

50376 1975 152

THESE

présentée à

UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE 3e CYCLE

Spécialité Electronique - Option Electrotechnique

par

Bernard MERLEN

Maître Es Sciences

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE L'AMORCAGE DES THYRISTORS. PHENOMENE DE VARIATION SURFACE CONDUCTRICE.



Soutenue le 18 Décembre 1975, devant la COMMISSION D'EXAMEN

MM. R. GABILLARD G. SALMER M. PANET C. MAIZIERES Y. GALMICHE Président Examinateur Examinateur Rapporteur Invité.

INTRODUCTION

-=0000000

Le développement des semiconducteurs de puissance, diodes et thyristors au silicium notamment, a donné un essor considérable à l'électronique de puissance. Ces composants, remplaçant avantageusement les éléments à gaz, ont conduit à la réalisation d'équipements statiques pour la plupart des applications industrielles où se pose le problème de la modification de la présentation de l'énergie électrique.

L'amélioration de leurs performances en conduction et en blocage, la réduction des temps de commutation ont permis leur utilisation à des fréquences de plus en plus élevées. Il en résulte toutefois un régime dynamique très contraignant pour le thyristor, lié à ses facultés de supporter à l'amorçage des croissances rapides du courant, tout dépassement en ce domaine, entrainant, en raison d'un échauffement excessif, la fusion localisée du silicium.

Au laboratoire d'Electronique de Puissance du service d'Electrotechnique de l'Université des Sciences de Lille, J.Y. PRISSETTE s'est déjà attaché à approfondir nos connaissances sur l'amorçage des thyristors. Il a procédé à une large étude bibliographique et présenté notamment une loi empirique sur une condition énergétique de mise en conduction.

Notre étude complète les travaux de J.Y. PRISSETTE. Après avoir rappelé la théorie classique relative à l'amorçage, nous nous sommes, de façon à mieux connaître l'influence des différents facteurs contribuant à celuici et d'en rendre compte dans le modèle à deux transistors, intéressés à l'influence de la température sur la caractéristique de tension. Abordant ensuite au chapitre IV, les deux types d'amorçage, l'un par dépassement de la tension de retournement, l'autre par accroissement du courant de commande, nous avons proposé un calcul simple du temps de délai d'un thyristor et une interprétation graphique du phénomène de variation de surface conductrice.

Enfin, reliant l'évolution de cette dernière au courant qui la traverse, nous avors élaboré une méthode d'approche de la température de la jonction lors d'une commutation.

CHAPITRE I

LE THYRISTOR - DEFINITIONS ET RAPPELS TECHNOLOGIQUES

1.1. INTRODUCTION

Au long de ce travail, les références répétées au modèle unidimensionnel du thyristor et à sa constitution technologique, nous amènent à en préciser préalablement les caractéristiques essentielles. Elles permettent en effet d'établir une théorie classique de l'amorçage dont nous avons à mesurer l'importance et les limites.

1.2. MODELE UNIDIMENSIONNEL

Le thyristor est une structure à quatre couches de silicium, dopées en impuretés alternativement de type P et N (figure 1.1.), définissant ainsi trois jonctions J_1 , J_2 et J_3 . Les électrodes A, G, K sont connectées respectivement aux couches d'anode (P_1), de commande (P_2) et de cathode (N_2).

Dans le modèle unidimensionnel envisagé, les jonctions sont supposées abruptes, et les densités de porteurs uniformes en tout point d'un même plan de section droite.

1.3. CONSIDERATIONS TECHNOLOGIQUES SUCCINTES

Diverses techniques peuvent être adoptées pour la fabrication des thyristors : diffusion, diffusion et alliage, technologie planar, structure épitaxiale $\begin{bmatrix} 14 \end{bmatrix}^{(1)}$.

Toutefois, quelque soit le procédé retenu, les diverses couches présentent des caractéristiques voisines résumées dans le tableau 1.1.

(1) Les chiffres entre crochets renvoient aux références bibliographiques.



G

- Figure 1.1.- Modèle unidimensionnel du thyristor.

Couches	: Taux de dopage : : en at/cm ³ :	Epaisseurs : en µm :
: P ₁	10 ²⁰ (graduel)	
: N ₁	10 ¹⁴	150 :
P ₂	10 ¹⁷	25
. N ₂	10 ¹⁹	:

Surface des jonctions : comprises entre 2 et 200mm²

<u>Tableau 1.1.-</u> Ordres de grandeur des caractéristiques des couches d'un thyristor.



- 2 -

Les concentrations en électrons et en trous dans les diverses couches sont représentées schématiquement figure 1.2. dans le cas d'une tension anodique nulle (a) ou positive (b).[3]



(a)



(Ь)

- Figure 1.2.- Allure des concentrations des porteurs dans un thyristor au repos (a) ou soumis à une tension directe positive (b).

1.4. CARACTERISTIQUE STATIQUE DE TENSION D'UN THYRISTOR

L'allure de la caractéristique statique de tension (I(U)) pour un courant de commande nul, est donnée figure 1.3. On y définit les grandeurs fondamentales suivantes :

- 3 -

U _{BO}	:	tension minimale à appliquer au thyristor pour provoquer la conduc- tion,	,
I _{BO}	:	courant anodique correspondant à la tension de retournement U_{BO} ,	
IH	:	courant minimal pour lequel le thyristor reste amorcé,	
U _H	:	tension anodique correspondante au courant de maintien I _u .	



- Figure 1.3.- Caractéristique statique de tension d'un thyristor.

- 4 -

1.5. RELEVE EXPERIMENTAL DE LA CARACTERISTIQUE STATIQUE I(U)

Le schéma du montage expérimental est donné figure 1.4. Les valeurs du courant I sont lues à l'aide d'un milliampéremètre pour chaque valeur de la tension anodique U. Une attention toute particulière a été apportée au choix des appareils de mesure. De plus, lors du relevé, nous avons toujours tenu compte de la consommation de ceux-ci.

Deux cas sont à envisager suivant le nombre de points d'intersection de la droite de charge et de la caractéristique de tension (figure 1.3.).

1°) Pour une valeur de la résistance R_c suffisamment faible, on distingue (droite D), trois points d'intersection A, B, C. Le tracé de la zone à résistance négative est alors impossible.

2°) Par contre, si l'on donne à R_c une valeur assez élevée pour qu'il n'existe qu'un point d'intersection B', entre la droite de charge D' et la caractéristique de tension, il est possible de relever cette dernière entièrement (figure 1.5.).



- <u>Figure 1.4</u>.- Montage permettant le relevé expérimental de la caractéristique de tension.



1.6. CONCLUSION

L'exeman de la courbe I(U) du thyristor permet ainsi de distinguer une zone de contrôle de la tension anode-cathode et une autre, dite de conduction, où seul le circuit extérieur limite le courant anodique. Ceci nous amène à préciser le critère de passage d'un état à l'autre en définissant une condition de retournement de la caractéristique de tension. Cette définition, à protir du modèle unidimensionnel, constitue la théorie classique d'amorçage des thyristors.

CHAPITRE 2

THEORIE C ASSIQUE DE L'AMORCAGE DES THYRISTORS

2.1. INTRODUCTION

Une théorie simplifiée du thyristor peut être faite en supposant : . les surfaces des jonctions très petites.

. les différentes couches homogènes,

et en négligeant le temps de propagation latérale des lignes de courant au cours des commutations.

Ces approximations permettent cependant la représentation de la caractéristique de tension et la prédétermination d'une condition d'amorçage.

De nombreux articles ont été publiés sur ce sujet. Nous en avons fait une synthèse afin de préciser, d'une part, les limites de cette théorie et, de justifier d'autre part, le choix d'un modèle pour l'étude du fonctionnement des thyristors.

2.2. EXPRESSION DU COURANT ANODIQUE

Considérons la structure à quatre couches représentée figure 2.1. Lorsqu'une tension positive U constante est appliquée entre anode et cathode, les jonctions J_1 et J_2 sont polarisées dans le sens passant, et J_3 l'est en inverse.

Appelons I_{J1} , I_{J2} , I_{J3} les courants traversant respectivement les jonctions J_1 , J_2 , J_3 , I le courant d'anode, I_G le courant de grille.

En régime permanent :

$$I = I_{J1} = I_{J3} = I_{J2} - I_{G}$$
 (2.1.)

8 -



- Figure 2.1. - Thyristor polarisé dans le sens direct. Sens des courants.

Du fait des recombinaisons dans les couches N_1 et P_2 , seulement une fraction α_t du courant anodique, et α_e du courant de cathode parviennent au niveau de la jonction centrale. Celle-ci est ainsi traversée par leur somme à laquelle il convient d'ajouter un courant de fuite I_{SO2} dû aux porteurs minoritaires. Son expression est de la forme :

$$I_{SO2} = 4Aq \left[\frac{2\pi k}{h} \right]^{3} T^{3} \left[\frac{m_{N}}{m_{P}} \right]^{3/2} \cdot \left[\frac{D_{P}}{N_{O}L_{P}} + \frac{D_{N}}{N_{A}L_{N}} \right] \cdot e^{-\frac{W_{C} - W_{V}}{kT}}$$
(2.2.)

dans laquelle :

•	А	représente	l'aire de la jonction J
•	ର୍	.11	la charge de l'électron ²
•	k	ŧ¥	la constante de Boltzmann
٠	h	11	la constante de Plank
٠	т	11	la température absolue de la jonction

- 9 -

•	m _N	représente	la :	masse effective de l'électron
•	m_N	**	la :	masse effective d'un trou
•	W	**	le	niveau d'énergie minimum de la bande de conduction
•	W.	**	le	niveau d'énergie maximal de la bande de conduction
•	$D_{\mathbf{D}}^{\mathbf{V}}$	FF .	la	constante de diffusion des trous
•	D_{N}^{r}	11	la	constante de diffusion des électrons
•	ND	91	la	concentration en atomes donneurs
•	N^D	11	la	concentration en atomes accepteurs
•	ц	11	la	longueur de diffusion des trous
•	L	**	la	longueur de diffusion des électrons

que nous pouvons mettre sous la forme d'une somme de courants de trous et d'électrons telle que :

$$I_{SO2} = I_{SO2T} + I_{SO2E}$$

Finalement :

 $I_{J3} = I_{S02T} + I_{S02E} + \alpha_t \cdot I_{J1} + \alpha_e \cdot I_{J2}$ (2.3.)

d'où, tenant compte de la relation (2.1.), l'expression du courant anodique :

$$I = \frac{I_{SO2T} + I_{SO2E} + \alpha_e I_G}{1 - \alpha_e - \alpha_+}$$
(2.4.)

