



ÉVOLUTION DU SPECTRE DE BRUIT EN FONCTION DE LA TEMPÉRATURE DANS LES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP

par

Joseph BOREL *

et

Jean LACORRE *

LISTE DES SYMBOLES UTILISÉS

$2a$: largeur du canal géométrique de l'effet de champ.
 $2b$: largeur du canal sous polarisation.
 c_n, c_p : probabilités de capture des électrons ou des trous par le centre piège.
 $c_{\delta nt}(\tau)$: fonction d'autocorrélation de la fluctuation δnt , ($c_{\delta nt}(0)$ est la variance).
 E_i, E_t, E_c, E_v : niveaux énergétiques du niveau piège, du niveau intrinsèque, du bas de la bande de conduction, du haut de la bande de valence.
 E_F : niveau de Fermi.
 E_{G0} : largeur de la bande interdite à 0°K.
 $E = -\frac{dV}{dx}$: champ électrique.
 E_0 : champ critique caractéristique de l'évolution de la mobilité avec le champ électrique.
 e_n, e_p : probabilités d'émission d'électrons ou de trous par le centre piège.
 F_t : pseudo niveau de Fermi pour le centre piège.
 $f_t = 1 - f_{tp}$: fraction de centres pièges occupés.
 g_0 : conductance par unité de longueur du canal (à $V_G = V_D \approx 0$).
 $g(w)$: conductance par unité de longueur du canal (avec polarisations).
 g_m : transconductance du dispositif.
 I_D : courant d'anode (fluctuation δI_D).
 K : constante diélectrique du silicium ($K \approx 12$).
 k : constante de Boltzmann.
 L : longueur du canal sous la grille.
 N_t : concentration en centres pièges.
 n_0 : concentration en électrons à l'équilibre (fluctuation δn).
 n_{t0} : population globale des centres pièges à l'équilibre (fluctuation δn_t).
 n_t : concentration des porteurs dans un semi-conducteur intrinsèque.
 n_1, p_1 : concentrations en porteurs dans un matériau où $E_t = E_F$.
 N_c : concentration en impuretés dans le canal
 p_0 : concentration en trous à l'équilibre (fluctuation δp).
 q : charge de l'électron.
 T : température absolue (T_A : température ambiante).
 U_{cn}, U_{cp} : taux net de capture par un centre recombinant d'électrons ou de trous.
 V : potentiel appliqué extérieurement (V_G, V_D) ou interne (V_φ).
 $v(E)$: vitesse des porteurs dépendant du champ électrique ($v_t = \mu_0 E_0$ vitesse limite).
 $W(x)$: potentiel interne aux bornes de la zone de charge d'espace (variant de W_s à la source à W_D au drain).
 W_0 : tension de blocage du courant.
 x_1, y_1 : coordonnées du piège considéré dans la zone de charge d'espace.
 y, z : tensions normalisées $y = \frac{W_D}{W_0}, z = \frac{W_t}{W_0}$.

Z : largeur du canal.

$\alpha = \frac{W_0}{L \cdot E_0}$: coefficient de champ.

$\beta = \frac{I_D}{g_0 \cdot E_0}$

$\gamma(v)$: densité spectrale énergétique.

μ : mobilité (μ_0 pour $E = 0$).

$\delta(x)$: fonction de Dirac.

δv : fluctuation de tension.

$\nu = \frac{\omega}{2\pi}$: fréquence.

ϵ : permittivité absolue.

τ_t : constante de temps de piégeage.

θ_p, θ_n : vitesses thermiques pour les trous et les électrons.

σ_p, σ_n : sections de capture du piège pour les trous ou les électrons.

AVANT-PROPOS

Le problème de la détection d'un signal dans un bruit est souvent très complexe à résoudre quand on a affaire à des détecteurs très sensibles. C'est notamment le problème qui se pose en électronique nucléaire lorsque l'on réalise des amplificateurs de charge. Actuellement on utilise des détecteurs à semiconducteurs qui ont des résolutions de l'ordre de 0,5 keV (dans l'azote liquide) alors que l'électronique qui suit ajoute plus d'un keV de bruit. On voit donc qu'il y a une désadaptation entre les possibilités du détecteur et celles de l'amplificateur. On a donc pensé améliorer les performances de l'amplificateur en étudiant l'évolution de sa résolution avec la température [1]. On a espéré, en particulier, diminuer le bruit thermique en baissant la température. Les courbes de résolution globale obtenues sont difficiles à interpréter et nous nous intéressons ici à l'évolution du spectre des fluctuations en fonction de la température dans le domaine des fréquences de 20 Hz à 50 kHz. Nous conduirons cette étude sur des transistors à effet de champ du type 2N 3458 et nous étudierons l'évolution des sources de bruit en fonction de la polarisation. Nous attribuerons l'origine des fluctuations observées à la fluctuation de charge de pièges dans les zones de charge d'espace de l'effet de champ [2, 3]. Nous utiliserons la théorie de Shockley de l'effet de champ dans laquelle nous tiendrons compte de la vitesse limite des porteurs en utilisant une formule approchée de la dépendance mobilité-champ électrique [4].

* Ingénieurs au Centre d'Études Nucléaires de Grenoble.

