

SUR LE PROBLÈME DU „CLAQUAGE“ DES DIODES A  
SEMI-CONDUCTEURS POLARISEES EN DIRECT\*

D. Tjapkin et Đ. Bugarinović

(Reçu le 5 mars 1963)

1. INTRODUCTION

W. W. Tyler [1] a le premier constaté le phénomène de „claquage“ de diodes polarisées en direct, c.-à-d. le phénomène de résistance négative du type  $S$  (et non du type  $N$  comme dans la diode tunnel). L'augmentation de la température provoque la diminution de la tension de „claquage“. L'Auteur a constaté que le phénomène de „claquage“ se produit par la modulation de la résistivité de la base du germanium.

Lebedev, Stafeev et Tutchkevitch [2] ont étudié plus profondément ce phénomène sur les diodes avec impuretés d'or. Dans ce cas aussi, le phénomène de „claquage“ disparaissait à la température ambiante. Stafeev [3] a étudié le rôle de la résistance de la base, existant du fait d'une épaisseur finie du semi-conducteur dans les diodes réelles, sur la caractéristique  $U-I$  aux niveaux d'injection forts et faibles. En appliquant les résultats de ces études, Stafeev [4] a réalisé des diodes dans lesquelles le „claquage“ existait, même à la température ambiante. La résistance négative a pu être modifiée par le champ magnétique ou la lumière. Karakuchan et Stafeev [5] ont utilisé ce phénomène pour développer la *magnéto-diode*, dont le courant direct se modifie en fonction du champ magnétique appliqué.

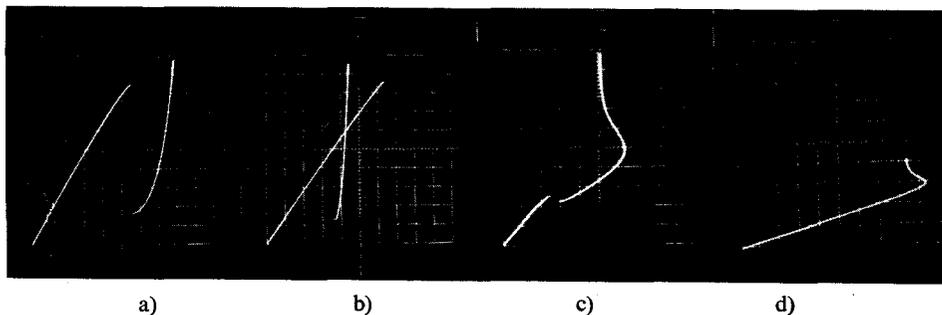


Fig. 1.

Le phénomène de „claquage“ dans les diodes au silicium a été constaté par Alferov et Yarv [6]. Melngailis et Rediker [7] ont pu constater le même phénomène dans  $InSb$  à la température de l'air liquide. Leurs expériences ont prouvé que le phénomène de résistance négative du type  $S$  est provoqué par l'injection des porteurs minoritaires. Michelitch [8] a obtenu

\* Une partie de cet article a été communiquée à la VII-ème Conférence d'ETAN (nov. 1962 à Novi Sad), où un prix lui a été décerné.

un élément en jonction p-n dégénérée et non-dégénérée dont la caractéristique U-I manifeste le phénomène de résistance négative du type *S* (voir fig. 1 d). Il n'a pas expliqué la nature de ce phénomène, mais il a considéré que le phénomène de résistance négative est probablement une conséquence de la multiplication des porteurs par avalanche.

Les éléments à résistance négative peuvent avoir des applications diverses. La forte sensibilité — photo et magnétique — permet l'application de ces diodes à la détection du rayonnement électro-magnétique et à la mesure des champs magnétiques constants et variables. De plus, elles peuvent être utilisées comme oscillateurs et amplificateurs. La tension et le courant de „claquage“, ne sont, en principe, pas limités comme c'est le cas pour les diodes tunnel.

Lors des essais avec des diodes tunnel, qui ont eu lieu au Département de semi-conducteurs de l'Institut de recherches chimiques et métallurgiques à Beograd, on a pu constater des anomalies de la caractéristique U-I, qui sont représentées sur la fig. 1.

Les quatre exemples montrent une diminution de la résistance de base, produisant aussi une résistance négative du type *S* (fig. 1 c et d); l'abscisse—tension (U), l'ordonnée—courant (I).

Ces caractéristiques anormales nous ont donné l'idée d'étudier de près les conditions quantitatives du „claquage“.