2.3. MODELE EQUIVALENT A DEUX TRANSISTORS

Il est possible de décomposer l'élément suivant le principe donné figure 2.2. a, conduisant au modèle équivalent à deux transistors de la figure 2.2.b. Les équations régissant son fonctionnement sont les suivantes :

$$I_{E1} = I$$

$$I_{E1} = I_{B1} + I_{C1}$$

$$I_{C1} = \alpha_1 I_{E1} + I_{C01}$$

$$I_{E2} = I_{B2} + I_{C2}$$

$$I_{C2} = \alpha_2 \cdot I_{E2} + I_{C02}$$

$$I_{B1} = I_{C2}$$

$$I_{B2} = I_{C1} + I_{G}$$

où α_1 et α_2 représentent les coefficients d'amplification en base commune des transistors T_1 et T_2 , I_{CO1} et I_{CO2} leurs courants de fuite.



$$I = \frac{I_{C01} + I_{C02} + \alpha_2 I_G}{1 - \alpha_1 - \alpha_2}$$
(2.5.)



- <u>Figure 2.2.</u> - Décomposition du thyristor en deux transistors. Schéma équivalent.

En effectuant les identités données dans le tableau 2.1., on obtient une expression similaire à l'équation (2.4.).



-				
:	Transistor	:	Thyristor	:
:-			······	-:
:	α1	:	۵t	:
:	a	:	~	•
:	~ 2	:	чe	:
:	ICOL	:	ISOAE	:
:	001	:	002B	:
:	^I co2	:	I _{SO2T}	:
:		:		:

2.1. Tableau d'équivalence, modèle à transistor, thyristor

De nombreux auteurs $1 \begin{bmatrix} 3 \\ 8 \end{bmatrix}$ utilisent le schéma équivalent ainsi défini, dans des raisonnements plus élaborés. Il convient alors d'y adjoindre certains éléments rendant compte des effets d'avalanche et des variations rapides des coefficients α_1 et α_2 .

2.4. EFFET D'AVALANCHE

Un phénomène de multiplication de porteurs peut prendre naissance au niveau des jonctions collecteur-base de chaque transistor élémentaire, c'est l'effet d'avalanche.

Lorsque la tension entre base et collecteur augmente, les porteurs traversant la zone de transition, où règne un champ électrique proportionnel à la tension appliquée, sont accélérés en direction du collecteur. Si leur énergie est suffisante, ils arrachent des électrons de valence au réseau cristallin et donnent ainsi naissance à des couples électrons-trous.

Le phénomène est cumulatif. Le courant collecteur est multiplié par un facteur M dont les variations, en fonction de la tension collecteur-base U_{CB} , sont données par la loi empirique $\begin{bmatrix} 18 \\ \end{bmatrix}$:

$$M = \frac{1}{1 - \left[\frac{U_{CB}}{U_{AV}}\right]^n}$$
(2.6.)

où :

U_{AV}: tension d'avalanche caractéristique de la jonction centrale,
n : coefficient dépendant du matériau utilisé. Pour le silicium, 3 < n < 4.

- 12 -

On définit ainsi M₁ pour le premier transistor, M₂ pour le second. Les variations typiques de M en fonction de U_{CB} sont représentées figure 2.3.

Compte tenu de l'effet d'avalanche, l'équation 2.5. devient :

$$I = \frac{M_1 I_{C01} + M_2 I_{C02} + M_2 \alpha_2 I_G}{1 - (M_1 \alpha_1 + M_2 \alpha_2)}$$
(2.7.)



- Figure 2.3.- Variations du facteur de multiplication M en fonction de la tension collecteur-base.

2.5. INFLUENCE DE LA STRUCTURE ET DU COURANT SUR LES COEFFICIENTS α_1 ET α_2

2.5.1. Cas du transistor

Le coefficient d'amplification α d'un transistor représente le rapport du courant de collecteur au courant d'émetteur.

$$\alpha = \frac{I_{\rm C}}{I_{\rm E}}$$

Il est, par ailleurs, fonction du rendement de l'émetteur γ , du rendement du collecteur δ , du facteur de transport $\beta^{\mathbf{x}}$.

Pour un transistor de type PNP :

. le rendement de l'émetteur γ est le rapport du courant de trous I_E^+ pénétrant dans la base par l'émetteur, au courant total I_E dû à la migration simultanée des trous de l'émetteur vers la base et d'électrons de la base vers l'émetteur.

$$\gamma = \frac{I_{E}^{+}}{I_{E}} = \frac{1}{1 + \frac{\sigma_{B}}{\sigma_{E}} \frac{W}{L_{N}}}$$

W : épaisseur de la base

 ${}^{\sigma}B, {}^{\sigma}E$: conductivités de la base et de l'émetteur.

. Le rendement du collecteur δ est le rapport du courant total incident I_C au courant total de trous I_C^+.

$$\delta = \frac{I_C}{I_C^+}$$

. Le facteur de transport $\beta^{\mathbf{x}}$ représente la fraction des trous en provenance de l'émetteur qui atteint le collecteur pour donner le courant I_{c}^{\dagger} .

$$\beta^{\mathbf{x}} = \frac{\mathbf{I}_{\mathbf{C}}^{+}}{\mathbf{I}_{\mathbf{E}}^{+}} \approx 1 - \frac{1}{2} \frac{\mathbf{W}^{2}}{\mathbf{I}_{\mathbf{P}}^{2}}$$

D'où, en définitive :

$$\alpha = \frac{\mathbf{I}_{\mathbf{C}}}{\mathbf{I}_{\mathbf{E}}} = \frac{\mathbf{I}_{\mathbf{C}}}{\mathbf{I}_{\mathbf{C}}^{\mathsf{T}}} \frac{\mathbf{I}_{\mathbf{C}}^{\mathsf{T}}}{\mathbf{I}_{\mathbf{E}}^{\mathsf{T}}} = \gamma \beta^{\mathsf{X}}\delta$$

Le coefficient d'amplification est d'autant plus proche de l'unité que :

- . l'épaisseur W de la base est plus faible,
- . la longueur de diffusion dans la base (L $_{\rm P}$ pour un transistor de type PNP, L $_{\rm N}$ pour NPN) est plus grande,
- . le courant th aux porteurs majoritaires dans l'émetteur est grand par rapport à celui composé de porteurs minoritaires.

Enfin, le rapport $\frac{\sigma_E}{\sigma_B}$ croît avec le dopage de l'émetteur.

2.5.2. Cas du thyristor

Pour les faibles valeurs du courant I_{E1} , le transistor T_1 a un gain α_1 très faible étant donné l'épaisseur de la couche N_1 . Par contre, le gain α_2 du transistor T_2 dont la base est plus mince et l'émetteur plus dopé, est plus élevé.

De plus, lorsque les courants d'émetteur augmentent, les recombinaisons en surface diminuent ; il en résulte des variations α_1 et α_2 avec les courants dont l'allure est donnée figure 2.4.



- Figure 2.4.- Allure des variations des paramètres α_1 et α_2 avec le courant d'émetteur des transistors T_1 et T_2 .

2.6. CONDITION D'AMORCAGE

Considérons l'expression (2.7.) du courant anodique dans laquelle nous admettons [1]8][2] les égalités :

 $M_1 \approx M_2 = M$ et $I_{CO} = I_{CO1} + I_{CO2}$

d'où :

$$I = \frac{M(I_{CO} + \alpha_2 I_G)}{1 - M(\alpha_1 + \alpha_2)} = f(I, U)$$
 (2.8.)

Supposons le courant de grille constant et cherchons la condition d'amorçage. Il faut :

$$\frac{\mathrm{dI}}{\mathrm{dU}} \rightarrow \infty \tag{2.9.}$$

Calculons donc la dérivée $\frac{dI}{dU}$, il vient :

$$\frac{d\mathbf{I}}{d\mathbf{U}} = \left[\frac{d\mathbf{M}}{d\mathbf{U}} \left(\mathbf{I}_{CO} + \alpha_{2} \mathbf{I}_{G}\right) + \mathbf{M} \left[\frac{d\mathbf{I}_{CO}}{d\mathbf{U}} + \frac{d\alpha_{2}}{d\mathbf{I}} \frac{d\mathbf{I}}{d\mathbf{U}} \mathbf{I}_{G}\right]\right] \frac{1}{1 - \mathbf{M}(\alpha_{1} + \alpha_{2})}$$

$$+ \mathbf{M}(\mathbf{I}_{CO} + \alpha_{2} \mathbf{I}_{G}) \left[\frac{d\mathbf{M}}{d\mathbf{U}} \left(\alpha_{1} + \alpha_{2}\right) + \mathbf{M} \left[\frac{d\alpha_{1}}{d\mathbf{I}} + \frac{d\alpha_{2}}{d\mathbf{I}}\right] \frac{d\mathbf{I}}{d\mathbf{U}}\right] \frac{1}{\left[1 - \mathbf{M}(\alpha_{1} + \alpha_{2})\right]^{2}} (2, 10)$$

$$\frac{dI}{dU} \left[\left[1 - M(\alpha_1 + \alpha_2) \right]^2 - M^2 (I_{CO} + \alpha_2 I_G) \left[\frac{d\alpha_1}{dI} + \frac{d\alpha_2}{dI} \right] - M I_G \left[1 - M(\alpha_1 + \alpha_2) \right] \frac{d\alpha_2}{dI} \right]$$
$$= M \left[1 - M(\alpha_1 + \alpha_2) \right] \frac{dI_{CO}}{dU} + \frac{dM}{dU} (I_{CO} + \alpha_2 I_G) \qquad (2,11)$$

Chaque terme du second membre étant fini, la condition (2,9) est donc vérifiée pour :

$$\left[1 - M(\alpha_1 + \alpha_2)\right]^2 - M^2(I_{CO} + \alpha_2 I_G)\left[\frac{d\alpha_1}{dI} + \frac{d\alpha_2}{dI}\right] - M I_G\left[1 - M(\alpha_1 + \alpha_2)\right]\frac{d\alpha_2}{dI} = 0$$
(2,12)

relation générale qui peut être mise sous la forme :

$$1 - M(\alpha_1 + \alpha_2) - MI\left[\frac{d\alpha_1}{dI} + \frac{d\alpha_2}{dI}\right] - MI_G \frac{d\alpha_2}{dI} = 0 \qquad (2.13)$$

L'amorçage se produit ainsi pour :

$$M(\alpha_1 + \alpha_2) + MI \left[\frac{d\alpha_1}{dI} + \frac{d\alpha_2}{dI} \right] + M I_G \frac{d\alpha_2}{dI} = 1$$
(2.14)

Les coefficients α_1 et α_2 étant des fonctions croissantes de I, l'amorçage peut ainsi avoir lieu lorsque la somme M $\alpha_1 + M \alpha_2$ est inférieure à l'unité.