I. FLUCTUATION DE CHARGE
A UN CENTRE PIÈGE
D'APRÈS LE MODÈLE DE RECOMBINAISON
DE SHOCKLEY-HALL-READ
A UN SEUL NIVEAU.

Nous allons considérer des pièges du type accepteur localisés dans la zone de charge d'espace sous la grille du transistor à effet de champ (fig. 1).

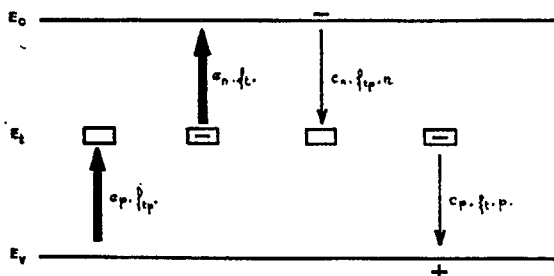


FIG. 1. — Échange de charges à un niveau piège (les processus d'émission sont représentés par des flèches épaisses).

Nous avons quatre mécanismes essentiels d'échange de porteurs entre le niveau piège, à l'énergie E_i , et les bandes de conduction et de valence. Deux de ces mécanismes correspondent à une émission (trou ou électron) et deux à une capture (trou ou électron). Dans notre cas, pour un centre situé dans une zone de charge d'espace où préexiste un champ électrique important, les mécanismes les plus probables sont ceux d'émission (flèches épaisses). La probabilité de capture d'un porteur est alors faible. Si nous faisons le bilan des échanges des porteurs au niveau piège et en utilisant les notations de Shockley et Read [5], nous pouvons écrire :

$$(1) \quad \frac{dn_t}{dt} = U_{cn} - U_{cp} = N_t [(c_n \cdot f_{tp} \cdot n - e_n \cdot f_t) - (c_p \cdot f_{tp} \cdot p - e_p \cdot f_t)] ;$$

c_n , c_p , e_n , e_p sont des probabilités de capture et d'émission (électrons ou trous) que l'on suppose constantes hors de l'équilibre thermodynamique ; $f_t = 1 - f_{tp}$ est la fonction de Fermi exprimée au niveau du piège ; N_t est la densité des pièges. Ainsi en écrivant qu'à l'équilibre le bilan pour les trous ou les électrons doit être nul ($U_{cn} = U_{cp} = 0$), on obtient :

$$(2) \quad e_n / c_n = n_1 = n_i \cdot \exp(E_i - E_i) / kT.$$

$$(3) \quad e_p / c_p = p_1 = n_i \cdot \exp(E_i - E_i) / kT.$$

Ainsi l'expression (1) devient :

$$(4) \quad \frac{dn_t}{dt} = - [c_p (p + p_1) + c_n (n + n_1)] n_t + (c_p \cdot p_1 + c_n \cdot n) N_t.$$

On va étudier la constante de temps de retour à l'équilibre d'une petite perturbation dans la charge des pièges. Pour cela on pose :

$$(5) \quad p = p_0 + \delta p,$$

$$(6) \quad n = n_0 + \delta n,$$

$$(7) \quad n_t = n_{t0} + \delta n_t,$$

n_0 , p_0 , n_{t0} étant les concentrations moyennes d'équilibre.

A l'aide de l'équation (4), on peut calculer δn_t :

$$(8) \quad \frac{d}{dt} \delta n_t = - [c_n (n_0 + n_1) + c_p (p_0 + p_1)] \times \delta n_t + c_n (N_t - n_{t0}) \delta n - c_p \cdot n_{t0} \cdot \delta p.$$

La résolution de cette équation différentielle nécessite deux équations supplémentaires (continuité de la charge).

Dans le cas d'une zone de charge d'espace, on ne s'intéresse qu'aux grandes constantes de temps.

Si on suppose que (8) reste valable, on peut alors écrire $\delta n = \delta p = 0$, car le rééquilibrage de ces fluctuations est très rapide (temps de transit dans la zone de charge d'espace). Dès lors l'intégration de (8) donne :

$$(9) \quad \delta n_t(t) = \delta n_t(0) e^{-t/\tau_t},$$

avec

$$(10) \quad \frac{1}{\tau_t} = c_p (p_0 + p_1) + c_n (n_0 + n_1) \approx c_p \cdot p_1 + c_n \cdot n_1.$$

On doit remarquer que l'expression (10) est indépendante de la concentration en pièges, car :

$$(11) \quad c_p = \sigma_p \cdot \theta_p,$$

et

$$(12) \quad c_n = \sigma_n \cdot \theta_n,$$

ne sont fonctions que des sections de capture (σ_n et σ_p) et des vitesses thermiques (θ_n et θ_p).

A cause de p_1 et n_1 , τ_t dépendra fortement de la température.

Il est aisé à l'aide de l'expression (9) de calculer la fonction d'autocorrélation de δn_t .

On obtient :

$$(13) \quad c \delta n_t(\tau) = c \delta n_t(0) \cdot e^{-\tau/\tau_t}.$$

La transformée de Fourier de $C(\tau)$ nous donne la densité spectrale énergétique (théorème de Wiener-Khinchine).

Nous retrouvons une loi de Lorentz [6] :

$$(14) \quad \gamma \delta n_t(\tau) = \frac{4 \cdot c \delta n_t(0) \cdot \tau_t}{1 + \omega^2 \cdot \tau_t^2}.$$

Le terme $c \delta n_t(0)$ a été calculé par Lax [7], en suivant un traitement thermodynamique et par Burgess [8] en étudiant le processus microscopique ; les résultats donnent :

$$(15) \quad c \delta n_t(0) = \frac{N_t \cdot f_t \cdot f_{tp}}{\Delta V},$$

où ΔV est le volume concerné par les fluctuations. Nous allons utiliser les formules (14) et (15) dans la suite des calculs.

