

**Chapitre II : Techniques de caractérisation des centres
 profonds**

II.1 Introduction

Toute perturbation du réseau cristallin du semiconducteur se manifeste par la présence d'états dont les niveaux d'énergie associés sont localisés dans la bande interdite. Quand ces niveaux sont proches de la bande de conduction ou de la bande de valence, ils correspondent à des impuretés dopantes qui établissent une conductivité de type respectivement N ou P. Quand ils sont proches du centre de la bande interdite, ces niveaux sont appelés pièges profonds. Ils ont une incidence directe sur les propriétés électriques du semiconducteur et des dispositifs associés. En effet, les pièges modifient de façon plus ou moins importante les propriétés de conduction et de luminescence dans les semiconducteurs :

- Par leurs capacités à émettre ou à capturer les porteurs libres, ils peuvent compenser les niveaux donneurs ou accepteurs introduits intentionnellement et donc réduire la concentration des porteurs libres ainsi que leur mobilité. Pour augmenter la résistivité d'un matériau, des pièges profonds peuvent être introduits intentionnellement pour capturer les porteurs libres (cas du Cr, Fe dans GaAs, InP et V dans SiC).
- En raison de leur position centrale dans la bande interdite, les niveaux profonds peuvent interagir avec les porteurs des deux bandes. Ils sont considérés comme des centres de génération-recombinaison et affectent donc la durée de vie des porteurs minoritaires.

D'autre part, dans les dispositifs à semiconducteurs, la présence de centres profonds induit généralement des dysfonctionnements, notamment sur les caractéristiques électriques des transistors.

Dans ce chapitre, nous présenterons les différentes méthodes d'analyse des défauts profonds que nous avons utilisées : la spectroscopie de transitoire de capacité DLTS (**Deep Level Transient Spectroscopy**) et la spectroscopie de transitoire de courant drain-source CDLTS (**Conductance Deep Level Transient Spectroscopy**). Enfin nous discuterons la complémentarité entre ces techniques de caractérisation de défauts profonds.

II.2 Modèle énergétique : Phénomène de relaxation du réseau cristallin

De façon générale, un atome étranger détruit la périodicité du cristal. Le potentiel perturbateur qui en résulte peut introduire des états électroniques localisés qui n'existeraient pas dans un cristal parfait et qui peuvent piéger un porteur de charge (électron ou trou).

L'énergie d'activation d'émission, c'est à dire, l'énergie nécessaire pour transférer un électron d'un piège vers la bande de conduction est d'autant plus grande que le potentiel perturbateur est fort. Dans le modèle énergétique en coordonnées de configuration Q , un diagramme de configuration permet de représenter l'énergie totale du système (Figure II.1).

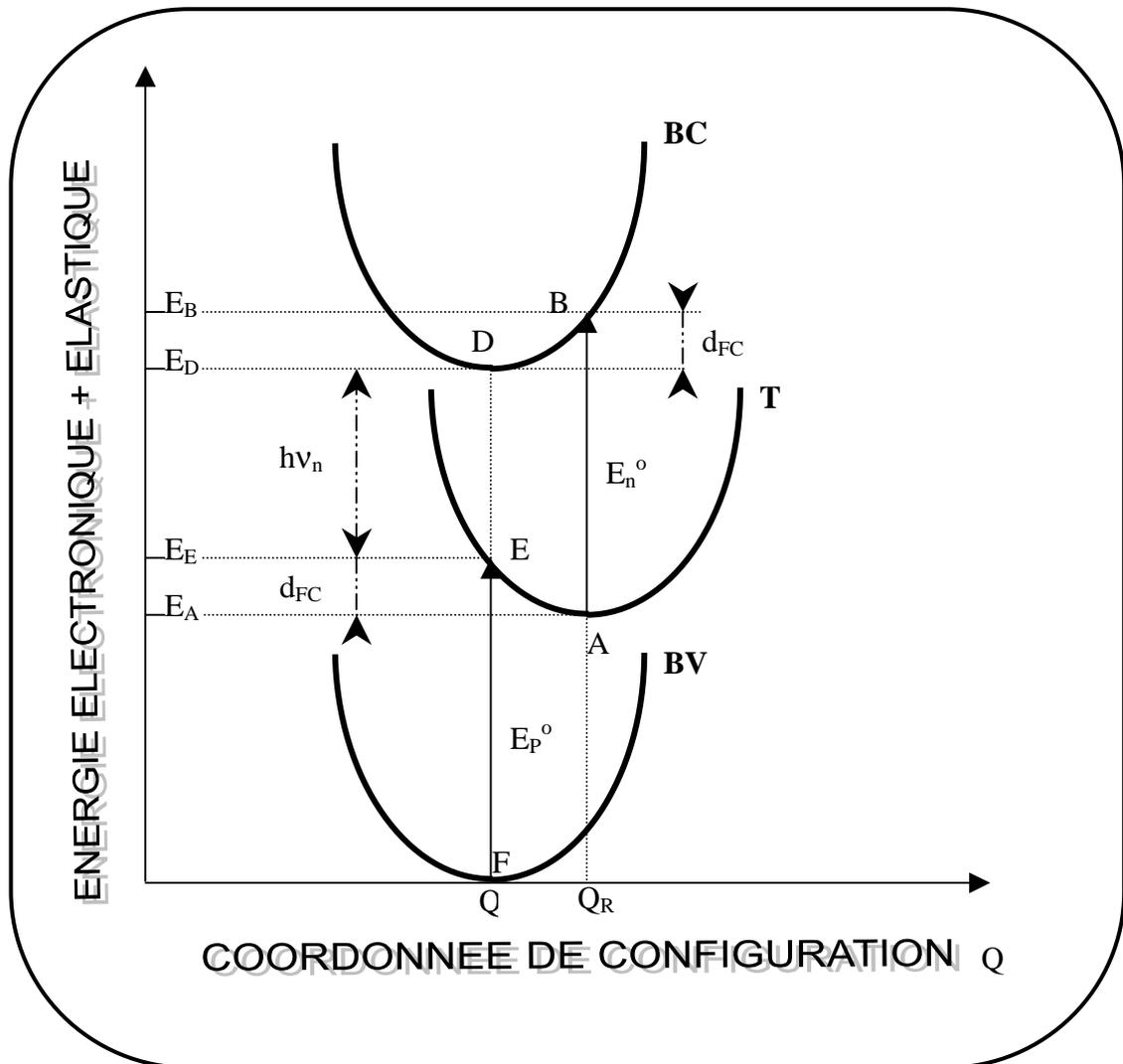


Figure II.1 : Modèle énergétique, diagramme de configuration

La coordonnée de configuration Q représente la déformation élastique du réseau. L'hypothèse couramment utilisée est de la prendre unidimensionnelle et représentative d'un mode de vibration dominant alors qu'en réalité plusieurs coordonnées (de translation, de rotation) seraient nécessaires pour décrire les déformations d'un système [Bremond'81]. Par suite du couplage électron-noyau, l'énergie électronique E_e est fonction de la position à l'équilibre des atomes voisins (approximation adiabatique) et on suppose, en première approximation, qu'elle dépend linéairement de la déformation :

$$E_e = E_0 - bQ \quad (Eq.II.1)$$

Lorsque le piège est occupé par l'électron (état lié du défaut). E_0 est l'énergie électronique du système s'il n'y a pas de relaxation de réseau. Sur la figure II.1, la courbe noté BC (ou BV) représente l'énergie totale (électronique + élastique) du système défaut vide + électron dans BC (ou BV). Cette énergie est de la forme $\frac{1}{2}KQ^2 + Cte$ (K : constante de force). La courbe T représente l'énergie totale du système lorsque l'électron se trouve sur le centre qui s'écrit :

$$E_t = E_0 - bQ + \frac{1}{2} K Q^2 \quad (Eq.II.2)$$

La nouvelle position d'équilibre, après relaxation, se définit par :

$$\left(\frac{dE_t}{dQ}\right)_{Q=Q_R} = 0 \text{ soit } Q_R = \frac{b}{K} \quad (Eq.II.3)$$