Nous avons ainsi précisé une condition de retournement de la caractéristique de tension. Toutefois, la complexité de l'expression, et la non linéarité des paramètres n'en permettent pas une exploitation aisée. C'est pourquoi J.G. GIBBONS [12] a proposé une construction graphique permettant la représentation de I(U) et la mise en évidence de ces modifications en fonction des divers paramètres.

2.7. <u>DETERMINATION GRAPHIQUE DE LA CARACTERISTIQUE DE TENSION DU</u> <u>THYRISTOR</u>

En supposant le courant de grille nul, l'expression (2.8.) devient :

$$\frac{1}{M(U)} = \frac{I_{CO}}{I} + \alpha_1(I) + \alpha_2(I)$$
(2.14)

où le premier membre n'est fonction que de U et le second de I uniquement.

Sur le même graphique divisé en quatre quadrants (figure 2.5), on porte dans le premier, les variations de la fonction :

$$g(I) = \frac{I_{CO}}{I} + \alpha_1(I) + \alpha_2(I)$$

déduites des courbes $\alpha_1(I)$ et $\alpha_2(I)$ données figure 2.4. ; dans le troisième, les variations du rapport $\frac{U}{U_{AV}}$ fonction de M.Enfin, la courbe $\frac{1}{M} = h(M)$ est tracée dans le quatrième.



<u>Figure 2.5</u>. Prédétermination graphique de la caractéristique statique de tension d'un thyristor.

A deux intensités I₁ et I₂ du courant correspond une valeur unique $g(I_1)=g(I_2)$, d'où les points A₁ et A₂ (quadrant 1) et B(quadrant 4); la courbe $\frac{U}{U_{AV}}$ (M) nous donne la valeur de la tension correspondante (point C).

Les points de fonctionnement D_1 et D_2 , caractérisés par $U_1 = U_2$ et les intensités U_1 et I_2 apparaissent alors dans le deuxième quadrant ; nous pouvons ainsi tracer la courbe $\frac{U}{U_{AV}}$ (I).

Le point de retournement de la caractéristique de tension correspond au minimum de la courbe g(I) pour lequel :

$$\frac{\partial g(I)}{\partial I} = 0$$

soit :

$$M(\alpha_1 + \alpha_2) + M.I. \left[\frac{\partial \alpha_1}{\partial I} + \frac{\partial \alpha_2}{\partial I}\right] = 1$$

qui n'est autre que l'équation (2.14).

La courbe est limitée par les points 0' et H pour lesquels le facteur de multiplication M est égal à l'unité, c'est-à-dire lorsque :

$$\frac{I_{C0}}{I} + \alpha_1 + \alpha_2 = 1$$

Pour un courant de grille I_{G} positif, la fonction g(I) devient :

$$g'(I) = \frac{I_{CO}}{I} + \alpha_1 + \alpha_2(1 + \frac{I_G}{I})$$

Les raisonnements suivis pour déterminer la caractéristique de tension sont alors identiques. Les variations de U(I) sont, dans ce cas, représentées figure 2.6.



- <u>Figure 2.6</u>.- Influence du courant de grille sur la caractéristique statique théorique d'un thyristor.

2.8. CONCLUSION

Comme nous venons de le rappeler, la théorie classique permet une prédétermination de la caractéristique U(I), définit une condition d'amorçage et conduit à un modèle équivalent. Toutefois, de nombreux auteurs comme J. ARNOULD d'et PETER 7 ont montré qu'il était indispensable de faire intervenir la technologie et la géométrie de l'élément pour en expliquer les mécanismes de commutations.

C'est pourquoi, afin de mieux connaître l'influence des différents facteurs contribuant à l'amorçage et d'en rendre compte dans le modèle à deux transistors, nous nous sommes proposés d'étudier l'influence de la température sur la caractéristique de tension.

CHAPITRE 3

ETUDE DE LA CARACTERISTIQUE DE TENSION DES THYRISTORS AVEC OU SANS EFFET D'AVALANCHE

3.1. INTRODUCTION

L'étude de l'influence de la température sur la caractéristique de tension des thyristors doit nous permettre de discriminer, au voisinage du point de retournement, l'importance relative des paramètres déterminant la commutation.

Nous en déduirons, notamment, la contribution des facteurs de multiplication au phénomène d'amorçage, permettant ainsi une **a**mélioration du modèle unidimensionnel à deux transistors.

3.2. <u>VARIATIONS EN FONCTION DE LA TEMPERATURE DU COURANT DE RETOURNEMENT</u> ET DE LA CARACTERISTIQUE DE TENSION

Les paramètres de l'équation (2.15) sensibles aux variations de température sont : le facteur de multiplication M, le courant de fuite I_{CO} et les coefficients α_1 et α_2 .

D'après la construction graphique de Gibbons décrite au paragraphe 2.7., le courant de retournement I_{BO} de la caractéristique statique correspond au minimum de la fonction g(I) pour lequel :

$$\frac{\partial g(I)}{\partial I} = 0$$

soit :

 $\frac{\partial \alpha_1}{\partial I} + \frac{\partial \alpha_2}{\partial I} = \frac{I_{CO}}{I_{BO}^2}$

(3.1.)

Le sens des variations de I en fonction de la température T est donné par le signe de la dérivée $\frac{\partial I_{BO}}{\partial T}$:

$$\frac{\partial I_{BO}}{\partial T} = \frac{\frac{\partial I_{CO}}{\partial T} \left[\frac{\partial \alpha_1}{\partial I} + \frac{\partial \alpha_2}{\partial I} \right] - I_{CO} \frac{\partial}{\partial T} \left[\frac{\partial \alpha_1}{\partial I} + \frac{\partial \alpha_2}{\partial I} \right]}{2 I_{BO} \left[\frac{\partial \alpha_1}{\partial I} + \frac{\partial \alpha_2}{\partial I} \right]^2}$$



- <u>Figure 3.1.</u>- Variations des Rocefficients a_i en fonction de la température

Les coefficients α_1 et α_2 varient très peu en fonction de la température : environ 1% tant que la condition d'amorçage n'est pas satisfaite (figure 3.1) ; nous pouvons donc supposer le coefficient :

$$I_{Co} = \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\partial \alpha_1}{\partial I} + \frac{\partial \alpha_2}{\partial I} \right) \text{ négligeable devant } \frac{\partial I_{Co}}{\partial T} \left(\frac{\partial \alpha_1}{\partial I} + \frac{\partial \alpha_2}{\partial I} \right)$$

- 23 -

Finalement :

 $\frac{\partial I_{BO}}{\partial T} \qquad \frac{\frac{\partial I_{CO}}{\partial T}}{2 I_{BO} \left[\frac{\partial \alpha_1}{\partial I} + \frac{\partial \alpha_2}{\partial I} \right]} \qquad (3.2.)$

Les dérivées $\frac{\partial I_{BO}}{\partial T}$ et $\frac{\partial I_{CO}}{\partial T}$ sont donc de même signe, puisque le dénominateur de l'expression (3.2.) est toujours positif.

Par ailleurs, le courant de fuite I_{CO} augmente très rapidement avec la température. Considérons, en effet, son expression (2.2.) dont la dérivée $\frac{\partial I_{CO}}{\partial T}$ s'écrit :

 $\frac{\partial I_{CO}}{\partial T} = \frac{I_{CO}}{\partial T} \left(3 + \frac{W_c - W_v}{kT}\right)$ (3.3.)

Comme le terme $\frac{W_c - W_v}{k}$ est de l'ordre de 14 000 pour le silicium, un accroissement de la température de 1° à 300°K entraîne une augmentation de I_{CO} de 16 % environ.

Le courant I_{BO} correspondant au retournement de la caractéristique I(U) doit donc augmenter avec la température de la jonction centrale. Cette conclusion peut être interprétée graphiquement par la construction de Gibbons.

3.3. <u>PREDETERMINATION DES VARIATIONS DE LA CARACTERISTIQUE STATIQUE EN</u> FONCTION DE LA TEMPERATURE

Les courbes de la figure (3.2.) nous montrent que pour élévation de température de 300 à 400° K, la tension d'avalanche U_{AV} de la jonction centrale augmente d'environ 20 %, d'où l'on peut déduire, pour chaque valeur de U, les valeurs de M correspondantes.

En outre, les hypothèses de variations des paramètres I_{CO} , α_1 et α_2 précisées au paragraphe précédent, permettent de tracer (figure 3.3.) les allures des courbes $\frac{U}{U_{AV}}$ (M) et g(I) pour les températures de 300 et 400°K, d'où l'on déduit l'évolution qualitative de la caractéristique I(U).

Deux remarques importantes apparaissent :

1°) Comme nous l'avons déterminé précédemment par le calcul, le courant de retournement I_{BO} augmente avec la température,

2°) Les modifications de la tension de retournement U_{BO} dépendent des variations relatives de M et de I_{CO} : si pour un accroissement de température ΔT , la variation $\frac{\Delta M}{\Delta T}$ du facteur de multiplication est supérieure à celle $\frac{\Delta I_{CO}}{\Delta T}$ du courant de fuite, U_{BO} augmente. Soit $\frac{\Delta M}{\Delta T}$ supérieure à $\frac{\Delta I_{CO}}{\Delta T}$; dans le cas contraire, le phénomène inverse doit se produire.

La vérification expérimentale de ces conclusions doit permettre le contrôle des raisonnements tenus pour les obtenir.



- <u>Figure 3.2</u>.- Variations, pour le silicium, de la tension d'avalanche U_{AV} normalisée à 300°K, en fonction de la température pour différentes valeurs des concentrations en impuretés exprimées en atomes par cm³.

- 25 -

3.4. VERIFICATION EXPERIMENTALE DE L'EVOLUTION QUALITATIVE, EN FONCTION DE LA TEMPERATURE, DES COORDONNEES DU POINT DE RETOURNEMENT DE LA CARACTERISTIQUE STATIQUE.