II. RAPPELS CONCERNANT LE FONCTIONNEMENT DU TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP.

Nous nous placerons dans le cadre des hypothèses formulées par Shockley [9], c'est-à-dire que nous supposons $E_x \neq 0$, $E_y = 0$ dans le canal (Fig. 2), et $E_x = 0$, $E_y \neq 0$ dans la zone de charge d'espace (hypothèse graduelle). De plus, nous tenons compte

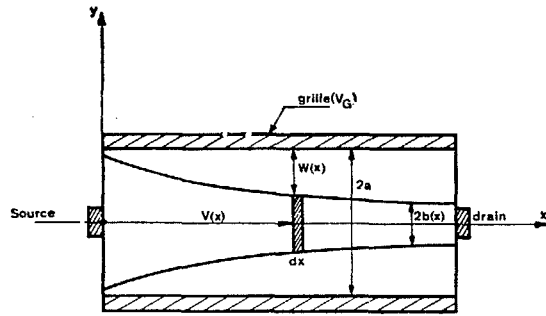


FIG. 2. — Vue en coupe d'un transistor à effet de champ.

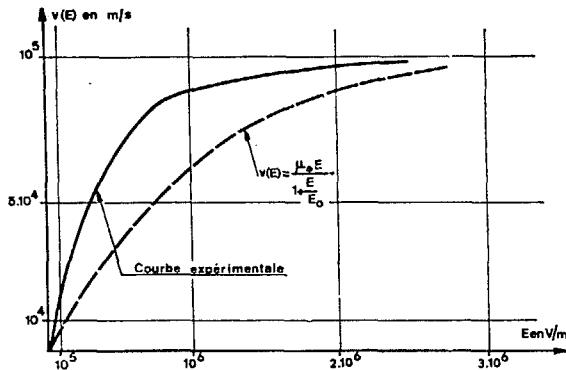


FIG. 3. — Comparaison entre les valeurs mesurées et les valeurs données par la formule approchée de la vitesse en fonction du champ électrique.

de la dépendance mobilité-champ électrique pour donner une détermination à l'intégrale donnant les fluctuations [3]. On prend une forme approchée pour la vitesse des porteurs dans le canal (Fig. 3) :

$$(15 \text{ bis}) \quad v(E) = \frac{\mu_0 \cdot E}{1 + E/E_0}$$

où E_0 est le champ critique à partir duquel la mobilité commence à chuter. Pour le silicium, on trouve [10] :

$$E_0 \approx 6,5 \cdot 10^3 \text{ V/cm.}$$

On supposera les grilles de commande infiniment plus dopées que le canal (extension de la zone de charge d'espace uniquement dans celui-ci).

Dans chaque tranche de longueur dx dans le canal, on peut écrire (Fig. 2) :

$$(16) \quad I_D \left\{ 1 + \frac{1}{E_0} \cdot \frac{dW}{dx} \right\} = g(W) \cdot \frac{dW}{dx}$$

avec

$$(17) \quad g(W) = g_0 \left[1 - \left(\frac{W}{W_0} \right)^{1/2} \right];$$

$$(18) \quad g_0 = q \cdot \mu_0 \cdot N_c \cdot 2a \cdot Z,$$

et

$$(19) \quad W_0 = - \frac{q \cdot N_c \cdot a^2}{2 \cdot k \cdot \epsilon},$$

d'après les notations proposées par Van der Ziel et Ero [11].

L'expression (16) est l'expression classique du courant dans laquelle on a utilisé l'expression (15 bis) conduisant à

$$\mu = \frac{\mu_0}{1 + E/E_0} \quad \text{et} \quad v_l = \mu_0 \cdot E_0.$$

On pose :

$$(20) \quad \alpha = \frac{W_0}{L \cdot E_0};$$

le terme α tient compte de la limitation de mobilité aux champs intenses. Si on fait $\alpha = 0$, on retrouve la théorie classique.

L'intégration de (16) le long du canal conduit à (annexe I) :

$$(21) \quad I_D = \frac{g_0}{L} W_0 \cdot f_1'(\alpha, y, z),$$

avec

$$(22) \quad f_1'(\alpha, y, z) = \frac{y - z - \frac{2}{3}(y^{3/2} - z^{3/2})}{1 + \alpha(y - z)},$$

$$(23) \quad y = \frac{W_D}{W_0} = \frac{V_G + V_{diff} - V_D}{W_0},$$

$$(24) \quad z = \frac{W_s}{W_0} = \frac{V_G + V_{diff}}{W_0}.$$

On montre alors (12) que la saturation est donnée par :

$$(25) \quad \frac{1}{3} \cdot \alpha \cdot y^{3/2} + \frac{2}{3} \cdot \alpha \cdot z^{3/2} = 1 - (1 - \alpha z) \cdot y^{1/2};$$

Cette relation conduit à l'abaque de la figure 4 où l'on retrouve une limite supérieure de quantité $(y - z)$ pour la saturation, dépendant de la valeur α et de z .

