



HAL
open science

Le matériau silicium sur saphir en France. Revue des propriétés physico-chimiques et électriques

S. Cristoloveanu, G. Ghibaudo, G. Kamarinos

► **To cite this version:**

S. Cristoloveanu, G. Ghibaudo, G. Kamarinos. Le matériau silicium sur saphir en France. Revue des propriétés physico-chimiques et électriques. Revue de Physique Appliquée, 1984, 19 (2), pp.161-185. 10.1051/rphysap:01984001902016100 . jpa-00245170

HAL Id: jpa-00245170

<https://hal.science/jpa-00245170>

Submitted on 4 Feb 2008

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

68.55 — 68.60 — 73.60D

Le matériau silicium sur saphir en France. Revue des propriétés physico-chimiques et électriques

S. Cristoloveanu, G. Ghibaudo et G. Kamarinos

Laboratoire de physique des composants à semiconducteurs, (ERA-CNRS 659), ENSERG,
23, avenue des Martyrs, 38031 Grenoble Cedex, France*(Reçu le 7 mars 1983, révisé le 18 octobre, accepté le 21 octobre 1983)*

Résumé. — Nous présentons une synthèse des travaux effectués en France sur la caractérisation des couches minces de silicium épitaxié sur des substrats de corindon (« saphir »). Une revue exhaustive des méthodes et des résultats concernant les propriétés physico-chimiques (défauts, impuretés, contamination, ...) et électriques (processus de transport, de recombinaison, de piégeage, ...) du SOS est présentée. Il apparaît que sur le plan physique les éléments clefs sont : (i) l'existence d'une région de transition d'épaisseur 100 à 150 Å, située à l'interface Si-Al₂O₃, responsable pour l'essentiel des courants de fuite des transistors MOS/SOS, (ii) la non-uniformité des couches et leur caractère inhomogène lié à la présence d'un profil de défauts croissant vers l'interface Si-Al₂O₃ et qui s'accompagne d'une diminution notable de la mobilité et de la durée de vie des porteurs, (iii) les fortes contraintes d'interface qui provoquent une modification appréciable de la configuration énergétique et des paramètres de transport par rapport au Si massif, (iv) l'autodopage du film et (v) les fluctuations de potentiel. La cohérence des résultats émanant d'études indépendantes sur le matériau SOS non traité ou sur des dispositifs SOS est ensuite soulignée. Compte tenu de la pluralité des techniques et des conditions de mesure employées nous discutons également leurs pertinence, précision et limitations, ainsi que leur intérêt pour la caractérisation des couches minces issues d'autres technologies silicium sur isolant.

Abstract. — We present an overview of investigations conducted in France for the assessment of thin Si films epitaxied on sapphire substrates. Techniques and relevant data concerning physico-chemical properties (defects, impurities, contamination, ...) and electrical features (transport, recombination, trapping, ...) in SOS are reviewed extensively. The key physical parameters are : (i) existence of a transition layer 100-150 Å thick, situated at the Si-Al₂O₃ interface, which is responsible for important leakage currents in MOS/SOS transistors, (ii) film non-uniformity connected with an increasing profile of defects towards the Si-Al₂O₃ interface and resulting in a noticeable degradation of carrier mobility and lifetime, (iii) lateral stress at the film-substrate interface, the effect of which is to modify both the band energy configuration and the transport parameters as compared to bulk Si, (iv) autodoping and (v) potential fluctuations. The consistency of different results derived from independent measurements performed on non-processed SOS films and on devices is emphasized. Finally, taking into account the great number of techniques and experimental conditions we also discuss their pertinence, precision or limitations as well as their interest for the characterization of other silicon on insulator technologies.

1. Introduction.

Les technologies Silicium Sur Isolant (SSI) ont été depuis longtemps considérées comme très intéressantes à bien des égards par rapport à la technologie des circuits intégrés au silicium massif monocristallin [1-4]. A l'heure actuelle le SOS (Silicon On Sapphire) se présente encore comme la plus avantageuse filière de SSI [5] car elle permet : i) une densité plus élevée d'intégration des circuits, ii) une résistance plus grande aux rayonnements ionisants et iii) une réduction des capacités parasites du substrat.

Ce sont les raisons pour lesquelles un effort considé-

rable de développement de la filière SOS a été entrepris très tôt. A Grenoble, l'étude du SOS, obtenu par pyrolyse du silane (SiH₄) a commencé vers l'année 1964 aux laboratoires du CNRS ⁽¹⁾ [6]. Cependant, ce n'est qu'après 1970 que ces études ont été intensifiées au LETI ⁽¹⁾ où les premiers rapports de recherches sur le SOS apparaissent en 1973 [7].

⁽¹⁾ CNRS, Centre National de la Recherche Scientifique.
LETI, Laboratoire d'Electronique et de Technologie de l'Informatique.

L'analyse des propriétés des dépôts de silicium repose sur deux types d'investigation : caractérisation physico-chimique (microscopique) et caractérisation électrique. La caractérisation physico-chimique du matériau a permis de mettre au point le processus d'épitaxie. A ce stade de maturité, les limitations essentielles de la technologie SOS trouvaient leurs origines dans les imperfections électriques des couches (courant de fuite des transistors MOS, faible gain des transistors bipolaires latéraux, etc...). Dès 1978 une action concertée (GCIS ⁽²⁾) s'est fixé pour objectif d'une part, de compléter les études physico-chimiques et d'autre part, d'entreprendre la caractérisation électrique des couches. Les principaux traits de cette action sont :

— l'analyse fine de la surface des substrats Al_2O_3 à l'aide de la réflexion rasante des rayons X.

— l'étude de la nucléation du SOS par microscopie électronique à balayage.

— l'étude de l'interface Si/Al_2O_3 .

— la caractérisation électrique des couches de SOS.

La synthèse des résultats obtenus en France sur le SOS et leur confrontation dans un contexte international [8, 9] montrent que le SOS français est au moins équivalent au SOS américain ou japonais et que les méthodes de caractérisation mises au point sont non seulement pertinentes pour le SOS mais peuvent être avantageusement utilisées pour d'autres filières SSI.

Cet article est divisé en trois principaux chapitres. Le premier est consacré à la présentation de l'étude structurale du dépôt de silicium à différents stades de l'épitaxie par analyse physico-chimique. Le deuxième chapitre présente les résultats de la caractérisation électrique réalisée tant sur des couches de SOS que sur des dispositifs conventionnels ou spécifiques. Enfin le dernier chapitre conclut sur la cohérence des résultats et dégage des enseignements recueillis les méthodes optimales en vue de la caractérisation d'autres filières Silicium Sur Isolant.

2. Préparation du silicium sur saphir et propriétés cristallines.

2.1 LE SUBSTRAT ISOLANT. — Le corindon a été choisi comme substrat du SOS essentiellement [10-13] en raison de sa configuration cristalline qui permet d'aboutir à une relative concordance des plans $[1\bar{1}02]$ du substrat et $[001]$ du silicium épitaxié. L'épitaxie du silicium n'est cependant pas « parfaite » car il existe un désaccord de maille résiduel de 4 à 12 % selon la direction, qui contribue à la compression du film, partant aux propriétés électriques du matériau (cf. § 3).

La lame de corindon est minutieusement préparée (polissages mécaniques et décapages chimiques) avant l'épitaxie [12]; cette étape s'avère essentielle pour la qualité des couches de silicium obtenues. L'état de la

surface du substrat est étudié à l'aide d'un diffractomètre de rayons X à double cristal ou à l'aide de la Microscopie Electronique à Balayage (MEB) [11]. La réflexion rasante des rayons X a mis en évidence d'une part une qualité exceptionnelle de la surface (rugosité ne dépassant pas 5 Å, c'est-à-dire une monocouche) et d'autre part l'existence d'une couche d'interface, d'une vingtaine d'Angströms, de densité électronique différente de celle du corindon massif; sa composition moyenne semble proche de celle de l'oxyhydroxyde. Un traitement de 30 min. dans l'hydrogène ne paraît pas modifier les caractéristiques géométriques de la couche superficielle mais entraîne une hydratation variable avec la profondeur sur 100 Å environ [15]. Par ailleurs des études en spectroscopie Auger [16] ont montré que la contamination du substrat par les atomes de carbone est à l'origine d'une mauvaise nucléation.

2.2 LE DÉPÔT DE SILICIUM. — Les dépôts de silicium sur corindon ont été réalisés au LETI au moyen d'un réacteur d'épitaxie [17]. Le silicium est déposé à partir de la phase vapeur à 980 °C par pyrolyse du silane (SiH_4) en atmosphère d'hydrogène selon la réaction :



La vitesse de dépôt est de 2 $\mu m/min$. [13, 16] et l'épaisseur standard utilisée dans la technologie des circuits intégrés sur SOS est actuellement de 0,65 μm . Néanmoins pour les études menées, des dépôts jusqu'à 7 μm d'épaisseur (mesurée par pyrométrie IR [10]), ont été réalisés. Une autre technique de dépôt du silicium par pulvérisation ionique a été proposée par le groupe de Vapaille [18]. Cette méthode, permettant entre autres une température de dépôt plus basse, n'a pas encore été exploitée pour la fabrication de composants intégrés sur SSI.

2.3 CARACTÉRISATION PHYSICO-CHIMIQUE DU DÉPÔT DE SILICIUM. — La caractérisation physico-chimique du matériau vise l'appréciation de la structure cristalline, du taux de défauts, du degré de contamination et de la cinétique de nucléation du matériau sur isolant.

L'observation des dépôts de Si non complètement coalescés par Microscopie Electronique en Transmission (MET) a efficacement contribué à l'étude des premières étapes de la nucléation montrant en particulier que [19] :

- l'existence d'îlots de silicium épitaxié dans deux orientations différentes, l'une minoritaire (quelques %) (110), l'autre majoritaire (100). Au cours de la croissance du film, la fraction volumique des domaines (100) augmente régulièrement (Fig. 2.1);

- une forte distorsion du réseau de silicium (100) conduisant pendant les premiers stades du dépôt (épaisseur de l'ordre de 100 Å) à une certaine cohérence du réseau du silicium sur le plan de corindon. Des contraintes de l'ordre de 10^{12} dyn/cm² ont été mesurées;

(²) GCIS, Groupement Circuits Intégrés au Silicium.

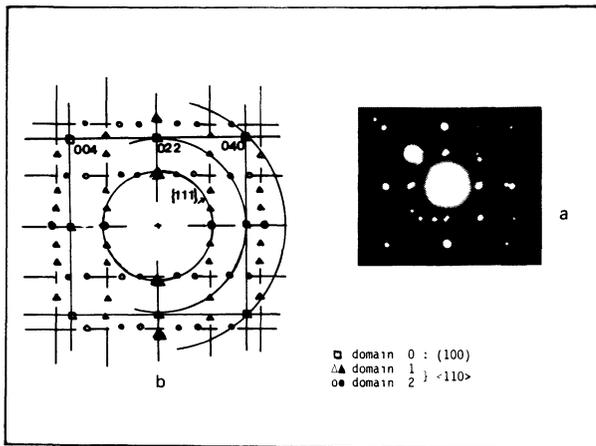


Fig. 2.1. — Figure de diffraction obtenue sur SOS (a) et interprétation (b) (d'après Hamar-Thibault [19]).

[Diffraction pattern obtained on SOS (a) and interpretation (b) (after Hamar-Thibault [19]).]

- une densité très importante de mâcles (de l'ordre de 10^9 cm^{-2}) dans les divers îlots (100) et (110).

Pour les films « formés » c'est-à-dire d'épaisseur supérieure à 500 Å, les contraintes sont moins importantes (environ 10^9 dyn/cm^2) comme l'ont montré des

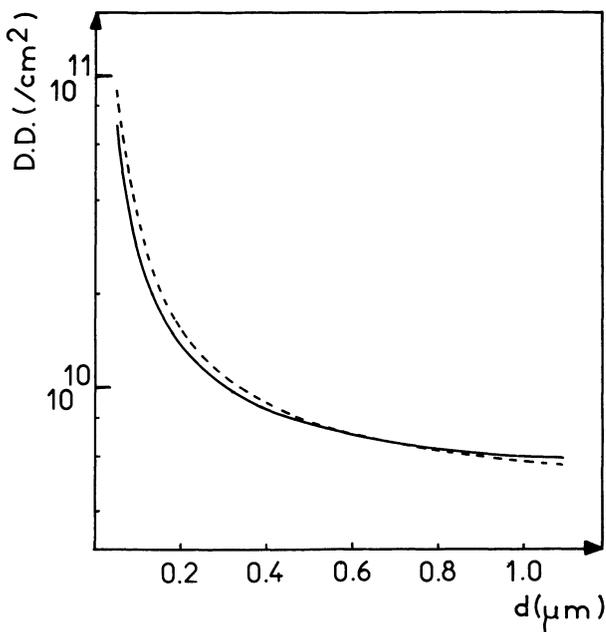


Fig. 2.2. — Profils de la densité de dislocations en fonction de la distance à l'interface silicium-corindon : (---) obtenue par interprétation simple de la mosaïque en terme de dislocations, (—) obtenue par la théorie de Wilkens (d'après Gonchond [13]).

[Dislocation density profiles as a function of distance from the Si-sapphire interface : (---) obtained by a simple interpretation of the mosaic structure in term of dislocation, (—) obtained using the Wilkens's theory (after Gonchond [13]).]

expériences en spectroscopie Raman [20]. Les autres techniques le plus souvent utilisées sont :

- la microscopie électronique (MET et MEB) [13, 16, 21, 22],
- la diffraction des rayons X et plus particulièrement la technique de « Rocking curve » [10, 13],
- la diffraction électronique Rheed [10, 16],
- l'analyse par sonde ionique [10, 13, 16, 23],
- l'analyse par spectroscopie Auger [16].

Les études menées à l'aide des premières méthodes mentionnées ci-dessus indiquent que la couche de silicium est constituée d'un monocristal imparfait « mosaïque ». La taille limite inférieure d'un bloc de mosaïque a été estimée par « Rocking curve » à 6 000 Å (dimension latérale) pour un film d'épaisseur de 0,64 µm [13]. Les mêmes études ont montré que la taille inférieure du bloc mosaïque diminue avec l'épaisseur du film.

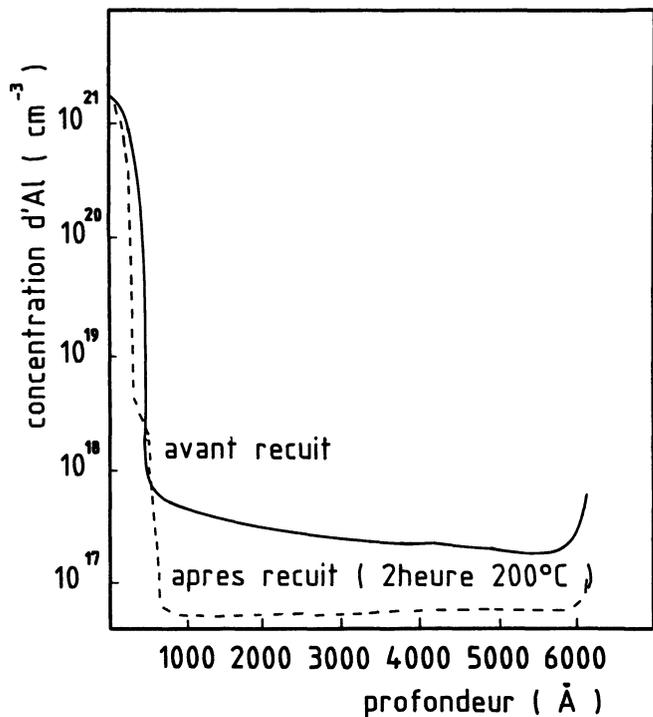


Fig. 2.3. — Profils d'aluminium dans le silicium sur corindon (d'après Trilhe *et al.* [24]).

[Aluminium profiles in SOS films (after Trilhe *et al.* [24]).]

Par ailleurs, Gonchond [13] a observé que la densité des dislocations et des défauts linéaires diminue spectaculairement dès qu'on s'éloigne de l'interface Si/Al₂O₃ (Fig. 2.2). Les analyses menées à l'aide de la sonde ionique (SIMS) et par spectroscopie Auger [13, 16, 22] ont clairement mis en évidence la contamination du silicium épitaxié par les atomes d'aluminium (provenant du corindon) (Fig. 2.3) ainsi que par le carbone [16].

3. Propriétés électriques des couches de silicium sur saphir.

3.1 INFLUENCE DES CONTRAINTES SUR LES COEFFICIENTS DE TRANSPORT.

3.1.1 *Considérations générales.* — Il est bien connu que les propriétés de transport dans le SOS diffèrent sensiblement de celles du silicium massif [4, 25, 26]. Ceci se manifeste par une dégradation des principaux paramètres de transport, qui résulte du caractère hétéroépitaxié du matériau, et qui se traduit par une diminution de la mobilité effective dans les couches [26, 27, 28] et par une anisotropie notable [29, 30, 31]. Les raisons en sont d'une part, la qualité cristalline médiocre des films et d'autre part, la présence de fortes contraintes d'interface film-substrat. Ces contraintes, qui prennent naissance lors de la phase de croissance du film, proviennent pour l'essentiel de la différence entre les coefficients de dilatation thermique du Si et du saphir. Schlotterer [26] a, le premier, mis en évidence leur conséquence sur la mobilité des porteurs, en constatant une diminution (resp. augmentation) de la mobilité des couches de type N (resp. de type P) par rapport au Si massif. Hyncek [28], grâce à des études d'élastorésistance sur du SOS de type N, a montré que la mobilité diminue de 20 à 40 % sous l'effet des contraintes en analysant l'anisotropie de la mobilité et de la magnétorésistance (MR).

L'interprétation des résultats expérimentaux illustrant le rôle des contraintes sur les propriétés de transport, repose sur la modification de la structure des bandes d'énergie sous l'effet d'une compression quasi isotrope du film [28, 29, 31]. En effet, on considère à juste titre que les contraintes film-substrat sont homogènes selon la direction d'épitaxie à cause de la faible épaisseur du film de Si devant celle du corindon (1 pour 300), et ne présentent pas plus de 9 % d'anisotropie pour l'orientation considérée ((001) Si/(1 $\bar{1}$ 02) Al₂O₃) [27, 29]. Il en résulte un écartement énergétique pour deux des 6 vallées de la bande de conduction, ainsi que la levée de la dégénérescence des trous lourds et des trous légers de la bande de valence. Récemment Englert *et al.* [20] ont déduit, grâce à des mesures de contrainte par spectroscopie Raman, que la séparation énergétique des vallées de la bande de conduction est de l'ordre de 75 meV. Cela explique la quasi-dépopulation des deux vallées de l'axe *oz*, direction d'épitaxie des couches (Fig. 3.1).

