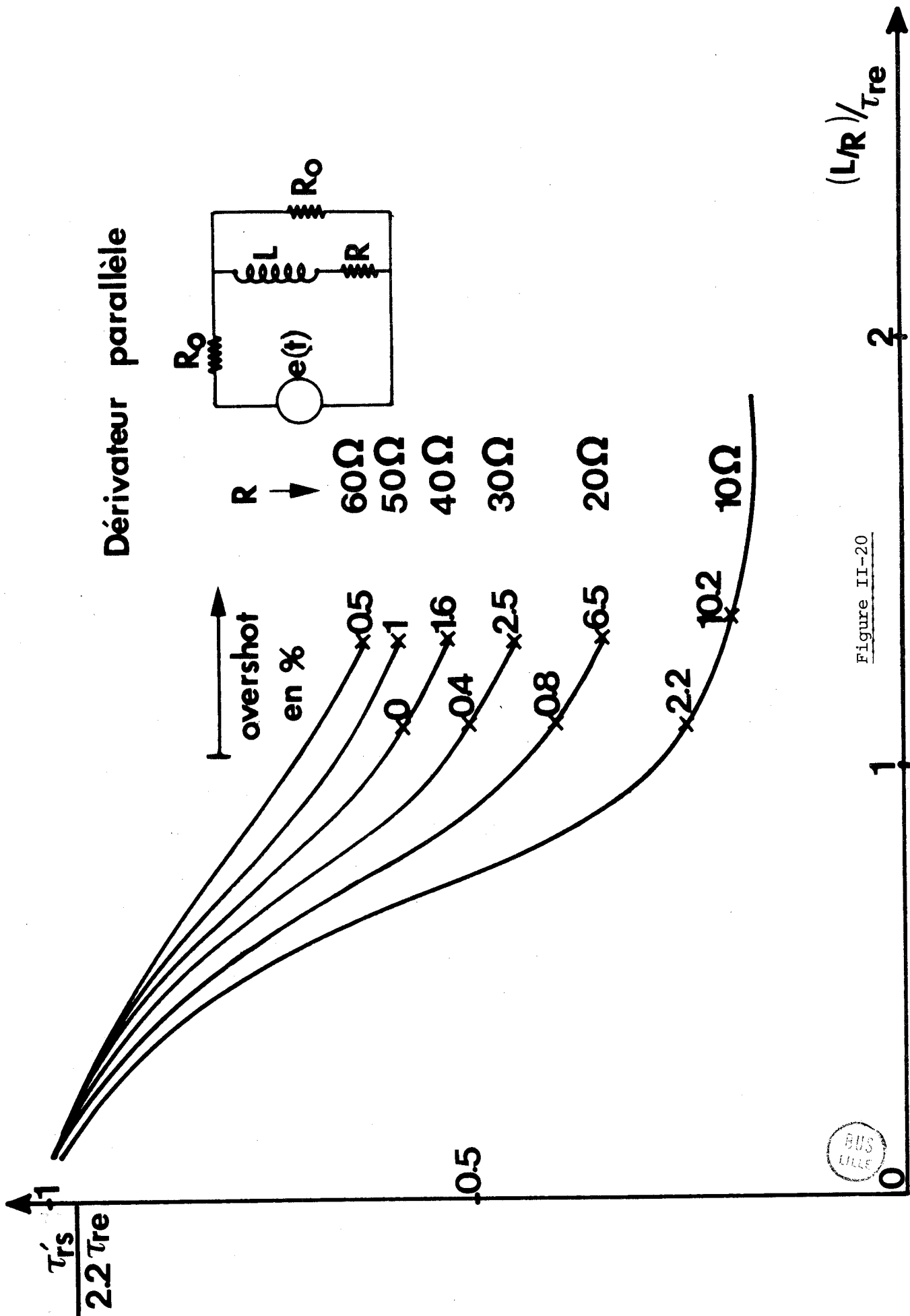


Figure II-20

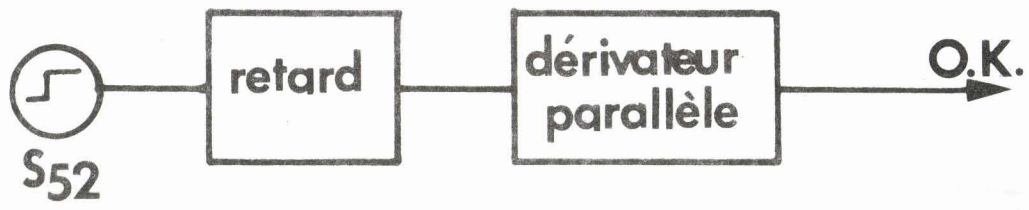
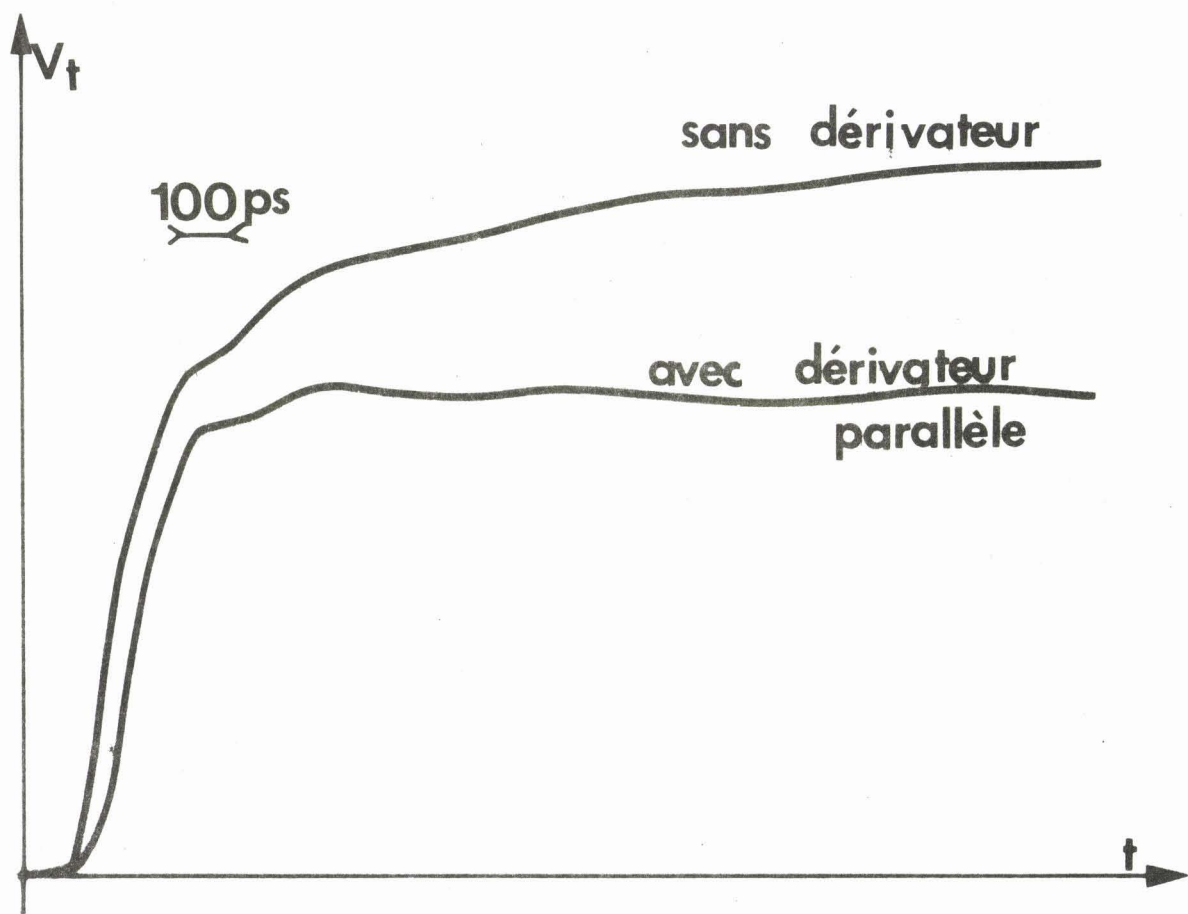


Figure II-21

3) Nous avons vu que les performances de ces dispositifs étaient limitées par les dimensions physiques de R ou de L et la présence d'éléments parasites. Des progrès pourraient être certainement obtenus par utilisation d'éléments miniatures de type "Pill" ou "Chip" devices .

III-2-1-3. Les dispositifs à échos (ou à réflexions multiples)

Le principe consiste à provoquer l'existence de réflexions multiples grâce à la présence de discontinuités. Ces discontinuités, placées soit en parallèle soit en série sur la ligne, sont conçues de telle façon qu'il en résulte un meilleur temps de montée du signal recueilli en sortie.

a - Discontinuités parallèles

Soit le dispositif simple Stub représenté figure II-22. Considérons une onde de tension $e(t)$ se propageant de A vers B.

Au point B la tension qui apparaît s'exprime par (d'après CH I)

$$E_t(t) = (1+\rho)[e(t) + \rho(1+\rho') e(t - \frac{2l}{v}) + \rho^2(1+\rho')^2 e(t - \frac{4l}{v}) + \dots]$$

Par un choix convenable de la valeur de Z'_c et de la longueur l , il est possible d'obtenir une tension $E_t(t)$ présentant un temps de montée meilleur que celui de $e(t)$.

Montrons les caractéristiques de ces dispositifs sur un cas simple correspondant à une excitation en fonction rampe d'amplitude A de temps de montée τ . Les réflexions successives transmises, d'amplitudes R_1, R_2, R_3 etc... survenant aux temps $T, 2T, 3T$ etc..., s'ajoutent algébriquement à l'excitation transmise. Si la première réflexion R_1 est telle que $R_1 = A - a$ on obtient un signal transmis de temps de montée plus court, égal à T . On observe que l'atténuation du niveau $\frac{A}{a}$ est, ici encore, égale à l'amélioration du temps de montée et que la pente $\frac{dv}{dt}$ demeure inchangée (voir Fig. II-23). En effet, on a la relation :

$$\frac{A - a}{\tau - T} = \frac{a}{T} \Rightarrow \frac{A}{a} = \frac{\tau}{T}$$

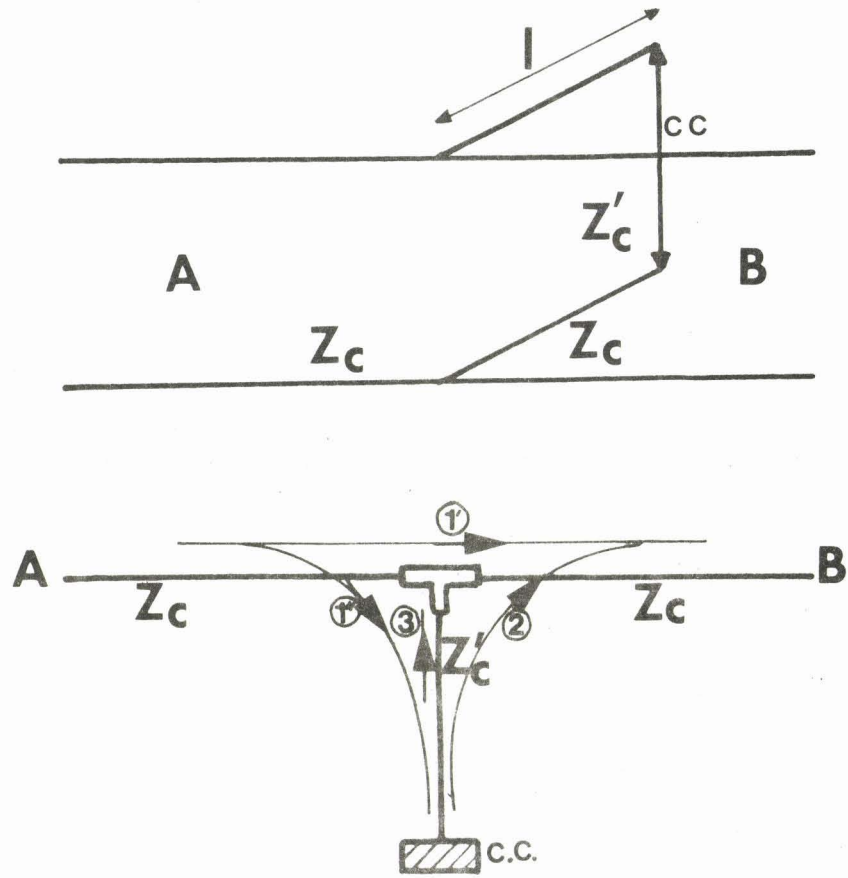


Figure II 22

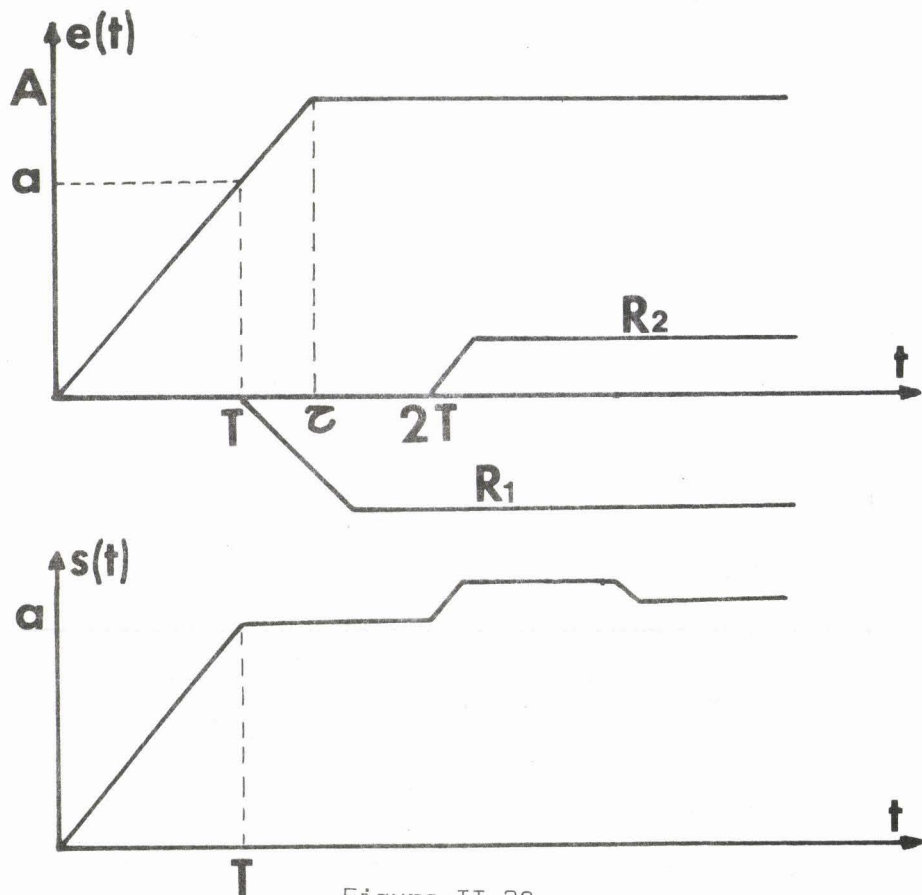


Figure II 23



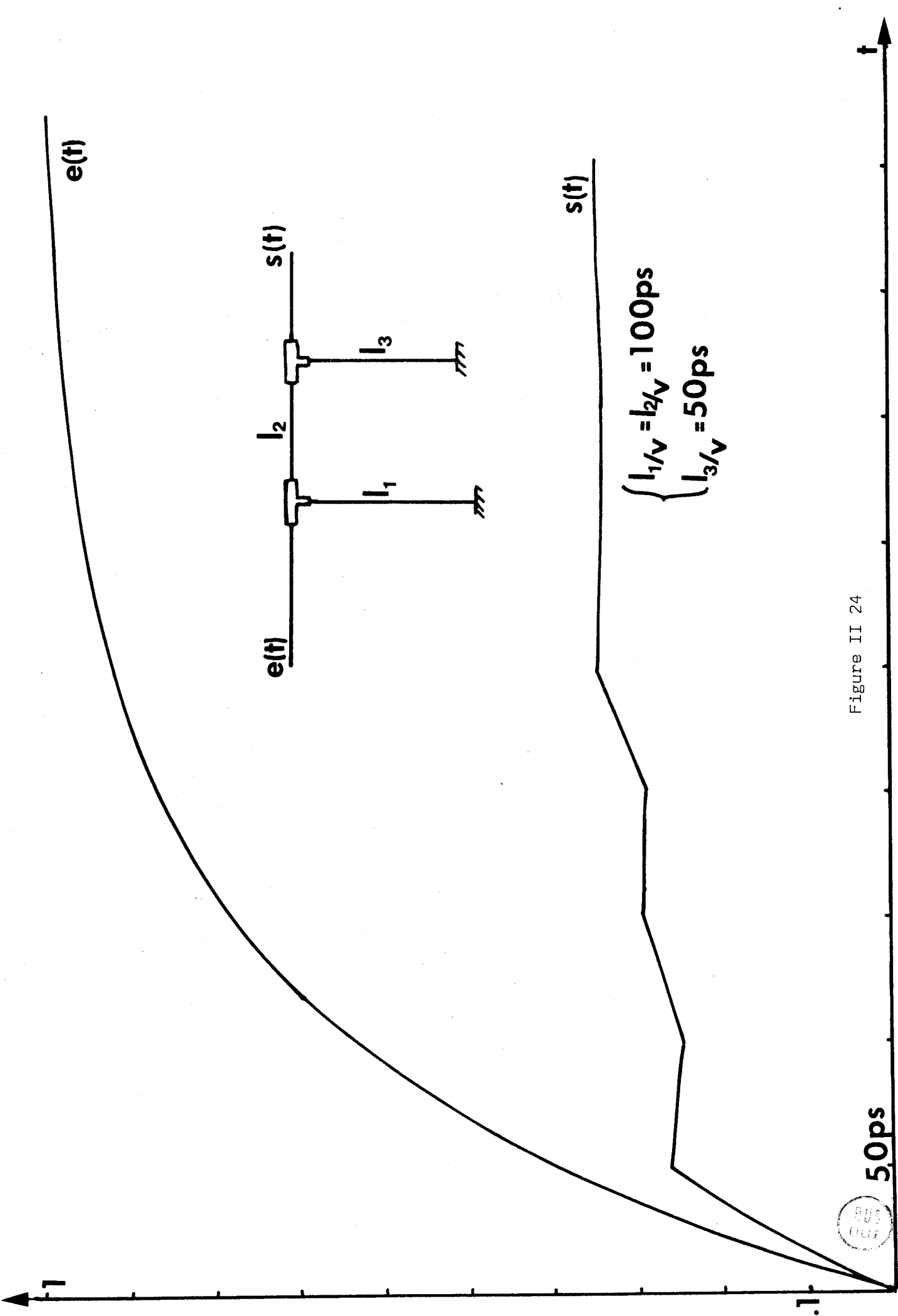


Figure II 24

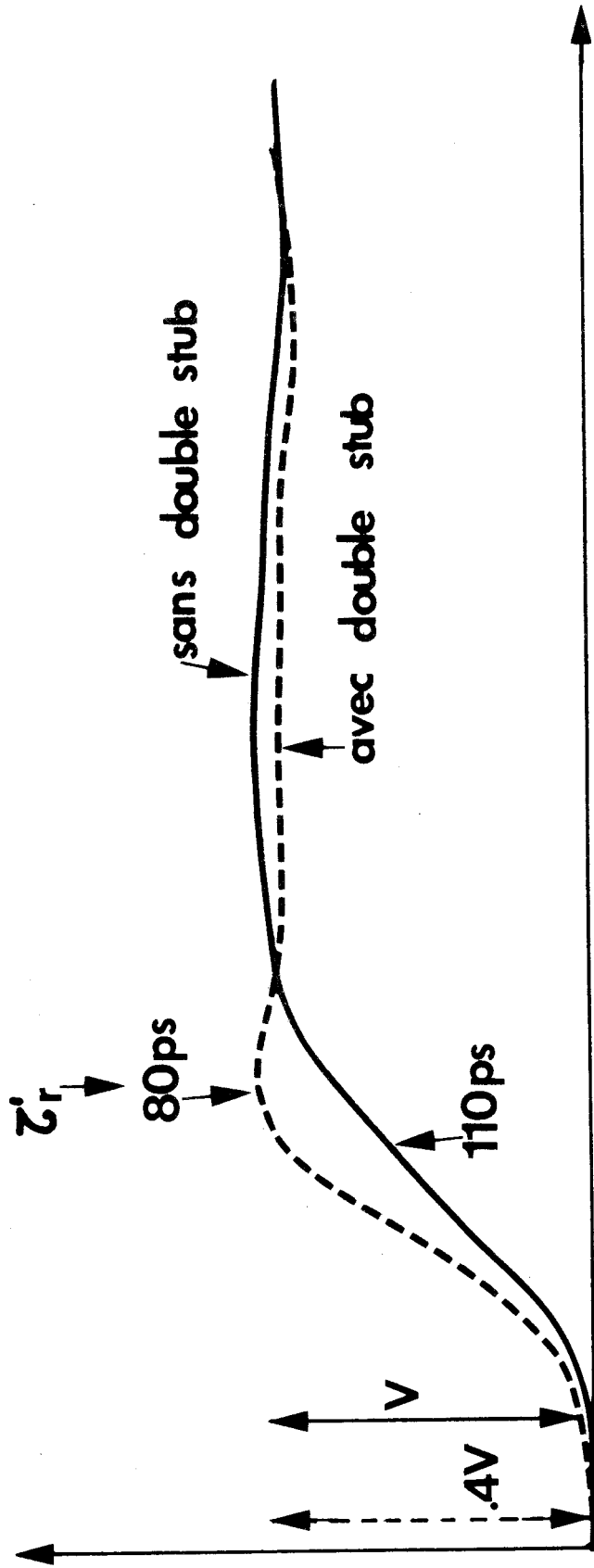


Figure II-25

Nous avons également étudié la Transmission d'une excitation de forme exponentielle $e(t) = 1 - e^{-t/\tau}$, à travers un circuit comportant un double Stub. Fig. II-24. Il apparaît que le temps de montée défini entre 10 % et 90 % s'est nettement amélioré.

En utilisant un double Stub en structure coaxiale, l'étude expérimentale effectuée nous a permis de vérifier cette possibilité comme le montre la figure II-25.

Remarques :

- 1) Il apparaît clairement que c'est la longueur du Stub le plus court qui fixera l'instant où se produit la première réflexion, ce temps correspond à la valeur du temps de montée obtenu.
- 2) La réalisation en structure coaxiale permet d'ajuster facilement les longueurs l_1 et l_2 mais il est difficile de les rendre de valeurs très petites et donc d'avoir des temps de montée très court.
- 3) Au contraire, une réalisation en structure strip-line ou microstrip permettra d'obtenir des temps de montée extrêmement court mais les longueurs l_1 et l_2 seront difficilement réglables.
- 4) Une variante consisterait à utiliser des impédances caractéristiques Z_C et Z'_C identiques, le tronçon de ligne de longueur l étant fermé sur une charge Z_1 d'impédance inférieure à Z_C .

b - Discontinuités séries

Si les impédances de générateur Z_0 et de charge Z_C sont de valeur différente, on peut, en effectuant un ou plusieurs passages sur des impédances caractéristiques de valeur intermédiaire, obtenir un temps de montée du signal transmis, meilleur que celui du générateur. Le tableau III, chap.I, montre effectivement que certaines formes de transition présentent un effet "dérivateur" susceptible de compenser "l'effet intégrateur" correspondant à un mauvais temps de montée. (fig. II-26) Ce type de dispositif et d'amélioration n'a pas fait l'objet d'une étude systématique.

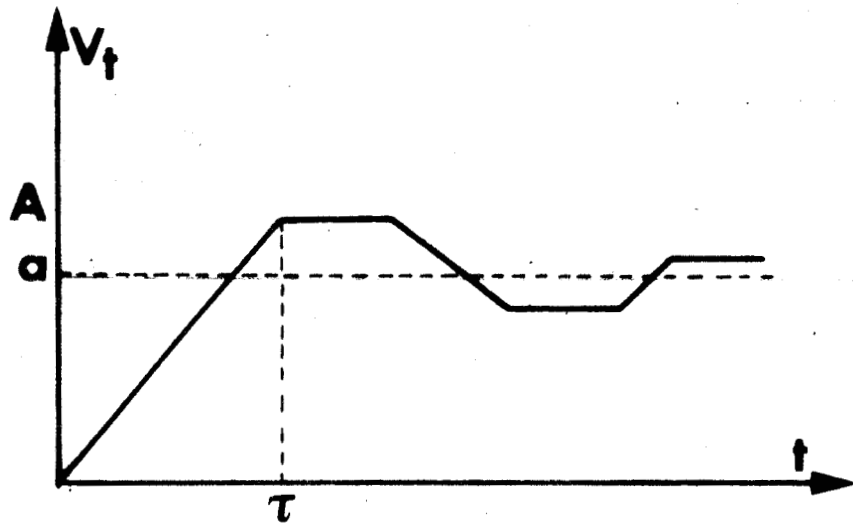
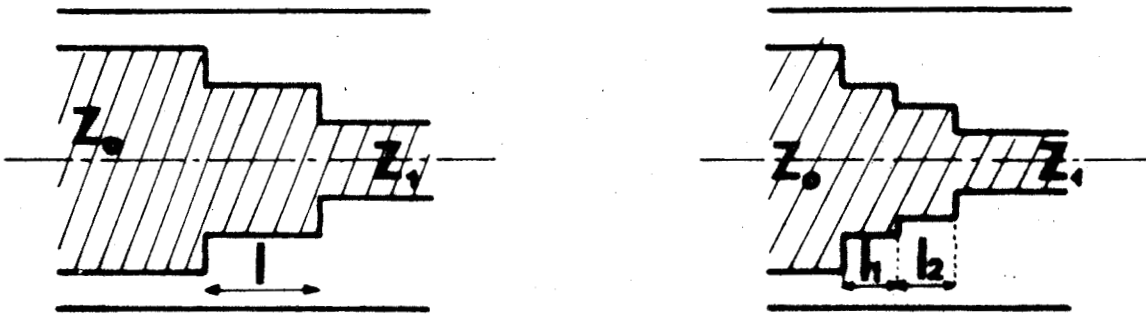


Figure II 26 DISCONTINUITES SERIES
 AMELIORANT LE TEMPS DE MONTEE



III-2-1-3. Dispositifs à caractéristique $I = f(v)$ non linéaire

Le principe consiste à utiliser la propriété qu'ont certains éléments de présenter un coefficient de réflexion très différent selon la valeur de la tension à laquelle ils sont soumis. On entrevoit donc la possibilité de transmettre ou de réfléchir de façon différente certaines parties de l'excitation selon la valeur instantanée de celle-ci et, par conséquent, d'améliorer le temps de montée en diminuant l'influence des parties dégradées et en conservant celles à pente raide.

La partie dégradée de l'impulsion étant très généralement la partie supérieure, c'est cette dernière dont on s'efforcera de diminuer l'importance. Ceci est similaire à l'opération bien connue d'écrêtage en fréquence basse.

Si les éléments à caractéristique non linéaire sont placés à l'extrémité d'une ligne de transmission c'est l'onde réfléchie qui subit l'amélioration. S'ils sont insérés dans une ligne de transmission, en parallèle ou en série, l'amélioration porte alors sur l'onde transmise Fig. II-27.

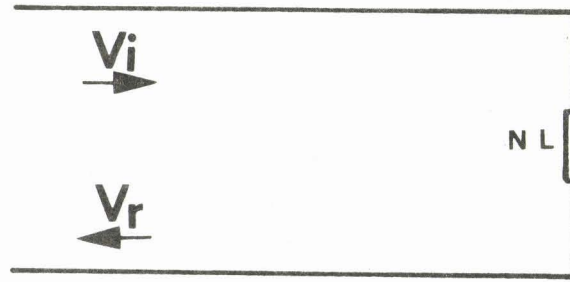
Ces éléments doivent présenter une non linéarité aussi brutale que possible.

Nous avons utilisé, d'une part, des diodes à avalanche dans leur zone de claquage et, d'autre part, des structures $N^+ NN^+$. Ces éléments sont placés à l'extrémité d'une ligne de transmission et étudiés en réflexion.

Ces dispositifs améliorent le temps de montée sans modifier la pente maximale $\frac{dv}{dt}$. Ils ne permettent pas d'avoir des signaux d'amplitude variable.

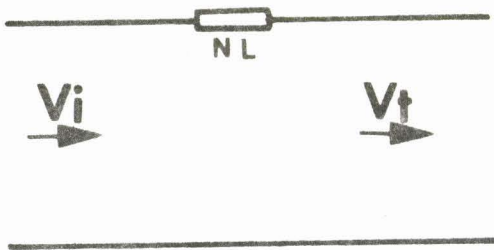
a - Diode à avalanche

D'après la caractéristique $I = f(V)$ de la diode en inverse il apparaît que la partie à bas niveau de l'impulsion sera réfléchie en quasi totalité, tandis que la partie à haut niveau (généralement

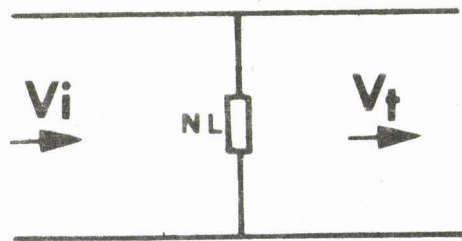


$$V_r = V_i \frac{2 R_d}{R_o + R_d}$$

Amélioration de l'onde réfléchi



$$V_t = V_i \frac{2 R_o}{2 R_o + R_d}$$



$$V_t = V_i \frac{2 R_d}{R_o + 2 R_d}$$

Amélioration de l'onde transmise

Figure II 27

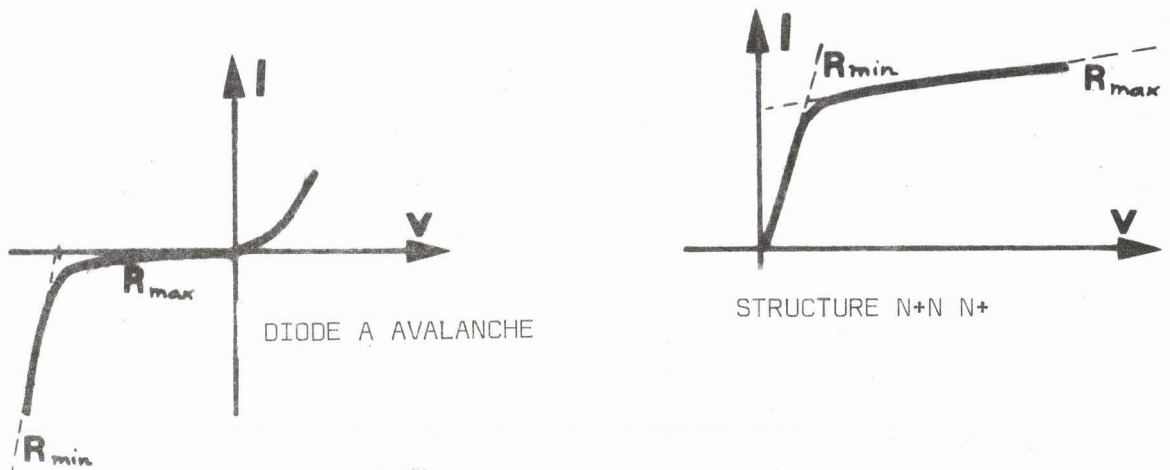


Figure II 28 Caractéristique I(V) des Eléments NL utilisés

dégradée) sera d'autant plus faiblement réfléchi que la résistance de la diode sera plus proche de R_0 . La limite entre les deux types de fonctionnement correspondant à une tension d'entrée égale à $\frac{V_1}{2}$

Il sera donc préférable d'utiliser des diodes à avalanche dont la résistance dynamique, dans la zone de claquage, est proche de $R_0 = 50 \Omega$ et dont la tension correspond au niveau de sortie désiré

Nous représentons, Fig. II-29, l'amélioration apportée par une diode à avalanche du type Hi.Lo. sur une impédance caractéristique de 15Ω réalisée au moyen d'un transformateur d'impédance conique (qui dégrade par ailleurs l'impulsion initiale).

Structure $N^+ N N^+$ [20]

D'après la caractéristique $I = f(V)$ de la structure (Fig. II-28) il apparaît ici même que la partie à bas niveau de l'impulsion sera réfléchi assez fortement tandis que celle à haut niveau (généralement dégradée) le sera peu, d'autant moins que la résistance maximale de la diode sera plus proche de R_0 .

Il convient donc de choisir des structures pour lesquelles

- $R_{\min} \ll R_0$
- $R_{\max} \# R_0$

Parmi les composants fabriqués en laboratoire, le modèle 10 N 161 semble le mieux convenir. Nous représentons, sur la figure II-30 l'amélioration obtenue avec ce composant.