Le montage réalisé pour le relevé des caractéristiques statiques est constitué d'un générateur de tension continue réglable entre 400 V et 600 V placé en érie avec une résistance ajustable de valeur toujours supérieure à 50 k Ω , un galvanomètre (type A.O.I.P. G-223) et le thyristor à tester. Etant donné la valeur élevée de la résistance de charge, on a ainsi constitué un générateur de courant permettant un relevé suffisamment précis de la caractéristique au voisinage du point d'amorçage.

L'élément essayé est monté sur le radiateur d'un transistor dont la puissance dissipée est réglable par action sur le courant de base. L'ensemble est placé dans une enceinte calorifugée, de manière que son inertie thermique permette le maintien d'une température constante durant l'essai. Ce paramètre est contrôlé par l'intermédiaire de la tension de déséquilibre entre deux thermocouples associés en opposition dont l'un est plongé dans de la glace fondante et l'autre fixé sur le boîtier du thyristor.

Nous avons relevé, à courant de commande nul, les caractéristiques de plusieurs thyristors pour des températures comprises entre 20° et 140°. Nous donnons figure (3.4.) et (3.5.) deux exemples relatifs à des modèles 2N2323 et CR 1051C de technologies différentes et de faible tension d'avalanche (40 V environ).

D'une manière générale, les observations suivantes peuvent être faites. Lorsque la température augmente :

- 1°) le courant d'amorçage I_{BO} diminue,
- 2°) La pente de la caractéristique statique $\frac{dI}{dU}$ au point de retournement diminue, nous éloignant ainsi de la condition d'amorçage théorique $\partial I/\partial U \rightarrow \infty$

La figure (3.6.) montre de plus, les variations des paramètres $I_{\rm H}^{'}$ $U_{\rm BO}^{'}$ et $I_{\rm CO}^{'}$ en fonction de la température.







3.5. INFLUENCE DU PHENOMENE D'AVALANCHE SUR LA CARACTERISTIQUE DE TENSION

L'évolution du courant de retournement I_{BO} , en fonction de la température, étant inverse de celui prévu par le raisonnement, nous permet de mettre en doute les hypothèses de départ, attribuant l'amorçage des thyristors aux serls effets du facteur de multiplication M.

Par ailleurs, étant donné l'allure de la courbe au voisinage du point de retournement lorsque la température augmente, tout se passe comme si un autre phénomène provoquait en dernier lieu l'amorçage pour des tensions U_{BO} plus faibles que celles U'_{BO} prévues par la construction graphique (figure 3.7.).



- Figure 3.6.- Variations, en fonction de la température, des paramètres $I_{\rm H}$, $U_{\rm BO}$, $I_{\rm CO}$ pour un thyristor CR 1051C

- 30 -

D'autre part, la valeur de la dérivée $\frac{\partial I}{\partial U}$ au point de retournement, notamment lorsque la température croît, s'écarte beaucoup de la condition théorique $\frac{\partial I}{\partial U} \rightarrow \infty$. Dans ces conditions, il est possible de supposer que le facteur de multiplication reste voisin de l'unité et d'attribuer l'amorçage aux variations du courant de fuite I_{CO} en fonction de la tension anodique.

Afin de vérifier cette hypothèse, nous nous sommes proposés d'étudier une nouvelle détermination graphique de la caractéristique de tension, permettant d'interpréter théoriquement son évolution lors de variations de la température du thyristor.



<u>Figure 3.7</u>.- Représentation, à courant de grille nul, de l'allure des caractéristiques I(U) théoriques et réelles pour différentes températures.

3.6. <u>PREDETERMINATION GRAPHIQUE DE LA CARACTERISTIQUE STATIQUE EN</u> <u>L'ABSENCE D'EFFET D'AVALANCHE</u>

En négligeant les effets de multiplication M=1, et en supposant le courant de grille nul, l'équation 2.8 peut être mise sous la forme :

$$I_{co} = I(1 - \alpha_1 - \alpha_2) \tag{3.4}$$

où I $_{\rm CO}$ ne dépend que de la tension U $_{\rm J3}$ aux bornes de la jonction bloquante et le second membre de I uniquement.

Selon le même principe que pour la construction de GIBBONS, on trace (figure 3.8.) dans les quadrants (2) et (3), respectivement les courbes $\gamma(I) = (1 - \alpha_1 - \alpha_2)I$ et $I_{CO}(U_{I3})$.

A une tension donnée U_{J3}^1 aux bornes de la jonction J_3 , correspond une valeur unique du courant de fuite $I_{co} = I_{co}^I$ et de la fonction $\gamma(I)$ de laquelle on déduit les intensités I_1 et I_1' . Les points de coordonnées (U_{J3}^1, I_1) et (U_{J3}^1, I_1') appartiennent à-la caractéristique statique que nous pouvons tracer aisément par l'intermédiaire de la droite de rappel D (quadrant 5).

Remarques

. Le courant de fuite du thyristor est dû non seulement au courant de saturation de la jonction centrale, mais aussi à un courant de contournement extérieur au cristal. Celui-ci peut être traduit par un simple effet de résistance. Le biseautage du thyristor contribue notamment à en réduire la valeur. C'est pourquoi nous avons représenté les variations $I_{co}(U_{J3})$ linéaires en première approximation.

. Le fait que cette construction relie le courant, non pas à la tension aux bornes du thyristor, mais à celle aux bornes de la jonction bloquante, nous permet de poursuivre la courbe au delà du point $(U_{J3}=0; I=I_0)$, puisque la tension aux bornes de cette jonction peut s'inverser.



Figure 3.8 - Construction graphique de la caractéristique statique d'un thyristor (effet d'avalanche négligé, courant de commande nul).
On passe à la caractéristique réelle (figure 3.9.) sachant que :



- <u>Figure 3.9</u>.- Caractéristique I(U) en l'absence d'effet d'avalanche et compte tenu des tensions apparaissant aux bornes des jonctions extrêmes

Le thyristor étant passant, la mesure des tensions : anode, cathode, anode grille, grille cathode, nous confirme que la tension aux bornes de J_3 est négative dans cet état.

> Nous avons, en effet, pour un thyristor CR015C (par exemple) : pour I = 1 ampère

$$U_{AG} \simeq 0,1 V$$
 $U_{GK} \simeq 0,6 V$ $U_{AK} \simeq 0,7 V.$

- 34 -

(3.5)

3.7. VARIATIONS EN FONCTION DE LA TEMPERATURE DU NOUVEAU COURANT DE RETOURNEMENT

Le courant de retournement I_{BO} correspond au maximum de la courbe $\gamma(I)$ pour lequel $\frac{\partial \gamma}{\partial I} = 0$. soit :

$$I_{BO} = \frac{\frac{1-\alpha_1 - \alpha_2}{2}}{\frac{\partial \alpha_1}{\partial I} + \frac{\partial \alpha_2}{\partial I}}$$
(3.6)

Les variations de I_{B0} avec la température dépendent donc uniquement de celles des coefficients α_1 et α_2 . Il n'est alors plus possible d'en négliger les effets, comme nous l'avions fait au paragraphe 3.3.

D'où :

$$\frac{\partial I_{BO}}{\partial T} = \frac{\frac{\partial \alpha_1}{\partial T} + \frac{\partial \alpha_2}{\partial T} + I_{BO}}{\frac{\partial}{\partial T} (\frac{\partial \alpha_1}{\partial I} + \frac{\partial \alpha_2}{\partial I})}$$
(3.7.)

Or, les dérivées $\frac{\partial \alpha_1}{\partial T}$, $\frac{\partial \alpha_2}{\partial T}$, $\frac{\partial \alpha_1}{\partial I}$, $\frac{\partial \alpha_2}{\partial I}$, $\frac{\partial \alpha_1}{\partial I}$, $\frac{\partial \alpha_1}{\partial I}$, $\frac{\partial \alpha_2}{\partial T}$, $\frac{\partial \alpha_1}{\partial I}$, $\frac{\partial \alpha_2}{\partial I}$, $\frac{\partial \alpha_1}{\partial I}$, $\frac{\partial \alpha_2}{\partial I}$, $\frac{\partial \alpha_2}{\partial I}$, $\frac{\partial \alpha_1}{\partial I}$, $\frac{\partial \alpha_2}{\partial I}$, $\frac{\partial$

Ce résultat, en conformité avec l'expérience, nous conduit à penser que, pour la plupart des thyristors, l'effet d'avalanche à l'amorçage est peu important, le courant de fuite ayant alors un rôle prépondérant.

La simulation des caractéristiques de tension, avec et sans effet d'avalanche, à l'aide du modèle à deux transistors doit contribuer à la vérification de cette hypothèse.

3.8. MODELES UNIDIMENSTIONNELS DE THYRISTORS AVEC ET SANS EFFET D'AVALANCHE

Nous avons réalisé le montage du modèle à deux transistors, en ajoutant, comme le montrent les figures 3.10.a) et (3.10.b), soit une diode Zener D_{Z4} permettant de traduire un effet d'avalanche au niveau de la jonction centrale, soit une résistance R_3 pour simuler le courant de contournement de la même jonction.





- <u>Figure 3.10</u>.- Modèles unidimensionnels du thyristor avec (a) et sans (b) effet d'avalanche.

De plus, chaque dispositif comprend deux résistances R_1 et R_2 dans les deux circuits de base de manière à obtenir, comme dans les thyristors, des gains α_1 et α_2 réduits pour les faibles valeurs du courant I. Leurs valeurs ont été choisies de façon à obtenir pour les coefficients α_1 et α_2 des valeurs aussi proches que possible de celles rencontrées dans l'élément à 4 couches (§ 2.5.2.)





Les courbes I(U) correspondant à chacun de ces montages sont représentées figures 3.11 et 3.12.

Nous remarquons alors, en l'absence d'effet d'avalanche simulé, une meilleure concordance entre les allures des courbes I(U) obtenues à l'aide du modèle etcles courbes réellement observées.

3.9. CONCLUSION

L'étude de l'influence de la température sur la caractéristique de tension des thyristors, nous a permis la mise en évidence d'une possibilité d'amorçace sans effet d'avalanche et, par voie de conséquence, la simulation du fonctionnement statique à partir d'un modèle équivalent.

Toutefois, la structure PNPN est un élément de commutation. Il convient donc d'analyser son comportement en régime dynamique.C'est pourquoi nous avons envisagé une étude de l'établissement du courant permanent à travers la jonction centrale.