Le diagramme de configuration explique les différences observées entre l'énergie d'ionisation optique et l'énergie totale de liaison. Au cours d'une transition induite optiquement entre deux états du système, les ions n'ont pas le temps de se déplacer et la coordonnée de configuration n'est pas modifiée : de telles transitions sont représentées sur la figure II.1 par les flèches verticales AB et FE correspondant aux énergies d'ionisation E_n^0 et E_p^0 . Après la transition, le système relaxe vers la nouvelle position d'équilibre ($B \rightarrow D$ ou $A \rightarrow E$) et l'énergie correspondante est dissipée sous forme de phonons. Les énergies de liaison totale E_n (ou E_p) interviennent seulement dans les conditions d'équilibre thermodynamique et correspondent aux énergies AD et FA.

On définit alors le paramètre de Franck-Condon d_{FC} caractérisant l'amplitude énergétique de la relaxation de réseau :

$$d_{FC} = E_n^0 - E_n = E_p^0 - E_p = \frac{1}{2} K Q_R^2 \quad (Eq.II.4)$$

Cette énergie est dissipée sous forme de phonons lors de la relaxation :

$$d_{FC} = S\hbar\omega \quad (Eq.II.5)$$

Avec S le facteur de Huang-Rhys qui est égal au nombre de phonons du mode principal de vibration d'énergie $\hbar\omega$ émis.

II.3 Caractéristiques des défauts profonds

Les niveaux profonds sont dus à la présence d'impuretés, substitutionnelles ou interstitielles, ou de défauts, ponctuels ou étendus (dislocation), dans le réseau cristallin. Ces

niveaux d'énergie, proches du centre de la bande interdite, sont associés à des états qui peuvent être localisés en surface, en volume ou aux interfaces de la structure à analyser.

II.3.1 Les défauts profonds

Ces défauts peuvent être ponctuels (des lacunes, des atomes interstitiels, des antisites dans les semiconducteurs composés), des impuretés en site substitutionnel ou interstitiel (des métaux de transition: Fe, Cr, Co, etc.), des complexes impuretés défaut de réseau ou des défauts étendus (dislocations, fautes d'empilement). Ces défauts peuvent s'introduire dans la structure lors de la croissance du matériau (contamination dans la chambre de croissance, la pureté des produits de base), pendant les processus de réalisation du composant (gravures des couches, expositions au plasma) ou même au cours du fonctionnement du composant (vieillissement des lasers).

Deux mécanismes principaux qui contrôlent les processus de recombinaison sont observés dans les semiconducteurs. Le premier, c'est la recombinaison directe entre la bande de conduction (BC) et la bande de valence (BV) accompagnée par l'émission de photons et de phonons. Le deuxième, c'est la recombinaison indirecte par un niveau dans la bande interdite (BI) (figure. II.2). Les niveaux profonds sont très localisés dans l'espace réel (Δx très faible), ce qui induit une grande délocalisation dans l'espace des vecteurs d'onde "k" (Δk très grand). Ils pourront donc interagir avec des porteurs des deux bandes et ainsi agir en centre de recombinaison indirecte.

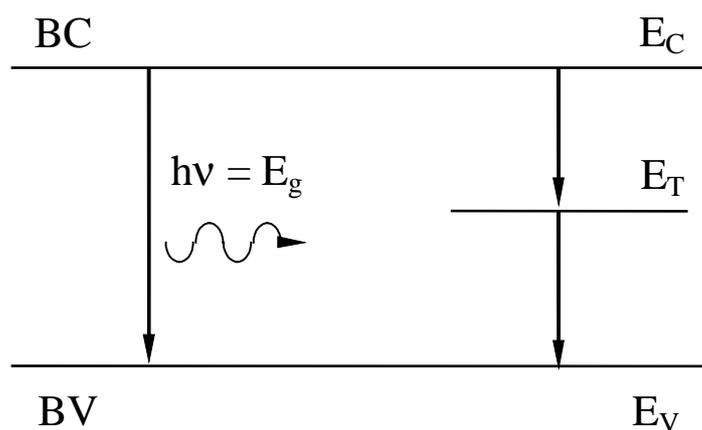


Figure II.2 : Recombinaison directe (gauche) ou indirecte par un niveau profond (droite)

Un défaut profond dans un semiconducteur peut se comporter comme un piège, comme un centre de recombinaison ou comme centre de génération. Si un porteur est piégé

sur un niveau et si après un temps de piégeage il est réémis vers la bande de provenance, le défaut est considéré un piège. Si un porteur de signe opposé est aussi capturé avant que le premier soit réémis, le niveau est un centre de recombinaison.

Les interactions possibles de ces niveaux profonds avec les porteurs libres sont (figure II.3) : capture d'un électron (a) ; émission d'un électron (b) ; Piège à électrons (c) ; Piège à trous (d).

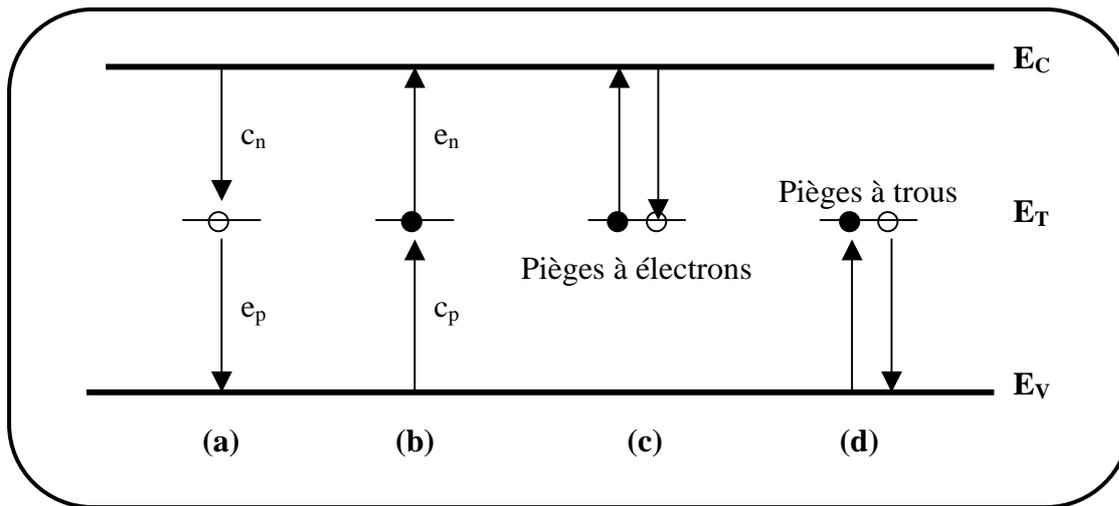


Figure II.3: Schéma illustrant l'émission et la capture d'électrons et de trous.

