Section de capture des trous sur le niveau $E_v + 0,34$ eV de Si : Pt

J.E. Carcelle, P. Cartujo, J.R. Morante, J. Barbolla, J.C. Brabant, M.
Brousseau

► To cite this version:

J.E. Carcelle, P. Cartujo, J.R. Morante, J. Barbolla, J.C. Brabant, et al.. Section de capture des trous sur le niveau $E_v + 0,34$ eV de Si : Pt. *Revue de Physique Appliquée*, 1980, 15 (4), pp.843-848. 10.1051/rphysap:01980001504084300 . jpa-00244793

HAL Id: jpa-00244793

<https://hal.science/jpa-00244793>

Submitted on 1 Jan 1980

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification
Physics Abstracts
71.55

Section de capture des trous sur le niveau $E_v + 0,34$ eV de Si : Pt (*)

J. E. Carcelle, P. Cartujo, J. R. Morante, J. Barbolla
Departamento de Electronica, Facultad de Fisica, Barcelona, España

J. C. Brabant et M. Brousseau
Laboratoire de Physique des Solides (**), I.N.S.A., 31077 Toulouse Cedex, France

Résumé. — La section efficace de capture thermique des trous sur le centre à $E_v + 0,34$ eV associé au platine dans le silicium est déduite de la dépendance temporelle de la densité des centres profonds ionisés, mesurée par technique capacitive. Pour le domaine de température [77 K, 120 K], le résultat est

$$\sigma_p^0 = 8,8 \times 10^{-16} \times \left(\frac{T}{300}\right)^{0 \pm 0,1} \text{ cm}^2.$$

Abstract. — From capacitance measurements, the thermal capture cross-section of free holes at the platinum centre located at $E_v + 0.34$ eV is determined through the time dependence of the net ionized charges. In the temperature range [77 K, 120 K] the result is

$$\sigma_p^0 = 8.8 \times 10^{-16} \times \left(\frac{T}{300}\right)^{0 \pm 0.1} \text{ cm}^2.$$

1. **Introduction.** — Le tableau I présente les six niveaux d'énergie de la bande interdite du silicium que l'on trouve dans la littérature, associés à la présence du platine. Les conditions de fabrication — en particulier la température de diffusion et sa durée —

privilégient l'introduction de certains parmi eux. Quant aux techniques de mesure, chacune a son champ d'investigation et sa sensibilité spécifique. Le « niveau à $E_v + (0,34 \pm 0,02)$ » eV est le plus couramment rencontré. Sa position a été acquise pour la première fois par Zibut *et al.* [1] qui trouvèrent $E_v + 0,37$ eV par photoconductivité. Par mesure de résistivité en fonction de la température, il a été situé à $E_v + 0,34$ eV [2] ; $E_v + 0,36$ eV [3] et $E_v + 0,32$ eV [4] ; par photoconductivité à $E_v + 0,32$ eV [5] ; par effet

(*) Conférence présentée au Congrès de la Société Française de Physique (Toulouse).
(**) Associé au C.N.R.S.

Tableau I. — Les niveaux d'énergie dans la bande interdite du silicium associés à des sites incluant le platine.

[Energy levels located into the band gap of silicon which have been assigned to platinum-centres.]

Auteurs	$E_c - E$ (eV)	$E_v + E$ (eV)	Techniques
Zibuts <i>et al.</i>	[1]	0,31 0,37	Photoconductivité
Glinchuk <i>et al.</i>	[2]	0,34 0,45	Conductivité thermique
Çarchano <i>et al.</i>	[3] 0,25	0,30 0,36	Résistivité
Charlot <i>et al.</i>	[6] 0,23	0,21 0,36	Effet Hall
Conti <i>et al.</i>	[4] 0,21	0,32	Résistivité
Pals	[7] 0,23	0,32	Capacité constante
Lebedev <i>et al.</i>	[5] 0,31	0,32	Photoconductivité
Lisiak <i>et al.</i>	[11] 0,20 0,32	0,28 0,42	E.H., Transit. de cap. et cour.
Miller <i>et al.</i>	[9] 0,26	0,32	T.S.C.
Pugnet <i>et al.</i>	[8] 0,24	0,32	Transitoire de capacité
Evwaraye <i>et al.</i>	[10] 0,23 0,34	0,19 0,28 0,33 0,41	D.L.T.S.