## 2. LES CAUSES DU PHENOMENE DE „CLAQUAGE“

Le „claquage“ en direct, c.-à-d. le phénomène de résistance négative du type *S* se présente dans le cas où la chute de tension dans le matériau hors de la jonction p-n ne peut pas être négligée, le courant d'injection modulant la résistivité de la base. Cette modulation de la résistivité peut être la conséquence de causes diverses. La cause prépondérante dépend du matériau, ainsi que de la géométrie des éléments particuliers.

a. — L'augmentation de *température* provoquée par la dissipation peut entraîner une augmentation du nombre des porteurs, et par conséquent, une diminution de la résistivité du matériau. Ce phénomène étant lent, les applications possibles basées sur ce phénomène, sont très limitées.

b. — En principe, la modulation de la résistivité de la base peut être effectuée par multiplication des porteurs par *ionisation*. Cette multiplication n'existe qu'avec un champ électrique assez élevé. En sens direct, le champ électrique n'atteint pas des valeurs suffisantes, et c'est pourquoi, dans le cas que nous considérons, il ne faut pas en tenir compte.

c. — La variation de la résistivité peut être provoquée par l'*injection* de porteurs minoritaires. L'augmentation de la concentration des porteurs minoritaires module la concentration des porteurs majoritaires, ce qui, en somme, diminue la résistivité. La variation de la concentration des porteurs minoritaires peut aussi influencer la durée de vie des porteurs minoritaires et la mobilité\* des porteurs minoritaires et majoritaires, ce qui provoque un changement de la répartition des porteurs minoritaires dans la base et de la résistivité.

d. — La *résistance parallèle* (*R* sur fig. 3) peut être causée par des impuretés superficielles sur les jonctions p-n, par des contacts ohmiques à la surface et à l'intérieur de la jonction. La diode tunnel peut être représentée comme une diode sans effet tunnel, avec un courant d'injection et une résistance en parallèle variable, représentant la partie de courant tunnel. L'effet de la résistance parallèle augmente la modulation de la base provoquée par l'injection.

\* Dans la suite il sera supposé que  $\mu_p$ ,  $\mu_n$ ,  $D_p$  et  $D_n$  ne dépendent pas de la concentration, c.-à-d. du courant de la jonction, bien qu'il serait intéressant de reconsidérer ce problème en particulier.

### 3. EVALUATION THEORIQUE DES CONDITIONS DE „CLAQUAGE“

Ne tenant pas compte du „claquage“ thermique et du „claquage“ par ionisation, nous allons prendre en considération les deux seuls mécanismes possibles: la modulation de la résistivité de la base par injection et l'effet de la résistance parallèle (voir al. 2 c et d).

#### 3.1. — Modulation de la résistivité

a. — Nous nous proposons d'étudier une jonction p-n *asymétrique\** ( $P \gg N$  ou  $N \ll P$ ), et pour fixer les idées, nous allons supposer que la concentration  $P$  des impuretés accepteurs en région  $p$  est plus grande que la concentration  $N$  des donneurs en région  $n$ . Donc, on aura d'après la fig. 2:

$$(1) \quad P \gg N, \text{ ce qui donne } J_p(0) \gg J_n(0),$$

où  $J_p(x) = J_p$  et  $J_n(x) = J_n$  sont les densités de courant des trous (c.-à-d.) des électrons en région  $n$ .

Supposant une répartition des impuretés *homogène*, pour le cas *stationnaire* et *unidimensionnel* à partir de l'équation de continuité et des expressions pour le courant  $J_p$  et  $J_n$ , on obtient facilement [3]:

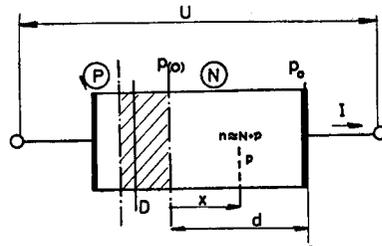


Fig 2.

$$(2a) \quad \frac{d^2 p}{dx^2} + (b-1) \cdot Q(p) \cdot \left(\frac{dp}{dx}\right)^2 - \frac{J}{e D_p} \cdot Q(p) \cdot \frac{dp}{dx} - \frac{1}{D_p \tau_0 b} \cdot R(p) = 0$$

ou

$$(2b) \quad Q(p) = \frac{N}{(2p+N)[(b+1)p+bN]}, \quad Q(y) = \frac{1}{(1+2y)[(b+1)y+b]};$$

$$(2c) \quad R(p) = \frac{(p-p_0)[(b+1)p+bN]}{(\tau/\tau_0)(2p+N)}, \quad R(y) = \frac{y[(b+1)y+b]}{(\tau/\tau_0)(1+2y)};$$

$b = \mu_n/\mu_p = D_n/D_p$  — rapport des mobilités des électrons et des trous, c.-à-d. rapport des coefficients de diffusion des électrons et des trous en région  $n$  (supposant que la relation d'Einstein reste valable);

$p(x) = p$  — concentration des trous eu région  $n$  ( $p_0$  — concentration d'équilibre);

$\tau(p-p_0) = \tau$  — durée de vie stationnaire des trous en région  $n$ ;