3.1.2. *Conséquences sur les coefficients de transport.* — Le point de départ dans l'étude des phénomènes de transport est constitué par l'équation de Boltzmann. La résolution donnée par Shibuya [33, 34] permet d'obtenir le tenseur de conductivité électrique pour une induction magnétique *B* d'intensité arbitraire (ne conduisant pas à des effets quantiques) et sous des hypothèses usuelles : anisotropie de masse effective, approximation du temps de relaxation, surface iso-énergétique ellipsoïdale, faible champ électrique. cou-

rant de diffusion négligeable et pas de contraintes extérieures. Par ailleurs, Herring et Vogt [35] ont montré que l'anisotropie du temps de relaxation peut être prise en compte comme une pondération de l'anisotropie de masse effective. Le tenseur de conductivité général σ se présente comme la superposition des tenseurs $\sigma(i)$ qui correspondent à chacune des vallées énergétiques (*i*) participant à la conduction. Ainsi dans le cas du Si massif (monocristallin) de type n, on somme les contributions équivalentes des 6 ellipsoïdes de la figure 3.1.

Dans les couches minces, le traitement rigoureux du problème est encore plus complexe car la connaissance des paramètres gouvernant les contraintes (coefficients *anisotropes* de dilatation thermique et constantes de réseau du film et du substrat) devient nécessaire. Tout en négligeant le désaccord des réseaux, Hughes [29] a déterminé le tenseur de piézorésistance du SOS, ce qui lui a permis d'analyser l'influence de la contraction thermique sur les valeurs de la mobilité des électrons et des trous, pour différentes orientations du Si et du Saphir.

Toutefois, lorsqu'on s'intéresse à la configuration usuelle du SOS, à savoir (001) n-Si/(1 $\bar{1}$ 02) Al₂O₃, le calcul des différents coefficients magnétoélectriques peut être développé d'une manière simple, similaire à celle utilisée pour le Si massif. En se référant au schéma de la figure 3.1, Lee *et al.* [36] déterminent le tenseur général de conductivité σ par addition des contributions quasi équivalentes des vallées (100), ($\bar{1}$ 00), (010), et (0 $\bar{1}$ 0) (parmi lesquelles se répartissent les électrons de la bande de conduction).

$$\begin{aligned} \sigma_{\alpha\beta} = & ne \delta_{\alpha\beta} \left(\frac{u}{2K} \sum_{i=x,y} \frac{K + (1-K) \delta_{\alpha i}}{D_i} \right) - \\ & - ne \sum_{\gamma=x,y,z} B_\gamma \delta_{\alpha\beta\gamma} \left(\frac{u^2}{2K} \sum_{i=x,y} \frac{1 + (K-1) \delta_{\gamma i}}{D_i} \right) + \\ & + ne B_\alpha B_\beta \left(\frac{u^2}{2K} \sum_{i=x,y} \frac{1}{D_i} \right). \end{aligned} \quad (3.1)$$

Dans cette expression :

n et ($-e$) sont la concentration et la charge des électrons.

$K = m_l \tau_l / m_t \tau_t$ est le coefficient d'anisotropie dépendant des composantes longitudinales et transversales de la masse effective ($m_l, m_t = m$) et du temps de relaxation ($\tau_l, \tau_t = \tau$).

$u = e\tau/m$.

\bar{A} dénote la moyenne énergétique usuelle de $A(\epsilon)$,

$\delta_{\alpha\beta}$ est le symbole de Kronecker,

$\delta_{\alpha\beta\gamma}$ est égal à +1 pour des permutations directes de (α, β, γ) parmi les directions cristallographiques principales (x, y, z), à -1 pour des permutations inverses et à 0 pour les autres cas.

A l'aide de la relation $J = \sigma E$ on peut expliciter aisément tout effet galvanomagnétique quelle que soit l'orientation des champs électrique *E* et magnétique *B*

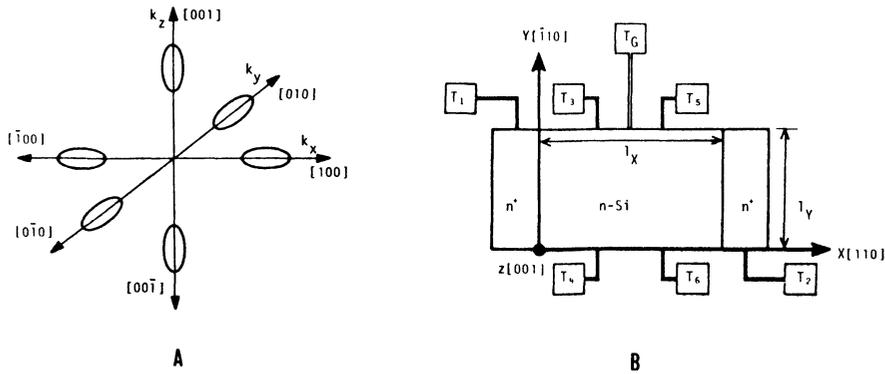


Fig. 3.1. — a) Bande de conduction du SOS sous l'effet des contraintes film-substrat (d'après LEE [32], Englert *et al.* [20]). b) Structure et orientation cristallographique des échantillons MOS-HALL.

[a] Stress induced configuration of SOS conduction band (after LEE [32], Englert *et al.* [20]). b) Structure and crystallographic orientation of MOS-HALL samples.]

extérieurs. Les exemples qui suivent sont relatifs à l'échantillon de la figure 3.1 et ont pour but d'illustrer les conséquences pratiques des contraintes ; pour cela les résultats correspondant au SOS (considéré ici comme *homogène* [36, 37]) seront comparés à ceux du Si massif [38].

Le tenseur de conductivité à $B = 0$ reste diagonal mais ne se réduit plus à une constante, comme dans le cas du Si massif ; ceci se traduit par l'apparition d'une anisotropie de la mobilité de dérive μ_0 :

$$\mu_0 = -\bar{u} \text{ dans la direction épitaxiale } z, \text{ et} \quad (3.2a)$$

$$\mu_0 = -\frac{K+1}{2K} u \text{ dans le plan } (x, y) \text{ du film} \quad (3.2b)$$

alors que dans le Si massif

$$\mu_0 = -\frac{(2K+1)u}{3K}. \quad (3.2c)$$

Si on suppose que les contraintes ne modifient pas sensiblement les valeurs du coefficient d'anisotropie ($K \approx 5$ à 7), de la masse effective et des paramètres des collisions électroniques, il résulte que le rapport des mobilités dans le plan du film et dans le Si massif est égal à $3(K+1)/2(2K+1)$, ce qui équivaut à une dégradation de mobilité d'environ 20 à 25 % [28, 36].

La mobilité de Hall dans le SOS (à faible champ magnétique $B_z^{(001)} \perp J_x^{(110)}$) et pour $K(\epsilon) = \text{Cte}$:

$$(\mu_H)_{110}^{001} = -\frac{2}{K+1} \frac{\bar{u}^2}{\bar{u}} \quad (3.3a)$$

est environ *deux fois* plus faible que dans le cas du Si massif où :

$$(\mu_H)_{110}^{001} = -\frac{K+2}{2K+1} \frac{\bar{u}^2}{\bar{u}}. \quad (3.3b)$$

Par conséquent la réduction de la mobilité de Hall s'avère plus importante que celle affectant la mobilité

de dérive ; ainsi pour des collisions acoustiques le rapport μ_H/μ_0 dans le SOS est voisin de 60 % alors qu'il valait approximativement 1 dans le Si. Ce résultat montre que la confusion usuelle entre les mobilités de dérive et de Hall constitue une importante source d'erreurs dans le SOS ; en effet, on s'est souvent fondé sur la faible mobilité de Hall pour sous-estimer la qualité cristalline du film.

L'effet de MR longitudinale dans la direction (110) est plus accentué dans le SOS. Ainsi le coefficient de magnétorésistance $(\rho_B/\rho_0)_{110}^{110}$ tend vers une limite [36, 37] :

$$\left[\frac{\rho_B}{\rho_0} \right]_{110}^{110} \xrightarrow{B \rightarrow \infty} \frac{(K+1)^2}{4K} \quad (3.4)$$

indépendante des processus collisionnels et *plus forte* d'environ 50 % que dans le Si massif. Cette valeur de saturation est d'autant plus élevée que la mobilité est faible (car $\rho_B/\rho_0 \neq \mu_0/\mu_H$, cf. Eqs. 3.2-3.4) et pourrait augmenter indéfiniment avec K , alors qu'elle était limitée pour le Si massif à 200 %. Ceci suggère par ailleurs l'importance des mesures de MR longitudinale dans le SOS.

Quant à la MR transversale elle se sature dans le SOS à une valeur gouvernée uniquement par les processus de collisions et donc indépendante du coefficient d'anisotropie.

Ces résultats donnent une image succincte du rôle essentiel des contraintes dans le SOS. Nous verrons par la suite que l'interprétation cohérente de la réalité expérimentale exige de prendre également en compte l'inhomogénéité du film SOS.

3.2 PROPRIÉTÉS DE TRANSPORT GLOBALES DES FILMS. —

L'étude des propriétés de transport globales des films SOS repose sur la mesure des coefficients de transport tels que conductivité, photoconductivité, coefficient de Hall, magnétorésistance et pouvoir thermoélectrique dans une large gamme de température ($4 \text{ K} < T <$

380 K) et de champ magnétique ($0 < B < 14$ T). Les échantillons SOS étudiés, de type N (dopés au phosphore) et de type P (dopés au bore), ont des dopages compris entre quelque 10^{15} cm^{-3} et quelque 10^{18} cm^{-3} pour des épaisseurs de Si épitaxié de 0,2 à 7 μm . Les résultats obtenus par ces investigations sont analysés par des modèles théoriques [39, 40] prenant en compte le caractère inhomogène des couches épitaxiées, à la fois dans la direction d'épitaxie et dans le plan du substrat. Les enseignements qui en découlent concernent les processus fondamentaux qui déterminent le transport électronique dans le matériau, tels que mécanismes de collisions des porteurs, fluctuations de potentiel à moyenne portée, nature dégénérée de la couche de transition à l'interface Si-Al₂O₃.

3.2.1 Conductivité électrique. — La conductivité électrique des couches épitaxiées de Si a fait l'objet de nombreuses études. Roux et Bielle-Daspét [41] ont étudié la conductivité en fonction de la température sur des échantillons de SOS de type P pour différentes épaisseurs des couches (Fig. 3.2a). Ces résultats montrent d'une façon générale que, dans les couches plus minces, le maximum de la conductivité a tendance à se déplacer vers les hautes températures. Cela signifie qualitativement que les films ont une meilleure qualité électronique quand l'épaisseur de Si épitaxié augmente. Nous verrons par la suite que le comportement de la mobilité de Hall confirme cette affirmation (§ 3.2).

Ghibaud et Kamarinos [40] ont étudié les variations

de la conductivité avec la température sur du SOS de type N (Fig. 3.2b). Leur analyse basée sur un modèle bicouche [40, 43-45] prenant en compte l'inhomogénéité transversale naturelle du film, autorise à penser que, entre 77 et 360 K, la conductivité est principalement gouvernée par les effets de mobilité dans la partie supérieure du film. Ils montrent qu'en combinant les processus de collisions sur les phonons acoustiques et sur les impuretés ionisées, les variations de la conductivité avec la température sont assez bien décrites. Ils notent cependant que bon nombre d'autres mécanismes de diffusion ont été suggérés [4, 25, 46] et qu'à ce sujet l'unanimité est loin d'être atteinte.

Gris et Bello [42] ont mesuré la résistance « carré » (résistivité/épaisseur) de films SOS d'épaisseur variable à dopage (type N et P) volumique sensiblement constant ($\approx 5 \times 10^{19}$ cm^{-3}). En raison du fort dopage qui « masque » la contribution des défauts intrinsèques au processus de collision dans la couche épitaxiée, la dépendance de la résistance « carré » est quasi linéaire en fonction de l'inverse de l'épaisseur du film.

Enfin Robert *et al.* [39] ont effectué des mesures de conductivité électrique en fonction de la température, en obscurité σ_0 et sous lumière $\Delta\sigma$, sur du SOS de type N. Les résultats obtenus (Fig. 3.3) indiquent que le comportement de la conductivité correspond à un matériau dégénéré entre 4 et 40 K. Pour des températures plus élevées, la conductivité en obscurité présente une énergie d'activation de l'ordre de 12 meV.

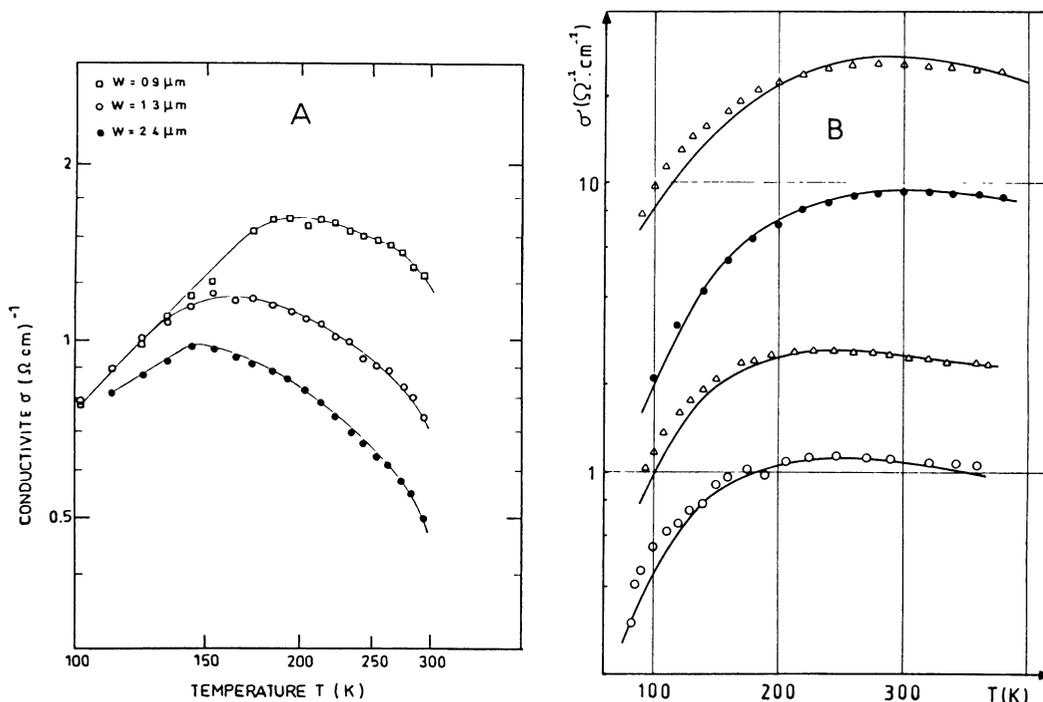


Fig. 3.2. — Variation de la conductivité en fonction de la température : a) SOS de type P (d'après Roux et Bielle-Daspét [41]), b) SOS de type N dopé de 10^{16} à 3×10^{17} cm^{-3} (d'après Ghibaud et Kamarinos [40]).

[Conductivity as a function of temperature : a) P type SOS (after Roux and Bielle-Daspét [41]), b) N type SOS with doping between 10^{16} and 3×10^{17} cm^{-3} (after Ghibaud and Kamarinos [40]).]

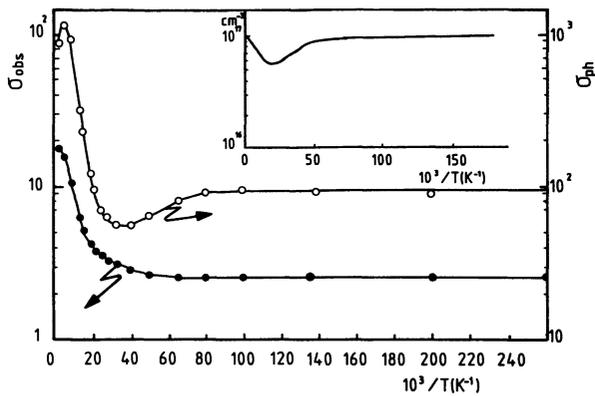


Fig. 3.3. — Variations de la conductivité en obscurité et/ou sous illumination avec la température pour du N-SOS. En encart : comportement théorique de la photoconductivité (d'après Robert *et al.* [39]).

[Dark conductivity and photoconductivity as a function of temperature for N-SOS. In insert : theoretical behaviour of photoconductivity (after Robert *et al.* [39]).]

La conductivité sous lumière, qui a un comportement analogue à basse température, passe par un minimum pour atteindre une région activée à plus haute température. L'interprétation de ces résultats est fondée sur le modèle du transport en présence de fluctuations de potentiel à moyenne portée [39]; on considère l'existence selon la direction du transport, d'une distribution aléatoire du potentiel électrique qui modifie localement l'énergie du bord de bande. Dans ces conditions, une partie des porteurs reste localisée dans des puits de potentiel de profondeur moyenne Γ et ne peut contribuer au courant. Seule une proportion n_f du nombre total de porteurs dans la bande, est libre; les conductivités en obscurité et sous lumière s'écrivent :

$$\sigma_0 = q\mu n_f \quad \text{et} \quad \Delta\sigma = \frac{\Delta n_f}{\Delta n} q\mu \Delta n$$

où Δn est la densité de porteurs photoexcités et $n_f \neq n \times \exp(-\Gamma/kT)$. Ainsi donc, lorsque le taux d'injection demeure constant, tous les porteurs photoexcités participent à la conduction dans le cas d'un matériau *dégénéré* (soit $\Delta n_f \neq \Delta n$) et seulement une fraction lorsque le matériau devient *non dégénéré* ($\Delta n_f < \Delta n$); cette fraction tend vers 1 à haute température [39]. Ce comportement qualitatif explique donc l'allure de la photoconductivité observée (Fig. 3.3) et permet de déduire après ajustement les principaux paramètres du modèle ($\Gamma, n, \Delta n$) [39].

3.2.2 Effet Hall. — Le coefficient de Hall et la mobilité de Hall de couches de type P de SOS ont été mesurés par Roux et Bielle-Daspét [41] (Fig. 3.4a et b). Les variations de la mobilité de Hall avec la température suggèrent que les processus de collision sur les impuretés et sur les dislocations sont plus importants pour les échantillons de faible épaisseur. Pour l'échantillon le plus épais (2,4 μm), μ_H varie sensiblement

comme dans le cas du Si massif mais reste inférieur d'un facteur 2 aux valeurs de volume publiées par Morin et Maita [47]. Le coefficient de Hall, dont découle la concentration de trous, présente une région activée à basse température compatible avec l'énergie d'ionisation des accepteurs (bore) : $E_a = 45$ meV. Ces résultats sont en accord avec ceux obtenus par d'autres auteurs [48, 49].

Robert *et al.* [39] ont étudié l'effet Hall sur du SOS de type N en fonction de la température. Leurs résultats (Fig. 3.5) montrent que le matériau possède un comportement dégénéré à basse température, qui vu la valeur de la mobilité (≈ 130 cm^2/Vs), ne peut être attribué à une conduction par bande d'impuretés. L'énergie d'activation de l'ordre de 12 meV, trouvée dans la région à haute température, implique pour le substrat une valeur du dopage d'environ $3,5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, valeur très supérieure au dopage présumé des couches, compte tenu de la dose d'implantation de phosphore ($\approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$). Les auteurs en concluent que seule une faible épaisseur du film contribue à la conduction. La couche de transition située à l'interface Si- Al_2O_3 , qui doit être responsable de ce comportement *pseudo-métallique*, a une épaisseur estimée à 80 Å [39], valeur en accord global avec celles obtenues par d'autres [38, 40, 50-52].