Tableau II. — Sections efficaces de capture thermique des électrons ou des trous sur des sites impliquant le platine dans le silicium.

[Thermal capture cross section of free electrons or holes on platinum centres in silicon.]

Technique	$\sigma_n \text{ cm}^2$		$\sigma_p \text{ cm}^2$			
	$E_c - 0,24$	$E_c - 0,34$	$E_v + 0,19$	$E_v + 0,28$	$E_v + 0,34$	$E_v + 0,41$
Capacité constante (Pals)	5×10^{-15} (100 K)				$9,7 \times 10^{-16}$ (135 K)	
D.L.T.S. (Evwaraye <i>et al.</i>)	$1,4 \times 10^{-15}$	$1,3 \times 10^{-15}$	$3,2 \times 10^{-16}$	$0,52 \times 10^{-16}$	$0,11 \times 10^{-16}$	

Hall à $E_v + 0,36$ eV [6]; par technique de capacité constante à $E_v + 0,32$ eV [7]; par transitoire isotherme de capacité à $E_v + 0,32$ eV [8], par T.S.C. à $E_v + 0,32$ eV [9] et par D.L.T.S. à $E_v + 0,33$ eV [10].

Dans le tableau II nous donnons des valeurs ponctuelles de section efficace de capture thermique des porteurs libres rencontrées dans la littérature : on ne trouve pas de mesure en fonction de la température. Pourtant la connaissance de l'exacte dépendance en température de la section efficace de capture est une précieuse information pour, d'une part identifier l'état de charge, d'autre part préciser la connaissance des fonctions thermodynamiques associées à la réaction d'ionisation et de capture.

Procédant comme nous l'avons précédemment fait pour mesurer la section efficace de capture thermique des électrons libres sur l'or neutre dans le silicium [12], nous avons mesuré avec précision la section efficace de capture des trous libres sur le « niveau $E_v + (0,34 \pm 0,02)$ eV » associé au platine dans le silicium dans l'intervalle de température [77 K, 120 K].

Préalablement, nous avons caractérisé tous les niveaux présents — pièges à porteurs majoritaires — dans nos échantillons au moyen d'une analyse d'admittance.

2. L'échantillon ; analyse des niveaux d'énergie. —

2.1 LES ÉCHANTILLONS. — Les diodes étudiées sont des structures $n^+ pp^+$. La base dopée au bore a pour résistivité $35 \Omega \text{ cm}$ et une épaisseur de $140 \mu\text{m}$, le platine a été diffusé à 830°C .

2.2 L'ANALYSE D'ADMITTANCE. — La capacité et la conductance d'une diode polarisée en inverse, et dans la base de laquelle existent des centres profonds, dépendent de la fréquence et de la température. Divers auteurs ont proposé des calculs de ces grandeurs [13, 14, 15]. Nous présentons nous-mêmes, en annexe, une approche logique qui conduit à l'évaluation :

$$C = C_{\text{BF}} F(\omega) \quad \text{et} \quad G = C_{\text{BF}} \omega H(\omega) \quad (1)$$

expressions dans lesquelles :

$$C_{\text{BF}} = \left(\frac{e\epsilon N_D}{2} \right)^{1/2} \left\{ (U + U_b) - \frac{kT}{e} \frac{n_N}{N_D} \left(\frac{E_F - E_T}{e} \right) \right\}^{-1/2} \quad (2)$$