III-2-2. Dispositifs actifs d'amélioration

Comme précédemment, le principe consiste à égaliser, en particulier, l'amplitude des composants spectrales du signal. Dans le cas des dispositifs passifs ceci était obtenu par l'atténuation des composants de fréquence basse. Au contraire, dans le cas des dispositifs actifs, on cherche à amplifier les composantes de fréquence élevée sans modifier les composantes de fréquence basse. Il en résulte

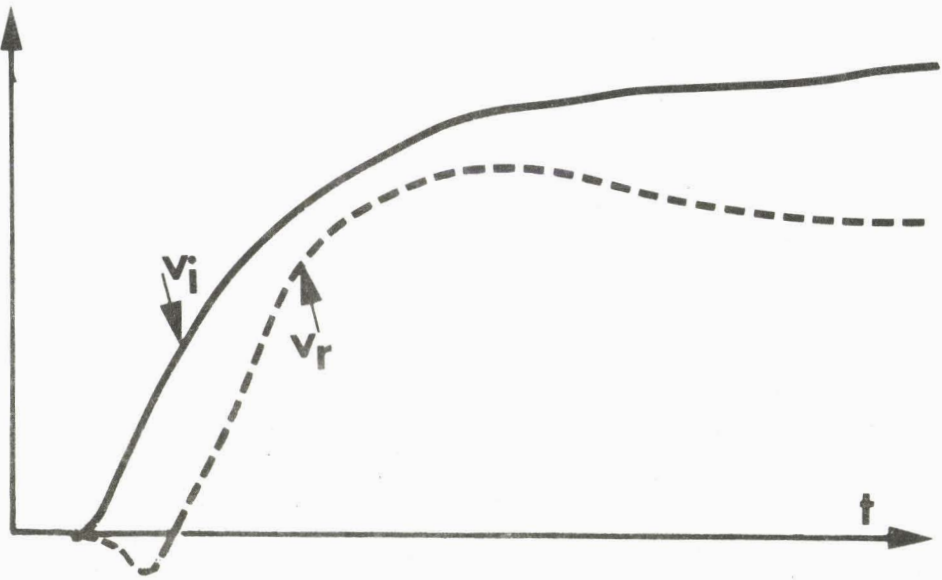


Figure II 29 Amélioration du temps de montée par Diode à Avalanche type Hi-Lo

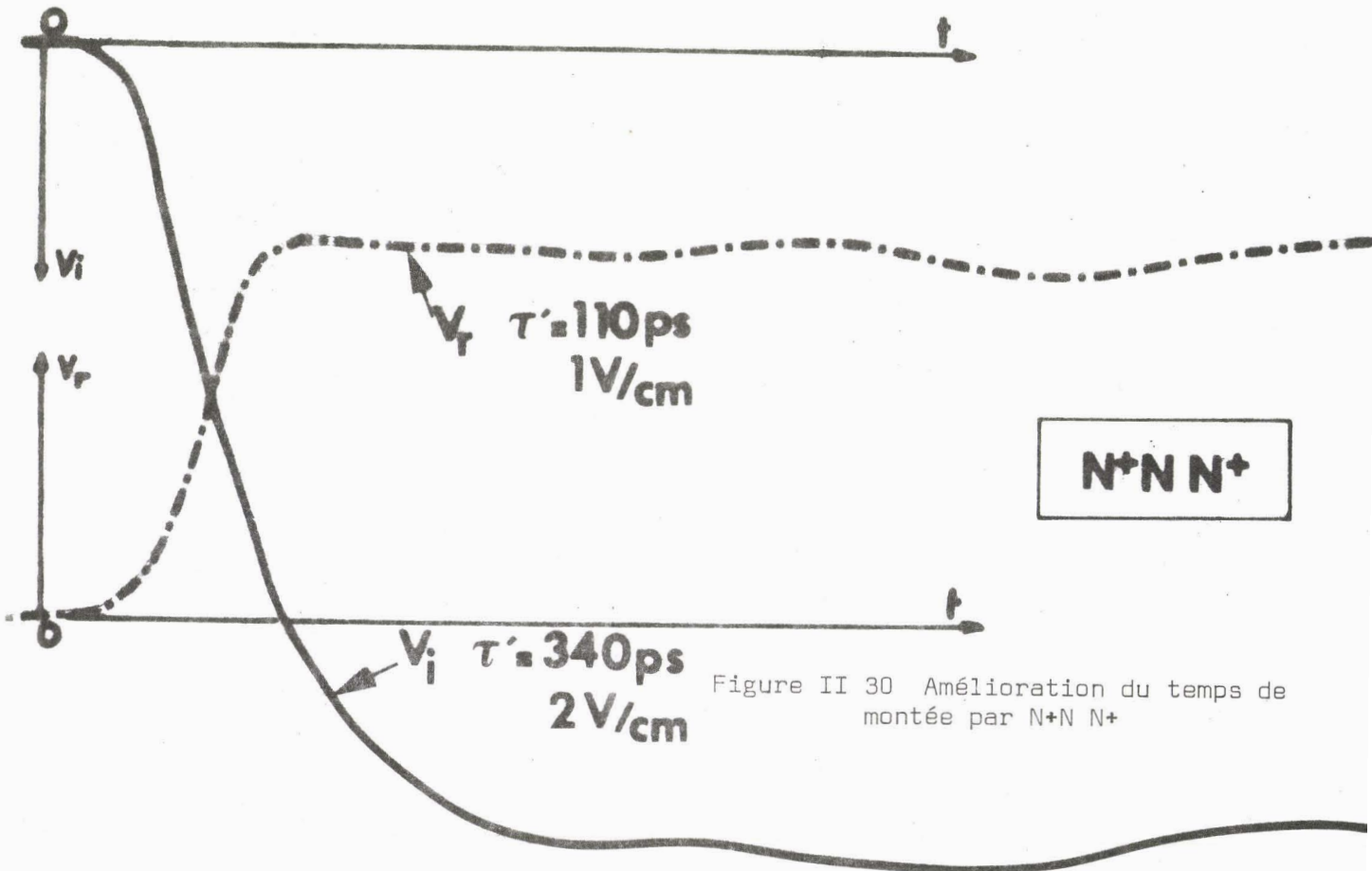


Figure II 30 Amélioration du temps de montée par N+N N+

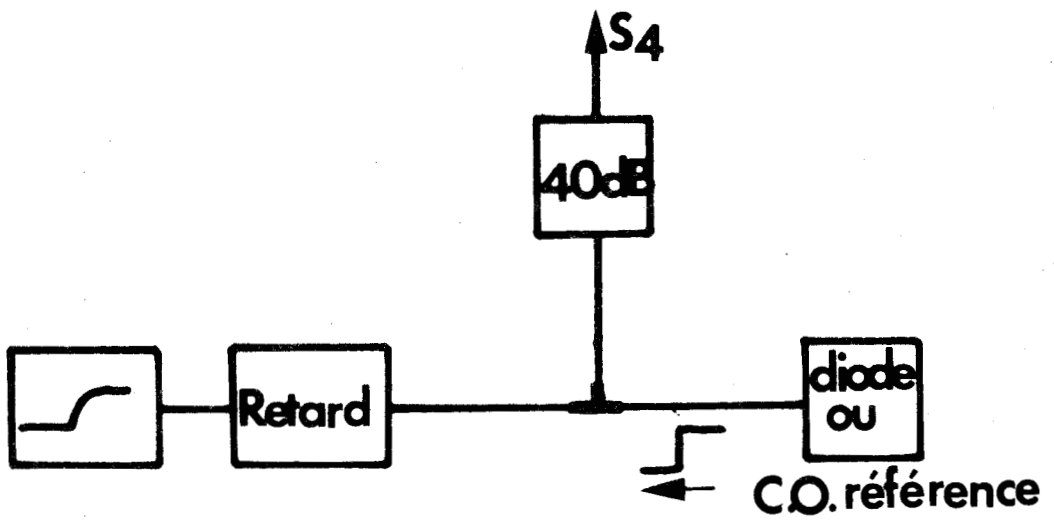
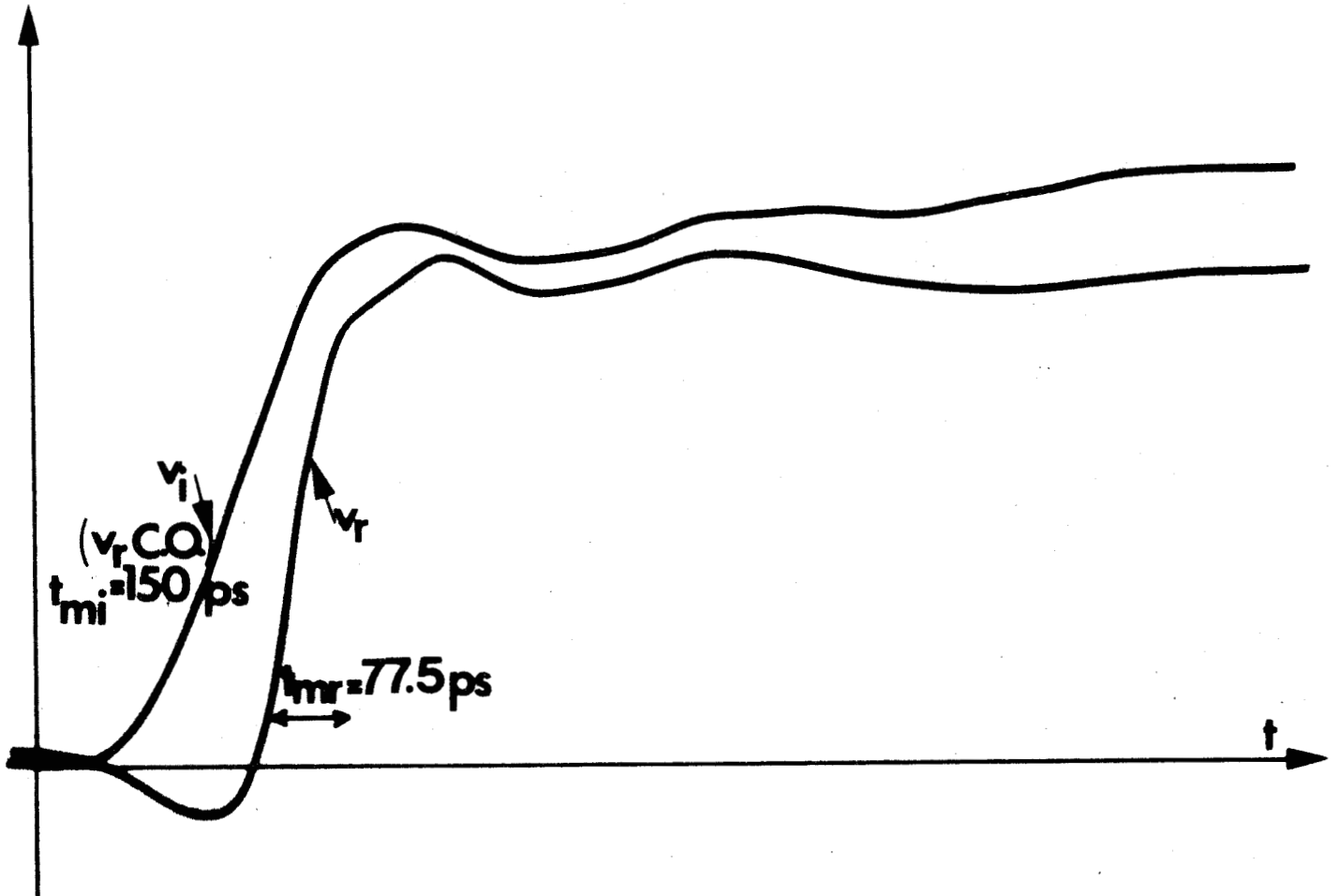


Figure II 31 Amélioration du temps de montée par dispositif actif





Dispositif	Amélioration dV/dt	Amélioration temps de montée 10 % - 90 %	Rapport d' amélioration	Rapport d'atténuation	Réglage fin	Structure de réalisation	Remarque	
Passif	Parallèle	Non	Oui	$\frac{1}{1 + \frac{R_0}{2R}}$	$\frac{1}{1 + \frac{R_0}{2R}}$	Non	Strip line et plan parallèle	
	Série	Non	Oui	$1 + \frac{R}{2R_0}$	$\# 1 + \frac{R}{2R_0}$	Oui	Toutes les structures	
	A Echos Série	Non	Oui		$\frac{Z_1}{Z_0 + Z_1}$	Non	Strip line coaxiale	
	A Echos parallèle	Non	Oui	$\# \frac{A}{a}$	$\# \frac{1}{T}$	Oui	Strip line coaxiale	
	A diode	Non	Oui	Variable	> 1	Non		Amplitude de sortie fixe
Actif	Diode	Oui	Oui	Variable	$\# 1$	Non		Amplitude de sortie fixe

TABLEAU II-5

un gain en puissance et une amélioration, à la fois, du temps de défini entre 10 % et 90 % et de la pente maximale $\frac{dv}{dt}$. Ce dernier résultat est caractéristique des dispositifs actifs d'amélioration.

Nous avons utilisé un amplificateur hyperfréquence à réflexion réalisé au laboratoire [21]. Il fonctionne grâce à la résistance négative présentée par une diode à avalanche dans une large gamme de fréquence. Cet amplificateur présente un gain voisin de l'unité aux fréquences faibles et supérieur à 1 aux fréquences élevées. On constate effectivement sur la figure II-31, une amélioration du temps de montée provoquée par une augmentation de la pente $\frac{dv}{dt}$. Notons aussi la présence d'un "creux" au départ. Ceci est dû, à notre avis, à la présence des éléments parasites d'encapsulation de la diode dans son boîtier type S-4-.

En conclusion, nous résumons les performances de ces dispositifs d'amélioration au tableau II-5.

IV - PERFORMANCES ET OPTIMALISATION

IV-1. PERFORMANCES OBTENUES

Nous résumons dans le tableau II-6 les performances obtenues, en fonctionnement, à l'aide des trois montures précédentes.

Monture	Caract. Physique		Caractéristiques électriques				Possibilité d'intégration éléments annexes		
	Poids (g)	Dimensions (mm)	(*) Temps de montée (en ps) 10 %-90 % pente max.	Fréquence Récurrente(Hz)	Atténuation $K = \frac{V}{(E/2)}$	Largeur minimale d'impulsion (en ps)	Synchro.	Dérivat.//	Résistance charge
Coaxiale	600	$\phi_{ext} = 38$ $\lambda = 118$	783	$f \leq 150$	0,86	500	oui	non	non
Plan //	125	50x20x20	760	$f \leq 200$	0,9	250	oui	oui	non
Strip	175	65x33x20	745	$f \leq 200$	0,96	250	oui	oui	oui

(*) Temps de montée global de l'ensemble du dispositif comportant le générateur, le pick-off, la ligne à retard, l'oscilloscope et les liaisons coaxiales; les dispositifs d'amélioration n'étant pas utilisés.

TABIEAU II-6



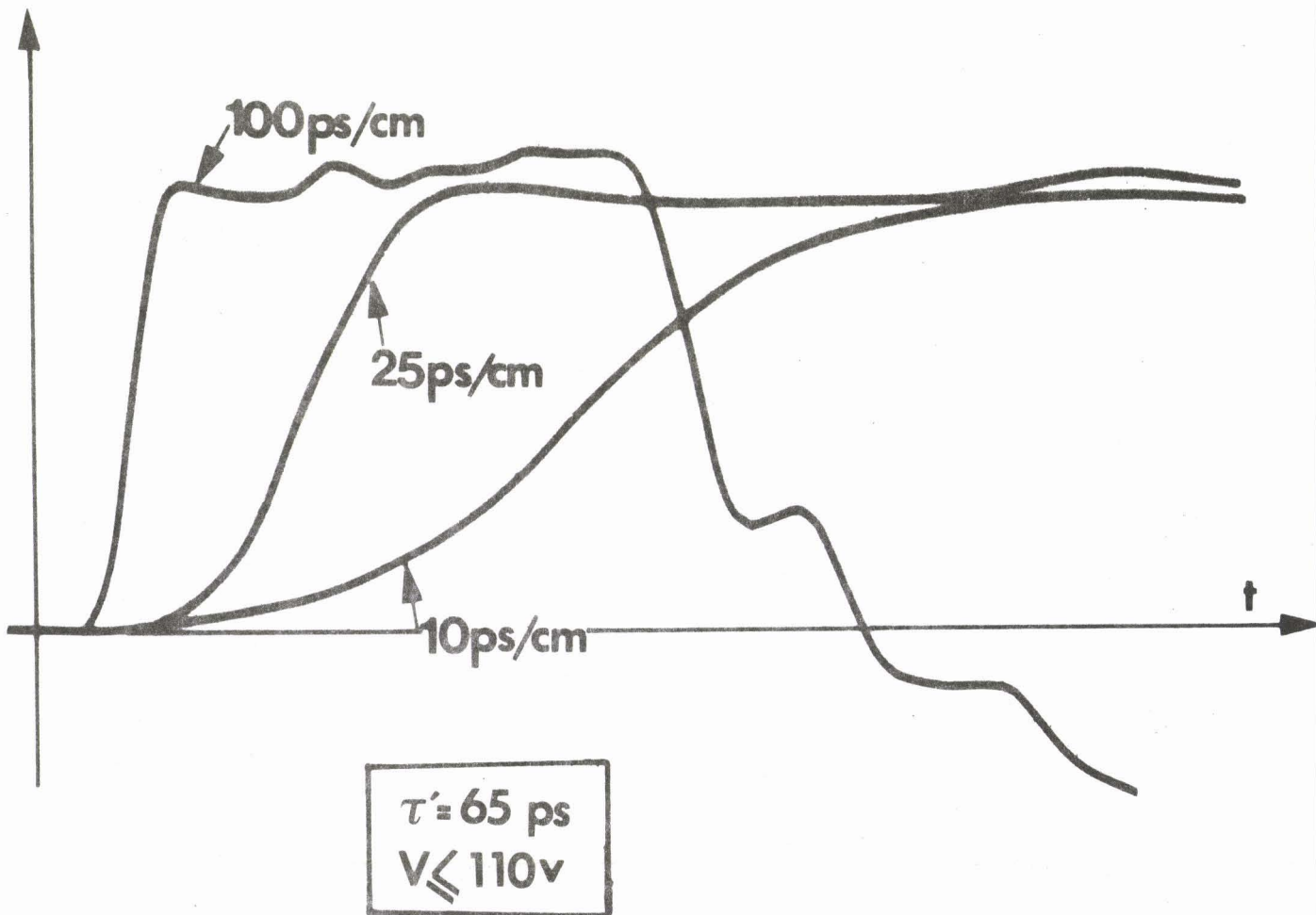
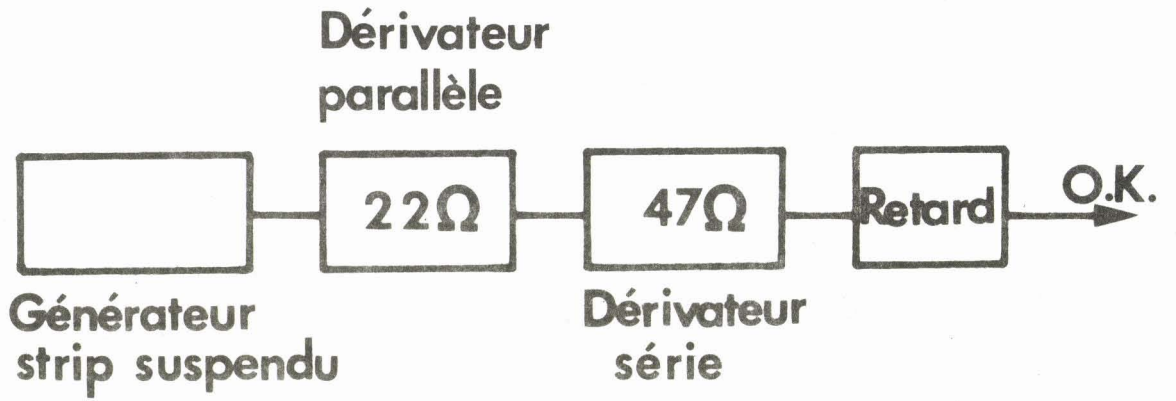


Figure II-32

Il apparaît que le générateur le plus intéressant est incontestablement le générateur à structure STRIP-LINE. Ceci confirme les résultats obtenus lors de l'étude comparative des trois structures en transmission.

IV-2. RECHERCHE DE STRUCTURES OPTIMALES

Nous avons essayé d'optimiser les structures précédentes en portant notre effort dans trois directions différentes :

- utilisation d'interrupteurs REED supportant de fortes tensions .
- utilisation d'interrupteurs REED de très faibles dimensions .
- miniaturisation des montures.

Nous présentons rapidement trois réalisations particulières et leurs performances.

a - Optimalisation des performances

La réalisation est similaire à celle décrite § II-4-c mais nous avons utilisé un interrupteur GENTECH WR 127 qui permet de monter à des f.e.m. de source de charge de 1000 volts. Nous avons obtenu, en utilisant des dispositifs d'amélioration série et parallèle, le résultat très intéressant représenté Fig. II-32. On voit que l'impulsion disponible à la sortie de l'ensemble générateur + dispositifs annexes a un temps de montée de 65 ps et un niveau variable allant jusqu'à 110 V.

b - Miniaturisation des montures

. Monture coaxiale

La réalisation est présentée Fig. II-33, ainsi que les performances obtenues. Le relais utilisé est un relais AR 51 mais l'ensemble est de dimensions très réduites et d'un poids de 25 g. Aucun dispositif annexe n'est intégré.

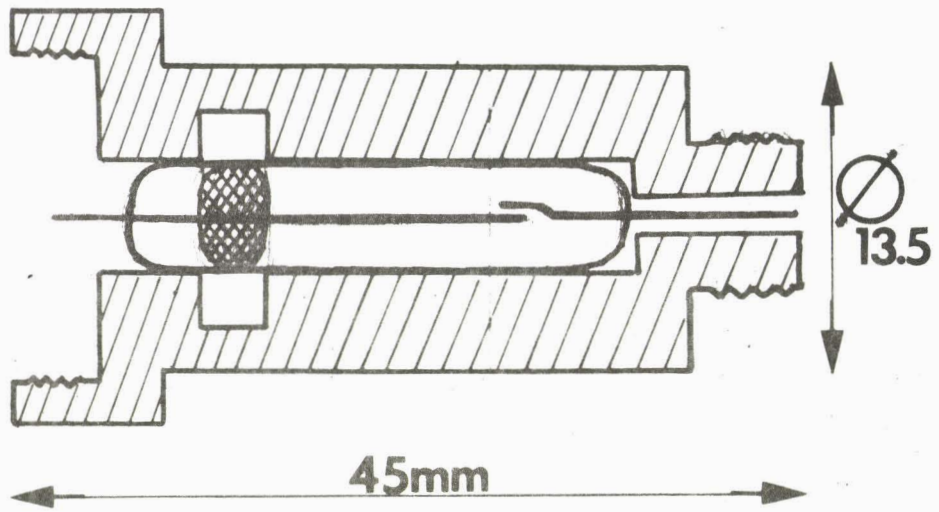


Figure II 33 GENERATEUR COAXIAL MINIATURE

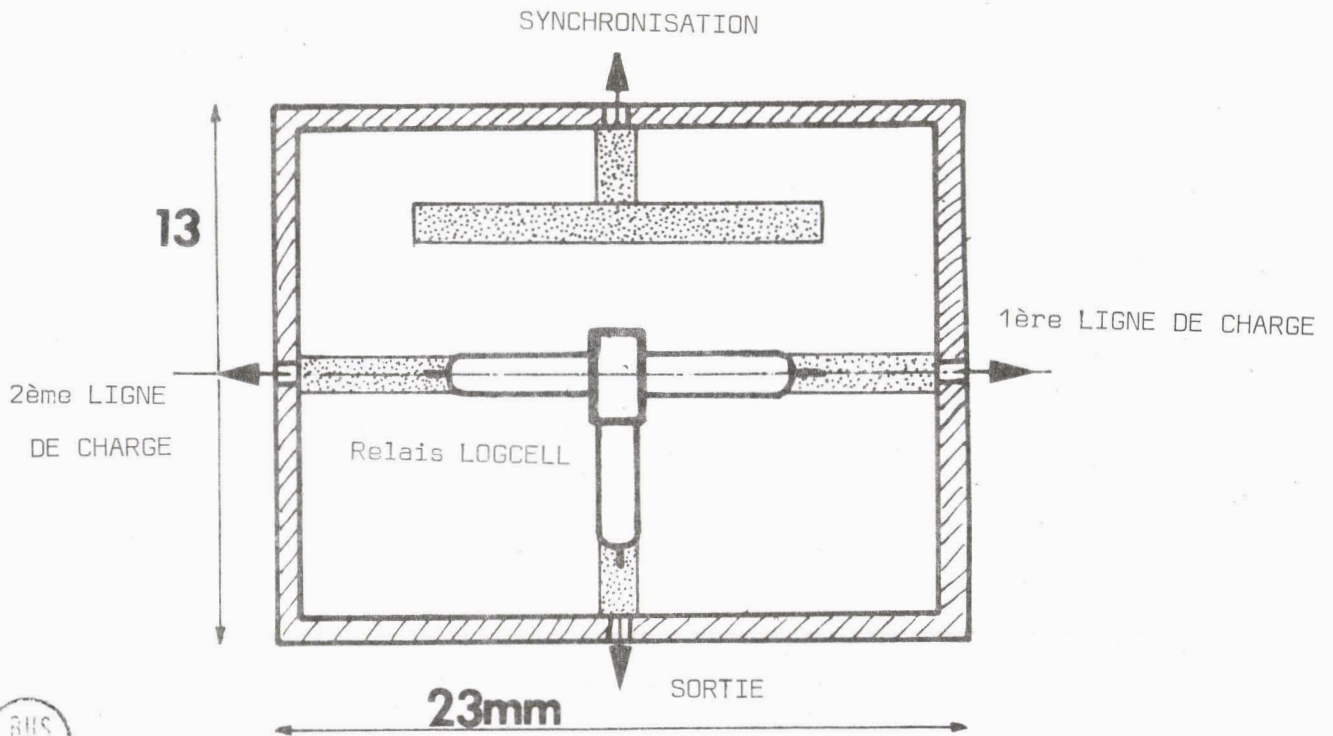


Figure II 34 GENERATEUR STRIP-LINE MINIATURE



• Monture STRIP-LINE miniature

La réalisation est présentée sur la Fig. II-34. Ses dimensions très petites et son poids restreint (20 g) sont obtenus par utilisation d'un relais de dimensions très réduites (LOGECELL type C9342-1) et d'une monture miniature.

En outre, ce générateur est susceptible de fournir deux impulsions de même période mais de durées différentes, fixées par les longueurs des deux lignes de charge, de polarité éventuellement opposées. Le pick-off est intégré mais le dispositif de charge de la ligne est extérieur.

CONCLUSION

Le travail que nous venons d'exposer dans ce chapitre a permis la mise au point d'un générateur d'impulsion ayant des performances d'un très bon niveau (un temps de montée de 65 ps pour une tension de sortie de 100 V). Ces performances ont été obtenues de manière simple et peu onéreuse. Elles ont été obtenues grâce à l'utilisation d'un relais reed de hautes performances, à une optimisation de la structure d'intégration de ce relais reed et à la conception des dispositifs annexes d'amélioration du temps de montée.

Ces performances ont été néanmoins limitées principalement par la tension maximale de commutation du relais reed, les pertes dans le substrat et les câbles de connexion ainsi que les instruments de mesure qui présentent un temps de montée propre de l'ordre de 25 picosecondes.

L'amélioration de ces performances est à notre avis possible avec l'utilisation de relais supportant des tensions plus élevées, des substrats ayant moins de pertes et un oscilloscope ayant un temps de montée propre moins élevé. L'utilisation de dispositifs d'amélioration du temps en structure miniature devrait être aussi un facteur d'amélioration des performances.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Abraham SINGER, I.S. FRIEDBERG, EIMAR NAESS, C.D. HARDIN
"A Novel Technique for measuring Pulse Train Jitter".
I.E.E.E. Trans. Inst. meas. Vol. IM 17 n° 4, Déc. 68.

- [2] J.R. ANDREWS
"Improved Bias Supply for Tunnel-Diode Picosecond Pulse Generators. I.E.E.E. Trans. isotr. and measurements Vol. IM 19, n° 3, August 1970.

- [3] Georges J. FRYE
A "Predictable Subnanosecond step Generator" I.E.E.E. Trans. on instru. et meas., Vol. IM 17, n° 4, Déc. 68.

- [4] A.M. NICOLSON
"Broad-Band Microwave Transmission Characteristic from a single measurement of the Transcient Response.

- [5] M.M. REIN
"Subnanosecond-Pulse Generator with variable pulsewidth using avalanche transistors" - Electronics letters 9 janvier 75, Vol. 11, n° 1.

- [6] WERNER B. HERDEN
"Application of avalanche Transistors of circuits with a long mean time to Farlure". I.E.E.E. Trans. on inst. an Meas. Vol. 25, n° 2, June 76.

- [7] NICOLSON - CRONSON - MITCHELL
"Subnanosecond Rise time Pulse Generators". I.E.E.E. Trans. Inst. meas., Vol. IM 25, June 76.

- [8] H.M. CRONSON
Generation and use of Composite subnanosecond waveforms for measurments from 0.4 to 18 GHz. EuMc Paris.

- [9] Hirohisa KAWAMOTO
"Gigahertz-Rate 100 V Pulse Generator" I.E.E.E. Journal of Solid-State Circuits, Vol. SC 8, n° 1, February 76.
- [10] B.J. ELLIOTT
"System for Precise observations of repetitive Picosecond Pulse waveforms" I.E.E.E. Trans. Int. Measurement, Vol. IM 19 n° 4, Novembre 70.
- [11] N.S. NAHAMANN
Cours Principal de l'école d'été sur les méthodes de mesure temporelles. C.N.E.T. Lannion, Juillet 78.
- [12] J.P. ANDREWS
"Random Sampling oscilloscope for the observation of mercury switch Closure transition times" I.E.E.E. Trans. on Inst. and Meas., Vol. IM 22, n° 4, Décembre 1973.
- [13] GROUBERT
Conférence à l'école d'été du C.N.E.T. Lannion, Juillet 78.
- [14] MATTHAEI, JONES, YOUNG :Microwave Filters, Impedance-matching networks, and Coupling Structures. Mc GRAW-HILL 1964.
- [15] B.E. SPIELMANN
"Integrated-circuit media for millimeter-wave application" Communication AGARD, Munich 4-8 sept 1978.
- [16] Y. GARULT, M. AUBOURG, J.P. VILLOTTE, G. KOSSIAVAS
"Etude de nouvelles lignes pour circuits microondes intégrés. Etude de la parabilité des dispositifs passifs"
Compte rendu de fin de contrat D.G.R.S.T. - L.E.M. Limoges avril 1979.
- [17] Tektronix journal. Fevrier 1979.
- [18] VABRE - METZER
Electronique des Impulsions, Tome II, Circuits à constantes réparties, Ed. Masson 1966.
- [19] M.P. EKSTROM
"Base-band Distorsion equalization in the transmission of pulse information I.E.E.E. Trans. on Inst. and Meas., Vol. IM 21, n° 4 (Sept. 1972).
- [20] B. BOITTIAUX
"Etude d'un nouveau type de modulateurs et limiteurs Hyperfréquences utilisant des structures semiconductrices Unipolaires".
Thèse de Doctorat d'état, Lille, Novembre 1978.
- [21] B. CARNEZ
"Amplificateur hyperfréquence, Bande X, à Diode à avalanche"
Thèse de Doctorat 3e cycle, Lille (Sept. 1975).

CHAPITRE III

ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE
DE L'INFLUENCE DES DISTORSIONS LINÉAIRES DE GAIN ET DE PHASE
SUR LE FONCTIONNEMENT EN REGIME IMPULSIONNEL
DE DISPOSITIFS HYPERFREQUENCES.

- - - - -

INTRODUCTION.

Nous nous proposons d'effectuer l'étude théorique et expérimentale du comportement, dans le domaine temporel, de dispositifs amplificateurs et filtres fonctionnant en hyperfréquences. Cette étude a pour but, d'une part, une meilleure connaissance du fonctionnement des amplificateurs en régime impulsionnel et, d'autre part, la caractérisation rapide ou un contrôle simple, de ces dispositifs.

Une telle étude, effectuée dans le domaine subnanoseconde, est justifiée par le fonctionnement, de plus en plus fréquent, des dispositifs amplificateurs en régime impulsionnel. Mais surtout, elle constitue une nouvelle méthode d'approche de l'influence des distorsions linéaires de fréquence et de phase (conversions A.M. - F.M. et P.M. - F.M.) sur la réponse temporelle des amplificateurs utilisés en hyperfréquences. Ceci devant permettre également de caractériser les distorsions à partir de la connaissance de la réponse.

Par rapport aux méthodes traditionnelles d'étude dans le domaine fréquentiel, la méthode d'étude dans le domaine temporel, que nous avons choisie, présente les avantages suivants :

- On s'affranchit aisément des réflexions parasites ayant diverses origines : connecteurs, discontinuités, etc ... en restreignant le domaine temporel d'analyse à une "fenêtre d'observation" de largeur T.
- La mesure est effectuée dans une bande de fréquence très large (ex. de 0 à 12 GHz) en une seule fois et à l'aide d'un seul générateur d'impulsions.

- Le matériel à utiliser est en nombre réduit et il est peu coûteux puisqu'il suffit d'un générateur de temps de montre court (≤ 100 ps) et d'un oscilloscope à échantillonnage de fréquence de coupure élevée (de l'ordre de 12 GHz). Un mini-calculateur de laboratoire est également nécessaire pour l'exploitation des résultats, cette exploitation pouvant être automatisée.

D'autres études, dans le domaine temporel, existent. Elles ont été généralement appliquées à la mesure d'impédance à très large bande [1] de quadripôles tels que câbles ou atténuateurs [1'] et des propriétés des diélectriques (Time Domain Spectroscopy) [2] [3]. Le principe consiste à effectuer la transformation numérique de Fourier (F.F.T.) des tensions incidentes $v_{e_i}(t)$ et réfléchies $v_{e_r}(t)$ à l'entrée d'un quadripôle ainsi que de la tension de sortie $v_s(t)$ [4] [5] [6]. On en déduit l'évolution fréquentielle des paramètres $S_{11}(f)$ et $S_{21}(f)$

$$S_{11}(f) = \frac{\text{TF} |v_{e_r}(t)|}{\text{TF} |v_{e_i}(t)|} \quad S_{21}(f) = \frac{\text{TF} |v_s(t)|}{\text{TF} |v_{e_i}(t)|}$$

où TF désigne la transformée de Fourier directe.

Ces méthodes pourraient être utilisées pour déterminer la réponse temporelle $R(t)$ d'un dispositif de fonction de transfert $H(f)$ connue à une excitation quelconque $e(t)$. Ainsi, on aurait successivement :

$$E(f) = \text{TF} |e(t)|$$

$$R(f) = H(f) \cdot E(f)$$

$$R(t) = \text{TF}^{-1} |R(f)|$$

où TF^{-1} représente la transformation de Fourier inverse.

Une telle méthode est longue et coûteuse. Nous avons préféré concevoir et développer une méthode originale permettant le passage rapide et direct de l'excitation à la réponse. C'est une méthode qui ne nécessite pas le passage dans le domaine fréquentiel et n'utilise pas directement la transformée de Fourier. Elle est, par conséquent, d'un

usage plus aisé et peut être mise en oeuvre à l'aide de petits calculateurs de Laboratoires. Le programme numérique que nous avons mis au point, après une étude analytique simplifiée, est très général. Son utilisation nous a permis d'établir des abaques afin de caractériser de façon approchée mais très rapide un dispositif à partir de sa réponse indicielle. Une simulation plus précise est toutefois possible pour des dispositifs quelconques.

Signalons enfin que la généralité de la méthode numérique, que nous proposons, permet de traiter le cas des quadripôles non linéaires.

I. ETUDE THEORIQUE.

Pour déterminer théoriquement la réponse d'un système à une excitation, nous avons utilisé deux méthodes. D'une part, une méthode de calcul analytique et d'autre part, une méthode numérique.

La méthode analytique fournit l'expression mathématique exacte de la réponse du système et permet une compréhension aisée des phénomènes en montrant l'influence de chacun des paramètres sur la réponse du système. Cependant, elle reste limitée à l'étude d'excitation et de fonction de transfert présentant des formes simples.

La méthode numérique présente l'avantage d'être absolument générale en permettant la détermination de la réponse à un signal quelconque d'amplificateurs présentant une fonction de transfert quelconque. Elle a aussi l'avantage de s'appliquer à des modèles physiquement réalisables qui répondent aux conditions de stabilité et de causalité qu'on rappelle [7] :

- dans le domaine temporel :

$$h(t) = 0 \text{ pour } t < 0 \text{ et } \int_{-\infty}^{+\infty} |h(t)| dt < +\infty$$

- dans le domaine fréquentiel

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\text{Log}_e |H(j\omega)|}{1 + \omega^2} < +\infty \quad \text{relation de Paley-Wiener.}$$

I-1. ETUDE ANALYTIQUE

Dans cette étude, on cherchera à déterminer la réponse indicielle d'un système ayant une fonction de transfert $H(\omega)$.

La réponse impulsionnelle d'un tel dispositif est donnée par :

$$h(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} H(\omega) e^{j\omega t} d\omega$$

La réponse indicielle est, par définition, l'intégrale de la réponse impulsionnelle. Elle s'écrira :

$$r_u(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(x) u(t-x) dx$$

où

$$\begin{cases} u(t-x) = 0 & \text{pour } t < x \\ u(t-x) = 1 & \text{pour } t > x \end{cases}$$

Cette étude analytique ne sera possible que pour des cas simples dont les fonctions de transfert répondent aux hypothèses simplificatrices suivantes :

- la variation du gain en fonction de la fréquence est une fonction simple.
- la variation de la phase est linéaire.
- le temps de groupe et le temps de phase sont considérés égaux.

Bien que les dispositifs réels ne peuvent, en toute rigueur, être représentés par de telles fonctions de transfert, elles en donnent une image suffisamment approchée pour que leur étude fournisse des indications intéressantes.

Nous allons étudier des amplificateurs passe-bas et passe-bande symétriques. Rappelons que l'on passera de la réponse impulsionnelle de l'un à celle de l'autre par la relation [8] fig. III-2.

$$h(t) = 2h_p(t) \cos \left[\omega_0 t - \theta(\omega_0) \right] \quad (1)$$

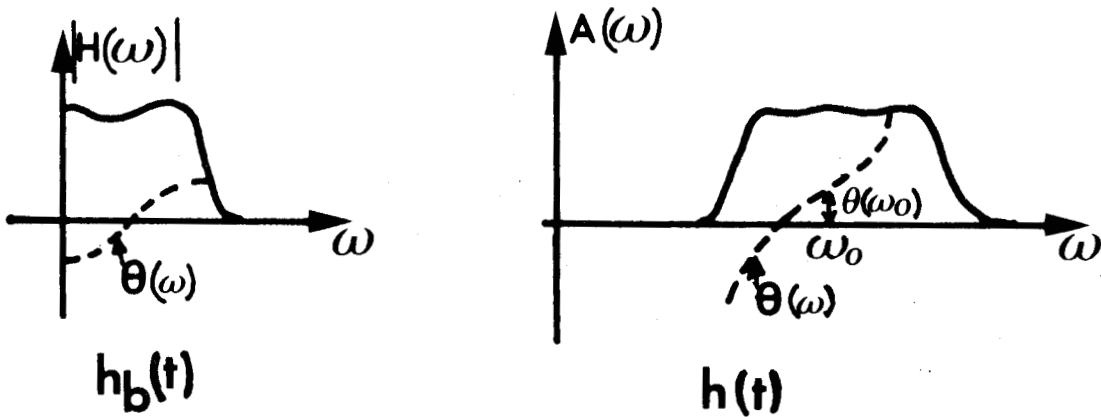


Figure III 2

I.1.1. Amplificateur rectangulaire

a - Amplificateur rectangulaire passe-bas.