3.2.3 Magnétorésistance. — Les mesures de MR longitudinale et transversale à faible champ magnétique ont permis de révéler les contraintes et l'anisotropie des films SOS [27, 30, 31]. En exploitant la MR longitudinale sous champ magnétique *intense*, Cristoloveanu *et al.* [38] ont montré que le coefficient d'anisotropie K de l'ensemble du film était voisin de 7; une analyse détaillée de ce résultat sera effectuée au § 3.3.

3.2.4 Pouvoir thermoélectrique. — D'une façon générale, la caractérisation des semiconducteurs par effets de transport privilégie l'effet Hall par rapport au pouvoir thermoélectrique (PTE). Cependant, Ghibaudo et Kamarinos [40] ont souligné l'utilité du PTE dans le cas des matériaux transversalement inhomogènes; tel est le cas du SOS qui présente un caractère bicouche dû à la région de transition à l'interface Si- Al_2O_3 [50, 51].

Ghibaudo *et al.* ont étudié le PTE en fonction de la température sur des films de SOS de type N [40, 44]. Les résultats obtenus (Fig. 3.6) montrent que si pour $T > 200$ K, le PTE présente des valeurs compatibles avec le dopage moyen des couches (10^{16} à $7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$), en revanche à basse température les variations du PTE sont surprenantes. En effet, dans le cas du Si massif de dopage analogue, on observe un accroissement du PTE en $1/T$ lorsque la température s'abaisse. Dans le cas du SOS le comportement est inversé; les auteurs [40, 43-45] attribuent ce phénomène à la présence d'une couche *dégénérée* à l'interface Si- Al_2O_3 responsable du caractère pseudo-métallique du PTE à basse température. Le modèle

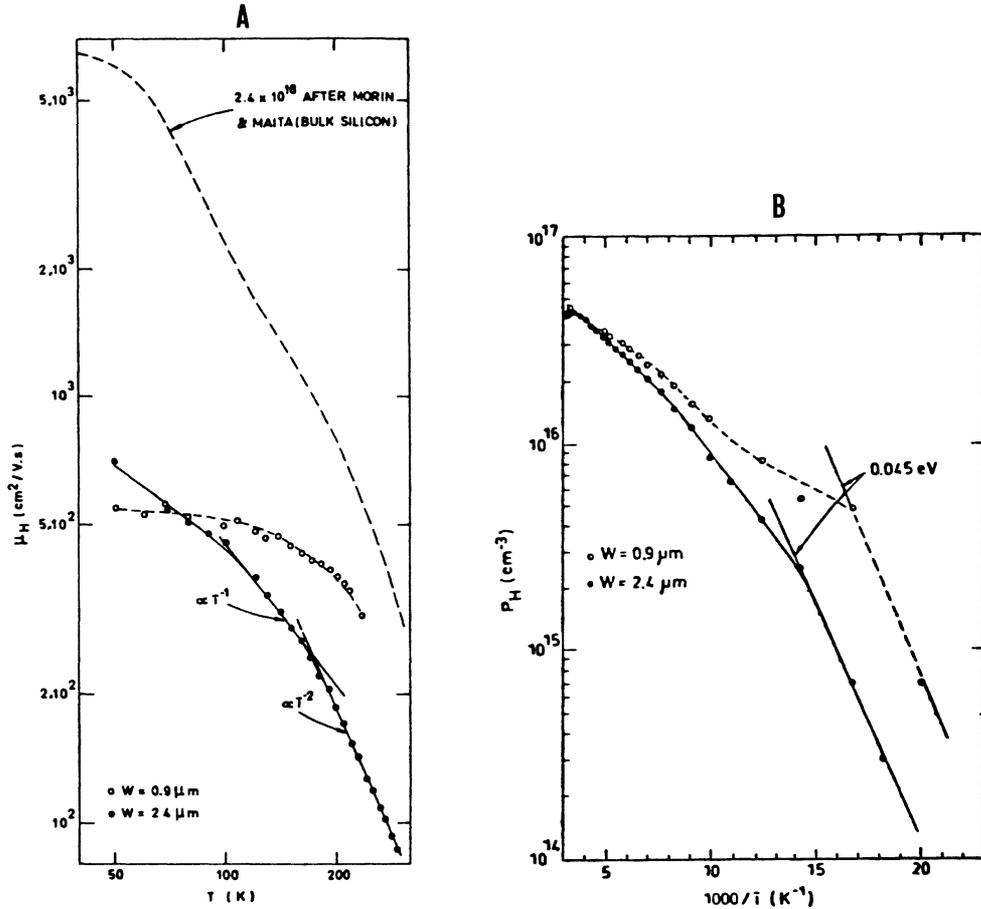


Fig. 3.4. — Variation de la mobilité de Hall (a) et de la concentration (b) des trous avec la température (d'après Roux et Bielle-Daspert [41]).

[Hall Mobility (a) and hole concentration (b) as a function of temperature (after Roux and Bielle-Daspert [41]).]

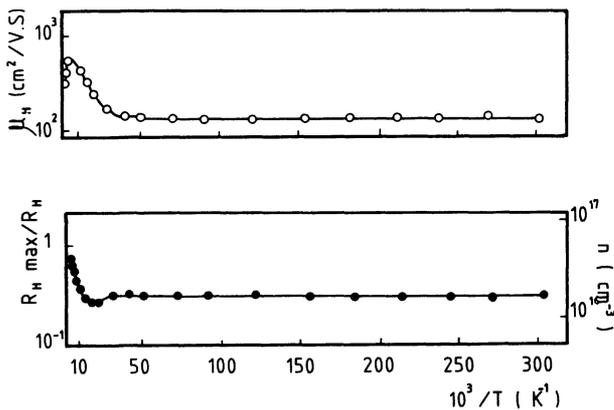


Fig. 3.5. — Variation de la mobilité de Hall et du coefficient de Hall dans n-SOS avec la température (d'après Robert *et al.* [39]).

[Hall mobility and Hall coefficient in n-SOS as a function of temperature (after Robert *et al.* [39]).]

bicouche leur permet de déduire des mesures de PTE et de conductivité, les principaux paramètres de transport dans la direction d'épitaxie, ainsi que

l'épaisseur de la couche dégénérée. Ils trouvent que la partie supérieure du film de Si présente un caractère analogue au Si massif avec néanmoins une mobilité plus faible d'un facteur 2, tandis que la couche de transition à l'interface Si-Al₂O₃, de nature dégénérée sur une épaisseur de 100 à 150 Å, possède une forte densité de porteurs ($\# 10^{19}$ à 10^{20} cm^{-3}) dont la mobilité n'excède pas quelques dizaines de cm²/Vs [40, 44].

Des résultats complémentaires obtenus sur des couches de SOS de plus fort dopage ($\# 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) [45, 53] ont montré la nécessité de prendre en compte non seulement le caractère bicouche du SOS mais aussi la présence de fluctuations de potentiel longitudinales dans le plan d'épitaxie rejoignant ainsi l'analyse de Robert *et al.* [39]. En outre, la couche de transition dégénérée à l'interface Si-Al₂O₃ doit plus vraisemblablement trouver son origine dans la forte densité de charges fixes ($\# 10^{12} \text{ cm}^{-2}$) dues à la proximité du saphir [45]. De plus les variations anormales du PTE et de la conductivité à basse température, obtenues sur des films SOS dégénérés, ont permis de mettre en évidence l'existence d'un seuil de mobilité caractéristique d'une forte localisation [53].

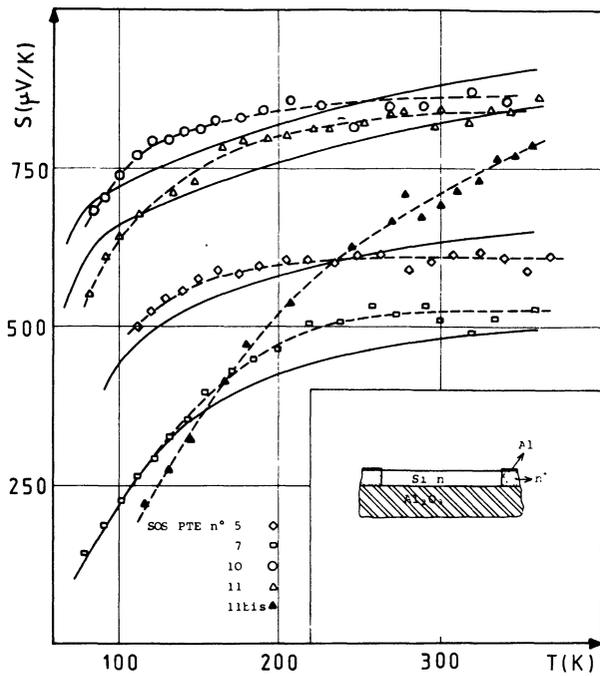


Fig. 3.6. — Variation du pouvoir thermoélectrique avec la température : en pointillés courbes expérimentales, en traits pleins courbes issues du modèle bicouche (d'après Ghibaud et Kamarinos [40]).

[Thermopower as a function of temperature : experimental curves (dashed lines) and theoretical curves (full lines) (after Ghibaud and Kamarinos [40]).]

L'ensemble des résultats obtenus par les mesures globales des propriétés de transport fait ressortir [30-54] (i) la détérioration de la qualité électrique des couches SOS par rapport au Si massif, (ii) l'affaiblissement de la mobilité dû aux contraintes et aux processus de collisions supplémentaires et (iii) la présence d'inhomogénéités spécifiques tant longitudinales (fluctuations de potentiel) que transversales (couche de transition à l'interface Si-Al₂O₃). Dans ces conditions la détermination des profils exacts des paramètres de transport est de première importance pour une description plus précise du matériau.

3.3 PROFILS DES COEFFICIENTS DE TRANSPORT DANS LE SOS.

3.3.1 Fondements théoriques et principes de mesure. —

Une méthode *directe* de caractérisation des inhomogénéités transversales consiste à combiner effets magnétoélectriques et effet de champ [36, 46, 55]. Ainsi, dans une structure de type MOS-Hall à déplétion profonde (cf. encart Fig. 3.7), la variation de la tension de grille V_g rend possible la modulation de l'épaisseur W de la couche *active* du film. Lorsque la tension de grille est incrémentée de ΔV_g , l'épaisseur de la région désertée par les porteurs se trouve modifiée de ΔW ; on détermine alors par différenciation la contribution au phénomène considéré d'une couche active d'épais-

seur infinitésimale ΔW située à la frontière de la région de désertion. Pour chaque coefficient de transport A il devient donc nécessaire de bien distinguer sa valeur *ponctuelle*, notée $A^*(z)$, de sa valeur *moyenne* $A(V_g)$ mesurée expérimentalement dans la zone active. La correspondance entre tension de grille et profondeur de déplétion se déduit d'après des mesures de capacité MOS.

Sur le plan théorique, l'analyse des effets de transport dans les matériaux inhomogènes a comme point de départ le tenseur de conductivité, dont les éléments sont fonction des coordonnées géométriques. Le cas du Si de type n, présentant des inhomogénéités unidirectionnelles, a été rigoureusement traité par Cristoloveanu *et al.* [38]; ce modèle a été ensuite transposé au cas du SOS [36]. On montre que les coefficients galvanomagnétiques dans un matériau inhomogène ne sont pas de simples moyennes des coefficients correspondant au matériau homogène. Il est fondamental de considérer comme fonctions de z , non seulement les composantes $\sigma_{\alpha\beta}^*(z)$ du tenseur de conductivité (Eq. 3.1), mais aussi les équations propres (conservation du courant, équations de Maxwell) au phénomène étudié; ce sont les conditions aux limites qui guideront ensuite le choix des expressions devant être moyennées.

3.3.2 Profils expérimentaux de conductivité, de magnéto-résistance et d'effet Hall. —

L'intérêt de la mesure de la capacité des structures MOS/SOS est relatif, entre autres, à la détermination de l'épaisseur W_d de la zone désertée et du profil d'impuretés ionisées, ainsi qu'à l'estimation du profil de mobilité. Durant les mesures de capacité, les effets dus aux états d'interfaces et à la résistance série de la couche active ont été minimisés par le choix de la fréquence de mesure [32]. L'épaisseur W_d est donnée par [55, 56] :

$$W_d = \epsilon l_x l_y (C^{-1}(V_g) - C_{ox}^{-1}) \quad (3.5)$$

où ϵ est la permittivité de Si, l_x , l_y sont la longueur et la largeur de la structure (Fig. 3.1b et 3.7), C_{ox} la capacité de l'oxyde. La courbe $W_d(V_g)$ est tracée en tenant compte de la tension de « bande plate » ($-1,1$ V) déduite d'après les courbes $(C_{ox}/C)^2 \propto V_g$ [32]. La résistance R_B de la couche active (dans le cas général d'un champ magnétique B) s'exprime en fonction de la conductivité électrique *ponctuelle* σ_B^* :

$$R_B(V) = \frac{l_x}{l_y} \left[\int_0^W \sigma_B^*(z) dz \right]^{-1} \quad (3.6)$$

en dérivant on accède au *profil* de conductivité :

$$\sigma_B^*(z = W(V_g)) = \frac{l_x}{l_y} \frac{d(R_B^{-1})}{dV_g} \frac{dV_g}{dW}. \quad (3.7)$$

Notons qu'il s'agit d'un profil *expérimental*, ne dépendant d'aucune hypothèse théorique exceptée la relation classique (3.5), utile pour obtenir $V_g(W)$; de plus, le terme dV_g/dW disparaît lors de la détermi-

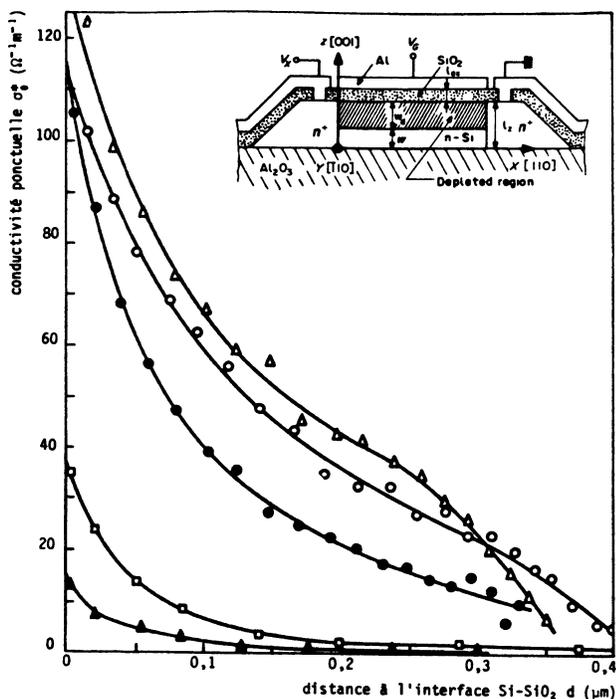


Fig. 3.7. — Profil de conductivité électrique $\sigma_0^*(z)$ en fonction de la distance à l'interface Si-SiO₂. En insertion : structure et orientation cristallographique de l'échantillon MOS-Hall/SOS de dimensions $1\,200 \times 800 \times 0,65 \mu\text{m}^3$ (cf. Fig. 3.1) et de dopage N entre 10^{15} et 10^{16}cm^{-3} (d'après Lee *et al.* [36]).

[Electrical conductivity profile $\sigma_0^*(z)$ as a function of distance from the Si-SiO₂ interface. Inserted is the structure and the cristallographic orientation of MOS-Hall/SOS samples with dimensions $1\,200 \times 800 \times 0,65 \mu\text{m}^3$ (cf. Fig. 3.1) and N-type doping in the range 10^{15} to 10^{16}cm^{-3} (after Lee *et al.* [36]).]

nation du coefficient de magnétorésistance $\rho_B^*/\rho_0^* = \sigma_0^*/\sigma_B^*$.

La figure 3.7 illustre la dégradation dramatique de la conductivité σ_0^* lorsqu'on s'approche de l'interface

Si-Al₂O₃ [36] et confirme ainsi l'aspect fortement inhomogène du transport dans le SOS.

En figure 3.8 sont reportés les profils de magnétorésistance obtenus pour la première fois par Lee *et al.* [36, 57]. L'importante valeur de la MR longitudinale reflète, d'une part, la forte anisotropie du SOS (et du Si) et confirme, d'autre part, l'existence de contraintes d'interface, qui accentuent l'effet (cf. § 3.1.2, éq. 3.4). La MR longitudinale diminue sensiblement non seulement à proximité de l'interface Si-Al₂O₃ (en raison des collisions électroniques sur la surface) mais surtout dans le volume, phénomène attribué essentiellement à la réduction de la mobilité [36]. Au contraire, la MR transversale tend à augmenter pour des distances supérieures à $0,25 \mu\text{m}$, fait qui suggère déjà une modification qualitative du processus de collisions.

La mobilité *ponctuelle* de Hall $\mu_H^*(z)$ se déduit d'après les valeurs de la mobilité *moyenne* $\langle \mu_H \rangle (V_g)$, mesurées dans la région active (et à faible champ magnétique) [37] :

$$\langle \mu_H \rangle (V_g) = \left[\int_0^W \mu_H^*(z) \sigma_0^*(z) dz \right] \times \left[\int_0^W \sigma_0^*(z) dz \right]^{-1} \quad (3.8)$$

En dérivant [36, 37] :

$$\mu_H^*(z = W) = \langle \mu_H \rangle (V_g) - R_0(V_g) \frac{d\langle \mu_H \rangle}{dR_0} \quad (3.9)$$

Le profil présenté en figure 3.9 montre que μ_H^* diminue d'un facteur 2 sur environ $0,4 \mu\text{m}$ à l'intérieur du film. Même loin de l'interface Si-Al₂O₃, la mobilité de Hall ($600 \text{cm}^2/\text{Vs}$) n'atteint que 30 à 50 % de la valeur usuelle pour le Si massif; ce résultat est en très bon accord avec les prévisions du modèle théorique incluant l'effet des contraintes (cf. § 3.1, Eq. 3.3).

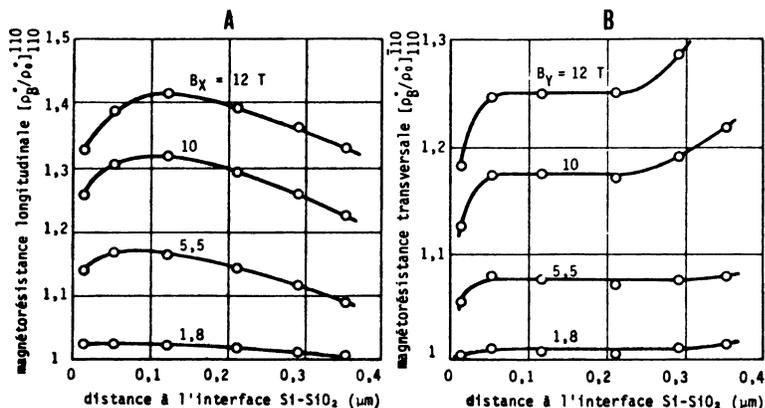


Fig. 3.8. — Distribution expérimentale du coefficient ponctuel de magnétorésistance longitudinale (a) et transversale (b) (d'après Lee *et al.* [36]).