CHAPITRE IV

ETUDE DU REGIME DYNAMIQUE A L'AMORCAGE

PHENOLENE DE VARIATION DE SURFACE

IV. 1. INTRODUCTION

La compréhension des phénomènes physiques transitoires liés à l'amorçage des thyristors, doit nous permettre de compléter le modèle à deux transistors établis en régime statique.

On distingue habituellement deux types d'amorçage, l'un par dépassement de la tension de retournement U_{BO} , l'autre par accroissement du courant de grille.

Une étude simplifiée du premier mode nous amène à introduire dans le modèle une résistance équivalente au court-circuit d'émetteur, tandis que le second nous permet d'exprimer les variations du temps de délai, en fonction des paramètres caractéristiques de l'élément.

Enfin l'analyse du temps d'établissement à partir de la construction graphique décrite au paragraphe III.6 nous conduit à formuler des hypothèses sur la variation de surface de conduction au cours de la commutation.

IV.2.1. Influence de la capacité de la jonction centrale

La capacité C_J de la jonction centrale est, lorsque cette dernière est abrupte, donnée par la formule [18]:

$$C_{J} = \begin{bmatrix} \varepsilon \\ \frac{2\rho_{N} \mu_{N} U}{2\rho_{N} \mu_{N} U} \end{bmatrix}^{1/2} = \frac{A}{U^{1/2}}$$
(4.1)

où :

ε est la permittivité du matériau

 ρ_N et μ_N désignent la résistivité et l'épaisseur de la couche N₁

. U est égale à la tension appliquée U_A à laquelle il convient d'ajouter la tension de diffusion U_D.

Lorsque la tension aux bornes du thyristor u est variable, il en résulte la circulation d'un courant i d'expression :

$$i_{J} = \frac{dQ}{dt} = \frac{dC_{J}}{dt} u + C_{J} \frac{du}{dt}$$
(4.2)

En supposant l'application d'une rampe :

$$u = at$$
 (4.3)

la relation (4.2) devient :

$$i_{J} = \frac{1}{2} C_{J} \frac{du}{dt} = \frac{a A}{2\sqrt{at + U_{D}}}$$
(4.4)

L'intensité maximale I de ce courant à l'instant d'application de la tension u :

$$I_{J_{m}} = \frac{a A}{2\sqrt{U_{D}}}$$

est directement lié à la pente a de la rampe.

Le courant i_J engendre un accroissement des coefficients α_1 et α_2 , qui lorsqu'il est suffisant, entraine l'amorçage du thyristor.

Les figures 4,1-a et 4,1-b reproduisent les variations de :

- la tension u appliquée au thyristor y compris la résistance anodique insérée pour l'auiter le courant dès le blocage du thyristor
- la tension u_{Ak} aux bornes mêmes du thyristor.

Tant que la pente à reste inférieure à une certaine limite a_1 , le thyristor reste bloqué ; par contre si a > a_1 ($a_1 = 100 \text{ V/}_{\mu s}$, pour un thyristor T 115), cet élément devient conducteur.



- <u>Figure 4.1</u>. - Amorçage par action sur la vitesse de croissance de la tension appliquée aux bornes d'un thyristor T 115



Figure 4.2. - Représentation schématique de la disposition des court-circuits d'émetteur





- 43 -

Afin de rendre le thyristor moins sensible à un amorçage non contrôlé par $\frac{du}{dt}$, les constructeurs ont mis au point une nouvelle technique de fabrication dite à "court-circuit d'émetteur".

Il est créé, au niveau de la jonction J_2 , des points de courtcircuit constitués par des inclusions du type P reliant directement la zone P_2 au contact de la cath le (figure 4.2). Ces filets conducteurs dérivent une fraction du courant i₁ qui précédemment traversait en entier la jonction J_2 .

Cette modification de structure conduit à introduire une résistance R_C entre la base et l'émetteur du transistor T₂ du modèle équivalent (figure 4.3). Cette solution présente toutefois un aspect négatif caractérisé par une diminution du courant effectif de commande.

La figure 4.4. représente le relevé expérimental d'une caractéristique statique de grille $I_{G} = f(U_{Gk})$, le circuit d'anode n'étant pas alimenté. La valeur de R_{C} se déduit de la pente $\frac{1}{R_{C}}$ du segment 0.A.



IV.3. AMORCAGE PAR LE COURANT DE COMMANDE I

IV.3.1. Définition du temps d'amorçage

La conduction d'un thyristor ne se produit pas instantanément dès l'application à t = t_0 d'une impulsion rectangulaire de tension (figure 4.5-a) à l'électrode de commande. Il doit s'écouler un certain temps, appelé temps d'amorçage t_{on} (turn-on) que l'on décompose généralement en deux parties :

- un temps de retard, de déclenchement ou de délai (td)

- un temps d'établissement (tr)

Les quantités td et tr (figure 4.5-b) sont définies de la façon suivante :

- la première est le temps qui sépare l'instant t_o où est appliquée l'impulsion rectangulaire de tension, de durée suffisante, et le moment où la tension anodique a diminué de 10%

- la seconde correspond au temps mis par la tension anode cathode pour passer de 90% à 10% de sa valeur initiale.





Il est possible d'obtenir une valeur approchée du temps de délai t_d à partir du modèle initial à deux transistors (figure 2.2). Il importe donc de rappeler au préalable les conditions d'établissement du courant collecteur dans un transistor.

IV.3.2. Etablissement du courant collecteur dans un transistor

Le courant collecteur I d'un transistor PNP, par exemple, atteint sa valeur de régime permanent, donnée par la relation :

$$I_{c} = \alpha I_{F} + I_{CO} \tag{4.5}$$

à condition que sa base ait déjà reçu une quantité d'électricité $Q_B^{}$ d'expression [18]. :

$$Q_{\rm B} = \frac{1}{2} q P_{\rm e} . W$$
 (4.6)

où q, P_e, W désignent respectivement la charge de l'électron, la concentration des porteurs au niveau de l'émetteur et l'épaisseur de la base.

Si la relation (4.6) est satisfaite, le courant collecteur I_c a alors pour expression :

$$I_{c} = \frac{q D_{p} P_{e}}{W}$$
(4.7)

où D_n représente la constante de diffusion des trous.

En combinant (4.6) et (4.7), la charge emmaganisée Q_B peut être exprimée en fonction du courant collecteur :

$$Q_{\rm B} = \frac{I_{\rm c}}{\frac{2D}{W^2}}$$
(4.8)

Or la quantité $\frac{2D}{W^2}$ est égale à la pulsation de coupure ω du réseau d'entrée n

dans le schéma équivalent du transistor en montage base commune ; il vient donc :

$$Q_{\rm B} = \frac{I_{\rm c}}{\omega_{\rm n}}$$
(4.9)

En commutation, au moment où le courant collecteur atteint en régime saturé sa valeur maximale I_C pratiquement imposée par le circuit de charge, nous avons :

$$Q_{\rm B} = \frac{{}^{1}C_{\rm M}}{\omega_{\rm n}}$$
(4.10)

Le temps d'emmagasinage de la charge Q_B fixe donc le temps d'établissement du courant collecteur.

Nous allons appliquer cette condition aux transistors T_1 et T_2 du modèle équivalent.

IV.3.3. Détermination du temps de délai d'un thyristor

Nous admettrons que le transistor T_2 ne conduit que si une charge Q_2 est stockée dans sa base. Cette charge peut être fournie par un échelon de courant d'amplitude I_{B_2} pendant une durée t_2

$$Q_2 = I_{B_2} \cdot t_2$$
 (4.11)

De même le transistor T_1 devient conducteur lorsque un échelon de courant d'amplitude I_B a été appliqué à sa base durant un temps t_1 tel que :

 $t_{1} = \frac{I_{C_{M_{1}}}}{\omega_{n_{1}} I_{B_{1}}}$ (4.12)

Or, dans l'hypothèse où le transistor T_2 n'est pas saturé :

$$I_{B_{1}} = \beta_{2} I_{B_{2}} = \beta_{2} (I_{G} + I_{Co_{1}})$$
(4.13)

où I_G représente l'amplitude d'un échelon de courant appliqué à l'instant initial à l'électrode de commande du thyristor. et I_{CO_1} le courant de fuite du transistor T_1 , fonction de la température et de la tension appliquée entre A et K.

En tenant compte de l'épaisseur relative de la base des transistors T₁ et T₂ et sachant que la fréquence de coupure d'un transistor NPN est supérieure à celle d'un transistor PNP, il est possible d'admettre $\omega_n >> \omega_n$ ce qui entraine t₂ << t₁.

Le temps de délai a alors pour expression :

$$t_{d} \approx t_{1} = \frac{{}^{I}C_{M_{1}}}{{}^{\omega}n_{1}} {}^{\beta}2 (I_{G} + I_{CO_{1}})$$
(4.14)

Dans le cas où le transistor T_2 est saturé, le courant I_B_1 tend vers une intensité limite I_1 et t₁ admet pour valeur minimale :

$$t_{1} = \frac{{}^{1}C_{M_{1}}}{{}^{\omega_{n_{1}}} I_{1}}$$
(4.15)

IV.3.4. Vérification expérimentale

La difficulté d'attribuer des valeurs mêmes approchées aux caractéristiques $I_{C_{M_1}}$, ω_{n_1} , β_2 et I_{CO_1} des transistors fictifs constituant le thyristor, ne nous a pas permis d'effectuer une vérification directe de la loi établie.

Le contrôle a été effectué de la façon suivante : nous avons relevé (figure 4.6), pour un thyristor 2N 1777, les variations du temps de délai t_d en fonction du courant de grille I_G pour une tension anodique U_{AK} = 50 V ; sur le même graphique, nous avons reproduit la courbe vérifiant la relation (4.14) et passant par deux points particuliers de la courbe précédente.

- 48 -



La concordance des deux tracés nous conduit à considérer l'expression (4.14) satisfaisante d'autant plus qu'un calcul d'Arnould [1] aboutit à une formule analogue.

Après le temps de délai t_d et avant la mise en conduction complète du thyristor, s'écoule un second intervalle, appelé temps d'établissement t_r (figure 4.5). Pendant celui-ci, le fonctionnement de l'élément est étroitement lié au circuit extérieur et la surface active offerte au passage du courant augmente. Il n'est alors plus possible d'utiliser le schéma équivalent précédent.

IV.4. INTERPRETATION GRAPHIQUE DE LA VARIATION DE SURFACE CONDUCTRICE

IV.4.1. Existence du phénomène de variation de surface conductrice dans les thyristors

Deux constatations simples mettent en évidence ce phénomène de variation de surface conductrice.