$\tau_0 = \tau(0)$  — durée de vie aux injections faibles;

$$J = J_p + J_n \neq f(x).$$

\* Une étude sur les jonctions p-n presque symétriques est en préparation par l'un des auteurs (D. T.).

b. — De l'équation (2 a) il faut obtenir la relation  $U(J)$  sous la forme la plus générale, et d'après le critère

$$(3) \quad \frac{dU}{dJ} < 0, \text{ c.-à-d.} \quad (\text{voir fig. 2 et 3}) \quad \frac{dU_s}{dJ} + \frac{dU_d}{dJ} < 0,$$

établir les conditions de „claquage“ par modulation de la résistivité de la base ( $R = \infty$  sur fig. 3). Stafeev a déduit [3] la relation  $U(J)$  en supposant que le deuxième et le troisième membre en (2 a) peuvent être négligés, que

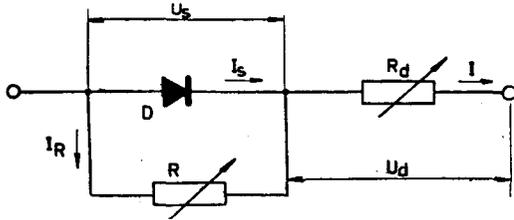


Fig. 3.

$\tau = \tau_0 \neq f(p)$  et qu'on a, soit  $p \gg N$  ou  $p \ll N$ . Il est bien évident, qu'à partir de telles solutions on ne peut obtenir les conditions pour le „claquage“, puisque nous tenons à étudier justement la partie des caractéristiques  $U-I$  où la modulation de la résistivité peut dépendre exactement de la variation de  $p$ , tandis que nous ignorons com-

plètement si la condition  $p \gg N$  est valable, et c'est pourquoi la solution de (2 a) doit être différente.

Nous allons supposer que  $N \gg p_0$ , ce qui est le cas pour tous les matériaux de base (région  $n$ ) avec une résistivité non intrinsèque. En introduisant la notation :

$$(4) \quad y = \frac{p-p_0}{N}; \quad p = Ny + p_0; \quad p'' = \frac{d^2 p}{dx^2} = N \frac{d^2 y}{dx^2} = Ny''; \quad p' = Ny' \quad \text{et} \quad D_p \tau_0 = l_p^2,$$

de (2 a), pour  $Q(y)$  et  $R(y)$  de la (2 b) et (2 c), on obtient

$$(5) \quad y'' + (b-1) \cdot Q(y) \cdot (y')^2 - \frac{J}{e D_p N} Q(y) \cdot y' = \frac{1}{l_p^2 b} R(y).$$

En supposant que  $\tau$  dépend de  $(p-p_0) = yN$ , dans le cas où les concentrations  $M$  des centres de recombinaison [9] ne sont pas extrêmement grandes, on a

$$(6) \quad \tau = \tau_0 \frac{1 + a(p-p_0)}{1 + \frac{p-p_0}{N}} = \tau_0 \frac{1 + aNy}{1 + y},$$

où  $aN$  est une grandeur indépendante de  $y$  [pour  $aN = 1$ ,  $\tau = \tau_0 \neq f(y)$ ].

La solution générale de l'équation différentielle (5) n'est pas simple. En approximation de zéro — en négligeant le deuxième et le troisième membre en (5), tenant compte de la relation (6) et en remplaçant  $y' = z$  et  $y'' = \frac{dz}{dy} z$  on obtient

$$(7) \quad z = y'(y) = \frac{1}{l_p} \left[ \frac{b+1}{2baN} y^2 + \left( \frac{3b+1}{2baN} - \frac{b+1}{a^2 N^2 b} \right) y + \Phi \ln(1 + aNy) - \right. \\ \left. - \psi_0 \ln(1 + 2y) + l_p^2 z_0^2 \right]^{\frac{1}{2}},$$

où

$$z_0 = |y_0'| = \left| \frac{p'(d)}{N} \right| = |p_0'/N| \approx \frac{p_0}{Nl_p} \cdot \frac{\exp \frac{eU_s}{kT} - 1}{\text{sh } d/l_p} \approx \frac{y(0)}{l_p \text{ sh } d/l_p}$$

(7 a)

$$\text{et } \Phi = 2 \frac{(aN-1) \left( aN - \frac{b+1}{b} \right)}{a^3 N^3 (2-aN)}; \psi_0 = \frac{b-1}{4b(2-aN)}.$$