[Experimental distribution of longitudinal (a) and transverse (b) magnetoresistance coefficients (after Lee *et al.* [36]).]

3.3.3 Détermination des profils de mobilité, d'anisotropie et de concentration. — Une première méthode classique [55, 56] de détermination du profil de la mobilité de dérive consiste à déduire des courbes $C(V_g)$ d'une structure MOS les valeurs ponctuelles de la concentration :

$$n(z = W) = \frac{C(V_g)}{el_x l_y} \frac{dV_g}{dW} \quad (3.10)$$

et donc de la mobilité :

$$\mu_0^*(z) = -\sigma_0^*(z)/en^*(z). \quad (3.11)$$

Cependant, un examen approfondi tend à prouver que la variation de mobilité ainsi obtenue (Fig. 3.9) est peu crédible [36] ; il est en effet impossible, à partir de ce profil, de retrouver théoriquement les courbes μ_H^*/μ_0^* (voir aussi § 3.3.4).

La seconde méthode, mise au point récemment [36, 37, 58] se fonde sur le traitement numérique des courbes de MR longitudinale. On utilise le formalisme présenté au § 3.1, en considérant, cette fois, que les coefficients de transport sont inhomogènes. Comme la MR longitudinale est essentiellement gouvernée par l'anisotropie du matériau et dépend peu des mécanismes collisionnels [38] on peut adopter l'hypothèse de porteurs monocinétiques (d'autant plus satisfaisante que la gamme de champs magnétiques est étendue [37]) ; le coefficient ponctuel de MR longitudinale est alors donné par :

$$\left[\frac{\rho_B^*(z)}{\rho_0^*(z)} \right]_{110}^{110} = \left[1 + \frac{2K^*}{K^* + 1} (\mu_0^* B)^2 \right] \times \left[1 + \frac{8K^*}{(K^* + 1)^3} (\mu_0^* B)^2 \right]^{-1} \quad (3.12)$$

expression équivalente, pour de très forts champs magnétiques à l'équation « inhomogène » 3.4. La relation 3.12 fournit, par comparaison aux courbes expérimentales $\rho_B^*/\rho_0^*(B)$ (duales à celles de la Fig. 3.8a) les valeurs ponctuelles de $K^*(z)$ et de $\mu_0^*(z)$.

La figure 3.9 montre que la mobilité de dérive des électrons décroît quasi linéairement avec la distance à l'interface Si-SiO₂, le taux de dégradation étant de 15 à 20 % par 1 000 Å [36]. Par ailleurs, l'écart entre les mobilités de Hall et de dérive, déterminées expérimentalement, représente un excellent support pour le modèle des 4 vallées iso-énergétiques (cf. § 3.1) adopté pour la bande de conduction du SOS, modèle qui laissait prévoir un rapport μ_H^*/μ_0^* de l'ordre de 60 %. La figure 3.9 montre aussi qu'au voisinage de l'interface Si-SiO₂ la mobilité atteint 1 100 cm²/Vs, ce qui (correspondant en absence des contraintes à 1 400 cm²/Vs [36]) reflète la qualité cristalline très convenable de la partie supérieure du film SOS.

Le coefficient d'anisotropie de masse effective et de temps de relaxation $K^*(z)$ se présente comme une

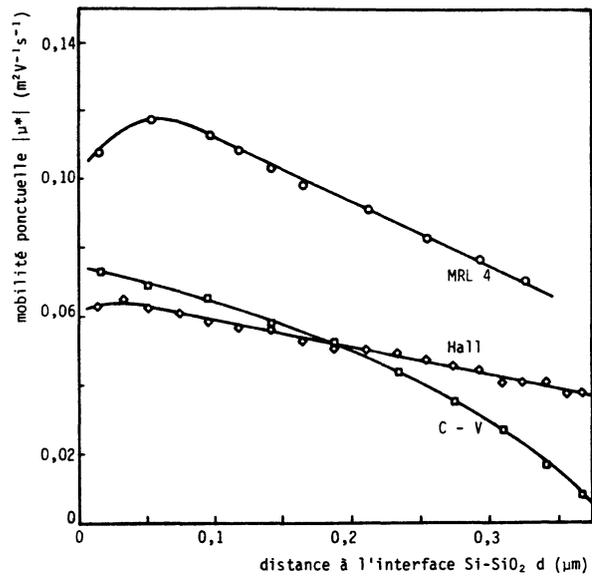


Fig. 3.9. — Profils de la mobilité des électrons dans le SOS, déduits des mesures d'effet Hall (μ_H^*) de magnéto-résistance longitudinale (MRL) et de capacité (C-V) (d'après Lee *et al.* [36]).

[Electron mobility profiles in SOS obtained by Hall measurements (μ_H^*), longitudinal magnetoresistance (MRL) and capacitance (C-V) (after Lee *et al.* [36]).]

fonction légèrement croissante avec la distance à l'interface Si-SiO₂ [36]. Sa valeur moyenne $\langle K^* \rangle \approx 5$ à 6 s'avère être en bon accord, d'une part, avec les résultats de déterminations globales ($K \approx 5$ [30] et $K \approx 7$ [38]) et, d'autre part, avec la valeur usuelle du Si massif [34].

En se référant aux profils des mobilités et de l'anisotropie, Lee *et al.* [36] déterminent également la variation du coefficient $r^*(z) = \tau^2/\bar{\tau}^2$ qui définit le processus de relaxation (cf. Eq. 3.2b et 3.3a) :

$$r^*(z) = \frac{(K^* + 1)^2}{4K^*} \frac{\mu_H^*}{\mu_0^*}. \quad (3.13)$$

Le profil obtenu montre près de l'interface Si-SiO₂ une prédominance de collisions avec les phonons acoustiques ($r^* \approx 3\pi/8$) et, plus loin, une accentuation du rôle des impuretés ionisées (r^* augmente). Cette observation est parfaitement compatible avec l'accroissement du coefficient ponctuel de MR transversale, lorsque la distance à l'interface Si-SiO₂ devient supérieure à 0,25 μm.

Le profil de la concentration de porteurs (Fig. 3.11), extrait des courbes de conductivité (Fig. 3.7) et de mobilité de dérive (Fig. 3.9), présente une allure quasi exponentielle [36, 59]. Nous verrons au paragraphe suivant que la discussion des problèmes relatifs à la concentration des porteurs et aux mécanismes collisionnels est largement facilitée par les mesures à température variable.

3.3.4 Influence de la température sur les profils de mobilité et de concentration. — Des mesures magnéto-électriques contrôlées par effet de champ ont été réalisées entre 77 et 300 K [32, 58-60]. La figure 3.10 présente l'influence de la température sur la conductivité électrique et sur la mobilité de Hall à différentes profondeurs dans le film. Pour des profondeurs supérieures à 1 000 Å on remarque que la conductivité diminue régulièrement lorsque la température décroît, par suite des variations de la concentration et de la mobilité des électrons. On attribue la partie la plus abrupte des courbes ($150 \text{ K} < T < 300 \text{ K}$) à l'ionisation des impuretés non intentionnelles [32]; comme la pente devient plus forte avec la profondeur il résulte que le rôle de ces impuretés s'accroît en approchant du substrat. Pour $d < 1\,000 \text{ Å}$ la conductivité est peu modifiée entre 150 et 300 K, ce qui souligne la faible importance, dans la couche supérieure, des impuretés non intentionnelles.

Le comportement de la mobilité de Hall est très complexe car il dépend de la profondeur et de la gamme de température. Pour des températures supérieures à 120 K, les collisions avec les phonons acoustiques ($\mu_H \propto T^{-1,5}$) prédominent *uniquement* au voisinage de l'interface Si-SiO₂, ce qui traduit une qualité cristalline de la couche supérieure comparable au Si massif (où, au-dessus de 100 K, μ_H décroît également avec T). En s'approchant de l'interface Si-Al₂O₃, la pente des courbes s'inverse, sous l'influence des collisions avec les impuretés ionisées ($\mu_H \propto T^{1,5}$); à une distance de 3 000 Å du substrat ces collisions prédominent *même à la température ambiante*.

Autour de la température « critique » de 120 K, la mobilité ponctuelle de Hall présente un minimum quelle que soit la profondeur dans le film. Cette pro-

priété confirme [32, 60] la participation des impuretés non intentionnelles provenant du substrat [4, 24, 25] qui (en raison d'un niveau énergétique légèrement plus profond que celui du phosphore) semblent être ionisées au-dessus de 120 K; elles se présentent sous forme de complexes de grandes sections efficaces et jouent un rôle important comme centres de collisions électroniques. L'existence d'une température critique, associée aux impuretés non intentionnelles, a été également observée par Ipri et Zemel [49]; leur résultat, $T_c = 210 \text{ K}$, est différent par suite de la technologie utilisée et surtout parce qu'ils se sont fondés sur la variation en température de la mobilité *moyenne* de la couche active.

Pour des températures inférieures à 120 K l'allure des courbes est approximativement en $T^{-0,5}$ quelle que soit la distance; cette variation est attribuée à un processus mixte de collisions, englobant l'effet des dislocations neutres (T), de charges d'espace ($T^{-0,5}$), des phonons ($T^{-1,5}$), des charges cylindriques (T), etc... [32, 60]. De plus, l'examen de la figure 3.10b montre qu'à basse température ($80 \text{ K} < T < 200 \text{ K}$) la mobilité se dégrade d'un facteur 5 sur une distance d'environ 0,35 μm , alors qu'à 300 K la balance entre collisions acoustiques et coulombiennes limite la décroissance à environ 50 %.

Le comportement des impuretés non intentionnelles, élément clef dans la discussion des profils de conductivité et de mobilité, a été révélé aussi par les mesures capacitives [59]. Ainsi, lorsqu'on suppose que la densité des accepteurs et des défauts cristallins chargés négativement est négligeable par rapport à celle des donneurs dans le film n-SOS, l'équation 3.10 fournit le nombre d'impuretés ionisées $N_D^*(z)$, correspondant au nombre *total* d'électrons dans la bande de conduc-

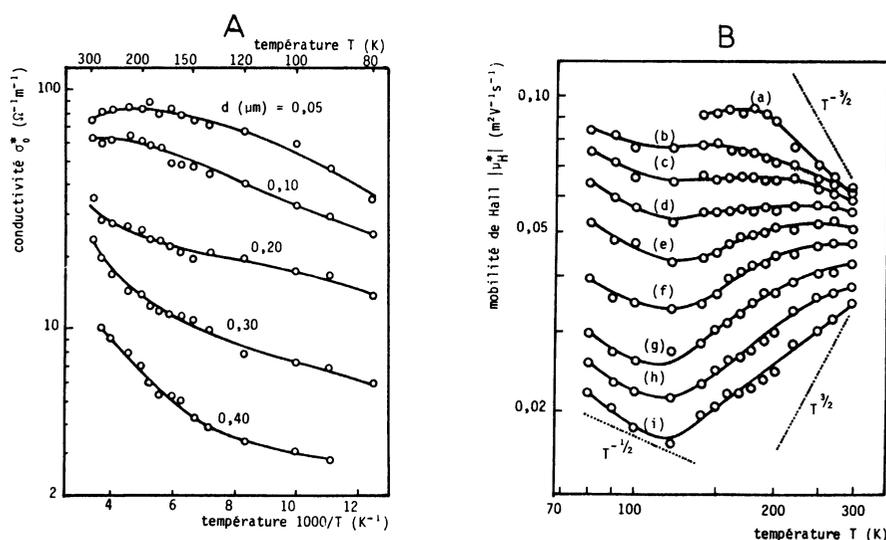


Fig. 3.10. — Variation de la conductivité ponctuelle $\sigma_0^*(z)$ (Fig. a) et de la mobilité de Hall ponctuelle $\mu_H^*(z)$ (Fig. b) en fonction de la température pour plusieurs distances d (μm) à l'interface Si-SiO₂ incrémentées de 500 Å (d'après Lee [32, 60]).

[Electrical conductivity $\sigma_0^*(z)$ (Fig. a) and Hall mobility $\mu_H^*(z)$ (Fig. b) versus temperature at several depths d (μm), increased by 500 Å steps, from the Si-SiO₂ interface (after Lee [32, 60]).]

tion $n_{\text{tot}}^*(z)$. La figure 3.11 montre qu'au voisinage de l'interface Si-SiO₂ la densité des impuretés augmente peu avec la température; ceci révèle le rôle prédominant des impuretés dopées intentionnellement (phosphore) dont l'ionisation se fait à basse température ($T < 100$ K). Au contraire près de l'interface Si-Al₂O₃, la densité $N_D^*(z)$ s'accroît fortement lorsque la température s'élève de 160 à 300 K, confirmant l'ionisation progressive des impuretés « autodopées » au-dessus de 160 K. En ce qui concerne le profil de concentration, il est à noter qu'à la température ordinaire la densité des impuretés autodopées augmente très nettement pour des distances à l'interface film-substrat inférieures à 0,3 μm . Les résultats à 90 K montrent que la densité des impuretés intentionnelles décroît de façon monotone (d'un facteur 3) avec la profondeur sur 0,4 μm [59].

La figure 3.11 contient également le profil de porteurs $n^*(z)$ à 296 K, qui résulte du traitement des profils de conductivité $\sigma_0^*(z)$ (Fig. 3.7) et de mobilité de dérive $\mu_0^*(z)$ (courbe MRL, Fig. 3.9) selon l'équation 3.11. Cette courbe provient donc de la mesure des effets de transport et correspond par conséquent à la densité

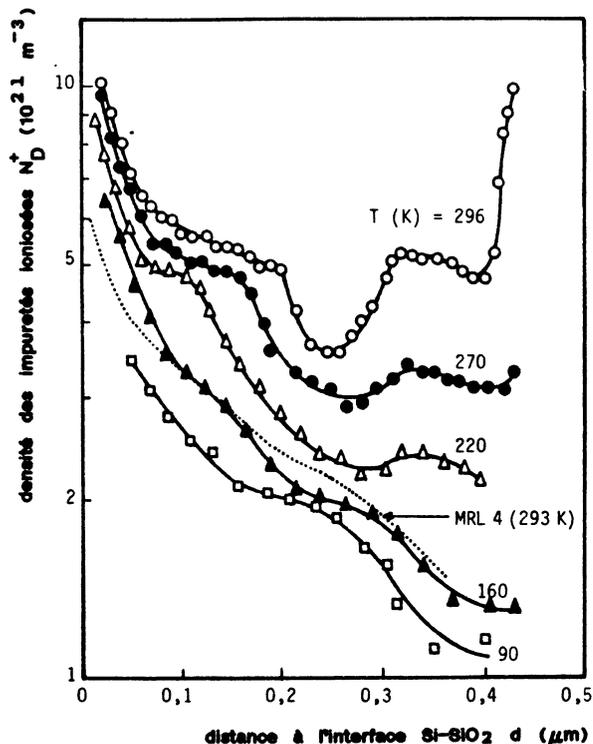


Fig. 3.11. — Profils des impuretés donatrices ionisées $N_D^+(z)$ pour plusieurs températures (dédiés des mesures capacitatives). La courbe pointillée montre la densité des porteurs (électrons *effectivement libres*) déduite des mesures de magnétorésistance longitudinale et de conductivité à 293 K (cf. Fig. 3.7) (d'après Lee *et al.* [59]).

[Ionized donor impurity profiles $N_D^+(z)$ for several temperatures obtained by capacitance measurements. The carrier density (*free electrons*) deduced from longitudinal magnetoresistance and conductivity data at 293 K (cf. Fig. 3.7), is shown by the broken line (after Lee *et al.* [59]).]

des électrons *effectivement libres* [59]. Rappelons que la courbe relevée à 296 K des mesures capacitatives représente la densité *totale* d'électrons $n_{\text{tot}}^*(z)$. La différence entre ces deux profils montre clairement qu'une partie des électrons ne participe pas au transport du courant et sont donc « localisés ». Les auteurs interprètent cette localisation à l'aide du modèle des fluctuations de potentiel proposé par Robert *et al.* (cf. § 3.2) [39]. La profondeur $\Gamma(z)$ du puits de potentiel, correspondant à la fluctuation moyenne du bord de la bande de conduction, a été estimée d'après la relation [59] :

$$\Gamma(z) = kT \text{Log} \frac{n_{\text{tot}}^*(z)}{n^*(z)}. \quad (3.14)$$

La profondeur moyenne des puits est de l'ordre de 25 meV, en bon accord avec les résultats de Robert [39]. De plus, $\Gamma(z)$ (ou le rapport n_{tot}^*/n^* , cf. Fig. 3.11) augmente sensiblement pour des distances à l'interface Si-SiO₂ supérieures à 0,2 μm [59], fait qui illustre la détérioration de la qualité cristalline du film et peut être relié à la présence des impuretés non intentionnelles. Par ailleurs, l'écart entre n_{tot}^* et n^* explique pourquoi le profil de la mobilité de dérive μ_0^* déduit des mesures capacitatives était si différent de celui déduit de la magnétorésistance (Fig. 3.9) et incompatible avec d'autres résultats de transport [36, 37].

3.4 PROPRIÉTÉS DES INTERFACES. — L'analyse des propriétés électriques des interfaces Si-SiO₂ et Si-Al₂O₃ est de première importance pour la détermination des performances des dispositifs MOS réalisés sur SOS. Si l'interface supérieure Si-SiO₂ régit, en grande partie, le fonctionnement des TMOS et des capacités MOS, il n'en reste pas moins que la plupart des limitations de la technologie MOS/SOS est imputable à la mauvaise qualité de l'interface inférieure Si-Al₂O₃ : courants de fuite importants [61], déformation des caractéristiques $I(V)$ des TMOS à forte tension drain-source par effet « kink » dû à la présence de pièges dans la couche de Si [62] ou à l'autopolarisation du substrat [63, 64]...

L'étude des paramètres (mobilité des porteurs, concentration de charges fixes et de pièges, profil et densité d'états de surface) de l'interface Si-SiO₂ est naturellement plus aisée que celle de l'interface Si-Al₂O₃; en revanche l'interface Si-Al₂O₃ peut être étudiée, d'une part, de façon *indirecte* par ces conséquences sur les caractéristiques électriques de dispositifs conventionnels réalisés face avant (métal-Si-SiO₂) et, d'autre part, de façon *directe* grâce à des dispositifs spécifiques réalisés face arrière (métal-Al₂O₃-Si).

3.4.1 Interface Si-SiO₂. — La mobilité des porteurs en surface est le paramètre essentiel pour l'évaluation de la qualité de l'interface. Une valeur trop faible limite le temps de transit des porteurs dans le canal d'un TMOS et altère leurs performances dynamiques; elle traduit par ailleurs, un mauvais « état de surface »

résultant d'un processus d'oxydation de grille défectueux.