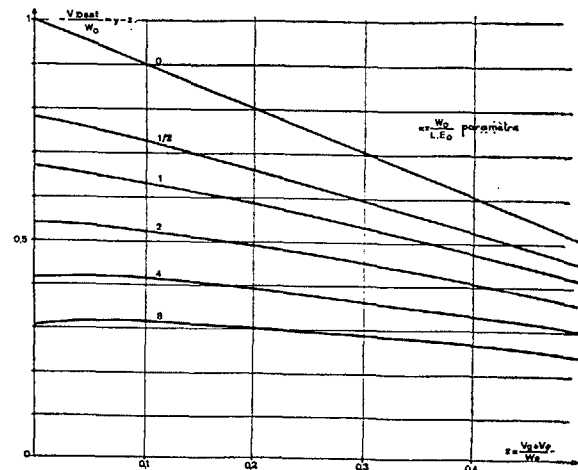


FIG. 4. — Abaque donnant la valeur de $V_D \text{ sat}$ en fonction de z pour diverses valeurs de α .

La pente du dispositif d'après la relation (21) est : et

$$(26) \quad g_m = \frac{g_0}{L} \cdot \frac{z^{1/2} - y^{1/2}}{1 + \alpha(y - z)}$$

$$\frac{\delta b}{a} \Big/ \delta w_{-0} = - \frac{1}{N_D a^2} \cdot \frac{1}{1 - b/a} \times y_1 \cdot dy_1 \cdot \delta(x - x_1) \cdot dx \cdot \delta n_i$$

Nous allons maintenant utiliser la relation (16) pour calculer les fluctuations du courant d'anode (drain). A la saturation, nous n'avons pas un canal qui se ferme complètement. Nous n'avons donc pas de limite arbitraire à nous fixer sur le domaine de validité des calculs.

III. FLUCTUATION DE CHARGE DANS UNE ZONE DE CHARGE D'ESPACE.

On va considérer l'effet qu'a sur le courant d'anode une variation de la charge d'un piège, notée δn_i , et localisée en x_1 et y_1 dans la zone de charge d'espace (Fig. 5). Nous supposons ensuite une dis-

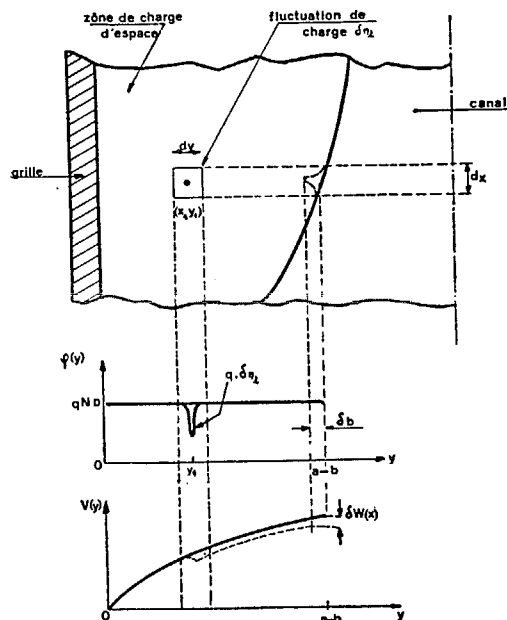


FIG. 5. — Effets de la fluctuation de charge d'un piège dans la zone de charge d'espace.

tribution uniforme des pièges et considérerons que les charges de ces pièges fluctuent de façon indépendante (indépendance stochastique). Nous avons ici un processus ponctuel, et on peut en faire une analyse mathématique rigoureuse [13], mais nous allons nous limiter à un traitement simplifié.

Sur la figure 5, on a représenté les conséquences d'une fluctuation de charge en x_1 , y_1 , sur l'extension de la zone de charge d'espace et sur le potentiel aux bornes de cette zone de charge d'espace. On voit que la même cause a deux effets : δn_i entraîne δb et $\delta w(x)$.

On peut calculer ces quantités respectives en résolvant l'équation de Poisson (annexe II) ; on trouve :

$$\delta w / \delta b_{-0} = - \frac{2 \cdot W_0}{N_D \cdot a^2} \times y_1 \cdot dy_1 \cdot \delta(x - x_1) \cdot dx \cdot \delta n_i$$

IV. FLUCTUATION DU COURANT D'ANODE.

Nous allons faire une hypothèse simplificatrice qui consiste à négliger la fluctuation $\delta w(x)$. Ceci correspond à négliger la partie du courant de fluctuation qui se referme sur l'entrée. Nous calculons ainsi la tension de bruit ramenée à l'entrée du dispositif dans le domaine des fréquences inférieures à la fréquence de coupure. Cette contribution est importante si on s'intéresse au courant de bruit ramené à l'entrée.