L'analyse de l'expression (7) montre qu'on ne peut négliger le troisième et le quatrième membre sous la racine carrée que dans le cas des niveaux d'injection „moyens“ ( $y \approx 2 \div 3$ ) et élevées ( $y \gg 1$ ). Nous allons supposer que la condition (3) est justement satisfaite à ces niveaux ( $y > 2 \div 3$ ). Dans ce cas, la solution de l'équation (5), en première approximation, est

$$z(y) = z \approx {}^1z = \left[ {}^0z^2 - \frac{b-1}{2l_p^2 a b N} y + \dots + l_p^2 z_0^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

ou, après un calcul:

$$z = -\frac{1}{l_p} \left[ \frac{b+1}{2baN} y^2 + \frac{b+1}{a^2 N^2 b} (aN-1)y + \Phi \ln(1+aNy) - \psi_1 \ln(1+2y) + \right. \\ \left. + \varphi_1 \ln \left( \frac{b+1}{b} y + 1 \right) + \dots + l_p^2 z_0^2 \right]^{\frac{1}{2}},$$

(8)

où

$$\psi_1 = \left[ \frac{3a^2 N^2 b - aN(7b+3) + 4(b+1)}{2ba^2 N^2 (2-aN)} + 2l_p^2 z_0^2 \right],$$

(8 a)

$$\varphi_1 = \left[ \frac{(2b+1)(1-aN) + 1}{a^2 N^2 (b+1)} + 2l_p^2 z_0^2 \right].$$

(8 b)

Nous nous contenterons de la solution (8) tenant compte du fait qu'elle interprète de façon assez exacte la situation physique réelle. En effet, si  $\tau$  est constant ( $aN=1$ ) et si  $y \gg 1$ , l'expression (8) se réduit à celle obtenue en [3].

Il faut remarquer que (8) représente la relation  $y'(y)$  et non  $y'(x)$ ; la dernière solution étant plus difficile à obtenir, sauf en négligeant les termes en  $\ln(\dots)$ .

c. — Nous allons nous occuper maintenant de l'évaluation des conditions (3) de „claquage“. D'après les fig. 2 et 3, la tension  $U$  aux bornes de la diode est la somme de la chute de tension sur la jonction p-n proprement dite et de la chute de la tension dans la région n:

$$U = U_s + U_d.$$

(9)

On obtient facilement la relation entre la densité de courant  $J$  et  $U_s$  si la condition (1) est valable:

$$(10) \quad J = J_p(0) = -kT\mu_p \left[ 1 + \frac{p(0)}{p(0) + N} \right] p'(0) = -kT\mu_p N \cdot \beta \cdot z(0)$$

où  $p(0) = p(x)|_{x=0}$  et  $z(0) = y'(0) = y'(x)|_{x=0} = z|_{y=y(0)}$ . Nous allons supposer que  $p(0)$  est exprimé assez exactement\* par l'expression  $p(0) = P_o \exp \frac{eU_s}{kT} = Ny(0) = P_o$ , et que  $z(0)$  peut être obtenu par (8).

L'expression pour  $U_d$  est

$$(11) \quad U_d = \int_0^d K dx = \int_{y(0)}^0 K \frac{dy}{z},$$

où  $K$  est le champ électrique dans la base:

$$(11 a) \quad K[y] = K = \frac{J}{e\mu_p \left( \frac{b+1}{b} y + 1 \right) \cdot Nb} \frac{kT}{e} \frac{b-1}{\left( \frac{b+1}{b} y + 1 \right) b};$$

la condition (3) peut alors être notée sous la forme

$$(12) \quad \frac{dU_d}{dU_s} = \int_{y(0)}^0 \frac{\partial}{\partial U_s} \left( \frac{K}{z} \right) \cdot dy - \frac{dy(0)}{dU_s} \cdot \frac{K[y(0)]}{z(0)} \leq -1.$$

Cependant, nous allons utiliser la solution approximative pour  $z$  de l'équation (8), en négligeant les membres en  $\ln(\dots)$ , ce qui permet d'obtenir  $y$  explicitement en  $x$ :

$$(13) \quad y = y(0) \frac{\operatorname{sh} \frac{d-x}{L}}{\operatorname{sh} \frac{d}{L}} - 2 \left( 1 - \frac{1}{aN} \right) \frac{\operatorname{sh} \frac{x}{2L}}{\operatorname{ch} \frac{d}{2L}} \operatorname{sh} \frac{d-x}{2L}$$

avec

$$(13 a) \quad L = l_p \sqrt{\frac{2baN}{b+1}}.$$

De (13) on voit qu'en comparaison avec la solution en (3) on a obtenu le terme correctif qui disparaît si  $\tau$  (pour  $aN=1$ ) ne varie pas. Pour les diodes pas trop „épaisses“, un calcul approximatif, conduit à

\* La dépendance  $p(0)$  de  $U_s$  est plus compliquée dans le cas des jonctions presque dégénérées ou dégénérées, ce qui est identique au cas des niveaux de forte injection.