Pendant l'amorçage, la tension et le courant ne s'établissent pas instantanément et une certaine puissance est dissipée (figure 4.7). Il peut arriver que le thyristor soit détruit bien que la puissance moyenne à dissiper soit relativement faible, et ce d'autant plus rapidement que la vitesse de croissance $\frac{di}{dt}$ du courant est élevée.

La seconde constation se déduit du tableau **I**V.8. donnant **p**our un même type de thyristor, l'intensité efficace permise, le courant de maintien I_H et le taux de croissance $\frac{dI}{dt}$ admissible. Son examen montre qu'à $\frac{dI}{dt}$ identique, le courant I_H est pratiquement indépendant du calibre, donc de la surface totale des jonctions.

- 50 -



FIGURE IV.7. - Représentation de la puissance dissipée dans un thyristor à l'amorçage.

TYPE	I _A	I _H mA	dI Α/μs
TM 504	4	30	20
2N 1843 A	16	30 20	20 20
TR 05 TK 1	25 55	20 50	20 50
TK 110 TK 140	110 140	50 50	50 50
TK 315	315	50	50

TABLEAU IV.8. - Influence du calibre sur la valeur du courant de maintien

 $\frac{dI}{dt}$ Α/_{μs} I A I_H TYPE mA TK 1 55 50 50 TK I F 55 200 75 TK 110 110 50 50 TK 110 F 110 200 100

<u>Tableau IV.9</u> - Influence de la vitesse de croissance du courant sur l'intensité du courant de maintien

Ces constations amènent à penser que la surface conductrice évolue au cours du temps pendant l'amorçage. D'autres considérations justifient cette hypothèse.

D'abord, la surface de la jonction centrale est toujours très importante, de quelques mm^2 à une trentaine de mm^2 . Il n'est donc pas possible d'obtenir une homogénéité parfaite dans la répartition des impure-tés.

Ensuite, le contact de l'électrode de commande étant la plupart du temps rapporté en un seul point, le thyristor est initialement conducteur au voisinage de celui-ci (figure 4.10). Il s'établit un gradient de densité de porteurs et la surface offerte au courant s'étend.

De plus, des perturbations locales du champ peuvent être produites par des nucléations telles que celles d'atomes de cuivre. La présence de dislocations favorise la fixation de ces inclusions.





Figure IV.10. - Représentation schématique de l'extension de la tâche d'amorçage dans un thyristor à gâchette latérale

Enfin W. SCHOCKLEY a suggéré, que même en l'absence de défauts localisés, il existe une distribution statistique de la concentration en impuretés. Ces phénomènes existent dans tous les semi-conducteurs.

IV.4.2. <u>Rappel des phénomènes de variations de surface dans</u> d'autres dispositifs à semi-conducteurs

Dans les diodes, cette distribution produit une variation de la tension d'avalanche, partiellement compensée, grâce au coefficient de température positif de la tension. En effet U_A est plus faible en un point, la densité de courant y sera beaucoup plus élevée qu'ailleurs, la température aussi, ce qui tend à atténuer cette fluctuation de U_A .

Dans les transistors, le phénomène est connu sous le nom de "seconde avalanche" [10] qui survient le plus malencontreusement dans le fonctionnement du transistor en montage émetteur commun. Il a été décrit pour la première fois en 1958 par THORNTON et SIMMONS.

Pour une intensité suffisamment élevée du courant d'avalanche, la tension émetteur collecteur décroît brusquement et se maintient à

- 53 -





- 54 -





- 55 -

une faible valeur. Cet effet très brutal produit un emballement thermique autoentretenu. Comme la durée du phénomène excède la constante de temps thermique du transistor ; celui-ci est toujours endommagé. Nous donnons figure 4.11 les caractéristiques d'un transistor avec effet de seconde avalanche.

IV.4.3. Construction graphique

Lorsque la surface de conduction évolue, la détermination graphique du para raphe 3.6 est encore applicable. Une construction, identique à celle de la figure 3.7, est effectuée en fonction, non pas du courant I dans le thyristor mais de la densité J de ce courant. Elle conduit à la courbe U(J) de la figure 4.12 (quadrant 2).

Pour l'obtention de la caractéristique réelle I(U), il convient alors d'ajouter le réseau de droites (quadrant 3) liant les intensités I et J pour diverses surfaces de conduction déterminées. Dans le quadrant 4 sont ainsi reproduites différentes caractéristiques statiques de tension à surface de conduction constante.

Nous nous proposons maintenant, lorsque le thyristor débite sur une résistance, d'examiner le déplacement du point de fonctionnement sur la droite de charge.

IV.4.4. Evolution de la surface conductrice lors d'un amorçage sur charge résistive

A la fin du temps de retard t_r , l'impulsion de commande a modifié la caractéristique I(U) du thristor de manière à l'amener tangente, au point M, à la droite de charge Δ (figure 4.13). Cette caractéristique (courbe Γ_0) représente celle du thyristor élémentaire n'englobant que la surface de conduction initiale S₀.

Soit H_0 le point de Γ_0 correspondant à l'état amorcé et I_0 le courant de saturation qui en résulte.

- 56 -



- 57 -

sur charge résistive

En réalité, dans l'état passant (I = I_1), le point de fonctionnement est en H_1 , sur la droite de charge Δ et à l'intersection avec l'axe des ordonnées si l'on néglige la chute de tension interne du thyristor.

Ce point H₁ appartient à la caractéristique fictive Γ_1 du modèle unidimensionnel de section S₁ égale à la surface réelle de conduction dans l'état passant. Le tracé de Γ_1 est effectué pour I = S₁ J

Il apparait alors que :

$$S_1 = S_0 \frac{I_1}{I_0}$$
 (4.16)

Considérons maintenant un point A de Δ entre H₁ et M et son ordonnée I_A, la courbe Γ du modèle unidimensionnel de section S_A passant par A. On a de même que précédemment

$$S_A = S_0 \frac{I_A}{I_A}$$

où I_A, est l'ordonnée du point A', appartenant à Γ_0 et de même abscisse que A.

En résumé, connaissant les courbes $\gamma(J)$ et $J_0(U)$ ainsi que la surface S_o correspondant au courant I_{G_0} , il est possible de prédéterminer les variations de surface de conduction durant l'amorçage d'un thyristor.

IV.5. CONCLUSION

L'étude dynamique de l'amorçage des thyristors montre d'une part l'insuffisance de la théorie classique, d'autre part l'importance des phénomènes de variation de surface. De plus elle suggère qu'il est possible de relier durant l'amorçage, la surface de jonction conductrice au courant qui la traverse. Ce résultat nous permettra, au chapitre suivant, d'élaborer .une méthode d'approche, au moins en première approximation, de la température de la jonction lors de la commutation.

- 58 -

CHAPITRE V

ETUDE DU COMPORTEMENT THERMIQUE D'UN THYRISTOR LORS DE L'AMORCAGE

V.1. Introduction

L'étude précédente a montré que pendant la phase d'amorçage d'un thyristor, la zone initialement conductrice était nécessairement limitée. Si le courant principal la traversant croît à une vitesse élevée, la tension aux bornes de l'élément peut rester importante, il en résulte une puissance énorme dissipée dans un volume restreint, d'où une élévation de température capable d'entrainer la fusion du silicium. Nous avons cherché une méthode permettant d'accéder, au moins en première approximation, à cette dernière. Si la mise en équation du système est simple, sa résolution impose l'étude de la propagation de la zone conductrice, ce qui n'a pu être établí qu'empiriquement. Quant à la vérification expérimentale qui n'a pu être faite au laboratoire, nous nous contenterons d'en énoncer les grandes lignes.

V.2. Mise en équation du thyristor du point de vue thermodynamique

Comme dans tout système thermodynamique, la température T est définie par la relation classique :

$$dT = K \Delta T + Q$$
$$dt$$

(5.1)

dans laquelle

- ρ est la masse volumique du matériau considéré
- C sa chaleur massique
- 🕆 K sa conductivité thermique
- ΔT le Laplacien de la température
- Q la quantité de chaleur fournie au semi-conducteur par unité de volume et de temps.

- 60 -

Cette quantité de chaleur peut être mise sous la forme

$$Q = \frac{p(t)}{J h s(t)}$$
(5.2)

où h est la hauteur de la pastille de silicium

J la valeur de l'équivalence joules calories p(t) la puissance électrique fournie à l'instant t pendant l'unité de temps s(t) la surface conductrice de la jonction J₂ au même instant.

Ce qui donne :

$$\int_{D} C \frac{dT}{dt} = K_{\Delta}T + \frac{p(t)}{J h s(t)}$$
(5.3)

Pour résoudre cette équation, il est donc nécessaire de connaître la loi d'évolution de la surface en fonction du temps. Une approche théorique, n'a pas permis, jusqu'à présent, d'en établir une satisfaisante. C'est pourquoi nous avons cherché une loi empirique permettant de poursuivre plus avant le calcul.

5.3. Calcul de la température de jonction du thyristor en commutation

5.3.1. Etude de la propagation de la zone conductrice sur toute la surface du thyristor

Contrairement au phénomène d'amorçage primaire, la vitesse de propagation de la zone fermée dans le reste du dispositif est indépendante du circuit de déclenchement. Elle est fonction de la technologie du thyristor.

On peut retenir trois possibilités de mise en équation :

a) lier la surface conductrice à la tension anodique instantanée (17)

Pour ce faire, on définit le rapport de la surface conductrice à la surface utile et on le considère comme approximativement égal au rapport de la tension aux bornes du thyristor en régime permanent U∞ et la tension instantanée pour la même intensité.

$$\frac{s(t)}{S^{\infty}} = \frac{U^{\infty}}{U(t)}$$
(5.4)

La présence du terme U[∞], qui ne peut être mesuré qu'en fonctionnement statique, rend cette solution peu satisfaisante pour la poursuite du calcul précédent.

Elle permet cependant par des expériences simples, de tirer des conclusions importantes, et notamment que la contrainte χ la plus dure, caractérisée par le rapport entre la puissance dissipée et la surface conductrice a lieu pendant les premières microsecondes.

$$\chi = \frac{p(t)}{s(t)}$$
(5.5)

b) adopter une loi arbitraire

Le thyristor possède la plupart du temps, une géométrie à section circulaire. La figure 5.1. reproduit l'évolution de la surface conductrice pour deux éléments, l'un à gâchette centrale (a), l'autre à gâchette latérale (b).