Dans ces conditions, si

$$\delta w(x) = \delta w(L) = \delta w(0) = 0,$$

c'est-à-dire si on calcule $\gamma_{\delta I_D}(v)$ pour $\delta V_{DS} = 0$ et $\delta V_{GS} = 0$, on trouve (annexe III) :

$$(27) \quad \gamma_{\delta I_D}(v) = \frac{g_0 \cdot I_D \cdot A \cdot W_0}{3 \cdot L^2 \cdot N_D^2 \cdot a \cdot Z [1 + \alpha(y - z)]^2} \times f'(\alpha, y, z)$$

La fluctuation ramenée à l'entrée a pour densité spectrale :

$$(28) \quad \gamma_{\delta v_e}(v) = \left(\frac{q}{2k\epsilon} \right)^2 \cdot \frac{a^3}{L \cdot Z} \cdot \frac{A}{3} \cdot \frac{f'(\alpha, y, z) \cdot f'_1(\alpha, y, z)}{f_2^2(y, z)}$$

avec :

$$(29) \quad f'(\alpha, y, z) = (1 - \beta + z^{1/2})^2 - (1 - \beta + y^{1/2})^2 + 2(1 - \beta)^2 \log_e \frac{|1 - \beta - z^{1/2}|}{|1 - \beta - y^{1/2}|}$$

$$A = \frac{4N_t \cdot f_i \cdot f_{tp} \cdot \tau_t}{1 + \omega^2 \cdot \tau_t^2}$$

$$(30) \quad f_2(y, z) = y^{1/2} - z^{1/2}$$

$$(31) \quad \beta = \frac{I_D}{g_0 \cdot E_0} = \frac{W_0}{L \cdot E_0} \cdot f'_1(\alpha, y, z) = \alpha \cdot f'_1(\alpha, y, z) ;$$

si on fait tendre α vers zéro dans (28), on retrouve une expression classique de $\gamma_{\delta v_e}(v)$ [2, 3].

V. COMPORTEMENT DE LA TENSION DE BRUIT RAMENÉE A L'ENTRÉE EN FONCTION DE LA FRÉQUENCE A DIVERSES TEMPÉRATURES.

Nous avons utilisé une méthode de substitution pour mesurer la tension de bruit ramenée à l'entrée du dispositif. Cette méthode a déjà été décrite [14] et consiste à remplacer la tension de bruit à l'entrée par un signal sinusoïdal à un niveau 10 fois supérieur. La connaissance de la bande passante du système nous permet de remonter à la densité spectrale (la largeur de bande équivalente d'exploration est de 6 hertz).



On a tracé (Fig. 6) divers spectres de bruit en fonction de la fréquence, à diverses températures (transistors 2N 3458). Ces spectres ont été trouvés identiques sur un lot de 5 éléments. On remarque, sur la courbe tracée à + 20 °C, le pôle classique basse fréquence observé dans tous les dispositifs à effet de champ. Il se situe pour ce type de transistor vers 10² Hz et pourrait bien être dû au centre accepteur de l'or dans le silicium [3]. Dès que la température diminue, on voit très nettement apparaître dans le domaine de mesure un deuxième pôle qui se situe à des fréquences d'autant plus basses que la température est basse.

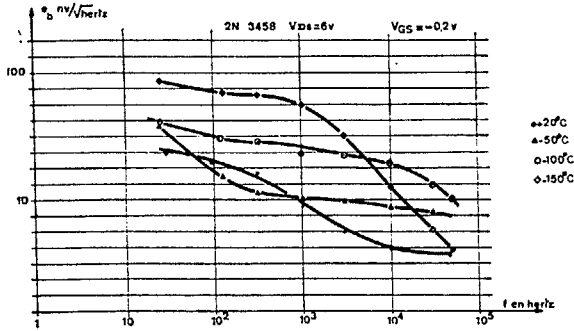


FIG. 6. — Spectres de la tension de bruit ramenée à l'entrée pour diverses températures.

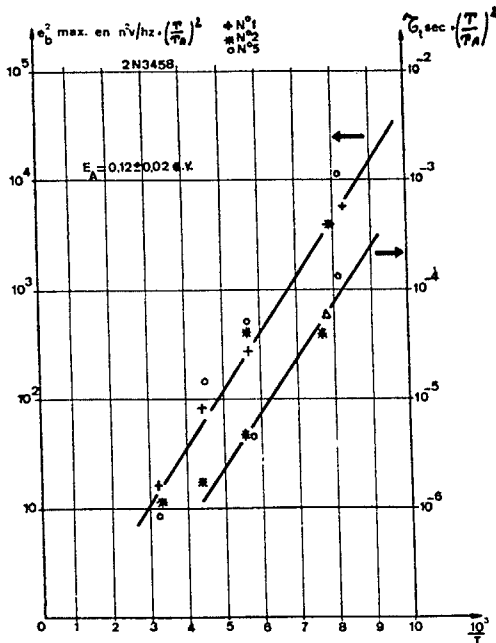


FIG. 7. — Comportement de τ_t et e_b^2 max en fonction de T

On a tracé (Fig. 7) l'évolution de $\tau_t \cdot \left(\frac{T}{T_A}\right)^2$ en fonction de $1/T$. On peut ainsi définir une énergie d'activation (T_A = température ambiante)

$$E_A = 0,12 \text{ eV.}$$

D'autre part, si on trace $e_b^2 \cdot \left(\frac{T}{T_A}\right)^2$, on trouve la même énergie d'activation (en posant $e_b^2 = \gamma_{\delta v_e}(v)$).