La fonction de transfert d'un tel modèle est définie par :

$$H(\omega) = A_0 e^{-j\omega\tau} \quad \text{pour } |\omega| < \omega_1$$

$$H(\omega) = 0 \quad \text{pour } |\omega| > \omega_1$$

Sa réponse impulsionnelle sera : $h_b(t) = \frac{A_0\omega_1}{\pi} \frac{\sin \omega_1(t - \tau)}{\omega_1(t - \tau)}$ (2)

La réponse indicielle s'écrira, par conséquent :

$$r_u(t) = \frac{A_0}{\pi} \left[\frac{\pi}{2} + \text{Si}(\omega_1(t - \tau)) \right] \quad (3)$$

où $\text{Si}(x) = \int_0^x \frac{\sin t}{t} dt$ est la fonction sinus intégrale [9].

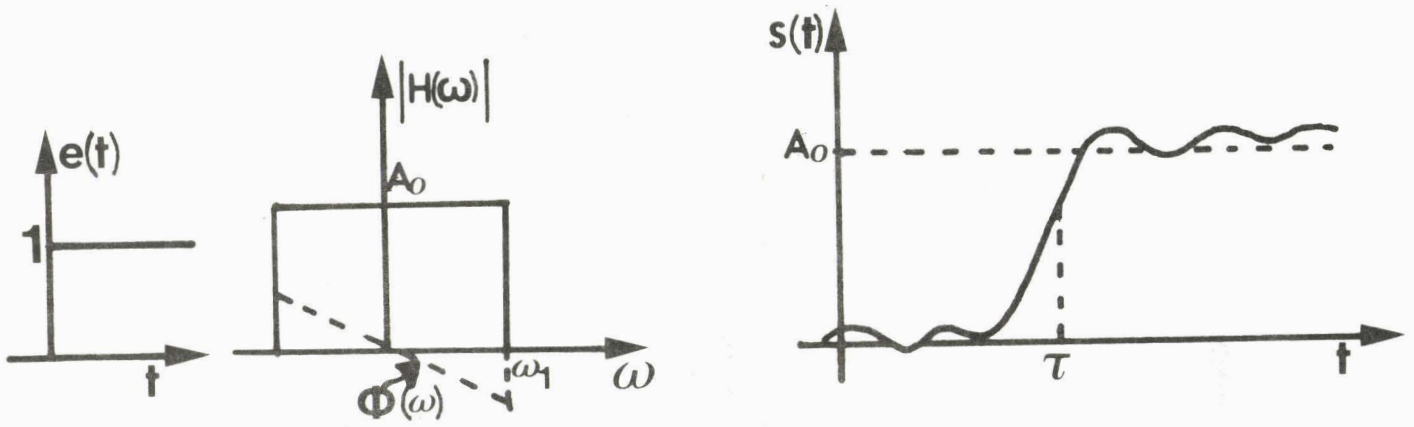


Figure III 3

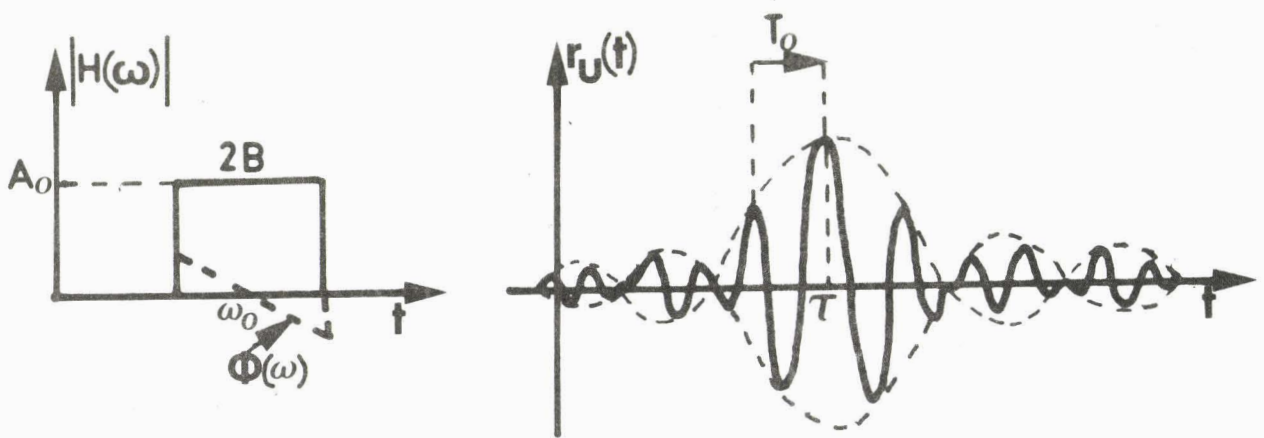


Figure III 4

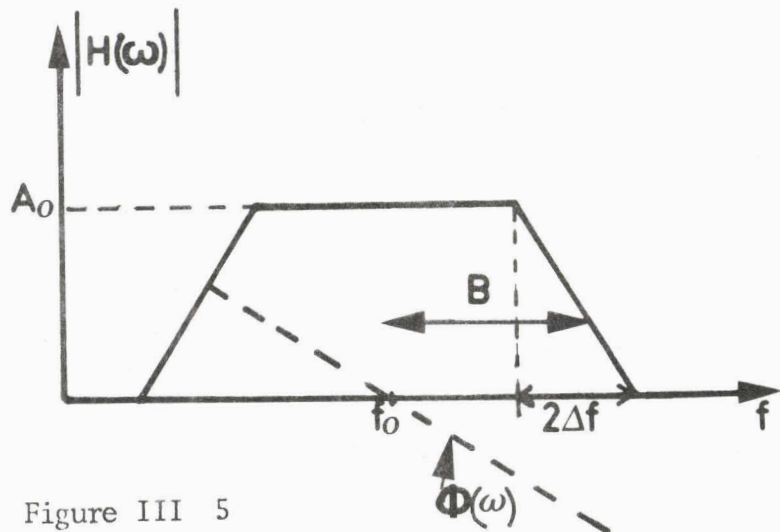


Figure III 5

A la figure III-3, nous donnons l'allure de la réponse indiciale d'un amplificateur passe-bas rectangulaire. On remarque que la pente de $r_u(t)$ pour $t = \tau$ est donnée par :

$$\left. \frac{dr_u(t)}{dt} \right|_{t=\tau} = 2A_0 B$$

b - Amplificateur rectangulaire passe-bande.

La fonction de transfert d'un tel dispositif est définie par :

$$\begin{aligned} H(\omega) &= A_0 r^{-j\omega\tau} & \omega_0 - 2\pi B < \omega < \omega_0 + 2\pi B \\ H(\omega) &= 0 & \omega < \omega_0 - 2\pi B \quad \text{et} \quad \omega > \omega_0 + 2\pi B \end{aligned}$$

Sa réponse impulsionnelle sera d'après (1) et (2) :

$$h(t) = 2A_0 B \cdot \frac{\sin 2\pi B t}{2\pi B t} \cos \omega_0 t \quad (2')$$

La réponse indiciale s'écrira alors :

$$r_u(t) = \frac{A_0}{\pi} \left[\text{Si}(\omega_0 + 2\pi B)t - \text{Si}(\omega_0 - 2\pi B)t \right]$$

et, en définissant les variables réduites suivantes, on aura :

$$\frac{B}{f_0} = a \quad ; \quad \omega_0 t = x$$

$$r_u(x) = \frac{A_0}{\pi} \left[\text{Si}(1+a)x - \text{Si}(1-a)x \right] \quad (4)$$

L'allure de cette réponse indiciale est représentée fig. III-4.

Remarque. Cas limite pour lequel la bande passante est extrêmement étroite.

$$\text{On a, dans ce cas : } \frac{B}{f_0} \ll 1$$

en passant à la limite dans la relation (4), on peut écrire :

$$r_u(x) = \frac{A}{\pi} 2ax \frac{d}{dx} \left[\text{Si}(x) \right] \quad (5)$$

et sachant que $\frac{d}{dx} \text{Si}(x) = \frac{\sin x}{x}$, on aura :

$$r_u(x) \# \frac{2A a}{\pi} \sin x \quad (6)$$

L'atténuation de la courbe représentant la réponse indicielle est beaucoup plus lente et le point d'annulation de celle-ci est rejeté très loin dans le temps.

I.1.2. Amplificateur trapézoïdal symétrique.

La fonction de transfert d'un tel amplificateur est schématisé figure III-5.

A_0 est le gain de l'amplificateur,

f_0 sa fréquence centrale,

B sa bande passante à 3 dB

$2\Delta f$ bande de fréquence où le gain n'est plus constant.

La réponse impulsionnelle d'un tel dispositif est donnée par :

$$h(x) = 4A_0 B \frac{\sin cx}{cx} \cdot \frac{\sin ax}{ax} \cdot \cos x \quad (7)$$

avec $x = \omega_0 t$; $c = \frac{\Delta f}{f_0}$; $a = \frac{B}{f_0}$

La réponse indicielle sera, par conséquent :

$$\begin{aligned} r_u(x) = & \frac{A_0}{2\pi} \left\{ \frac{\sin cx}{cx} \left(\sin(1-a)x - \sin(1+a)x \right) \right\} \\ & + \text{Si}(1+a+c)x + \text{Si}(1+a-c)x - \text{Si}(1-a+c)x - \text{Si}(1-a-c)x \\ & + \frac{1+a}{c} \left[\text{Si}(1+a+c)x - \text{Si}(1+a-c)x \right] + \frac{1-a}{c} \left[\text{Si}(1-a+c)x - \text{Si}(1-a-c)x \right] \quad (8) \end{aligned}$$

CONCLUSION.

Moyennant certaines hypothèses simplificatrices, nous avons pu mener à bien l'étude analytique d'amplificateurs de forme rectangulaire ou trapézoïdale. Dans ce dernier cas, il apparaît déjà que les expressions obtenues deviennent vite complexes et que l'étude de l'influence respective des différents paramètres sur la réponse indicielle est alors malaisée. Si l'on rejette nos hypothèses afin d'étudier des dispositifs ayant des fonctions de transfert plus complexes et d'ailleurs plus réalistes, nous serons donc contraints d'abandonner la méthode de calcul analytique au profit de la méthode numérique que nous allons exposer.

I-2. ETUDE NUMERIQUE

Le programme que nous avons élaboré est très général car il permet de déterminer la réponse d'un dispositif quelconque à une excitation également quelconque. Son originalité consiste à déterminer directement la réponse temporelle $r(t)$ à une excitation $e(t)$ quelconque sans utilisation de la Transformée de Fourier directe et inverse comme cela se fait classiquement. Ce procédé permet d'alléger le traitement numérique nécessaire.

I-2-1. Principe du calcul

On se propose, à partir de la connaissance de la fonction de transfert d'un système, de calculer sa réponse à une excitation dans une "fenêtre" d'observation de largeur T , f_0 étant la fréquence centrale au voisinage de laquelle le gain est généralement le plus élevé.

Le principe consiste, d'une part, à discrétiser dans le domaine fréquentiel la fonction de transfert du système en la considérant comme la somme d'un nombre fini d'amplificateurs élémentaires de fonction de transfert simple. D'autre part, à décomposer l'excitation en une somme d'éc helons d'amplitude et de retard convenables. Si la réponse de chaque amplificateur élémentaire à un échelon est connue, il suffit alors d'effectuer la somme des réponses des amplificateurs élémentaires en tenant compte des différents échelons représentatifs de l'excitation.

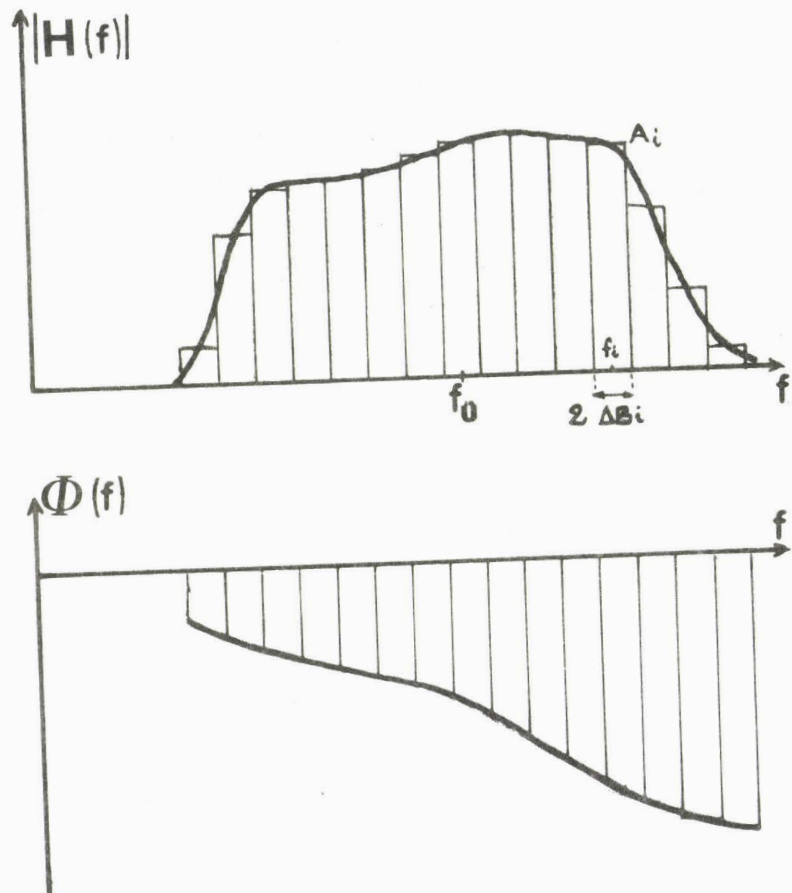


Figure III 6

En ce qui nous concerne, nous utilisons des amplificateurs élémentaires du type amplificateur passe-bande rectangulaire à variation de phase linéaire fig.III-6.

On est donc amené à utiliser deux modes de discrétisation :

- une discrétisation fréquentielle de la fonction de transfert $H(\omega)$
- une discrétisation temporelle de l'excitation.

I-2.2. Mode de discrétisation de la fonction de transfert.

Nous considérons donc le système étudié comme la juxtaposition d'un ensemble d'amplificateurs élémentaires passe-bande rectangulaires à variation de phase linéaire (où $\tau_g \neq \tau\phi$). Ces amplificateurs ayant, bien entendu, une amplitude et un retard convenables correspondants à ceux du système étudié pour la fréquence considérée.

Pour déterminer la réponse du système à une excitation donnée, avec une exactitude suffisante, il convient de choisir judicieusement le mode de discrétisation de la fonction de transfert. Cette discrétisation étant définie par les grandeurs suivantes :

- la loi d'évolution des valeurs discrètes des fréquences centrales des amplificateurs élémentaires.
- la largeur maximale $2\Delta B$ des amplificateurs.
- la fréquence minimale du spectre à considérer.
- la fréquence maximale du spectre à considérer.

a - Loi d'évolution des valeurs discrètes des fréquences centrales.

La loi choisie doit respecter la symétrie, en particulier, de la courbe de gain du système par exemple. Si celle-ci est symétrique, en échelle linéaire, les valeurs discrètes des fréquences seront en progression arithmétique et la largeur des amplificateurs élémentaires sera constante. Si la symétrie est observée en échelle logarithmique, alors les valeurs discrètes de fréquence s'écriront :

$$\dots + \frac{1}{n f_0} + \dots + \frac{1}{4 f_0} + \frac{1}{3 f_0} + \frac{1}{2 f_0} + f_0 + 2 f_0 + 3 f_0 + 4 f_0$$

$$+ \dots + n f_0 + \dots$$

Ceci impose un choix judicieux des paramètres d'échantillonnage qui sont la demi-largeur ΔB de chaque amplificateur élémentaire et des fréquences minimale et maximale qui limitent le spectre.

b - Largeur ΔB de l'amplificateur élémentaire.

Si T est la largeur de la fenêtre temporelle dans laquelle on veut observer la réponse du système, le théorème de Shannon impose une limite supérieure de la bande passante élémentaire ΔB telle que :

$$2\Delta B \leq \frac{1}{T}$$

c - Fréquence minimale : F_{\min} .

Nous avons vu que la réponse impulsionnelle du $i^{\text{ème}}$ amplificateur élémentaire de largeur $2\Delta B_i$ d'amplitude A_i et de fréquence centrale f_i est donnée par :

$$r_{u_i}(t) = \frac{A_i}{\pi} \left[\text{Si}(1+a_i)\omega_i(t-\tau_i) - \text{Si}(1-a_i)\omega_i(t-\tau_i) \right] \quad (9)$$

avec $a_i = \frac{\Delta B_i}{f_i}$; $\tau_i = -\frac{d\phi_i}{d\omega_i}$

où il apparaît que cette réponse subit un retard τ_i .

Habituellement, la bande passante ΔB_i de l'amplificateur élémentaire sera très étroite ($\Delta B_i \ll f_i$). Dans ces conditions, la réponse impulsionnelle prendra, d'après (6), la forme simple :

$$r_{u_i}(t) = \frac{2}{\pi} A_i a_i \sin \omega_i(t-\tau_i)$$

Il apparaît alors clairement que chaque amplificateur élémentaire contribue à la réponse totale avec un poids égal à $A_i \frac{\Delta B_i}{f_i}$. Par conséquent, les composantes de fréquence basse du spectre vont apporter une contribution relativement importante. Il convient donc de déterminer la valeur minimale en dessous de laquelle les valeurs prises par le module de la fonction de transfert ont un effet négligeable sur la réponse du système.

Considérons que la contribution de la réponse indicielle de l'amplificateur élémentaire de fréquence F_{\min} dans la réponse globale soit $K/100$ fois celle de l'amplificateur de fréquence centrale f_0 on aura :

$$A_i \frac{\Delta B_i}{F_{\min}} = \frac{K}{100} \left(A_0 \frac{\Delta B_0}{F_0} \right)$$

En pratique, on a pris K de l'ordre de 1.

Dans certains cas, la bande passante ΔB_i de l'amplificateur élémentaire situé à F_{\min} sera égale à ΔB_0 . Dans d'autres cas, elle sera plus grande.

En conclusion, le choix de F_{\min} dépend de la forme de la courbe d'évolution de la fréquence ainsi que de la largeur T de la fenêtre temporelle d'observation.

d - Fréquence maximale : F_{\max} .

On utilisera la même méthode d'évaluation pour choisir la valeur de la fréquence maximale F_{\max} .

$$A_i \frac{\Delta B_i}{F_{\max}} = \frac{K}{100} \left(A_0 \frac{\Delta B_0}{F_0} \right)$$

La valeur de cette fréquence aura une conséquence directe sur le choix du pas Δt de discrétisation temporelle de la réponse temporelle. En effet, d'après le théorème de Shannon, ce pas devra avoir une valeur maximum donnée par :

$$\Delta t \leq 2/F_{\max}$$

Le choix de F_{\max} par la formule précédente imposera une valeur maximale du pas d'analyse temporelle.

REMARQUE.

Les critères précédents ont été établis à partir de l'examen de la courbe de gain. Mais d'après la formule (9), la réponse de

chaque amplificateur élémentaire sera décalée dans le temps par rapport à l'excitation d'un temps $\hat{t}_i = - \frac{d\phi_i}{d\omega_i}$.

Suivant l'évolution fréquentielle de la phase, ce décalage peut être positif ou négatif. Soit $\tau_{\max,+}$ et $\tau_{\max,-}$ ses valeurs extrêmes. La fenêtre temporelle de prise en compte de l'excitation étant limitée de 0 à T, la réponse temporelle $r(t)$ pourra être entachée d'erreur dans les zones temporelles suivantes :

$$0 < t < \tau_{\max,-}$$

et $T - \tau_{\max,+} < t < T$

On ne devra pas prendre en compte les informations recueillies durant ces intervalles de temps.

La méthode sera d'autant plus valable que la fenêtre temporelle T est grande par rapport à $\tau_{\max,-}$ et $\tau_{\max,+}$.

1-2-3. Discrétisation temporelle.

L'un des avantages de notre méthode est la possibilité de considérer une forme d'excitation absolument quelconque. Cette excitation est décomposée en m échelons d'amplitude Δe_j retardés de t_j ($j \leq m$ (j, m) N^2) (fig. III-7). Si on sait calculer la réponse du système à un échelon, alors la réponse du système à l'excitation complexe $e(t)$ sera la somme des réponses du système à chaque échelon élémentaire.

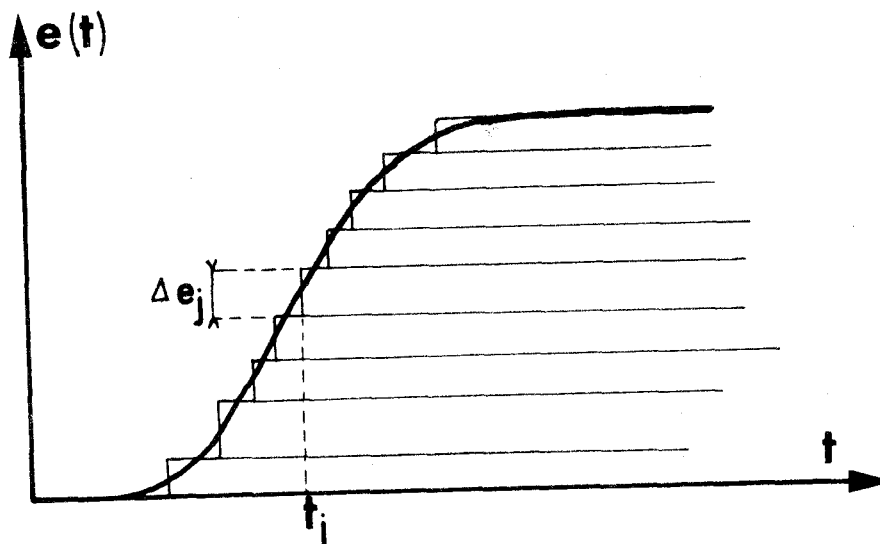


Figure III 7

Si l'on part de la connaissance de la réponse du système à un échelon unitaire débutant à l'instant $t=0$ notée $R_u(t)$, alors la réponse à l'échelon élémentaire d'amplitude Δe_j apparaissant à l'instant t_j s'écrira :

$$\Delta e_j \times R_u(t - t_j)$$

Si l'on suppose que la réponse élémentaire $R_u(t)$ n'a été calculée que dans un intervalle $[0;T]$ correspondant à la fenêtre d'observation, il en résultera un intervalle de temps $[0, t_m]$ pendant lequel la réponse n'est pas calculée et, par conséquent, le résultat n'y est pas précis (t_m correspond approximativement au temps de montée du signal d'entrée).

Un tel procédé réduit donc la zone utile de la fenêtre temporelle d'observation. Cet effet pourrait facilement être évité mais il s'est avéré peu gênant dans nos applications puisque nous avons utilisé des excitations en échelon de temps de montée assez court.

REMARQUE.

La loi de discrétisation choisie doit respecter la forme particulière de l'excitation et, en tout cas, restituer la présence d'une symétrie éventuelle. Ainsi, s'il existe un centre de symétrie, il sera bon de placer le centre de la fenêtre d'observation sur l'abscisse du centre de symétrie et, par exemple, d'utiliser un pas de discrétisation constant.

1.2.4. Vérification de la validité du calcul numérique.

Afin de vérifier la validité du calcul numérique, nous nous proposons de comparer les résultats obtenus avec ceux fournis par l'étude analytique dans le cas d'un système étudiable par les deux méthodes. Pour cette comparaison, nous avons choisi le filtre de Butterworth d'ordre un.

a - Etude analytique.

La fonction de transfert est représentée par :

$$H(\omega) = \frac{1}{1 + jQ\left(x - \frac{1}{x}\right)} \quad \text{où } x = \frac{\omega}{\omega_0} \quad \text{et } Q = \frac{f_0}{2B} = \frac{1}{2a}$$

B étant la demi-bande passante de 3dB.

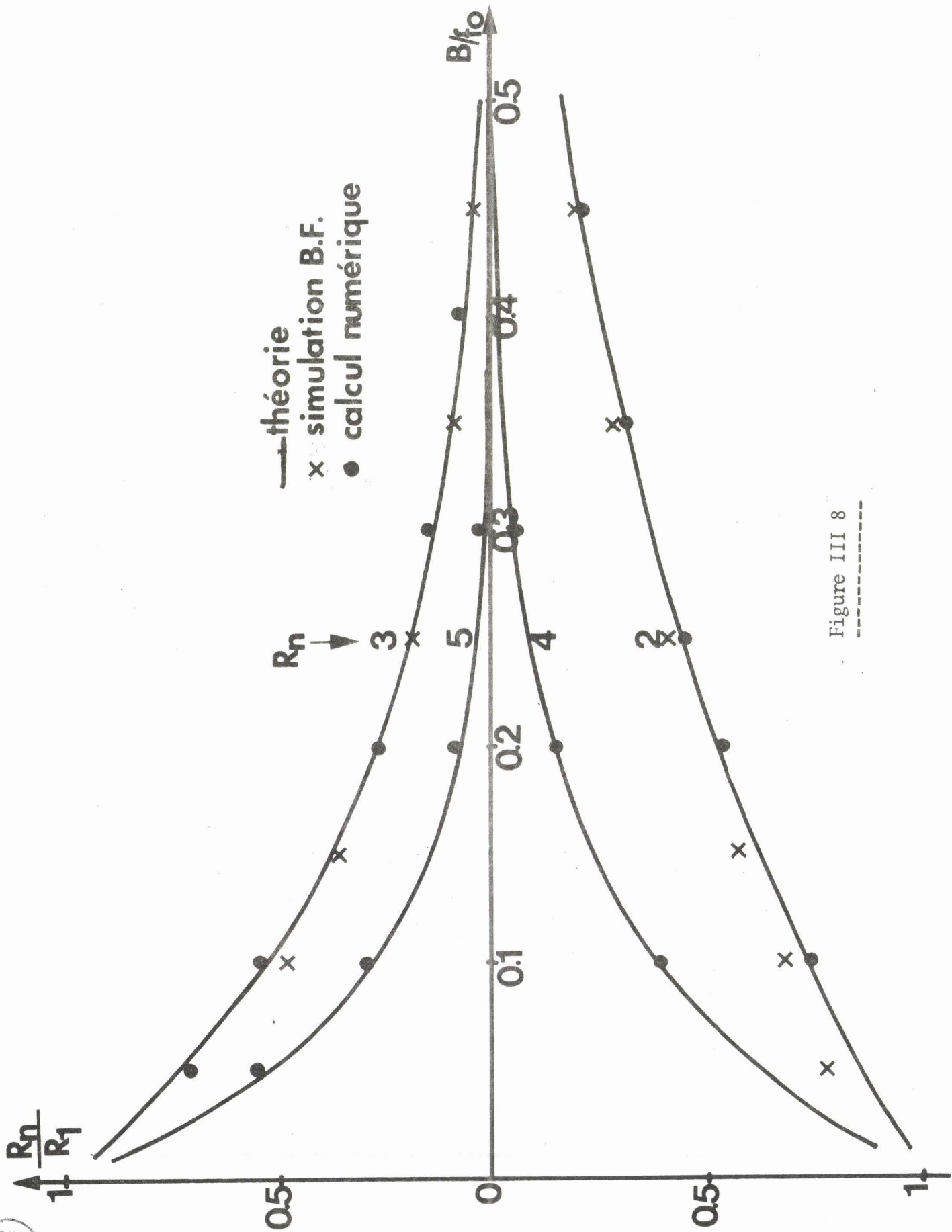


Figure III 8

La réponse indicielle d'un tel dispositif s'écrit :

$$r_u(t) = \frac{2a}{\sqrt{1-a^2}} e^{-a\omega_0 t} \sin \omega_0 \sqrt{1-a^2} t \quad (10)$$

c'est une fonction sinusoïdale amortie dont la pseudo-période est :

$$T_0 = \frac{1}{f_0 \sqrt{1-a^2}}$$

Notons que les extremas dont la position est donnée par :

$$t_k = \frac{\arctg \left(\frac{\sqrt{1-a^2}}{a} \right) - k\pi}{\omega_0 \sqrt{1-a^2}}$$

sont dans le rapport :

$$\frac{r_u(t_k)}{r_u t_0} = \left(-e^{-\frac{\pi a}{\sqrt{1-a^2}}} \right)^k \quad (11)$$

Nous avons représenté sur la figure (III-8), l'évolution de l'amplitude relative au premier maximum des premiers extremums en fonctions de $a = B/f_0$.

b - Etude numérique du modèle.

Les filtres Butterworth présentent une symétrie lors d'une représentation en échelle logarithmique. Nous avons utilisé une loi d'évolution des valeurs discrètes de fréquence qui préserve cette symétrie (voir paragraphe II-2-2-a).

L'étude a été faite en considérant différentes valeurs de a . C'est-à-dire différentes bandes passantes. Pour chaque valeur de a , nous avons défini une fréquence maximale et une fréquence minimale qui permettent une précision convenable dans la fenêtre temporelle d'observation choisie. Ceci a fixé respectivement la valeur ΔT du pas de discrétisation et le nombre de points de discrétisation.

Les résultats obtenus représentés sur la figure (III-8) montrent une assez bonne concordance avec ceux fournis par l'étude analytique. Ceci montre la validité du calcul numérique et des conditions à satisfaire pour obtenir une précision suffisante.

REMARQUE : Simulation expérimentale sur modèle homologue en B.F.

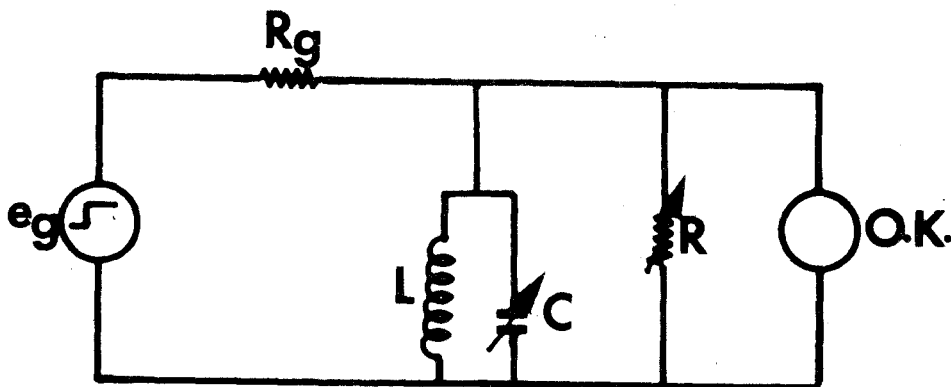
Nous avons tenu à confirmer les résultats théoriques tant analytiques que numériques par une simulation sur un modèle électrique homologue. La figure III-9 représente le schéma de ce circuit électrique.

Posons :

$$R_{eq} = R_g \parallel R = \frac{R_g R}{R_g + R}$$

$$B = \frac{1}{4\pi R_{eq} C}$$

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}} ; \quad x = \frac{\omega}{\omega_0}$$



On aura :

$$W(j\omega) = \frac{R_{eq}}{R} \times \frac{1}{1 + jQ(x - \frac{1}{x})}$$

Figure III 9

Par modification des valeurs de R et C, il est possible de faire varier la valeur du paramètre a.

Comme le montre la figure III-8, les résultats expérimentaux confirment l'étude théorique précédente en tenant compte de l'imprécision des mesures expérimentales.

II. AJUSTEMENT DU COMPORTEMENT D'UN SYSTEME A CELUI D'UN MODELE IDEAL.

Le programme de calcul numérique que nous avons élaboré ne nécessite aucune hypothèse simplificatrice car il permet de déterminer la réponse d'un système quelconque à une excitation également quelconque. Il n'est donc pas nécessaire d'utiliser des modèles idéaux.

Cependant, il est parfois utile d'avoir des informations rapides sur le comportement d'un amplificateur ou d'un filtre. C'est dans ce but que nous nous sommes proposés de définir et de caractériser un certain nombre de modèles idéaux en utilisant essentiellement l'étude numérique. Ensuite, par comparaison des réponses indicielles, il sera possible d'assimiler le comportement du système réel à celui d'un des modèles et par conséquent de le caractériser, certes de façon sommaire mais néanmoins très rapide.

En outre, l'étude de ces modèles idéaux nous permettra une meilleure connaissance de l'influence des divers paramètres sur le fonctionnement du système et par conséquent une meilleure compréhension des phénomènes observés.

II.1. MODELE SANS DISTORSIONS.

Il s'agit de l'amplificateur rectangulaire idéal étudié au paragraphe I-1-1.

Rappelons que sa réponse indicielle s'écrit :

$$r_u(t) = \frac{A_0}{\pi} \left[\text{Si}(1+a)x - \text{Si}(1-a)x \right]$$

avec $x = \omega_0 t$ et $a = \frac{B}{f_0}$

Il apparaît que le modèle est défini par la connaissance des trois caractéristiques qui sont le gain A_0 , la bande passante à 3dB et la fréquence centrale f_0 et que la réponse indicielle peut être caractérisée par plusieurs grandeurs accessibles à la mesure qui sont :

- l'amplitude du premier extremum noté R_1 ,
- l'amplitude des autres extremas relative à celle du premier noté R_2, R_3, R_4 etc ...
- l'écart de temps constant entre les extremas .

Nous avons construit des abaques qui représentent la dépendance entre les paramètres du modèle proposé et les grandeurs caractéristiques de la réponse. La mesure de ces derniers permettra donc l'accès aux paramètres du modèle.

a - Fréquence centrale.

Les extremas de la réponse indicielle correspondent aux points d'annulation de la réponse impulsionnelle $h(t)$ ce qui entraîne d'après (2')

$$x_k = (2k + 1) \frac{\pi}{2} = \omega_0 t_k$$

L'intervalle de temps séparant deux extremas successifs est donc égal à $\frac{1}{2f_0}$. Par conséquent, la mesure de l'écart de temps T constants entre les extremas fournit directement la valeur de la fréquence centrale f_0 .

b - Bande passante.

L'amplitude de l'extremum d'ordre k relatif à celui d'ordre 1, s'exprime par :

$$\frac{r_{u_k}}{r_{u_1}} = \frac{\text{Si} \left[(2k + 1) \frac{\pi}{2} (1 + a) \right] - \text{Si} \left[(2k + 1) \frac{\pi}{2} (1 - a) \right]}{\text{Si} \left[\frac{\pi}{2} (1 + a) \right] - \text{Si} \left[\frac{\pi}{2} (1 - a) \right]}$$

A partir de cette expression, nous avons construit l'abaque n°1 représentant l'évolution des premiers extremas en fonction du paramètre a . Cette abaque permettra donc, à partir des valeurs expérimentales des extremas, de déterminer la valeur de a et donc de la bande passante totale égale à $2af_0$.

En pratique, il est fréquent d'observer une légère différence entre les valeurs de a indiquées dans cet abaque par les différentes valeurs expérimentales des extremas. Ceci fournit une indication sur la validité de l'ajustement du dispositif par le modèle idéal proposé. Lorsque l'écart est faible, l'ajustement est vraisemblable et, en utilisant une valeur moyenne pour a , on obtient la bande passante du "modèle idéal moyen" le mieux représentatif du comportement du dispositif étudié.

c - Gain.

Pour une excitation en échelon d'amplitude E, l'amplitude du premier extremum est proportionnelle au produit $E A_0$.

$$r_u(x) = \frac{1}{\pi} \left\{ \text{Si} \left[\frac{\pi}{2} (1+a) \right] - \text{Si} \left[\frac{\pi}{2} (1-a) \right] \right\} (E \cdot A_0)$$

Nous avons tracé l'abaque n°2 indiquant la valeur de ce premier extremum en fonction de a. Ceci pour un produit $E \cdot A_0 = 1$. a étant connu, la comparaison des valeurs théoriques et expérimentales permet donc de déterminer la valeur du produit $E \cdot A_0$ et, par conséquent, celle de A_0 .