Les études menées au LETI [42, 65-68] montrent que les mobilités de surface déduites des caractéristiques $I_d(V_g)$ de TMOS en forte inversion sont typiquement :

$$\mu_n = 400 \text{ à } 600 \text{ cm}^2/\text{Vs pour les électrons (canal N)}.$$

$$\mu_p = 150 \text{ à } 250 \text{ cm}^2/\text{Vs pour les trous (canal P)}.$$

Ces valeurs montrent peu de différence entre le SOS et le Si massif et sont en accord avec celles généralement rencontrées dans la littérature [25].

Gris et Bello [42] ont constaté que l'épaisseur de la couche de Si épitaxié a une faible influence sur la mobilité de surface (Fig. 3.12). Ce résultat confirme que les phénomènes qui limitent la valeur de la mobilité dans une couche d'inversion sont étroitement corrélés à la qualité de l'interface et très peu aux propriétés du volume sous-jacent. Néanmoins aux faibles épaisseurs de Si épitaxié (0,1-0,2 μm) le comportement de la mobilité de surface demeure surprenant : diminution escomptée de la mobilité μ_p dans le canal P (dégradation du volume sous-jacent trop importante pour maintenir la qualité de l'interface), mais augmentation de μ_n dans le canal N. Il est vraisemblable compte tenu des remarques de Kawaji *et al.* [69] et de Englert *et al.* [70], que l'anisotropie des contraintes film-substrat, d'autant plus importante que l'épaisseur du film est faible, soit responsable de ce phénomène. La structure de la bande de conduction à deux dimensions du Si(100) favorise dans ces conditions l'existence des minima énergétiques de plus faible masse effective dans lesquels la mobilité est plus importante.

Les processus qui limitent la valeur de la mobilité en surface (inversion ou accumulation) sont régis par les mécanismes prédominants de collision des porteurs d'un gaz bidimensionnel [71] : diffusion coulombienne due aux charges d'interface, diffusion de rugosité de surface et diffusion par les phonons acoustiques de

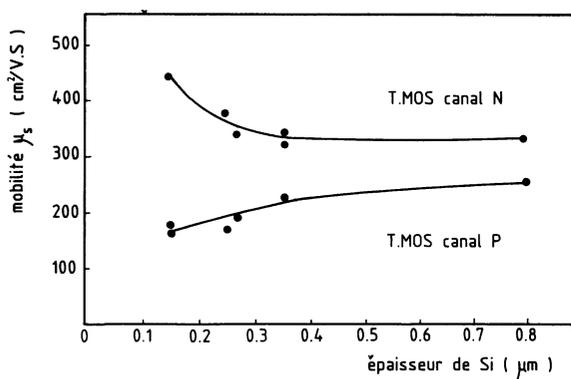


Fig. 3.12. — Mobilité en couche d'inversion pour un transistor MOS/SOS en fonction de l'épaisseur de Si épitaxié (Si (100)) (d'après Gris et Bello [42]).

[Inversion layer mobility for a MOS/SOS transistor versus epitaxial Si thickness (Si (100)) (after Gris and Bello [42]).]

surface. En ce qui concerne le SOS, les densités de charges d'interface $Q_{ss} \# 3 \times 10^{10}$ à 10^{11} cm^{-2} , déduites du décalage des tensions de seuil [66], demeurent comparables aux valeurs mesurées à l'interface $\text{SiO}_2\text{-Si}$ massif. Cela justifie *a posteriori* que les valeurs de la mobilité en surface trouvées sur SOS soient proches de celles obtenues sur Si massif.

Englert *et al.* [70] ont étudié les oscillations de la magnétoconductance quantique sur des structures MOS/SOS sous champ magnétique intense. La masse cyclotron des électrons du canal $m_c^* = 0,5 m_0$ déduite de l'analyse de la structure des oscillations à basse température, est en accord avec la valeur théorique : $m_c^* = 0,42 m_0$ ($m_0 =$ masse de l'électron). Le facteur de dégénérescence g_v des vallées de la structure de bande à 2 dimensions (orientation (100)) trouvé égal à 2, n'est pas compatible en revanche avec la théorie ($g_v = 4$). Cependant ce dernier point n'est pas une originalité du SOS car des valeurs analogues ont été trouvées sur des MOS/Si massif, et demeurent à l'heure actuelle sans explication. Sur la figure 3.13, sont représentées à titre de comparaison les extrémas des oscillations Shubnikov-De Haas obtenues sur des TMOS réalisés sur silicium sur saphir et sur silicium sur spinel. Englert *et al.* [70] interprètent la différence observée comme une conséquence directe de l'aniso-

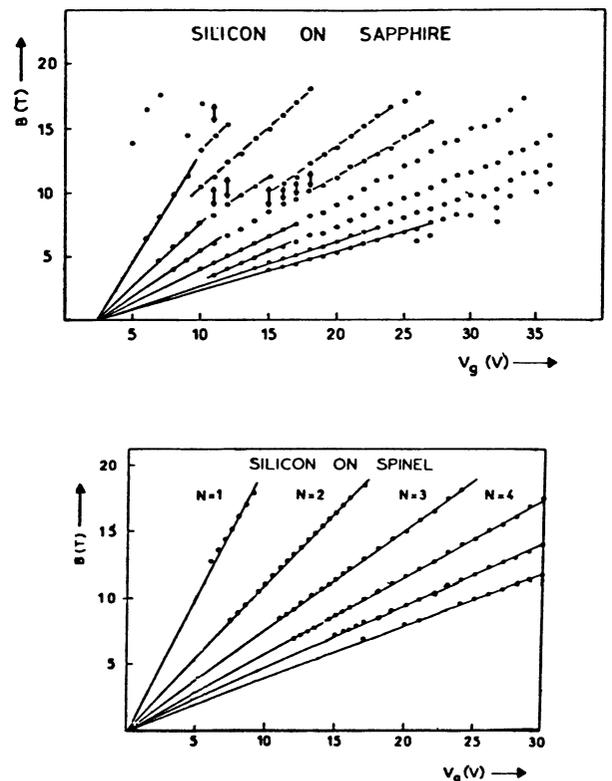


Fig. 3.13. — Extréma des oscillations Shubnikov-De Haas pour des MOSFET/SOS. Comparaison entre le Si sur saphir et le Si sur spinel (d'après Englert *et al.* [70]).

[Extrema of Shubnikov-De Haas oscillations for MOSFET/SOS. Comparison between Si on sapphire and Si on spinel (after Englert *et al.* [70]).]

proprie des contraintes film-substrat, engendrée dans le SOS par l'anisotropie de dilatation thermique du saphir (rhomboédrique), ce qui n'est pas le cas du spinel (cubique).

3.4.2 Interface Si-Al₂O₃.

a) Etude indirecte. — Gentil [61] a montré expérimentalement l'existence sur les TMOS/SOS à canal N, d'un courant de fuite direct entre le drain et la source. Ce courant, qui varie exponentiellement avec la tension de polarisation du volume, révèle la présence d'un canal parasite à l'interface Si-Al₂O₃ travaillant en régime d'inversion faible, dont on déduit une densité d'états à l'interface Si-Al₂O₃ : $N_{ss} \# 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$.

Gentil et Chausse [72], Choujaa [73] et Touboul *et al.* [74] ont mesuré la densité spectrale de bruit sur des TMOS/SOS en fonction de la polarisation du volume. Leurs résultats montrent que l'intensité du bruit augmente notablement lorsque la zone de charge d'espace du volume balaye la totalité de l'épaisseur de la couche de Si (Fig. 3.14a). La comparaison avec les mesures réalisées sur Si massif est éloquente et permet de conclure que l'origine du bruit excédentaire dans le cas du SOS est principalement due à une forte densité de centres de génération-recombinaison (G-R) croissante vers l'interface Si-Al₂O₃. Compte tenu du dopage du substrat ($\# 10^{15} \text{ cm}^{-3}$), la tension de seuil à laquelle apparaît l'accroissement du bruit ne devrait excéder, théoriquement, 200 à 300 mV, alors qu'elle

vaut expérimentalement 1 à 3 V. On en conclut qu'il existe une forte charge fixe Q_{ss} localisée dans le saphir et estimée à $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ [72]. L'analyse en fonction de la fréquence de la densité spectrale de bruit est caractéristique du bruit G-R à plusieurs centres. Sur la figure 3.14b on distingue deux fréquences de coupure correspondant à deux centres G-R distincts. De l'intensité du bruit du plateau extrapolé à basse fréquence, on déduit que la concentration de centres G-R ramenée à l'interface Si-Al₂O₃ est comprise entre 4×10^{11} et $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ [72-74]. De plus, Gentil et Chausse [72] estiment que l'épaisseur sur laquelle sont répartis les centres G-R est de l'ordre de 500 Å à l'interface Si-Al₂O₃, valeur confirmant celle trouvée par d'autres méthodes (cf. § 3.5).

b) Etude directe. — Choujaa [73] a étudié la capacité métal-Al₂O₃-Si par la méthode différentielle $C(V)$ à haute tension proposée originellement par Goodman [75]. L'interprétation des caractéristiques $C(V)$ à l'aide du modèle classique de Nicollian et Goetzberger [76] et du modèle cellulaire de Castagné [77] et Rossel [78] permet de donner les principaux paramètres de l'interface. Choujaa [73] met en évidence un surdopage de type N sur 500 Å au voisinage de l'interface Si-Al₂O₃, tant sur des substrats de type N que de type P. En outre, il trouve une densité de charge fixe à l'interface $Q_{ss} \# 2 \times 10^{11}$ à 10^{12} cm^{-2} , qui confirme les valeurs obtenues indirectement. Enfin il précise,

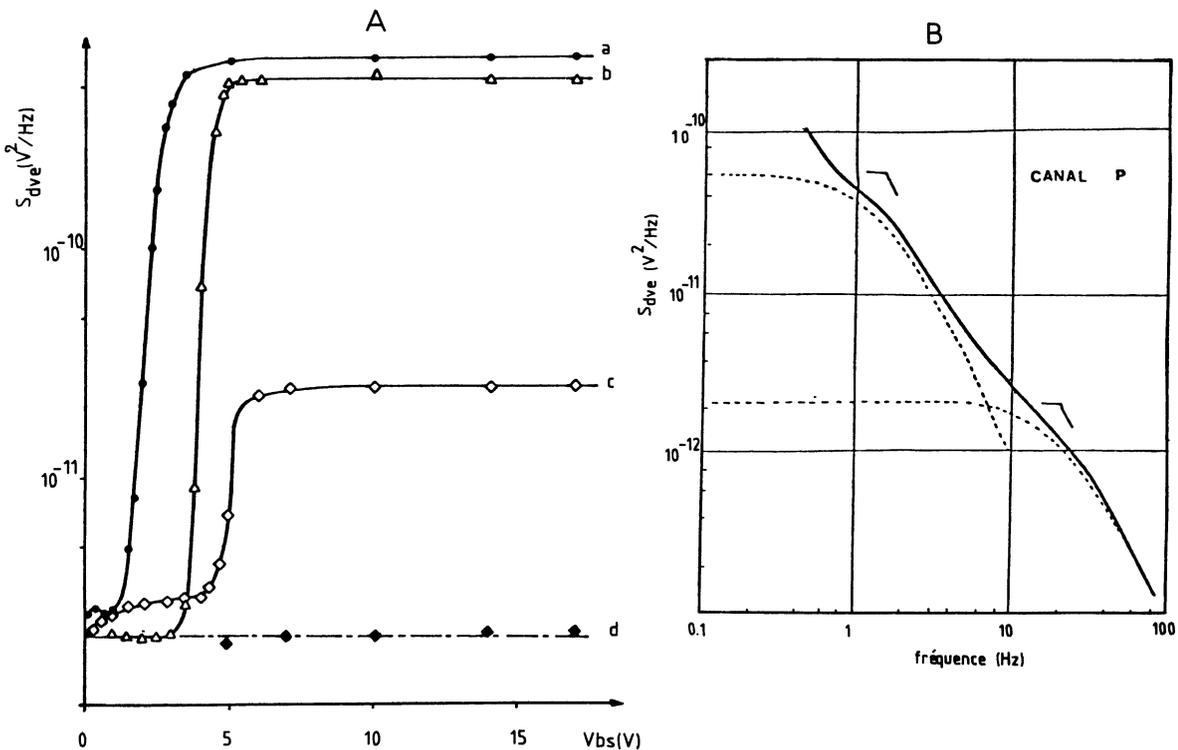


Fig. 3.14. — Densités spectrales de bruit en fonction : a) de la polarisation du volume obtenu sur des MOS/SOS (a, b, c) et sur un MOS sur Si massif (d) (fréquence 1 kHz) (d'après Gentil et Chausse [72]), b) de la fréquence (d'après Choujaa [73]).

[Noise spectral density as a function of : a) bulk bias obtained on MOS/SOS (a, b, c) and on MOS/bulk-Si (d) (frequency 1 kHz) (after Gentil and Chausse [72]), b) frequency (after Choujaa [73]).]

grâce à une analyse fine des courbes $C(V)$, le profil de densité d'états N_{ss} à l'interface Si-Al₂O₃ (Fig. 3.15). La densité moyenne d'états de surface est donc plus importante qu'à l'interface Si-SiO₂ et vaut typiquement quelque $10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$. Le maximum de la distribution énergétique indique la présence d'un niveau profond situé à 255 meV de la bande de conduction, imputable aux défauts et contaminations dans la zone de transition à l'interface Si-Al₂O₃ [73]. Ces résultats sont en accord avec ceux de Goodman [75] mais n'ont pas été toutefois complètement confirmés par Dube *et al.* [79] qui n'observent pas de maximum au milieu du gap.

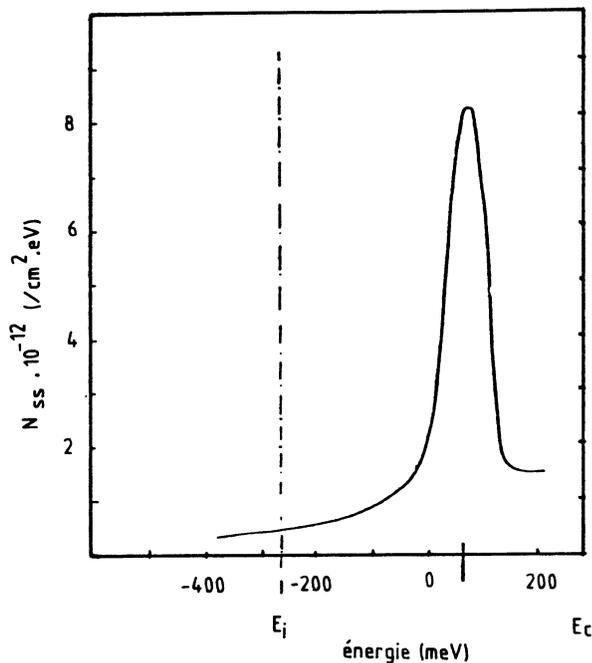


Fig. 3.15. — Profil de la densité d'états de surface à l'interface Si-Al₂O₃ (d'après Choujaa [73]).

[Surface states density profile at the Si-Al₂O₃ interface (after Choujaa [73]).]

Gris et Montier [65] ont étudié les caractéristiques $I_d(V_g)$ et $I_d(V_d)$ de transistors à déplétion N⁺ N⁻ N⁺ par effet de champ face arrière. Ils en déduisent une tension de bande plate à l'interface Si-Al₂O₃ de l'ordre de 2 à 3 kV pour une épaisseur de saphir de 250 μm , ce qui correspond à une densité de charges d'interface de l'ordre de $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. La pente de la courbe $I_d(V_g)$ en régime de forte accumulation correspond à une mobilité de porteurs à l'interface Si-Al₂O₃ de l'ordre de 2 à 10 cm^2/Vs , valeur cent fois plus faible qu'à l'interface supérieure Si-SiO₂.

Gentil [80] et Moreau [81] ont étudié le transistor métal-Al₂O₃-Si en régime d'inversion, après amincissement par abrasion du substrat de saphir à 30-40 μm . La mobilité dans le canal N obtenue de la pente des caractéristiques $I_d(V_g)$ en forte inversion (Fig. 3.16), est de l'ordre de 10 à 40 cm^2/Vs . La densité de charges fixes présentes dans le saphir Q_{sa} est environ

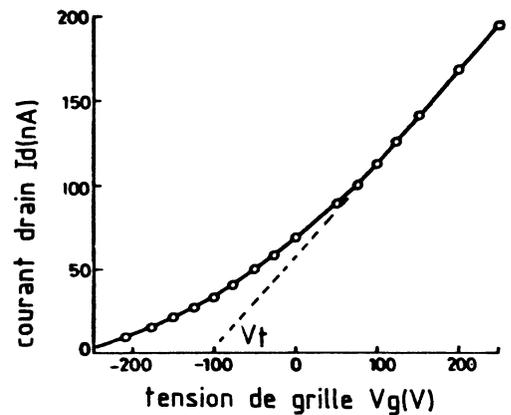


Fig. 3.16. — Caractéristique courant drain I_d -tension de grille V_g face arrière, pour un TMOS/SOS de dimension $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ et d'épaisseur de saphir 80 μm (d'après Gentil [80]).

[Drain current I_d -back gate voltage V_g characteristic for TMOS/SOS of dimension $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ and sapphire thickness 80 μm (after Gentil [80]).]

de 10^{12} cm^{-2} . Enfin l'analyse des caractéristiques $I_d(V_g)$ en inversion faible permet de préciser la densité moyenne d'états d'interface

$$N_{ss} \# 1 \text{ à } 7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1} \quad [81].$$

L'ensemble de ces résultats relatifs à l'interface Si-Al₂O₃ ont été récemment confirmés et complétés par Brini et Gentil [82].

3.5 PROPRIÉTÉS DE RECOMBINAISON. — Les propriétés de recombinaison dans le SOS ont été essentiellement étudiées à l'aide de la photo-excitation et des caractéristiques $I(V)$ de dispositifs travaillant en obscurité.

3.5.1 Photoréponses transitoires. — Roux et Bielle-Daspet [41] ont analysé pour le cas du SOS de type P (résistivité 0,7 à 2 $\Omega \text{ cm}$, épaisseur du film 0,9 à 2 μm) les réponses transitoires de la photoconductivité et des photocourants à une excitation par laser de durée 30 ns. La décroissance des photocourants de diffusion des porteurs majoritaires ou minoritaires présente deux composantes :

— une composante *rapide* qui suit la forme de l'impulsion laser et qui permet de conclure que la durée de vie effective dans le SOS est *inférieure* à 10 ns;

— une composante *lente* qui fait apparaître une augmentation du nombre « effectif » de trous par rapport à l'équilibre (abaissement du niveau de Fermi) et ceci bien après que les porteurs photo-injectés se soient recombinaés. Cette observation suggère l'existence d'amas de défauts qui peuvent capturer les minoritaires et qui se comportent comme de véritables régions isolantes : elles sont entourées d'une barrière de potentiel (dont l'effet est de diminuer la mobilité et la concentration effectives des trous),

s'effaçant progressivement lors du piégeage des électrons photo-injectés.