On a vu, (10), que :

$$\frac{1}{\tau_t} \approx c_p \cdot p_1 + c_n \cdot n_1.$$

Si

$$(32) \quad E_t - E_i \gg kT, \quad \frac{1}{\tau_t} \approx c_n \cdot n_1;$$

si

$$(33) \quad E_t - E_i \gg kT, \quad \frac{1}{\tau_t} \approx c_p \cdot p_1.$$

On trouve donc :

— dans le premier cas :

$$\frac{1}{\tau_t} \cdot \left(\frac{T_A}{T}\right)^2 \approx \sigma_n \cdot \exp \left[-\frac{E_{G0}}{2} + E_t - E_i \right] / kT,$$

soit, en supposant σ_n indépendant de T :

$$E_c - E_t = E_A = 0,12 \text{ eV.}$$

— dans le second cas :

$$\frac{1}{\tau_t} \cdot \left(\frac{T_A}{T}\right)^2 \approx \sigma_p \cdot \exp \left[-\frac{E_{G0}}{2} + E_t - E_i \right] / kT,$$

soit, en supposant σ_p indépendant de T :

$$E_t - E_v = 0,12 \text{ eV.}$$

Avec ces considérations, on devrait avoir pour $\gamma_{\delta v_e}(v)$ une énergie d'activation différente de celle de τ_t , ce qui n'est pas le cas figure 7. C'est donc que $f_t \cdot f_{tp}$ est indépendant de la température.

VI. ÉVOLUTION DE LA DENSITÉ SPECTRALE AVEC LA POLARISATION DE L'ÉLÉMENT.

La figure 8 montre la structure du transistor à effet de champ étudié. Il est réalisé en technique planar par diffusion d'un caisson puis des grilles. Celles-ci sont reliées systématiquement au substrat par l'intermédiaire du caisson.

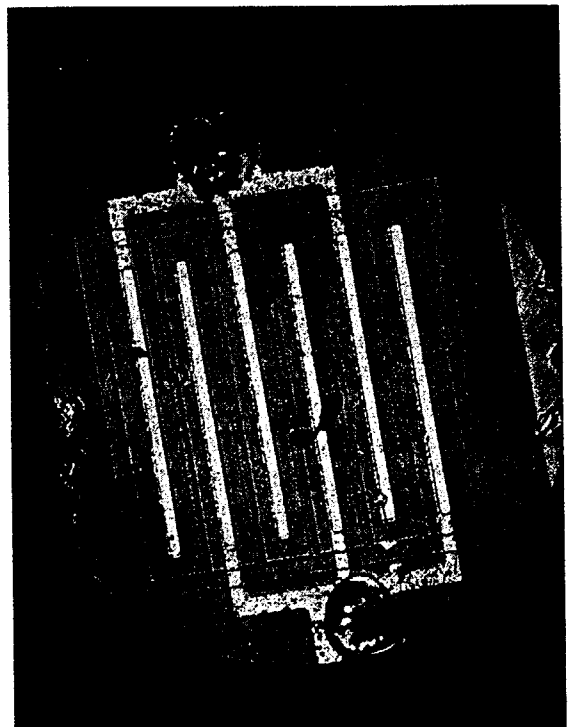


FIG. 8. — Structure du transistor à effet de champ.

Le dispositif a les dimensions suivantes :

$$L = 8\mu.$$

$$Z = 1,9 \text{ mm.}$$

Il est réalisé sur un substrat épitaxié n/p dont la couche épitaxiée a une résistivité de $1 \Omega \cdot \text{cm}$. Connaissant la valeur de W_0 , on peut ainsi remonter à la valeur de a :

$$a = \left\{ \frac{2k\varepsilon \cdot |W_0|}{q \cdot N_D} \right\}^{1/2} = 0,8 \mu ;$$

le canal a une largeur totale de $2a = 1,6 \mu$;

La valeur du paramètre α est de :

$$\alpha = \frac{W_0}{L \cdot E_0} = 0,84.$$

On peut vérifier la formule proposée pour l'évolution de la densité spectrale avec V_{DS} et V_{GS} (28).

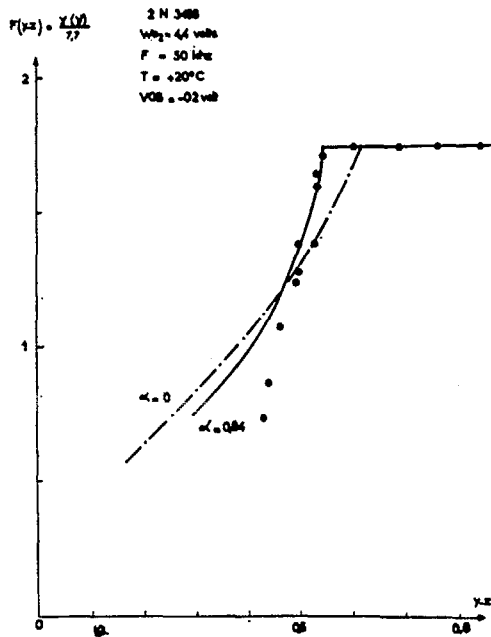


FIG. 9. — Évolution de $F(y - z)$ pour $\alpha = 0$; $\alpha = 0,84$ et comparaison aux mesures.

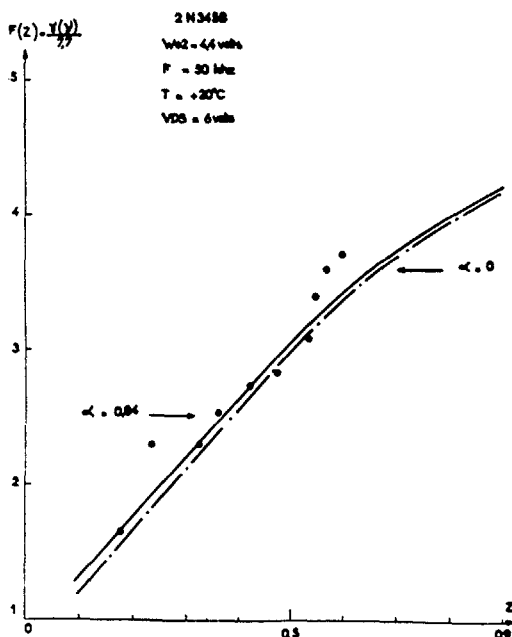


FIG. 10. — Évolution de $F(Z)$ pour $\alpha = 0$; $\alpha = 0,5$ et valeurs mesurées.