Figure 5.1 - Représentation schématique de la section d'un thyristor à gâchette centrale (a) et à gâchette latérale (b)

- 61 -

L'expression de cette surface est donc donnée, en désignant par r son rayon, respectivement par les relations :

$$s(t) = \pi |r(t)|^2$$
 (5.6)

$$\mathbf{s}(\mathbf{t}) \simeq \frac{\pi}{2} |\mathbf{r}(\mathbf{t})|^2 \tag{5.7}$$

A l'amorçage, il est logique d'envisager une propagation linéaire du front de l'onde et donc d'écrire

$$r(t) = Vt + r_{o}$$
 (5.8)

dans laquelle r_0 est le rayon de la tâche d'amorçage, qui dépend essentiellement de la nature du courant de gâchette, de la température et de la structure du thyristor.

On obtient dans le cas d'une gâchette centrale,

$$(t) = \pi |vt + r_0|^2$$
 (5.9)

C'est la loi simple qui a été utilisée en particulier par SAEGUSA, TANAKA et MASUDA [15].

L'étude faite au chapitre précédent, nous a conduit à établir l'équation, valable uniquement au moment de la commutation

$$s(t) = \frac{i(t)}{I_{So}} S_{o}$$
 (5.10)

dans laquelle

So est la surface de la tâche d'amorçage

i(t) l'intensité à l'instant t

I l'intensité, à même tension, du point de la caractéristique statique tracée pour une surface So.

5.3.2. Calcul de la température

Le temps de commutation étant très court nous pouvons supposer la propagation de la chaleur en surface négligeable :

$$K\Delta T \simeq o$$
 (5.12)

Le relation 5.3 devient :

$$\rho C \frac{dT}{dt} = \frac{p(t)}{J h s(t)}$$
(5.13)

Nous avons effectué le calcul dans les deux derniers cas envisagés en supposant des variations linéaires de la tension et du courant pendant la commutation, comme le représente la figure 5.2.

Il vient :

$$i = \frac{di}{dt} t = kt$$
(5.14)

$$u = U_A (1 - \frac{t}{t_f})$$
 (5.15)

5.3.2.1. La variation de s(t) est donné par l'expression :

$$s(t) = \pi |V.t + r_0|^2$$

En reportant les égalités (5.9) (5.14) et (5.15) dans l'équation (5.13) on obtient :

$$\rho C \frac{dT}{dt} = \frac{k U_A (1 - \frac{t}{t_f}) t}{J (V t + r_o)^2 h \pi}$$
(5.16)

Figure 5.2. - Représentation schématique des variation du courant et de la tension pendant la commutation

- 64 -

- 65 -

soit :

$$T_{t} - T_{o} = \frac{U_{A}}{Jh \rho C \pi V^{2} t_{f}} k \int_{0}^{t} \frac{t_{f} t - t^{2}}{(t + \frac{r_{o}}{V})^{2}}$$
(5.17)

où T_t représente la température à l'instant t

 T_o représente la température à l'instant initial

L'intégration nous conne :

$$T_{t} - T_{o} = \frac{U_{A}k}{Jh \rho C\pi V^{2} t_{f}} \left(-t + (t_{f} + \frac{2r_{o}}{V}) Log \left(\frac{tV}{r_{o}} + 1\right) - \frac{r_{o}}{(V} + t_{f}) \frac{t}{t + \frac{r_{o}}{V}} \right)$$

soit, en posant :

$$\frac{1}{Jh \rho C\pi} = A \text{ et } \frac{r_o}{v} = a : \qquad (5.18)$$

$$T_{t} - T_{o} = \frac{A U_{A}}{v^{2} t_{f}} k \left(-t + (t_{f} + 2a) Log \left(\frac{t}{a} + 1 \right) - (a + t_{f}) \frac{t}{t + a} \right)$$
(5.19)

Au cours de la commutation, la température passe par un maximum T_M pour t = t_f soit :

$$T_{M} - T_{O} = \frac{A U_{A} k}{V^{2}} \left((1 + \frac{2a}{t_{f}}) Log (\frac{t_{f}}{a} + 1) - 2 \right)$$
 (5.20)

Les valeurs couramment attribuées à V et r_o sont respectivement de 5×10^{-3} cm/µs et 2×10^{-2} cm environ. Pour des valeurs de t_f inférieures à l µs, ce qui est très courant le rapport $\frac{t}{a}$ est toujours inférieur à 0,2 ; nous pouvons développer le logarithme en sèrie au voisinage de zéro. On obtient ainsi en se limitant au premier ordre :

$$T_{t} - T_{o} = \frac{A U_{A}}{V^{2} t_{f}} kt \left(1 + \frac{t_{f} t_{f} - a^{2}}{a (t + a)}\right)$$
 (5.21)

ou :

$$T_{t} - T_{o} = \frac{U_{A}}{Jh \rho C \pi t_{f} V^{2}} k t (1 + \frac{t \cdot t_{f} V^{2} - r_{o}^{2}}{r_{o} (Vt + r_{o})})$$
(5.22)

et :

$$T_{M} - T_{O} = A k U_{A} \frac{t_{f}}{v^{2}}$$
 (5.23)

ou :

$$T_{M} - T_{o} = \frac{U_{A}}{Jh \rho C \pi} k \frac{t_{f}}{v^{2}}$$
 (5.24)

Remarque

Dans le cas d'un récepteur ohmique ;

$$U = U_A - Ri$$

ce qui impose :

$$t_{f} = \frac{U_{A}}{R k}$$
(5.25)

Les relations précédentes deviennent :

$$T_{t} - T_{o} = \frac{R k^{2}}{Jh \rho C \pi V^{2}} t \left(1 + \frac{\frac{U_{A}}{kR} t V^{2} - r_{o}^{2}}{r_{o} (Vt + r_{o})} \right)$$
(5.26)
$$T_{M} - T_{o} = \frac{\frac{U_{A}^{2}}{RJh \rho C \pi V^{2}}$$
(5.27)

j٨,

- 66 -

(5.27)

relation

$$s(t) = \frac{i(t)}{I_{s_{o}}} S_{o}$$
 (5.10)

Le calcul, identique au précédent, conduit à :

$$T'_{t} - T_{o} = \frac{1}{Jh \rho C} \int_{0}^{t} \frac{u(t) i(t)}{s(t)} dt$$
 (5.28)

soit, en supposant I_{S_o} très peu variable :

$$\mathbf{T'_t} - \mathbf{T_o} = \frac{\mathbf{I_S_o}}{\mathbf{Jh \ \rho C \ S_o}} \int_{0}^{t} \mathbf{U}(t) \ dt \tag{5.29}$$

Cette formule présente l'intérêt de s'appliquer quelle que soit la nature de la charge anodique, et de permettre une évaluation de la température maximale de jonction au cours de la commutation par simple observation à l'oscilloscope de la tension anodique. L'intégration peut être faite à l'aide d'un planimètre.

Si:

$$u(t) = U_A (1 - \frac{t}{t_f})$$
 (5.15)

l'intégration nous donne :

 $T'_{t} - T_{o} = \frac{I_{S_{o}}}{Jh \rho C S_{o}} (U_{A} t - \frac{U_{A} t^{2}}{2 t_{f}})$ (5.30)

et la valeur maximale de la température a pour expression :

$$T'_{M} - T_{o} = \frac{I'_{S_{o}}}{Jh \rho C S_{o}} \left(\frac{U_{A} t_{f}}{2}\right)$$
 (5.31)

Lorsque le circuit est purement résistif, on obtient :

$$T'_{t} - T_{o} = \frac{{}^{1}S_{o}}{Jh_{\rho}CS_{o}} (U_{A}t - \frac{Rkt^{2}}{2})$$
 (5.32)

- 68 -

- 69 -

(5.32)

et

$$T'_{M} - T_{o} = \frac{I_{S_{o}} U^{2}_{A}}{Jh C S_{o} k R}$$

5.4. Dispositifs pour la mesure de la température

Quelle que soit la méthode, la mesure de la température de la jonction demande un appareillage très complexe. Nous pouvons distinguer deux types de mesures ; les mesures directes et les mesures indirectes.

5.4.1. Mesures directes

a) Analyse de bruit (6)

Elle consiste à mesurer et à analyser harmoniquement le bruit acoustique émis par le thyristor au moment de l'amorçage. Ce bruit est fonction des contraintes mécaniques subies par le cristal, donc de la température atteinte par celui-ci. C'est une méthode intéressante mais, difficile à mettre en oeuvre.

b) Analyse des radiations infrarouges (1)

L'examen des radiations infrarouges émises au voisinage de la gâchette pendant la commutation, est sans doute la meilleure méthode ; elle est utilisée dans les laboratoires de la Société Silec. Elle nécessite la possession d'un microscope infrarouge dont nous donnons le schéma figure 5.3 et oblige à opérer sur un thyristor ouvert. Nous donnons au paragraphe suivant les résultats d'une mesure effectuée à l'aide de ce dispositif.

5.4.2. Mesures indirectes

a) Mesure de la tension anode cathode

Elle consiste à mesurer la tension entre l'anode et la cathode, le dispositif étant conducteur, sitôt l'amorçage terminé. Ce procédé est valable pour une mesure de valeur moyenne.


Figure 5.4 - Schéma de principe du "thyristor turn off control" de la société L.E.M.



fonction de la température

BUS

b) mesure du temps d'extinction

Le temps de désamorçage (turn off) noté toff est le temps qui s'écoule entre l'instant où le courant principal s'est annulé et l'instant où la réapplication d'une tension directe sous une vitesse déterminée inférieure à une limite également fixée peut se faire sans réallumage direct spontané. Ce temps de désamorçage dépend entre autre de la température T. Sur la figure 5.5. nous avons représenté les variations typiques de toff en fonction de T. Ce relevé a été effectué à l'aide d'un "thyristor turn off Centrol" de la société L.E.M. de Genève et dont nous donnons le schéma de principe figure 5.4. C'est avant tout un appareil industriel de contrôle, qui n'a pas été prévu pour mesurer le temps de désamorçage quelques microsecondes après un amorçage.

5.5. Comparaison des résultats théoriques et expérimentaux

Ne disposant pas, au laboratoire d'appareil adapté à la mesure de la température, nous avons utilisé, des mesures effectuées dans les laboratoires de la société Silec, à l'aide d'un microscope infrarouge, sur un thyristor 25 Ampères efficaces [5].

Nous donnons sur la figure 5.6 les courbes u(t) et i(t) relevées pendant l'essai. La figure 5.7 représente l'évolution, en fonction du temps, de la température mesurée au microscope.