$$U_d = \frac{JL \operatorname{sh} \frac{d}{L}}{e \mu_p N(b+1) \cdot y(0) \cdot \sqrt{1+\vartheta^2}} \cdot \ln \frac{(1-\vartheta + \sqrt{1+\vartheta^2}) [1 - (\vartheta + \sqrt{1+\vartheta^2}) e^{\frac{d}{L}}]}{(1-\vartheta - \sqrt{1+\vartheta^2}) [1 - (\vartheta - \sqrt{1+\vartheta^2}) e^{\frac{d}{L}}]} +$$

$$+ \frac{kT}{e} \cdot \frac{b-1}{b+1} \ln \left[ \frac{b+1}{b} y(0) + 1 \right], \text{ ou pour } \vartheta^2 \ll 1:$$

$$(14) \quad U_d = \frac{JL \operatorname{sh} \frac{d}{L}}{e \mu_p N(b+1) \cdot y(0)} \cdot \ln \frac{(2-\vartheta) [1 - (1+\vartheta) e^{\frac{d}{L}}]}{\vartheta [(\vartheta-1) e^{\frac{d}{L}} - 1]} +$$

$$+ \frac{kT(b-1)}{e(b+1)} \ln \left[ \frac{b+1}{b} y(0) + 1 \right],$$

avec

$$(14 \text{ a}) \quad \vartheta = \left[ \frac{b}{b+1} + \left(1 - \frac{1}{aN}\right) \left(1 - \frac{1}{\operatorname{ch} \frac{d}{L}}\right) \frac{2}{3} \right] \frac{\operatorname{sh} \frac{d}{L}}{y(0)} \approx \frac{\operatorname{sh} \frac{d}{L}}{y(0)}$$

Or, la condition (12) de „claquage“ s'écrit sous la forme

$$(15) \quad \frac{L \operatorname{sh} \frac{d}{L}}{y(0) \cdot \mu_p N} \left\{ \frac{dJ}{dU_s} \ln \theta + J \left[ \frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dU_s} - \frac{\ln \theta}{y(0)} \cdot \frac{dy(0)}{dU_s} \right] \right\} +$$

$$+ \frac{kT(b^2-1)}{(b+1)y(0)+b} \cdot \frac{dy(0)}{dU_s} < -(b+1)e,$$

où  $\theta$  est l'argument du premier  $\ln [\dots]$  en (14).

Par exemple, pour  $J$  d'après (10), on a une évaluation très grossière ( $R$  étant  $\infty$  sur fig. 3):

$$(15 \text{ a}) \quad \frac{\operatorname{sh} \frac{d}{L}}{z} \gg y(0) \gg \frac{b \operatorname{sh} \frac{d}{L}}{2 \left(b + \operatorname{ch} \frac{d}{L}\right)},$$

ce qui démontre que  $y(0)$ , c.-à-d.  $p(0)$  doit se trouver entre certaines limites, donc, après une partie négative de la caractéristique, une partie positive doit apparaître (voir fig. 4. D 6). Pour l'exemple ci-dessus, on obtient la valeur critique suivante

$$(15 \text{ b}) \quad J = J_p = J_k \approx \mu_p kT \frac{N}{L} \cdot \frac{b \operatorname{ch} \frac{d}{L}}{b + \operatorname{ch} \frac{d}{L}}, \text{ avec } L \text{ suivant (13 a),}$$

se qui permet une analyse qualitative de l'allure de  $J$  avec la température ainsi que de trouver l'expression pour la tension critique

$$(15 c) \quad U = U_k = U_{sk} + U_{dk}$$

en ayant recours à l'expression (14) et à l'expression de  $y(0) = f U_S$ .

En particulier, il faut remarquer le fait que l'expression (15 a) représente la condition de „claquage“ obtenue par des approximations très grossières. C'est pourquoi on n'en peut pas dériver la condition pour la disparition de la partie négative de la caractéristique, ce qu'on pourrait, évidemment, déduire de l'expression générale (15).

### 3.2. — L'influence de la résistance parallèle

a. — L'alinéa précédent ne tient pas compte de l'influence de la résistance  $R$  (fig. 3). Si  $R$  est finie, la densité de *courant total* à travers la base de la diode est

$$(16) \quad J = J_p(0) + J_n(0) = J_S + J_R,$$

où  $J_S = J_p(0)$  est toujours donné par (10), tandis que  $J_R = \frac{U_S}{R}$  est considéré comme le courant des électrons, puisque la jonction  $R-R_d$  est à peu près „non-redressante“.  $J_R$  comporte plusieurs composantes — dans le cas présent il comporte même un terme de courant tunnel  $J_T$ . Evidemment,  $J_R$  change la *distribution*  $y(x)$ , c.-à-d. modifie la valeur  $y(0)$ , selon:

$$(16 a) \quad y(0) \Big|_{R=\infty} \neq y(0) \Big|_R \quad \text{et} \quad \frac{dy(0)}{dU_S} \Big|_{R=\infty} \neq \frac{dy(0)}{dU_S} \Big|_R.$$