On a tracé, figure 9, l'évolution donnée par la relation 28 avec $\alpha = 0,84$. On a porté la courbe théorique correspondant à $\alpha = 0$ [2, 3]. Ces deux courbes sont comparées (en relatif) avec les points expérimentaux. On constate un très bon accord entre la relation 28 et les mesures.

Sur la figure 10 on a comparé la valeur théorique (en relatif) de la formule 28 avec les points expérimentaux en fonction de V_{GS} .

Dans ce cas on constate encore une bonne représentation de l'évolution, pour $\alpha = 0,84$.

CONCLUSION

Disons, en résumé, que l'évolution de la tension de bruit ramenée à l'entrée d'un transistor à effet de champ n'est pas forcément diminuée quand on abaisse la température. Ce serait le cas [15] pour le transistor à injection car on a alors affaire à un bruit thermique. La densité spectrale correspondant à la tension de bruit du transistor à effet de champ subit seulement une déformation quand la température est abaissée. Ainsi, dans une bande passante donnée (par exemple entre 10^2 et 10^3 Hz dans notre cas) quand la température diminue, la puissance totale de bruit dans la bande considérée va baisser jusqu'aux alentours de -50°C puis va augmenter pour diminuer à nouveau au-delà de -150°C . On retrouve très bien les mesures globales de certains auteurs [1]. Ce comportement particulier vient essentiellement du fait que dans certains transistors à effet de champ, on n'a pas uniquement un bruit thermique ramené à l'entrée. Le bruit associé aux fluctuations de charges dans les zones de transition peut être prépondérant. Le meilleur transistor sera celui qui aura le bruit le plus bas aux fréquences élevées, la limite étant alors le bruit thermique.

ANNEXE I

Calcul du courant d'anode

Dans la théorie classique proposée par Shockley on a, pour calculer I_D , à intégrer une équation de la forme $I_D = g(w) \cdot \frac{dw}{dx}$. Si on utilise la loi de mobilité proposée au chapitre II, on aura à intégrer :

$$I_D \left\{ 1 + \frac{1}{E_0} \cdot \frac{dw}{dx} \right\} = g(w) \cdot \frac{dw}{dx} ;$$

cette intégration entre 0 et L nous donne :

$$I_D = I_0 \cdot \frac{y - z - \frac{2}{3} (y^{3/2} - z^{3/2})}{1 + \alpha(y - z)},$$

en posant $I_0 = \frac{g_0}{L} \cdot W_0$.

Si on utilise l'expression ci-dessus de I_D et que l'on cherche la relation $y(z)$ telle que $\left(\frac{\partial I_D}{\partial V_D} \right) V_G = 0$, on obtient l'expression (25).

On considère que les expressions calculées sont



valables jusqu'à la limite de validité de l'hypothèse graduelle.

ANNEXE II

Fluctuations dans la zone de charge d'espace

Figure 5, nous avons représenté une coupe du transistor à effet de champ et l'évolution de la charge à une abscisse donnée dans le canal en fonction de y . A cette abscisse, nous écrivons la loi de Poisson :

$$\Delta V + \frac{\rho}{k\varepsilon} = 0,$$

$$k\varepsilon \cdot \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + q[N_D - \delta n_t \cdot dy \cdot \delta(y - y_1) \cdot dx \cdot \delta(x - x_1)] = 0.$$

En supposant le champ nul aux extrémités de la zone de charge d'espace, on intègre deux fois l'expression ci-dessus et on trouve :

$$W(x) = W_0 \left\{ \left(1 - \frac{b}{a}\right)^2 - \frac{2}{N_D \cdot a^2} \cdot y_1 \cdot dy_1 \times \delta(x - x_1) \cdot dx \cdot \delta n_t \right\}$$

d'où

$$\frac{\delta b}{a} \Big|_{\delta w=0} = - \frac{1}{N_D \cdot a^2} \cdot \frac{1}{1 - b/a} \cdot y_1 \cdot dy_1 \cdot \delta(x - x_1) \cdot dx \cdot \delta n_t,$$

et

$$\delta w / \delta b=0 = - \frac{2W_0}{N_D \cdot a^2} \cdot y_1 \cdot dy_1 \cdot \delta(x - x_1) \cdot dx \cdot \delta n_t.$$

ANNEXE III

Calcul de $\gamma_{\delta I_D}(v)$

Reprenons l'expression (16) :

$$I_D \left\{ 1 + \frac{1}{E_0} \cdot \frac{d\varphi}{dx} \right\} = g(b) \cdot \frac{d\varphi}{dx},$$

avec

$$g(b) = g_0 \cdot \frac{b}{a};$$

pour

$$\delta \varphi / \delta b=0 = 0,$$

$$\delta I_D \left\{ 1 + \alpha \frac{d\varphi/W_0}{dx/L} \right\} = \delta g(b) \cdot \frac{d\varphi}{dx}$$

$$= - g_0 \cdot \frac{d\varphi}{dx} \cdot \frac{1}{N_D \cdot a^2} \cdot \frac{1}{1 - b/a} \cdot y_1 \cdot dy_1 \cdot \delta(x - x_1) \cdot dx \cdot \delta n_t.$$