$$F(\omega) = 1 - \frac{N_T}{N_D} \left(\frac{E_F - E_T}{e(U + U_b)} \right)^{1/2} \times \left(1 - \frac{e_n}{\omega} \text{Arctg} \frac{\omega}{e_n} + \frac{e_n}{\omega} \text{Arctg} \frac{\omega}{C_n n_N} \right) \quad (3)$$

$$H(\omega) = \frac{N_T}{N_D} \left(\frac{E_F - E_T}{e(U + U_b)} \right)^{1/2} \frac{e_n}{\omega} \times \left(\text{Log} \sqrt{1 + \frac{\omega^2}{e_n^2}} - \text{Log} \sqrt{1 + \frac{\omega^2}{(C_n n_N)^2}} \right) \quad (4)$$

Le résultat correspond à une base de type n ; pour le cas d'une base de type p on remplacera l'indice n par p .

C_{BF} est la capacité basse fréquence ; U et U_b représentent la tension stationnaire de polarisation et le potentiel de barrière à l'équilibre thermodynamique ; E_F et E_T sont respectivement le niveau de Fermi et le niveau d'énergie associé au centre profond ; N_D et N_T sont respectivement la densité des centres donneurs peu profonds et la densité des centres profonds ; n_N est la densité électronique dans la zone neutre de la diode ; e_n est le coefficient d'émission thermique des électrons ; k est la constante de Boltzmann ; T est la température et ϵ la constante diélectrique du silicium.

Adoptons pour $e_n(T)$ l'expression

$$e_n(T) = AT^2 \exp - \frac{E}{kT}$$

dont on sait qu'elle est toujours bonne dans l'intervalle de température expérimental, indépendamment de la signification physique des paramètres A et E .

L'expression (1) de la capacité indique que la courbe $C(T)$, relevée à fréquence ω fixe présente un point d'inflexion pour la température T_i définie par :

$$e_n(T_i) = \frac{\omega}{1,825} \quad (5)$$

L'expression (2) de la conductance indique que la courbe $G(T)$ relevée à fréquence fixe présente un maximum pour la température T_m définie par :

$$e_n(T_m) = \frac{\omega}{1,980} \quad (6)$$

Il est bon de souligner que les différentes méthodes de calcul de l'admittance en fonction de la fréquence

conduisent toutes à la conclusion que $e_n(T_i)$, de même que $e_n(T_m)$ sont de l'ordre de grandeur de ω . La connaissance de la valeur précise du coefficient de proportionnalité n'est pas utile lorsqu'on n'envisage que la détermination expérimentale de l'énergie d'activation E . Par contre cette connaissance est décisive lorsqu'on désire mesurer la valeur absolue du coefficient d'émission en vue, par exemple, d'évaluations des grandeurs physiques qui deviennent accessibles par l'utilisation de la relation offerte par application du principe du bilan détaillé :

$$e_n = \frac{\langle \sigma_n v_n \rangle}{g} M_c \exp - \frac{E_c - E_T}{kT}.$$

Pratiquement, un balayage en température à fréquence fixe permet donc de déterminer les centres profonds actifs et le coefficient d'émission correspondant à la température T_i (ou T_m) tandis que des balayages successifs réalisés à des fréquences chaque fois différentes permettent de déterminer la dépendance en température du coefficient d'émission de chaque centre. Nous avons ainsi construits les graphiques de la figure 1 correspondant à l'analyse de nos structures $n^+ pp^+$ diffusées au platine. Nous nous sommes assurés que le résultat était indépendant de la polarisation continue inverse (U).

Il faut noter que cette méthode de caractérisation très simple, aussi sensible qu'une mesure D.L.T.S. donne une analyse ponctuelle des centres profonds — en ce sens que la réponse provient du point de croisement du niveau de Fermi et du niveau piège dans la base p — qui minimise l'effet du champ électrique sur l'ionisation — le point de croisement est en effet situé dans une région de champ relativement faible.

Fig. 1. — La fonction e_p/T^2 en fonction de $1/kT$ pour les deux niveaux actifs rencontrés (échelle semi-logarithmique).