REMARQUE : Cas d'un amplificateur ou d'un filtre à bande passante très étroite.

Lorsque la bande passante d'un filtre ou d'un amplificateur est très étroite, on aura :

$$a = B/f_0 \ll 1$$

La réponse indicielle prend alors la forme :

$$r_u(x) = \frac{2B}{f_0} A \sin 2\pi f_0 t$$

La détermination des différents paramètres de l'amplificateur est alors possible analytiquement.

- En effet, la fréquence centrale est l'inverse de la pseudo-période de la réponse indicielle.

- La bande passante peut être déduite directement du rapport des extremas successifs. En effet, on montre, en utilisant le développement en série de Taylor de $r_u(x)$ que l'amplitude du $k^{\text{ième}}$ extremum relativement au premier s'écrit :

$$\frac{r_u \left((2k+1) \frac{\pi}{2} \right)}{r_u \left(\frac{\pi}{2} \right)} = (-1)^k \left[1 - \frac{a^2}{6} \left[(2k+1)^2 \frac{\pi^2}{4} - 2 \right] \right]$$

Cette expression n'est fonction que de a.

Ce qui permet d'obtenir facilement a connaissant $\frac{r_u\left(\left(2k+1\right)\frac{\pi}{2}\right)}{r_u\left(\frac{\pi}{2}\right)} = m$

par :

$$\frac{B}{f_0} = a = \sqrt{\frac{6(1-m)}{(4p+1)^2 \frac{\pi^2}{4} - 1}}$$

II.1.2. Influence des distorsions linéaires d'amplitude.

Ces distorsions correspondent à des conversions modulations d'amplitude - modulation de fréquence (A.M. - F.M.) qui se manifestent par des déformations de la réponse indicielle. Pour simplifier, nous admettrons l'absence de distorsions linéaires de phase. C'est-à-dire que la variation de phase sera considérée linéaire (avec un temps de groupe égal au temps de phase). Dans ces conditions, la réponse indicielle aura un centre de symétrie. Nous allons étudier deux modèles symétriques, l'un, dit modèle trapézoïdal, dans lequel le taux de conversion A.M. - F.M. est constant et l'autre, dit modèle gaussien, dans lequel le taux de conversion A.M. - F.M. est variable.

II.1.2.1. Modèle trapézoïdal.

Ce modèle est défini par la connaissance de quatre paramètres caractéristiques

qui sont (voir fig. III.10)
 - le gain A_0 de l'amplificateur,

- la fréquence centrale f_0
 - B, la bande passante à 6dB ; Si B est la B.P. à 3dB, elle est liée à B'

par la relation

$$B' = B + (\sqrt{2} - 1) \Delta f$$

$\frac{\Delta f}{f_0}$ = paramètre caractéristique du taux de conversion A.M. - F.M.

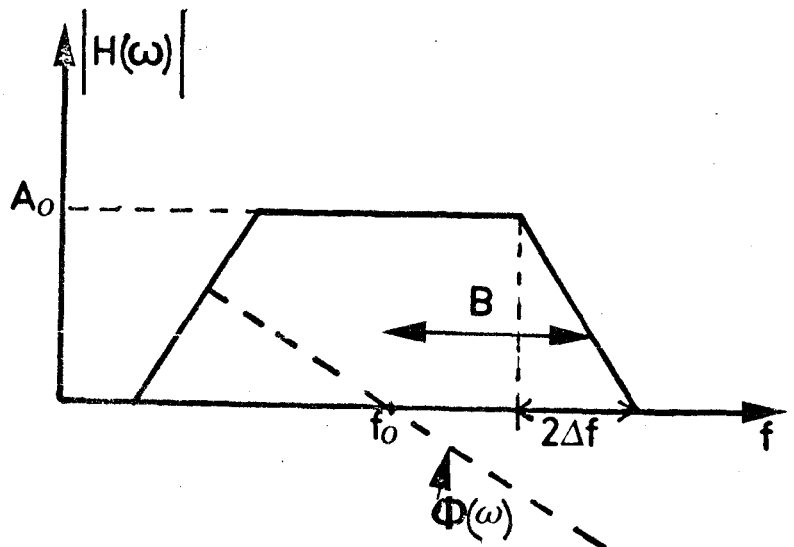


Figure III 10

La réponse indicielle peut être caractérisée par plusieurs grandeurs accessibles à la mesure et qui sont :

- l'amplitude des extremas jusque un rang élevé.
- l'amplitude du premier extremum.
- la distance constante séparant les extremas.

Le tracé d'abaque permettra, comme précédemment, de relier les caractéristiques du modèle à celles de la réponse et, par conséquent, de déterminer le modèle équivalent à un système dont la réponse indicielle est mesurée.

Cependant, ces abaques ne peuvent plus être établis en fonction d'un seul paramètre et ils le seront à partir de deux paramètres qui sont a et c .

a - Fréquence centrale.

Comme dans le cas précédent, les extremums sont équidistants de $T = \frac{1}{2f_0}$. La fréquence centrale du modèle sera directement déduite de la pseudo-période T de la réponse indicielle.

b - Bande passante (Abaque n°3).

L'abaque n°3 représente les amplitudes des extremas relatives à celle du premier en fonction de $a' = \frac{B'}{f_0}$ pour diverses valeurs de $c = \frac{\Delta f}{f_0}$. Il apparaît que l'influence de c se manifeste essentiellement sur les extremas d'ordre élevé. C'est donc leur connaissance qui permettra le mieux de déterminer la valeur de c .

c - Gain.

Pour une excitation en échelon d'amplitude E , l'amplitude du premier extremum est proportionnelle au produit $E A_0$. Nous avons donc tracé l'abaque n°4 donnant les valeurs de cet extremum en fonction de a et de c , ceci pour un produit EA égal à 1. Il apparaît qu'il est indépendant de c . Par conséquent, a étant connu, la comparaison des valeurs théoriques et expérimentales permet de déterminer la valeur du produit $E A_0$ et par conséquent celle de A_0 .

d - Détermination des distorsions d'amplitude (Abaque n°5)

L'abaque n°3 montre que l'influence du paramètre $c = \frac{\Delta f}{f}$ est plus important sur les extremas les plus éloignés du centre de symétrie. Il est donc possible de caractériser ce paramètre à partir des valeurs des extremas contenus dans la deuxième demi-période de l'enveloppe. L'abaque n°5 représente l'évolution du rapport du maximum

de la deuxième demi-période de l'enveloppe sur le premier maximum en fonction de c . Le rapport $\frac{B}{f_0}$ étant pris comme paramètre.

REMARQUES.

1°) La quasi impossibilité de séparer les influences respectives des divers paramètres nous impose d'adopter une démarche quasi-itérative pour la détermination de la bande passante et de la distorsion d'amplitude c . Par exemple, à partir de l'abaque n°3, en négligeant l'influence de c , on peut avoir une première estimation de la bande passante. En utilisant cette valeur et l'abaque n°5, on peut avoir une meilleure estimation de la bande passante et ainsi de suite.

2°) Nous avons aussi étudié l'influence des distorsions dans le cas où elles seraient situées près du centre de la bande passante. Nous avons trouvé qu'elles n'ont pas d'influence très importante sur la réponse indicielle.

II.1.2.2. Modèle Gaussien.

Ce modèle est décrit par la fonction de transfert suivante :

$$|H(\omega)| = A_0 e^{-\text{Ln}\sqrt{2} \left(\frac{f - f_0}{B} \right)^2} \quad \text{en considérant que } \phi = -\omega t$$

où A_0 est le gain maximum,
 f_0 la fréquence centrale,
 B demi bande passante.

La réponse indicielle s'écrit :

$$r_u(x) = \frac{A_0 a}{\sqrt{\pi \text{Ln}\sqrt{2}}} \int_{-\infty}^x e^{-\frac{a^2 x^2}{4 \text{Ln}\sqrt{2}}} \cos x dx$$

avec $x = \omega_0 t$ et $a = \frac{B}{f_0}$

Grâce au calcul numérique, nous avons pu dresser les abaques n° 6 et 7 qui caractérisent ce modèle en reliant la bande passante et le gain aux extremas de la réponse indicielle.

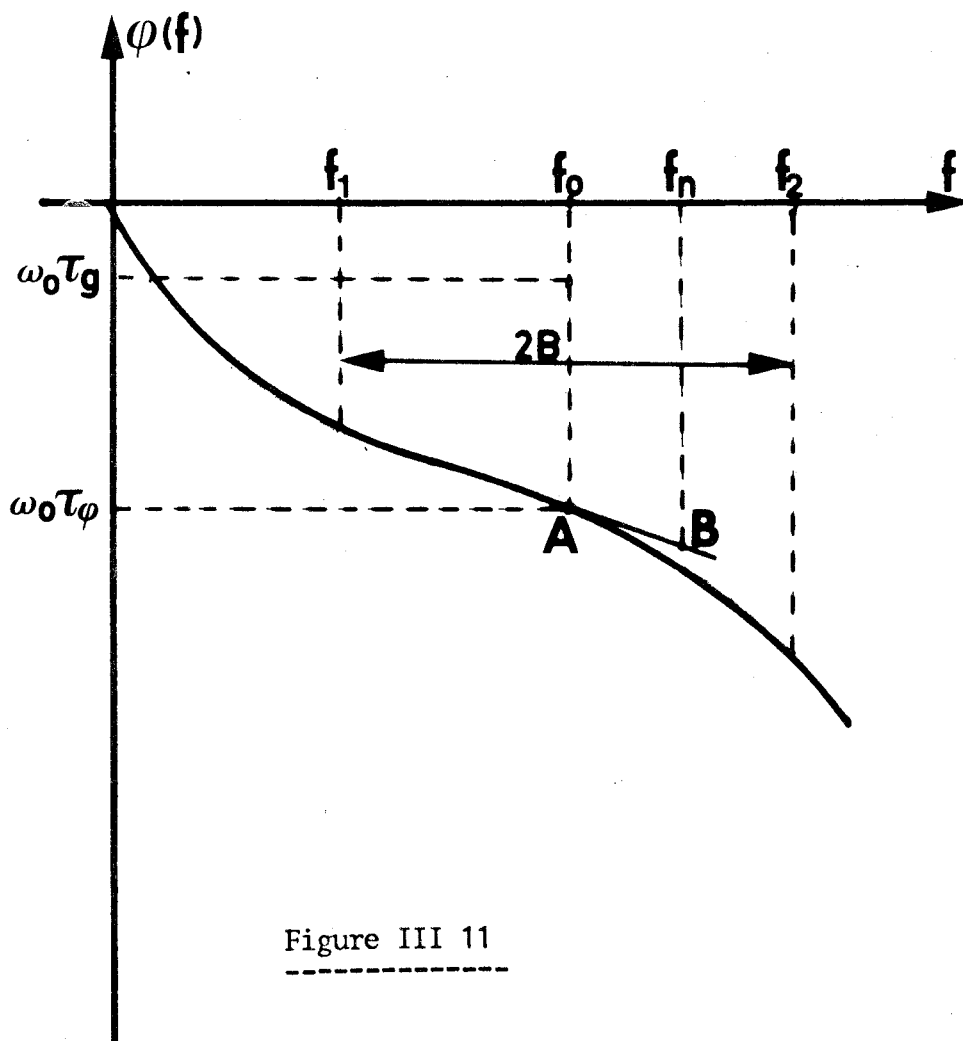


Figure III 11



Notons que l'enveloppe de la réponse indicielle décroît de façon monotone et qu'elle ne s'annule jamais.

II.3. INFLUENCE DES DISTORSIONS LINEAIRES DE PHASE.

Ces distorsions correspondent aux conversions modulation de phase - modulation de fréquence M.P. - M.F.

Afin de mieux mettre en évidence l'influence de ces distorsions, nous considérons le cas simple de l'amplificateur rectangulaire qui ne présente aucune distorsion linéaire de gain. De plus, nous utilisons un taux de conversion M.P. - M.F. de valeur constante, ce qui suppose une variation de phase linéaire, d'ailleurs, cas fréquemment rencontré en pratique.

On définit :

$$\tau g = - \frac{d\phi}{d\omega} = \text{temps de groupe du dispositif.}$$

$$\tau \phi = - \frac{\phi}{\omega_0} = \text{temps de phase du dispositif.}$$

on aura donc : $\frac{\Delta\phi}{\omega - \omega_0} = \tau g - \tau \phi$ Voir figure III-11.

Il en résulte que chaque amplificateur élémentaire, appartenant à la bande passante, ne subira pas le même retard. Ainsi, la réponse de l'amplificateur de fréquence centrale f_n sera retardée d'une valeur égale à :

$$t_n = - \frac{\phi_n}{\omega_n} = - \frac{-\omega_0 \tau \phi - (\omega_n - \omega_0) \tau g}{\omega_n}$$

$$\left[\begin{array}{l} t_n = \tau \phi - (\tau \phi - \tau g) \frac{f_n - f_0}{f_n} \end{array} \right]$$

ce retard dépendant de la fréquence f_n .

ALLURE DE LA REPOSE INDICIELLE EN FONCTION DES DISTORSIONS LINEAIRES DE LA PHASE

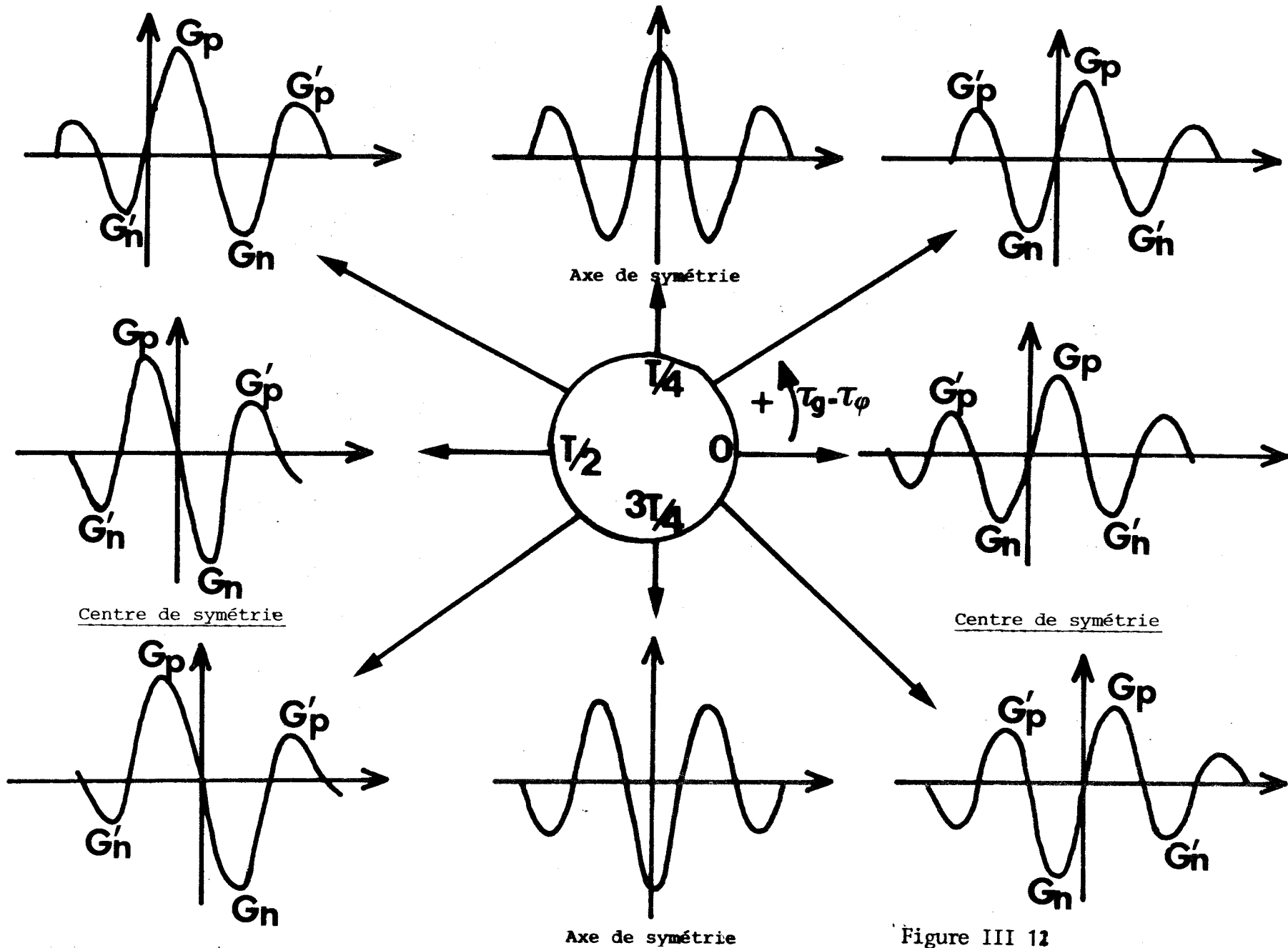


Figure III 12

Montrons que ces distorsions linéaires de phase ont pour conséquence de dissymétriser la réponse du système même si l'excitation présente une symétrie. Si l'on considère deux amplificateurs élémentaires de fréquence symétrique par rapport à la fréquence centrale f_0 leurs réponses, identiques en valeur, sont retardées d'une valeur différente puisque l'expression du retard est une fonction non linéaire de la fréquence.

Par conséquent, la distorsion linéaire de phase s'accompagnera d'une dissymétrie temporelle même lorsque l'excitation est symétrique. Il en résulte qu'il sera possible de définir les distorsions linéaires de phase par la valeur de la dissymétrie observée.

En notant :

- G_p la plus grande valeur des maximum de la réponse,
- G_n la plus grande valeur absolue des minimums de la réponse,
- G'_p et G'_n les valeurs respectives immédiatement plus petites.

Les dissymétries pourront être caractérisées par les rapports $\frac{G_p}{G_n}$ et $\frac{G'_p}{G'_n}$ qui prennent la valeur 1 lorsque la réponse est symétrique. Ces valeurs étant fonction des variables réduites $a = \frac{B}{f_0}$ et $\frac{\tau g - \tau \phi}{T}$ on est amené à construire des abaques à deux entrées (abaques n° 2' et N° 3'). En procédant par approches successives, il est donc possible de déterminer à la fois $a = \frac{B}{f_0}$ et $\frac{\tau g - \tau \phi}{T}$. Notons qu'il existe une indétermination sur la valeur exacte de $(\tau g - \tau \phi)$ de $\pm \frac{T}{2}$.

Celle-ci peut être levée en observant le sens de la déformation comme l'indique le schéma de la figure III-12.

REMARQUE.

Les distorsions de phase modifiant peu la valeur du plus grand maximum, la connaissance de celui-ci permet donc la détermination du gain de l'amplificateur à partir de la valeur de $a = \frac{B}{f_0}$ déterminée précédemment.

II.4. INFLUENCE SIMULTANEE DES DISTORSIONS D'AMPLITUDE ET DE PHASE :
EXEMPLE DU MODELE DE BUTTERWORTH.

Ce modèle appelé aussi "Maximally Flat" est défini par une fonction de transfert de la forme :

$$H(\omega) = \frac{A_0}{1 + jQ\left(x - \frac{1}{2}\right)^n}$$

avec $x = \frac{\omega}{\omega_0}$ où ω_0 étant la fréquence centrale

$Q = \frac{1}{2a} = \frac{f_0}{2B}$ où B est la bande passante à 3 dB

n ordre du filtre

A_0 gain maximum.

Nous avons utilisé le programme général pour déterminer la réponse indicielle de ce modèle. Il apparaît tout d'abord que les extremas ne sont plus symétriques, ceci est dû à la présence simultanée de distorsions linéaires de gain et de phase. Ensuite, l'enveloppe de la réponse indicielle ne s'annule pas. Nous donnons en annexes les abaques n° 8-9 et 10 qui caractérisent ce modèle.

Remarquons que ce modèle est physiquement réalisable car il satisfait aux critères de Paley-Wiener.

II.5. INFLUENCE DU TEMPS DE MONTEE DE L'EXCITATION.

Tous les modèles envisagés précédemment ont été étudiés en considérant un échelon idéal de temps de montée nul. En pratique, il n'en est pas de même et ceci a pour conséquence une modification de la réponse. Rappelons que, grossièrement, le spectre de fréquence d'un échelon, de temps de montée τ_r , s'étend du continu jusqu'à la fréquence

$$f_c = \frac{0,35}{\tau_r}. \text{ Deux cas peuvent donc être envisagés :}$$

- la fréquence maximale du système réel est très inférieure à f_c . Dans ce cas, on peut admettre que l'influence du temps de montée est négligeable.

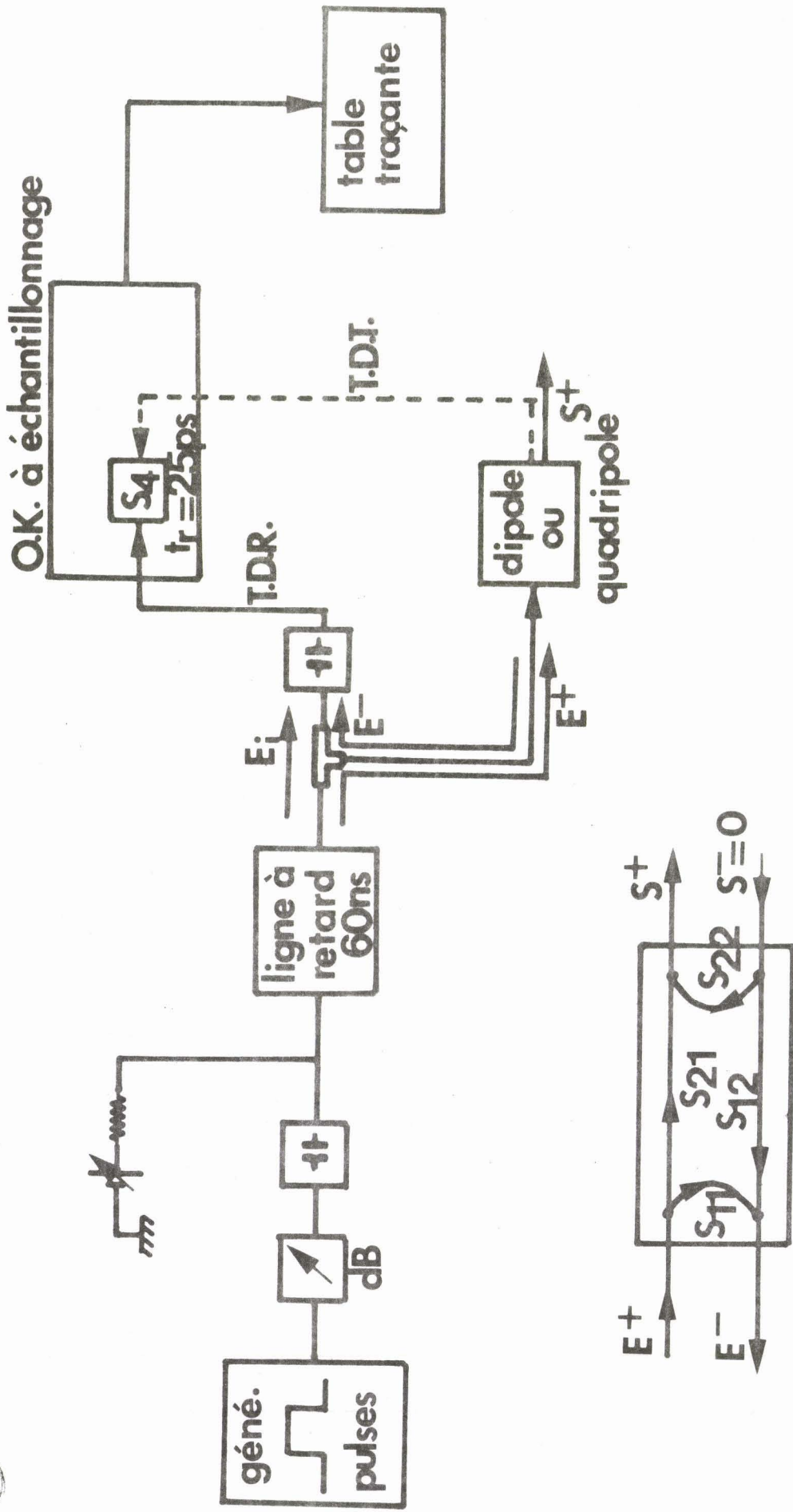


Figure III 14

- la fréquence maximale du système réel n'est pas très inférieur à f_c . On procède alors de la façon suivante : on considère un générateur réel comme l'association en cascade d'un générateur d'échelon idéal avec un quadripole caractérisant l'imperfection du signal.

Par conséquent, on mesure en fait la réponse indicielle de ce quadripole associé au système mesuré et on en déduit, grâce par exemple, à nos modèles, la fonction de transfert globale $W(\omega) \cdot H(\omega)$ correspondant aux imperfections du signal pour en déduire celle du système à caractériser $H(\omega)$.

III. DISPOSITIF EXPERIMENTAL DE MESURE ET MODE DE CARACTERISATION.

III.1. DISPOSITIF DE MESURE DE LA REponse D'UN SYSTEME.

Il est représenté sur la figure III-14.

Il comprend essentiellement :

- un générateur d'échelon de temps de montée très court et ses éléments annexes de visualisation et d'amélioration du temps de montée.

- un oscilloscope à échantillonnage.

- une table traçante.

Ainsi que, éventuellement pour des systèmes particuliers :

- un circuit de polarisation continu,

- des "capacités de liaison" dont le rôle est de protéger les têtes d'échantillonnage et le générateur d'impulsion.

Ce dispositif peut être utilisé en réflexion (T.D.R.) ou/et en transmission (T.D.T. time domain transmission), pour caractériser soit les différents éléments de la matrice scattering d'un quadripole, soit le coefficient de réflexion d'un dipole.

Les résultats que nous allons présenter correspondent à des études en transmission de quadripoles limitées à la mesure de S_{21} .

III-2. MODE DE CARACTERISATION.

A partir des résultats expérimentaux obtenus, nous nous proposons de déterminer les caractéristiques essentielles du système.

Les divers modes de caractérisation correspondent à l'application des études théoriques qui précèdent. Leur difficulté d'application et la précision des résultats obtenus varient selon le mode de caractérisation choisi.

Nous allons exposer ces divers modes de caractérisation.

III.2.1. Utilisation de l'étude analytique.

Nous avons vu que l'étude analytique était limitée à l'examen de cas simples comme les filtres passe-bande ou passe-bas à gain constant et à phase linéaire. Par contre, cette étude est parfaitement adaptée à la caractérisation des filtres à bande passante très étroite tels que les filtres à YIG.

III.2.2. Utilisation de la méthode générale de calcul sur ordinateur.

Rappelons que cette méthode permet la détermination de la réponse d'un système quelconque à une excitation de forme quelconque. Elle peut donc être utilisée pour effectuer une simulation sur ordinateur du fonctionnement de ce système. Le principe consiste à ajuster les différents paramètres de la fonction de transfert et de comparer les réponses théoriques et expérimentales. La coïncidence est obtenue lorsque la fonction de transfert utilisée pour le calcul est identique à celle du système étudié.

Ce mode de caractérisation est très précis mais aussi long à mettre en oeuvre. Aussi, nous avons généralement préféré utiliser une méthode plus approchée mais plus rapide que nous allons décrire.

II.2.3. Utilisation des modèles idéaux.

Au moyen de la méthode générale d'étude sur ordinateur, nous avons déterminé la réponse indicielle d'un certain nombre de modèles idéaux que nous avons défini et qui présentent ou non des distorsions linéaires d'amplitude et de phase.



REPONSE INDICIELLE							
Symétrique				Dissymétrique			
Extremas non equidistants		Extremas equidistants		Extremas non equidistants		Extremas equidistants	
Trapézoïdal dissymétrique	Butterworth (phase linéaire)	Rectangulaire phase linéaire	Trapézoïdal symétrique	Gaussien phase linéaire	Butter worth avec phase réelle (d'ordre n)	Rectangulaire $\tau_g - \tau_\phi \neq 0$	Rectangulaire phase réelle
			$T_o \rightarrow f_o$ $R_1 \left. \begin{matrix} 3 \\ R_2 \end{matrix} \right\} \rightarrow B/f_o$ $B/f_o \left. \begin{matrix} 4 \\ R_1 \end{matrix} \right\} \rightarrow A$ $B/f_o \left. \begin{matrix} 5 \\ R_2/R_1 \end{matrix} \right\} \rightarrow C$		$R_1 \left. \begin{matrix} 10 \\ R_2 \\ R_3 \end{matrix} \right\} \rightarrow \begin{matrix} B/f_o \\ \approx n \end{matrix}$ $x_1 \left. \begin{matrix} 9 \\ B/f_o \end{matrix} \right\} \rightarrow f_o$ $R_1 \left. \begin{matrix} 8 \\ B/f_o \end{matrix} \right\} \rightarrow A$	$T_o \quad f_o$ $R_1 \left. \begin{matrix} 1 \\ R_2 \end{matrix} \right\} \rightarrow B/f_o$ $B/f_o \left. \begin{matrix} 2' 3' \\ G_n/G_p \end{matrix} \right\} \rightarrow \frac{\tau_g - \tau_\phi}{T}$ $R_1 \left. \begin{matrix} 2 \\ B/f_o \end{matrix} \right\} \rightarrow A$	

Modèle
Abaques à utiliser

$$R_n = \frac{(n+1) \text{ième extremum}}{1 \text{ère maximum}} \cdot K \rightarrow \text{n° de l'abaque utilisé}$$

TABLEAU III-1

L'examen de la réponse indicielle d'un système permet d'assimiler le comportement de ce système à celui de l'un des modèles. Ceci conduit donc à une caractérisation, certes approchée mais très rapide, du système. En particulier, cela permet un contrôle rapide, de la conformité à certaines normes, des systèmes à la sortie d'une chaîne de fabrication. Etant donné la grande variété des modèles que nous avons défini, le choix peut s'avérer difficile.

Le choix du modèle qui paraît le mieux adapté à la représentation du système est guidé par la présence ou l'absence de dissymétrie, d'une part, et la position des extremas d'autre part. Le tableau III-1 indique, dans chacun des cas, les modèles qui peuvent convenir.

III.3. RESULTATS SIGNIFICATIFS.

Nous présentons un certain nombre de résultats expérimentaux obtenus sur des systèmes très divers. Pour caractériser ces systèmes, nous avons utilisé les modèles définis précédemment.

III.3.1. Quadripole à bande passante très étroite : Le filtre à YIG.

Nous présentons, sur la figure IV-15, la réponse du filtre à YIG, type 7426 fabriqué par Silverlab. Cette réponse est symétrique, ce qui indique l'absence de distorsions linéaires de phase. On remarque que les positions des extremas sont équidistantes.

La mesure de cette distance donne la valeur de la fréquence centrale. On note aussi une décroissance très lente de l'enveloppe de la réponse. Ceci est caractéristique d'un filtre à bande passante très étroite. Nous utilisons, dans ce cas, la théorie analytique pour déterminer cette bande passante

$$a = \frac{B}{f_0} = \left(\frac{6(n-m)}{(4p-1) \frac{\pi^2}{4} - 2} \right)^{1/2}$$

On sait, par ailleurs, que l'amplitude théorique du premier maximum de la réponse indicielle est $\frac{2}{\pi} a A$. Par comparaison avec l'expérience on en déduit donc les pertes d'insertion du filtre.

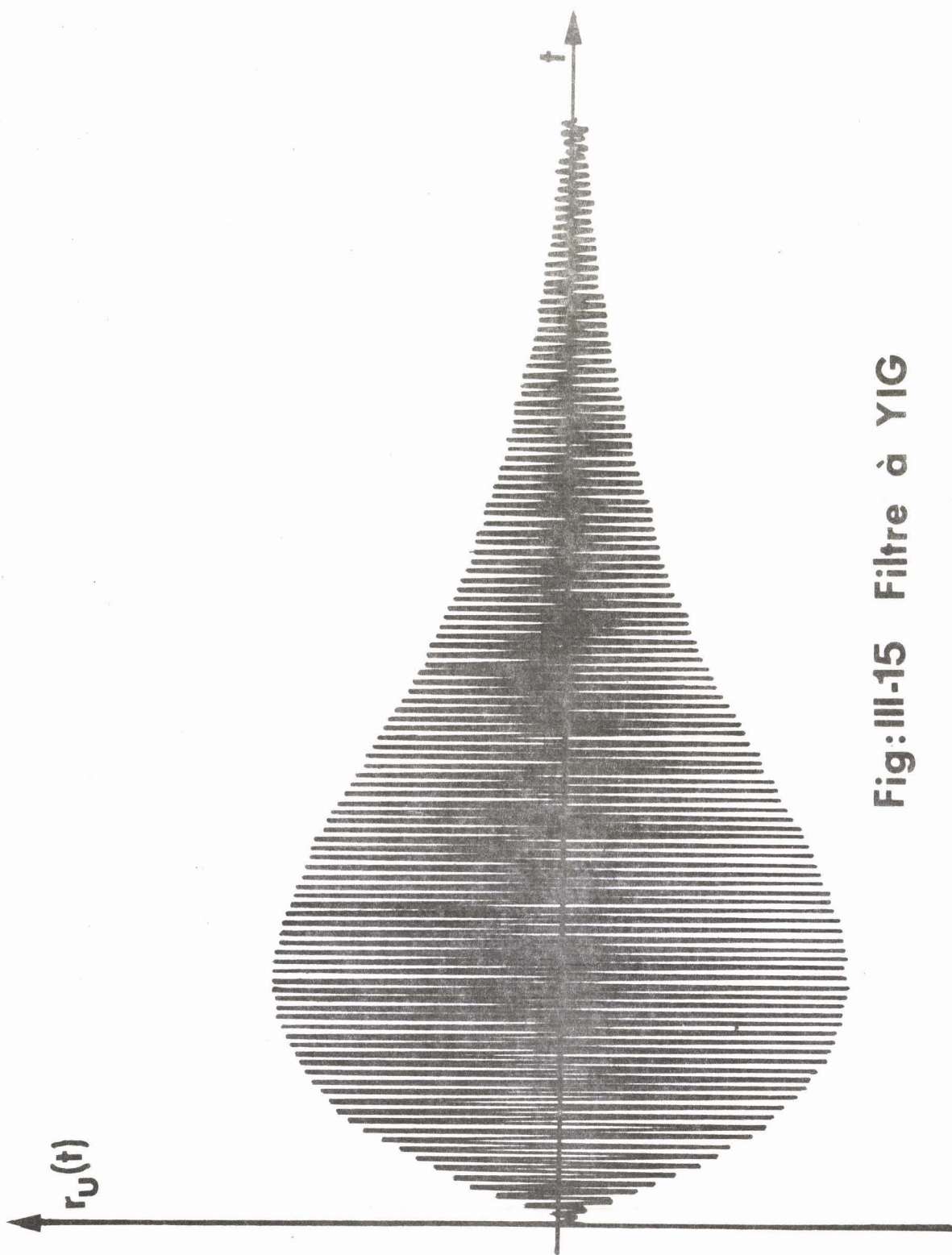


Fig:III-15 Filtre à YIG

BUS
VILLE

Nous résumons les caractéristiques mesurés dans le tableau III-2 ci-dessous où nous effectuons la comparaison avec ceux fournis par une analyse fréquentielle classique. Ceci montre la validité de notre méthode de caractérisation.

Paramètre	Fréquence centrale	Bande passante à 3 db	Pertes	Temps de groupe
Analyse fréquentielle	2,63 GHz	29,1 MHz	- 4 dB	
Analyse temporelle	2,622 GHz	29,3 MHz	A = -5,76 dB	8,2 ns

TABLEAU III-2

III.3.2. Filtre passif passe-bande.

Nous représentons, sur la figure III-16, la réponse d'un filtre passe-bande n014.B fabriqué au C.N.E.T. (Lannion) que l'on a associé à un filtre passe bas 0-2 GHz afin de supprimer les bandes passantes parasites aux fréquences élevées.

On observe une réponse légèrement dissymétrique, ce qui indique la présence de distorsions linéaires de phase. Par ailleurs, les extremas sont equidistants. On choisit donc le modèle rectangulaire avec distorsions de phase.

Les résultats obtenus par notre méthode sont donnés sur le tableau III-3 où nous comparons à nouveau à ceux que l'on obtiendrait à l'aide de la méthode fréquentielle. Ceci confirme la validité de notre méthode.