Nous avons ensuite tracé (figure 5.8), à l'aide d'un planimètre la courbe $\int_{0}^{t} u(t) dt$. Nous avons considéré que la première microseconde correspondait au temps de délai et donc ne devait pas être comptée.

Le coefficient multiplicateur K = $\frac{Io}{S_o \rho C h}$ a été calculé avec les valeurs données ci-dessous par CASUT.

$$\frac{10}{S_{o}} = 30.000 \text{ A/cm}^{2}$$

$$h = 0,012 \text{ cm}$$

$$\rho = 2,33 \text{ g/cm}^{3}$$



Figure 5.6 - Relevé de la tension et du courant aux bornes du thyristor pendant l'amorçage



Figure 5.7 - Relevé expérimental au microscope infrarouge de la température de jonction pendant la commutation.

- 73 -



Figure 5.9 - Courbes théorique et expérimentale de la variation de la température de jonction du thyristor pendant les premières microsecondes.

d'où :

$$K = \frac{Io}{S_0 h C} = 1,5 \times 10^6 \frac{A C}{j}$$

Il nous est ainsi possible de tracer $T = K \int_{0}^{t} u(t) dt$. Sur figure 5.9 et de comparer avec le relevé expérimental.

On obtient ainsi une variation de la température voisine à celle mesurée, cette dernière étant toutefois décalée de 9 µs par rapport à la courbe théorique. Ce décalage correspond vraisemblablement au temps de réponse du système de mesure.

5.6. Conclusion

Cette étude montre qu'il est possible d'évaluer, en première approximation, la température atteinte par le cristal lors de l'amorçage. Après amélioration de la précision des déterminations expérimentales, il serait alors intéressant de reprendre le calcul en tenant compte de la propagation de la chaleur à travers le semi-conducteur et donc de résoudre l'équation complète donnée au début de ce chapitre.

CONCLUSION -=0000000=-

La théorie classique relative à l'amorçage nous a permis une prédétermination graphique de la caractéristique statique de tension d'un thyristor. De l'étude des variations, notamment du courant de retournement, en fonction de la température, nous avons déduit la contribution des différents paramètres influençant la commutation. Nous avons mis en évidence une possibilité d'amorçage sans effet d'avalanche, le courant de fuite ayant un rôle prépondérant.

Analysant ensuite le comportement dynamique du thyristor, nous avons d'abord établi une valeur approchée du temps de délai à partir du modèle à deux transistors puis introduit, pendant le temps d'établissement du courant anodique, le phénomène de variation de la surface conductrice dont nous avons estimé l'évolution, à l'aide de la construction graphique précédente, lors d'un amorçage sur charge résistive.

L'échauffement du thyristor étant lié à la section offerte au courant, lui même évolutif avec une vitesse de croissance $\frac{di}{dt}$ fonction de la charge, nous avons, pour terminer, procédé à une détermination simplifiée de l'élèvation de la température de la jonction. Cette dernière étude demanderait, pour une meilleure connaissance de la tenue en $\frac{di}{dt}$ d'un thyristor, une amélioration de la précision des relevés expérimentaux et un calcul plus poussé tenant compte de la propagation de la chaleur dans le semiconducteur.

ާ§

SOMMAIRE

-=0000000=-

INTRODUCTION

CHAPITRE I LE THYRISTOR - DEFINITIONS ET RAPPELS TECHNOLOGIQUES

I.I. Introduction	1
I.2. Modèle unidimensionnel	1
I.3. Considérations technologiques succintes	1
I.4. Caractéristique statique de tension d'un thyristor	3
I.5. Relevé expérimental de la caractéristique statique I(U)	5
I.6. Conclusion	7

CHAPITRE II THEORIE CLASSIQUE DE L'AMORCAGE DES THYRISTORS

II.1.	Introduction	8		
II.2.	Expression du courant anodique	8		
II.3.	3. Modèle équivalent à deux transistors			
II.4.	Effet d'avalanche	12		
11.5.	5. Influence de la structure et du courant sur les			
	coefficients α_1 et α_2			
	II.5.1. Cas du transistor			
	II.5.2. Cas du thyristor			
II.6.	Condition d'amorçage	16		
II.7.	Détermination graphique de la caractéristique	17		
	de tension du thyristor			
II.8.	Conclusion	21		

CHAPITRE IIIETUDE DE LA CARACTERISTIQUE DE TENSION DESTHYRISTORS AVEC OU SANS EFFET D'AVALANCHE

	III.1.	Introduction	22
	III.2.	Variations en fonction de la température du courant	22
		de retournement et de la caractéristique de tension	
	III.3.	Prédétermination des variations de la caractéristique	24
		statique en fonction de la température	
	III.4.	Vérification expérimentale de l'évolution qualitative,	26
		en fonction de la température, des coordonnées du point	
		de retournement de la caractéristique statique	
	III.5.	Influence du phénomène d'avalanche	30
		sur la caractéristique de tension	
	III.6.	Prédétermination graphique de la caractéristique	32
		statique en l'absence d'effet d'avalanche	
	III.7.	Variation en fonction de la température du nouveau	35
		courant de retournement	
	111.8.	Modèles unidimensionnels de thyristors avec et	35
		sans effet d'avalanche	
	III.9.	Conclusion	39
CHAPITRE	IV. ET	UDE DU REGIME DYNAMIQUE DE L'AMORCAGE -	
	PH	ENOMENE DE VARIATION DE SURFACE	
	IV.1.	Introduction	40
	IV.2.	Amorçage du thyristor par variation	41
		de la tension anodique	
		IV.2.2. Réduction des effets du courant I $_{\rm J}$	
		court circuit d'émetteur	
	IV.3.	Amorçage par le courant de commande I _G	45
•		IV.3.1. Définition du temps d'amorçage	
		IV.3.2. Etablissement du courant collecteur	
		dans un transistor	
		IV.3.3. Détermination du temps de délai	
		d'un thyristor	
		TV 3 / Vérification emérimentale	

IV.3.4. Vérification expérimentale

10.4. Interpretation graphique de la variation de surface				
	conductrice			
	IV.4.1. Existence du phénomène de variation			
	de surface conductrice dans les thyristors			
	IV.4.2. Rappel des phénomènes de variation de surface			
	dans d'autres dispositifs à semi conducteurs			
	IV.4.3. Construction graphique			
	IV.4.4. Evolution de la surface conductrice lors			
	d'un amorçage sur charge résistive			
IV.5. Conclusion				
CHAPITRE V ETU	DE DU COMPORTEMENT THERMIQUE D'UN THYRISTOR			
LOR	S DE L'AMORCAGE			
V.1.	Introduction	59		
V.2. Mise en équation du thyristor du point de vue				
	thermodynamique			
v.3.	Calcul de la température de jonction	60		
	du thyristor			

V.3.1. Etude de la propagation de la zone conductrice sur toute la surface du thyristor

V.3.2. Calcul de la température

V.4. Dispositifs pour la mesure de la température 69
V.4.1. Mesures directes
V.4.2. Mesures indirectes

V.5.	Comparaison	des	résultats	théoriques	et	expérimentaux	72
V.6.	Conclusion						75

CONCLUSION

50

BIBLIOGRAPHIE

ARNOULD "Amélioration des paramètres de commutation des thyristors au silicium-Darlistor"
 Thèse présentée à la Faculté des Sciences d'Orsay, le 26 Juin 1970

2 J.L. AVENTINI

"Ce qu'il faut savoir sur le $\frac{dv}{dt}$ des thyristors" E.M.I. 151, 15 Février 1972, 33-40

3 BRICHANT

"Le thyristor - Principes et caractéristiques" Entreprise moderne d'édition, 1967

4 J. BUDINSKY

"Techniques of transistor switching circuits"

5 J.P. CASUTT

"Contribution à l'étude des phénomènes liés aux gradients de courant élevés dans les thyristors. Application à une structure intégrée à amplification de gâchette de performances élevées" Thèse de 3° cycle, Paris-Sud 1972

6 B.V. CORDINGLEY

"An acoustic technique for studying thyristor turn on action and $\frac{dI}{dt}$ capacibility" - Proc. I.E.E.E. 58, N° 1, Janvier 1970, 139-140

7 R.M. DAVIS

"Power diode and thyristor circuits" Cambridge University Press, 1971

8 G. DUMAS

"Possibilité des structures P.N.P.N. dans le développement des dispositifs de puissance"

9 R.F. DYER

"Parameters for inverter applications"

S.C.P. and Solid State Technology, Avril 1965, 15-17

10 H. GAUDEL

"Etude du second claquage des transistors" C et T, n° 4, 1969

11 M. GAUDRY

"Les thyristors" - Bibliothèque Technique Philips, 1965

12 J.F. GIBBONS

"Graphical analysis of the V.I. caracteristics of generalized p-n-p-n devices" Proc. I.E.E.E., 55, 1366, 1967

13 A.W.J. GRIFFIN and R.S. RAMSHAW

"The thyristor and its applications" Moderne Electrical Studies, 1965

14 G. MAGGETTO

"Le thyristor, definitions, protection, commande" Presses Universitaires de Bruxelles, 1971

[15] K. MASUDA, M. SAEGUSA, H. TANAKA "The dI/dt ratings of thyristors" Review of the electrical communication Laboratory, 15, N° 5-6, Mai-Juin 1967, 343-352

16 B. MERCIER, J.M. PETER

"Les thyristors de puissance, technologie et applications industrielles"

Revue générale de l'Electricité, 80, N° 6, Juin 1971, 496-508

17 J.M. PETER

"La pratique des thyristors, les caractéristiques et leurs interprétations"

Electronique industrielle, Avril 1970, 159-165

18 PETITCLERC

"Electronique Physique des Semi-conducteurs" Gauthier-Villars/Editions du Tambourinaire, 1962

19 D. PICCONE, T. SOMOS

"Behavior of thyristors under transient conditions" Proc. I.E.E.E., 55, N° 8, Août 1967, 1306-1311

20 S.C.R. MANUAL

4° édition, General electric, 1967

21 SIKEDA TARAKI

"The $\frac{dI}{dt}$ capability of thyristors" Proc. I.E.E.E., 55, N° 8, Août 1967, 1301-1304

22 T. SOMOS

"Switching Characteristic of silicon power controlled rectifiers turn off action and $\frac{dv}{dt}$ self switching" Novembre 1964

23 SZE

"Physics of semiconductor devices"

Wiley, 1969