Le processus d'émission dépend du taux d'émission ($e_{n,p}$) et de la probabilité d'occupation du centre par un porteur libre, probabilité donnée par la statistique Fermi-Dirac à l'équilibre. Le processus de capture dépend du taux de capture $C_{n,p}$ propre au défaut et de la probabilité d'occupation du défaut par un porteur libre.

Le trafic des électrons et de trous peut donc être décrit par les relations suivantes :

- 1) émission des électrons : $e_n \times N_T \times F$
- 2) capture des électrons : $c_n \times N_T \times (1-F)$
- 3) émission des trous : $e_p \times N_T \times (1-F)$
- 4) capture des trous : $c_p \times N_T \times F$

Avec N_T la concentration totale des centres profonds et F la probabilité d'occupation d'un centre par un électron. Les taux de capture pour les deux types de porteurs s'écrivent :

$$c_n = \sigma_n n v_{thn} \quad (\text{Eq.II.6a})$$

$$c_p = \sigma_p p v_{thp} \quad (\text{Eq.II.6b})$$

où $\sigma_{n,p}$ sont les sections efficaces de captures du défaut profond, $v_{thn,p}$ sont les vitesses thermiques des porteurs et n, p les concentrations respectives d'électrons et de trous dans les bandes d'énergie concernées,

$$\text{Avec : } n = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{KT}\right) \quad (\text{Eq.II.7a})$$

$$p = N_v \exp\left(-\frac{E_F - E_v}{KT}\right) \quad (\text{Eq.II.7b})$$

Les taux de capture des électrons (c_n) et des trous (c_p) vont déterminer les caractéristiques du défaut. Le niveau est un piège à électron si $c_n > c_p$ et un piège à trous si $c_p > c_n$ [Bhattacharya'88]. Si $c_n \cong c_p$ le niveau se comporte comme un centre de recombinaison. Donc d'après les relations II.6a et II.6b, un niveau profond peut se comporter comme un piège ou comme un centre de recombinaison, non seulement en fonction de la valeur de la section efficace de capture, mais aussi de la concentration des porteurs libres dans le semiconducteur. Les sections efficaces de captures $\sigma_{n,p}$ traduisent la surface dans laquelle le porteur libre doit s'approcher du centre pour être capturé. Plus cette distance est grande, plus le centre intervient facilement dans le processus de génération-recombinaison.

L'expression des coefficients d'émission est obtenue en faisant le bilan détaillé des processus d'émission et de capture à l'équilibre thermodynamique, où le taux de recombinaison net est égal à 0 :

$$e_n F - c_n (1 - F) = 0 \quad (\text{Eq.II.8})$$

Où F est la probabilité d'occupation du niveau par un électron. Conformément à la statistique Fermi Dirac à l'équilibre :

$$F(E_T) = \frac{1}{1 + \frac{1}{g} \exp\left(\frac{E_T - E_F}{KT}\right)} \quad (\text{Eq.II.9})$$

g : la degré de dégénérescence

Utilisant les équations II.6, II.7, II.8 et II.9, on obtient :

$$e_n = \sigma_n V_{thn} N_c \frac{1}{g} \exp\left(-\frac{E_c - E_T}{KT}\right) \quad (\text{Eq.II.10a})$$

$$\text{Avec } V_{thn} = \left(\frac{3KT}{m_e^*}\right)^{1/2} \text{ et } N_c = 2 \left(\frac{2m_n^* KT}{h^2}\right)^{3/2} \quad (\text{Eq.II.10b})$$

De manière similaire :

$$e_p = \sigma_p V_{thp} N_v g \exp\left(-\frac{E_T - E_v}{KT}\right) \quad (\text{Eq.II.11a})$$

$$V_{thp} = \left(\frac{3KT}{m_p^*} \right)^{1/2} \text{ et } N_V = 2 \left(\frac{2m_p^*KT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (Eq.II.11b)$$

Où $N_{C,V}$ sont les densités effectives d'états dans la bande de conduction et de valence, $m_{n,p}^*$ les masses effectives des électrons et des trous et h la constante de Planck [Sze'81]. Donc, la variation des taux d'émission $e_{n,p}$ peut s'exprimer, en fonction de la température :

$$e_n = K_n \sigma_n T^2 \exp\left(-\frac{E_C - E_T}{KT}\right) \quad (Eq.II.12a)$$

$$e_p = K_p \sigma_p T^2 \exp\left(-\frac{E_T - E_V}{KT}\right) \quad (Eq.II.12b)$$

Le taux d'émission thermique est donc fonction de la profondeur du piège, E_T , et de la température. Ainsi, à partir de mesures de $e_{n,p}$ en fonction de T il est possible de déterminer les paramètres du piège : énergie d'activation E_T et la section efficace de capture $\sigma_{n,p}$ (supposé indépendante de T). La mesure de $e_{n,p}(T)$ se fait en mesurant les modifications de la zone de charge d'espace d'une jonction (p-n ou Schottky) induite par le remplissage et le vidage en porteurs des niveaux profonds.

II.3.1.1 Signature des pièges

Les niveaux profonds sont identifiés par leurs deux paramètres propres :

- E_a , énergie d'activation
- σ , section efficace de capture.

Dans le cas d'un piège à électrons, ces grandeurs caractéristiques (E_{an} , σ_n) influencent la probabilité d'émission d'un électron par ce piège à travers l'expression :

$$e_n = K_n \sigma_n T^2 \exp\left(-\frac{E_{an}}{kT}\right) \text{ Avec } E_{an} = E_C - E_T \quad (Eq.II.13)$$

Mettons en évidence la dépendance de la probabilité du taux d'émission en fonction de la température. En considérant uniquement la variation de N_C et V_{thm} en fonction de la température, et en rappelant que la densité d'états N_C dans la bande de conduction est donnée par la relation :

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_e^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (Eq.II.14)$$

et que la vitesse thermique des électrons V_{th_n} s'exprime par :

$$V_{th_n} = \left(\frac{3kT}{m_e^*} \right)^{1/2} \quad (Eq.II.15)$$

m_e^* : Masse effective des électrons, $m_0 = 9,109 \times 10^{-31}$ kg masse de l'électron libre.

h : Constante de Planck, $h = 6,62 \times 10^{-34}$ J.s

Si l'on reporte les relations (Eq.II.13) et (Eq.II.14) dans l'expression (Eq.II.15), on a :

$$e_n = \frac{4\pi\sqrt{6\pi}}{h^3} m_e^* K^2 T^2 \sigma_n \exp\left(-\frac{E_{an}}{kT}\right) \quad (Eq.II.16)$$

Un diagramme d'Arrhenius représentant $\log(T^2/e_n)$ en fonction de $1000/T$, permet de déterminer les valeurs de l'énergie d'activation E_{an} et de la section efficace de capture σ_n à partir de l'équation suivante :

$$\log(T^2/e_n) = \log\left(\frac{3 \cdot 10^{-26}}{m_e^* \sigma_n}\right) + \frac{E_{an}}{2,3 k T}$$

(Eq.II.17)

T^2 / s^{-1} en K^2 / s^{-1} , σ_n en cm^2 , E_{an} en eV

II.4 Principe de la spectroscopie de transitoire de centres profonds (DLTS)

Malgré le succès des méthodes purement optiques comme la photoluminescence et l'absorption dans l'étude des niveaux superficiels, elles sont rarement utilisées pour l'étude des défauts profonds [Neumark'83]. Cela est motivé par le fait que, en général, les défauts profonds sont non radiatifs et ces techniques deviennent inapplicables. En plus, à cause de la position énergétique, ces expériences doivent avoir lieu dans le domaine infrarouge ou les détecteurs sont moins sensibles que dans le visible.