Paramètre	Fréquence centrale f_0 (GHz)	Bande passante B	Gain	Temps de groupe
T.D.R.	1,38 GHz	0,451	3,14 dB	3,17 ns
Fréquentiel	1,45 GHz	0,43	2,3 dB	3,14 ns

TABLEAU III-3

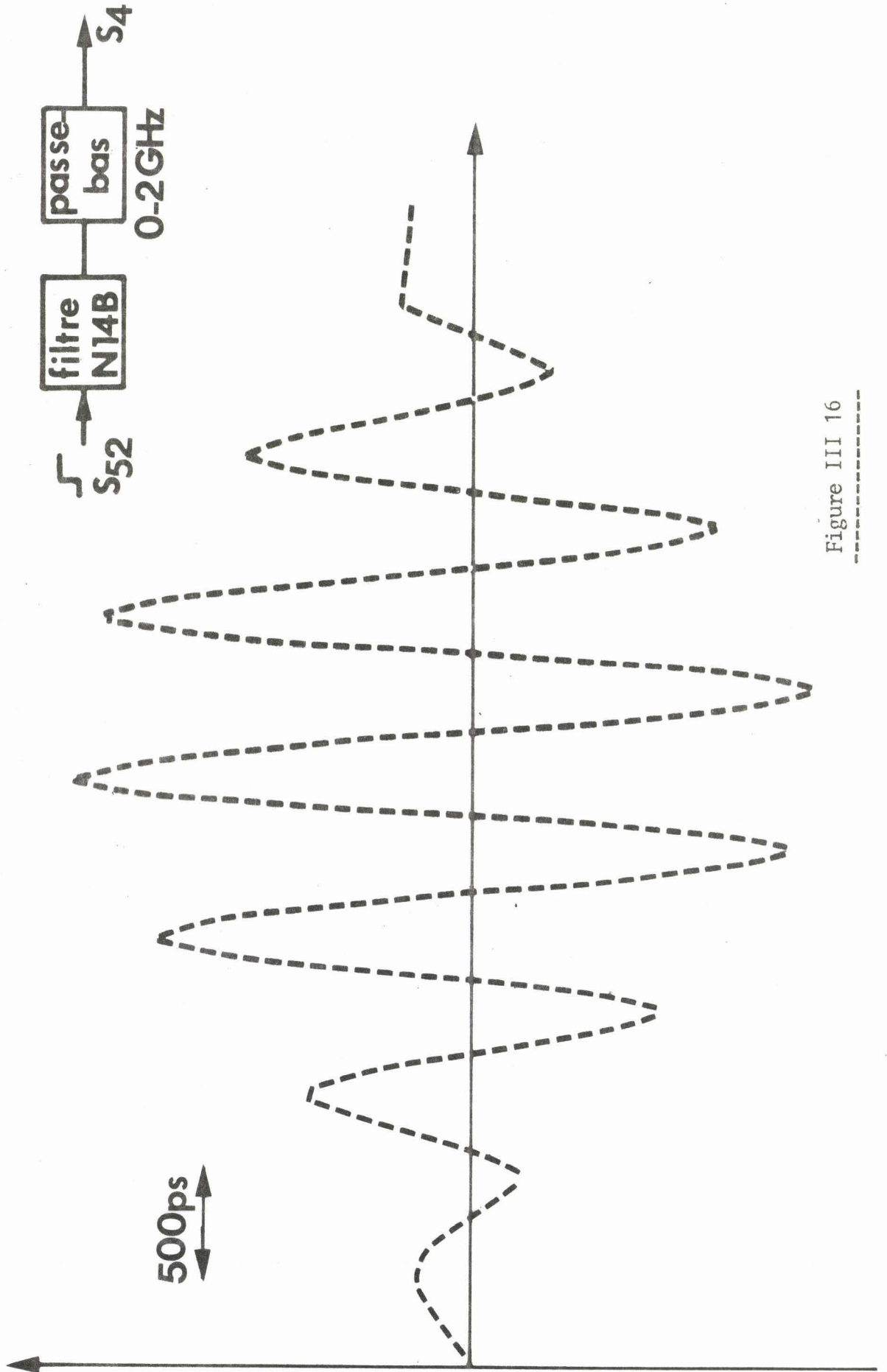


Figure III 16

BHS
LILLE

III.3.3. Amplificateur passe-bande.

Il s'agit d'un système actif utilisant des transistors et fabriqué par L.T.T.

Nous présentons, sur la figure III-17, la réponse de cet amplificateur.

On observe une réponse symétrique et des extrêmes équidistants. Par ailleurs, des distorsions linéaires de gain paraissent vraisemblables pour un tel dispositif. Nous utiliserons donc le modèle trapézoïdal. L'abaque n°3 nous fournit la valeur de $a = \frac{B}{f_0}$ tandis que l'abaque n°6 permet d'apprécier celle de $C = \frac{\Delta f}{f_0}$. L'abaque n°4 fournissant la valeur du gain

Les résultats obtenus par notre méthode sont résumés dans le tableau ci-dessous dans lequel nous effectuons une comparaison avec ceux fournis par l'analyse fréquentielle.

Paramètre	Fréquence centrale	Bande passante	Gain	Distorsion d'amplitude $C = \Delta f / f_0$	Temps de groupe
Caractérisation T.D.R.	1,411 GHz	454 MHz	24,5 dB	0,045	7,3 ns
Caractérisation Analyseur réseau	1,45 GHz	415 MHz à 6 dB	25 dB	0,056	7,74 ns

TABLEAU III-4

En conclusion, nous avons montré, grâce à une étude portant sur plusieurs systèmes très différents, la validité de la méthode de caractérisation par modèles simples. Elle a été appliquée avec un égal succès à de nombreux autres systèmes hyperfréquences. Il en résulte donc que l'utilisation des modèles que nous avons définis permet une caractérisation certes approchée mais très rapide de la plupart des systèmes utilisés en hyperfréquence.

Bien entendu, la théorie analytique n'est applicable qu'à des cas très particuliers et, à l'inverse, l'étude numérique est très précise et applicable à tous les cas en effectuant une simulation sur ordinateur.



1ns

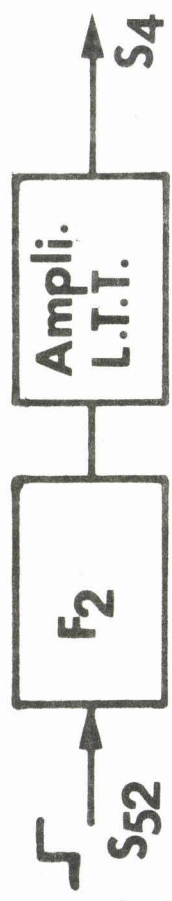
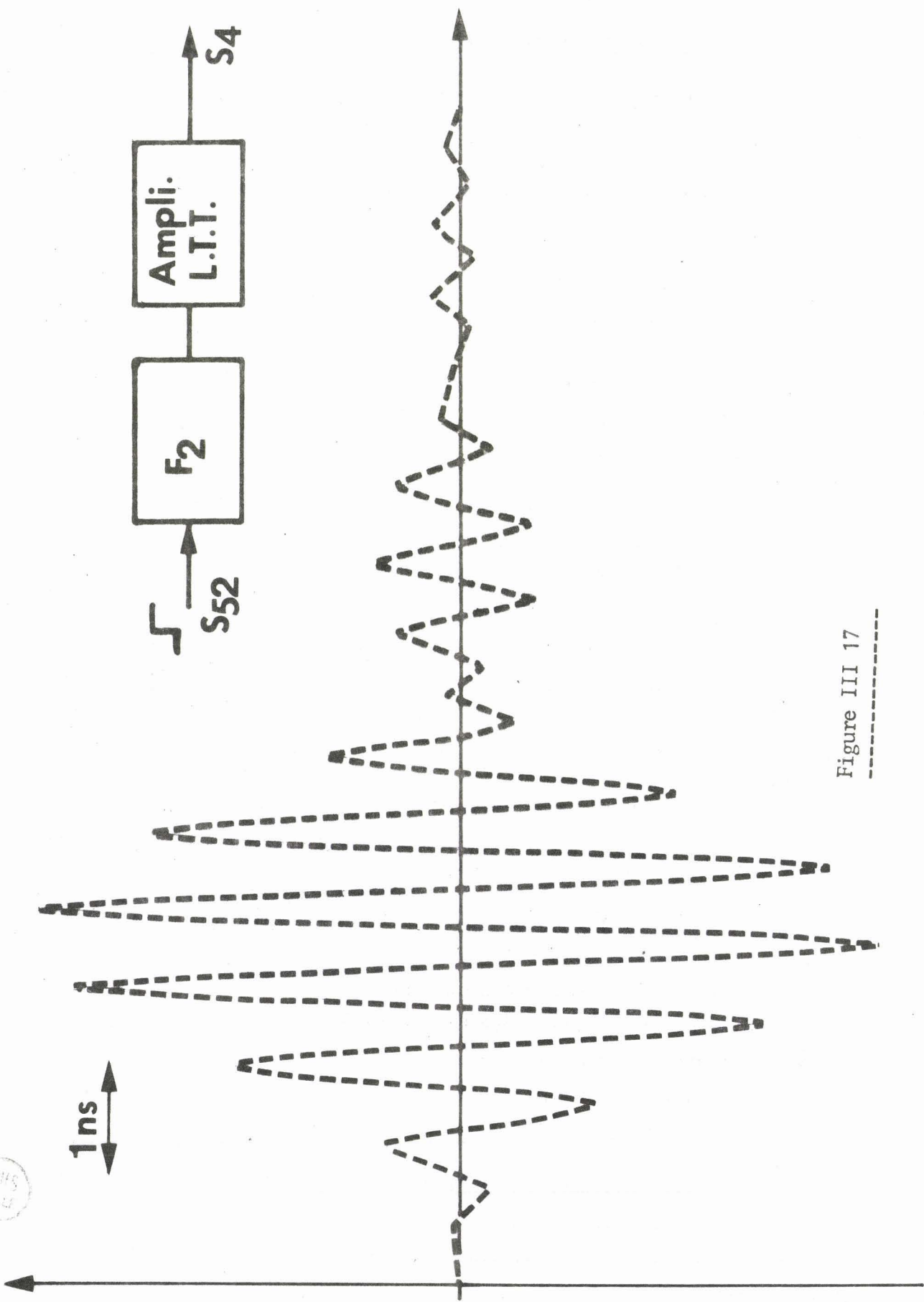


Figure III 17

IV - MISE EN EVIDENCE DES DISTORSIONS NON LINEAIRES

Nous présentons quelques éléments d'une étude expérimentale préliminaire de l'influence des distorsions non linéaire de gain et de phase sur la réponse d'un amplificateur hyperfréquence.

Nous proposons ensuite des modèles théoriques qui pourraient expliquer les phénomènes observés. Ces modèles pouvant être étudiés sur ordinateur en utilisant le programme général de calcul que nous avons conçu.

1) RESULTATS EXPERIMENTAUX

a - Dans le domaine temporel

Le principe de l'étude expérimentale consiste à faire croître le niveau de l'excitation de façon à faire apparaître des déformations sur la réponse du système. Ces déformations ayant pour origine les distorsions non-linéaires.

Nous présentons sur les figures III-18 et III-19, un exemple typique de déformation de la réponse en réponse non linéaire obtenu sur un amplicateur hyperfréquence à transistor fabriqué par LTT. Les non linéarités se manifestent par :

- une modification de la bande passante apparente
- une décroissance du gain d'environ 20 dB par décade comme le montre la figure III-20.
- l'apparition de fréquences basses

Nous attribuons ces fréquences basses à l'existence de phénomènes paramétriques.

D'autres amplificateurs hyperfréquences tels que tube à ondes progressives (T.P.O.) ont donnés des résultats similaires. Enfin, signalons les résultats obtenus à partir d'un amplificateur comportant un système linéariseur du gain en fonction de la fréquence et construit par le CNET (UTO-N5). Pour un niveau d'excitation donné,

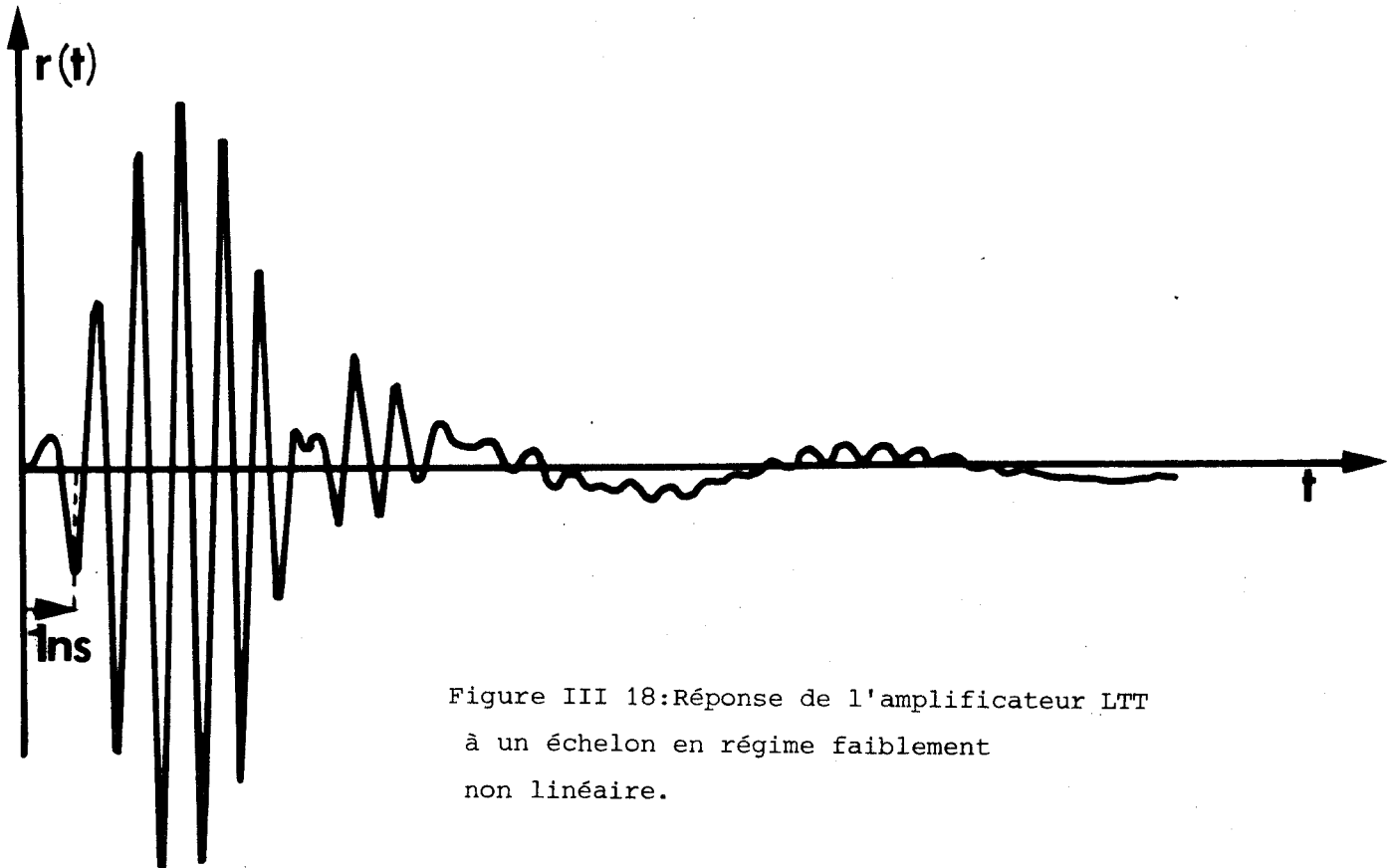


Figure III 18: Réponse de l'amplificateur LTT à un échelon en régime faiblement non linéaire.

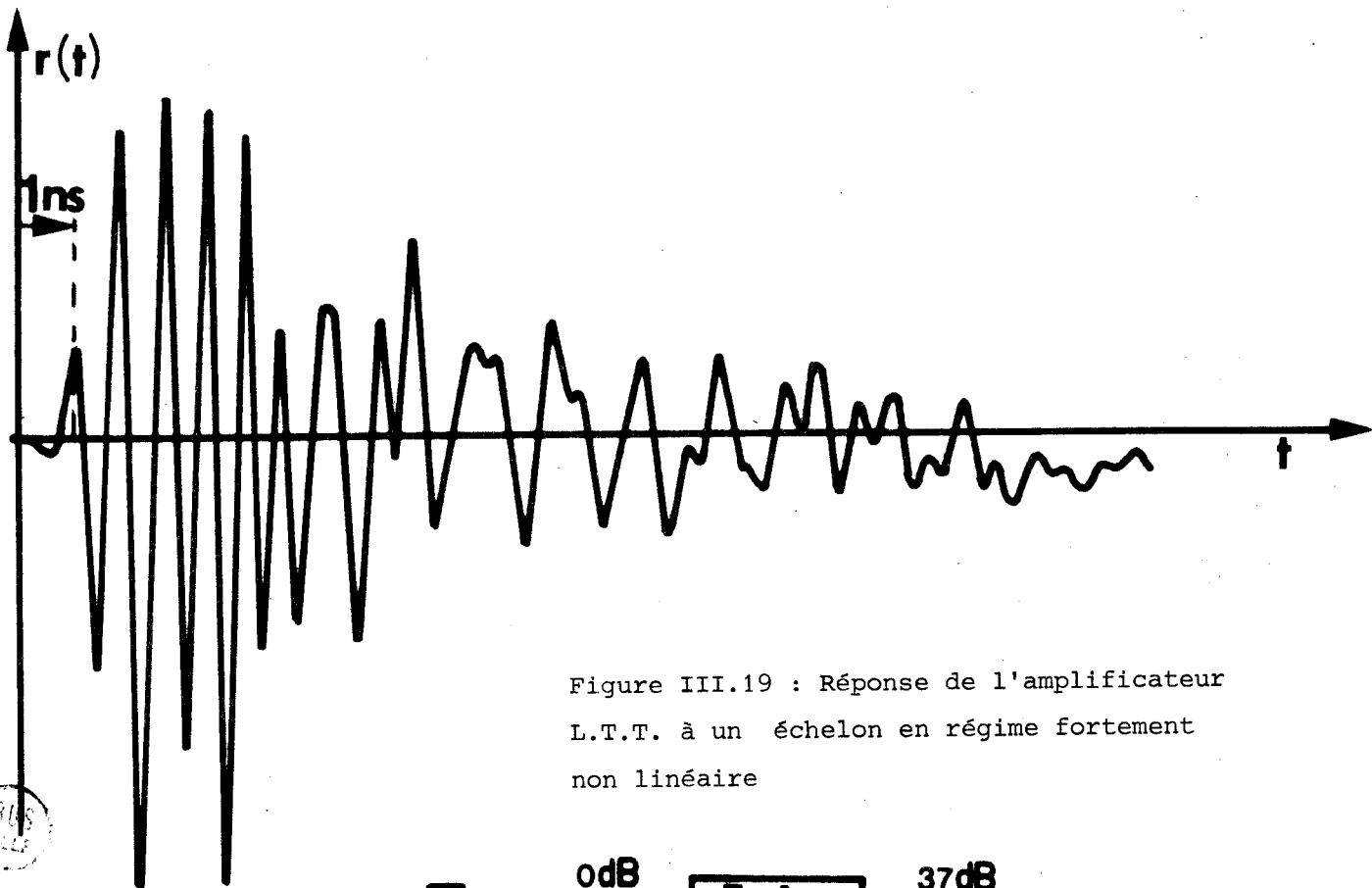
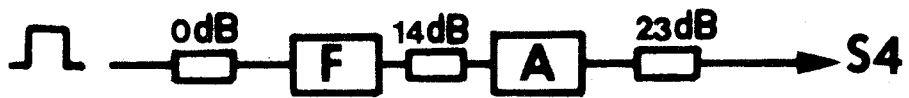


Figure III.19 : Réponse de l'amplificateur L.T.T. à un échelon en régime fortement non linéaire



BLS
LTT

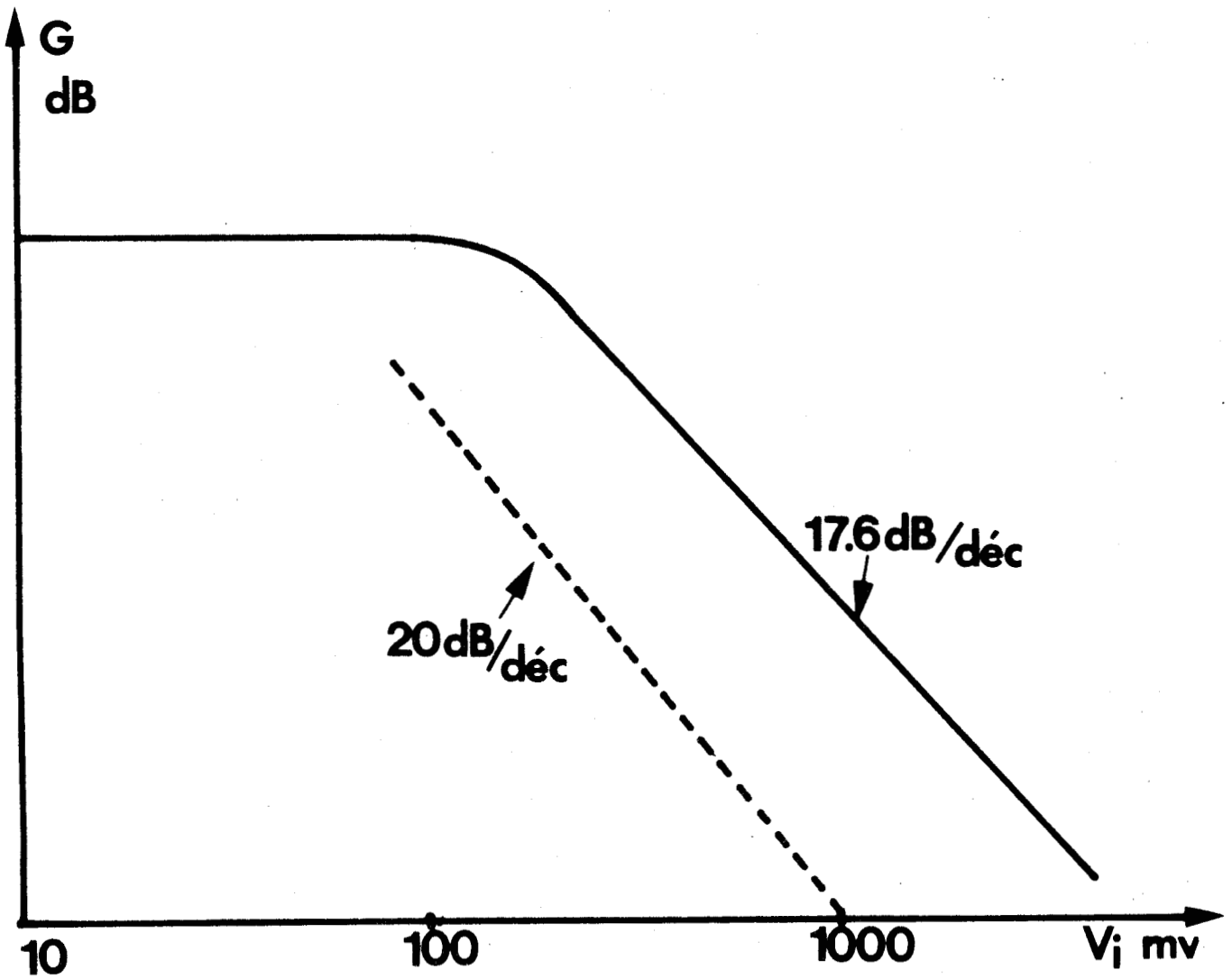


Figure III.20 : Evolution du gain de l'amplificateur passe - bande L.T.T. en fonction du niveau



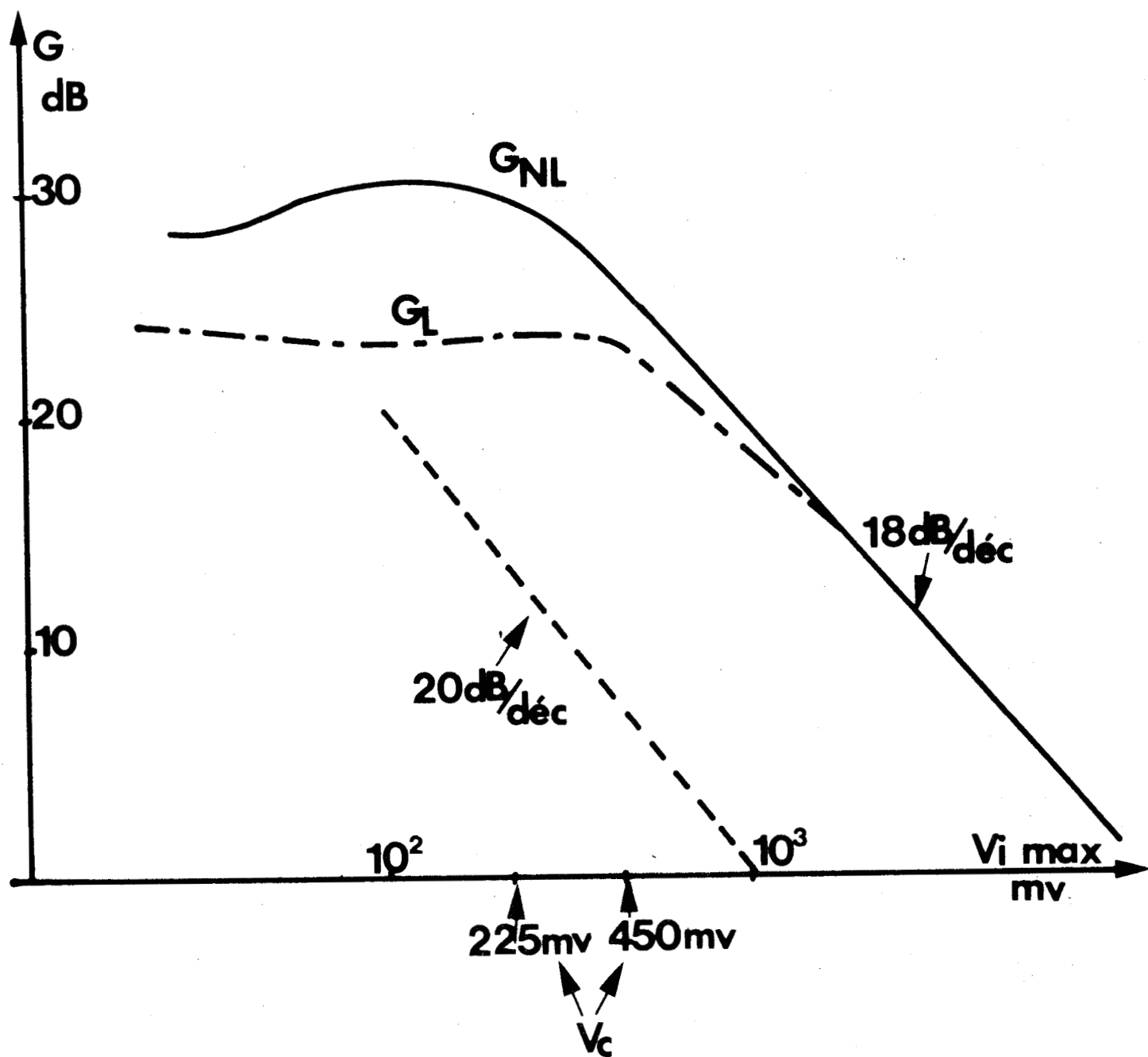


Figure III.21 : Influence du linéariseur sur le gain



les réponses obtenues, avec ou sans utilisation du linéariseur, sont très différentes. Il en est de même pour la courbe de gain fonction du niveau de l'excitation : une diminution du gain de -1 dB est obtenue pour un niveau d'entrée de 225 mV sans linéariseur et de 450 mV avec linéariseur (Fig. III-21). [10]

b - Dans le domaine fréquentiel

L'amplificateur LTT étudié précédemment dans le domaine temporel l'a été également dans le domaine fréquentiel. Cette étude a consisté à appliquer à l'entrée une onde monochromatique à puissance incidente constante quelque soit la valeur de la fréquence utilisée. Nous donnons, dans le tableau ci-dessous, les résultats obtenus pour trois niveaux d'entrée.

Pe (μ w)	Gain (dB)	Bande Passante (MHz)
50	31	365
200	24	390
500	17	470

c - Conclusion de l'étude expérimentale

Il semble que, en régime non linéaire, le gain diminue et la bande passante augmente. C'est ce qui apparaît clairement dans l'analyse fréquentielle mais beaucoup moins nettement dans l'analyse temporelle. D'ailleurs, l'exploitation des résultats fournis par l'analyse temporelle apparaît malaisée, en particulier les modèles simples que nous avons définis en régime linéaire sont peu adaptés à la caractérisation du fonctionnement.

Remarquons aussi qu'on ne peut comparer directement les études réalisées dans le domaine temporel et le domaine fréquentiel car elles correspondent en fait à des excitations à spectres de fréquence très différentes.

Ceci montre la difficulté et la complexité de l'étude du régime non linéaire en particulier dans le domaine temporel.

2) MODELES THEORIQUES ET METHODE D'ETUDE PROPOSES

Nous allons essayer de définir des modèles théoriques présentant des caractéristiques analogues à celles mises en évidence de façon expérimentale. Ensuite nous proposons un mode d'étude sur ordinateur.

La caractéristique non linéaire que l'on considère est placée sous la dépendance d'une grandeur quelconque du système étudié. S'il s'agit d'une grandeur afférente à l'entrée, la non linéarité sera dite d'entrée. S'il s'agit d'une grandeur afférente à la sortie la non linéarité sera dite de sortie.

Par ailleurs, il convient de définir la grandeur d'influence qui peut être par exemple, la tension ou le courant, ou la puissance instantanée ou encore l'énergie développée à l'instant considéré.

Enfin, il convient de choisir la loi théorique de dépendance entre la caractéristique non linéaire et la grandeur d'influence.

Ceci montre la grande variété des études possibles en régime non linéaire.

a - Modèle théorique proposé

Nous ne considérons que les non linéarités de gain. En outre, le modèle correspond aux hypothèses suivantes :

1) Les caractéristiques d'un système qui nous paraissent les plus significatives sont le gain A à la fréquence centrale et la bande passante B .

2) Nous proposons de considérer une non linéarité d'entrée correspondant à l'influence de la valeur instantanée de la tension d'entrée $e(t)$. Nous écrirons donc

$$A(t) = A_0 \cdot K_1[e(t)]$$

$$B(t) = B_0 \cdot \frac{1}{K_2[e(t)]}$$

où A_0 et B_0 sont les gain et bande passante en régime linéaire avec
 $\lim_{e \rightarrow 0} K[e] = 1$

3) Nous admettons constante la valeur du produit gain-bande, ce qui implique :

$$K_1[e(t)] = K_2[e(t)] = K[e(t)]$$

4) En nous aidant de l'expérience, nous proposons la loi de dépendance suivante :

$$K[e(t)] = \frac{1}{1 + \frac{e(t)}{E_s}}$$

où E_s est la tension d'entrée correspondant à une atténuation de 3dB.

b - Méthode d'étude possible

Notre méthode d'étude générale sur ordinateur doit permettre de traiter aisément le modèle théorique du régime non linéaire que nous proposons. Le principe étant le suivant.

Le signal $e(t)$ d'entrée est décomposé en une somme d'échelons d'amplitude E_i apparaissant à l'instant t_i . On calcule la réponse à l'échelon E_i de chaque amplificateur élémentaire de gain a_j correspondant à la courbe de gain du système discrétisée. Cette courbe de gain ayant un gain maximum $A(t)$ et une bande passante $B(t)$ dépendant de l'instant t_i d'apparition de l'échelon considéré en application de la loi de dépendance choisie.

CONCLUSION

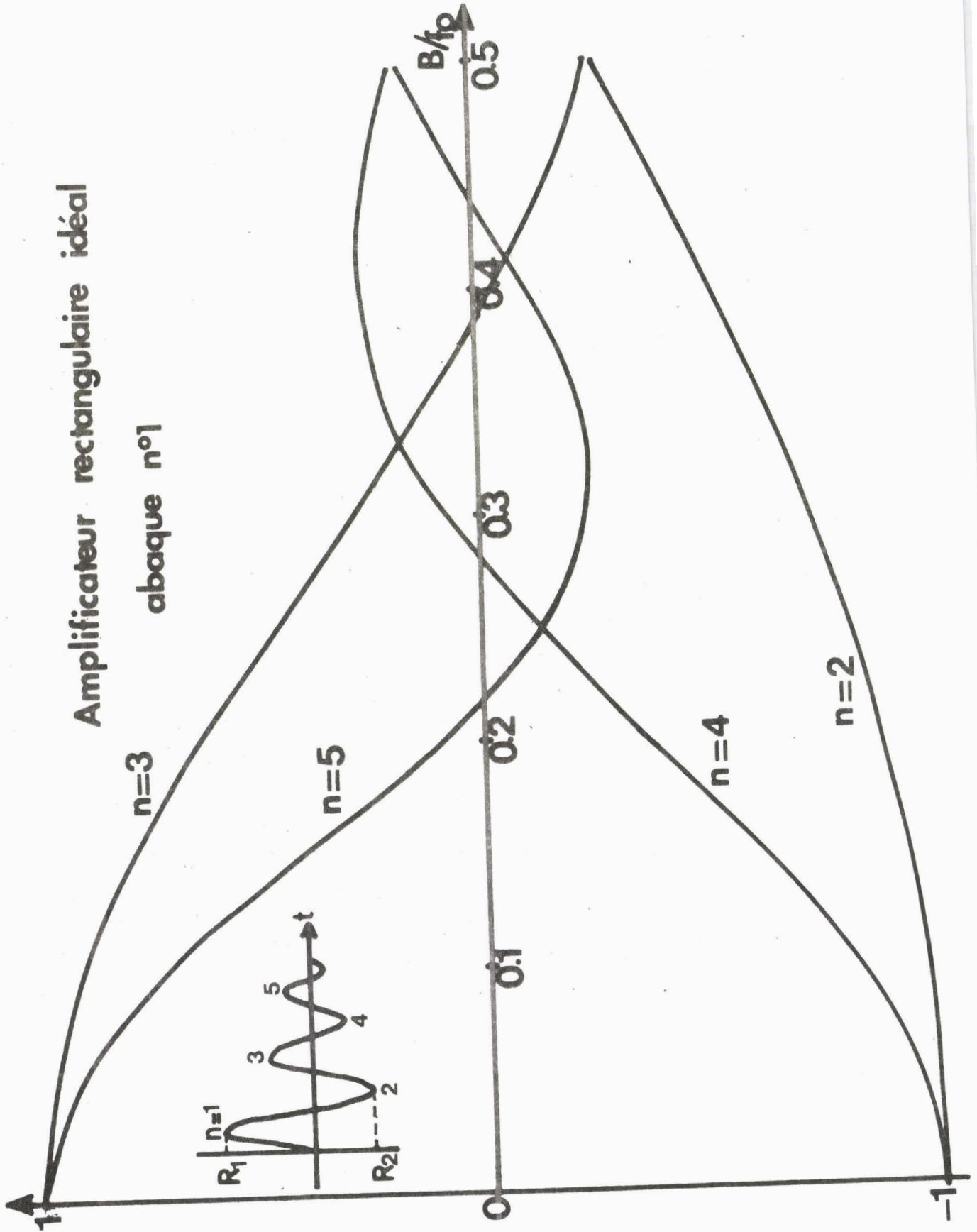
Nous avons présenté les premiers éléments d'une étude expérimentale des non linéarités dans le domaine temporel et dans le domaine fréquentiel.

Les informations recueillies dans le domaine temporel semblent d'exploitation malaisée.

Néanmoins, nous proposons un modèle théorique et une méthode d'étude sur ordinateur qui devraient permettre une meilleure compréhension des phénomènes.