En intégrant sur toute la longueur du canal les deux termes de l'expression ci-dessus, avec I_D conservatif tout au long du canal, on obtient :

$$\delta I_D [1 + \alpha(y - z)] = - \frac{g_0}{L \cdot N_D \cdot a^2} \cdot y_1 \cdot dy_1 \times \frac{d\varphi}{dx} \Big|_{x_1} \cdot \frac{1}{1 - b_1/a} \cdot dx \cdot \delta n_t.$$

Cette expression nous permet de calculer :

$$\gamma_{\delta I_D}(v) = \frac{g_0^2 \cdot y_1^2}{N_D^2 \cdot a^4 \cdot L^2} \cdot \frac{1}{[1 + \alpha(y - Z)]^2} \cdot \frac{I_D^2}{\left(g(b) - \frac{I_D}{E_0}\right)^2} \cdot \frac{W_0}{W} \times (dx_1, dy_1)^2 \cdot \gamma_{\delta n_t}(v);$$

on a à faire la somme de toutes les contributions dans la zone de charge d'espace :

$$\gamma_{\delta I_D}(v) = \frac{g_0 \cdot I_D \cdot A \cdot W_0}{3 \cdot L^2 \cdot N_D^2 \cdot a \cdot Z [1 + \alpha(y - z)]^2} \int_{u_s}^{u_D} \frac{2u^2 du}{1 - u - I_D/g_0 E_0};$$

on a posé : $u^2 = W/W_0$ et A est donné par :

$$A = \frac{4 \cdot N_t \cdot f_t \cdot f_p \cdot \tau_t}{1 + \omega^2 \cdot \tau_t^2};$$

on montre que, en posant :

$$a = 1 - I_D/g_0 E_0 = 1 - \beta,$$

$$(29) \quad I' = \int_{u_s}^{u_D} \frac{2u^2 du}{a - u} = f'(\alpha, y, z).$$

Dès lors,

$$(27) \quad \gamma_{\delta I_D}(v) = \frac{g_0 \cdot I_D \cdot A \cdot W_0}{3 \cdot L^2 \cdot N_D^2 \cdot a \cdot Z [1 + \alpha(y - z)]^2} \cdot f'(\alpha, y, z).$$

La densité spectrale des fluctuations ramenée à l'entrée est donnée par :

$$\gamma_{\delta v_e}(v) = \frac{\gamma_{\delta I_D}(v)}{|g_m|^2},$$

ce qui conduit à la relation 28.

RÉFÉRENCES

- [1] BLALOCK. Wide-band low-noise charge sensitive preamplifier. *I.E.E.E. Transactions on nuclear Science.* (June 1966) **13**, n° 3, pp. 457-467.
- [2] SAH (C. T.). Theory of low-frequency generation noise in junction-gate field-effect transistors. *Proceeding of the I.E.E.E.*, (July 1964) pp. 795-814.
- [3] LAURITZEN (P. O.). Low-frequency generation noise in junction field effect transistors. *Solid state electronics*, (janvier 1965), **8**, n° 1, pp. 41-58.
- [4] PAUTRAT (J. L.). Note Interne (C.E.N. Grenoble).
- [5] SHOCKLEY (W.), READ (W. T.). Statistics of recombination of holes and electrons. *Physical review*, (September 1952), **87**, pp. 835-842.
- [6] BONNET (G.). Phénomènes aléatoires et traitement du signal. *Bull. inf. Sc. Techn.*, (1965), **96**, pp. 1-12.
- [7] LAX (M.). Fluctuation from nonequilibrium steady-state. *Rev. mod. phys.*, (January 1960), **32**, pp. 25-64.
- [8] BURGESS (R. E.). The statistics of charge carrier fluctuations in semi-conductors. *Proceedings physical soc.*, (October 1956), *B* **69**, pp. 1020-1207.



- [9] SHOCKLEY (W.). A unipolar « Field effect » transistor. *Proceeding of the I.R.E.*, (novembre 1952), pp. 1365-1376.
- [10] RYDER (E. J.). Mobility of holes and electrons in high electric fields. *Physical review*, (June 1953), 90, n° 5, p. 756.
- [11] VAN DER ZIEL (A.), ERO (J. W.). Small signal, high-frequency theory of field-effect transistors. *I.E.E.E. transactions on electron devices*, (April 1964), pp. 128-135.
- [12] DAVID (P.). Thèse à paraître (C.E.N. Grenoble).
- [13] BONNET (G.). Spectre de certaines fonctions aléatoires alternées associées à des processus de renouvellement. *C. R. Acad. Sci., Fr.*, (17 janvier 1966), 262, pp. 181-184.
- [14] BOREL (J.). Étude du schéma équivalent et du bruit du transistor à effet de champ. *L'onde électrique*, (novembre 1966), n° 476, pp. 1190-1201.
- [15] BOREL (J.). Schéma équivalent du transistor allié, résistance de base et tension de bruit ramenée à l'entrée du transistor. *Solid state electronics*, (1965), 8, pp. 31-40.