Cependant, formellement, les expressions (11) pour le champ  $K$  restent toujours valables, ainsi que les expressions (13); c'est seulement  $J$  et  $y(0)$  qui prennent d'autres valeurs, ce qui veut dire, que l'expression (15) reste valable.

b. — On montre facilement [2] que le phénomène de „claquage“ ne se produit pas dans le cas où  $\frac{\Delta R d}{R d} \sim \left(\frac{J}{J_0}\right)^\gamma$  est un changement ( $\gamma < 1$ ) linéaire où sub-linéaire, à défaut d'action shunt ( $R = \infty$ ), mais il est possible que le „claquage“ se produise, même pour  $\gamma < 1$ , si  $R$  est fini et de valeur convenable (même constante).

En effet, la résistance  $R$  facilite la formation de la partie négative  $U-I$  de la caractéristique, *mais seulement* dans le cas où la modulation de la base par injection existe.

De l'expression (14) on peut dériver la valeur de  $R_d$ , et c'est pourquoi on peut même quantitativement tenir compte de l'action shunt de la résistance  $R$ , si  $J(U_S)$  est connue.

### 4. VERIFICATION EXPERIMENTALE ET DISCUSSION

La fig. 4 montre les caractéristiques de diodes qui ont été mesurées aux températures basses, ambiantes et élevées. Le premier diagramme (D1) correspond à une diode tunnel normale. La chute de tension dans le matériau

semi-conducteur peut être négligée par rapport à la chute de tension à la jonction. Le courant tunnel, c.-à-d. la résistance négative, ne dépend, que peu, de la température. La partie de la caractéristique qui correspond au courant d'injection, montre des variations considérables, auxquelles on s'attend du reste, en raison de la théorie des diodes ordinaires.

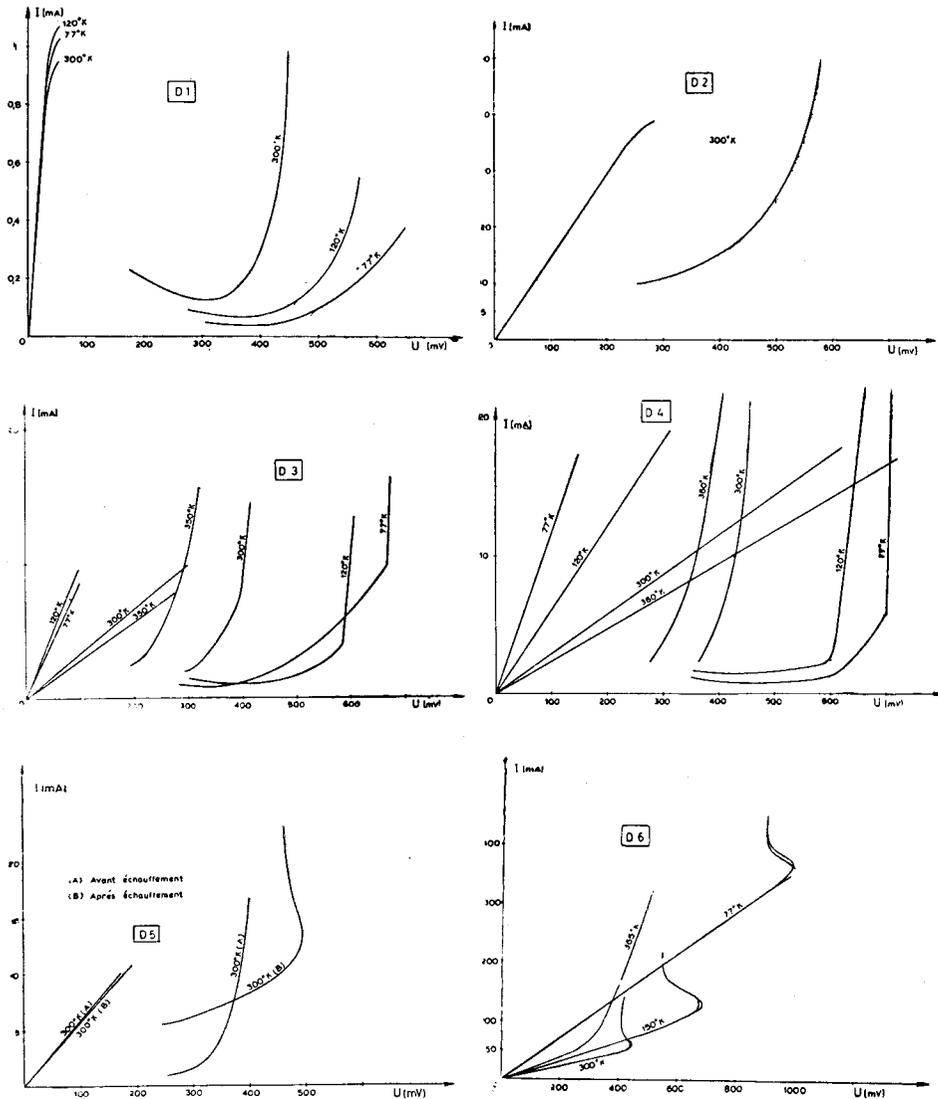


Fig. 4

D2 est une diode tunnel où la chute de tension dans le matériau semi-conducteur hors de la jonction est considérablement supérieure à la tension à la jonction p-n proprement dite. Une caractéristique similaire peut