[The function e_p/T^2 versus $1/kT$ corresponding to the two detected levels (semilogarithmic plot).]

3. Section de capture des trous libres sur le niveau

$E_v + 0,34$ eV. — 3.1 TECHNIQUE DE LA MESURE. — Considérons une jonction $n^+ p$ dans la base p de laquelle se trouve un centre profond donneur à densité $N_T < N_A$ (N_A est la densité des accepteurs peu profonds de la base).

La diode est refroidie sous polarisation inverse U jusqu'à une température suffisamment basse pour que le temps d'émission e_p^{-1} du piège étudié soit nettement plus grand que le temps expérimental. Une série d'impulsions rectangulaires de tension (amplitude ΔU , largeur Δt) est appliquée à la diode de telle sorte que à chaque impulsion, la polarisation de l'échantillon subit une réduction passant de U à $U_1 = U - \Delta U$, la largeur de la zone de charge d'espace passe ainsi de W à $W_1 = W - \Delta W$. A la suite d'une série infinie d'impulsions, la densité d'électrons capturés dans la zone $[W, W_1]$ est passée de 0 à N_T .

Les tensions U et U_1 sont choisies suffisamment élevées pour que la zone $[W, W_1]$ soit assez éloignée du front de diffusion afin que les densités N_A et N_T y soient constantes.

D'autre part ΔU est suffisamment grand lui-même pour que $\Delta W \gg \lambda$, λ représentant la distance entre le bord de zone de charge d'espace et le point de croisement du niveau de Fermi avec le niveau piège étudié : cette condition permet de négliger le cas particulier des pièges situés dans la zone $[W_1, W_1 - \lambda]$ soumis à une capture de plus faible probabilité pendant l'impulsion [16].

La capacité de la diode est mesurée après chaque impulsion ; sa valeur après la n -ième impulsion est C ($t = n \Delta t$) :

$$C^2(t) = \frac{e\epsilon A^2}{2 \left[|U_b + U| - \frac{N_T^+(t)}{N_A} |U_b + U_1| \right]} (N_A - N_T^+(t)) \quad (7)$$

e est la charge de l'électron, ϵ la constante diélectrique du silicium, A la surface de jonction, U_b la tension interne de la diode, $N_T^+(t)$ la densité de centres profonds positifs dans la zone $[W, W_1]$ après la n -ième impulsion. Nous notons que

$$N_T^+(0) = 0 \quad \text{et} \quad N_T^+(\infty) = N_T.$$

La recombinaison sur les centres profonds de la zone $[W, W_1]$, dans les conditions expérimentales de non-réémission est gouvernée par l'équation :

$$\frac{dN_T^+(t)}{dt} = C_p^0 [N_A - N_T^+(t)] [N_T - N_T^+(t)] \quad (8)$$

C_p est le coefficient de capture thermique des trous sur les centres neutres.

La solution de cette équation est :

$$\frac{N_T - N_T^+(t)}{N_A - N_T^+(t)} = \frac{N_T - N_T^+(0)}{N_A - N_T^+(0)} \exp - \frac{t}{\tau} \quad (9)$$

avec

$$\tau = \frac{1}{C_p^0(N_A - N_T)}.$$

A partir de (7) et (9) l'on déduit :

$$\frac{C^2(t) - C^2(\infty)}{C^2(t)} = \frac{C^2(0) - C^2(\infty)}{C^2(0)} \exp - \frac{t}{\tau}. \quad (10)$$

En définitive τ^{-1} est obtenu en prenant la pente de la courbe $\frac{C^2(t) - C^2(\infty)}{C^2(t)}$ construite en fonction de t sur papier semi-logarithmique. La densité $N_A - N_T$ étant acquise à partir de la mesure de $d\frac{1}{C^2}/dU$ effectuée à basse température, on déduit la section de capture C_p^0 immédiatement.