Les zones isolantes permettent également d'expliquer la variation de la *photoconductivité*. Initialement $\sigma(t)$ augmente pendant un temps relativement long (2-3 μ s selon l'échantillon) ce qui correspond au remplissage des pièges. La décroissance de $\sigma(t)$ n'est pas, comme pour le matériau homogène (Si massif), une simple exponentielle de laquelle on déduit la durée de vie. Les deux constantes de temps $\tau_{1,2}$ qui caractérisent le début et la fin de la décroissance de $\sigma(t)$ sont très longues ; elles augmentent davantage lorsque la température est abaissée et se stabilisent ensuite vers 200 K (Fig. 3.17), comportement caractéristique de la réémission des électrons piégés. On en déduit le niveau énergétique des zones isolantes $E_i = E_c - 0,17$ eV ainsi que leur niveau de Fermi interne : $E_F = E_v + 0,32$ eV. Ces zones sont responsables d'une réduction de l'ordre de 33 % de la conductivité globale du P-SOS [41].

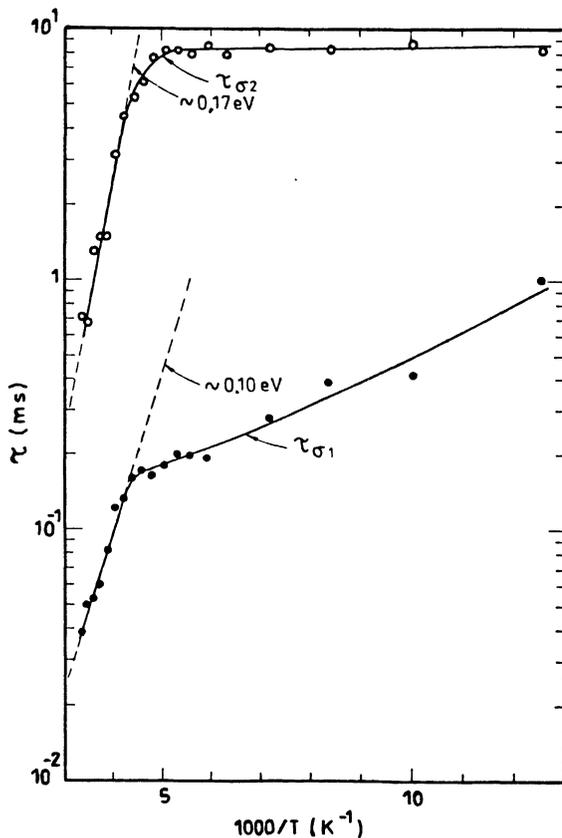


Fig. 3.17. — Influence de la température sur les constantes de temps $\tau_{1,2}$ de la décroissance de la photoconductivité. Echantillon SOS d'épaisseur 0,9 μ m et de dopage $N_A = 5 \times 10^{16}$ cm^{-3} , soumis à une impulsion laser ($E = 0,5$ mJ, $\lambda = 1,06$ μ m) (d'après Roux et Bielle-Daspét [41]).

[Influence of temperature on the time constants $\tau_{1,2}$ of the photoconductivity decay for SOS samples of thickness 0.9 μ m and doping 5×10^{16} cm^{-3} (laser pulse $E = 0.5$ mJ, $\lambda = 1.06$ μ m) (after Roux et Bielle-Daspét [41]).]

Ces observations sont en bon accord avec les mesures du coefficient d'absorption du SOS qui s'avère être plus élevé que dans le Si massif pour des énergies des photons inférieures au gap. Dumin [83] met en évidence l'existence de précipités de défauts, situés à environ 0,3 eV du bord de bande du SOS de type N ou P. La densité de ces défauts augmente lorsque l'épaisseur de la couche diminue, ce qui relie naturellement la position des régions isolantes dans le film à son inhomogénéité (§ 3.3). Plus récemment Lagowski *et al.* [74] expliquent les résultats de mesures de photovoltage par une amorphisation partielle du SOS (se traduisant par un gap $E_g = 1,45$ eV au lieu de 1,1 eV) dont le degré dépend, tout comme la densité de centres profonds, des traitements thermiques subis par le matériau.

3.5.2 Recombinaison en surface et profil de la durée de vie. — Tout particulièrement dans les couches minces, les processus de recombinaisons en volume et sur les surfaces sont intimement liés, de sorte que les mesures expérimentales ne fournissent qu'une valeur *effective* τ_{eff} de la durée de vie. Suivant le phénomène exploité et selon l'épaisseur des couches étudiées, τ_{eff} s'écarte plus ou moins de la durée de vie volumique τ_v , ce qui explique l'éventail des résultats publiés sur le SOS. L'étude des caractéristiques $I(V)$ directes des diodes diffusées [85] et l'analyse transitoire de la décroissance de conductivité après irradiation par électrons d'énergie 4 à 20 keV [86] conduisent à une durée de vie de l'ordre de 10^{-10} s, alors que des résultats de microscopie électronique [87] et de courants de fuite des capacités MOS [88] suggèrent des valeurs 100 fois plus élevées. De plus, il semble que le fort dopage de l'interface Si- Al_2O_3 , au phosphore ($N_D = 10^{20}$ cm^{-3} [89]) ou à l'arsenic ($N_D > 5 \times 10^{16}$ cm^{-3} [88]) entraîne, par un effet de « gettering », l'augmentation de τ_v d'au moins un ordre de grandeur ; une valeur de $\tau_v = 2$ μ s a même été rapportée [89].

Senn [90] a analysé les caractéristiques des transistors bipolaires latéraux et des diodes sur SOS ; en utilisant l'expression $\tau_{\text{eff}}^{-1} = \tau_v^{-1} + s_1/b$ et en supposant $\tau_v = 50$ ns il détermine une vitesse de recombinaison s_1 à l'interface Si- Al_2O_3 de l'ordre de 10^3 m/s. Ce résultat paraît en accord avec celui de Garcia [68] qui attribue l'essentiel du courant de fuite I_s des diodes $\text{P}^+ \text{NN}^+$ à grille de contrôle aux processus de recombinaison-génération à l'interface Si- Al_2O_3 ($I_s \propto s_1$). Par ailleurs, la mesure de la résistance série de la base N des diodes lui a permis d'évaluer, à travers un modèle très simplifié, la longueur « effective » de diffusion des minoritaires : $L_p = 0,7$ μ m à faible injection et $L_p = 7$ μ m à forte injection. Une confirmation de la valeur minimale (0,7 μ m) est apportée par l'évolution du courant induit dans les diodes $\text{P}^+ \text{N}$ lorsqu'un faisceau d'électrons (provenant d'un microscope électronique à balayage) se rapproche de la jonction ; de plus, Garcia [68] montre

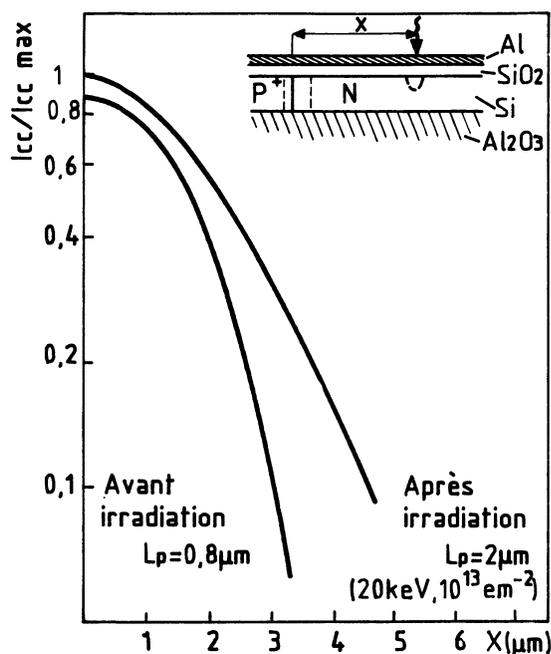


Fig. 3.18. — Enregistrement du courant induit lors de la mesure de L_p par MEB (d'après Garcia [68]).

[Injected current plot during the L_p measurements by scanning electron microscopy (after Garcia [68]).]

(Fig. 3.18) qu'après irradiation des échantillons à 20 keV et 10^{13} électrons/cm², L_p augmente jusqu'à 2 μm , ce qui tend à prouver l'écrantage partiel de l'interface Si-Al₂O₃.

Les études entreprises par Choujaa [73] concernent en particulier :

- le courant de fuite des transistors MOS et des diodes PN (drain-substrat et source-substrat),
- le courant transitoire des capacités MOS lorsqu'une impulsion fait passer d'un régime d'accumulation ou d'inversion à un régime de désertion profonde,
- le courant inverse des diodes P⁺ NN⁺ et P⁺ PN⁺, contrôlé par deux grilles situées sur les faces avant Al-SiO₂-Si et arrière Al-Al₂O₃-Si (Fig. 3.19).

De manière générale le courant de fuite augmente pendant l'extension de la désertion et se sature (tout comme le bruit [72, 73], cf. § 3.4) lorsque la zone de charge d'espace s'étale jusqu'à l'interface Si-Al₂O₃. Choujaa [73] déduit une durée de vie de 1 à 10 ns et une vitesse de recombinaison (Si-Al₂O₃) de l'ordre de 200 m/s.

Cette valeur est inférieure aux estimations précédentes mais reste très supérieure à celle correspondant à l'interface Si-SiO₂; l'activation en température des courants de fuite montre que les centres de recombinaison sont situés à environ 0,3 eV au-dessus du milieu de la bande interdite.

Les résultats expérimentaux de la figure 3.19 ont été complétés par Gris et Montier [65]. Ils démontrent que les courants inverses des diodes sur SOS

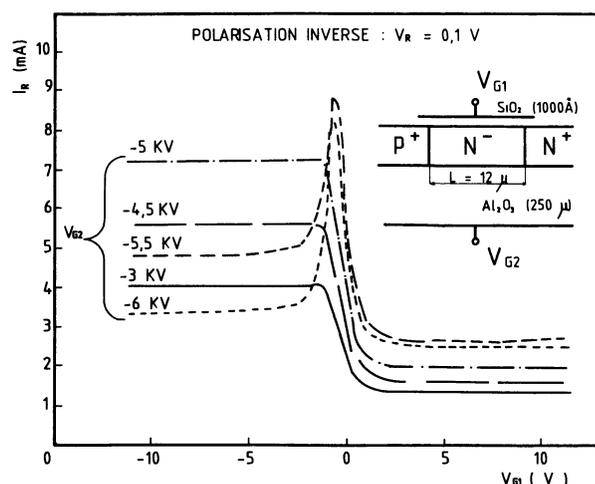


Fig. 3.19. — Courant inverse d'une diode P⁺ NN⁺ en fonction des tensions appliquées sur les deux grilles (d'après Choujaa [73]). Pour $V_{g1} > 0$, lorsque $(-V_{g2})$ augmente l'interface Si-Al₂O₃ passe d'un régime d'accumulation à la désertion (I_s augmente) et ensuite à l'inversion (I_s se sature). Pour $V_{g1} < 0$, I_s augmente avec $(-V_{g2})$ pendant la désertion et diminue en régime d'inversion (écrantage de l'interface Si-Al₂O₃ pour $V_{g2} < -5$ kV). Le pic de I_s correspond à une désertion totale du Si (pas d'accumulation ou d'inversion aux interfaces [65]).

[Reverse current of P⁺ NN⁺ diode as a function of forward and backward gate biasing (after Choujaa [73]).]

sont dus aux générations en volume, qui masquent donc l'effet de la génération à l'interface Si-Al₂O₃.

Pour mieux dissocier recombinaison en volume et sur les surfaces Cristoloveanu *et al.* [91] et Lilienkamp et Pfeleiderer [92] ont proposé l'utilisation de l'effet magnétodiode. Dans une diode P⁺ NN⁺ (Fig. 3.20) soumise à l'action d'un champ magnétique transversal, les électrons et les trous subissent une déviation Lorentzienne : pour $B < 0$ ils sont poussés vers l'interface très recombinante Si-Al₂O₃ de sorte que leur nombre moyen $\langle \delta n \rangle$ et le courant I diminuent ; au contraire, pour $B > 0$, ils sont soustraits à l'action de cette interface et alors $\langle \delta n \rangle$ et I augmentent.

La théorie générale de l'effet magnétodiode [37, 93] montre que la caractéristique $I(V)$ du régime semi-conducteur s'écrit :

$$I = \frac{9}{8} e \mu_n \mu_p \tau_{\text{eff}} (n_0 - p_0) \frac{V^2}{L^3} \quad (3.15)$$

où L est la longueur de la base et τ_{eff} dépend de façon complexe des paramètres de recombinaison et de l'intensité des champs. En particulier τ_{eff} est très sensible à la variation de B ce qui permet aux magnétodiodes d'être d'excellents capteurs magnétiques [94]. Dans une structure « épaisse » ($b = 7 \mu\text{m}$, Fig. 3.20b), la durée de vie volumique τ_v peut être considérée comme quasi uniforme et 3 points expérimentaux ($+B$, $-B$ et $B = 0$) suffisent pour déterminer les valeurs moyennes de τ_v , ≈ 10 ns et des deux

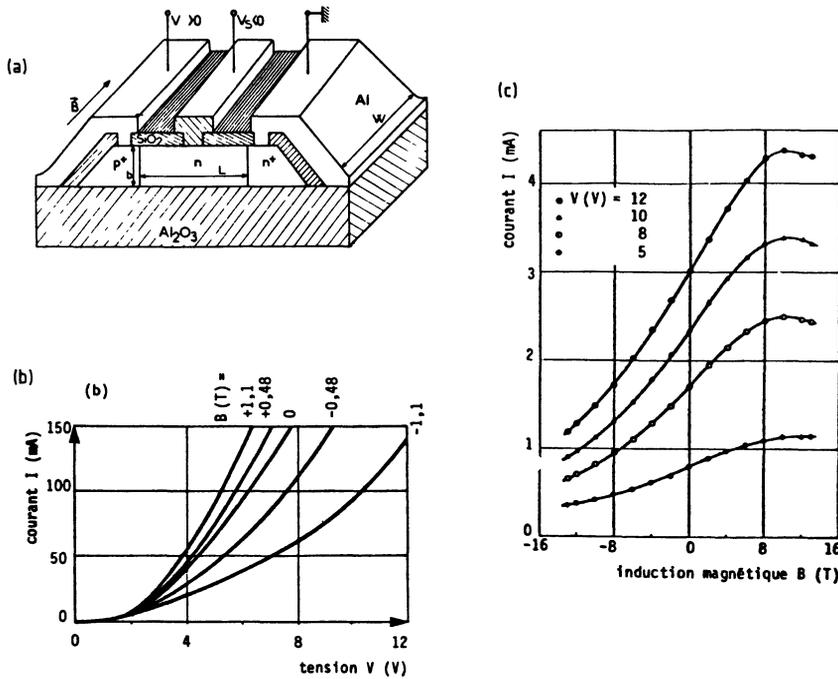


Fig. 3.20. — Configuration d'une magnétodiode SOS (Fig. a) et caractéristiques expérimentales à faible champ (Fig. b : $L = 18 \mu\text{m}$, $W = 200 \mu\text{m}$, $n_0 = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $b = 7 \mu\text{m}$) et à fort champ magnétique (Fig. c : $L = 10 \mu\text{m}$, $W = 50 \mu\text{m}$, $b = 0,65 \mu\text{m}$, $n_0 = 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) (d'après [37, 52, 91, 93, 94]).

[SOS magnetodiode configuration (Fig. a) and experimental characteristics at low field (Fig. b : $L = 18 \mu\text{m}$, $W = 200 \mu\text{m}$, $n_0 = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $b = 7 \mu\text{m}$) and at high magnetic field (Fig. c : $L = 10 \mu\text{m}$, $W = 50 \mu\text{m}$, $b = 0,65 \mu\text{m}$, $n_0 = 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$).]

vitesses de recombinaisons $s_1(\text{Si-Al}_2\text{O}_3) \approx 180 \text{ m/s}$ et $s_2(\text{Si-SiO}_2) \approx 15 \text{ m/s}$ [37, 52].

Les films usuels d'épaisseur plus faible nécessitent de prendre en compte la réduction de la durée de vie vers l'interface Si-Al₂O₃. La réponse transitoire des capacités MOS et l'évolution des courants de fuite, en régime de déplétion, des diodes à grille de contrôle suggèrent une distribution exponentielle des centres G-R [88, 95]. Par ailleurs, les analyses SIMS [24] et les mesures de bruit sur les transistors MOS à déplétion profonde [72] apportent des arguments sérieux en faveur d'une plus forte densité de centres dans les premières centaines d'angströms. On montre de plus que les caractéristiques des magnétodiodes à haut champ magnétique (Fig. 3.20c) [96], ne peuvent être retrouvées théoriquement ni pour une distribution uniforme de τ_v , ni lorsque la variation de $\tau_v(y)$ excède un ordre de grandeur. Le tableau I résume les paramètres déduits pour les deux modèles d'inhomogénéité de $\tau_v(y)$, en considérant des lois générales de recombinaison :

$$\tau_v(y) = \tau_v^0(y) \frac{1 + A_v \delta n(y)/(n_0 + p_0)}{1 + \delta n(y)/(n_0 + p_0)} \quad (3.13)$$

$$s_{1,2} = s_{1,2}^0 \frac{1 + \delta n_{1,2}(n_0 + p_0)}{1 + A_{s_{1,2}} \delta n_{1,2}(n_0 + p_0)}$$

Cette simulation confirme d'abord l'existence d'une durée de vie inhomogène de 1 à 10 ns et ensuite la

Tableau I. — Paramètres de recombinaison obtenus à l'aide de l'effet magnétodiode pour une distribution uniforme (couche SOS d'épaisseur 7 μm), exponentielle ou abrupte (épaisseur 0,65 μm) de la durée de vie et pour des lois de recombinaison linéaires ou non linéaires (d'après Cristoloveanu et al. [52]).

[Recombination parameters deduced from the magnetodiode effect by considering uniform (SOS layer 7 μm thick), exponential or abrupt (0,65 μm thick) distributions of the bulk lifetime and linear or non linear recombination laws (after Cristoloveanu *et al.* [52]).]

Paramètre / Modèle	$\tau_v(\text{Si-SiO}_2)(\text{ns})$	$\tau_v^0(\text{Si-Al}_2\text{O}_3)(\text{ns})$	A_v	$s_2(\text{Si-SiO}_2)(\text{ms}^{-1})$	A_{s_2}	$s_1(\text{Si-Al}_2\text{O}_3)(\text{ms}^{-1})$	A_{s_1}	$l_{s_1=s_1\tau_v}(\text{Å})$
$\tau_v^0(y)$ uniforme recomb. linéaires	10	10	1	< 15	1	180	1	18 000
$\tau_v^0(y)$ exponent. recomb. non-linéaires	50	5	0,5	< 5	0,5	20 + 40	0,7	1 000
$\tau_v^0(y)$ abrupt recomb. non-linéaires	7	0,5	0,7	< 10	0,5	30 + 40	0,5	100

bonne qualité de l'interface Si-SiO₂. Soulignons qu'à l'interface film-substrat, la vitesse de recombinaison n'est pas très élevée mais modérée. Ce résultat en excellent accord avec les travaux de Gris et Montier [65], est expliqué par la continuité du taux de recombinaison sur la surface et dans le volume sous-jacent : la décroissance de $\tau_v(y)$ signifie que le volume est en réalité responsable d'une partie des recombinaisons qui avaient été précédemment attribuées à l'interface

Si-Al₂O₃ [68, 73, 90]. Pour comparer les taux respectifs de recombinaison volumique et surfacique, une « épaisseur caractéristique de la surface » a été définie ($t_s \# s_1 \tau_v$); la continuité est obtenue pour $t_s = 100$ à $1\ 000 \text{ \AA}$, résultat qui indique la *profondeur de l'influence de l'interface Si-Al₂O₃ dans le volume* [52] et qui se compare favorablement aux mesures plus directes de la couche de transition ⁽³⁾.