Il est nécessaire donc, de trouver une technique capable de faire la séparation entre les pièges à majoritaires ou à minoritaires, d'obtenir des informations concernant les concentrations, les niveaux énergétiques et les sections efficaces de capture de pièges. Il est aussi important de pouvoir mesurer les pièges pour un large domaine des énergies et que la

technique soit applicable aux niveaux radiatifs ou non radiatifs. Une technique qui répond à toutes ces demandes a été proposée par [Lang'74a ,b]. Elle est basée sur la spectroscopie des transitoires de capacité, liée aux niveaux profonds (DLTS). Plusieurs versions de la méthode originale ont été ensuite développées [Miller'75], [Le Bloa'81].

Le principe de la méthode DLTS consiste dans l'analyse de l'émission et de la capture des pièges associés aux variations de la capacité d'une jonction p-n ou d'une diode Schottky. Cela est réalisé par un remplissage et vidage répétitif des pièges, à l'aide des tensions de polarisation positives et/ou négatives appliquées à l'échantillon. Une illustration de ce phénomène est faite dans la Figure II.4 pour le cas d'une diode Schottky et d'un piège à électron.

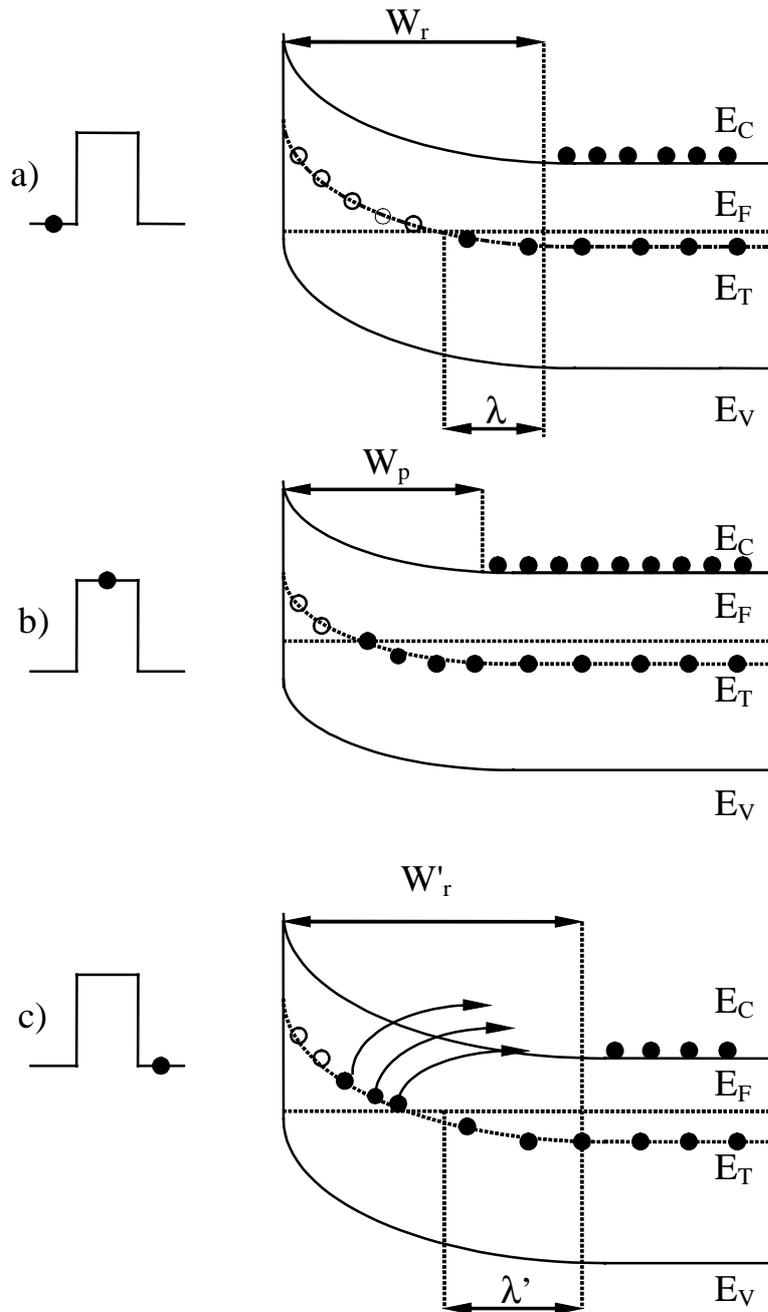


Figure II.4 : Diode Schottky (a) polarisée en inverse V_r , (b) pendant le pulse V_p , (c) après le pulse V_r .

Sous polarisation inverse, les pièges qui se trouvent dans la zone de charge d'espace (ZCE) au dessus du niveau de Fermi sont vides. La courbure des bandes varie selon la tension appliquée, donc l'état de charge d'un piège va dépendre de la polarisation et la capacité de la ZCE sera affectée. Pendant le pulse de remplissage la ZCE diminue et les pièges qui se trouvent en dessous du niveau Fermi peuvent se remplir. En revenant sous polarisation inverse, les pièges émettent les électrons capturés avec une constante de temps caractéristique,

d'où l'apparition d'un transitoire sur l'étendue de la ZCE et donc, de la capacité de la diode.

Cette capacité peut s'écrire :

$$C = \frac{\varepsilon S}{w} \Rightarrow \frac{\Delta C}{C} = - \frac{\Delta w}{w} \quad (Eq.II.18)$$

Où ε est la permittivité diélectrique du matériau, S est la surface de l'échantillon et w l'extension de la zone de charge d'espace. Si on considère un matériau dopé n dans lequel on a des défauts profonds de type donneur ($0/+$) en concentration N_T supposée uniforme, w peut s'écrire [Sze'81]:

$$w = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q(N_d + N_T^+)} \left(V_{bi} - V_r - \frac{kT}{q} \right)} \quad (Eq.II.19)$$

Où N_d est le dopage, N_T^+ la concentration des défauts profonds ionisés, V_{bi} le potentiel intrinsèque et V_r la tension appliquée. Après le pulse de remplissage, V_p , N_T^+ est plus faible qu'à V_r donc w est plus grand. La variation temporelle de la concentration des pièges ionisés N_T^+ a une forme exponentielle, donc la capacité va suivre la même évolution:

$$\Delta C(t) \cong C_0 \frac{N_T}{2N_d} (1 - \exp(-e_n t)) \quad (Eq.II.20)$$

Le transitoire de capacité obtenue a une amplitude proportionnelle à N_T (la concentration du défaut) et est exponentiel avec pour constant de temps e_n^{-1} . Donc, à partir de l'amplitude du transitoire, sous certaines conditions ($N_T \ll N_d$) on peut déduire la concentration des pièges (pour $t \rightarrow \infty$). Si on possède un capacimètre très sensible il est possible de détecter des concentrations très faibles de défauts. Pour déterminer les autres paramètres du piège (E_T et σ) il faut trouver une méthode simple qui permet de mesurer le taux d'émission e_n en fonction de la température. A partir de plusieurs couples (e_n , T) on peut tracer un diagramme d'Arrhenius $T^2/e_n = f(1000/T)$ (eq. II.7) La pente de la droite nous permet d'extraire E_T et l'intersection à l'origine nous donne σ .