3.2 LE RÉSULTAT. — La capacité haute fréquence est mesurée à l'aide d'une détection synchrone. Les impulsions sont appliquées sur la diode grâce au circuit représenté figure 2. Nous utilisons des impulsions de $\Delta t = 0,2 \mu s$ de durée. Le temps de montée mesuré directement aux bornes de la diode par deux sondes Tektronics de haute impédance est 60 ns.

Fig. 2. — Montage expérimental.

[Experimental set-up.]

Nous vérifions que les densités N_A et N_T sont constantes dans la zone $[W, W_1]$ définie par les tensions $U = 30 \text{ V}$, $U_1 = 10 \text{ V}$. Nous trouvons

$$N_A = 3,5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}; \quad N_T = 2,3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}.$$

Sur la figure 3 nous avons reporté les courbes $\ln \frac{C^2(t) - C^2(\infty)}{C^2(t)}$ en fonction de t pour trois températures du domaine [77-120 K] : l'inverse de la pente de l'une des droites définit le temps de capture à la température correspondante. On déduit la section efficace de capture associée :

$$\sigma_p^0 = \frac{C_p^0}{v_{th}^p} = \frac{1}{\tau(N_A - N_T) v_{th}^p} \quad (11)$$

expression dans laquelle v_{th}^p représente la vitesse moyenne des trous. Le graphique de la figure 4 indique que σ_p^0 est indépendant de la température :

$$\sigma_p^0 = 8,8 \times 10^{-16} \left(\frac{T}{300} \right)^{0 \pm 0,1} \text{ cm}^2 \quad (12)$$

$T \in [77, 120 \text{ K}]$.

Fig. 3. — La pente de chaque droite définit l'inverse du temps de capture τ^{-1} à la température correspondante.

[The slope of each line define the quantity τ^{-1} which is the reverse of the characteristic capture time.]

En conclusion, le résultat est en accord avec la représentation de la capture thermique de trous sur le centre à l'état neutre associé au platine et situé à $E_v + 0,34 \text{ eV}$. D'autre part, le fait que σ_p^0 soit de la forme αT^m avec $m = 0$ indique que l'énergie d'activation déterminée d'après la pente de la courbe $\log T^2/e_p$ en fonction de $1/kT$ a la signification précise d'enthalpie standard associée à la réaction d'émission d'un trou libre par le centre chargé positivement [17].

Fig. 4. — La section efficace de capture thermique σ_p^0 en fonction de la température.

[Thermal capture cross-section σ_p^0 versus temperature.]

ANNEXE

Principe du calcul de l'admittance d'une jonction en fonction de la fréquence. — DÉFINITIONS. — Considérons une jonction $P^+ N$ abrupte, polarisée en inverse et contenant un centre profond accepteur, c'est-à-dire dont la charge passe de zéro à $(-e)$ lors de la capture d'un électron ($e = 1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$).

Fig. A.1. — Schéma de bande de la jonction abrupte P⁺ N. On a : $q = -e$ donc V et U sont négatifs.

[Band diagram of an abrupt P⁺ N junction. (We have chosen $q = -e$ negative so that V and U are also negative quantities).]

L'équation de Poisson qui relie le potentiel et la densité de charge électrostatique locaux :

$$-\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = K\rho(x) \quad \text{avec} \quad K = \frac{1}{\epsilon} \quad (\text{A.1})$$

permet d'exprimer le carré du module du champ local :

$$\left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)^2 = -2K \int_0^x \rho(V') dV' \quad (\text{A.2})$$

ainsi que la charge électrostatique emmagasinée dans la barrière de potentiel :

$$Q = \frac{1}{K} \left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)_{V=U} \quad (\text{A.3})$$

On déduit :

$$Q = - \left\{ \frac{2}{K} \int_0^U \rho(V) dV \right\}^{1/2} \quad (\text{A.4})$$

On a pris pour origine des potentiels le potentiel de la base ; U représente la valeur du potentiel au niveau du contact P⁺. On a donc :

$$U = -(U_a + U_b) \quad (\text{A.5})$$

U_a et U_b représentant les valeurs absolues respectives du potentiel appliqué et du potentiel de barrière à l'équilibre thermodynamique.