4. Discussion et conclusion.

4.1 COHÉRENCE DES RÉSULTATS. — La cohérence des résultats entre travaux d'origines différentes mais concernant le même thème a été systématiquement soulignée au cours des sections précédentes. L'objet de ce paragraphe est de discuter la cohésion d'ensemble des résultats obtenus sur le SOS compte tenu de l'éventail des moyens de caractérisation utilisés. A cette fin nous avons regroupé dans le tableau II les principales informations résultant des diverses investigations que nous avons passées en revue. Nous avons distingué les études faites sur du SOS « non traité » (c'est-à-dire n'ayant pas subi d'opérations technologiques, telles que oxydation, recuit, métallisation..., nécessaires à la fabrication d'un dispositif), de celles réalisées sur du SOS « traité » ou sur des composants SOS.

Pour chacune des méthodes utilisées nous rappelons (tableau II) les conditions expérimentales, les résultats significatifs ainsi que les limitations inhérentes. Ce tableau nous permet de dégager les éléments clés qui gouvernent les propriétés du matériau SOS réalisé et étudié en France.

La couche de transition située à l'interface Si-substrat, d'épaisseur de quelques centaines d'Angströms, a été révélée par spectroscopie électronique; mise par ailleurs en évidence grâce aux propriétés électriques, elle se manifeste par la dégénérescence du matériau à basse température. Les propriétés de transport et de recombinaison dans cette couche proche de l'interface Si-Al₂O₃ sont caractéristiques d'une dégradation très nette de la qualité cristalline. Cela se traduit par une forte diminution de la mobilité (10 à 20 cm²/Vs selon les auteurs), associée à une

⁽³⁾ Ces mêmes dispositifs P⁺ NN⁺ ont servi à l'étude de l'échauffement de porteurs dans le SOS et de son influence sur les phénomènes de double injection. Dufour et Cristoloveanu [97, 98] montrent que la mobilité des porteurs commence à dépendre du champ électrique au-dessus de 2,5 kV/cm (valeur proche de celle du Si massif [99] et suit une loi approximative $\mu = Cte \cdot E^{-0,5}$; en raison de la faible mobilité à l'interface Si-Al₂O₃, la vitesse de saturation n'est globalement atteinte qu'à des champs largement supérieurs à ceux du Si massif. Ils montrent par une méthode de double régionalisation, que la loi quadratique du régime semiconducteur (Eq. 3.15) se transforme en présence de porteurs chauds en une loi linéaire [98].

Tableau II. — *Récapitulation des résultats obtenus sur couches SOS non traitées, semi-traitées et/ou traitées par des méthodes de caractérisations physico-chimiques et électriques.*

[Summary of the results obtained on non-processed, semi-processed and/or processed SOS films by physico-chemical and electrical characterization.]

EXPERIENCES	CONDITIONS EXPERIMENTALES	RÉSULTATS PRINCIPAUX	RÉSULTATS COMPLÉMENTAIRES	EXIGENCES ET/OU RESTRICTIONS	
MATÉRIAU NON-PROCESSE	MEB	TRANSMISSION	NUCLEATION DISTORSION RESEAU	COUCHES NON-COALESCÉES	
	SIMS	—	PROFIL IMPURETES	DOSE COUCHE TRANSITION DESTRUCTIF	
	RX	INCIDENCE RASANTE "LANG" "ROCKING CURVE"	RUGOSITE Si/Al ₂ O ₃ MOSAÏQUE	STOECHIMÉTRIE (SURFACE Si/Al ₂ O ₃) CONTRAINTES	—
	RAMAN	—	CONTRAINTES	CONFIGURATION DES BANDES ("SPLITTING")	—
	AUGER	—	TAUX DE CARBONE	PROFIL IMPURETES	DESTRUCTIF SI ABRASION
MATÉRIAU NON OU SEMI-PROCESSE	RESISTIVITE	T ET ECLAIREMENT VARIABLES	DEGENÉRESCENCE FLUCTUATION POTENTIEL	NIVEAU DE FERMI	CONTACTS OHMIQUES et/ou NON-INJECTANTS ou V D PAU MOYENNES PROPRIÉTÉS
	HALL	T ET B VARIABLES	MOBILITE ENERGIE D'IONISATION COUCHE DEGENÉRE	FLUCT POT ANISOTROPIE	
	PTE	T VARIABLE	COUCHE DEGENÉRE NIVEAU DE FERMI	MOBILITE	
	MAGNETORESISTANCE	LONGITUDINALE ET TRANSVERSALE	COEF ANISOTROPIE (K > 1) MODE COLLISION	MOBILITE CONTRAINTES	
MATÉRIAU PROCESSE	MOS - HALL	T ET B VARIABLES	PROFIL DE -CONDUCTIVITE -MOBILITE -CONCENTRATION	PROFIL DE -MODE DE COLLISION -ANISOTROPIE	DEPLETION PROFONDE
	CAPACITE MOS	FACE AV ET AR T VARIABLE	PROFIL DOPAGE CHARGES INTERFACES DISTRIBUTION ETATS D'INTERFACE	IMPURETES NON - INTENTIONNELLES FLUCT POTENTIEL MOBILITE	RESISTANCE SERIE SCHEMA EQUIVALENT AMINICISEMENT DU SUBSTRAT
	TRANSISTOR MOS	FACE AV ET AR T ET B VARIABLES	MOBILITES SURFACES COUCHE TRANSITION MASSE EFFECTIVE CHARGES OXYDE ET INTERFACES	CONTRAINTES FACTEUR DE DEGENÉRESCENCE	MODELE THOS HAUT B (SHUBNIKOV)
	MAGNETODIODE	B VARIABLE	PROFIL DUREE DE VIE (τ _v = 1 à 10 ns) VITESSES RECOMBIN (15 à 40 m/s)	COUCHE TRANSITION MOBILITE PORTEURS CHAUDS	LONGUEUR, T ET DOPAGE POUR DOUBLE-INJECTION
	PHOTO-COURANTS	LASER IMPULSION T VARIABLE	ZONES ISOLANTES PIEGES VOLUMES (E ₁ , E ₂)	DUREE DE VIE (τ _v < 40 ns)	ROLE DES SURFACES
DIODES P ⁺ /N/P ⁺ P ⁺ /N, N ⁺ /P/N ⁺	EFFETS DE CHAMP AV ET AR	DUREE DE VIE τ _v = 1 à 10 ns	VITESSES DE RECOMB A L'INTERFACE Si/Al ₂ O ₃	CONTROLE DE LA CHARGE D'ESPACE	

densité élevée de pièges (1 à 7 × 10¹² cm⁻²) et de charges de surfaces (10¹² cm⁻²). Bien que les phénomènes de recombinaison soient principalement dominés par le volume (τ_v = 1 à 10 ns) c'est toutefois la qualité médiocre de l'interface Si-Al₂O₃ qui provoque une recombinaison intense dans la couche de transition.

La non-uniformité des couches et leur caractère inhomogène, analysés par spectroscopie d'ions secondaires et par spectroscopie Auger sont reliés à l'existence d'un profil de défauts et d'impuretés non intentionnelles croissant vers l'interface Si-Al₂O₃ et provenant de la contamination du substrat en cours d'épitaxie. La détermination directe des inhomogénéités de transport nécessite la combinaison de plusieurs types de mesures magnétoélectriques (conductivité, MR longitudinale et transversale, effet Hall, capacité MOS, ...), effectuées dans de larges gammes de température et d'induction magnétique et contrôlées par effet de champs. De manière générale ces mesures ont permis de corréliser sans ambiguïté la détérioration des qualités de transport vers l'interface Si-Al₂O₃, avec l'augmentation de la densité d'impuretés et de défauts.

La mobilité de dérive des électrons (déduite des

courbes de MR longitudinale) est 50 % supérieure à la mobilité de Hall et diminue d'un facteur 2 sur environ 0,4 μm en dessous de l'interface Si-SiO₂ où $\mu_n \# 1\,000\text{ cm}^2/\text{Vs}$; les mobilités dans le canal des TMOS sont typiquement $\mu_n \# 500\text{ cm}^2/\text{Vs}$ et $\mu_p \# 200\text{ cm}^2/\text{Vs}$. Par rapport au Si massif le coefficient d'anisotropie est peu modifié ($K \# 5$) alors que les processus de collisions électroniques changent radicalement sous l'influence des impuretés non intentionnelles. Ainsi les collisions de type coulombien l'emportent sur les collisions avec les phonons non seulement à basse température, mais aussi à la température ambiante lorsque la distance par rapport au substrat devient inférieure à 0,3 μm . Notons aussi qu'une partie des électrons se trouvent localisés dans des puits de potentiel de profondeur voisine de 25 meV.

Enfin une autre caractéristique du SOS est de présenter de fortes *contraintes* d'interface film-substrat liées au processus de croissance par hétéro-épitaxie à haute température. Ces contraintes, révélées par spectroscopie Raman et par magnéto-transport sont responsables dans une large mesure de la plus faible mobilité dans les couches SOS comparativement au Si massif. Le modèle de conduction à 4 ellipsoïdes permet de résumer, sur le plan théorique, cette modification.

Toutefois, si les propriétés électriques sont dans l'ensemble bien corrélées aux propriétés structurales des couches SOS, il n'en reste pas moins que certains points demeurent encore mal perçus. Tel est le cas, par exemple, de l'origine précise de la couche de transition à l'interface Si-Al₂O₃ et de son rôle universel vis-à-vis des propriétés électriques. Certes, si son caractère dégénéré à basse température ne fait aucun doute, en revanche sa nature et son mécanisme de formation sont controversés. Certains auteurs l'attribuent à l'existence de fluctuations de potentiel d'amplitude croissante vers l'interface Si-substrat. D'autres auteurs suggèrent qu'il s'agit plutôt d'une couche d'accumulation associée à la présence de charges fixes dans le saphir ou d'une zone d'inversion faible. Il est vraisemblable qu'une compréhension plus approfondie de cette couche de transition passe par la connaissance du degré d'amorphisation et plus généralement de la densité d'états des bandes dans cette région. Sur le plan expérimental cela suggère l'opportunité d'étendre les études des propriétés de transport à une gamme de température plus basse afin de faire la part entre les modèles théoriques cités.

Un autre point délicat est relatif aux états de l'interface Si-Al₂O₃ dont la densité totale est bien connue ($\# 10^{12}\text{ cm}^{-2}$) mais le profil énergétique dans la bande interdite présente une dispersion. D'après certains il existe près du milieu du gap un pic, attribué à un niveau profond dans la couche de transition, alors que d'autres trouvent une densité d'états plus importante près des bords de bande, comme pour l'interface Si-SiO₂.

Enfin, les valeurs extrêmement faibles des mobilités

au voisinage du substrat (allant jusqu'à 10 cm^2/Vs) n'ont été que qualitativement justifiées par le caractère désordonné de l'interface.

Il est bon de souligner que les mobilités tirées des caractéristiques des transistors MOS sont entachées d'une certaine imprécision dans la mesure où les seuls modèles de TMOS existant ne prennent pas en compte l'influence du désordre et, plus généralement, les phénomènes de localisation aux interfaces. Une étude plus complète des propriétés de transport à l'interface Si-Al₂O₃ par effet de champ se doit d'associer la mesure de l'effet Hall dans la couche d'inversion à l'interprétation des caractéristiques des transistors MOS face arrière par un modèle physique réaliste.

4.2 EFFICACITÉ ET OPTIMISATION DES MÉTHODES DE CARACTÉRISATION DU SOS.

— En raison de la complexité des dispositifs CMOS sur SOS (faibles dimensions, grande densité d'intégration) il est essentiel, d'abord, de démarrer le processus d'intégration à partir de couches épitaxiées de qualité convenable et, ensuite, de suivre les propriétés du matériau durant les différents stades technologiques. Il se pose la question des critères physiques définissant une qualité minimale du matériau et celle du choix des méthodes optimales de caractérisation. Ces méthodes de test se doivent sûres et suffisamment simples pour pouvoir être appliquées au cours du flux technologique. Il est clair par exemple que pour évaluer la qualité de l'hétéro-épitaxie, les techniques fondées sur le fonctionnement des dispositifs auront une efficacité limitée en raison du retard provoqué par leur fabrication et ne peuvent être exploitées que ponctuellement; au contraire elles sont essentielles dans l'étude des perturbations apportées au matériau par les différentes étapes de l'intégration (oxydation, métallisation, recuit...). Néanmoins, *la mise au point* de méthodes fiables de test nécessite de multiples vérifications s'appuyant sur la confrontation de différentes mesures physico-chimiques ou électriques, dont certaines de grande complexité.

Le tableau III donne une vue synthétique des principaux paramètres physiques et des méthodes jugées comme optimales pour leur caractérisation. Les techniques pouvant apporter des informations complémentaires sont également mentionnées. Nous nous sommes aussi intéressés à l'évaluation de la précision et à la présentation des conditions particulières de mesure.

Les techniques *spectroscopiques* jouent un rôle considérable :

— elles permettent d'établir des relations entre les paramètres gouvernant la préparation du matériau (température de l'hétéroépitaxie, vitesse, orientation, etc...) et la qualité cristalline des couches : identification des défauts, détermination de leur orientation et de leur densité, analyse de la structure de bande et des contraintes élastiques, appréciation de l'état des surfaces et des interfaces.

Tableau III. — *Techniques de caractérisation des principales propriétés des films SOS. Précision : (***) très bonne (quelques % d'erreur), (**) bonne (quelques 10 % d'erreur malgré conditions expérimentales difficiles et/ou théorie complexe), (*) résultat qualitatif.*

[Characterization techniques for the determination of the main properties of SOS films. Accuracy : (***) very good (some % of error), (**) good (some 10 % of error although experimental difficulties and/or complicated theories), (*) qualitative result].

PROPRIÉTÉ FONDAMENTALE	EXPERIENCE OPTIMALE	EXPERIENCE COMPLÉMENTAIRE	PRÉCISION	CONDITIONS PARTICULIÈRES		
PHYSICO-CHEMIE	NUCLEATION couche de transition	MICROSCOPIE ELECTRONIQUE MEB MET	RAYONS X une monochouche ***	diff- orientations		
	CRISTALLINITE - HOMOGENEITE	REFLECTIVITE UV	TOPOGRAPHE RAYONS X PHOTOVOLTAJE	UV entre 2-5,5 eV RX "rocking curve"		
	TAUX et PROFILS D'IMPURETES et DEFILTS	SMS	AUGER	---		
	STRUCTURE de BANDE- CONTRAINTE	RAMAN	TRANSPORT PHOTOVOLTAJE	**	T*, B variables	
TRANSPORT	RUGOSITE ou ETAT de SURFACE	RAYONS X REFL RASANTE	REFLECTIVITE UV	**	UV $\lambda \approx 4000 \text{ \AA}$	
	RESISTIVITE	CONDUCTION	PHOTO- σ	***	T variable cartographie	
	MOBILITE	HALL	TEMPS de VOL MAGNETORESISTANCE LONGITUDINALE (MRL)	***	haut B, T* MRL (≈ 110)	
	CONCENTRATION PORTEURS	HALL	PTE	**	T*	
	MODE DE COLLISIONS	HALL	MAGNETORESISTANCE TRANSVERSALE (MRT)	*	T*, haut B	
	NIVEAU DE FERMI	POUVOIR TH-EL (PTE)	HALL	**	T*	
	INHOMOGENEITE GLOBALE	PTE	HALL, MR	*	T*, haut B	
	PROFILS D'INHOMOGENEITE	HALL- MOS MR, CONDUCTIVITE	CAPACITE MOS	**	T* et fréquence variables haut B	
	RECOMBINAISONS	DUREE DE VIE VOLUMIQUE	PHOTOCURANT PHOTOCONDUCTION EFFET MD	EFFET PHOTOMAGNETOELECTRIQUE (PME)	**	Laser, T* haut B
		VITESSE DE RECOMB EN SURFACE	MAGNETODIODE (MD)	DIODES (CONTROLEES PAR 1 OU 2 GRILLES)	**	haut B
INTERFACES	DENSITE D'ETATS DENSITE DE CHARGES	CAPACITE MOS (CV)	THOS BRUIT	**	DESERTION FAIBLE et FORTE INVERSION	
	MOBILITE DANS CANAL INVERSION	THOS	HALL MR (2 DIMENSIONS)	***	T et B variables	
	MASSE EFF DE SURFACE- ANISOTROPIE	SHUBNIKOV DE MAS / THOS	RAMAN	**	haut B	
	MOBILITE INTERFACE Si-Al ₂ O ₃	THOS (CV)	PTE PHOTOCONDUCTIVITE	*	Amicissement du substrat	

— la précision des mesures est généralement bonne malgré certaines difficultés pratiques (préparation très minutieuse des échantillons, effets parasites dus à la rugosité des surfaces, etc...).

Néanmoins :

— la grande complexité de ces techniques les rend inexploitable de manière systématique dans une filière technologique,

— les résultats déduits ne sont que très indirectement corrélables aux performances des dispositifs à réaliser.

Dans un but de simplification il a été récemment proposé [100, 101] d'utiliser la mesure de la variation du coefficient de réflexion des rayons UV (à $\lambda = 2800 \text{ \AA}$ et $\lambda = 4000 \text{ \AA}$) pour la détermination du pourcentage de défauts dans le SOS et de l'irrégularité de la surface. La fiabilité de cette méthode, qui permet en plus une topographie bidimensionnelle des couches, a été vérifiée par microscopie électronique en transmission et par spectroscopie à rayons X [100].

Les paramètres macroscopiques tels la mobilité, la concentration, l'anisotropie, sont déduits à l'aide de méthodes de transport électrique. Malgré l'éventail des conditions de mesure (température, champ magné-

tique, photo-excitation, ...) les erreurs expérimentales restent faibles, les principales limitations étant d'ordre fondamental :

— détermination de propriétés inhomogènes par mesures effectuées sur toute la couche,

— équivalence injustifiée entre mobilités de Hall et de dérivation, entre mobilités de volume et de surface, entre densités d'impuretés ionisées et de porteurs mobiles,

— utilisation de modèles théoriques inadaptés,

— gammes insuffisantes de mesure (température, fréquence, ...).

Les données qui apparaissent indispensables pour une caractérisation globale, même très simplifiée du SOS, sont bien sûr la conductivité et l'effet Hall mais aussi le pouvoir thermoélectrique.