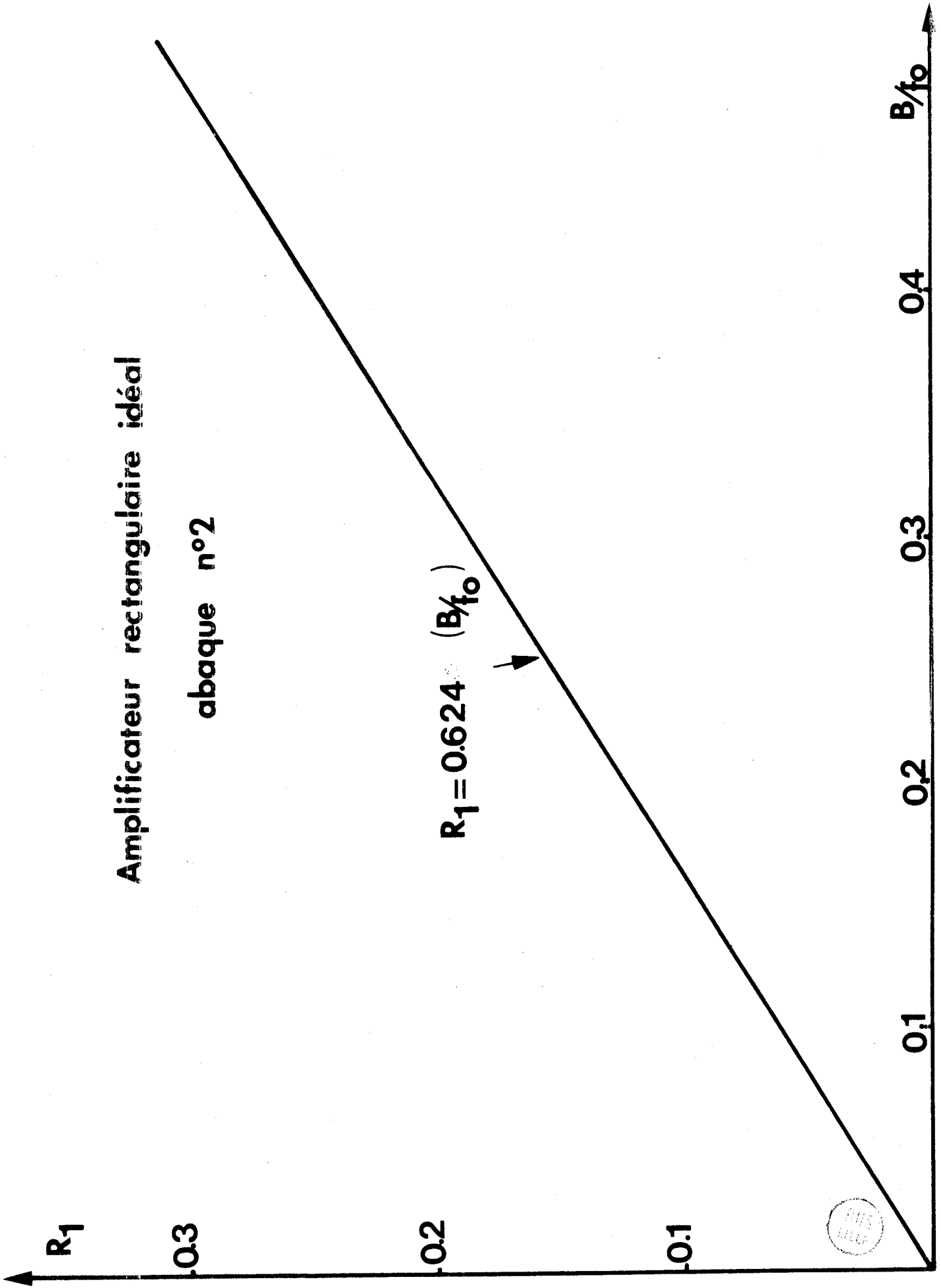
Amplificateur rectangulaire idéal

abaque n°1



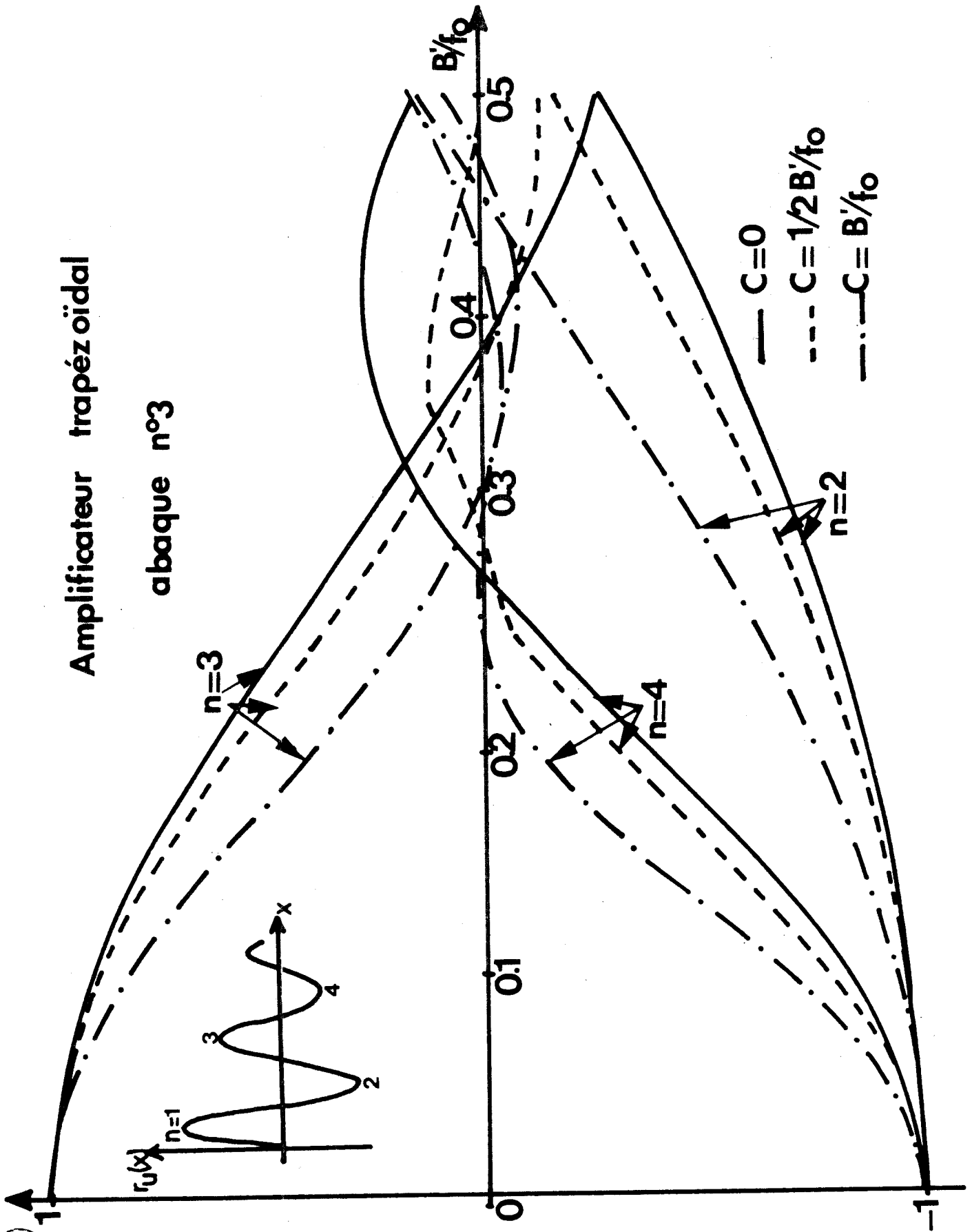
Amplificateur rectangulaire idéal

abaque n°2



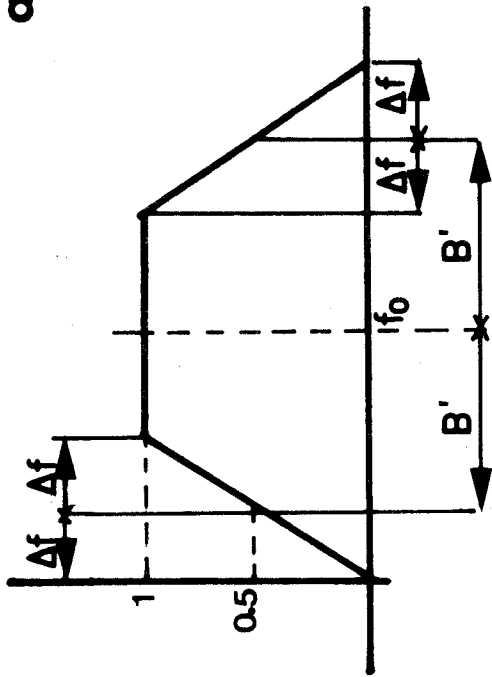
Amplificateur trapézoïdal

abaque n°3



Amplificateur trapézoïdal

abaque n°4



$R_1 = 0.624 \cdot (B'/f_0)$

$R_1 = 0.612 \cdot (B'/f_0)$

— $C = 0$

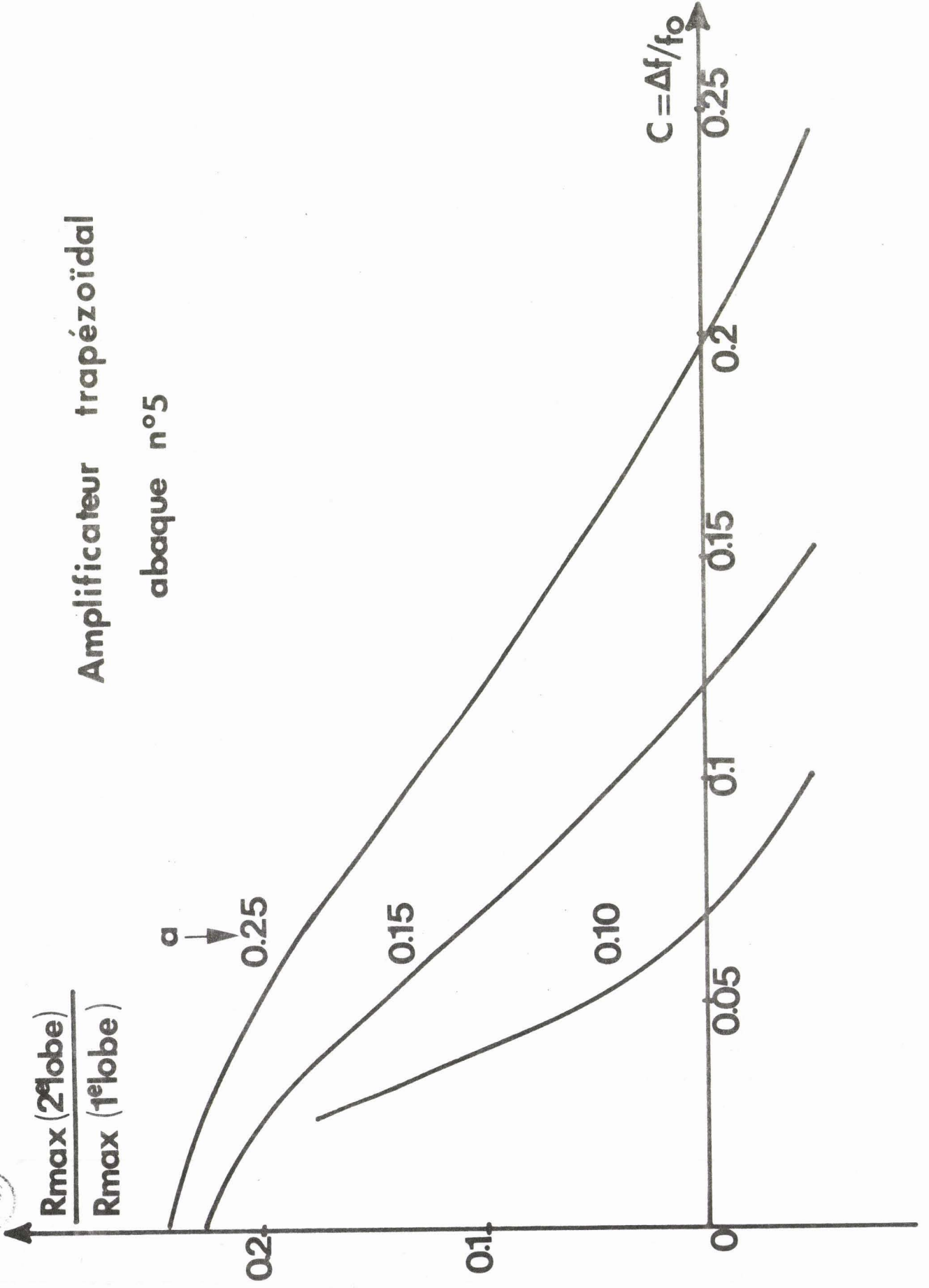
--- $C = 1/2 B'/f_0$

- · - $C = B'/f_0$



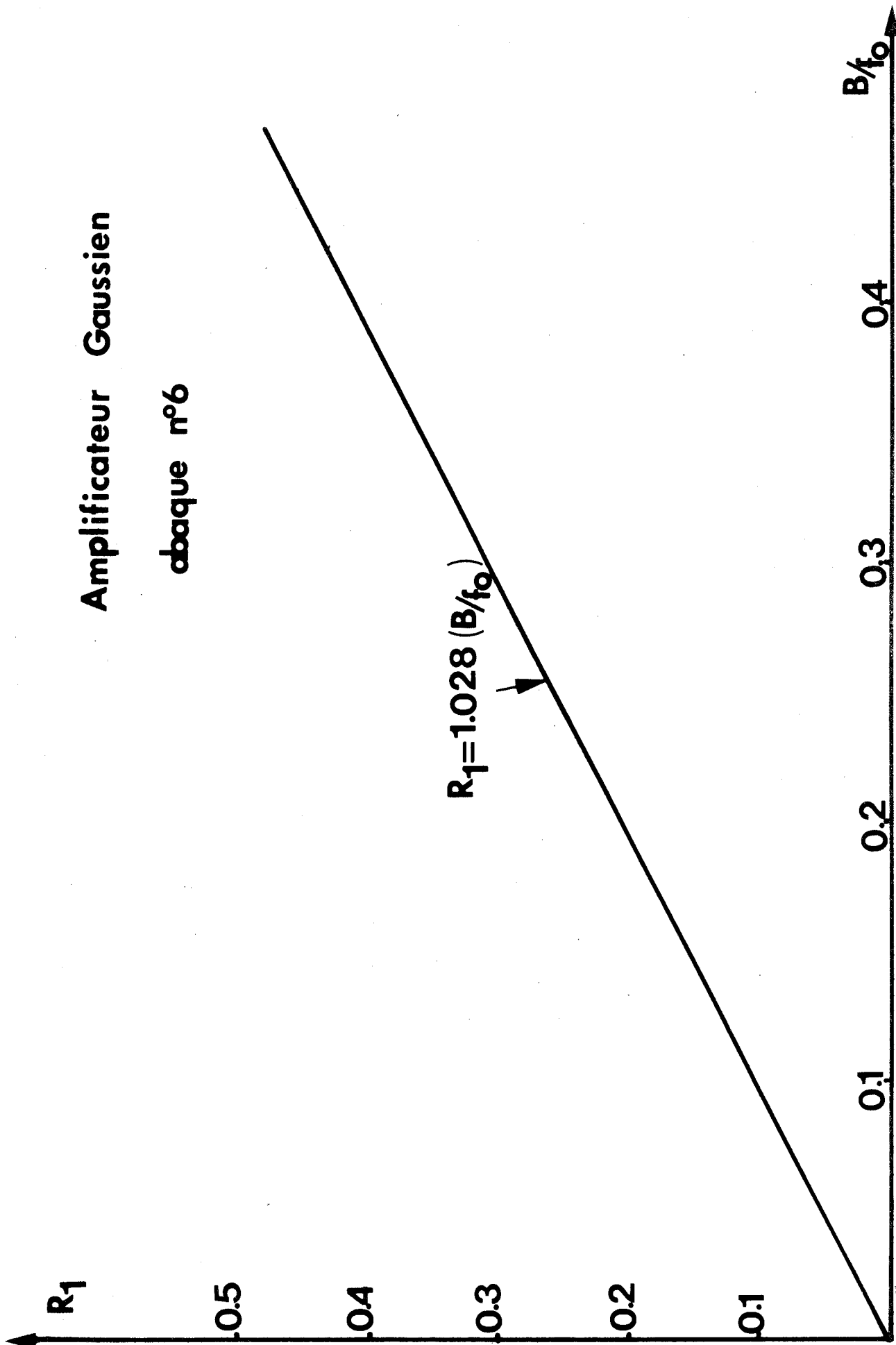


Amplificateur trapézoïdal abaque n°5



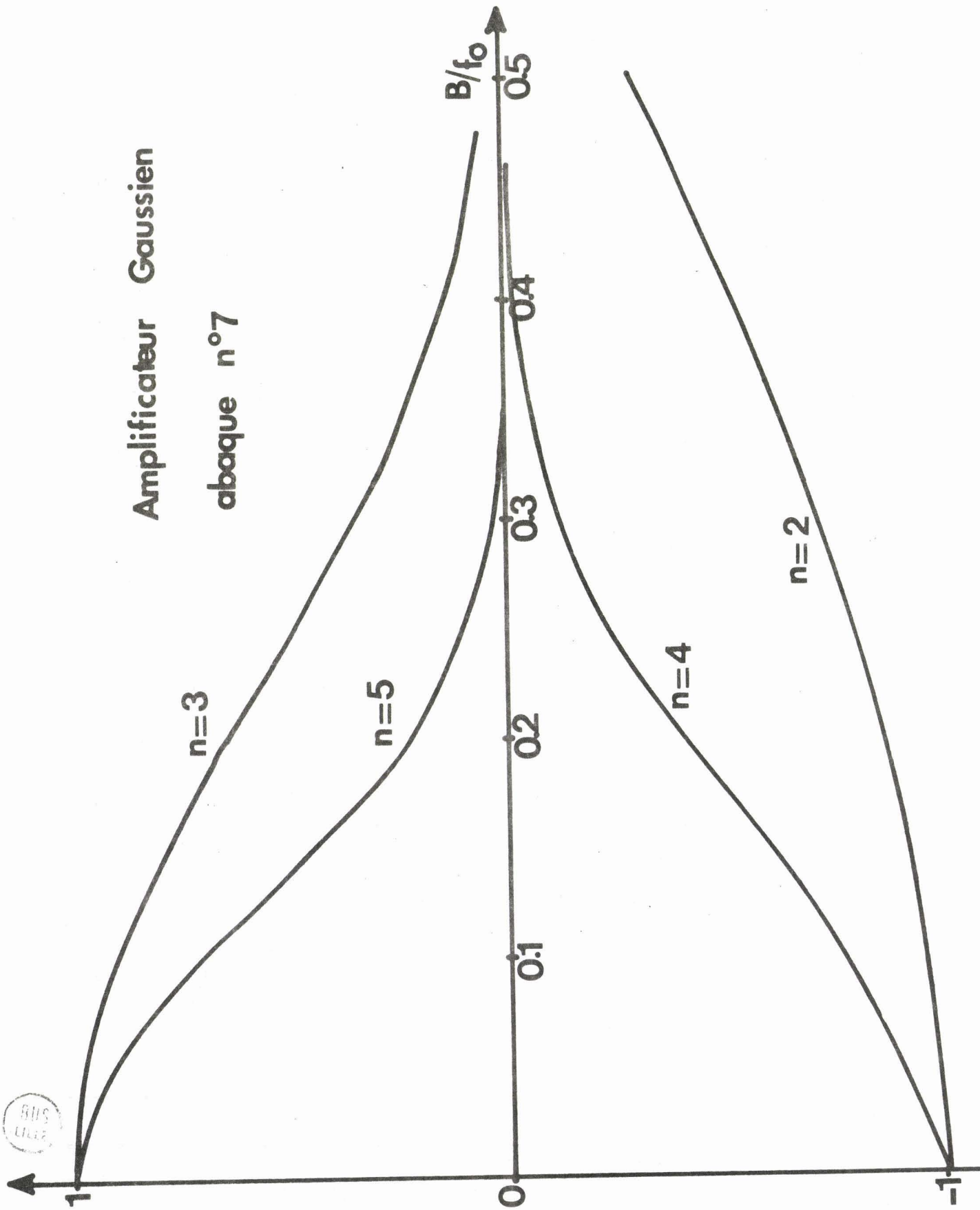
Amplificateur Gaussien

obaque n°6



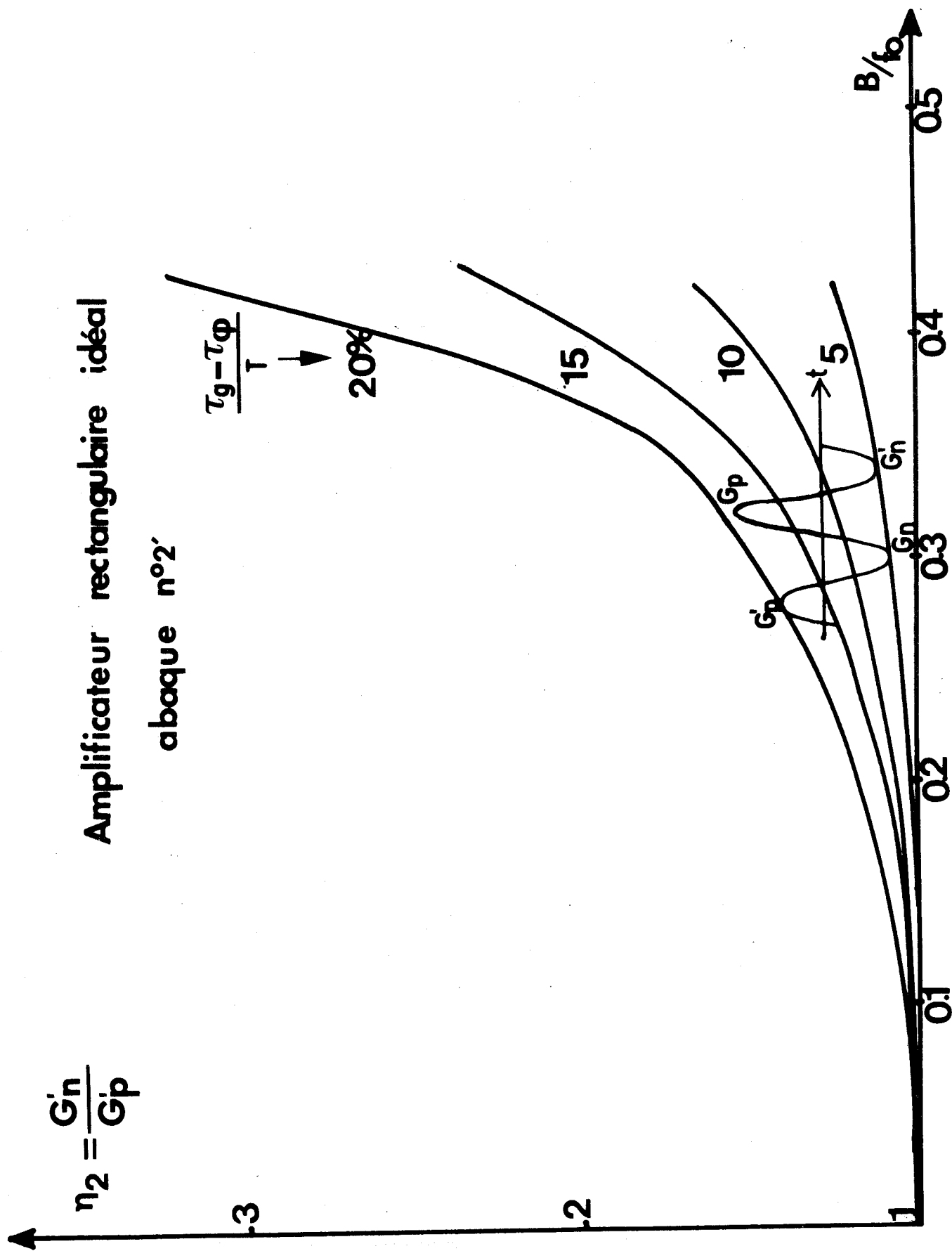


Amplificateur Gaussien abaque n°7



Amplificateur rectangulaire idéal

abaque n°2'



$$\eta_1 = \frac{G_p}{G_n}$$

Amplificateur rectangulaire idéal

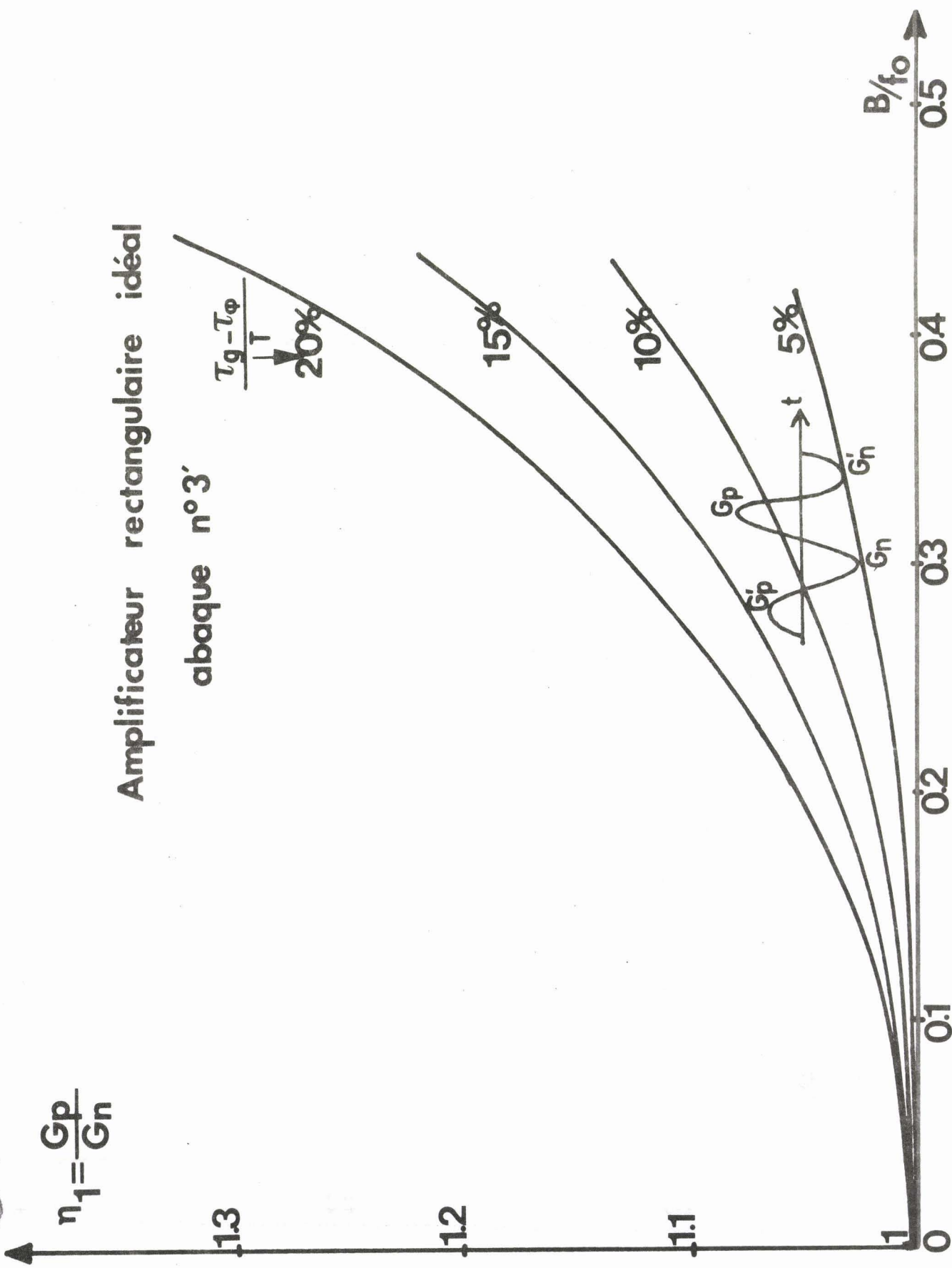
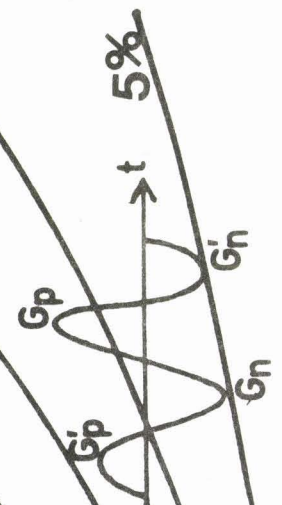
abaque n°3'

$$\frac{\tau_g - \tau_\phi}{T} \downarrow 20\%$$

15%

10%

5%



0.5

0.4

0.3

0.2

0.1

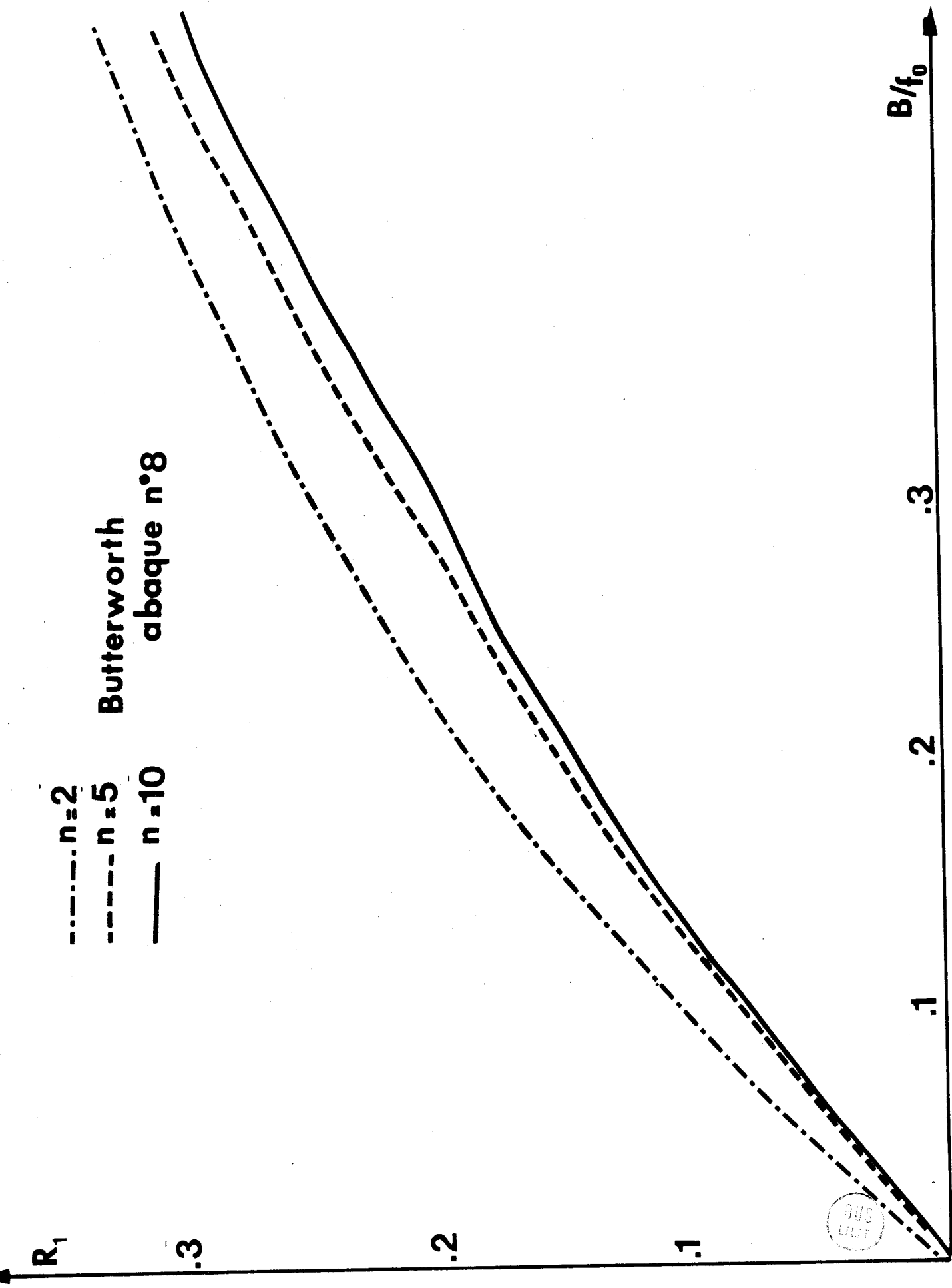
0

1.3

1.2

1.1

1



- · - · - $n=2$
 - - - - $n=5$
 ——— $n=10$

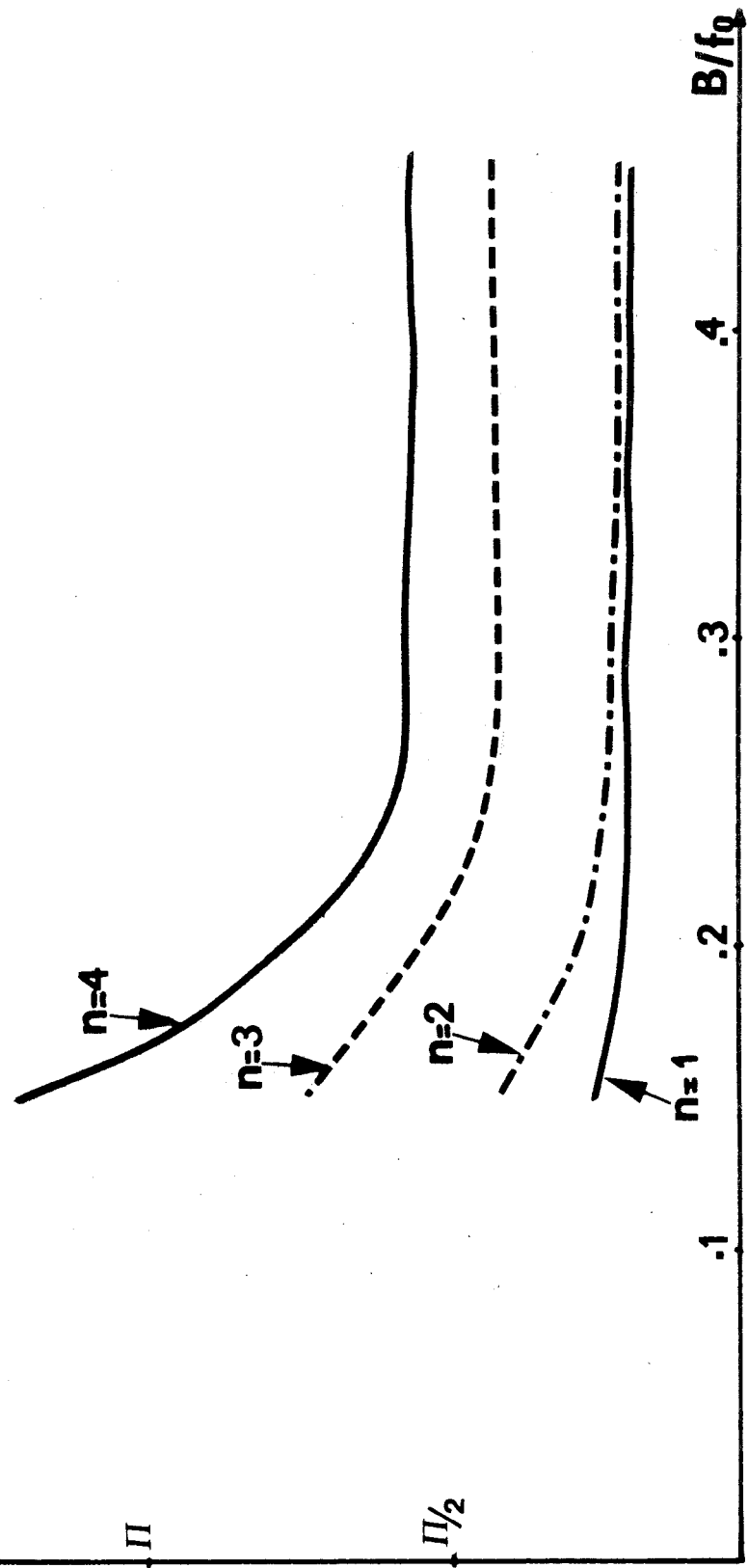
Butterworth
 abaque n°8





$\omega_0 t_1$
abscisse 1er max.