Considérons la situation dans laquelle la tension appliquée est la superposition d'une tension stationnaire de polarisation et d'une tension infinitésimale de mesure modulée à la pulsation

$$U_a = U_a^= + RU_a^~ \quad \text{avec} \quad \begin{cases} U_a^~ = \delta U_a e^{j\omega t} \\ \delta U_a \ll U_a^= \end{cases}$$

R signifie « partie réelle de ».

On posera par la suite :

$$U = U^= + RU^~ \quad \text{avec} \quad \begin{cases} U^= = -(U_a^= + U_b) \\ U^~ = -U_a^~ \end{cases} \quad (\text{A.6})$$

Cette contrainte se répercute sur la charge emmagasinée Q définie par (A.4) :

$$Q = Q^= + RQ^~$$

Nous définissons alors capacitance et conductance de la barrière :

$$C = \frac{1}{\omega} \left(\frac{dQ}{dt} \right)_{q,a} ; \quad G = \left(\frac{dQ}{dt} \right)_{ph} \quad (\text{A.7})$$

On a posé :

$$\frac{dQ}{dt} = \left(\frac{dQ}{dt} \right)_{ph} \cos \omega t + \left(\frac{dQ}{dt} \right)_{q,a} \cos \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right)$$

CALCUL DE LA CHARGE DE BARRIÈRE. — La contrainte sinusoïdale appliquée se répercute sur les grandeurs locales et l'on peut écrire :

$$\begin{aligned} V &= V^= + RV^~ \\ n &= n^= + Rn^~ \\ n_T &= n_T^= + Rn_T^~ \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

Deux remarques avant de poursuivre :

(i) $V^=$ est fonction de x tandis que $V^~$ est fonction de x et de t . On peut donc regarder $V^~$ comme une fonction de $V^=$ et t :

$$V^~(V^=, t) \quad (\text{A.9})$$

(ii) La densité électronique locale s'exprime en fonction du potentiel local :

$$n = n_N \exp - \frac{qV}{kT}$$

ce qui permet d'écrire :

$$n^= = n_N \exp - \frac{qV^=}{kT} \quad \text{et} \quad n^~ = -n^= \cdot \frac{qV^~}{kT} \quad (\text{A.10})$$

n_N représente la densité électronique dans la partie neutre de la zone N de la diode.

Pour calculer Q selon (A.4) il convient en premier lieu d'explicitier $\rho(V)$ en tout point de la base N de la diode

$$\rho(V) = (N_D - n - n_T) e \quad (\text{A.11})$$

expression dans laquelle n_T , qui représente la densité des centres profonds chargés, est calculable par résolution de l'équation de Shockley-Read-Hall :

$$\frac{d}{dt} n_T = C_n n (N_T - n_T) - e_n n_T \quad (\text{A.12})$$

(On néglige la possibilité d'émission de trous pour la simplicité de l'analyse.) C_n est le coefficient de

capture thermique d'un électron et e_n le coefficient d'émission.

Afin de rester cohérent avec notre hypothèse

$U_a^+ \ll U_a^-$, nous pouvons résoudre cette équation en négligeant les termes de second ordre en composantes périodiques. On obtient :

$$n_T^- = \frac{C_n n^-}{C_n n^- + e_n} N_T \quad \text{et} \quad n_T^+ = N_T \frac{C_n e_n}{(C_n n^- + e_n + j\omega)(C_n n^- + e_n)} n^- . \quad (\text{A.13})$$