L'efficacité des structures à déplétion (MOS-Hall, capacité, ...) dans la détermination des profils verticaux des paramètres de transport est reconnue mais des limitations subsistent toutefois :

— nécessité d'un faible dopage favorisant une déplétion profonde,

— existence de la longueur de Debye et d'autres sources d'erreurs qui peuvent être minimisées sur le plan pratique par la détermination de la tension de bande plate pour chaque température, par le choix de la fréquence de mesure et d'un schéma électrique équivalent réaliste.

C'est l'ensemble de ces précautions qui assurent une faible marge d'erreur (5 à 10 %) aux résultats déduits (profils de mobilités, d'anisotropie, de concentration, ...) et, conduisent en contrepartie à une complexité expérimentale telle que l'automatisation de la mesure devient souhaitable. Une méthode duale pour la mesure des profils consiste à réduire progressivement l'épaisseur des couches par attaque chimique, évitant ainsi les problèmes liés au processus de déplétion; l'inconvénient essentiel vient de l'appréciation des propriétés de *volume* à partir de la mesure (différentielle) des contributions de couches situées en *surface* et contaminées, en plus, par l'attaque.

Les paramètres déduits du fonctionnement des dispositifs intégrés sont les plus suggestifs quant à la qualité du circuit final; c'est aussi par eux que l'on mesure en pratique l'efficacité d'une optimisation technologiques. Comme ces paramètres peuvent être affectés d'incertitudes expérimentales, dues par exemple à l'inhomogénéité horizontale des plaques, il est préférable d'utiliser des histogrammes topographiques de résultats [100]. Mais les incertitudes se manifestent plutôt durant la phase de modélisation : bien des aspects théoriques ne sont pas convenablement maîtrisés (bruit $1/f$, piégeage d'électrons chauds dans l'oxyde, mécanismes des courants de fuite à l'interface Si-Al₂O₃, ...) et de nombreux modèles parallèles coexistent, conduisant à des résultats différents. L'utilisation de modèles repose aussi sur la présomption que les paramètres auxiliaires sont connus avec pré-

cision. A titre d'exemple, dans le cas de l'exploitation d'un modèle simplifié de l'effet magnétodiode, il a été montré qu'une faible incertitude (10 à 50 %) sur les mobilités et/ou sur le dopage engendre des erreurs très fortes (100 à 1 000 %) sur l'estimation de la durée de vie et de la vitesse de recombinaison à l'interface Si-Al₂O₃ [91]; pour éviter cet inconvénient il a fallu faire appel à un modèle plus rigoureux et surtout à des données expérimentales supplémentaires [52, 96].

Les résultats obtenus dans les tableaux II et III permettent d'établir un organigramme du processus de caractérisation (Fig. 4.1). Ce schéma montre les possibilités existant pour compléter et optimiser les études sur SOS, ainsi que les éléments à considérer pour amorcer une étude cohérente des couches de Si sur SiO₂.

4.3 CONCLUSION. — Nous avons présenté dans ce travail les propriétés des couches SOS fabriquées en France, provenant, en grande partie, des recherches menées par de nombreuses équipes dans le cadre d'une action concertée (GCIS). Les résultats obtenus par des techniques très différentes montrent un bon degré de corrélation. Les quelques questions restant ouvertes concernent tout particulièrement la qualité de l'interface Si-Al₂O₃ [102] et les moyens proposés pour diminuer le nombre de défauts :

- écrantage de l'interface par surdopage profond [103],
- réduction des contraintes à 300 K par création artificielle (laser) de contrainte « négative » à la température du dépôt [104],
- hydrogénation des couches [105].

En ce qui concerne l'avenir du SOS il semble que le pessimisme qui régnait les années précédentes était exagéré [106], car de nouveaux circuits continuent d'apparaître [5, 106]. La résistance du SOS aux irradiations le rend indispensable pour de nombreuses applications. Par ailleurs, la plus faible mobilité dans

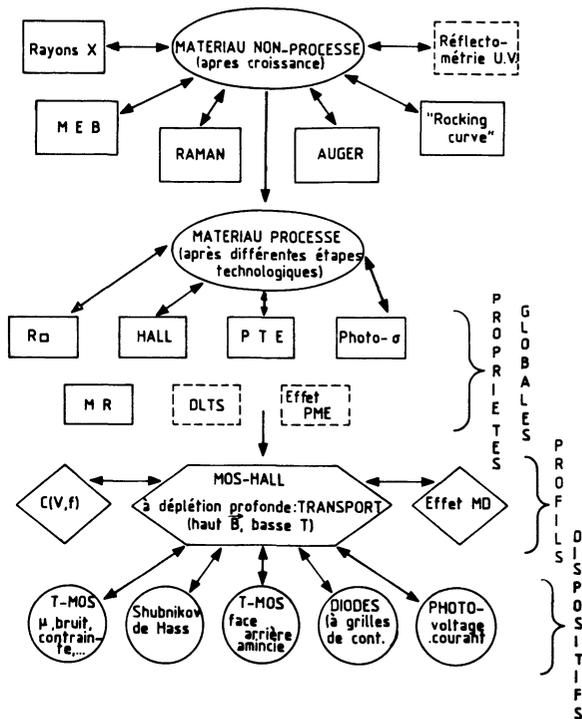


Fig. 4.1. — Organigramme du processus préconisé pour la caractérisation des technologies Silicium Sur Isolant; en cadre plein mesures déjà exploitées pour le SOS.

[Organization of a suitable characterization process for Silicon On Insulator; full lines show the techniques already exploited for SOS.]

le SOS n'est plus un inconvénient majeur lorsqu'on pense aux dispositifs sub-microniques à échauffement de porteurs. Enfin, les couches de Si sur SiO₂, dont les techniques de fabrication ne sont pas encore certaines, ne paraissent pas vouées à concurrencer le SOS [107]; elles seront vraisemblablement destinées à des applications différentes concernant en particulier le développement des circuits à 3 dimensions.

Bibliographie

[1] BOREL, J., *Onde Electrique* **58** (1978) 812.
 [2] MICHELETTI, F. B., *IEEE Trans. Electron. Devices* **ED 25** (1978) 857.
 [3] MAURITS, J. E., *IEEE Trans. Electron. Devices* **ED 25** (1978) 859.
 [4] CULLEN, G. W., WANG, C. C., *Heteroepitaxial Semiconductors for Electronic Devices* (Springer Verlag, New York) (1978).
 [5] 1982 IEEE SOS/SOI Technology Workshop, Provincetown, USA (1982).
 [6] FRAIMBAULT, J. L., Thèse d'Etat, USM Grenoble (1967).
 [7] TRILHE, J., PECCOUD, L., VERDONE, M., Rapport LETI-DRME 72.34-415.00.480.7501 (1973).
 [8] CRISTOLOVEANU, S., GHIBAUDO, G., KAMARINOS, G., 1982 IEEE SOS/SOI Technology Workshop, Provincetown, USA (1982).
 [9] CRISTOLOVEANU, S., Séminaire Franco-Britannique « Le Matériau Silicium », CNET Grenoble (1982).
 [10] TRILHE, J., MONTIER, M., SOLLIER, A., Rapport LETI/MEA n° 1087 (1975).
 [11] TRILHE, J., LE GAL, H., ROLLAND, G., Rapport LETI/MEA n° 1093 (1975).
 [12] LE GAL, H., TASSON, M., Rapport LETI/CRM n° 77-1261 (1977).
 [13] GONCHOND, J. P., Thèse USM Grenoble (1978).
 [14] CROCE, P., *Acta Electron.* **24** (1981/1982) 247.
 [15] CROCE, P., NEVOT, L., Rapport GCIS (1979).
 [16] CARFAGNINI, M. L., Thèse 3^e cycle, INP Grenoble (1981).
 [17] TRILHE, J., Thèse d'Etat, USM Grenoble (1975).
 [18] SCHWEBEL, C., VAPAILLE, A., BOUCHIER, D., GAUTHERIN, G., MEYER, F., Proc. 8th Int. Vacuum Congress, Cannes (France), vol. 1, 1980, 125.

- [19] HAMAR-THIBAUT, S., *Revue Phys. Appl.* **16** (1981) 317.
- [20] ENGLERT, T., ABSTREITER, G., PONTCHARRA, J., *Sol. State Electron.* **23** (1979) 31.
- [21] GONCHOND, J. P., ROLLAND, G., TRILHE, J., Rapport LETI/MEP n° 1214 (1977).
- [22] TRILHE, J., BLANCHARD, B., BOREL, J., Rapport LETI/MEA n° 1231 (1977).
- [23] TRILHE, J., Rapport LETI/MEA n° 1362 (1979).
- [24] TRILHE, J., BLANCHARD, B., BOREL, J., Proc. 3rd Int. Conf. on Solid Surfaces, Vienna (Austria), 1977, 541.
- [25] NISHI, Y., HARA, Y., *Japon J. Appl. Phys. Supp.* **17** (1978) 27.
- [26] SCHLOTTERER, H., *Solid State Electron.* **11** (1968) 947.
- [27] HUGHES, A. J., THORSEN, A. C., *J. Appl. Phys.* **44** (1973) 2304.
- [28] HYNCEK, J., *J. Appl. Phys.* **45** (1974) 2631.
- [29] HUGHES, A. J., *J. Appl. Phys.* **46** (1975) 2849.
- [30] OHMURA, Y., *J. Phys. Soc. Japan* **39** (1975) 549.
- [31] OHMURA, Y., *J. Phys. Soc. Japan* **47** (1979) 145.
- [32] LEE, J. H., Thèse Docteur-Ingénieur, INP Grenoble (1981).
- [33] SHIBUYA, M., *Phys. Rev.* **95** (1954) 1385.
- [34] VAPAILLE, A., *Physique des Dispositifs à Semiconducteurs* (Masson, Paris) 1970.
- [35] HERRING, C., VOGT, E., *Phys. Rev.* **101** (1955) 944.
- [36] LEE, J. H., CRISTOLOVEANU, S., CHOVET, A., *Solid State Electron.* **25** (1982) 947.
- [37] CRISTOLOVEANU, S., Thèse d'Etat, INP Grenoble (1981).
- [38] CRISTOLOVEANU, S., LEE, J. H., CHOVET, A., *Revue Phys. Appl.* **15** (1980) 725.
- [39] ROBERT, J. L., DUSSEAU, J. M., GIRARD, P., SICART, J., *J. Appl. Phys.* **54** (1983) 1903.
- [40] GHIBAUDO, G., KAMARINOS, G., *Revue Phys. Appl.* **17** (1982) 133.
- [41] ROUX, M., BIELLE DASPET, D., *Revue Phys. Appl.* **16** (1981) 495.
- [42] GRIS, Y., BELLO, Y., Rapport LETI/MEA n° 1273 (1978).
- [43] GHIBAUDO, G., HSIA, C. Y., KAMARINOS, G., a) ESSDERC 80, York (U.K.), 1980; b) IEEE SOS Workshop, Cupertino (USA), 1980.
- [44] GHIBAUDO, G., HSIA, C. Y., KAMARINOS, G., Proc. 8th Int. Vacuum Congress, Cannes (France), 1980, vol. 1, 459.
- [45] GHIBAUDO, G., Thèse Docteur-Ingénieur, INP Grenoble (1981).
- [46] IPRI, A. C., *J. Appl. Phys.* **43** (1972) 2770.
- [47] MORIN, F. J., MAITA, J. P., *Phys. Rev.* **96** (1955) 28.
- [48] DUMIN, D. J., ROSS, E. C., *J. Appl. Phys.* **41** (1970) 3139.
- [49] IPRI, A. C., ZEMEL, J. N., *J. Appl. Phys.* **44** (1973) 744.
- [50] HEIMAN, F. P., *Appl. Phys. Lett.* **8** (1966) 31.
- [51] ELLIOT, A. B., ANDERSON, J. C., *Solid State Electron.* **15** (1972) 531.
- [52] CRISTOLOVEANU, S., CHOVET, A., KAMARINOS, G., *Solid State Electron.* **21** (1978) 1563.
- [53] GHIBAUDO, G., TSAMAKIS, D., PAPATRIANTAFILLOU, C., KAMARINOS, G., ROKOFILLOU, E., *J. Phys. C.* **16** (1983) 4479.
- [54] YASUDA, Y., OHMURA, Y., *Japan J. Appl. Phys.* **8** (1969) 1098.
- [55] HSU, S. T., SCOTT, J. H., *RCA Rev.* **36** (1975) 240.
- [56] SZE, S. M., *Physics of Semiconductor Devices* (Wiley, New York) 1982.
- [57] LEE, J. H., CRISTOLOVEANU, S., Proc. 8th Int. Vacuum Congress, Cannes (France), 1980, 550.
- [58] LEE, J. H., CRISTOLOVEANU, S., ESSDERC & SSSDT, Toulouse (France) 1981.
- [59] LEE, J. H., CRISTOLOVEANU, S., CHOVET, A., *Thin Solid Films* **89** (1982) 13.
- [60] LEE, J. H., *Electron. Lett.* **17** (1981) 566.
- [61] GENTIL, P., *Revue Phys. Appl.* **13** (1978) 609.
- [62] HSU, S. T., SCOTT, J. H., HAM, W. E., IEDM, Washington (USA), 1973.
- [63] LE GOASCOZ, V., BOREL, J., SUAT, J., ESSDERC, Nottingham (U.K.), 1974.
- [64] RIGAUD, D., TOUBOUL, A., SODINI, D., LOPEZ, J. C., LECOY, G., *Revue Phys. Appl.* **15** (1980) 937.
- [65] GRIS, Y., MONTIER, M., Rapport LETI/MEA n° 1306 (1978).
- [66] BERNARD, J., GARCIA, M., SUAT, J. P., Rapport LETI/MEA n° 888 (1972).
- [67] MONROY, A., Rapport LETI/MEA n° 1321 (1978).
- [68] GARCIA, M., Thèse Docteur-Ingénieur, USM Grenoble (1974).
- [69] KAWAJI, S., HATANARA, K., NAKAMURA, K., ONGA, S., *J. Phys. Soc. Japan* **41** (1976) 1073.
- [70] ENGLERT, T., LANDWHER, G., PONTCHARRA, J., DORDA, G., *Surface Sci.* **98** (1980) 427.
- [71] SUN, S. C., PLUMMER, J. D., *IEEE Trans. Electron. Devices* **ED 27** (1980) 1497.
- [72] GENTIL, P., CHAUSSE, S., *Solid State Electron.* **20** (1977) 935.
- [73] CHOUJAA, A., Thèse Docteur-Ingénieur, INP Grenoble (1977).
- [74] TOUBOUL, A., PELOUX, G., LECOY, G., CHOUJAA, A., GENTIL, P., *Revue Phys. Appl.* **13** (1978) 227.
- [75] GOODMAN, A. M., *IEEE Trans. Electron. Devices* **ED 21** (1974) 753 et **ED 22** (1975) 63.
- [76] NICOLLIAN, E. H., GOETZBERGER, A., *Bell System J.* **46** (1967) 1055.
- [77] CASTAGNE, R., Thèse d'Etat, Paris (1970).
- [78] ROSSEL, P., Thèse d'Etat, Toulouse (1973).
- [79] DUBE, C. KRUSIUS, P., FREY, J., SOS Workshop, Snowmass (USA), 1980.
- [80] GENTIL, P., *Electron. Lett.* **16** (1980) 617.
- [81] MOREAU, F., Rapport DEA, ENSER Grenoble (1980).
- [82] BRINI, J., GENTIL, P., Rapport EFCIS-ENSER Grenoble (1983).
- [83] DUMIN, D. J., *Solid State Electron.* **13** (1970) 415.
- [84] LAGOWSKI, J., JASTRZEBSKI, L., CULLEN, G. W., *J. Electrochem. Soc.* **128** (1981) 2665.
- [85] DUMIN, D. J., SILVER, R. S., *Solid State Electron.* **11** (1968) 353.
- [86] NORRIS, C. B., *Appl. Phys. Lett.* **20** (1972) 187.
- [87] ABRAHAMS, M. S., BUIOCCHI, C. B., *Appl. Phys. Lett.* **27** (1975) 325.
- [88] MCGREIVY, D. J., VISWANATHAN, R. C., *Appl. Phys. Lett.* **25** (1974) 505.
- [89] SCHRODER, D. K., RAI-CHANDOURI, R., *Appl. Phys. Lett.* **22** (1973) 455.
- [90] SENN, P., Thèse Docteur-Ingénieur, INP Grenoble (1975).
- [91] CRISTOLOVEANU, S., KAMARINOS, G., VIKTOROVITCH, P., BOREL, J., STADERINI, R., Proc. 7th Int. Vacuum Congr. & 3rd Int. Conf. on Solid Surfaces, Vienna (Austria), 1977, 1943.
- [92] LILIENKAMP, P., PFLEIDERER, H., *Phys. Status Solidi* (a) **43** (1977) 479.

- [93] CRISTOLOVEANU, S., *Phys. Status Solidi (a)* **64** (1981) 683 et **65** (1981) 281.
- [94] MOHAGHEGH, A., CRISTOLOVEANU, S., PONTCHARRA, J., *IEEE Trans. Electron. Devices* **ED 28** (1981) 237.
- [95] KRANZER, D., *Appl. Phys. Lett.* **25** (1974) 103.
- [96] CRISTOLOVEANU, S., Proc. Int. Conf. on Appl. of High Magnetic Fields in Semicond. Phys., Grenoble (France), 1982, 427.
- [97] DUFOUR, M., CRISTOLOVEANU, S., 2nd Annual Gen. Cond. Matter Divis. Conf. of the EPS, Manchester (Angleterre), 1982.
- [98] DUFOUR, M., CRISTOLOVEANU, S., *Appl. Phys. A* **29** (1982) 87.
- [99] JACOBONI, C., CANALI, C., OTTAVIANI, G., ALBERIGI QUARANTA, A., *Solid State Electron.* **20** (1977) 77.
- [100] CULLEN, G. W., ABRAHAMS, M. S., CORBOY, J. F., DUFFY, M. T., HAM, W. E., JASTRZEBSKI, L., SMITH, R. T., BLUMENFELD, M., HARBEKE, G., LAGOWSKI, J., *J. Crystal Growth* **56** (1982) 281.
- [101] JASTRZEBSKI, L., DUFFY, M. T., CORBOY, J. F., CULLEN, G. W., LAGOWSKI, J., *J. Crystal. Growth* **58** (1982) 37.
- [102] PONCE, F. A., *Appl. Phys. Lett.* **41** (1982) 371.
- [103] YAMAMOTO, Y., SUGIYAMA, T., HARA A., INADA, T., *J. Appl. Phys.* **53** (1982) 793.
- [104] SAI-HALASZ, G. A., FANG, F. F., SEDGWICK, T. O., SEGMULLER, A., *Appl. Phys. Lett.* **36** (1980) 419.
- [105] JASTRZEBSKI, L., LAGOWSKI, J., CULLEN, G. W., PANKOVE, J. I., *Appl. Phys. Lett.* **40** (1982) 713.
- [106] PANCHOLY, R. K., 1982 IEEE SOS/SOI Technology Workshop, Provincetown (USA), 1982.
- [107] JASTRZEBSKI, L., 1982 IEEE SOS/SOI Technology Workshop, Provincetown (USA), 1982.