être obtenue par connexion en série d'une résistance et d'une diode tunnel correcte, par exemple D 1. La différence consiste en ce que dans la diode D 2 on peut remarquer une diminution de la résistance avec des courants d'injection plus forts, mais cet affaiblissement ne suffit pas encore pour qu'on puisse négliger la chute de tension hors de la jonction p—n.

La modulation de la résistance en série peut être observée beaucoup plus nettement sur la diode D 3. En passant à la région de faible résistance, ce qui arrive à la température ambiante et aux températures élevées lors du passage de la région tunnel à la région du courant d'injection, la chute de tension hors la jonction p—n peut être négligée. Aux températures basses, la fracture qui correspond au passage de la région de haute résistance à la région de résistance faible est nettement visible. Aux températures basses, la fracture se présente pour un courant d'injection plus fort. La raison de ce phénomène est dans le fait, que la chute de la température entraîne une diminution de la durée de vie des porteurs minoritaires [9]. En effet,

$\tau \sim T^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E_m}{kT}\right)$  ( $\Delta E_m$  — distance du niveau des centres de recombinaison au bas de la bande de conduction); pour les bases pas très „épaisses“  $\text{ch } \frac{d}{L} \approx 1 + \frac{1}{2} \frac{d^2}{L^2}$  et d'après (15 a)  $y(0) \sim \text{sh } \frac{d}{L}$ , tandis que pour le germanium, de résistivités entrant en ligne de compte dans notre cas, on a  $\mu \sim T^{-u}$  où  $0 < u < \frac{3}{2}$ . En substituant les expressions mentionnées en (15 b), on peut

voir que la variation du courant critique avec la température est

$$(17) \quad \frac{I'_k}{I_k} = \frac{d I_k}{I_k dT} < 0,$$

ce qui correspond à l'allure mesurée.

La caractéristique U—I à une température élevée indique qu'il existe une résistance négative du type S, mais que celle-ci est masquée par l'apparition d'une résistance négative du type N, laquelle se forme par effet tunnel. Le comportement de la partie caractéristique U—I tunnel est quelque peu plus compliqué. Le courant maximum, lors de la baisse de température, augmente au début et diminue ensuite. On obtient un maximum peu accusé à une température légèrement inférieure à la température ambiante. Ce phénomène dépend des propriétés de la jonction p—n même [10]. La résistivité en série s'affaiblit en refroidissant, mais aux températures s'approchant de la température de l'air liquide, cette résistivité commence à augmenter. Cela prouve que la chute de tension principale est hors de la jonction p—n (dans le matériau), où la mobilité des porteurs est déterminée par la diffusion par les phonons, tandis que c'est seulement à la température de l'air liquide que domine la diffusion par les impuretés ionisées.

La diode D 4, en général, ressemble à la diode D 3. La différence est que, dans la première, l'effet de la modulation est plus accentué, la résistance négative masquée, c.-à-d. le „claquage“ en direct se présente même à la température ambiante, et pas seulement à une température élevée. La résistance en série diminue avec la température. L'inversion ne se présente pas, ce qui veut dire que la chute de la tension se produit dans le germanium dont la concentration des impuretés est plus faible que dans le cas précédent (D 3).

La diode D 5 avait, au commencement, des caractéristiques  $U-I$  similaires à la diode D 2. Par un échauffement rapide, la diode a été endommagée définitivement. Le courant minimum s'est élevé considérablement, tandis qu'en région d'injection la résistance négative apparaissait. La caractéristique récemment formée montre, à la température ambiante, des résistances bien accentuées des deux types. La façon par laquelle cette diode a été formée, ainsi que le fait que le courant minimum a augmenté considérablement, démontrent que l'échauffement rapide a entraîné des défauts de la structure cristalline. Ces défauts représentent des centres de recombinaison pour les porteurs minoritaires. La saturation du nombre élevé des centres de recombinaison se fait aux concentrations des porteurs minoritaires plus élevés et, par conséquent, le „claquage“ se produit quand le courant d'injection est plus fort. La résistance négative du type  $S$  n'est plus masquée par la résistance du type  $N$ .