Nous sommes maintenant en mesure d'explicitier l'intégrale (A.4) qui donne la charge Q . Après quelques calculs que l'on peut trouver dans la thèse de J. C. Brabant [18], on déduit :

$$Q = \frac{2 e N_D^{1/2}}{K} \left\{ (U_a^- + U_b) - \frac{kT}{e} \frac{n_N}{N_D} - \frac{N_T}{N_D} \left(\frac{E_F - E_T}{e} \right) + \delta U_a \cos \omega t \cdot F(\omega) + \delta U_a \sin \omega t \cdot H(\omega) \right\}^{1/2} \quad (\text{A.14})$$

en posant :

$$F(\omega) = 1 - \frac{N_T}{N_D} \left(\frac{E_F - E_T}{qU^-} \right)^{1/2} \cdot \left(1 - \frac{e_n}{\omega} \operatorname{Arctg} \frac{\omega}{e_n} + \frac{e_n}{\omega} \operatorname{Arctg} \frac{\omega}{C_n n_N} \right)$$

$$H(\omega) = \frac{N_T}{N_D} \left(\frac{E_F - E_T}{qU^-} \right)^{1/2} \frac{e_n}{\omega} \left(\operatorname{Log} \sqrt{1 + \frac{\omega^2}{e_n^2}} - \operatorname{Log} \sqrt{1 + \frac{\omega^2}{(C_n n_N)^2}} \right)$$

d'où :

$$C = C_{BF} \cdot F(\omega) \quad \text{et} \quad G = C_{BF} \cdot \omega H(\omega) .$$

On a posé :

$$C_{BF} = \left(\frac{e N_D}{2 K} \right)^{1/2} \left\{ (U_a^- + U_b) - \frac{kT}{e} \frac{n_N}{N_D} - \frac{N_T}{N_D} \left(\frac{E_F - E_T}{e} \right) \right\}^{-1/2}$$

Bibliographie

[1] ZIBUT, Y. A., PARITSKII, L. G. et RYVKIN, S. M., <i>Sov. Phys. Solid State</i> 5 (1964) 2416. [2] GLINCHUK, K. D. et LITOVCHENKO, N. M., <i>Sov. Phys. Solid State</i> 6 (1965) 2963. [3] CARCHANO, H. et JUND, C., <i>Solid State Electron.</i> 13 (1970) 83. [4] CONTI, M. et PANCHIERI, A., <i>Alta Freq.</i> XL (1970) 544. [5] LEBEVED, A. A., AKMEDOVA, M. M., <i>Sov. Phys. Semicond.</i> 9 (1975) 92. [6] CHARLOT, J. J., Thèse, Orsay (1970). [7] PALS, J. A., <i>Solid State Electron.</i> 17 (1974) 1139. [8] PUGNET, M., BARBOLLA, J., BRABANT, J. C., SAINT-YVES, F. et BROUSSEAU, M., <i>Phys. Status Solidi</i> 35 (1976) 533. [9] MILLER, M. D., SCHADE, H. et NUSE, C. J., <i>I.E.E.E. Inter-</i>	<i>national Electron Devices Meeting</i> (Washington, D.C.) 1975. [10] EVWARAYE, A. O., SUN, E., <i>J. Appl. Phys.</i> 47 (1976) 3172. [11] LISIAK, K. P. et MILNES, A. G., <i>Solid State Electron.</i> 18 (1975) 553 et <i>J. Appl. Phys.</i> 46 (1975) 5229. [12] BARBOLLA, J., PUGNET, M., BRABANT, J. C. et BROUSSEAU, M., <i>Phys. Status Solidi</i> 36 (1976) 495. [13] SCHIBLI, E. et MILNES, A. G., <i>Solid State Electron.</i> 11 (1968) 323. [14] ZOHTA, J., <i>J. Appl. Phys.</i> 43 (1972) 1713. [15] LOSEE, D. L., <i>Appl. Phys. Lett.</i> 21 (1972) 54. [16] ZYLBERSZTEIN, A., <i>Appl. Phys. Lett.</i> 33 (1978) 200. [17] THURMOND, C. D., <i>J. Electrochem. Soc.</i> 122 (1975) 1133. [18] BRABANT, J. C., Thèse, Toulouse (1977).