L'énergie d'activation E_T déterminée par la méthode mentionnée ci-dessus suppose qu'il n'y a pas d'effets d'émission assistés par le champ électrique. En pratique les mesures sont effectuées sur des diodes Schottky ou sur des jonctions p-n et les tensions appliquées peuvent perturber les émissions thermiques. Cet effet, connu sous le nom de "effet Poole-Frenkel" diminue l'énergie d'activation, et les vitesses d'émission e_n augmentent [Bhattacharya'88].

II.4.1 Technique DLTS boxcar

L'astuce principale de la technique DLTS boxcar consiste dans la possibilité de fixer une fenêtre d'observation pour la vitesse d'émission, de telle manière que les appareils de mesure répondent uniquement aux transitoires ayant une constante de temps comprise dans cette fenêtre [Lang'74 b]. Comme la vitesse d'émission d'un piège varie avec la température, l'appareil va montrer une réponse maximum à la température où e_n est égal à la valeur fixée par l'appareil.

Si plusieurs défauts sont présents, le transitoire est une somme d'exponentielles, chacune d'entre elles avec sa constante de temps ($1/e_n$). La forte variation en température de e_n (Eq. II.12) permet une séparation des exponentielles pendant un balayage en température. Le spectre résultant est une série de pics, un pour chaque piège qui contribue au transitoire, avec les amplitudes proportionnelles aux concentrations respectives des pièges.

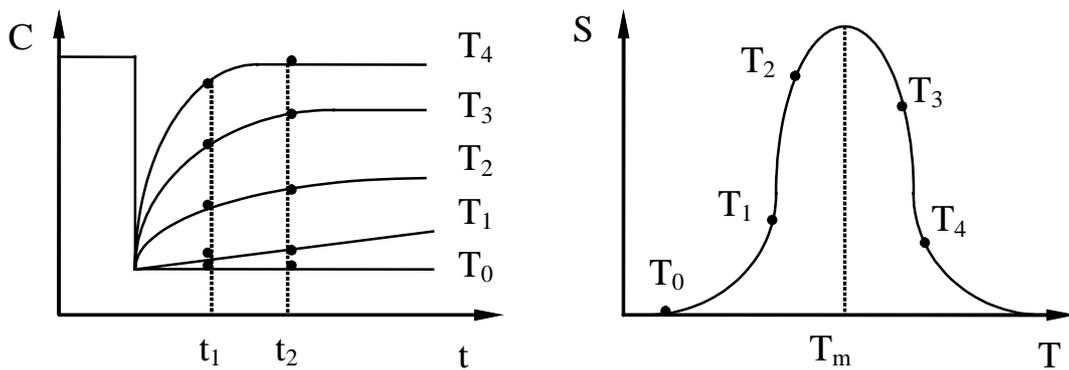


Figure II.5 : Evolution du transitoire de capacité et du signal DLTS normalisé S avec la température

Le principe de fonctionnement d'un double boxcar est présenté dans la Figure II.5. Il consiste dans la mesure de la capacité à deux instants t_1 et t_2 après le pulse de remplissage. Après chaque mesure on modifie la température. A la fin, on peut tracer le signal DLTS normalisé $S(T) = C(t_2) - C(t_1)$. Cette fonction passe par un maximum à une température T_m . Le taux d'émission correspondant à T_m est [Lang'74 b]:

$$e_n(T_m) = \frac{\ln \frac{t_2}{t_1}}{t_2 - t_1} \quad (\text{Eq.II.21})$$

La réponse maximale ne dépend que du rapport $\beta = t_2/t_1$ et l'amplitude du pic vaut

$$\Delta C_{\max} = \frac{\beta-1}{\beta} \exp\left(-\frac{\beta}{\beta-1} \ln \beta\right) \Delta C_0 \quad (\text{Eq.II.22})$$

où ΔC_0 est l'amplitude du transitoire de capacité.

Plusieurs balayages lents en température faits avec différentes valeurs pour t_1 et t_2 permettent d'obtenir d'autres points [$e_n(T_{mi}), T_{mi}$]. En général, le rapport t_2/t_1 est gardé constant.

Nous avons vu jusqu'à maintenant une méthode de caractérisation des pièges dans un matériau en utilisant comme dispositif une diode. Mais, les défauts profonds peuvent modifier beaucoup les caractéristiques électriques des autres dispositifs, comme le transistor. Il est donc nécessaire d'adapter cette méthode aux études des transistors.

Dans le cas des transistors MESFETs la surface de la grille est en général très petite (quelques μm dans notre cas) et la capacité associée très faible (de l'ordre de 1 à 3 pF). Il est alors difficile de mesurer les variations de capacité avec une grande précision en utilisant un dispositif expérimental usuel (il faudrait un capacimètre avec une précision d'au moins 0.01fF). Dans ce cas, la mesure des transitoires de courant semble une bonne solution (CDLTS "Conductance Deep Level Transient Spectroscopy"). Par la nature unipolaire de ce type des dispositifs, il est évident qu'il est possible de détecter uniquement des pièges pour les porteurs majoritaires. Cette analyse n'est pas restreinte aux pièges localisés dans la couche barrière. Elle est aussi valable pour des pièges qui se trouvent dans la couche tampon.

II.4.2 Banc de mesure DLTS.

Le schéma bloc du dispositif expérimental existant au Laboratoire de Physique de la Matière (LPM) est présenté dans la Figure II.6. L'appareillage principal utilisé pour le traitement des transitoires a été acheté à la compagnie SULA Technologies. Cet appareillage est composé d'un générateur de pulses, une source de tension, un préamplificateur, un capacimètre, un convertisseur de courant et 2 à 5 boxcar. Les pulses d'excitations appliquées sur la grille, ont une durée t_p variable entre 10 μs et 100 ms et une période de répétition T_p comprise entre 2ms et 10s. La tension inverse V_r , ainsi que la valeur du pulse V_p sont réglables à l'aide des potentiomètres multi - tours. Dans le cas des mesures de transitoire de capacité, un signal sinusoïdal d'une période de 1MHz et d'une amplitude de 20 mV est superposé sur les pulses et la source est branchée à l'entrée du capacimètre. Le choix des taux d'émission se fait parmi 12 valeurs (entre 2.3 et 11627 s^{-1}). La sortie des boxcar est lue avec un scanner Keithley 196. Le cryostat est commandé par un régulateur de température du type TBT BT 200. Ces deux derniers appareils sont commandés par un PC à l'aide d'un logiciel

écrit en Lab View TM. L'oscilloscope permet de visualiser le signal d'excitation ainsi que le transitoire de capacité ou de courant. Cela permet de faire un choix optimum du gain du préamplificateur pour éviter sa saturation (entre 1 et 1000).