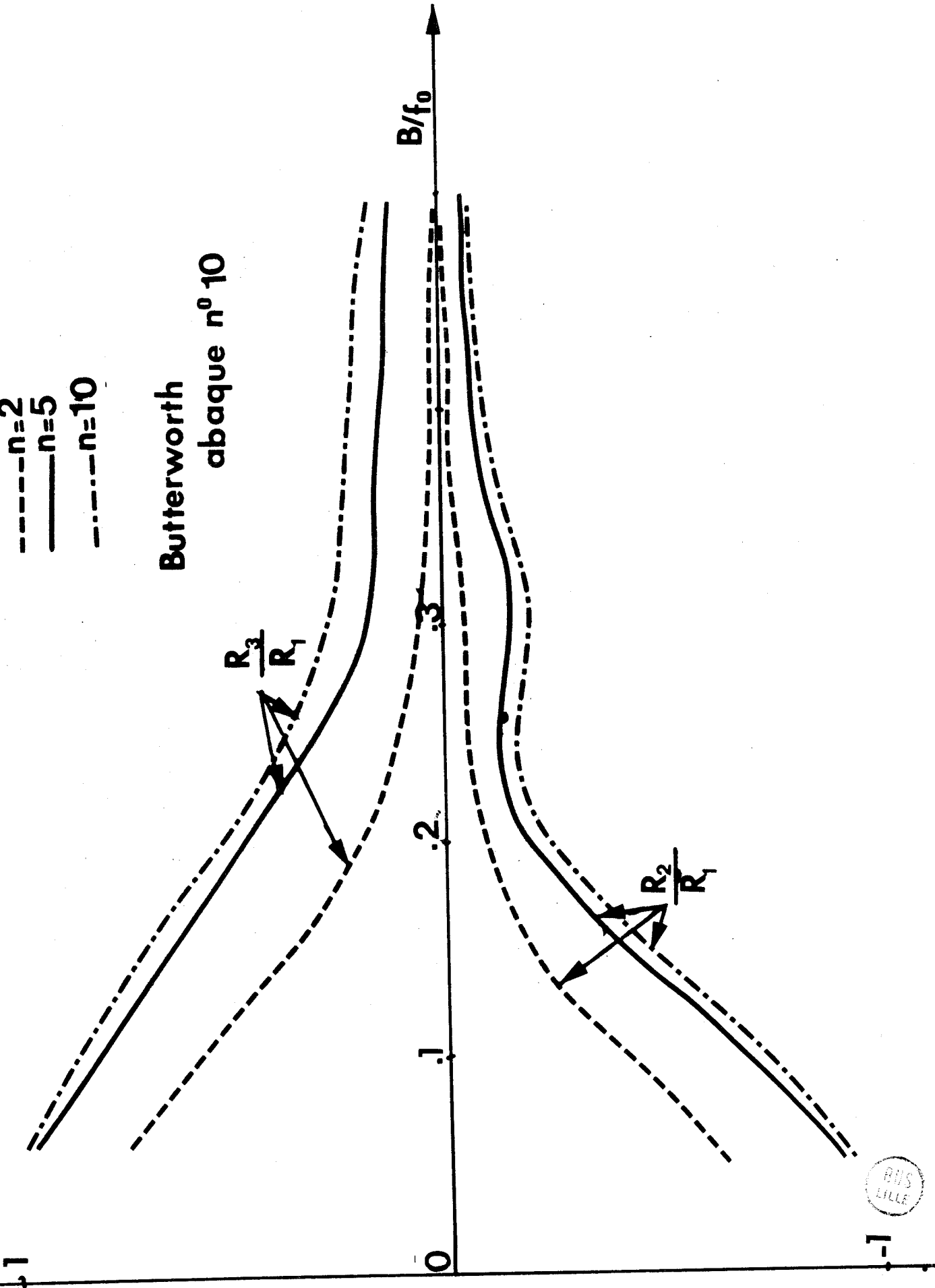
Butterworth abaque n° 9



- $n=2$
- $n=5$
- · - $n=10$

Butterworth
 abaque n° 10

B/f_0



BIBLIOGRAPHIE

- [1] A.M. NICOLSON
Broad Band Microwave Transmission Characteristics from a single measurement of the Transient Response. I.E.E.E. Trans. on Inst. and Meas., Vol. IM-17, n° 4, Déc. 1968.
- [1'] DEBEAU
Conférence à l'école d'été au C.N.E.T. LANNION
- [2] A.M. BOTTREAU, Y. DUTUIT, J. MOREAU
On a multiple reflection time domain method in dielectric spectroscopy : Application to the study of some normal primary Alcohols. The journal of Chemical Physics. Vol 66, N°8, Avril 1977
- [3] H.W. LOEB et G.M. YOUNG
"New Methods for measurement of Complex Permittivity up to 13 GHz and their Application to the Study of Dielectric Relaxation of Polar Liquids including Aqueous Solutions". Berichteder Bunsen-Gesellschaft für physikalische Chemie. Band 75. Heft 11, 1971.
- [4] W.L. GANS
"Present Capabilities of the NBS Automatic Pulse measurement System". I.E.E.E. Trans. on Inst. and Meas., Vol. IM 25, n° 4 Déc. 1976.
- [5] R. ANDREWS, W.L. GANS
"Time Domain Automatic network analyser". L'onde Electrique 1975, Vol. 55, n° 10.
- [6] S.M. RIAD, N.S. NAHMANN
Application of the homomorphic Deconvolution for the separation of TDR signals occurring in overlapping time windows.

- [7] A.L. SPATRU
Théorie de la Transmission de l'information
Vol. 1, Masson Edit.
- [8] A. PAPOULIS
"The fourier Integral and its applications" M.c. Gaw-Hill
Electronic Sciences Series.
- [9] ANGOT
Complements de Mathematiques. Edit. 1965
- [10] P. MILLION
"Linearisation des Amplificateurs hyperfréquences pour des
signaux à multiporteurs". Mémoire de fin d'étude de l'E.N.S.T.

CHAPITRE IV

CARACTERISATION DANS LE DOMAINE TEMPOREL

DE CERTAINS MATERIAUX ET STRUCTURES SEMI-CONDUCTRICES

- - - - -

I - INTRODUCTION

Nous nous proposons la détermination expérimentale dans le domaine temporel, d'une part, des propriétés physiques du matériau semi-conducteur et, d'autre part, des caractéristiques de la structure semi-conductrice. Les matériaux étudiés ont été le silicium et l'Arséniure de Gallium tandis que les structures sont des diodes à avalanche et à temps de transit (ATT ou IMPATT). Cependant, notre méthode de caractérisation est susceptible de s'appliquer à beaucoup d'autres matériaux et structures.

Une telle étude est justifiée par l'utilisation de plus en plus fréquente en hyperfréquences de dispositifs à semi-conducteurs remplissant des fonctions très diverses : mélangeurs, transposeurs, détecteurs, multiplicateur de fréquence, amplificateurs, oscillateurs, etc ... Il est donc important de pouvoir caractériser à la fois le matériau et la structure utilisée afin de permettre

- une meilleure connaissance des mécanismes physiques mis en jeu,
- une connaissance plus approfondie des phénomènes limitant les performances telles que puissance et rendement,
- une optimisation du fonctionnement des dispositifs.

Cette étude consiste en la visualisation et la mesure des phénomènes transitoires qui prennent naissance dans une diode soumise à l'action d'un échelon, de temps de montée très court. Les grandeurs

PHENOMENES ETUDIABLES PAR REFLECTOMETRIE TEMPORELLE

PHENOMENES DE RELAXATION DE
L'ENERGIE OU DU MOMENT

EVOLUTION $v(E)$

PHENOMENE D'INJECTION
PUIS DE TRANSIT

PHENOMENE DE GENERATION PAR
AVALANCHE ET DE MULTIPLICATION

PHENOMENE DE GENERATION ET RECOMBINAISON

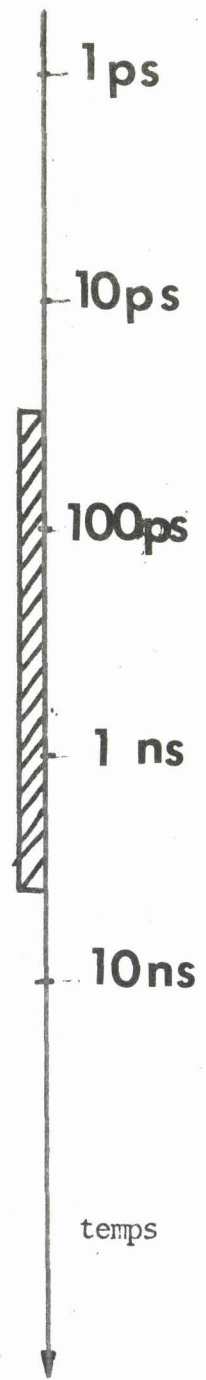


Figure IV 1



de base sont : la tension incidente et la tension réfléchie par l'échantillon ; elles servent à élaborer les grandeurs d'étude qui sont : le courant et la tension aux bornes de l'échantillon.

L'analyse de l'évolution temporelle du courant et de la tension aux bornes de l'échantillon nous permettra d'accéder à la connaissance des propriétés du matériau et des caractéristiques de la structure.

Cependant, les possibilités de notre dispositif sont limitées par le temps de montée du générateur d'impulsions. C'est d'ailleurs une des raisons qui nous a conduit à réaliser des générateurs de hautes performances. Avec nos générateurs de temps de montée ≈ 50 pS il apparaît, sur la figure IV1, que nous pouvons espérer accéder, en particulier, à la mesure des phénomènes d'injection, de transit et de génération par avalanche. De même, avec des vitesses de dérive du courant de l'ordre de 10^5 m/S, nous ne pourrions espérer mettre en évidence que des longueurs supérieures au micron.

IV.1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL DE MESURE DU COURANT ET DE LA TENSION.

Rappelons que les grandeurs que l'on peut mesurer directement. Ce sont : la tension incidente $v_i(t)$ et la tension réfléchie $v_r(t)$ par l'échantillon soumis à un échelon. Ces grandeurs sont sujettes à des influences perturbatrices telles que :

- A - La dérive à court terme ou jitter du générateur ,
- B - La dérive à long terme de la base de temps de l'oscilloscope, de la table traçante, etc ...
- C - Le bruit des têtes d'échantillonnage.

Par ailleurs, les grandeurs significatives sont : le courant $i(t)$ et la tension $v(t)$ aux bornes de l'échantillon. Les relations étant :

$$\begin{cases} v(t) = v_i(t) + v_r(t) \\ i(t) = \frac{v_i(t) - v_r(t)}{R_0} \end{cases} \quad \text{avec} \quad R_0 = 50 \Omega$$

Banc de caractérisation T.D.R.

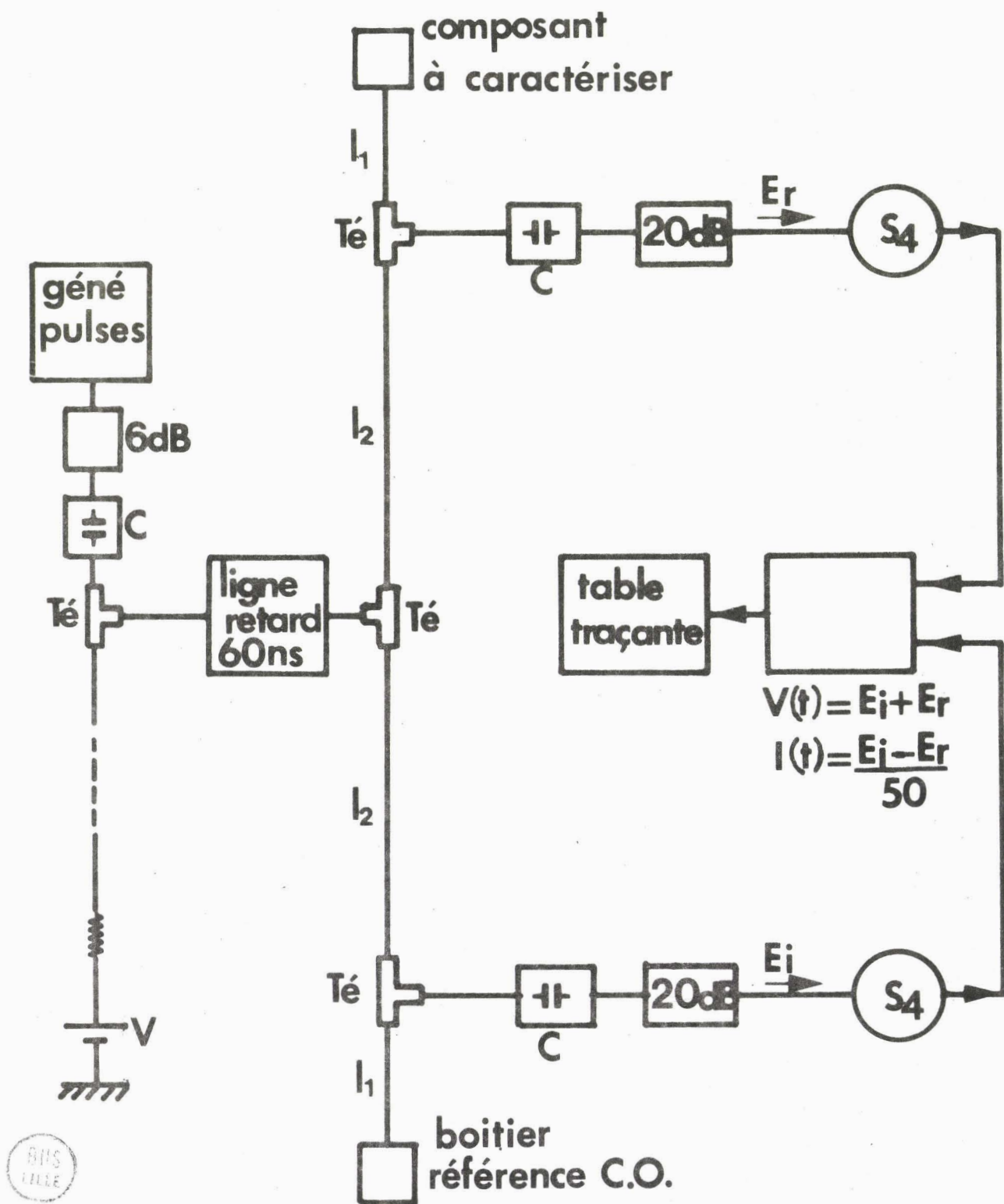


Figure IV 2

L'élaboration des grandeurs significatives, à partir des grandeurs mesurées, peut se faire de plusieurs façons :

- par addition graphique : méthode très imprécise,
- par traitement numérique : précis et peut réduire fortement les perturbations de A et de C.
- par addition analogique : assez précis et peut réduire fortement la perturbation de A et légèrement celle de C.

En ce qui nous concerne, nous avons utilisé cette dernière possibilité en remarquant toutefois que $v(t)$ et $i(t)$ n'ont pu être enregistrés simultanément ne disposant que d'un seul additionneur-soustracteur et d'une table traçante à une seule voie verticale.

Le dispositif de mesure est représenté sur la figure IV-2. Il présente une structure en pont. Dans une des deux branches, se trouve la référence (boîtier circuit-ouvert) tandis que dans l'autre se trouve l'élément à mesurer.

Cette disposition, parfaitement symétrique, permet :

- de disposer en permanence de l'information : tension incidente du niveau du composant,
- de s'affranchir en grande partie de l'influence des éléments parasites du montage : câbles, monture, boîtier, etc ...

L'équilibre du pont est effectué en ajustant les longueurs des câbles et le retard interne à l'oscilloscope pour mesurer un courant quasi nul lorsque les deux branches du pont contiennent un boîtier circuit-ouvert.

IV.2. COURBES D'EVOLUTION TYPIQUES DE COURANT ET DE TENSION.

Nous présentons, sur la figure IV-3, une courbe d'évolution typique du courant et de la tension aux bornes d'une diode semi-conductrice à avalanche et à temps de transit.

On remarque, tout d'abord, une augmentation brutale du courant correspondant d'ailleurs à une croissance de la tension. Ceci

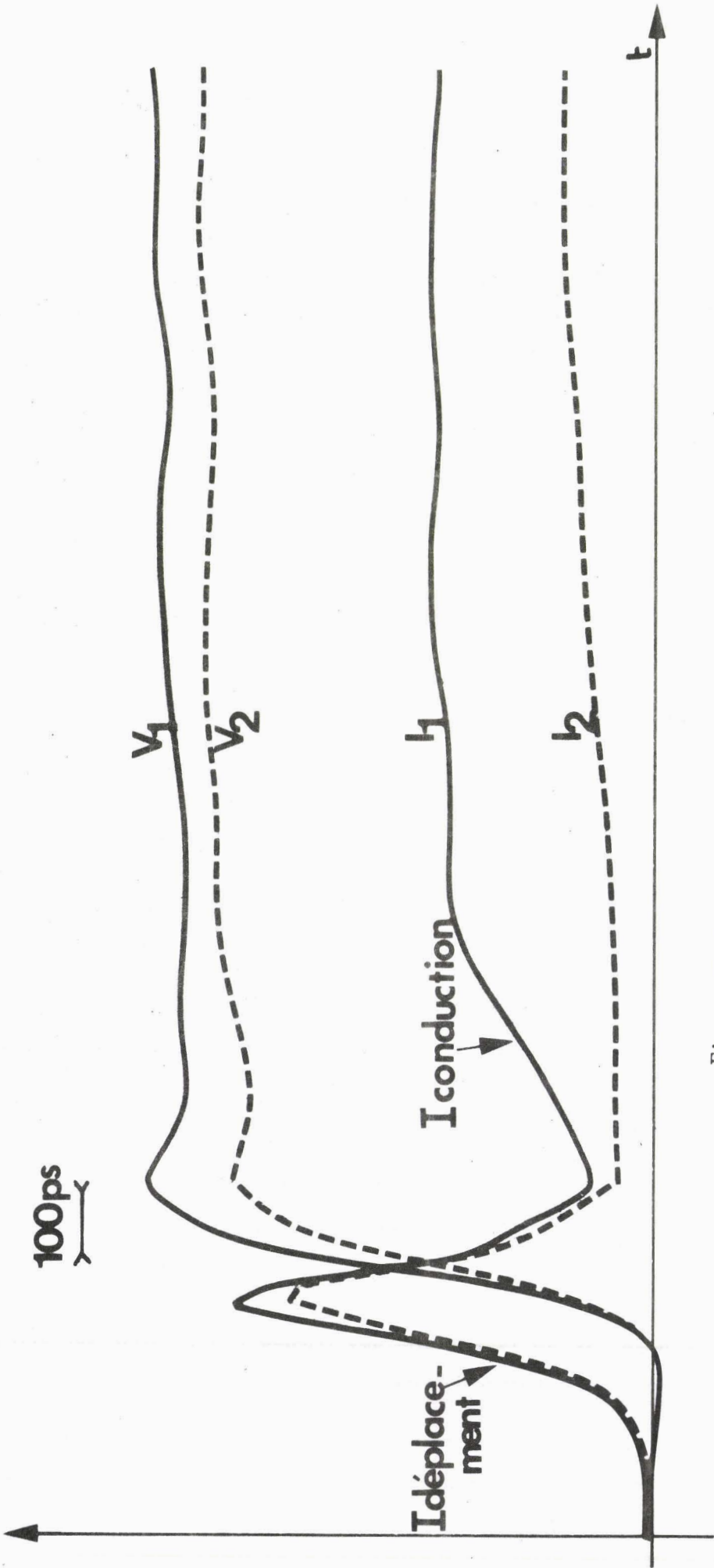


Figure IV 3

s'explique aisément par la présence d'un courant de déplacement :

$$i_d(t) = C(v) \cdot \frac{dv(t)}{dt}$$

Ensuite, on constate une croissance relativement lente du courant qui tend vers une valeur d'équilibre correspondant au régime quasi-statique du courant d'avalanche. Ceci représente le temps de montée de l'avalanche.

L'explication des phénomènes observés conduit tout naturellement à des méthodes de mesure de ces phénomènes.

IV.3. MESURE DU COURANT DE DEPLACEMENT ET DETERMINATION DE L'EPAISSEUR DESERTÉE.

En analyse fréquentielle, il est très difficile d'effectuer une mesure précise du courant de déplacement, en fonctionnement normal, car on ne peut aisément séparer sa contribution de celle du courant de conduction. Au contraire, en analyse temporelle, la mesure est plus facile et plus précise car les deux composantes du courant apparaissent à des temps nettement distincts. Ceci est bien mis en évidence sur la figure IV-3.

La mesure, à chaque instant t , de la valeur du courant de déplacement et de la pente de la tension permet d'accéder à la valeur de la capacité et de son évolution :

$$C[v(t)] = \frac{i_d(t)}{dv(t)/dt}$$

Classiquement, on considère la capacité C_0 de la diode correspondant à la tension de bloquage du champ électrique. Cette mesure permet d'accéder à la connaissance de l'épaisseur W de la zone désertée si la section S est bien connue :

$$W = \epsilon \frac{S}{C} = \frac{\epsilon S}{i_d(t)} \cdot \frac{dv(t)}{dt}$$

où ϵ est la permittivité du matériau.

Nous présentons dans le tableau IV-1 un certain nombre de résultats. A titre de comparaison, nous donnons également les valeurs obtenues grâce à une analyse fréquentielle.

IV-4. MESURE DU COURANT DE CONDUCTION ET DETERMINATION DU TEMPS DE MONTEE DE L'AVALANCHE.

Comme le montre la figure IV-3, au bout d'un temps d'application de l'impulsion d'environ 300 ps, la tension aux bornes passe par une valeur maximale puis reste sensiblement constante. Le courant de déplacement peut alors être considéré comme nul et il en résulte que le courant mesuré n'est autre que le courant de conduction. Ce courant de conduction met un certain temps à s'établir, ce temps étant le temps de montée de l'avalanche.

Pour la diode étudiée, et le régime de fonctionnement considéré, le temps de montée de l'avalanche est d'environ 400 à 500 ps. Ce temps de montée dépend de nombreux facteurs ; en particulier :

- a - le matériau utilisé : AsGa, Si, etc ...
- b - la structure qui conditionne :
 - le courant initialisant l'avalanche (courant injecté pour une jonction métal-semiconducteur ou courant de saturation d'origine thermoionique),
 - le temps de transit des porteurs,
 - la réaction de la charge d'espace.
- c - les conditions de fonctionnement : amplitude de la tension et du courant quasi statique.

Nous présentons, dans le tableau IV-2, les mesures de temps de montée effectuées sur des diodes. On remarque que les temps de montée des diodes à structure métal-semiconducteur sont beaucoup plus courts que ceux des diodes à structure semiconducteur - semiconducteur. Un simple examen de la courbe $i(t)$ permet donc d'identifier immédiatement le type de structure étudiée.

Diode	BW 35	TM106	H164-20	31Z21	H80-30	1XF12	78823	Lvs16
Matériau	Si	Si	AS Ga	As Ga		As Ga	As Ga	Si
C(pf) Analyse fréquentielle	0,26	1,2	0,6	0,35	0,75	1,65	1,8	1,5
C(pf) T.D.R.	0,21	1,3	0,7	0,32	0,67	1,58	1,85	1,55

TABLEAU IV-1

Diode	H57-35	H164	20PIK	84P84
Type	jonction p ⁺ /Hi-Lo	jonction p ⁺ /Lo-Hi-Lo	Barrière M/LHL	Barrière M/HL
temps de mon- tée de l'Ava- lanche.	# 400 ps	# 450 ps	# 120 ps	# 200 ps

TABLEAU IV-2

IV.5. DETERMINATION DU COURANT INITIALISANT L'AVALANCHE.

Nous avons vu que la valeur de ce courant conditionne fortement la valeur du temps de montée de l'avalanche. On comprend donc l'importance de sa détermination en vue des applications aux hyperfréquences. En effet, les caractéristiques en régime fort signal dépendent fortement du courant tunnel I_T et/ou du courant de saturation I_S qui initialise le mécanisme d'avalanche. C'est particulièrement vrai dans le cas des diodes Hi-Lo. où la présence d'un champ électrique très élevé à l'interface métal-semiconducteur se traduit par un courant tunnel I_T important qui peut modifier considérablement les performances hyperfréquences (puissance et bruit).

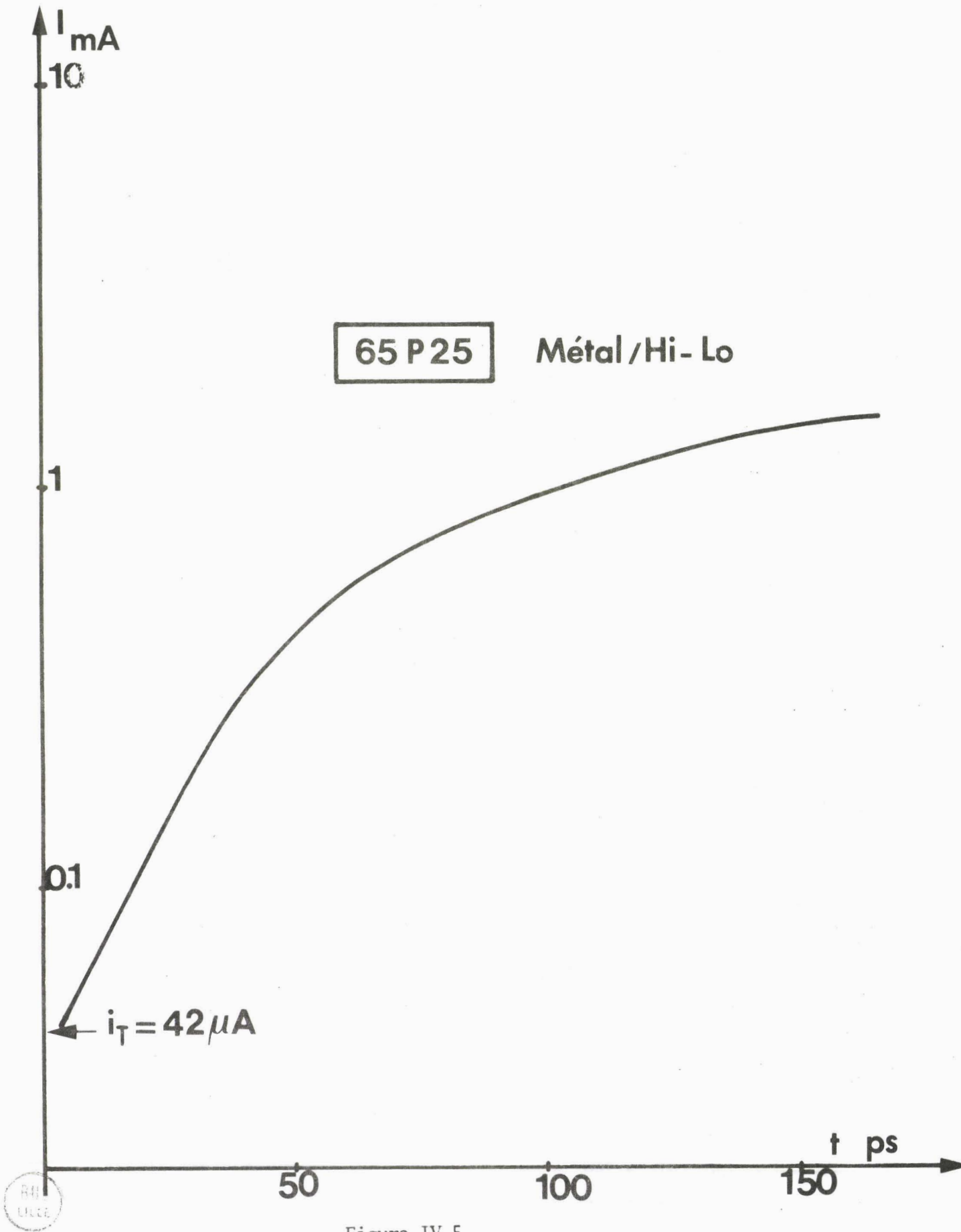


Figure IV 5

Considérons une diode à avalanche soumise à l'action d'une tension en échelon de temps de montée nul. A l'instant $t=0$, le courant d'origine tunnel $I_T(0)$ s'établit quasi-instantanément. (fig. IV 4)

Ce courant initialise l'avalanche qui provoque l'existence d'un courant de conduction qui s'exprime par l'équation de READ [1].

(Avec $\tau_i = \frac{\delta}{v}$):

$$\tau_i \frac{\partial i(t)}{i(t) \partial t} = \psi[V(t)] - 1 + \frac{I_T(0)}{i(t)}$$

Au départ $i(t) \neq I_T$ et il en résulte après intégration que

$$\text{Log } i(t) \neq \frac{1}{\tau_i} \psi[V_0] \cdot t + \text{Log } I_T(0)$$

ce qui implique une croissance linéaire.

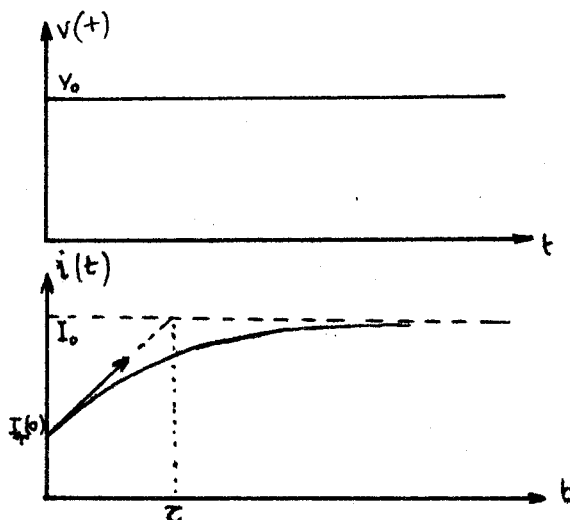


Figure IV-4

Ensuite, le courant $i(t)$ prend des valeurs plus importantes ce qui limite la croissance de $i(t)$ qui tend vers la valeur finale en régime quasi-statique I_0 . Ce régime satisfait à la condition d'avalanche

$\psi[V_0] = 1 - \frac{I_T(\infty)}{I_0}$. Si l'on admet que $I_T(0) = I_T(\infty) = I_T$, alors en considérant le point A : $\text{Log } I_0 - \text{Log } I_T = \frac{\tau}{\tau_i} \left(1 - \frac{I_T}{I_0} \right)$

$$I_T = I_0 \left[1 - \frac{\tau_i}{\tau} (\text{Log } I_0 - \text{Log } I_T) \right]$$

Cette explication du fonctionnement est très simplifiée puisqu'elle suppose, entre autres, un temps de montée nul de la tension aux bornes. Néanmoins, elle montre qu'il est possible d'effectuer une mesure approchée du courant initialisant l'avalanche. La détermination de I_T peut s'effectuer graphiquement comme le montre la figure IV-5. Il apparaît que la valeur mesurée de I_T dans le cas d'une structure M/H_1L_0 en ASGa est du même ordre que celle indiquée par l'application de la théorie de PADOVANI [2].

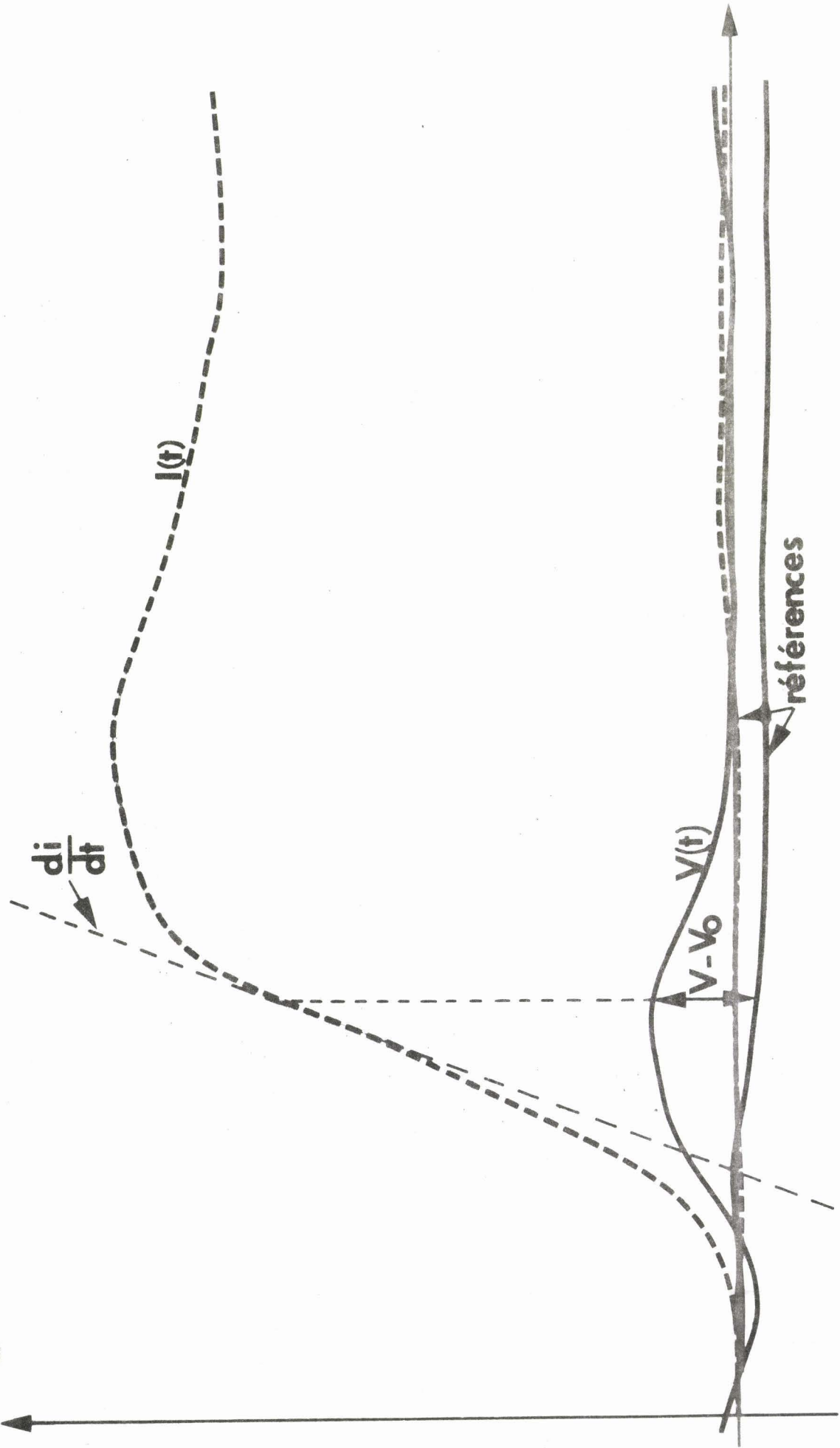


Figure IV 6

Signalons que cette méthode suppose la mesure de valeurs très petites du courant de conduction et que cette mesure est alors entachée d'erreurs, en particulier à cause de la présence, dans cette zone, du courant de déplacement.

IV.6. MESURE DE LA DERIVEE DU TAUX D'IONISATION:

La mesure de la dérivée en fonction du champ électrique, du taux d'ionisation s'effectue habituellement en régime statique. L'originalité de notre méthode consiste en la détermination de la croissance du taux d'ionisation $\frac{\Delta\alpha}{\Delta E}$ à partir de la mesure du taux de croissance du courant de conduction $\frac{\Delta I_C}{I_C \cdot \Delta T}$. Cette mesure s'effectue donc en dynamique dans un fonctionnement proche du fonctionnement habituel des diodes utilisées en hyperfréquences.