En premier lieu, il paraît que la diode D 6 ne présente pas du tout l'effet tunnel. Cependant, la caractéristique  $U-I$  est au début linéaire, ce qui fait soupçonner le courant tunnel. La supposition [8] que le phénomène de la résistance négative se présente par suite de la multiplication d'avalanche des porteurs ne peut pas être acceptée, puisque le „claquage“ se présente à la température ambiante, pour une tension aussi faible que 420 mV. Ce cas peut être considéré comme une modification subséquente du phénomène observé dans la diode D 5. Ce fait est indiqué, d'ailleurs, en raison de ce que, préalablement, la diode D 6 a eu une caractéristique  $U-I$  tunnel normale. L'échauffement et les efforts mécaniques provoquent le même phénomène, comme c'est le cas dans D 5, parce que, après la soudure des connexions, la résistivité négative du type  $S$  s'est présentée. Dans ce cas, le courant minimum est tellement grand que le phénomène de résistance négative ( $N$ ) ne peut pas apparaître même au cas où la résistance en série peut être négligée; une courbure légère, sous forme d'un petit palier, se serait présentée. Lors du passage du courant tunnel au courant d'injection, il se produit une réduction considérable de la résistance en série, en même temps qu'apparaît le phénomène de résistance négative du type  $S$ . La dépendance considérable de la tension de „claquage“ de la température permet la supposition que la jonction  $p-n$  a été réalisée dans la région des concentrations relativement basses d'impuretés, et c'est pourquoi le pic de courant tunnel diminue considérablement par suite de l'augmentation de la température. Le phénomène de l'hystérésis, qui peut être observé aux basses températures, paraît être dû à l'échauffement intérieur de la diode. La variation  $J_K$  avec la température suit convenablement la loi théorique (17).

## 5. CONCLUSIONS

En considérant le cas général, c.-à-d. en tenant compte du fait que la durée de vie ( $\tau$ ) varie avec la concentration des porteurs minoritaires et, pour les niveaux d'injection assez élevés ( $y \geq 2 \div 3$ ), on obtient les expressions (8) et (13) qui reflètent assez correctement l'état physique et présentent un pas en avant par rapport aux solutions précédentes plus restreintes (pour  $aN = 1$ ).

Le présent travail permet également d'établir semi-quantitativement le critère reliant les valeurs critiques de „claquage“ (courant  $J_K$  etc.) aux paramètres essentiels du matériau (épaisseur de base  $d$ , concentration d'impuretés  $N$ ,

$\mu_p$ ,  $b = \mu_n/\mu_p$ , paramètre  $aN$ , durée de vie limite  $\tau_0$ ), ainsi que d'évaluer les variations avec la température et l'effet de la lumière et du champ magnétique (valeur de  $L$ ).

En poursuivant cette évaluation, on pourrait indiquer\* des conditions plus exactes pour le phénomène de „claquage“ dans les jonctions symétriques p—n, dans les jonctions aux répartitions non-homogènes des impuretés, dans les cas de dégénération, etc. Même dès à présent, de (14) l'on peut déduire l'expression approximative pour  $R_d(J) \approx R_{d0} \cdot \left[ 1 + \left( \frac{J}{J_0} \right)^\gamma \right]$ , de paramètres physiques divers.

Les résultats expérimentaux s'accordent bien avec les conditions proposées pour le phénomène de „claquage“ des jonctions polarisées en direct. Nous mettons en évidence ce fait que le „claquage“ peut se produire même sur les jonctions dégénérées.

Cette étude peut être considérée comme la suite et l'élargissement de nos études antérieures (voir [11]) concernant les régimes-limites des jonctions p—n de semi-conducteurs simples et multiples, et l'on peut en faire usage, de façon efficace, dans les études du mécanisme d'opération des transistors tunnel [8].

#### RÉFÉRENCES

- [1] W. W Tyler: Phys. Rev., **96**, 1, 226, (1954).
- [2] A. A. Lebedev et al.: ŽTF, **26**, 10, 2131, (1956), (en russe).
- [3] Stafeev: ŽTF, **28**, 8, 1931, (1958), (en russe).
- [4] Stafeev: FTT, **1**, 6, 841, (1959), (en russe).
- [5] Karakuchan et Stafeev: FTT, **3**, 3, 7677, (1961).
- [6] Ž. I. Alferov et E. A. Yarv: FTT, **1**, 12, 1879, (1959).
- [7] I. Melngailis et Rediker: J. Appl. Phys., **33**, 5, 1892 (1962).
- [8] M. Michelitch: Compte-Rendus du Colloque International sur les Dispositifs à Semi-conducteurs, Paris, (1961).
- [9] S. M. Rivkin: Semi-conducteurs en science et technique, t. II. Ed. A. N. SSSR, Moskva, (1958), (en russe).
- [10] W. Cady (voir [8]).
- [11] D. A. Tjapkin et Đ. Bugarinović (voir [8]).

\* Les travaux aux fins d'obtenir des conditions exactes, sont en cours.