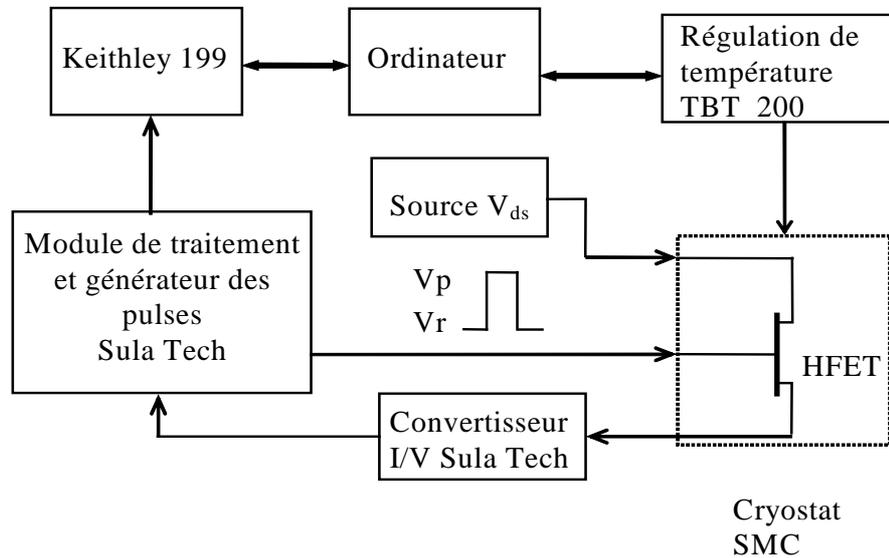


Figure II.6 : Schéma bloc du système de mesure DLTS

II.5 Méthode d'analyse des Transitoire de courant drain-source (CDLTS)

Pour les transistors où la longueur de canal est faible (de l'ordre du micron ou inférieure), la capacité de la grille C_g (proportionnelle à la surface) sera elle aussi faible (typiquement inférieure au pF). Si l'émission et la capture des électrons induisent une variation de capacité de l'ordre de $10^{-3} C_g$ (capacité de grille) [Howkins'86] cette variation ne peut pas être détectée par la méthode DLTS capacitive. De plus les améliorations technologiques apportées sur le HEMT telles que la réalisation de couche « tampon » ou de couches contraintes conduit à un dispositif dont la structure peuvent être complexe. Les nombreuses techniques de caractérisation permettent de détecter les pièges dans un tel dispositif mais il est très difficile cependant, de les localiser dans le volume. La localisation physique des niveaux profonds permet d'une part de comprendre leur influence sur le fonctionnement du HEMT, et d'autre part, de trouver des solutions technologiques pour minimiser leurs effets. Une nouvelle technique a été mise au point pour la caractérisation des pièges au niveau des MESFETs et des HEMTs : Conductance Deep Level Transient

Spectroscopy (CDLTS), son atout majeur est la possibilité de localisation des pièges dans le transistor.

II.5.1 Principe de la méthode

Comme le courant dans un MESFET est une grandeur liée à la population d'électrons libres dans le canal, si des niveaux profonds captent ou émettent des électrons, une variation transitoire du courant sera observée. Ces transitoires apparaissent après une impulsion sur la grille ou sur le drain du transistor.

II.5.1.1 Mesures en commutation de grille

La démarche expérimentale consiste à appliquer sur la grille une impulsion ΔV pendant un temps suffisamment long par rapport aux constantes de temps caractéristiques des pièges, de manière à les remplir. Un transitoire de courant drain-source d'émission ou de capture est observé; il résulte de la modulation de la densité d'occupation des pièges dans la zone de charge d'espace associée à la grille (figure II.7). Quand on applique une polarisation de la grille égale à 0V, l'extension de la zone de charge d'espace diminue. Si l'on est en présence de pièges à électrons, les électrons assurent le remplissage des pièges qui sont situés en dessous du niveau de Fermi. La tension V_R appliquée à la grille est généralement choisie proche de la tension de seuil V_T afin d'observer de manière significative les variations de courant dues à l'effet des pièges. Remarquons qu'en plus des pièges activés dans la zone de charge d'espace associée à la grille, les états de surface lents induits par les «process» technologiques associés au traitement de la surface (réalisation des contacts métal-semiconducteur, passivation) et des états d'interface, peuvent aussi être détectés par les mesures de transitoire de courant drain-source en commutation de grille.

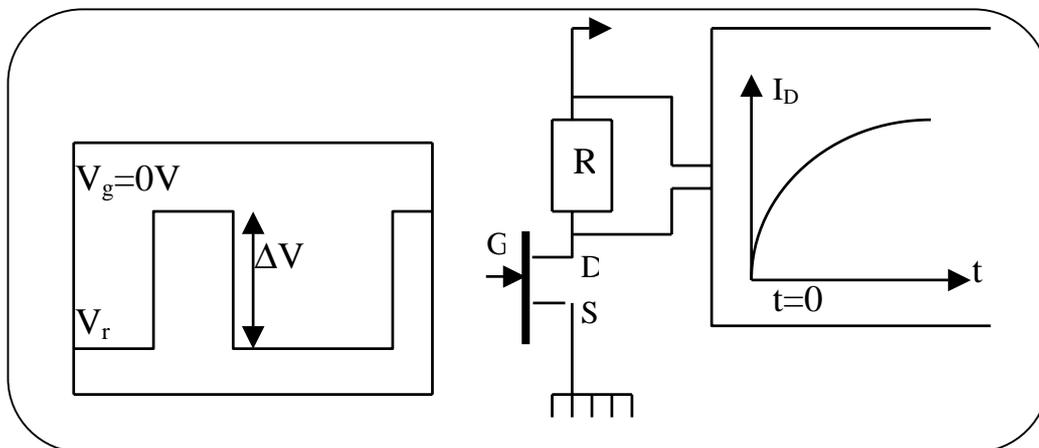


Figure II.7: Principe électrique de la mesure de transitoire de courant drain-source en commutation de grille.

I.5.1.2 Mesure en commutation de drain

Le principe électrique de la mesure des transitoires de courant drain-source en commutation de drain est donné dans la figure II.8.

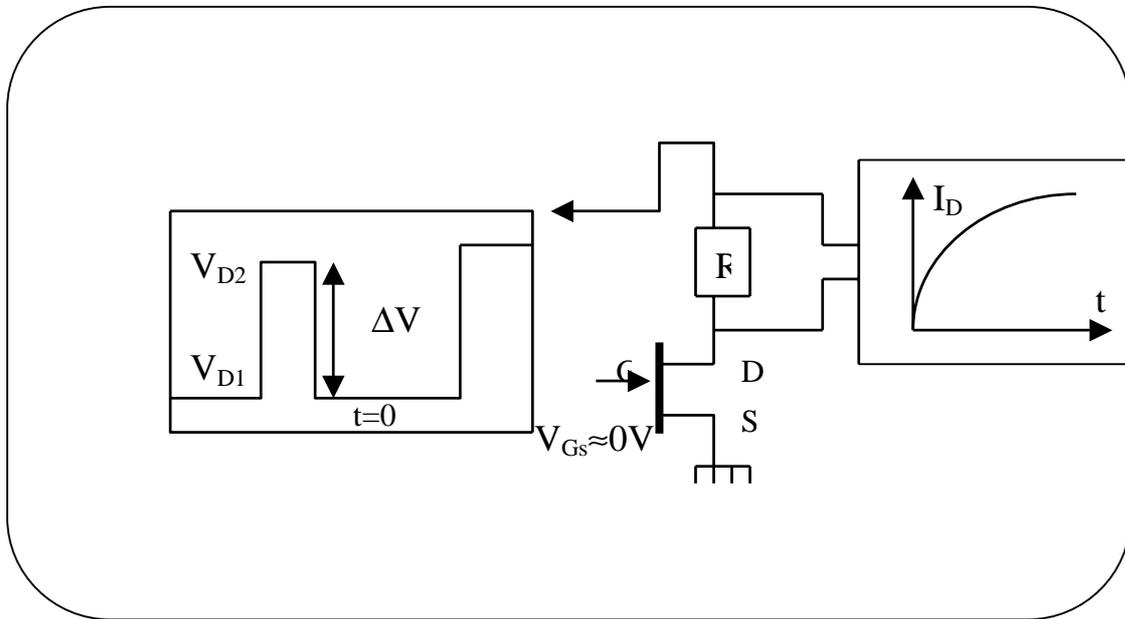


Figure II.8: Principe électrique de la mesure de transitoires de courant drain-source en commutation de drain.