En régime dynamique, le fonctionnement de la diode est régi par l'équation de READ :

$$\tau_i \cdot \frac{\partial i_C}{i_C \cdot \partial t} = \int_0^W \alpha(E) \cdot dx - 1 + \frac{I_S}{i_C}$$

Si l'on considère des variations suffisamment petites du champ électrique E autour de la valeur initiale E_0 , on peut écrire en première approximation :

$$\tau_i \frac{\partial i_C}{i_C \partial t} \approx -1 + \delta\alpha(E_0) + \delta\alpha'(E_0) \cdot (E - E_0) + \frac{I_S}{i_C}$$

L'état initial : $i_C(0) = I_0$; $e(0) = E_0$ correspond à un état d'équilibre satisfaisant à la condition d'avalanche :

$$1 - \delta\alpha(E_0) = \frac{I_S}{I_0}$$

l'expression précédente s'écrit alors :

$$\tau_i \frac{\partial i_C}{i_C \partial t} = \delta\alpha'(E_0) (E - E_0) + I_S \left(\frac{1}{i_C} - \frac{1}{I_0} \right)$$

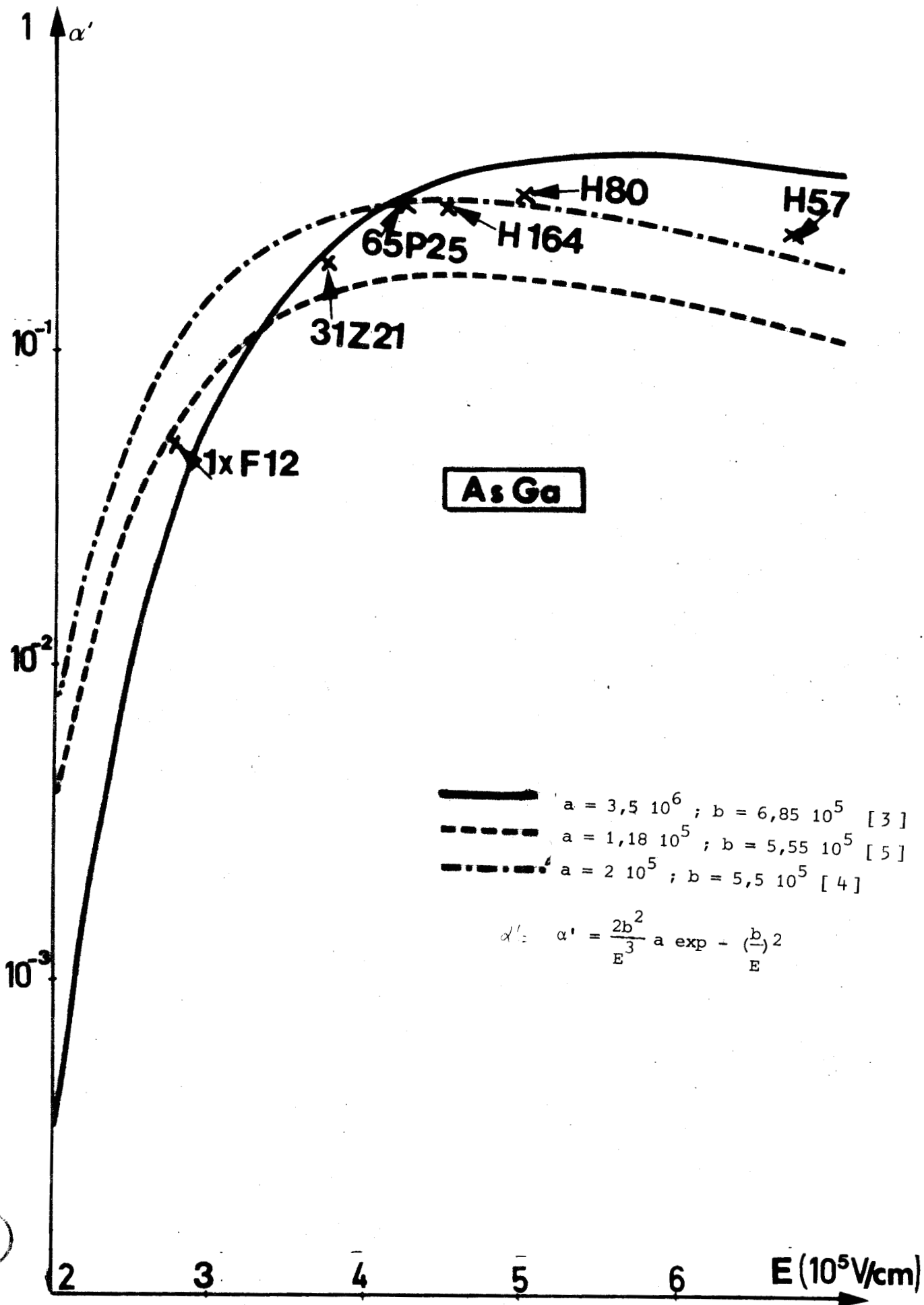


Figure IV 7

BUS
VILLE

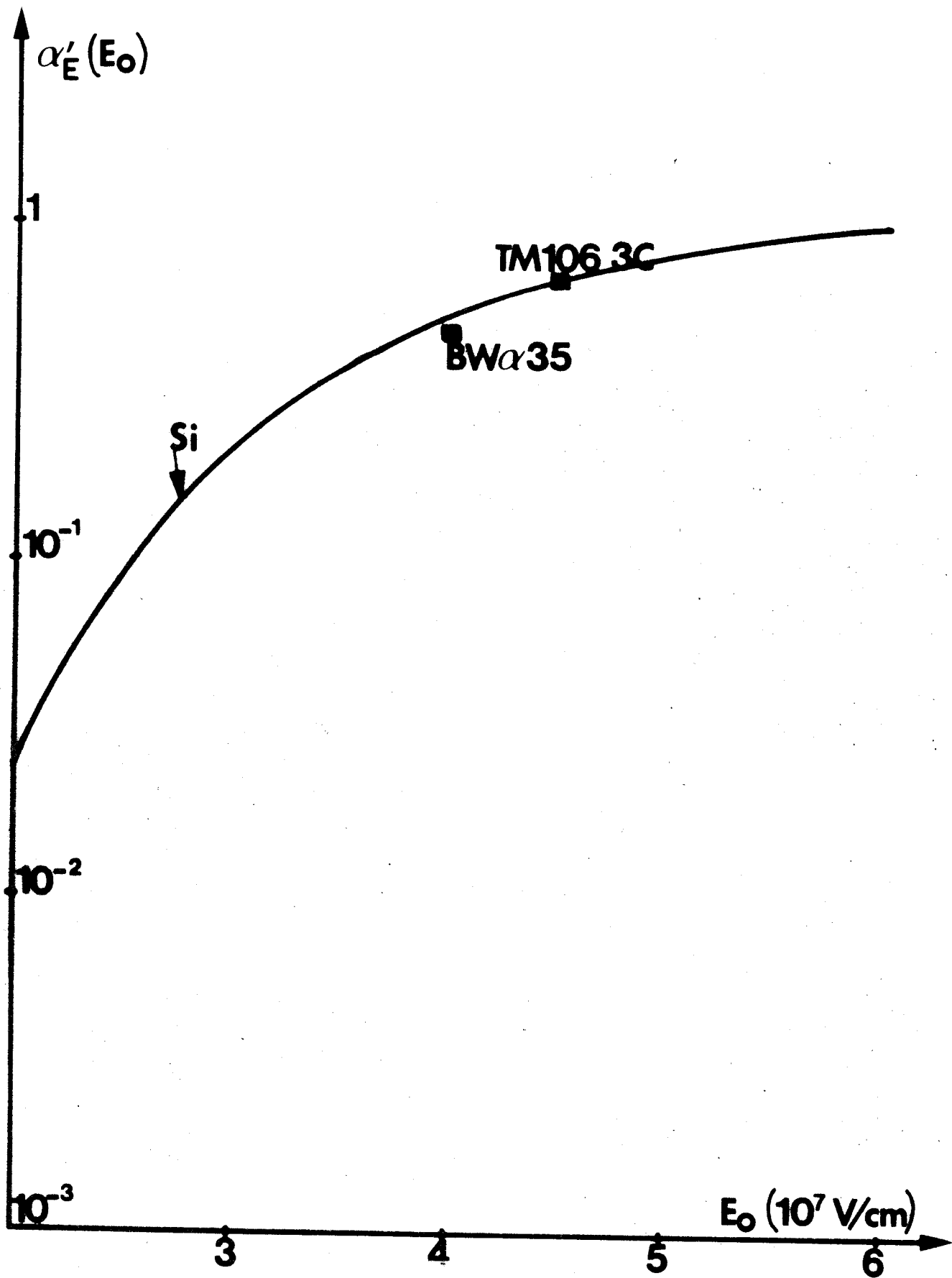


Figure IV 8



en considérant que i_c reste très voisin de I_0 et les ordres habituels de $\alpha'(E_0)$ et I_S on obtient en définitive la relation :

$$\alpha'(E_0) = \frac{\tau_i}{\delta} \frac{\partial i_c}{i_c \cdot \partial t} \frac{1}{E - E_0}$$

soit avec $\tau_i = \frac{\delta}{2v}$ et $E - E_0 \approx \frac{V - V_0}{W}$

$$\alpha'(E_0) = \frac{W}{2v(V - V_0)} \frac{\partial i_c}{i_c \cdot \partial t}$$

En pratique, il sera commode de s'affranchir de l'influence du courant de déplacement. On considérera donc l'instant où la tension passe par une valeur maximale V_{max} et la valeur correspondante du taux relatif de croissance du courant.

Nous présentons sur la figure **V.6**, un exemple typique de détermination de $\alpha'(E)$. Par ailleurs, nous donnons sur les Fig. IV-7, IV-8 les différentes valeurs que nous avons pu mesurer par cette méthode pour l'AsGa et le Si et pour différentes structures. On remarque que nos résultats sont proches des valeurs théoriques indiquées par divers auteurs.

Cette méthode, à notre connaissance originale, permet donc d'accéder facilement et avec une bonne précision, à la connaissance du α' du matériau.

REMARQUE :

1) Pour déterminer la valeur du champ électrique E_0 , nous utilisons la connaissance de la carte du champ électrique obtenue à partir de celle du dopage et nous considérons une valeur moyenne du champ électrique dans la zone d'émission.

2) En fait $\tau_i = \frac{\delta}{mv}$, m pouvant prendre des valeurs variables suivant les structures et les régimes de fonctionnement mais restant connues entre 2 et 3 [6], les valeurs de $\alpha'E$ varieront en conséquence.

BUS
OUT

	IVS 1-16	H164[5]	65P[5]
$W-\delta$ (μ) TDR	5,25	3	3,5
$W-\delta$ (μ) fréquentiel	5,5	3,4	4,1

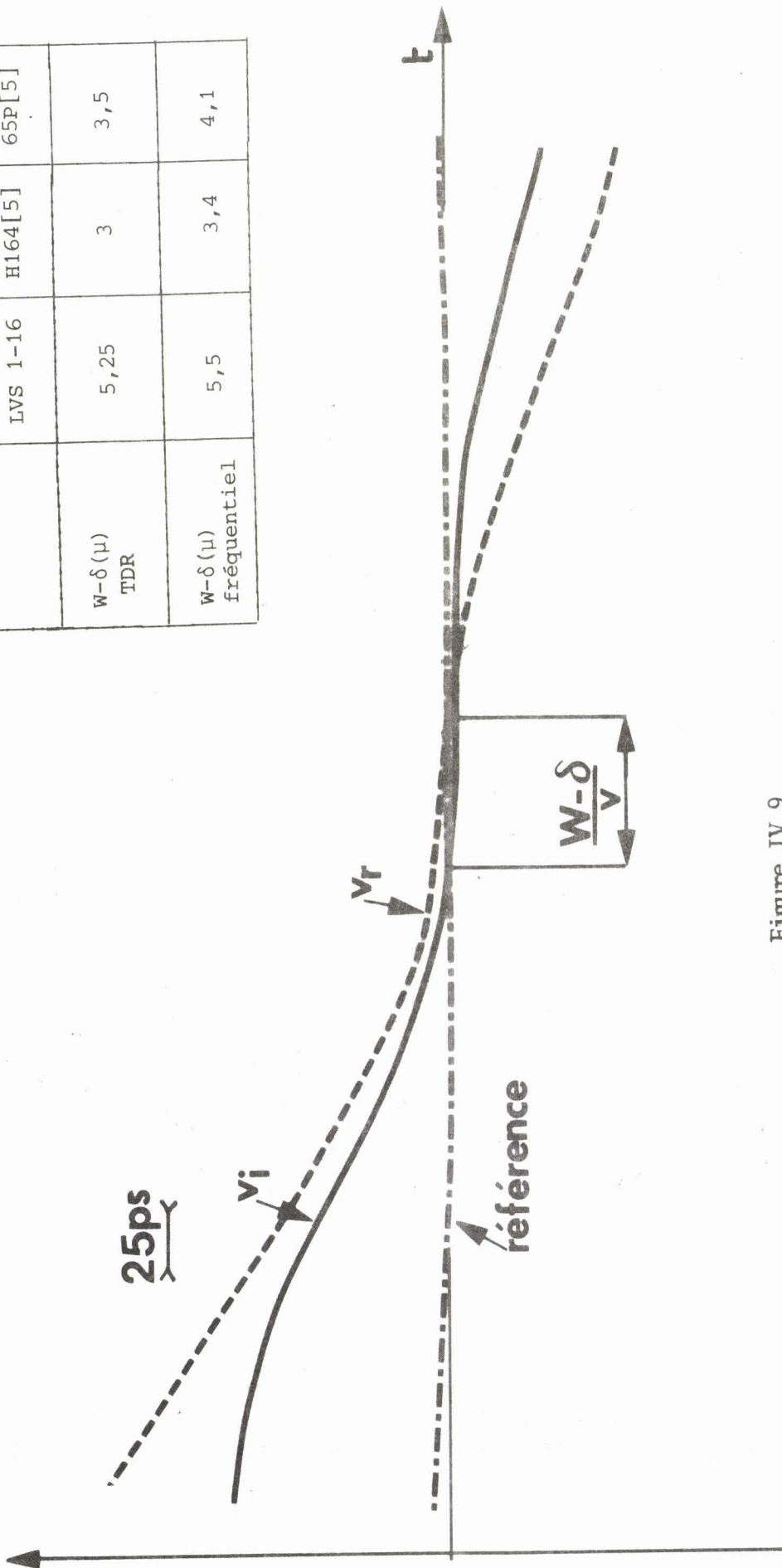


Figure IV 9

Considérons une diode soumise à un accroissement de tension. Il en résulte une augmentation correspondante du courant de conduction qui atteint, au bout d'un certain temps, une valeur d'équilibre en régime quasi-statique. Supposons que l'on arrête brutalement cette tension supplémentaire ; le courant de conduction ne reprendra son ancienne valeur qu'au bout d'un temps correspondant au temps d'évacuation des charges emmagasinées dans la diode. Ce temps correspond au temps de transit des porteurs dans la structure.

Ceci montre la possibilité de mesurer la durée du temps de transit des porteurs (ou temps de vol) à travers une structure semi-conductrice. Si la vitesse de déplacement est supposée connue, on peut donc en déduire la longueur équivalente $W - \delta$ de ce transit.

Cette méthode permet une mesure plus directe et plus réaliste du temps de transit que ne le permet l'étude fréquentielle. En effet, cette dernière ne fournit que la valeur de la résistance de charge d'espace qui donne accès, dans le modèle de READ, au temps de transit. De plus, elle correspond à des mesures en basse fréquence donc dans des conditions très éloignées de celles du fonctionnement en hyperfréquences.

En pratique, notre dispositif de caractérisation fournit directement les tensions incidentes V_i et réfléchies V_R reliées au courant et à la tension par les relations :

$$\left\{ \begin{array}{l} V = V_i + V_R \\ i = \frac{V_i - V_R}{R_0} \end{array} \right.$$

Par conséquent, il suffit de mesurer le temps qui sépare la disparition de l'accroissement de tension incidente de celle correspondant à la tension réfléchie.

Sur la figure IV-9, nous avons représenté une allure typique de tension incidente et réfléchie. Cette méthode a été appliquée à un certain nombre d'échantillons et nous présentons, sur le tableau de la Fig. IV 9 les résultats obtenus. Les valeurs obtenues grâce à l'analyse fréquentielle ont été indiquées également. Il apparaît une bonne concordance entre ces divers résultats.



H57 : P⁺ Hi-Lo

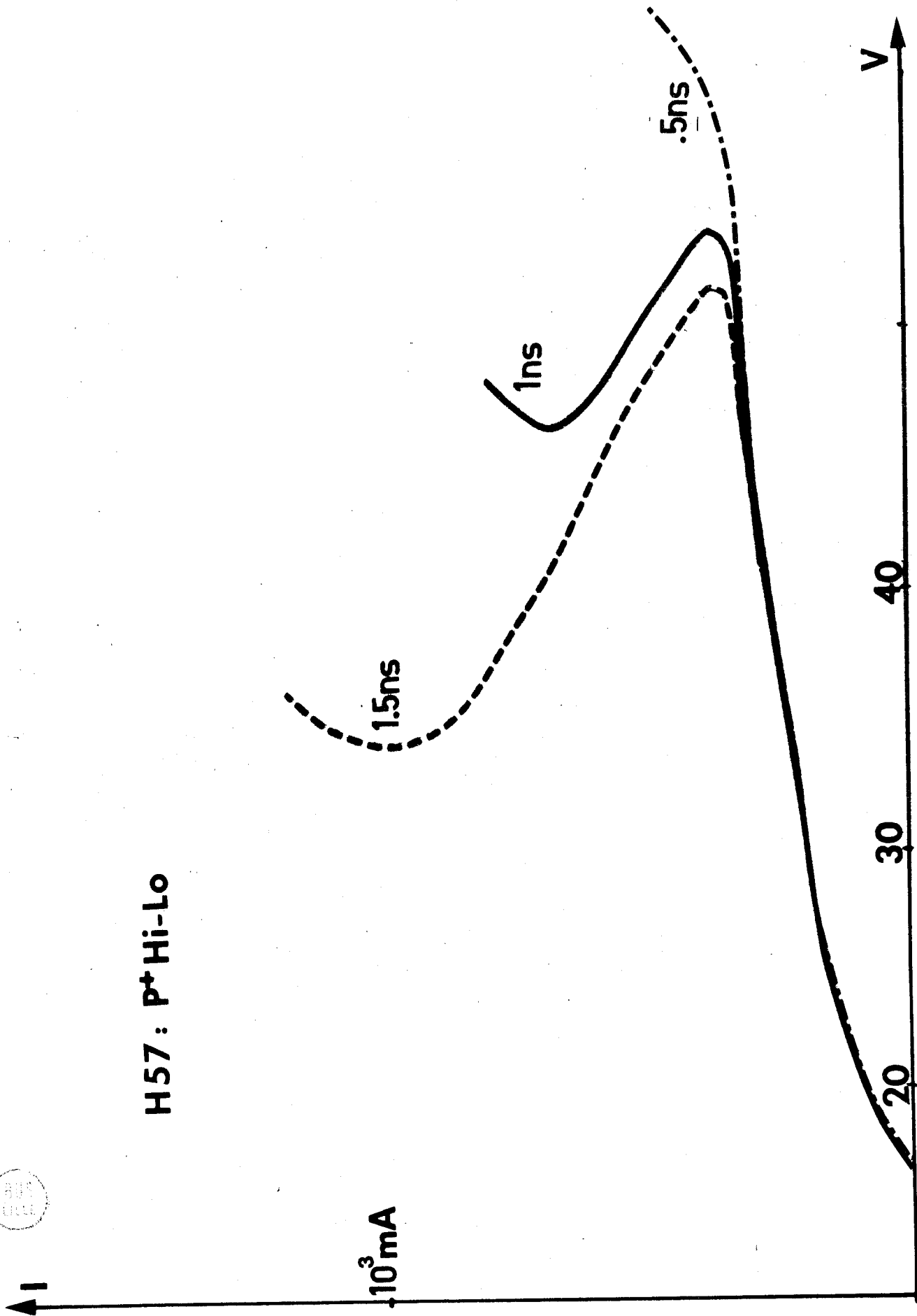


Figure IV 10

Remarquons que ces mesures demandent un soin particulier pour éviter l'influence des dérives à court et long terme qui limitent la précision du résultat. Le temps de descente des impulsions contribue lui aussi à cette limitation.

IV.8. CARACTERISTIQUE INSTANTANEE $I = f(V)$ ET DETERMINATION DE GRANDEURS DIVERSES.

Par modification de la tension du générateur d'impulsion, il est possible, à chaque instant t , de tracer la caractéristique courant-tension à temps donné. Nous représentons sur les figures IV-10 et IV-11 les caractéristiques $I = f(V)$ obtenues de cette manière pour des temps particuliers. Il apparaît, sur la figure IV-10, que les caractéristiques se déforment et se traduisent en fonction du temps. La caractéristique limite, obtenue pour des temps importants correspondant à la caractéristique quasi-statique, s'obtient au bout d'un temps égal au temps de montée de l'avalanche. C'est pourquoi, dans le cas de la figure IV-11, toutes les caractéristiques semblent confondues car le temps de montée de la structure métal-semiconducteur étudiée est extrêmement court.

Les caractéristiques $I = f(V)$ tracées sont significatives de la nature du contact. En outre, elles permettent la mesure du dopage minimum de la diode et de la résistance de charge d'espace à la température ambiante et à courant élevé. Enfin, elles révèlent la constitution de la structure H_1L_0 ou $L_0H_1L_0$. car les rebroussements de courbe observés peuvent être interprétés par une déformation violente du profil de champ électrique qui provoque l'existence d'une nouvelle zone d'émission de porteurs par effet d'avalanche.

Une étude numérique, exacte et complète, devrait permettre une meilleure compréhension des phénomènes observés.

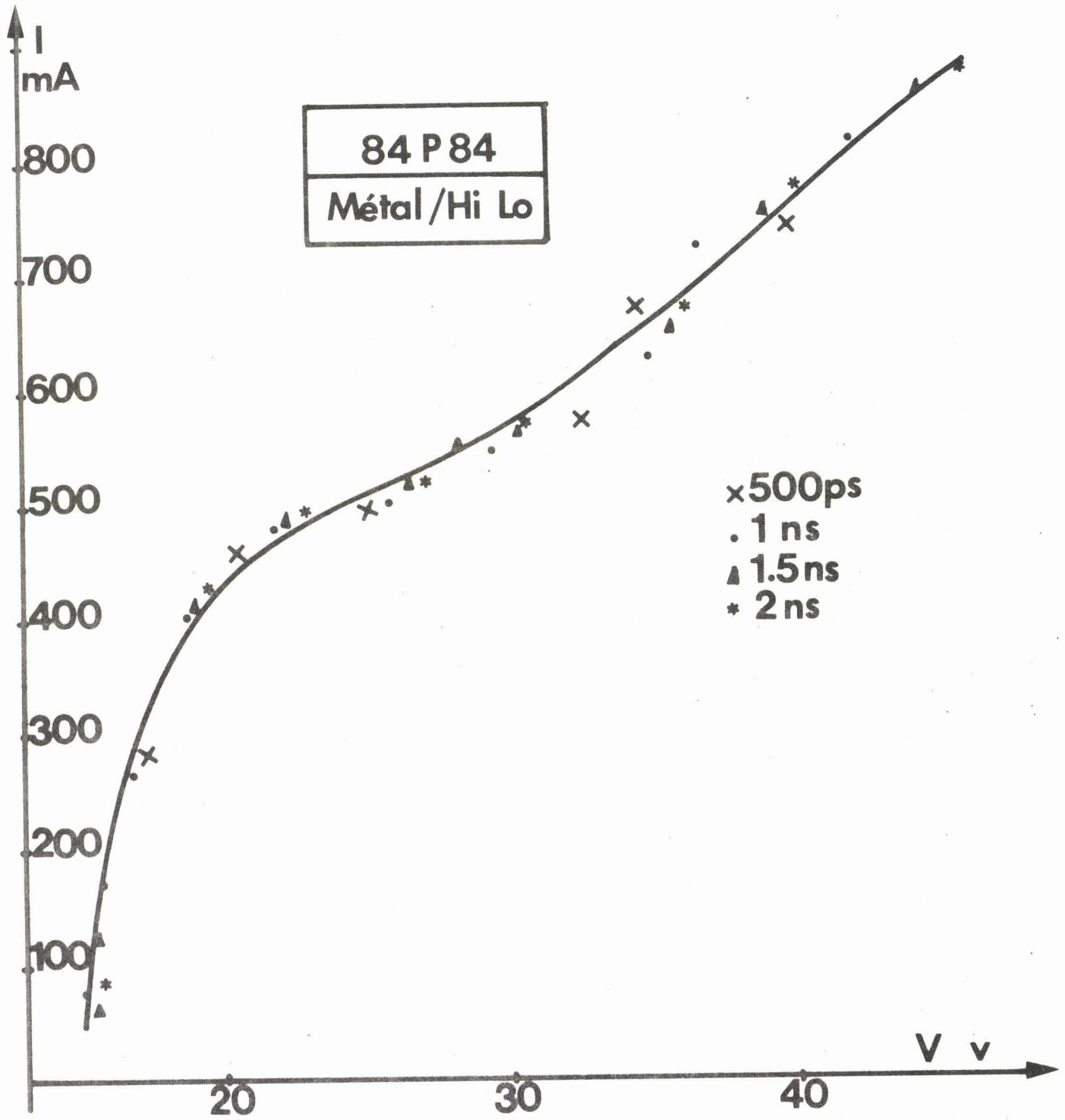


Figure IV 11

CONCLUSION.

Le dispositif de caractérisation des matériaux et structures semi-conductrices utilisés en hyperfréquence nous a permis d'effectuer la mesure ou la détermination d'un certain nombre de grandeurs physiques dont la connaissance est essentielle en vue de la détermination des performances limites des dispositifs ou de leur optimalisation.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] W.J. READ
"A proposed high Efficiency negative resistance diode"
Bell. Syst. Techn. J. Vol. 37, n° 2 (Mars 1958).

- [2] PADOVANI - STRATTON
"Field and thermoionic field emission in schottky Barriers"
Solid States Electronics, Vol. 9, n° 7, juillet 1966.

- [3] S.M. SZE
"Physics of Semiconductor Devices". John Wiley and Sono, NY (1969).

- [4] R. HALL et J.H. LECK
"Avalanche Breakdown of Gallium Arsenide p-n functions"
Int. J. Electronics, Vol. 25, n° 6, Déc. 1968.

- [5] J. PRIBETICH
"Recherche théorique et expérimentale de structures à avalanche
et temps de transit à l'Arseniure de Gallium pour la réalisation
d'oscillateurs Hyperfréquences à très haut rendement".
Thèse de Doctorat d'Etat, Lille, Janvier 1979.

- [6] P.A. ROLLAND
"Sur un Nouveau type de multiplicateur de fréquence utilisant
l'effet d'avalanche dans un semiconducteur".
Thèse de Doctorat d'état, Lille, Décembre 1978.

CONCLUSION

Ce travail constitue une contribution à la conception de dispositifs de caractérisation temporelle de hautes performances et à leur utilisation pour la caractérisation de composants et de systèmes hyperfréquences.

Nous avons introduit et développé les techniques nouvelles de réflectométrie temporelle au Centre Hyperfréquences et semiconducteurs de l'Université des Sciences et Techniques de Lille I, qui par ailleurs, nous a fait bénéficier de l'expérience acquise dans la connaissance et la caractérisation fréquentielle des systèmes et composants semiconducteurs.

L'étude envisagée nécessitait la réalisation des générateurs d'impulsions à temps de montée très court et niveau élevé qu'il n'était pas possible d'obtenir commercialement. Nous avons donc réalisé des générateurs à relais REED dont les performances sont parmi les meilleures obtenues dans le monde pour des dispositifs analogues. Ceci a été obtenu d'une part, grâce à une étude systématique à la fois de l'interrupteur REED et de la structure hyperfréquence dans laquelle il est inclus. D'autre part, par la conception et la réalisation de plusieurs dispositifs d'amélioration du temps de montée à éléments passifs et à éléments actifs.

Ces générateurs nous ont permis l'étude expérimentale du comportement, dans le domaine temporel, de dispositifs passifs et actifs utilisés en hyperfréquences. En particulier, nous avons mis en évidence l'influence des distorsions linéaires de gain et de phase sur la réponse à une impulsion en définissant un certain nombre de modèles théoriques simples permettant d'ailleurs une caractérisation approchée mais très rapide. Ces modèles théoriques ont été étudiés à l'aide d'un mode d'étude original, sur ordinateur, que nous avons conçu et mis au point. Ce mode d'étude est très général puisqu'il permet la détermination de la réponse d'un système quelconque à une excitation quelconque à partir de la seule connaissance de la fonction de transfert. Il devrait d'ailleurs permettre une meilleure compréhension des distorsions non linéaires de gain et de phase.

Nous avons également utilisé les générateurs construits pour la mesure de la détermination des grandeurs caractéristiques du matériau semiconducteur ou de la structure. Nous nous sommes intéressé aux diodes à avalanche et à temps de transit mais la méthode utilisée est d'application très générale. Notre dispositif de mesure en pont nous a permis de déterminer l'évolution temporelle du courant et de la tension aux bornes du composant avec une précision acceptable. De nombreuses informations sont susceptibles d'être obtenus par cette méthode, citons en particulier, le temps de transit dans la structure (ou temps de vol des porteurs), la dérivée du taux d'ionisation et la valeur du courant introduisant l'avalanche.

Il apparaît donc que notre travail a permis d'étendre le domaine d'application des techniques de réflectométrie temporelle. En effet, nous avons montré la possibilité de les appliquer à l'étude des conversions AM-FM et PM-FM ainsi qu'à la caractérisation des composants semiconducteurs. Enfin, nous avons réalisé des générateurs d'impulsions de hautes performances.

Ce travail pourrait être poursuivi dans deux directions différentes :

- d'une part, par une étude approfondie des non-linéarités de gain et de phase dans les amplificateurs hyperfréquences ;

- d'autre part, par une exploitation plus approfondie des résultats expérimentaux obtenus dans l'étude des diodes à avalanche et par son extension aux nombreux autres composants à semi-conducteurs utilisés en hyperfréquences tels que les diodes Schottky, les transistors F.E.T. et C.A.T.T., etc...

Pour cela, il conviendrait de réaliser des générateurs d'impulsions encore plus performants et d'utiliser du matériel, en particulier, un oscilloscope présentant une fréquence de coupure beaucoup plus élevée. Pour l'un comme pour l'autre, il semble qu'il faille utiliser des technologies et des principes de fonctionnement entièrement nouveaux.

TERMS AND DEFINITIONS

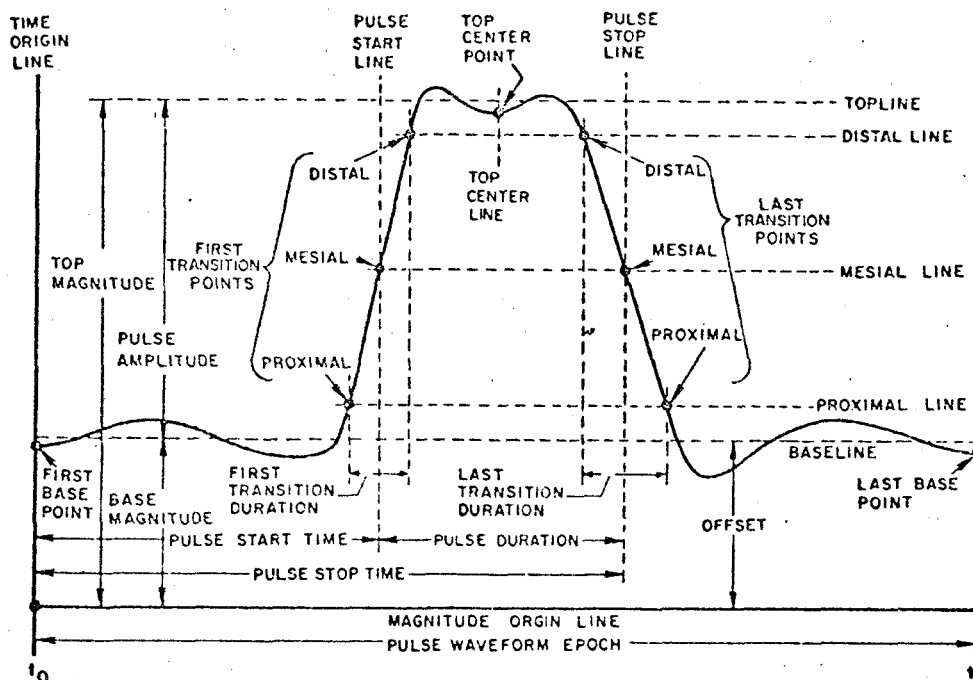


Fig 1
Single Pulse

M_b = base magnitude

M_t = top magnitude

M_b , M_t , and $(x)\%M_r$ are all in the same unit of measurement.

3.2.1 Base Magnitude. The magnitude of the base as obtained by a specified procedure or algorithm. Unless otherwise specified, both portions of the base are included in the procedure or algorithm. (See Fig 1 and see IEEE Std 181-1977, Pulse Measurement and Analysis by Objective Techniques, Section 4.3, for suitable algorithms.)

3.2.2 Top Magnitude. The magnitude of the top as obtained by a specified procedure or algorithm. (See Fig 1 and see IEEE Std 181-1977, Section 4.3, for suitable algorithms.)

3.2.3 Pulse Amplitude. The algebraic difference between the top magnitude and the base magnitude. (See Fig 1.)

3.2.4 Magnitude Reference Lines

3.2.4.1 Baseline (Topline). The magnitude reference line at the base (top) magnitude. (See Fig 1.)

3.2.4.2 Percent Reference Magnitude

A reference magnitude specified by:

$$(x)\%M_r = M_b + \frac{x}{100} (M_t - M_b)$$

where

$$0 < x < 100$$

$(x)\%M_r$ = percent reference magnitude

3.2.4.3 Proximal (Distal) Line. A magnitude reference line at a specified magnitude in the proximal (distal) region of a pulse waveform. Unless otherwise specified, the proximal (distal) line is at the 10 (90) percent reference magnitude. (See Fig 1.)

3.2.4.4 Mesial Line. A magnitude reference line at a specified magnitude in the mesial region of a pulse waveform. Unless otherwise specified, the mesial line is at the 50 percent reference magnitude. (See Fig 1.)

3.2.5 Magnitude Reference Points

3.2.5.1 Proximal (Distal) Point. A magnitude referenced point at the intersection of a waveform and a proximal (distal) line. (See Fig 1.)

3.2.5.2 Mesial Point. A magnitude referenced point at the intersection of a waveform and a mesial line. (See Fig 1.)

ANNEXE II

TECHNOLOGIE DES ELEMENTS

I. SUBSTRAT UTILISE POUR LA REALISATION DES STRIP - LINE

nature : Alumine
permittivité : $\epsilon_r = 9,6$
épaisseur : 0,635 mm

II. INTERRUPTEURS REED

	AR51 (Celduc)	WR 127 (Gentech)
Résistance de contact	0,05	0,05
Tension maximum de commutation	100 V _{DC}	500 V _{DC}
Courant maximum de commutation	2 A	1 A
Tension de claquage minimum	1 000 V _{DC}	1 500 V _{eff}
Résistance d'isolement	10 ¹²	10 ¹² Ω
Champ magnétique de fermeture	40 à 80 AT	40 à 80 AT
Espérance de vie	50 10 ⁶	50 10 ⁶
Temps de commutation	1 ms	2 ms
Diamètre extérieur (mm)	3,3	3,3
Longueur du verre (mm)	15,5	15,5
Type de contact	mouillé H _g décentré	mouillé H _g décentré

III. OSCILLOSCOPE

TEKTRONIC type 564 à mémoire :

- entrée verticale échantillonnage tête S 4 sur tiroir 352
- temps de montée ≤ 25 ps
- niveau maximum ≤ 5 V
- balayage par tiroir 3T2 ; durée minimale 200 ps/cm et 20 ps/cm en X 10
- retard minimum de synchronisation 60 ns

IV. LIGNE A RETARD

- utilisant 12 m de câble semi-rigide UT 250 A
- enroulé selon diamètre de 1 pied
- comportant deux connecteurs OSM
- poids $\approx 2,5$ kg
- retard apporté 60 ns

V. CABLE SEMI RIGIDE UT 250 A

Fabriqué par Uniform Tubes

$$Z_c = 50 \pm 0,5 \Omega$$

Diamètre extérieur 6,35 mm

Diamètre du diélectrique (PTFE ex bride) : 5,45 mm

Diamètre de conducteur (u) 1,67 mm

VI. GENERATEUR A DIODE TUNNEL

Fabriqué par TEKTRONIX type S 52

- fréquence de répétition $\neq 670$ Hz
- $Z_s = 50 \Omega$
- niveau sortie = 250 mV
- temps de montée ≤ 25 ps