L'impulsion $\Delta V = V_{D2} - V_{D1}$ est appliquée sur le drain, tandis que la grille est polarisée à 0V de façon à réduire l'extension de la zone de charge d'espace. La variation transitoire de courant observée résulte de la modulation de la population d'électrons libres induite par la variation de la densité d'occupation des pièges. Les pièges activés se trouvent préférentiellement dans la couche tampon, dans le substrat et aux interfaces associées.

Nous avons développé un dispositif expérimental de CDLTS ou LPSCE (Laboratoire de Physique des Semiconducteurs et des Composants Electroniques), que nous allons décrire dans le paragraphe suivant.

II.5.2 Dispositif expérimental et information du banc de mesure

II.5.2.1 Banc de mesure

Le dispositif expérimental de la CDLTS que nous avons monté au Laboratoire de Physique des Semiconducteurs et des Composants Electroniques de la Faculté des Science de Monastir est donné sur la figure II.9 (schéma synoptique). Il est constitué essentiellement :

- d'un système cryogénique et de régulation
- d'un générateur d'impulsions électrique
- d'un générateur de tension
- d'un voltmètre numérique rapide
- d'un ordinateur d'acquisition et de traitement de données.

II.5.2.2 La Cryogénie

Le MESFET à étudier est placé dans un cryostat à azote liquide modèle TRG de TBT (Groupe Air Liquide). Ce cryostat est équipé d'une résistance de chauffage de 25 ohms. Il permet de réguler la température de l'échantillon dans le domaine 77K à 600K. La mesure et la régulation de la température sont assurées par un régulateur NEOCERA, LTC11 à sonde de platine.

II.5.2.3 Excitation électrique

L'excitation électrique est réalisée à l'aide d'un générateur PHILLIPS, PM 5771, qui fournit deux types de signaux électriques superposés :

- Une tension continue de polarisation
- Des impulsions électriques d'amplitude maximale 10V à une fréquence de répétition de 1Hz à 100MHz et de durée t_p variant de 10ns à 1125ms.

II.5.2.4 Voltmètre numérique rapide

Les transitoires de courant sont enregistrés à l'aide d'un multimètre numérique rapide HP 34401A équipé d'une carte d'interface IEEE. Les mesures sont faites en synchronisation avec le générateur de pulse. Le temps entre deux mesures successives peut atteindre 1.8ms.

II.5.2.5 Informatisation du banc de mesure

Un système d'acquisition et de traitement des données a été mis au point dans notre laboratoire afin d'améliorer la qualité des spectres CDLTS et de tirer le maximum d'information à partir des traitements des données [Dermoul'03]. Ce système est basé sur l'utilisation d'un micro-ordinateur équipé d'une carte IEEE.

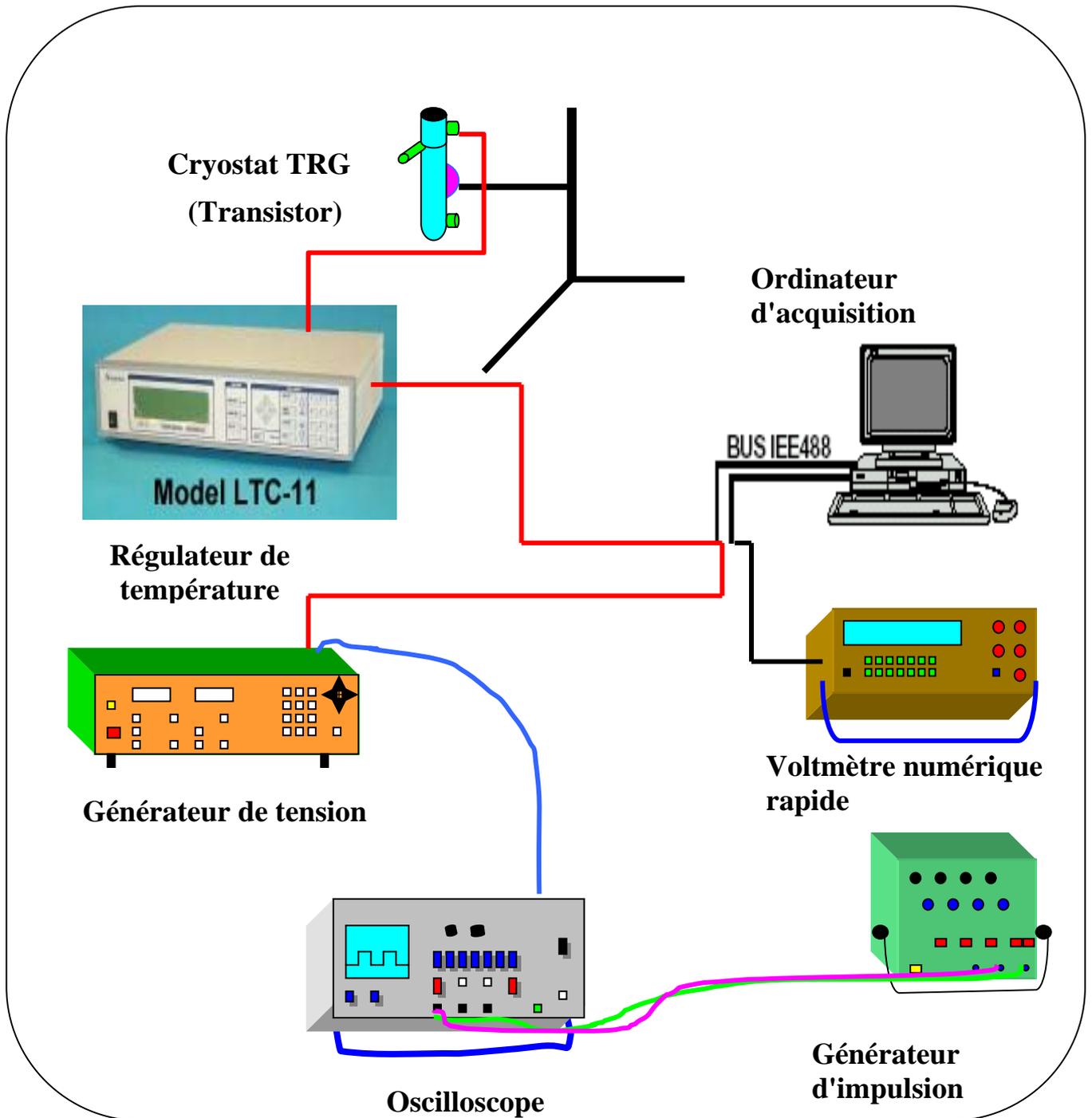


Figure II.9: Schéma synoptique de l'expérience de CDLTS

Les transitoires enregistrés à l'aide du multimètre sont lus par le micro-ordinateur et analysés en utilisant un programme écrit en turbo-Pascal qui permet le traçage des spectres CDLTS, ainsi que la détermination rapide des énergies d'activation et des sections efficaces de capture des pièges.

II.5.3 Circuit électrique

Le circuit électrique comporte :

- Une résistance d'adaptation en entrée $R_G=50\Omega$ placée entre grille et source
- Le transistor sous test
- Une résistance au drain $R_D=10\Omega$.
- Une capacité de découplage de l'alimentation $C=0.1\mu F$.

Le schéma du circuit électrique est représenté sur la figure II.10.

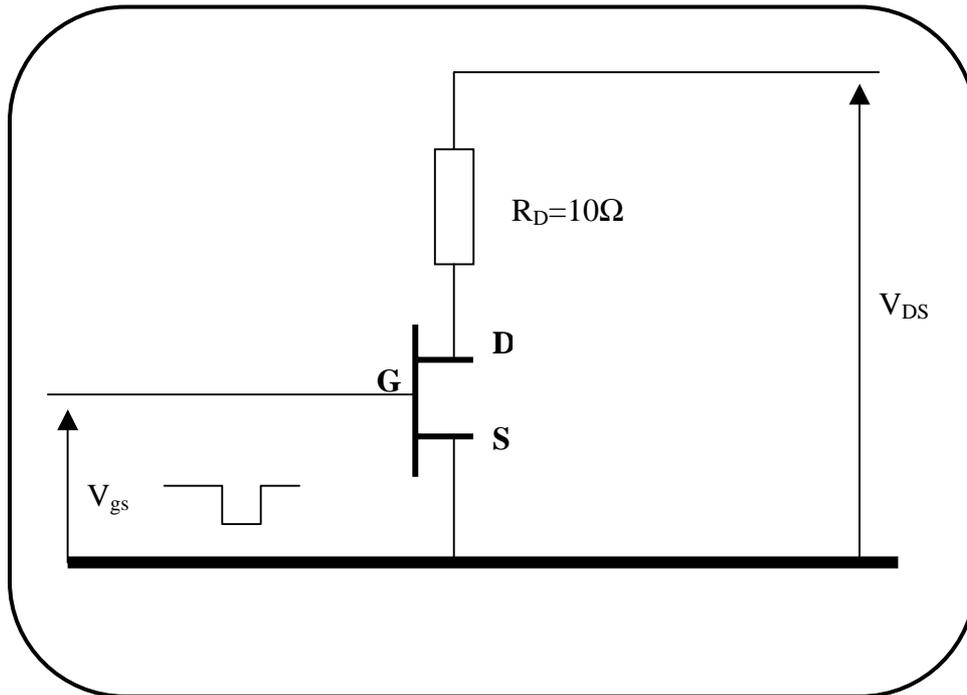


Figure II.10: Schéma du circuit électrique

II.5.4 Circuit imprimé

La mesure s'effectue avec un circuit électrique placé à l'intérieur du cryostat, l'utilisation d'un circuit imprimé est alors indispensable. Ce circuit se loge dans la partie basse du cryostat (au niveau de la platine) pour cela il a fallu relier électriquement cette partie aux appareils de mesure se trouvant à l'extérieur du cryostat. Cette liaison électrique est faite par l'intermédiaire d'un connecteur prévu à cet effet.

II.5.5 Analyse du transitoire de courant

La CDLTS consiste à fixer expérimentalement une fenêtre d'émission et à faire varier la température de la structure. Pour une température donnée T , et un taux d'émission (ou bien la

constante du temps du transitoire $\tau = e_n^{-1}$) un signal S non nulle ($S(T) = \frac{Ids(t_2) - Ids(t_1)}{Idss}$) est égal au taux fixé et apparaît. En faisant varier la fenêtre d'émission on obtient e_n en fonction de la température T , afin de déterminer la signature du piège.

II.6 Conclusion

L'avantage des techniques de caractérisation des défauts profonds que nous avons présentées dans ce chapitre consiste dans le fait qu'elles sont applicables directement sur le dispositif final. On peut donc tenir compte de l'influence de toutes les étapes technologiques nécessaires dans la réalisation d'un circuit (gravures humides ou sous plasma, traitements thermiques, etc.). Il est aussi vrai qu'à cause de la structure complexe du dispositif (couche de divers matériaux, élaborés à des températures différentes) il est parfois difficile d'attribuer les pièges détectés à une couche ou à une autre. Pour la localisation spatiale, les techniques DLTS/CDLTS sont bien adaptées parce qu'en modifiant les valeurs de la tension de repos et V_r et de pulse V_p on peut facilement déterminer l'emplacement des défauts

En conclusion, les deux techniques de mesure que nous avons utilisées sont bien adaptées à la caractérisation des défauts profonds dans les MESFET et les HEMTs et peuvent être utilisées de façons complémentaires.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES DU CHAPITRE II

[Bhattacharya'88] Bhattacharya, P.K., Dhar, S.

Deep levels in III-V compound semiconductors,

Semiconductors and semimetals. Edited by R.K. Willardson and A.C Beer. New-York: Academic Press, 1988. Vol. 26, p.144-229.

[Bremond'81] Bremond, G.

Contribution à l'étude des niveaux profonds dans le phosphore d'indium par spectroscopies thermique et optique.

Thèse, Institut National des sciences appliquées de Lyon, Novembre 1981, IDI 3.8127

[Dermoul'03] Dermoul, I.

Etude des défauts électriquement actifs dans les transistors a effet de champ (MESFET et HEMT)

Thèse de doctorat à l'Université de Tunis 2003.

[Hawkins'86] Hawkins, I.D., Peaker, A.R.

Capacitance and conductance deep level transient spectroscopy in field effect transistor

Appl. Phys. Lett., 1986, Vol. 48, N° 3, p. 227-229.

[Lang'74 a] Lang, D.V.

Fast capacitance transient apparatus: Application to ZnO and O centers in GaP p-n junctions,

J. Appl. Phys., 1974, Vol. 45, N° 7, p. 3014-3022.

[Lang'74 b] Lang, D.V.

Deep-level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors

J. Appl. Phys., 1974, Vol. 45, N° 7, p. 3023-3032.

[Le Bloa'81] Le Bloa, A., Favennec, P.N., Colin, Y.

DLTS method using a single temperature scanning

Phys. Status Solidi, A, 1981, Vol.64, N° 1, p. 85-93.

[Miller'75] Miller, G.L., Ramirez, J.V., Robinson, D.A.

A correlation method for semiconductor transient measurements

J. Appl. Phys., 1975, Vol. 46, N° 6, p. 2638-2644.

[Neumark'83] Neumark, G.F., Kosai, K.

Deep levels in wide band-gap III-V semiconductors,

Semiconductors and semimetals, Edited by R.K. Willardson and A.C Beer, Academic Press, vol. 19,1983, p. 1-65.

[Sze'81] Sze, S.M.

Physics of semiconductor devices,

2nd Ed., New-York: John Wiley & Sons, 1981, 868p.